

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

На правах рукописи

РЫЛЬКОВ ВЛАДИМИР ВАСИЛЬЕВИЧ



Электронный транспорт в Si структурах с малой компенсацией
при эффекте поля в примесной зоне и монополярном фотовозбуждении

01.04.10 – физика полупроводников

Диссертация на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Москва 2015

Оглавление

Введение	6
Глава 1. Кинетика релаксации примесной фотопроводимости легированного слабокомпенсированного Si (на примере p - Si:B)	28
1.1. Физические факторы, определяющие примесную фотопроводимость легированных слабокомпенсированных полупроводников.....	29
1.2. Установка для изучения быстрых релаксационных процессов в примесных фотопроводниках.....	35
1.3. Феноменологическое описание кинетики примесной фотопроводимости.....	39
1.4. Концентрационная зависимость характерной глубины примесной A^+ -зоны.....	44
1.5. Рекомбинация дырок через A^+ -состояния и дырочная проводимость по примесной A^+ -зоне.....	51
1.6. Влияние уровня легирования на захват дырок притягивающими A^- центрами бора.....	57
1.7. Захват дырок на нейтральные акцепторы в грейщих электрических полях.....	63
Выводы к Главе 1	72
Глава 2. Полевые эффекты в фоточувствительных структурах с блокированной проводимостью по примесной зоне (ВІВ – структурах) на основе Si с высоким уровнем легирования и малой компенсацией	74
2.1. Основные сведения о примесной фотопроводимости ВІВ структур на основе слабокомпенсированных полупроводников с высоким уровнем легирования.....	75
2.2. Криогенная приставка к транспортному сосуду Дьюара для исследования примесной фотопроводимости полупроводниковых структур при субнановаттных потоках излучения и ее апробация.....	83
2.2.1. Конструкция криогенной приставки.....	84

2.2.2. Определение коэффициента фотоэлектрического усиления слабокомпенсированного Si:Ga.....	87
2.2.3. Термоактивационная спектроскопия малых количеств сопутствующих примесей бора в слабокомпенсированном Si:Ga.....	89
2.2.4. Эффект Френкеля-Пула для примеси бора в Si в сильных электрически полях.....	98
2.3. Вольт-амперные характеристики ВІВ–структур и эффект Френкеля-Пула в примесной зоне.....	106
2.3.1. Динамические вольт-амперные характеристики Si:As ВІВ-структур в темновых условиях.....	106
2.3.2. Вольт-амперные характеристики Si:B ВІВ-структур в режиме ограничения фотоотклика прыжковым транспортом.....	113
2.4. Фототермополевая ионизация примесей бора в Si:B ВІВ-структурах	
2.4.1. Образцы.....	123
2.4.2. Спектральные особенности фотоответа.....	125
2.4.3. Обсуждение результатов эксперимента.....	128
2.5. Магниторезистивный эффект в Si:B ВІВ-структурах в полях до 30 Тл	
2.5.1. Методика и результаты экспериментов.....	135
2.5.2. Обсуждение.....	137
Выводы к Главе 2.....	141
3. Фотовольтаический эффект при примесном поглощении ИК излучения в Si:B ВІВ структурах.....	144
3.1. Образцы и методы исследований.....	144
3.2. Результаты экспериментов.....	146
3.3. Обсуждение.....	150
3.3.1. Особенности энергетической диаграммы структур.....	150
3.3.2. Механизм фотовольтаического эффекта.....	153
Выводы к Главе 3.....	158
4. Использование ВІВ структур для магнитооптических исследований в сильных (до 60 Тл) магнитных полях.....	160

4.1. Влияние сильных магнитных полей на излучение квантовых каскадных лазеров.....	161
4.1.1. Квантовый каскадный лазер в сильных магнитных полях.....	162
4.1.2. Образцы и методы их исследования.....	164
4.1.3. Результаты и их обсуждение.....	170
4.2. Компактный терагерцовый спектрометр для исследований циклотронного резонанса в сильных импульсных магнитных полях.....	177
4.2.1. Образцы и экспериментальная установка.....	178
4.2.2. Результаты и их обсуждение.....	180
Выводы к Главе 4.....	183
5. Транспортные свойства МОП структур на основе слабокомпенсированного Si:B при эффекте поля в примесной зоне.....	185
5.1 Si:B МОП структуры и особенности формирования в них поверхностных каналов проводимости.....	187
5.1.1. Формирование квази-2D канала прыжковой проводимости в режиме обеднения.....	188
5.1.2. Механизм квази-2D прыжковой проводимости.....	192
5.1.3. Дырочный канал обогащения и особенности его формирования..	196
5.2. Неомические свойства квази-2D прыжковой проводимости.....	199
5.3. Мезоскопические флуктуации недиагональной компоненты тензора сопротивления в Si:B МОП структурах.....	205
5.3.1. Мезоскопические флуктуации поперечного сопротивления в режиме прыжкового переноса в слабых электрических полях.....	206
5.3.2. Особенности мезоскопических флуктуаций поперечного сопротивления при прыжковой проводимости в сильных электрических полях.....	213
5.3.3. Флуктуации поперечного сопротивления в режиме транспорта свободных дырок в кулоновском случайном потенциале.....	218

5.4. Эффект Холла и мезоскопические флуктуации недиагональной компоненты тензора сопротивления в перколяционных системах с гигантским отрицательным магнетосопротивлением.....	225
5.4.1. Гранулированные пленки Fe/SiO ₂ в области прыжковой проводимости.....	226
5.4.2. Перколяционные системы на основе магнитных полупроводников типа III-Mn-V.....	235
5.4.2.1. Магнитные слои In _{1-x} Mn _x As ($x \approx 0.1$).....	235
5.4.2.1.1. Образцы и методика исследований.....	236
5.4.2.1.2. Результаты и их обсуждение.....	237
5.4.2.1.3. Эффект Холла и магнетосопротивление в двухкомпонентных магнитных системах.....	244
5.4.2.2. Гетероструктуры GaAs/ δ <Mn>/GaAs/In _x Ga _{1-x} As/GaAs с высоким содержанием Mn.....	254
5.4.2.2.1. Образцы и особенности их структуры.....	257
5.4.2.2.2. Проводимость и эффект Холла.....	260
5.4.2.2.3. Перколяционный характер проводимости: мезоскопические флуктуации поперечного сопротивления.....	264
5.4.2.2.4. Обсуждение результатов.....	269
Выводы к Главе 5.....	274
Заключение.....	277
Литература.....	289

Посвящается

*моей маме А.И. Рыльковой
и учителям А.Г. Ждану и Т.М. Лифшицу,
которых я всегда буду помнить и
память о которых вдохновляла меня
при написании этого труда*

Введение

Проводимость широкого класса неупорядоченных систем при определенных условиях определяется прыжковым переносом носителей заряда [1,2]. К числу таких систем, важных в практическом отношении, относятся полупроводники с высоким уровнем легирования [3], в которых прыжковый механизм переноса носителей является доминирующим при низких температурах, когда легирующая примесь выморожена и зонная проводимость отсутствует. Традиционный метод кинетического уравнения, используемый при рассмотрении зонной проводимости, не применим для описания прыжкового транспорта, поскольку электропроводность в этом случае носит квантовый характер и определяется туннельными переходами электронов между локализованными состояниями. По существу, именно исследования прыжковой проводимости в начале 70-х годов, с одной стороны, стимулировали развитие нового подхода в количественном описании проводимости неупорядоченных систем, в основе которого лежат методы и модели теории протекания [3]. С другой стороны, эти исследования способствовали прогрессу в технологии получения «чистых» легированных полупроводников (в первую очередь Si и Ge) с тщательно контролируемым примесным составом, используемых, в частности, для создания детекторов ИК диапазона для приема оптических сигналов в космосе, т.е. в условиях, когда уровень потока фонового и сигнального излучения не велик и составляет $\sim 10^7 \div 10^{12}$ фотон/см²·с [4]. Примечательно, что именно Si и Ge с высоким уровнем легирования в настоящее время активно используются для разработки высокочувствительных датчиков среднего и дальнего ИК диапазонов в матричном исполнении на основе структур с блокированной прыжковой проводимостью (ВІВ-структур)

[5,6] с числом элементов, достигающим для Si 1024x1024 [7]; причем существенную роль в фотоотклике таких детекторов играет прыжковая проводимость и эффект поля в примесной зоне [5-8].

К моменту начала настоящей работы достаточно подробно были изучены особенности прыжковой проводимости в темновых условиях по основным состояниям примесей (нижней примесной зоне Хаббарда) в объемных полупроводниках, беспорядок в которых контролируется уровнем легирования и степенью компенсации легирующей примеси. В меньшей степени были исследованы низкотемпературные транспортные свойства легированных полупроводников при примесном фотовозбуждении, т.е. в условиях, когда могут разрушаться корреляции пространственного распределения зарядов в примесной зоне и изменяться ее энергетическая структура. В частности, это относится к легированному Si с малой степенью компенсации ($K = 10^{-3} - 10^{-5}$), который в настоящее время наиболее привлекателен для создания высокочувствительных детекторов ИК диапазона в матричном исполнении [6]. Фотопроводимость кремния с уровнем легирования $\geq 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при малой степени компенсации обладает рядом принципиальных особенностей, связанных с наличием у нейтральных примесных атомов H-подобных состояний (D^- , A^+ -состояний нейтральных доноров и акцепторов, соответственно), формирующих верхнюю примесную зону Хаббарда (D^- , A^+ -зону) [9]. Захват фотоносителей в примесную $D^-(A^+)$ -зону и движение по ней (например, прыжковое, в зависимости от степени делокализации D^- , A^+ -состояний) может приводить к образованию комплексов типа D^-D^+ (или A^+A^- для p -типа полупроводника) и изменять степень беспорядка в системе [9]. Существенно также, что эти явления практически целиком могут определять рекомбинационные характеристики материала и времена релаксации примесной фотопроводимости (ПФП), т.е. основные параметры, обеспечивающие работу ИК детекторов на основе легированных слабокомпенсированных полупроводников. Однако, к моменту начала работы основные исследования кинетики ПФП осуществлялись посредством

измерения стационарного времени жизни носителей заряда, либо по частотной зависимости ПФП, причем большинство исследований было проведено на заметно компенсированных материалах, а также при наличии интенсивной фоновой подсветки. При таких измерениях $D^-(A^+)$ -зона либо вообще не проявляется, либо в процессе измерений происходит перезарядка примесей за счет увеличения концентрации примесных комплексов $D^-D^+(A^+A^-)$, что может существенно изменять фотоэлектрические свойства кристалла и кинетику релаксации ПФП. Другими словами, на момент начала настоящей работы данные по исследованию особенностей релаксации ПФП в легированном Si с малой компенсацией при малых интенсивностях фонового и сигнального возбуждений практически отсутствовали.

Следует отметить, что прыжковая проводимость по основным состояниям примесей длительное время рассматривалась как негативное явление, препятствующее достижению предельной чувствительности примесного фотопроводника. Однако, в конце 80-х годов появились сообщения об успешном использовании Si и Ge с высоким уровнем легирования (для Si до 10^{18} см⁻³) и «сильно развитой» примесной зоной для создания высокочувствительных структур в ИК области спектра [5]. Прыжковая проводимость в таких структурах (ВІВ – структурах [5,6]) подавляется введением тонкого блокирующего слоя из нелегированного Si (или Ge), что сопровождается проявлением эффекта поля в примесной зоне, впервые рассмотренного теоретически в [10]. В этих условиях в легированной (активной) области структур при определенной полярности напряжения смещения блокирующего слоя (отрицательной для p-Si) возникает область пространственного заряда (ОПЗ), в которой отсутствуют центры рекомбинации для фотоносителей. Большой уровень легирования активного слоя обеспечивает высокую квантовую эффективность структур при малых их размерах, что дает возможность создания в матричном исполнении низкофоновых датчиков ИК излучения среднего и дальнего (до 220 мкм на основе Ge) диапазонов [6,7].

Основное внимание при исследовании ВІВ – структур, использующих эффект поля в примесной зоне, уделялось «приборным» аспектам. При этом практически не исследовалась фотопроводимость данных структур в экстремальных условиях. В частности, отсутствовали сведения о механизмах их фотопроводимости: 1) в слабых электрических полях в отсутствие разогрева электронов проводимости; 2) в сильных квантующих магнитных полях, а также 3) при низких температурах в режиме ограничения фотоотклика структур прыжковой проводимостью. Примечательно, что в этих условиях, как было установлено в данной работе, проявляется эффект Френкеля-Пула в примесной зоне, или наблюдается необычный монополярный фотовольтаический эффект, обусловленный быстрым остыванием фотоносителей в активной области объектов и особенностями их энергетической структуры. Относительно слабое влияние магнитного поля на фотоотклик Si:B ВІВ структур, выявленное в ходе работы над диссертацией, стимулировало эксперименты по изучению возможности их использования для магнитооптических исследований в сильных (до 60 Тл) импульсных полях, в частности, квантовых каскадных лазеров (ККЛ) [177]. В результате был обнаружен эффект гигантской модуляции интенсивности излучения ККЛ магнитным полем, обусловленный формированием «фононного горла» в электронной системе на основе 0D сильно вырожденных состояний в условиях квантования Ландау.

На момент начала работы не были также исследованы особенности латеральной темновой прыжковой проводимости в условиях эффекта поля, приводящего к сильному изменению соотношения пустых и занятых состояний в примесной зоне, а, следовательно, энергетической структуры примесной зоны и ее транспортных свойств. Между тем, эффект поля в примесной зоне может играть существенную роль при низких температурах в работе Si МОП транзисторов со встроенным каналом проводимости, используемых в качестве входных каскадов в устройствах криоэлектроники [4,6]. В данной работе при исследовании транзисторных МОП структур на основе слоев легированного слабокомпенсированного Si впервые был обнаружен квази-2D канал

прыжковой проводимости, который формируется в области пересечения уровня Ферми с примесной зоной в переходной области, разделяющей ионизованные и нейтральные акцепторы. При этом изгиб зон полупроводника, необходимый для формирования квази-2D канала проводимости, зависит от уровня легирования и, как было показано, определяется уширением примесной зоны вследствие генерации флуктуационного потенциала (ФП) ионизованными акцепторами в условиях его нелинейного экранирования носителями квази-2D канала. Заметим, что в [10] рассмотрен случай обратной полярности напряжения на полевом электроде, когда примесные центры у поверхности полупроводника нейтрализуются и квази-2D канал прыжковой проводимости не возникает.

При эффекте поля в примесной зоне также кардинально изменяется и топология перколяционных путей протекания носителей заряда, приводя к сильным мезоскопическим флуктуациям сопротивления локальных областей (эффект некогерентной мезоскопии [11]). При этом характерный масштаб усреднения сопротивления (электрической неоднородности), определяемый радиусом корреляции перколяционного кластера L_c , фактически определяет и минимальные размеры МОП транзистора. Однако, основные эксперименты по исследованию эффектов некогерентной мезоскопии были выполнены в режиме прыжковой проводимости на структурах малой длины ($L < L_c$). Проводимость таких структур определяется перколяционными путями с аномально низким сопротивлением, которые не образуют бесконечного кластера и потому при $L \gg L_c$ не влияют на электропроводность структуры.

В данной работе при исследовании эффекта поля в примесной зоне Si:B МОП структур обнаружены мезоскопические флуктуации недиагональной (холловской) компоненты тензора сопротивления R_{xy} , которые наблюдались в объектах с размерами $L \gg L_c$. Флуктуации R_{xy} по природе своей отличаются от флуктуаций продольного сопротивления R_{xx} [11] тем, что определяются перестройкой бесконечного кластера, и потому их анализ дает возможность

экспериментальной оценки важного параметра перколяционной системы – радиуса корреляции L_c .

Оказалось также, что мезоскопические флуктуации поперечного сопротивления R_{xy} имеют общий характер и могут существенным образом проявляться не только при исследовании перколяционных систем в условиях эффекта поля, но и в других случаях, когда в результате внешнего воздействия происходит перестройка путей протекания. В данной связи особый интерес представляют системы с отрицательным гигантским магнетосопротивлением (ГМС), в частности, магнитные металл-диэлектрические нанокомпозиты и полупроводники, легированные магнитными примесями, перспективные для создания устройств спинтроники [12]. Наиболее сильно эффект ГМС наблюдается в этих объектах при прыжковом характере их проводимости. При этом, как правило, не учитывается возможность перестройки перколяционного кластера под действием магнитного поля. Между тем, один из существенных факторов, препятствующий наблюдению эффекта Холла в данных системах, связан с перестройкой кластера и мезоскопическими флуктуациями R_{xy} , сопровождающими ее. Изучение этих флуктуаций в данной работе позволило получить важную информацию не только о масштабах магнито-электрических неоднородностей, но и об эффекте Холла, который демонстрирует необычное поведение в режиме перколяционной проводимости.

Целями работы являются:

- выяснение механизмов, определяющих особенности кинетики примесной фотопроводимости и рекомбинации носителей заряда в легированном слабокомпенсированном кремнии в условиях их прилипания (захвата) на нейтральные центры, в том числе в греющих электрических полях;
- установление физических факторов, определяющих поперечный электронный транспорт в слоистых структурах с заблокированной прыжковой проводимостью (ВІВ структурах) на основе легированного слабокомпенсированного кремния при эффекте поля в примесной зоне в условиях монополярного фотовозбуждения, а также в темноте;

- выяснение возможности и оптимальных условий использования Si BIV структур с блокированной прыжковой проводимостью для магнитооптических исследований в сильных импульсных (до 60 Тл) магнитных полях на примерах изучения квантовых каскадных лазеров и циклотронного резонанса;
- установление механизмов продольного прыжкового транспорта носителей в транзисторных МОП структурах на основе слоев легированного слабокомпенсированного кремния в темновых условиях при эффекте поля в примесной зоне, включая область сильных продольных электрических полей;
- выяснение природы и условий проявления мезоскопических эффектов в поперечном (холловском) сопротивлении в объектах с перколяционной (прыжковой) проводимостью, в том числе в системах с гигантским отрицательным магнетосопротивлением; изучение возможности использования этих эффектов для оценки масштабов магнито-электрических неоднородностей.

Научная новизна работы заключается в следующем:

1. Установлено, что в Si:B с малой компенсацией ($K \leq 10^{-3}$) и концентрацией бора $N_A \geq 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ время релаксации примесной фотопроводимости τ_{rl} при температурах вымораживания примеси ($\leq 18 \text{ K}$) значительно (>10 раз при $\approx 7 \text{ K}$) превосходит время жизни дырок τ из-за их прилипания к нейтральным центрам бора. При $N_A \geq 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ($N_A^{-1/3} \leq 3 \cdot a_i$, где a_i – боровский радиус A^+ -состояния атомов В) существенно взаимодействие между этими центрами, в результате чего их характерная энергетическая глубина увеличивается. Установлено, что в греющих электрических полях коэффициент прилипания $\theta = \tau_{rl}/\tau$ незначительно увеличивается с ростом энергии дырок до $\bar{\varepsilon}_k \approx \varepsilon_i = 2 \text{ мэВ}$ (энергия связи дырки в изолированном A^+ -центре), а при $\bar{\varepsilon}_k \geq 2\varepsilon_i$ падает вследствие уменьшения коэффициента захвата дырок на нейтральные центры: $\alpha_c^0 \propto (\bar{\varepsilon}_k)^{-0.45}$. Результаты эксперимента подтверждаются вариационными расчетами, учитывающими

конечный размер потенциала нейтрального центра и коротковолновый характер электрон-фононного взаимодействия в полупроводниках типа Ge и Si.

2. Обнаружено, что в условиях взаимодействия центров прилипания ($N_A^{-1/3} \leq 3 \cdot a_i$) и при температурах ниже некоторой критической ($T \leq T^* \approx 7$ К) не прямой захват дырок из A^+ -зоны на отрицательно заряженные акцепторы (A^- -центры) существенно изменяет кинетику релаксации ПФП: в релаксации начинает наблюдаться, помимо медленной составляющей, еще и быстрая компонента, амплитуда которой растет с уменьшением температуры, что связано с усилением роли непрямого канала рекомбинации дырок через A^+ -зону.

3. Установлено, что при относительно высоких температурах (≈ 18 К), когда не прямой канал рекомбинации зонного типа несущественен, коэффициент захвата дырок на A^- -центры α^- линейно возрастает с увеличением уровня легирования. Предложена модель, в рамках которой рост α^- объясняется неупругим захватом дырок нейтральными акцепторами, расположенными вблизи притягивающего A^- -центра; такой захват способствует остыванию дырок и обуславливает дополнительный канал их рекомбинации, не связанный с перемещением дырок в A^+ -зоне. Найденное в рамках модели значение коэффициента захвата дырок $\alpha_e^0 \approx 3 \cdot 10^{-7}$ см⁶·с⁻¹ незначительно (в ≈ 2 раза) превышает их коэффициент захвата для нейтральных центров бора, пространственно расположенных вдали от A^- -центров.

4. Развита метод термостимулированной проводимости (ТСП) для спектроскопии в легированном Si с малой компенсацией ($K \leq 10^{-3}$) более мелких, чем основная, сопутствующих примесей (СП) при их содержании $N_s < N_{comp}$ - концентрации компенсирующих центров. Метод ТСП продемонстрирован на примере выявления СП бора ($\varepsilon_a = 44.4$ мэВ) в Si:Ga ($\varepsilon_a = 72$ мэВ) с компенсацией $K \sim 10^{-3}$ и изучения эффекта Френкеля-Пула для СП бора в этом материале. Показано, что энергия активации СП бора уменьшается в электрическом поле заметно слабее (на 16%), чем следует из обычно используемой одномерной модели.

5. Обнаружено, что вольт-амперные характеристики ВІВ-структур на основе Si:B и Si:As с высоким уровнем легирования активного слоя ($\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$) демонстрируют при низких температурах ($\leq 6 \text{ K}$) особенности, связанные с влиянием электрического поля на прыжковый перенос. Модель, основанная на представлениях об эффекте Френкеля-Пула в примесной зоне, позволяет в пределах $\approx 5\%$ описать ВАХ ВІВ структур в широком диапазоне экспериментальных условий и определить величину прыжковой проводимости в слабом поле в омическом режиме.
6. В Si:B ВІВ-структурах с высоким уровнем легирования активного слоя ($N_A \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$) обнаружен новый механизм приповерхностной фототермополевой ионизации примесей, имеющий линейчатый характер и позволяющий идентифицировать природу примеси в переходной *i*-Si/*p*-Si области ВІВ-структур.
7. Установлено, что падение фотоотклика Si:B ВІВ-структур ($N_A \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$) в магнитном поле, направленном параллельно фототоку, не превышает 2 раз в полях до 30 Тл при пониженных напряжениях смещения ($\leq 0.4 \text{ В}$), когда коэффициент умножения дырок $M_g \approx 1$.
8. Обнаружен необычный монополярный фотовольтаический эффект, проявляющийся в Si:B ВІВ-структурах ($N_A \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$) с малой толщиной (3 мкм) блокирующего слоя. Фотоэдс возникает при энергиях квантов превышающих энергию ионизации атомов В, причем величина фотоэдс не зависит от интенсивности фотовозбуждения (при $\Phi > 10^{13} \text{ фотон/см}^2 \cdot \text{с}$) и в пределе низких температур близка к энергии активации прыжковой проводимости ε_3 активного слоя. Развита модель, в рамках которой фотовольтаический эффект объясняется баллистическим пролетом фотодырками блокирующего слоя, их быстрым остыванием в активном слое, а также наличием потенциального барьера $\approx \varepsilon_3$ между активным и блокирующим слоями. Полученная с использованием модели величина $\varepsilon_3 \approx 9.6 \text{ мэВ}$ согласуется с теоретической оценкой $\varepsilon_3 \approx 12 \text{ мэВ}$.

9. Продемонстрирована возможность использования ВІВ-структур для магнитооптических исследований твердотельных объектов в сильных импульсных (до 60 Тл) магнитных полях. Обнаружен эффект гигантской модуляции интенсивности излучения ($\sim 10^3$ раз) квантовых каскадных лазеров магнитным полем, который обусловлен межподзонными магнитофононными резонансами (антирезонансами) и является следствием формирования «фононного горла» в электронной системе на основе 0D сильно вырожденных состояний в условиях квантования Ландау.

10. Изучены транспортные свойства МОП структур на основе слоев легированного слабокомпенсированного Si:B ($N_A = 10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$) в условиях эффекта поля. Установлено, что энергия активации квази-2D канала прыжковой проводимости, формируемого в области пересечения уровня Ферми с примесной зоной, зависит от уровня легирования и определяется уширением примесной зоны вследствие генерации флуктуационного потенциала (ФП) ионизованными акцепторами в условиях нелинейного экранирования ФП носителями квази-2D канала.

11. Флуктуационная природа уширения примесной зоны подтверждена результатами исследований зависимости проводимости квази-2D канала σ от продольного электрического поля E . Эта зависимость, как было установлено, имеет пороговый характер и, начиная с некоторого поля, подчиняется закону: $\ln \sigma(E) \propto E^{1/2}$, в соответствие с представлениями о неомических свойствах неупорядоченных систем со случайным кулоновским потенциалом.

12. При исследованиях эффекта поля в примесной зоне Si:B МОП структур в холловской геометрии обнаружены мезоскопические флуктуации недиагональной компоненты тензора сопротивления R_{xy} , имеющие квазипериодический характер при изменении напряжения на полевом электроде. Показано, что флуктуации R_{xy} определяются перестройкой проводящих цепочек, образующих бесконечный кластер, что дает возможность экспериментальной оценки важного параметра перколяционной системы – радиуса корреляции кластера L_c .

13. Показано, что мезоскопические флуктуации в R_{xy} имеют общий характер и наблюдаются в перколяционных системах в условиях, когда в результате внешнего воздействия происходит изменение путей протекания носителей заряда. В частности, флуктуации R_{xy} обнаружены в Si:B МОП структурах при относительно высоких температурах (~ 77 К) в режиме транспорта свободных дырок во флуктуационном потенциале ионизованных примесей p -слоя. Полученные из анализа флуктуаций R_{xy} оценки радиуса корреляции L_c в зависимости от потенциала полевого электрода V_g совпадают с теоретическими оценками, полученными в рамках представлений о нелинейном экранировании ФП дырками и перколяционном характере их транспорта в широком диапазоне изменения L_c (от ~ 10 нм до ~ 1 мкм).

14. Мезоскопические эффекты в поперечном сопротивлении обнаружены в магнитных перколяционных системах, обладающих гигантским отрицательным магнетосопротивлением [в гранулированных пленках $\text{Fe}_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$ с $x = 0.5-0.6$, полупроводниковых слоях $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ ($x \approx 0.1$), в $\text{GaAs}/\delta\langle\text{Mn}\rangle/\text{GaAs}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ структурах типа квантовых ям с высоким содержанием Mn ($N_{\text{Mn}} \approx 1$ ML)]. Изучение этих флуктуаций позволило получить важную информацию не только о масштабах магнито-электрических неоднородностей, но и выявить необычный характер поведения эффекта Холла: 1) минимум в концентрационной зависимости тангенса холловского угла, наблюдаемый в $\text{Fe}_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$ нанокompозитах на диэлектрической стороне перколяционного перехода; 2) аномальный эффект Холла в слоях $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ ($x \approx 0.1$), который в парамагнитной области температур оказывается выше, чем в ферромагнитной (ФМ); 3) гигантский рост холловской концентрации дырок (до $\approx 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$) в окрестности ФМ перехода в $\text{GaAs}/\delta\langle\text{Mn}\rangle/\text{GaAs}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ гетероструктурах с высоким содержанием Mn ($N_{\text{Mn}} \approx 1$ ML).

Практическая значимость работы определяется тем, что полученные в ней результаты могут быть использованы при разработке матричных высокочувствительных датчиков среднего и дальнего ИК диапазонов на основе структур с блокированной прыжковой проводимостью (ВІВ-структур), а также

Si МОП транзисторов со встроенным каналом проводимости, используемых в качестве входных каскадов в устройствах криоэлектроники.

Обнаруженный необычный фотовольтаический эффект демонстрирует новый подход к регистрации ИК излучения с помощью ВІВ-структур, при котором не возникает проблемы уменьшения темновых токов и шумов, обусловленных ими, и оказываются благоприятными условия для достижения предельной обнаружительной способности ВІВ –детектора, ограниченной естественными флуктуациями потока фотонов.

Кроме того, обнаруженный в работе новый механизм приповерхностной фототермополевой ионизации примесей в сочетании с развитым методом термостимулированной проводимости открывают новые возможности прецизионного контроля и диагностики ВІВ-структур.

Полученные в работе результаты были использованы для разработки компактного спектрометра на основе квантового каскадного лазера, который обладает достаточной мощностью излучения и стабильностью для осуществления исследований циклотронного резонанса (ЦР) в сильных (до 60 Тл) импульсных магнитных полях (точность измерений циклотронного поглощения по положению максимума ЦР лучше 1%, а по абсолютной его величине не хуже 10%).

Практически важный результат заключается также в обнаружении мезоскопических флуктуаций недиагональной компоненты тензора сопротивления R_{xy} , полученных при исследовании квази-2D канала прыжковой проводимости Si:B МОП структур в условиях эффекта поля. Изучение этих флуктуаций позволило разработать новый метод оценки характерного масштаба магнито-электрических неоднородностей перколяционной системы, когда этот масштаб определяется радиусом корреляции кластера и не может быть найден непосредственно из электронно-микроскопических исследований.

Диссертация состоит из Введения, 5 глав, Заключения и списка цитируемой литературы из 310 наименований. Каждая глава содержит выводы по изложенным результатам.

Во Введении обоснована актуальность темы диссертации, указаны ее цели, задачи и сформулированы основные положения, выносимые на защиту; аргументированы научная новизна и практическая значимость выполненных исследований.

Глава 1 посвящена исследованию кинетики релаксации примесной фотопроводимости (ПФП) легированного слабокомпенсированного Si. Исследования релаксации ПФП выполнены в наносекундном диапазоне времен на примере Si:B, являющегося одним из наиболее технологически отработанных легированных полупроводников с рекордно малыми степенями компенсации ($K \sim 10^{-5}$). В исследованных образцах концентрация бора составляла $N_A = 10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$, а степень компенсации варьировалась в диапазоне $K = (0.3-2) \cdot 10^{-4}$. В § 1.1 рассмотрены физические факторы, определяющие ПФП легированных полупроводников с малой компенсацией $K = 10^{-3} - 10^{-5}$, которые выяснены в основном на примерах Ge и Si. В §1.2 описана автоматизированная установка на базе измерительной криогенной ячейки, содержащей полупроводниковый лазер, для изучения быстрых релаксационных процессов в примесных фотопроводниках. В §1.3 представлено феноменологическое описание кинетики ПФП для анализа экспериментальных кривых релаксации, учитывающее: захват дырок на нейтральные и отрицательно заряженные акцепторы и термический выброс дырок с нейтральных акцепторов, а также захват дырок из A^+ -зоны на A^- -центры. В §1.4 представлены результаты исследований концентрационной зависимости эффективной глубины примесной A^+ -зоны. В §1.5 исследована рекомбинация дырок через A^+ -состояния, а также дырочная проводимость по примесной A^+ -зоне. В §1.6 приведены результаты исследования влияния уровня легирования на захват дырок притягивающими A^- -центрами бора в области относительно высоких температур ($\approx 18 \text{ K}$) в условиях, когда канал непрямой рекомбинации зонного типа должен отсутствовать. В §1.7 представлены результаты исследований поведения коэффициента захвата дырок на нейтральные центры в греющих электрических полях.

В Главе 2 рассмотрены результаты исследований в сильных электрических и магнитных полях ПФП структур с блокированной проводимостью по примесной зоне (ВІВ-структуры; “blocked impurity band”) на основе Si:B и Si:As с высоким уровнем легирования и малой компенсацией, в которых реализуется эффект поля в примесной зоне, позволяющий преодолеть ограничение, связанное с падением времени жизни фотоносителей в примесном фотопроводнике вследствие не прямых каналов их рекомбинации с участием нейтральных центров. В §2.1 рассмотрены особенности примесной фотопроводимости ВІВ-структур, а также основные результаты, полученные при их исследовании, для обоснования целей работы, сформулированных во Введении. В §2.2 описана криогенная приставка к транспортному сосуду Дьюара, которая содержит помимо полупроводникового ИК лазера миниатюрный имитатор излучения абсолютно черного тела и может быть использована для исследования примесной фотопроводимости полупроводниковых структур при субнановаттных потоках излучения. В §2.2.1 рассмотрены конструктивные особенности данной приставки, а затем результаты ее апробации на примерах: 1) определения коэффициента фотоэлектрического усиления образцов Si:Ga с концентрацией галлия $N_A = (2-3) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $K \sim 10^{-3}$ (§2.2.2); 2) выявления в данных образцах малых количеств ($\leq 10^{13} \text{ см}^{-3}$) более мелких, чем Ga ($\epsilon_a = 72 \text{ мэВ}$), сопутствующих примесей (СП) бора ($\epsilon_a = 44.4 \text{ мэВ}$) из измерений термостимулированной проводимости (ТСП) (§2.2.3); 3) изучения с помощью развитого метода ТСП эффекта Френкеля-Пула для СП бора в сильных электрических полях до 10^3 В/см (§2.2.4). В §2.3 описаны вольт-амперные характеристики (ВАХ) Si:As и Si:B ВІВ-структур, которые при низких температурах демонстрируют эффект в примесной зоне, подобный эффекту Френкеля-Пула (уменьшение в электрическом поле энергии активации прыжковой проводимости ϵ_3). В §2.4 представлены результаты спектральных исследований ПФП Si:B ВІВ структур, полученных методом газовой эпитаксии, с концентрацией бора в активном слое $N_A \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$. В §2.5

изучена магнитополевая зависимость ПФП ВІВ-структур на основе Si:В с концентрацией бора в активном слое $N_A \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$ в полях до 30 Тл.

Глава 3 посвящена описанию необычного фотовольтаического эффекта, который обнаружен в Si:В ВІВ-структурах при примесном поглощении ИК излучения. Известно, что при монополярном фотовозбуждении неоднородно легированных полупроводников, снабженных омическими контактами, стационарный фотовольтаический эффект должен отсутствовать. В работе был обнаружен фотовольтаический эффект при примесном фотовозбуждении в Si:В ВІВ-структурах с омическими контактами, состоящих из двух эпитаксиально выращенных слоев: активного с высоким уровнем легирования и блокирующего с низким содержанием примесей бора. В §3.1 описаны образцы и методы исследований. Исследовались ВІВ-структуры на основе Si:Sb и Si:В с близкими уровнями легирования активного слоя ($N_B \approx N_{Sb} \approx 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), полученные методом газовой эпитаксии. В §3.2 представлены результаты исследований, в которых был обнаружен фотовольтаический эффект, проявляющийся в Si:В ВІВ-структурах с малой толщиной (3 мкм) блокирующего слоя. В §3.3 рассмотрены особенности зонной диаграммы структур и предложен механизм фотовольтаического эффекта.

В Главе 4 описаны примеры использования ВІВ структур для магнитооптических исследований в сильных (до 60 Тл) магнитных полях. В §4.1 представлены результаты исследования влияние сильных магнитных полей на излучение квантовых каскадных лазеров (ККЛ). Вначале в §4.1.1 описаны физические основы работы ККЛ в сильных полях, затем (§4.1.2) образцы и экспериментальная установка для магнитооптических исследований ККЛ, включающая компактную оптическую измерительную ячейку на основе ВІВ-детектора, выполненную в виде приставки к импульсному соленоиду. Далее, в §4.1.3 представлены результаты магнитооптических исследований, в которых обнаружен эффект гигантской модуляции интенсивности излучения ККЛ магнитным полем. Полученные в разделе 4.1 результаты были использованы для создания компактного терагерцового спектрометра для исследований

циклотронного резонанса (ЦР) в сильных импульсных магнитных полях, апробация которого описана в §4.2 на примере исследования ЦР в $\text{InAs}_x\text{Sb}_{1-x}$ сплавах ($x = 0 - 0.06$).

Заключительная Глава 5 посвящена исследованию транспортных свойств структур металл-оксид-полупроводник (МОП) на основе тонких слоев легированного слабокомпенсированного Si:B в области прыжковой проводимости при эффекте поля в примесной зоне. В §5.1 описаны Si:B МОП структуры и результаты исследований формирования в них квази-2D канала прыжковой проводимости при $V_g > 0$ (§5.1.1), затем описан его механизм (§5.1.2). В §5.1.3 представлены также результаты исследований особенностей формирования дырочного канал обогачения при $V_g < 0$. В §5.2 рассмотрены результаты исследований зависимости проводимости квази-2D канала прыжковой проводимости σ_c от продольного электрического поля E , которые, в частности, подтверждают флуктуационную природу уширения примесной зоны, описанную в §5.1. В §5.3 изучены транспортные свойства Si:B МОП структур ($N_A \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$), выполненных в форме двойного холловского креста (длина и ширина канала проводимости $L=150$ и $W=50$ мкм, соответственно). В §5.3.1 изложены результаты экспериментов в слабом продольном электрическом поле $E_x \leq 10 \text{ В/см}$. В §5.3.2 рассмотрены особенности поведения поперечного сопротивления R_{xy} в сильных электрических полях. В §5.3.3 описаны флуктуации поперечного сопротивления в режиме транспорта свободных дырок, обнаруженные в Si:B МОП структурах ($N_A \approx 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) при относительно высоких температурах ($T \approx 80 \text{ К}$). В §5.4 показано, что мезоскопические флуктуации в R_{xy} носят общий характер и могут наблюдаться в других перколяционных системах в условиях, когда в результате внешнего воздействия происходит изменение путей протекания носителей заряда. В частности, мезоскопические эффекты в R_{xy} обнаружены в магнитных перколяционных системах с активационным характером проводимости, обладающих эффектом отрицательного гигантского магнетосопротивления (ГМС): 1) в гранулированных пленках $\text{Fe}_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$ с $x = 0.5-0.6$ (§5.4.1); 2) в

полупроводниковых слоях $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ с $x \approx 0.1$ (§5.4.2.1), а также 3) в $\text{GaAs}/\delta\langle\text{Mn}\rangle/\text{GaAs}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ структурах типа квантовых ям (КЯ) с $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -слоем ($N_{\text{Mn}} \approx 1 \text{ ML}$), отделенным от КЯ спейсером толщиной $d_s = 2\text{-}5$ нм, которые были получены низкотемпературной ($T_g = 250 \text{ }^\circ\text{C}$) молекулярно лучевой эпитаксией (§5.4.2.2). Изучение флуктуаций δR_{xy} в перколяционных системах с ГМС позволило получить важную информацию не только о масштабах их магнито-электрических неоднородностей, но и выявить необычные особенности поведения эффекта Холла, которые также описаны в разделе 5.4.

В Заключение сформулированы основные результаты диссертационной работы.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. В легированном слабокомпенсированном Si:B ($N_A \geq 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $K \leq 10^{-3}$) время релаксации примесной фотопроводимости τ_{rl} при температурах вымораживания примеси более чем в 10 раз (при $\approx 7\text{K}$) превосходит время жизни дырок τ из-за их прилипания к нейтральным акцепторам, между которыми оказывается существенным взаимодействие при $N_A^{-1/3} \leq 3 \cdot a_i$ (a_i – борковский радиус A^+ -состояния), сопровождаемое увеличением их энергетической глубины. В греющих электрических полях коэффициент прилипания τ_{rl}/τ падает с увеличением энергии дырок вследствие уменьшения их коэффициента захвата на нейтральные центры; при $\bar{\varepsilon}_k \geq 2\varepsilon_i$ по закону: $\alpha_c^0 \propto (\bar{\varepsilon}_k)^{-0.45}$ ($\varepsilon_i = 2 \text{ мэВ}$ - энергия связи дырки в изолированном A^+ -центре атома В).

2. В слабокомпенсированном Si:B в условиях взаимодействия центров прилипания ($N_A^{-1/3} \leq 3 \cdot a_i$) при температурах ниже критической $T \leq T^* \approx 7 \text{ K}$ наблюдается быстрая составляющая релаксации ПФП, которая растет с уменьшением T и определяется непрямым каналом рекомбинации дырок из A^+ -зоны на отрицательно заряженные акцепторы (A^- -центры). При высоких температурах ($\sim 18 \text{ K}$) коэффициент захвата дырок α^- на A^- -центры линейно

возрастает с увеличением N_A . Рост α связан с неупругим прилипанием дырок к нейтральным акцепторам, расположенным вблизи притягивающего A^- центра, что способствует их остыванию и обуславливает дополнительный канал рекомбинации, не связанный с перемещением дырок по A^+ - зоне.

3. При прямых смещениях вольт-амперные характеристики Si:B ВІВ-структур с высоким уровнем легирования активного слоя ($\approx 10^{18}$ см⁻³) в условиях ИК подсветки демонстрируют при низких температурах ($T < 6$ К) пороговый характер, связанный с ограничением фототока прыжковым транспортом и проявлением в примесной зоне эффекта типа Френкеля-Пула. При обратных смещениях спектр ПФП Si:B ВІВ-структур имеет линейчатый характер, обусловленный новым механизмом приповерхностной фототермополевой ионизации примесей, позволяющим идентифицировать природу примеси в переходной i -Si/ p -Si области.

4. Si:B ВІВ-структуры при малой толщине (≤ 3 мкм) блокирующего слоя обнаруживают необычный монополярный фотовольтаический эффект, который возникает при энергиях квантов, превышающих энергию ионизации бора. Фотоэдс не зависит от интенсивности фотовозбуждения и в пределе низких температур стремится к энергии активации прыжковой проводимости ε_3 активного слоя. Этот эффект обусловлен баллистическим пролетом дырок, фотоэмитированных из контакта, через блокирующий слой, их быстрым остыванием в активном слое, а также наличием потенциального барьера $\approx \varepsilon_3$ между активным и блокирующим слоями.

5. ВІВ-структуры могут быть использованы в магнитооптических исследованиях твердотельных объектов в сильных импульсных магнитных полях до 60 Тл. Излучение квантовых каскадных лазеров в сильном поле обнаруживает гигантскую модуляцию интенсивности ($\sim 10^3$ раз), обусловленную межподзонами магнитофононными резонансами и антирезонансами вследствие формирования «фононного горла» в электронной системе на основе 0D сильно вырожденных состояний в условиях квантования Ландау.

6. МОП структуры на основе тонких слоев (0.5 мкм) легированного слабокомпенсированного Si:B ($N_A = 10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$) демонстрируют при низких температурах ($\leq 20\text{K}$) эффект поля в примесной зоне, в условиях которого формируется квази-2D канал прыжковой проводимости. Энергия активации квази-2D канала определяется уширением примесной зоны вследствие генерации флуктуационного потенциала ионизованными акцепторами в условиях нелинейного его экранирования носителями квази-2D канала. При этом зависимость проводимости квази-2D канала σ от продольного электрического поля E имеет пороговый характер и, начиная с некоторого поля $E_t^{1/2} / T \approx 2(\text{В/см})^{1/2} \cdot \text{К}^{-1}$, подчиняется закону: $\ln \sigma(E) \propto E^{1/2}$, в соответствие с представлениями о неомических свойствах неупорядоченных систем со случайным кулоновским потенциалом.

7. При эффекте поля в примесной зоне Si:B МОП структур ($N_A \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$) в холловской геометрии наблюдаются мезоскопические флуктуации недиагональной компоненты тензора сопротивления R_{xy} , имеющие квазипериодический характер при изменении напряжения на полевом электроде. Флуктуации R_{xy} определяются перестройкой бесконечного кластера и наблюдаются в перколяционных системах в условиях, когда в результате внешнего воздействия происходит изменение путей протекания, в частности, в перколяционных системах, обладающих эффектом отрицательного гигантского магнетосопротивления (в магнитных нанокompозитах и системах на основе III-Mn-V полупроводников). Изучение флуктуаций R_{xy} позволяет оценить важный параметра перколяционной системы – радиус корреляции кластера.

8. Эффекта Холла в магнитных двухкомпонентных системах вблизи порога протекания демонстрирует необычное поведение: 1) минимум в концентрационной зависимости тангенса холловского угла, наблюдаемый в $\text{Fe}_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$ нанокompозитах на диэлектрической стороне перколяционного перехода; 2) превышение аномального эффекта Холла (АЭХ) в парамагнитной области температур над ферромагнитным АЭХ, обнаруженное в слоях $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ ($x \approx 0.1$); 3) гигантский рост (до $\approx 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$) холловской концентрации

дырок в окрестности ферромагнитного перехода в GaAs/ δ <Mn>/GaAs/In_xGa_{1-x}As/GaAs гетероструктурах с высоким содержанием Mn ($N_{\text{Mn}} \approx 1 \text{ ML}$).

Достоверность полученных результатов подтверждается воспроизводимостью данных на большом числе объектов исследования. О надежности результатов исследований свидетельствуют также: 1) использование автоматизированных прецизионных методик при получении экспериментальных результатов; 2) качественное и количественное согласие экспериментальных данных с теоретическими представлениями, вытекающими из оригинальных и общепринятых физических моделей; 3) согласие полученных результатов с данными независимых работ в областях перекрытия условий экспериментов.

Личный вклад автора. Автором диссертации разработана автоматизированная установка на основе импульсного инжекционного ИК лазера ($\lambda = 3\text{-}40 \text{ мкм}$), позволяющая исследовать быстрые ($\geq 1 \text{ нс}$) релаксационные процессы в примесных фотопроводниках с применением цифрового накопления сигнала в условиях слабого фонового и сигнального возбуждений. В 1985 и 1987 гг. авторские разработки демонстрировались на ВДНХ СССР и отмечены серебряной медалью ВДНХ.

Все представленные в работе результаты, выводы и положения, выносимые на защиту, принадлежат лично автору. Эксперименты и обработка их результатов выполнены самим автором, либо при его непосредственном участии. Это касается также постановки научных задач и интерпретации полученных результатов.

Эксперименты по исследованию магнитолевой зависимости фотоотклика Si:B ВІВ структур и изучению возможности их использования для магнитооптических исследований (квантовых каскадных лазеров и циклотронного резонанса) в сильных импульсных (до 60 Тл) магнитных полях были выполнены в Национальной лаборатории сильных импульсных магнитных полей (LNCMI, Toulouse, France) совместно с Dr. O. Drachenko и Prof. J. Leotin.

Апробация результатов работы

Результаты докладывались на I и II Всесоюзных конференциях “Фотоэлектрические явления в полупроводниках” (Ташкент, 1989; Ашхабад, 1991), на I Международной конференции “Physics of Low-Dimensional Structure” (Черноголовка, 1993), на Международной конференции “Localization 96” (Jaszowiec, Poland, 1996), на Международной конференции “on Infrared and Millimeter Waves” (21st, Berlin, Germany, 1996; 23rd, Essex UK, 1998), на Международных конференциях “on Low Temperature Physics” (LT21, Чехословакия, Прага, 1996; LT22, Хельсинки, Финляндия, 1999), на Всесоюзном совещании “Нанофотоника” (Нижний Новгород, 1999; 2000), на Международной конференции “on Advanced Magneto-resistive Materials” (SAMRM) (Екатеринбург, 2001), на Международном совещании “Far-IR, Sub-MM & MM Detector Technology Workshop” (Monterey, California, 2002), на Международном совещании “Nanostructures: Physics and Technologies” (Санкт-Петербург, 1996; 2002; 2010; 2013), на 15 Международной конференции “on High Magnetic Fields in Semiconductor Physics” (Oxford, UK, 2002), на 33 Всероссийском совещании по Физике низких температур (Екатеринбург, 2003), на Международной конференции “on Hopping and related phenomena” (7th, Ráckeve, Hungary, 1997; 10th, Trieste, Italy, 2003), на 12 Международной конференции “on Narrow Gap Semiconductors” (Toulouse, France, 2005), на XX Международной конференции «Новые магнитные материалы микроэлектроники» (Москва, 2006), на Международной конференции “on Infrared and Millimeter Waves & Terahertz Electronics” (IRMMW-THz) (30th, Williamsburg, USA, 2005; 32nd, Cardiff, UK, 2007), на Международном семинаре “French- Russian THz Seminar” (France, Toulouse, 2007), на VIII Российской конференции по Физике полупроводников (Екатеринбург, 2007), на Международном симпозиуме “Нанофизика и наноэлектроника” (Нижний Новгород, 2010; 2012; 2013).

Основные результаты опубликованы в 46 научных трудах, в том числе в 43 статьях в рецензируемых отечественных (25) и зарубежных (14) журналах, в

сборниках трудов международных конференций (4), а также в 3 патентах и авторских свидетельствах. Ссылки на работы автора в тексте отмечены звездочкой (*).

Основные публикации по теме диссертации суммированы в конце Заключения [A1-A46].

Благодарности

Автор глубоко признателен профессорам J. Leotin и Е.З. Мейлихову, а также коллегам по работе А.Б. Аронзону, А.С. Веденееву и О. Drachenko за поддержку, ценные дискуссии и плодотворное сотрудничество, итогом которых явилось получение ряда интересных результатов. Я очень благодарен сотрудникам А.М. Козлову, Д.Ю. Ковалеву, С.Н. Николаеву, М.А. Панкову и К.Ю. Черноглазову за конструктивную помощь в проведении экспериментов и в подготовке диссертации. Отдельная благодарность И.Б. Гуляеву за обучение навыкам экспериментальной техники на начальном этапе работы в ИРЭ РАН.

Считаю приятным долгом поблагодарить профессоров С.Г. Дмитриева, А.Б. Грановского и В.В. Тугушева за теоретическую поддержку, которая позволила обосновать некоторые значимые результаты работы, а в последнее время стимулировать развитие нового направления исследований, связанного с обнаружением высокотемпературного ферромагнетизма в нестехиометрических $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$ ($x \approx 0.5$) сплавах.

Наконец, я глубоко признателен академику А.С. Бугаеву за постоянное внимание к работе и полезные замечания, а также моей жене Ирине за терпение и моральную поддержку.

Глава 1. Кинетика релаксации примесной фотопроводимости легированного слабокомпенсированного кремния (на примере p - Si:B)

Важную роль в понимании механизма электронного транспорта в полупроводниковых структурах при низких температурах в условиях эффекта поля в примесной зоне и монополярном фотовозбуждении играют свойства материала, а именно его рекомбинационные характеристики и особенности взаимодействия носителей заряда с примесными центрами. В отношении легированного слабокомпенсированного кремния важная информация о процессах захвата и рекомбинации носителей заряда с участием примесных центров может быть получена, как показано в данной работе, из исследований кинетики релаксации примесной фотопроводимости (ПФП). Отметим также, что исследования релаксации ПФП в легированных слабокомпенсированных полупроводниках представляют не только научный, но и практический интерес, поскольку характеристические времена релаксации ПФП определяют работу ИК детекторов на основе этих материалов [4].

Результаты, представленные в данной главе, получены на примере исследования кинетики ПФП в слабокомпенсированном кремнии, легированном бором. Этот материал выбран в качестве объекта исследования по ряду причин. Во-первых, Si:B является «классической» основой высокочувствительных приемников ИК-излучения с хорошо отработанной технологией. При концентрации бора $N_A \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ степень компенсации кремния K может достигать рекордно малых значений ($K \approx 10^{-5}$). Именно в этой области параметров наиболее ярко проявляются рассматриваемые нами эффекты. Во-вторых, бор в Si – самый мелкий акцептор. Поэтому в данной системе маловероятно присутствие более мелких примесей, так называемых сопутствующих примесей, которые могут осложнять кинетику ПФП (отсутствие более мелких примесей вытекает из результатов исследований термостимулированной проводимости, представленных в разделе 2.3).

Прежде чем перейти к изложению оригинальных результатов напомним основные особенности ПФП легированных слабокомпенсированных

полупроводников, выясненные в основном на примерах германия и кремния [9,13].

1.1. Физические факторы, определяющие примесную фотопроводимость легированных слабокомпенсированных полупроводников

Еще в 1971 г. было установлено [14,15], что существенную роль в ПФП легированного слабокомпенсированного Ge и Si играют примесные H-подобные центры, образующиеся при присоединении к нейтральному донору лишнего электрона (D⁻-центр) или к нейтральному акцептору – лишней дырки (A⁺-центр).¹ Наличием у нейтральных примесных атомов H-подобных состояний (D⁻, A⁺-состояний нейтральных доноров и акцепторов, соответственно) объяснялось образование верхней примесной зоны Хаббарда (D⁻, A⁺-зоны [9]), определяющей так называемую ϵ_2 -проводимость [3,18], наблюдаемую в Ge и Si в темноте в окрестности перехода диэлектрик-металл. Позднее проявления D⁻ (A⁺) – центров и верхней зоны Хаббарда были обнаружены в оптических и транспортных свойствах низкоразмерных полупроводниковых систем. В частности, 1) в селективно легированных GaAs/GaAlAs квантовых ямах [19-28], в которых положением уровня Ферми относительно верхней зоны Хаббарда можно управлять путем введения легирующих примесей в барьерные GaAlAs слои [22-24]; 2) в легированном некомпенсированном Si с ориентированными дислокациями (см. [29] и ссылки там), в котором наблюдается сильная неомическая проводимость по H-подобным состояниям, сконцентрированным вблизи дислокаций; 3) в Si МОП структурах с ионами натрия у границы раздела SiO₂/Si, обуславливающими образование примесных зон Хаббарда [30,31]. Некоторые особенности H-подобных состояний в системах пониженной размерности мы рассмотрим в 5-ой Главе. В данном разделе нас, однако, будут интересовать свойства объемных материалов.

¹ Возможность существования H-подобных состояний и связанных с ними центров в полупроводниках была предсказана теоретически в [16,17].

Вследствие образования H-подобных центров стационарное время жизни носителей заряда τ в легированном слабокомпенсированном полупроводнике в условиях фоновой подсветки может аномально уменьшаться с температурой при температурах меньших некоторой критической величины и зависеть от интенсивности фона [13,15], причем с ростом электрического поля эти аномалии усиливаются [13,32]. Было обнаружено также, что эти центры обуславливают ПФП Ge и Si в дальней ИК – области [14]. Основные исследования H-подобных центров выполнены методами субмиллиметровой спектроскопии [33-37]. Были изучены спектральные характеристики ПФП в зависимости от магнитного поля, одноосного сжатия, уровня легирования и температуры [33-40] (см. также [9] и ссылки там). Важными представляются работы Е.М. Гершензона и сотрудников, направленные на изучение особенностей локализации и делокализации лишних носителей заряда на нейтральных центрах в кремнии [9]. Было установлено, что в относительно широком диапазоне концентраций (N) легирующей примеси ($10^{-6} < Na_B^3 < 10^{-3}$, где a_B – эффективный боровский радиус основного состояния) пороговые энергии ε_{th} и форма спектров субмиллиметровой ПФП в значительной степени определяются примесными комплексами H-H⁺, образующимися в результате прыжкового движения лишнего электрона (дырки) по нейтральным центрам в направлении к притягивающим D⁺ (A⁻) – центрам. Этот вывод аргументировался, в частности, совпадением значений ε_{th} с характерными энергиями связи лишних носителей $\varepsilon_{H^- - H^+}$ в комплексах H-H⁺, рассчитанными в приближении потенциала нулевого радиуса [9]. В отсутствие эффектов псевдопересечения ионного и гомеоплярного термов примесной молекулы $\varepsilon_{H^- - H^+} = \varepsilon_i + e^2/\kappa r_c$, где ε_i – энергия связи носителя в изолированном H-подобном центре, e – элементарный заряд, κ – диэлектрическая проницаемость полупроводника, $r_c = \left(\frac{4\pi}{3} N\right)^{-1/3}$ – среднее расстояние между примесными атомами. При псевдопересечении термов $\varepsilon_{H^- - H^+}$ в некотором интервале

концентраций практически не должно зависеть от N , что и было обнаружено экспериментально [41].

Интересная особенность спектров субмиллиметровой ПФП (монотонный рост ПФП с энергией квантов) наблюдалась в n-Ge при концентрациях доноров $Na_B^3 \geq 10^{-2}$ [42]. Эта особенность объяснялась образованием примесной D^- -зоны из делокализованных состояний на том основании, что в этом диапазоне концентраций проявлялась статическая примесная σ_2 проводимость [18]. Однако, по мнению авторов [9], само по себе возрастание сечения поглощения с энергией кванта, характерное для обычных межзонных переходов, является доказательством делокализации H^- -подобных состояний. Исходя из этого, в [43] были исследованы концентрационные зависимости спектральных характеристик субмиллиметровой ПФП в слабокомпенсированном Si. При этом было показано, что характерный для переходов между делокализованными состояниями спектр ПФП удастся наблюдать при $N^* a_B^3 \approx 3 \cdot 10^{-4}$, т.е. при концентрациях в 10 раз меньших, чем те, при которых наблюдается σ_2 проводимость (для Si:P критическая концентрация перехода от локализованных к делокализованным состояниям $N^* \approx 7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, а для Si:B величина $N^* \approx 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ [43]). Таким образом, уже при достаточно малых концентрациях N примесная D^- (A^+) – зона, образованная ионными состояниями нейтральных примесей, имеет ряд особенностей: наряду с локализованными состояниями (H^- , H^-H^+) в ней возникает полоса из протяженных делокализованных состояний (верхняя зона Хаббарда [18]), отвечающих образованию бесконечного кластера [43]. Наиболее вероятно образование такого кластера из нейтральных центров, далеких от заряженных («малосмещенные» центры), которых при малой степени компенсации большинство. Вообще говоря, при концентрациях N , незначительно превышающих N^* , либо при $N < N^*$, возможны также и конечные кластеры, образованные группой малосмещенных нейтральных центров [44]. При захвате носителя заряда конечным кластером возникает примесный комплекс H_n^- ($n \geq 2$), который при $n = 2$ является

аналогом отрицательно заряженной молекулы водорода [9]. Следует отметить, что в настоящее время не существует достаточно полного теоретического описания примесной $D^- (A^+)$ – зоны, несмотря на достаточно богатый экспериментальный материал по исследованию полупроводниковых систем, в свойствах которых верхняя зона Хаббарда может играть ключевую роль.

Обсудим теперь роль H^- -подобных центров и связанных с ними комплексов H_n^- и $H-H^+$ в процессах рекомбинации носителей заряда, фотовозбужденных с нейтральных примесей. Исследования фото-холл-эффекта [15,32,45] показали, что именно из-за возможности образования таких центров и комплексов стационарное время жизни носителей заряда τ зависит от количества нейтральных примесей и может экспоненциально падать с уменьшением температуры T . Между тем хорошо известно [13,46,47], что при относительно высокой степени компенсации $K \geq 10^{-1}$ величина τ зависит только от концентрации притягивающих центров и падает с уменьшением T степенным образом (для Si вплоть до $T \approx 4$ K).

Предлагается несколько механизмов, объясняющих такое поведение τ . В условиях интенсивной фоновой подсветки [15,32] аномально сильное падение τ при $T < T^*$ (T^* - некоторая критическая температура) может быть связано с образованием дополнительных центров рекомбинации – комплексов $H-H^+$ (дипольных центров) и кулоновских центров $D^+(A^-)$. Концентрация дополнительных кулоновских центров определяется концентрацией образующихся в условиях подсветки примесных комплексов H_n^- ($n \geq 2$) и изолированных H^- -подобных центров. Интересно, что в Si:B при концентрациях $N < N^*$ энергии активации лишних дырок, найденные в [15,32], в области аномального падения $\tau(T)$ близки к значениям характерных энергий связи дырок в комплексах A^+-A^- . Это означает, что при $N < N^*$ и $T < T^*$ в стационарных условиях большинство лишних носителей заряда связаны в комплексах $H-H^+$, и, следовательно, концентрация кулоновских центров

захвата близка к их темновой концентрации, т.е. концентрации компенсирующих примесей N_{comp} .

Эксперименты [45] показывают, что в условиях слабой фоновой подсветки (концентрация центров рекомбинации $N_r \approx \text{const} = N_{comp}$) величина τ также может зависеть от N и, экспоненциальным образом, от T , что свидетельствует о проявлении иного, чем в [15], механизма, не связанного с перезарядкой примесей. В качестве такого механизма предлагается механизм не прямой рекомбинации носителей заряда, включающий их захват на нейтральные примеси и движение по ним с последующим переходом на притягивающие центры. На возможность существования непрямого канала рекомбинации указывалось ранее [48,49] однако только в [45] была впервые предложена его качественная модель. В [45] рассматриваются два возможных механизма не прямой рекомбинации: «зонный» и «прыжковый». Зонный механизм привлекается для объяснения экспоненциальной зависимости $\tau(T)$. Считается, что он возможен в слабокомпенсированных образцах с концентрацией $N > N^*$, при которой в примесной $D^-(A^+)$ - зоне образуется полоса из делокализованных состояний. Непрямая рекомбинация по прыжковому механизму может проявляться как при $N < N^*$, так и при $N \geq N^*$. Этим механизмом объясняется зависимость τ от N в области температур, где τ изменяется с T степенным образом. Отметим, что на момент начала данной работы [50*, 51*] отсутствовали как прямые доказательства существования не прямой рекомбинации, так и сведения о количественных характеристиках этого процесса. Между тем сам факт сильной зависимости времени жизни τ от количества нейтральных примесей представлялся бесспорным. Поэтому естественно было исследовать отдельные стадии процесса непрямого захвата, в частности, захват носителей заряда на нейтральные центры. Расчеты [52] (уточненные в [53]), выполненные в рамках модели потенциала нулевого радиуса, показывают, что коэффициент захвата носителей заряда на нейтральные центры α_c^0 возрастает с увеличением энергии носителей ϵ_k ,

стремясь к постоянной величине. Согласно нашим экспериментальным данным и расчетам [54*, 55*] величина α_c^0 растет с увеличением средней энергии носителя до $\varepsilon_k \approx \varepsilon_i$ (энергии связи носителя в Н-подобном центре), а затем спадает приблизительно корневым образом (обсуждение энергетической зависимости α_c^0 см. в разделе 1.7). Отметим, что в работе [32] при исследованиях температурных зависимостей τ в греющих электрических полях, наблюдалось увеличение критической температуры T^* с ростом поля E , что объяснялось более слабой зависимостью от E коэффициента захвата дырок на нейтральные акцепторы $\alpha_c^0(E)$, чем зависимость от E коэффициента их захвата на притягивающие А⁻центры $\alpha^-(E)$ ($T^* \propto 1/\ln[\alpha^-(E)/\alpha_c^0(E)]$; $\alpha^-(E)$ падает с ростом E [56,57]). Однако, закон изменения α_c^0 от E в этой работе не был установлен.

Таким образом, этот краткий анализ показывает, что в исследованиях кинетики ПФП легированных слабокомпенсированных полупроводников на момент начала данной работы имелся ряд существенных научных и практически значимых задач.

Главные из них суть:

- природа и параметры доминирующих в кинетике ПФП центров прилипания носителей заряда в функции от уровня легирования;
- особенности непрямого захвата носителей заряда на притягивающие центры и его количественные характеристики;
- энергетическая зависимость коэффициента носителей заряда на нейтральные центры.

Необходимо отметить, что существование этих задач в определенной степени было связано с отсутствием адекватного экспериментально-методического аппарата, а также со стремлением характеризовать рекомбинационные процессы в легированных полупроводниках, по существу, лишь величиной стационарного времени жизни, полученным из измерений фото-холл-эффекта [13,15,32,45,48]. Поэтому невозможно было судить о роли

процессов прилипания носителей заряда (в том числе в сильных электрических полях) и деталях эффектов не прямой их рекомбинации. Заметим, что позднее существенная роль эффектов прилипания носителей заряда к нейтральным центрам была обнаружена также и в других экспериментах, в частности, при исследовании кинетики ПФП в слабокомпенсированном Ge:Be [58].

Трудности исследований кинетики ПФП в легированных полупроводниках с малой компенсацией достаточно очевидны и связаны с необходимостью измерения релаксационных кривых в широком диапазоне времен, начиная с наносекунд, в условиях слабой фоновой подсветки, т.е. на высокоомных образцах. Между тем, условия слабых фонового и сигнального возбуждений обеспечивают минимальное отклонение заполнения примесных состояний от равновесного и интересны с точки зрения фундаментальных и прикладных задач [4, 9].

В этой связи одна из существенных задач данной работы заключалась в создании соответствующей экспериментальной установки для исследования кинетики релаксации ПФП, особенности которой мы рассмотрим в следующем разделе. Затем на примере легированного слабокомпенсированного *p*-Si представим феноменологическое описание кинетики ПФП, необходимое для анализа экспериментальных кривых релаксации и извлечения кинетических характеристик полупроводника, после чего рассмотрим результаты исследований кинетики ПФП в Si:B с малой компенсацией.

1.2. Установка для изучения быстрых релаксационных процессов в примесных фотопроводниках

Общий недостаток использования внешних источников ИК излучения (например, CO₂ лазера [59], лазерных комплексов на основе генерации разностной частоты [60], лампы обратной волны [61] или излучателя на основе нелинейного кристалла GaP [62,63]) при исследовании чувствительных примесных фотопроводников связан с возникающими в этом случае трудностями независимого контроля фонового и сигнального излучения [4]

(через отверстие диаметром ~ 100 мкм проникающий из комнаты фоновый поток фотонов достигает $\sim 10^{14}$ фотон/с). Кроме того, ИК источники типа лампы обратной волны или нелинейного кристалла GaP, эффективно используемые для изучения кинетических характеристик ПФП в Ge [63,64], непригодны для кремния в силу ограниченности диапазона их излучения со стороны коротких волн.

В настоящей работе для измерения релаксационных характеристик примесных фотопроводников в качестве источников длинноволнового излучения использовались полупроводниковые лазеры на основе твердых растворов соединений A^4B^6 , разработанные в Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН [65]. Эти миниатюрные приборы могут работать в импульсном режиме при температуре до 200 К и обеспечивают мощность излучения $0,5 \div 1$ мВт при питании импульсами тока до ≈ 10 А. Длина волны λ излучения таких лазеров зависит от состава твердого раствора и может изменяться в пределах $3 \div 40$ мкм. Ниже описывается автоматизированная установка, временное разрешение которой не хуже 3 нс, с измерительной криогенной ячейкой, содержащей полупроводниковый лазер [54*, 66*].

Блок-схема установки показана на рис. 1.1. Исследуемый образец помещается в измерительную ячейку, которая может опускаться в транспортный гелиевый сосуд Дьюара. В верхней секции ячейки расположен источник фоновой подсветки (лампочка накаливания ЛН с Ge фильтром) для регулировки сопротивления примесного фотопроводника, а в нижней – импульсный инжекционный лазер Л ($\lambda = 10$ мкм). Управление генерацией лазера осуществляется генератором наносекундных импульсов Г через два транзисторных ключа ТК1 и ТК2 на мощных ВЧ кремниевых МОП транзисторах (КП909А). Первый ключ служит для увеличения запускающего напряжения в импульсе до 20 В, а второй, расположенный рядом с лазером, - для формирования импульсов тока накачки.

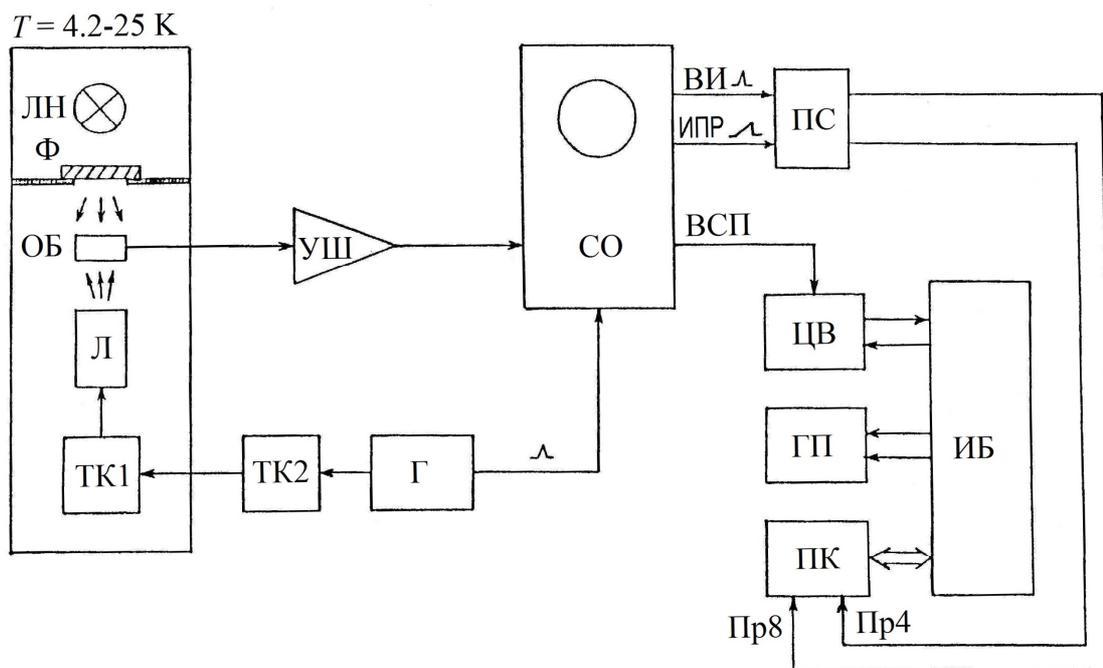


Рис. 1.1. Блок-схема установки.

ЛН - лампочка накаливания, Ф - германиевый фильтр, Л - полупроводниковый лазер, ОБ - образец, ТК1, ТК2 - транзисторные ключи, УШ - усилитель широкополосный (У3-33), Г - генератор наносекундных импульсов (Г5-48, Г5-72), СО - осциллограф со стробоскопическими блоками Я40-1700 (усилитель) и Я40-2700 (развертка), ВИ - выходные импульсы, ИПР - импульсы пилообразной развертки, ВСП - выход схемы памяти, ПС - плата согласования, ЦВ - цифровой вольтметр (Ф-203), ГП - графопостроитель (Н-306), ПК - персональный компьютер (микро-ЭВМ Д3-28), Пр8, Пр4 - шины прерывания, ИБ - интерфейсный блок.

Генератор синхронизирует также работу стробоскопического осциллографа СО. Сигнал фотопроводимости усиливается широкополосным усилителем ШУ У3-33 (коэффициент усиления 25 дБ) и регистрируется осциллографом. Сигналы с выхода схемы памяти осциллографа, отвечающие стробированным точкам исследуемой кривой, измеряются цифровым вольтметром ЦВ. Команды на измерение вырабатываются в интерфейсном блоке ИБ по выходным импульсам ВИ осциллографа, синхронизованным с его стробимпульсами, поступающими через плату согласования ПС на шину прерывания Пр8 персонального компьютера ПК (микро-ЭВМ Д3-28). Измеренный цифровым вольтметром сигнал для каждой точки исследуемого импульса накапливается в памяти ПК. Число циклов накопления задается программно, исходя из требуемого отношения сигнал/шум, и отсчитывается по числу импульсов пилообразной развертки ИПР, поступающих от осциллографа через плату согласования на

шину прерывания Пр4. Для устранения паразитных синхронных сигналов (в частности, наводок от сетей питания лазера) релаксационные кривые снимаются при различных полярностях напряжения и вычитаются. При этом полезный сигнал удваивается, а наводки подавляются. Операции накопления, вычитания, усреднения и определения характерных времен осуществляются ПК по заданной программе.

При времени накопления 15 мин (соответствует частоте повторения - 100 Гц, числу циклов накопления - 900 и количеству точек на кривую -100) измерительная система обеспечивает чувствительность ≈ 5 мкВ на нагрузке 50 Ом при чувствительности стробоскопического усилителя осциллографа ≈ 5 мВ.

Температура образца определяется положением измерительной ячейки относительно уровня жидкого гелия и может изменяться в пределах 4.2-25 К. Измерение и поддержание температуры осуществляются с помощью термометра сопротивления ТСУ-1 с точностью не хуже 1%.

Временное разрешение установки определяется крутизной спада импульса излучения, зависящей от крутизны заднего фронта тока накачки. При этом из-за резкой зависимости интенсивности излучения лазера от тока накачки крутизна импульсов излучения может превышать крутизну импульса тока накачки. На рис. 1.2 представлена в логарифмическом виде кривая релаксации ПФП для образца Si:B ($N_A = 1.8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) с достаточно высоким содержанием компенсирующих доноров $N_D \approx 3.6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, определяющих концентрацию центров рекомбинации (ионизированных акцепторов) для дырок $N_r = N_D$. Наклон кривой отвечает $\tau_r = 3.2$ нс, что совпадает с расчетным временем релаксации для этого образца ≈ 2.6 нс (алгоритм расчета содержится в разделе 1.6). На рис. 1.3 представлена также кривая импульса тока накачки, длительность заднего фронта которого составляет 5 нс. Таким образом, при длительности заднего фронта импульса накачки ≈ 5 нс длительность заднего фронта импульса излучения < 3 нс.

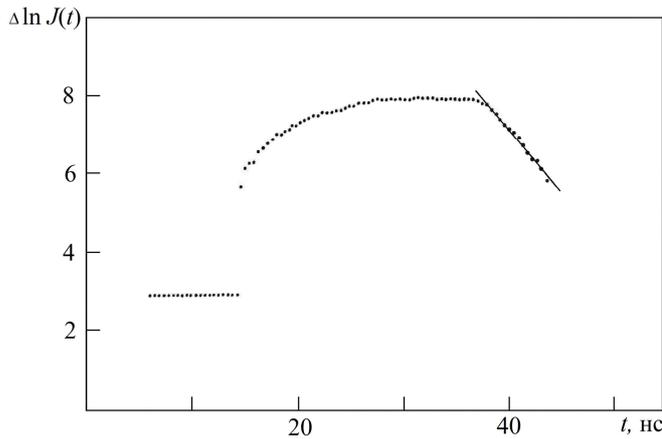


Рис. 1.2. Кривая релаксации ПФП $J(t)$ образца Si:B, иллюстрирующая временное разрешение установки. Наклон линейной области кривой отвечает времени релаксации $\tau_r = 3.2$ нс. Концентрация бора в образце $N_A = 1.8 \cdot 10^{16}$ см⁻³, степень компенсации $K = 2 \cdot 10^{-3}$. Температура измерений $T = 20$ К.

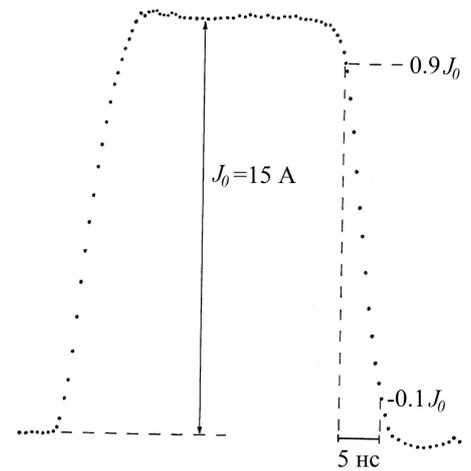


Рис. 1.3. Импульс тока накачки лазера. Напряжение между истоком и стоком транзистора 60 В, амплитуда запускающего импульса 30 В.

1.3. Феноменологическое описание кинетики примесной фотопроводимости

Обсудим теперь достоверность измеряемых кривых релаксации и связь определяемых из них времен с параметрами полупроводника. Экспериментально измеряемые кривые релаксации ПФП, вообще говоря, отражают не только процессы рекомбинации носителей заряда, но также и процессы образования и перераспределения пространственного заряда в образце, обусловленные особенностями нестационарной инжекции носителей из контактов [67, 68]. Для извлечения из этих кривых данных о кинетических характеристиках материала необходимо обеспечить условия измерений, исключающие проявления подобных эффектов. В [67] было показано, что это требует использования достаточно интенсивных световых импульсов, обеспечивающих выполнение неравенства:

$$p_0 \gg \kappa E_j / 2\pi L e, \quad (1.1)$$

где p_0 – амплитудное значение концентрации фотодырок, κ - диэлектрическая проницаемость, E_j - напряженность электрического поля у контакта, L - расстояние между контактами. Тогда кинетика релаксации ПФП будет

определяться практически только процессами обмена дырками между валентной зоной и примесными центрами.

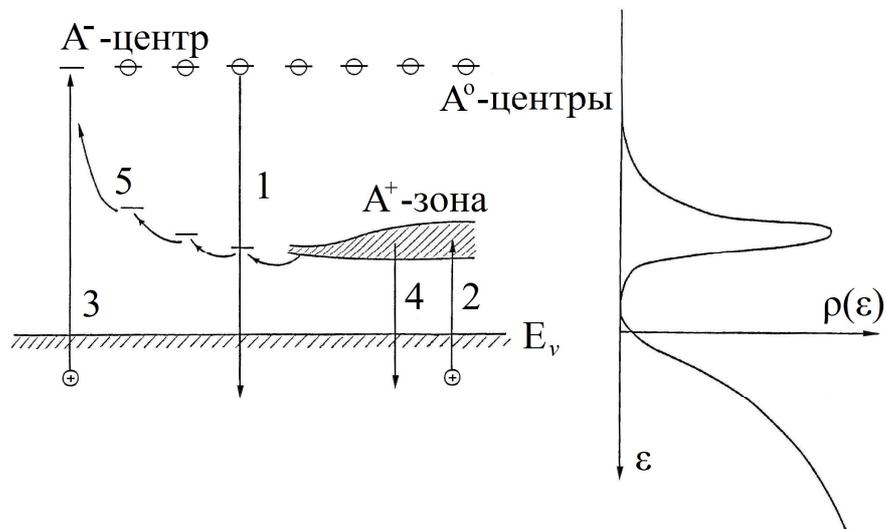


Рис. 1.4. Схема электронных переходов (слева) и схематический ход плотности состояний

К таким процессам следует отнести (см. рис. 1.4): генерацию дырок с нейтральных акцепторов (переход 1), их захват на нейтральные (переход 2) и отрицательно заряженные (переход 3) акцепторы и термический выброс дырок с нейтральных акцепторов (переход 4). Может быть существенным также захват дырок из A^+ -зоны на A^- -центры (переход 5). Последний сопровождается образованием A^+A^- -комплексов, которые затем разрушаются либо вследствие аннигиляции дырок ($A^+A^- \rightarrow A^0+A^0$), либо вследствие рекомбинации дырок ($A^+A^- \rightarrow A^++A^0$). Участием этих комплексов в процессах рекомбинации будем пренебрегать, считая, что при используемых интенсивностях сигнального возбуждения их концентрация $N_{dip} \ll N_A^- \frac{\alpha^-}{\alpha_{dip}^-}$, где N_A^- - концентрация A^- -центров; α^- , α_{dip}^- - коэффициенты захвата дырок на A^- -центры и комплексы (диполи) A^+A^- (отношение $\alpha^- / \alpha_{dip}^-$ можно оценить, следуя [46, 47]: при $N_A \geq 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $T=4.2 \text{ К}$ $\alpha^- / \alpha_{dip}^- \geq 10$). Пренебрежем также процессами прилипания дырок к высоковозбужденным состояниям A^- -центров [64, 69]. Эксперименты по сопоставлению динамических и стационарных времен жизни дырок в

компенсированном Si:B [70], а также оценки, полученные по [69], показывают, что роль этих процессов незначительна при $T \geq 7$ К и концентрациях компенсирующих центров около 10^{12} см^{-3} .

В экспериментах будет использоваться материал, в котором концентрация акцепторов N_A либо меньше, либо незначительно превышает критическую концентрацию N^* , отвечающую переходу от локализованных к делокализованным A^+ -состояниям. Вообще говоря, при этом следует учитывать распределение ионных состояний малосмещенных нейтральных центров по энергии (заштрихованная область на рис. 1.4). С этой целью введем понятия эффективной энергии ε и эффективной концентрации уровней прилипания N_{eff} . Физический смысл ε и N_{eff} отражается энергетическим положением и концентрацией большинства состояний в примесной A^+ -зоне. Тем самым подразумевается, что величина ε должна быть близка к энергетическому положению максимума спектрального распределения ионных состояний, либо к энергетическому положению потолка A^+ -зоны, если процесс термализации захваченных дырок является быстрым, а величина N_{eff} вблизи порога делокализации A^+ -состояний должна быть $< N_A$. Очевидно, что с уменьшением N_A величина ε должна стремиться к ε_i -энергии связи дырки в изолированном A^+ -центре, а N_{eff} – к N_A . Вероятность ухода дырок с A^+ -состояний на A^- -центры выразим в виде произведения: $\alpha_n N_A^-$, где α_n - коэффициент непрямого захвата. С учетом всех сделанных замечаний уравнения кинетики ПФП имеют вид [54*, 71*]:

$$\begin{aligned} dp/dt &= G + p_t \alpha_e^0 p_1 - p \alpha^- (N_D + p + p_t) - p \alpha_c^0 N_{eff}; \\ dp_t/dt &= p \alpha_c^0 N_{eff} - p_t \alpha_e^0 p_1 - p_t (N_D + p + p_t) \alpha_n, \end{aligned} \quad (1.2)$$

где p - концентрация свободных дырок, G - темп их оптической генерации, p_t - концентрация дырок, захваченных на нейтральные акцепторы, α_c^0 , α^- - коэффициенты захвата дырок на нейтральные и отрицательно заряженные акцепторы, соответственно, N_D - концентрация компенсирующих доноров (в

наших условиях $N_A^- = N_D + p + p_t$, α_e^0 – коэффициент термической эмиссии дырок с нейтральных центров (соответствует коэффициенту захвата дырок на нейтральные акцепторы в слабом поле в отсутствие эффектов разогрева), $p_1 = N_v \exp(-\varepsilon/k_B T)$, N_v - эффективная плотность состояний в валентной зоне, k_B - постоянная Больцмана, T - температура. В уравнениях (1.2) (в отличие от [71*]) мы учли возможность разогрева дырочного газа электрическим полем. При этом предполагается, что температура решетки не изменяется и, следовательно, скорость термической эмиссии дырок с нейтральных акцепторов такая же, как в слабом поле: $\alpha_e^0 p_1$.

При низких уровнях фотовозбуждения ($N_D \gg p + p_t$) решение системы уравнений (1.2):

$$\begin{aligned}
 p(t) &= P_r \exp(-t/\tau_{rr}) + P_l \exp(-t/\tau_{rl}), \\
 p_t(t) &= P_{tr} \exp(-t/\tau_{rr}) + P_{tl} \exp(-t/\tau_{rl}), \\
 (\tau_{rr,l})^{-1} &= \frac{\alpha^- N_D + \alpha_c^0 N_{eff} + \alpha_e^0 p_1 + \alpha_n N_D}{2} \pm \\
 &\pm \left[\frac{(\alpha^- N_D + \alpha_c^0 N_{eff} + \alpha_e^0 p_1 + \alpha_n N_D)^2}{4} - \alpha^- N_D (\alpha_e^0 p_1 + \alpha_n N_D) - \alpha_c^0 N_{eff} \alpha_n N_D \right]^{1/2}, \\
 P_r &= \frac{p_0 [\alpha^- N_D + \alpha_c^0 N_{eff} - (\tau_{rl})^{-1}] - p_{t0} \alpha_e^0 p_1}{(\tau_{rr})^{-1} - (\tau_{rl})^{-1}}, \\
 P_l &= \frac{p_0 [(\tau_{rr})^{-1} - \alpha^- N_D - \alpha_c^0 N_{eff}] + p_{t0} \alpha_e^0 p_1}{(\tau_{rr})^{-1} - (\tau_{rl})^{-1}}, \\
 P_{tr} &= \frac{p_{t0} [\alpha_e^0 p_1 + \alpha_n N_D - (\tau_{rl})^{-1}] - p_0 \alpha_c^0 N_{eff}}{(\tau_{rr})^{-1} - (\tau_{rl})^{-1}}, \\
 P_{tl} &= \frac{p_0 \alpha_c^0 N_{eff} - p_{t0} [\alpha_e^0 p_1 + \alpha_n N_D - (\tau_{rr})^{-1}]}{(\tau_{rr})^{-1} - (\tau_{rl})^{-1}}. \tag{1.3}
 \end{aligned}$$

Здесь p_0 , p_{t0} - начальные значения концентраций свободных и захваченных дырок:

$$p_0 = G \left(\alpha^- N_D + \frac{\alpha_c^0 N_{eff} \alpha_n N_D}{\alpha_e^0 p_1 + \alpha_n N_D} \right)^{-1}, \quad (1.4)$$

$$p_{i0} = p_0 \frac{\alpha_c^0 N_{eff}}{\alpha_e^0 p_1 + \alpha_n N_D}.$$

Выражения для постоянных времени спада ПФП («быстрого» - τ_{rr} и «медленного» - τ_{rl}) можно упростить, если учесть, что при малой степени компенсации $K < 10^{-3}$ скорость захвата дырок на нейтральные акцепторы $\alpha_c^0 N_{eff}$ существенно превышает скорость их захвата на заряженные - $\alpha^- N_D$. Об этом свидетельствуют, в частности, данные, представленные в [47]: $\alpha^- / \alpha_c^0 \approx 10^2$, и, следовательно, при $N_{eff} \approx N_A$ и $K < 10^{-3}$ отношение $\alpha^- N_D / \alpha_c^0 N_A < 10^{-1}$. Разумно также полагать, что тепловая скорость свободных дырок превышает скорость их движения по A^+ -состояниям в направлении к A^- -центрам, т. е. $\alpha_n < \alpha^-$. При этом:

$$\tau_{rr} = (\alpha_c^0 N_{eff} + \alpha_e^0 p_1)^{-1},$$

$$\tau_{rl} = \tau \left(1 + \frac{\alpha_c^0 N_{eff}}{\alpha_e^0 p_1 + \alpha_n N_D} \right), \quad (1.5)$$

где

$$\tau \equiv p_0 / G = [\alpha^- N_D + \alpha_c^0 N_{eff} \alpha_n N_D / (\alpha_e^0 p_1 + \alpha_n N_D)]^{-1} - \quad (1.6)$$

стационарное время жизни фотодырок. Отсюда явствует, что при $\alpha_e^0 p_1 \gg \alpha_n N_D$ нейтральные центры будут проявляться как быстрые уровни прилипания [72], поскольку

$$P_r / P_l \approx [\alpha_c^0 N_{eff} (\alpha_c^0 N_{eff} \alpha_n N_D + \alpha^- N_D \alpha_e^0 p_1)] / [\alpha_e^0 p_1 (\alpha_c^0 N_{eff} + \alpha_e^0 p_1)^2] \ll 1,$$

и кинетика спада ПФП фактически описывается экспоненциальным законом с постоянной времени τ_{rl} . Если скорость теплового выброса дырок с уровней прилипания $\alpha_e^0 p_1$ станет меньше или порядка скорости не прямой рекомбинации $\alpha_n N_D$, возникнет иная ситуация: отношение $P_r / P_l \approx \alpha_n N_D / \alpha_e^0 p_1 \geq 1$ и на кривой кинетики релаксации ПФП должна

проявиться область быстрого спада ($\tau_{rr}/\tau_{rl} \ll 1$), амплитуда которого будет возрастать с уменьшением температуры. При этом на температурной зависимости $\tau_{rl}(T) \approx \alpha_c^0 N_{eff} / (\alpha^- N_D \alpha_e^0 p_1 + \alpha_n N_D \alpha_c^0 N_{eff})$ возникнет область насыщения, которая с понижением температуры перейдет в область, где зависимость $\tau_{rl}(T)$ определяется зависимостью $\alpha_n(T)$: $\tau_{rl}(T) \approx 1/[\alpha_n(T)N_D]$.

Воспользуемся описанными выше особенностями в поведении кинетики ПФП в начале для исследований концентрационной зависимости эффективной глубины уровней прилипания ε .

1.4. Концентрационная зависимость характерной глубины примесной A^+ -зоны

Эффективная энергетическая глубина примесной A^+ -зоны ε определялась по температурным зависимостям времени релаксации ПФП $\tau_{rl}(T)$ и стационарного фототока $J_s(T)$ [50*]. Измерения проводились в слабых электрических полях в области относительно высоких температур, где зависимости $J_s(T) \propto \tau(T)$ имели степенной характер (т.е. в области, где, согласно (1.6), $\alpha_e^0 p_1 \gg \alpha_n N_D$ и $\alpha^- \gg \alpha_n N_{eff} / p_1$ и можно не учитывать не прямой канал рекомбинации дырок). При этом соотношение (1.5) для τ_{rl} упрощается:

$$\tau_{rl} = \tau(T) \left[1 + \frac{\alpha_c^0 N_{eff}}{\alpha_e^0 N_v(T)} \exp\left(\frac{\varepsilon}{k_B T}\right) \right]. \quad (1.7)$$

В отсутствие эффектов разогрева $\alpha_c^0 = \alpha_e^0$ и (1.7) переходит в известное выражение для времени релаксации монополярной фотопроводимости при наличии быстрых уровней прилипания [72]:

$$\tau_{rl} = \tau(T) [1 + (N_{eff} / N_v) \exp(\varepsilon / k_B T)].$$

Концентрация бора в исследуемых кристаллах и степень его компенсации K находились по данным прецизионных измерений температурной зависимости постоянной Холла [73*, 74]. Исследовались образцы с концентрацией бора $N_A = 10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и степенью компенсации $K < 10^{-3}$. Далее результаты измерений

демонстрируются на примере четырех образцов, параметры которых приведены в таблице 1.1.

Образцы для исследований ПФП помимо токовых контактов снабжались потенциометрическими зондами, что позволяло, в частности, по вольт-амперным характеристикам определять максимальное электрическое поле, при котором еще малосущественны разогревные эффекты (увеличение τ не превышает 2-3 %). Зонды изготовлялись с использованием искрового подлегирования приконтактных областей алюминиием, к которым индием подпаивались золотые проволочки.

Таблица 1.1. Параметры образцов слабокомпенсированного Si:B.

№ образца	$N_A, 10^{16} \text{ см}^{-3}$	$N_D, 10^{12} \text{ см}^{-3}$	$\varepsilon, \text{ мЭВ}$	$N_{eff}, 10^{16} \text{ см}^{-3}$	\bar{N}_{eff} / N_A	$\bar{A}, \text{ нс/мкА}$	$\varepsilon_{A_2^+}, \text{ мЭВ}$
1	1.0	2.3	2.0	1.0	1	38	-
2	1.25	2.9	2.0	1.25	1	319	-
3	4.5	1.05	2.9-3.0	3.5-4.1	0.85	108	2.7
4	7.1	2.2	3.3-3.4	4.1-5	0.65	106	2.9

\bar{N}_{eff}, \bar{A} , - средние значения параметров N_{eff} и A , полученные по нескольким сериям измерений; A – коэффициент пропорциональности между стационарным временем жизни τ и фототоком J_s (см. (1.8)); $\varepsilon_{A_2^+}$ - энергия связи дырки в A_2^+ комплексе, рассчитанная по формуле (1.9).

На рис. 1.5 показаны зависимости $J_s(T)$ для образцов 2 и 3, измеренные при слабой интенсивности фоновой подсветки $\Phi \approx (10^{14}-10^{15}) \text{ фотон/см}^2 \cdot \text{с}$, приблизительно на 3-4 порядка меньшей, чем интенсивность комнатного фона.² Видно, что температурные зависимости стационарного фототока $J_s(T)$ имеют степенной характер при $T > T^* = 8-9 \text{ К}$.

² Данные по Φ для комнатного фона приведены в [4]; значения Φ в экспериментах оценивались по формуле: $p_b = G \cdot \tau = \Phi \sigma_{ph}(\lambda) N_A \tau$, где p_b - фоновая концентрация дырок, $\sigma_{ph}(\lambda)$ – сечение поглощения фотона для излучения с длиной волны λ . При оценке полагалась $\lambda = 10 \text{ мкм}$ и, соответственно, $\sigma_{ph} \approx 2 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ [75].

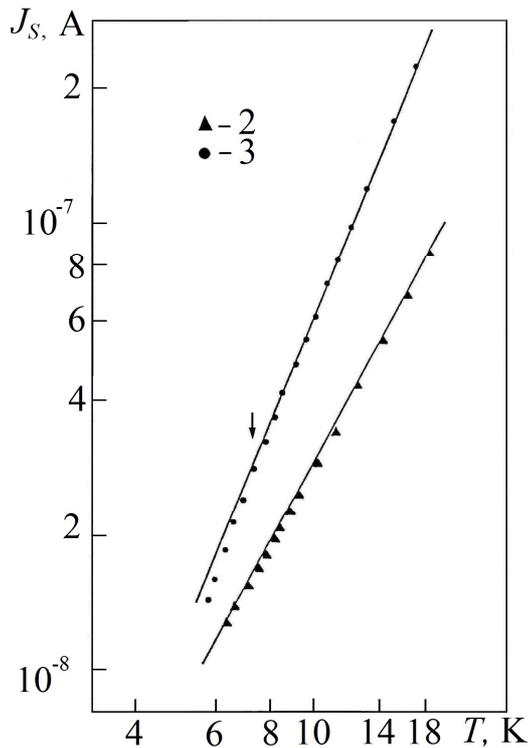


Рис. 1.5. Температурная зависимость стационарного фототока J_s (образцы 2 и 3). Интенсивность подсветки (10^{14} фотон/см²·с): 2 – 19; 3 – 4.4.

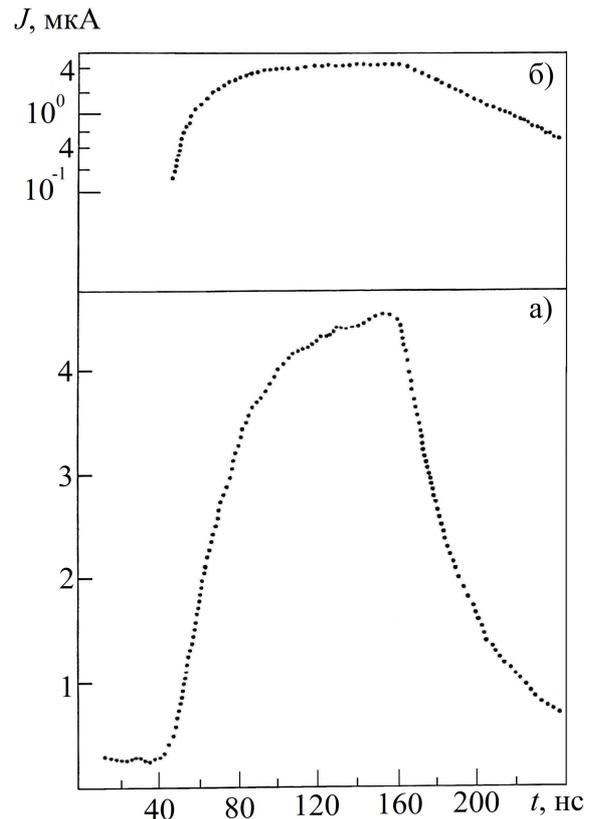


Рис. 1.6. Кривая релаксации ПФП $J(t)$ в линейном (а) и полулогарифмическом (б) масштабах для образца 4. $T = 11.7$ К, число накоплений $m = 360$.

Типичная кривая ПФП, полученная при $T > T^*$, представлена на рис. 1.6. Для нее характерна единственная область экспоненциального спада с постоянной времени τ_r . Это означает, что $P_r/P_l \ll 1$ и $\tau_r = \tau_{rl}$. С другой стороны, отсутствие медленных затяжек в релаксации ПФП, которые могут возникать при нарушении локальной электрической нейтральности объема образца [67,68], свидетельствуют о выполнении условия (1.1). Действительно, в нашем случае: $p_0 \geq 10^9$ см⁻³, а величина $\kappa E_j / 2\pi L e$ при $T = 4.2$ К, $N_D \approx 10^{12}$ см⁻³ и длине образцов $L \approx 4$ мм составляет $\approx 1.6 \cdot 10^7$ см⁻³.

На рис. 1.7 представлены температурные зависимости $\tau_{rl}(T)$. Рост $\tau_{rl}(T)$ с понижением температуры непосредственно указывает на влияние уровней прилипания (нейтральных акцепторов A^0) на кинетику релаксации ПФП (см. (1.7)). Проанализируем данные рис. 1.7, предположив вначале, что все A^0 -центры можно рассматривать как изолированные, т.е. полагая $N_{eff} \cong N_A$.

Представим зависимость $\tau(T)$ в виде:

$$\tau(T) = AJ_s(T), \quad (1.8)$$

где $A = \text{const}$. Основанием для этого является слабая температурная

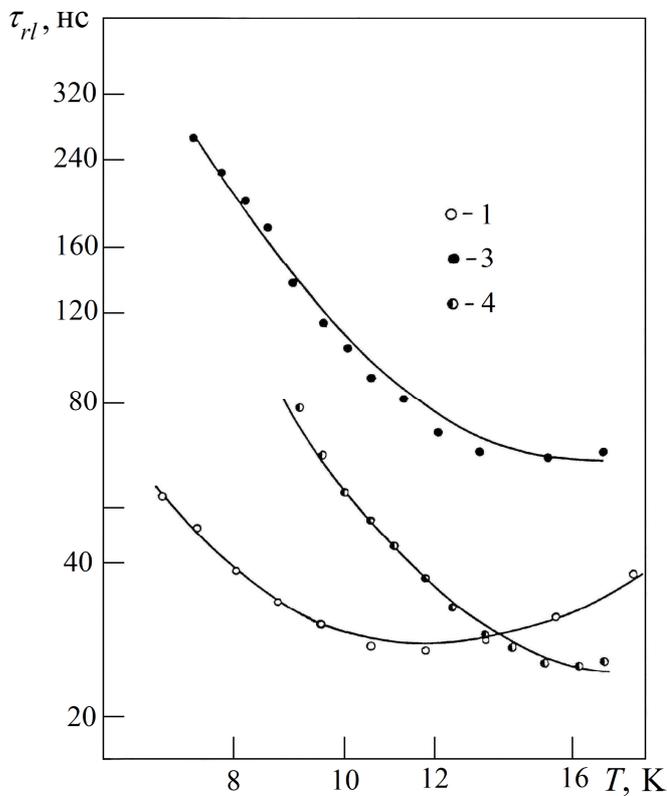


Рис. 1.7. Температурные зависимости времени релаксации ПФП τ_{rl} для Si:B образцов 1, 3 и 4 с различным уровнем легирования N_A (10^{16} см^{-3}): 1 - 1.0; 3 - 4.5; 4 - 7.1. Концентрация компенсирующих доноров в образцах N_D (10^{12} см^{-3}): 1 - 2.3; 3 - 1.05; 4 - 2.2. Сплошные линии – подгонка с использованием формулы (3).

зависимость подвижности дырок в кремнии в области гелиевых температур при $N_A \geq 10^{16} \text{ см}^{-3}$, т.е. в условиях, когда подвижность определяется рассеянием на нейтральных центрах [76*]. Из (1.7) и (1.8) по экспериментальным значениям $\tau_{rl}(T)$ рис. 1.7, минимизируя среднеквадратичное отклонение $\Delta\tau_{rl}$ по параметрам A и ε , можно найти глубину уровней прилипания ε . Оказывается, что при $N_A \leq 10^{16} \text{ см}^{-3}$ глубина уровней прилипания $\varepsilon = 2 \text{ мэВ}$ [50*], что совпадает с энергией связи дырки в изолированном A^+ -центре атома бора ($\varepsilon_i = 2 \text{ мэВ}$ [9]). Следовательно,

нейтральные центры являются в данном случае изолированными уровнями прилипания и $N_{eff} = N_A$. Для образцов с $N_A \geq 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ величина $\varepsilon > \varepsilon_i$, причем разность $(\varepsilon - \varepsilon_i)$ возрастает с увеличением N_A [50*]. Следовательно, при $N_A \geq 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ существенно взаимодействие между нейтральными центрами и их уже нельзя считать дискретными и изолированными уровнями прилипания. В связи с этим необходимо убедиться – является ли в этом случае правомерной запись $\tau_{rl}(T)$ в виде (1.7). Определенным аргументом в пользу такой формы записи может служить тот факт, что экспериментальные зависимости

$\ln(\tau_{rl}T^{3/2}/J_s)$ от $1/T$ для образцов с $N_A \geq 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ в области низких температур линейны (см. рис. 1.8). Поскольку $N_v \propto T^{3/2}$ и согласно (1.8) $\tau \propto J_s$, это означает,

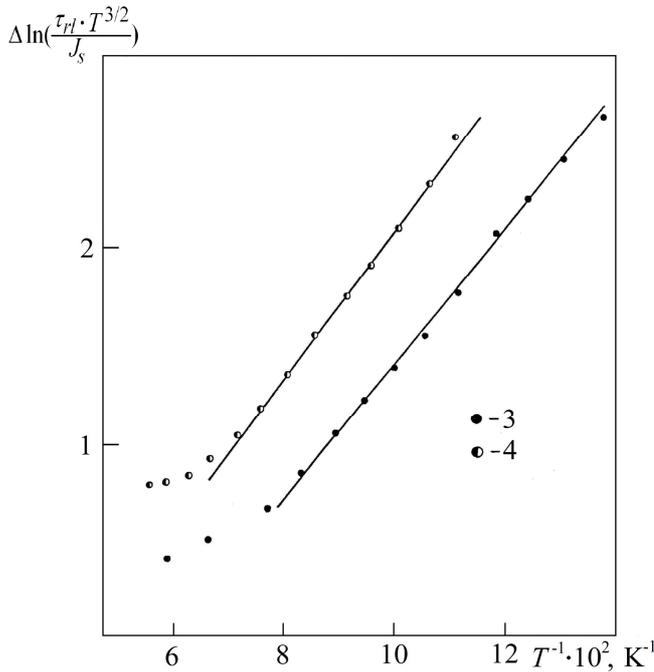


Рис. 1.8. Графики функции $F(1/T) = \ln(\tau_{rl}T^{3/2}/J_s)$ для образцов 3, 4. Наклон линейных областей графиков ε : 3- 34.7 К; 4- 38.2 К.

что в области низких температур $\tau_{rl}/\tau \propto \exp(\varepsilon/k_B T)$, где ε - постоянная (эффективная) энергия активации.

Воспользовавшись найденными таким образом значениями ε (см. таблицу 1.1), можно определить по методу наименьших квадратов с помощью (1.7) и (1.8) параметры N_{eff} и A . Расчетные зависимости $\tau_{rl}(T)$ с полученными регрессией величинами N_{eff} и A показаны на рис. 1.7 сплошными линиями (для

образца 1 расчетная зависимость $\tau_{rl}(T)$ получена при $N_{eff} = N_A$ и $\varepsilon = 2$ мэВ). Из рисунка явствует, что такой подход позволяет в пределах погрешности экспериментов ($\approx 3\%$) описать экспериментальную зависимость $\tau_{rl}(T)$ с постоянными значениями A , N_{eff} и ε во всей исследованной области температур. Результаты расчета представлены в таблице 1.1. Видно, что значения N_{eff} для образцов 3, 4 близки к значениям N_A . Качественно это объясняется тем, что большинство A^+ -состояний при этих концентрациях расположены по энергии вблизи $\varepsilon \approx 3$ мэВ (см. рис. 1.4). С увеличением N_A прослеживается тенденция к уменьшению отношения N_{eff}/N_A , свидетельствующая об уменьшении относительной доли уровней прилипания. Важным представляется вопрос о природе состояний, выступающих в качестве уровней прилипания при $N_A \geq 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Вероятнее всего [50*], что при этих концентрациях бора определяющим становится прилипание дырок на пары ближайших нейтральных акцепторов с образованием A_2^+ -комплексов. Основанием к этому

является совпадение полученных значений ε с характерными значениями энергии сродства дырок к A_2^0 -комплексам $\varepsilon_{A_2^+}$ (см. таблицу 1.1), рассчитанным с использованием модели δ -потенциала для каждого из атомов комплекса [77]. Для двух нейтральных центров, находящихся на расстоянии r :

$$\varepsilon_{A_2^+} = \varepsilon_i \left[1 + \frac{2a_i}{r} \exp\left(-\frac{r}{a_i}\right) \right], \quad (1.9)$$

где a_i – борковский радиус ионного состояния (для A^+ -состояния атомов бора в Si величина $a_i = 105 \text{ \AA}$ [9]). Для оценки характерных значений $\varepsilon_{A_2^+}$ положим $r = r_p = 0.54 \cdot N_A^{-1/3}$ – наиболее вероятному расстоянию между ближайшими атомами. Получим: $\varepsilon_{A_2^+} = 2.7 \text{ мэВ}$ для образца 3 и $\varepsilon_{A_2^+} = 2.9 \text{ мэВ}$ для образца 4. Некоторое превышение ε над $\varepsilon_{A_2^+}$ может быть связано с возможностью образования при $N > N^*$ комплексов A_n^2 , где $n > 2$ (в том числе $n \gg 2$ [42,43]).

Другим подтверждением сделанного в [50*] предположения о доминирующей роли прилипания дырок к A_2^0 -комплексам при $N_A \geq 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ являются результаты работ [78, 79]. В частности, расчеты [78] показывают, что для концентраций легирующей примеси $N < 9 \cdot 10^{-4} a_B^{-3} \approx 3 \cdot N^*$ спектр примесных состояний определяется в основном малыми кластерами ($n \leq 2$). Аналогичный вывод следует из экспериментов [79], в которых наблюдаемые особенности в спектрах оптического поглощения Si:P удается объяснить проявлением только парных образований из нейтральных центров в диапазоне концентраций фосфора $2 \cdot 10^{16} - 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ($10^{-4} a_B^{-3} < N < 10^{-3} a_B^{-3}$). Вместе с тем при объяснении наблюдаемого возрастания ε с увеличением N_A проявлением A_2^+ -комплексов возникают определенные противоречия. Именно, во-первых, концентрация центров прилипания N_{eff} получается более близкой к N_A , а не к $N_A/2$, как следовало бы ожидать (см. таблицу 1.1). Это, однако, можно понять, если допустить, что отношение статистических весов образующегося A_2^+ -комплекса

(g_i) и примесной молекулы A_2^0 (g_0) равняется 2. В частности, это характерно для молекулы водорода [80]: молекулярный ион водорода H_2^- образуется в состоянии $^2\Sigma$ со спином $S = 1/2$, тогда как полный спин молекулы водорода, когда она находится в основном состоянии, $S = 0$, т.е. в данном случае $g_i/g_0 = 2$. При $g_i/g_0 = 2$ получим: $N_{eff} = N_2 \cdot (g_i/g_0) \approx N_A$, где $N_2 \approx N_A/2$ – концентрация парных образований из нейтральных центров.

Во-вторых, если исходить из аналогии между A_2^+ -комплексом и молекулярным ионом H_2^- , то необходимо учитывать, что формула (1.9) применима только при $r_p \gg a_B$ – боровского радиуса основного состояния примесного атома. При $r_p \leq a_B$ на величине $\varepsilon_{A_2^+}$ должно сказываться обменное взаимодействие дырок, находящихся в атомах комплекса в основных состояниях, которое должно приводить к уменьшению $\varepsilon_{A_2^+}$ [81]. Между тем для образцов 3 и 4 значение r_p (150 и 130 Å, соответственно) заметно меньше $10 \cdot a_B$ для легких дырок ($a_B = a_l = 23$ Å) и превышает $10 \cdot a_B$ только для тяжелых дырок ($a_B = a_h = 14$ Å). Следовательно, необходимо допустить, что внутренние дырки с легкой массой в обменном взаимодействии не проявляются.³ Заметим, что если определять боровский радиус по критерию Мотта ($N_c^{1/3} a_B = 0.26 \pm 0.05$, где N_c – критическая концентрация для перехода металл-диэлектрик, равная $7 \cdot 10^{18}$ см⁻³ для Si:B), то оказывается, что $a_B \approx 13$ Å и совпадает с $a_h = 14$ Å [82]. Другими словами, волновые функции дырок, находящихся в основных состояниях, имеют параметр затухания, зависящий от расстояния между примесными центрами, и при малых расстояниях этот параметр определяется боровским радиусом тяжелой дырки.

Таким образом, можно утверждать, что при концентрациях бора $N_A \geq 4 \cdot 10^{16}$ см⁻³ большинство нейтральных акцепторов уже нельзя считать изолированными. Взаимодействие между ними обуславливает возрастание

³ Аналогичная картина следует также из качественных оценок, выполненных А.Ф. Полупановым

характерной энергии связи дырок ε . Представленные результаты и их анализ указывают на то, что доминирующими уровнями прилипания в исследованных условиях могут являться комплексы A_n^0 с $n \geq 2$, в том числе с $n \gg 2$. Последние, как показано в следующем разделе, обуславливают дополнительный не прямой канал рекомбинации дырок [51*,71*].

1.5. Рекомбинация дырок через A^+ -состояния и дырочная проводимость по примесной A^+ -зоне

Как следует из раздела 1.3 роль процессов непрямого захвата дырок должна усиливаться с понижением температуры, причем тем сильнее, чем больше характерная глубина уровней прилипания ε . Это должно приводить к появлению области быстрого спада на кривых релаксации ПФП, а также к нарушению зависимости $\tau_{rl}(T)$, вытекающей из (1.7).

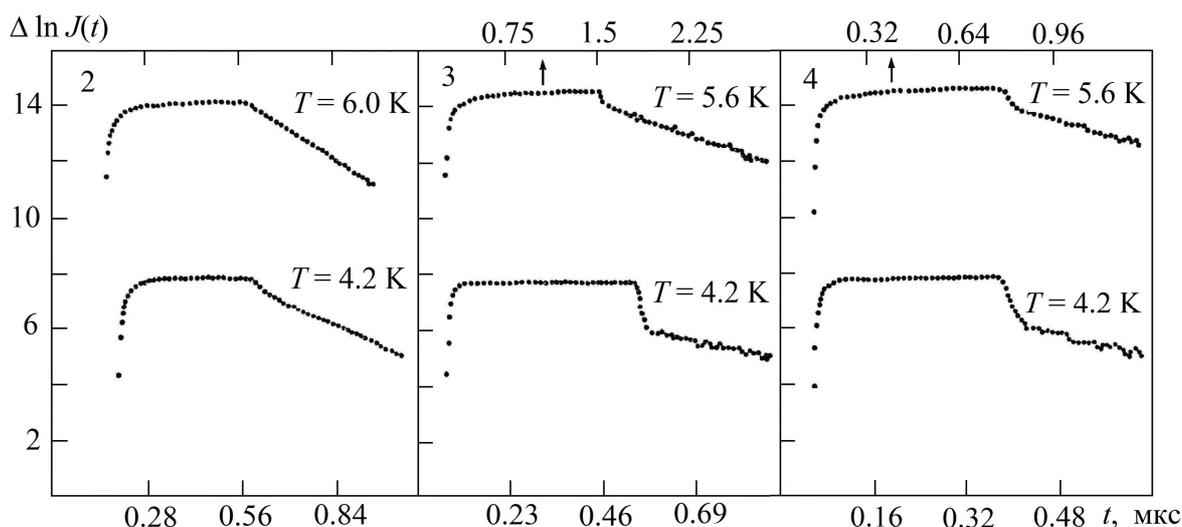


Рис. 1.9. Кривые релаксации ПФП $J(t)$ при различных температурах (образцы 2, 3 и 4). Номера образцов указаны в левом верхнем углу рисунка.

На рис. 1.9 для образцов 2, 3 и 4 представлены кривые релаксации ПФП $J(t)$ при различных температурах, а на рис. 1.10 для этих же образцов показаны температурные зависимости времени релаксации $\tau_{rl}(T)$. Видно, что при понижении температуры в образцах с $N_A \geq 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ наблюдаются указанные эффекты – область быстрого спада фототока (рис. 1.9), насыщение и

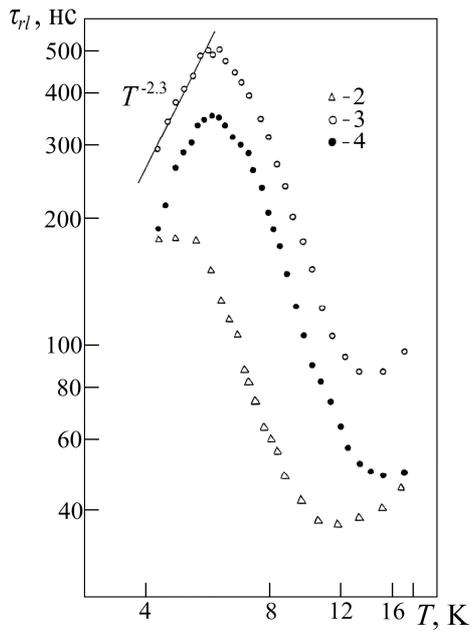


Рис. 1.10. Температурные зависимости времени релаксации ПФП τ_{rl} для образцов 2, 3 и 4. Зависимости получены в электрическом поле E , В/см: 2 – 19; 3 – 50; 4 – 74.

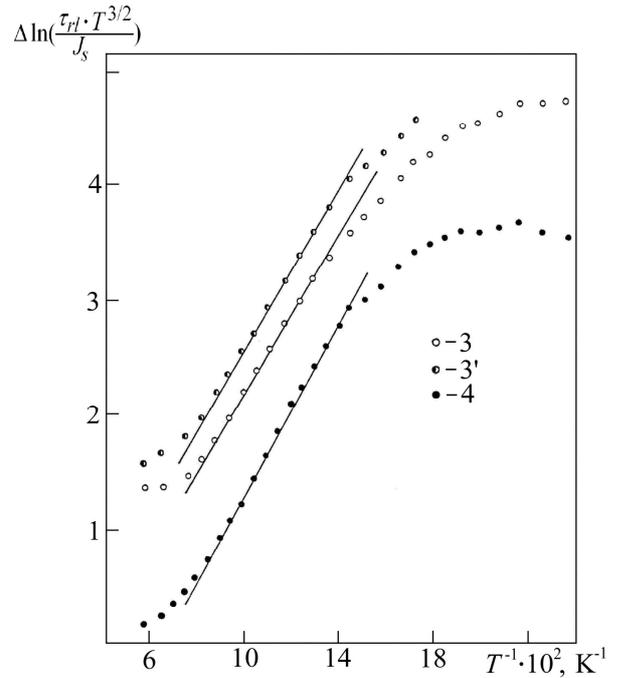


Рис. 1.11. Зависимости $\ln(\tau_{rl}T^{3/2}/J_s)$ от $1/T$ для образцов 3 (кривые 3, 3') и 4 (кривая 4), полученные при E , В/см: 3 – 50; 3' – 9; 4 – 74.

последующий спад медленной составляющей релаксации ПФП τ_{rl} с понижением температуры (рис. 1.10) [71*]. Напомним (см. раздел 1.4), что именно в этих образцах существенным образом проявляются эффекты делокализации A^+ -состояний, которые приводят к заметному увеличению (приблизительно в 1.5 раза) характерной глубины примесной A^+ -зоны ε в сравнении с образцом 2 с $N_A = 1.25 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, в котором A^0 -центры выступают при $T \geq 7 \text{ К}$ в качестве изолированных уровней прилипания ($\varepsilon = \varepsilon_i = 2 \text{ мэВ}$; см. таблицу 1.1). Более того, наблюдаемый для образцов 3, 4 (см. рис. 1.11) с понижением температуры переход от линейной зависимости $\ln(\tau_{rl}T^{3/2}/J_s)$ от $1/T$ к сублинейной указывает на несправедливость соотношения (1.7) в области низких температур ($T \leq 7 \text{ К}$). Следовательно, при $T \leq 7 \text{ К}$ нейтральные акцепторы нельзя рассматривать как центры прилипания. Рис. 1.11 на примере образца 3 демонстрирует также слабую зависимость результатов измерений от приложенного к образцам электрического поля E : температура перехода от линейной к сублинейной области зависимости $\ln(\tau_{rl}T^{3/2}/J_s)$ от $1/T$ и значения ε практически не изменяются при увеличении поля в 6 раз. Тем не менее,

конкретные значения E в каждом эксперименте выбирались предельно низкими, допускаемыми чувствительностью измерительной установки [66*].

Представленные экспериментальные данные качественно объясняются с привлечением представлений о делокализации уровней прилипания (A^+ -состояний) по мере увеличения N_A . Действительно, как показано, в разделе 1.4, делокализация A^+ -состояний сопровождается увеличением ε . С другой стороны, увеличение перекрытия волновых функций соседних состояний с ростом N_A облегчает перемещение дырок по этим состояниям в направлении к притягивающим A^- -центрам, что создает дополнительный (непрямой) канал рекомбинации [45, 51*, 71*, 83].

С уменьшением температуры область насыщения на зависимости $\tau_{rl}(T)$ (см. рис. 1.10) сменяется областью спада. Согласно представленной в разделе 1.3 модели кинетики ПФП это означает, что в области спада $\tau_{rl}(T) \approx 1/[\alpha_n(T)N_D]$ и, следовательно, коэффициент непрямого захвата дырок из примесной A^+ -зоны на A^- -центры α_n возрастает с уменьшением T (приблизительно по закону: $\alpha_n \propto T^{2.3}$). Данное обстоятельство позволяет непосредственно определять α_n по измеренным в области низких температур значениям τ_{rl} . Полученные таким образом при $T = 4.2$ К значения α_n для образцов 3, 4 близки и равны $3.2 \cdot 10^{-6}$ и $2.4 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$, соответственно.⁴

Таким образом, исследования кинетики ПФП впервые позволили получить не только прямые доказательства существования непрямого канала рекомбинации дырок [45], но и определить количественные характеристики данного процесса, в частности, коэффициент непрямого захвата дырок из примесной A^+ -зоны на притягивающие A^- -центры [51*, 71*]. Далее мы покажем, что непрямой захват дырок зонного типа сопровождается также

⁴ Делокализация H^- -подобных состояний зависит не только от уровня легирования, но и от флуктуаций кулоновского потенциала ионизованных центров, связанных с присутствием в образцах компенсирующих примесей [43]. Образец 3 обладает наименьшей концентрацией компенсирующих доноров, а также и степенью компенсации (см. таблицу 1.1), что вероятно и является причиной большего значения α_n в этом образце в сравнении с образцом 4.

проявлением в кинетике ПФП соответствующей дырочной проводимости по примесной A^+ -зоне [51*, 71*].

Дырочная проводимость по примесной A^+ -зоне. До сих пор считалось, что ПФП определяется переносом дырок в валентной зоне. Между тем в области низких температур, где существенную роль играет непрямой захват дырок через примесную A^+ -зону, следует ожидать заметного вклада в ПФП и дырочной проводимости в данной зоне [51*, 71*]. Это вытекает, в частности, из сопоставления отношения амплитуд быстрой (C_r) и медленной (C_l) составляющих кинетики спада ПФП с отношением P_r/P_l , определяющим кинетику спада концентрации свободных дырок $p(t)$: $P_r/P_l \approx \alpha_n N_D / \alpha_e^0 p_1$ (см. раздел 1.3). Величину $\alpha_n N_D / \alpha_e^0 p_1$ можно найти, экстраполируя линейную часть функции $F(1/T) = \ln(\tau_{rl} T^{3/2} / J_s)$ в область низких температур и определяя в этой области разность ΔF между значениями экстраполированной и экспериментально наблюдаемой функций:

$$P_r / P_l \approx \alpha_n N_D / \alpha_e^0 p_1 = \exp(\Delta F) - 1. \quad (1.10)$$

Если длительность импульса возбуждения τ_{imp} заметно не превышает τ_{rl} , то найденное по экспериментально измеренной кривой спада ПФП отношение C_r^* / C_l^* отличается от отношения C_r / C_l :

$$C_r / C_l = (C_r^* / C_l^*) [1 - \exp(-\tau_{imp} / \tau_{rl})]. \quad (1.11)$$

В рассматриваемом случае отличие (C_r / C_l) от (C_r^* / C_l^*) незначительно: для кривых, представленных на рис. 1.9, $(C_r^* / C_l^*) / (C_r / C_l) = 1.2-1.26$.

Отношения P_r/P_l при 4.2 К, найденные с использованием (1.10) для образцов 3 и 4, составляют 7.7 и 21, измеренные же с учетом (1.11) по кривой спада ПФП отношения C_r / C_l равны 4.1 и 3.4, соответственно. Данное обстоятельство указывает на существенную роль дырочной проводимости по примесной A^+ -зоне в кинетике релаксации ПФП.

Действительно, с учетом примесной проводимости и, используя выражения для предэкспоненциальных факторов P_{tr} и P_{tl} из (1.3),

определяющих начальное значение концентрации дырок в примесной A^+ -зоне p_{t0} , имеем:

$$\frac{C_r}{C_l} = \frac{\mu P_r + \mu_{im} P_{lr}}{\mu P_l + \mu_{im} P_{ll}} \approx \frac{\alpha_n N_D}{\alpha_e^0 p_1 \left(1 + \frac{\alpha_c^0 N_{eff} \mu_{im}}{\alpha_e^0 p_1 \mu} \right)}, \quad (1.12)$$

где μ и μ_{im} – подвижности дырок в валентной и примесной зонах, соответственно. Из (1.12) следует, что отношение C_r/C_l оказывается меньше отношения P_r/P_l при условии $(\alpha_c^0 N_{eff} \mu_{im} / \alpha_e^0 p_1 \mu) \geq 1$. Последнее возможно даже при $\mu_{im} \ll \mu$, поскольку при $T = 4.2$ К скорость захвата дырок на нейтральные акцепторы $\alpha_c^0 N_{eff}$ может на несколько порядков превышать скорость их термического выброса: $\alpha_e^0 p_1 = \alpha_e^0 N_v \exp(-\varepsilon / k_B T)$.

Для определения отношения $(\alpha_c^0 N_{eff} / \alpha_e^0 p_1) = (\alpha_c^0 N_{eff} / \alpha_e^0 N_v) \exp(\varepsilon / k_B T)$ воспользуемся приемом, описанным в разделе (1.4). Подставляя в (1.7) значения ε , найденные по наклону линейных областей графиков $\ln(\tau_{rl} T^{3/2} / J_s) - 1/T$, определим методом наименьших квадратов с помощью (1.7) и (1.8) и экспериментальных значений $\tau_{rl}(T)$ для $T \geq 7$ К (см. рис. 1.10) параметр $(\alpha_c^0 N_{eff} / \alpha_e^0)$, независимый от температуры при $T \leq 20$ К (см. раздел 1.7). После чего при $T = 4.2$ К получим: $(\alpha_c^0 N_{eff} / \alpha_e^0 p_1) = 5.7 \cdot 10^3$ (образец 3); $(\alpha_c^0 N_{eff} / \alpha_e^0 p_1) = 17.6 \cdot 10^3$ (образец 4) и, согласно (1.12), $\mu_{im}/\mu \approx 1.5 \cdot 10^{-4}$ и $\mu_{im}/\mu \approx 2.9 \cdot 10^{-4}$, соответственно.

Независимые исследования фотопроводимости по примесной A^+ -зоне выполнены сотрудниками МПГУ с помощью измерений фото-холл-эффекта [51*, 84]. Согласно [84], отношение $\mu_{im}/\mu = (2-3) \cdot 10^{-4}$ типично при концентрациях бора в кремнии незначительно превышающих критическую концентрацию N^* для перехода от локализованных к делокализованным A^+ -состояниям.

Оценим подвижность дырок в примесной A^+ -зоне, исходя из найденных выше отношений μ_{im}/μ . При не слишком низких температурах (для Si при $T \geq 1$

К) подвижность носителей заряда в легированных слабокомпенсированных полупроводниках определяется их рассеянием на нейтральных центрах и хорошо описывается формулой Эргинсоа (см. [76*] и ссылки там):

$$\mu = \frac{me^3}{20\kappa\hbar N}, \quad (1.13)$$

где m - эффективная масса носителей заряда, \hbar - постоянная Планка. Для дырочного Si ($m \approx 0.5 \cdot m_0$): $\mu \approx (4.7 \cdot 10^{20}/N_A)$ [см²/В·с] согласно (1.13), что совпадает с экспериментальными данными: $\mu \approx (5 \cdot 10^{20}/N_A)$ [см²/В·с] [85]. Используя соотношение (1.13) для подвижности свободных дырок получим их подвижность в примесной A⁺-зоне: $\mu_{im} \approx 2$ см²/В·с.

Таким образом, исследования кинетики ПФП позволяют определить не только время жизни дырок в примесной A⁺-зоне $\tau_{A^+} = 1/\alpha_n N_D$, но также получить оценку их подвижности в данной зоне [51*, 71*]. Заметим, что в отличие от фото-холл-эффекта измерения кинетики спада ПФП весьма чувствительны к величине примесной проводимости σ_{im} даже в том случае, когда σ_{im} заметно меньше проводимости σ по валентной зоне. Это легко увидеть, выразив C_r/C_l через σ_{im} и σ .

$$\frac{C_r}{C_l} \approx \frac{P_r}{P_l \left[1 + \frac{\sigma_{im}}{\sigma} \left(1 + \frac{P_r}{P_l} \right) \right]}. \quad (1.14)$$

Из (1.14) следует, что при $P_r/P_l \approx 10$ проводимость по примесной A⁺-зоне будет заметным образом проявляться даже при $\sigma_{im}/\sigma \approx 0.1$.

Прежде чем приступить к изложению следующего раздела, необходимо сделать несколько замечаний относительно корректности используемой модели кинетики ПФП.

В разделе 1.3 было показано, что в условиях, когда существенно взаимодействие между нейтральными акцепторами, экспериментальные зависимости $\tau_{r,l}(T)$ удовлетворительно описываются (1.7) с постоянными параметрами ε и N_{eff} , т.е. модель дискретных уровней прилипания неплохо

работает в данной ситуации. Справедливость данной модели подтверждается также тем, что полученные с ее помощью значения подвижности дырок в примесной A^+ -зоне согласуются с результатами независимых исследований фото-холл-эффекта [51*,84]. В корректности используемой модели убеждает и другой пример.

Воспользовавшись найденными выше значениями $P_r / P_l \approx \alpha_n N_D / \alpha_e^0 p_1 = 1 / \tau_{rl} \alpha_e^0 p_1$ при низких температурах, определим коэффициент захвата дырок на нейтральные акцепторы в квазиравновесных условиях ($\alpha_c^0 = \alpha_e^0$) и сравним его с результатами независимых измерений (для Si:B $\alpha_c^0 \approx 10^{-7}$ см³/с, для Si:P $\alpha_c^0 = 1.25 \cdot 10^{-7}$ см³/с [47]). При $T = 4.2$ К имеем:

$$\alpha_e^0 \approx \frac{P_l \exp(\varepsilon / k_B T)}{P_r \tau_{rl} N_v} = (1.0-1.5) \cdot 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с},$$
 что удовлетворительно согласуется с имеющимися данными [47].

1.6. Влияние уровня легирования на захват дырок притягивающими A^- -центрами бора

Выше были представлены результаты исследований особенностей кинетики ПФП в области низких температур при условии, что $\alpha^- \ll \alpha_c^0 N_{eff} \alpha_n / (\alpha_e^0 p_1 + \alpha_n N_D)$. При этом не прямой канал рекомбинации дырок полностью определяет стационарное время жизни носителей заряда τ , причем зависимость $\tau(T)$ является экспоненциальной, а не степенной, как в случае полупроводников с компенсацией $K \geq 10^{-1}$ [46,47]. В данном разделе мы рассмотрим не изучавшийся детально противоположный случай относительно высоких температур, когда $\alpha^- \gg \alpha_c^0 N_{eff} \alpha_n / (\alpha_e^0 p_1 + \alpha_n N_D)$ и канал не прямой рекомбинации зонного типа должен отсутствовать, а особенности концентрационной зависимости процесса захвата дырок притягивающими центрами связаны с нейтральными акцепторами, расположенными вблизи отрицательно заряженных атомов примеси [86*].

В отсутствие эффектов непрямо́й рекомбинации зонного типа стационарное время жизни дырок $\tau(T)$ степенным образом изменяется с температурой. В нашем случае согласно (1.8) $\tau(T) = A \cdot J_s(T)$, а температурные зависимости стационарного фототока $J_s(T)$ имеют степенной характер при $T > T^* = 8-9$ К (см. раздел 1.4 и рис. 1.5). В этих условиях выражение (1.6) для τ упрощается и приобретает обычный вид [47]:

$$\tau = \frac{1}{\alpha^- N_D}. \quad (1.15)$$

Алгоритм определения стационарного времени жизни дырок τ и, соответственно, коэффициента их захвата притягивающими A^- -центрами $\alpha^- = 1/\tau N_D$, по сути, уже изложен в разделе 1.4. Для этого необходимо измерить температурные зависимости времени релаксации ПФП $\tau_{rl}(T)$ в области относительно высоких температур ($T > T^* = 8-9$ К), в которой согласно (1.7) $\tau_{rl} = \tau(T)[1 + (N_{eff}/N_v)\exp(\varepsilon/k_B T)] = AJ_s(T)[1 + (N_{eff}/N_v)\exp(\varepsilon/k_B T)]$. По наклону зависимостей $\ln(\tau_{rl} T^{3/2}/J_s)$ от $1/T$ в области низких температур (см. рис. 1.8) можно найти энергию уровней прилипания ε и затем методом наименьших квадратов с помощью (1.7) и (1.8) определить параметры N_{eff} и A (см. таблицу 1.1).

Значения α^- представлены в табл. 1.2 при $T=18$ К, где меньше всего сказываются процессы прилипания дырок к нейтральным акцепторам, и в то же время еще несущественна термическая ионизация примесей бора. При определении α^- мы воспользовались параметрами A (см. табл. 1.1) и величиной стационарного фототока J_s при $T=18$ К: $\alpha^- = 1/\tau N_D = 1/AJ_s N_D$. Видно, что зависимость $\alpha^- (N_A)$ хорошо аппроксимируется линейной функцией $\alpha^- = \alpha_0^- + N_A \beta^0$ с параметрами $\alpha_0^- = 3.9 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ и $\beta^0 = 8.3 \cdot 10^{-22} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$ (см. предпоследний столбец таблицы), причем значение α_0^- совпадает с коэффициентом захвата дырок на отрицательно заряженные центры бора при малых его концентрациях. Так, для образца с $N_A=9.2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $N_D=9.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$,

согласно [13], $\alpha^- = 3.5 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ при $T=18 \text{ К}$. Следовательно, слагаемое α_0^- – есть коэффициент захвата дырок на притягивающие A^- -центры при малых концентрациях нейтральных акцепторов. При этом добавку $N_A \beta^0$ следует рассматривать как результат влияния нейтральных акцепторов на величину α^- .

Таблица 1.2. Коэффициент захвата дырок отрицательно заряженными атомами бора в образцах с различным уровнем легирования при $T = 18 \text{ К}$

№	$N_A,$ 10^{16} см^{-3}	$N_D,$ 10^{12} см^{-3}	$\bar{A},$ нс/мкА	$J_S,$ мкА	$\tau,$ нс	$\alpha^-,$ $10^{-5} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$	$\alpha_{cal}^-,$ $10^{-5} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$	γ
1	1.0	2.3	38	0.81	31.0	1.4	1.2	1.7
2	1.25	2.9	319	0.083	26.5	1.3	1.4	1.8
3	4.5	1.05	108	0.22	23.8	4.0	4.1	2.4
4	7.1	2.2	106	0.067	7.1	6.4	6.3	2.45

α_{cal}^- – расчетное значение коэффициента захвата.

Важно отметить, что это влияние заметно в области высоких температур, где зависимость $\tau(T)$ является степенной, и, следовательно, непрямой захват дырок, учитываемый членом $\alpha_n N_D p_t$ (см.(1.2) и (1.6)), не должен сказываться на величине α^- . Кроме того, используя полученные в разделе 1.5 значения α_n , нетрудно показать, что при $T=18 \text{ К}$ $\alpha^- \gg \alpha_n N_{eff}/p_1$, поскольку α_n уменьшается с увеличением T , а отношение N_{eff}/p_1 в этом случае невелико ($\approx 2-3$).

Таким образом, роль нейтральных акцепторов не сводится лишь к созданию канала непрямой рекомбинации, связанного с движением дырок по примесной A^+ -зоне, увеличивающим проводимость образца. Рассмотрим модель, объясняющую рост α^- с увеличением N_A в области температур, где τ степенным образом зависит от T [86*].

Линейный рост τ с увеличением N_A можно объяснить, если полагать, что захват дырки на притягивающий A^- -центр обусловлен ее локализацией в плавной потенциальной яме с глубиной несколько большей $4k_B T$ (при энергиях связи дырки, превышающих $4k_B T$, вероятность ее термического выброса в

делокализованные состояния близка к нулю [46]). При этом в силу малости изменения потенциала кулоновского центра (в сравнении с ε) на длине $l \approx a_i$ (a_i – размер волновой функции A^+ -состояния) при расстояниях от центра

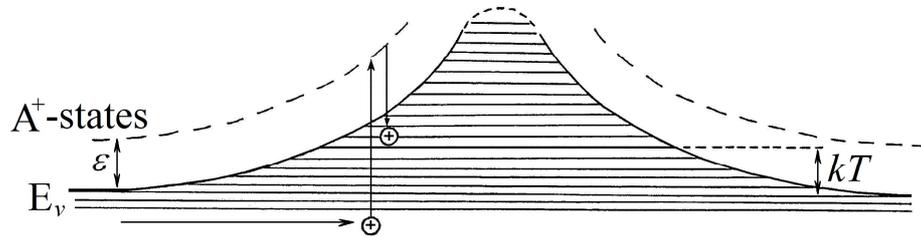


Рис. 1.12. Схематическое изображение захвата дырки.

$r > e^2/4\kappa k_B T$ разумно считать, что в таком потенциале энергетическое смещение $\varepsilon_r = e^2/\kappa r$ A^+ -состояний и потолка валентной зоны одинаковы (рис. 1.12).

Вероятность захвата дырки в единицу времени в одну из таких ям можно представить в виде [47, 87]:

$$\frac{1}{\tau} \propto W_r W_\varepsilon = \frac{4\pi}{3} r_T^3 N_D W_\varepsilon, \quad (1.16)$$

где W_r - вероятность попадания дырки в область пространства с потенциальной энергией $\geq k_B T$, $r_T = e^2/\kappa k_B T$ (считается, что $r_T \ll N_D^{-1/3}$), W_ε - вероятность релаксации кинетической энергии дырки в единицу времени до $\varepsilon_k \sim k_B T$. В рассматриваемом случае «остывание» дырки может осуществляться двояким образом – за счет квазиупругого взаимодействия с акустическими фононами, при котором энергия теряется небольшими порциями и дырка постепенно «скатывается» во все более глубокие связанные состояния [46], и в результате неупругого захвата дырки на нейтральный акцептор [52, 53, 55*] с последующим термическим освобождением. Если переход совершается из свободного состояния в A^+ -состояние в области кристалла, где потенциальная энергия $u \geq k_B T$, то после термической эмиссии дырка окажется в связанном состоянии с кинетической энергией $\approx k_B T$, т.е. практически она будет захвачена.

Таким образом, представляя W_e в виде суммы вероятностей указанных выше процессов и учитывая, что вероятность последнего процесса есть $\bar{\alpha}^0 N_A$, получим зависимость $\alpha^- (N_A)$:

$$\alpha^- \approx \alpha_0^- + \frac{4\pi}{3} r_T^3 N_A \bar{\alpha}^0, \quad (1.17)$$

где $\bar{\alpha}^0 \approx \left(\int_0^{r_T} \alpha^0(r) 4\pi r^2 dr \right) / \int_0^{r_T} 4\pi r^2 dr$ – усредненное значение равновесного

коэффициента захвата дырки $\alpha_e^0(r)$ на нейтральный акцептор (здесь учтено, что $\alpha_e^0(r)$ зависит, вообще говоря, от расстояния до кулоновского центра [53, 88]).

Полагая $\alpha_e^0(r) \propto r^s$, имеем:

$$\alpha^- \approx \alpha_0^- + \frac{4\pi}{3+s} r_T^3 N_A \alpha^0(r_T). \quad (1.18)$$

Величину s можно найти, определяя показатель степени γ температурной зависимости $\tau \propto T^\gamma$ в образцах с концентрацией бора $N_A \geq 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Поскольку в этом случае (см. табл. 1.2) второе слагаемое в (1.18) более чем на порядок превышает α_0^- то $\tau(T) \propto [\alpha_e^0(r_T)/T^3]^{-1}$, и $s = \gamma - 3$. Значения γ , определенные по наклону зависимостей $\ln J_s$ от $\ln T$ ($J_s \propto \tau$), представлены в таблице 1.2. Для образцов с $N_A > 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ величина $\gamma = 2.4-2.45$, что отвечает $s = -(0.55-0.6)$, т.е. $\alpha_e^0(r)$ возрастает с уменьшением r в соответствии с предсказанием теории [88]. Интересно отметить, что полученное на основании (1.18) по величине $\beta^0 = 8.3 \cdot 10^{-22} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$ значение $\alpha_e^0 = 3.2 \cdot 10^{-7} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$ незначительно превышает коэффициент захвата $\alpha_e^0 = (1.0-1.5) \cdot 10^{-7} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$ (см. раздел 1.5) для нейтральных центров бора, пространственно расположенных вдали от A^- -центров, что и следует ожидать в силу слабой зависимости α_e^0 от r .

Таким образом, нейтральные центры, расположенные вблизи притягивающих центров в сферах радиуса r_T , ответственны за процесс непрямого захвата, вклад которого в τ^{-1} степенным образом изменяется с T . Остальные нейтральные центры при относительно высоких температурах ($T \geq$

T^*) выступают в качестве уровней прилипания, а при низких ($T \leq T^*$) обуславливают процесс непрямого захвата зонного типа с экспоненциально зависящим от T вкладом в τ^{-1} . Последний включает в себя стадии захвата носителей заряда на нейтральные центры, расположенные вне сфер радиуса r_T , и стадии их прыжкового, либо обычного, движения по нейтральным центрам в направлении к притягивающим центрам до пересечения сфер радиуса r_T . Процесс термического выброса дырок в валентную зону препятствует их продвижению, что и приводит к экспоненциальному усилению роли непрямого канала рекомбинации с уменьшением температуры. Отсюда следует, что коэффициент непрямого захвата α_n должен быть $\propto r_T^3 T^\nu$, где ν – показатель степени в температурной зависимости характерного времени (τ_3) изменения энергии связи дырки на величину $\sim k_B T$. При прыжковом заглублении $\tau_3 \propto T^{-1}$ [9] ($\nu = -1$), т.е. $\alpha_n \propto T^2$, что согласуется с экспериментально найденной зависимостью $\alpha_n \propto T^{2.3}$ (см. раздел 1.5 и рис. 1.10). Очевидно, что с увеличением концентрации компенсирующей примеси рассматриваемый процесс непрямого захвата должен ослабляться вследствие перекрытия сфер радиуса r_T (при $r_T \geq N_D^{-1/3}$).

В заключение данного раздела сделаем несколько важных замечаний.

1) Зависимость τ от N_A в области температур, где τ степенным образом изменяется с T , может также объясняться проявлением прыжкового заглубления дырок, приводящего к образованию $A^+ - A^-$ -комплексов с последующей их аннигиляцией [45, 83]. Однако такой механизм непрямого захвата дает суперлинейную зависимость τ от N_A [45, 83]. По-видимому, это означает, что при $T \approx 18$ К прыжковое заглубление становится существенным на расстояниях от кулоновских центров ($r < r_{eff}$), меньших r_T .⁵

⁵ В [45,83] эффективный радиус r_{eff} определяется из условия равенства вероятности прыжкового заглубления носителей, захваченных на нейтральные центры (растет с увеличением N_A и уменьшением r), с вероятностью их термического возбуждения в валентную зону. Последняя экспоненциально падает с уменьшением r , поскольку энергия для возбуждения носителей в делокализованные состояния $\varepsilon = \varepsilon_i + e^2/\kappa r$. Получается, что r_{eff} увеличивается с ростом N_A , а также с уменьшением T . При этом зависимость $\alpha^-(N_A)$ оказывается суперлинейной ($\alpha^- \propto N_A^2$ [83]).

2) Рассмотренная в [86*] модель захвата носителей заряда на притягивающие центры с участием нейтральных центров, базируется на общих представлениях каскадной модели захвата [47]. Согласно [47] каскадный захват является доминирующим механизмом рекомбинации носителей в условиях, когда $l \gg r_T$ (l - длина свободного пробега носителей). При этом наиболее «узким местом» лимитирующим процесс рекомбинации является энергетическая релаксация носителей. По-сути, в [86*] предложен дополнительный механизм, ускоряющий энергетическую релаксацию носителей и, соответственно, увеличивающий коэффициент захвата дырок А⁻центрами. Такое увеличение возможно в нашем случае, поскольку при $T \approx 20$ К и $N_A \leq 7 \cdot 10^{16}$ см⁻³ длина свободного пробега дырок превышает характерный радиус захвата r_T .

3) Установление зависимости $\alpha^-(N_A)$ в области относительно высоких температур представляет интерес с практической точки зрения, поскольку позволяет корректно определять в легированном материале по измеренному в нем стационарному времени жизни носителей τ концентрацию компенсирующих примесей N_{comp} (один из наиболее важных параметров, характеризующих фоточувствительность данного материала [4]): $N_{comp} = 1/\alpha^-\tau$. При типичном уровне легирования Si фотопроводника $N \sim 4 \cdot 10^{16}$ см⁻³ пренебрежение зависимостью α^- от N может привести, как показано в данном разделе, к завышенному значению N_{comp} на порядок величины. Стационарное время жизни носителей может быть найдено из измерений времени релаксации ПФП (см. раздел 1.4).

1.7. Захват дырок на нейтральные акцепторы в греющих электрических полях

В разделах 1.4-1.6 были представлены результаты исследований особенностей кинетики ПФП и рекомбинации носителей заряда в относительно слабых электрических полях, т.е. в отсутствие эффектов разогрева носителей

заряда. В этих условиях коэффициент их захвата на нейтральные центры α_c^0 совпадает с равновесным коэффициентом α_e^0 , определяющим скорость термической эмиссии носителей с нейтральных центров: $\alpha_e^0 p_1$ (см. раздел 1.3). В заключительном разделе данной главы мы рассмотрим результаты исследования коэффициента прилипания дырок $\theta = \tau_{rl}/\tau$ к нейтральным акцепторам в греющих электрических полях в области относительно высоких температур $T \geq T^*$ ($\alpha_e^0 p_1 \gg \alpha_n N_D$; см. раздел 1.4) [54*,55*]. При этом согласно (1.7):

$$\theta = \frac{\tau_{rl}}{\tau} = 1 + \frac{\alpha_c^0 N_{eff}}{\alpha_e^0 N_v(T)} \exp\left(\frac{\varepsilon}{k_B T}\right). \quad (1.19)$$

Из (1.19) вытекает, что коэффициент прилипания θ определяется не только концентрацией уровней прилипания N_{eff} и их глубиной ε , но и отношением α_c^0/α_e^0 , которое может изменяться в условиях разогрева дырочного газа. Поэтому измерения кинетики ПФП дают уникальную возможность в изучении поведения коэффициента захвата дырок α_c^0 от электрического поля E (или средней энергии дырок $\bar{\varepsilon}_k = k_B T_e$). Заметим, что исследования кинетики ПФП в сильных (греющих) полях представляет помимо научного и практический интерес, поскольку именно в этих условиях достигаются максимальный коэффициент усиления примесного фотопроводника [4].

На начальном этапе [54*] нами были исследованы образцы с относительно высоким уровнем легирования ($\geq 10^{16} \text{ см}^{-3}$). Причин тому несколько.

Во-первых, коэффициент прилипания θ в этих условиях оказывается достаточно большим, в частности, за счет проявления взаимодействия между центрами прилипания (см. раздел 1.4 и рис. 1.7), обуславливающего увеличение их эффективной глубины ε (при $N_A = 7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $T=9 \text{ К}$ отношение τ_{rl}/τ достигает 60).

Во-вторых, в этом случае легко можно восстановить зависимость $\tau(E)$ по зависимости $J_s(E)$, поскольку подвижность дырок μ в кремнии в этих условиях в значительной степени контролируется рассеянием на нейтральных центрах и практически постоянна вплоть до достаточно сильных греющих электрических полей (при $N_A \geq 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ вплоть до $E \approx 100 \text{ В/см}$ [57]). При этом $\tau(E) = \tau_0 J_s(E) E_0 / J_{s0} E = \tau_0 J_s(E) U_{p0} / J_{s0} U_p$, где τ_0 и J_{s0} – время жизни и стационарный фототок в слабом электрическом поле $E=E_0$, соответственно, а $U_p \propto E$ – напряжение между потенциометрическими зондами. То есть:

$$\tau(E) \propto J_s(E) / E \propto J_s(E) / U_p. \quad (1.20)$$

Измерения времени релаксации ПФП τ_{rl} и стационарного фототока J_s проводились в полях $E < 100 \text{ В/см}$ в области температур $T > T^* \approx 8 \text{ К}$. Величина стационарного времени жизни в слабом поле τ_0 определялась подгонкой зависимости $\tau_{rl}(T)$ с помощью (1.7) и (1.8) [$\tau_0(T) = A J_{s0}(T)$; см. раздел 1.4]. Средняя энергия дырок $\bar{\varepsilon}_k = k_B T_e$ рассчитывались с помощью выражений, приведенных в [56]. В рассматриваемом случае рассеяние по импульсу обусловлено нейтральными центрами [$\mu(E) = \text{const}$], а релаксация по энергии определяется взаимодействием с акустическими фононами. Поэтому [56]:

$$k_B T_e = \left[2 E^4 (l_0 e \mu)^2 m \right]^{1/3}, \quad (1.21)$$

где l_0 – константа размерности длины (для p-Si, $m = 0.5 m_0$, $l_0 = 3 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ [46,47]). Подвижность дырок определялась по формуле Эргинся (1.13).

В результате исследований образцов с высоким уровнем легирования было показано [54*], что τ_{rl} более слабо растет с полем, чем τ , что свидетельствует об уменьшении θ с увеличением E . Для установления причины падения θ с E в [54*] дополнительно анализировались зависимости $\ln(\tau_{rl} T^{2/3} U_p / J_s)$ от $1/T$ в слабых и сильных электрических полях при одинаковой фоновой подсветке. Экспериментальные данные для образцов 3 ($N_A = 4.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) и 4 ($N_A = 7.1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) приведены на рис 1.13. Видно, что линейные участки графиков с увеличением E сдвигаются параллельно вниз по оси Y. Это означает, что в выражении для θ предэкспоненциальный фактор уменьшается с ростом E [мы

учли, что в сильном поле согласно (1.19) и (1.20) $\ln(\tau_{rl}T^{2/3}U_p/J_s) \propto [\ln(\alpha_c^0/\alpha_e^0) + \varepsilon/kT]$. Отметим, что сдвиг кривых (см. рис. 1.13) не зависит от подвижности

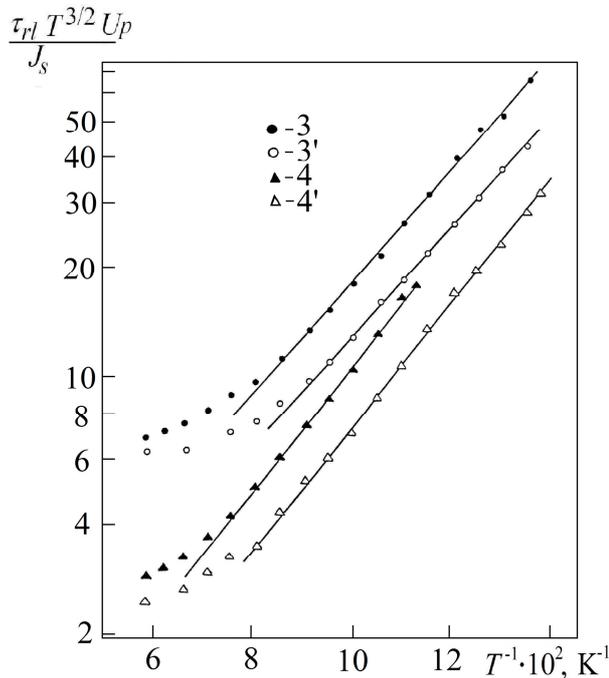


Рис. 1.13. Зависимости $\ln(\tau_{rl}T^{2/3}U_p/J_s)$ от $1/T$ для образцов 3 (кривые 3, 3') и 4 (кривые 4, 4'), полученные в различных электрических полях, E , В/см: 3 – 8.9; 3' – 55; 4 – 10; 4' – 74.

$\ln(\tau_{rl}T^{2/3}U_p/J_s)$ от $1/T$ означает независимость от E экспоненциального (больцмановского) фактора в выражении для θ . Следовательно, величина α_e^0 в (1.19) также не зависит от E и соответствует коэффициенту захвата дырок нейтральными акцепторами в квазиравновесных условиях.

Таким образом, полученные в [54*] экспериментальные данные свидетельствовали о том, что падение θ с увеличением поля связано с уменьшением коэффициента захвата дырок α_c^0 с ростом их средней энергии $\bar{\varepsilon}_k$. Однако, имеющиеся результаты расчетов [52,53] предсказывали иную тенденцию в зависимости $\alpha_c^0(\varepsilon_k)$. Это стимулировало в [55*] дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования энергетической зависимости коэффициента захвата носителей на нейтральные центры, однако уже в

дырок (уровня легирования), если электрическое поле выбирается таким по величине, чтобы средние энергии дырок $\bar{\varepsilon}_k = k_B T_e$, найденные с помощью (1.21), были одинаковыми. Так, для образцов 3 и 4 при $T_e \approx 53\text{K}$ (соответствует $E = 55\text{ В/см}$ для образца 3 и 74 В/см для образца 4; см. рис. 1.13) отношения α_c^0/α_e^0 , определенные по сдвигу кривых, получились одинаковыми и равными 0.7. Важно подчеркнуть, что параллельный сдвиг зависимостей

отсутствие взаимодействия между ними, т.е. при достаточно малой их концентрации.⁶

В [55*] показано, что применимость модели потенциала нулевого радиуса, использованной в [52,53] для вычисления $\alpha_c^0(\varepsilon_k)$, ограничивается условием $qa \ll 1$, где q – модуль волнового вектора фонона, испускаемого при захвате носителя, а a – характерный размер потенциальной ямы примеси ($a \approx a_B = (\hbar^2 / 2m\varepsilon_0)^{1/2}$, a_B – боровский радиус основного состояния примеси). Между тем, в реальных ситуациях, например для Ge и Si, даже при $\varepsilon_k \ll \varepsilon_i$ величина qa оказывается порядка 1. Например, в случае Si:B ($\varepsilon_i = 2$ мэВ) для тяжелых дырок ($a_B = a_h = 14$ Å) произведение qa_B оказывается ≈ 0.5 (скорость звука $s = 9.51 \cdot 10^5$ см/с при оценках взята из [47]). Модель потенциала нулевого радиуса успешно применялась при описании процесса фотораспада отрицательного иона водорода, что обусловлено длинноволновым характером электрон-фотонного взаимодействия (в этом случае $qa \ll 1$) [80]. Однако, в задаче о захвате носителя нейтральным центром в полупроводниках типа Ge и Si характер электрон-фонного взаимодействия является коротковолновым. Для решения такой задачи необходима, вообще говоря, информация о двухэлектронных волновых функциях непрерывного спектра и связанного состояния и их поведении в области размерами $\leq a_B$; важен также учет обменно-корреляционных и резонансных эффектов, проявляющихся при энергиях носителей $\varepsilon_k \sim \varepsilon_i$ [55*]. В [55*] с использованием формализма вариационных расчетов показано, что процедуру вычислений можно значительно упростить, если воспользоваться определенным образом выбранными одноэлектронными волновыми функциями непрерывного спектра и связанного состояния, которые удовлетворяют следующим условиям: на больших расстояниях они совпадают с соответствующими длинноволновыми

⁶ Теоретический анализ энергетической зависимости коэффициента захвата носителей нейтральными центрами в [55*] выполнен С.Г. Дмитриевым совместно О.Г. Шагимуратовым.

асимптотиками двухэлектронных функций, конечны в нуле и взаимно ортогональны. Полученная в [55*] при таком подходе зависимость $\alpha_c^0(\varepsilon_k)$, нормированная на величину $\alpha_\infty^0 = (\pi/2)^2(\varepsilon_i/2ms^2)^{1/2}(\xi^2 E_c^2/\hbar\rho_0s^2)$, представлена на рис. 1.14 (E_c - константа деформационного потенциала, ρ_0 -

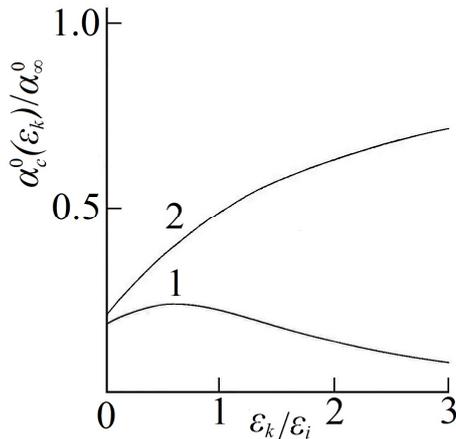


Рис. 1.14. Энергетическая зависимость нормированного коэффициента захвата $\alpha_c^0(\varepsilon_k)/\alpha_\infty^0$, полученная в [55] с использованием формализма вариационных расчетов (кривая 1). Кривая 2 получена по формуле (4.34) из [47].

плотность кристалла, $\xi=1.1$ - численный коэффициент). Для сравнения на рис. 1.14 в той же нормировке приведена расчетная кривая $\alpha_c^0(\varepsilon_k)$, полученная по формуле (4.34) из [47] (рассчитана в рамках модели потенциала нулевого радиуса). Из рисунка видно, что коррекция поведения волновых функций

на расстояниях от центра захвата $r \leq a_B$ приводит к качественному изменению вида энергетической зависимости $\alpha_c^0(\varepsilon_k)$. В частности, при $\varepsilon_k \sim \varepsilon_i$ в $\alpha_c^0(\varepsilon_k)$

проявляется пологий максимум и плавное уменьшение α_c^0 с увеличением энергии носителя заряда. Определяя величину $\alpha_\infty^0 = 4.74 \cdot 10^{-7}$ см³/с для Si:B (параметры, необходимые для вычисления α_∞^0 взяты из [47]) и используя расчеты [55*], найдем, что в актуальном для эксперимента диапазоне энергий $(\varepsilon_k/k_B) = 4-15$ К коэффициент захвата дырок α_c^0 изменяется незначительно и составляет приблизительно $(0.9-1.1) \cdot 10^{-7}$ см³/с, что хорошо согласуется с данными эксперимента: $\alpha_c^0 = (1.0-1.5) \cdot 10^{-7}$ см³/с (см. раздел 1.5).

В [55*] мы продолжили экспериментальные исследования энергетической зависимости $\alpha_c^0(\bar{\varepsilon}_k)$ из измерений кинетики ПФП на образцах Si с относительно

небольшой концентрацией бора (в отличие от предварительных исследований [54*]) с тем, чтобы исключить влияние эффектов взаимодействия нейтральных центров. При небольшом уровне легирования уже нельзя полагать, что подвижность дырок $\tau(E) = \text{const}$ в полях $E \leq 100$ В/см, поскольку в их рассеянии заметную роль играют не только нейтральные центры, но и фононы. Поэтому дополнительно исследовался фото-холл-эффект, который использовался для

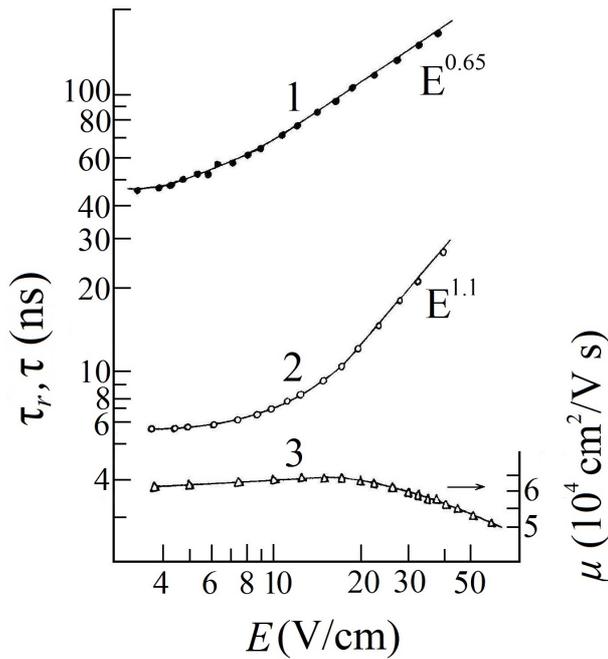


Рис. 1.15. Зависимость времени релаксации ПФП τ_{rl} (кривая 1), стационарного времени жизни τ (кривая 2) и подвижности дырок μ (кривая 3) от электрического поля E для образца Si:B при $T = 6$ К. Концентрация бора $N_A = 5.5 \cdot 10^{15}$ см⁻³; степень компенсации $K = 9.1 \cdot 10^{-4}$.

восстановления зависимости $\tau(E, T)$ по измеренным зависимостям стационарной фоновой концентрации фотодырок $p_s \propto \tau$, подобно тому как это делалось, например, в [57, 87].

На рис. 1.15 представлены полевые зависимости $\tau_{rl}(E, T)$ и $\tau(E, T)$, полученные при $T = 6$ К для образца Si с концентрацией бора $N_A = 5.5 \cdot 10^{15}$ см⁻³ и концентрацией компенсирующих доноров $N_D = 5 \cdot 10^{12}$ см⁻³. Там же приведена полевая зависимость холловской подвижности дырок μ . Заметим, что

концентрация бора в данном образце почти в 6 раз меньше критической концентрации N^* для перехода от локализованных к делокализованным A^+ -состояниям (для Si:B величина $N^* \approx 3 \cdot 10^{16}$ см⁻³ [43]). Анализ кривых рис. 1.15 показывает, что разогрев дырочного газа начинает заметным образом проявляться уже при $E \geq 4$ В/см. В интервале полей 2-12 В/см подвижность дырок практически не зависит от поля и, следовательно определяется рассеянием дырок, в основном, на нейтральных акцепторах. Небольшой подъем на зависимости $\mu(E)$, наблюдаемый в этой области полей, свидетельствует, на

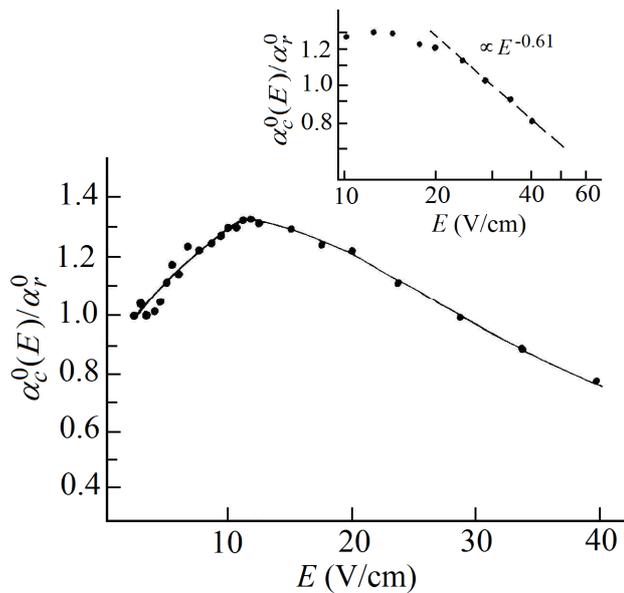


Рис. 1.16. Полевая зависимость коэффициента захвата дырок $\alpha_c^0(E)$ на нейтральные атомы В, нормированная на коэффициент захвата в равновесных условиях α_r^0 . Концентрация бора $N_A = 5.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; $K = 9.1 \cdot 10^{-4}$; $T = 6 \text{ К}$. На вставке – зависимость $\alpha_c^0(E)/\alpha_r^0$ в двойном логарифмическом масштабе в сильных электрических полях.

наш взгляд, о резонансном характере рассеяния дырок нейтральными акцепторами (см. подробнее в [76*]). При дальнейшем увеличении электрического поля и, соответственно, средней энергии дырок происходит смена механизма рассеяния: в рассеянии по импульсу начинает преобладать спонтанная эмиссия фононов и μ падает с ростом E . Хорошо известно, что при таком виде зависимости $\mu(E)$ средняя энергия дырок $\bar{\varepsilon}_k$ является монотонно возрастающей функцией поля [56]. Так для полупроводника с простой зонной структурой $\bar{\varepsilon}_k \propto E^{4/3}$, если рассеяние по импульсу обусловлено нейтральными центрами (см. (1.21)), и $\bar{\varepsilon}_k \propto E^{4/5}$, если доминирует рассеяние на фононах. Поэтому основные особенности в энергетической зависимости коэффициента захвата дырок $\alpha_c^0(\varepsilon_k)$ должны проявляться также и в полевой его зависимости $\alpha_c^0(E)$. В этом отношении найденная по $\tau_{ri}(E, T)$ и $\tau(E, T)$ с использованием (1.19) зависимость $\alpha_c^0(E)$ (рис. 1.16) хорошо согласуется с развитыми в [55*] модельными представлениями о захвате носителей заряда нейтральными центрами. Оценки, полученные на основе [56], показывают также, что спад кривой $\alpha_c^0(E)$ возникает после того, как средняя энергия дырок достигает величины 2 мэВ, т.е. при $\bar{\varepsilon}_k \geq \varepsilon_i$. В этих условиях α_c^0 уменьшается с ростом средней энергии дырок относительно слабо – при $\bar{\varepsilon}_k \geq 4$

наш взгляд, о резонансном характере рассеяния дырок нейтральными акцепторами (см. подробнее в [76*]). При дальнейшем увеличении электрического поля и, соответственно, средней энергии дырок происходит смена механизма рассеяния: в рассеянии по импульсу начинает преобладать спонтанная эмиссия фононов и μ падает с ростом E . Хорошо известно, что при таком виде зависимости $\mu(E)$ средняя энергия дырок $\bar{\varepsilon}_k$ является монотонно возрастающей функцией поля [56]. Так для полупроводника

мэВ приблизительно корневым образом: $\alpha_c^0 \propto (\bar{\varepsilon}_k)^{-0.45}$. При оценке показателя степени мы воспользовались данными рис. 1.16 и выражением для средней

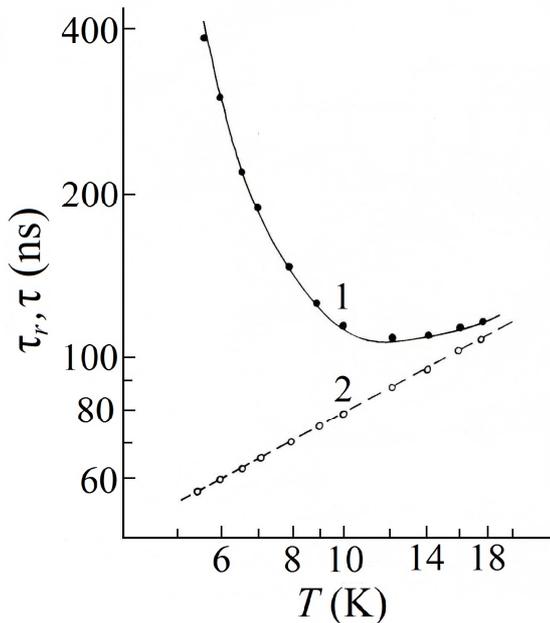


Рис. 1.17. Температурные зависимости времени релаксации ПФП τ_{rl} (кривая 1) стационарного времени жизни τ (кривая 2) при $E = 60$ В/см. Образец тот же, что на рис. 1.15. Сплошная линия – среднеквадратичная регрессия τ_{rl} с использованием (1.19).

энергии (1.21), полагая, что доминирует рассеяние дырок на нейтральных центрах.

Для того, чтобы убедиться в корректности использования в исследованном диапазоне электрических полей выражения (1.19), дополнительно измерялись температурные зависимости $\tau_{rl}(E, T)$ и $\tau(E, T)$ в сильном электрическом поле. Соответствующие кривые для образца с $N_A = 5.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при $E = 60$ В/см приведены на рис. 1.17. Видно, что в области низких температур зависимость $\tau_{rl}(E, T)$

имеет активационный характер. С помощью (1.19), используя экспериментальные значения τ_{rl} и τ (рис. 1.15) и значения $\alpha_c^0(E)/\alpha_e^0$ (рис. 1.16), можно найти методом наименьших квадратов энергию активации ε . При $E < 70$ В/см величина ε не зависит от поля и совпадает с энергией связи дырки в изолированном A^+ -центр атомов бора: $\varepsilon_i = 2$ мэВ [9]. В частности, для данных рис. 1.17 найденное значение $\varepsilon = 1.95$ мэВ. Отсюда следует, что в наших условиях эффекты, связанные с нарушением локальной электронейтральности полупроводника [67,68], а также с ударной нейтрализацией A^+ -центров [89] и термополевой эмиссией дырок с этих центров несущественны.

Выводы к Главе 1

Таким образом, подводя итоги исследований фотоэлектрических свойств Si:B с малой компенсацией, можно заключить, что кинетика релаксации ПФП в данном материале при температурах ≥ 10 К в значительной степени контролируется прилипанием дырок к нейтральным атомам бора. Причем при концентрациях бора $N_A \geq 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ($N_A^{-1/3} \leq 3 \cdot a_i$, где a_i – боровский радиус A^+ -состояния атомов В) существенно взаимодействие между нейтральными атомами бора, в результате чего увеличивается характерная энергия центров прилипания [50*].

В греющих электрических полях коэффициент прилипания дырок практически не изменяется до энергий дырок $\bar{\varepsilon}_k \approx 2$ мэВ, а при энергиях ≥ 4 мэВ падает с увеличением поля приблизительно корневым образом, что объясняется уменьшением коэффициента захвата дырок на нейтральные центры по мере увеличения их энергии [55*].

Результаты исследования кинетики ПФП показали также важную роль нейтральных центров в процессах рекомбинации носителей заряда, определяющих фоточувствительность слабокомпенсированного Si:B [51*, 71*]. Установлено, что при $N_A \geq 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и температурах ≤ 7 К не прямой захват дырок из A^+ -зоны на отрицательно заряженные акцепторы (A^- -центры) существенным образом изменяет форму кривых релаксации ПФП: на кривых релаксации начинает наблюдаться быстрая составляющая (помимо медленной), амплитуда которой растет с уменьшением температуры, что свидетельствует об усилении роли непрямого канала рекомбинации дырок через примесную A^+ -зону.

Показано также, что при относительно высоких температурах (≈ 18 К), когда не прямой канал рекомбинации зонного типа несущественен, коэффициент захвата дырок на A^- -центры α^- также зависит от уровня легирования - линейно возрастает с увеличением N_A [86*]. При $N_A \approx 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ коэффициент захвата α^- почти на порядок величины превышает свое значение

для слабо легированных образцов ($N_A \leq 10^{15} \text{ см}^{-3}$). Рост α^- объясняется неупругим захватом дырок нейтральными акцепторами, расположенными вблизи притягивающего A^- центра. Это способствует остыванию дырок в кулоновской яме, связанной с этим центром, и обуславливает дополнительный канал рекомбинации фотодырок, не связанный с их перемещением в A^+ - зоне.

Исходя из полученных результатов, напрашивается также практически важный вывод - оптимальный уровень легирования Si:B фотоприемника не должен превышать $N_A \approx 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, поскольку при больших уровнях легирования рост фоточувствительности, связанный с увеличением квантовой эффективности приемника, будет компенсироваться падением стационарного времени жизни носителей заряда τ .

В следующей главе будут рассмотрены результаты исследований ПФП в структурах с блокированной прыжковой проводимостью на основе Si с высоким уровнем легирования и малой компенсацией, в которых реализуется эффект поля в примесной зоне, позволяющий преодолеть ограничение, связанное с падением τ при увеличении уровня легирования полупроводника.

Глава 2. Полевые эффекты в фоточувствительных структурах с блокированной проводимостью по примесной зоне на основе Si с высоким уровнем легирования и малой компенсацией

Структуры с блокированной проводимостью по примесной зоне (ВІВ-структуры; “blocked impurity band”) были созданы в конце 80-х годов [5] в результате стремления в достижении максимальной квантовой эффективности примесного фотодетектора при малых его размерах, обеспечивающих возможность создания датчиков ИК диапазона в планарной геометрии и матричном исполнении [6]. Естественный путь в создании таких фотодетекторов заключается в использовании структур на основе полупроводников с достаточно высокой концентрацией легирующей примеси N и одновременно - в обеспечении условий для подавления в них темновой прыжковой проводимости. {Величина N в активной области ВІВ-структур обычно составляет $\sim 10\%$ от критической концентрации N_c , отвечающей переходу диэлектрик-металл (для Si:B $N_c \approx 7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), и при этом более чем в 10 раз превышает уровень легирования обычного примесного фотопроводника [5-7, 90, 91]}. Успех в создании такого рода структур целиком связан с развитием эпитаксиальных методов роста Si (Ge) [5]⁷, позволяющих получать тонкие слои с высоким уровнем легирования, практически не уступающие по качеству (степени компенсации и концентрации остаточных примесей) примесным фотопроводникам, полученным с использованием метода зонной плавки [4].

Далее мы рассмотрим особенности примесной фотопроводимости ВІВ – структур, а также основные научные результаты, полученные при их исследовании, для обоснования сформулированных во Введении целей настоящей работы.

⁷ Обычно ВІВ структуры получают методом газотранспортной или молекулярно-лучевой эпитаксии.

2.1. Основные сведения о примесной фотопроводимости ВІВ структур на основе слабокомпенсированных полупроводников с высоким уровнем легирования

Поясним вначале механизм формирования сигнала фотопроводимости в Si ВІВ-структурах, для определенности, на основе p -Si. Типичный ВІВ-фотоприемник на основе Si (см. рис. 2.1а) состоит из эпитаксиально

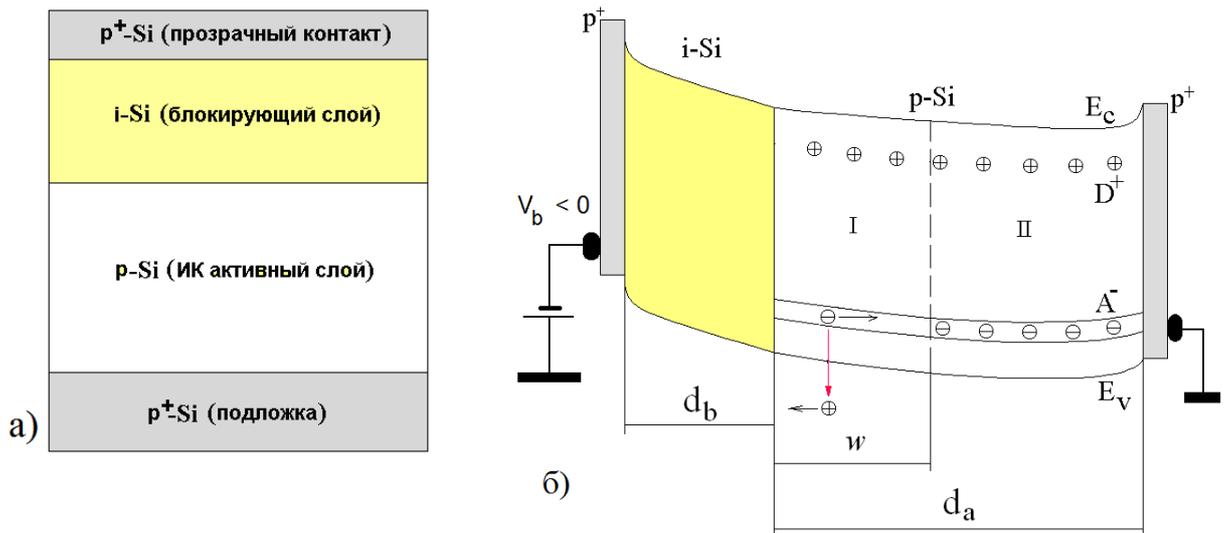


Рис. 2.1. а) ВІВ структура на основе p -Si:V.

б) Энергетическая диаграмма Si:V ВІВ фотоприемника. d_b - толщина блокирующего слоя, d_a - толщина активного слоя, w - ширина области пространственного заряда; E_c - дно зоны проводимости, E_v - потолок валентной зоны; D^+ - положительно заряженные доноры, A^- - отрицательно заряженные акцепторы; p^+ - омические контакты; I - область пространственного заряда, II - электронейтральная область.

выращенных слоев: активного (толщиной $d_a = 10\text{-}20$ мкм с уровнем легирования $10^{17}\text{-}10^{18}$ см⁻³) и блокирующего (нелегированного Si толщиной несколько мкм), размещенных между двумя p^+ контактами, один из которых (фронтальный) является прозрачным для ИК излучения. Большой уровень легирования активного слоя обеспечивает высокую квантовую эффективность приемника при малых его размерах. При этом, однако, в области температур вымораживания примеси темновая проводимость активного слоя может быть существенной вследствие прыжкового переноса носителей заряда по примесной зоне. Введение блокирующего слоя с одной стороны повышает темновое сопротивление структуры, а с другой - при определенной полярности

внешнего электрического поля (для p -Si ВІВ-структуры напряжение на блокирующем слое $V_b < 0$; см. рис. 2.1) приводит к образованию в активном слое области пространственного заряда (ОПЗ), в которой отсутствуют центры рекомбинации для фотоносителей [8] (по этой причине данную область называют также областью обеднения).

Зонная диаграмма структуры во внешнем электрическом поле, демонстрирующая принцип работы фотоприемника, приведена на рис. 2.1б. Предполагается, что в блокирующем слое нелегированного кремния могут присутствовать в относительно небольших концентрациях ($\leq 10^{14} \text{ см}^{-3}$) акцепторы, частично скомпенсированные донорами. Поэтому на границе между активным и блокирующим слоями фактически отсутствует потенциальный барьер для движения свободных дырок и их накопление у этой границы невозможно. В рассматриваемых условиях существенную роль играет эффект поля в примесной зоне, в результате чего в ОПЗ (I на рис. 2.1б) акцепторы преимущественно нейтрализованы вследствие прыжков электронов с отрицательно заряженных акцепторов на нейтральные центры. Предполагается также, что при заданном напряжении смещения V_b в активном слое структуры существует электронейтральная область (II на рис. 2.1б), в которой концентрация отрицательно заряженных акцепторов равна концентрации компенсирующих доноров, полностью ионизованных при гелиевых температурах. Под действием возбуждающего излучения в ОПЗ возникают свободные дырки и отрицательно заряженные акцепторы. Последние “движутся” прыжковым образом по примесной зоне в сторону тыльного контакта, чем обеспечивается неизменность слоя ОПЗ при фотовозбуждении. Свободные же дырки переносятся в противоположном направлении, определяя фототок структуры. При этом в сильных электрических полях из-за эффекта разогрева дырок, приводящего к ударной ионизации нейтральных акцепторов в ОПЗ, фотоотклик ВІВ-структуры может значительно возрасти.

Аналитическая модель описания работы ВІВ-фотоприемника была разработана в [8] (в [92, 93] данная модель модифицирована с учетом конечной

проводимости электронейтральной области). Фотопроводимость ВВ-структуры в рамках модели [8] существенным образом зависит от ширины области пространственного заряда (w) и электрического поля в этой области, определяемого уравнением Пуассона:

$$E(x) = -\frac{4\pi N_D}{\kappa}(w-x), \quad 0 \leq x \leq w; \quad (2.1)$$

$$w = -d_b + \sqrt{d_b^2 + (\kappa/2\pi e N_D)V_b}, \quad (2.2)$$

где d_b - толщина блокирующего слоя (см. рис. 2). На практике используются структуры с невысокой концентрацией компенсирующих доноров, когда при относительно небольших напряжениях смещения V_b ширина ОПЗ оказывается близкой к толщине активной области: $w \approx d_a \sim 10$ мкм. В частности, $w \approx 11$ мкм при содержании компенсирующих доноров $N_D = 10^{13}$ см⁻³, $V_b = 1.5$ В и $d_b = 3$ мкм.

Естественно, что важной характеристикой, определяющей величину фотоотклика структуры, является также темп оптической генерации носителей заряда:

$$G(x) = \frac{\alpha_{ph} \Phi (1 - R_1) [\exp(-\alpha_{ph} x) + R_2 \exp(-2\alpha_{ph} d_a) \exp(\alpha_{ph} x)]}{1 - R_1 R_2 \exp(-2\alpha_{ph} d_a)}. \quad (2.3)$$

Здесь $\alpha_{ph} = \sigma_{ph} N_A$ - коэффициент поглощения фотонов с длиной волны λ , Φ - поток фотонов, R_1 и R_2 - коэффициенты отражения света от фронтальной поверхности структуры и подложки, соответственно.

С учетом ударной ионизации нейтральных акцепторов в ОПЗ уравнения непрерывности для свободных дырок (с концентрацией p) и “подвижных” отрицательно ионизованных акцепторов (электронов с концентрацией $n = N_A^-$) при фотовозбуждении имеют вид [8]:

$$\begin{aligned} e \frac{\partial p}{\partial t} &= -\frac{\partial j_p}{\partial x} + \xi(x) j_p(x) + e[G(x) + G_0], \\ e \frac{\partial n}{\partial t} &= \frac{\partial j_n}{\partial x} + \xi(x) j_p(x) + e[G(x) + G_0]. \end{aligned} \quad (2.4)$$

Здесь j_p и j_n - плотности дырочного и электронного токов, G_0 - температурной генерации носителей заряда, а ξ - коэффициент ударной ионизации нейтральных акцепторов дырками, определяемый сечением σ_I и критическим полем E_c ударной ионизации:

$$\xi(x) = \sigma_I N_A \exp[-E_c / E(x)]. \quad (2.5)$$

Уравнения (2.4) позволяют выразить общую плотность тока $j = j_p + j_n = \text{const}$, протекающего через структуру ток, через коэффициент умножения дырок M_g , определяющий усиление в структуре [8]:

$$j = M_g(w) j_p(w) + e \int_0^w G(x) M_g(x) dx \cong e \int_0^w G(x) M_g(x) dx, \quad (2.6)$$

где j_p - плотность дырочного тока, формируемого в электронейтральной области у границы с ОПЗ, а величина M_g определяется коэффициентом ударной ионизации нейтральных центров:

$$M_g(x) = \exp\left(\int_0^x \xi(x') dx'\right). \quad (2.7)$$

Отличительные особенности формирования сигнала фотопроводимости в ВІВ-структуре в сравнении с обычным примесным фотопроводником легко понять, выразив фототок в обоих случаях через коэффициент усиления фотоприемника g и его квантовую эффективность η [4,6]:

$$j = e\Phi g \eta. \quad (2.8)$$

В случае ВІВ-структуры [8]:

$$\eta = [\alpha_{ph}(1 - R_1) / (1 - R_1 R_2 e^{-2\alpha_{ph} d_a})] \langle \theta \rangle, \quad (2.9)$$

а

$$g = \langle \theta M_g \rangle / \langle \theta \rangle, \quad (2.10)$$

где $\theta(x) = e^{-\alpha_{ph} x} + R_2 e^{-2\alpha_{ph} d_a} e^{\alpha_{ph} x}$ и $\langle \theta \rangle = \int_0^w \theta(x) dx$.

Далее для простоты будем предполагать напряжение смещения небольшим, таким, что отсутствуют эффекты ударной ионизации нейтральных центров и $M_g = 1$. Будем также полагать поглощение излучения однородным

($\alpha_{ph}d_a \ll 1$) и пренебрежем отражением излучения от поверхностей структуры. В этих условиях для фототока ВІВ-структуры из (2.8) - (2.10) [см. также (2.6)] имеем:

$$j_{ВІВ} = e\Phi\alpha_{ph}w; g = 1 \text{ и } \eta = \alpha_{ph}w. \quad (2.11)$$

Для обычного фотопроводника в такой же геометрии, т.е. в аналогичных условиях [4]:

$$j_{РС} = e\Phi(\tau/\tau_t)\alpha_{ph}d_a; g = \tau/\tau_t \text{ и } \eta = \alpha_{ph}d_a. \quad (2.12)$$

Здесь $\tau_t = d_a/\mu \cdot E$ – время пролета носителями заряда фотопроводника.

Из (2.11) видно, что в случае ВІВ-структуры коэффициент усиления принимает наименьшее значение в отсутствие ударной ионизации нейтральных центров, равное 1, причем не зависит от времени жизни носителей заряда τ , как в случае фотопроводника [см. (2.12)]. В то же время, в реальных фотопроводниках максимальное значение обычно $g \leq 1$ [4]. Более того, при высоком уровне легирования, как в случае ВІВ-структур ($N \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$), время жизни τ и, соответственно, коэффициент усиления g ожидаются достаточно малыми величинами в силу существенной роли непрямого захвата носителей с участием нейтральных центров (см. Главу 1). В этом случае, например, для зонного механизма непрямого захвата, доминирующего при $T \leq 10 \text{ К}$ (т.е. в области рабочих температур для Si фотодетектора), согласно (1.6): $\tau \approx 1/N\alpha_r^0$. Отсюда получим, что при величине коэффициента захвата носителей нейтральными центрами $\alpha_r^0 = (1.0-1.5) \cdot 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$ (см. раздел 1.5) значение $\tau \leq 10^{-11} \text{ с}$.⁸ Поэтому даже при максимальной дрейфовой скорости носителей заряда в Si $v_d \approx 10^7 \text{ см/с}$ [94] время пролета τ_t фотопроводника толщиной $\approx 10 \text{ мкм}$ будет $> 10^{-10} \text{ с}$. При этом коэффициент его усиления окажется заведомо меньше 0.1. Между тем, в ВІВ структурах внутренний коэффициент усиления достигает 10^2-10^4 в условиях лавинного умножения носителей, обусловленного ударной ионизацией нейтральных центров легирующей примеси [5, 8, 92]. Именно это

⁸ Согласно данным [83] в слабокомпенсированных образцах Si:B с $N_B \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$ время жизни дырок при $T = 1.5 \text{ К}$ достигает $\tau \approx 5 \cdot 10^{-12} \text{ с}$.

свойство структур позволяет их использовать в режиме приема одиночных фотонов в ИК области спектра, в отличие от обычных фотопроводников [5, 95].

Основное внимание при исследовании ВІВ – структур, использующих эффект поля в примесной зоне, уделялось «приборным» аспектам, связанным с их использованием в качестве фокальных фотоприемных устройств в матричном исполнении, а также в качестве фотонных счетчиков. В настоящее время созданы фокальные матричные ВІВ-фотоприемники для диапазона 5-40 мкм на основе Si:As и Si:Sb с числом элементов, достигающим 1024x1024, которые эффективно могут использоваться в исследованиях как космического пространства (поток фонового и сигнального излучений составляет $\sim 10^7 \div 10^{12}$ фотон/см²·с [4]), так и спектроскопии Земли из космоса (т.е. в условиях сильного фона) [7, 91, 96]. Такие матричные фотоприемники обладают высоким выходом работоспособных элементов (>99.9%) при степени их однородности не хуже (2-4) %, высокой квантовой эффективностью (> 50 %) и низким уровнем шумов – шумовой заряд эквивалентен 100 электронам при времени накопления сигнала 20 мс [91, 96].

Следует отметить также ряд интересных результатов, полученных при исследованиях отдельных ВІВ-структур. В [95] было исследовано влияние лавинного умножения носителей на шумы ВІВ-фотоприемника и показано, что умножение в области $M_g = (1-1.8) \cdot 10^4$ практически не сопровождается (в отличие от лавинных фотодиодов на основе p/n-переходов) появлением дополнительного шума – избыточный коэффициент шума $F = \langle M_g^2 \rangle / \langle M_g \rangle^2$ не превышал 1.02-1.04. В [97] выполнено моделирование процесса лавинного электронного умножения в ВІВ-структуре, которое подтвердило результаты [95]. Разработанный в [97] алгоритм расчета учитывает ускорение электронов в линейном по координате электрическом поле, их упругое рассеяние на продольных акустических фононах, неупругое рассеяние на междолинных фононах и ионизацию нейтральных центров легирующей примеси. Практическое отсутствие дополнительных шумов при лавинном умножении электронов позволяет использовать данный режим не только в ВІВ-счетчиках

фотонов, но и в фокальных матричных ВІВ-фотоприемниках при сохранении высокой однородности параметров их элементов [91, 98].

В [99, 100] выполнены исследования поведения темновых вольт-амперных характеристик (ВАХ) Si:As ВІВ-структур при обеих полярностях напряжения смещения, позволившие установить основные процессы, контролирующие протекание темнового тока, и оптимизировать параметры соответствующих ВІВ-фотоприемников [98]. Показано, что при определенной величине напряжения смещения основные особенности ВАХ определяются термополевой инжекцией носителей заряда из контакта к структуре. При этом измерение потенциала инжекции может быть использовано для определения степени компенсации активного слоя ВІВ-структуры [100].

Существенные усилия исследователей были направлены на разработку ВІВ-структур, обладающих высокой фоточувствительностью в длинноволновой области ИК спектра (до 100 мкм и выше) [91]. С этой целью проводились исследования возможности создания ВІВ-структур на основе Ge и GaAs, способных регистрировать излучение с длиной волны до 220 и 330 мкм, соответственно [101-105]. Основным недостатком этих материалов связан с тем, что при существующих технологиях эпитаксиального роста не удается получить достаточно чистые слои из этих полупроводников, способные блокировать прыжковую проводимость. В этой связи даже предлагался альтернативный вариант работы ВІВ-фотоприемника (при обратной полярности напряжения смещения) для снижения требований к чистоте блокирующего слоя [106], который, однако, не нашел пока применения. Для преодоления данной проблемы недавно также был предложен иной (не эпитаксиальный) способ создания ВІВ-структуры, основанный на использовании имплантации [107]. Разработанный в [107] способ был продемонстрирован на примере создания ВІВ-структуры на основе Si:B с чувствительностью 10 А/Вт и внешней квантовой эффективностью $\eta_{ext} = g\eta \approx 3$ (соответствует $g \approx 100$) [107].

Другой подход в создании длинноволновых ВІВ-фотоприемников связан с увеличением уровня легирования активной области технологически

отработанных Si ВІВ-структур, которое приводит к сильному уширению примесной зоны и уменьшению эффективной энергии ионизации примесей [91]. Уже появились сообщения о создании Si:As ВІВ-структур с увеличенным уровнем легирования, которые позволяют регистрировать излучение до 50 мкм (в отличие от умеренно легированных Si:As ВІВ-структур с длиной волны отсечки при ≈ 28 мкм) [91, 96].

Представленный анализ литературы показывает, что исследование ВІВ-структур было направлено главным образом на решение практических задач. При этом фактически не изучалась фотопроводимость данных структур в экстремальных условиях, которые могут возникать при их использовании для научных исследований (см. Главу 4). В частности, на момент начала работы отсутствовали сведения о механизмах их фотопроводимости: 1) в слабых электрических полях в отсутствие разогрева электронов проводимости; 2) в сильных квантующих магнитных полях, а также 3) при низких температурах в режиме ограничения фотоотклика структур прыжковой проводимостью. Примечательно, что в этих условиях может проявляться эффект Френкеля-Пула в примесной зоне, описанный ниже, или наблюдаться необычный монополярный фотовольтаический эффект (см. Главу 3), обусловленный быстрым остыванием фотоносителей в активной области объектов и особенностями их энергетической структуры.

Для разноплановых исследований ВІВ-структур с высокой фоточувствительностью необходим тщательный контроль и возможность измерения малых потоков сигнального и фонового излучений. Описанный в разделе 1.2 (Глава 1) вариант измерительной ячейки не содержит ряда важных элементов, необходимых для электрометрических исследований фотоэлектрических свойств высокоомных полупроводниковых структур в режиме контролируемой низкофоновой подсветки. В данной связи нами была разработана соответствующая криогенная приставка к транспортному сосуду Дьюара, которая содержит помимо полупроводникового ИК лазера миниатюрный имитатор излучения абсолютно черного тела и эффективно

может быть использована для исследования примесной фотопроводимости полупроводниковых структур при субнаноаттных потоках излучения [108*]. В следующем разделе мы опишем конструктивные особенности данной приставки и ее апробацию на примерах определения коэффициента фотоэлектрического усиления легированных образцов Si:Ga с малой компенсацией, выявления малых количеств мелких сопутствующих примесей бора в данных образцах из измерений в них термостимулированной проводимости (ТСП), а также изучения с помощью метода ТСП эффекта Френкеля-Пула для атомов бора в сильных электрических полях до 10^3 В/см. Затем представим результаты исследования полевых эффектов в фоточувствительных ВІВ – структурах с блокированной прыжковой проводимостью на основе Si:В и Si:As с высоким уровнем легирования и малой компенсацией.

2.2. Криогенная приставка к транспортному сосуду Дьюара для исследования примесной фотопроводимости полупроводниковых структур при субнаноаттных потоках излучения и ее апробация

Как уже отмечалось интерес к исследованиям примесных фотопроводников и ВІВ-структур в условиях низкого фона обусловлен возможностью создания на их основе высокочувствительных детекторов ИК излучения, в частности, для приема оптических сигналов в космосе, где уровень потока фонового и соответственно сигнального излучения составляет $\sim 10^7 \div 10^{12}$ фотон/см²·с [4]. Обычно исследования такого рода объектов проводятся в специальных оптических криостатах при гелиевых температурах [4, 5, 109]. Возникающие при этом трудности связаны с необходимостью, с одной стороны, тщательной экранировки объекта исследований от неконтролируемого фонового излучения (через отверстие диаметром ~ 100 мкм проникающий из комнаты фоновый поток может достигать $\sim 10^{14}$ фотон/с), а с другой - введения в рабочую камеру криостата заданных потоков фонового и сигнального излучения. Кроме того, для определения интенсивности возбуждающего ИК излучения при использовании

внешнего эталонного источника [имитатора абсолютно черного тела (АЧТ)] необходимо знать спектральные характеристики оптических окон, фильтров и аттенюаторов, которые, однако, не всегда хорошо известны во всей рабочей области ИК диапазона особенно при гелиевых температурах.

Эти проблемы могут быть решены при использовании специализированных измерительных ячеек, погружаемых в транспортный сосуд Дьюара с жидким гелием вместе со встроенными источниками излучения. Ниже описывается вакуумированная универсальная измерительная ячейка-приставка к транспортному сосуду Дьюара (СТГ-25, СТГ-40) для измерения основных статических и динамических характеристик ПФП Ge и Si и примесных фотоприемников на их основе в области температур $4.2 \div 80$ К в контролируемых условиях фоновой подсветки и сигнального ИК возбуждения [108*].

2.2.1. Конструкция криогенной приставки

Приставка состоит (рис. 2.2) из штанги-держателя 1 и трехсекционной вакуумной камеры 2 (\varnothing 23 мм), погружаемой в жидкий гелий. В средней секции камеры на медной подложке 3, снабженной датчиком температуры 4 (углеродный термометр сопротивления ТСУ-1) и нагревателем 5, располагается исследуемый объект 6. Подложка соединена с медным основанием 7 двумя винтами 8 через гетинаксовые теплоизолирующие втулки. При давлении $< 10^{-2}$ Торр теплоотвод от подложки практически полностью осуществляется через съемный тепловой шунт 9 (полоска медной фольги сечением 0.2×2 мм²), один конец которого крепится к подвеске образца, а другой - к нижней части медного основания, имеющего хороший тепловой контакт с корпусом камеры. В этих условиях температура объектодержателя целиком определяется электрической мощностью, подводимой к нагревателю, и теплопроводностью теплового шунта и подвески, к которой он крепится.

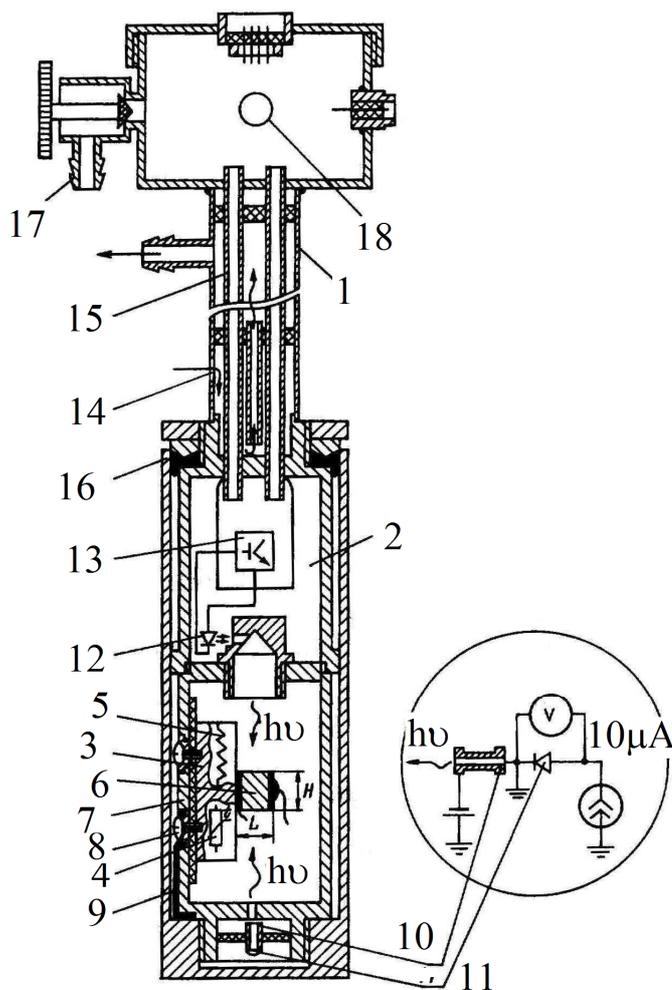


Рис. 2.2. Конструкция ячейки. 1 - штанга-держатель, 2 - вакуумная камера, 3 - подложка (объектодержатель), 4 - датчик температуры образца, 5- нагреватель образца, 6- образец, 7- основание, 8- подвески, 9- тепловой шунт, 10- имитатор излучения АЧТ, 11 - датчик температуры излучателя, 12- лазер, 13- радиатор, 14 -газозаборная диафрагма, 15 - трубки, 16 - экран, 17 - вентиль, 18 - манометрическая лампа.

Нижняя часть основания и корпус камеры образуют замкнутую полость, в которой размещен миниатюрный имитатор излучения АЧТ 10 с датчиком температуры 11 (диод КД102 или КД103). Излучение от имитатора поступает на образец через диафрагму-отверстие в медном основании диаметром $D = 1.2$ мм (расстояние между имитатором и диафрагмой ≈ 0.4 мм). Имитатор изготовлен из пленочного резистора МЛТ-0.5 (3.57 кОм), одна из торцевых поверхностей которого сточена до внутренней полости керамической трубки. Диаметр этой излучающей полости 1.3 мм, длина - 9 мм (при таком отношении длины к диаметру (> 2) коэффициент излучения цилиндрических керамических излучателей близок к единице, особенно при температурах порядка и ниже комнатных [110]). Полость нагревается при пропускании тока по внешнему покрытию резистора. Датчик 11 припаян к противоположному торцу резистора. Схема включения элементов 10 и 11 в измерительную цепь приведена на вставке к рис. 2.2. Калибровочная кривая - зависимость падения напряжения на диоде от температуры - измерялась непосредственно в ячейке термометром ТСУ-1 при токе через диод $J = 10$ мкА. В области температур $T =$

Нижняя часть основания и корпус камеры образуют замкнутую полость, в которой размещен миниатюрный имитатор излучения АЧТ 10 с датчиком температуры 11 (диод КД102 или КД103). Излучение от имитатора поступает на образец через диафрагму-отверстие в медном основании диаметром $D = 1.2$ мм (расстояние между имитатором и диафрагмой ≈ 0.4 мм). Имитатор изготовлен из пленочного резистора МЛТ-0.5 (3.57 кОм), одна из торцевых поверхностей которого сточена до внутренней полости керамической трубки. Диаметр этой излучающей полости 1.3 мм, длина - 9 мм (при таком отношении длины к диаметру (> 2) коэффициент излучения цилиндрических керамических излучателей близок к единице, особенно при температурах порядка и ниже комнатных [110]). Полость нагревается при пропускании тока по внешнему покрытию резистора. Датчик 11 припаян к противоположному торцу резистора. Схема включения элементов 10 и 11 в измерительную цепь приведена на вставке к рис. 2.2. Калибровочная кривая - зависимость падения напряжения на диоде от температуры - измерялась непосредственно в ячейке термометром ТСУ-1 при токе через диод $J = 10$ мкА. В области температур $T =$

30 ÷ 100 К эта зависимость практически линейна с коэффициентом 2.4 мВ/К. Калибровка проверялась по реперной точке - температуре кипения жидкого азота - погружением ячейки в азотный сосуд Дьюара. Ошибка в определении температуры имитатора при измерении напряжения цифровым вольтметром ЦЦ-300 < 0.05 К. При вакуумировании ячейки достигается высокая стабильность температуры ($\Delta T < 0.05$ К) как имитатора, так и объектодержателя, что определяется стабильностью мощностей, подводимых к нагревателям имитатора и объектодержателя. При мощности ~ 100 мВт температура имитатора $T_i = 100$ К. Мощность нагревателя объектодержателя зависит от теплопроводности шунта; в наших экспериментах при мощности в несколько десятков мВт температура образца составляла 20 К.

В верхней секции камеры расположен инжекционный $Pb_{1-x}Sn_xSe$ -лазер 12 [65]. Излучение лазера в диапазоне длин волн 3 ÷ 40 мкм поступает на образец через рассеиватель с внутренней цилиндрической полостью, переходящей в конус. У вершины конуса имеется отверстие $\varnothing 0.8$ мм для ввода излучения и площадка для монтажа лазера. В этой же секции расположен радиатор 13 для охлаждения транзистора КП909А, управляющего генерацией лазера, и электрических проводов, входящих в камеру. Наружная часть радиатора обтекается потоком газообразного гелия, проникающего через газозаборную диафрагму 14, расположенную в нижней части штанги-держателя. Пары гелия охлаждают четыре внутренние трубки 15 $\varnothing 4$ мм, через которые откачивается камера. Через выходной патрубок пары поступают в газосборник. Трубки 15 используются также для подвода проводов. Принудительное охлаждение радиатора способствует достаточно быстрому (~10 мин) понижению температуры образца (от 300 до 4.2 К) при погружении ячейки в жидкий гелий.

При снятом внешнем экране 16 открывается доступ к внутренним элементам камеры. Герметичность в стыковочном узле экран - корпус камеры обеспечивается индиевой прокладкой, прижимаемой конической шайбой с

накидной гайкой. Опыт показал, что стабильность по температуре достигается при давлении в камере $< 10^{-2}$ Торр. Необходимый вакуум обеспечивается адсорбентом (активированный уголь), помещенным во внутреннюю полость ячейки при погружении ее в жидкий гелий. Предварительная откачка камеры производится через вентиль 17 форвакуумным насосом. Давление в камере контролируется манометрической лампой 18 ПМТ-4М. Питание образца и элементов схемы, расположенных внутри ячейки, а также вывод измеряемых сигналов осуществляется через многоштырьковый разъем 2РМГ 24Б19Ш1Е2 и два разъема СРГ-50-82Ф. Последние используются при измерениях кинетики фотоотклика по методике [66*] (см. раздел 1.2) в области малых, вплоть до наносекундных, времен отклика. Стационарные или квазистационарные сигналы измеряются съемным электрическим преобразователем ток-напряжение, собранным на операционном усилителе 544УД1 (аналог ОРА111, производства Burr-Brown), и электронным цифровым вольтметром Щ-300. Время нарастания переходной характеристики преобразователя $\approx 10^{-2}$ с, чувствительность по току $\approx 10^{-13}$ А.

2.2.2. Определение коэффициента фотоэлектрического усиления

Проиллюстрируем работу ячейки на примере определения статического коэффициента фотоэлектрического усиления примесного фотопроводника g . Напомним, что величина g непосредственно определяет фотоотклик полупроводника и такой важный параметр материала, как произведение подвижности носителей заряда μ на их время жизни τ [4]: $\mu\tau = gL/E$ (L - межэлектродное расстояние, E - напряженность электрического поля).

Для исследования использовались фоторезисторы на основе Si:Ga поперечной конфигурации с размерами $L = 0.37$ мм, $H = 4$ мм (длина фотопроводника в направлении падения излучения; рис. 2.2), площадь элемента $A = 0.37 \times 3$ мм²; концентрация Ga составляла $N_d \approx 2.4 \cdot 10^{16}$ см⁻³. Фоторезистор располагался соосно с имитатором излучения АЧТ на расстоянии от диафрагмы $r_d = 25$ мм. Измерения проводились в слабом поле

$E=15$ В/см. Температура имитатора варьировалась в диапазоне $60\div 90$ К, что соответствовало изменению мощности излучения, падающего на объект от $\approx 5 \cdot 10^{-10}$ до $\approx 2 \cdot 10^{-9}$ Вт (рассчитывалось по формуле Стефана-Больцмана). Фототок, возникающий при использовании в качестве источника сигнального излучения АЧТ, определяется выражением [4]:

$$J = eg \frac{D^2}{4} \cdot \frac{A}{r_d^2} \int_0^\infty \eta(\lambda) Q(\lambda, T_i) d\lambda \cong$$

$$\cong eg \frac{D^2}{4} \cdot \frac{A}{r_d^2} \left\{ \frac{2\pi k_B T_i}{\lambda_c h} \exp\left(-\frac{ch}{\lambda_c k_B T_i}\right) \left[1 + \frac{2\lambda_c k_B T_i}{ch} + 2\left(\frac{\lambda_c k_B T_i}{ch}\right)^2 \right] \right\}. \quad (2.13)$$

Здесь $Q(\lambda, T_i)$ - спектральная плотность распределения потока фотонов, h - постоянная Планка, c - скорость света, λ_c - граничная длина волны, выше которой квантовая эффективность приемника $\eta(\lambda) = 0$ [в (2.13) учтено, что λ_c для галлия в Si заведомо меньше длины волны, отвечающей максимуму спектральной плотности излучения: $\lambda_m > 40$ мкм при $T_i < 100$ К.

Следовательно, $Q(\lambda, T_i) \cong \frac{2\pi c}{\lambda^4} \exp(-hc/\lambda k_B T_i)$ и интеграл от $Q(\lambda, T_i)$ выражается в аналитическом виде]. Из (2.13) следует, что $J \propto T_i \exp(-hc/\lambda_c k_B T_i)$. Таким образом, по зависимости $\log(J/T_i)$ от $1/T_i$ можно найти величину λ_c , и, тем самым, коэффициент фотоэлектрического усиления g .

Типичные экспериментальные графики функции $\log(J/T_i)$ от $1/T_i$ для двух различных температур фотопроводника $T = 11.8$ и 5.4 К приведены на рис. 2.3а. Видно, что в достаточно широкой области температур излучателя эти функции - прямые линии, а их наклон не зависит от температуры образца. По наклону прямых находится $\lambda_c = 21,5$ мкм, а с помощью выражения (2.13) рассчитываются значения g при различных T_i (рис. 2.3б). Как и следовало ожидать, g практически не зависит от температуры излучателя.

Корректность использованного подхода можно проверить, сопоставив найденные значения g с величиной $\mu\tau E/L$, равной согласно (2.12) коэффициенту фотоэлектрического усиления g . В слабых электрических полях при $T < 20$ К: $\mu \approx (5 \cdot 10^{20}/N_A)$ [см²/В·с] (см. [85] и раздел 1.5). Из измерений кинетики

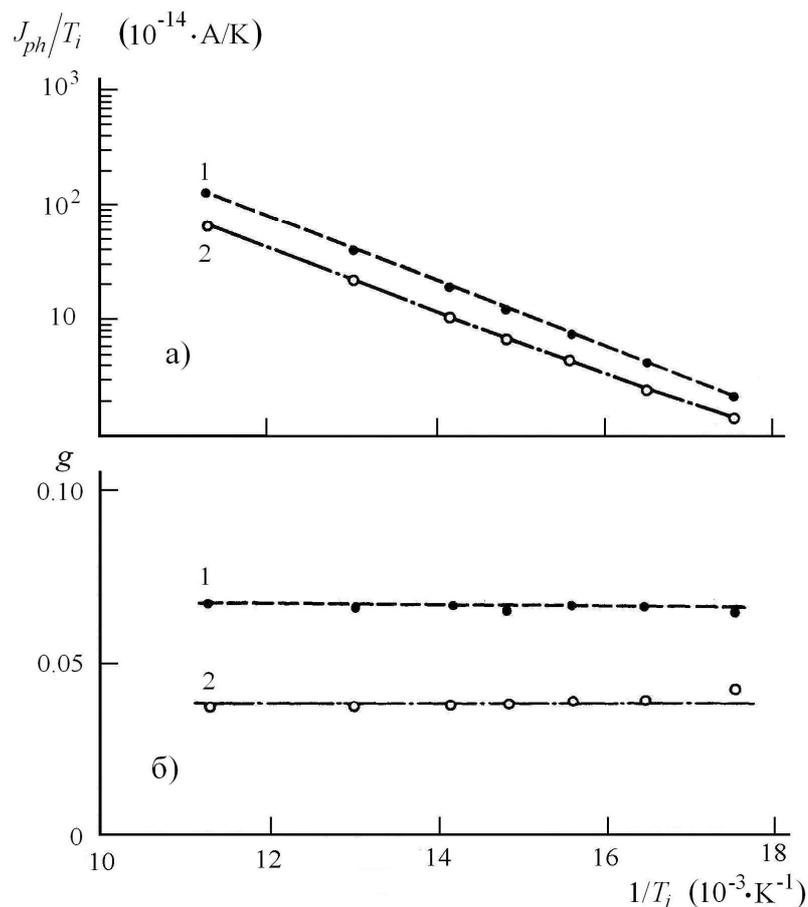


Рис. 2.3. Зависимости $\log(J_{ph}/T_i)$ от $1/T_i$ (а) и коэффициента фотоэлектрического усиления g от $1/T_i$ (б) для фотопроводника на основе Si:Ga с концентрацией галлия $N_A \approx 2.4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при температурах 11.8 К (1) и 5.4 К (2). Измерения выполнены при напряженности электрического поля $E=15 \text{ В/см}$.

релаксации ПФП в аналогичных условиях ($T = 12 \text{ К}$) на установке, описанной в разделе 1.2, было найдено $\tau = 6.9 \text{ нс}$. Подставляя в (2.12) полученное значение τ , параметры исследованного образца и условия эксперимента ($L = 0.37 \text{ мм}$, $E = 15 \text{ В/см}$, $N_A = 2.4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$), находим $g = 5.9 \cdot 10^{-2}$, что в пределах 10% совпадает с данными, приведенными на рис. 2.3б [108*].

2.2.3. Термоактивационная спектроскопия малых количеств сопутствующих примесей бора в слабокомпенсированном Si:Ga

В легированных полупроводниках с малой компенсацией помимо основной (легирующей) примеси весьма существенна роль малых количеств не только компенсирующих примесей, но и более мелких, чем основная, сопутствующих примесей (СП). В качестве СП могут выступать как остаточные

примеси (бор в Si:Ga), так и примесные комплексы, образованные легирующей примесью с электрически неактивными атомами, например с углеродом [111]. Присутствие СП в слабокомпенсированном материале может крайне сильно влиять на его низкотемпературные свойства, в частности, определять прыжковую проводимость по примесям [112], примесную фотопроводимость и избыточные шумы [4]. Поэтому при решении многих практических и научных задач важно располагать сведениями о природе и параметрах как компенсирующих, так и сопутствующих примесей. Традиционные методы анализа примесного состава полупроводника, базирующиеся на измерениях эффекта Холла или электропроводности, слабо «реагируют» на присутствие СП и оказываются неэффективными при их малых концентрациях [73*]. В этой связи представляется интересным изучить применительно к кремнию возможности классической методики определения параметров локализованных электронных состояний (ЛЭС), основанной на наблюдении термостимулированной проводимости (ТСП), тем более, что эта методика практически не использовалась для анализа примесного состава Si (по крайней мере – в отношении мелких примесей), по-видимому, вследствие трудностей ее реализации при низких температурах. Между тем при известной тщательности [113,114] метод ТСП позволяет достичь высокой точности определения энергетического положения ЛЭС, что в случае кремния с хорошо известными значениями положения уровней мелких примесей может обеспечить именно спектроскопию СП, т.е. получение сведений не только о параметрах таких примесей, но и об их природе.

Ниже представлены результаты исследования ТСП образцов Si:Ga с уровнем легирования $(2-3) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и низким содержанием остаточных примесей $\leq 10^{13} \text{ см}^{-3}$, выполненные с помощью описанной выше фотоэлектрической приставки [108*]. Данные результаты показывают, что в случае линейной рекомбинации метод ТСП весьма эффективен как для установления химической природы СП, так и для определения ее концентрации [115*]. Важно также, что этот метод может быть эффективно

использован и для исследования влияния сильных электрических полей на энергию ионизации мелкой примеси бора [116*], играющего важную роль в фотопроводимости Si:B ВІВ-структур (см. раздел 2.4).

Рассмотрим вначале особенности ТСП в легированном слабокомпенсированном полупроводнике, обусловленные термоионизацией СП, для определенности на примере Si:Ga [115*]. В Si:Ga с малой компенсацией, полученным методом зонной плавки, следует ожидать присутствия более мелкой СП бора. Пусть концентрация бора N_a меньше концентрации компенсирующих доноров N_D (противоположный случай, $N_a \geq N_D$, менее интересен, поскольку при этом СП легко идентифицируется из измерений эффекта Холла [73*]). Тогда при достаточно низкой температуре, когда равновесная концентрация свободных дырок $p^* \ll N_D$, вся СП, а также часть легирующей примеси будет ионизированы, причем суммарная концентрация ионизированных атомов Ga и B равна N_D ($N_A^- + N_a^- = N_D$). При подсветке образца излучением из области примесного поглощения скорости оптической генерации и рекомбинации неравновесных дырок как для примеси Ga, так и для примеси B должны быть одинаковы, т.е. $\gamma_A^{opt} N_A^0 = \alpha_A^- p N_A^-$ и $\gamma_a^{opt} N_a^0 = \alpha_a^- p N_a^-$, где γ_A^{opt} и γ_a^{opt} - вероятности оптической генерации дырок в единицу времени с нейтральных атомов Ga и B ($\gamma_A^{opt} = \sigma_{ph} \Phi$), соответственно, p - концентрация неравновесных дырок ($p \gg p^*$), α_A^- и α_a^- - коэффициенты захвата дырок на ионизованные центры Ga и B. Значения γ_A^{opt} , α_A^- и γ_a^{opt} , α_a^- для основной и сопутствующей примесей отличаются незначительно, поэтому при $N_D \gg p \gg p^*$ справедливо соотношение $N_a^- / N_A^- \sim N_a^0 / N_A^0 \sim N_a / N_A$. Следовательно, в образцах с $N_A \geq 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и низким содержанием СП ($N_a \leq 10^{13} \text{ см}^{-3}$) при подсветке легко достигается неравенство $N_a^- / N_A^- \ll 1$, эквивалентное соотношению $N_A^- \cong N_D$. Это означает, что практически все центры СП предельно заполнены основными носителями заряда (данное условие может нарушаться при подсветке в сильных греющих электрических полях; см. раздел

2.2.4). Релаксация проводимости образца после выключения фотовозбуждения, обусловленная термическим опустошением СП, описывается уравнениями кинетики:

$$\begin{aligned} \frac{dp}{dt} &= -p(\alpha_A^- N_A^- + \alpha_a^- N_a^-) + \gamma_a^{th} N_a^0, \\ \frac{dN_a^0}{dt} &= p\alpha_a^- N_a^- - \gamma_a^{th} N_a^0, \end{aligned} \quad (2.14)$$

где $\gamma_a^{th} = N_v \alpha_a^{th} \exp(-\varepsilon_a^s / k_B T)$ - вероятность термической генерации носителей с СП в единицу времени, α_a^{th} - коэффициент термической ионизации СП, совпадающий с коэффициентом захвата дырок α_a^- на ионизованные атомы СП в равновесных условиях [47, 117], ε_a^s - энергия активации ε_a для СП бора ($\varepsilon_a = \varepsilon_a^s$). При нагреве образца по линейному закону $T = T_0 + \beta t$ ($\beta = \text{const}$ - скорость нагрева, T_0 - начальная температура, при которой осуществлялось фотовозбуждение) в пренебрежении перезахватом дырок на уровень СП ($\alpha_A^- N_A^- \gg \alpha_a^- N_a^-$) и зависимостью α_A^- от T из (2.14) следует:

$$p(T) = N_a \tau \frac{\gamma_a^{th} \exp\left[-\frac{1}{\beta} \int_{T_0}^T \gamma_a^{th} dT'\right]}{1 + [N_a / (N_D - N_a)] \exp\left[-\frac{1}{\beta} \int_{T_0}^T \gamma_a^{th} dT'\right]}. \quad (2.15)$$

Здесь $\tau = 1 / \alpha_A^- (N_D - N_a)$ - время жизни дырок при относительно невысоком уровне фотовозбуждения, когда $N_a^- \gg N_a^0$.⁹ Несложно убедиться, что зависимость $p(T)$ описывает кривую с максимумом, характерную для всех

⁹ Соотношение (2.15) отличается от известного случая ТСП с мономолекулярной кинетикой

[118] наличием множителя $\left\{ 1 + [N_a / (N_D - N_a)] \exp\left[-\frac{1}{\beta} \int_{T_0}^T \gamma_a^{th} dT'\right] \right\}^{-1}$, учитывающего

изменение времени жизни носителей заряда вследствие уменьшения концентрации ионизированных атомов Ga, обусловленного «перекачкой» дырок с уровня В на уровень Ga, т.е. их рекомбинацией.

типов ТСП. При $N_D \gg N_a$ температура максимума T_m определяется известным трансцендентным уравнением [118],

$$\frac{k_B T_m^2 \alpha_a^{th} N_v}{\beta \varepsilon_a^s} = \exp(\varepsilon_a^s / k_B T_m), \quad (2.16)$$

а энергия активации СП соотношениями [119]:

$$\frac{\varepsilon_a^s}{k_B T_m} = \frac{1.455}{T_m / T' - 1} - \frac{0.79}{T_m / T'}, \quad (2.17)$$

$$\frac{\varepsilon_a^s}{k_B T_m} = \frac{0.99 T_m / T''}{1 - T_m / T''} - 0.26 T_m / T'', \quad (2.18)$$

где T' , T'' - температуры полувысот пика ТСП со стороны низких и высоких температур, соответственно. Формулы (2.16)-(2.17) определяют также коэффициент термической ионизации нейтральных центров СП α_a^{th} . Кроме того, измеряя заряд, обусловленный термостимулированным током,

$Q = \int_0^{\infty} J(t) dt = (1/\beta) \int_{T_0}^{\infty} J(T) dT$, можно определить концентрацию СП [118]:

$$N_a = \frac{Q}{e S \mu \tau E}, \quad (2.19)$$

где S – площадь поперечного сечения (контактов) образца. Выражение (2.19) имеет простой физический смысл – заряд, протекающий в цепи, определяется концентрацией СП, ионизируемой в процессе нагрева, и коэффициентом фотоэлектрического усиления: $Q = e N_a V g$, где $V = S \cdot L$ – объем образца, L – расстояние между контактами, $g = \mu \tau E / L$.

Таким образом, при концентрации компенсирующих примесей $N_D \gg N_a$ ТСП соответствует режиму линейной рекомбинации и описывается стандартным образом, позволяющим определить три основных параметра СП – ее глубину и содержание, а также сечение захвата носителей заряда.

Для экспериментальной реализации условий термостимулированного возбуждения мелких примесей в Si (для бора $\varepsilon_a = 44.39$ мэВ [120]) необходимо обеспечить: охлаждение образца до температуры, исключаяющей ионизацию

нейтральных центров СП; фотовозбуждение объекта в примесной области поглощения при тщательной его экранировке от фонового излучения и нагрев образца по линейному закону. В настоящей работе измерения ТСП реализованы на образцах легированного слабокомпенсированного Si:Ga с помощью криогенной ячейки-приставки [108*], удовлетворяющей перечисленным выше требованиям. Существенно, что данное устройство содержит два источника ИК излучения: полупроводниковый лазер на основе узкозонного соединения $Pb_{1-x}Sn_xSe$ и имитатор абсолютно черного тела. Лазер, обладающий существенно большей мощностью излучения ($P \sim 0.1$ мВт на длине волны $\lambda \approx 5$ мкм) по сравнению с имитатором АЧТ ($P \leq 1$ нВт), используется для примесного фотовозбуждения, обеспечивающего неравновесное заполнение носителями заряда ионизированных атомов СП. С другой стороны, маломощный имитатор АЧТ позволяет обеспечить контроль фоточувствительности исследуемых объектов, что необходимо для определения концентрации СП [см. (2.19)].

Исследуемый образец в устройстве [108*] размещается на теплопроводящем объектодержателе, содержащей нагреватель и датчик температуры ТСУ-1, который соединен с гелиевым термостатом через сменный тепловой шунт. Анализ уравнения теплового баланса показывает, что линейность изменения температуры во времени достигается в этих условиях при подводе мощности P к нагревателю по закону

$$P(t) = C_0 + C_1 t + C_2 t^2,$$

где первое слагаемое учитывает инерционность установления температуры, а последнее – изменение теплоемкости подложки с температурой и/или постоянной времени теплообмена между подложкой и термостатом. Постоянные C_0 , C_1 , C_2 подбирались эмпирическим путем. Пример изменения температуры от времени при отношении констант $C_0/C_1 = 0.325$ с⁻¹ и $C_2/C_0 = 10^{-3}$ с⁻² показан на рис. 2.4. Видно, что в интервале 4.5-24 К температура объектодержателя изменяется во времени по линейному закону со скоростью $\beta = 0.6$ К/с.

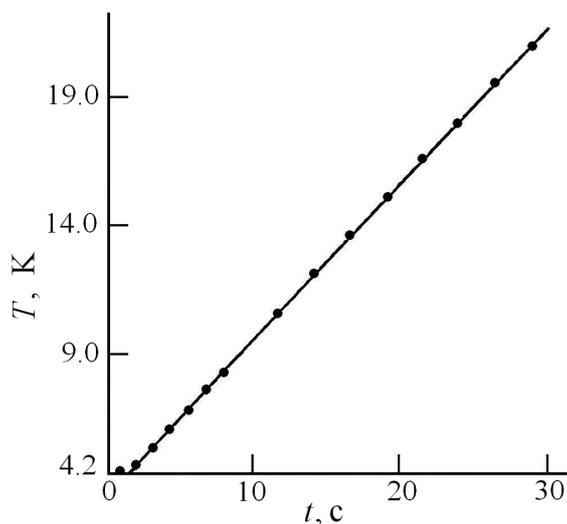


Рис. 2.4. Зависимость температуры объектодержателя от времени.

Отметим, что выбранная начальная температура $T_0 = 4.5$ К заметно меньше температуры T_m , при которой должен наблюдаться максимум на кривой термостимулированного возбуждения примеси бора в Si:Ga. Действительно, воспользовавшись, найденными значениями коэффициента захвата дырок притягивающими центрами бора при малых его концентрациях и

относительно высоких температурах ($T \approx 18$ К), $\alpha_0^- = (3.5-3.9) \cdot 10^{-6} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ (см. раздел 1.6 и [13, 86*]), а также полагая $\alpha_a^{th} = \alpha_0^-$, с помощью (2.16) получим $T_m = 18-19$ К. Другими словами, можно ожидать, что при $T_0 = 4.5$ К неравновесное заполнение атомов бора будет сохраняться достаточно длительное время, а в выбранном интервале температур $T = 4.5-24$ К должен проявляться пик ТСП, обусловленный присутствием этих центров.

ТСП регистрировалась с помощью преобразователя ток-напряжение на основе операционного усилителя 544 УД1 с временем нарастания переходной характеристики $\approx 10^{-2}$ с и чувствительность по току $\approx 10^{-13}$ А. Измерения проводились в «греющих» электрических полях $E = 200-300$ В/см. В этих условиях время жизни дырок τ практически не зависит от температуры [47, 56] и для описания ТСП можно использовать выражение (2.15). Кроме того, при этом облегчается измерение ТСП даже при относительно малом содержании СП бора ($N_a \leq 10^{12} \text{ см}^{-3}$). При фотовозбуждении образцов напряженность поля E уменьшалась до величины около 10 В/см с тем чтобы исключить влияние ударной ионизации атомов В на степень их заполнения (см. следующий раздел). Эксперименты выполнены на Si:Ga фотопроводниках поперечной конфигурации с размерами $L = 0.37$ мм, $S = 3 \times 2 \text{ мм}^2$ (длина образцов в

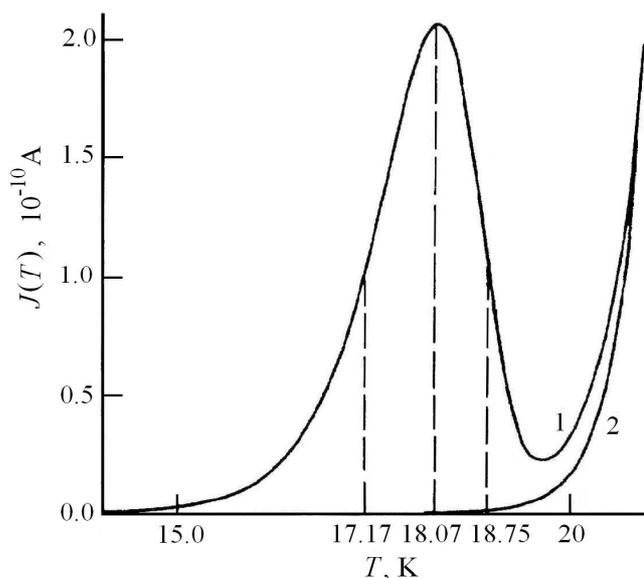


Рис. 2.5. Динамические температурные зависимости тока для образца Si:Ga, полученные после его фотовозбуждения (кривая 1) и без предварительного фотовозбуждения (кривая 2). Концентрация галлия $N_A \approx 2.6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

направлении падения излучения составляет 2 мм), снабженных p^+ -контактами. Типичная кривая термостимулированного тока, полученная для образца Si:Ga с концентрацией галлия $N_A \approx 2.6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и степенью его компенсации $K \approx 10^{-3}$ при $E = 270 \text{ В/см}$, приведена на рис. 2.5 (кривая 1). Максимум пика ТСП в данном случае наблюдается при $T_m = 18.07 \text{ К}$, а температуры его полувысот со стороны низких и высоких температур T' и T''

равны 17.17 и 18.75 К, соответственно. Известно, что критерием линейной рекомбинации является близость значений энергий ионизации ловушек, найденных по нарастающей и спадающей ветвям кривой ТСП [119]. Подставляя величины T' , T_m и T'' в (2.17) и (2.18), найдем $\varepsilon_a^s = 42.05$ и 40.6 мэВ, соответственно, т.е. значения ε_a^s практически совпадают между собой и незначительно отличаются от энергии ионизации изолированных атомов бора $\varepsilon_a = 44.39$ мэВ [120]. Это отличие, как показано в следующем разделе 2.2.4, объясняется эффектом Френкеля-Пула, т.е. уменьшением порога ионизации примесных центров на некоторую величину $\Delta\varepsilon$ под действием электрического поля. В рамках одномерной модели [47, 121] для однозарядных центров в поле $E = 270 \text{ В/см}$ величина $\Delta\varepsilon = 2(e^3 E / \kappa)^{1/2} = 3.65$ мэВ; при этом энергия активации атомов бора составляет 40.74 мэВ.

Определим теперь коэффициент термической ионизации СП бора α_a^{th} , который должен быть равен коэффициенту захвата дырок α_a^- на ионизованные

атомы бора в равновесных условиях: $\alpha_a^{th} = \alpha_a^-$ [47, 117]. Подставляя в (2.16) среднее значение $\varepsilon_a^s = 41.33$ мэВ, найденное по нарастающей и спадающей ветвям кривой ТСП, получим $\alpha_a^{th} = 1.74 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$, тогда как величина α_a^- в слабых полях при $T = 18$ К составляет $(3.5-3.9) \cdot 10^{-6} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ (см. раздел 1.6 и [13, 86*]). Уменьшение α_a^{th} приблизительно в 2 раза также можно объяснить влиянием электрического поля. Действительно, при описании процесса захвата носителей заряда кулоновскими центрами это влияние, как известно, сводится к действию двух факторов: увеличению средней кинетической энергии носителей заряда вследствие их разогрева и делокализации высоковозбужденных состояний примеси, определяющих захват, из-за понижения ее порога ионизации [47, 56]. В нашем случае коэффициент α_a^{th} , входящий в (2.16), определяет темп термической генерации дырок с нейтральных центров бора [см. также уравнения кинетики (2.14)]. Поэтому важна роль только последнего фактора, который должен приводить к уменьшению равновесного коэффициента захвата α_a^- в $\Delta\varepsilon/k_B T$ раз [47, 117], т.е. в нашем случае в 2.3 раза, что дает значение α_a^{th} , совпадающее с экспериментально найденной величиной.

Наконец, воспользовавшись (2.19) оценим концентрацию бора. Протекший заряд Q найдем по площади, заключенной между кривой термостимулированного тока (1) и темновой кривой тока (2), полученной без предварительного фотовозбуждения образца (рис. 2.5): $Q = (1/\beta) \int_{T_0}^{\infty} J(T) dT = 6.2 \cdot 10^{-10}$ Кл. Для нахождения коэффициента фотоэлектрического усиления g воспользуемся методикой [108*], изложенной на примере образца Si:Ga в разделе 2.2.2. Из (2.13) видно, что для определения g достаточно измерить фототок образца J_{ph} для одной температуры T_i имитатора АЧТ (см. также рис.2.3б), поскольку величина эффективной граничной длины волны, выше которой $\eta = 0$, для данных образцов уже нами найдена: $\lambda_c = 21.5$ мкм. При $T_i = 76.75$ К и $E = 270$ В/см (остальные условия те же, что описаны в разделе 2.2.2)

измеренный фототок $J_{ph} = 5.7 \cdot 10^{-10}$ А, что соответствует $g \approx 1.2$. Подставляя найденные значения Q и g в (2.19), получим концентрацию сопутствующей примеси бора $N_a \approx 1.5 \cdot 10^{12}$ см⁻³, что представляется разумной величиной для кристаллов Si, выращенных методом зонной плавки [4].

В заключении отметим, что в [115*] выполнены модельные расчеты кинетики термостимулированного тока при произвольном соотношении концентраций СП и компенсирующих центров. Эти расчеты показывают, что существенное увеличение отношения N_a/N_D вплоть до 1 приводит лишь к незначительному сдвигу максимума кривой ТСП по температурной шкале - при $N_a/N_D = 0.8$ приблизительно на 1.8 % относительно кривой, отвечающей линейной рекомбинации ($N_a/N_D \ll 1$). Однако, найденное в этом случае с использованием (2.19) значение N_a будет заметно заниженным. Критерием корректности использования выражения (2.19) является, как указывалось выше, например, близость значений энергии примесных уровней, найденных по нарастающей и спадающей ветвям кривой ТСП с помощью выражений (2.17) и (2.18).

Таким образом, можно утверждать, что метод ТСП применительно к Si весьма эффективен для установления химической природы СП [115*, 122*] и, кроме того, для определения ее концентрации в условиях линейной рекомбинации. В следующем разделе мы покажем, что в этом случае методика ТСП позволяет также исследовать влияние сильных электрических полей на параметры примесных центров в Si, что представляется важным для понимания механизма примесной фотопроводимости в допороговой области спектра в кремниевых ВІВ-детекторах, работающих в сильных электрических полях около 10^3 В/см и выше.

2.2.4. Эффект Френкеля-Пула для примеси бора в Si в сильных электрических полях

Известно, что исследование эффекта Френкеля-Пула в легированных полупроводниках затруднено из-за разогрева носителей заряда в электрическом

поле и ударной ионизации примесей. Поэтому этот эффект обычно изучается по изменению электропроводности в импульсных электрических полях, и, если при ионизации глубоких примесей он наблюдался неоднократно [123-126], то в отношении мелких примесей - лишь в работе [127]. Причем исследования в [127] проводились в условиях сильного флуктуационного потенциала, когда ударная ионизация затруднена вследствие того, что основная часть электронов локализована в минимумах случайного потенциала и разогреву подвержена только экспоненциально малая их доля выше порога протекания.

Нами в [116*] показана возможность исследования эффекта Френкеля-Пула из измерений термостимулированной проводимости слабокомпенсированного Si:Ga при $K \approx 10^{-3}$ (т.е. фактически в отсутствии флуктуационного потенциала), содержащего мелкую сопутствующую примесь бора (см. раздел 2.2.3 и [115*]). Суть подхода заключается в том, что поле примесного пробоя определяется параметрами относительно глубокой легирующей примеси Ga, тогда как ТСП в области допробойных полей чувствительна только к присутствию СП бора. Покажем, что при определенных условиях ударной ионизацией СП вплоть до полей примесного пробоя можно пренебречь. При этом изменение положения максимума кривой ТСП по температуре с ростом электрического поля целиком определяется эффектом Френкеля-Пула для мелкой СП бора.

Как и в предыдущем разделе будем полагать, что концентрация сопутствующей примеси N_a заведомо меньше концентрации компенсирующих доноров N_D . В этом случае при достаточно низкой температуре вся СП, а также часть легирующей примеси будут ионизированы, причем суммарная концентрация ионизированных центров $N_A^- + N_a^- = N_D$. При примесном фотовозбуждении полупроводника заполнение СП в греющих электрических полях будет контролироваться процессами захвата фотодырок на ионизованные атомы СП, ударной ионизацией нейтральных центров СП и их оптической ионизацией. В стационарных условиях:

$$\alpha_a^- N_a^- p = \alpha_a^i N_a^0 p + \gamma_a^{opt} N_a^0 \approx \alpha_a^i N_a^0 p, \quad (2.20)$$

где α_a^i - коэффициент ударной ионизации нейтральных атомов СП. Поскольку $p = \gamma_A^{opt} N_A / \alpha_A^- N_D$ несложно показать, что $\alpha_a^- N_a^- p \approx \alpha_a^i N_a^0 p$ в условиях, когда начинает выполняться неравенство: $\alpha_a^i \gg \alpha_a^- K \approx \alpha_A^- K$. Другими словами, в слабокомпенсированном полупроводнике ($K \ll 1$) выражение (2.20) оказывается справедливым в полях, при которых α_a^i еще заметно меньше α_a^- . При этом концентрация заполненных атомов СП в стационарных условиях:

$$N_a^0 = N_a / (1 + \alpha_a^i / \alpha_a^-). \quad (2.21)$$

Из соотношений (2.20) и (2.21) видно, что в греющих электрических полях степень заполнения СП при $\alpha_a^i \gg \alpha_a^- K$ не зависит от уровня фотовозбуждения. Уравнения кинетики, описывающие в этих условиях релаксацию проводимости образца после выключения фотовозбуждения [см. (2.14)] с учетом ударной ионизации нейтральных центров СП имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{dp}{dt} &= -p(\alpha_A^- N_A^- + \alpha_a^- N_a^-) + \gamma_a^{th} N_a^0 + p\alpha_a^i N_a^0 + p\alpha_A^i N_A^0, \\ \frac{dN_a^0}{dt} &= p\alpha_a^- N_a^- - \gamma_a^{th} N_a^0 - p\alpha_a^i N_a^0, \end{aligned} \quad (2.22)$$

где α_A^i - коэффициент ударной ионизации нейтральных центров легирующей примеси; остальные обозначения те же, что и в уравнениях (2.14).

В полях, меньших поля примесного пробоя полупроводника, справедливо соотношение $\alpha_A^- N_A^- \gg \alpha_A^i N_A^0$ [13]. Кроме того, при $N_a \ll N_D$ можно пренебречь захватом дырок на уровне СП ($\alpha_A^- N_A^- \gg \alpha_a^- N_a^-$), поскольку при низких температурах коэффициенты захвата носителей заряда для притягивающих центров одинакового типа близки [47] а, кроме того, $N_A^- \approx N_D \gg N_a^-$. В этих условиях уравнения (2.22) упрощаются и при нагреве образца по линейному закону, $T = T_0 + \beta t$, получаем

$$p(T) = -\tau\beta \frac{dN_a^0}{dT}, \quad (2.23)$$

$$\frac{dN_a^0}{dT} = -\beta^{-1} \gamma_a^{th} \frac{N_a^0}{1 - \alpha_a^i N_a^0 \tau}, \quad (2.24)$$

где $\tau \approx 1/(N_D \alpha_A^-)$ - время жизни фотодырок. Из (2.24) следует, что эффектами ударной ионизации можно пренебречь, если $\alpha_a^i N_a^0 \tau \ll 1$. С учетом (2.21) максимальное значение этой величины,

$$(\alpha_a^i N_a^0 \tau)_{\max} < (N_a / N_D)(\alpha_a^- / \alpha_A^-),$$

т.е. при $N_a \ll N_D$ влияние ударной ионизации на ТСП пренебрежимо мало. При этом $p(T)$ имеет форму кривой с максимумом при температуре T_m , определяемой соотношением (2.16) (см. раздел 2.2.3):

$$\frac{k_B T_m^2 \alpha_a^{th} N_v}{\beta \varepsilon_a^s} = \exp(\varepsilon_a^s / k_B T_m).$$

Таким образом, при $N_a \ll N_D$ изменение положения максимума кривой ТСП в электрическом поле E непосредственно определяется зависимостью энергии активации сопутствующей примеси ε_a^s от E .

Эксперименты по исследованию эффекта Френкеля-Пула выполнены на образцах Si:Ga с концентрацией галлия $(2-3) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и степенью его компенсации $K \approx 10^{-3}$. Ранее выполненные исследования ТСП этих образцов [115*] показали, что в них возможно присутствие в небольших количествах (около 10^{12} см^{-3}) СП бора (см. раздел 2.2.3). Кроме того, из анализа нарастающей и спадающей ветвей кривой ТСП были выявлены образцы с линейной кинетикой рекомбинации, отвечающей случаю $N_a \ll N_D$.

Проводимость Si:Ga образцов, как и в [115*], измерялась с помощью криогенной ячейки-приставки [108*] после их фотовозбуждения излучением полупроводникового ИК лазера ($\lambda = 5 \text{ мкм}$) при нагреве со скоростью 0.6 К/с в области температур $T = 4.2-24 \text{ К}$. Предельные электрические поля в экспериментах достигали $\approx 1000 \text{ В/см}$, что, однако, заметно меньше поля примесного пробоя образцов Si:Ga ($\approx 1500 \text{ В/см}$). Отметим, что примесный пробой образцов Si:B с близким уровнем легирования и степенью компенсации

происходит в полях $E \leq 300 \text{ В/см}$ [128], т.е. при существенно меньших средних энергиях дырок, если учесть, что подвижности дырок в Si:B и Si:Ga при одинаковых уровнях легирования практически не отличаются [129].

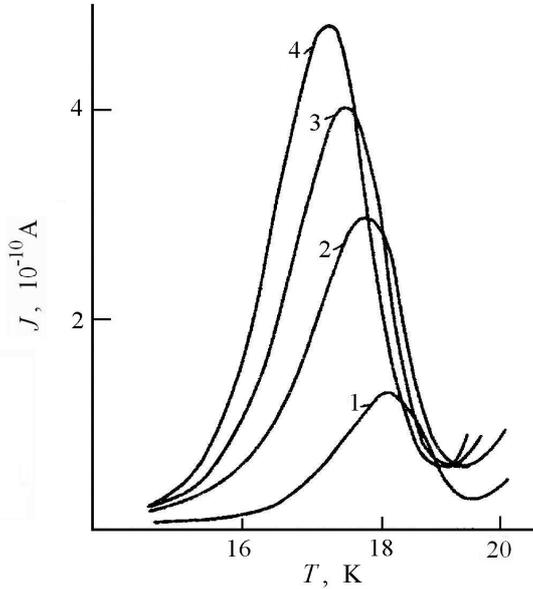


Рис. 2.6. Кривые термостимулированного тока J , полученные для образца Si:Ga с концентрацией галлия $N_A \approx 2.6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и сопутствующих примесей бора $N_a \approx 1.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ($N_a \ll N_D$) в различных электрических полях E , В/см: 1 — 270, 2 — 540, 3 — 810, 4 — 1080.

Типичные кривые термостимулированного тока для образца с концентрацией Ga $N_A \approx 2.6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и бора $N_a \approx 1.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (методика определения N_a изложена в предыдущем разделе; см. также [115*]) в различных электрических полях приведены на рис. 2.6. Наблюдаемый сдвиг кривых в сторону низких температур свидетельствует, согласно (2.16), об уменьшении энергии активации примеси бора с ростом

электрического поля. Видно также, что максимальное значение температурного сдвига $\Delta T_m = 0.9 \text{ К}$ ($E = 1080 \text{ В/см}$) мало по сравнению с величиной $T_m = 18.07 \text{ К}$ при $E = 270 \text{ В/см}$. Поэтому для получения зависимости $\varepsilon_a^s(E)$ разумно воспользоваться разложением (2.16) по малому параметру $\Delta T_m/T_m$.

$$\varepsilon_a^s = \varepsilon_{a0}^s - \varepsilon_{a0}^s \frac{2k_B T_{m0} + \varepsilon_{a0}^s}{k_B T_{m0} + \varepsilon_{a0}^s} \left(\frac{T_{m0} - T_m}{T_{m0}} + \frac{k_B T_{m0}}{\varepsilon_{a0}^s} \ln \frac{\alpha_a^{th}}{\alpha_{a0}^{th}} \right). \quad (2.25)$$

Индекс «0» в (2.25) отвечает значениям ε_a^s , T_m и α_a^{th} в начальном поле $E_0 = 270 \text{ В/см}$. Величину ε_a^s можно определить по полуширине кривой ТСП и затем, используя (2.16), коэффициент термической ионизации СП бора α_a^{th} [115*] (см. предыдущий раздел 2.2.3). При $E = 270 \text{ В/см}$ для данного образца $\varepsilon_a^s = 41.33 \text{ мэВ}$ и $\alpha_a^{th} = 1.74 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$. Согласно [47, 117] изменение параметра α_a^{th} ,

определяющего вероятность термической ионизации нейтральных центров СП [см. (2.22)], обусловлено делокализацией в электрическом поле высоковозбужденных состояний из-за понижения энергии ионизации кулоновской примеси на величину: $\Delta\varepsilon = 2(e^3 E / \kappa)^{1/2}$. При этом в условиях, когда $\Delta\varepsilon$ превышает $k_B T$ (при $E = 270$ В/см $\Delta\varepsilon = 3.65$ мэВ), согласно [47, 117]:

$$\alpha_{a0}^{th} / \alpha_a^{th} \approx (E / E_0)^{1/2}. \quad (2.26)$$

Результаты расчетов ε_a^s в зависимости от $E^{1/2}$ с использованием (2.25) и (2.26) приведены на рис. 2.7 (обозначены точками на кривой 1). Подгонка по методу наименьших квадратов к линейной зависимости дает:

$$\varepsilon_a^s(E) = 44.42 - 0.186\sqrt{E}, \quad (2.27)$$

где ε_a^s измеряется в мэВ, а E – в В/см. Согласно (2.27), энергия активации в нулевом поле $\varepsilon_a^s = 44.42$ мэВ, что очень хорошо согласуется с данными

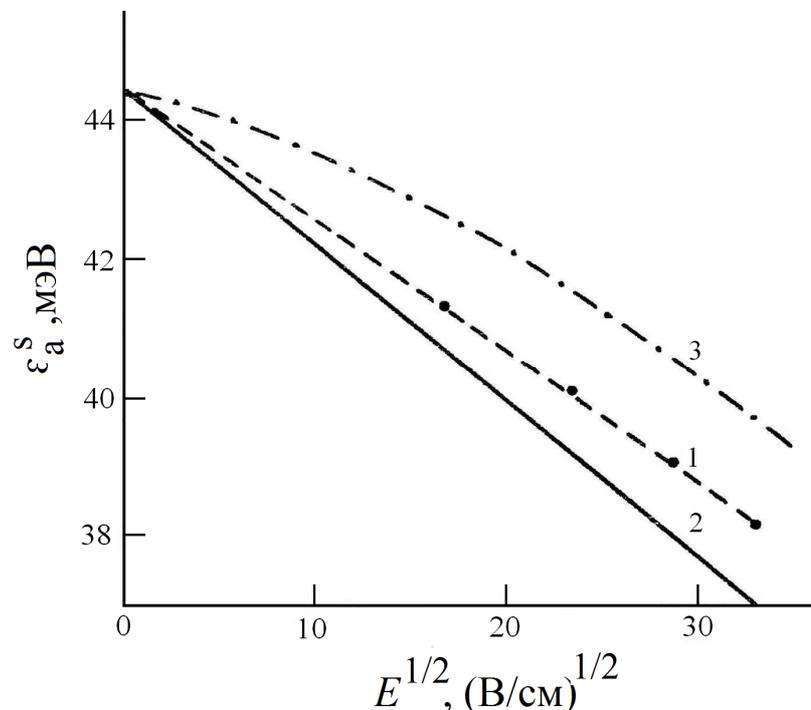


Рис. 2.7. Экспериментальная (1) и расчетные (2, 3) зависимости энергии активации ε_a^s от $E^{1/2}$, полученные с использованием формул: 2 - (2.28), 3 - (7) из работы [129]. Штриховая линия - зависимость ε_a^s от $E^{1/2}$, найденная подгонкой к экспериментальной по методу наименьших квадратов.

оптических измерений энергии ионизации бора в кремнии $\varepsilon_a = 44.39$ мэВ [120] и свидетельствует о корректности развитой методики. С другой стороны, наклон экспериментальной зависимости заметно меньше (на 16%) наклона теоретической зависимости (изображена сплошной линией на рис. 2.7), вытекающей из одномерной модели Френкеля для однозарядных кулоновских центров [121]:

$$\varepsilon_a^s(E) = \varepsilon_a^s(0) - 2(e^3 E / \kappa)^{1/2}. \quad (2.28)$$

Для Si диэлектрическая проницаемость $\kappa = 11.7$, что дает:

$$\Delta\varepsilon[\text{мэВ}] = 2(e^3 E / \kappa)^{1/2} = 0.222\sqrt{E[\text{В/см}]}^{1/2}.$$

Заметим, что наблюдаемое отличие нельзя объяснить эффектами ударной ионизации бора, поскольку их влияние сводилось бы к более сильному сдвигу кривых ТСП по температуре и, следовательно, к наблюдению более резкого уменьшения ε_a^s с ростом E .

На рис. 2.8 приведены также расчетные кривые ТСП для экспериментального и

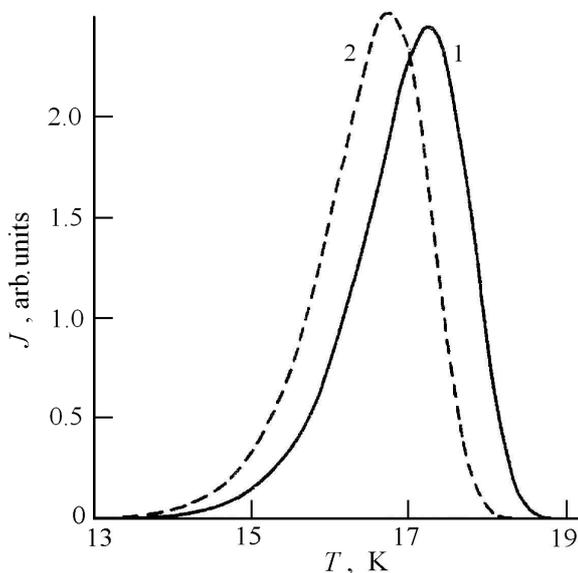


Рис. 2.8. Расчетные кривые термостимулированной проводимости в электрическом поле $E = 1080$ В/см при значениях ε_a^s : 1 - экспериментальном, 2 - теоретическом.

теоретического значений ε_a^s в поле $E = 1080$ В/см. Сдвиг максимумов кривых по температуре составляет около 0.5 К и заметно превосходит в нашем случае чувствительность используемого термометра ТСУ-1 к относительному изменению температуры ($\Delta T \approx 0.05$ К).

Вероятной причиной ослабления зависимости $\varepsilon_a^s(E)$ является не учет в одномерной модели угловых эффектов [130]. Уменьшение ε_a^s с ростом E в трехмерном случае можно

оценить по увеличению вероятности термоэмиссии дырок γ_a^{th} в электрическом поле, воспользовавшись, например, выражением (7) для γ_a^{th} из работы [130]:

$$\Delta\varepsilon \approx k_B T_m \ln(\gamma_a^{th} / \gamma_{a0}^{th}),$$

где γ_{a0}^{th} - вероятность термоэмиссии в нулевом электрическом поле. Полученная таким образом зависимость ε_a^s от $(E)^{1/2}$ представлена на рис. 2.7 кривой 3. Интересно отметить, что в этом случае наклон кривой возрастает с увеличением E , однако в сильных полях он изменяется слабо и практически совпадает с наклоном экспериментальной зависимости. В интервале полей $E = 900-1600$ В/см наклон кривой 3 изменяется в пределах $0.181-0.187$ мэВ·(В/см) $^{-1/2}$, тогда как в эксперименте он составляет 0.186 мэВ·(В/см) $^{-1/2}$.

Таким образом, представленные выше эксперименты и их анализ показывают, что методика ТСП позволяет эффективно исследовать влияние сильных электрических полей на энергию ионизации примесных центров в легированном Si при малой его компенсации, т.е. в условиях слабого флуктуационного потенциала. Заметим, что в случае кремниевых ВІВ-детекторов, работающих в сильных электрических полях выше 10^3 В/см, эффект Френкеля-Пула может приводить к заметному сдвигу длины волны отсечки приемника λ_c в длинноволновую область спектра (для Si:В ВІВ-структур согласно полученным данным на величину $\Delta\lambda_c \approx 5$ мкм при $E = 1500$ В/см), а также существенным образом определять его фотоотклик в допороговой области спектра (см. раздел 2.4).

В следующем разделе мы покажем, что эффект, подобный эффекту Френкеля-Пула, имеет место также в примесной зоне ВІВ-структур. Данный эффект удастся наблюдать в отсутствие сквозной прыжковой проводимости при исследовании вольт-амперных характеристик (ВАХ) структур в темновых условиях в динамическом режиме или в стационарных условиях при фотовозбуждении в области ограничения фотоотклика ВІВ-структур прыжковым транспортом.

2.3. Вольт-амперные характеристики ВІВ-структур и эффект Френкеля-Пула в примесной зоне

В ВІВ структурах неомические свойства прыжковой проводимости могут проявляться в следующих экспериментальных условиях. При исследовании вольт-амперных характеристик ВІВ-структур в темновых условиях в динамическом режиме. В этом случае ВАХ определяется емкостным током структуры, связанным с формированием ОПЗ, скорость изменения ширины которого зависит от величины прыжковой проводимости [131*]. При исследовании ВАХ в условиях фотовозбуждения при низких температурах, когда фотоотклик структуры начинает лимитироваться прыжковой проводимостью активного слоя [132*]. Рассмотрим подробнее особенности ВАХ в этих условиях.

2.3.1. Динамические вольт-амперные характеристики Si:As ВІВ-структур в темновых условиях

Проанализируем кинетику тока, протекающего через структуру, при изменении приложенного к ней напряжения V_b (см. рис. 2.1). Далее будем рассматривать ВІВ-структуру на основе n -Si, полагая температуру достаточно низкой, а электрические поля $\leq 10^3$ В/см, чтобы пренебречь термополевой и ударной ионизацией легирующих примесей, а также проводимостью блокирующего слоя. Пусть в некоторый момент времени t при напряжении $V_b(t)$ в активном слое ВІВ-структуры возникла область шириной $w(t)$, обедненная положительно заряженными донорами примесной зоны (отрицательно ионизованными акцепторами для структуры на рис. 2.1). Связь между $w(t)$, электрическим полем в блокирующем слое $E_b(t)$, полем в электронейтральной области активного слоя $E_a(t)$ и внешним напряжением $V_b(t)$ определяется уравнением Пуассона:

$$\begin{aligned} E_b(t) &= E_a(t) + \frac{4\pi e}{\kappa} N_{comp} w(t), \\ w(t) &= -d_b + \left\{ d_b^2 + \frac{\kappa}{2\pi e N_{comp}} [V_b(t) - E_a(t)(d_a + d_b)] \right\}^{1/2}, \end{aligned} \quad (2.29)$$

где N_{comp} – концентрация компенсирующих примесей в активном слое (для n -Si ВІВ структуры $N_{comp} = N_A$). Из условия непрерывности полного тока,

$$J = const = \frac{\kappa}{4\pi} \frac{dE_b}{dt} S = (\sigma_{im} E_a + \frac{\kappa}{4\pi} \frac{dE_a}{dt}) S,$$

используя (2.29), находим величину J

$$J(t) = \frac{\kappa S}{4\pi(d_a + d_b)} \left\{ \frac{dV_b}{dt} + E_a(t) \frac{4\pi\sigma_{im}}{\kappa} [d_a - w(t)] \right\} \quad (2.30)$$

и уравнение, определяющее электрическое поле в электронейтральной области активного слоя:

$$\frac{dE_a}{dt} + \frac{4\pi\sigma_{im}[w(t) + d_b]E_a(t)}{\kappa(d_a + d_b)} - \frac{1}{d_a + d_b} \frac{dV_b}{dt} = 0. \quad (2.31)$$

Здесь S - площадь структуры, а σ_{im} - проводимость по примесной зоне, зависящая, вообще говоря, от величины электрического поля E_a [18].

Уравнения (2.30), (2.31) и выражение (2.29) при известной форме сигнала $V_b(t)$ позволяют в принципе определить существенные параметры ВІВ-структуры по экспериментально измеренной переходной характеристике тока $J(t)$. В частности, при линейном законе изменения напряжения $V_b = \beta t$ ($\beta = const$), когда времена наблюдения $t \geq \kappa(d_a + d_b)/4\pi\sigma_{im}d_b$ и процесс формирования области пространственного заряда протекает квазистационарно [первый член в уравнении (2.31) несуществен]:

$$J(t) = \frac{\kappa\beta S}{4\pi[w(t) + d_b]}, \quad (2.32)$$

где

$$w(t) = -d_b + \left\{ d_b^2 + \frac{\kappa\beta}{2\pi e N_{comp}} t \right\}^{1/2}.$$

Поскольку $J(t)$ есть не что иное, как емкостной ток через ВІВ-структуру, представив зависимость $J(t) \equiv J(V_b/\beta)$ в шоттковских координатах J^2 от V_b , мы должны получить прямую линию, наклон которой определяется величиной

N_{comp} , т.е. концентрацией компенсирующей примеси в активном слое. Очевидно, что при малых V_b зависимость $J^2(V_b)$ должна выполаживаться, так как при $V_b < 0$ в активном слое структуры образуется область, обогащенная ионизованными центрами основной примеси - донорами [для p -Si ВІВ структуры A^- - центрами (рис. 2.1)], ширина которой вследствие большого уровня легирования активного слоя значительно меньше d_b . При этом ток J перестает зависеть от времени, а его величина определяется толщиной блокирующего слоя: $J = \kappa\beta S/4\pi d_b$.

Интересен также нестационарный случай, в частности, отклик структуры при временах наблюдения $t \leq \kappa(d_a+d_b)/4\pi\sigma_{im}d_b$. В этих условиях, как следует из (2.30) и (2.31), форма кривой $J(t)$ существенно зависит от проводимости по примесной зоне, а величина перепада тока ΔJ при изменении знака β определяет величину $(d_a+d_b) = \kappa|\beta| S/2\pi\Delta J$ [см. (2.30)].

Перейдем теперь к анализу экспериментальных динамических ВАХ на примере ВІВ-структур с активным слоем из n -Si, легированного As с концентрацией $7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Площадь структур составляла $7.85 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$. В области температур $4.2 \div 10 \text{ К}$ на структуру подавались пилообразные сигналы напряжения V_b со скоростью нарастания $\beta \approx \pm 10^2 \text{ В/с}$ и регистрировался переходной ток $J(t) \equiv J(V_b)$. Ток и напряжение измерялись электронными цифровыми вольтметрами ЦЦ-300; на вход измерителя тока сигнал поступал от преобразователя ток-напряжение, собранного на операционном усилителе 544 УД1 с временем нарастания переходной характеристики $\approx 10^{-2} \text{ с}$ и чувствительность по току $\approx 10^{-13} \text{ А}$. Управление экспериментом, сбор и обработка данных осуществлялись с помощью персональной ЭВМ; зависимость $J(V_b)$ содержала около 200 экспериментальных точек, причем для увеличения отношения сигнал/шум значения тока в каждой точке усреднялись по 10 измерениям.

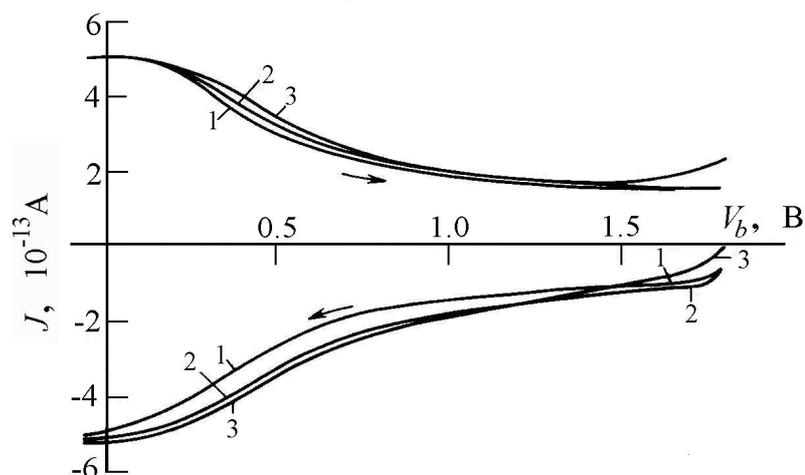


Рис. 2.9. Динамические вольт-амперные характеристики ВІВ-структуры в диапазоне относительно «высоких» температур $T \geq 6$ К при $\beta = \pm 2.4 \cdot 10^{-2}$ В/с. T , К: 1 – 6; 2 – 8; 3 – 10. Стрелками указано направление изменения напряжения на контакте к блокирующему слою V_b .

По характеру наблюдающихся зависимостей $J[V_b(t)]$ исследованный диапазон температур можно разбить на два поддиапазона: «высокотемпературный» ($T \geq 6$ К) и низкотемпературный ($T \leq 6$ К). Типичные кривые $J(V_b)$ для первого поддиапазона представлены на рис. 2.9. Видно, что изменение температуры в этом случае слабо сказывается на зависимостях $J(V_b)$ — они не обнаруживают существенного гистерезиса при изменении знака β [ср. изотермические кривые при $\beta > 0$ (вверху) и $\beta < 0$ (внизу)]. Следовательно, можно заключить, что σ_{im} при этих температурах достаточно велика и реализуется квазистационарный режим формирования ОПЗ. При этом зависимость $J^2 - V_b$ должна описывать прямую линию, выполаживающуюся при малых V_b , с наклоном, определяемым величиной N_{comp} [см. (2.32)]. Эта зависимость приведена на рис. 2.10. Видно, что она очень хорошо отвечает указанным представлениям. Найденные по ней величина N_{comp} и толщина блокирующего слоя d_b составляют $8.3 \cdot 10^{12}$ см⁻³ и 3.8 мкм, соответственно. Прямые измерения профиля распределения легирующей примеси в ВІВ-структуре, выполненные при ее послойном травлении в электролитической ячейке методом вольт-фарадных характеристик (см. вставку на рис. 2.10.), дают

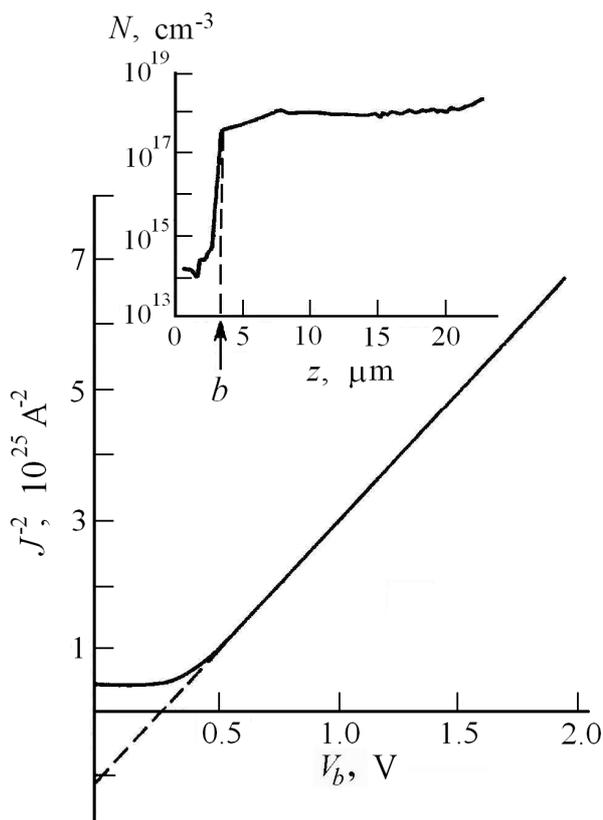


Рис. 2.10. Зависимость $J^2(V_b)$, построенная по данным рис. 2.9 для 8 К. На вставке - профиль распределения донорной примеси в ВІВ-структуре.

оценку $d_b = 3.3$ мкм (начало резкого падения в зависимости $\lg N_D$ при уменьшении z), удовлетворительно согласующуюся с найденной по ВАХ величиной 3.8 мкм. Это дополнительно подтверждает вывод о квазистационарных условиях формирования ОПЗ при $T \geq 6$ К. Экстраполируя линейную часть графика $J^2 - V_b$ до пересечения с осью ординат, находим, что при $V_b = 0$ величина $J^2 < 0$. Этот факт, как легко убедиться, противоречит (2.32). Противоречие, однако, можно устранить, предположив, что блокирующий слой не является электрически нейтральным, а содержит избыточный отрицательный заряд Q_f , обусловленный частичной нейтрализацией ионизированной донорной примеси за счет инжекции электронов из активного слоя. Полагая распределение Q_f по толщине блокирующего слоя однородным, находим в приближении Шоттки $w(t) = -d_b + [d_b^2(1 + Q_f / eN_{comp}) + (\kappa V_b / 2\pi e N_{comp})]^{1/2}$. Следовательно, с учетом присутствия в блокирующем слое избыточного заряда отсекаемая на оси ординат при $V_b = 0$ величина $J^2(0) = (4\pi / \kappa S \beta)^2 d_b^2(1 + Q_f / eN_{comp})$. При $Q_f < 0$, очевидно, $J^2(0)$ может быть < 0 . Подставляя в это выражение величину $J^2(0)$ и найденные выше значения $d_b = 3.8$ мкм и $N_A = 8.3 \cdot 10^{12}$ см⁻³, получаем $Q_f / e = 3 \cdot 10^{13}$ см⁻³. Последняя величина разумно согласуется с предполагаемой концентрацией нейтральных доноров в блокирующем слое: $Q_f / e < N_D$ ($N_D \approx 10^{14}$ см⁻³ (см. вставку на рис. 2.10) и означает, что концентрация акцепторов в блокирующем слое выше, чем в активной области структуры.

Отметим также, что начиная с $T \geq 10$ К при $V_b \geq 1.5$ В (т. е. при среднем электрическом поле в ВІВ-структуре $E > 10^3$ В/см) ток возрастает с напряжением (рис. 2.9); это может быть связано, как отмечалось, с термополевой и ударной ионизациями доноров и/или с увеличением проводимости блокирующего слоя.

При $T < 6$ К характер зависимости $J(V_b)$ радикально изменяется.

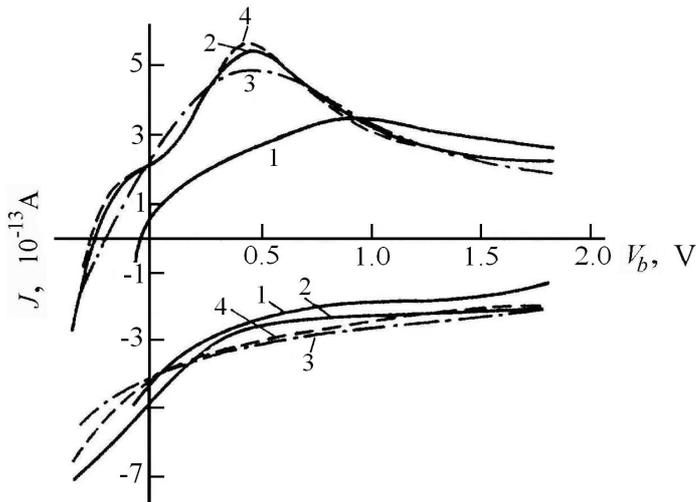


Рис. 2.11. Динамические вольт-амперные характеристики ВІВ-структуры при низких температурах $T \leq 6$ К при $\beta = \pm 4.4 \cdot 10^{-2}$ В/с. T , К: 1 - 4.2, 2 - 5. 3 - зависимость $J(V_b)$, рассчитанная по (2.30) и (2.31) для 5 К. 4 - зависимость $J(V_b)$, рассчитанная по (2.30) и (2.31) с учетом (2.33) для 5 К.

Гистерезис кривых, отвечающих нарастанию и спаду напряжения, непосредственно указывает на нестационарность процессов, протекающих в структуре при изменении напряжения (рис. 2.11). В этом случае по перепаду тока ΔJ , обусловленному изменением знака β , можно найти величину $d_a + d_b = \kappa|\beta|S/2\pi\Delta J = 18$ мкм [см. см. (2.30)]. Эта величина оказывается достаточно близкой к значению, полученному по данным прямых измерений профиля распределения донорной примеси $(d_a + d_b) = 22$ мкм (см. вставку к рис. 2.10).

Нестационарный случай описывают уравнения (2.30) и (2.31). Фигурирующая в них проводимость по примесной зоне σ_{im} определяет максвелловское время релаксации $\tau_M = \kappa/4\pi\sigma_{im}$, которое нетрудно найти подгонкой по этому единственному параметру расчетной зависимости $J(V_b)$ к экспериментальной с использованием (2.30) и (2.31) и ранее найденных значений $(d_a + d_b)$, d_b и N_A . Расчетная кривая $J(V_b)$ лучше всего описывает экспериментальную при $\tau_M = 3$ с, $\sigma_{im} = \text{const} = 3.5 \cdot 10^{-13}$ Ом⁻¹см⁻¹ (рис. 2.11, кривая 3; $T = 5$ К); максимум зависимости $J[V_b(t)]$ отвечает временам

наблюдения $t \approx \tau_M(d_a + d_b)/d_b$ (см. выше), начиная с которых осуществляется постепенный переход к квазистационарному режиму формирования ОПЗ. Однако по виду эти кривые заметно отличаются: на экспериментальной кривой при $\beta > 0$ максимуму тока предшествует точка перегиба. Это может быть следствием увеличения σ_{im} в электронейтральной области ВІВ-структуры в действующих в эксперименте электрических полях E_a . Для учета данного обстоятельства будем считать, что σ_{im} безынерционно следует за изменением E_a . Тогда при расчете $J(V_b)$ можно по-прежнему использовать уравнения (2.30), (2.31). Зависимость $\sigma_{im}(E)$ получена в [133, 134]:

$$\sigma_{im}(E_a) \cong \sigma_{im}(0) \exp\left(-\frac{\varepsilon_3}{k_B T}\right) \exp\left[\frac{\alpha}{k_B T} \sqrt{\frac{4e^3 E_a}{\kappa}}\right], \quad (2.33)$$

где $\sigma_{im}(0)$ - проводимость по примесной зоне в пределе слабого электрического поля, $\varepsilon_3 = 0.99e^2 N^{1/3} / 4\pi\kappa$ - энергия активации прыжковой проводимости ($N = N_D$ - уровень легирования) [3], $\alpha=0.69$ — постоянный коэффициент. Рассчитанная на основе (2.30), (2.31), (2.33) с использованием двух подгоночных параметров $\tau_M^0 = \kappa/4\pi\sigma_{im}(0)$ и α зависимость $J(V_b)$ также представлена на рис. 2.11 (кривая 4). Очевидно удовлетворительное согласие экспериментальных и расчетных данных как при $\beta > 0$, так и при $\beta < 0$ при $\tau_M^0 = 35$ с ($\sigma_0 = 3 \cdot 10^{-14}$ Ом⁻¹см⁻¹) и $\alpha = 0.35$. Поэтому точку перегиба на экспериментальной зависимости $J(V_b)$ следует трактовать как точку перехода от режима релаксации тока $\sigma_{im} = \sigma_0 = \text{const}$ к режиму релаксации, в процессе которой σ_{im} возрастает со временем наблюдения. Заметим, что полученный коэффициент $\alpha \approx 0.35$ в 2 раза меньше значения α , полученного в [133] в рамках развитой теоретической модели. Однако экспериментальные значения параметра α по данным [133] также меньше (в 2-3 раза) расчетной его величины, что пока не нашло удовлетворительного объяснения.

Таким образом, модель возрастания σ_{im} в электрическом поле, основанная на полевым разрушении корреляций (I-комплексов) в пространственном расположении ионизованных доноров и акцепторов [133], в целом

удовлетворительно позволяет описать динамические ВАХ ВІВ-структур в области $T < 6$ К.

2.3.2. Вольт-амперные характеристики ВІВ-структур в режиме ограничения фотоотклика прыжковым транспортом

Рассмотрим теперь ВАХ ВІВ-структур при подсветке в режиме ограничения их фотоотклика прыжковой проводимостью, который достигается при уменьшении температуры и увеличении интенсивности ИК фотовозбуждения [132*].

Исследовались ВІВ структуры на основе Si:B (см. рис. 2.1), полученные методом газофазной эпитаксии, с концентрацией бора в активном слое $N_A \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [135]. Технология приготовления структур [135] подобна той, детали которой подробно описаны в [136*]. Толщины блокирующего (d_b) и активного (d_a) слоев составляли 3 и 17 мкм, соответственно; площадь структур $S = 2 \times 2 \text{ мм}^2$. Концентрация компенсирующих доноров $N_D \approx 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ в образцах определялась из измерений емкостного тока в темноте при линейно изменяющемся напряжении смещения [131*]. Структуры вместе с источником ИК подсветки (полупроводниковым $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ -лазером с длиной волны излучения $\lambda = 5.5 \text{ мкм}$) размещались в малогабаритной ячейке, которая погружалась в сосуд Дьюара с жидким гелием (см. раздел 2.2 и [108*]). Напомним, что данное устройство обеспечивает возможность исследования фотопроводимости в широком диапазоне изменения потока падающего ИК излучения от $\sim 10^9$ до $\sim 10^{15}$ фотон/см²с [108*].

Анализировались ВАХ при отрицательных значениях потенциала V_b контакта к блокирующему слою структуры, что отвечает рабочему режиму p -Si ВІВ фотоприемника (см. зонную диаграмму структуры во внешнем электрическом поле, приведенную на рис. 2.1б). При исследовании ВАХ было замечено [132*], что в условиях проявления ударной ионизации примесей, отвечающих области резкого увеличения тока J , заметный вклад в J дает темновая проводимость особенно при температурах $T > 7$ К. Для выделения

фотоэлектрической составляющей тока ВАХ регистрировались в цифровом виде в темновых условиях и при подсветке, а затем находилась их разность. Кроме того, значения тока в каждой экспериментальной точке измерялись относительно “нулевого” тока, отвечающего напряжению смещения $V_b = 0$. Этим обеспечивалась компенсация составляющих тока, обусловленных присутствием различного рода э.д.с. и, в частности, фото-э.д.с., связанной с особенностями зонной структуры ВІВ-детекторов [137*-139*].

Полевые зависимости фототока, полученные при различных температурах и интенсивностях подсветки, приведены на рис. 2.12 и 2.13. При температурах ниже 6 К (рис. 2.12а) и малых напряжениях смещения ($|V_b| < 0.5$ В) кривые ВАХ имеют пороговый характер, другими словами, с понижением температуры область максимального (линейного) роста фототока смещена по оси напряжений на некоторую величину $V_t \neq 0$ (см. рис. 2.12а). Отметим, что чем ниже температура, тем больше значение V_t . Пороговое напряжение возрастает также с увеличением интенсивности подсветки (рис. 2.13). Кроме того, видно,

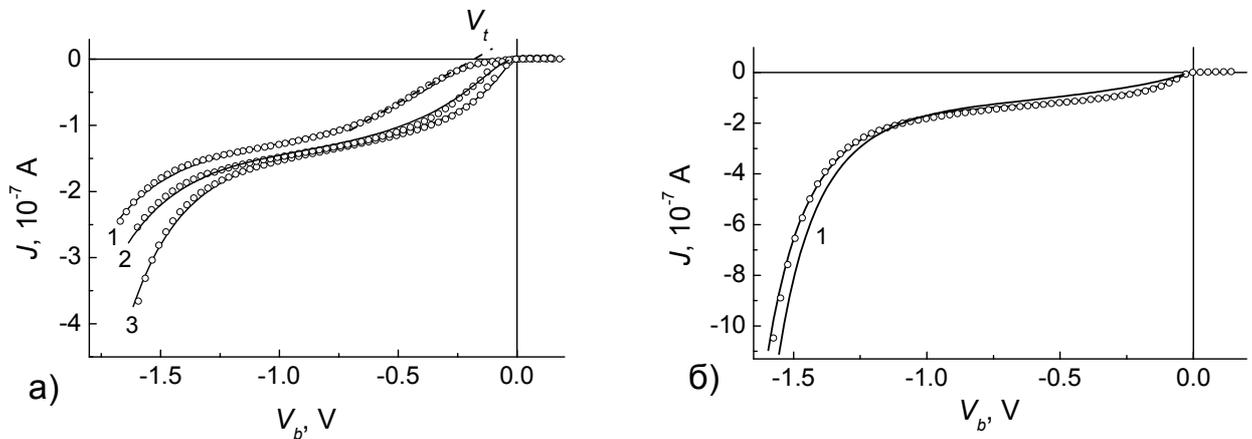


Рис. 2.12. а) Вольт-амперные характеристики Si:B ВІВ структуры при температурах: $T = 5.2$ К (1); 6.5 К (2); 7.5 К (3) Интенсивность излучения $\Phi = 2.8 \cdot 10^{13}$ фотон/см² с. (о – эксперимент, сплошная линия – расчет). V_t - пороговое напряжение.
б) Вольт-амперные характеристики Si:B ВІВ структуры при температуре $T = 8.5$ К и уровне излучения $\Phi = 2.8 \cdot 10^{13}$ фотон/см² с. (о – эксперимент, сплошная линия – расчет). Кривая (1) – получена в приближении однородного поглощения излучения.

что при больших напряжениях $|V_b| \approx 1$ В значения фототока при различных температурах практически совпадают. При этом на всех кривых наблюдается область насыщения, причем это насыщение заметно более сильное, чем следует из результатов расчета полевых зависимостей fotocувствительности ВІВ структур, полученных в [8] (ср., например, с данными рис.6 из [8]).

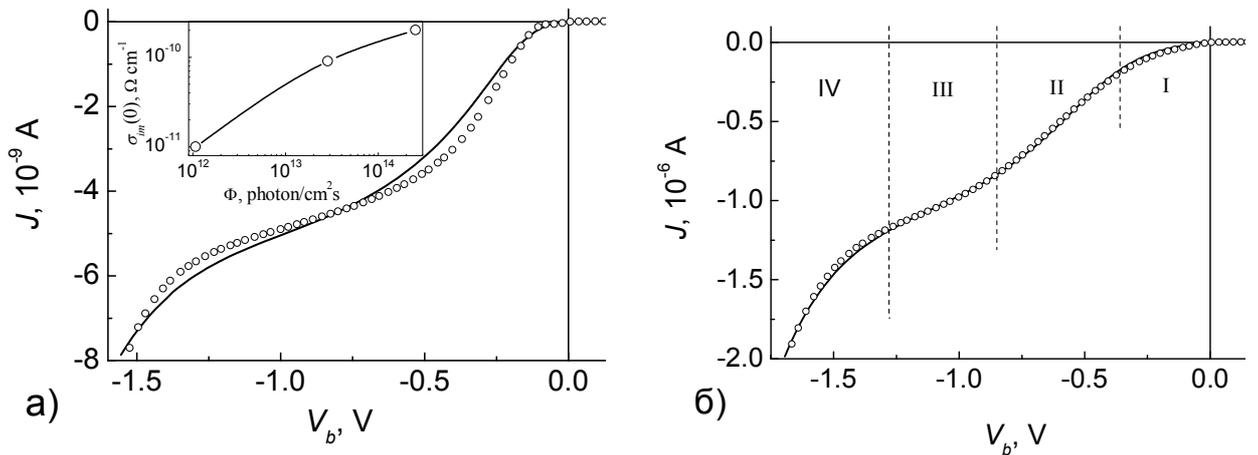


Рис. 2.13. а) Вольт-амперные характеристики Si:B ВІВ структуры при температуре $T = 5.2$ К и уровне излучения $\Phi = 1.1 \cdot 10^{12}$ фотон/см² с (о – эксперимент, сплошная линия – расчет). На вставке - зависимость прыжковой проводимости в слабом поле $\sigma_{im}(0)$ от интенсивности возбуждающего излучения Φ .
 б) Вольт-амперные характеристики Si:B ВІВ структуры при температуре $T = 5.2$ К и уровне излучения $\Phi = 2.5 \cdot 10^{14}$ фотон/см² с (о – эксперимент, сплошная линия – расчет). Пунктирными линиями разделены области: экспоненциального (I), линейного (II), сублинейного (III) изменения фототока от напряжения смещения. Область (IV) - отвечает ударной ионизации примесей.

Из анализа данных рис. 2.12 и 2.13. следует, что ВАХ приобретают пороговый характер с понижением температуры, когда проводимость по примесной зоне σ_{im} достаточно мала. Рост порогового напряжения с увеличением интенсивности подсветки также указывает на то, что фотоотклик структуры в этих условиях ограничивается проводимостью по примесной зоне. Вместе с тем, факт совпадения значений фототока при различных температурах и больших напряжениях V_b свидетельствует о сильном изменении σ_{im} с ростом электрического поля.

Покажем на примере упрощенной модели ВІВ структуры, что отмеченные выше особенности ВАХ действительно могут иметь место в условиях ограничения фотоотклика прыжковой проводимостью. Для этого воспользуемся выражениями (2.5)-(2.7), определяющими плотность фототока, протекающего через структуру [8]:

$$j = M_g(w)j_p(w) + e \int_0^w G(x)M_g(x)dx, \quad (2.6)$$

$$M_g(x) = \exp\left(\int_0^x \xi(x')dx'\right),$$

$$\xi(x) = \sigma_I N_A \exp[-E_c / E(x)].$$

Ширину области пространственного заряда w найдем из уравнения Пуассона с учетом падения напряжения в электронейтральной области [как это сделано при описании динамических ВАХ ВІВ-структур; см. (2.29)]:

$$w = -b + \left\{ b^2 + \frac{\kappa}{2\pi e N_D} [V_b - E_a(d_a + d_b)] \right\}^{1/2}, \quad (2.34)$$

где электрическое поле в электронейтральной области E_a связано с плотностью полного тока уравнением непрерывности:

$$E_a = j / (\sigma + \sigma_{im}). \quad (2.35)$$

Здесь $\sigma = j_p / E_a = e\mu\tau G(w)$ - дырочная проводимость в электронейтральной области (μ , τ - подвижность и время жизни дырок, соответственно).

Уравнения (2.5)-(2.7), (2.34) и (2.35) можно решить аналитически относительно j в отсутствие эффектов ударной ионизации примесей, при однородном поглощении излучения в условиях, когда выполняется неравенство $b^2 \gg (\kappa/2\pi e N_D)[V_b - E_a(d_b + d_a)]$. Разлагая правую часть (2.34) в ряд, с использованием (2.6) и (2.35) имеем [132*]:

$$j \cong (\sigma_{im} + \sigma) [V_b / (d_a + d_b)] \left[1 + \frac{4\pi\sigma_{im}N_D d_b}{\kappa G(d_b + d_a)} \right]^{-1}. \quad (2.36)$$

Предположим, что проводимость σ_{im} при малых напряжениях V_b достаточно мала так, что второй член в квадратных скобках (2.36) $4\pi\sigma_{im}N_D d_b / \kappa G(d_b + d_a) \ll 1$. В этом случае

$$j \cong (\sigma_{im} + \sigma)[V_b / (d_b + d_a)], \quad (2.37)$$

и можно ожидать, что зависимость $J(V_b)$ будет целиком определяться поведением σ_{im} от электрического поля. Действительно, при достаточно высоком уровне легирования в p -Si ($\geq 10^{16}$ см⁻³) произведение $\mu\tau$ и, соответственно, проводимость дырок σ практически не зависят от электрического поля E вплоть до ≈ 100 В/см [57]. К тому же, при малой степени компенсации время жизни дырок, в силу эффектов непрямого их захвата на нейтральные акцепторы, может достигать рекордно малых величин, меньших времени энергетической релаксации $\tau_\varepsilon \sim 10^{-10}$ с [83]. Оценка показывает, что в этих условиях при умеренных потоках падающего излучения $\Phi \sim 10^{13}$ фотон/см²·с величина $\sigma \leq 10^{-11}$ Ом⁻¹см⁻¹ и может оказаться заметно меньше, чем σ_{im} , если исходить из данных по прыжковой проводимости [133]. С другой стороны, σ_{im} в области активационной проводимости изменяется с E по экспоненциальному закону согласно (2.33). Очевидно, что аналогичным образом в рассматриваемой ситуации изменяется и фототок $j \propto \sigma_{im}$ с изменением V_b . Такое поведение, однако, будет иметь место до тех пор, пока величина $4\pi\sigma_{im}N_D d_b / \kappa G(d_b + d_a)$ не станет равной 1 (см. (2.36)). При дальнейшем увеличении V_b прыжковая проводимость перестает лимитировать фотоотклик; соответственно производная dj/dV_b достигает максимума, а зависимость $j(V_b)$ становится линейной:

$$j = V_b G \kappa / 4\pi N_D d_b. \quad (2.38)$$

Наконец отметим, что в структурах с достаточно большим уровнем легирования и малой концентрацией компенсирующих примесей возможен переход от линейной зависимости $J(V_b)$ типа (2.38) к сублинейной. Обусловлен он тем, что в этом случае при некоторых значениях напряжения V_b ширина ОПЗ начинает заметно превышать толщину блокирующего слоя и глубину

поглощения излучения $l = (\sigma_{ph}N_A)^{-1}$. Однако поля, в которых это происходит оказываются ещё недостаточными для ударной ионизации примесей. Пренебрегая отражением излучения от фронтального и тыльного контактов ВІВ-структуры, для темпа генерации из (2.3) имеем: $G(x) = \sigma_{ph}N_A\Phi \exp(-x\sigma_{ph}N_A)$. При этом, как следует из (2.6):

$$j \cong e\Phi[1 - \exp(-w/l)] \cong e\Phi \left[1 - \exp\left(-\sigma_{ph}N_A \sqrt{\frac{\kappa V_b}{2\pi e N_D}}\right) \right], \quad (2.39)$$

т.е. при $w \geq (\sigma_{ph}N_A)^{-1}$ фототок практически не зависит от V_b .

Таким образом, в соответствие с (2.36)-(2.39) и (2.33), в зависимости $j(V_b)$ в общем случае могут проявляться области экспоненциального, линейного и сублинейного изменения j при увеличении V_b . Последняя, при достижении критического поля ударной ионизации примесей, очевидно, должна сменяться областью резкого нарастания фототока. В целом, именно такой характер поведения ВАХ наблюдается в эксперименте (на рис.2.13б указанные области разделены пунктирными линиями). Это послужило основанием для разработки численного алгоритма расчета ВАХ ВІВ структур с использованием приведенных выше соотношений (2.5)-(2.7), (2.33)-(2.35) и (2.39).

Расчётные ВАХ представлены на рис. 2.12 и 2.13 сплошными линиями. Расчет выполнен при фиксированных параметрах: $N_D = 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $d_b = 3 \text{ мкм}$, $d_a = 17 \text{ мкм}$, $\mu\tau = 10^{-7} \text{ см}^2/\text{В}$ и $\varepsilon_3 = 8 \text{ мэВ}$ (оценки $\mu\tau$ и ε_3 получены на основании данных по времени жизни [57,83], прыжковой проводимости [133,134] и подвижности носителей заряда [76*,85] в легированном слабокомпенсированном Si). Остальные параметры находились путем подгонки расчетных зависимостей $j(V_b)$ к экспериментальным. Подгонка осуществлялась в несколько этапов по методу наименьших квадратов. На первом этапе анализировались кривые $j(V_b)$ при достаточно высоких температурах (рис. 2.12б), при которых фотоотклик ВІВ структуры не лимитирован проводимостью по примесной зоне. Вначале в области малых напряжений смещения $0 \leq V_b \leq 0.8 \text{ В}$ по ВАХ определялись поток падающих фотонов Φ и

глубина поглощения излучения l . Для всех кривых величина l составила ≈ 8 мкм в пределах 5 %. Учитывая, что сечение фотоионизации бора в Si $\sigma_{ph} \approx 10^{-15}$ см² (при энергии квантов ≈ 200 мэВ) [75], найден уровень легирования активного слоя $N_A \approx 1.3 \cdot 10^{18}$ см⁻³, который оказался близким к технологически заданному $N_A \approx 10^{18}$ см⁻³. На рис. 2.12б приведена также кривая (1), рассчитанная в приближении однородного поглощения излучения. Видно, что качество описания экспериментальной зависимости в этом случае заметно хуже.

Затем, по нарастающей ветке кривой $j(V_b)$ ($V_b \geq 1$ В), с использованием полученных значений Φ и l , были найдены критическое поле ударной ионизации $E_c = 9 \cdot 10^3$ В/см и произведение $\sigma_I N_a = 6 \cdot 10^6$ см⁻¹, что соответствует сечению ударной ионизации примесей $\sigma_I = 4.6 \cdot 10^{-12}$ см². Отметим, что значения

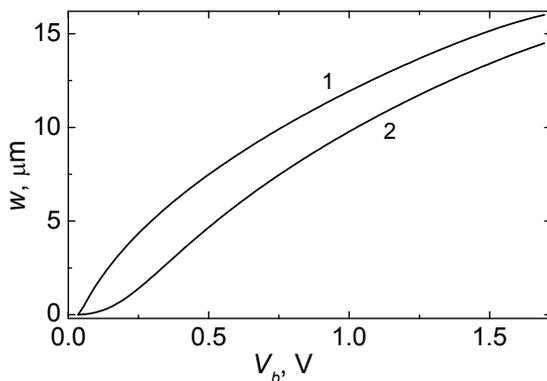


Рис. 2.14. Зависимость ширины области пространственного заряда w от напряжения смещения V_b при различных температурах: $T = 8.5$ К (1); 5.2 К (2) Интенсивность излучения $\Phi = 2.8 \cdot 10^{13}$ фотон/см² с.

σ_I и E_c в нашем случае оказываются выше в сравнение с данными, приведенными, например, в [8]: $E_c = 7 \cdot 10^3$ В/см и $\sigma_I = 1.6 \cdot 10^{-13}$ см²). Во-первых, завышенное значение E_c может быть связано с более высоким уровнем легирования исследуемых ВІВ структур и, соответственно, меньшими значениями подвижности носителей. Во-

вторых, при $V_b \approx 1.5$ В ширина ОПЗ становится сравнимой с толщиной активного слоя. Данное обстоятельство иллюстрирует рис. 2.14, где приведены расчетные зависимости $w(V_b)$ при различных температурах и фиксированной интенсивности излучения $\Phi = 2.8 \cdot 10^{13}$ фотон/см² с. При $V_b = 1.5$ В и $T = 8.5$ К величина w достигает 15 мкм. В этих условиях может оказаться существенной

инжекция дырок из тыльного контакта, усиливающая эффекты ударной ионизации примесей, что в свою очередь должно приводить к завышению σ_j .

После нахождения параметров Φ , l , E_c и $\sigma_l N_a$ анализировались низкотемпературные кривые $j(V_b)$ (рис. 2.12а и 2.13). Для их описания фактически необходимо было определить всего лишь один параметр $\sigma_{im}(0)$ -проводимость в слабом поле. Требовалась также незначительная коррекция величины E_c в сторону её увеличения при описании нарастающей ветки кривой $j(V_b)$. При $T = 5$ К значение E_c составляет $1.07 \cdot 10^4$ В/см; параметр $\sigma_l N_a$ при этом не варьировался. Как явствует из рис. 2.12а, эффекты ударной ионизации примесей с понижением температуры ослабляются, что объясняется ограничением фотоотклика прыжковой проводимостью и уменьшением в этих условиях ширины ОПЗ (см. рис. 2.14, кривая 2).

Представляет интерес зависимость $\sigma_{im}(0)$ от интенсивности возбуждения Φ (см. вставку на рис. 2.13а). Данные, представленные на рис. 2.13а, свидетельствуют о том, что прыжковая проводимость в условиях подсветки монотонно растет, испытывая насыщение при $\Phi > 10^{13}$ фотон/см²с. Естественно было бы связать такое поведение с разрушением корреляций пространственного расположения ионизованных доноров и акцепторов (в терминологии [3] “1”-комплексов) при фотовозбуждении [46,47]. Действительно, согласно [3] практически все ионизованные акцепторы (центры захвата для дырок) выморожены в “1”-комплексы, т.е. находятся вблизи (на среднем межпримесном расстоянии) от положительно заряженных доноров. При этом фотодырки будут в основном захватываться на центры рекомбинации, связанные в комплексы. Соответственно, число отрицательно заряженных изолированных акцепторов будет возрастать (вытекает из условия электронейтральности) [46], обеспечивая тем самым дополнительное увеличение прыжковой проводимости. С другой стороны, представления об эффекте Френкеля-Пула в примесной зоне [133] также предполагают увеличение прыжковой проводимости в равновесных условиях за счет разрушения “1”-комплексов из-за понижения их энергии связи в электрическом

поле. Казалось бы, что чем выше уровень подсветки, тем теория [133] хуже должна описывать ВАХ ВІВ структур. На самом же деле точность подгонки расчетных кривых $j(V_b)$ к экспериментальным существенно лучше при больших уровнях подсветки (ср. кривые на рис. 2.13а и б). Это наводит на мысль о существовании дополнительного механизма возникновения пространственной корреляции зарядов на примесях в неравновесных условиях. Известно, в частности, что при фотовозбуждении могут возникать комплексы (A^+-A^-) (см. [9] и главу 1), подобные “1”-комплексам, вследствие установления корреляции в пространственном расположении между дырками, захваченными в локализованные состояния щели Мотта-Хаббарда, и отрицательно заряженными акцепторами. По-видимому, с образованием таких комплексов и связан как рост прыжковой проводимости при подсветке, так и её сильное изменение в электрическом поле.

Таким образом, представленные выше результаты показывают, что ВІВ-структуры являются достаточно удобными модельными объектами для изучения эффектов сильного поля в прыжковой проводимости слабокомпенсированных полупроводников с высоким уровнем легирования в условиях примесного фотовозбуждения. В отличие от обычных объемных образцов, где доминирующую роль в неравновесных условиях играет проводимость по примесной $D^-(A^+)$ зоне (верхней зоне Хаббарда) [51*,83], в ВІВ структурах рассмотренные выше особенности ВАХ преимущественно определяются прыжковым переносом по основным состояниям примесей - нижней зоне Хаббарда.

В следующем разделе мы рассмотрим особенности спектрального отклика Si:В ВІВ-структур в сильных электрических полях, инициирующих значительный рост фотопроводимости структур при энергиях квантов, заметно меньших энергии ионизации примесей бора $\varepsilon_a = 44.39$ мэВ [136*].

2.4. Фототермополевая ионизация примесей бора в Si:B ВІВ-структурах

Ярким примером примесной фотопроводимости при энергиях квантов $h\nu < \varepsilon_a$, является ПФП на основе механизма фототермической ионизации (ФТИ) примесей впервые исследованного Лифшицем и Коганом [140], который включает стадии оптического перехода носителя из основного в возбужденное состояние центра и последующего его термического возбуждения из этого состояния в свободную зону с участием фонона. В полупроводниках с малым содержанием примесей ($< 10^{14} \text{ см}^{-3}$) спектр ПФП в этих условиях имеет вид узких линий и используется для анализа химического состава примесей в материале при их содержании вплоть до 10^8 см^{-3} [120]. В случае кремния спектр фототермической ионизации примесей наблюдается при относительно высоких температурах (выше 20 К). Однако, в сильных электрических полях удается наблюдать линейчатый спектр в фотопроводимости типа ФТИ при заметно меньших температурах. В частности, в [141] наблюдали возникновение ПФП с линейчатым спектром в Si:P в области $h\nu < \varepsilon_a$ при температуре $T = 1.5 \text{ К}$ в полях 100-500 В/см, где он связывался с прыжковой проводимостью по возбужденным уровням примесных центров. Другим часто используемым механизмом для объяснения «возгорания» линейчатого спектра ПФП является механизм ударной ионизации оптически возбужденных атомов примеси горячими носителями тока ([142], см. также [143] и ссылки там). В [143] развита модель фотополовой ионизации примесей, позволяющая объяснить эксперименты [141], в которой оптически возбужденный носитель непосредственно туннелирует в состояния разрешенной зоны.

Трудности изучения особенностей механизма ПФП линейчатого типа в объемных полупроводниках с повышенным уровнем легирования при $h\nu < \varepsilon_a$ очевидно связаны с заметной темновой проводимостью, разогревом носителей заряда и ударной ионизации примесей, а также «пробойными» нестабильностями, связанными, в том числе, с особенностями прыжковой проводимости в сильных электрических полях [134]. ВІВ - структуры обладают в сильных полях (до 7 кВ/см) существенно меньшей темновой проводимостью

в сравнении с объемными фотопроводниками. При этом ударная ионизация примесей в ВІВ-структурах не сопровождается появлением дополнительных шумов [95]. По этой причине данные объекты достаточно привлекательны для изучения эффектов сильного поля, в том числе при энергиях квантов, меньших энергии ионизации примесей [136*].

2.4.1. Образцы

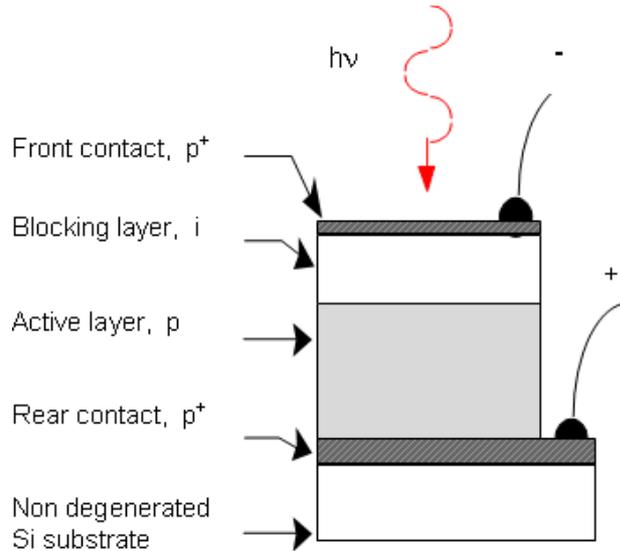


Рис. 2.15. Si:B ВІВ-структура. Фронтальный контакт - $p^+ = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (толщина $d_+ = 0.1 \text{ мкм}$); блокирующий слой - $N_A < 5 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ($d_b = 3 \text{ мкм}$); активный слой - $N_A = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ($d_a = 6 \text{ мкм}$); тыльный контакт - $p^+ \geq 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ($d_+ = 1.5 \text{ мкм}$).

В [136*] исследовались ВІВ структуры на основе Si:B (см. рис. 2.15), полученные методом газовой фазной эпитаксии, с концентрацией бора в активном слое $N_A \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Структуры подобны тем, что рассмотрены в разделе 2.3.2 (см. также [132*]), однако содержали существенно больше компенсирующих доноров ($N_D \approx 2.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$) в активном слое, толщина которого $d_a = 6 \text{ мкм}$. Концентрация бора в блокирующем слое структур не превышала $5 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$, а его толщина $d_b = 3 \text{ мкм}$. Фронтальный (полупрозрачный) и тыльный контакты имели толщину $d_+ = 0.1$ и 1.5 мкм и уровень легирования $p^+ = 10^{19}$ и $\geq 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, соответственно.

Структуры были выращены в кластерном реакторе на p -Si подложках при пониженном давлении (20 Торр) и температуре (850 °C). В качестве химически

активного газа использовался моносилан SiH_4 , разбавленный в чистом H_2 , с добавкой B_2H_6 для легирования. Условия роста были оптимизированы для получения резких границ раздела между слоями. Толщины слоев и их состав были изучены методом масс-спектропии вторичных ионов.

Для исследований ПФП с использованием фотолитографии были изготовлены образцы площадью $S = 2 \times 2 \text{ мм}^2$ в виде мезоструктур (рис. 2.15). Омические контакты создавались путем напыления пленки Al толщиной 0.8 мкм, которая подвергалась отжигу при $450 \text{ }^\circ\text{C}$ в течение 30 мин.

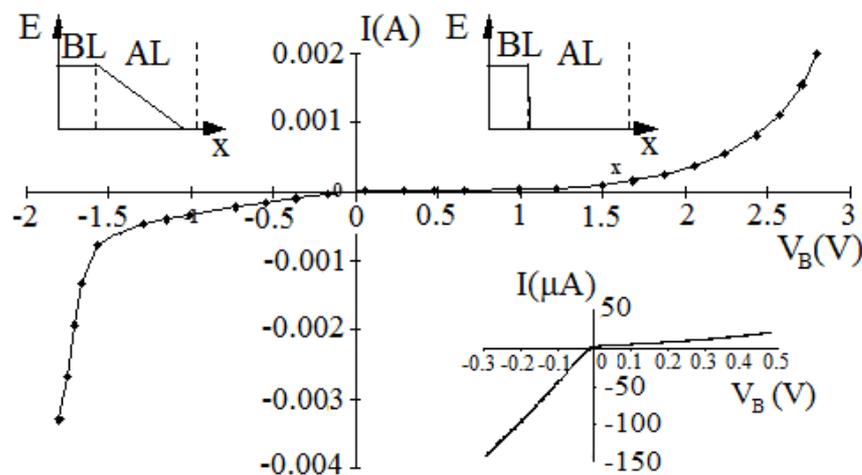


Рис. 2.16. Вольт-амперные характеристики Si:B BIV структуры, полученные при $T = 9 \text{ K}$ в условиях сильного фона, поступающего от Фурье спектрометра.

На верхних вставках показано распределение полей при положительных и отрицательных напряжениях смещения V_b . BL и AL – блокирующий и активный слои структуры, соответственно. Нижняя вставка демонстрирует ВАХ в увеличенном масштабе.

Вольт-амперная характеристика Si:B BIV-структуры, полученная при $T = 9 \text{ K}$ в условиях сильного фона, поступающего на образец от теплых частей криостата и Фурье спектрометра, показана на рис. 2.16. ВАХ имеет диодный вид – значения тока при положительном потенциале блокирующего слоя ($V_b > 0$) существенно меньше, чем при отрицательном смещении ($V_b < 0$). По этой причине мы далее будем называть положительное напряжение смещения «обратным», а отрицательное – «прямым». Столь большую разницу в токах легко понять, если учесть, что при $V_b > 0$ поле в активной области структур будет экранироваться отрицательно ионизованными акцепторами с концентрацией N_A (при $V_b < 0$ положительно заряженными донорами с

концентрацией $N_D \ll N_A$; см. рис. 2.1). Заменяя в выражении (2.2) для ширины ОПЗ N_D на N_A , получим:

$$w = -d_b + \sqrt{d_b^2 + (\kappa / 2\pi\epsilon N_A)V_b} \approx \frac{\kappa}{4\pi\epsilon N_A} \left(\frac{V_b}{d_b} \right). \quad (2.40)$$

В этом случае $w \ll d_b$ и величина w с хорошей точностью определяется формулой обычного плоского конденсатора. При $V_b = +1.5$ В из (2.40) найдем $w \approx 0.3$ нм, тогда как при $V_b = -1.5$ В величина $w \approx 1$ мкм, т.е. в 3000 раз выше. Другими словами, при $V_b > 0$ поле практически целиком падает в блокирующем слое ВВ-структуры, в котором концентрация бора достаточно мала и, соответственно, мал и фотоотклик структуры. Распределение полей при положительных и отрицательных напряжениях смещения на структуре иллюстрируется на вставках к рис. 2.16.

2.4.2. Спектральные особенности фотоответа

Измерения спектра примесной фотопроводимости выполнены с использованием Фурье спектрометра Bruker IFS 113 и проточного гелиевого криостата Oxford Instrument CF 1204 в диапазоне температур $T = 5 - 15$ К в условиях фона комнатной температуры, поступающего от спектрометра и теплых частей криостата [136*]. Измеренные спектры не нормировались на аппаратную функцию, поскольку было установлено, что в интересующем диапазоне энергий квантов $h\nu < \epsilon_a = 44.39$ мэВ (соответствует волновому числу $K_W \approx 360$ см⁻¹) эта функция является монотонной. Разрешение при анализе спектров составляло 0.1 см⁻¹.

Спектры ПФП для $V_b = +1.3$ и -1.3 В при $T = 9$ К приведены на рис. 2.17. При прямом смещении наблюдается широкополосный фотоотклик, величина которого существенно превышает величину сигнала для обратного смещения, причем нижняя граница отклика в этом случае простирается до ≈ 200 см⁻¹ (25 мэВ), т.е. энергий заметно меньших энергии ионизации примесей бора. (Заметим, что аналогичное поведение спектра наблюдается в пленочном фотопроводнике Si:B с $N_A \approx 10^{18}$ см⁻³, выращенном без блокирующего слоя

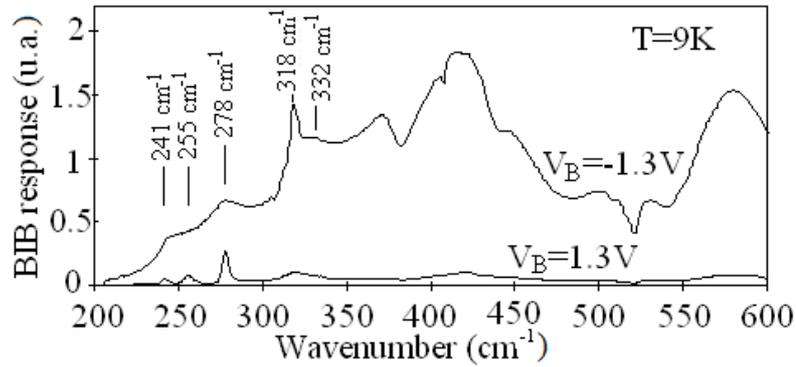


Рис. 2.17. Спектр примесной фотопроводимости Si:B VIB-структуры при $T = 9\text{ K}$ и напряжении смещения $V_b = \pm 1.3\text{ В}$.

[136*]). Для обратного напряжения смещения спектр представляет собой серию пиков, расположенных при энергиях заметно меньших $\varepsilon_a = 44.39\text{ мэВ}$, которые также проявляются при прямом смещении на фоне широкополосного отклика. Всего в спектрах удается разрешить 5 пиков при 241, 255, 278, 318 и 332 см^{-1} , которые показаны для различных положительных (обратных) и отрицательных напряжений смещения V_b при $T = 9\text{ K}$ на рис. 2.18а и б, соответственно. Исходя

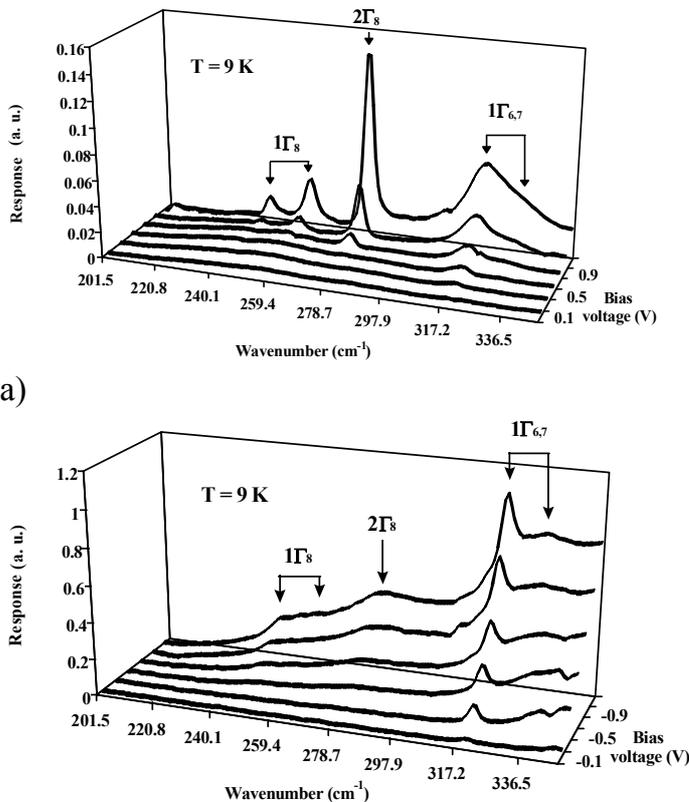


Рис. 2.18. Спектры фототовета Si:B VIB-структуры, полученные при $T = 9\text{ K}$ для различных обратных (а) и прямых (б) напряжений смещения

из данных по ФТИ спектроскопии примесей в полупроводниках [120, 140], эти пики были идентифицированы как переходы из основного в возбужденные состояния $1\Gamma_8$, $2\Gamma_8$ и $1\Gamma_{7,6}$ атомов бора в Si (см. таблицу 2.1). При этом мы учли возможные механические напряжения в структуре, которые приводят в нашем случае к расщеплению $1\Gamma_8$ и $1\Gamma_{7,6}$ состояний на 14 см^{-1} . Причиной напряжений является высокий уровень легирования активного и контактного слоев структуры и его резкое

уменьшение при переходе к блокирующему слою. Как известно, при замещении атомов кремния атомами бора постоянная решетки Si сокращается, что приводит к сжатию соседнего (в нашем случае блокирующего) слабо легированного слоя [144]. Между тем, уровень $2\Gamma_8$ практически не подвержен расщеплению [145] и потому в исследованных структурах его положение хорошо совпадает с энергией оптического перехода для слабо легированных образцов Si:B (см. таблицу 2.1).

Таблица 2.1. Наблюдаемые энергии пиков в сравнении с известными энергиями оптических переходов из основного в возбужденные состояния атомов бора в Si [120,140]

Энергии пиков (см^{-1})	Переходы		
	Конечное состояние	Энергия перехода (см^{-1})	Сила осциллятора ($\times 10^{-3}$)
241 255	$1\Gamma_8$	244.9	17.5
278	$2\Gamma_8$	278.2	64.3
	$3\Gamma_8$	309.3	5.3
318 332	$1\Gamma_7$ $1\Gamma_6$	319.3 319.9	62.3 62.3

Заметим, что линейчатый спектр ПФП при $h\nu < \varepsilon_a$ проявляется пороговым образом (рис. 2.18). Пороговое напряжение возрастает с увеличением энергетической глубины возбужденного состояния ε_{ex} и уменьшением температуры. При этом линейчатый спектр удается наблюдать вплоть до $T \approx 5\text{K}$. Выше порогового напряжения амплитуда пиков возрастает с увеличением V_b и затем насыщается. Отметим также, что переход в $3\Gamma_8$ состояние не проявляется в нашем случае в силу малой его силы осциллятора (см. таблицу 2.1).

Наконец обратим внимание на необычное поведение ширины пиков в спектрах ПФП для обратного и прямого напряжений смещения (рис. 2.18а и б). В случае обратного напряжения смещения (рис. 2.18а) наиболее уширены переходы в высоковозбужденные состояния $1\Gamma_{7,6}$ (энергия связи $\varepsilon_{ex} \approx 4.7$ и 4.5 мэВ [120]), а переходы в глубокие $1\Gamma_8$ и $2\Gamma_8$ состояния ($\varepsilon_{ex} \approx 14$ и 10 мэВ, соответственно) являются относительно узкими, что представляется естественным (см. Обсуждение). Однако для прямого смещения ситуация обратная – наиболее уширенными являются глубокие состояния.

2.4.3. Обсуждение результатов эксперимента

Рассмотрим вначале случай обратных (положительных) напряжений смещения. В этом случае, как показано выше, все напряжение падает на блокирующем слое. Поэтому линейчатый спектр ПФП практически целиком определяется блокирующим слоем, концентрация бора в котором $< 5 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$. При таких концентрациях ($< 10^{14} \text{ см}^{-3}$) ширина линий в ФТИ спектрах примесей в Si обычно составляет около 10^{-2} см^{-1} [120,140], что на два порядка меньше, чем наблюдаемая в нашем случае ширина пиков для переходов $1\Gamma_8$ и $2\Gamma_8$ ($\sim 4 \text{ см}^{-1}$). В этой ситуации разумно предположить, что основной вклад в линейчатый спектр ПФП дает переходная область между активным и блокирующим слоем (и/или между блокирующим слоем и фронтальным контактом), в котором эффективная концентрация примесей N_A^s достаточно велика для заметного уширения возбужденных состояний. С другой стороны, в этой области величина N_A^s уже мала для существенного подавления прыжковой проводимости (для объемного Si:B $N_A \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$ [3, 4, 82, 133]). Величина фотоотклика от переходной области определяется произведением $N_A^s d_t$ [d_t – толщина данной области; см. (2.12)]. При $d_t \approx 0.1 \text{ мкм}$ $N_A^s d_t \gg N_A^b d_b$ ($N_A^b < 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ – концентрация бора в объеме блокирующего слоя) и, следовательно, фотоотклик в основном будет определяться переходной приповерхностной областью.

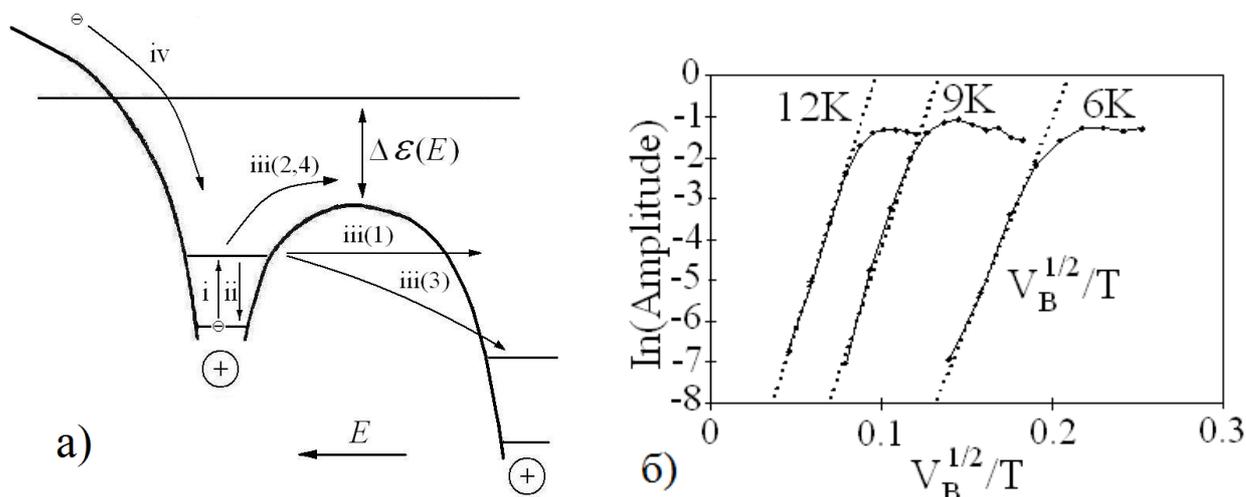


Рис. 2.19. а) Схематическое представление электронных переходов, определяющих спектр ПФП ВВ-структуры, для обратных напряжений смещения при $h\nu < \varepsilon_a$. i - оптический переход носителя в возбужденное состояние примесного центра, ii - релаксация носителя в основное состояние центра, iii(1) – туннелирование электрона в состояния зоны проводимости, iii(2,4) – ударная ионизация примесного центра или ионизация путем термического возбуждения электрона в свободную зону через барьер, пониженный на величину $\Delta \mathcal{E}$ за счет эффекта Френкеля-Пула, iii(3) - прыжковый перескок носителя в возбужденное состояние соседнего ионизованного центра, iv - захват свободного носителя на ионизованный центр.

б) Зависимость логарифма амплитуды пика спектра ПФП от $(V_b^{1/2}/T)$ для линии, отвечающей переходу в $2\Gamma_8$ состояние, при различных температурах.

Механизм ПФП в этой области, определяющий ее линейчатый спектр, включает (поясняется рис. 19а на примере электронного полупроводника):

- (i) оптический переход носителя в возбужденное состояние примесного центра,
- (ii) релаксацию носителя в основное состояние центра с вероятностью $(1/\tau_r)$,
- (iii) ионизацию центра за счет ухода носителя в другие состояния, не принадлежащие данному центру, с вероятностью $(1/\tau_i)$,
- (iv) захват свободного носителя на ионизованный центр с вероятностью, обратно пропорциональной времени жизни $(1/\tau)$.

Процесс ионизации в сильных электрических полях может протекать несколькими различными способами: 1) путем туннелирования электрона в состояния зоны проводимости по механизму [143]; 2) за счет ударной ионизации оптически возбужденного центра; 3) прыжкового перескока

носителя на возбужденные состояния соседних ионизированных центров легирующей примеси, расположенных в ОПЗ активного слоя [136*]; 4) путем термического возбуждения электрона в свободную зону через барьер, пониженный на величину $\Delta\varepsilon$ за счет эффекта Френкеля-Пула (см. раздел 2.2.4).

Несложно показать, что при всех перечисленных выше механизмах ионизации измеряемый фототок:

$$J \propto \Phi N_A^s \sigma_{ph} \tau \left(\frac{V_b}{d_b} \right) \left(\frac{\tau_r}{\tau_i + \tau_r} \right), \quad (2.41)$$

т.е. при $\tau_i \gg \tau_r$ измеряемый фототок пропорционален вероятности ионизации ($J \propto 1/\tau_i$), а при $\tau_i < \tau_r$ перестает зависеть от ($1/\tau_i$).

Механизм фотополевой [143] и ударной ионизации не является в нашем случае доминирующим, поскольку спектр ПФП достаточно сильно зависит от температуры. В [136*] проанализирован прыжковый механизм ионизации с учетом представлений об эффекте типа Френкеля-Пула в примесной зоне [133]. В этом случае вероятность ионизации зависит от поля и температуры и определяется также как прыжковая проводимость выражением (2.33):

$$\frac{1}{\tau_i} \propto \exp\left(-\frac{\varepsilon_3}{k_B T}\right) \exp\left[\frac{\alpha}{k_B T} \sqrt{\frac{4e^3 E}{\kappa}}\right] = \exp\left(-\frac{\varepsilon_3}{k_B T}\right) \exp\left(\gamma \frac{\sqrt{E}}{T}\right), \quad (2.42)$$

в котором коэффициент $\gamma = 2.576 \cdot \alpha \text{ (В/см)}^{-1/2} \cdot \text{К} = 1.777 \text{ (В/см)}^{-1/2} \cdot \text{К}$ при теоретическом значении $\alpha = 0.69$ (для механизма прыжковой проводимости [133]), а $\varepsilon_3 = 0.99 e^2 N_A^{1/3} / 4\pi\kappa$. В соответствие с (2.42) и (2.41) зависимости амплитуды пиков от напряжения смещения, построенные в координатах $\ln J$ от $V_b^{1/2} / T$, должны иметь вид прямых линий, имеющих одинаковый наклон, до тех пор пока $\tau_i \gg \tau_r$, а начиная с некоторой величины V_b насыщаться (при $\tau_i < \tau_r$). Зависимости $\ln J$ от $V_b^{1/2} / T$ для пика, отвечающего переходу в $2\Gamma_8$ состояние, для $T = 6, 9$ и 12 К представлены на рис. 19б. Видно, что эти зависимости имеют линейные области приблизительно одинакового наклона,

что позволяет определить энергию активации прыжковой проводимости. Для зависимости $\ln J$ от $V_b^{1/2}/T$ при $T = 6$ К получим $\varepsilon_3 \approx 11.2$ мэВ и $\varepsilon_3 \approx 12.7$ мэВ для $T = 12$ К, что соответствует уровню легирования промежуточного слоя $\approx 10^{18}$ см⁻³ [136*], т.е. существенно более высокому, чем ожидается в рамках модели переходной области с концентрацией бора $N_A^s \ll N_A^a \approx 10^{18}$ см⁻³ – уровня легирования активного слоя ВІВ-структуры.¹⁰ Завышенным в рамках прыжкового механизма ионизации оказывается и коэффициент γ в выражении (2.42). По данным рис. 19б для $T = 12$ К найдем $\gamma \approx 2.2$, т.е. на 24 % выше чем ожидается.

С другой стороны, если допустить, что доминирующим механизмом ионизации является механизм 4, связанный с термическим возбуждением дырки в валентную зону через барьер, пониженный на величину $\Delta\varepsilon$ за счет эффекта Френкеля-Пула, то для величины γ в случае бора в Si получим (см. (2.27) и [116*]):

$$\Delta\varepsilon[\text{К}] = (0.186\sqrt{E})/k_B \cong 2.16\sqrt{E}[\text{В/см}]^{1/2}.$$

Т.е. $\gamma = 2.16$ (В/см)^{-1/2}·К и хорошо совпадает с коэффициентом $\gamma \approx 2.2$, найденным по зависимости $\ln J$ от $V_b^{1/2}/T$. В данной связи, механизм ионизации 4, обусловленный термическим возбуждением дырки через барьер, пониженный вследствие эффекта Френкеля-Пула, представляется более правдоподобным, чем прыжковый механизм. Вероятность ионизации в этом случае также определяется выражением (2.42) с той лишь разницей, что вместо ε_3 в нем будет фигурировать глубина возбужденного состояния ε_{ex} :

$$\frac{1}{\tau_i} \propto \exp\left(-\frac{\varepsilon_{ex}}{k_B T}\right) \exp\left[\frac{\alpha}{k_B T} \sqrt{\frac{4e^3 E}{\kappa}}\right] = \exp\left(-\frac{\varepsilon_{ex}}{k_B T}\right) \exp\left(\gamma \frac{\sqrt{E}}{T}\right), \quad (2.43)$$

в котором для Si:В экспериментально найденная величина $\alpha = 0.186/0.222 = 0.838$ (см. раздел 2.2.4 и [115*]), а $\gamma = 2.16$ (В/см)^{-1/2}·К. Для 2Г₈ состояния

¹⁰ Заметим также, что для Si:В максимальная величина энергии активации прыжковой проводимости $\varepsilon_3 \approx 8$ мэВ [43, 82].

изолированных атомов бора в Si величина $\varepsilon_{ex} \approx 10$ мэВ [120, 140] (≈ 10.5 мэВ согласно [44]), что несколько меньше, чем экспериментально найденное значение $\varepsilon_{ex} \approx 12$ мэВ по зависимостям $\ln J$ от $V_b^{1/2}/T$ (рис. 19б). Это отличие может быть связано с механическими напряжениями в структуре (высоковозбужденное $1\Gamma_6$ состояние сдвинуто в нашем случае к потолку валентной зоны на 12 см^{-1} , что соответствует 1.5 мэВ), а кроме того с крупномасштабными флуктуациями потенциала, которые также приводят к эффективному увеличению энергии активации примеси [3].

В принятой модели ионизации путем термической активации дырки с возбужденного состояния в валентную зону становится понятным и существенное уширение высоковозбужденных $1\Gamma_{7,6}$ состояний глубиной $\varepsilon_{ex} \approx 4.7$ и 4.5 мэВ [120]. Уже при напряжениях V_b около 0.3 В ($V_b/b = 1000$ В/см) согласно (2.43) понижение энергии связи состояния в электрическом поле $\Delta\varepsilon(E) \approx 6$ мэВ и заметно превышает ε_{ex} . В этих условиях следует ожидать постепенного «слияния» этих состояний с состояниями валентной зоны и их уширения [143]. Другая причина может быть связана с более сильным влиянием флуктуаций потенциала на мелкие состояния, чем на глубокие.

Рассмотрим теперь особенности спектра ПФП для прямых напряжений смещения. В этом случае в активном слое ВІВ-структуры формируется достаточно протяженная область пространственного заряда (ОПЗ) шириной w , в которой все центры легирующей примеси нейтральны, а электрическое поле линейным образом спадает практически до нуля [см. (2.1) и (2.2), а также рис. 2.1 и 2.16]. Именно в этой области в силу отсутствия в ней центров захвата фотоносителей формируется фототклик структуры [5, 8]. Из [8] также следует, что носители, генерируемые вначале ОПЗ, где электрическое поле невелико ($E \approx 0$), испытывают наибольшее умножение вследствие ударной ионизации примесей и потому вносят существенный вклад в фототок. Ясно также, что в условиях нейтрализации атомов легирующей примеси снижается роль флуктуаций потенциала в уширении примесных уровней.

Анализ ПФП для прямых напряжений смещения в области энергий квантов $h\nu < \varepsilon_a$ показывает [136*, 146], что в этом случае амплитуда пиков существенным образом зависит от интенсивности фона (в отличие от обратных V_b), что свидетельствует о значительной роли эффектов ударной генерации носителей заряда. При этом наблюдается и влияние температуры и, следовательно, эффект термополевой ионизации рассмотренный выше также может в этом случае играть заметную роль.

Необычным на наш взгляд результатом в исследованиях спектра ПФП при отрицательных V_b , требующим объяснения, является наблюдение сильного уширения глубоких $1\Gamma_8$ и $2\Gamma_8$ состояний в сравнении с высоковозбужденным состоянием $1\Gamma_7$ (рис. 2.18б). Уширения глубоких $1\Gamma_8$ и $2\Gamma_8$ состояний можно объяснить формированием верхней зоны Хаббарда (ВЗХ) [9, 18], дно которой в слабо компенсированных образцах Si:B при $N_A \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$ опускается ниже $1\Gamma_8$ состояния [44]. В результате $1\Gamma_8$ и $2\Gamma_8$ состояния сильно перекрываются с состояниями ВЗХ и уширяются. С формированием развитой ВЗХ следует связывать наблюдение в нашем случае широкополосного отклика, нижняя граница которого простирается до $\approx 200 \text{ см}^{-1}$ ($\approx 25 \text{ мэВ}$), т.е. энергий значительно меньших энергии ионизации бора (рис. 2.17). Действительно, в объемных образцах Si:B при $N_A \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$ проявляется, так называемая ε_2 -проводимость, обусловленная термическим забросом носителей из основного состояния на дно ВЗХ. (В ВiВ-структурах ε_2 -проводимость, также как и прыжковая проводимость по основным состояниям, блокирована). Энергия активации ε_2 -проводимости определяется щелью Мотта-Хаббарда: $\Delta E_{MH} \approx \varepsilon_2$ в компенсированных образцах и $\Delta E_{MH} \approx 2\varepsilon_2$ при компенсации $K \rightarrow 0$ [18].

В [43] исследовались образцы Si:B с малой компенсацией ($K < 10^{-3}$). Согласно данным [43] при $N_A \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$ $\varepsilon_2 \approx 10 \text{ мэВ}$, что соответствует $\Delta E_{MH} \approx 2\varepsilon_2 \approx 20 \text{ мэВ}$. В образцах Si:B с умеренной компенсацией $\Delta E_{MH} \approx \varepsilon_2 \approx 27 \text{ мэВ}$ при $N_A \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [82]. Энергия отсечки, наблюдаемого нами широкополосного отклика, равная $\approx 25 \text{ мэВ}$, хорошо коррелирует с величиной щели Мотта-

Хаббарда ΔE_{MH} , полученной по данным [43, 82]. Это свидетельствует о том, что доминирующим механизмом широкополосного сигнала ПФП является оптический переход дырки из основного состояния на дно ВЗХ (A^+ -зоны) с последующим ее ударным возбуждением в валентную зону, подобным ударной нейтрализации H^- -подобных центров в полупроводниках [89].

Наконец в принятой модели ПФП меньшее уширение $1\Gamma_7$ состояния в сравнении с $1\Gamma_8$ и $2\Gamma_8$ уровнями следует связывать с «провалом» в плотности состояний между потолком валентной зоны и дном ВЗХ, обусловленным, по-видимому, слабой гибридизацией A^+ -состояний и состояний валентной зоны. С учетом того, что энергия связи изолированного A^+ -центра бора $\varepsilon_i = 2$ мэВ [9], это свидетельствует о существенно «одностороннем» уширении A^+ -зоны (на ≈ 20 мэВ в сторону основного состояния). Насколько нам известно эффект слабого уширения высоковозбужденных примесных состояний в ПФП объемных полупроводников с высоким уровнем легирования и малой компенсацией не наблюдался, что, по-видимому, объясняется заметной темновой проводимостью материала и недостаточно высокими полями, которые можно использовать в этих условиях (в нашем случае для прямых напряжений смещения поля достигают $3 \cdot 10^3$ В/см).

Таким образом, в результате выполненных спектральных исследований ПФП Si:B ВВ-структур обнаружен новый механизм приповерхностной фототермополевой ионизации примесей, имеющий линейчатый характер, чувствительный к механическим напряжениям и позволяющий идентифицировать природу примеси в переходной области. Обнаружено также, меньшее уширение высоковозбужденного $1\Gamma_7$ состояния в сравнении с глубокими $1\Gamma_8$ и $2\Gamma_8$ уровнями в спектрах примесной фотопроводимости структур, в условиях, когда фотоотклик формируется активной областью с высоким уровнем легирования. Этот факт мы связываем с «провалом» в плотности состояний между потолком валентной зоны и дном верхней зоны Хаббарда, обусловленным слабой гибридизацией A^+ -состояний и состояний валентной зоны.

До сих пор мы рассматривали влияние сильных электрических полей на фотопроводимость ВІВ-структур. В следующем разделе будут представлены результаты по исследованию влияния сильного магнитного поля на ПФП ВІВ-структур, которые в частности показывают эффективность их использования для магнитооптических исследований.

2.5. Магниторезистивный эффект в Si:B ВІВ-структурах в полях до 30 Тл

Кремниевые ВІВ-структуры в основном известны как фоточувствительные элементы, перспективные для создания в матричном исполнении высокочувствительных датчиков ИК излучения, главным образом, для исследования космического пространства и спектроскопии Земли из космоса [7,91,96]. Однако, наши эксперименты [147*-149*] продемонстрировали эффективность использования этих структур для магнитооптических исследований, в частности, для исследований излучения квантовых каскадных лазеров (в том числе в допороговой области) в сильных магнитных полях B до 40-60 Тл, содержащих важную информацию об электрон-фононном взаимодействии и особенностях электронного спектра данных систем. В экспериментах [147*-149*] ВІВ-структура располагалась непосредственно за импульсным соленоидом, так что подвергалась воздействию рассеянного магнитного поля величиной до нескольких Тл. В данной связи возникла необходимость в систематических исследованиях влияния сильного магнитного поля (до 30 Тл) на фотоотклик ВІВ-структур [150*]. Заметим, что подобные исследования до нас не проводились.

2.5.1. Методика и результаты экспериментов

Исследовались эпитаксиально выращенные ВІВ-структуры на основе Si:B с концентрацией бора в активном слое $N_A \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$, описанные в разделе 2.4 (см. рис. 2.15).

Влияние магнитного поля изучалось при облучении Si:B ВІВ-структур фоном комнатной температуры через диафрагму диаметром около 1 мм.

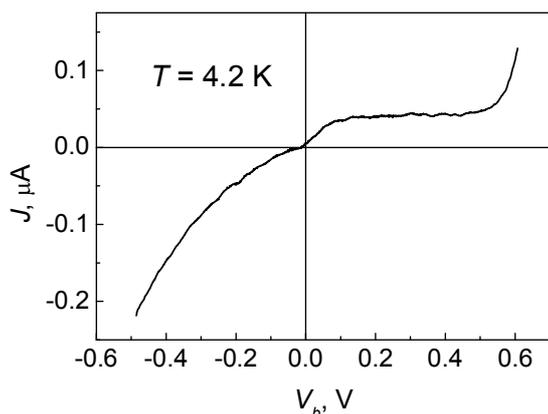
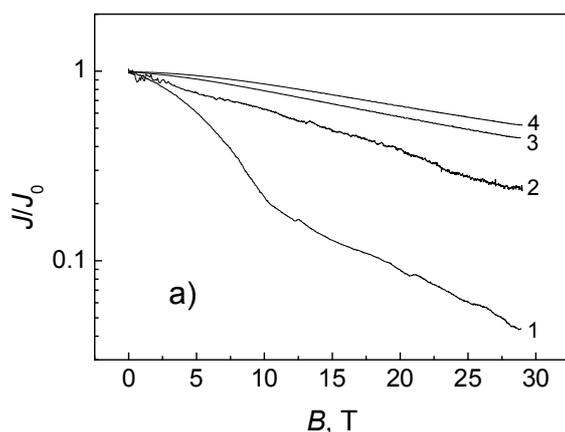


Рис. 2.20. Вольт-амперная характеристика Si:B VIB структуры, полученная при температуре $T = 4.2$ К при облучении фоном комнатной температуры интенсивностью $\Phi \sim 10^{16}$ фотон/см²·с.

представлена на рис. 2.20. При отрицательной полярности смещения фототок J монотонно суперлинейным образом растет с увеличением V_b , что указывает на проявление эффектов ударной ионизации примесей. При положительной полярности V_b фототок испытывает насыщение вплоть до наступления примесного пробоя.

На рис. 2.21а представлены в нормированном виде магнитополевые зависимости фототока, полученные в продольной геометрии (магнитное поле



Интенсивность фона по оценке составляла $\Phi \sim 10^{16}$ фотон/см²·с. Измерения проводились в области температур $T=4.2 - 9$ К в импульсном магнитном поле напряженностью до 30 Тл и длительностью около 0.8 с в области спада поля.

Вольт-амперная характеристика структуры при облучении умеренным фоном $\Phi \sim 10^{16}$ фотон/см²·с

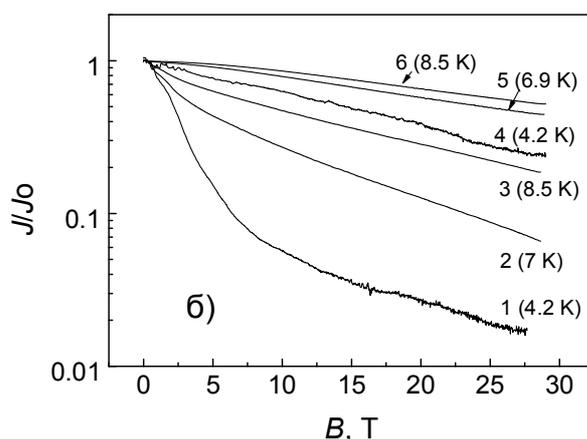


Рис. 2.21. а) В нормированном виде магнитополевые зависимости фототока VIB структуры, полученные в продольной геометрии при различных температурах и напряжениях смещения V_b (J_0 – значение фототока при $B = 0$ Тл): 1 - $V_b = -0.7$ В, $T = 4.2$ К; 2 - $V_b = -0.35$ В, $T = 4.2$ К; 3 - $V_b = -0.35$ В, $T = 6.9$ К; 4 - $V_b = -0.35$ В, $T = 8.5$ К.

б) Магнитополевые зависимости фототока VIB-структуры в поперечной геометрии (кривые 1-3) и для сравнения в продольной геометрии (кривые 4-6), полученные при различных температурах и напряжении смещения $V_b = -0.35$ В. Температуры указаны на рисунке.

параллельно электрическому полю) при различных температурах и напряжениях смещения. Видно, что влияние магнитного поля тем сильнее, чем ниже температура и выше напряжение смещения. Так в поле 30 Тл при температуре 4.2 К и напряжении смещения $|V_b| = 0.7$ В падение фототока достигает 20 раз, тогда как при уменьшении напряжения $|V_b|$ до 0.35 В и увеличении температуры до 8.5 К это падение не превышает 2 раз.

Влияние магнитного поля резко увеличивается даже при малых V_b в поперечной геометрии в условиях, когда магнитное поле направлено перпендикулярно протекающему току. На рис. 2.21б приведены магнитополевые зависимости, полученные в этой геометрии при напряжении смещения $|V_b| = 0.35$ В и различных температурах. Там же для сравнения показаны зависимости, полученные в продольной геометрии. Из сопоставления видно, что при $T=4.2$ К падение фототока достигает в поперечной геометрии 60 раз, а в продольной – всего лишь 4.

2.5.2. Обсуждение

Для интерпретации результатов воспользуемся выражением (2.36) для плотности фототока (см. раздел 2.3.2),

$$j \cong (\sigma_{im} + \sigma) [V_b / (d_a + d_b)] \left[1 + \frac{4\pi\sigma_{im}N_D d_b}{\kappa G(d_b + d_a)} \right]^{-1},$$

и предположим, что прыжковая проводимость σ_{im} при температуре жидкого гелия достаточно мала так, что второй член в квадратных скобках (2.36)

$4\pi\sigma_{im}N_D d_b / \kappa G(d_b + d_a) \ll 1$. {в практических единицах:

$\frac{\sigma_{im}[Om^{-1}cm^{-1}] \times N_D[cm^{-3}]}{\Phi[cm^{-2}c^{-1}]} \times 3.2 \cdot 10^8 \ll 1$; для оценки темпа генерации

фотоносителей $G = \Phi \sigma_{ph} N_A$ мы положили сечение фотоионизации бора $\sigma_{ph} \approx 10^{-15} \text{ см}^2$ [74]}. Заметим, что данное неравенство выполняется с запасом, если учесть, что в наших структурах $N_D \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и воспользоваться данными по прыжковой проводимости образцов Si:B с умеренной компенсацией [132], в

которых при $N_A \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $T = 4.2 \text{ К}$ прыжковая проводимость достигает $\sim 10^{-8} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$. В этом случае согласно (2.37), $j \cong (\sigma_{im} + \sigma) [V_b / (d_b + d_a)]$, и следует ожидать, что зависимость фототока от магнитного поля будет определяться поведением σ_{im} и/или дырочной проводимостью электронейтральной области σ от магнитного поля (в последнем случае – главным образом зависимостью времени жизни фотодырок от магнитного поля). В противоположном случае, когда $4\pi\sigma_{im}N_D b / \kappa G(d_b + d_a) \gg 1$ (область относительно высоких температур) в соответствие с (2.38): $j = V_b G \kappa / 4\pi N_D d_b$. Другими словами, с ростом температуры зависимость $j(B)$ должна ослабляться и определяться поведением G от B .

Очевидно, что в общем случае, когда коэффициент умножения M_g заметно превышает 1, фототок при гелиевой температуре должен падать с увеличением поля B вначале из-за уменьшения M_g вследствие эффектов охлаждения носителей в магнитном поле [151-153] и затем – проводимости активного слоя $\sigma_a = \sigma_{im} + \sigma$. Это означает, что в достаточно сильных магнитных полях проводимость ВІВ структуры $G_c = J/V_b$ практически не должна изменяться с изменением смещения V_b с точностью до зависимости σ_a от электрического поля в активной области E_a . Этот факт демонстрируется для продольной геометрии на рис. 2.22а и б. В случае, когда в сильных полях B доминирует прыжковая проводимость, зависимость $G_c(B)$ должна спрямляться в координатах $\log G_c - B^2$ (рис. 2.22а) [3], в противоположном случае – в координатах $\log G_c - \log B$ (рис. 2.22б) [154]. Действительно, зависимость $\sigma_{im}(B)$ подчиняется экспоненциальному закону [3] ($\ln G_c \propto -B^2$), тогда как зависимость $\sigma(B)$ пропорциональна времени жизни дырок τ и должна следовать степенному закону (в квантовом пределе $\tau \propto B^2$ [154]). Из сопоставления рис. 2.22а и б следует, что более предпочтительно первое предположение, т.е. в наших условиях поведение прыжковой проводимостью в магнитном поле определяет зависимость $G_c(B)$. Заметим, что экстраполяция линейной области зависимостей $G_c(B)$ (рис. 2.22а) до пересечения с осью ординат позволяет

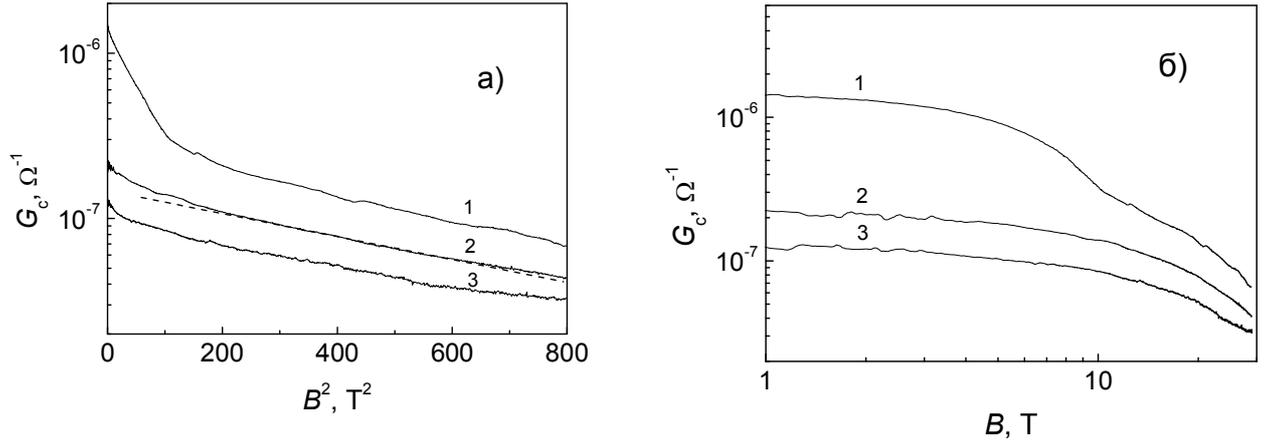


Рис. 2.22. Магнитопольевые зависимости проводимости ВІВ структуры $G_c = J/V_b$ для продольной геометрии в координатах $\log G_c - B^2$ (а) и $\log G_c - \log B$ (б) при $T = 4.2$ К и различных напряжениях смещения: 1 - $V_b = -0.67$ В; 2 - $V_b = -0.5$ В; 3 - $V_b = -0.35$ В.

оценить коэффициент умножения дырок ВІВ-структур. В частности, при $V_b = -0.67$ В величина $M_g \approx 5$.

В магнитных полях согласно [3]:

$$\sigma_{im} = \sigma_{im0} \exp\left(-t \frac{a_l e^2 B^2}{c^2 \hbar^2 N_A}\right), \quad (2.44)$$

где $a_l = 2.3$ нм – радиус локализации легких дырок на атомах бора в Si [81], $t = 0.036$ – перколяционный индекс. Формула (2.44) справедлива в полях $B < B_c = (N_A^{1/3} c \hbar) / a_l e \approx 29$ Тл (при $N_A = 10^{18}$ см⁻³). Анализ данных рис. 2.22а с использованием (2.44) дает величину параметра t около 0.3, что на порядок больше, чем следует из [3]. Данное обстоятельство может объясняться тем, что формула (2.44) не учитывает влияние магнитного поля на энергию активации прыжковой проводимости ε_3 , которое может быть существенным при относительно высоких уровнях легирования. В наших условиях ($N_A = 10^{18}$ см⁻³) $\varepsilon_3 \approx 6$ мэВ [82], что заметно меньше величины ε_3 , определяемой кулоновской энергией [3]: $\varepsilon_3 = 0.99 e^2 N_A^{1/3} / \kappa \approx 12$ мэВ. Именно в этом случае следует ожидать заметного увеличения ε_3 с ростом поля из-за уменьшения перекрытия основных состояний [3] (при этом в первом приближении закон $\ln G_c \propto -B^2$

может выполняться, поскольку влияние поля на величину ε_3 не зависит от знака его изменения).

Обсудим теперь влияние магнитного поля на проводимость структуры в поперечной геометрии при малых напряжениях смещения (рис. 2.21б). Для этого заметим, что отсутствие области быстрого спада фототока в продольной геометрии при $V_b = -0.35$ В (рис.2.22а) указывает на то, что коэффициент умножения дырок при этом значении V_b близок к единице. Если учесть этот факт и исходить из доминирующего влияния прыжковой проводимости на зависимость $J(B)$, то оказывается непонятной большая разница между падением фототока в поперечной и продольной геометриях (рис. 2.21), поскольку анизотропия прыжкового магнитосопротивления в полях $B < B_c = (N_A^{1/3} c \hbar) / a_i e$ не должна быть существенной [3].

Мы полагаем, что данное обстоятельство следует связывать с увеличением вероятности захвата дырок в блокирующем слое на ионизованные акцепторы, содержащиеся в нем в небольших количествах ($< 10^{14}$ см⁻³) [136*]. Возникающий при этом заряд в блокирующем слое имеет тот же знак, что знак заряда в ОПЗ активного слоя. Это приводит к экранированию электрического поля в активном слое и падению тока. Причиной увеличения вероятности захвата дырок являются их высокие значения подвижности μ , которые при $T = 4.2$ К и малых уровнях легирования ($< 10^{14}$ см⁻³) превышают 10^5 см²/В·с [57] (в активном слое структур при уровне легирования $\approx 10^{18}$ см⁻³ подвижность дырок $\mu \approx 500$ см²/В·с [76]). При этом уже в полях $B \approx 1$ Тл выполняется условие сильного поля $\mu B \gg 1$. В результате в поперечной геометрии дырки преимущественно движутся квазибаллистическим образом по циклоиде перпендикулярно направлению электрического и магнитного полей [155], что приводит к возрастанию их времени пролета блокирующего слоя и увеличению вероятности захвата на ионизованные акцепторы. Отметим, что в обычных условиях работы ВІВ детекторов эффекты накопления заряда в блокирующем слое структур не учитываются [8, 92].

Таким образом, при использовании ВІВ структур в качестве датчиков ИК излучения в сильных магнитных полях предпочтительной является продольная геометрия, в которой магнитное поле направлено параллельно электрическому полю. Следует однако иметь ввиду, что в этих условиях при повышенных потоках излучения ($\Phi \sim 10^{16}$ фотон/см²·с) и низких температурах ($T \approx 4.2$ К) также возможно сильное влияние магнитного поля на фотоотклик ВІВ-структур - падение фототока в полях 30 Тл может достигать нескольких десятков раз. Такое падение фототока происходит из-за уменьшения коэффициента умножения M_g носителей, а также прыжковой проводимости в активном слое структур, вследствие увеличения в поле ее энергии активации. В то же время при пониженных смещениях, когда величина $M_g \approx 1$, и повышенных температурах $T \approx 9$ К падение фототока в полях 30 Тл не превышает 2 раз.

Выводы к Главе 2

Таким образом, для исследования фотоэлектрических свойств ВІВ-структур на основе Si с высоким уровнем легирования и малой компенсацией была разработана компактная фотоэлектрическая приставка к транспортному сосуду Дьюара, позволяющая изучать особенности примесной фотопроводимости полупроводниковых структур при субнановаттных потоках фонового и сигнального излучений [108*].

Развит метод термостимулированной проводимости для выявления в легированном Si с малой компенсацией ($K \leq 10^{-3}$) более мелких, чем основная, сопутствующих примесей (СП) при их содержании $N_s < N_{comp}$ - концентрации компенсирующих центров [115*]. Т.е. в условиях, недоступных для обнаружения СП другими методами, например, высокочувствительным методом, основанным на фототермоионизационной спектроскопии примесей. Метод ТСП продемонстрирован на примере выявления примеси бора в Si:Ga с $K \approx 10^{-3}$. Показано, что в случае линейной рекомбинации метод ТСП весьма эффективен как для установления химической природы СП, так и для определения ее концентрации [115*].

Показано, что метод ТСП не чувствителен к процессу ударной ионизации примесей и позволяет изучать эффект Френкеля-Пула для мелкой СП в Si [116*]. Для сопутствующей примеси бора в Si:Ga с $K \approx 10^{-3}$ найдена зависимость уменьшения величины энергии активации $\Delta\varepsilon$ от электрического поля и показано, что в данной зависимости, $\Delta\varepsilon = \alpha\sqrt{4e^3E/\kappa}$, коэффициент $\alpha = 0.838$, т.е. заметно меньше теоретического значения $\alpha = 1$, полученного в рамках одномерной модели. Такой же величины коэффициент α получен при исследованиях спектров примесной фотопроводимости Si:B ВІВ-структур в сильных электрических полях (см. раздел 2.4 и [136*]).

Обнаружено, что вольт-амперные характеристики Si:B ВІВ-структур с концентрацией бора в активном слое $N_A \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$ демонстрируют при примесном фотовозбуждении и температурах $T < 6 \text{ К}$ пороговый характер, обусловленный ограничением фотоотклика прыжковой проводимостью активного слоя σ_{im} [132*]. Величина V_t тем больше, чем ниже температура, и выше интенсивность подсветки. Данный факт обусловлен разрушением под действием электрического поля примесных $A^+ - A^-$ комплексов, возникающих при фотовозбуждении. Модель, основанная на представлении об эффекте Френкеля-Пула в примесной зоне, позволяет с точностью около 5% описать ВАХ ВІВ структур в широком диапазоне экспериментальных условий и определить величину прыжковой проводимости σ_{im} в слабом поле.

В темноте динамические ВАХ ВІВ-структур также определяются прыжковым транспортом при $T < 6 \text{ К}$ [131*]. Однако в этом случае их особенности связаны с разрушением в электрическом поле корреляций пространственного расположения ионизованных доноров и акцепторов (1-комплексов). Найденный коэффициент $\alpha \approx 0.35$ для уменьшения в электрическом поле энергии активации прыжковой проводимости оказался в два раза меньше значения, рассчитанного теоретически ($\alpha = 0.69$) [134].

В Si:B ВІВ-структурах с уровнем легирования активного слоя $N_A \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$ обнаружен новый механизм приповерхностной фототермополевой ионизации

примесей, имеющий линейчатый характер и позволяющий идентифицировать природу примеси в переходной области i -Si/ p -Si области ВІВ-структур [136*]. Обнаружено также, меньшее уширение высоковозбужденного $1\Gamma_7$ состояния в сравнении с глубокими $1\Gamma_8$ и $2\Gamma_8$ уровнями в спектрах ПФП, формируемой в активной области структур. Это свидетельствует о наличии минимума в плотности состояний между потолком валентной зоны и дном верхней зоны Хаббарда, обусловленном слабой гибридизацией A^+ -состояний и состояний валентной зоны.

Установлено, что падение фотопроводимости Si:B ВІВ-структур ($N_A \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$) в продольной геометрии (магнитном поле направленно параллельно электрическому полю) происходит, главным образом, из-за уменьшения коэффициента умножения дырок M_g и увеличения энергии активации прыжковой проводимости в активном слое при низких температурах в условиях ограничения фотоотклика структур прыжковым транспортом [150*]. При пониженных напряжениях смещения V_b , когда $M_g \approx 1$, и повышенных температурах $T \approx 9 \text{ К}$ падение фототока не превышает 2 раз в полях до 30 Тл. В поперечной геометрии влияние магнитного поля на фотоотклик структуры существенно возрастает (при $T = 4.2 \text{ К}$ более, чем на порядок). Данный факт обусловлен эффектами накопления заряда в блокирующем слое ВІВ-структур из-за увеличения времени пролета дырками этого слоя, связанном с квазибаллистическим характером транспорта и сильным искривлением траекторий их движения в поперечной геометрии.

В следующей главе будет рассмотрен случай слабых электрических полей, в которых наблюдается необычный монополярный фотовольтаический эффект, обусловленный быстрым остыванием фотоносителей в активной области ВІВ-детекторов и особенностями их энергетической структуры.

3. Фотовольтаический эффект при примесном поглощении ИК излучения в Si:B ВІВ-структурах

Известно, что при монополярном фотовозбуждении неоднородно легированных полупроводников, снабженных омическими контактами, стационарный фотовольтаический эффект должен отсутствовать [72, 156, 157]. Исключение представляет случай, когда один из контактов является запорным типа Шоттки, и освещается излучением с энергией квантов, превышающей высоту Шоттки барьера. Возникающая при этом фотоэдс обусловлена фотоэмиссией носителей заряда из контакта вследствие того, что часть из них, поглотивших фотоны, в процессе энергетической релаксации втягиваются полем контакта в объем полупроводника [72].¹¹

Нами был обнаружен фотовольтаический эффект при примесном фотовозбуждении в Si:B ВІВ-структурах с омическими контактами, состоящих из двух эпитаксиально выращенных слоев: активного с высоким уровнем легирования и блокирующего с низким содержанием примесей бора. Интересно, что возникающая фотоэдс не зависит от интенсивности фотовозбуждения, а ее максимальное значение V_{enf} достигает величины, определяемой энергией активации прыжковой проводимости ε_3 активного слоя [137*-139*, 160*].

3.1. Образцы и методы исследований

Исследовались эпитаксиальные ВІВ-структуры на основе Si:Sb и Si:B с близкими уровнями легирования активного слоя ($N_B \approx N_{Sb} \approx 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Технология изготовления образцов подробно описана в [135, 136*] (см. также раздел 2.4). Si:B ВІВ структуры были двух типов А и Б, которые отличались материалами контакта к активному слою и, кроме того, последовательностью нанесения эпитаксиальных слоев на подложку. Структуры типа А имели те же

¹¹ В [158, 159] был обнаружен спин-гальванический эффект в низкоразмерных структурах типа квантовых ям при их монополярном облучении циркулярно поляризованным светом, обуславливающим спиновую ориентацию электронов.

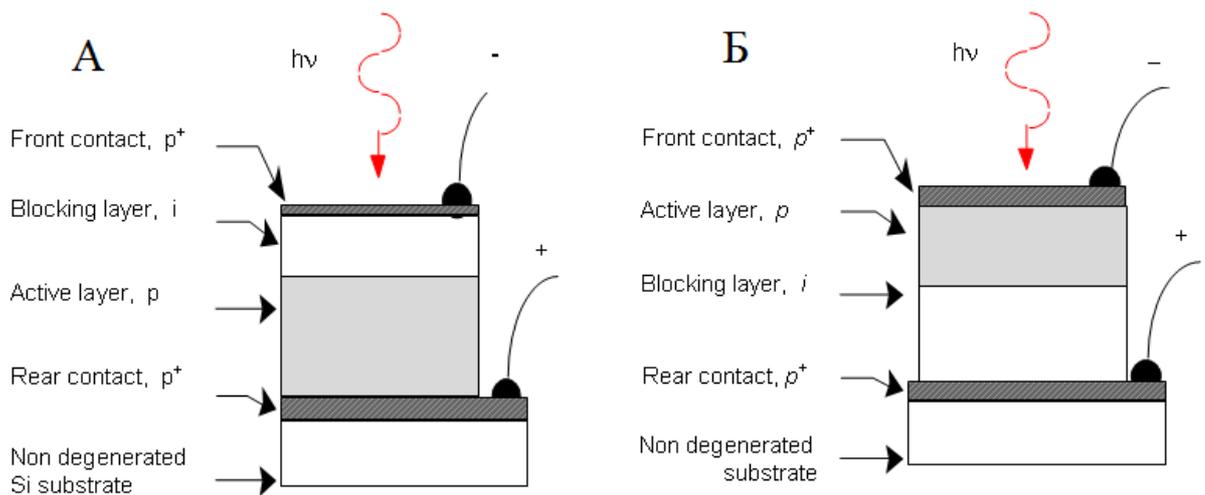


Рис. 3.1. ВІВ-структуры на основе Si:B. Типа А: фронтальный контакт - $p^+=10^{19} \text{ см}^{-3}$ (толщина $d_+=0.1 \text{ мкм}$); блокирующий слой- $N_A < 5 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ($d_b=3 \text{ мкм}$); активный слой- $N_A=10^{18} \text{ см}^{-3}$ ($d_a=6 \text{ мкм}$); тыльный контакт - $p^+ \geq 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ($d_+=1.5 \text{ мкм}$). Тип Б: фронтальный контакт - p^+ - $\text{Ge}_{0.12}\text{Si}_{0.88}$ сплав; толщина активного слоя- 4.5 мкм ; остальные параметры те же, что и для структуры типа А.

технологические параметры, что и Si:B ВІВ-структуры рассмотренные в разделе 2.4. Роль контакта в них к активному слою играл вырожденный Si:B, тогда как в структурах типа Б - сильно легированный бором твердый раствор $\text{Ge}_{0.12}\text{Si}_{0.88}$. Вид структур Б показан на рис. 3.1, там же для сравнения изображены и структуры типа А. В случае структур А вначале на подложке выращивался активный слой, а затем на нем создавался блокирующий слой, тогда как в случае структур Б выращивание слоев осуществлялось в обратной последовательности. Тип структур на основе Si:Sb был аналогичен типу А, однако толщина блокирующего слоя в них ($d_b=10 \text{ мкм}$) заметно превышала толщину блокирующего слоя в Si:B ВІВ структурах ($d_b=3 \text{ мкм}$). Толщины слоев и содержание примеси в них определялись в процессе послойного травления структур в электролитической ячейке с использованием метода сопротивления растекания. Отметим, что особенность изученных объектов заключалась в достаточно малых значениях концентрации компенсирующих центров в легированных областях, а также примесей основного типа в слоях из нелегированного Si ($< 10^{14} \text{ см}^{-3}$) [135, 136*].

Исследовались вольтамперные характеристики (ВАХ) структур в диапазоне температур $T=4-15 \text{ К}$, как при больших ($\Phi \sim 10^{16} \text{ фотон/см}^2 \cdot \text{с}$), так и

малых ($\Phi < 10^{14}$ фотон/см²·с) потоках падающих фотонов. Стандартным образом по пересечению кривых ВАХ с осью абсцисс и осью ординат определялись, соответственно, фотоэдс V_{emf} и ток короткого замыкания I_{sc} [72]. При больших уровнях фоновой подсветки были также изучены спектры тока короткого замыкания ΔI_{sc} в диапазоне волновых чисел 280-480см⁻¹.

Измерения фототока I_{ph} при высоких уровнях ИК подсветки проводились в оптическом криостате (Oxford Instruments) с использованием малошумящего предусилителя SR-580. Фотовозбуждение осуществлялось фоном комнатной температуры, поступающим на образец через охлаждаемый Si фильтр от теплых частей криостата и спектрометра (Brucker IFS 113v).

Исследования при малых интенсивностях фотовозбуждения были выполнены с помощью криогенной ячейки, погружаемой в сосуд Дьюара с жидким гелием (см. раздел 2.2, а также [108*]). В качестве источника фотовозбуждения использовался размещенный в ячейке полупроводниковый Pb_{1-x}Sn_xSe-лазер с длиной волны излучения $\lambda=5.25\mu\text{м}$. Интенсивность излучения лазера была предварительно прокалибрована с помощью эталонного Si:Ga фотосопротивления. Фототок измерялся преобразователем ток-напряжение с чувствительностью около 10⁻¹²А. При этом в силу высокоомности объектов независимо контролировались, потенциал контакта к активному слою относительно земли φ_a и потенциал контакта к блокирующему слою φ_b ; контакты были подсоединены к входу преобразователя ток-напряжение и источника питания, соответственно. Напряжение смещения на структуре V_b определялось как разность: $V_b=(\varphi_b-\varphi_a)$. Такой способ регистрации V_b исключал влияние на ВАХ шунтирующего действия входной цепи измерителя напряжения (мультиметра HP 3457A), а также паразитных эдс.

3.2. Результаты экспериментов

ВАХ для ВІВ-структур на основе Si:В и Si:Sb, полученные при различных температурах и одном и том же потоке фотонов $\Phi \sim 10^{14}$ фотон/см²·с, а также

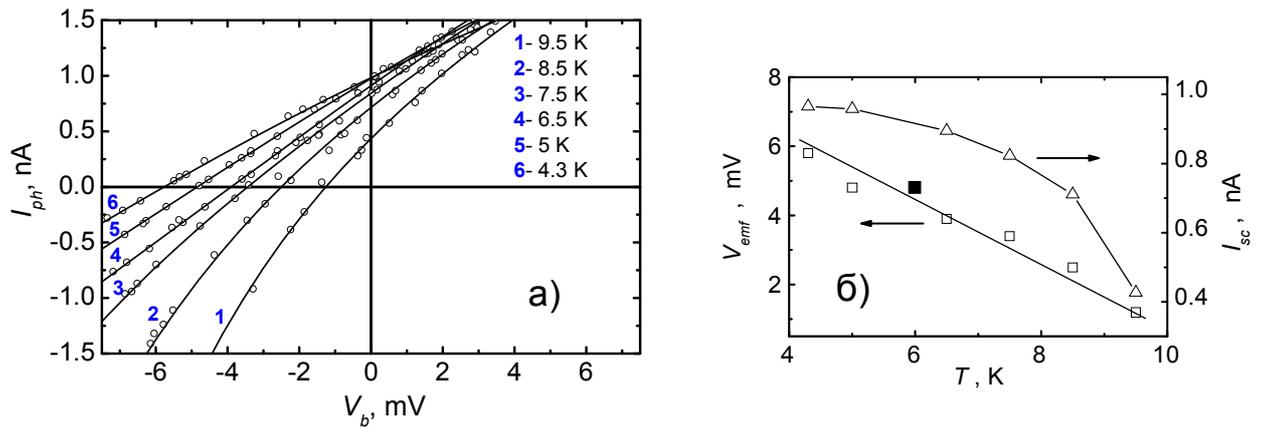


Рис. 3.2. а) Вольт амперные характеристики Si:B VIB структуры типа А при различных температурах, полученные в условиях подсветки от полупроводникового ИК лазера ($\lambda=5.25$ мкм, $\Phi \sim 10^{14}$ фотон/см²с).
 б) Температурные зависимости абсолютных величин фотоэдс V_{emf} (\square) и тока короткого замыкания I_{sc} (Δ). (\blacksquare) – значение V_{emf} , полученное при облучении фоном комнатной температуры при $T = 6$ К (см. рис. 3.6)

найденные по ВАХ значения фотоэдс и тока короткого замыкания, представлены на рис. 3.2-3.4. Для Si:Sb VIB-структур с толстым блокирующим слоем фототок $I_{ph}=0$ при $V_b=0$, что указывает на отсутствие фотовольтаического эффекта (рис. 3.4). Обратная ситуация наблюдается в Si:B VIB-структурах (рис. 3.2а и 3.3а). В этом случае кривые ВАХ не проходят через начало координат, причем значения фотоэдс, найденные по пересечению ВАХ с осью абсцисс, для структур типа А и Б противоположны по знаку. В структурах типа А знак фотоэдс соответствует смещению дырок в сторону от блокирующего слоя к активному слою, тогда как в структурах типа Б - в противоположном направлении (возникающие при этом знаки заряда на гранях структур показаны на рис. 3.1). На рис. 3.2б и 3.3б приведены температурные зависимости фотоэдс $V_{emf}(T)$ и тока короткого замыкания $I_{sc}(T)$ для структур типа А и Б, соответственно. Видно, что в структурах типа Б значения V_{emf} и I_{sc} достигают больших значений, причем V_{emf} существенно слабее зависит температуры. При увеличении T от 4 до 10 К величина фотоэдс в структуре типа А уменьшается в 5 раз и всего лишь на 20% в случае структуры типа Б. Общим, однако, для этих структур оказалось отсутствие зависимости V_{emf} от интенсивности и

спектральных особенностей возбуждающего излучения. В пределах точности

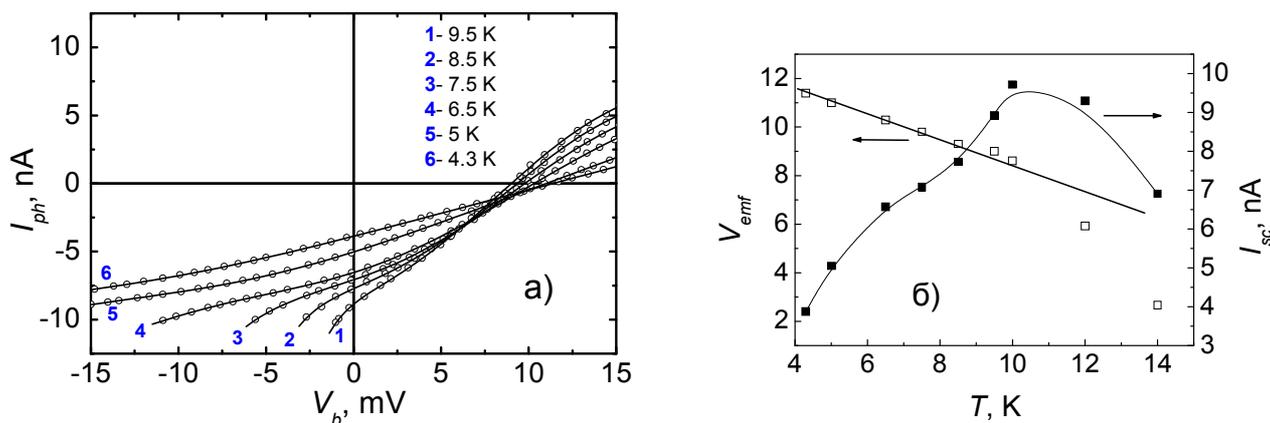


Рис. 3.3. а) Вольт-амперные характеристики Si:B ВІВ-структуры типа Б при различных температурах. Условия подсветки такие же, как и в случае Si:B ВІВ-структуры типа А. б) Температурные зависимости абсолютных величин фотоэдс V_{emf} (\square) и тока короткого замыкания I_{sc} (\blacksquare).

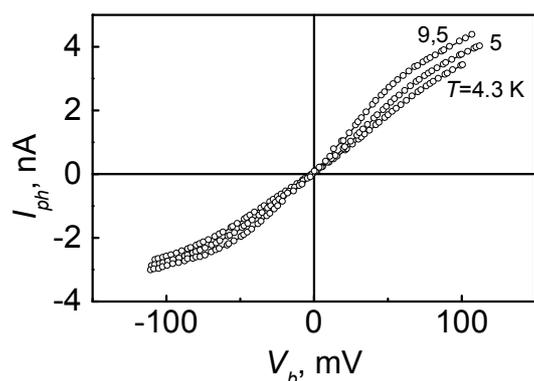


Рис. 3.4. Вольт амперные характеристики Si:Sb ВІВ-структуры типа А с толстым блокирующим слоем ($d_b = 10$ мкм) при различных температурах. Условия подсветки такие же, как и в случае Si:В ВІВ структур.

же знак фотоэдс, что и в случае лазерного фотовозбуждения; с хорошей точностью совпадают также и значения V_{emf} при различных температурах (ср. данные на рис. 3.2б и вставке к рис. 3.6).

Рассмотрим теперь результаты спектральных исследований фототока короткого замыкания (рис. 3.7 и 3.8), полученные в условиях подсветки комнатным фоном. Из рис. 3.7 явствует, что в структурах типа А в спектре

эксперимента нам не удалось обнаружить в обоих случаях изменения фотоэдс при уменьшении приблизительно на порядок интенсивности лазерного излучения (рис. 3.5а и 3.5б), хотя фототок короткого замыкания при этом падал достаточно сильно ($I_{sc} \propto \Phi$). На рис. 3.6 показаны также зависимости $I_{ph}(V_b)$ для структуры типа А при облучении фоном комнатной температуры. ВАХ дают тот

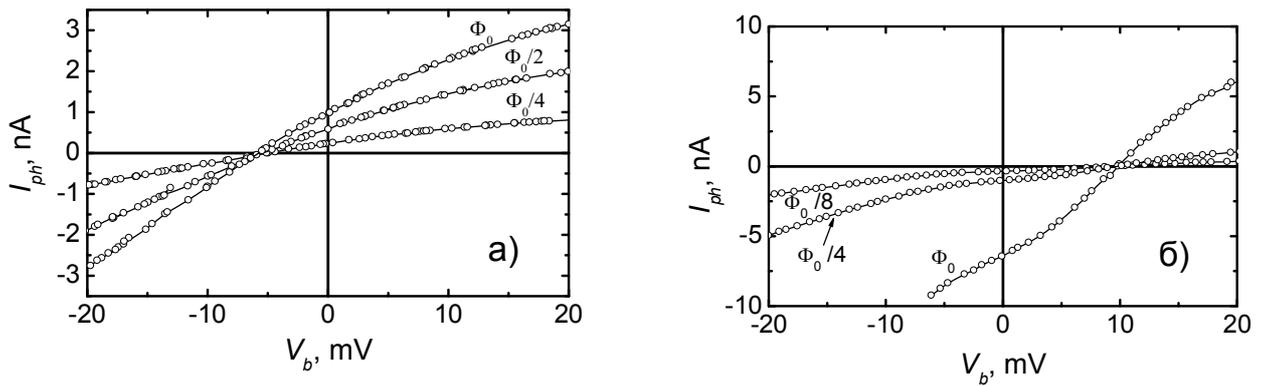


Рис. 3.5. Вольт амперные характеристики Si:B VIB структур при различных потоках лазерного излучения ($\Phi_0 \sim 10^{14}$ фотон/ $\text{см}^2 \text{ с}$). а) - для структуры типа А, $T=4.3 \text{ К}$; б) - для структуры типа Б, $T=6.5 \text{ К}$.

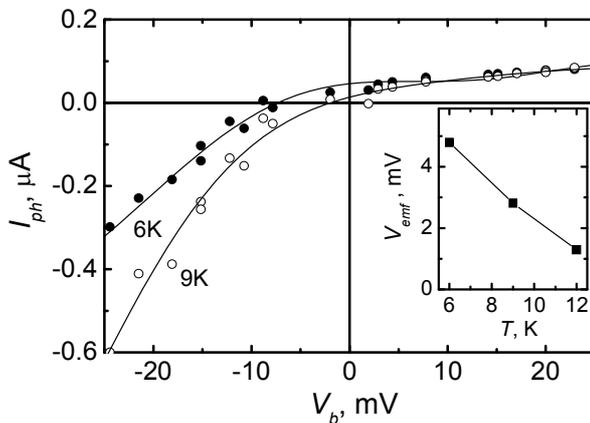


Рис. 3.6. Вольт амперные характеристики Si:B VIB структуры типа А при $T=6$ и 9 К , полученные в условиях подсветки комнатным фоном. На вставке - температурная зависимость абсолютной величины фотоэдс V_{emf} .

фототока ΔI_{sc} наблюдается отчетливый порог при 355 см^{-1} (на рис. 3.7 отмечен стрелкой), что соответствует энергии фотонов $h\nu=44.0 \text{ мэВ}$, практически совпадающей с энергией ионизации изолированных примесей бора $E_B=44.39 \text{ мэВ}$ [120]. С другой стороны, в структурах типа Б (рис. 3.8) проявляется “длинноволновый хвост” в спектре фототока, начиная с 310 см^{-1} ($h\nu = 38.4 \text{ мэВ}$), а область резкого возрастания ΔI_{sc} (дополнительный порог) наблюдается выше 403 см^{-1} ($h\nu = 50.0 \text{ мэВ}$), т.е. заметно сдвинута по сравнению со случаем структур типа А. Отметим, что наши исследования (см. раздел 2.4 и [136*]) спектров фотопроводимости Si:B VIB структур при достаточно больших обратных напряжениях смещения $V_b > 0$ (фотоотклик VIB-структуры при этом целиком определяется блокирующим слоем) показали, что основной примесью в блокирующем слое являются изолированные атомы бора. Учитывая этот факт,

а также отмеченные выше особенности спектров тока короткого замыкания,

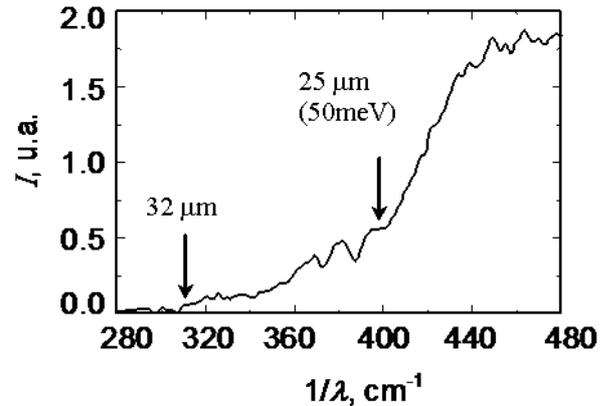
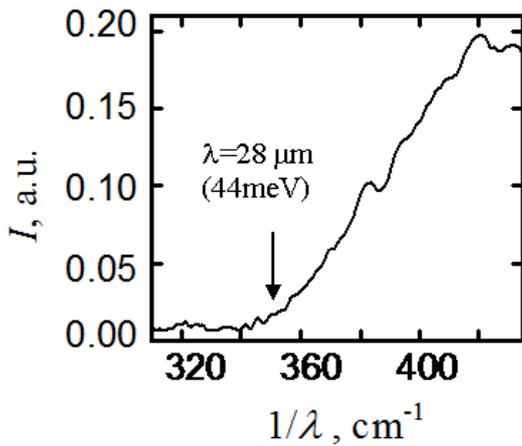


Рис. 3.7. Спектр тока короткого замыкания для Si:B VIB-структуры типа А при $T=6$ К.

Рис. 3.8. Спектр тока короткого замыкания для Si:B VIB-структуры типа Б при $T=6$ К.

можно заключить, что в структурах типа А фотоэдс определяется переходными областями, существующими вблизи границ раздела блокирующего слоя с p^+ -Si (p^+/i^- переход) и активным (i/p^- переход) слоями. Причем отсутствие фотовольтаического эффекта в Si:Sb VIB структурах типа А, но с толстым блокирующим слоем, указывает на фотоэмиссионную природу фотоэдс. В то же время в структурах типа Б, как показано ниже, существенную роль играют фотоэмиссионные явления в области границы раздела p^+ - $\text{Ge}_{0.12}\text{Si}_{0.88}$ гетероконтакта с активным слоем (p/p^+ - переход), где примеси бора уже не являются изолированными.

3.3. Обсуждение

Рассмотрим вначале особенности энергетической диаграммы исследуемых объектов, которые собственно и дают ключ к пониманию механизма фотовольтаического эффекта. При этом мы исключим из рассмотрения p/p^+ -переход в структурах типа А в силу отсутствия в них фотоэдс при большой толщине блокирующего слоя.

3.3.1. Особенности энергетической диаграммы структур

Энергетическая диаграмма структур в равновесных условиях показана на

рис. 3.9. Видно, что p^+/i - переход представляет собой потенциальный барьер для дырок, высота которого ϕ_1 определяется положением уровня Ферми F_b в объеме (вблизи середины) блокирующего слоя, т.е.

$$\phi_1 \cong F_b = E_B - k_B T \times \ln \left[\frac{(N_B^* - N_D^*)}{N_D^*} \right], \quad (3.1)$$

где N_B^* , N_D^* - концентрации бора и компенсирующих доноров в блокирующем слое, соответственно. С другой стороны, переход от блокирующего слоя к активному сопровождается понижением потенциальной энергии дырок на величину:

$$\phi_2 = (F_b - F_a) \approx \varepsilon_3 - k_B T \times \ln \left[\frac{(N_B^* - N_D^*)}{N_D^*} \right]. \quad (3.2)$$

Здесь $F_a = (E_B - \Delta F)$ - положение уровня Ферми в активном слое, отсчитанное от потолка валентной зоны (см. рис. 3.9), а $\varepsilon_3 \approx \Delta F$ - энергия активации прыжковой проводимости. В условиях прыжковой проводимости с постоянной длиной

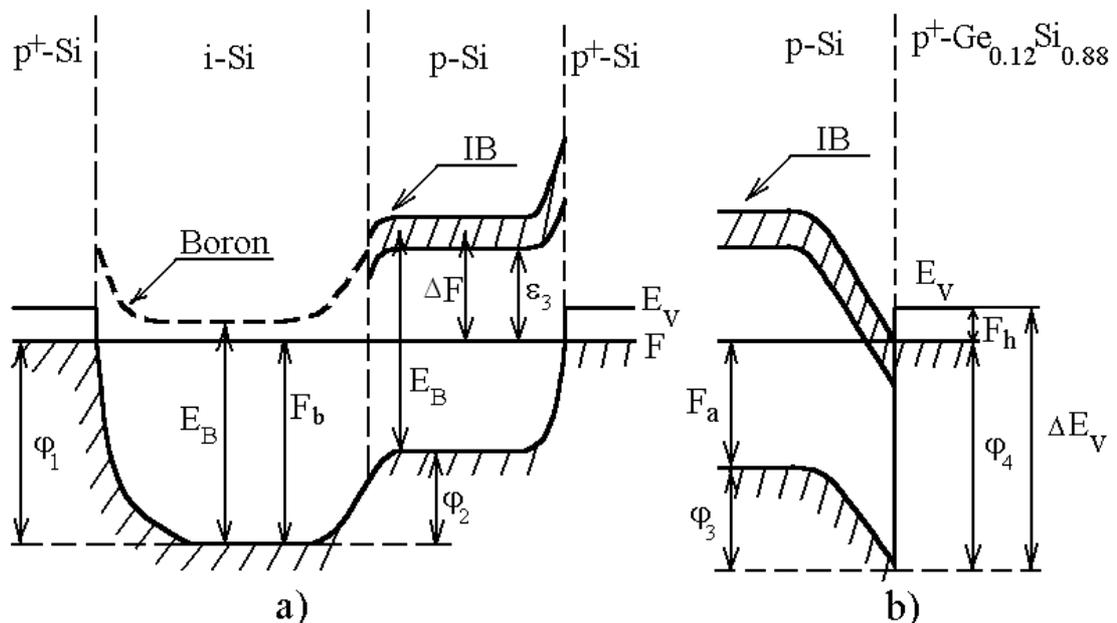


Рис. 3.9. Энергетическая диаграмма в равновесных условиях: а) - для Si:B VIB-структуры типа А; б) - гетероконтакта для Si:B VIB-структуры типа Б. IB- примесная зона, F - уровень Ферми, E_V - потолок валентной зоны, E_B - энергия ионизации примесей бора, ε_3 - энергия активации прыжковой проводимости.

прыжка $F_a \approx (E_B - \varepsilon_3)$ не зависит от температуры [3]. Заметим, что при $N_B^{-1/3} \gg a_B$ (a_B - боровский радиус основного состояния) согласно [3]:

$$\varepsilon_3 \cong \Delta F = 0.99e^2 N_B^{1/3} / \kappa. \quad (3.3)$$

Однако, при достаточно высоких уровнях легирования, приближающихся к критической величине N_c , отвечающей переходу диэлектрик-металл (для бора в Si $N_c = (5 \div 7) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [82]), экспериментально измеряемое значение ε_3 может быть заметно занижено по сравнению с величиной ε_3 , вытекающей из (3.3). Одна из причин связана с увеличением ширины примесной зоны, вследствие перекрытия волновых функций резонирующих состояний [161]. При оценке F_a мы будем исходить из того, что уширение имеет симметричный характер относительно положения невозмущенных уровней атомов бора и в качестве величины ε_3 брать ее теоретическое значение: $\varepsilon_3 = \Delta F$. При $N_B = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ величина $\varepsilon_3 \approx 12$ мэВ, что соответствует $F_a \approx 32$ мэВ (экспериментальное значение $\varepsilon_3 \approx 6$ мэВ [82]). Отметим, что соотношения (3.1), (3.2) предполагают наличие электронейтральной области в блокирующем слое. Это справедливо при условии, что толщина блокирующего слоя $d_b > (w_1 + w_2)$, где w_1, w_2 - ширина областей пространственного заряда (ОПЗ) у левой и правой границ блокирующего слоя, соответственно. В приближении однородного распределения компенсирующих доноров:

$$w_{1,2} \cong \left(\kappa \phi_{1,2} / 2\pi e N_D^* \right)^{1/2}. \quad (3.4)$$

В действительности, однако, доноры распределены неоднородно. В объеме блокирующего слоя $N_D^* < 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, тогда как в активном слое $N_D = 2.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ [136*], поэтому можно говорить лишь об эффективных значениях $w_{1,2}$. При $N_D^* \approx 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ из (3.1), (3.2) и (3.4) имеем $w_{1,2} \approx 0.8$ и 0.4 мкм, соответственно, т.е. условие $d_b > (w_1 + w_2)$ должно выполняться.

Структуры типа Б отличаются зонной диаграммой p/p^+ - перехода. На границе Si/Ge_xSi_{1-x}, как известно, всегда имеется разрыв валентной зоны ΔE_v , величина которого зависит от x (содержания Ge) [162]. Из рис. 3.9 видно, что в

ситуации, когда $(\Delta E_v - F_h) > F_a$ (F_h - энергия Ферми в гетероконтакте), то легированный до вырождения $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ сплав образует к Si контакт запирающего типа. Величина барьера Шоттки при этом:

$$\phi_3 = (\Delta E_v - F_h) - F_a = \phi_4 - F_a, \quad (3.5)$$

где ϕ_4 - внутренняя работа выхода дырок из гетероконтакта в активный слой. При оценке $\phi_{3,4}$ будем исходить из данных обзора [162]. При уровне легирования сплава 10^{19}см^{-3} и $x \approx 0.1$ уровень Ферми $F_h \approx 38 \text{ мэВ}$. Расчеты разрыва валентной зоны, рассмотренные в [162], дают несколько различные значения ΔE_v : $\Delta E_v [\text{эВ}] = 0.84x$ согласно [163] и $\Delta E_v [\text{эВ}] = 0.75x$ [164,165]. Отсюда при $x=0.12$ получим $\Delta E_v = 90 \div 101 \text{ мэВ}$. С учетом того, что $F_a \approx 32 \text{ мэВ}$ имеем: $\phi_3 = 20 \div 31 \text{ мэВ}$ и $\phi_4 = 52 \div 63 \text{ мэВ}$. Отметим, что ширина барьера Шоттки определяется концентрацией отрицательно ионизованных атомов бора (см. рис. 3.9) и по оценке не превышает среднего межпримесного расстояния (10 нм).

Таким образом, анализ экспериментальных данных и энергетической диаграммы структур показывает, что в случае структур типа А порог в спектре тока короткого замыкания ΔI_{sc} хорошо совпадает с внутренней работой выхода (ϕ_1) дырок из p^+ -Si контакта в блокирующий слой. Между тем, в структурах типа Б прослеживается определенная корреляция между дополнительным порогом в спектре ΔI_{sc} при $h\nu = 50.0 \text{ мэВ}$ и величиной $\phi_4 = 52 \div 63 \text{ мэВ}$, особенно, если учесть возможность подбарьерного туннелирования дырок в этом случае.

3.3.2. Механизм фотовольтаического эффекта

Существенными представляются несколько причин, обуславливающих фотовольтаический эффект в исследованных образцах. Одна из них - это достаточно большая длина баллистического пролета фотоэмитированных дырок в блокирующем слое, где время их рассеяния по импульсу и время релаксации по энергии определяются акустическими фононами. Важно также и то, что в активном слое возможен неупругий захват дырок на нейтральные

примеси бора с испусканием одного акустического фонона [47, 52, 55*], вследствие чего время передачи фотодырками избыточной энергии тепловым колебаниям решетки в этом слое может быть заметно меньше, чем в контактных областях. Результирующие потоки высокоэнергетических дырок при этом оказываются направленными от контактных областей в сторону активного слоя, причем в стационарном состоянии (в режиме разомкнутой цепи) они должны уравниваться потоками преимущественно тепловых дырок, термически возбужденных из активного слоя. Данное обстоятельство поясняется рис. 3.10, где приведена схема основных переходов, определяющих фотоэдс.

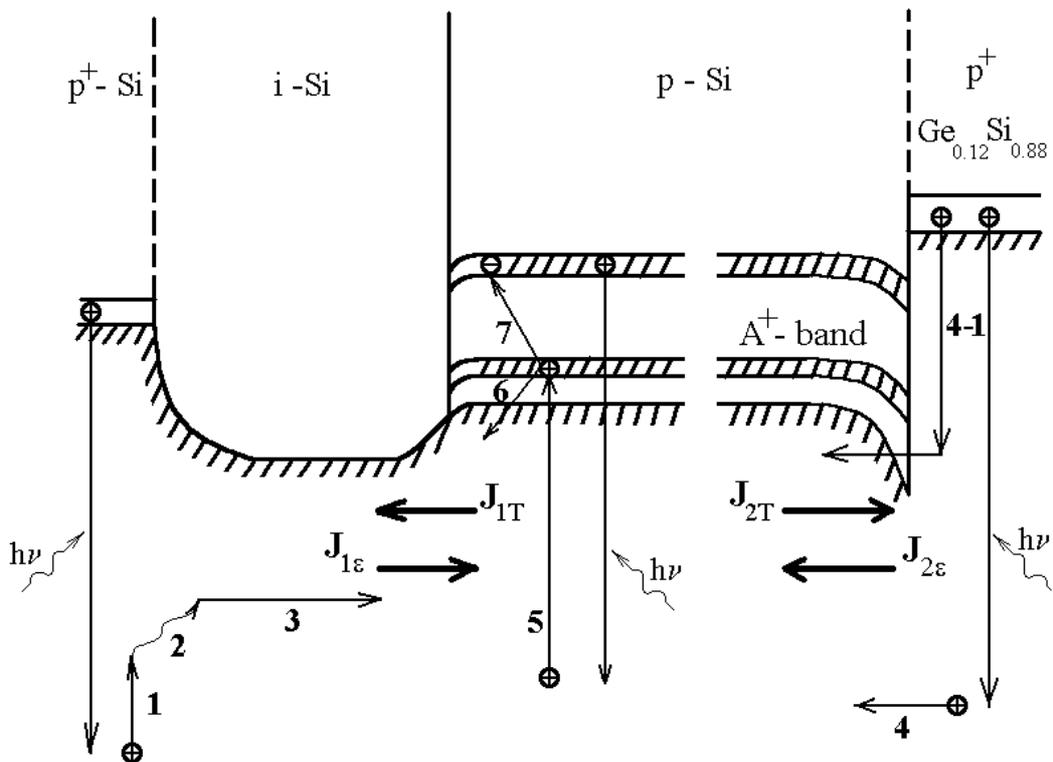


Рис. 3.10. Схема основных энергетических переходов, поясняющая механизм фотовольтаического эффекта в Si:B VIB-структурах типа А и Б.

При фотовозбуждении лазером начальная энергия дырки определяется энергией кванта $h\nu = 236$ мэВ ($\lambda = 5.25$ мкм) и заметно превышает энергию оптического фонона в Si ($\hbar\omega_{opt} = 63$ мэВ [94]). Поэтому начальный наиболее быстрый этап релаксации энергии будет связан с испусканием оптических фононов (переход 1, рис. 3.10). После испускания трех фононов энергия дырки

окажется равной 47 мэВ, т.е. будет превышать величину барьера на p^+/i -переходе: $\phi \approx 44$ мэВ (рис. 3.9). Заметим также, что при такой энергии кванта $h\nu \approx 50$ мэВ достигается максимум фотовольтаического эффекта (рис. 3.7). Последующий этап релаксации энергии (переход 2) определяется взаимодействием со свободными дырками и акустическими фононами, причем те фотодырки, которые диффундируют в блокирующий слой взаимодействуют только с акустическими фононами. Длина свободного пробега носителя l_a при этом достигает максимальной величины и в случае, если $l_a > (d_b - w_2)$, дырка может достичь активного слоя (переход 3). Оценим l_a . Как известно, при рассеянии на акустических фононах l_a не зависит от энергии носителя [46, 47]:

$$l_a = \frac{\pi \hbar^4 \rho s^2}{m^2 E_c k_B T} = l_0 \frac{2ms^2}{k_B T}, \quad (3.6)$$

где ρ - плотность кристалла, s - скорость звука, m - эффективная масса, E_c - константа деформационного потенциала, l_0 - постоянная размерности длины. Значения l_0 и ms^2 , необходимые для оценки l_a , приведены в [46, 47]. При $T = 6$ К для дырок в Si $l_a = 2.8$ мкм и 4.5 мкм - для электронов. Неудивительно поэтому отсутствие фотовольтаического эффекта в Si:Sb ВІВ-структурах с толщиной блокирующего слоя $d_b = 10$ мкм, а также заметное падение тока короткого замыкания выше 7.5 К в Si:В ВІВ-структурах типа А с $d_b = 3$ мкм (см. вставку к рис. 3.2б). Следовательно, в Si:В ВІВ-структурах реализуются условия, при которых возникает поток высокоэнергетических дырок $J_{1\varepsilon}$ от p^+ -Si контакта в сторону активного слоя (рис. 3.10).

В структурах типа Б существует дополнительный встречный поток $J_{2\varepsilon}$ направленный от p^+ - $\text{Ge}_{0.12}\text{Si}_{0.88}$ гетероконтакта (рис. 3.10). Величина потока $J_{2\varepsilon}$ может превышать $J_{1\varepsilon}$, поскольку вклад в него дают, в том числе и те дырки, энергия которых превышает энергию оптического фонона (переход 4), что обусловлено узостью потенциального барьера. На рис. 3.10 показан также двухступенчатый переход 4-1, включающий подбарьерное туннелирование дырок в состояния валентной зоны. С возможностью таких переходов мы

связываем порог при $h\nu=38.4\text{мэВ}$ в спектре тока короткого замыкания для структуры типа Б (рис.3.8). Как следует из рис. 3.9, подбарьерное туннелирование может, в принципе, проявляться при энергиях квантов $h\nu > F_a$; по нашей оценке F_a составляет $\approx 32\text{ мэВ}$.

Иным представляется механизм остывания фотодырок в активном слое. Начальный этап релаксации здесь также связан с испусканием оптических фононов. Однако, при их энергиях, меньших $\hbar\omega_{opt}$, последующий этап релаксации может целиком определяться неупругим захватом дырок на нейтральные атомы бора с испусканием одного акустического фонона (переход 5) [47, 52, 55*]. В нашем случае уровень легирования достаточно высокий и состояния нейтральных атомов бора образуют A^+ -зону [43, 83]. Часть из захваченных дырок термически выбрасываются обратно в валентную зону (переход 6) с энергией, определяемой температурой решетки, а часть - рекомбинирует непрямым образом [83] на отрицательно заряженных акцепторах (переход 7). Время остывания дырок в этом случае определяется временем их захвата на нейтральные центры бора τ_0 [86*], которое в слабо компенсированных образцах Si:B с $N_B \approx 10^{17}\text{ см}^{-3}$ достигает $\tau_0 \approx 5 \cdot 10^{-12}\text{ с}$ [83]. Учитывая, что $\tau_0 \propto 1/N_B$, можно ожидать, что в нашем случае $\tau_0 \approx 5 \cdot 10^{-13}\text{ с}$, т.е. заведомо меньше, чем время энергетической релаксации на акустических фононах $\tau_\varepsilon \sim 10^{-10}\text{ с}$ при $T = 10\text{ К}$ [46].

В этой ситуации потоки высокоэнергетических дырок $J_{1\varepsilon}$ и $J_{2\varepsilon}$ должны приводить к нейтрализации отрицательно заряженных акцепторов и накоплению положительного заряда в активном слое вблизи i/p и p/p^+ -переходов, соответственно. При этом уменьшаются барьеры ϕ_2 и ϕ_3 (рис. 3.9) для тепловых потоков дырок J_{1T} и J_{2T} , направленных из активного слоя в сторону контактов (рис. 3.10). В стационарном состоянии ($I_{ph}=0$): $J_{1\varepsilon}=J_{1T}$ и $J_{2\varepsilon}=J_{2T}$. С другой стороны:

$$J_{1,2T} \propto p_T \exp\left(-\frac{\phi_{2,3\Phi}}{k_B T}\right) = J_{1,2} \exp\left(-\frac{\phi_{2,3\Phi}}{k_B T}\right), \quad (3.7)$$

где p_T - концентрация термолизованных фотодырок в активном слое, $\phi_{2,3\Phi}$ - значения потенциальных барьеров $\phi_{2,3}$ в условиях ИК подсветки. Разность потенциалов, возникающая между гранями структур при фотовозбуждении, определяются изменением высот барьеров [72]. В структурах типа А с учетом (3.2) и равенства потоков:

$$eV_A = -eV_{emf} = -(\phi_2 - \phi_{2\Phi}) = -\left\{ \varepsilon_3 - k_B T \times \ln \left[\left(\frac{N_B^* - N_D^*}{N_D^*} \right) \frac{J_1}{J_{1\varepsilon}} \right] \right\}. \quad (3.8)$$

Аналогично для структуры типа Б:

$$eV_B = -(\phi_2 - \phi_{2\Phi}) + (\phi_3 - \phi_{3\Phi}) = \phi_3 - \varepsilon_3 + k_B T \times \left\{ \ln \left[\left(\frac{N_B^* - N_D^*}{N_D^*} \right) \frac{J_1}{J_{1\varepsilon}} \right] - \ln \left(\frac{J_2}{J_{2\varepsilon}} \right) \right\}. \quad (3.9)$$

Из (3.8) и (3.9) вытекает, что V_A и V_B зависят от отношения потоков $J_{1\varepsilon}$, $J_{2\varepsilon}$, J_1 и J_2 , которые пропорциональны концентрациям высокоэнергетических p_ε и тепловых p_T фотодырок. В свою очередь p_ε и p_T пропорциональны Φ . Отсюда следует, что фотоэдс не должна зависеть от интенсивности фотовозбуждения, что и наблюдается в эксперименте. Кроме того, согласно (3.8) и (3.9) путем линейной экстраполяции V_A и V_B к $T = 0$ можно оценить значения ε_3 и $(\phi_3 - \varepsilon_3)$, соответственно. Используя данные на рис. 3.2б и 3.3б, получим: $\varepsilon_3 \approx 9.6$ мэВ и $(\phi_3 - \varepsilon_3) \approx 13.3$ мэВ, т.е. $\phi_3 \approx 22.9$ мэВ. Эти величины находятся в согласии с ранее сделанными теоретическими оценками $\varepsilon_3 \approx 12$ мэВ и $\phi_3 = 20 \div 31$ мэВ. Обратим также внимание, что (3.8) и (3.9) предсказывают более слабое изменение V_B с температурой по сравнению с V_A . По сути, это связано с разными направлениями потоков дырок, как тепловых J_{1T} и J_{2T} , так и высокоэнергетических $J_{1\varepsilon}$ и $J_{2\varepsilon}$ в случае структур Б. Другими словами, при достаточно низких температурах различия в форме барьеров у правой и левой границ активного слоя в структурах типа Б не сказываются на характере формирования фотовольтаического эффекта. Однако, фотоэдс, обусловленные этими барьерами, противоположны по знаку, что и приводит к определенной компенсации температурной зависимости V_B . Заметим, что при $T > 6$ К, длина

баллистического пролета дырок становится меньше толщины блокирующего слоя, что сопровождается уменьшением потока высокоэнергетических дырок из p^+ -Si контакта и увеличением тока короткого замыкания (см. рис. 3.3б). При дальнейшем увеличении температуры поток тепловых дырок начинает сравниться с потоком высокоэнергетических дырок из гетероконтакта. При этом происходит постепенный переход к термодиффузионной эдс Дембера [72], которая носит симметричный характер и с ростом температуры стремится к нулю. Поэтому при повышении температуры область увеличения тока короткого замыкания сменяется областью его спада (рис. 3.3б).

Выводы к Главе 3

Таким образом, в области малых напряжений смещения (<100 мВ) исследована полевая зависимость фотопроводимости Si:Sb и Si:B ВІВ-структур с разной толщиной нелигированного (блокирующего) слоя [137*-139*, 160*]. Концентрация примесей в легированном (активном) слое составляла $\approx 10^{18}$ см⁻³. Измерения проводились в диапазоне температур $T = 4-15$ К, как при больших ($\Phi \sim 10^{16}$ фотон/см²·с), так и малых ($\Phi < 10^{14}$ фотон/см²·с) потоках падающих фотонов. Обнаружен фотовольтаический эффект, проявляющийся в Si:B ВІВ-структурах с малой толщиной (3 мкм) блокирующего слоя. Установлено, что фотоэдс возникает при энергиях квантов больших энергии ионизации бора, причем ее величина не зависит от интенсивности фотовозбуждения (при $\Phi > 10^{13}$ фотон/см²·с) и в пределе низких температур близка к энергии активации прыжковой проводимости ε_3 активного слоя.

Фотовольтаический эффект объясняется баллистическим пролетом блокирующего слоя дырками, фотоэмитированными из контакта, и последующим их остыванием в активном слое, а также наличием потенциального барьера $\approx \varepsilon_3$ между активным и блокирующим слоями. С учетом этих факторов предложена модель, описывающая основные закономерности в поведении фотоэдс в зависимости от температуры, интенсивности и энергии квантов возбуждающего излучения [137*, 160*].

Представленные в Главе 3 результаты демонстрируют также новый подход к обнаружению ИК излучения с помощью ВВ-структур, при котором не возникает проблемы уменьшения темновых токов и шумов, обусловленных ими.

4. Использование ВІВ структур для магнитооптических исследований в сильных (до 60 Тл) магнитных полях

Ранее уже отмечалось, что наши эксперименты продемонстрировали эффективность использования ВІВ-структур для магнитооптических исследований, в частности, для исследований излучения квантовых каскадных лазеров (ККЛ) в сильных импульсных магнитных полях (до 40-60 Тл), в том числе в допороговой области при низких интенсивностях излучения [147*-149*,166*,167]. Объясняется это (см. раздел 2.5 и [150*]) как высокой фоточувствительностью структур, так и относительно слабой зависимостью их фотоотклика от магнитного поля, обусловленной высоким уровнем легирования активной области и формированием в ней примесной зоны. Важно также, что в этих условиях подавляются резонансные эффекты в поглощении излучения, вызывающие резкие изменения фототклика приемника. Между тем такого рода эффекты присущи обычным фотопроводникам с умеренным уровнем легирования и связаны с влиянием квантуемых магнитных полей на энергетический спектр примесных уровней [120, 168, 169]. Кроме того, ВІВ-структуры обладают геометрией, удобной для создания компактных измерительных систем на базе импульсных соленоидов, в которых направление магнитного поля совпадает с направлением падающего излучения и протекающего через фотоприемник тока. В этом случае существенно ослабляется паразитный для фотоприемника магниторезистивный эффект, а также реализуются оптимальные условия (геометрия Фарадея) для наблюдения циклотронного резонанса, играющего важную роль в исследованиях электронного энергетического спектра твердотельных объектов, в том числе с необычным характером энергетической дисперсии (см., например, [170-172, 173*] и ссылки там).

Ниже (в разделе 4.1) описаны физические основы работы ККЛ в сильных полях, затем экспериментальная установка для магнитооптических исследований ККЛ, включающая компактную оптическую измерительную ячейку на основе ВІВ-детектора, выполненную в виде приставки к

импульсному соленоиду. Далее, представлены результаты магнитооптических исследований [147*-149*, 166*], в которых, в частности, был обнаружен эффект гигантской модуляции интенсивности излучения ККЛ магнитным полем ($\sim 10^3$ раз), обусловленный межподзонами магнитофононными резонансами (антирезонансами) в условиях квантования Ландау. Результаты [147*-149*,166*] были использованы в работе при создании компактного спектрометра для исследований циклотронного резонанса в сильных импульсных полях [174*-176*], описанного в разделе 4.2.¹²

4.1. Влияние сильных магнитных полей на излучение квантовых каскадных лазеров

В настоящее время квантовый каскадный лазер является пожалуй единственным примером компактного полупроводникового источника ИК излучения среднего и дальнего диапазонов ($\lambda \approx 5 - 250$ мкм), который может обладать высокой мощностью излучения (~ 0.1 Вт) и способен работать при температурах вплоть до комнатной (и даже выше при $\lambda \approx 5-9$ мкм) в непрерывном и/или импульсном режимах [177-180]. Благодаря уникальным характеристикам ККЛ может быть использован в спектральных исследованиях различного рода физических и биологических объектов, в устройствах формирования изображений, в высокочувствительном спектральном газоанализе и молекулярной спектроскопии высокого разрешения [177,181,182].

Генерация излучения в ККЛ происходит благодаря переходам между подзонами размерного квантования внутри квантовых ям (КЯ) [177]. Один из эффективных методов обеспечения инверсии населенностей в ККЛ, используемый в данной работе, основан на использовании трехуровневой схемы,¹³ когда энергия между нижними двумя уровнями в квантовой яме соответствует энергии продольного оптического фонона (LO). В рабочем

¹² Модифицированный до приборного уровня вариант спектрометра описан в [171].

¹³ Первая реализация ККЛ группой Капассо основана на использовании данной схемы [183].

режиме, накачка осуществляется путем инжекции электронов на верхний уровень размерного квантования, а следующий за ним нижний уровень эффективно освобождается за счет быстрого резонансного испускания ЛО-фонона, обеспечивая тем самым инверсию населенностей. Безызлучательная рекомбинация с участием оптических фононов так же возможна и с верхнего лазерного уровня, что приводит к малым временам жизни электронов (~ 1 пс) в этом состоянии [184]. По этой причине пороговый ток для ККЛ оказывается заметно выше, чем в лазерных диодах на основе межзонных переходов. Снизить пороговый ток можно, понижая размерность системы от двумерной (2D) к нульмерной (0D) и тем самым, модифицируя ее спектр от непрерывного в плоскости КЯ к дискретному. В этих условиях возможно сильное подавление рассеяния электронов на оптических фононах за счет формирования так называемого «фононного горла» («optical phonon bottleneck» - случай, когда испускание оптического фонона запрещено законом сохранения энергии) [185-187]. В наших исследованиях [147*-149*,166*,167] трансформация спектра от 2D к 0D системе осуществлялась путем приложения сильного магнитного поля (до 60 Тл) перпендикулярно слоям квантовой ямы и, соответственно, параллельно току, протекающему через ККЛ на основе GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ гетероструктур [188, 189].

Напомним вначале основные физические процессы, определяющие транспорт и люминесценцию в квантовом каскадном лазере, в том числе в сильных магнитных полях.

4.1.1. Квантовый каскадный лазер в сильных магнитных полях

На рис. 4.1 показана зонная структура каскада ККЛ [188, 189] на основе $\text{Ga}_{0.67}\text{Al}_{0.33}\text{As}/\text{GaAs}$ квантовых ям. Каскад, включающий инжектор, активную область из трех КЯ и экстрактор, функционирует подобно туннельной резонансной структуре с двойным барьером, что схематически изображено на вставке к рис. 4.1. Центральная область представляет собой три связанных КЯ, которыми формируются три подзоны, обозначенные как E_1 , E_2 и E_3 .

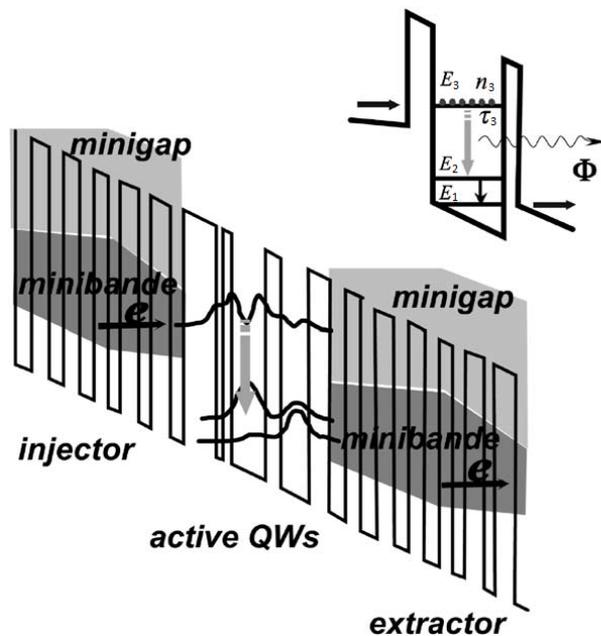


Рис. 4.1. Схематическое изображение одного периода зонной структуры ККЛ на основе $\text{Ga}_{0.67}\text{Al}_{0.33}\text{As}/\text{GaAs}$ квантовых ям. $h\nu = E_3 - E_2 = 117$ мэВ ($\lambda = 11.4$ мкм); $E_2 - E_1 = 38$ мэВ. Толщина активной области КЯ составляет 14 нм.

Диагональный переход из верхней подзоны в среднюю подзону определяет энергию лазерного излучения $(E_3 - E_2) = h\nu$. Нижние подзоны отделены на энергию LO – фонона $(E_2 - E_1 = \hbar\omega_{\text{LO}})$, что способствует быстрому опустошению E_2 – подзоны за счет резонансного испускания LO – фонона и созданию инверсии заселенностей между верхними подзонами. Заселенность подзоны E_3 обеспечивается резонансным туннелированием электронов через

барьер из инжектора - миниподзоны, образованной сверхрешеткой. Аналогично происходит опустошение нижних подзон E_1 и E_2 путем туннелирования с них электронов в нижнюю миниподзону экстрактора. Важная особенность сверхрешеточного экстрактора (инжектора) заключается в том, что в нем также формируется минизапрещенная зона, которая препятствует переходу электронов с верхней E_3 – подзоны непосредственно в экстрактор. В этих условиях в предельном случае, когда ток утечки отсутствует (обычно достигается при гелиевых температурах), ток через ККЛ определяется рекомбинационным током в активной области:

$$j = en_3 / \tau_3. \quad (4.1)$$

Здесь n_3 и τ_3 - поверхностная заселенность и время жизни электронов в верхней подзоне E_3 . Из этого выражения следует, что модуляция магнитным полем времени жизни τ_3 в режиме постоянного тока будет приводить к той же самой модуляции заселенности верхней подзоны n_3 . Экспериментально это должно проявляться как в интенсивности излучения ККЛ ($\Phi_L \propto n_3$), так и в накоплении

заряда в КЯ ($\propto en_3$), что в свою очередь будет отражаться в падении напряжения на ККЛ (V_L), т.е. в магнетосопротивлении.

Существенные изменения τ_3 ожидаются в квантующих магнитных полях, перпендикулярных КЯ, поскольку непрерывный спектр состояний для движения электронов в плоскости КЯ ($E_{n,k_{\parallel}} = E_n + \hbar^2 k_{\parallel}^2 / 2m(E)$ при $B = 0$) трансформируется в дискретные уровни Ландау (0D подобные атомные уровни), положение которых определяется магнитным полем:

$$E_{n,l} = E_n + (l + \frac{1}{2})\hbar\omega_c, \quad (4.2)$$

где n и l – номера подзоны и уровня Ландау, соответственно, k_{\parallel} – волновой вектор в плоскости КЯ, $\omega_c = eB/m(E)$ – циклотронная частота, $m(E)$ – эффективная масса электронов, которая может зависеть от энергии из-за непараболичности подзон [190]: для GaAs $m(0) = 0.067 \cdot m_0$. В этих условиях, очевидно, электроны будут инжектироваться на нулевой уровень Ландау третьей подзоны $E_{3,0}$, а излучательный переход по правилам отбора будет совершаться на уровень $E_{2,0}$. Ниже мы покажем, что в этой ситуации время жизни электронов τ_3 на верхнем уровне $E_{3,0}$ может сильно возрасти, поскольку энергия LO – фононов является фиксированной, а состояния для испускания LO – фонона, отстоящие от $E_{3,0}$ на величину $\hbar\omega_{LO}$, могут отсутствовать [147*,148*]. При этом резко возрастает интенсивность излучения ($\propto n_3$) и в соответствие с (4.1) проявляется максимум в зависимости $V_L(B)$.

4.1.2. Образцы и методы их исследования

Были исследованы два типа ККЛ с длиной волны излучения $\lambda = 11.4$ мкм (QCL-11) и $\lambda = 9.2$ мкм (QCL-9) [188,189]. Образец QCL-11 включал 40 каскадов состоящих из инжектора/активной области/экстрактора с содержанием Al в $Al_xGa_{1-x}As$ барьерах $x = 33$ %, тогда как образец QCL-9 обладал $x = 45$ % и состоял из 36 каскадов. Рассчитанные времена жизни в E_3 – подзоне составляли 0.9 пс для образца QCL-11 и 1 пс для образца QCL-9. Образцы были

изготовлены в виде волновода шириной 20-30 мкм и длиной 1-1.5 мм с одним из торцов свободным для выхода излучения (см. рис. 4.2). Оптический волновод в этих лазерах создавался сильно вырожденной подложкой ($N_{Si}=3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) и вырожденным GaAs слоем толщиной 0.7 мкм легированным до $N_{Si} = 9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

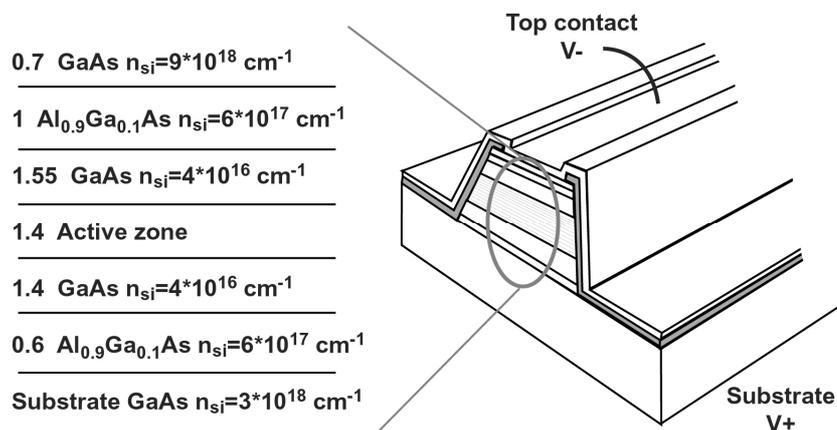


Рис. 4.2. Схематическое изображение GaAs квантовых каскадных лазеров согласно [183, 184]. Цифрами слева обозначены толщины областей в микронах.

Детали характеристики лазеров приведены в [188,189]. Здесь мы лишь отметим, что измеренные положения подзон хорошо совпали с расчетными данными. На рис. 4.3 представлен спектр спонтанной эмиссии ККЛ, измеренный с помощью Фурье спектрометра в поле 44 кВ/см при $T = 4 \text{ К}$. Наблюдается два пика, один из которых (наиболее интенсивный) соответствует лазерному переходу ($E_3 - E_2$) = 111 мэВ. Другой соответствует переходу 3-1 и сдвинут в область больших энергий на величину 37 мэВ, равную в соответствие с расчетом приблизительно энергии LO – фонона (36 мэВ).

Лазерные кристаллы подпаивались с помощью индия на порытые золотом сапфировые подложки, обеспечивающие хороший теплоотвод. К верхней контактной площадке лазера (рис. 4.2) также с помощью индия подпаивалась медная проволока диаметром 0.05 мм. Стандартный (ультразвуковой) метод разварки проводников, используемый в микроэлектронике, оказался ненадежным – контакт легко разрушался в сильном поле при протекании токов величиной около 1 А длительностью ~ 1 мкс.

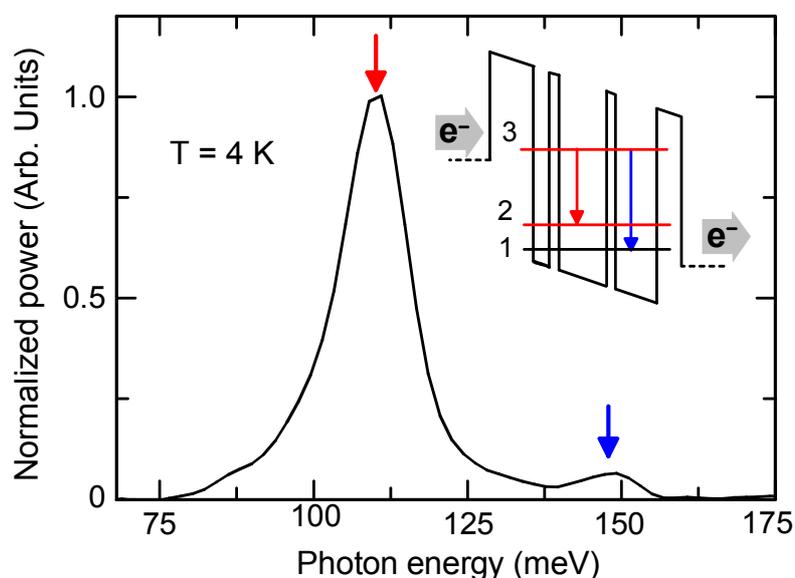


Рис. 4.3. Спектр электролюминесценции ККЛ, измеренный в поле 44 кВ/см при 4 К при токах ниже порогового тока. Стрелками показаны переходы при 111 мэВ и 148 мэВ, отвечающие 3-2 и 3-1 оптическим переходам, соответственно. На вставке показана энергетическая диаграмма одного периода ККЛ, на которой стрелками изображены 3-2 и 3-1 переходы.

Детали экспериментальной установки для исследования излучения ККЛ в сильных импульсных полях, система сбора и обработки данных подробно описаны в [167]. Исследования выполнены в национальной Лаборатории сильных магнитных полей (LNCMI), г. Тулуза, Франция. При измерениях в основном использовался импульсный соленоид, обеспечивающий поле до 62 Тл при длительности его спада ~ 100 мс (амплитудное значение поля достигалось за ≈ 20 мс).

Блок-схема установки для исследования излучения ККЛ в сильных полях показана на рис. 4.4. Установка позволяет в импульсном режиме одновременно контролировать напряжение на ККЛ, ток и интенсивность лазерного излучения, а также магнитное поле в соленоиде. Установка включает:

- Импульсный генератор Avtech 1015B (1);
- Разработанный нами источник тока, преобразующий быстрые импульсы напряжения в импульсы тока (2). Источник тока (2) обеспечивает импульсы тока длительностью ≥ 500 нс, величиной до 3 А;
- Источник напряжения (3);

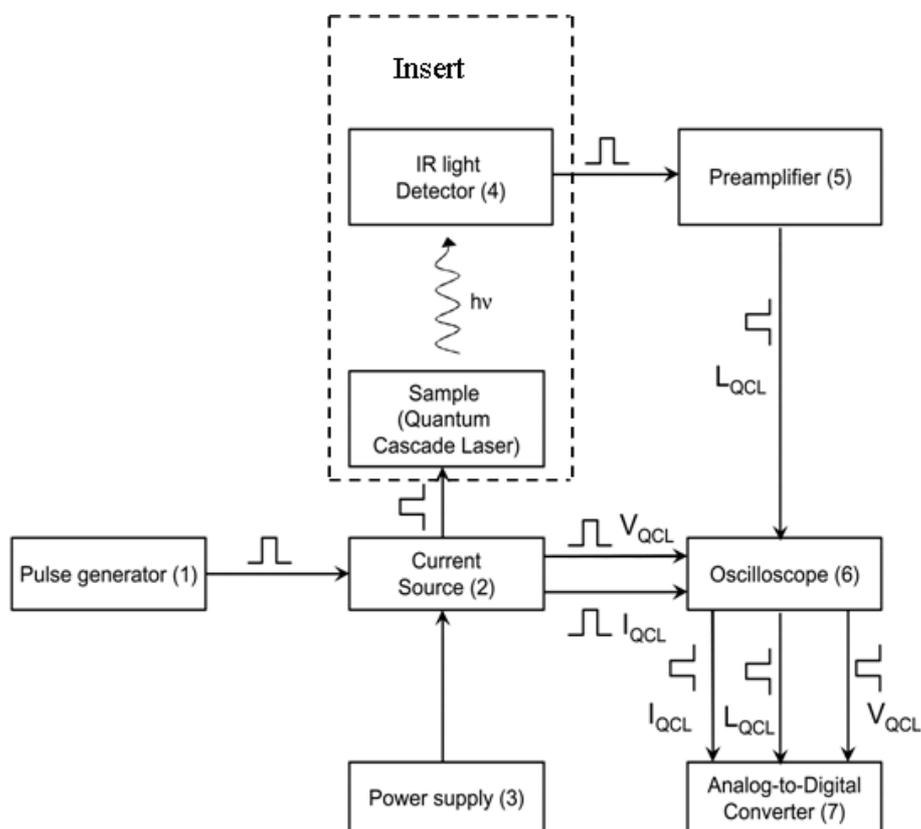


Рис. 4.4. Блок-схема установки для исследования в импульсном режиме излучения ККЛ.

- ВІВ-детектор (4), размещенный вместе с ККЛ в измерительной вставке к импульсному соленоиду. Сигнал с детектора регистрируется с помощью
- чувствительного преобразователя ток-напряжение (5) на основе операционного усилителя AD549;
- Осциллограф для оперативного контроля амплитуд и длительности импульсов (6);
- Быстрая карта NI 6115 (National Instruments) для преобразования сигналов в цифровую форму и сбора данных (7). Разрядность АЦП карты 12 бит; время дискретизации 0.1 мкс.

Измерительная карта позволяет одновременно регистрировать сигналы по 4-м каналам и обладает внутренней памятью на $16 \cdot 10^6$ точек, что дает возможность осуществлять непрерывные измерения в течение интервала времени 400 мс, существенно превышающего общую длительность импульса поля ≈ 120 мс. Основные параметры измерительной системы суммированы в таблице 4.1.

Важным элементом экспериментальной установки является оптическая вставка к импульсному соленоиду на основе ВІВ-детектора, разработанная

Таблица 4.1. Основные параметры измерительной системы

Длительность импульсов	Амплитуда тока	Амплитуда напряжения	Длина волны	Точность
≥ 500 нс	≤ 3 А	≤ 20 В	5-30 мкм	$\leq 1\%$ по току; $\leq 0.1\%$ по напряжению

нами для исследования влияния магнитного поля на излучение ККЛ. Принципиальная схема вставки показана на рис. 4.5. Образец ККЛ смонтирован на держателе (1), размещенном в тонкостенной полированной трубе из нержавеющей стали длиной 25 см (2), играющей роль оптического световода. На держателе (1) расположена также небольшая зеркальная призма (из Ge), с помощью которой излучение от ККЛ отражается на ВІВ-детектор, находящийся выше края соленоида, где магнитное поле падает ниже 1 Тл (рис. 4.6). В этих условиях уменьшение чувствительности ВІВ-детектора не превышает 10 % (рис. 4.6; см. также [150*]). Из результатов по исследованию фотоотклика ВІВ-структур в сильных магнитных полях [150*] вытекает также, что их высокая чувствительность и одновременно слабая зависимость от поля достигаются при температурах $T = 7-9$ К (см. также [132*] и разделы 2.3.2 и 2.5). Поэтому держатель детектора (4) снабжался дополнительно датчиком температуры и нагревателем. В держатель ККЛ также был вмонтирован термодатчик для контроля его температуры. В качестве датчиков использовались Si диоды DT 422 и DT 470 фирмы Lake Shore. Особенность оптической вставки заключалась в том, что верхняя часть трубы из нержавеющей стали (оптического световода) была герметично (с помощью криогенной эпоксидной смолы) закрыта оптическим окном из чистого Ge. В этом случае в процессе измерений в оптическом световоде отсутствовал жидкий гелий, кипение которого приводит к сильным шумам в интенсивности излучения ККЛ и затрудняет его измерения. Для подавления паразитных электрических наводок («электрического дребезга»),

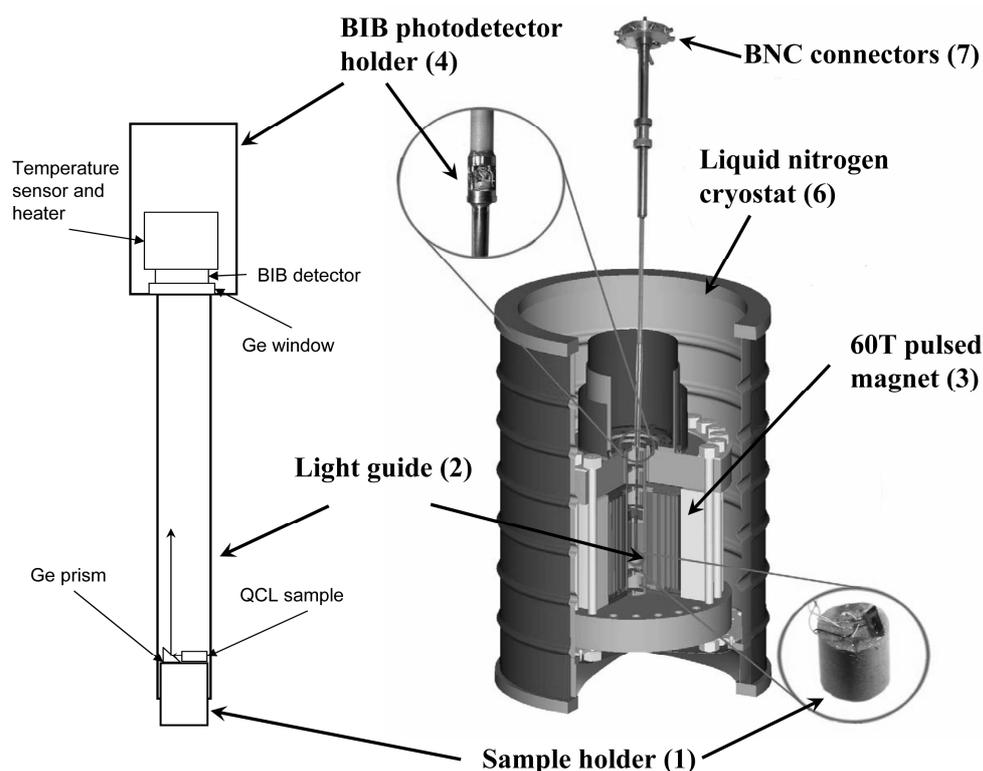


Рис. 4.5. Схема оптической вставки к импульсному соленоиду на основе ВІВ-детектора для исследования излучения ККЛ в магнитном поле.

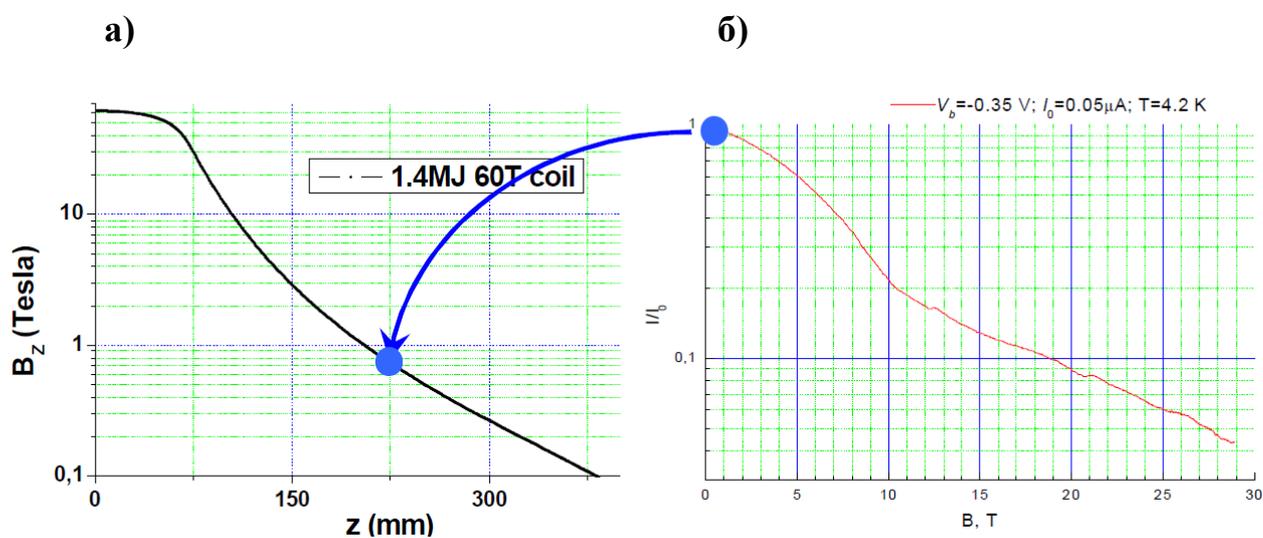


Рис. 4.6. а) Зависимость магнитного поля от расстояния до центра соленоида. б) Фотоотклик ВІВ-детектора в зависимости от магнитного поля при облучении фоном комнатной температуры.

возникающих при пропускании импульсов тока через ККЛ, обратная связь в преобразователе ток-напряжение (5) (рис. 4.4) выполнялась в виде интегрирующей цепочки с постоянной времени 5-15 мкм.

При этом чувствительность по току в микросекундном диапазоне времен достигала 10 нА (соответствует мощности излучения $\sim 10^{-9}$ Вт). Минимальный диаметр оптического световода составлял 7 мм, так что с оптической вставкой можно было работать во всех имеющихся гелиевых криостатах LNСMІ. Отметим также, что компактность вставки и особенности ее конструкции (оптический световод длиной 25 см одновременно служил основанием для крепления излучателя и детектора) позволяли практически полностью избежать нежелательных шумов, связанных с сильными механическими колебаниями соленоида, возникающими при пропускании через него импульсных токов величиной до 10000 А.

Большинство экспериментов выполнено в режиме постоянного тока через ККЛ; длительность импульсов тока составляла около 1.5 мкс, а частота их следования ≈ 4 кГц. При этом амплитуда импульсов достигала ≈ 2.5 А. Специальными экспериментами было установлено, что эффекты локального джоулева разогрева ККЛ в этом случае оказываются несущественными, т.е. отсутствовала зависимость измеряемых сигналов от скважности импульсов.

Измерения с частотой дискретизации 10 МГц по 4-м каналам (ток, напряжение, интенсивность излучения, магнитное поле) начинались с момента запуска магнитного поля и продолжались в течение 0.4 с. На каждый канал при этом приходилось по 4×10^6 точек измерений. В дальнейшем с помощью разработанной программы на языке Microcal Origin из данного массива точек извлекались только те точки, которые отвечали вершине импульса тока (по 6-8 точек на каждый импульс). Затем по этим точкам находились средние значения сигналов, которые использовались для нахождения искомых зависимостей, в частности, интенсивности излучения ККЛ Φ_L и падения напряжения на лазере V_L от магнитного поля B .

4.1.3. Результаты и их обсуждение

Типичные магнитополевые зависимости интенсивности излучения $\Phi_L(B)$ для лазера QCL-11 и падения напряжения на нем $V_L(B)$ приведены на рис. 4.7.

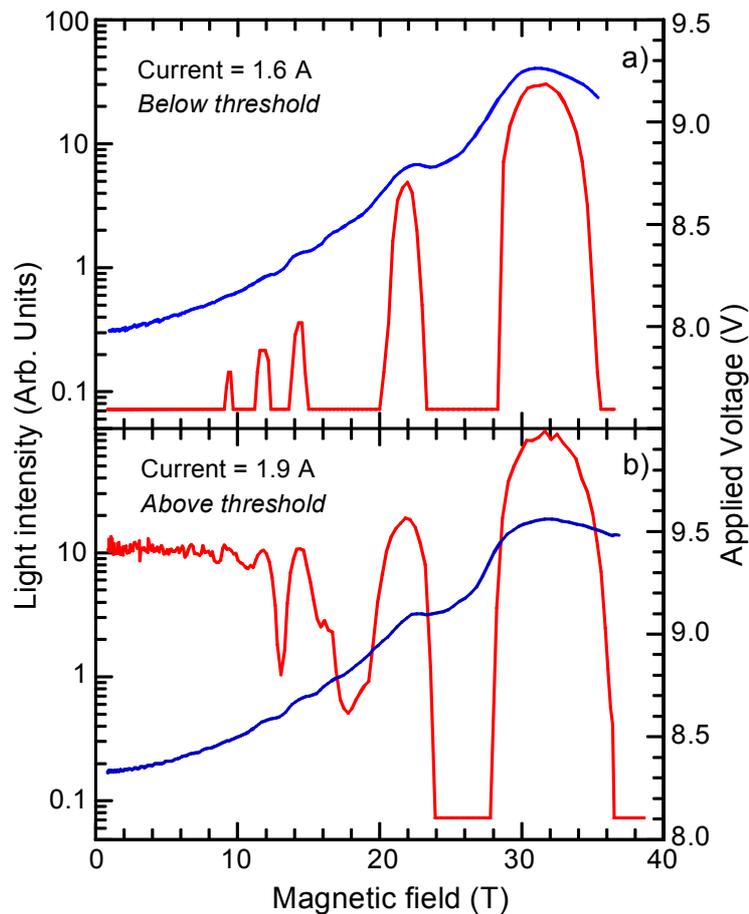


Рис. 4.7. Интенсивность излучения (красная линия) в логарифмическом масштабе и напряжение смещения на лазере QCL-11 (синяя линия) в зависимости от магнитного поля, измеренные для двух значений тока (1.6 А и 1.9 А) при температуре 4 К. а) Величина тока накачки ниже порогового тока $I_{th} = 1.75$ А при $B = 0$ Тл. Нулевой уровень сигнала определяется детектором. б) Ток накачки выше порогового тока $I_{th} = 1.75$ А. В обоих случаях интенсивность излучения ККЛ сильно модулируется магнитным полем вследствие подавления или резонансного усиления эмиссии ЛО-фононов для электронов в $|3,0\rangle$ состоянии. Максимумы в интенсивности излучения совпадают с максимумами в напряжении V_L вследствие роста времени жизни электронов τ_3 на уровне Ландау $E_{3,0}$.

Зависимости получены для двух значений тока – ниже (рис. 4.7а) и выше (рис. 4.7б) порогового тока ($I_{th} = 1.75$ А). В случае, когда ток накачки лазера меньше I_{th} (рис. 4.7а), его излучение при некоторых значениях поля резко возрастает. При этом сигнал от детектора на много порядков превосходит его шум при $B = 0$ Тл. В этих условиях, как явствует из рисунка, наблюдаются также локальные максимумы в полевой зависимости напряжения смещения лазера $V_L(B)$, отвечающие максимумам магнетосопротивления, что указывает согласно (4.1) на рост времени жизни электронов τ_3 на уровне Ландау $E_{3,0}$ от верхней подзоны. Заметим, что максимумы в зависимости $V_L(B)$ наблюдаются на фоне

монотонного роста V_L , обусловленного ростом сопротивления миниподзоны инжектора с увеличением поля [191]. В случае, когда ток накачки лазера

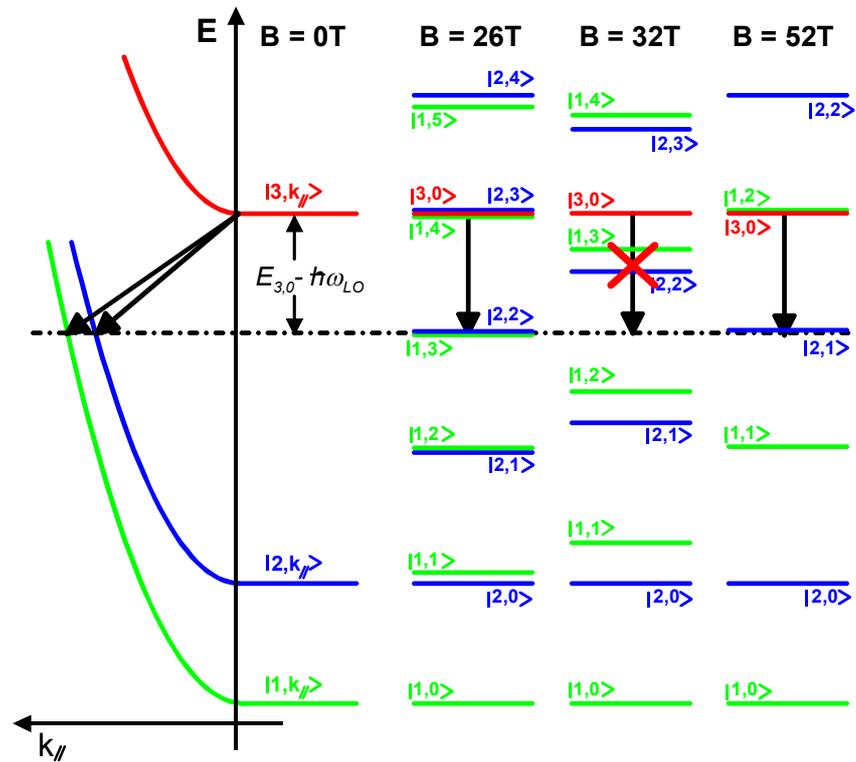


Рис. 4.8. Энергетическая схема активной области ККЛ в нулевом поле и при $B = 26, 32$ и 52 Тл. Магнитное поле трансформирует три подзоны с непрерывным распределением состояний при $B = 0$ Тл ($E_{n,k_{\parallel}} = E_n + \hbar^2 k_{\parallel}^2 / 2m$, $n = 1, 2$ и 3) в три набора («лестницы») уровней Ландау. Наборы представлены горизонтальными линиями различных цветов: зеленый соответствует уровням Ландау с $n=1$, голубой - с $n=2$ и красный - с $n=3$. Пунктирной линией обозначен уровень энергии, отстоящий от $|3,0\rangle$ состояния на энергию LO-фонона. Черные стрелки символизируют испускание LO-фонона, которое имеет резонансный характер при $B = 26$ Тл и 52 Тл из-за наличия уровней Ландау, пересекающих пунктирную линию. Однако при $B = 32$ Тл испускание LO-фонона запрещено. Ситуация при $B = 26$ Тл соответствует двойному резонансу, поскольку два уровня Ландау расположены ниже $|3,0\rangle$ состояния на энергию LO-фонона. По этой причине время жизни в данном состоянии резко падает – лазер «выключается».

превышает I_{th} (рис. 4.7б), ярко проявляются как области резкого роста интенсивности лазерного излучения, так и падения. Причем при некоторых значениях полей, в частности, при $B = 26$ Тл сигнал излучения падает практически до нуля (лазер «выключается»).

Эффект гигантской модуляции излучения ККЛ можно понять, сравнив энергетический спектр системы при $B = 0$ Тл со спектром, который возникает в сильных полях. В частности, на рис. 4.8 показан спектр при трех значениях

магнитных полей: $B = 26, 32$ и 52 Тл. Для сравнения приведен также спектр системы в нулевом поле. При $B = 0$ Тл электронные состояния, возникающие из-за размерного квантования в направлении оси роста структуры, имеют вдоль слоев энергетическую дисперсию $E_n(k_{\parallel})$ характерную для плоских волн. При этом в силу небольшой непараболичности дисперсионные кривые $E_n(k_{\parallel})$ разных подзон приблизительно параллельны друг другу [192]. В этом случае эмиссия фононов (и/или их поглощение в области высоких температур) при переходе электронов из подзоны с $n=3$ в нижние подзоны с $n=2$ и $n=1$ всегда возможна из-за «плоского» закона дисперсии для оптических фононов. Схематически это поясняется на рис. 4.8 двумя наклонными черными стрелками. Однако в сильном поле ситуация изменяется кардинально. Непрерывный спектр в этом случае трансформируется в дискретные уровни Ландау, положение которых определяется магнитным полем согласно (4.2). [Для ясности на рис. 4.8 из энергии основных состояний (уровней Ландау с $l=0$) вычтена величина $\hbar\omega_c = \hbar(eB/2m)$ для того, чтобы исключить зависимость их положения от B]. Для случая $B \neq 0$ Тл рис. 4.8 иллюстрирует два резонансных и одно антирезонансное условия, которые могут возникать при рассеянии электрона с испусканием ЛО-фонона на уровне Ландау $|3,0\rangle$ ($|n,l\rangle$ обозначает уровень Ландау с квантовыми числами n и l). При $B = 26$ Тл сразу два уровня Ландау $|1,3\rangle$ и $|2,2\rangle$ отстоят на энергию ЛО-фонона $\hbar\omega_{LO} = 36$ мэВ от возбужденного уровня $|3,0\rangle$ для лазерного перехода. В этом случае выполняется условие двойного резонанса для испускания фонона и время жизни электронов τ_3 сильно уменьшается. В свою очередь это приводит к значительному росту порогового тока и фактически к «выключению» лазера в полях ≈ 26 Тл. При $B=52$ Тл возникает более общий случай рассеяния с резонансным испусканием фонона, когда только один уровень Ландау ($|2,1\rangle$) расположен ниже $|3,0\rangle$ состояния на энергию $\hbar\omega_{LO} = 36$ мэВ.

Ситуация кардинально изменяется при $B=32$ Тл: электроны инжектированные в $|3,0\rangle$ состояние не могут потерять свою энергию за счет

испускания LO-фонона, т.к. отсутствуют уровни Ландау, отстоящие от этого состояния на энергию $\hbar\omega_{LO} = 36$ мэВ. Подавление такого рассеяния приводит к увеличению времени жизни электронов и, соответственно, к росту заселенности $|3,0\rangle$ уровня (в режиме постоянного тока накачки лазера). Этот эффект отражается в данных рис. 4.7, которые демонстрируют сильное увеличение интенсивности излучения ККЛ в полях $B \approx 32$ Тл, а также при других значениях B , отвечающих антирезонансному условию. Данное наблюдение можно рассматривать как прямое доказательство формирования «фононного горла» в системе на основе 0D сильно вырожденных состояний [147*,148*]. Отметим, что это явление в системах типа квантовых каскадных лазеров носит общий характер и не зависит от длины волны их излучения. В частности, эффект «фононного горла» наблюдался нами и в образце QCL-9 ($\lambda = 9.2$ мкм), однако при других значениях полей $B \approx 27$ и 40 Тл [148*].

Значения магнитных полей $B_{n,l}$, отвечающих условию резонансного испускания LO-фонона можно найти из решения уравнения, $E_{3,0} - E_{n,l}(B_{n,l}) = \hbar\omega_{LO}$ ($n = 1, 2$), которое с хорошей точностью можно записать в виде:

$$\Delta E_{3-n} - \hbar\omega_{LO} = \frac{\hbar e B_{n,l}}{m(E_{n,l})} \quad (n = 1, 2), \quad (4.3)$$

где ΔE_{3-n} – энергетический зазор между подзонами при $B = 0$ Тл. Графическое решение уравнения (4.3) для $n = 1$ и 2 приведено на рис. 4.9 в виде веерного графика до полей 60 Тл. Следует отметить несколько важных моментов, которые были учтены в нашей теоретической модели для численного описания резонансных (антирезонансных) эффектов.¹⁴ Во-первых, мы учли уширение уровней Ландау, обусловленное беспорядком, а также увеличение их ширины в магнитном поле: $\propto \sqrt{B}$ [193]. Во-вторых, принята во внимание энергетическая зависимость эффективной массы, $m(E)$, отражающая непараболичность подзон [190]. Поэтому веерные графики красного цвета на рис. 4.9 не являются

¹⁴ Численные расчеты выполнены Dr. C. Becker.

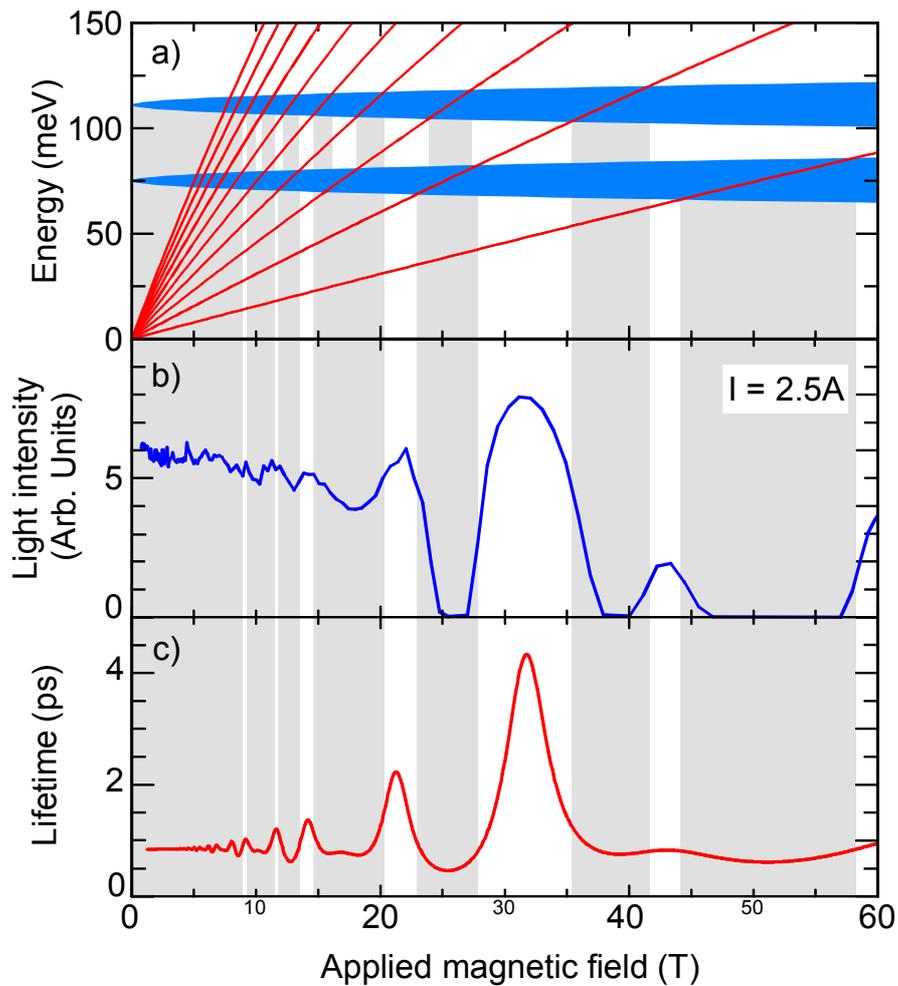


Рис. 4.9. а) Расчет резонансных по магнитному полю положений для испускания LO-фонона. Голубыми областями показаны уровни Ландау центрированные при $E_{3,0} - E_{2,0} - \hbar\omega_{LO} = 75$ мэВ и $E_{3,0} - E_{1,0} - \hbar\omega_{LO} = 111$ мэВ. Уширение уровней увеличивается с ростом магнитного поля по закону: $\sigma(\text{мэВ}) = \sigma_0 \sqrt{B(\text{Тл})}$, где $\sigma_0 = 1 \text{ мэВ}/(\text{Тл})^{1/2}$. Красными линиями изображены зависимости $E_l(B) = l\hbar\omega_c$ для $l = 1-10$ с учетом непараболичности. Области пересечения показаны серыми полосами, ширина которых соответствует диапазонам изменения магнитного поля для резонансного испускания LO-фонона. б) Экспериментальная зависимость интенсивности излучения ККЛ в зависимости от магнитного поля, полученная при токе накачки 2.5 А. в) Результаты расчета времени жизни электронов в состоянии $|3,0\rangle$ в зависимости от магнитного поля.

прямыми линиями. Серые полосы на рисунке представляют собой диапазоны по магнитному полю, в которых из-за уширения уровней Ландау удовлетворяются условия резонансного испускания LO-фонона, сопровождаемые резким падением интенсивности излучения ККЛ (см. рис. 4.9b). Из рис. 4.9 видно, что результаты расчета областей резонансного испускания LO-фонона хорошо совпадают с экспериментальными данными по наблюдению областей подавления интенсивности излучения ККЛ.

На рис. 4.9с представлены результаты расчета времени жизни электрона τ_3 в $|3,0\rangle$ состоянии, определяемым электрон-фононным рассеянием. Время жизни практически постоянно до полей ≈ 10 Тл вследствие уширения уровней Ландау и небольшого зазора между ними. При $B \geq 10$ Тл осцилляции становятся все более заметными и при $B \approx 32$ Тл время жизни в 4 раза превышает свое значение в нулевом поле. При этом пороговый ток уменьшается в 2 раза до $I_{th} = 0.9$ А. Не столь сильное падение I_{th} в сравнении с τ_3 может быть связано с другими механизмами в электрон-фононном рассеянии, которые могут становиться определяющими в условиях формирования «фононного горла». Кроме того, в сильных полях может увеличиваться время туннелирования с уровней $|2,0\rangle$ и $|1,0\rangle$ в экстрактор, приводя к уменьшению инверсии заселенностей. Минимальное время жизни достигается при $B \approx 26$ Тл, поскольку в этом случае выполняется условие для двойного резонанса при испускании фонона (см. рис. 4.8).

Отметим, что расчет времени жизни электрона τ_3 в $|3,0\rangle$ состоянии (см. [147*]) выполнен в приближении объемных GaAs фононов. При этом считалось, что уширение уровней Ландау, обусловленное беспорядком, описывается гауссовским распределением, ширина которого зависит от магнитного поля по закону: $\gamma(\text{мэВ}) = \gamma_0 \sqrt{B(\text{Тл})}$. Величина $\gamma_0 = 1 \text{ мэВ}/(\text{Тл})^{1/2}$, полученная подгонкой к данным по магнитополевой зависимости излучения ККЛ $\Phi_L(B)$, хорошо совпадает с результатами других авторов [194]. Рассеяние электронов с переходом их с верхнего $|3,0\rangle$ уровня в состояния 2-ой и 1-ой подзон считались независимыми. При этом результирующий темп рассеяния находился путем суммирования парциальных скоростей: $\tau_3^{-1} = (\tau_{31}^{-1} + \tau_{32}^{-1})$, где τ_{31} , τ_{32} – времена переходов 3-1 и 3-2, соответственно.

В заключении данного раздела отметим также, что согласно (4.3) максимумы τ_3^{-1} , отвечающие резонансным условиям, должны квазипериодично проявляться по обратному полю (см. также рис 4.9). Выполненный в [148*] Фурье анализ темпов рассеяния, полученных расчетным путем, и

экспериментальных зависимостей излучения $\Phi_L(1/B)$ позволил выявить хорошую корреляцию их Фурье образов и определить соотношение вероятностей для 3-2 и 3-1 переходов: $\tau_{32}^{-1}/\tau_{31}^{-1}=1.39$ для образца QCL-9 и $\tau_{32}^{-1}/\tau_{31}^{-1}=1.56$ для QCL-11. Кроме того, в результате детальных исследований поведения порогового тока $I_{th} \propto \tau_3^{-1}$ вблизи резонансных полей [149*, 166*] были выявлены особенности, указывающие на сильную электрон-фононную связь типа поляронной в этих условиях.

4.2. Компактный терагерцовый спектрометр для исследований циклотронного резонанса в сильных импульсных магнитных полях

Выше было показано, что в относительно небольших полях $B \leq 6$ Тл интенсивность излучения ККЛ слабо зависит от поля (см. рис. 4.7). Это послужило основанием для изучения возможности использования ККЛ в магнитооптических исследованиях в сильных импульсных (до 60 Тл) полях, в частности, циклотронного резонанса (ЦР), играющего важную роль при анализе энергетического спектра полупроводниковых объектов (см. [170-172, 173*-176*] и ссылки там).

В [174*,175*] нами были представлены первые результаты по разработке и апробации компактного импульсного магнитооптического спектрометра на основе ККЛ.¹⁵ Спектрометр был апробирован на примере исследования ЦР в $\text{InAs}_x\text{Sb}_{1-x}$ сплавах, которые известны своим довольно сильным уменьшением ширины запрещенной зоны при изменении x (до ≈ 100 мэВ при $x \approx 0.3$ и $T = 300$ К) и представляют интерес для создания ИК-детекторов среднего диапазона [196].

¹⁵ Возможность использования ККЛ для исследования циклотронного резонанса в статических магнитных полях впервые, насколько нам известно, продемонстрирована в работе [195].

4.2.1. Образцы и экспериментальная установка

Пленки $\text{InAs}_x\text{Sb}_{1-x}$ толщиной 10 мкм с различным содержанием As в диапазоне $x = (0 - 6)\%$ были выращены на GaAs подложках методом жидкофазной эпитаксии. Детали приготовления образцов, их структурные, транспортные и оптические свойства описаны в [197,198]. Исследования оптических спектров образцов показали, что ширина их запрещенной зоны изменяется в диапазоне от 170 до 140 мэВ при комнатной температуре. При этом концентрация электронов в пленках составляет около $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, а их подвижность $\mu = (2-3) \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ (при $T = 80 \text{ К}$). В качестве опорного образца был также исследован объемный образец InSb толщиной около 200 мкм с концентрацией электронов $\approx 3.2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и подвижностью $\mu = 2.2 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при 80 К.

Измерения циклотронного резонанса выполнены в импульсном соленоиде, обеспечивающем поле до 60 Тл общей длительностью $\sim 340 \text{ мс}$, с использованием компактного спектрометра, схематически показанного на рис. 4.10. Спектрометр включает GaAs/AlGaAs квантовый каскадный лазер с длиной волны излучения $\lambda = 11.4 \text{ мкм}$, расположенный на краю соленоида, где поле не превышало 15 Тл в условиях, когда в центре соленоида оно достигало 50 Тл.

Излучение от ККЛ поступает на образец, размещенный в центре соленоида, через оптический световод (полированная труба из нержавеющей стали) и конденсор из фольги. Конденсор имеет угол 30° и заканчивается отверстием диаметром 1.5 мм в площадке для размещения образца. Площадка расположена в фокальной плоскости ZnSe линзы, которая служит для сбора излучения прошедшего через образец. Далее излучение поступает на HgCdTe фотодетектор (Kolmar Technologies, KMPV11-1-J1/DC; область фоточувствительности $\lambda = 5-12 \text{ мкм}$) через полированную трубу из нержавеющей стали, внутри которой поддерживается вакуум не хуже $10^{-4} \text{ мм рт. ст.}$, чтобы избежать конденсации водяных паров на ее стенках. Излучение фокусируется на фотодетекторе также с помощью ZnSe линзы. Лазер запускался импульсами тока длительностью 1.2 мкс, амплитудой 2 А,

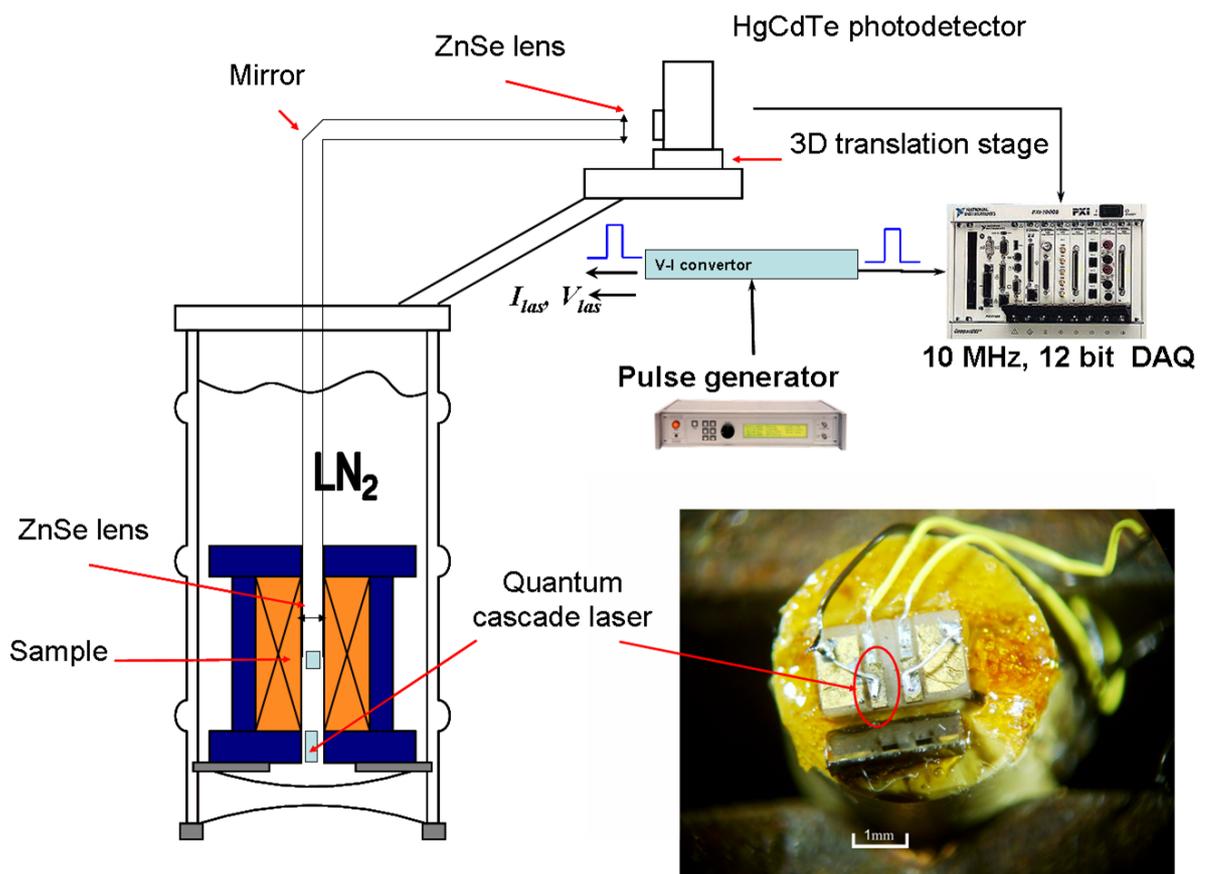


Рис. 4.10. Экспериментальная установка для измерений циклотронного резонанса.

с частотой их повторения 3-4 кГц, при которой можно было избежать теплового разогрева ККЛ. Измерения проводились в режиме постоянного тока. Лазер запускался синхронно с запуском тока через соленоид на время превышающее длительность импульса поля (~340 мс). Сигналы отклика фотодетектора, тока через лазер, напряжения падения на нем и величины магнитного поля регистрировались с помощью 4-х канальной быстрой карты NI 6115 (см. раздел 4.1.2), позволяющей за один цикл измерений осуществлять их дискретизацию в $4 \cdot 10^6$ точках. Полезные точки, отвечающие моментам прохождения лазерного излучения, экстрагировались и усреднялись с помощью специально разработанной программы на языке Microcal Origin. При этом результирующее количество точек оказывалось равным числу импульсов света за время 400 мс (1600 при $f = 4$ кГц). Пропускание излучения, обусловленное образцом, определялось путем нормирования интенсивностей прошедшего излучения, измеренных с образцом и без образца. Это позволяло дополнительно уменьшить влияние эффектов разогрева ККЛ, а главное – исключить

модуляцию интенсивности его излучения магнитным полем, которая выше 20 Тл может быть существенной [147*,148*].

Особенности конструкции оптической измерительной ячейки, методики регистрации и обработки сигналов позволили достичь достаточно высокой воспроизводимости измерений циклотронного поглощения не только по положению его максимума (лучше 1%), но и по абсолютной его величине (в пределах 10%), несмотря на достаточно сильный механический удар, испытываемый криостатом при протекании импульсного тока через соленоид.

Нами также был разработан компактный спектрометр с использованием Si:B ВІВ-детектора, который располагался на противоположном (от лазера) конце соленоида. Другими словами, в этом случае основные компоненты измерительной ячейки (ККЛ и детектор) были расположены недалеко от образца и не требовалось дополнительных оптических частей. Это делало оптическую измерительную ячейку компактной, простой в работе и устойчивой к вибрациям. Однако, ВІВ-детектор способен работать только в области низких температур ($\leq 10\text{K}$), при которых оказываются уже существенными эффекты магнитного вымораживания примесей в материалах типа InSb [199]. Поэтому далее мы представим данные, относящиеся к 80 К, полученные с использованием спектрометра на основе HgCdTe детектора (рис. 4.10).

4.2.2. Результаты и их обсуждение

На рис. 4.11 приведены результаты нескольких измерений магнитопольных зависимостей пропускания для образца $\text{InAs}_{0.04}\text{Sb}_{0.96}/\text{GaAs}$ при $T = 80\text{ K}$. Две кривые (1,2) относятся к последовательным «магнитным выстрелам» на 50 Тл и практически полностью совпадают как по положению максимума поглощения ЦР ($B_m = 23.4\text{-}23.5\text{ Тл}$), так и по его величине. Кривая 3, полученная на следующий день в результате «магнитного выстрела» на 35 Тл, дает тоже самое положение резонанса $B_m = 23.4\text{-}23.5\text{ Тл}$ и в пределах 10% совпадает по амплитуде с кривыми 1,2. На вставке к рис. 4.11 приведена также кривая пропускания в отсутствие образца. На фоне небольшого спада интенсивности

излучения, связанного с разогревом QCL, проявляются также небольшие осцилляции интенсивности его излучения, обусловленные межподзонами

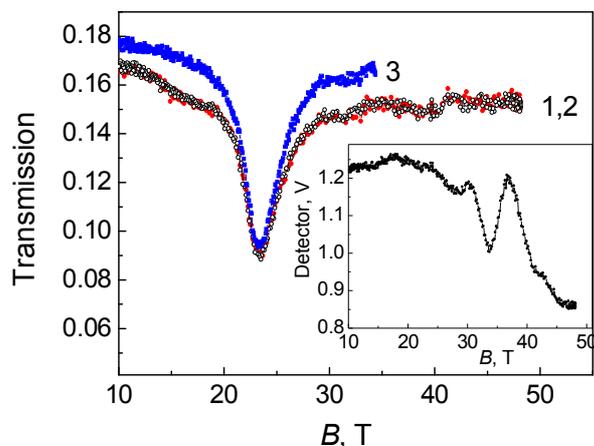


Рис. 4.11. Магнитополевые зависимости пропускания излучения для образца $\text{InAs}_{0.04}\text{Sb}_{0.96}/\text{GaAs}$, полученные при температуре $T = 80$ К и различных «магнитных выстрелах»: 1, 2 – кривые, полученные в результате двух последовательных «магнитных выстрелов» на 50 Тл; 3 - кривая, измеренная на следующий день в результате «магнитного выстрела» на 35 Тл. На вставке показан типичный отклик детектора в отсутствие образца.

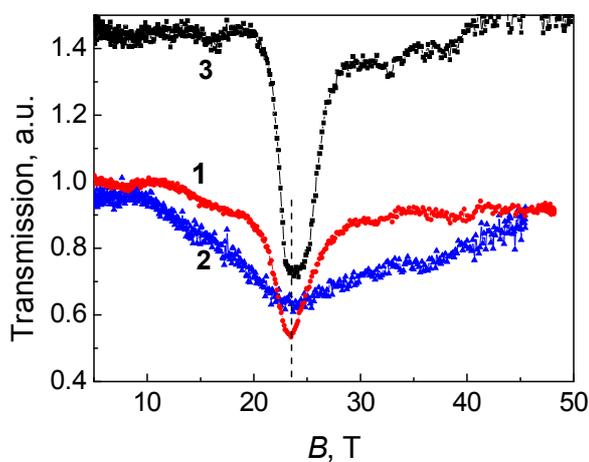


Рис. 4.12. Спектры ЦР пропускания в произвольных единицах для образцов: $\text{InAs}_{0.04}\text{Sb}_{0.96}/\text{GaAs}$ (кривая 1); $\text{InAs}_{0.06}\text{Sb}_{0.94}/\text{GaAs}$ (кривая 2) и объемного InSb (кривая 3). Температура измерений $T = 80$ К.

магнитофононными резонансами (антирезонансами) [147*,148*], рассмотренными нами в предыдущем разделе.

На рис. 4.12 показаны кривые пропускания ЦР для сплава $\text{InAs}_x\text{Sb}_{1-x}$ с $x = 4\%$ (кривая 1) и 6% (кривая 2), полученные при $T = 80$ К. Для

сравнения также приведены данные по ЦР пропусканию для объемного InSb (кривая 3). Хотя для этих образцов

ширина запрещенной зоны E_g

изменяется заметно с увеличением x (от 170 до 140 мэВ при комнатной температуре) никакого ощутимого сдвига в положении максимума ЦР по полю не наблюдается. Другая интересная особенность заключается в том, что образец с $x = 4\%$ имеет приблизительно ту же полную ширину на полувысоте

(параметр FWHM) для кривой ЦР поглощения, что и опорный InSb образец, хотя подвижность в нем $\mu = 2.9 \cdot 10^4$ см²/В·с при $T = 80$ К на порядок меньше. С другой стороны, подвижность в образце с $x = 6$ % ($\mu = 2.2 \cdot 10^4$ см²/В·с) незначительно меньше, чем в образце с $x = 4$ %, однако параметр FWHM в нем существенно больше. В частности, полуширина низкополевой (левой) части кривой ЦР поглощения $\Delta B_l \approx 1.7$ Тл для образца с $x = 4$ %, тогда как для образца с $x = 6$ % величина $\Delta B_l \approx 7.5$ Тл. Поскольку InAs_xSb_{1-x} сплавы имеют структуру цинковой обманки [196], мы использовали для анализа полученных данных трех зонную модель, развитую Bowers и Yafet, которая хорошо описывает результаты исследований ЦР в полупроводниках III-V и II-VI групп [200]. Согласно этой модели положение энергетических уровней Ландау в магнитном поле дается выражением:

$$E_{l,\pm} = \frac{E_g}{2} \left\{ -1 + \left[1 + \frac{4}{E_g} \left(\hbar\omega_c \left(l + \frac{1}{2} \right) + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m} \mp \frac{1}{2} \mu_B |g^*| B \right) \right]^{1/2} \right\}, \quad (4.4)$$

$$g^* = -\frac{m_0}{m} \frac{\Delta}{\Delta + 3E_g/2}. \quad (4.5)$$

Здесь g^* - эффективный g -фактор, Δ - энергия спин-орбитального расщепления, μ_B - магнетон Бора. Согласно (4.4) и (4.5) спиновое расщепление основного состояния превышает 500 К при $B = 23.5$ Тл для параметров InSb [196, 201]: $E_g = 227.5$ мэВ при $T = 80$ К, $\Delta = 810$ мэВ и $m \approx 0.013 \cdot m_0$. Это означает, что в нашем случае подавляющая часть электронов находятся в 0^+ - состоянии. Другая особенность заключается в том, что при $B = 23.5$ Тл циклотронная энергия $\hbar\omega_c \approx 210$ мэВ сравнима или даже превосходит энергию запрещенной зоны для InAs_xSb_{1-x} сплава. В этих условиях, используя (4.4) и (4.5), мы получим для энергии перехода $0^+ \rightarrow 1^+$ следующее выражение:

$$\Delta E_{0^+,1^+} = f(E_g) \sqrt{\hbar\omega_c E_g} \approx \frac{1}{2} \sqrt{\hbar\omega_c E_g} \left\{ \left[6 - \Delta / (\Delta + 1.5E_g) \right]^{1/2} - \left[2 - \Delta / (\Delta + 1.5E_g) \right]^{1/2} \right\}, \quad (4.6)$$

где функция f оказывается практически не зависящей от E_g , если учесть относительно большую величину спин-орбитального расщепления Δ в нашей системе. Поэтому наблюдаемая независимость максимума ЦР поглощения B_m

от E_g означает, что эффективная масса в сплавах $\text{InAs}_x\text{Sb}_{1-x}$ пропорциональна энергии запрещенной зоны: $m \propto E_g$. Этот факт согласуется с **к р** описанием узкозонных III-V полупроводников [200].

Подставляя в (4.4) экспериментальную величину $B_m = 23.5$ Тл и $E_g = 227.5$ мэВ для InSb [196] и, используя теоретическую величину g -фактора из (4.5) ($g^* = 54$), мы найдем эффективную массу электронов в этом материале $m = 0.0127 \cdot m_0$ при $T = 80$ К. Заметим, однако, что экспериментальная величина g -фактора, найденная Миурой и др., $g^* = 70$, (см. [202]). Для $g^* = 70$ получим величину $m = 0.0133 \cdot m_0$, которая очень близка к рекомендуемой величине $m = 0.0135 \cdot m_0$ для InSb при гелиевых температурах [201]. Более того, используя выражение для $E_g(T, x)$ в $\text{InAs}_x\text{Sb}_{1-x}$ из [196], найдем $m = 0.0122 \cdot m_0$ для образца $\text{InAs}_{0.04}\text{Sb}_{0.96}$ и $m = 0.0117 \cdot m_0$ для образца $\text{InAs}_{0.06}\text{Sb}_{0.94}$.

Обсудим теперь нелинейное поведение ширины линии ЦР в зависимости от концентрации As (см. рис. 4.12). Мы полагаем, что в сплавах с малым содержанием As носители преимущественно рассеиваются на ионизованных примесях. Известно, что при таком характере рассеяния ширина линии ЦР ΔB_l сужается с ростом поля как $kT/\hbar\omega_c$ [203]. С другой стороны, величина ΔB_l увеличивается в квантовом пределе с ростом поля из-за взаимодействия электронов с акустическими фононами (как $\hbar\omega_c/kT$ [203]). При таком сценарии совпадение величин ΔB_l , найденных для опорного InSb образца и сплава $\text{InAs}_{0.04}\text{Sb}_{0.96}$, представляется естественным. Между тем, образцы с $x > 5\%$ выращены квази-равновесным способом и по составу близки к области нерастворимости. Поэтому в образце $\text{InAs}_{0.06}\text{Sb}_{0.94}$ следует ожидать сильный структурный беспорядок, который в свою очередь может приводить к сильному уширению линии ЦР вследствие, например, дисперсии эффективной массы.

Выводы к Главе 4

Таким образом, описанные в данной главе эксперименты продемонстрировали эффективность использования ВІВ-структур для магнитооптических исследований в сильных импульсных магнитных полях (до

60 Тл), в частности, для исследований излучения квантовых каскадных лазеров, в том числе в области допороговых токов при низких интенсивностях излучения [147*-149*,166*]. В результате этих экспериментов был обнаружен эффект гигантской модуляции интенсивности излучения ККЛ магнитным полем ($\sim 10^3$ раз), обусловленный межподзонными магнитофононными резонансами (антирезонансами) в условиях квантования Ландау. Данное наблюдение можно рассматривать как прямое доказательство формирования «фононного горла» в электронной системе на основе 0D сильно вырожденных состояний [147*,148*].

Полученные результаты были использованы нами также для разработки компактного спектрометра на основе ККЛ, который обладает достаточной мощностью излучения и стабильностью для осуществления исследований циклотронного резонанса в сильных импульсных полях до 60 Тл [174*-176*]. Спектрометр успешно апробирован на примере исследований ЦР в $\text{InAs}_x\text{Sb}_{1-x}/\text{GaAs}$ сплавах с $x=0 - 0.06$ при 80К, в которых была достигнута высокая точность измерений циклотронного поглощения не только по положению его максимума (лучше 1%), но и по абсолютной его величине (в пределах 10%).

5. Транспортные свойства МОП структур на основе слабокомпенсированного Si:B при эффекте поля в примесной зоне

До сих пор мы рассматривали поперечный транспорт носителей заряда в Si структурах с заблокированной прыжковой проводимостью, который возможен при низких температурах лишь в условиях фотовозбуждения и/или ударной ионизации примесей. В темновых условиях при эффекте поля в примесной зоне возможно, однако, наблюдение продольной (латеральной) прыжковой проводимости в планарной геометрии. В этом случае под действием напряжения на полевом электроде структуры (затворе) V_g ожидается сильное изменение соотношения числа пустых и занятых состояний в примесной зоне, которое, в свою очередь, может приводить к существенной модификации энергетической структуры примесной зоны и ее транспортных свойств.

Нами при исследовании транзисторных систем металл-оксид-полупроводник (МОП) на основе слоев легированного слабокомпенсированного Si:B впервые был обнаружен дополнительный квази-2D канал прыжковой проводимости, который формируется в условиях пересечения уровня Ферми с объемной примесной зоной в переходной области, разделяющей ионизованные и нейтральные акцепторы [204*-207*]. При этом изгиб зон полупроводника в области обедняющих напряжений ($V_g > 0$), необходимый для формирования квази-2D канала проводимости, зависел от уровня легирования и, как было показано, определялся уширением примесной зоны вследствие генерации флуктуационного потенциала (ФП) ионизованными акцепторами в условиях его нелинейного экранирования носителями квази-2D канала [207*, 208*]. Подтверждением флуктуационной природы уширения примесной зоны являются результаты исследований зависимости проводимости квази-2D канала σ_c от продольного электрического поля E , которая имеет пороговый характер и, начиная с некоторого поля, подчиняется закону, $\ln \sigma(E) \propto E^{1/2}$, в соответствие с представлениями о неомических свойствах неупорядоченных систем со случайным кулоновским потенциалом [208*]. Наконец, было установлено, что дырочный канал обогащения в данных

объектах также формируется при относительно высоких отрицательных напряжениях на полевом электроде ($V_g < 0$), изменяющихся с уровнем легирования, что обусловлено заполнением примесной A^+ - зоны в условиях квантования дырочного газа [207*].

При эффекте поля в примесной зоне в латеральной геометрии может также кардинально изменяться и топология перколяционных путей протекания носителей заряда, приводя к сильным мезоскопическим флуктуациям сопротивления локальных областей (эффект некогерентной мезоскопии [11]). В данной работе при исследовании эффекта поля в примесной зоне Si:B МОП структур обнаружены мезоскопические флуктуации недиагональной (холловской) компоненты тензора сопротивления R_{xy} , которые наблюдались в объектах с размерами $L \gg L_c$ – радиуса корреляции перколяционного кластера [209*, 210*]. Флуктуации R_{xy} по природе своей отличаются от флуктуаций продольного сопротивления R_{xx} [11] тем, что определяются перестройкой бесконечного кластера, и потому их анализ дает возможность экспериментальной оценки важного параметра перколяционной системы – радиуса корреляции L_c . Дальнейшие наши исследования показали, что мезоскопические флуктуации в R_{xy} носят общий характер и могут наблюдаться в других перколяционных системах в условиях, когда в результате внешнего воздействия происходит изменение перколяционных путей протекания. В частности, такого рода флуктуации наблюдались нами в Si:B МОП структурах в режиме транспорта свободных дырок во флуктуационном потенциале ионизованных примесей легированного поверхностного p -слоя, обедняемого под действием эффекта поля [211*]. Другим важным примером являются системы с отрицательным гигантским магнетосопротивлением - магнитные металл-диэлектрические нанокompозиты и легированные магнитными примесями полупроводники, в которых вблизи перколяционного перехода возможна перестройка проводящего кластера под действием магнитного поля и проявление соответствующих флуктуаций в R_{xy} [212*-215*]. Изучение этих флуктуаций, как показано в данной работе, позволяет получить важную

информацию не только о масштабах магнито-электрических неоднородностей, но и об эффекте Холла, который демонстрирует необычное поведение в режиме перколяционной проводимости.

Далее мы рассмотрим: 1) объекты исследований - Si:B МОП структуры, 2) результаты исследований особенностей формирования в них квази-2D канала прыжковой проводимости и его механизм, 3) транспортные свойства данного канала в слабых и сильных продольных полях [204*-208*]. Затем опишем основные данные по изучению мезоскопических флуктуаций недиагональной компоненты тензора сопротивления R_{xy} , полученные в основном на примерах исследований эффекта Холла в Si:B МОП структурах и магнитных перколяционных системах с гигантским отрицательным магнетосопротивлением [209*-215*].

5.1. Si:B МОП структуры и особенности формирования в них поверхностных каналов проводимости

Исследовались *p*-канальные МОП структуры на основе слоев *p*-Si:B толщиной $d_s = 0.5$ мкм, снабженных p^+ - контактами (рис. 5.1а) [216]. Слои формировались на подложках (100) *n*-Si:P (концентрация фосфора $N_D \approx 1 \cdot 10^{15}$ см⁻³) путем ионной имплантации атомов бора с энергиями 30-40 кэВ и дозой от 10^{12} до $5 \cdot 10^{13}$ см⁻². Для исследований были отобраны образцы с концентрацией бора в *p*-слое $N_A \approx 3 \cdot 10^{16}$, $1.3 \cdot 10^{17}$ и $1 \cdot 10^{18}$ см⁻³. После имплантации образцы отжигались для получения равномерного профиля распределения бора вблизи поверхности кремния. В качестве затвора использовался поликремниевый электрод толщиной 180 нм, легированный посредством ионной имплантации атомов бора (доза $2 \cdot 10^{15}$ см⁻², энергия 30 кэВ) и последующего 30 минутного отжига при 1000 °С. Содержание бора в поликремнии достигало $\approx 7 \cdot 10^{19}$ см⁻³. Толщина подзатворного диэлектрика (термического окисла SiO₂) составляла $d_0 = 62$ нм.

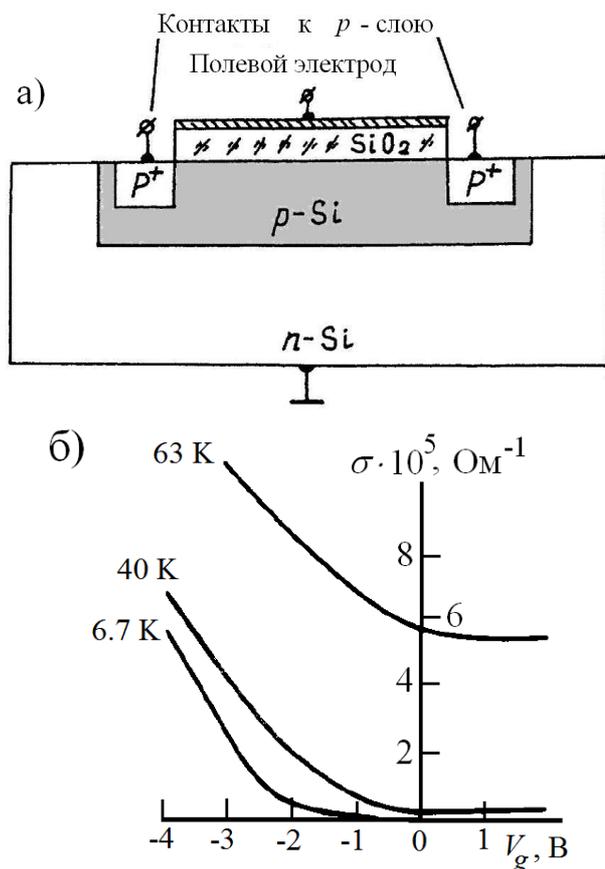


Рис. 5.1. а) Поперечное сечение Si МОП структуры. б) Зависимость проводимости p -Si слоя от потенциала полевого электрода.

Исследования проводились на 2-х типах образцов, выполненных в форме квадрата размером $100 \times 100 \text{ мкм}^2$ и двойного холловского креста (длина и ширина проводящего канала 150 и 50 мкм, соответственно; размеры выступов потенциальных зондов $5 \times 15 \text{ мкм}^2$). Измерялась статическая проводимость p -слоя σ в области температур 4-300 К в зависимости от потенциала полевого электрода V_g . При температурах выше

температуры вымораживания примесей бора ($\geq 30 \text{ К}$) поведение кривых эффекта поля $\sigma(V_g)$ с ростом V_g отвечает классическим представлениям о монотонном уменьшении σ (см. рис. 5.1б) из-за обеднения поверхностного слоя основными носителями заряда (дырками). Однако, в области температур вымораживания легирующей примеси ($\leq 20 \text{ К}$) ситуация кардинально изменяется [204*-207*]. Рассмотрим вначале поведение $\sigma(V_g)$ в области положительных (обедняющих) напряжений на затворе.

5.1.1. Формирование квази-2D канала прыжковой проводимости в режиме обеднения

Полевые зависимости $\sigma(V_g)$ для структуры размером $100 \times 100 \text{ мкм}^2$, полученные в слабом продольном поле ($\sim 10 \text{ В/см}$) в области температур $T \leq 20 \text{ К}$, приведены на рис. 5.2. В этом случае при переходе от режима обогащения

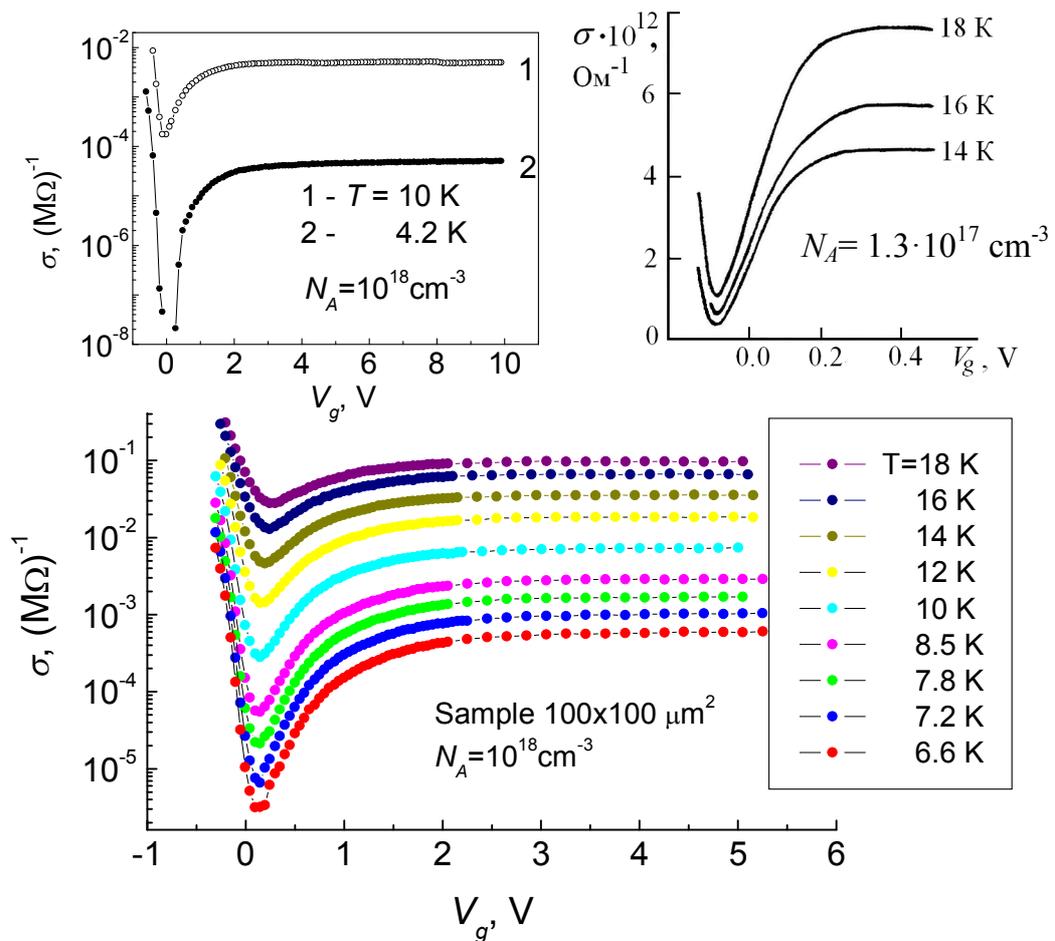


Рис. 5.2. Электропроводность $\sigma(V_g)$ p -Si слоя с концентрацией бора $N_A \approx 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ в функции от потенциала полевого электрода МОП структуры. Форма структур - квадрат размером $100 \times 100 \text{ мкм}^2$.

На вставке слева – зависимость $\sigma(V_g)$ до напряжений V_g , отвечающих инверсии ($\approx 10 \text{ В}$).

На вставке справа – зависимость $\sigma(V_g)$ для МОП структуры с $N_A \approx 1.3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

к режиму обеднения поверхности Si основными носителями заряда на кривых $\sigma(V_g)$ проявляется минимум при $V_g = V_{min}$ (в отличие от высоких температур), сопровождающийся с ростом V_g выходом проводимости на отчетливо выраженное плато. В образце с концентрацией бора в p -слое $N_A \approx 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ проводимость возрастает до $(V_g - V_{min}) = \Delta V_{gs} \approx 2 \text{ В}$, а при бóльших напряжениях практически не изменяется вплоть до напряжения инверсии, которое в этом случае составляет около 10 В (см. вставку, показанную слева на рис. 5.2). Заметим, что по оценке (в приближении Шоттки) толщина слоя обеднения при достижении инверсии составляет $\approx 0.04 \text{ мкм}$, что существенно меньше толщины p -Si слоя (0.5 мкм).

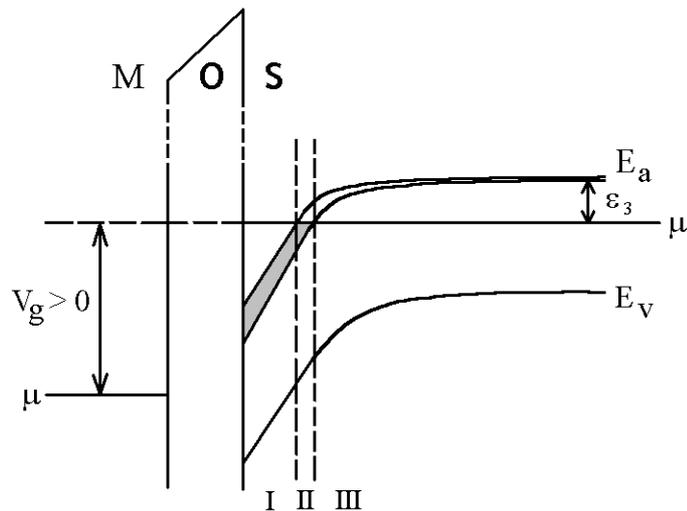


Рис. 5.3. Зонная диаграмма транзисторной МОП структуры на основе слабокомпенсированного p -Si. I – область отрицательно заряженных акцепторов, II – область (промежуточная) формирования квази – 2D канала прыжковой проводимости в примесной зоне, III – область примесной зоны, практически полностью пустая для электронов. E_a , μ , E_v – энергетическое положение уровней акцепторов, уровня Ферми и края валентной зоны, соответственно. ϵ_3 – энергия активации прыжковой проводимости в электронейтральной области.

Особенности в поведении σ от V_g прямой результат последовательной смены механизмов переноса, обусловленный эффектом поля и проявляющейся в переходе от свободного движения дырок в валентной зоне к прыжковому электронному транспорту по локализованным состояниям бора (режим обеднения). Действительно, при достаточно низких температурах в условиях плоских зон проводимость, очевидно, может осуществляться только путем перескоков электронов с концентрацией $n \leq N_D \ll N_A$ между атомами бора. С увеличением V_g величина n , а, следовательно, и σ будет возрастать. При пересечении примесной зоны бора с уровнем Ферми в переходной области, разделяющей ионизованные и нейтральные атомы бора (область II, рис. 5.3), формируется новый дополнительный квазидвумерный (в дальнейшем – квази-2D) канал прыжковой проводимости [204*]. При этом достигается максимум произведения числа пустых и заполненных примесных атомов, а, следовательно, и максимум проводимости. В то же время в областях, расположенных ближе к интерфейсу (область I, рис. 5.3) и дальше от него (область III, рис. 5.3), преобладают либо заполненные, либо пустые состояния и

проводимость практически отсутствует. При напряжениях на затворе $V_g > \Delta V_{gs} + V_{min}$, когда канал квази-2D прыжковой проводимости уже сформирован, величина проводимости σ_c по этому каналу практически не зависит от V_g , поскольку действие напряжения на затворе в условиях однородного легирования сводится к сдвигу канала вглубь полупроводника без изменения плотности состояний и соотношения между пустыми и заполненными состояниями. Постоянство $\sigma(V_g)$ для образца с $N_A \approx 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при $V_g > 2 \text{ В}$ иллюстрируется вставкой, показанной слева на рис. 5.2.

При $V_g \leq 0$ возникает поверхностный канал обогащения и σ также возрастает. Поэтому естественно полагать, что условие плоских зон выполняется вблизи минимума зависимостей $\sigma(V_g)$, а электропроводность дополнительного канала σ_c есть разность между величиной σ при данном значении обедняющего напряжения V_g и электропроводностью в точке минимума σ_{min} , т.е.: $\sigma_c(V_g) = [\sigma(V_g) - \sigma_{min}]$, причем $\sigma_c(V_g) \cong \text{const}$ при $V_g > \Delta V_{gs} + V_{min}$ ($\geq 2 \text{ В}$ при уровне легирования p -слоя $N_A \approx 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) [204*, 205*].

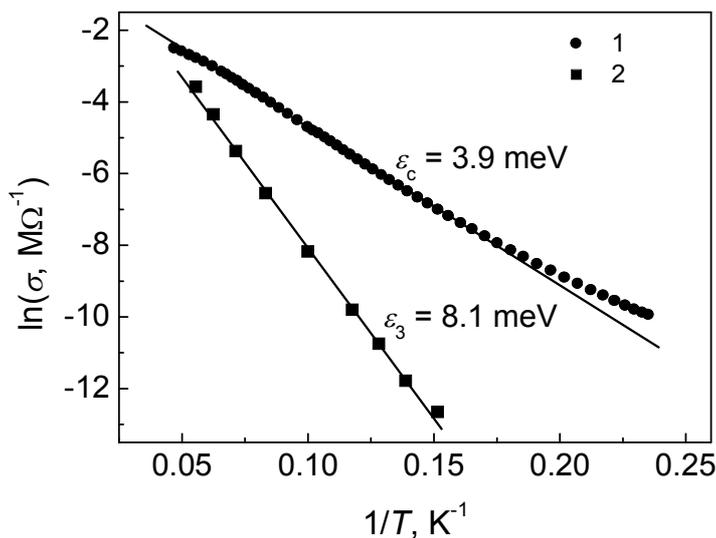


Рис. 5.4. Температурные зависимости квази-2D прыжковой проводимости σ_c (1) и проводимости МОП структуры в условиях плоских зон σ_{min} (2) при напряжении на затворе, отвечающем минимальному значению σ . Форма структур - квадрат размером $100 \times 100 \text{ мкм}^2$, $N_A \approx 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Температурная зависимость квази-2D прыжковой проводимости $\sigma_c(T)$ для значений $V_g \geq 4 \text{ В}$, при которых $\sigma_c(V_g) \cong \text{const}$, представлена на рис.5.4 в координатах $\ln(\sigma_c)$ от $1/T$. Для сравнения на рис.5.4 также приведена зависимость проводимости структуры от температуры в минимуме $\sigma_{min}(T)$, т.е. в условиях плоских зон. Видно, что σ_{min} от температуры изменяется

активационным образом с энергией активации $\varepsilon_f = 8.1$ мэВ, совпадающей с энергией активации ε_3 прыжковой проводимости в объеме p-Si при том же уровне легирования [82]. На графике $\ln(\sigma_c)$ от $1/T$ в области относительно высоких температур также проявляется область с постоянной энергией активации, однако ее величина $\varepsilon_c = 3.9$ мэВ заметно меньше (в два раза), чем ε_f . При $T \leq 6$ К зависимость $\ln(\sigma_c)$ от $1/T$ начинает выполаживаться, что свидетельствует о переходе к режиму проводимости с переменной длиной прыжка.

Прежде чем перейти к описанию механизма квази-2D прыжковой проводимости обратим внимание, что напряжение V_g , при котором σ выходит на плато, зависит от уровня легирования p-слоя МОП структуры и при $N_A \approx 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ($\Delta V_{gs} \approx 2$ В) заметно выше, чем при $N_A \approx 1.3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $\Delta V_{gs} \approx 0.5$ В (см. правую вставку рис. 5.2). Этот факт указывает на то [207*], что существенную роль в формировании квази-2D канала играют флуктуации кулоновского потенциала ионизованных примесей (отрицательно заряженных акцепторов) приповерхностной области полупроводника, где примесная зона полностью заполнена, и не дает вклад в проводимость (область I, рис. 5.3).

5.1.2. Механизм квази-2D прыжковой проводимости

Возникающий в условиях ионизации примесей разброс состояний по энергии определяется, как известно, кулоновским флуктуационным потенциалом (ФП) [3]. При этом проводимость осуществляется путем перескоков электронов в полосе состояний вблизи уровня Ферми, сформированной кулоновскими флуктуациями потенциала (области II на рис. 5.3). Заметим, что прыжковая проводимость в полосе состояний вблизи уровня Ферми рассматривалась лишь теоретически [3] в связи с известной задачей о существовании постоянной энергии активации ε_3 в ситуации, когда энергии для прыжка $|\varepsilon_i - \varepsilon_j|$ и разность между энергией Ферми F и локализованными

состояниями $|F - \varepsilon_{j,i}|$ близки.¹⁶ Расчеты [3] показывают, что в этом случае температурная зависимость проводимости определяется механизмом с переменной длиной прыжка, однако при температуре ниже некоторой T_c . В то же время при $T \geq 2T_c$ энергия активации постоянна, причем ее величина связана простым соотношением с разбросом состояний по энергии [3]:

$$\varepsilon_3 = \frac{5}{6} \Delta\varepsilon, \quad (5.1)$$

$$T_c = 0.29 \Delta\varepsilon (N^{1/3} a_B) / k_B, \quad (5.2)$$

где $\Delta\varepsilon$ - полуширина примесной зоны, N - число состояний в единице объема, a_B - боровский радиус состояний.

Оценим температуру перехода T_c к режиму проводимости с переменной длиной прыжка, используя соотношения (5.1), (5.2) и экспериментально найденное значение $\varepsilon_3 = \varepsilon_c = 3.9$ мэВ. Учитывая, что радиус локализации легких дырок на атомах бора в Si составляет $a_B = 23 \text{ \AA}$ [82], получим $T_c = 3.5 \text{ K}$. Согласно [3] переход к проводимости с постоянной энергией активации должен происходить при $T \geq 2T_c$, т.е. в нашем случае при $T \geq 7 \text{ K}$, что хорошо согласуется с данными эксперимента (см. рис. рис.5.4).

Рассмотрим теперь особенности энергетического уширения примесной зоны. Как отмечено выше данное уширение является следствием генерации флуктуационного потенциала ионизованными атомами бора в приповерхностной области полупроводника, где примесная зона полностью заполнена (рис. 5.3) [207*]. При этом концентрация ионизованных центров в приповерхностной области составляет $N_i = N_A$, т.е. определяется уровнем легирования p -слоя. Если полагать, что случайный потенциал экранируется только объемными подвижными зарядами с концентрацией равной концентрации компенсирующих доноров ($N_D = 10^{15} \text{ см}^{-3}$), то из теории нелинейного экранирования [3] следовало бы ожидать амплитуду V_0 ФП около

¹⁶ В легированных полупроводниках обычно $|F - \varepsilon_{j,i}| \gg |\varepsilon_i - \varepsilon_j|$ и энергия активации совпадает с положением уровня Ферми относительно положения максимума плотности состояний [3].

100 мэВ. Эксперимент, однако, свидетельствует о том, что амплитуда $V_0 \approx 2\varepsilon_c$ должна составлять 8 мэВ. Данное противоречие устраняется, если сделать естественное допущение, что электроны на атомах бора вблизи границы области I, отделяющей полностью заполненную и почти пустую примесную зону, являются подвижными, и с одной стороны формируют квази – 2D канал прыжкового транспорта, а с другой – экранируют флуктуационный потенциал [208*]. Для нахождения амплитуды этого потенциала можно воспользоваться аналогией с задачей об экранировании двумерным электронным газом флуктуаций потенциала доноров, равномерно распределенных в пространстве, окружающем слой электронов [217, 218]. При этом:

$$V_0 = Ae^2N_i / \kappa n_s, \quad (5.3)$$

где A – коэффициент порядка единицы, κ – диэлектрическая проницаемость полупроводника, n_s – поверхностная концентрация носителей заряда в двумерном канале. В нашем случае концентрация ионизованных центров $N_i = N_A$. Величина n_s также определяется концентрацией акцепторов в пределах одного монослоя, поскольку квази – 2D канал прыжкового транспорта оказывается сформированным в условиях, когда точка пересечения уровня Ферми с уровнем бора удалится от поверхности на расстояние порядка характерного межпримесного расстояния $N_A^{-1/3}$ [205*]. При этом у поверхности индуцируется заряд плотностью $n_s = BN_A^{2/3}$, который в отсутствие зарядов в окисле МОП структуры связан с напряжением насыщения прыжковой проводимости ΔV_{gs} простым соотношением:

$$n_s [\text{см}^{-2}] = BN_A^{2/3} = \frac{\Delta V_{gs} \kappa_0}{4\pi e d_0} = 3.476 \cdot 10^{11} \Delta V_{gs} [\text{В}], \quad (5.4)$$

где B – константа, $d_0 = 62$ нм – толщина подзатворного диэлектрика (термического окисла SiO_2), $\kappa_0 = 3.9$ – диэлектрическая проницаемость SiO_2 . Согласно экспериментальным данным рис. 5.2 значение $\Delta V_{gs} \approx 2$ В при $N_A \approx 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $\Delta V_{gs} \approx 0.5$ В при $N_A \approx 1.3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Подставляя эти величины в (5.4),

получим для двух типов МОП структур $B = 0.7$ и 0.68 , соответственно. Следовательно, концентрация электронов в квази-2D канале:

$$n_s \approx 0.7 \cdot N_A^{2/3}. \quad (5.5)$$

Заметим, что среднее расстояние между примесями [3] $r_a = (3/4\pi)^{1/3} N_A^{-1/3} \cong 0.62 \cdot N_A^{-1/3}$, а поверхностная плотность заряда, отвечающая этому расстоянию $n_s = r_a N_A \cong 0.62 \cdot N_A^{2/3}$. Поэтому соотношение (5.5) фактически означает, что ширина формируемого при эффекте поля квази-2D канала прыжковой проводимости $\approx r_a$ [204*].

С учетом (5.3) и (5.5) амплитуда случайного потенциала: $V_0 = Ae^2 N_i / \kappa n_s \approx 1.43 \cdot Ae^2 N_A^{1/3} / \kappa$, что согласно (5.1) отвечает энергия активации квази-2D прыжковой проводимости:

$$\varepsilon_c = \left(\frac{5}{6}\right) \frac{V_0}{2} \approx 1.19 \cdot A \left(\frac{1}{2} \frac{e^2 N_A^{1/3}}{\kappa}\right). \quad \text{Заметим, что в объеме легированного}$$

слабокомпенсированного полупроводника p -типа энергия активации прыжковой проводимости: $\varepsilon_3 = 0.99e^2 N_A^{1/3} / \kappa$ [3]. Из сопоставления с предыдущим выражением видно, что величины ε_c и ε_3 линейно связаны: $\varepsilon_c \approx 1.19 \cdot A(\varepsilon_3 / 2)$. С учетом экспериментально найденных значений $\varepsilon_c = 3.9$ мэВ и $\varepsilon_3 = 8.1$ мэВ, получим $A \approx 0.84$, т.е. $A \sim 1$, что представляется разумным [217, 218].

Таким образом, представленный выше анализ температурной зависимости квази-2D прыжковой проводимости σ_c свидетельствует о том, что прыжковый транспорт в нашем случае осуществляется в полосе состояний вблизи уровня Ферми, причем разброс этих состояний по энергии обусловлен случайным кулоновским потенциалом.

В разделе 5.2 мы рассмотрим область сильных электрических полей, где данное обстоятельство проявляется существенным образом. В частности, будет показано, что основные закономерности в поведении σ_c от продольного электрического поля хорошо объясняются в рамках модели Шкловского о

неомической проводимости перколяционных систем со случайным кулоновским потенциалом [219]. Прежде, однако, мы остановимся на особенностях транспортных свойств дырочного канала обогащения в МОП структурах на основе слоев p -Si:B, который также, как и квази-2D канал прыжковой проводимости, формируется при относительно высоких напряжениях полевого электрода ($V_g < 0$), изменяющихся с уровнем легирования [207*].

5.1.3. Дырочный канал обогащения и особенности его формирования

Зависимости $\sigma(V_g)$ в режиме обогащения ($V_g < V_{min}$) приведены на рис. 5.5. Видно, что при низких температурах эти кривые обнаруживают дополнительный порог проводимости $V_t = |V_g^* - V_{min}|$, увеличивающийся с ростом уровня легирования p -слоя [величина V_g^* определяется экстраполяцией линейного участка зависимости $\sigma(V_g)$, наблюдаемого в области вырождения дырочного газа, до пересечения с осью абсцисс (рис. 5.5)]. В режиме обогащения, казалось бы, атомы бора являются в основном нейтральными, поэтому дополнительный порог может быть обусловлен только ФП, индуцированным зарядами в окисле [217]. Учитывая, однако, что V_t зависит от N_A , особенности формирования дырочного канала следует связать с иными эффектами, а именно – с заполнением состояний A^+ -зоны (верхней зоны Хаббарда [3, 9, 18]) и квантованием дырочного газа в валентной зоне. Действительно, для возникновения дырочного канала обогащения необходимо, чтобы уровень Ферми приблизился к потолку квантовой подзоны [220] (см. рис. 5.6). При этом изгиб зон в слое ОПЗ, сформированном при заполнении A^+ -зоны, $\delta\varphi = (2\pi e^2 / \kappa) p_s^2 / N_A$, должен совпадать с энергией квантового уровня $\varepsilon_0 = (\hbar^2 / 2m)^{1/3} [(9\pi / 8)eE_s]^2/3$ [220] (здесь p_s – плотность заряда в A^+ -зоне, $E_s = (4\pi e / \kappa) p_s$ – поле на поверхности Si). Приравнивая $\delta\varphi$ к ε_0 , находим $p_s \approx 1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$; $8.1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и соответствующее пороговое напряжение:

$V_t = 4\pi e p_s d_0 / \kappa_0 \approx 0.43$ и 2.3 В для $N_A \approx 1.3 \cdot 10^{17}$ см⁻³ и $N_A \approx 1 \cdot 10^{18}$ см⁻³, соответственно, что согласуется с экспериментальными значениями V_t (рис. 5.5).

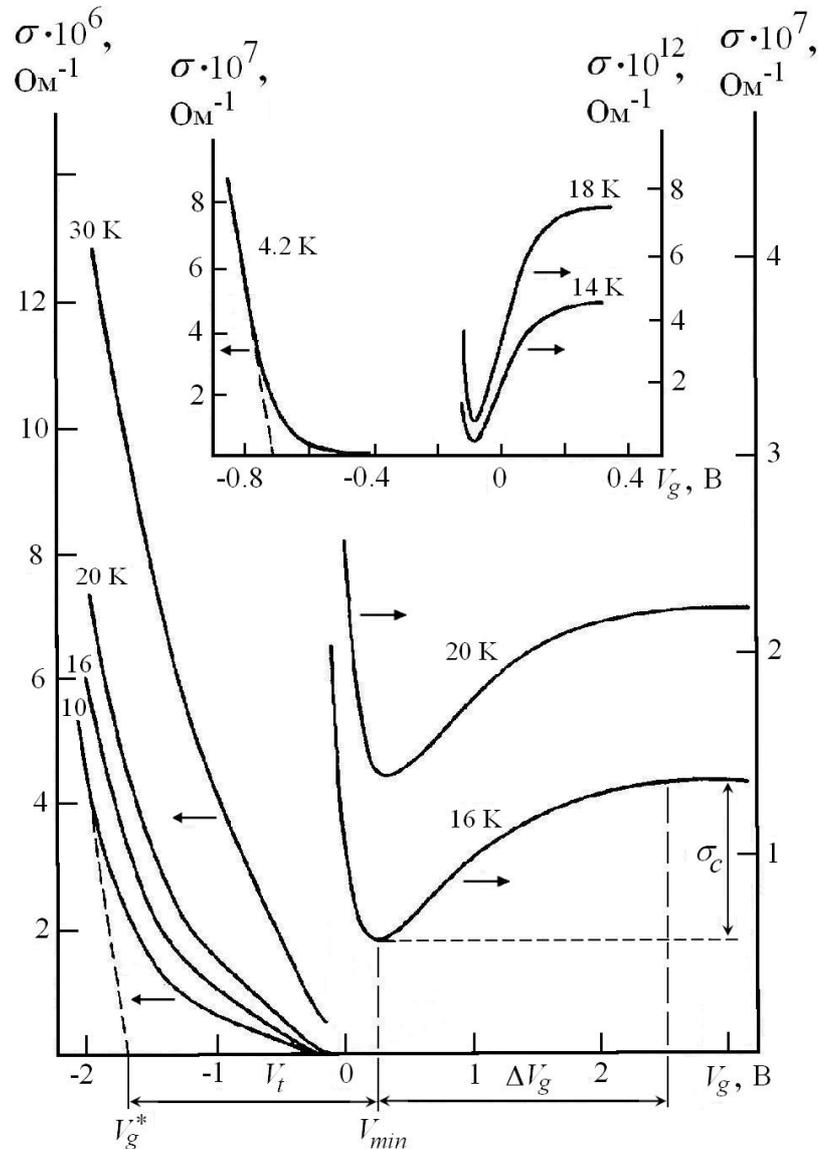


Рис. 5.5. Электропроводность слоя p -Si в функции от потенциала полевого электрода при различных температурах для МОП структуры с $N_A \approx 1 \cdot 10^{18}$ см⁻³ и $1.3 \cdot 10^{17}$ см⁻³ (на вставке). Форма структуры - квадрат размером 100×100 мкм².

Характер зависимости $\sigma(V_g)$ также подтверждает справедливость нашего подхода в объяснении механизма формирования дырочного канала обогащения. Для возникновения порогового напряжения $V_t \approx 2$ В (образец с $N_A \approx 1 \cdot 10^{18}$ см⁻³) необходим заряд в окисле с плотностью $\approx 8 \cdot 10^{11}$ см⁻², индуцирующий ФП с энергетическим масштабом $V_0 \approx 20$ мэВ $\gg k_B T$, при котором следует ожидать

экспоненциальную зависимость σ от V_g в допороговой области [221-223]. Фактически же в области напряжений $0 > V_g > -2$ В проводимость изменяется с V_g линейно, что характерно для проявлений слабого ФП ($0.5 < V_0/k_B T < 2$, $V_0 < 1$ мэВ) [222, 223], которому отвечает $V_t < 0.4$ В. С другой стороны, при $N_A \geq 10^{17}$ см⁻³ существует полоса делокализованных A^+ -состояний [43, 51*, 84, 224], проводимость по которой может доминировать при низких температурах и малых изгибах зон. В этих условиях зависимость $\sigma(V_g)$ в допороговой области должна быть линейной, а ее наклон определяться подвижностью дырок в A^+ -зоне. В образце с $N_A \approx 1 \cdot 10^{18}$ см⁻³ при $T = 6.3$ К эффективная подвижность дырок, $(d\sigma/dV_g)(4\pi d_0/\kappa_0) \approx 11$ см²/В·с, близка к их подвижности в A^+ -зоне (≈ 13 см²/В·с), найденной в [224] по температурной зависимости ε_2 -проводимости Si:B с тем же уровнем легирования.

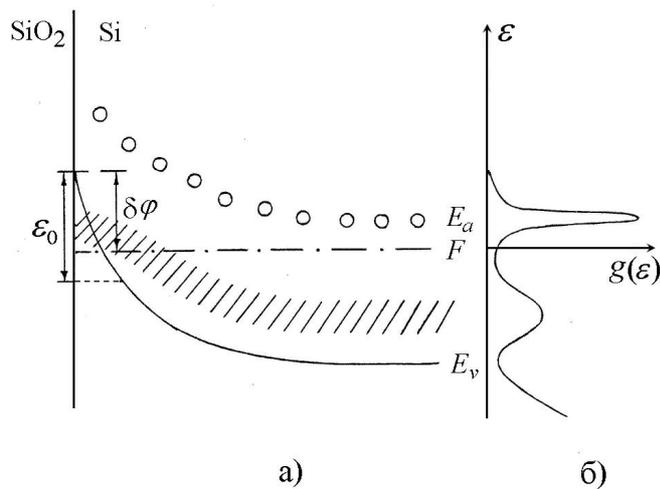


Рис. 5.6. Энергетическая диаграмма области пространственного заряда МОП структуры в режиме обогащения (а) и плотность состояний в объеме Si (б). Штрихпунктирная линия – уровень Ферми, сплошная линия – ход потенциала ОПЗ, пунктирная линия – потолок дырочной квантовой подзоны, заштрихованная область – состояния A^+ -зоны.

Отметим еще одну важную особенность в формировании канала обогащения - поведение $\sigma(V_g)$ свидетельствует о влиянии квантования дырочного газа в валентной зоне на энергетическое положение A^+ -состояний бора. В условиях квантования A^+ -уровни на поверхности Si, как и в квантовых ямах [20, 22], остаются относительно «мелкими», то есть близкими к потолку квантовой подзоны, а не следуют за ходом потенциала ОПЗ (рис. 5.6). В

противном случае, из-за высокой энергии квантования ($\varepsilon_0 \approx 50$ мэВ для $N_A \approx 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), проводимость по A^+ -зоне с изменением V_g выходила бы на плато, характерное для квази-2D прыжковой проводимости по зоне, сформированной основными состояниями примесей (нижней зоне Хаббарда [9, 18]).

Далее мы рассмотрим результаты исследований зависимости проводимости квази-2D канала прыжковой проводимости σ_c от продольного электрического поля E [208*], которые, в частности, подтверждают флуктуационную природу уширения примесной зоны, описанную в разделе 5.1.2.

5.2. Неомические свойства квази-2D прыжковой проводимости

Известно, что нелинейность вольт-амперных характеристик (ВАХ) классических 2D систем с инверсионным или встроенным каналами проводимости связана, как правило, с концентрационными эффектами [94]. Действительно, увеличение тянущего продольного напряжения V_d на стоковом электроде в таких системах всегда сопровождается уменьшением концентрации носителей проводимости у стока и перераспределением электрического поля E вдоль канала, что приводит к сублинейному поведению ВАХ [94]. Подобный концентрационный эффект может иметь место и в нашем случае, с тем однако отличием, что он должен возникать пороговым образом при разности потенциалов между затвором и стоком структуры $\Delta V = (V_g - V_d) \leq 2$ В, т.е. при истощении квази-2D канала прыжковой проводимости у стока. В то же время, при $\Delta V \geq 2$ В продольное поле можно считать однородным, а его величину E равной V_d/L , где L – расстояние между токовыми контактами, определяемое в данных структурах длиной затвора (100 мкм). Несложно показать, что, по сути, это является следствием независимости величины σ_c –проводимости от ширины области пространственного заряда (область I на рис. 5.3) при $V_g \geq 2$ В. Важно, что данное обстоятельство позволяет исследовать неомичность квази-2D прыжковой проводимости в достаточно широком диапазоне полей при

однородном его распределении вдоль канала, в частности, при напряжении на затворе близком к инверсии ($V_g \approx 10$ В) вплоть до полей $E \approx 800$ В/см.

Обратим также внимание на еще одно обстоятельство, которое упрощает изучение неомической прыжковой проводимости в условиях транспорта по квази-2D каналу при низких температурах $T \leq 10$ К. Как следует из данных рис. 5.4, в этом диапазоне температур величина поверхностного канала проводимости σ_c заметно превышает проводимость p -Si слоя в условиях плоских зон (при $T \leq 10$ К более чем порядок). По этой причине мы будем в дальнейшем пренебрегать влиянием параллельной проводимости p -Si слоя на неомические свойства структур.

На рис. 5.7 приведены зависимости прыжковой проводимости от продольного поля, полученные при различных температурах и фиксированном напряжении на затворе $V_g = 9.5$ В (меньшем напряжения инверсии). Видно, что эти зависимости носят существенно нелинейный характер. Вертикальная пунктирная линия на рис. 5.7 ($E \approx 800$ В/см) отделяет область, в которой электрическое поле является однородным. В этой области прыжковая

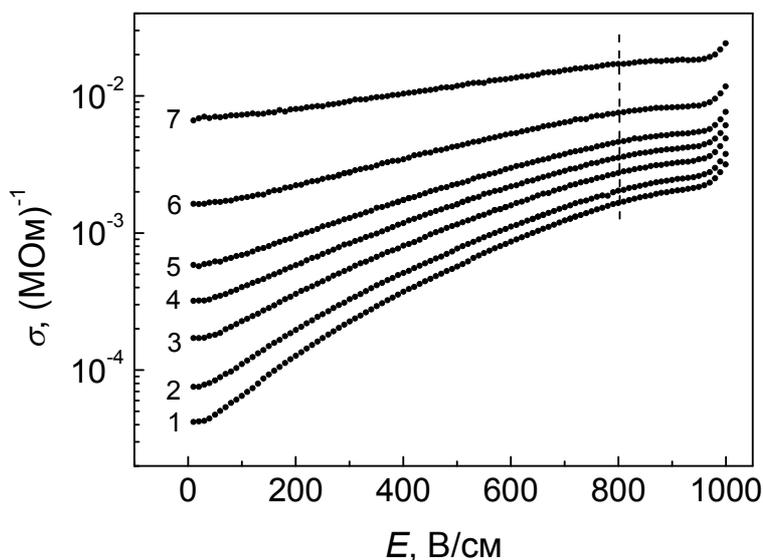


Рис. 5.7. Зависимости проводимости Si:B МОП структуры ($N_A \approx 1 \cdot 10^{18}$ см⁻³) от продольного электрического поля, полученные при фиксированном напряжении на затворе $V_g = 9.5$ В и различных температурах: 1 – $T = 4.22$ К; 2 – 4.7 К; 3 – 5.4 К; 4 – 6.0 К; 5 – 6.6 К; 6 – 7.8 К; 7 – 10 К. Форма структуры - квадрат размером 100x100 мкм².

проводимость увеличивается в 50 раз при $T = 4.2$ К. При напряжении на стоке $V_d \geq 8$ В ($E \geq 800$ В/см) наблюдается насыщение σ от E , связанное с истощением квази-2D канала прыжковой проводимости у стока, и затем дальнейший рост проводимости, обусловленный обогащением стоковой области свободными дырками. Обращает также на себя внимание тот факт, что вблизи температуры жидкого гелия зависимости $\sigma(E)$ в области однородных полей ($E \leq 800$ В/см) имеют корневой характер. Это явно видно, если перестроить кривые $\sigma(E, T)$ в координатах $\ln[\sigma(E)/\sigma_0]$ от $E^{1/2}/T$, где σ_0 – проводимость в пределе слабого поля (см. рис. 5.8а). Более того, в этих координатах достигается скейлинг, т.е. кривые достаточно хорошо подчиняются единой зависимости вплоть до полей отвечающих обогащению, причем начиная с некоторой величины $F_t = E^{1/2}/T \approx 2$ (В/см) $^{1/2}$ ·К $^{-1}$ имеют приблизительно одинаковый наклон $\alpha \approx 0.75$ (В/см) $^{-1/2}$ ·К.

Заметим, что неомическая прыжковая проводимость по состояниям вблизи уровня Ферми исследовались ранее в аморфных полупроводниках, где часто наблюдается рост проводимости σ с увеличением электрического поля E по закону (см. [225] и ссылки там): $\sigma(E) = \sigma(0) \exp\left(\frac{C_0 e E r_h}{k_B T}\right)$, r_h – средняя длина прыжка, C_0 – численный коэффициент. Для сравнения на рис. 5.8б представлены также зависимости $\sigma(E, T)$ в координатах $\ln[\sigma(E)/\sigma_0]$ от E/T , которые, как явствует, из рисунка не обеспечивают удовлетворительного скейлинга.

На рис.5.9 показаны температурные зависимости проводимости в сильных полях (при $E = 490$ и 750 В/см), которые дополнительно доказывают тот факт, что проводимость в нашем случае подчиняется закону:

$$\sigma(E, T) = \sigma_0 \exp\left(\alpha \frac{E^{1/2}}{T}\right). \quad (5.6)$$

Коэффициент α , полученный с использованием этих зависимостей, изменяется в пределах $0.68-0.73$ (В/см) $^{-1/2}$ ·К, т.е. практически не зависит от поля и

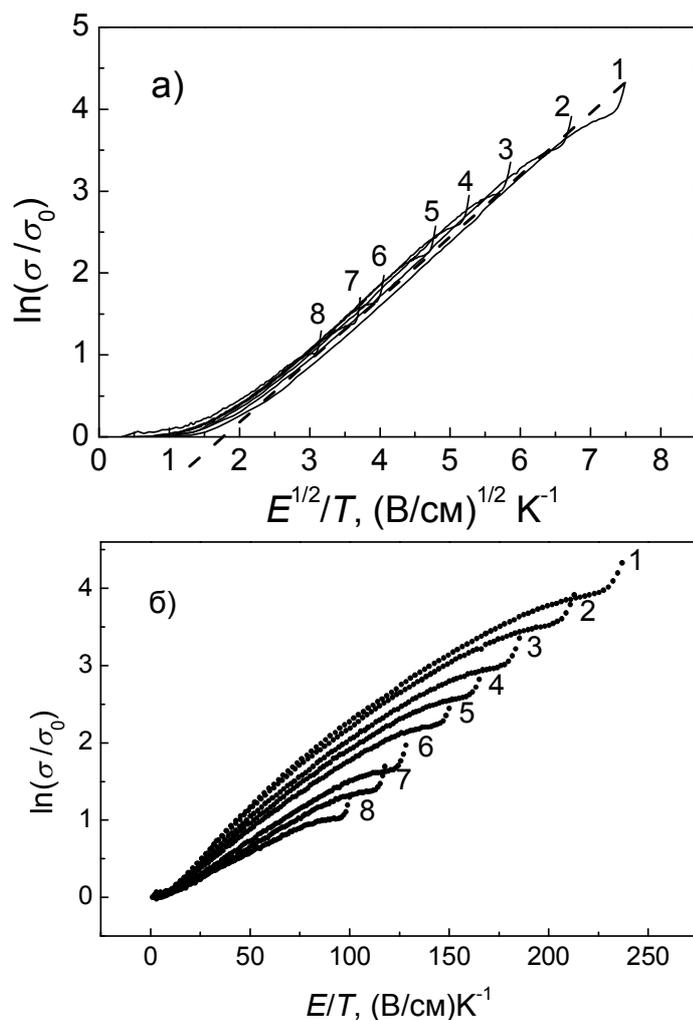


Рис. 5.8. Полевые зависимости проводимости Si:B МОП структуры ($N_A \approx 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) при различных температурах, перестроенные в координатах: а) - $\ln[\sigma(E)/\sigma_0]$ от $E^{1/2}/T$; б) - $\ln[\sigma(E)/\sigma_0]$ от E/T , σ_0 – проводимость в пределе слабого поля. Температура измерений: 1 – $T = 4.22 \text{ К}$; 2 – 4.7 К ; 3 – 5.4 К ; 4 – 6.0 К ; 5 – 6.6 К ; 6 – 7.8 К ; 7 – 8.5 К ; 8 – 10 К .

совпадает с коэффициентом, найденным по скейлинговой кривой рис. 5.8а. Отметим, что в условиях обычного эффекта Френкеля-Пула в примесных полупроводниках показатель экспоненты также равен $\alpha \frac{\sqrt{E}}{T}$, где

$$\alpha = \frac{1}{k_B} \sqrt{4e^3 / \kappa} = 2.57 (\text{В/см})^{-1/2} \cdot \text{К}, \text{ что заметно больше, чем в нашем случае.}$$

Кроме того, в нашем случае полевой эффект проявляется пороговым образом при $E^{1/2}/T \geq 2 (\text{В/см})^{1/2} \cdot \text{К}^{-1}$, тогда как в соответствие с обычной формулой

Френкеля-Пула он должен возникать при сколь угодно малых значениях $E^{1/2}/T$.

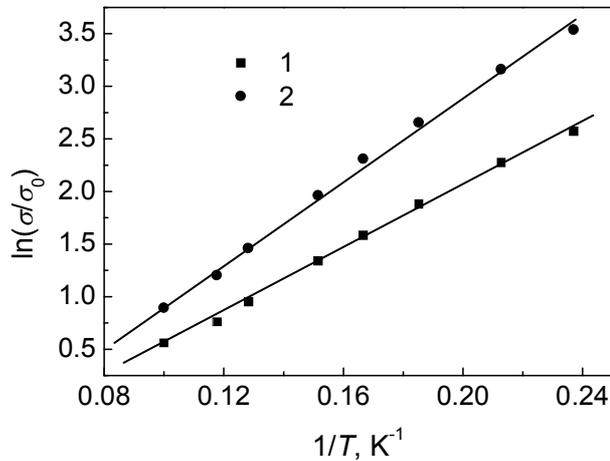


Рис. 5.9. Температурные зависимости нормированной проводимости Si:B МОП структуры ($N_A \approx 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) при напряжении на затворе $V_g = 9.5 \text{ В}$ в сильных продольных полях: $E = 490 \text{ В/см}$ (1) и $E = 750 \text{ В/см}$ (2).

Проанализируем обнаруженные особенности в полевой зависимости прыжковой проводимости исходя из представлений [219] о нелинейных свойствах перколяционных систем со случайным кулоновским потенциалом. В [219] рассмотрено влияние электрического поля на проводимость по уровню протекания и показано, что роль поля сводится к уменьшению энергии активации, которое можно интерпретировать как понижение порога протекания, независимое от

энергетической длины пробега носителей заряда (т.е. результаты [219] могут быть распространены и на случай прыжковой проводимости, в частности, как отмечено в [219], на случай ионной проводимости стекол). Нелинейная вольтамперная характеристика в таких системах имеет вид:

$$J = J_0 \exp \frac{(CeEaV_0^\nu)^{\frac{1}{1+\nu}}}{k_B T}, \quad (5.7)$$

при условии, что выполняется неравенство:

$$eEa > k_B T \left(\frac{kT}{V_0} \right)^\nu. \quad (5.8)$$

Здесь a – характерный пространственный масштаб случайного потенциала, ν – критический индекс теории протекания, C – численный коэффициент. Пренебрегая отличием индекса ν от единицы, из (5.7) получим закон, подобный закону Френкеля-Пула [219]:

$$J = J_0 \exp\left(\alpha \frac{E^{1/2}}{T}\right), \text{ где } \alpha = \frac{(CeaV_0)^{1/2}}{k_B}. \quad (5.9)$$

В нашем случае амплитуда случайного потенциала (см. раздел 5.1.2) $V_0 \approx e^2 N_A^{1/3} / \kappa$, а его характерный пространственный масштаб согласно [217, 218] определяется радиусом нелинейного экранирования $r_s = a = N_i n_s^{-2} \sim N_A^{-1/3}$. При этом произведение $aV_0 \sim e^2 / \kappa$. Подставляя это произведение и экспериментально найденное значение α в (5.9), получим коэффициент $C \sim 0.3$, что согласуется с оценкой его величины в [219]: $C \sim 0.25$. Условие (5.8) наступления экспоненциальной неомичности в рассматриваемой ситуации принимает вид:

$$\frac{E^{1/2}}{T} > k \left(\frac{e^3}{\kappa}\right)^{-1/2} \approx 1 \text{ (В/см)}^{1/2} \cdot \text{К}^{-1}, \quad (5.10)$$

что также разумно согласуется с данными эксперимента (см. рис. 5.8а).

Заметим, что подстановка в (5.7) критического индекса $\nu = 1.33$, отвечающего 2D случаю [3], дает показатель степени в полевой зависимости энергии активации 0.43, вместо используемого нами, равного 0.5. Однако, при таком показателе степени в нашем случае обеспечивается худший скейлинг, нежели чем, например, при описании неомической проводимости 2D электронного газа, локализованного во флуктуационном потенциале [226]. Возможные причины тому могут быть связаны с тем, что рассматриваемый канал прыжковой проводимости, формируемый в условиях эффекта поля, занимает промежуточное место между 3D ($\nu = 0.82-0.94$ [3]) и 2D случаями. Необходимо также иметь в виду, что полученное в [219] выражение для $J(E)$, относится к случаю сильной нелинейности, когда показатель степени экспоненты существенно превышает 1. В нашем случае этот показатель достигает всего лишь 4-х и возможно при этом необходим учет полевой зависимости предэкспоненциального фактора, не рассматриваемого в [219].

Таким образом, представления о нелинейном экранировании [217, 218] и о неомических свойствах [219] неупорядоченных систем со случайным

кулоновским потенциалом позволяют непротиворечивым образом объяснить механизм формирования квази – 2D прыжковой проводимости при эффекте поля в примесной зоне легированного слабо компенсированного кремния и наблюдаемые ее зависимости от электрического поля и температуры.

В заключение данного раздела отметим, что согласно [219] уменьшение энергии активации при выполнении условия (5.8) должно также сопровождаться уменьшением радиуса корреляции (размера ячейки) L_c перколяционного кластера. Зависимость $L_c(E)$ дает дополнительную возможность проверки предположения о том, что неомическое поведение проводимости в наших условиях происходит по механизму Шкловского [219] и связано с перестройкой перколяционного кластера под действием электрического поля. Наличие зависимости $L_c(E)$ подтверждается исследованиями мезоскопических флуктуаций поперечного сопротивления R_{xy} в МОП структурах, выполненных в форме двойного холловского креста, которые мы рассмотрим в следующем параграфе.

5.3. Мезоскопические флуктуации недиагональной компоненты тензора сопротивления в Si:B МОП структурах

Разупорядоченным электронным системам конечных размеров присущи мезоскопические явления [227]. Применительно к задачам электронного транспорта эти явления обычно наблюдаются в образцах с размерами меньше или порядка масштаба самоусреднения сопротивления. В случае систем с металлической проводимостью, в качестве такого масштаба обычно выступает длина фазовой когерентности волновой функции электрона [228]. В средах с перколяционным характером проводимости могут проявляться эффекты «некогерентной» мезоскопии [11]. В этом случае характерный масштаб самоусреднения (электрической неоднородности) определяется радиусом корреляции перколяционного кластера L_c [3, 11] и соответствующие явления обычно наблюдаются при размерах объектов соизмеримых с этим масштабом.

Основные эксперименты по исследованию эффектов некогерентной мезоскопии выполнены в режиме прыжковой проводимости на структурах малой длины, $L < L_c$ [229-231]. Проводимость таких структур определяется перколяционными путями с аномально низким сопротивлением, которые, однако, не образуют бесконечного кластера и поэтому при $L \gg L_c$ не вносят вклада в электропроводность структуры [11].

Нами обнаружены эффекты некогерентной мезоскопии в проводимости Si:B МОП систем с размерами (50 x 150 мкм), существенно превышающими L_c , проявляющиеся при изменении потенциала полевого электрода в квазипериодических флуктуациях недиагональной компоненты тензора сопротивления R_{xy} [209*, 210*]. Флуктуации наблюдались при относительно высоких температурах < 30 К и, как было установлено, связаны с перестройкой перколяционного кластера, определяющего квази-2D прыжковую проводимость в области пересечения примесной зоны с уровнем Ферми. Подчеркнем, что мезоскопические флуктуации R_{xy} по природе своей отличаются от флуктуаций продольного сопротивления R_{xx} [11] тем, что определяются перестройкой проводящих цепочек, образующих бесконечный кластер, и потому их анализ дает возможность непосредственной экспериментальной оценки важного параметра перколяционной системы – радиуса корреляции L_c [209*, 210*].

Рассмотрим вначале результаты по исследованию флуктуаций поперечного сопротивления R_{xy} , относящиеся к случаю слабых электрических полей [209*, 210*], а затем особенности их проявления в сильных полях [208*].

5.3.1. Мезоскопические флуктуации поперечного сопротивления в режиме прыжкового переноса в слабых электрических полях

Исследовались Si:B МОП структуры с уровнем легирования p -слоя $N_A \approx 1 \cdot 10^{18}$ см⁻³, снабженные парой токовых p^+ -электродов и двумя парами потенциальных (холловских) зондов, выполненные в форме двойного креста (см. верхнюю вставку рис. 5.10). Длина и ширина канала составляли 150 и 50

мкм, соответственно; размеры выступов потенциальных зондов - 15×5 мкм. В слабом продольном электрическом поле $E_x \leq 10$ В/см измерялись продольное ($R_{xx} = V_x/I_x$) и поперечное ($R_{xy} = V_y/I_x$) сопротивление p -слоя в зависимости от потенциала полевого электрода V_g в интервале $T=10 - 30$ К как в магнитном поле (≤ 1 Тл), так и в его отсутствие. (Здесь V_x - продольное напряжение, I_x - сила тока, V_y - напряжение между потенциальными зондами на противоположных гранях образца). Эксперименты выполнены с использованием преобразователя ток-напряжение (чувствительность по току около 10^{-13} А) и повторителя напряжения с входным сопротивлением более 10^{12} Ом.

На рис. 5.10 представлены зависимости $R_{xy}(V_g)$, полученные при температурах 24 К (а) и 20.5 К (б) в различных магнитных полях. Напомним, что в МОП структурах с $N_A \approx 1 \cdot 10^{18}$ см⁻³ при $V_g \geq -2$ В наблюдается переход от транспорта по дырочному каналу обогащения в валентной зоне к проводимости по A^+ -зоне, которая при $V_g \geq 0$ В постепенно сменяется прыжковой проводимостью по квази-2D каналу, формируемому в области пересечения основных состояний акцепторов с уровнем Ферми (см. разделы 5.1.1 и 5.1.3). Из рис. 5.10 явствует, что в этих условиях зависимость $R_{xy}(V_g)$ обнаруживает хорошо воспроизводимые флуктуации, усиливающиеся с понижением температуры, причем положение максимумов и минимумов R_{xy} на оси V_g практически не изменяется с температурой и магнитным полем. Напротив, в режиме сильного обогащения поверхности Si дырками ($V_g < -2$ В) флуктуации не наблюдаются. В этом случае R_{xy} составляет величину $\leq 5 \times 10^{-4}$ от продольного сопротивления R_{xx} , что свидетельствует о незначительной исходной асимметрии геометрического расположения холловских зондов $\leq 5 \times 10^{-4}$ по отношению к длине образца.

Из данных представленных на рис. 5.10 видно также, что при $T \geq 20$ К наложение магнитного поля, перпендикулярного плоскости канала, приводит к смещению кривой $R_{xy}(V_g)$ по оси ординат - вверх или вниз в зависимости от знака магнитного поля (ср. кривые рис. 5.10а). Очевидно, что такое поведение

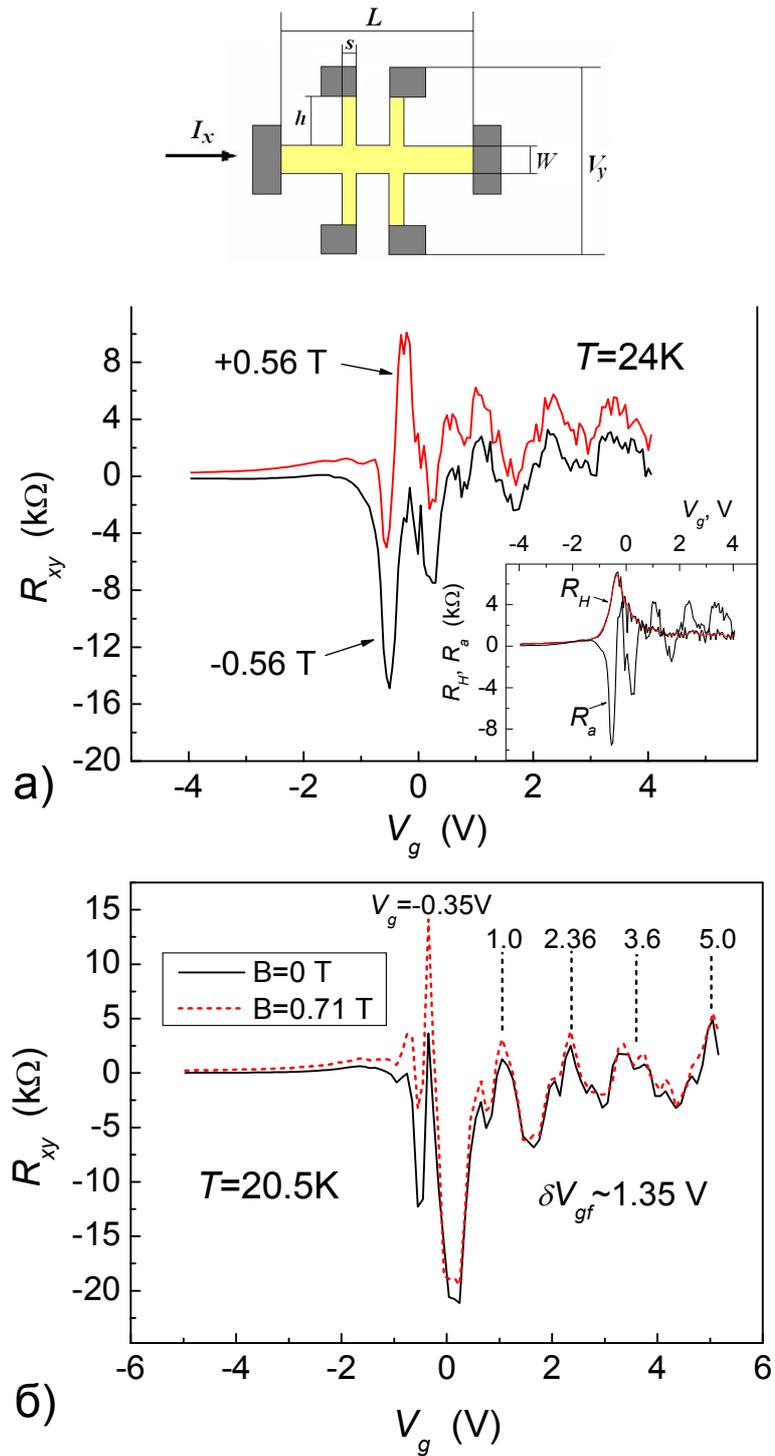


Рис. 5.10. Зависимости недиагональной компоненты тензора сопротивления R_{xy} от потенциала полевого электрода МОП структуры, полученные для продольного напряжения $V_x = 0.126$ В: а) при температуре $T = 24$ К в магнитном поле $B = +0.56$ и -0.56 Тл; б) при температуре $T = 20.5$ К в отсутствие магнитного поля и при $B = 0.71$ Тл.

На верхней вставке - конфигурация холловского образца. На нижней вставке – зависимости нечетной (R_H) и четной (R_a) компонент поперечного сопротивления, $R_{xy} = R_H + R_a$, от потенциала полевого электрода.

$R_{xy}(V_g)$ связано с проявлением эдс Холла, знак которой определяется направлением магнитного поля. Зависимости от V_g нечетной (холловской)

$R_H = [R_{xy}^+ - R_{xy}^-]/2$) и четной ($R_a = [R_{xy}^+ + R_{xy}^-]/2$) компонент поперечного сопротивления $R_{xy} = R_H + R_a$ приведены на нижней вставке рис. 5.10а (R_{xy}^+ , R_{xy}^- - поперечные сопротивления, отвечающие положительному и отрицательному направлениям магнитного поля). Зависимость $R_H(V_g)$ носит монотонный характер. При приближении к области обогащения (уменьшении V_g) холловское сопротивление вначале растет, а затем падает. Такое поведение R_H свидетельствует о том, что эдс Холла определяется в первую очередь свободными дырками, причем ее величина занижена вследствие шунтирующего действия прыжковой проводимости. При обогащении поверхности Si дырками ($V_g < 0$) вклад прыжковой проводимости в $\sigma(V_g) = R_{xx}^{-1}$ становится менее существенным и R_H поэтому вначале возрастает, а затем падает из-за сильного увеличения поверхностной концентрации дырок ($R_H \propto 1/p_s$). Между тем, четная компонента поперечного сопротивления R_a , представляющая собой сопротивление, обусловленное электрической асимметрией потенциалов холловских зондов, испытывает флуктуации, которые практически не зависят от магнитного поля в исследованном диапазоне его величин.¹⁷ Характерная амплитуда флуктуаций максимальна в области минимума кривых $\sigma(V_g)$, т.е. в условиях плоских зон. Затем при увеличении V_g она резко уменьшается и, наконец, практически перестает изменяться с V_g в области плато $\sigma(V_g)$ ($V_g \geq 2$ В; см. рис. 5.2). Существенно также, что экспериментальные кривые $R_{xy}(V_g)$ обнаруживают отчетливо выраженный "период" $\delta V_{gf} \approx 1.35$ В флуктуирующей составляющей поперечного сопротивления, если понимать его как среднее расстояние между максимумами (или минимумами) данной функции (рис. 5.10б).

Обнаруженные флуктуации поперечного сопротивления R_{xy} естественно связать с мезоскопическими эффектами, т.е. с проявлением электрической

¹⁷ При $B < 1$ Тл магнитная длина $(hc/eB)^{1/2} > 200$ Å существенно превышает как радиус локализации дырок на атомах бора $a_B = 23$ Å, так и среднее расстояние между примесями $r_a \approx 60$ Å. Следовательно, вариации L_c в магнитном поле и связанные с ними флуктуации R_{xy} пренебрежимо малы ($\delta L_c/L_c \approx 10^{-4}$) [3].

неоднородности микроскопических масштабов в условиях электронного транспорта по локализованным примесным состояниям. Основанием к этому, является воспроизводимость флуктуаций R_{xy} , неизменность их положения по оси V_g при изменении температуры, а также качественная корреляция зависимости амплитуды флуктуации от V_g с изменением характерного пространственного масштаба электрической неоднородности. Последний в режиме прыжковой проводимости определяется плотностью состояний на уровне Ферми [3]: плотность состояний минимальна в условиях плоских зон, когда уровень Ферми расположен в щели Мотта-Хаббарда [9, 18], и постоянна в режиме сильного обеднения, когда вблизи поверхности Si уровень Ферми пересекает уровни акцепторов [204*-207*].

Физическая картина наблюдаемого явления представляется следующей. При положительных V_g (рис. 5.2) низкотемпературная проводимость исследуемой макроскопической системы преимущественно осуществляется по квази-2D каналу прыжками носителей заряда между ближайшими акцепторами [204*-207*], образующими бесконечный перколяционный кластер - квази-2D случайную сетку [1-3]. Средний размер ячеек такой сетки, характеризующий пространственный масштаб электрической неоднородности объекта, определяется корреляционной длиной $L_c = r_c(2r_c/3a_B)^v$, где $r_c = 0.865/N_A^{1/3}$ - радиус протекания, v - критический индекс теории протекания; в 2D случае $v = 1.33$ [1-3]. В условиях эксперимента ($N_A \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$) $L_c \approx 300 \text{ \AA}$. При наличии слабого продольного электрического поля E_x среднее падение напряжения на ячейке составляет $E_x L_c$. Следовательно, потенциал произвольно выбранной точки квази-2D канала (сетки) отличается от ее потенциала в однородном случае на величину порядка $E_x L_c$ в силу хаотической структуры перколяционного кластера. С возрастанием V_g квази-2D канал прыжковой проводимости смещается вглубь слоя p-Si по нормали к поверхности. Этот процесс, в свою очередь, сопровождается изменением конфигурации перколяционной сетки, ибо при различных значениях V_g ее образуют различные группы примесных атомов. Соответственно, при изменении V_g конкретное

распределение потенциала будет изменяться, а его локальное значение в фиксированной точке варьироваться в пределах $\sim 2E_x L_c$, отражая перестройку перколяционного кластера. Казалось бы, что для наблюдения эффектов такого рода необходимо, чтобы размер потенциальных зондов был существенно меньше L_c .

Обращаясь теперь к реальной конфигурации объектов исследований (см. вставку рис. 5.10), отметим, что металлизированные контактные площадки потенциальных зондов удалены за счет выступов от боковой границы канала электронного переноса и поэтому слабо возмущают распределение продольного электрического поля в плоскости канала. Дело в том, что даже в отсутствие металлизации контактная поверхность (торец выступа) практически эквипотенциальна. В электрически однородном образце продольная разность потенциалов между крайними точками этой поверхности $\sim E_x \times s \times \exp(-\pi h/s)$ [232], где h и s - соответственно длина и ширина выступа. В исследованных образцах ($h/s = 3$; см. рис. 5.10) размер области на боковой границе канала, отвечающей этой разности потенциалов, по порядку величины составляет $s' \sim s \times \exp(-\pi h/s) \cong 5 \text{ \AA}$. Иными словами, потенциал контактной поверхности выступа эквивалентен потенциалу "эффективного зонда" размером $\sim 5 \text{ \AA}$, находящегося на боковой границе канала вблизи оси выступа. Поскольку масштаб неоднородности L_c существенно меньше размеров выступов, в режиме прыжковой проводимости рассмотренная картина в целом остается справедливой, т.е., как и в однородном образце, размер эффективного зонда следует принимать порядка $s' < L_c$. Однако, коль скоро в режиме прыжкового транспорта потенциал произвольно выбранной точки канала отличается от его значения в однородном случае на величину $\sim E_x L_c$, то эффективный зонд смещен относительно оси выступа на расстояние порядка L_c . При изменении V_g положение эффективного зонда флуктуирует в пределах $\pm L_c$, приводя к флуктуациям V_y с амплитудой $\sim 2E_x L_c$.

Рассмотрим на основе этих соображений экспериментальные данные, представленные на рис. 5.10. Как указывалось, при изменении V_g локальное

значение потенциала каждого зонда изменяется в пределах $\sim 2E_x L_c = 2I_x(L_c/L)R_{xx}$, следовательно, характерная амплитуда флуктуации межзондового напряжения dV_y должна быть того же порядка. В рамках перколяционной теории [1-3] L_c практически не имеет температурной зависимости в условиях прыжковой проводимости с участием ближайших соседей. В этой связи следует ожидать, что отношение средней амплитуды флуктуаций межзондового напряжения dV_y к силе тока I_x изменяется с температурой пропорционально $R_{xx}(T)$ и имеет коэффициент пропорциональности $(2L_c/L)$:

$$dV_y/I_x = \delta R_{xy} = R_{xx} \times 2L_c/L. \quad (5.11)$$

Найденный с использованием (5.11) при учете шунтирующего действия объемной проводимости p -слоя масштаб электрической неоднородности составляет около 390 \AA и согласуется с полученной выше теоретической оценкой $L_c \approx 300 \text{ \AA}$ [210*].

Расчеты также показывают, что приращение V_g на величину $\delta V_{gf} \approx 1.35 \text{ В}$ приводит к смещению положения квази-2D канала прыжковой проводимости в глубь слоя p -Si на расстояние $l = \kappa_0 \delta V_{gf} / (4\pi e d_0 N_A) \approx 47 \text{ \AA}$, т.е. на величину порядка среднего межпримесного расстояния $r_a \approx 60 \text{ \AA}$ (κ_0 - диэлектрическая проницаемость диэлектрика, d_0 - его толщина). Это смещение соответствует существенному изменению пространственной конфигурации путей протекания, образующих перколяционный квази-2D кластер (толщиной $\sim r_a$), поскольку расположение акцепторов в плоскостях, отстоящих больше чем на r_a некоррелировано. Следовательно, именно контролируемое в условиях эксперимента изменение положения квази-2D канала по отношению к поверхности Si, сопровождающееся перестройкой перколяционного кластера, приводит к возникновению квазипериодических флуктуации поперечного межзондового напряжения и, соответственно, поперечного сопротивления R_{xy} . Таким образом, представленные здесь данные являются прямым экспериментальным наблюдением характерного масштаба электрической неоднородности макроскопических объектов, определяемого в случае

прыжковой проводимости корреляционным радиусом перколяционного кластера.

В следующем разделе рассмотрим особенности проявления флуктуаций поперечного сопротивления в сильных электрических полях [208*].

5.3.2. Особенности мезоскопических флуктуаций поперечного сопротивления при прыжковой проводимости в сильных электрических полях

Ранее уже отмечалось (см. раздел 5.2), что согласно [219] уменьшение энергии активации квази-2D канала прыжковой проводимости в электрическом поле при выполнении условия (5.8) должно сопровождаться перестройкой перколяционного кластера и приводить, в частности, к уменьшению его радиуса корреляции (размера ячейки) L_c . В частности, при $\nu=1$ имеем [219]:

$$L_c(E_x) = (aV_0 / CeE_x)^{1/2}. \quad (5.12)$$

Зависимость $L_c(E_x)$ дает дополнительную возможность проверки предположения о том, что неомическое поведение проводимости квази-2D прыжковой проводимости происходит по механизму Шкловского [219] и связано с перестройкой перколяционного кластера под действием электрического поля [208*]. Наличие зависимости $L_c(E_x)$ подтверждается исследованиями мезоскопических флуктуаций напряжения, возникающих между холловскими зондами в Si:B МОП структурах, выполненных в форме двойного холловского креста (рис. 5.10). В частности, сравнением мезоскопических флуктуаций, возникающих при изменении V_g в слабом продольном поле, с флуктуациями, полученными при фиксированном значении V_g и изменении напряжения V_d на стоковом электроде, в которых должно отражаться влияние продольного поля на величину L_c .

На рис.5.11а приведены зависимости отношения сопротивлений R_{xy}/R_{xx} от V_g (сплошные кривые), полученные при температурах $T = 18$ К (кривая 1) и $T = 19.6$ К (кривая 2). Видно, что эти зависимости носят флуктуирующий характер

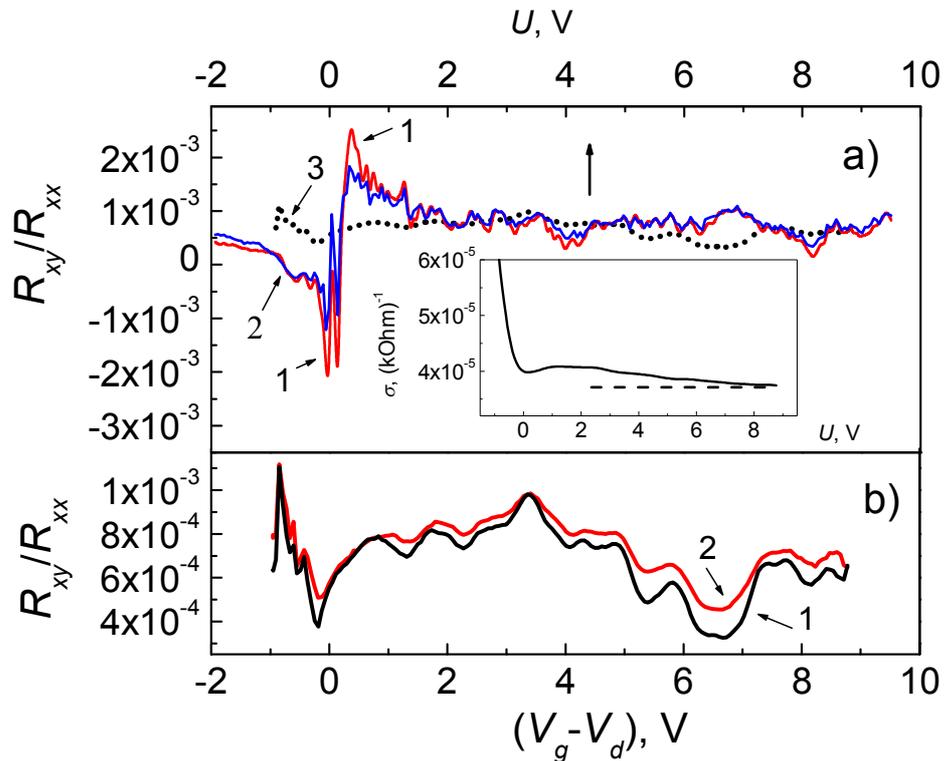


Рис. 5.11. а) Зависимости отношения поперечного сопротивления R_{xy} к продольному R_{xx} от напряжения на затворе V_g , полученные в слабом продольном поле ($E = 8$ В/см) при $T = 18$ К (кривая 1) и $T = 19.6$ К (кривая 2). Кривая 3 - зависимость R_{xy}/R_{xx} от напряжения на стоке V_d , полученная при фиксированном $V_g = 8.9$ В и $T = 18$ К. По оси абсцисс отложена величина $U = V_g$ в случае сканирования R_{xy}/R_{xx} по V_g и величина $U = (V_g - V_d)$ при сканировании R_{xy}/R_{xx} по V_d . На вставке – зависимость проводимости $\sigma = 1/R_{xx}$ от $U = (V_g - V_d)$ при $V_g = 8.9$ В и $T = 19.6$ К.

б) Зависимости R_{xy}/R_{xx} от $(V_g - V_d)$ при $T = 18$ К (кривая 1) и $T = 19.6$ К (кривая 2) при $V_g = 8.9$ В.

и хорошо воспроизводятся при повторных измерениях, что подтверждает их мезоскопическую природу, описанную в разделе 5.3.1. Те же отношения сопротивлений, но в зависимости от V_d , представлены на рис. 5.11б. В этом случае флуктуации R_{xy}/R_{xx} от V_d также носят мезоскопический характер. Для удобства сравнения зависимостей по оси абсцисс на рис. 5.11б отложена величина $U = (V_g - V_d)$ при сканировании R_{xy}/R_{xx} по V_d . Вставка на рис. 5.11а, где приведена зависимость $\sigma = 1/R_{xx}$ от $(V_g - V_d)$, демонстрирует тот факт, что при таком построении она качественно подобна зависимости $\sigma(V_g)$, наблюдаемой в условиях формирования квази-2D канала прыжковой проводимости (см. рис.5.2). Т.е. при $(V_g - V_d) \leq 2$ В наблюдается истощение квази-2D канала у

стокового контакта и постепенный переход к проводимости по каналу обогащения, который по мере роста V_d простирается к истоковому контакту.

Нас интересует зависимость $L(V_d)$, которая согласно (5.11) может быть определена из сопоставления амплитуд флуктуаций R_{xy}/R_{xx} при сканировании по V_d и V_g . На рис. 5.11а наряду со сплошными линиями (сканирование по V_g) имеется пунктирная (сканирование по V_d), построенная в зависимости от $U = (V_g - V_d)$. Видно, что амплитуда флуктуаций R_{xy}/R_{xx} от V_g растет при стремлении значения абсциссы к нулю гораздо сильнее, чем в случае флуктуаций R_{xy}/R_{xx} при изменении V_d (пунктирная кривая). Реально флуктуации напряжения между холловскими электродами зависят от разности потенциалов между затвором и каналом в области холловских зондов. В нашем случае холловские зонды расположены от истока на расстоянии $0.32L$ и в условиях однородного распределения тянущего поля соответствующая разность потенциалов равна $V_h = V_g - 0.32V_d$. На рис. 5.12 отношение R_{xy}/R_{xx} приведено как раз в зависимости от V_h при сканировании по V_d , а также для сравнения кривая $R_{xy}/R_{xx} = f(V_g)$. Видно, что характер флуктуаций в интервале $V_h = 7-9$ В ($V_d = 0 \div 6$ В) в обоих случаях одинаков, подтверждая их общий механизм, связанный со смещением квази-2D канала прыжковой проводимости [209*, 210*] (см. раздел 5.3.1). Однако, при больших значениях тянущего поля амплитуда флуктуаций при сканировании по V_d имеет тенденцию к уменьшению по сравнению с флуктуациями R_{xy}/R_{xx} от V_g ¹⁸.

В условиях истощения квази-2D канала прыжкового транспорта ($V_g < 2$ В) амплитуда флуктуаций R_{xy} сильно растет с уменьшением V_g (рис.5.11а), что связано с увеличением размера ячейки перколяционного кластера за счет уменьшения плотности состояний на уровне Ферми [209*, 210*]. В то же время в зависимости R_{xy}/R_{xx} от V_d явного роста амплитуды флуктуаций не

¹⁸ При $V_d \geq 9$ В и выбранном значении $V_g = 8.9$ В удельное сопротивление в канале вблизи стока понижается из-за образования дырочного канала обогащения, что приводит к дополнительному росту поля вблизи холловских зондов. Оценки распределения поля в образце показывают, что при использованных значениях тянущего напряжения до 10 В, область обогащения приближается к холловским электродам.

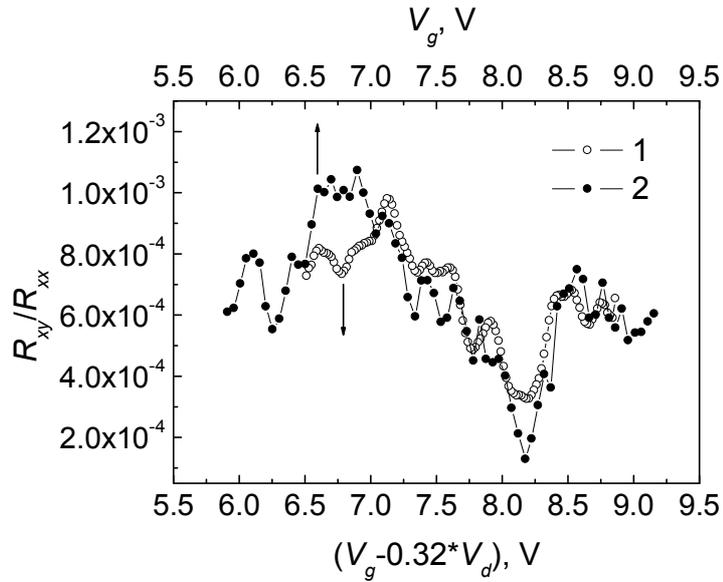


Рис. 5.12. Зависимость отношения R_{xy}/R_{xx} от $V_h = V_g - 0.32V_d$, полученная при $V_g = 8.9$ В и сканировании по V_d в диапазоне 0 - 6 В (кривая 1), а также зависимость R_{xy}/R_{xx} от V_g при $E = 8$ В/см (кривая 2). Температура измерений $T = 18$ К.

наблюдается. Это означает, что в данном случае увеличение радиуса корреляции перколяционного кластера, связанное с уменьшением плотности состояний на уровне Ферми, компенсируется его уменьшением за счет роста продольного поля (см. соотношения (5.11) и (5.12)). Сравнение относительных амплитуд флуктуаций в R_{xy} при различных режимах сканирования показывает, что в области истощения квази-2D канала прыжковой проводимости амплитуда флуктуаций в зависимости $R_{xy}/R_{xx} = f(V_g)$ при малых значениях V_d больше в ≈ 4 раза, чем амплитуда флуктуаций в зависимости R_{xy}/R_{xx} от V_d . Неомичность квази-2D прыжковой проводимости при исследованных температурах начинает проявляться при напряжении на стоке $V_d \approx 1$ В (см. вставку на рис.5.11а). Поэтому, исходя из модели Шкловского [219] (см. (5.12)) следует ожидать:

а) Превышения амплитуды флуктуаций R_{xy}/R_{xx} при изменении V_g над амплитудой флуктуаций R_{xy}/R_{xx} при увеличении V_d , начиная с некоторого значения (в нашем случае при $V_d \geq 6$ В; см. рис.5.11а), при котором уменьшение размеров перколяционного кластера вследствие зависимости $L(E_x)$ [219] (см. (5.12)) становится сравнимо с ростом его размеров в условиях истощения квази-2D канала [209*, 210*];

б) Уменьшения радиуса корреляции перколяционного кластера согласно (5.12) в 3-5 раз при $V_d \approx 9$ В (нижняя оценка получена в приближении однородного поля в канале, а верхняя - при учете неоднородности распределения поля в канале).

Все это хорошо коррелирует с результатами эксперимента, которые, в частности, демонстрируют подавление амплитуды флуктуаций $\delta R_{xy}/R_{xx} \propto L_c$ приблизительно в 4 раза в условиях истощения квази-2D канала прыжковой проводимости под действием тянущего напряжения. Другими словами, обнаруженные особенности в поведении мезоскопических флуктуаций недиагональной компоненты тензора сопротивления Si:B МОП структур в сильных продольных электрических полях вполне удовлетворительно описываются перестройкой перколяционного кластера в рамках представлений о неомических свойствах неупорядоченных систем со случайным кулоновским потенциалом [219].

Таким образом, на примере перколяционной системы с прыжковой проводимостью в [208*-210*] была показана возможность непосредственной экспериментальной оценки важного ее параметра – радиуса корреляции L_c из анализа мезоскопических флуктуаций поперечного сопротивления. Это побудило поиск других модельных объектов и/или ситуаций, в которых проявлялись бы флуктуации δR_{xy} , а найденные из эксперимента значения L_c можно было бы сравнить со значениями, рассчитанными теоретически. В результате были обнаружены флуктуации δR_{xy} в Si:B МОП структурах при относительно высоких температурах ($T = 77$ К). При этом было показано, что они обусловлены переходом от 3D к квази-2D перколяционной проводимости свободных дырок во флуктуационном потенциале (ФП) ионизованных примесей поверхностного p -слоя, обедняемого под действием эффекта поля [211*]. Полученные в этом случае из анализа δR_{xy} оценки радиуса корреляции перколяционного кластера L_c в зависимости от потенциала затвора V_g хорошо согласуются с теоретическими оценками, полученными в рамках представлений о нелинейном экранировании ФП дырками и о перколяционном характере их

транспорта при изменении L_c от значений ~ 10 нм до $L_c \sim 1$ мкм. Рассмотрим подробнее, обнаруженные в [211*], мезоскопические флуктуации проводимости при обеднении встроенного канала Si:B МОП структур.

5.3.3. Флуктуации поперечного сопротивления в режиме транспорта свободных дырок в кулоновском случайном потенциале

Ниже показано, что мезоскопические флуктуации R_{xy} присущи разупорядоченным системам, в которых электронный транспорт осуществляется свободными носителями заряда в условиях сильного флуктуационного потенциала. В качестве модельных объектов выбраны транзисторные Si:B МОП структуры со встроенным p -каналом, обладающим умеренным уровнем легирования $N_A \approx 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. В этом случае при относительно небольших потенциалах полевого электрода $V_g \approx 10$ В встроенный канал (толщиной $d_s \approx 0.5$ мкм) полностью пережимается, а индуцируемая в области обеднения плотность ионизированных акцепторов (источников ФП) достигает заметных величин $\sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

Исследованные Si:B МОП структуры имели форму двойного креста с теми же размерами, что и при изучении мезоскопических эффектов в режиме прыжкового транспорта (см. разделы 5.3.1 и 5.3.2 и рис. 5.10). Т.е. длина и ширина канала составляли $L=150$ и $W=50$ мкм, соответственно. В зависимости от V_g измерялись диагональная и недиагональная компоненты тензора сопротивления R_{xx} и R_{xy} при постоянном продольном напряжении ($V_d \leq 0.1$ В) в области азотных температур.

На рис. 5.13 приведена зависимость проводимости структуры $\sigma = 1/R_{xx}$ от V_g для $T = 77$ К. Рост σ при $V_g < 0$ (точнее при $V_g < V_{FB}$, где $V_{FB} \approx 0$ – напряжение плоских зон) связан с образованием в режиме обогащения дырочного канала проводимости на интерфейсе Si-SiO₂, а спад σ при положительных V_g – с обеднением легированного Si:B слоя свободными дырками. В режиме обеднения ($V_g > 0$) по мере увеличения напряжения на затворе толщина слоя

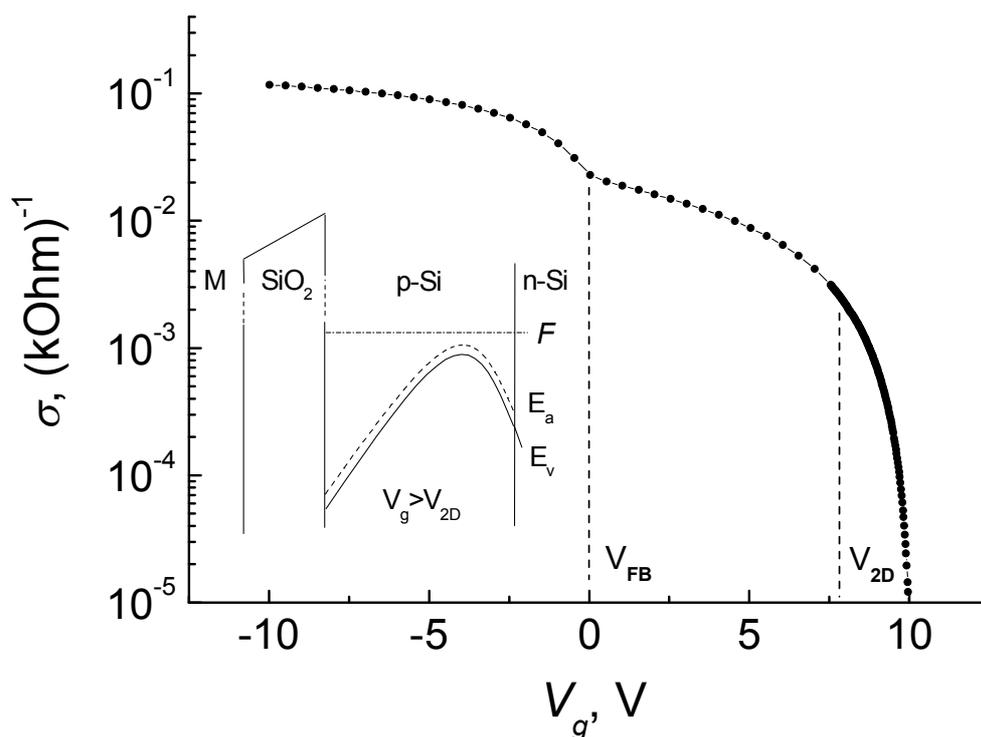


Рис. 5.13. Зависимость отношения R_{xy}/R_{xx} от $V_h = V_g - 0.32V_d$, полученная при $V_g = 8.9$ В и сканировании по V_d в диапазоне 0 - 6 В (кривая 1), а также зависимость R_{xy}/R_{xx} от V_g при $E = 8$ В/см (кривая 2). Температура измерений $T = 18$ К. На вставке – энергетическая диаграмма МОП структуры в условиях обеднения дырками p -Si слоя.

обеднения увеличивается, а канал проводимости пережимается, будучи ограничен с другой стороны барьером p - n -перехода. В итоге вблизи границы p -Si/ n -Si слоя формируется квази-2D канал проводимости (см. вставку к рис. 5.13). При этом по обе стороны от квази-2D канала легирующая примесь полностью ионизирована, а концентрация свободных дырок в канале убывает с ростом V_g . Отметим, что аналогичная ситуация возникает при обеднении канала полевого GaAs транзистора с барьером Шоттки [233], причем в этом случае, как показано в [233], поведение низкочастотной емкости может быть удовлетворительно описано генерацией ФП в условиях его нелинейного экранирования носителями квази-2D канала. В нашем случае переход к проводимости по квази-2D каналу проявляется в изменении характера зависимости $\sigma(V_g)$ по мере увеличения затворного напряжения при достижении некоторого порогового значения $V_g = V_{2D}$. Если при $V_g < V_{2D} \approx 8$ В проводимость

спадает по степенному закону, то при $V_g \geq V_{2D}$ происходит переход к экспоненциальному уменьшению проводимости с ростом V_g . С физической точки зрения этот переход (переход к проводимости по квази-2D каналу) связан с тем, что толщина канала проводимости становится сравнимой с корреляционной длиной перколяционного кластера L_c .¹⁹ При этом флуктуационный потенциал сильно искажает проводимость по квази-2D каналу, образуя “выколотые” участки в области его максимумов, обтекание которых по третьему измерению невозможно. В этих условиях проводимость будет определяться термоактивацией носителей заряда через седловые области флуктуационного потенциала на уровень протекания, что и объясняет переход к экспоненциальной зависимости $\sigma(V_g)$. Значение затворного напряжения, при котором канал проводимости пережмается полностью $V_g = V_t \approx 10$ В.

Рис.5.14 иллюстрирует зависимости R_{xy} и отношения R_{xy}/R_{xx} (верхняя вставка) от напряжения на затворе. В области малых обедняющих напряжений $V_g < V_{2D} \approx 8$ В величина R_{xy} постоянна и мала (отношение $\alpha = R_{xy}/R_{xx} \approx -6 \cdot 10^{-4}$), что свидетельствует об однородности канала в плоскости и практически симметричном расположении холловских зондов образца. Между тем при переходе от 3D к квази-2D режиму переноса дырок ($V_g \geq V_{2D}$) R_{xy} обнаруживает регулярные флуктуации, усиливающиеся с увеличением V_g .

Следуя [208*-210*] будем считать, что флуктуации R_{xy} имеют мезоскопическую природу и обусловлены перестройкой перколяционного кластера под действием эффекта поля. Действительно, в условиях генерации ФП ионизированными примесями обедненного слоя Si:B и его нелинейного экранирования квази 2D дырками с концентрацией p_s амплитуда ФП дается соотношением [217, 218]:

$$\delta\varphi = A \frac{e^2}{\kappa} \frac{N_s}{p_s d_s} \cong A \frac{e^2}{\kappa} \frac{N_s}{p_s (d_s + d_0)}. \quad (5.13)$$

¹⁹ Здесь мы употребляем термин “квази-2D канал проводимости” по аналогии с термином “2D пленка” при описании продольного транспорта в слоях с прыжковой проводимостью при их толщине меньше L_c [3].

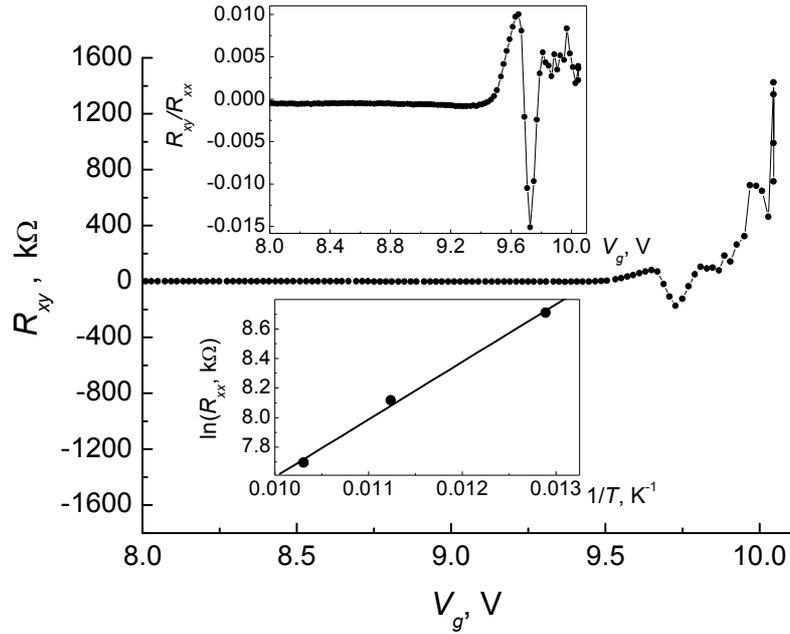


Рис. 5.14. Зависимость недиагональной компоненты тензора сопротивления R_{xy} Si:B МОП структуры от напряжения на затворе при температуре $T = 77$ К. На верхней вставке - зависимость отношения R_{xy}/R_{xx} от напряжения на затворе. На нижней вставке - температурная зависимость сопротивления образца в области наблюдения флуктуаций ($V_g = 9.6$ В).

Здесь N_s – приведенная к поверхности концентрация ионизованных примесей, κ - диэлектрическая проницаемость Si, A – коэффициент порядка единицы. В случае, когда источники ФП расположены между затвором и двумерным каналом $A = (2\pi)^{1/2}$ [217]. Примечательно, что в этой ситуации с уменьшением концентрации 2D носителей амплитуда ФП стремится к постоянной величине $\delta\varphi_g$, определяемой экранированием крупномасштабных флуктуаций металлическим затвором структуры [217]:

$$\delta\varphi_g = \sqrt{4\pi N_s (1 - \ln 2)} \frac{e^2}{\kappa}. \quad (5.14)$$

В рассматриваемых структурах с концентрацией имплантированной примеси $N_A \approx 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3} \gg N_D \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$ источники ФП в основном сосредоточены между затвором и квази-2D дырочным каналом, поэтому для оценки амплитуды ФП воспользуемся результатами [217]. Величину N_s при $V_g \geq V_{2D}$ найдем, рассматривая емкость структуры C как последовательное соединение емкости диэлектрика C_d и емкости слоя обеднения полупроводника $C_s = 2C_{sd}$,

где $C_{sd} \approx \kappa/4\pi d_s$ – дифференциальная емкость слоя обеднения. При $V_g = V_t \approx 10\text{В}$ получим $N_s = 2 \cdot C_d C_{sd} V_t / e (C_d + 2C_{sd}) \approx 1.4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, что согласно (5.14) отвечает значению $\delta\varphi \approx 29 \text{ мЭВ}$, заметно превышающему тепловую энергию $k_B T$. Величина $\delta\varphi$ согласуется с энергией активации проводимости ($\approx 30 \text{ мЭВ}$) в области наблюдения флуктуаций R_{xy} (см. нижнюю вставку рис. 5.14). В этих условиях естественно ожидать, что перенос заряда осуществляется дырками, термоактивированными через седловые области ФП, имеющими экспоненциально широкий разброс локального сопротивления в меру вариации показателя степени $\delta\varphi / k_B T > 1$ [3, 217]. Соответственно, проводимость системы приобретает перколяционный характер по уровню протекания с радиусом корреляции перколяционного кластера [3, 219]:

$$L_c = a \left(\frac{\delta\varphi}{k_B T} \right)^\nu \approx a \left(\frac{\delta\varphi}{k_B T} \right). \quad (5.15)$$

Здесь ν - критический индекс теории протекания [для оценки мы положили $\nu \approx 1$ как среднее между 2D ($\nu = 1.33$) и 3D ($\nu = 0.83$) случаями], a – характерный пространственный масштаб случайного потенциала, который в нашем случае совпадает с радиусом экранирования ФП [217, 218]. При $p_s > N_s^{1/2}/d_s$:

$$a = N_s / d_s p_s^2. \quad (5.16)$$

В противоположном случае, в условиях экранирования ФП затвором структуры [217]:

$$a = 2(1 - \ln 2)d_s. \quad (5.17)$$

Согласно (5.13), (5.15) и (5.16) для расчета кривой $L_c(V_g) = L_{cp}(V_g)$, отвечающей режиму нелинейного экранирования ФП, необходимо знать зависимость концентрации дырок в канале p_s от потенциала затвора, которая может быть найдена из данных эффекта поля (рис.5.13) по методике [223]. В диапазоне $V_{2D} < V_g < V_t$ зависимость $p_s(V_g)$ определяется соотношением: $p_s \approx C_d C_{sd} (V_t - V_g) / e (C_d + C_{sd})$. Подставляя в (5.13) и (5.16) эту величину p_s и значение $N_s = 2 \cdot C_d C_{sd} V_t / e (C_d + 2C_{sd}) \approx 1.4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ($V_t = 10 \text{ В}$), с использованием (5.15) получаем зависимость $L_{cp}(V_g)$, представленную на рис. 5.15. При $V_g \rightarrow V_t$

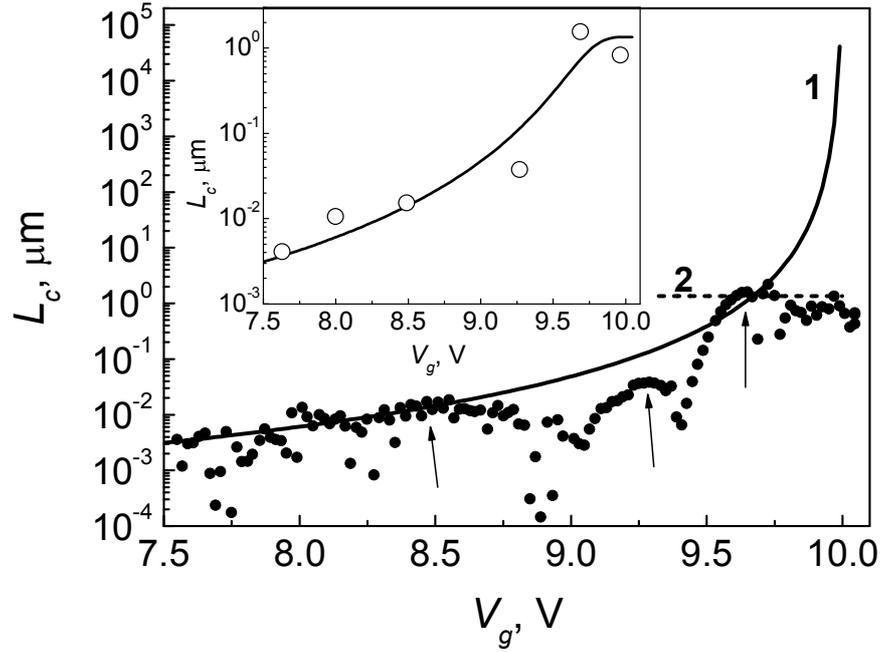


Рис. 5.15. Зависимость $L|R_{xy}/R_{xx} - \alpha|$ от напряжения на затворе при $T = 77$ К, отражающая поведение радиуса корреляции перколяционного кластера L_c . Стрелками показаны некоторые локальные максимумы зависимости. Сплошная линия 1 – расчетная кривая радиуса корреляции $L_{cp}(V_g)$ в режиме нелинейного экранирования, полученная с использованием соотношений (5.13), (5.15) и (5.16). Горизонтальная линия 2 – максимальное (расчетное) значение радиуса корреляции L_{cg} , обусловленное экранированием флуктуационного потенциала затвором структуры. На вставке – зависимость L_c от напряжения на затворе, полученная путем усреднения в областях локальных максимумов значений $L|R_{xy}/R_{xx} - \alpha|$ от V_g . Сплошная кривая – расчетная зависимость $L_c(V_g)$.

зависимость $L_{cp}(V_g)$ расходится и при $p_s < N_s^{1/2}/d_s$ радиус экранирования ФП начинает определяться расстоянием до затвора структуры. В этих условиях, как следует из (5.14), (5.15) и (5.16): $L_c(V_g) = L_{cg}(V_g) = const$ (горизонтальная линия на рис. 5.15) и при $V_g \geq 9.7$ В радиус корреляции $L_c(V_g)$ стремится к постоянной величине $L_c = L_{cg} \approx 1.3$ мкм.

Проанализируем теперь поведение радиуса корреляции перколяционного кластера L_c от потенциала затвора V_g исходя из результатов измерений флуктуаций недиагональной компоненты тензора сопротивления R_{xy} . Флуктуации R_{xy} ранее исследовались в Si-МОП транзисторных структурах в режиме прыжковой проводимости в условиях, когда при перестройке кластера оставался неизменным его радиус корреляции L_c [209*, 210*] (см. раздел 5.3.1). При этом согласно (5.11):

$$L_c \approx \frac{(\delta R_{xy})_a L}{2R_{xx}}, \quad (5.18)$$

где $(\delta R_{xy})_a$ – характерная амплитуда флуктуации, определяемая по разности значений R_{xy} в минимумах и максимумах. В рассматриваемых условиях перестройка кластера сопровождается сильным изменением L_c (рис. 5.15), поэтому при экспериментальной оценке радиуса корреляции будем анализировать огибающую модуля отношения $\delta R_{xy}/R_{xx}$ с использованием (5.18).

На рис. 5.15 показана зависимость $L \cdot |R_{xy}/R_{xx} - \alpha|$ от V_g (с величиной $\alpha = R_{xy}/R_{xx} \approx -6 \cdot 10^{-4}$ при $V_g < V_{2D} \approx 8$ В), на которой явно проявляются локальные максимумы (некоторые из них показаны стрелками). Усредняя в этих областях значение $L \cdot |R_{xy}/R_{xx} - \alpha|$ определяем зависимость $L_c(V_g)$, представленную на вставке рис. 5.15. На этой же вставке приведена расчетная зависимость $L_c(V_g)$, полученная по интерполяционной формуле: $L_c(V_g) = L_{cp} \cdot L_{cg} / (L_{cp} + L_{cg})$. Как видно, эта зависимость хорошо описывает экспериментальную кривую $L_c(V_g)$, найденную из анализа флуктуаций недиагональной компоненты R_{xy} при изменении L_c в диапазоне от ~ 10 нм до ~ 1 мкм.

Таким образом, представленные выше результаты показывают, что анализ мезоскопических флуктуаций недиагональной компоненты тензора сопротивления δR_{xy} представляет собой достаточно эффективный метод экспериментального изучения пространственных масштабов электрической неоднородности в неупорядоченных объектах с перколяционной проводимостью. В этом случае использование микроскопических методов исследования структуры такого рода объектов оказывается не вполне эффективным из-за существенных отличий размеров локальных пространственных неоднородностей ($\sim a$) от размеров электрических неоднородностей масштаба L_c , см. (5.15).

Мезоскопические флуктуации поперечного сопротивления R_{xy} могут существенным образом проявляться не только при исследовании перколяционных систем в условиях эффекта поля, но и в других случаях, когда в результате внешнего воздействия происходит случайное изменение путей

протекания носителей заряда. К таким объектам относятся рассмотренные в следующем разделе системы с гигантским отрицательным магнетосопротивлением (ГМС), в которых мезоскопическое поведение в R_{xy} может заметным образом проявляться при изменении магнитного поля наряду с аномальным эффектом Холла [212*-215*].

5.4. Эффект Холла и мезоскопические флуктуации недиагональной компоненты тензора сопротивления в перколяционных системах с гигантским отрицательным магнетосопротивлением

Среди систем с гигантским отрицательным магнетосопротивлением особый интерес представляют магнитные металл-диэлектрические наноконпозиты и полупроводники, легированные магнитными примесями, как новый класс материалов, перспективных для создания устройств спинтроники [12, 234-238].

Наиболее сильно эффект ГМС наблюдается в этих объектах в окрестности перехода металл-изолятор при прыжковом (туннельном) характере их проводимости. При этом, как правило, не учитывается возможность перестройки перколяционного кластера под действием магнитного поля. Между тем, один из существенных факторов, препятствующий наблюдению эффекта Холла в данных системах, связан с перестройкой перколяционного кластера и мезоскопическими флуктуациями R_{xy} , сопровождающими ее. Изучение этих флуктуаций в данной работе позволило получить важную информацию не только о масштабах магнито-электрических неоднородностей, но и о механизмах эффекта Холла, определяющих его поведение в окрестности перколяционного перехода.

Напомним, что в магнитных материалах холловское сопротивление R_H определяется суммой нормальной и аномальной компонент эффекта Холла:

$$R_H d = \rho_H = R_0 B + R_s M, \quad (5.19)$$

где d – толщина слоя магнитного материала, R_0 – коэффициент нормального эффекта Холла, обусловленного силой Лоренца и пропорционального

магнитной индукции B , а $R_s \propto (\rho)^\alpha$ – константа аномального эффекта Холла, который пропорционален намагниченности M и определяется влиянием спин-орбитального взаимодействия на перенос носителей заряда, $\rho = \rho_{xx}$ – удельное сопротивление. Показатель степени $\alpha = 1$ в случае “skew-scattering” механизма АЭХ и $\alpha = 2$ для “intrinsic” и “side-jump” механизмов [239].

Исследования АЭХ в неупорядоченных магнитных системах играют ключевую роль в идентификации ферромагнитного состояния данных объектов [239], хотя АЭХ представляет собой довольно сложное квантовое явление, природа которого обсуждается до сих пор [239]. Одна из основных причин такой «популярности» связана с тем, что при всех известных механизмах АЭХ его наблюдение указывает на наличие спин-поляризованных носителей тока в системе, в отличие от наблюдения намагниченности [240, 241*]. Другими словами, АЭХ характеризует магнитное упорядочение той части магнитной подсистемы, которая в основном определяет спиновую поляризацию носителей и наиболее важна для приложений магнитных систем в спинтронике.

5.4.1. Гранулированные пленки Fe/SiO₂ в области прыжковой проводимости

Интерес к исследованиям композитов на основе ферромагнитных наночастиц связан с обнаружением в них гигантского магнетосопротивления, которое наиболее сильно проявляется на диэлектрической стороне перколяционного перехода [242]. В этих же системах было обнаружено существенное увеличение удельного холловского сопротивления $\rho_H = R_H \cdot d$ (d – толщина пленки) на металлической стороне перколяционного перехода при уменьшении содержания металла. Оказалось, что при приближении к порогу протекания ($x \approx x_c$) величина ρ_H может быть на четыре порядка больше, чем в однородном случае ($x=1$), поэтому эффект Холла в этих условиях был назван “гигантским” [243] (перколяционные модели предсказывают увеличение ρ_H приблизительно на порядок).

Несмотря на гигантскую величину ρ_H , выполненные исследования аномального эффекта Холла (АЭХ), относились в основном к наноккомпозитам с металлической проводимостью, а имеющиеся отдельные экспериментальные данные для диэлектрических образцов ($x \leq x_c$) носили противоречивый характер.²⁰ Так, результаты исследования диэлектрического образца Ni/SiO₂ в [243] показывают, что холловское сопротивление ρ_H испытывает насыщение вблизи перехода, т.е. слабо зависит от x при $x \leq x_c$. Однако, данные [245], полученные для нескольких образцов Co/AlO с разными типами проводимости (металлическим и диэлектрическим), но близкими значениями $x \approx x_c$ свидетельствовали о том, что холловское сопротивление ρ_H резко уменьшается ниже порога протекания. Эффект Холла в наноккомпозитах Fe/SiO₂ с диэлектрическим типом проводимости был исследован нами в [246*]. При этом, однако, удалось лишь показать, что эффекта Холла в этих условиях является аномальным и изучить его поведение от температуры.

Параллельно с исследованиями АЭХ были выявлены мезоскопические флуктуации поперечного сопротивления R_{xy} , которые существенно маскировали сигнал АЭХ [212*]. В данной работе эти флуктуации были изучены на предмет выяснения их информативности для анализа масштаба магнитоэлектрических неоднородностей по аналогии с флуктуациями R_{xy} в режиме перколяционной квази-2D прыжковой проводимости [208*-210*].

Исследовались гранулированные пленки Fe/SiO₂, полученные путем совместного ионно-лучевого распыления Fe и SiO₂ из составной мишени, что позволяло изменять объемное соотношение отдельных компонент. Толщина пленок варьировалась в диапазоне 0.2-0.6 мкм. Пленки были получены как без

²⁰В действительности, в случае относительно высокоомных объектов эффект Холла более естественно характеризовать не холловским сопротивлением ρ_H , а холловским углом $\beta = E_y/E_x$. В случае, например, прыжковой проводимости легированных полупроводников ρ_H экспоненциально растет при удалении в диэлектрическую область, при этом β оказывается экспоненциально малой величиной [244]. Не удивительно поэтому, что до сих пор отсутствуют экспериментальные данные по прыжковому эффекту Холла в подобных перколяционных системах.

нагрева подложки в процессе их осаждения, так и с нагревом до $T \approx 170$ °С. Структурные исследования с помощью электронной просвечивающей микроскопии (ТЕМ) показали, что характерный размер гранул при относительно низком содержании железа $x \approx 0.1$ составлял $\approx 3-5$ нм [247*]. Перколяционный переход в данных объектах наблюдался при $x_c \approx 0.6$, где достигалась максимальная величина эффекта ГМС (3-4 % при $T = 77$ К) [248*]. Следует отметить, что пленки характеризовались разбросом гранул по размерам и существованием мелкодисперсной металлической фазы, не разрешимой в электронном микроскопе. Данное обстоятельство присуще, по-видимому, широкому классу гранулированных систем, о чем свидетельствуют результаты исследований пленок NiFe/SiO₂ [249] и Co/AlO [250].

Исследования поперечного сопротивления R_{xy} были выполнены на образцах, выполненных в форме двойного креста с шириной проводящего канала $W=2$ мм и длиной $L=7$ мм. Расстояние между потенциальными зондами $l_p = 2.5$ мм; точность совмещения поперечных (холловских) зондов составляла примерно 10 мкм. Измерения проводились в магнитных полях до 10 кЭ при температурах $T=77-300$ К в режиме постоянного напряжения $V_x=5$ В. Для того чтобы охарактеризовать образцы по степени близости к переходу, были исследованы также температурные зависимости проводимости $\sigma = I_x/V_x$ (I_x - ток через образец).

На рис. 5.16 показаны зависимости $\sigma(T)$ для нескольких диэлектрических образцов с содержанием Fe близким к порогу протекания ($x \leq x_c \approx 0.6$), полученных без нагрева подложки. Для сравнения на этом рисунке также представлены зависимости $\sigma(T)$ для металлического образца с $x \approx 0.7$ и диэлектрического образца, полученного на нагретую до $T \approx 170$ °С подложку. Для всех диэлектрических образцов зависимости $\sigma(T)$ спрямляются в координатах $\log(\sigma) - T^{1/2}$ в достаточно широком диапазоне температур, т.е. нагрев подложек не сказывается кардинальным образом на виде зависимости $\sigma(T)$. Данное обстоятельство может быть связано согласно [251] с широким

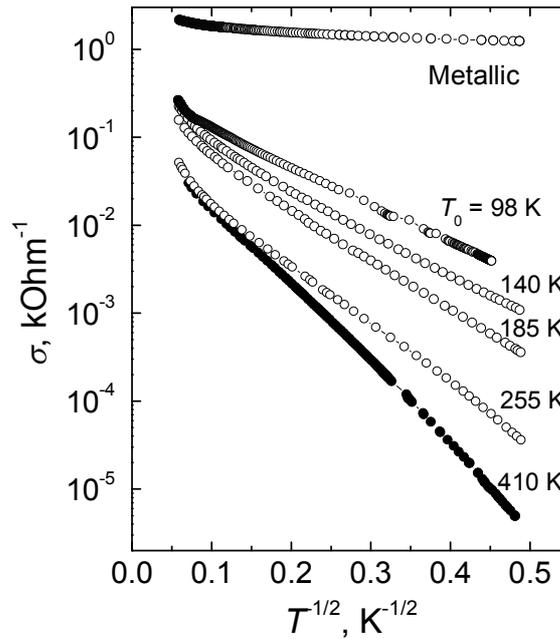


Рис. 5.16. Температурные зависимости проводимости, $\sigma(T) = \sigma_0 \exp[-(T_0/T)^{1/2}]$, в образцах с диэлектрическим (при различных значениях T_0) и металлическим характером проводимости ($x \approx 0.7$).
 •- температурная зависимость проводимости для образца, полученного при нагреве подложки до $T \approx 170^\circ\text{C}$.

распределением гранул по размерам,²¹ при котором проводимость следует «закону 1/2»: $\sigma(T) = \sigma_0 \exp[-(T_0/T)^{1/2}]$, где параметр T_0 определяется содержанием металла и является более надежной характеристикой близости образцов к перколяционному переходу чем состав, точность определения которого не велика [246]. Отметим, что в металлическом образце проводимость степенным образом уменьшается с температурой в диапазоне $T=300-4.2$ К, что типично для образцов, близких к перколяционному переходу с металлической стороны перехода [243].

При исследовании концентрационной зависимости поперечного сопротивления $R_{xy} = R_H + R_a$ анализировались как холловское сопротивление (нечетная компонента R_{xy}), $R_H = (R_{xy}^+ - R_{xy}^-)/2 \equiv [R_{xy}(+B) - R_{xy}(-B)]/2$, так и сопротивление, обусловленное асимметрией потенциалов холловских зондов:

$$R_a = (R_{xy}^+ + R_{xy}^-)/2. \text{ Здесь } R_{xy}^+, R_{xy}^- \text{ - поперечные сопротивления } R_{xy} = V_y/I_x,$$

²¹ В случае гранулированных систем с малым разбросом гранул по размерам также наблюдается закон «1/2», объясняемый виртуальными процессами электронного туннелирования через многие гранулы [234].

отвечающие положительному и отрицательному направлениям магнитного поля.

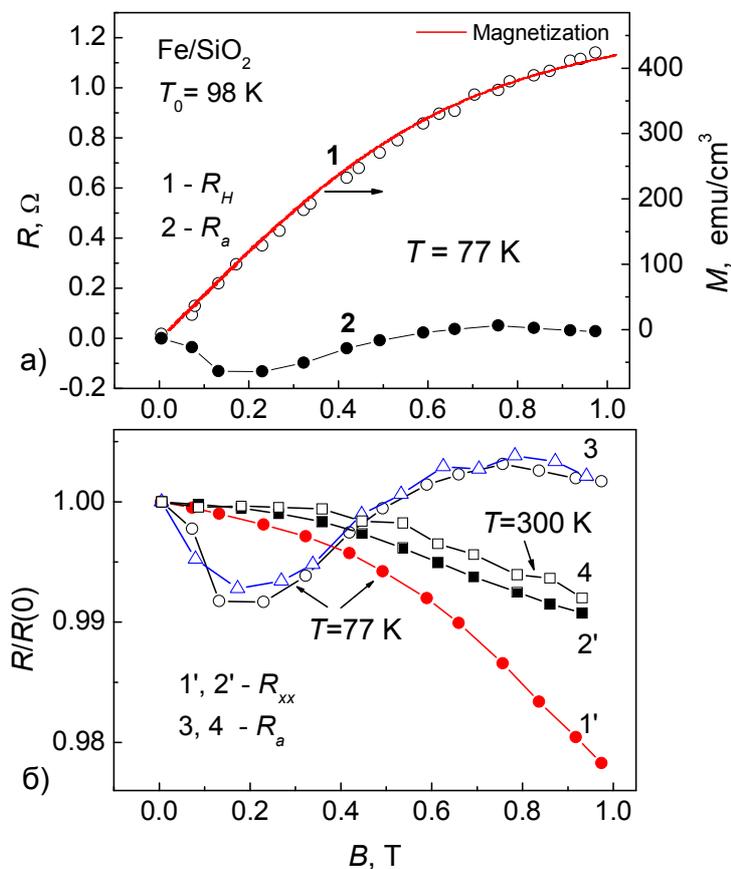


Рис. 5.17. а) Магнитополевые зависимости холловского сопротивления $R_H(H)$ (кривая 1) и изменения сопротивления асимметрии $\delta R_a(H) = R_a(H) - R_a(0)$ (кривая 2) для диэлектрического образца Fe/SiO₂ ($T_0 = 98$ К), полученные при $T = 77$ К. Справа сплошной линией (красной) показана зависимость намагниченности образца от магнитного поля. б) Магнитополевые зависимости продольного сопротивления $R_{xx}(H)$ (кривые 1' и 2') и сопротивления асимметрии $R_a(H)$ (3 и 4) при $T = 77$ (1', 3) и 300 К (2', 4). Символы \circ и Δ в случае кривой 3 относятся к разным сериям измерений и демонстрируют ее воспроизводимость.

На рис. 5.17а представлены магнитополевые зависимости холловского сопротивления $R_H(B) \equiv R_H(H)$ ($B = \mu_0 H$) и изменения сопротивления асимметрии $\delta R_a(H) = R_a(H) - R_a(0)$, полученные при $T = 77$ К для диэлектрического образца ($T_0 = 98$ К). На этом же рисунке для сравнения приведена зависимость намагниченности M от магнитного поля. Из рисунка явствует, что формы полевых зависимостей $R_H(H)$ и $M(H)$ совпадают, как и в ферромагнитных металлах. При этом, однако, коэффициент аномального эффекта Холла

$R_s = R_H(H) \cdot d / M(H)$ достигает в данном образце ($d \approx 0.21$ мкм) при $T = 77$ К величины, равной $\approx 0.6 \cdot 10^{-7}$ Ом·см/Гс, что на пять порядков превышает значение R_s в пленках железа [252]. Заметим, что данный образец обладает достаточно малым сопротивлением асимметрии: при $T = 77$ К величина $R_a \approx 16$ Ом при сопротивлении между потенциальными зондами $R_{xx} \approx 3650$ Ом, что соответствует эффективному расстоянию между холловскими зондами $l_a \approx l_p R_a / R_{xx} \approx 11$ мкм. В этих условиях в полях 1-2 кЭ изменение сопротивления асимметрии $|\delta R_a(H)| \approx 0.14$ Ом оказывается сравнимым с величиной холловского сопротивления (рис. 5.17а). Такое поведение $\delta R_a(H)$ не связано с проявлением магнетосопротивления, что вытекает из сравнения магнитополевых зависимостей продольного сопротивления $R_{xx}(H)$ и сопротивления асимметрии $R_a(H)$.

Зависимости $R_{xx}(H)$ и $R_a(H)$ при температурах $T = 77$ и 300 К представлены в нормированном виде для диэлектрического образца с $T_0 = 98$ К на рис. 5.17б. Обращает на себя внимание заметное отличие зависимостей продольного сопротивления $R_a(H)$ от полевых зависимостей магнетосопротивления $R_{xx}(H)$ и их существенно немонотонный характер, особенно при 77 К. Важно также, что характер флуктуаций повторяется, причем характерная амплитуда флуктуаций при $T = 300$ К заметно меньше, чем при $T = 77$ К (ср. кривые 3 и 4). Наблюдаемое отклонение зависимости $R_a(H)$ от $R_{xx}(H)$ имитирует эффективное “смещение” холловских зондов на расстояние [213*]:

$$\Delta l_a \approx l_p R_a(0) / R_{xx}(0) [R_a(H) R_{xx}(0) / R_a(0) R_{xx}(H) - 1]. \quad (5.20)$$

Пересчитывая в соответствии с последним соотношением флуктуации $R_a(H)$ в эффективное “смещение” Δl_a , находим, что Δl_a составляет 200 нм и 30 нм при $T = 77$ и 300 К, соответственно. Подчеркнем, что речь здесь идет об изменении эффективного, а не реального расстояния между холловскими зондами.

Подобного рода флуктуации наблюдались при исследовании полупроводниковых квази- 2D объектов с прыжковой проводимостью, где в условиях эффекта поля происходило изменение структуры перколяционного

кластера [210*, 211*]. При этом было показано, что характерный масштаб Δl_a эффективного “смещения” холловских зондов определяется радиусом корреляции (размером ячейки) перколяционного кластера L_c [см., например, раздел 5.3.3 и выражение (5.18)].

Мы предположили [213*], что и в рассматриваемом случае отличия в поведении $R_a(H)$ и $R_{xx}(H)$ также связаны с возмущениями сетки перколяционного кластера. В данном случае, однако, механизм столь сильного влияния магнитного поля на токовые пути протекания не вполне очевиден, поскольку магнитное поле изменяет сопротивление образца всего лишь на несколько процентов. С другой стороны, можно предположить, что на мезоскопически малых масштабах это влияние может проявляться существенно сильнее из-за наличия “слабых” (чувствительных к магнитному полю) мест в перколяционном кластере. К таким местам, в частности, могут относиться микросужения с баллистическим транспортом, где магнетосопротивление может достигать сотни процентов [253] (заметим, что образец близок к перколяционному переходу).

Уменьшение флуктуаций $R_a(H)$ с ростом температуры естественно при этом связать с тем обстоятельством, что при повышении температуры размер ячейки перколяционного кластера в нанокompозите падает. Если исходить из закона “1/2” для температурной зависимости проводимости, полученным в [251], то величина L_c должна изменяться приблизительно как $1/T$, то есть уменьшаться в ~ 4 раза при увеличении температуры от азотной до комнатной, что согласуется с результатами анализа обнаруженных флуктуаций поперечного сопротивления R_{xy} .

Таким образом, магнитный беспорядок нанокompозитов может проявляться двояким образом: через изменение проводимости перколяционного кластера (продольное магнетосопротивление) и через изменение в нем топологии путей протекания тока (флуктуации поперечного сопротивления). С учетом возможности проявления мезоскопических

флуктуаций в R_{xy} в данной работе была изучена концентрационная зависимость аномального эффекта Холла.

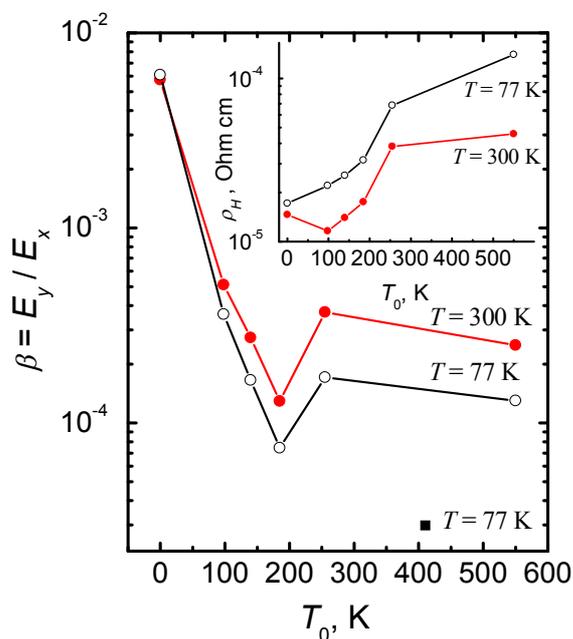


Рис. 5.18. Зависимости тангенса холловского угла и удельного холловского сопротивления (вставка) от величины параметра T_0 при различных температурах. Зависимости получены при величине магнитного поля $H=8.4$ кЭ. Точки на кривых при $T_0 = 0$ соответствуют образцу с содержанием железа $x \approx 0.7$. Символом «■» показано значение тангенса холловского угла при $T = 77$ К для образца, полученного при нагреве подложки до $T \approx 170$ °С.

Сопротивление аномальной компоненты эффекта Холла измерялось в магнитных полях 8-10 кОе, т.е. в условиях, когда намагниченность M достигает предельной величины и слабо зависит от температуры. Тангенс холловского угла находился из выражения: $\beta = E_y/E_x = (R_H/R_{xx}) \cdot (l_p/W)$. Зависимость тангенса холловского угла от параметра T_0 , полученная в магнитном поле $H=8.4$ кОе, представлена на рис. 5.18; на вставке этого рисунка приведена также кривая удельного холловского сопротивления $\rho_H = R_H \cdot d$. Видно, что в области перколяционного перехода β резко падает с ростом T_0 , при этом на зависимости $\beta(T_0)$ проявляется минимум. В области падения β наблюдается выполаживание в холловском сопротивлении с тенденцией выхода на новое плато при увеличении T_0 . Наиболее четко эти плато в ρ_H выражены при комнатной температуре; перепад между ними составляет приблизительно 4 раза. Отметим, что факт насыщения зависимости $\rho_H(x)$ на металлической стороне

перколяционного перехода, наблюдаемый в системе Ni/SiO₂ [243], интерпретировался авторами как предельное значение холловского сопротивления. Однако, данные, представленные на вставке рис. 5.18, демонстрируют, что в диэлектрической области происходит дальнейший рост ρ_H . Обратим также внимание на то, что для образца, полученного на нагретую до $T \approx 170$ °C подложку, значение холловского угла приблизительно на порядок меньше, чем в случае аналогичных образцов, полученных без нагрева.

В [254*] обнаруженные нами особенности в АЭХ были объяснены с использованием представлений о поведении эффекта Холла в двухкомпонентных средах [255]. В нашем случае одна из компонент такой среды представляет собой плохо проводящую диэлектрическую фазу с прыжковой проводимостью, состоящую из диэлектрика SiO₂ и отдельных изолированных гранул Fe. При наличии спин-орбитального взаимодействия в системах с прыжковой проводимостью аномальный эффект Холла возникает благодаря интерференции амплитуд туннельных переходов в совокупности из трех центров - гранул [246*, 256].

Другая компонента среды - металлические образования, составляющие хорошо проводящую сетку, которая при $x > x_c$ превращается в бесконечный металлический кластер, а на диэлектрической стороне перехода состоит из больших металлических агрегатов (размером порядка радиуса L_c корреляции перколяционного кластера), разделенных узкими диэлектрическими прослойками. Вклад в эффект Холла могут давать как проводящая сетка, так и плохо проводящая диэлектрическая фаза. Поэтому гальваномагнитные эффекты в такой системе следует рассматривать на основе двухкомпонентной модели [255], предполагающей наличие двух параллельных каналов проводимости.

Мы подробно рассмотрим данную модель применительно к объектам с гигантским отрицательным магнетосопротивлением в следующем разделе, где описаны транспортные свойства пересыщенных примесями марганца полупроводниковых систем типа III-Mn-V (InMnAs слоев и GaAs/ δ <Mn>/GaAs/In_xGa_{1-x}As/GaAs гетероструктур типа квантовых ям с

высоким содержанием Mn в δ -слое), включая обнаруженные в них мезоскопические флуктуации поперечного сопротивления.

5.4.2. Перколяционные системы на основе магнитных полупроводников типа III-Mn-V

Магнитные полупроводники (МП) типа III-Mn-V (в частности, GaMnAs и InMnAs) вызывают повышенный интерес с точки зрения фундаментальных исследований как новый класс материалов, в которых полупроводниковые и магнитные свойства существенным образом взаимосвязаны, причем важную роль в транспортных и оптических явлениях играет спиновая поляризация носителей заряда [236]. Для прикладных приложений эти материалы интересны тем, что обладают относительно высокими температурами Кюри T_C и позволяют создавать различного рода гетероструктуры, которые могут служить основой будущих устройств спинтроники [257].

5.4.2.1. Магнитные слои $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ ($x \approx 0.1$)

Как известно, интерес к полупроводникам типа III-Mn-V резко вырос после обнаружения в них ферромагнетизма (ФМ) на примере пленок $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ с температурой Кюри $T_c \approx 7.5$ К [258], которую впоследствии удалось довести до 90 К [259]. Именно на примере данного материала впервые была продемонстрирована возможность управления ФМ упорядочением с помощью эффекта поля [260] и подсветки, возбуждающей неравновесные носители [261]. С другой стороны, данный материал обладает необычным характером беспорядка и структурными особенностями, которые в значительной степени определяют его свойства и зависят (особенно при больших содержаниях Mn) как от условий приготовления пленок (температуры и типа подложки), так и от метода их получения [262, 263]. Ниже представлены результаты исследования магнитотранспортных свойств p - $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ слоев с высоким содержанием Mn (≈ 10 ат.%) в магнитных полях до 30 Тл [214*].

5.4.2.1.1. Образцы и методика исследований

Мозаичного типа поликристаллические пленки $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ с содержанием $\text{Mn } x \approx 10$ ат. % и толщиной около 200 нм были получены на полуизолирующих подложках GaAs методом импульсного лазерного осаждения (ИЛО) [241*, 264]. Температура роста пленок составляла 450 °С; при этом малоугловая разориентация межблочных границ не превышала 0.4°.

В исходных образцах полевая зависимость холловского сопротивления $R_H(B)$ линейна и соответствовала n -типу проводимости с концентрацией электронов $\approx 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Однако, после отжига образца импульсами (длительностью 25 нс) излучения рубинового лазера с плотностью мощности $W \approx 10^6 \text{ Вт/см}^2$ эта зависимость существенно изменяется при $T = 77 \text{ К}$ [214*]. Действие одного импульса приводит к появлению небольшого по величине участка с аномальным поведением $R_H(B)$, знак которого противоположен знаку нормального эффекта Холла. С увеличением числа воздействующих импульсов излучения величина аномального эффекта Холла возрастает, а нормальная компонента эффекта изменяет знак, отражая переход от электронного к дырочному типу проводимости. При этом магнитополевая зависимость АЭХ приобретает гистерезисный характер. В образцах, отоженных 8 импульсами, достигается состояние «насыщения», в котором зависимость $R_H(B)$ остается практически без изменений при дальнейшем воздействии лазерных импульсов.

Далее мы рассмотрим транспортные свойства отоженных $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ слоев, в которых достигалось насыщение зависимости $R_H(B)$ при воздействии лазерных импульсов. Заметим, что в этих слоях, в отличие от пленок $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$, $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$ и $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$, не наблюдается при комнатных температурах ни магнито-оптический эффект Керра, ни ферромагнитный резонанс [264, 265], что указывает на отсутствие ФМ включений типа MnAs.

Эффект Холла и магнетосопротивление исследовались на образцах, выполненных в геометрии двойного холловского креста с шириной и длиной проводящего канала 2.5 и 9 мм, соответственно. Измерения проводились в диапазоне температур 4-100 К в импульсном магнитном поле величиной до 30

Тл, длительностью 0.8 с и временем нарастания 0.08 с. Магнитотранспортные характеристики анализировались в области спада магнитного поля при различных его полярностях.

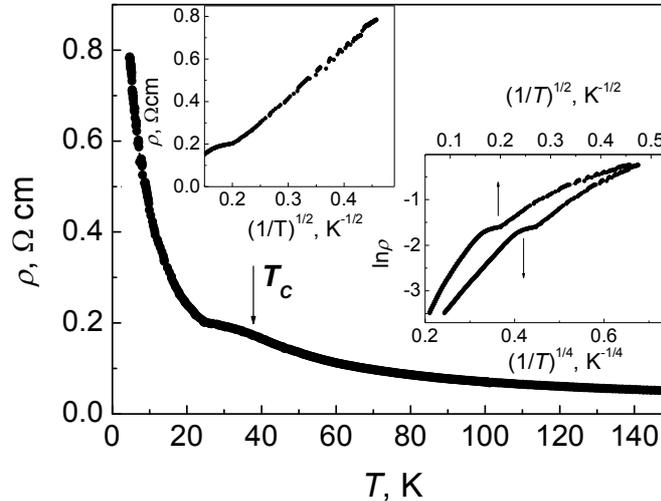


Рис. 5.19. Температурная зависимость удельного сопротивления InMnAs пленки. На нижней вставке показана та же самая зависимость в координатах: $\ln \rho - (1/T)^v$ с $v = 1/4$ и $1/2$. Верхняя вставка демонстрирует степенной характер зависимости $\rho(T)$ при температурах ниже T_C ($\rho \propto 1/T^{0.5}$).

5.4.2.1.2. Результаты и их обсуждение

На рис. 5.19 приведена температурная зависимость удельного сопротивления $\rho = \rho_{xx}$ для образца с $\rho \approx 3 \cdot 10^{-2}$ Ом·см и концентрацией дырок $p \approx 2.6 \cdot 10^{19}$ см⁻³, найденной из измерений эффекта Холла при $T = 300$ К. Зависимость $\rho(T)$ подобна той, что наблюдается в ферромагнитных пленках $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ [236, 262, 266-268] с активационным характером проводимости ($\rho \geq 2 \cdot 10^{-2}$ Ом·см [266-268]). В этом случае при приближении к ФМ переходу сопротивление достаточно сильно возрастает с уменьшением температуры, а ниже T_C в зависимости $\rho(T)$ наблюдается область выполаживания или спада (локального максимума), сменяющаяся вновь ростом сопротивления. Наличие подобного локального максимума в $\rho(T)$ часто используется для оценки температуры Кюри [236, 267]. В нашем случае такая оценка дает значение температуры Кюри $T_C \approx 40$ К (рис. 5.19). Однако, наблюдение при

температурах $T = 77$ К ферромагнитного по характеру АЭХ (см. ниже, а также [214*]) указывает на то, что найденное по зависимости $\rho(T)$ значение $T_C = T_C^* \approx 40$ К является эффективным параметром, отражающим в данном случае переход в ФМ состояние образца в целом.

Рост сопротивления в «диэлектрическом» образцах с активационным характером проводимости при температурах ниже T_C обычно объясняется эффектами беспорядка и усилением локализации носителей заряда в условиях локального ФМ упорядочения, сопровождаемого переходом к прыжковому транспорту [266-268]. При этом зависимость $\rho(T)$ в этой области температур обычно хорошо описывается законом $\ln \rho \propto (T_0/T)^\nu$ с $\nu = 1/4$ [267, 268] и реже - с $\nu = 1/2$ [269], отвечающему механизму проводимости с переменной длиной прыжка в отсутствие и при наличии кулоновской щели, соответственно [3]. В нашем случае зависимость $\rho(T)$ лучше описывается законом $\ln \rho \propto (T_0/T)^\nu$ с $\nu = 1/4$ (см. нижнюю вставку к рис. 5.19), хотя и при этом значении ν наблюдаются отклонения от данного закона. Ниже T_C^* (при $T \leq 20$ К) кривая $\rho(T)$ лучше всего описывается степенной зависимостью вида: $\rho \propto (1/T)^n$ с $n \approx 0.5$ (см. верхнюю вставку к рис. 5.19).

На рис. 5.20 представлены магнитополевые зависимости холловского сопротивления R_H при температурах ниже ($T \leq 40$ К, кривые 1 и 2) и выше ($T = 88$ К, кривая 3) эффективной температуры Кюри $T_C^* \approx 40$ К. Форма зависимости $R_H(B)$ подобна той, что наблюдается в $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ в условиях существенного преобладания аномальной компоненты эффекта Холла над нормальной компонентой [262, 266]. Кривая 3 в целом соответствует парамагнитному поведению АЭХ, хотя обращает на себя внимание небольшое остаточное холловское сопротивление $R_H(0) \approx 1.6$ Ом, что возможно только при наличии ФМ фазы в образце. Удивительно, однако, то, что величина сопротивления аномальной компоненты эффекта Холла (R_H^a) в парамагнитной области температур в полях $B \geq 20$ Тл (кривая 3) начинает явно превышать свое

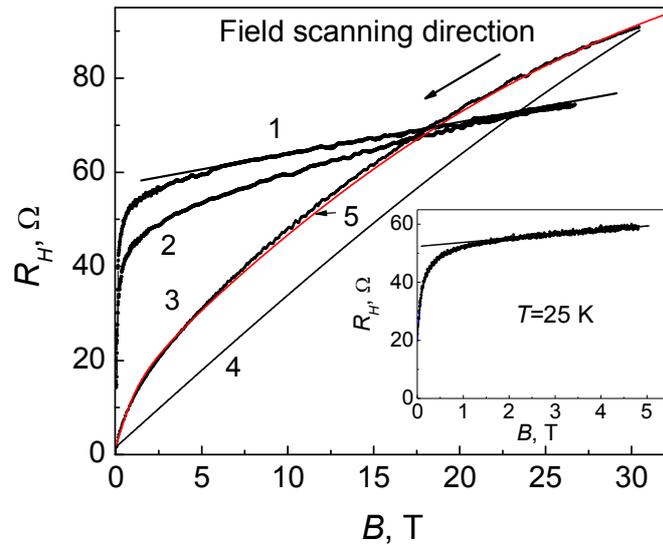


Рис. 5.20. Зависимости холловского сопротивления R_H от магнитного поля в InMnAs при различных температурах: 1 – $T=25$ К, 2 – $T=40$ К, 3 – $T=88$ К. Сплошными тонкими линиями показаны расчетные зависимости $R_H(B)$ при $T=88$ К, полученные с использованием функций Бриллюэна (кривая 4; см. текст) и Ланжевена (кривая 5). На вставке – зависимость $R_H(B)$ при $T=25$ К в увеличенном масштабе.

значение в условиях насыщения АЭХ (R_{Hs}^a) в ферромагнитной области при $T \leq T_C^* \approx 40$ К. Поскольку в нашем случае вклад АЭХ является доминирующим (рис. 5.20), то согласно (5.19): $R_H \approx R_H^a = (R_s / d)M$. Поэтому превышение R_H при $T = 88$ К над своим значением при $T \leq T_C^* \approx 40$ К наблюдается так, как будто намагниченность насыщения M_s в парамагнитной области температур больше, чем величина M_s в ФМ состоянии. Заметим, что подобное поведение невозможно объяснить с позиции известных механизмов АЭХ [239], поскольку ρ растет с уменьшением температуры и при $T \approx 40$ К почти в 3 раза выше, чем при $T = 88$ К.

Другая особенность в поведении зависимостей $R_H(B)$ заключается в том, что их наклон в сильных полях ($B \geq 15$ Тл), определяемый коэффициентом Холла $R_0 = 1/ep$ (см. (5.19)), при $T \leq T_C^* \approx 40$ К заметно уменьшается. При этом концентрация дырок, найденная из величины R_0 при $T = 25$ К составляет $p \approx 4.8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, что почти в два раза превышает значение $p \approx 2.6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, найденное при комнатной температуре. Величина $p \approx 4.8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ соответствует

достаточно сильному вырождению InAs: энергии Ферми $E_F \approx 120$ мэВ. При этом, однако, произведение квазиимпульса Ферми (k_F) на длину свободного пробега дырок (l_p): $k_F l_p \leq 0.1$ (значение l_p найдено из величины холловской подвижности дырок $\mu_p = R_0/\rho$). Малая величина $k_F l_p \ll 1$ указывает на достаточно сильные эффекты локализации носителей заряда, в условиях которых невозможно интерпретировать эффект Холла классическим образом.

Наконец отметим, что в окрестности и ниже T_C^* остаточное сопротивление АЭХ резко возрастает и при $T = 25$ К (см. вставку к рис. 5.20) достигает величины 20 Ом, т.е. около 40% от сопротивления насыщения аномального эффекта Холла R_{HS}^a , что свидетельствует о высокой остаточной намагниченности образца и наличии в нем ферромагнитной фазы.

Как известно, в случае $Ga_{1-x}Mn_xAs$ и $In_{1-x}Mn_xAs$, приготовленных методом низкотемпературной молекулярно лучевой эпитаксии (НТ-МЛЭ), при приближении к ФМ переходу начинает наблюдаться отрицательное магнетосопротивление (ОМС), обусловленное магнитным беспорядком и спин-зависящими эффектами в рассеянии носителей заряда [236]. Величина ОМС возрастает в непосредственной окрестности ФМ перехода и наиболее сильно проявляется в диэлектрических образцах вблизи перехода изолятор-металл, достигая гигантской величины (≥ 10 раз) [258, 262, 267, 270]. Интересно, что в образцах с гигантским ОМС наблюдается существенный парамагнитный вклад в намагниченность, достигающий 60% от намагниченности насыщения при температурах на порядок меньших T_C [270]. Однако ОМС и его корреляция с поведением АЭХ в [258, 267, 270] не исследовались; остается не ясным также механизм сильного ОМС, наблюдаемого в «диэлектрических» образцах, близких к переходу изолятор-металл.

Данные по магнитополевой зависимости сопротивления исследуемых образцов при различных температурах приведены на рис. 5.21. Видно, что ОМС проявляется в парамагнитной области и, как и в случае $Ga_{1-x}Mn_xAs$, заметно возрастает в области ФМ перехода. В наших условиях, однако, отсутствует

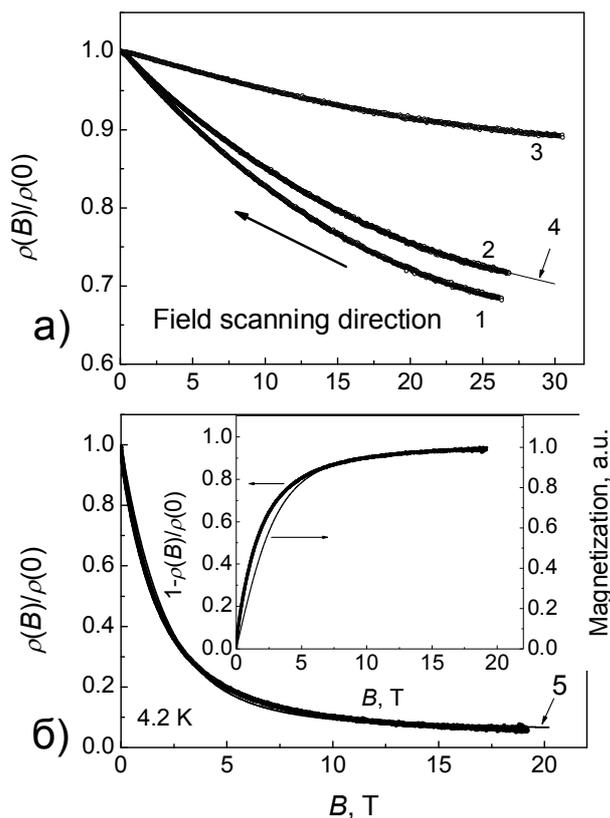


Рис. 5.21. Нормированные магнитополевые зависимости сопротивления InMnAs, полученные при различных температурах: *a* - $T = 25$ К (1), 40 К (2), 88 К (3), стрелка указывает направление сканирования по магнитному полю; *б* - $T = 4.2$ К. Сплошные тонкие линии – расчет кривых магнетосопротивления при $T = 40$ (кривая 4) и 4.2 К (кривая 5) с использованием модифицированной функции Бриллюэна для намагниченности M и выражения $\rho(B)/\rho(0) = \exp(-M/M_0)$. Вставка демонстрирует корреляцию между поведением магнетосопротивления и намагниченности, описываемой функцией Бриллюэна.

даже тенденция выхода сопротивления на насыщение в полях $B \approx 30$ Тл, хотя АЭХ, определяемый намагниченностью, достигает насыщения уже при $B \approx 2$ Тл (см. вставку к рис. 5.20). Отрицательное магнетосопротивление насыщается лишь при $T = 4.2$ К и $B \approx 10$ Тл (рис. 5.21б), причем сопротивление в этих условиях уменьшается более, чем в 10 раз.

Таким образом, обращают на себя внимание следующие необычные результаты, нуждающиеся в объяснении: локальный максимум в температурной зависимости сопротивления, который свидетельствует о ФМ переходе; заметное превышение сопротивления АЭХ в парамагнитной области температур по сравнению с величиной его насыщения R_{Hs}^a в ФМ состоянии;

большое ОМС ниже T_C^* , которое не насыщается в полях до 30 Тл, хотя поля насыщения АЭХ составляют несколько Тл.

Очевидно, что перечисленные результаты невозможно объяснить с позиции однородно легированного магнитного полупроводника. Дополнительно это подтверждается и анализом намагниченности. Действительно, в парамагнитном состоянии полевое поведение намагниченности (и, соответственно, АЭХ) в однородном полупроводнике должно хорошо описываться модифицированной функцией Бриллюэна [270, 271]:

$$M = M_s B_S \left[\frac{Sg\mu_B H}{k_B(T + T_{AF})} \right], \quad (5.21)$$

где $S=5/2$ - спин атомов Mn, фактор Ланде $g=2$, μ_B – магнетон Бора. Параметр T_{AF} учитывает антиферромагнитный по характеру суперобмен между атомами Mn. Однако, в нашем случае разница в полевом поведении функции Бриллюэна и АЭХ в парамагнитной области температур ($T = 88$ К) достаточно велика (ср. кривые 3 и 4 на рис. 5.20). В наших условиях полевая зависимость холловского сопротивления хорошо описывается функцией Ланжевена: $L(y) = (\coth y - 1/y)$, где $y = N\mu_B H / k_B T$, $N \cdot \mu_B$ – магнитный момент включений. Сплошной кривой 5 на рис. 5.20 представлен результат такой подгонки с использованием двух типов включений: с $N = 10$ и $N = 250$, вес которых 0.9 и 0.1, соответственно. Хорошее согласие между экспериментальной (кривая 3) и расчетной (кривая 5) зависимостями $R_H(B)$ свидетельствует о суперпарамагнитном характере поведения АЭХ, обусловленном существованием ферромагнитных включений малых размеров (типа молекулярных [272]) даже при $T \approx 2 \cdot T_C^*$. С подобного рода образованиями связывались и аномалии в ферромагнетизме слоев $(\text{In}_y\text{Ga}_{1-y})_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ и $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$, обнаруженные в [263, 273, 274].

С другой стороны, мы попытались выявить корреляцию между поведением магнетосопротивления и намагниченности согласно (5.21), полагая, что $\Delta\rho/\rho \propto$

$f(M)$, где $f(M)$ – монотонная функция намагниченности (приблизительный вид функции $f(M)$ мы определим ниже). Оказалось, что такая корреляция явно имеет место вплоть до $T = 4.2$ К (см. вставку к рис. 5.21б).

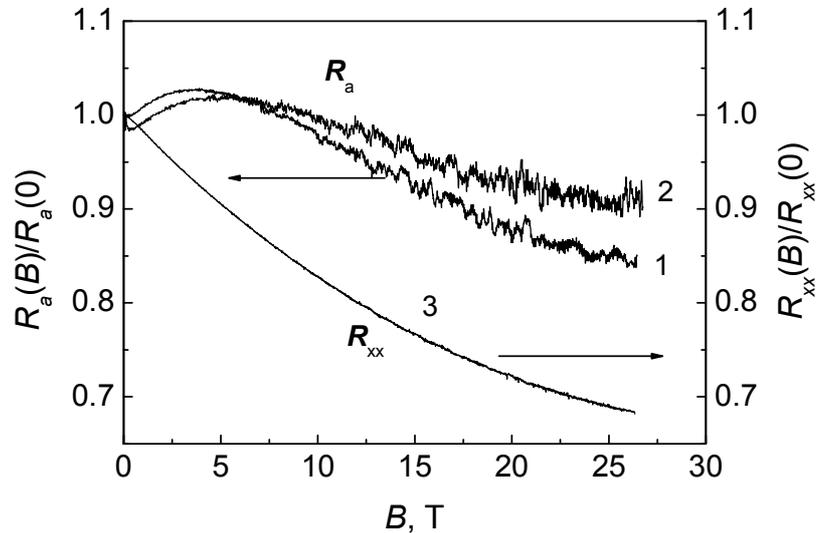


Рис. 5.22. Нормированные магнитополевые зависимости сопротивления асимметрии $R_a(B) = [R_{xy}(B) + R_{xy}(-B)]/2$ при $T = 25$ К (кривая 1) и $T = 40$ К (кривая 2). Для сравнения показана также в нормированном виде кривая магнетосопротивления $R_{xx}(B)$ при $T = 25$ К (кривая 3).

Наконец, в пользу сильной неоднородности исследуемой системы и перколяционном характере ее проводимости свидетельствуют обнаруженные в $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ пленках мезоскопические флуктуации поперечного сопротивления R_{xy} , подобные тем, что мы наблюдали в случае Fe/SiO_2 нанокompозитов (см. раздел 5.4.1 и рис. 5.17б). В условиях проявления такого рода флуктуаций магнитополевое поведение сопротивления асимметрии потенциалов холловских зондов (четной составляющей поперечного сопротивления), $R_a = (R_{xy}^+ + R_{xy}^-)/2$, может существенно отличаться от поведения продольного сопротивления $R_{xx}(B)$ вследствие перестройки перколяционного кластера под действием магнитного поля [213*].

На рис. 5.22 приведены в нормированном виде магнитополевые зависимости сопротивления асимметрии $R_a(B)$ и продольного сопротивления $R_{xx}(B)$, полученные при $T = 25$ и 40 К. Видно, что до полей ≈ 5 Тл поведение

$R_a(B)$ кардинально отличается от поведения $R_{xx}(B)$, что свидетельствует о существенно перколяционном характере проводимости исследуемых пленок. В частности, в этом диапазоне полей $R_a(B)$ испытывает рост (положительное магнетосопротивление), тогда как $R_{xx}(B)$ демонстрирует ОМС. Наблюдаемое отклонение зависимости $R_a(B)$ от $R_{xx}(B)$ можно интерпретировать как эффективное смещение холловских зондов Δl_a , определяемое размером ячейки перколяционного кластера ($\sim L_c$), который по оценке, полученной согласно методики [213*] (см. выражение (5.20)), достигает нескольких микрон и существенно превышает толщину пленки (≈ 200 нм).

В итоге мы приходим к модели двухкомпонентной магнитной среды типа ФМ металл-плохой проводник (ФМ области, разделенные парамагнитными прослойками), которая позволяет непротиворечивым образом объяснить изложенные выше экспериментальные результаты.

5.4.2.1.3. Эффект Холла и магнетосопротивление в двухкомпонентных магнитных системах

Действительно, представленные выше результаты свидетельствуют в пользу того, что в наших образцах, как и в случае пленок $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ [270], при температурах заметно меньших температуры Кюри наряду с ферромагнитной присутствует и парамагнитная фаза (см. вставку к рис. 5.21б и [214*]). Причины этого, на наш взгляд, заключаются в высоком содержании Mn ($x \approx 0.1$) и дефектов, которые могут играть критическую роль в магнитном состоянии материала [275]. Во-первых, пленки $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$, полученные на GaAs подложках, обладают большим количеством донорных дефектов (из-за рассогласования решеток InAs и GaAs), что может обуславливать их n -тип проводимости [262]. Во-вторых, при значительном содержании Mn ($x \geq 0.1$) и высоких температурах роста (450 °С как и в случае [263, 274]) эффекты ближнего порядка в расположении атомов Mn, приводящие к формированию димеров, существенно подавляют его электрическую активность акцепторного типа [263, 273-276]. Поэтому не удивительно, что пленки, полученные методом

ИЛО при 450 °С, обладали *n*-типом проводимости. Импульсный лазерный отжиг приводит к существенной активации примесей Mn (увеличению концентрации дырок) не только в случае $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$, но и слоев $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ и $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$ [264, 265]. Вследствие неоднородного распределения примесей Mn, возникают области с повышенной (носители заряда вырождены) и с пониженной (сильно компенсированные области) концентрацией дырок. Области с пониженной концентрацией дырок, несмотря на большое содержание в них Mn, могут оставаться при низких температурах парамагнитными, поскольку ферромагнетизм III-Mn-V материалов индуцирован свободными дырками [236].²²

Рис. 5.23 иллюстрирует разбиение объема образца на области с высокой и низкой (парамагнитные) концентрацией дырок, а также изгиб потолка валентной зоны и формирование вырожденных дырочных капель. С понижением температуры в областях с достаточно высокой концентрацией дырок происходит локальный ФМ переход внутри капель, что приводит к расщеплению спиновых подзон дырок. Таким образом, образец можно рассматривать как двухкомпонентную среду, состоящую из ФМ металлических образований в диэлектрической парамагнитной матрице, напоминающую системы с гигантским ОМС в условиях их фазового расслоения (см. [277] и ссылки там), или металл-диэлектрический наноккомпозит [234, 238]. В отличие, однако, от наноккомпозитов в нашем случае энергия для перехода дырки из одной капли в другую (зарядовая энергия ϵ_c) лимитируется сверху относительно не высокими барьерами, разделяющими ферромагнитные области. Данное обстоятельство может приводить к иному механизму ОМС, существенно более сильному, чем в наноккомпозитах (см. ниже).

²²В пленках $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$, обедненные дырками области при содержании атомов Mn ≥ 5 ат.%, возникают вследствие их преимущественного вхождения в межузельные положения кристаллической решетки, где они выступают в качестве двойных доноров [236].

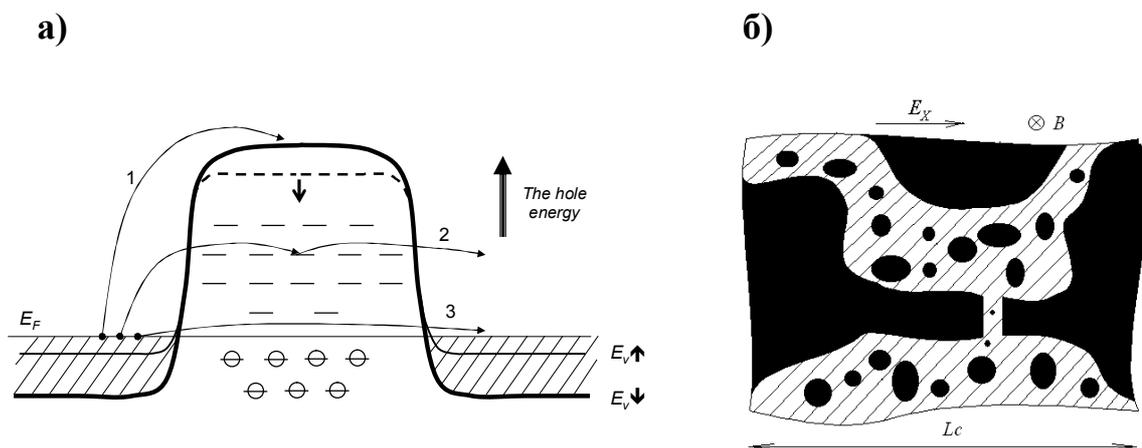


Рис. 5.23. а) Схематическое представление дырочного транспорта в InMnAs между вырожденными ферромагнитными областями (заштрихованные области), разделенными компенсированными парамагнитными прослойками. Стрелка 1 изображает надбарьерный транспорт дырок; стрелки 2, 3 – прыжковый перенос дырок между вырожденными областями с участием промежуточных состояний и путем прямого туннелирования, соответственно. Знаки «-» и «⊖» - свободные и заполненные дырочные состояния; $E_{v\uparrow}$, $E_{v\downarrow}$ - положение краев спиновых подзон дырок со спином вверх и вниз в отсутствие магнитного поля. Пунктирная линия изображает изгиб края валентной зоны в парамагнитной прослойке для подзоны со спином вниз в магнитном поле.

б) Характерный фрагмент среды размером порядка радиуса корреляции L_c перколяционного кластера. Черным обозначены вырожденные области InMnAs с металлической проводимостью; заштрихована диэлектрическая компонента среды, содержащая мелкомасштабные дырочные капли.

Температурная зависимость сопротивления полученных объектов объясняется транспортом дырок по металлическим каплям, отделенных диэлектрическими промежутками (см. рис. 5.23б). При высоких температурах дырки преодолевают эти промежутки активационным образом, а при $T < T_C^*$ происходит переход к их туннельному транспорту (см. рис. 5.23а), как и в случаях [266-268]. Вероятно, этот переход обусловлен уменьшением размеров диэлектрических прослоек и/или увеличением барьеров на путях переноса дырок в условиях локального ФМ перехода, усиливающего их локализацию. Далее учтем, что исследуемая система, хотя и обладает «диэлектрическим» характером проводимости, близка к переходу изолятор-металл (увеличение сопротивления при уменьшении температуры от 300 до 4 К составляет 30 раз).

В рамках сделанного предположения, отмеченные выше особенности транспортных свойств $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ слоев, находят объяснение с использованием представлений о перколяционной проводимости и эффекте Холла двухкомпонентных систем типа металл - плохой проводник (см. [255] и ссылки там). В нашем случае металл - это вырожденные дырочные капли, а плохой проводник («диэлектрик») – парамагнитные области между ними компенсированного $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$, содержащие изолированные атомы Mn. При критическом содержании доли металлической фазы $x_m = x_{mc}$ в такой системе происходит перколяционный переход, который характеризуется шириной $\Delta = |x_m - x_{mc}| = (\sigma_d/\sigma_m)^m$, где σ_d , σ_m – проводимости диэлектрической и металлической компонент среды, а $m \approx 0.385$ и 0.388 для 2D и 3D случаев, соответственно [255]. Важно, что в области перехода ($|x_m - x_{mc}| \leq \Delta$) эффективная проводимость среды $\sigma(x_m)$ определяется обеими компонентами [255]:

$$\sigma(x_m) \approx \sigma_m^{1-s} \sigma_d^s, \quad (5.22)$$

где $s = 0.5$ и ≈ 0.62 для двумерного и трехмерного случаев, соответственно. Поэтому в этих условиях важна роль σ_m – вклада в проводимость системы от металлических капель. В частности, установлено, что температурная зависимость $\rho_m = 1/\sigma_m$ испытывает максимум вблизи ФМ перехода, что проявляется в нашем случае в виде перегиба на зависимости $\rho(T)$ при $T = T_C^*$ (рис. 5.19). При более низких T в условиях туннельного транспорта дырок вклад в температурную зависимость проводимости могут давать квантовые поправки в σ_m , обеспечивая степенной характер зависимости $\rho(T) \propto T^{-0.5}$ (рис. 5.19). В частности, подобная зависимость наблюдалась в нанокompозитах в непосредственной близости к переходу изолятор – металл [247*]. С другой стороны, в диэлектрических нанокompозитах в условиях, когда зарядовая энергия достаточно мала ($\varepsilon_c \leq k_B T$) и нарушается бoльцмановская статистика,

сопротивление описывается степенным законом $\rho_d = 1/\sigma_d \propto T^{-1}$ [248*, 278], что согласно (5.22) также может приводить к зависимости типа $\rho(T) \propto T^{0.5}$.

В нашем случае размер ячейки перколяционного кластера ($\sim L_c$), найденный из анализа мезоскопических флуктуаций (рис. 5.22), велик (~ 1 мкм) и заметно превышает толщину пленки, что обуславливает двумерный характер данной перколяционной системы. В этой ситуации естественно ожидать заметного вклада дырочных капель в зависимость $\rho(T)$. Однако немонотонное температурное поведение АЭХ (рис. 5.20) и обнаруженные особенности ОМС (рис. 5.21) в существенной степени определяются присутствием парамагнитной (диэлектрической) компоненты среды.

Действительно, коэффициент Холла двумерной двухкомпонентной системы описывается соотношением [255]:

$$R_0(x_m) = \frac{\mu_m - \mu_d}{\sigma_m - \sigma_d} + \frac{\sigma_m \mu_d - \sigma_d \mu_m}{\sigma_m^2 - \sigma_d^2} \left[1 + \frac{\sigma_d \sigma_m}{\sigma^2(x_m)} \right], \quad (5.23)$$

где σ - эффективная поверхностная проводимость среды размерности $(\text{Ом}/\square)^{-1}$, а μ_m и μ_d - холловские подвижности в металлических и диэлектрических областях среды, соответственно. При выполнении условий $\sigma_m \gg \sigma_d$ и $\sigma_m \mu_m \gg \sigma_d \mu_d$ выражение (5.23) можно упростить. При этом для холловского сопротивления среды получим [214*]:

$$R_H(x_m) \approx R_{Hm} \left[1 + \frac{\rho_m}{\rho_d} \left(\frac{R_{Hd}}{R_{Hm}} - 1 \right) \frac{\sigma_d \sigma_m}{\sigma^2(x_m)} \right] = R_{Hm} \left[1 + \frac{\sigma_d}{\sigma_m} \left(\frac{R_{Hd}}{R_{Hm}} - 1 \right) A \right], \quad (5.24)$$

а для тангенса холловского угла $\beta = R_H \sigma$,

$$\beta(x_m) \approx \frac{\beta_m}{\sigma_m} \left[\sigma(x_m) + \left(\frac{\beta_d}{\beta_m} \right) \frac{\sigma_d \sigma_m}{\sigma(x_m)} \right]. \quad (5.25)$$

Здесь $R_{Hm,d}$ - холловские сопротивления металлической и диэлектрической компонент среды, а $\beta_{m,d}$ - тангенсы их холловских углов, соответственно.

Заметим, что величина, $A = \frac{\sigma_d \sigma_m}{\sigma^2(x_m)}$, порядка 1 в области перколяционного

перехода (на диэлектрической стороне ≥ 1).

Выражение (5.25) предсказывает минимум в зависимости β от $\sigma(x_m)$, что достаточно ярко проявляется в случае Fe/SiO₂ нанокompозитов (см. раздел 5.4.1 и рис. 5.18) [254*]. Интересно, что при $\beta_m = \beta_d$ минимум должен наблюдаться в точке перколяционного перехода $x = x_{mc}$, когда согласно [255] значение проводимости $\sigma_{min} = \sigma(x_{mc}) = (\sigma_m \sigma_d)^{1/2}$. В нашем случае тангенс холловского угла диэлектрической компоненты β_d явно меньше β_m (см. рис. 5.18) и из (5.25) следует, что $\sigma_{min} = (\beta_d \sigma_m \sigma_d / \beta_m)^{1/2}$, т.е. меньше $\sigma(x_{mc})$. Поэтому неудивительно, что минимум проявляется ниже порога протекания (рис. 5.18), где σ активационным образом зависит от температуры. Очевидно, что минимум на кривой $\beta(T_0)$ обусловлен эффектами шунтирования холловского поля металлическими образованиями, составляющими хорошо проводящую сетку, которые наиболее сильно проявляются в окрестности перколяционного перехода (при $\sigma \sim \sigma_{min}$). Вклад в э.д.с. Холла от проводящей сетки падает с уменьшением ее проводимости (см. (5.25)). В ситуации, когда этот вклад оказывается меньше, чем вклад от диэлектрической компоненты, а проводимость сетки еще высока в сравнении с σ_d , э.д.с. Холла диэлектрической компоненты шунтируется. Однако, по мере удаления в диэлектрическую область расстояние между металлическими агрегатами растет, а кроме того, они дробятся на более мелкие, вследствие чего эффекты шунтирования холловского поля подавляются. По этой причине на зависимости $R_H(T_0)$ при увеличении T_0 (уменьшении σ) наблюдается подъем с тенденцией выхода на новое плато (рис. 5.18), которое согласно (5.24) определяется холловским сопротивлением плохо проводящей диэлектрической компоненты (при этом значение β стремится к постоянной величине $\beta = \beta_d$; см. (5.25)).

Вернемся, однако, к рассмотрению особенностей поведения эффекта Холла в пленках In_{1-x}Mn_xAs ($x \approx 0.1$) [214*]. Из (5.24) следует, что измеряемое в окрестности перехода холловское сопротивление в значительной степени определяется металлической компонентой среды. Тем не менее, вклад диэлектрической компоненты в эффект Холла может играть заметную роль, а

его немонотонное изменение с уменьшением температуры может приводить к превышению эффекта Холла в парамагнитной области в сравнении с его величиной в ферромагнитном состоянии. Это следует из рассмотрения возможных каналов переноса носителей в диэлектрических областях (см. рис. 5.23а). В области высоких температур должен доминировать перенос дырок между металлическими каплями (обозначен стрелкой 1), обусловленный их термическим забросом на край подвижности валентной зоны E_v диэлектрических областей. При $4 \cdot k_B T \geq (E_v - E_F)$ холловское сопротивление диэлектрической компоненты R_{Hd} оказывается $\approx R_{Hm}$, а измеряемое холловское сопротивление среды $R_H \approx R_{Hm}$ [см. (5.24)]. С уменьшением температуры величина R_{Hd} будет расти в силу уменьшения концентрации дырок в валентной зоне и увеличения сопротивления парамагнитных областей. При этом, однако, должна усиливаться роль прыжкового транспорта дырок между металлическими областями (с участием промежуточных состояний и/или путем прямого туннелирования дырок между ними; см. рис. 5.23а), который дает чрезвычайно малый вклад в эффект Холла (см. [244] и ссылки там). На примере исследований легированных полупроводников (см. [3]) известно, что коэффициент Холла с понижением температуры достигает максимума в условиях, когда прыжковая проводимость сравнивается с проводимостью носителей по свободной зоне, и затем экспоненциально падает. В нашем случае в области промежуточных температур (T_i) при $R_{Hd} \gg R_{Hm}$ измеряемое холловское сопротивление согласно (5.24):

$$R_H(T_i) \approx R_{Hm}(T_i) \left[1 + \frac{\rho_m(T_i) R_{Hd}(T_i)}{\rho_d(T_i) R_{Hm}(T_i)} A \right], \quad (5.26)$$

тогда как в области низких температур (T_l) при доминировании прыжкового транспорта в $\sigma_d (R_{Hd} \ll R_{Hm})$:

$$R_H(T_l) \approx R_{Hm}(T_l) \left[1 - \frac{\sigma_d(T_l)}{\sigma_m(T_l)} A \right] \approx R_{Hm}(T_l). \quad (5.27)$$

Из (5.26) и (5.27) видно, что вклад диэлектрической компоненты может привести к максимуму в зависимости $R_H(T)$ и, следовательно, к превышению

АЭХ в парамагнитной области температур по сравнению с его величиной в ФМ области, где транспорт носителей носит прыжковый характер. В частности, в поле 30 Тл в парамагнитной области при $T = 88$ К намагниченность изолированных атомов Mn согласно (5.21) составляет $\approx 0.5 \cdot M_s$. При этом холловское сопротивление металлической компоненты: $R_{Hm}(88\text{K}) \approx 0.5 \cdot R_{Hm}(25\text{K})$. Поэтому, если при $T = 88$ К второй член в круглых скобках (5.26) $A \cdot (\rho_m R_{Hd} / \rho_d R_{Hm}) \geq 1$, то холловское сопротивление пленки $R_H(88\text{K}) \geq R_H(25\text{K})$. Заметим, что фактор превышения АЭХ зависит от его механизма и наиболее велик для “intrinsic” и “side jump” механизмов, для которых $R_H \propto (\rho)^2$ [239], и, соответственно, величина $A \cdot (\rho_m R_{Hd} / \rho_d R_{Hm}) \propto \rho_d / \rho_m$.

Нормальная составляющая эффекта Холла в этой ситуации также испытывает немонотонное поведение, что может привести к завышенному значению концентрации дырок при низких температурах (см. (5.27)). Наиболее достоверными для оценки эффективной концентрации дырок в металлических областях представляются данные измерений эффекта Холла при $T = 300$ К, которые дают величину $p \approx 2.6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. При таких концентрациях в однородно легированных пленках $\text{In}_x\text{Mn}_{1-x}\text{As}$ ($x \approx 0.1$) ферромагнитный переход происходит в интервале температур от 30 до 50 К согласно результатам [273], что совпадает с оценкой эффективной температуры Кюри $T_C^* \approx 40$ К (рис. 5.19), отражающей глобальный характер перехода в нашем случае.

В рамках модели двухкомпонентной среды удастся непротиворечивым образом описать и механизм ОМС, определяемый существованием в полученных пленках $\text{In}_x\text{Mn}_{1-x}\text{As}$ «диэлектрической» (парамагнитной) фазы. В подобной двухфазной ситуации механизм ОМС связывался в [277] с выстраиванием магнитных моментов 2D капель вдоль поля и уменьшением спин-зависящих эффектов в рассеянии носителей, что в условиях близости к переходу изолятор-металл может приводить к гигантскому ОМС. В нашем случае возможен, однако, иной сценарий.

При температурах $T < T_C^* \approx 40$ К исследуемые пленки демонстрируют остаточное сопротивление в АЭХ (рис. 5.20). Поэтому в намагниченном состоянии в нулевом поле магнитные моменты соседних металлических областей направлены одинаковым образом. При этом, в силу обменного взаимодействия, спиновые подзоны дырок подвержены расщеплению по энергии внутри данных областей. Однако, в парамагнитных диэлектрических прослойках между ФМ областями такое расщепление отсутствует (см. рис. 5.23а). Очевидно, что перенос основных по спину носителей (на рис. 5.23а со спином вниз) в этих условиях будет контролироваться потенциальным барьером между ферромагнитными и парамагнитными областями, высота которого в магнитном поле уменьшается вследствие эффекта Зеемана. Последний в парамагнитных II-Mn-VI и III-Mn-V полупроводниках определяется намагниченностью (а не полем, как в случае, например, a-GdSi [279, 280]) вследствие сильного в них p - d (s - d) обменного взаимодействия [281-283]. С учетом этого обстоятельства, следуя подходу [279] к описанию ОМС, определяемого термическим забросом носителей на край подвижности, получим соотношение:

$$\rho(B) = \rho(0) \exp\left[-\frac{M_p(B)}{M_0}\right], \quad (5.28)$$

где M_p – намагниченность парамагнитных областей, описываемая соотношением (5.21), а M_0 – константа размерности намагниченности. В нашем случае сопротивление парамагнитных областей при низких температурах определяется туннельными переходами (рис. 5.23а) и экспоненциально зависит от высоты барьера: $R_t \propto \exp\{[(E_v - E_F)/E_0]^\beta\}$. Здесь $\beta = 0.5$ и $3/8$ для прямого туннелирования дырок между ФМ областями и для переходов с участием промежуточных состояний (примесной зоны) в режиме переменной длины прыжка, соответственно [3]. Полагая, что в этих условиях уменьшение высоты барьера в магнитном поле не велико [$\delta(E_v - E_F) \propto M_p \ll (E_v - E_F)$], получим соотношение (5.28).

На рис. 5.21 сплошными линиями показаны расчетные кривые магнетосопротивления, полученные с использованием соотношений (5.28) и (5.21) путем подгонки к экспериментальным зависимостям $\rho(B)$ при $T = 4.2$ и 40 К. Видно, что расчетные кривые достаточно хорошо описывают экспериментальные зависимости. Найденные при этом значения параметра T_{AF} , отражающего антиферромагнитный суперобмен между атомами Mn, составляют 6 и 5 К, соответственно. Насколько нам известно, вклад антиферромагнитного обменного взаимодействия в III-Mn-V полупроводниках детально не исследовался, хотя его проявления явно наблюдались (см., например, [270]). В случае II-Mn-VI полупроводников данное взаимодействие играет важную роль и достигает величин ~ 10 К [271].

Таким образом, на наш взгляд своеобразие исследованных пленок $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ ($x \approx 0.1$) заключается с одной стороны в достаточно большом содержании в них донорных дефектов, а с другой – в неоднородном распределении активных (акцепторных) примесей Mn, возникающих после импульсного лазерного отжига. В результате этого в пленках имеются сильно вырожденные области мезоскопических размеров с повышенной концентрацией дырок, отделенные друг от друга узкими компенсированными прослойками. С понижением температуры вырожденные области оказываются ферромагнитными, тогда как компенсированные – остаются парамагнитными вплоть до гелиевых температур. В соответствие с моделью двухкомпонентных сред [255] эффект Холла в этом случае определяется в основном транспортом дырок внутри вырожденных областей. При этом, однако, сильный рост холловского сопротивления парамагнитных областей с понижением температуры (до тех пор пока в них доминирует перенос дырок по краю подвижности) может приводить к немонотонному поведению АЭХ и его превышению в парамагнитном состоянии в сильных полях по сравнению с величиной насыщения АЭХ ниже температуры Кюри. При переходе к прыжковому транспорту дырок данный вклад подавляется и АЭХ практически целиком определяется ФМ областями. Существованием парамагнитных

областей объясняются особенности отрицательного магнетосопротивления, определяемого эффектом Зеемана и уменьшением в магнитном поле потенциальных барьеров на путях переноса дырок между ФМ металлическими образованиями. Большой размер ФМ образований подтвержден наблюдением мезоскопических флуктуаций недиагональной компоненты тензора магнетосопротивления, анализ которых позволил оценить радиус корреляции перколяционного кластера (масштаб магнито-электрических неоднородностей) в несколько микрон.

Другая необычная двухкомпонентная система реализуется в случае GaAs/ δ <Mn>/GaAs/In_xGa_{1-x}As/GaAs гетероструктур типа квантовых ям (КЯ) с высоким содержанием Mn в дельта слое (≈ 1 ML), отделенном от КЯ тонким GaAs спейсером ($d = 2-5$ нм). Такие структуры также обладают активационным характером проводимости и демонстрируют ФМ переход, обуславливающий при $T \approx 46$ К локальный максимум в температурной зависимости сопротивления $\rho(T)$. Оказалось, что при приближении к ФМ переходу холловская концентрация дырок в данных структурах с уменьшением температуры не убывает, а возрастает, причем тем сильнее, чем меньше толщина спейсера, достигая гигантской величины, $p_H \approx (1-2) \cdot 10^{13}$ см⁻² [215*] (см. следующий раздел).

5.4.2.2. Гетероструктуры GaAs/ δ <Mn>/GaAs/In_xGa_{1-x}As/GaAs с высоким содержанием Mn

Гибридные системы ферромагнетик/полупроводник (ФМ/ПП) [284] могут обладать необычными свойствами интерфейса, модельные представления об электронной и магнитной структуре которого развиты сравнительно недавно [285, 286].

Особый интерес вызывают ФМ/ПП гибридные структуры, содержащие одиночный тонкий ФМ слой, расположенный вблизи ПП квантовой ямы (2D канала проводимости). В таких структурах возможно проявление «дальнодействующих» магнитных эффектов близости, обуславливающих

перераспределение зарядовой и спиновой плотности между ФМ слоем и КЯ, и существенно влияющих на свойства КЯ. В частности, в [287] исследовалась поляризация фотолуминисценции (ФЛ) структур $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$, в которых на расстоянии 5 нм от GaAs квантовой ямы находилось 0.5 монослоя (МС) ферромагнетика типа MnAs. Важно, что эти структуры имели полевой электрод, который позволял прижимать дырки к слою ФМ. Было обнаружено [287], что дырки КЯ в этом случае являются поляризованными, причем степень их поляризации сильно возрастает (от 0.4 до 6.3%) с увеличением «прижимающего» напряжения на затворе. В контрольных структурах, в которых слой ФМ отсутствовал, поляризация ФЛ не наблюдалась. Эффекты наведенной поляризации ФЛ наблюдались также недавно в $\text{GaAs}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ($x \approx 0.2$) структурах, содержащих Mn δ -слой, отделенный от InGaAs квантовой ямы GaAs спейсером толщиной $d_s = 3\text{-}5$ нм [288]. Ясно, что объяснить эффект наведенной поляризации обычным туннельным просачиванием волновой функции дырки под барьер трудно, поскольку даже в условиях прижимающего напряжения глубина этого просачивания составляет около 1 нм (см. рис.3а из [287]).

Ниже представлены исследования температурных и концентрационных зависимостей транспортных свойств $\text{GaAs}/\delta\langle\text{Mn}\rangle/\text{GaAs}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ структур ($x \approx 0.2$) с δ -слоем Mn, отделенным от InGaAs КЯ тонким GaAs спейсером (2-5 нм), и обладающим высокой концентрацией Mn до $N_{\text{Mn}} \approx 1\text{МС}$. Основная цель исследований заключалась в выявлении влияния магнитных эффектов близости на дырочный транспорт в данных структурах. Ранее мы обнаружили аномальный эффект Холла в подобных структурах, свидетельствующий о спиновой поляризации дырок в КЯ. Было также установлено, что АЭХ не связан с диффузией атомов Mn в КЯ, а скорее обусловлен обменным взаимодействием дырок КЯ с удаленными от нее атомами Mn [289*]. Заметим, что температура Кюри, найденная в [289*], составляет $T_C = 30 - 40$ К и соответствует величинам T_C наблюдаемым в дискретных сплавах GaAs/Mn [290, 291]. Размещение $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -слоя

непосредственно внутри КЯ позволяет существенно увеличить температуру (в 4-5 раз) [292]. Однако, подвижность дырок в КЯ при таком положении $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -слоя оказывается чрезвычайно низкой (2 - 5 $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ [292]) и условия для формирования 2D дырочного спектра нарушаются [289*].

Мы полагаем, что при относительно высоком содержании Mn ($N_{\text{Mn}} \approx 1\text{MC}$) влиянием 2D дырок в КЯ на ФМ переход в δ -слое можно пренебречь и полагать, что возникающие в условиях этого перехода особенности в транспорте дырок по КЯ целиком связаны с близостью Mn δ -слоя от КЯ. Заметим, что при содержании Mn около 1 MC его поверхностная концентрация составляет $\approx 6 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ [293], тогда как типичная концентрация дырок в КЯ не превышает 10^{12} cm^{-2} . Отметим также, что в ранее исследованных GaAs структурах содержание Mn в δ -слое не превышало (0.5-0.6) MC [287, 288, 290-293].

Как уже отмечалось выше, дальнедействующий характер взаимодействия между ФМ слоем и КЯ не удастся объяснить обычным перекрытием (s,p) – подобных волновых функций дырок в КЯ с d – волновыми функциями атомов Mn в ФМ слое вследствие малой глубины проникновения волновых функций дырок под барьером, формируемым спейсером. Недавно, однако, было показано [285, 294], что неотъемлемым свойством слоя ФМ, расположенного внутри полупроводника, является формирование у его границ локализованных двумерных спин-поляризованных состояний в запрещенной зоне полупроводника (магнитного полуметаллического электронного спектра), которые в силу небольшой глубины могут иметь достаточно протяженный характер вдоль оси роста структуры. Согласно [285, 294] именно гибридизация этих состояний с состояниями дырок в КЯ приводит к расщеплению дырок по спину и определяет их спиновую поляризацию.

Помимо особенностей, обусловленных наведенной поляризацией дырок в КЯ [285], в этих условиях следует ожидать проявления концентрационных (электростатических) эффектов в перераспределении дырок между ФМ слоем и КЯ, связанных, в частности, с уменьшением энергии Ферми в $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ слое при

ФМ переходе. Действительно, при одностороннем (асимметричном) легировании барьерных слоев концентрация дырок в КЯ будет определяться разностью энергий Ферми относительно вакуума в $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ слое и КЯ (δ -слой Mn играет в этом случае роль «плавающего затвора» относительно КЯ, потенциал которого определяется энергией Ферми). Поэтому уменьшение энергии в Ферми ΔF в $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ слое при ФМ переходе должно сопровождаться падением концентрации дырок в КЯ.

Оказалось [215*], что GaAs/ $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ /GaAs/ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ /GaAs структуры ($x \approx 0.2$) обладают активационным типом проводимости. При этом холловская концентрация дырок p_H не спадает в условиях ФМ перехода, как следовало бы ожидать, а растет с уменьшением температуры, достигая гигантской величины $p_H \approx (1-2) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ для данного типа КЯ при подвижности дырок (10-50) $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Между тем, в контрольных структурах с квазиметаллическим характером проводимости ($N_{\text{Mn}} \approx 0.5 \text{ МС}$) наблюдается уменьшение p_H при понижении температуры с последующим выходом на плато.

5.4.2.2.1. Образцы и особенности их структуры

GaAs/ $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ /GaAs/ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ /GaAs структуры (рис. 24а), содержащие $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x \approx 0.2$) квантовую яму шириной $d \approx 10 \text{ нм}$, созданы методом низкотемпературной молекулярно-лучевой эпитаксии (НТ-МЛЭ) на Физическом Факультете Университета Нотр-Дам (University of Notre Dame, USA). Дельта слой с содержанием Mn $N_{\text{Mn}} \approx 1 \text{ МС}$ отделялся от КЯ спейсером различной толщины: $d_s = 2, 3$ и 5 нм . Квантовая яма и окружающие ее слои GaAs (буфер, нижний и верхний спейсеры) были выращены при температуре $\approx 600^\circ\text{C}$, тогда как $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ слой и покровный слой GaAs выращивались при 250°C . Кроме того, для компенсации эффектов обеднения квантовой ямы со стороны буфера создан акцепторный Be слой толщиной $\approx 30 \text{ нм}$ с концентрацией бериллия около 10^{17} см^{-3} , отделенный от КЯ спейсером

толщиной ≈ 5 нм. Приготовленные структуры подвергались низкотемпературному отжигу при 286°C в атмосфере азота в течение 1 часа.

Структурные свойства, полученных объектов, были изучены комбинацией методов рентгеновской дифрактометрии и рефлектометрии [295*]. Ранее этот подход был апробирован нами при анализе GaAs/Mn/GaAs/ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ /GaAs структур, в которых Mn слой был выращен при 450°C и обладал заметно меньшей локальной концентрацией Mn [289*]. Развитый в [295*] подход позволяет определять не только параметры основных технологически заданных слоев структуры, но и характеристики границ раздела между ними. С использованием [295*] были найдены профили распределения постоянной решетки $\Delta a/a$ в направлении роста структур и показано, что для всех трех образцов гетерограница квантовой ямы со стороны буфера является существенно более резкой (качественной), чем с противоположной стороны $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ слоя.

На рис. 5.24б и 5.24в для структуры с $d_s = 3$ нм показаны кривая дифракционного отражения (б) и найденный по ней профиль распределения $\Delta a/a$ (в), демонстрирующий более резкую гетерограницу квантовой ямы со стороны буфера. Из профиля распределения можно найти также ширину КЯ, которая составляет около 8 нм и согласуется с технологически заданной толщиной (10 нм).

Другая особенность структур заключается в том, что содержание индия в КЯ хорошо совпадает с технологически заданным ($x = 0.2$) только для структуры с максимальной толщиной спейсера ($d_s = 5$ нм): $x = 0.198$. Для структур с $d_s = 2$ и 3 нм значения x оказались заметно меньшими, причем тем сильнее, чем меньше толщина спейсера: 0.156 и 0.142 для $d_s = 3$ и 2 нм, соответственно. Вероятной причиной отмеченной особенности является достаточно большое содержание дефектов упаковки, возникающих по обе стороны от $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ слоя из-за того, что содержание Mn в нем близко к критической величине $N_{\text{Mn}} \approx 1 \text{ MC}$ [296]. В [296] показано, что при таком

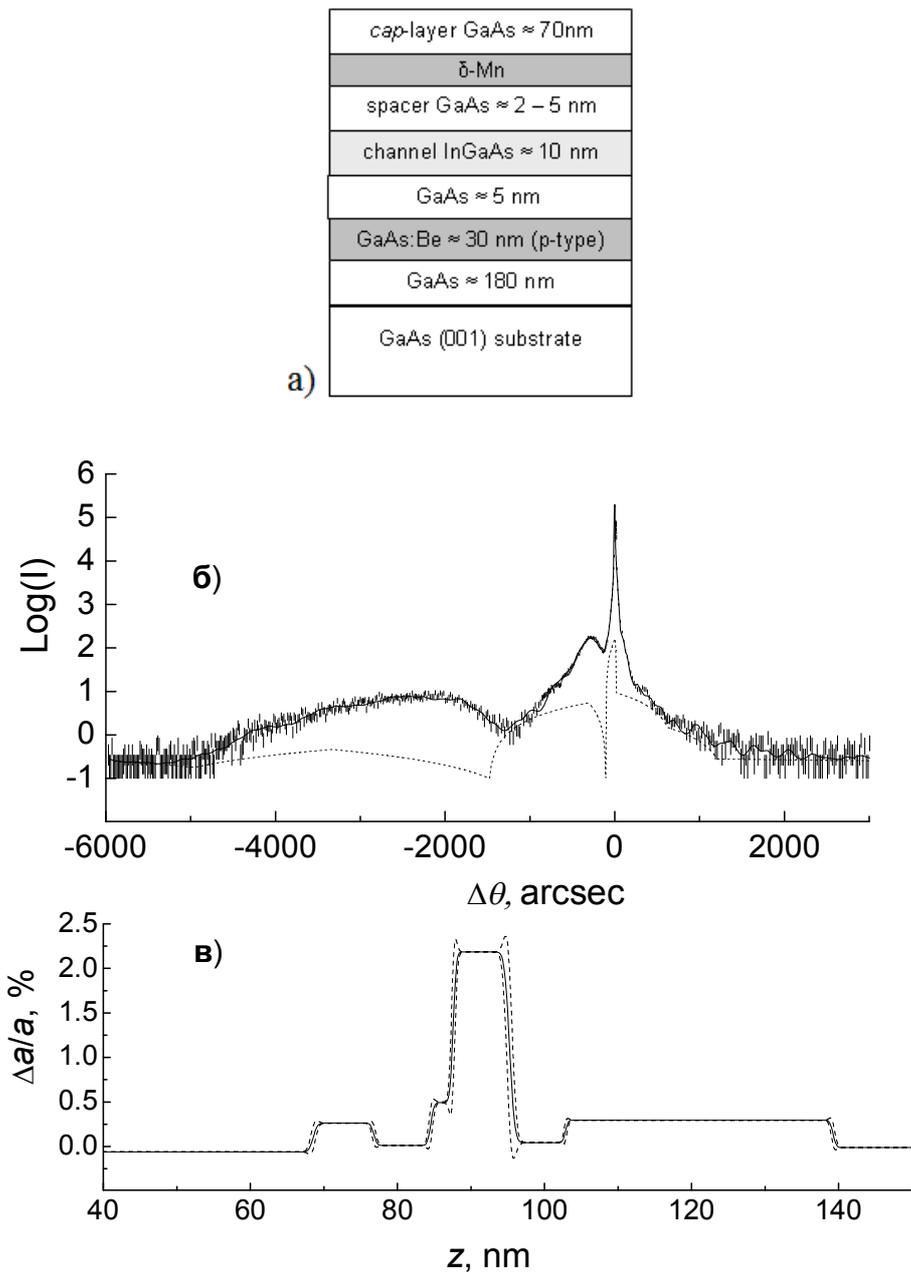


Рис. 5.24. а) Гетероструктура GaAs/ δ <Mn>/GaAs/ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ /GaAs с удаленным от $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ квантовой ямы δ <Mn> слоем. б) Рентгеновская кривая дифракционного отражения для образца 2 ($d_s = 3$ нм; $N_{\text{Mn}} = 1$ МС). в) Профиль распределения относительного параметра решётки $\Delta a/a$ по глубине для образца 2 (a – постоянная решетки GaAs). Пунктирной линией показаны ошибки.

содержании Mn уже не удается вырастить упорядоченный дискретный сплав GaAs/Mn, состоящий из периодически повторяющихся слоев GaAs и Mn, даже при достаточно большой толщине GaAs спейсера, равной $17 \text{ МС} = 9.6 \text{ нм}$ (см. рис. 2 из [296]).

Известно, что магнитный порядок в 2D структурах с одиночным $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ слоем в основном изучается с помощью измерений АЭХ и продольного сопротивления, поскольку прямые измерения намагниченности в таких структурах затруднительны [292, 293]. Именно по этой причине основное внимание в нашей работе [215*] уделялось исследованию транспортных свойств GaAs/ $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ /GaAs/ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ /GaAs структур. Измерения проводимости и эффекта Холла были выполнены в диапазоне температур 5-200 К в магнитных полях до 2.5 Тл на образцах в форме двойного холловского креста: ширина проводящего канала $W = (1-1.5)$ мм, расстояние между потенциальными зондами $L_p = (2.5-3)$ мм. Использовались индиевые контакты, которые для улучшения их омических свойств отжигались при 200 °С в атмосфере азота в течение 1 часа.

Чтобы выявить роль содержания Mn в ФМ слое, аналогичные измерения были выполнены в контрольных GaAs/Mn/GaAs/ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ /GaAs структурах с $d_s = 3$ нм и оптимальной концентрацией Mn $N_{\text{Mn}} \approx 0.5$ МС [289*], которые обладали металлическим (не активационным) характером проводимости и высокими значениями подвижности дырок, достигающими $\mu \approx 3000$ см²/В·с при $T = 5$ К.

5.4.2.2.2. Проводимость и эффект Холла

На рис. 5.25 приведены в нормированном виде температурные зависимости сопротивления $R_{xx}(T)/R_{xx}(200\text{К})$ образцов 1-3 с $N_{\text{Mn}} \approx 1$ МС и различной толщиной спейсера $d_s = 2, 3$ и 5 нм, соответственно (кривые 1-3). Там же для сравнения показана зависимость $R_{xx}(T)/R_{xx}(200\text{К})$ для контрольного образца 4 с $N_{\text{Mn}} \approx 0.5$ МС и $d_s = 3$ нм (кривая 4). В отличие от контрольного образца для структур 1-3 с $N_{\text{Mn}} \approx 1$ МС сопротивление растет с понижением температуры, что указывает на «диэлектрический» характер их проводимости (наиболее сильно сопротивление увеличивается для образца 1). При этом на всех зависимостях $R_{xx}(T)$ рис. 5.25 наблюдаются особенности при $T = T_R$ в виде либо максимума (для образцов 2-4), либо перегиба для наиболее «диэлектрического»

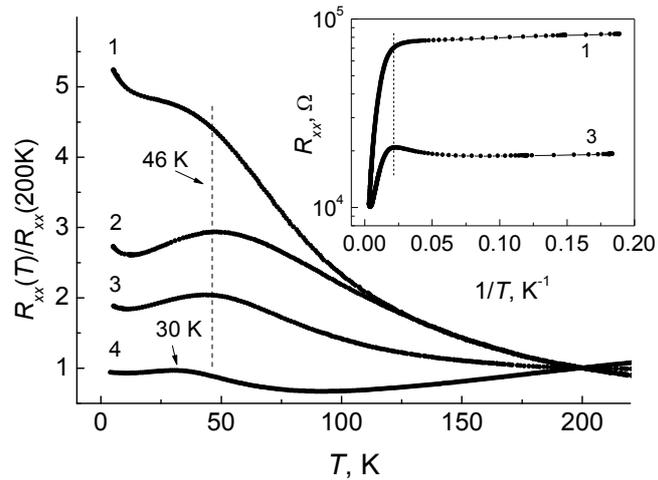


Рис. 5.25. Температурные зависимости сопротивления образцов 1-4: 1- $d_s = 2$ нм, $N_{Mn} = 1$ МС; 2- $d_s = 3$ нм, $N_{Mn} = 1$ МС; 3- $d_s = 5$ нм, $N_{Mn} = 1$ МС; 4- $d_s = 3$ нм, $N_{Mn} = 0.5$ МС. Номера кривых соответствуют номерам образцов.

На вставке – температурные зависимости сопротивления для образцов 1 и 3 в координатах $\log R_{xx} - 1/T$.

образца 1. Рост сопротивления с уменьшением температуры и наличие максимума в зависимости $R_{xx}(T)$ при $T = T_R$ обусловлено ферромагнитным переходом и является общим свойством III-Mn-V систем [236]. Максимум обычно связывается с температурой ФМ перехода и используется для определения температуры Кюри $T_C \approx T_R$ [214*, 236, 289*, 292, 293]. Для образцов 1-3 с $N_{Mn} \approx 1$ МС температура Кюри, найденная по максимуму сопротивления (или перегибу зависимости $R_{xx}(T)$ в случае образца 1) в пределах $\approx 10\%$ не зависит от толщины спейсера и составляет $T_R \approx 46$ К, тогда как для контрольного образца 4 ($N_{Mn} \approx 0.5$ МС) $T_R \approx 30$ К. Слабая зависимость $T_R \approx T_C$ от толщины спейсера для образцов 1-3 указывает на незначительное влияние в нашем случае дырок КЯ на ФМ переход в $\delta\langle Mn \rangle$ слое.

Оба фактора, концентрация дырок p и их подвижность μ , которые определяют сопротивление $R_{xx}(T)$ чувствительны к магнитному упорядочению и могут проявлять аномалии вблизи ФМ перехода. Известно, например, что вблизи T_C рассеяние дырок на критических флуктуациях приводит к заметному падению подвижности с уменьшением температуры (в области $T \geq T_C$), т.е. росту $R_{xx}(T)$. С другой стороны концентрация дырок $p(T)$ также может

изменяться вблизи ФМ перехода. На первый взгляд кажется естественным объяснить рост $R_{xx}(T)$ при приближении к ФМ переходу уменьшением концентрации дырок в КЯ вследствие понижения энергии Ферми в $\delta<Mn>$ слое [297], поскольку оно должно сказываться тем сильнее, чем ближе $\delta<Mn>$ слой отстоит от КЯ (рис. 5.25).

Действительно, согласно [297] ожидается, что ФМ состояние в одиночном $\delta<Mn>$ слое сильно поляризовано по спину, подобно 2D ферромагнитному полуметаллу, в котором энергия Ферми существенно понижается (на величину ΔF) при температурах ниже T_C . В нашем случае с понижением F , очевидно, должна уменьшиться и концентрация дырок:

$$p = p_0 - C_s(|\Delta F|/e^2) \approx p_0 - (\kappa/4\pi d_s)(|\Delta F|/e^2), \quad (5.29)$$

где p_0 и p – концентрации дырок в КЯ в парамагнитном (ПМ) и ФМ состояниях, соответственно, C_s –емкость единицы поверхности зазора между $\delta<Mn>$ слоем и 2D каналом, κ - диэлектрическая проницаемость спейсера. При небольших толщинах спейсера $d_s \sim 1$ нм и изменении энергии Ферми $\Delta F \sim -10$ мэВ уменьшение концентрации дырок оказывается существенной: $\Delta p = p_0 - p \sim 7 \cdot 10^{11}$ см⁻². Согласно (5.29) увеличение $R_{xx} \propto 1/p$ с изменением ΔF тем сильнее, чем тоньше спейсер, что казалось бы и наблюдается в эксперименте (рис. 5.25). Однако, в нашем случае ситуация оказалась сложнее, о чем свидетельствуют представленные ниже данные эффекта Холла.

На рис. 5.26а приведены зависимости концентрации дырок p_H для образцов 1 и 3 (с $d_s = 2$ и 5 нм), найденные из измерений эффекта Холла. Видно, что ниже 200 К на зависимости $p_H(T)$ наблюдается минимум при некоторой температуре $T = T_H > T_R$. Величина $T_H \approx 110$ К для образца 1 с $d_s = 2$ нм выше, чем для образца 3 с $d_s = 5$ нм, в котором $T_H \approx 80$ К. Кроме того, для образца 1 величина $p_H(T)$ при $T < T_H$ возрастает сильнее, чем для образца 3. Ниже T_R холловская концентрация $p_H(T)$ незначительно уменьшается, причем ее величина в области низких температур ($T \approx 5$ К) оказывается гигантской $p_H = (1-2) \cdot 10^{13}$ см⁻². Столь высокие значения 2D концентрации носителей достигаются в гетероструктурах

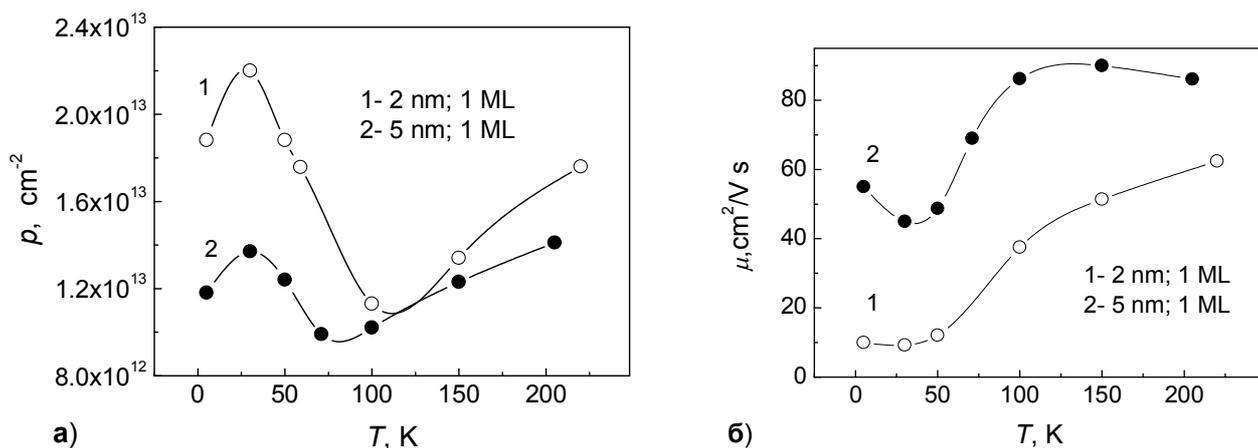


Рис. 5.26. а) Температурные зависимости концентрации дырок, полученные из измерений эффекта Холла, для образцов 1 и 3 с содержанием Mn $N_{\text{Mn}} = 1$ МС: 1- $d_s = 2$ нм; 2- $d_s = 5$ нм, б) Температурные зависимости подвижности дырок для образцов 1 и 3.

на основе широкозонных полупроводников типа AlGaIn/GaN и AlInN/GaN [298, 299]. Оценки для гетероструктуры с односторонним легированием (треугольная потенциальная яма) показывают, что даже в случае 3D электронного спектра в КЯ для достижения в ней поверхностной концентрации носителей $2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ необходим барьер (разрыв зон), превышающий ≈ 0.4 эВ. Это заведомо не достигается для GaAs/In $_x$ Ga $_{1-x}$ As гетероструктур (при $x \leq 0.2$ разрыв валентной зоны не превышает 0.15 эВ), в которых концентрация дырок не превышает 10^{12} cm^{-2} [289*].

Из приведенного анализа вытекает несхожесть в поведении p_H и концентрации дырок p , с уменьшением которой в КЯ при приближении к ФМ переходу форма зависимости $R_{xx}(T)$ подобна, изображенной на рис. 5.25. Высокие значения p_H невозможно объяснить доминированием проводимости по $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ слою, поскольку подвижность дырок в структурах оказывается достаточно высокой, в частности, около $50 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ для структуры с $d_s = 5$ нм (см. рис. 5.26б), тогда как в гетероструктурах GaAs/AlGaAs с $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ слоем в канале проводимости значения μ не превышают $5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ [292, 293]. Следует также иметь в виду, что в GaAs/Mn дискретных сплавах или одиночном $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ слое в GaAs даже при оптимальном содержании Mn $\approx (0.3-0.5) \cdot \text{MC}$ доминирует

прыжковый транспорт [290, 291, 293], в условиях которого холловская подвижность носителей очень мала [3, 244].

С другой стороны, в контрольном образце ($N_{Mn} \approx 0.5 \text{ ML}$) с металлическим типом проводимости холловская концентрация дырок p_H спадает в области $T < 60 \text{ K}$ при приближении к ФМ переходу, стремясь при $T < T_R \approx T_C \approx 30 \text{ K}$ к постоянной величине $p_H \approx 7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ (см. рис. 5.27). При этом подвижность

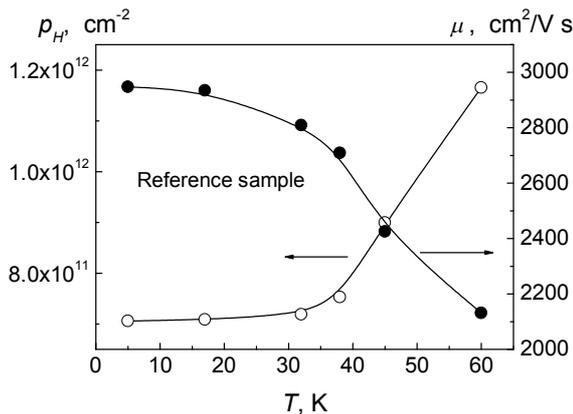


Рис. 5.27. Температурные зависимости концентрации дырок и их подвижности для контрольного образца 4 ($d_s = 3 \text{ нм}$, $N_{Mn} = 0.5 \text{ ML}$).

дырок растет, достигая $\approx 3000 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$. Данный факт указывает на то, что важным «источником», определяющим особенности поведения эффекта Холла в образцах 1-3 с высоким содержанием Mn, является сильная неупорядоченность системы, обуславливающая ее фазовое расслоение на области с

высокой и низкой концентрацией дырок и перколяционный (активационного типа) характер проводимости.

5.4.2.2.3. Перколяционный характер проводимости: Мезоскопические флуктуации поперечного сопротивления

Действительно, в нашем случае беспорядок связан, очевидно, с неоднородным распределением атомов Mn и их возможностью выступать в качестве акцепторных примесей в GaAs, а при содержании Mn выше некоторого критического – преимущественно в качестве двойных доноров (см. подробнее в [236]). Последние могут приводить к заметному локальному уменьшению концентрации дырок по сравнению с суммарной концентрацией акцепторов и доноров $N_t = N_A + N_D$ и к генерации крупномасштабного флуктуационного потенциала (ФП), способствующего локализации носителей в его минимумах и формированию вырожденных дырочных капель [217, 221,

222]. Кроме того, в нашем случае беспорядок может заметно усиливаться структурными флуктуациями из-за высокого содержания в образцах дефектов упаковки [296].

В дырочных каплях, отвечающих минимумам крупномасштабного ФП, возможен, локальный ФМ переход, подобный тому, что мы наблюдали в $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ ($x \approx 0.1$) пленках [214*] (см. раздел 5.4.2.1). В данном случае такой переход в $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ слое должен сопровождаться понижением энергии Ферми и уменьшением концентрации дырок в КЯ. Это в свою очередь должно приводить к усилению ФП [217], которое сопровождается переходом от активационного транспорта дырок на уровне протекания к их прыжковому переносу по состояниям, локализованным в минимумах ФП.

На вставке рис. 5.25 представлены зависимости $R_{xx}(T)$ в координатах $\log R_{xx}$ от $1/T$ для образцов 1 и 3 с $d_s = 2$ и 5 нм. В обоих случаях наблюдается явно активационный характер проводимости. Однако, при температурах ниже некоторой $T_0 > T_R \approx 46$ К эффективная энергия активации ε_a , определяемая наклоном зависимостей $\log R_{xx}$ от $1/T$, резко уменьшается. Для наиболее «диэлектрического» образца 1 ($T_0 \approx 60$ К) энергия уменьшается от $\varepsilon_a \approx 16$ мэВ при $T \geq 90$ К до величины $\varepsilon_a \approx 0.05$ мэВ при $T \leq 25$ К. Такое поведение $R_{xx}(T)$ соответствует хорошо известному механизму перколяционной проводимости, связанному с активацией носителей на уровень протекания (или край подвижности), который с понижением температуры сменяется их прыжковым транспортом по локализованным состояниям [3]. Более того, в условиях перехода к прыжковому транспорту наблюдается минимум зависимости $\rho_H(T)$, т.е. максимум коэффициента Холла (см. рис. 4.2 и 4.5 в [3]). В нашем случае, однако, температура T_H , отвечающая минимуму зависимости $\rho_H(T)$, заметно выше, чем T_0 , тогда как в обычном легированном полупроводнике $T_H \approx T_0$ [3]. Важно также, что величина T_H тем больше, чем меньше толщина GaAs спейсера. Это свидетельствует о том, что в исследуемых структурах существенную роль играют магнитные эффекты близости [285, 286].

Малые значения энергии активации прыжковой проводимости и одновременно относительно высокие значения подвижности носителей при прыжковом переносе (≥ 10 см²/В·с) указывают на то, что в качестве локализованных состояний в нашем случае выступают дырочные капли мезоскопических размеров D_m , возникающие в минимумах потенциального рельефа ниже уровня протекания [3, 217]. Энергия активации ε_a в этих условиях определяется зарядовой энергией «металлических» капель (энергией кулоновской блокады): $\varepsilon_c \approx e^2/\kappa D_m$. При содержании металлической фазы x_m , близком к критической величине x_{mc} , отвечающей перколяционному переходу, величина ε_a заметно уменьшается вследствие эффектов экранирования [300]. Согласно [300] для 2D случая ($x_{mc} = 0.5$ [3]):

$$\varepsilon_a = \varepsilon_c \left[1 - \left(\frac{x_m}{x_{mc}} \right)^{1/2} \right] \approx \left(\frac{e^2}{\kappa D_m} \right) \left(\frac{D_d}{2D_m} \right), \quad (5.30)$$

где D_d – толщина изолирующих барьеров между каплями (в окрестности перколяционного перехода $D_d \ll D_m$). Следуя [217] можно оценить D_d , полагая, что при $T \approx T_0$ вероятность термической активации дырок на уровень протекания, $w_a \sim \exp(-\varepsilon_a/k_B T)$, сравнивается с вероятностью их туннелирования между металлическими каплями: $w_t \sim \exp(-2D_d/\lambda)$ [здесь $\lambda = \hbar/(2m^* \varepsilon_a)^{1/2}$ – длина затухания волновой функции под барьером высотой ε_a]. Для $T_0 \approx 60$ К, $\varepsilon_a \approx 16$ мэВ и $m^* = 0.14 \cdot m_0$ [301] получаем: $D_d \approx (\hbar/2k_B T_C) \sqrt{\varepsilon_a/2m^*} \approx 6.4$ нм. Используя эту величину D_d и энергию активации прыжковой проводимости $\varepsilon_a \approx 0.05$ мэВ, оцениваем с использованием (5.30) размер капель $D_m \approx 86$ нм, т.е. в нашем случае $D_m \gg D_d$.

Перколяционный характер проводимости и большие масштабы электрических неоднородностей структур подтверждаются результатами исследования мезоскопических флуктуаций недиагональной компоненты тензора сопротивления R_{xy} , возникающими при изменении магнитного поля. Как было показано выше, данные флуктуации отражают изменение топологии путей протекания тока под действием внешних факторов (в данном случае

магнитного поля [212*-214*], см. разделы 5.4.1 и 5.4.2.1) и позволяют оценить радиус корреляции перколяционного кластера L_c , определяющий масштаб электрической неоднородности. В условиях крупномасштабного ФП радиус корреляции дается выражением (5.15) (см. раздел 5.3.3): $L_c = a(\delta\varphi / k_B T)^{\nu} \approx a(\delta\varphi / k_B T)$, где a – характерный масштаб ФП, равный в нашем случае размеру капель ($a \approx D_m$). Выражение (5.15) справедливо, когда амплитуда ФП $\delta\varphi \gg k_B T$ и $L_c \gg a \approx D_m$.

Как показано выше (см. разделы 5.4.1 и 5.4.2.1) оценка характерных масштабов электрических неоднородностей возможна из сравнительного анализа магнитополевой зависимости продольного сопротивления $R_{xx}(B)$ и сопротивления $R_a(B)$, обусловленного электрической асимметрией потенциалов холловских зондов. Зависимость $R_a(B)$ определяется из измерений поперечного сопротивления ($R_{xy} = V_y/I_x$) при положительном и отрицательном направлениях магнитного поля B : $R_a(B) = [R_{xy}(B) + R_{xy}(-B)]/2$.

На рис. 5.28а приведены в нормированном виде магнитополевые зависимости сопротивления асимметрии $R_a(B)$ и продольного сопротивления $R_{xx}(B)$, полученные при $T = 5$ К для структур 1 и 3 с $d_s = 2$ и 5 нм. Видно, что в случае наиболее «диэлектрического» образца 1 поведение $R_a(B)$ кардинально отличается от поведения $R_{xx}(B)$, что свидетельствует о существенно перколяционном характере проводимости исследуемой структуры. Для образца 3 зависимости $R_a(B)$ и $R_{xx}(B)$ хотя и подобны, величина R_{xx} изменяется с полем сильнее, чем R_a , что также свидетельствует о неоднородном протекании тока. Наблюдаемое отличие зависимости $R_a(B)$ от $R_{xx}(B)$ можно интерпретировать как *эффективное* смещение холловских зондов и согласно (5.20) [213*, 214*]: $\Delta L_a \approx L_p R_a(0)/R_{xx}(0)[R_a(B)R_{xx}(0)/R_a(0)R_{xx}(B) - 1] \approx L_c$. Напомним, что речь здесь идет об изменении *эффективного*, а не реального расстояния между холловскими зондами, которое возникает вследствие перестройки перколяционного кластера.

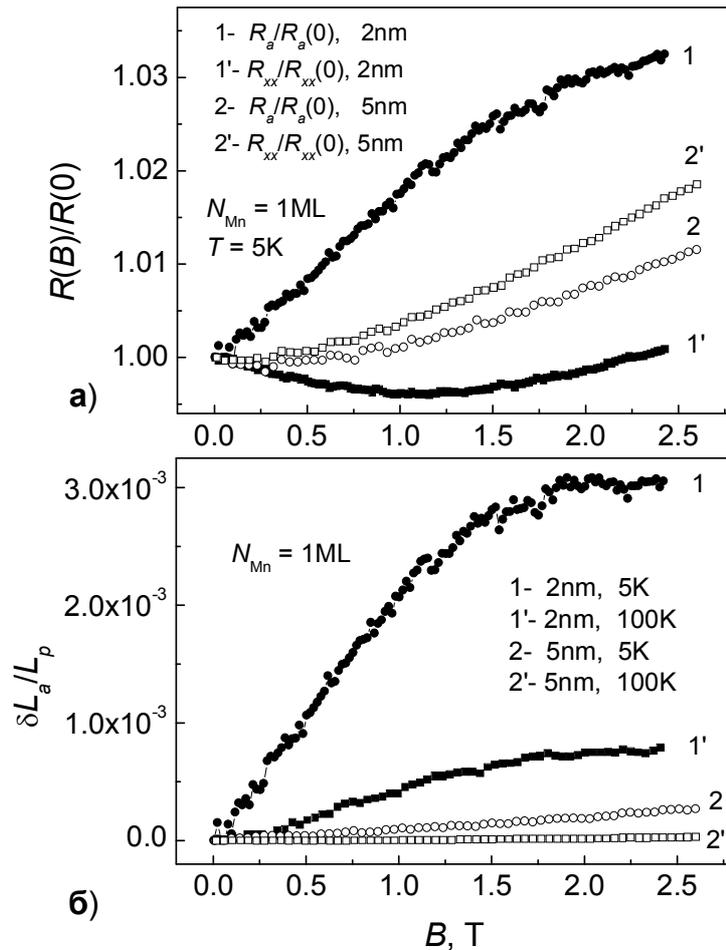


Рис. 5.28. а) – В нормированном виде магнитопольные зависимости сопротивления асимметрии R_a и продольного сопротивления R_{xx} для образцов 1 ($d_s = 2$ нм, $N_{Mn} = 1$ МС) и 3 ($d_s = 5$ нм, $N_{Mn} = 1$ МС) при температуре 5 К. Кривые 1 и 1' – зависимости $R_a(B)$ и $R_{xx}(B)$ для образца 1, соответственно; кривые 2 и 2' – $R_a(B)$ и $R_{xx}(B)$ для образца 3.
 б) – Зависимость относительного «смещения» (кажущегося) холловских зондов от магнитного поля для образцов 1 (кривые 1, 1') и 3 (кривые 2, 2') при температурах 5 и 100 К.

На рис. 5.28б представлены зависимости $\delta L_a(B)$, нормированные на расстояние между потенциальными зондами L_p , для образцов 1 (кривые 1 и 1') и 3 (кривые 2 и 2') при температурах 5 и 100 К. В качественном соответствии с выражением (5.15) в обоих образцах величина $\delta L_a/L_p$ при $T = 5$ К существенно выше (в 4-8 раза), чем при $T = 100$ К. При этом неоднородность в наиболее диэлектрическом образце 1 проявляется на порядок сильнее, чем в образце 3. Найденный для образца 1 при 100 К масштаб неоднородности составляет $L_c \sim 1$ мкм, т.е. $L_c \gg D_m$ и соответствует согласно (5.15) $\delta\varphi \approx 50$ мэВ.

Таким образом, исследуемые объекты представляют собой перколяционную систему с фазовым расслоением, близкую к переходу

диэлектрик-металл (см. [277] и ссылки там). В нашем случае это - расслоение образца на металлические капли размером D_m , отделенные узкими изолирующими прослойками размером $D_d \ll D_m$. С подобной ситуацией мы сталкивались при исследованиях Fe/SiO₂ нанокompозитов вблизи порога перколяции и пленок In_{1-x}Mn_xAs ($x \approx 0.1$) с активационным характером проводимости [213*, 214*, 254*] (см. разделы 5.4.1 и 5.4.2.1).

5.4.2.2.4. Обсуждение результатов

Детальный анализ особенностей поведения эффекта Холла в двухкомпонентных системах при фазовом расслоении рассмотрен нами в разделе 5.4.2.1.3 с использованием представлений, развитых Шкловским [255].

В частности, в данном разделе показано, что в условиях доминирования прыжкового транспорта носителей заряда между каплями холловское сопротивление практически полностью определяется металлической компонентой среды (см. выражение (5.27)), $R_H \approx R_{Hm} [1 - (\sigma_d / \sigma_m) A] \approx R_{Hm}$, поскольку $\sigma_m \gg \sigma_d$, а величина, $A = \sigma_d \sigma_m / \sigma^2(x_m) \sim 1$ в области перколяционного перехода (на диэлектрической стороне ≥ 1). При этом холловская подвижность $\mu = \sigma \cdot (R_H / B)$ оказывается заниженной на фактор $\sim (\sigma_d / \sigma_m)^{1/2}$ в сравнении с подвижностью металлической компоненты с учетом того, что в 2D случае согласно (5.22): $\sigma(x_m) \sim (\sigma_m \sigma_d)^{1/2}$. Этим, в частности, объясняется малая величина подвижности дырок в образцах 1-3 в сравнении со значением μ в контрольном (однородном) образце 4 с металлической проводимостью [289*].

Выражение (5.27) предсказывает увеличение холловской концентрации дырок при переходе к прыжковой проводимости. Однако, это увеличение явно недостаточно, чтобы объяснить наблюдаемый в эксперименте рост $\rho_H(T)$ (рис. 5.25). В нашем случае переход к прыжковой проводимости наблюдается при $T \leq T_0 \approx 60$ К, тогда как рост ρ_H проявляется при заметно большей температуре $T \leq T_H \approx 110$ и 80 К для образцов 1 и 3 (рис. 5.26а), соответственно. Это наводит

на мысль, что в нашем случае существуют дополнительный механизм компенсации холловского напряжения непосредственно внутри металлических капель, которыми определяется эффект Холла в режиме прыжковой проводимости [215*]. Такая компенсация возможна, если нормальная и аномальная компоненты эффекта Холла имеют противоположные знаки. В этом случае для холловского сопротивления согласно (5.19) имеем:

$$R_H = (R_0 / d)B + (R_s / d)M = R_{20}B - |R_{2s}|M, \quad (5.31)$$

где R_{20} и R_{2s} – коэффициенты нормальной и аномальной компонент эффекта Холла в 2D случае. В не очень сильных полях, когда не достигаются условия насыщения намагниченности: $M \cong \chi_t \cdot B$, где χ_t – поперечная магнитная восприимчивость. В этой ситуации измеряемое холловское сопротивление линейно изменяется с магнитным полем, а найденный по наклону зависимости $R_H(B)$ коэффициент Холла, $R_H/B = (R_m - \chi_t |R_s|)$, может приводить к заметным отличиям измеренной холловской концентрации носителей заряда от истинной и даже к смене знака эффекта Холла. Достаточно ярко это проявляется, например, в геликоидальном магнетике типа MnSi, в котором АЭХ имеет отрицательный знак и в парамагнитном состоянии доминирует до ~ 100 К, тогда как знак нормального эффекта Холла соответствует дырочной проводимости [302].

В пользу предложенного объяснения завышенных значений ρ_H свидетельствует проявление в нашем случае отрицательной по знаку ферромагнитной компоненты АЭХ. На рис. 5.29 представлены магнитополевые зависимости холловского сопротивления R_H для образца 1 ($d_s = 2$ нм) при различных температурах. Видно, что при 30 К (кривая 1) в области малых значений полей явно наблюдается нелинейность зависимости $R_H(B)$, которая соответствует АЭХ отрицательного знака ($R_H^a \approx -3.5$ Ом). Нелинейность $R_H(B)$ уменьшается при 50 К ($R_H^a \approx -2$ Ом, кривая 2) и практически полностью исчезает при $T = 60$ К ($R_H^a \approx -0.7$ Ом). При 100 К зависимость $R_H(B)$ оказывается линейной (кривая 3), соответствующей условиям доминирования нормальной

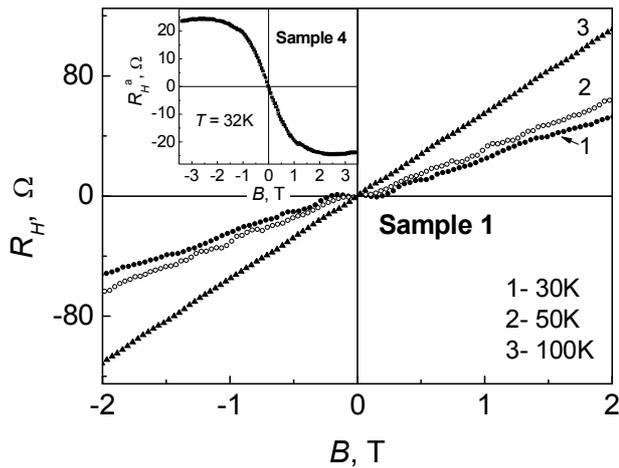


Рис. 5.29. Зависимости холловского сопротивления R_H от магнитного поля для образца 1 ($d_s = 2$ нм, $N_{Mn} = 1$ МС) при различных температурах: 1- 30 К; 2- 50К; 3- 100К. На вставке - зависимость от магнитного поля аномальной компоненты холловского сопротивления R_H для контрольного образца 4 ($d_s = 3$ нм, $N_{Mn} = 0.5$ МС) при 32 К.

распределения заряженных атомов Mn, эффектов магнитной близости и особенностей анизотропии исследованных структур [215*]. Предполагается, что магнитное упорядочение в $\delta\langle Mn \rangle$ слое формируется в несколько этапов. Сначала при понижении температуры ниже некоторой величины $T_{loc} \geq T_H \sim 100$ К происходит «локальный ФМ переход», в результате которого в минимумах ФП образуются ФМ капли размером D_m , отделенные изолирующими прослойками толщиной D_d . Образование ФМ капель сопровождается формированием в GaAs спейсере локализованных спин-поляризованных состояний [285, 294], гибридизация которых с состояниями дырок в КЯ обуславливает их спиновую поляризацию и проявление АЭХ тем сильнее, чем меньше d_s . По этой причине в соответствие с (5.31) холловское сопротивление R_H уменьшается, а холловская концентрация дырок p_H при $T \leq T_H$ возрастает. При этом линейная полевая зависимость аномальной компоненты АЭХ $R_H^a(B)$ объясняется сильной магнитной анизотропией капель типа легкая плоскость, в условиях которой зависимость $R_H^a(B)$ остается линейной вплоть до полей

и/или парамагнитной аномальной компоненты эффекта Холла. Отметим, что в контрольном образце 4 ($N_{Mn} \approx 0.5$ МС) с металлическим типом проводимости также проявляется АЭХ отрицательного знака (см. вставку к рис. 5.29).

Линейный характер АЭХ в исследованном диапазоне полей можно качественно объяснить особенностями ФМ перехода в $\delta\langle Mn \rangle$ слое с учетом случайного

анизотропии B_a , превосходящих поля, используемые в эксперименте (по оценке $B_a \approx 4$ Тл).²³

С понижением температуры в GaAs/ δ <Mn>/GaAs/In_xGa_{1-x}As/GaAs структурах с диэлектрическим характером проводимости возможен переход к «глобальному магнитному упорядочению», при котором направления соседних магнитных моментов капель оказываются коррелированными (квази-параллельными), что приводит к появлению максимума или перегиба в температурной зависимости сопротивления $R_{xx}(T)$ [303*, 304]. Данный переход является перколяционным [303*, 304] и, вероятно, связан с непрямым обменным взаимодействием ФМ капель через примесную зону разделяющих их изолирующих прослоек [305]. Существенно, что двумерный характер структур должен приводить к подавлению истинного ФМ упорядочения, присущего объемным материалам. Действительно, в рамках изотропной 2D модели Гейзенберга магнитная корреляционная длина: $\zeta(T) \sim D_d/(1-T_C/T)^{1/2}$ при $T \gg T_C$ (парамагнитный режим) и $\zeta(T) \sim D_d \cdot \exp(\pi T_C/T)$ при $T \ll T_C$, где T_C – температура Кюри, полученная в рамках теории среднего поля (см. [215*] и ссылки там). При конечной температуре $T < T_C$ в 2D случае не должно наблюдаться остаточной намагниченности, хотя в этой области температур магнитная восприимчивость $\chi_i(T) \sim \zeta^2(T)$ испытывает переход в температурной зависимости от степенной к более сильной - экспоненциальной. Поэтому T_C в этом случае можно интерпретировать как температуру «глобального магнитного упорядочения», ниже которой возможно проявление квази-параллельного упорядочения магнитных моментов ФМ капель и наблюдение небольшой ферромагнитной компоненты АЭХ (рис. 5.29).

Таким образом, обнаруженные в GaAs/ δ <Mn>/GaAs/In_xGa_{1-x}As/GaAs структурах ($x \approx 0.2$) с высоким содержанием Mn ($N_{Mn} \approx 1$ MC) особенности эффекта Холла находят непротиворечивое объяснение в рамках представлений

²³ Для оценки $B_a \approx K/M_s$ мы воспользовались для намагниченности насыщения выражением $M_s = m_{eff} \cdot (N_{Mn}/\delta)$ и взяли константу анизотропии $K \approx 10^6$ эрг/см³, толщину дельта слоя $\delta \approx 2$ нм, эффективный магнитный момент $m_{eff} \approx 1 \cdot \mu_B/\text{Mn}$ [296] и $N_{Mn} \approx 1 \text{ MC} \approx 6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ [293].

о перколяционной проводимости двухкомпонентных систем и эффектах близости магнитного дельта Mn-слоя [215*]. Все структуры обладают «диэлектрическим» характером проводимости и демонстрируют максимум или перегиб температурной зависимости сопротивления $R_{xx}(T)$ при $T_R \approx 46$ К, связанный с ФМ переходом в $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ - слое, который обуславливает спиновую поляризацию дырок в КЯ, причем тем сильнее, чем меньше толщина GaAs спейсера. В этих условиях холловская концентрация дырок $p_H(T)$ испытывает рост ниже некоторой температуры $T = T_H = 80 - 100$ К, которая тем выше, чем меньше толщина спейсера d_s , и при температурах $T \leq T_R$ достигает гигантских величин $p_H \approx (1-2) \cdot 10^{13}$ см⁻². Такое поведение объясняется компенсацией нормальной компоненты эффекта Холла его аномальной компонентой, линейный характер которой объясняется сильной магнитной анизотропией ФМ капель типа легкая плоскость. Перколяционный характер проводимости структур подтвержден наблюдением мезоскопических флуктуаций недиагональной компоненты тензора магнетосопротивления. Анализ этих флуктуаций позволил оценить радиус корреляции перколяционного кластера $L_c \sim 1$ мкм, согласующийся с оценкой величины L_c , полученной с использованием представлений о проводимости полупроводниковых структур в условиях сильного флуктуационного потенциала [217, 219].

В заключении отметим, что важность анализа холловской асимметрии ΔI_a для получения информации о размере неоднородностей перколяционных систем, определяемых радиусом корреляции бесконечного кластера L_c , была подчеркнута недавно в [308]. В [308] на основании того, что в этих системах в отсутствие геометрического рассогласования холловских зондов $\Delta I_a \sim L_c$, была получена универсальная связь между продольной (σ_{xx}) и поперечной (σ_{xy}) компонентами проводимости: $(\sigma_{xx}/\sigma_{xy}) \propto (\sigma_{xx})^{1/2}$. Было показано также, что эта связь наблюдается в широком диапазоне температур (11-300 К) в вольфрамсодержащих металл-углеродных нанокompозитах с составом, близким к порогу перколяции ($x_W = 19$ ат.%) [308].

Наконец отметим, что обнаружение в [215*] при низких температурах достаточно сильных проявлений эффектов магнитной близости в транспортных свойствах GaAs/In_xGa_{1-x}As/GaAs КЯ стимулировало наши недавние исследования по поиску подобных явлений при повышенных, комнатных температурах [306*]. Такого рода эффекты могут быть связаны с формированием поверхностных локализованных спин-поляризованных состояний на границе раздела магнитных металлических наночастиц типа Co с полупроводником [286]. В [306*] развита методика получения квазирегулярных ансамблей Co наноцилиндров контролируемой высоты (магнитной анизотропии) на поверхности GaAs- структур с тонким проводящим *n*-GaAs слоем с использованием в качестве маски пористого анодного оксида алюминия (АОА), полученного способом [307*]. Заполнение пор оксида алюминия осуществлено гальваническим осаждением кобальта из раствора CoCl₂, обеспечившим снижение выделение водорода и равномерный рост Co в порах. Установлено, что даже при небольшом отношении длины Co наноцилиндров к их диаметру $l/d \approx 2$ преимущественное направление магнитной анизотропии совпадает с осью наноцилиндров, т.е. перпендикулярно к поверхности АОА(Co)/GaAs гетероструктур. В настоящее время проводятся работы по созданию транзисторных АОА(Co)/GaAs структур для наблюдения магниторезистивных эффектов в условиях латерального транспорта спин-поляризованных электронов.

Выводы к Главе 5

Таким образом, при исследованиях транзисторных структур металл-оксид-полупроводник (МОП) на основе слоев легированного слабокомпенсированного Si:B ($N_A = 10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$) получены следующие основные результаты.

Впервые обнаружен дополнительный квази-2D канал прыжковой проводимости, который формируется в условиях пересечения уровня Ферми с объемной примесной зоной в переходной области, разделяющей ионизованные и нейтральные акцепторы [204*-207*]. Изгиб зон полупроводника,

необходимый для формирования квази-2D канала проводимости, и его энергия активации зависят от уровня легирования и определяются уширением примесной зоны вследствие генерации флуктуационного потенциала (ФП) ионизованными акцепторами в условиях нелинейного экранирования ФП носителями квази-2D канала [207*, 208*]. Показано, что энергия активации квази-2D канала прыжкового переноса приблизительно в 2 раза меньше энергии активации прыжковой проводимости ε_3 в объеме Si:B.

Флуктуационная природа уширения примесной зоны подтверждается результатами исследований зависимости проводимости квази-2D канала σ_c от продольного электрического поля E , которая, как было установлено, имеет пороговый характер и, начиная с некоторого поля, подчиняется закону, $\ln \sigma(E) \propto E^{1/2}$, в соответствие с представлениями о неомических свойствах неупорядоченных систем со случайным кулоновским потенциалом [208*].

Установлено, что дырочный канал обогащения в Si:B МОП структурах формируется при относительно высоких напряжениях полевого электрода, изменяющихся с уровнем легирования, что обусловлено заполнением примесной A^+ - зоны в условиях квантования дырочного газа [207*].

При эффекте поля в примесной зоне Si:B МОП структур обнаружены мезоскопические флуктуации недиагональной (холловской) компоненты тензора сопротивления R_{xy} , которые наблюдаются в объектах макроскопических размеров [209*, 210*]. Флуктуации R_{xy} по природе своей отличаются от флуктуаций продольного сопротивления R_{xx} тем, что определяются перестройкой бесконечного кластера, и их анализ дает возможность непосредственной экспериментальной оценки важного параметра перколяционной системы – радиуса корреляции кластера L_c [210*].

Показано, что мезоскопические флуктуации в R_{xy} носят общий характер и могут наблюдаться в других перколяционных системах в условиях, когда в результате внешнего воздействия происходит случайное изменение путей протекания. В частности, такого типа флуктуации обнаружены в Si:B МОП структурах при относительно высоких температурах (~ 77 К) в режиме

транспорта свободных дырок во флуктуационном потенциале ионизованных примесей поверхностного p -слоя, обедняемого под действием эффекта поля [211*].

Мезоскопические эффекты в R_{xy} обнаружены также в магнитных перколяционных системах с активационным характером проводимости [в гранулированных пленках $\text{Fe}_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$ с $x = 0.5-0.6$, полупроводниковых слоях $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ ($x \approx 0.1$), в $\text{GaAs}/\delta\langle\text{Mn}\rangle/\text{GaAs}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ структурах с высоким содержанием Mn ($N_{\text{Mn}} \approx 1 \text{ ML}$)], обладающих эффектом гигантского отрицательного магнетосопротивления [212*-215*]. Показано, что зависимость R_{xy} от магнитного поля B определяется в этих системах не только эффектом Холла, но и в значительной степени мезоскопическим эффектом, обусловленным пространственным изменением путей протекания тока под действием магнитного поля. Эффект мезоскопии проявляется в различии полевого поведения четной составляющей по полю поперечного $R_{xy}(B)$ и продольного $R_{xx}(B)$ сопротивлений, что позволяет из сопоставления этих зависимостей оценить характерный масштаб магнито-электрических неоднородностей. Изучение этих флуктуаций в [212*-215*] позволило получить важную информацию не только о масштабах магнито-электрических неоднородностей, но и выявить необычные особенности поведения эффекта Холла в этих перколяционных системах: минимум тангенса холловского угла, наблюдаемый в $\text{Fe}_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$ нанокompозитах на диэлектрической стороне перколяционного перехода [254*]; аномальный эффект Холла в слоях $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ ($x \approx 0.1$) с перколяционной проводимостью, который в парамагнитной области температур оказывается выше, чем в ферромагнитной [214*]; гигантский рост холловской концентрации дырок (до $\approx 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$), наблюдаемый в окрестности ферромагнитного перехода в $\text{GaAs}/\delta\langle\text{Mn}\rangle/\text{GaAs}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ структурах с высоким содержанием Mn ($N_{\text{Mn}} \approx 1 \text{ MC}$) [215*].

Заключение

Описанные в диссертационной работе исследования направлены главным образом на выяснение закономерностей электронного транспорта в Si структурах с высоким уровнем легирования и малой компенсацией в условиях, когда существенную роль играет эффект поля в примесной зоне, взаимодействие фотовозбужденных или равновесных носителей заряда с примесными центрами и их перенос по зоне, сформированной состояниями этих центров. Актуальность данного направления определяется тем, что рассмотренные явления могут быть использованы, в частности, при разработке матричных высокочувствительных датчиков среднего и дальнего ИК диапазонов на основе структур с блокированной прыжковой проводимостью (ВІВ-структур) и Si МОП транзисторов со встроенным каналом проводимости, используемых в качестве входных каскадов в устройствах криоэлектроники.

Основные результаты диссертационных исследований отражены в публикациях [А1-А45], список которых приведен ниже, и заключаются в следующем:

1. Установлено, что в Si:B с малой компенсацией ($K \leq 10^{-3}$) кинетика релаксации примесной фотопроводимости (ПФП) при температурах ≥ 10 К в значительной степени контролируется прилипанием дырок к нейтральным атомам бора. При концентрациях бора $N_A \geq 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ($N_A^{-1/3} \leq 3 \cdot a_i$, где a_i – боровский радиус A^+ -состояния атомов В) существенно взаимодействие между нейтральными атомами бора, в результате чего характерная энергия центров прилипания увеличивается.

2. Показано, что в греющих электрических полях коэффициент прилипания дырок $\theta = \tau_{rl}/\tau$ (отношение времени релаксации ПФП к времени жизни дырок) незначительно увеличивается до энергий дырок $\bar{\varepsilon}_k \approx 2$ мэВ, а при энергиях ≥ 4 мэВ падает с ростом поля корневым образом, что обусловлено уменьшением коэффициента захвата дырок на нейтральные центры из-за увеличения в поле их средней энергии. Результаты эксперимента подтверждаются вариационными расчетами, которые учитывают конечный размер потенциала нейтрального

центра и коротковолновый характер электрон-фонного взаимодействия в полупроводниках типа Ge и Si.

3. Обнаружено, что при концентрациях бора $N_A \geq 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и температурах $\leq 7 \text{ К}$ не прямой захват дырок из A^+ -зоны на отрицательно заряженные акцепторы (A^- -центры) существенным образом определяет форму кривых релаксации ПФП: на кривых релаксации помимо медленной составляющей начинает наблюдаться быстрая компонента ПФП, амплитуда которой растет с уменьшением температуры, что связано с усилением роли непрямого канала рекомбинации дырок через примесную A^+ -зону.

4. Установлено, что при относительно высоких температурах ($\approx 18 \text{ К}$), когда не прямой канал рекомбинации зонного типа несущественен, коэффициент захвата дырок на A^- -центры α^- линейно возрастает с увеличением уровня легирования. Рост α^- объясняется неупругим захватом дырок нейтральными акцепторами, расположенными вблизи притягивающего A^- -центра, что способствует остыванию дырок и обуславливает дополнительный канал рекомбинации фотодырок, не связанный с их перемещением в A^+ -зоне.

5. Разработана компактная фотоэлектрическая приставка к транспортному сосуду Дьюара, позволяющая изучать примесную фотопроводимость полупроводниковых структур при субнановаттных потоках фонового и сигнального излучений.

6. Развита метод термостимулированной проводимости (ТСП) для выявления в легированном Si с малой компенсацией ($K \leq 10^{-3}$) более мелких, чем основная, сопутствующих примесей (СП) при их содержании $N_s < N_{comp}$ - концентрации компенсирующих центров. Метод ТСП апробирован на примере выявления СП бора в Si:Ga с компенсацией $K \sim 10^{-3}$, а также изучения эффекта Френкеля-Пула для СП бора в этом материале. Показано, что энергия активации СП бора уменьшается в электрическом поле заметно слабее, чем следует из обычно используемой одномерной модели.

7. Обнаружено, что вольт-амперные характеристики ВІВ-структур на основе Si:B и Si:As с уровнем легирования активного слоя $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ демонстрируют

при $T < 6$ К особенности, связанные с ограничением тока прыжковым транспортом в примесной зоне. Модель, основанная на представлениях об эффекте Френкеля-Пула в примесной зоне, позволяет удовлетворительно описать ВАХ ВІВ структур в широком диапазоне экспериментальных условий и определить величину прыжковой проводимости в слабом поле.

8. На примере Si:B ВІВ-структур с уровнем легирования активного слоя $N_A \approx 10^{18}$ см⁻³ обнаружен новый механизм приповерхностной фототермополевой ионизации примесей, имеющий линейчатый характер и позволяющий идентифицировать природу примеси в переходной *i*-Si/*p*-Si области.

9. Установлено, что падение фотопроводимости Si:B ВІВ-структур ($N_A \approx 10^{18}$ см⁻³) в магнитном поле, направленном параллельно электрическому полю, происходит, главным образом, из-за уменьшения коэффициента умножения дырок M_g и увеличения энергии активации прыжковой проводимости в активном слое в условиях ограничения фотоотклика структур прыжковым транспортом. При пониженных напряжениях смещения ($V_b \leq 0.4$ В), когда $M_g \approx 1$, и повышенных температурах $T \approx 9$ К падение фототока не превышает 2 раз в полях до 30 Тл.

10. Обнаружен необычный монополярный фотовольтаический эффект, проявляющийся в Si:B ВІВ-структурах с малой толщиной (3 мкм) блокирующего слоя. Установлено, что фотоэдс возникает при энергиях квантов больших энергии ионизации бора, причем ее величина не зависит от интенсивности фотовозбуждения (при $\Phi > 10^{13}$ фотон/см²·с) и в пределах низких температур близка к энергии активации прыжковой проводимости ε_3 активного слоя. Фотовольтаический эффект объясняется баллистическим пролетом дырок, фотоэмитированных из контакта, через блокирующий слой; их быстрым остыванием в активном слое из-за неупругого захвата на нейтральные центры, а также наличием потенциального барьера $\approx \varepsilon_3$ между активным и блокирующим слоями.

11. Продемонстрирована эффективность использования ВІВ-структур для магнитооптических исследований в сильных импульсных (до 60 Тл) магнитных

полях, в частности, для исследований излучения квантовых каскадных лазеров (ККЛ), в том числе в области допороговых токов. Обнаружен эффект гигантской модуляции ($\sim 10^3$ раз) интенсивности излучения ККЛ магнитным полем, обусловленный межподзонными магнитофононными резонансами (антирезонансами) в условиях квантования Ландау. Данное наблюдение является прямым доказательством формирования «фононного горла» в электронной системе на основе 0D сильно вырожденных состояний.

12. Разработан компактный спектрометр на основе ККЛ, который обладает достаточной мощностью излучения и стабильностью для осуществления исследований циклотронного резонанса в сильных импульсных полях до 60 Тл.

13. Изучены транспортные свойства транзисторных МОП структур на основе слоев легированного слабокомпенсированного Si:B ($N_A = 10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$) в условиях эффекта поля. Обнаружен квази-2D канал прыжковой проводимости, формируемый при пересечении уровня Ферми с объемной примесной зоной в переходной области, разделяющей ионизованные и нейтральные акцепторы. Установлено, что энергия активации квази-2D канала проводимости зависит от уровня легирования и определяется уширением примесной зоны вследствие генерации флуктуационного потенциала (ФП) ионизованными акцепторами в условиях нелинейного экранирования ФП носителями квази-2D канала.

14. Флуктуационная природа уширения примесной зоны подтверждается результатами исследований зависимости проводимости квази-2D канала σ от продольного электрического поля E , которая, как было установлено, имеет пороговый характер и, начиная с некоторого поля, подчиняется закону, $\ln \sigma(E) \propto E^{1/2}$, в соответствие с представлениями о неомических свойствах неупорядоченных систем со случайным кулоновским потенциалом.

15. Установлено, что дырочный канал обогащения в Si:B МОП структурах формируется при относительно высоких напряжениях полевого электрода, изменяющихся с уровнем легирования, что обусловлено заполнением примесной A^+ - зоны в условиях квантования дырочного газа.

16. В условиях эффекта поля в примесной зоне Si:B МОП структур

обнаружены мезоскопические флуктуации недиагональной (холловской) компоненты тензора сопротивления R_{xy} . Показано, что флуктуации R_{xy} определяются проводящими цепочками, образующими бесконечный кластер, а их анализ дает возможность экспериментальной оценки важного параметра перколяционной системы – радиуса корреляции кластера L_c .

17. Показано, что мезоскопические флуктуации в R_{xy} носят общий характер и могут наблюдаться в других перколяционных системах в условиях, когда в результате внешнего воздействия происходит случайное изменение путей протекания. В частности, флуктуации в R_{xy} обнаружены в Si:B МОП структурах при относительно высоких температурах (~ 77 К) в режиме транспорта свободных дырок во флуктуационном потенциале ионизованных примесей поверхностного p -слоя.

18. Мезоскопические эффекты в R_{xy} обнаружены в магнитных перколяционных системах с активационным характером проводимости, обладающих эффектом гигантского отрицательного магнетосопротивления [в гранулированных пленках $\text{Fe}_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$ с $x = 0.5-0.6$, полупроводниковых слоях $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ ($x \approx 0.1$), в $\text{GaAs}/\delta\langle\text{Mn}\rangle/\text{GaAs}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ структурах типа квантовых ям с высоким содержанием Mn ($N_{\text{Mn}} \approx 1$ ML)]. Изучение этих флуктуаций позволило получить важную информацию не только о масштабах магнито-электрических неоднородностей, но и выявить необычный характер поведения эффекта Холла: 1) минимум в концентрационной зависимости тангенса холловского угла, наблюдаемый в $\text{Fe}_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$ нанокompозитах на диэлектрической стороне перколяционного перехода; 2) аномальный эффект Холла в слоях $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ ($x \approx 0.1$), который в парамагнитной области температур оказывается выше, чем в ферромагнитной (ФМ); 3) гигантский рост холловской концентрации дырок (до $\approx 2 \cdot 10^{13}$ см^{-2}) в окрестности ФМ перехода в $\text{GaAs}/\delta\langle\text{Mn}\rangle/\text{GaAs}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ гетероструктурах с высоким содержанием Mn ($N_{\text{Mn}} \approx 1$ ML).

19. Развита методика получения квазирегулярных ансамблей Со наноцилиндров контролируемой высоты на поверхности GaAs- структур с

тонким проводящим n -GaAs слоем с использованием в качестве маски пористого анодного оксида алюминия (АОА). Заполнение пор оксида алюминия осуществлено гальваническим осаждением кобальта из раствора CoCl_2 , обеспечившим снижение выделение водорода и равномерный рост Co в порах. Установлено, что даже при небольшом отношении длины Co наноцилиндров к их диаметру $l/d \approx 2$ преимущественное направление магнитной анизотропии совпадает с осью наноцилиндров.

Наконец, отметим некоторые интересные результаты недавних экспериментов по изучению возможности создания высокотемпературных ферромагнетиков на основе Si-Mn сплавов, которые привлекательны для разработки элементов спинтроники, легко интегрируемых в современную технологию микроэлектроники. В частности, было обнаружено, что в $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$ сплавах с небольшим избытком Mn ($x \approx 0.5$) относительно стехиометрического моносилицида MnSi температура Кюри возрастает более чем на порядок по сравнению с MnSi ($T_C \approx 30$ К). При этом концентрация носителей заряда (дырок) резко падает, а их подвижность при 100 К на порядок увеличивается. Сравнительные исследования аномального эффекта Холла и экваториального эффекта Керра показали, что ферромагнитный переход в данной системе происходит при температуре Кюри $T_C \geq 300$ К; носит глобальный характер и не связан с фазовой сегрегацией [309*]. Механизм высокотемпературного ФМ в нестехиометрических сплавах $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$ ($x \approx 0.5$) пока неясен. Предположительно, ФМ в этом случае связан не только с формированием дефектов с локализованным магнитным моментом и их обменом через спиновые флуктуации MnSi матрицы по механизму [310], но и с локальным изменением структуры матрицы. Данное обнаружение стимулировало развитие нового направления исследований в Si спинтронике, которое интенсивно развивается нами в настоящее время.

Список публикаций по теме диссертации

- 1А. Ждан А.Г., Засавицкий И.И., Лифшиц Т.М., **Рыльков В.В.**, Шотов А.П. Установка для измерения быстрых релаксационных процессов в примесных фотопроводниках // **ПТЭ**. – 1985. – вып.6. – С. 177-180.
- 2А. Ждан А.Г., Лифшиц Т.М., **Рыльков В.В.** Проявление A^+ - центров и A^+_2 - комплексов в кинетике релаксации примесной фотопроводимости дырочного кремния // **ФТП**. – 1987. – Т.21, вып.2. – С. 217-221.
- 3А. Ворожцова Л.А., Мельников А.П., **Рыльков В.В.** Время жизни и подвижность электронов D^- - зоны в кремнии // **Письма в ЖЭТФ**. – 1987. – Т.46, вып.4. – С. 170-172.
- 4А. Ждан А.Г., Мельников А.П., **Рыльков В.В.** Межпримесная рекомбинация дырок через A^+ -состояния в слабо компенсированном Si:B // **ФТП**. – 1988. – Т.22, вып.6. – С. 1011-1015.
- 5А. **Рыльков В.В.** Захват дырок на отрицательно заряженные атомы бора в легированном слабо компенсированном кремнии при низких температурах **ФТП**. – 1988. – Т.22, вып.9. – С. 1661-1665.
- 6А. Веденеев А.С., Ждан А.Г., **Рыльков В.В.**, Шафран А.Г. Способ определения параметров примесей в полупроводниках // **Авт. свид. СССР** №1584666, 1988.
- 7А. Ждан А.Г., **Рыльков В.В.**, Фомин В.В., Шафран А.Г. Способ контроля фоточувствительности приемников излучения // **Авт. свид. СССР** №1785050, 1990.
- 8А. Дмитриев С.Г., **Рыльков В.В.**, Шагимуратов О.Г. О характере рассеяния носителей заряда на мелких нейтральных центрах в полупроводниках // **ФТП**. – 1991. – Т.25, вып.2. – С. 360-363.
- 9А. Веденеев А.С., Ждан А.Г., **Рыльков В.В.**, Шафран А.Г.. Определение сечения фотоионизации легирующих примесей из измерений эффекта Холла // **ФТП**. – 1992. – Т.26, вып.6. – С. 1096-1099.
- 10А. Ждан А.Г., Козлов А.М., Костинская Т.А., Кочеров В.Ф., **Рыльков В.В.** Динамические вольт-амперные характеристики фоточувствительных

слоистых структур на основе сильно легированного Si:As с блокированной проводимостью по примесной зоне // **ФТП.** – 1992. – Т.26, вып.12. – С. 2024-2030.

- 11A. Dmitriev S.G., Zhdan A.G., Kozlov A.M., Lifshits T.M., **Rylkov V.V.**, Shagimuratov O.G. Energy dependence of the carrier capture coefficient for neutral shallow impurities in semiconductors. **Semicond. Sci. Technol.** . – 1993. – V.8, № 4. – P. 544-548.
- 12A. Ждан А.Г., Лифшиц Т.М., **Рыльков В.В.**, Шафран А.Г. Резонансы в температурной зависимости электропроводности легированного кремния, обусловленные возбужденными состояниями примесей // **ФТП.** – 1993. – Т.27, вып.5. – С. 845-848.
- 13A. Vedeneev A.S., Gaivoronskii A.G., Zhdan A.G., Modelli A., **Rylkov V.V.**, Tkach Yu.Ya. Field effect in weakly-compensated Si under condition of impurity conduction // **Appl. Phys. Lett.** – 1994. – V.64, № 19. – P. 2566-2568.
- 14A. Веденеев А.С., Гайворонский А.Г., Ждан А.Г., Моделли А., **Рыльков В.В.**, Ткач Ю.Я. Эволюция примесной зоны при низкотемпературном эффекте поля в слабокомпенсированном кремнии с высоким уровнем легирования // **Письма в ЖЭТФ.** – 1994. – Т.60, вып. 6. – С. 457-461.
- 15A. Ждан А.Г., Козлов А.М., Клёмин С.Н., **Рыльков В.В.** Криогенная приставка к транспортному сосуду Дьюара для исследования примесной фотопроводимости полупроводников при субнановаттных потоках излучения // **ПТЭ.** – 1994. – вып.2. – С. 189-191.
- 16A. Aronzon V.A., **Rylkov V.V.**, Vedeneev A.S. Mesoscopic effects in macroscopic structure with quasi-2D hopping conductivity // **Czechoslovak J. of Physics.** – 1996. – V.46, № 4 Suppl. – P. 2365-2366.
- 17A. Леотин Ж., **Рыльков В.В.** Термоактивационная спектроскопия малых количеств сопутствующих примесей в легированном слабокомпенсированном кремнии // **ФТП.** – 1996. – Т.30, вып.8. – С. 1525-1533.
- 18A. Козлов А.М., **Рыльков В.В.** Эффект Френкеля-Пула для примеси бора в кремнии в сильных греющих электрических полях // **ФТП.** – 1997. – Т.31,

вып.7. – С. 777-780.

- 19А. Аронзон Б.А., Веденеев А.С., **Рыльков В.В.** Мезоскопические эффекты в области прыжковой проводимости макроскопических квази-2D объектов // **ФТП.** – 1997. – Т.31, вып. 6. – С. 648-652.
- 20А. Aronzon B.A., Likalter A.A., **Rylkov V.V.**, Sarychev A.K., Sedova M.A., Varfolomeev A.E. Studies of Magnetoresistance and Hall Effect in Insulation Fe/SiO₂ Granular Films // **Phys. Stat. Sol. (b).** – 1998. – V.205. – P. 151-155.
- 21А. Аронзон А.Б., Ковалев Д.Ю., Козлов А.М., Леотин Ж., **Рыльков В.В.** Вольт-амперные характеристики структур на основе Si:B с блокированной проводимостью по примесной зоне в режиме ограничения фотоотклика прыжковым транспортом // **ФТП.** – 1998. – Т.32, вып.2. – С. 192-199.
- 22А. Pasquier S., Meny C., Asadauskas L., Leotin J., Aronzon B.A., **Rylkov V.V.**, Conedera V., Fabre N., J. L. Regolini, and C. Morin. Photofield interface impurity spectroscopy in blocked impurity band Si:B structures // **J. Appl. Phys.** – 1998. – V.83, № 8. – P. 4222-4229.
- 23А. Аронзон Б.А., Асадаускас Л., Бразис Р., Ковалев Д.Ю., Леотин Ж., **Рыльков В.В.** Фотовольтаический эффект в области примесного поглощения в Si- структурах с блокированной проводимостью по примесной зоне // **ФТП.** – 1999. – Т. 33, вып. 4. – С. 456-463.
- 24А. Ковалев Д.Ю., Седова М.В., Самойлов М.В., Аронзон Б.А., **Рыльков В.В.** Концентрационное поведение аномального эффекта холла в гранулированных пленках Fe/SiO₂ в области перколяционного перехода // **Радиотехника и электроника.** – 2000. – Т.45, вып. 7. – С. 851-855.
- 25А. Аронзон Б.А., Грановский А.Б., Ковалев Д.Ю., Мейлихов Е.З., **Рыльков В.В.**, Седова М.А. Концентрационная зависимость аномального эффекта Холла в гранулированных пленках Fe/SiO₂ ниже порога протекания // **Письма в ЖЭТФ.** – 2000. – Т.11, вып. 11. – С. 687-692.
- 26А. **Рыльков В.В.**, Ковалев Д.Ю., Козлов А.М., Аронзон Б.А., Asadauskas L., Leotin J. Фотовольтаический эффект в области примесного поглощения в Si-структурах с блокированной проводимостью по примесной зоне //

Известия РАН Серия Физическая. – 2000. – Т. 64, № 2. – С 249-252.

- 27A. Kovalev D.Yu., **Rylkov V.V.**, Aronzon B.A., Asadauskas L., Leotin J. FIR photovoltaic effect in a boron-doped silicon structure // **Physica B.** – 2000. – V. 284-288, – P. 1183-1184.
- 28A. **Rylkov V.V.**, Leotin J., Asadauskas L., Aronzon B.A., Kovalev D.Yu. Far infrared photovoltage effect in a blocked impurity band detector // **J. Appl. Phys.** – 2002. – V.91, № 7. – P. 4511-4514.
- 29A. Smirnov D., Becker C, Drachenko O., **Rylkov V.V.**, Page H., Leotin J., Sirtory C. Control of electron-optical-phonon scattering rates in quantum cascade lasers // **Phys. Rev. B (Rapid Comm.)**. – 2002. – V.66, № 12. – P. 121305-121308.
- 30A. Becker C, Sirtory C., Drachenko O., **Rylkov V.**, Smirnov D., Leotin J. GaAs quantum box cascade lasers // **Appl. Phys. Lett.** – 2002. – V.81, № 16. – P. 2941-2943.
- 31A. **Рыльков В.В.**, Аронзон Б.А., Давыдов А.Б., Ковалев Д.Ю., Мейлихов Е.З. Долговременная релаксация магнитосопротивления в гранулярном ферромагнетике // **ЖЭТФ.** – 2002. – Т.121, вып. 4. – С. 908-914.
- 32A. Drachenko O., Smirnov D., Leotin J., **Rylkov V.**, Page H., Sirtory C. Energy relaxation of magnetically confined electrons in quantum cascade laser // **Physica E.** – 2004. – V.20. – P. 503-506.
- 33A. Drachenko O., Smirnov D., Leotin J., **Rylkov V.**, Page H., and Sirtori C. Intersubband lifetime tuning by magnetophonon resonance in GaAs/GaAlAs quantum cascade lasers // **Physica B.** – 2004. – V. 346-347, № 4. – P. 498-502.
- 34A. Аронзон Б.А., Ковалев Д.Ю., **Рыльков В.В.** Неомическая прыжковая квази-2D проводимость и кинетика ее релаксации // **ФТП.** – 2005. – Т. 39, вып. 7. – С. 844-852.
- 35A. Drachenko O., Bansal B., **Rylkov V.V.**, Galibert J., Dixit V.K., Leotin J. Application of quantum cascade lasers for cyclotron resonance measurements in InAs_xSb_{1-x} alloys // **Proc. of 12th Int. Conf. on Narrow Gap Semiconductors**, Toulouse, France, July 3-7, 2005 / Toulouse, 2005. – P. 143-148.
- 36A. Drachenko O., Leotin J., **Rylkov V.V.** Compact terahertz cyclotron resonance

- spectrometer in high magnetic fields // **Proc. of the Joint 30th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves & Terahertz Electronics (IRMMW-THz)**, Williamsburg, USA, Sept. 19-23, 2005 / Williamsburg, 2005. – V.1 – P. 20 – 21.
- 37A. Semtsiv M.P., Dressler S., Masselink W.T., **Rylkov V.V.**, Galibert J., Goiran M., Léotin J. Symmetry of the conduction-band minimum in AlP-GaP quantum wells // **Phys. Rev. B (Rapid Comm.)**. – 2006. – V.74, № 4. – P. 041303-041306.
- 38A. Аронзон Б.А., Драченко А.Н., **Рыльков В.В.**, Леотин Ж. Влияние сильных магнитных полей на фотоотклик Si:B структур с блокированной проводимостью по примесной зоне // **ФТП**. – 2006. – Т. 40, вып. 7. – С. 819-823.
- 39A. Аронзон Б.А., Веденеев А.С., Панферов А.А., **Рыльков В.В.** Мезоскопические флуктуации проводимости при обеднении встроенного канала полевого транзистора // **ФТП**. – 2006. – Т.40, вып. 9. – С. 1082-1086.
- 40A. Drachenko O., Goiran M., **Rylkov V.V.**, Barbieri S., Sirtori C., Schneider H., Helm M., Leotin J. Portable THz cyclotron resonance spectrometer in the range 3 to 30 THz // **Proc. of the Joint 32nd Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves & Terahertz Electronics (IRMMW-THz)**, Cardiff, UK, Sept. 2-7, 2007 / Cardiff, 2007. – P. 964 – 965.
- 41A. **Рыльков В.В.**, Аронзон Б.А., Лагутин А.С., Подольский В.В., Лесников В.П., Goiran M., Galibert J., Raquet B., Léotin J. Транспортные особенности InMnAs слоев, полученных осаждением из лазерной плазмы, в сильных магнитных полях // **ЖЭТФ**. – 2009. – Т.135, вып. 1. – С. 164-175.
- 42A. Goiran M., Poumirol J.M., Semtsiv M.P., Masselink W. T., Smirnov D., **Rylkov V.V.**, and Léotin J. Magnetospectroscopy of AlP Quantum Wells // **AIP Conf. Proc.** – 2009. – V.1147. – P. 3-13.
- 43A. Pankov M.A., Aronzon B.A., **Rylkov V.V.**, Davydov A.B., Tugushev V.V., Caprara S., Likhachev I.A., Pashaev E.M., Chuev M.A., Lähderanta E., Vedeneev A.S., Bugaev A.S. Peculiarities of Hall effect in GaAs/ δ -Mn/GaAs/In_xGa_{1-x}As/GaAs ($x \approx 0.2$) heterostructures with high Mn

content // **Eur. Phys. J. B.** – 2012. – V.85, № 6. – P. 206-216.

- 44А. Гудков В.А., Веденеев А.С., **Рыльков В.В.**, Темиряева М.П., Козлов А.М., Николаев С.Н., Панков М.А., Голованов А.Н., Семисалова А.С., Перов Н.С., Духновский М.П., Бугаев А.С. Синтез пространственно упорядоченного ансамбля Co наноцилиндров в матрице пористого оксида алюминия на поверхности GaAs-структур // **Письма ЖТФ.** – 2013. – Т.39, вып. 18. – С. 17-24.
- 45А. Бугаев А.С., Веденеев А.С., Духновский М.П., Ратникова А.К., **Рыльков В.В.**, Федоров Ю.Ю. Способ получения пористого слоя оксида алюминия на изолирующей подложке // **Патент РФ на изобретение №2489768** от 16.01.2012 / Опубликовано: 10.08.2013. Бюл. №22.
- 46А. **Rylkov V.V.**, Gan'shina E.A., Novodvorskii O.A., Nikolaev S.N., Novikov A.I., Kulatov E.T., Tugushev V.V., Granovskii A.B. and Panchenko V.Ya. Defect-induced high-temperature ferromagnetism in $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$ ($x \approx 0.52-0.55$) alloys // **Europhys. Lett.** – 2013. – V.103. – P. 57014-57019.

Литература

1. Звягин И.П. Кинетические явления в неупорядоченных полупроводниках / М.: Изд-во Моск. ун-та, 1984. – 192 с.
2. Charge Transport in Disordered Solids with Application in Electronics / ed. by S. Baranovski. – Wiley&Sons, 2006. - 498 p.
3. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников / М. : Наука, 1979. – 416 с.
4. Sclar N. Properties of doped Silicon and Germanium infrared detectors // Prog. Quant. Electron. – 1984. – V.9, № 3. – P.149-257.
5. Petroff M.D., Stapelbroek M.G., Kleihans W.A. Detection of individual 0.4-28 μm wavelength photons via impurity-impact ionization in a solid-state photomultiplier // Appl. Phys. Lett. – 1987. – V.51, №6. – P. 406-408.
6. Rogalski A. Infrared detectors: status and trends // Prog. Quant. Electron. – 2003. – V.27, № 1. – P. 59-210.
7. Mainzer A.K., Hong J., Stapelbroek M.G., Hogue H., Molyneux D., Ressler M.E., Atkins E., Reekstin J., Werner M., Youn E. A New Large-Well 1024x1024 Si:As Detector for the Mid-Infrared // Proc. of SPIE. – 2005. – V.5881. – P. 58810Y.
8. Szmulowicz F., Madarsz F.L. Blocked impurity band detectors – An analytical model: Figures of merit // J. Appl. Phys. – 1987. – V.62, № 6. – P. 2533-2540.
9. Гершензон Е.М., Мельников А.П., Рабинович Р.И., Серебрякова Н.А. Примесные H-подобные центры и обусловленные ими молекулярные комплексы в полупроводниках // УФН. – 1980. – Т.132, вып. 2. – С. 353-378.
10. Звягин И.П. Управление прыжковой проводимостью компенсированных полупроводников с помощью электрического поля // ДАН СССР. – 1977. – Т.237, № 1. – С.75-78.
11. Райх М.Э., Рузин И.М. Мезоскопическое поведение температурной зависимости поперечной прыжковой проводимости аморфной пленки // Письма в ЖЭТФ. – 1986. – Т.43, вып.9. – С. 437-439.

12. Žutić I., Fabian O., Das Sarma S. Spintronics: Fundamentals and applications // Rev. Mod. Phys. – 2004. – V.76, № 2. – P. 323-410.
13. Годик Э.Э. Быстрые электронные процессы в примесных фотопроводниках / Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук, М., 1980. - 260с. /ИРЭ РАН/.
14. Гершензон Е.М., Гольцман Г.Н., Мельников А.П. Об энергии связи носителя заряда с нейтральным примесным атомом в германии и кремнии // Письма в ЖЭТФ. – 1971. – Т.14, вып.5. – С. 281-283.
15. Годик Э.Э., Курицин Ю.А., Синис В.П. Захват дырок нейтральными атомами бора в кремнии // Письма в ЖЭТФ. – 1971. – Т.14, вып.6. – С. 377-379.
16. Ансельм А.И. Влияние резонансного рассеяния носителей тока на центрах примесей на электрические свойства атомных полупроводников // ЖЭТФ. – 1953. – Т.24, вып.1. – С. 83-89.
17. Lampert M.A. Mobile and Immobile Effective-Mass-Particle Complexes in Nonmetallic Solids // Phys. Rev. Lett. – 1958. – V.1, № 12. – P. 450-453.
18. Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах: в 2-х томах / Пер. с англ. под ред. Коломийца Б.Т. – М. : Мир, 1982. – Т.1. – 368 с.
19. Huant S., Najda S.P., Etienne B. Two-dimensional D^- centers // Phys. Rev. Lett. – 1990. – V.65, № 12. – P. 1486-1489.
20. Huant S., Ariane M., Zhu J., Louie S.G., Pang T., Etienne B. Well-width dependence of D^- cyclotron resonance in quantum wells // Phys. Rev. B – 1993. – V.48, № 4. – P. 2370–2375.
21. Kono J., Lee S.T., Salib M.S., Herold G.S., Petrou A., McCombe B.D. Optically detected far-infrared resonances in doped GaAs quantum wells // Phys. Rev. B – 1995. – V.52, № 12. – P. R8654–R8657.
22. Агринская Н.В., Козуб В.И., Иванов Л.Ю., Устинов В.М., Черняев А.В., Шамшур Д.В. Низкотемпературная прыжковая проводимость по верхней зоне Хаббарда в многослойных структурах p-GaAs/AlGaAs // ЖЭТФ. – 2001. – Т.120, вып.2. – С. 480-485.

23. Kozub V.I., Agrinskaya N.V. Metal-insulator transition in two dimensions: Role of the upper Hubbard band // *Phys. Rev. B* – 2001. – V.64, № 12. – P. 245103–245113.
24. Агринская Н.В., Козуб В.И., Устинов В.М., Черняев А.В., Шамшур Д.В. Проявление кулоновской щели в двумерных структурах p-GaAs-AlGaAs в условиях заполнения верхней зоны Хаббарда // *Письма в ЖЭТФ*. – 2002. – Т.76, вып.6. – С. 420-424.
25. Иванов Ю.Л., Агринская Н.В., Петров П.В., Устинов В.М., Цырлин Г.Э. Проявление A(+) центров в люминесценции двумерных структур GaAs/AlGaAs // *ФТП*. – 2002. – Т.36, вып.8. – С. 993-995.
26. Петров П.В., Иванов Ю.Л., Романов К.С., Тонких А.А., Аверкиев Н.С. Циркулярно поляризованная фотолюминесценция, связанная с A(+)-центрами в квантовых ямах GaAs/AlGaAs // *ФТП*. – 2006. – Т.40, вып.9. – С. 1099-1102.
27. Petrov P.V., Ivanov Yu.L., Sedov V.E., Sablina N.I., Averkiev N.S. Optical studies of A⁺ –centers in GaAs/AlGaAs quantum wells. Energy structure of the isolated centers, and their collective behavior // *Physica B* – 2009 – V.404, № 23-24. – P. 5148–5149.
28. Агринская Н.В., Козуб В.И., Полоскин Д.С. О смешанной проводимости, включающей квазиметаллическую проводимость по примесной зоне, в легированных полупроводниковых структурах // *ФТП*. – 2010. – Т.44, вып.4. – С. 491-496.
29. Мельников А.П., Гурвич Ю.А., Шевченко С.А., Шестаков Л.Н., Меньшиков Л.И. Новый механизм проводимости по примесям в кристаллическом слабо легированном некомпенсированном кремнии // *Письма в ЖЭТФ*. – 2002. – Т.75, вып.3. – С. 184-187.
30. Ferrus T., Barnes C.H.W., George R., Lumpkin N., Paul D.J., Pepper M. Activation mechanisms in sodium-doped silicon MOSFETs // *J. Phys.: Condens. Matter* – 2007 – V.19, № 22. – P. 226216–226225.

31. Ferrus T., George R., Barnes C.H.W., Lumpkin N., Paul D.J., Pepper M. Magnetoconductivity of Hubbard bands induced in silicon MOSFETs // *Physica B* – 2007 – V.400, № 1-2. – P. 218–223.
32. Годик Э.Э., Курицин Ю.А., Синис В.П. Проявление A^+ -состояния водородоподобного акцептора в Si в электрическом поле // *ФТП*. – 1974. – Т.8, вып.11. – С. 2116-2119.
33. Александров В.Н., Гершензон Е.М., Мельников А.П., Серебрякова Н.А. Исследование H^- -подобных центров в полупроводниках в субмиллиметровом диапазоне волн // *ЖЭТФ*. – 1976. – Т.70, вып.2. – С. 586-596.
34. Norton P. Formation of the Upper Hubbard Band from Negative - Donor – Ion States in Silicon // *Phys. Rev. Lett.* – 1976. – V.37, № 3. – P. 164-168.
35. Norton P. Photoconductivity from shallow negative donors in silicon: A new far-infrared detector // *J. Appl. Phys.* – 1976. – V.47, № 1. – P. 308-320.
36. Taniguchi M., Hirano M., Narita S. Very Shallow Trapping State in Doped Germanium // *Phys. Rev. Lett.* – 1975. – V.35, № 16. – P. 1095-1098.
37. Narita S., Taniguchi M. Uniaxial Stress Effect on the Electron Affinity of the D^- States in Germanium // *Phys. Rev. Lett.* – 1976. – V.36, № 15. – P. 913-915.
38. Гершензон Е.М., Заяц В.А., Мельников А.П., Рабинович Р.И., Серебрякова Н.А., Товмач Ю.В. Обнаружение порога делокализации H^- -подобных состояний примесных центров в легированных полупроводниках // *Письма в ЖЭТФ*. – 1980. – Т.32, вып.5. – С. 344-347.
39. Kobayashi M., Sawada S., Narita S. Far-Infrared observation of D^- Band in n-Type Germanium // *J. Phys. Soc. Japan.* – 1982. – V.51, № 3. – P. 844-851.
40. Narita S., Shinbashi T., Kobayashi M. Uniaxial Stress and Magnetic Field Effects on Far-Infrared Photoconductivity of D^- Centers in P, As and Li Doped Si Crystals // *J. Phys. Soc. Japan.* – 1982. – V.51, № 7. – P. 2186-2193.
41. Александров В.Н., Гершензон Е.М., Заяц В.А., Мельников А.П., Рабинович Р.И., Серебрякова Н.А., Товмач Ю.В. Спектры примесных комплексов H^-H^+ и псевдопересечения молекулярных термов в полупроводниках // *Письма в ЖЭТФ*. – 1978. – Т.28, вып.4. – С. 226-230.

42. Taniguchi M., Narita S., Nasegawa N., Kobayashi M. Formations of D^- Complexes and D^- band in Germanium // J. Phys. Soc. Japan. – 1978. – V.45, № 2. – P. 545-552.
43. Банная В.Ф., Гершензон Е.М., Мельников А.П., Рабинович Р.И., Трофимов И.Е. H^- -подобные центры и делокализация электронов в полупроводниках // ЖЭТФ. – 1983. – Т.85, вып.2(8). – С. 746-763.
44. Bhatt R.N., Rice T.M. Single-particle energy levels in doped semiconductors at densities below the metal-nonmetal transitions // Phys. Rev. B. – 1981. – V.23, № 4. – P. 1920-1935.
45. Ворожцова Л.А., Гершензон Е.М., Гурвич Ю.А., Исмагилова Ф.М., Мельников А.П., Рабинович Р.И. Время жизни носителей в легированных полупроводниках с очень малой компенсацией // Письма в ЖЭТФ. – 1986. – Т.43, вып.10. – С. 480-482.
46. Абакумов В.Н., Перель В.И., Яссиевич И.Н. Захват носителей заряда на притягивающие центры в полупроводниках (Обзор) // ФТП. – 1978. – Т.12, вып.1. – С. 3-32.
47. Абакумов В.Н., Перель В.И., Яссиевич И.Н. Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках / С.-Петербург : Изд-во «Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова РАН», 1997. – 376 с.
48. Thornton D.D., Honig A. Shallow-Donor Negative Ions and Spin-Polarized Electron Transport in Silicon // Phys. Rev. Lett. – 1973. – V.30, № 19. – P. 909-912.
49. Александров В.Н., Гершензон Е.М., Мельников А.П., Рабинович Р.И., Серебрякова Н.А. О взаимодействии A^+ (D^-) -центров в полупроводниках с заряженными и нейтральными примесями // Письма в ЖЭТФ. – 1975. – Т.22, вып.11. – С. 573-577.
50. *Ждан А.Г., Лифшиц Т.М., **Рыльков В.В.** Проявление A^+ - центров и A^+_2 - комплексов в кинетике релаксации примесной фотопроводимости дырочного кремния // ФТП. – 1987. – Т.21, вып.2. – С. 217-221.

51. *Ворожцова Л.А., Мельников А.П., **Рыльков В.В.** Время жизни и подвижность электронов D⁻ зоны в кремнии // Письма в ЖЭТФ. – 1987. – Т.46, вып.4. – С. 170-172.
52. Гольдгур Е.Б., Рабинович Р.И. Захват электронов на мелкие нейтральные примеси в полупроводниках // ЖЭТФ. – 1983. – Т.84, вып.3. – С. 1109-1118.
53. Гольдгур Е.Б., Рабинович Р.И. Влияние заряженных центров на захват медленных электронов нейтральными примесями в полупроводниках // ФТП. – 1989. – Т.23, вып.9. – С. 1674-1678.
54. ***Рыльков В.В.** Кинетика примесной фотопроводимости легированного слабокомпенсированного кремния / Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, Фрязино, 1988. - 96с. /ИРЭ РАН, Фрязинский филиал/
55. *Dmitriev S.G., Zhdan A.G., Kozlov A.M., Lifshits T.M., **Rylkov V.V.**, Shagimuratov O.G. Energy dependence of the carrier capture coefficient for neutral shallow impurities in semiconductors. Semicond. Sci. Technol. . – 1993. – V.8, № 4. – P. 544-548.
56. Абакумов В.Н., Крещук Л.Н., Яссиевич И.Н. Захват носителей на притягивающие центры в сильных электрических полях // ФТП. – 1978. – Т.12, вып.2. – С. 264-272.
57. Годик Э.Э., Курицин Ю.А., Синис В.П. Влияние электрического поля на захват носителей заряда притягивающими центрами // ФТП. – 1978. – Т.12, вып.2. – С. 351-357.
58. Haegel N.M., Veeman J.W., Luke P.N., Haller E.E. Transient photoconductivity in Ge:Be due to Be⁺ formation // Phys. Rev. B. – 1989. – V.39, № 6. – P. 3677–3682.
59. Norton P., Levinstein M. Recombination Cross Section for Holes at Singly Ionized Copper Impurity in Germanium // Phys. Rev. B. – 1972. – V.6, № 2. – P. 489-497.
60. Румянцев В.В., Морозов С.В., Кудрявцев К.Е., Гавриленко В.И., Козлов Д.В. Особенности релаксации примесной фотопроводимости в кремнии, легированном бором // ФТП. – 2012 – Т.46, вып.11. – С. 1414-1418.

61. Гершензон Е.М., Гольцман Г.Н., Елантьев А.И., Кагане М.Л., Мултановский В.В., Птицина Н.Г. Субмиллиметровая спектроскопия с использованием лампы обратной волны для определения химической природы и концентрации остаточных примесей в чистых полупроводниках // ФТП. – 1983. – Т.17, вып.8. – С. 1430-1436.
62. Алешкин В.Я., Антонов А.А., Гапонов С.В., Дубинов А.А., Красильник З.Ф., Кудрявцев К.Е., Спиваков А.Г., Яблонский А.Н. Перестраиваемый источник терагерцового излучения на основе генерации разностной частоты в кристалле GaP // Письма в ЖЭТФ. – 2008. – Т.88, вып.12. – С. 905-907.
63. Морозов С.В., Маремьянин К.В., Ерофеева И.В., Яблонский А.Н., Антонов А.В., Гавриленко Л.В., Румянцев В.В., Гавриленко В.И. Кинетика терагерцовой фотопроводимости в *p*-Ge в условиях примесного пробоя // ФТП. – 2010. – Т.44, вып.11. – С. 1523-1526.
64. Гершензон Е.М., Гольцман Г.Н., Мултановский В.В., Птицина Н.Г. Захват фотовозбужденных носителей заряда на мелкие примесные центры в германии // ЖЭТФ. – 1979. – Т.77, вып.4(10). – С. 1450-1469.
65. Засавицкий И.И., Мационашвили В.Н., Погодин В.И., Шотов А.П. Влияние гидростатического давления на спектры излучения лазеров $Pb_{1-x}Sn_xSe$ // ФТП. – 1974. – Т.8, вып.4. – С. 732-736.
66. *Ждан А.Г., Засавицкий И.И., Лифшиц Т.М., **Рыльков В.В.**, Шотов А.П. Установка для измерения быстрых релаксационных процессов в примесных фотопроводниках // ПТЭ. – 1985. – вып.6. – С. 177-180.
67. Сурис Р.А., Фукс Б.И. Теория нелинейных переходных процессов в компенсированных полупроводниках // ФТП. – 1980. – Т.14, вып.8. – С. 1507-1517.
68. Жданова Н.Г., Каган М.С., Сурис Р.А., Фукс Б.И. Электрические переходные процессы в компенсированном германии // ФТП. – 1980. – Т.14, вып.8. – С. 1518-1525.
69. Карпус В., Перель В.И. Каскадный захват носителей в полупроводниках в динамическом режиме // ФТП. – 1982. – Т.16, вып.12. – С. 2129-2135.

70. Синис В.П. Фотоэлектрические свойства материалов для быстродействующих примесных фотоприемников на основе Si и Ge / Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, М., 1985. - 140с. /ИРЭ РАН/.
71. *Ждан А.Г., Мельников А.П., **Рыльков В.В.** Межпримесная рекомбинация дырок через A^+ -состояния в слабо компенсированном Si:B // ФТП. – 1988. – Т.22, вып.6. – С. 1011-1015.
72. Рывкин С.М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках / М. : Физматгиз, 1963. – 495 с.
73. *Веденеев А.С., Воронкова Г.И., Ждан А.Г., Коган Ш.М., Лифшиц Т.М., **Рыльков В.В.** Определение концентрации остаточных примесей в легированных слабо компенсированных полупроводниках // ФТП. – 1988. – Т.22, вып.4. – С. 586-582.
74. Веденеев А.С. Измерение коэффициента Холла при высоком уровне помех // Измерит. Техника. – 1986. – № 11. – С. 46-48.
75. Burstein E., Picus G., Henvis B., Wallis R. Absorption spectra of impurities in silicon—I: Group-III acceptors // J. Phys. and Chem. of Solids – 1956. – V.1. – № 1-2. - P. 65–74.
76. *Дмитриев С.Г., **Рыльков В.В.**, Шагимуратов О.Г. О характере рассеяния носителей заряда на мелких нейтральных центрах в полупроводниках // ФТП. – 1991. – Т.25, вып.2. – С. 360-363.
77. Смирнов Б.М. Асимптотические методы в теории атомных столкновений / М. : Атомиздат, 1973. – 294 с.
78. Chao K.A., Ferreira da Silva A., Riklund R. A Computer Study on the Metal-Nonmetal Transitions in Heavily Doped Semiconductors // Suppl. Progr. Theor. Phys. – 1982. – № 72. – P. 181.
79. Thomas G.A., Capizzi M., DeRosa F., Bhatt R.N., Rice T.M. Optical study of interacting donors in semiconductors // Phys. Rev. B. – 1981. – V.23, № 10. – P. 5472-5494.
80. Смирнов Б.М. Отрицательные ионы / М. : Атомиздат, 1978. – 176 с.

81. Sharp T.E. Potential energy curves for molecular hydrogen and its ions // *Atom. Data.* – 1971. – V.2, № 2. – P. 119-169.
82. Chroboczek J.A., Pollak F.H., Staunton H.F. Impurity conduction in silicon and effect of uniaxial compression on *p*-type Si // *Phil. Mag. B.* – 1984. – V.50, № 1. – P. 113-156.
83. Ворожцова Л.А., Гершензон Е.М., Гурвич Ю.А., Исмагилова Ф.М., Мельников А.П. Рекомбинация свободных носителей в легированном кремнии с малой компенсацией // *ЖЭТФ.* – 1988. – Т.94, вып.2. – С. 350-362.
84. Ворожцова Л.А., Гершензон Е.М., Гурвич Ю.А., Исмагилова Ф.М., Литвак-Горская Л.Б., Мельников А.П. Примесная фотопроводимость слабокомпенсированного кремния в условиях делокализации $D^-(A^+)$ -состояний // *ЖЭТФ.* – 1987. – Т.93, вып.4(10). – С. 1419-1430.
85. Банная В.Ф., Веселова Л.И., Гершензон Е.М. Особенности температурной зависимости холловской подвижности в легированных некомпенсированных полупроводниках // *ФТП.* – 1989. – Т.23, вып.2. – С. 338-345.
86. *Рыльков В.В. Захват дырок на отрицательно заряженные атомы бора в легированном слабо компенсированном кремнии при низких температурах *ФТП.* – 1988. – Т.22, вып.9. – С. 1661-1665.
87. Годик Э.Э., Курицин Ю.А., Синис В.П. Захват дырок на атомы бора в кремнии при низких температурах // *ФТП.* – 1978. – Т.12, вып.1. – С. 91-95.
88. Рабинович Р.И. Рассеяние медленных электронов на центрах с кулоновским и короткодействующим потенциалами // *ЖЭТФ.* – 1985. – Т.88, вып.5. – С. 1718-1728.
89. Александров В.Н., Астахов Е.Ф., Гершензон Е.М., Мельников А.П. Об ударной нейтрализации H^- -подобных центров в полупроводниках // *ФТП.* – 1977. – Т.11, вып.1. – С. 79-84.
90. Huffman J.E., Crouse A.G., Halleck B.L., Downes T.V., Herter T.L. Si:Sb blocked impurity band detectors for infrared astronomy // *Appl. Phys. Lett.* – 1992. – V.72, № 1. – P. 273-275.

91. Hogue H., Atkins E., Reynolds D., Salcido M., Dawson L., Molyneux D., Muzilla M. Update on Blocked Impurity Band detector technology from DRS // Proc. of SPIE. – 2010. – V.7780. – P. 778004.
92. Shadrin V.D., Coon V.T., Blokhin I.K. Self-stabilization of the multiplication factor in blocked impurity band photodetectors // Appl. Phys. Lett. – 1993. – V.63, № 1. – P. 75-77.
93. Shadrin V.D., Coon V.T., Blokhin I.K. Multiplication performance self-stabilization in blocked impurity band photodetectors // J. Appl. Phys. – 1993. – V.74, № 11. – P. 6972-6977.
94. Зи С. Физика полупроводниковых приборов / М. : Мир, 1984. – 456 с.
95. Kim J., Yamamoto Y., Hogue H.H. Noise-free avalanche multiplication in Si solid state photomultipliers // Appl. Phys. Lett. – 1997. – V.70, № 21. – P. 2852-2854.
96. Hogue H.H., Mlynchak M.G., Abedin M.N., Masterjohn S.A., Huffman J.E. Far-infrared detector development for space-based Earth observation // Proc. of SPIE. – 2008. – V.7082. – P. 70820E.
97. Синица С.П. Моделирование лавинного умножения электронов в фотоприемниках с блокированной прыжковой проводимостью // ФТП. – 2002. – Т.36, вып.5. – С. 618-621.
98. Есаев Д.Г., Синица С.П. Фотоэлектрические характеристики инфракрасных фотоприемников с блокированной прыжковой проводимостью // ФТП. – 2001. – Т.35, вып.4. – С. 474-478.
99. Есаев Д.Г., Синица С.П., Чернявский Е.В. Вольт-амперные характеристики фотоприемников с блокированной прыжковой проводимостью на основе Si:As // ФТП. – 1999. – Т.33, вып.5. – С. 614-618.
100. Есаев Д.Г., Синица С.П. Инжекционные токи в кремниевых структурах с блокированной прыжковой проводимостью // ФТП. – 2000. – Т.34, вып.10. – С. 1270-1274.
101. Watson D.M., Guptill M.T., Huffman J.E., Krabach T.N., Raines S.N., Satyapal S. Extrinsic Germanium Blocked-Impurity-Band Detector Arrays: Unpassivated

- Arrays with Bulk Substrates // J. Appl. Phys. – 1993. – V.74, № 6. – P. 4199-4206.
102. Bandaru J., Beeman J.W., Haller E.E. Far-infrared absorption in Sb-doped Ge epilayers near the metal–insulator transition // Appl. Phys. Lett. – 2002. – V.80, № 19. – P. 3536-3538.
103. Haegel N.M. BIB detector development for the far infrared: from Ge to GaAs // Proc. of SPIE. – 2003. – V.4999. – P. 182-194.
104. Cardozo B.L., Haller E.E., Reichertz L.A., Beeman J.W. Far-infrared absorption in GaAs:Te liquid phase epitaxial films // Appl. Phys. Lett. – 2003. – V.83, № 19. – P. 3990-3992.
105. Reichertz L.A., Beeman J.W., Cardozo B.L., Haegel N.M., Haller E.E., Jakob G., Katterloher R. GaAs BIB photodetector development for far-infrared astronomy // Proc. of SPIE. – 2004. – V. 5543. – P. 231-238.
106. Garcia J.C., Haegel N.M., Zagorski E.A. Alternate operating mode for long wavelength blocked impurity band detectors // Appl. Phys. Lett. – 2005. – V.87, № 4. – P. 043502- 043504.
107. Rauter P., Fromherz T., Winnerl S., Zier M., Kolitsch A., Helm M., Bauer G. Terahertz Si:B blocked-impurity-band detectors defined by nonepitaxial methods // Appl. Phys. Lett. – 2008. – V.93, № 26. – P. 261104- 261106.
108. *Ждан А.Г., Козлов А.М., Клёмин С.Н., **Рыльков В.В.** Криогенная приставка к транспортному сосуду Дьюара для исследования примесной фотопроводимости полупроводников при субнановаттных потоках излучения // ПТЭ. – 1994. – вып.2. – С. 189-191.
109. Garcia J.P., Dereniak E.L. Extrinsic silicon photodetector characterization //Appl. Opt. – 1990. V. 29, № 4. – P. 559-569.
110. Бураковский Т., Гизинский Е., Саля А. Инфракрасные излучатели / Л. : Энергия, 1978. – 408 с.
111. Jones C.E., Schaber D., Scott W., Hager R.J. Carbon acceptor pair centers (X centers) in silicon // J. Appl. Phys. – 1981. – V.52, № 8. – P. 5148-5158.

112. Szmulowicz F., Bloch T.T. Effect of shallow secondary impurities on the hopping activation energy in semiconductors // Phys. Rev. B. – 1988. – V.38, № 12. – P. 8480- 8482.
113. Ждан А.Г., Лушников Н.А. Определение параметров локальных центров по особым точкам производной от кривых термостимулированного возбуждения // ФТП. – 1979. – Т.13, вып.5. – С.1003-1006.
114. Лушников Н.А., Ждан А.Г., Сандомирский В.Б. Влияние вариаций скорости нагрева образца на точность определения параметров локализованных уровней из кривых термостимулированного возбуждения // ФТП. – 1979. – Т.13, вып.3. – С.417-420.
115. *Леотин Ж., **Рыльков В.В.** Термоактивационная спектроскопия малых количеств сопутствующих примесей в легированном слабо компенсированном кремнии // ФТП. – 1996. – Т.30, вып.8. – С. 1525-1533.
116. *Козлов А.М., **Рыльков В.В.** Эффект Френкеля-Пула для примеси бора в кремнии в сильных греющих электрических полях // ФТП. – 1997. – Т.31, вып.7. – С. 777-780.
117. Абакумов В.Н., Крещук Л.Н., Ясиевич И.Н. Термическая ионизация примесей в сильных электрических полях // ЖЭТФ. – 1978. – Т.74, вып.3. – С. 1019-1025.
118. Chen R., Kirsh Y. Analysis of thermally stimulated processes / N.Y.: Pergamon Press, 1981. – 361 p.
119. Ждан А.Г., Сандомирский В.Б., Ожередов А.Д., Яковлева Г.Д. К определению параметров ловушек по кривым термостимулированного разряда конденсатора // ФТП. – 1969. – Т.3, вып.12. – С.1755-1759.
120. Лифшиц Т.М. Фототермоионизационная спектроскопия примесей в полупроводниках // ПТЭ. – 1993. – вып.1. – С. 10-64.
121. Frenkel J. On pre-breakdown phenomena in insulators and electronic semiconductors // Phys. Rev. – 1938. – V.54, № 8. – P. 647-648.
122. *Ждан А.Г., Лифшиц Т.М., **Рыльков В.В.**, Шафран А.Г. Резонансы в температурной зависимости электропроводности легированного кремния,

- обусловленные возбужденными состояниями примесей // ФТП. – 1993. – Т.27, вып.5. – С. 845-848.
123. Hartman T.E., Blair J.C., Bauer R. Electrical Conduction through SiO Films // J. Appl. Phys. – 1966. – V.37, № 6. – P. 2468-2474.
124. Дмитриев А.Г., Наследов Д.Н., Царенков Б.В. Обратная ветвь I - U -характеристики и пробой p - n - структур при неполной ионизации примесных центров (на примере GaAs p - n - структур, легированных Si) // ФТП. – 1972. – Т.6, вып.2. – С. 345- 352.
125. Connel G.A.N., Camphausen D.L., Paul W. Theory of Poole-Frenkel Conduction in Low-mobility Semiconductors // Phil. Mag. – 1972. – V.26, № 3. – P. 541-551.
126. Ganichev S.D., Diener J., Yassievich I.N., Prettl W. Poole-Frenkel Effect in Terahertz Electromagnetic Fields // Europhys. Lett. – 1995. – V.29, № 4. – P. 315-320.
127. Жданов Н.Г., Каган М.С., Ландсберг Е.Г., Левкин Л.В., Петрищев В.В. Ионизация мелких примесей электрическим полем в случайном кулоновском потенциале // Письма в ЖЭТФ. – 1995. – Т.62, вып.2. – С. 108-111.
128. Gurvich Yu.A., Melnikov A.P., Shestakov L.N., Gershenson E.M. Quasibreakdown in the impurity Hubbard band system of noncompensated Silicon // Письма в ЖЭТФ. – 1995. – Т.61, вып. 9. – С. 717-721.
129. Смит Р.А. Полупроводники / М. : Мир, 1982. – 560 с.
130. Martin P.A., Streetman B.G., Hess K. Electric Field Enhanced Emission from Non-Coulombic Traps in Semiconductors // J. Appl. Phys. – 1981. – V.52, № 12. – P. 7409-7415.
131. *Ждан А.Г., Козлов А.М., Костинская Т.А., Кочеров В.Ф., **Рыльков В.В.** Динамические вольт-амперные характеристики фоточувствительных слоистых структур на основе сильно легированного Si:As с блокированной проводимостью по примесной зоне // ФТП. – 1992. – Т.26, вып.12. – С. 2024-2030.

132. *Аронзон А.Б., Ковалев Д.Ю., Козлов А.М., Леотин Ж., **Рыльков В.В.** Вольт-амперные характеристики структур на основе Si:B с блокированной проводимостью по примесной зоне в режиме ограничения фотоотклика прыжковым транспортом // ФТП. – 1998. – Т.32, вып.2. – С. 192-199.
133. Аладашвили Д.И., Адамия З.А., Лавдовский К.Г., Левин Е.И., Шкловский Б.И. Эффект Френкеля-Пула в области прыжковой проводимости в слабо компенсированных полупроводниках // ФТП. – 1989. – Т.23, вып.2. – С. 213-220.
134. Aladashvili D.I., Adamiya Z., Lavdovskii K.G., Levin E.I., and Shklovskii B.I. High field hopping and negative differential conductance in weakly compensated silicon / In Hopping and Related Phenomena, ed. by H. Fritsche and M. Pollack. - World Scientific, 1990. – P. 283-297.
135. Pasquier S., Sirmain G., Meny C., Murray A., Griffin M., Ade P., Essaleh L., Galibert J., and Leotin J. Low compensation impurity band photoconductors // Proc. 8th Int. Conf. on “Millimeter and submillimeter waves and applications” (San Diego, 1994), p.35.
136. *Pasquier S., Meny C., Asadauskas L., Leotin J., Aronzon B.A., **Rylkov V.V.**, Conedera V., Fabre N., J. L. Regolini, and C. Morin. Photofield interface impurity spectroscopy in blocked impurity band Si:B structures // J. Appl. Phys. – 1998. – V.83, № 8. – P. 4222-4229.
137. *Аронзон Б.А., Асадаускас Л., Бразис Р., Ковалев Д.Ю., Леотин Ж., **Рыльков В.В.** Фотовольтаический эффект в области примесного поглощения в Si- структурах с блокированной проводимостью по примесной зоне // ФТП. – 1999. – Т. 33, вып. 4. – С. 456-463.
138. ***Рыльков В.В.**, Ковалев Д.Ю., Козлов А.М., Аронзон Б.А., Asadauskas L., Leotin J. Фотовольтаический эффект в области примесного поглощения в Si-структурах с блокированной проводимостью по примесной зоне // Известия РАН Серия Физическая. – 2000. – Т. 64, № 2. – С 249-252.
139. *Kovalev D.Yu., **Rylkov V.V.**, Aronzon B.A., Asadauskas L., Leotin J. FIR photovoltaic effect in a boron-doped silicon structure // Physica B. – 2000. – V. 284-288, – P. 1183-1184.

140. Kogan Sh. M., and Lifshits T. M. Photoelectric Spectroscopy – A New Method of Analysis of Impurities in Semiconductors // *Phys. Status Solidi A* – 1977. – V.39, № 1. – P. 11-39.
141. Carter A.C., Carver G.P., Nicholas R.J., Portal J.C., and Stradling R.A. Evidence for a contribution to the extrinsic photoconductive signal by hopping through excited states of the donors in silicon and CdTe // *Sol. State Com.* – 1977. – V.24, № 1. – P. 55-60.
142. Куркова Е.А., Сидоров В.И. Ударная ионизация возбужденных состояний мелких примесей и разогрев электронного газа в германии и кремнии // *ФТП.* – 1975. – Т. 9, вып. 7. – С. 1286-1292.
143. Коган Ш.М. Ионизация оптически возбужденных донорных атомов электрическим полем // *ЖЭТФ.* – 1981. – Т. 81, вып. 6. – С. 2268-2278.
144. Lewis R.A., Fisher P.F., and Mclean N.A. Spectroscopic and Piezospectroscopic Studies of the Energy States of Boron in Silicon // *Aust. J. Phys.* – 1994. – V.47, № 3. – P. 329-360.
145. Chandrasekhar R., Fisher P., Ramdas A.K., and Rodriguez S. Quantitative Piezospectroscopy of the Ground and Exited States of Acceptors in Silicon // *Phys. Rev. B.* – 1973. – V.8, № 8. – P. 3836-3851.
146. Pasquier-Puech S. // The`se de Doctorat de l'Universite Paul Sabatier, N°:2358, 28 Juin 1996, Toulouse, France.
147. *Smirnov D., Becker C, Drachenko O., **Rylkov V.V.**, Page H., Leotin J., Sirtory C. Control of electron-optical-phonon scattering rates in quantum cascade lasers // *Phys. Rev. B (Rapid Comm.)*. – 2002. – V.66, № 12. – P. 121305-121308.
148. *Becker C, Sirtory C., Drachenko O., **Rylkov V.**, Smirnov D., Leotin J. GaAs quantum box cascade lasers // *Appl. Phys. Lett.* – 2002. – V.81, № 16. – P. 2941-2943.
149. *Drachenko O., Smirnov D., Leotin J., **Rylkov V.**, Page H., Sirtory C. Energy relaxation of magnetically confined electrons in quantum cascade laser // *Physica E.* – 2004. – V.20. – P. 503-506.
150. *Аронзон Б.А., Драченко А.Н., **Рыльков В.В.**, Леотин Ж. Влияние сильных магнитных полей на фотоотклик Si:B структур с блокированной

- проводимостью по примесной зоне // ФТП. – 2006. – Т. 40, вып. 7. – С. 819-823.
151. Коган Ш.М. К теории горячих электронов в полупроводниках // ФТТ. – 1962. – Т. 4, вып. 9. – С. 2474-2484.
152. Аронзон Б.А., Мейлихов Е.З. Разогрев и время релаксации энергии электронов в *n*-InSb в квантующем магнитном поле // ФТП. – 1979. – Т. 13, вып. 5. – С. 974-984.
153. Dargys A., Kundrotas J. Impact ionization of donors and acceptors in semiconductors (review) // Lietuvos Fiz. Zurn. – 1994. – V.34, № 5. – P. 395-421.
154. Абакумов В.Н., Крещук Л.Н., Яссиевич И.Н. Каскадный захват в квантующем магнитном поле // ЖЭТФ. – 1978. – Т. 75, вып. 4. – С. 1342-1355.
155. Brill B., Heiblum M. Long-mean-free-path ballistic hot electron in high-purity GaAs // Phys. Rev. B. – 1996. – V.54, № 24. – P. R17280-R17283.
156. Давыдов Б. О фотоэлектродвижущей силе в полупроводниках // ЖТФ. – 1937. – Т. 7, вып. 23. – С. 2212-2218.
157. Калашников С.Г., Бонч-Бруевич В.Л. Физика полупроводников / М.: Наука, 1977. – 679 с.
158. Ganichev S.D., Ivchenko E.L., Bel'kov V.V., Tarasenko S.A., Sollinger M., Weiss D., Wegscheider W., and Prettl W. Spin-galvanic effect // Nature. – 2002. – V.417. – P. 153-156.
159. Ganichev S.D., and Prettl W. Spin photocurrents in quantum wells // J. Phys.: Condens. Matter. – 2003. – V.15. – P. R935–R983.
160. *Rylkov V.V., Leotin J., Asadauskas L., Aronzon B.A., Kovalev D.Yu. Far infrared photovoltage effect in a blocked impurity band detector // J. Appl. Phys. – 2002. – V.91, № 7. – P. 4511-4514.
161. Шкловский Б.И. Прыжковая проводимость слабо легированных полупроводников (обзор) // ФТП. – 1972. – Т. 6, вып. 6. – С. 1197- 1226.
162. Jain S.C. Germanium-Silicon Strained Layers and Heterostructures / Academic Press, 1994. – Advances in Electronics and Electron Physics, Suppl. 24. – 302 p.

163. Van de Walle C.G., Martin R.M. Theoretical calculations of heterojunction discontinuities in the Si/Ge system // *Phys. Rev. B.* – 1986. – V.34, № 8. – P. 5621–5634.
164. Bass J.M., Matthai C.C. A strain dependent study of the (001) Si₆Ge₆ superlattice // *Semicond. Sci. Technol.* – 1990. – V.5, № 7. – P. 707-709.
165. Colombo L., Resta R., and Baroni S. Valence-band offsets at strained Si/Ge interfaces // *Phys. Rev. B.* – 1991. – V.44, № 11. – P. 5572–5579.
166. *Drachenko O., Smirnov D., Leotin J., **Rylkov V.**, Page H., and Sirtori C. Intersubband lifetime tuning by magnetophonon resonance in GaAs/GaAlAs quantum cascade lasers // *Physica B.* – 2004. – V. 346-347, № 4. – P. 498-502.
167. Drachenko O. Intersubband Magnetophonon Resonance in Unipolar Quantum Cascade Structures / PhD Thesis, Toulouse, 2004. – 123 p. /Laboratoire National des Champs Magnétiques Pulsés, Toulouse, France/ (<http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00008037/>).
168. Козлов Д.В., Спириин К.Е., Иконников А.В., Гавриленко В.И., Drachenko O., Sheider H., Helm M. Резонансные состояния мелких акцепторов в Ge в квантующем магнитном поле // Труды XIV международного симпозиума "Нанопизика и нанозлектроника", Нижний Новгород, 15-19 марта 2010 г. / Нижний Новгород, 2010. – Т.2. – С. 494- 495.
169. Drachenko O., Schneider H., Helm M., Kozlov D., Gavrilenko V., Wosnitza J., Leotin J. Modification to the central-cell correction of germanium acceptors // *Phys. Rev. B.* – 2011. – V.84, № 24. – P. 245207-245212.
170. Kono J. "Cyclotron Resonance" in: *Methods in Materials Research* / ed. by Kaufmann E.N., Abbaschian R., Vocarsly A., Chien C.-L., Dollimore D., Doyle B., Goldman A., Gronsky R., Pearton S., and Sanchez J. – New York: Wiley & Sons, 2001. - Unit 9b.2.
171. Drachenko O., Winnerl S., Schneider H., Helm M., Wosnitza J., Leotin J. Compact magnetospectrometer for pulsed magnets based on infrared quantum cascade lasers // *Rev. Sci. Instrum.* – 2011. – V.82, № 3. – P. 033108 - 033113.
172. Иконников А.В., Жолудев М.С., Маремьянин К.В, Спириин К.Е., Ластовкин А.А., Гавриленко В.И., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н. Циклотронный

резонанс в узкозонных гетероструктурах на основе HgTe/CdTe(013) в квантующих магнитных полях // Письма в ЖЭТФ. – 2012. – Т. 95, вып. 8. – С. 452-456.

173. *Semtsiv M.P., Dressler S., Masselink W.T., **Rylkov V.V.**, Galibert J., Goiran M., Léotin J. Symmetry of the conduction-band minimum in AlP-GaP quantum wells // Phys. Rev. B (Rapid Comm.). – 2006. – V.74, № 4. – P. 041303-041306.
174. *Drachenko O., Bansal B., **Rylkov V.V.**, Galibert J., Dixit V.K., Leotin J. Application of quantum cascade lasers for cyclotron resonance measurements in InAs_xSb_{1-x} alloys // Proc. of 12th Int. Conf. on Narrow Gap Semiconductors, Toulouse, France, July 3-7, 2005 / Toulouse, 2005. – P. 143-148.
175. *Drachenko O., Leotin J., **Rylkov V.V.** Compact terahertz cyclotron resonance spectrometer in high magnetic fields // Proc. of the Joint 30th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves & Terahertz Electronics (IRMMW-THz), Williamsburg, USA, Sept. 19-23, 2005 / Williamsburg, 2005. – V.1 – P. 20 – 21.
176. *Drachenko O., Goiran M., **Rylkov V.V.**, Barbieri S., Sirtori C., Schneider H., Helm M., Leotin J. Portable THz cyclotron resonance spectrometer in the range 3 to 30 THz // Proc. of the Joint 32nd Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves & Terahertz Electronics (IRMMW-THz), Cardiff, UK, Sept. 2-7, 2007 / Cardiff, 2007. – P. 964 – 965.
177. Williams B. S. Terahertz quantum-cascade lasers // Nat. Photon. – 2007. – V.1, № 9. – P. 517–525.
178. Diehl L., Bour D., Corzine S., Zhu J., Hofler G., Loncar M., Troccoli M., and Capasso F. High temperature continuous wave operation of strainbalanced quantum cascade lasers grown by metal organic vapor-phase epitaxy // Appl. Phys. Lett. – 2006. – V.89, № 8. – P. 081101–081103.
179. Walther C., Fischer M., Scalfari G., Terazzi R., Hoyler N., and Faist J. Quantum cascade lasers operating from 1.2 to 1.6 THz // Appl. Phys. Lett. – 2007. – V.91, № 13. – P. 131122–131124.
180. Fatholouloumi S., Dupont E., Chan C.W.I., Wasilewski Z.R., Laframboise S.R., Ban D., Matyas A., Jirauschek C., Hu Q., and Liu H.C. Terahertz quantum cascade lasers operating up to ~200 K with optimized oscillator strength and

- improved injection tunneling // *Opt. Express.* – 2012. – V.20, № 4. – P. 3866–3876.
181. Tonouchi M. Cutting-edge terahertz technology // *Nat. Photon.* – 2007. – V.1, № 2. – P. 97–105.
182. Shumyatsky P., and Alfano R.R. Terahertz sources // *J. Biomed. Optics.* – 2011. – V.16, № 3. – P. 033001–033009.
183. Faist J., Capasso F., Sivco D.L., Sirtori C., Hutchinson A.L., and Cho A.Y. Quantum cascade laser // *Science.* – 1994. – V.264, № 5158. – P. 553–556.
184. Faist J., Capasso F., Sirtori C., Sivco D.L., and Cho A.Y. Intersubband transitions in quantum wells: Physics and device applications II / Academic Press, San Diego, 2000. – Semiconductors and semimetals, V.66. – P. 1-83.
185. Bockelmann U., and Bastard G. Phonon scattering and energy relaxation in two-, one-, and zero-dimensional electron gases // *Phys. Rev. B.* – 1990. – V.42, № 14. – P. 8947-8951.
186. Murdin B.N., Hollingworth A.R., Kamal-Saadi M., Kotischke R.T., Ciesla C.M., Pidgeon C.R., Findlay P.C., Pellemans H.P.M., Langerak C.J.G.M, Rowe A.C., Stradling R.A., and Gornik E. Suppression of LO phonon scattering in Landau quantized quantum dots // *Phys. Rev. B.* – 1999. – V.59, № 12. – P. 7817-7820.
187. Urayama J., Norris T.B., Singh J., and Bhattacharya P. Observation of Phonon Bottleneck in Quantum Dot Electronic Relaxation // *Phys. Rev. Lett.* – 2001. – V.86, № 21. – P. 4930-4933.
188. Kruck P., Page H., Sirtori C., Barbieri S., Stellmacher M., and Nagle J. Improved temperature performance of $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}/\text{GaAs}$ quantum-cascade lasers with emission wavelength at $\lambda \approx 11\mu\text{m}$ // *Appl. Phys. Lett.* – 2000. – V.76, № 23. – P. 3340 - 3342.
189. Page H., Becker C., Robertson A., Glastre G., Ortiz V., and Sirtori C. 300 K operation of a GaAs-based quantum-cascade laser at $\lambda \approx 9\mu\text{m}$ // *Appl. Phys. Lett.* – 2001. – V.78, № 22. – P. 3529 - 3531.
190. Sirtori C., Capasso F., Faist J., and Scandolo S. Nonparabolicity and a sum rule associated with bound to bound and bound to continuum intersubband transitions in quantum wells // *Phys. Rev. B.* – 1994. – V.50, № 12. – P. 8663-8674.

191. Smirnov D., Drachenko O., Leotin J., Page H., Becker C., Sirtori C., Apalkov V., and Chakraborty T. Intersubband magnetophonon resonances in quantum cascade structures // *Phys. Rev. B.* – 2002. – V.66, № 12. – P. 125317-125320.
192. Leavitt R.P. Empirical two-band model for quantum wells and superlattices in an electric field // *Phys. Rev. B.* – 1991. – V.44, № 20. – P. 11270-11280.
193. Ando T., and Uemura Y. Theory of Quantum Transport in Two-Dimensional Electron System under Magnetic Fields. I. Characteristics of Level Broadening and Transport under Strong Fields // *J. Phys. Soc. Jpn.* – 1974. – V.36, № 4. – P. 959-967.
194. Eisenstein J.P., Stormer H.L., Narayanamurti V., Cho A.Y., Gossard A.C. and Tu C.W. Density of states and de Haas-van Alphen effect in two-dimensional electron systems // *Phys. Rev. Lett.* – 1985. – V.55. № 8. – P.875-878.
195. Larrabee D.C., Khodaparast G.A., Tittel F.K., Kono J., Rochat M., Ajili L., Faist J., Beere H., Linfield E., Nakajima Y., Nakai M., Sasa S., Inoue M., Chung S.J., and Santos M.B. Application of Terahertz Quantum Cascade Lasers to Semiconductor Cyclotron Resonance // *Optics Letters.* – 2004. – V.29, № 1. – P. 122 - 124.
196. Rogalski A. InAs_{1-x}Sb_x Infrared detectors // *Prog. Quant. Electron.* – 1989. – V.13. – P. 191-231.
197. Bansal B., Dixit V.K., Venkataraman V. and Bhat H.L. Transport, optical and magnetotransport properties of hetero-epitaxial InAs_xSb_{1-x}/GaAs($x \approx 0.06$) and bulk InAs_xSb_{1-x} ($x \leq 0.05$) crystals: experiment and theoretical analysis // *Physica E.* – 2004. – V.20, № 3-4. – P. 272-277.
198. Dixit V.K., Bansal B., Venkataraman V., Bhat H.L. Chandrasekharan K.S., and Arora B.M. Studies on high resolution x-ray diffraction, optical and transport properties of InAs_xSb_{1-x}/GaAs ($x \approx 0.06$) heterostructure grown using liquid phase epitaxy // *J. Appl. Phys.* – 2004. – V.96, № 9. – P. 4989 - 4997.
199. Kaplan R., McCombe B.D., and Wagner R.J. Cyclotron-resonance line width in the quantum limit // *Sol. State Comm.* – 1973. – V.12, № 10. – P. 967-971.

200. McCombe B., and Wagner R. Intraband Magneto-Optical Studies of Semiconductors in the Far Infrared / Academic press, 1975. – Advances in Electronics and Electron Physics, V.37. – 78 p.
201. Vurgaftman I., Meyer J.R., and Ram-Mohan L.R. Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys // J. Appl. Phys. – 2001. – V.89, № 11. – P. 5815-5875.
202. Miura N., Kido G., and Chikazumi S. Infrared cyclotron resonance in InSb, GaAs and Ge in very high magnetic fields // Sol. State Comm. – 1976. – V.18, № 7. – P. 885-888.
203. Arora V.K., Al-Mass'ari M.A., and Prasad M. Theoretical explanation of observed quantum-limit cyclotron resonance linewidth in InSb // Phys. Rev. B. – 1981. – V.23, № 10. – P. 5619–5621.
204. *Веденеев А.С., Гайворонский А.Г., Ждан А.Г., Моделли А., **Рыльков В.В.**, Ткач Ю.Я. Концентрационный переход к проводимости с постоянной длиной прыжка по состояниям вблизи уровня Ферми при эффекте поля в слабокомпенсированном Si:B // Письма в ЖЭТФ. – 1993. – Т.57, вып. 10. – С. 641-645.
205. *Vedeneev A.S., Gaivoronskii A.G., Zhdan A.G., Modelli A., **Rylkov V.V.**, Tkach Yu.Ya. Field effect in weakly-compensated Si under condition of impurity conduction // Appl. Phys. Lett. – 1994. – V.64, № 19. – P. 2566-2568.
206. *Vedeneev A.S., Gaivoronskii A.G., Zhdan A.G., Modelli A., **Rylkov V.V.**, Tkach Yu.Ya. Revealing of nearest-neighbour hopping conductance channel over states near the Fermi level in impurity band of weakly compensated Si:B // Phys. Low-Dimensional Structures. – 1994. – V.4/5. – P. 37-42.
207. *Веденеев А.С., Гайворонский А.Г., Ждан А.Г., Моделли А., **Рыльков В.В.**, Ткач Ю.Я. Эволюция примесной зоны при низкотемпературном эффекте поля в слабокомпенсированном кремнии с высоким уровнем легирования // Письма в ЖЭТФ. – 1994. – Т.60, вып. 6. – С. 457-461.
208. *Аронзон Б.А., Ковалев Д.Ю., **Рыльков В.В.** Неомическая прыжковая квази-2D проводимость и кинетика ее релаксации // ФТП. – 2005. – Т. 39, вып. 7. – С. 844-852.

209. *Aronzon B.A., **Rylkov V.V.**, Vedeneev A.S. Mesoscopic effects in macroscopic structure with quasi-2D hopping conductivity // Czechoslovak Journal of Physics. – 1996. – V.46, № 4 Suppl. – P. 2365-2366.
210. *Аронзон Б.А., Веденеев А.С., **РЫЛЬКОВ В.В.** Мезоскопические эффекты в области прыжковой проводимости макроскопических квази-2D объектов // ФТП. – 1997. – Т.31, вып. 6. – С. 648-652.
211. *Аронзон Б.А., Веденеев А.С., Панферов А.А., **РЫЛЬКОВ В.В.** Мезоскопические флуктуации проводимости при обеднении встроенного канала полевого транзистора // ФТП. – 2006. – Т.40, вып. 9. – С. 1082-1086.
212. *Aronzon B.A., Likalter A.A., **Rylkov V.V.**, Sarychev A.K., Sedova M.A., Varfolomeev A.E. Studies of Magnetoresistance and Hall Effect in Insulation Fe/SiO₂ Granular Films // Phys. Stat. Sol. (b). – 1998. – V.205. – P. 151-155.
213. ***РЫЛЬКОВ В.В.**, Аронзон Б.А., Давыдов А.Б., Ковалев Д.Ю., Мейлихов Е.З. Долговременная релаксация магнитосопротивления в гранулярном ферромагнетике // ЖЭТФ. – 2002. – Т.121, вып. 4. – С. 908-914.
214. ***РЫЛЬКОВ В.В.**, Аронзон Б.А., Лагутин А.С., Подольский В.В., Лесников В.П., Goiran M., Galibert J., Raquet B., Léotin J. Транспортные особенности InMnAs слоев, полученных осаждением из лазерной плазмы, в сильных магнитных полях // ЖЭТФ. – 2009. – Т.135, вып. 1. – С. 164-175.
215. *Pankov M.A., Aronzon B.A., **Rylkov V.V.**, Davydov A.B., Tugushev V.V., Caprara S., Likhachev I.A., Pashaev E.M., Chuev M.A., Lähderanta E., Vedeneev A.S., Bugaev A.S. Peculiarities of Hall effect in GaAs/ δ <Mn>/GaAs/In_xGa_{1-x}As/GaAs ($x \approx 0.2$) heterostructures with high Mn content // Eur. Phys. J. B. – 2012. – V.85, № 6. – P. 206-216.
216. Manzini S., and Modelli A. Hole mobility in *p* - type silicon accumulation layers // J. Appl. Phys. – 1989. – V.65, № 6. – P. 2361-2370.
217. Гергель В.А., Сурис Р.А. Исследование флуктуаций поверхностного потенциала в структурах металл-диэлектрик-полупроводник // ЖЭТФ. – 1978. – Т.75, вып. 1. – С. 191-203.

218. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Осцилляции плотности состояний двумерных электронов в поперечном магнитном поле // Письма в ЖЭТФ. – 1986. – Т.44, вып. 11. – С. 520-522.
219. Шкловский Б.И. Перколяционная электропроводность в сильных электрических полях // ФТП. – 1979. – Т.13, вып. 1. – С. 93-97.
220. Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем / М. : Мир, 1985. – 416 с.
221. Гергель В.А., Сурис Р.А. Теория поверхностных состояний и проводимости в структурах металл-диэлектрик-полупроводник // ЖЭТФ. – 1983. – Т.84, вып.2. – С. 719-736.
222. Гергель В.А., Шпатаковская Г.В. Флуктуационные поверхностные состояния и проводимость инверсионных слоев в МДП структурах // ЖЭТФ. – 1992. – Т.102, вып. 2. – С. 640-647.
223. Веденеев А.С., Гергель В.А., Ждан А.Г., Сизов В.Е. Локализация электронов при нелинейном экранировании мелкомасштабного флуктуационного потенциала гетерограницы GaAs-AlGaAs // Письма в ЖЭТФ. – 1993. – Т.58, вып.5. – С. 368-372.
224. Исмагилова Ф.М., Литвак-Горская Л.Б., Луговая Г.Я., Трофимов И.Е. Особенности отрицательного магнетосопротивления при проводимости по верхней зоне Хаббарда в p -Si // ФТП. – 1991. – Т.25, вып. 2. – С. 255-261.
225. Левин Е.И., Шкловский Б.И. Низкотемпературная прыжковая проводимость в сильных электрических полях. Численный эксперимент // ФТП. – 1984. – Т.18, вып. 5. – С. 856-864.
226. Дричко И.Л., Дьяконов А.М., Смирнов И.Ю., Торопов А.И. Нелинейность акустических эффектов и высокочастотной проводимости в гетероструктурах GaAs/AlGaAs в режиме целочисленного квантового эффекта Холла // ФТП. – 2000. – Т.34, вып. 4. – С. 436-442.
227. Imry Y. Introduction to mesoscopic physics / Oxford University Press, 1997. – 236 p.

228. Альтшулер Б.Л., Спивак Б.З. Флуктуации случайного потенциала и проводимости образцов малых размеров // Письма в ЖЭТФ. – 1985. – Т.42, вып. 9. – С. 363-365.
229. Орлов А.О., Райх М.Э., Рузин И.М., Савченко А.К. Статистические свойства мезоскопических флуктуаций проводимости короткоканального GaAs полевого транзистора // ЖЭТФ. – 1989. – Т.96, вып. 6. – С. 2172-2184.
230. Якимов А.И., Степина Н.П., Двуреченский А.В. Мезоскопические эффекты в прыжковой проводимости тонких слоев аморфного кремния, полученных ионным облучением // ЖЭТФ. – 1992. – Т.102, вып. 6. – С. 1882-1890.
231. Белевцев Б.И., Беляев Е.Ю., Копейченко Е.Ю. Мезоскопические флуктуации проводимости двумерных перколяционных пленок золота вблизи порога протекания // ФНТ. – 1996. – Т.22, вып. 9. – С. 1070-1078.
232. Versnel W. Analysis of symmetrical Hall plates with finite contacts // J. Appl. Phys. – 1981. – V.52, № 7. – P. 4659-4666.
233. Орлов А.О., Савченко А.К., Шкловский Б.И. Эволюция флуктуационного потенциала при обеднении канала полевого GaAs-транзистора // ФТП. – 1989. – Т.23, вып. 8. – С. 1334-1340.
234. Beloborodov I.S., Lopatin A.V., Vinokur V.M., Efetov K.V. Granular electronic systems // Rev. Mod. Phys. – 2007. – V.79, №2. – P. 469-518.
235. Batlle X., Labarta A. Finite-size effects in fine particles: magnetic and transport properties // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2002. – V.35, – P. R15-R42.
236. Jungwirth T., Sinova J., Mašek J., Kučera J., MacDonald A.H. Theory of ferromagnetic (III,Mn)V semiconductors // Rev. Mod. Phys. – 2006. – V.78, №3. – P. 809-864.
237. Sato K., Bergqvist L., Kudrnovský J., Dederichs P.H., Eriksson O., Turek I., Sanyal B., Bouzerar G., Katayama-Yoshida H., Dinh V.A., Fukushima T., Kizaki H., Zeller R. First-principles theory of dilute magnetic semiconductors // Rev. Mod. Phys. – 2010. – V.82, № 2. – P. 1633-1690.
238. Гриднев С.А., Калинин Ю.Е., Ситников А.В., Стогней О.В. Нелинейные явления в нано- и микрогетерогенных системах / М.: Бинوم. Лаборатория знаний, 2012, 352 с.

239. Nagaosa N., Sinova J., Onoda S., MacDonald A.H., Ong N.P. Anomalous Hall effect // *Rev. Mod. Phys.* – 2010. – V.82, № 2. – P. 1539-1592.
240. Dietl T. *Lecture Notes in Physics / In Modern Aspects of Spin Physics*, ed. by W. Potz, J. Fabian, U. Hohenester. - Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2007. V.712. – P. 1–46.
241. ***Рыльков В.В.**, Аронзон Б.А., Данилов Ю.А., Дроздов Ю.Н., Лесников В.П., Маслаков К.И., Подольский В.В. Особенности эффекта Холла в слоях GaMnSb, полученных осаждением из лазерной плазмы // *ЖЭТФ*. – 2005. – Т.127, вып. 4. – С. 838-849.
242. Milner A., Gerber A., Groisman B., Karpovsky M., and Gladkikh A. Spin-Dependent Electronic Transport in Granular Ferromagnets // *Phys. Rev. Lett.* – 1996. – V.76, № 3. – P. 475-478.
243. Pakhomov A.B., Yan X., and Xu Y. Observation of giant Hall effect in granular magnetic films // *J. Appl. Phys.* – 1996. – V. 79. – P. 6140–6142.
244. Гальперин Ю.М., Герман Е.П., Карпов В.Г. Эффект Холла в режиме прыжковой проводимости // *ЖЭТФ*. – 1991. – Т.99, вып. 1. – С. 343-356.
245. Sato H., Kobayashi Y., Hashimoto K., Aoki Y., Sugawara H., Mitani S., Fujimori H., Ohnuma S., Transport properties in Co-Al-O and Fe-Al-O granular systems // *J. Magn. Soc. Jpn.* – 1999. – V.23 – P. 73-75.
246. *Аронзон Б.А., Ковалев Д.Ю., Лагарьков А.Н., Мейлихов Е.З., **Рыльков В.В.**, Седова М.В., Negre N., Goiran M., Leotin J. Аномальный эффект Холла в гранулированных пленках Fe/SiO₂ в режиме туннельной проводимости // *Письма в ЖЭТФ*. – 1999. – Т.70, вып. 2. – С. 87-92.
247. *Raquet B., Goiran M., Negre N., Leotin J., Aronzon B., **Rylkov V.**, Meilikhov E. Quantum size effect transition in percolating nanocomposite films // *Phys. Rev. B.* – 1989. – V.62, № 24. – P. 17144-17150.
248. *Аронзон Б.А., Варфоломеев А.Е., Ковалев Д.Ю., Ликальтер А.А., **Рыльков В.В.**, Седова М.А. Проводимость, магнетосопротивление и эффект Холла в гранулированных пленках Fe/SiO₂ // *ФТТ*. – 1999. – Т.41, вып. 6. – С. 944-950.

249. Pakhomov A.B., Yan X., Wang N., Jing X.N., Zhao B., Fung K.K., Xhie J., Hung T.F., and Wong S.K. On the origin of the giant Hall effect in magnetic granular metals // *Physica A.* – 1997. – V.241, № 1. – P. 344-349.
250. Mitani S., Takahashi S., Takanashi K., Yakushiji K., Maekawa S., and Fujimori H. Enhanced Magnetoresistance in Insulating Granular Systems: Evidence for Higher-Order Tunneling // *Phys. Rev. Lett.* – 1998. – V.81, № 13. – P. 2799-2802.
251. Мейлихов Е.З. Термоактивированная проводимость и вольт-амперная характеристика диэлектрической фазы гранулированных металлов // *ЖЭТФ.* – 1999. – Т.115, вып. 4. – С. 1484-1496.
252. Handbook of Physical Quantities / ed. by I.S. Grigoriev, and E.Z. Meilikhov. – CRC Press, Boca Raton, New York, London, Tokyo, 1997. – P. 902.
253. Tagirov L.R., Vodopyanov B.P., Efetov K.B. Ballistic versus diffusive magnetoresistance of a magnetic point contact // *Phys. Rev. B* – 2001. – V.63, № 10. – P. 104428-104431.
254. *Аронзон Б.А., Грановский А.Б., Ковалев Д.Ю., Мейлихов Е.З., **Рыльков В.В.**, Седова М.А. Концентрационная зависимость аномального эффекта Холла в гранулированных пленках Fe/SiO₂ ниже порога протекания // *Письма в ЖЭТФ.* – 2000. – Т.11, вып. 11. – С. 687-692.
255. Шкловский Б.И. Критическое поведение коэффициента Холла вблизи порога протекания // *ЖЭТФ.* – 1977. – Т.72, вып. 1. – С. 288-295.
256. Ведяев А.В., Грановский А.Б. Аномальный эффект Холла при прыжковом переносе // *ФТТ.* – 1986. – Т.28, вып. 8. – С. 2310-2313.
257. Tanaka M., Ohya S., and Hai P.N. Recent progress in III-V based ferromagnetic semiconductors: Band structure, Fermi level, and tunneling transport // *Appl. Phys. Rev.* – 2014. – V.1, № 1. – P. 011102-011127.
258. Ohno H., Munekata H., Penney T., Molnár S., and Chang L.L. Magnetotransport properties of *p*-type (In,Mn)As diluted magnetic III-V semiconductors // *Phys. Rev. Lett.* – 1992. – V.68, № 17. – P. 2664-2667.

259. Schallenberg T., and Munekata H. Preparation of ferromagnetic (In,Mn)As with a high Curie temperature of 90 K // *Appl. Phys. Lett.* – 2006. – V.89, № 4. – P. 042507-042509.
260. Ohno H., Chiba D., Matsukura F., Omiya T., Abe E., Dietl T., Ohno Y., Ohtani K. Electric-field control of ferromagnetism // *Nature.* – 2000. – V.408. – P. 944-946.
261. Koshihara S., Oiwa A., Hirasawa M., Katsumoto S., Iye Y., Urano C., Takagi H., Munekata H. Ferromagnetic Order Induced by Photogenerated Carriers in Magnetic III-V Semiconductor Heterostructures of (In,Mn)As/GaSb *Phys. Rev. Lett.* – 1997. – V.78, № 24. – P. 4617-4620.
262. Ohno H. Properties of ferromagnetic III-V semiconductors // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1999. – V.200. – P. 110-129.
263. May S.J., Blattner A.J., and Wessels B.W. Negative magnetoresistance in (In,Mn)As semiconductors // *Phys. Rev. B.* – 2004. – V.70, № 7. – P. 073303-073306.
264. Danilov Yu.A., Demidov E.S., Drozdov Yu.N., Lesnikov V.P., Podolskii V.V., Sapozhnikov M.V., Kasatkin A.P. Ferromagnetism in epitaxial layers of gallium and indium antimonides and indium arsenide supersaturated by manganese impurity // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2006. – V.300, № 1. – P. e24-e27.
265. Danilov Yu.A., Lesnikov V.P., Nozdrin Yu.N. Podolskii V.V., Sapozhnikov M.V., Vikhrova O.V., Zvonkov B.N. Ferromagnetism in Mn-doped GaAs layers: Effects of laser annealing // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2006. – V.300, №1. – P. e28- e31.
266. Matsukura F., Ohno H., Shen A., and Sugawara Y. Transport properties and origin of ferromagnetism in (Ga,Mn)As // *Phys. Rev. B.* – 1998. – V.57, № 4. – P. 2037R-R2040.
267. Van Esch A., Van Bockstal L., De Boeck J., Verbanck G., van Steenbergen A.S., Wellmann P.J., Grietens B., Bogaerts R., Herlach F., Borghs G. Interplay between the magnetic and transport properties in the III-V diluted magnetic semiconductor $Ga_{1-x}Mn_xAs$ // *Phys. Rev. B.* – 1997. – V.56, № 20. – P. 13103-13112.

268. Yuldashev Sh. U., Jeon H.C., Im H.S., Kang T.W., Lee S.H., Furdyna J.K. Anomalous Hall effect in insulating $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ // *Phys. Rev. B.* – 2004. – V.70, № 19. – P. 193203-193206.
269. Satoh Y., Okazawa D., Nagashima A., and Yoshino J. Carrier concentration dependence of electronic and magnetic properties of Sn-doped GaMnAs // *Physica E.* – 2001. – V.10. – P. 196-200.
270. Oiwa A., Katsumoto S., Endo A., Hirasawa M., Iye Y., Ohno H., Matsukura F., Shen A., Suguwara Y. Nonmetal-metal-nonmetal transition and large negative magnetoresistance in (Ga, Mn)As/GaAs // *Solid State Commun.* – 1997. – V.103, № 4. – P. 209-213.
271. Furdyna J.K. Diluted magnetic semiconductors // *J. Appl. Phys.* – 1988. – V.64, № 4. – P. R29-R64.
272. Schilfgaard M., and Mryasov O.N. Anomalous exchange interactions in III-V dilute magnetic semiconductors // *Phys. Rev. B.* – 2001. – V.63, № 23. – P. 233205-233208.
273. Slupinski T., Munekata H., and Oiwa A. Ferromagnetic semiconductor (In,Ga,Mn)As with Curie temperature above 100 K // *Appl. Phys. Lett.* – 2002. – V.80, № 9. – P. 1592-1594.
274. Soo Y.L., Kim S., Kao Y.H., Blattner A.J., Wessels B.W., Khalid S., Sanchez Hanke C., Kao C.-C. Local structure around Mn atoms in room-temperature ferromagnetic (In,Mn)As thin films probed by extended x-ray absorption fine structure // *Appl. Phys. Lett.* – 2004. – V.84, № 4. – P. 481-483.
275. Сигов А.С. Влияние дефектов на физические свойства кристаллов вблизи структурных и магнитных фазовых переходов / Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук, М., 1985. - 210с. /МГУ им. М.В. Ломоносова/.
276. Slupinski T., Oiwa A., Yanagi S., and Munekata H. Preparation of ferromagnetic(In,Mn)As with relatively low hole concentration and Curie temperature 50K // *J. Crystal Growth.* – 2002. – V.237-239. – P. 1326-1330.
277. Jaroszynski J., Andrearczyk T., Karczewski G., Wrobel J., Wojtowicz T., Popovic D., Dietl T. Intermediate phase at the metal-insulator boundary in a

- magnetically doped two-dimensional electron system // Phys. Rev. B. – 2007. – V.76, № 4. – P. 045322-045326.
278. Adkins C.J. Hopping conductivity in granular metals revisited. In Metal-insulator transitions revisited, ed. by P.P. Edwards and C.N.R. Rao. Taylor & Francis, 1995. – P. 191-210.
279. Caprara S., Tugushev V.V., Chumakov N. Short-range ferromagnetism and transport properties of amorphous $(\text{Gd,Y})_x\text{Si}_{1-x}$ alloys // ЖЭТФ. – 2005. – V.128, № 2. – P. 351-363.
280. Caprara S., Chumakov N.K., Gudenko S., and Tugushev V. Evidence for short-range ferromagnetic order in amorphous $(\text{Gd,Y})_x\text{Si}_{1-x}$ alloys // Phys. Rev. B. – 2006. – V.74, № 10. – P. 104204-104218.
281. Wojtowicz T., Dietl T., Sawicki M., Plesiewicz W., and Jaroszyński J. Metal-Insulator Transition in Semimagnetic Semiconductors // Phys. Rev. Lett. – 1986. – V.56, № 22. – P. 2419-2422.
282. Heiman D., Shapira Y., Foner S., Khazai B., Kershaw R., Dwight K., and Wold A. Exchange energy, magnetization, and Raman scattering of $(\text{Cd,Mn})\text{Se}$ // Phys. Rev. B. – 1984. – V.29, № 10. – P. 5634-5640.
283. Sanders G.D., Sun Y., Kyrychenko F.V., Stanton C.J., Khodaparast G.A., Zudov M.A., Matsuda Y.H., and Miura N., Munekata H. Electronic states and cyclotron resonance in n-type InMnAs // Phys. Rev. B. – 2003. – V.68, № 16. – P. 165205-165223.
284. Isakovic Abdel F. Spin Transport in Ferromagnet-Semiconductor Heterostructures / LAP Lambert Academic Publishing, 2010. – 240 p.
285. Men'shov V.N., Tugushev V.V., Caprara S., Echenique P.M., Chulkov E.V. Spin ordering in semiconductor heterostructures with ferromagnetic δ layers // Phys. Rev. B. – 2009. – V.80, № 3. – P. 035315-035328.
286. Lutsev L.V., Stognij A.I., Novitskii N.N. Giant magnetoresistance in semiconductor/granular film heterostructures with cobalt nanoparticles // Phys. Rev. B. – 2009. – V.80, № 18. – P. 184423-184436.

287. Myers R.C., Gossard A.C., Awschalom D.D. Tunable spin polarization in III-V quantum wells with a ferromagnetic barrier // *Phys. Rev. B.* – 2004. – V.69, № 16. – P. 161305-161308.
288. Зайцев С.В., Дорохин М.В., Бричкин А.С., Вихрова О.В., Данилов Ю.А., Звонков Б.Н., Кулаковский В.Д. Ферромагнитное воздействие δ <Mn>-слоя в GaAs барьере на спиновую поляризацию носителей в InGaAs/GaAs квантовой яме // *Письма в ЖЭТФ.* – 2009. – Т.90, вып. 10. – С. 730-735.
289. *Aronzon V.A., Pankov M.A., **Rylkov V.V.**, Meilikhov E.Z., Lagutin A.S., Pashaev E.M., Chuev M.A., Kvardakov V.V., Likhachev I.A., Vikhrova O.V., Lashkul A.V., Lähderanta E., Vedenev A.S., and Kervalishvili P. Ferromagnetism of low-dimensional Mn-doped III-V semiconductor structures in the vicinity of the insulator-metal transition // *J. Appl. Phys.* – 2010. – V.107, № 2. – P. 023905-023912.
290. Kawakami R.K., Johnston-Halperin E., Chen L.F., Hanson M., Guebels N., Speck J.S., Gossard A.C., and Awschalom D.D. (Ga,Mn)As as a digital ferromagnetic heterostructure // *Appl. Phys. Lett.* – 2000. – V.77, № 15. – P. 2379-2381.
291. McCombe B.D., Na M., Chen X., Cheon M., Wang S., Luo H., Liu X., Sasaki Y., Wojtowicz T., Furdyna J.K., Potashnik S.J., Schiffer P. Novel ferromagnetism in digital GaAs/Mn and GaSb/Mn alloys // *Physica E.* – 2003. – V.16. – P. 90-98.
292. Nazmul A.M., Amemiya T., Shuto Y., Sugahara S., and Tanaka M. High Temperature Ferromagnetism in GaAs-Based Heterostructures with Mn δ Doping // *Phys. Rev. Lett.* – 2005. – V.95, № 1. – P. 017201-017204.
293. Nazmul A.M., Sugahara S., and Tanaka M. Ferromagnetism and high Curie temperature in semiconductor heterostructures with Mn δ -doped GaAs and *p*-type selective doping // *Phys. Rev. B.* – 2003. – V.67, № 24. – P. 241308-241311.
294. Caprara S., Tugushev V.V., Chulkov E.V. Spin-polarized half-metallic state of a ferromagnetic δ layer in a semiconductor host // *Phys. Rev. B.* – 2011. – V.84, № 8. – P. 085311-085322.

295. *Чуев М.А., Аронзон Б.А., Пашаев Э.М., Субботин И.А., **Рыльков В.В.**, Ковальчук М.В., Квардаков В.В., Медведев П.Г. Реальная структура, магнитные и транспортные свойства разбавленных магнитных полупроводников // Микроэлектроника. – 2008. – Т.37, вып. 2. – С. 83-100.
296. Guo X.X., Herrmann C., Kong X., Kolovos-Vellianitis D., Däweritz L., and Ploog K.H. Growth control, structure and ferromagnetic properties of digital Mn/GaAs heterostructures // J. Cryst. Growth. – 2005. – V.278, № 2. – P. 655-660.
297. Melko R.G., Fishman R.S., and Reboredo F.A. Single layer of Mn in a GaAs quantum well: A ferromagnet with quantum fluctuations // Phys. Rev. B. – 2007. – V. 75, № 11. – P. 115316-115322.
298. Xing H., Keller S., Wu Y-F., McCarthy L., Smorchkova I.P., Buttari D., Coffie R., Green D.S., Parish G., Heikman S., Shen L., Zhang N., Xu J.J., Keller B.P., DenBaars S.P., and Mishra U.K. Gallium nitride based transistors // J. Phys.: Condens. Matter. – 2001. – V.7, № 2. – P. 7139-7157.
299. Dadgar A., Schulze F., Bläsing J., Diez A., Krost A., Neuburger M., Kohn E., Daumiller I., and Kunze M. High-sheet-charge-carrier-density AlInN/GaN field-effect transistors on Si(111) // Appl. Phys. Lett. – 2004. – V.85, № 22. – P. 5400-5402.
300. Likalter A.A. Hopping conductivity in granular metals near the insulator-metal transition // Physica A. – 2001. – V.291. – P. 144-158.
301. Schiber J.E., Fritz I.J., and Dawson L.R. Light-hole conduction in InGaAs/GaAs strained-layer superlattices // Appl. Phys. Lett. – 1985. – V.46, № 2. – P. 187-189.
302. Lee M., Onose Y., Tokura Y., Ong N.P. Hidden constant in the anomalous Hall effect of high-purity magnet MnSi // Phys. Rev. B. – 2007. – V.75, № 17. – P. 172403-172406.
303. *Tripathi V., Dhochak K., Aronzon B.A., **Rylkov V.V.**, Davydov A.B., Raquet B., Goiran M., and Kugel K.I. Charge inhomogeneities and transport in semiconductor heterostructures with a Mn δ -layer // Phys. Rev. B. – 2011. – V.84, № 7. – P. 075305-075317.

304. Аронзон Б.А. Магнитные нанокompозиты и полупроводниковые структуры вблизи перехода металл-диэлектрик / Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук, М., 2012. - 229с. /НИЦ «Курчатовский институт»/.
305. Kaminski A., Das Sarma S. Magnetic and transport percolation in diluted magnetic semiconductors // Phys. Rev. B.– 2003. – V. 68, № 23. – P. 235210-235210.
306. *Гудков В.А., Веденеев А.С., **Рыльков В.В.**, Темиряева М.П., Козлов А.М., Николаев С.Н., Панков М.А., Голованов А.Н., Семисалова А.С., Перов Н.С., Духновский М.П., Бугаев А.С. Синтез пространственно упорядоченного ансамбля Co наноцилиндров в матрице пористого оксида алюминия на поверхности GaAs–структур. Письма ЖТФ. – 2013. – Т.39, вып. 18. – С. 17-24.
307. *Бугаев А.С., Веденеев А.С., Духновский М.П., Ратникова А.К., **Рыльков В.В.**, Федоров Ю.Ю. Способ получения пористого слоя оксида алюминия на изолирующей подложке // Патент РФ на изобретение №2489768, опубл. 10.08.2013, Бюлл. №22.
308. Демишев С.В., Ищенко Т.В., Божко А.Д., Катаева Е.А. Холловская асимметрия и перколяция в гетерогенных средах // Тезисы докладов XXXVI Сессии по физике низких температур, ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, 2-6 июля, 2012 / Санкт-Петербург, 2012. – С. 180-181.
309. ***Rylkov V.V.**, Gan'shina E.A., Novodvorskii O.A., Nikolaev S.N., Novikov A.I., Kulatov E.T., Tugushev V.V., Granovskii A.B. and Panchenko V.Ya. Defect-induced high-temperature ferromagnetism in $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$ ($x \approx 0.52-0.55$) alloys // Europhys. Lett. – 2013. – V.103. – P. 57014-57019.
310. Men'shov V.N., Tugushev V.V., Caprara S., and Chulkov E.V. High-temperature ferromagnetism in Si:Mn alloys // Phys. Rev. B. – 2011. – V. 83, № 3. – P. 035201-035213.