

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ МИКРОСТРУКТУР

На правах рукописи

ИКОННИКОВ Антон Владимирович

**ЦИКЛОТРОННЫЙ РЕЗОНАНС
И ПРИМЕСНОЕ МАГНИТОПОГЛОЩЕНИЕ
В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ**

05.27.01 — твердотельная электроника,
микроэлектроника и нанoeлектроника

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физико-математических наук
В. И. ГАВРИЛЕНКО

Нижний Новгород
2006 г.

Содержание

Содержание	2
Введение	4
Научная и практическая значимость работы	8
Глава 1. Циклотронный резонанс электронов и дырок в гетероструктурах Ge/GeSi	15
1.1. Напряжённые гетероструктуры на основе Ge и Si (обзор литературы).....	15
1.1.1. «Встроенная» деформация в гетероструктурах Ge/GeSi	15
1.1.2. Влияние эффектов встроенной деформации и размерного квантования на спектры носителей заряда в напряженных гетероструктурах Ge/GeSi	16
1.1.3. Исследования циклотронного резонанса в гетероструктурах Ge/GeSi	21
1.2. Методика исследований	28
1.2.1. Изготовление и подготовка образцов	28
1.2.2. Прохождение субмиллиметрового излучения сквозь структуру	30
1.2.3. Методика экспериментального исследования циклотронного резонанса с помощью ЛОВ	33
1.3. Циклотронный резонанс электронов	38
1.4. Циклотронный резонанс дырок	49
1.4.1. Расчёт уровней Ландау дырок	49
1.4.2. Циклотронный резонанс дырок в квантующих магнитных полях	50
1.4.3. Межподзонный циклотронный резонанс	51
Глава 2. Примесное магнитопоглощение в гетероструктурах Ge/GeSi	62
2.1. Мелкие примеси в двумерных структурах (обзор литературы)	62
2.1.1. Расчёты спектров мелких примесей в гетероструктурах с квантовыми ямами	62
2.1.2. Экспериментальные исследования мелких примесей	65
2.2. Методика исследований	68
2.3. Исследование примесного поглощения в гетероструктурах Ge/GeSi	71
2.3.1. Примесные линии в спектрах дифференциального магнитопоглощения	71
2.3.2. Теоретический расчёт примесных переходов	75
2.3.3. Природа примесных линий	79

2.4. Исследование временных характеристик сигналов магнитопоглощения	90
Глава 3. Остаточная фотопроводимость в гетероструктурах InAs/AlSb с квантовыми ямами.....	100
3.1. Обзор литературы	100
3.1.1. Гетероструктуры InAs/AlSb	100
3.1.2. Исследования остаточной фотопроводимости	102
3.2. Методика исследований.....	106
3.2.1. Изготовление и подготовка образцов	106
3.2.2. Методика экспериментального исследования остаточной фотопроводимости	108
3.3. Экспериментальные исследования остаточной фотопроводимости.....	111
3.3.1. Спектры остаточной фотопроводимости номинально нелегированных гетероструктур InAs/AlSb	111
3.3.2. Осцилляции остаточной ФП нелегированных структур.....	118
3.3.3. Спектры остаточной фотопроводимости селективно легированных гетероструктур InAs/AlSb	120
3.3.4. Спектры остаточной фотопроводимости в номинально нелегированных гетероструктурах InAs/AlSb с поверхностным слоем InAs	123
Глава 4. Циклотронный резонанс в гетероструктурах InAs/AlSb с квантовыми ямами	124
4.1. Обзор литературы	124
4.2. Методика исследований.....	128
4.2.1. Методика исследования ЦР в слабых магнитных полях	128
4.2.2. Методика исследования ЦР в квантующих магнитных полях.....	129
4.3. Исследования циклотронного резонанса в гетероструктурах InAs/AlSb	130
4.3.1. Расчёт уровней Ландау	130
4.3.2. Циклотронный резонанс в слабых магнитных полях.....	134
4.3.3. Циклотронный резонанс в квантующих магнитных полях	138
Заключение.....	143
Список цитированной литературы	146
Основные публикации автора по теме диссертации.....	162

Введение

Развитие современной полупроводниковой электроники связано как с прогрессом технологии, так и с разработкой новых типов приборов. Развитие технологии роста полупроводниковых наноструктур привело к созданию электронных и оптоэлектронных приборов, обладающих рекордными характеристиками. Основными эффектами, за счёт которых происходит выигрыш по сравнению с традиционными приборами на основе объёмных полупроводников, являются пространственное разделение и ограничение носителей и изменение электронного спектра носителей вследствие квантования. Наилучшие результаты были получены при использовании гетеропар материалов A_3B_5 , согласованных по параметру решетки, особенно GaAs/AlGaAs. Однако внедрение таких элементов в промышленную технологию изготовления интегральных микросхем на кремнии вызывает серьёзные трудности. Это вызывает интерес к гетероструктурам на основе Ge и Si. Несоответствие постоянных решёток Si и Ge составляет 4%, что позволяет выращивать гетероструктуры со «встроенной» деформация в слоях, что, в свою очередь, рассматривается как дополнительный инструмент, позволяющий модифицировать спектр носителей в нужном направлении.

Поскольку в гетероструктурах на основе Si и Ge квантовые ямы для дырок всегда реализуются в слоях с большим содержанием германия, то для создания «дырочных» приборов весьма привлекательными являются *гетероструктуры* $Ge/Ge_{1-x}Si_x$, где дырки находятся в слоях чистого Ge, (в отличие от структур Si/SiGe, где ямы для дырок находятся в сплаве SiGe, в котором подвижность ограничивается сплавным рассеянием).

На основе гетероструктуры $Ge/Ge_{1-x}Si_x$ можно создавать примесные приёмники дальнего инфракрасного (ИК) диапазона. Как показано в работе [1], такой приёмник имеет полосу чувствительности, смещенную относительно полосы приёмника на объёмном p-Ge в длинноволновую сторону дальнего ИК диапазона, причём такой приёмник может перестраиваться магнитным полем.

Напряжённые гетероструктуры $Ge/Ge_{1-x}Si_x$ обладают свойствами, недостижимыми в объёмном материале: в германиевых слоях гетероструктур может быть реализовано достаточно большое по величине ($5 \div 6$ кбар)

«растягивающее» напряжение; энергетический спектр дырок может контролироваться с помощью изменения параметров гетероструктуры (толщины слоёв и деформации Ge); благодаря большому отношению поверхности к объёму теплоотвод в гетероструктурах происходит быстрее. Однако для развития этих идей требуется детальное изучение энергетического спектра и механизмов рассеяния носителей в напряженных слоях Ge в гетероструктурах $\text{Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$, влияния на спектр эффектов встроенной деформации и размерного квантования, сильных электрического и магнитного полей.

Другими перспективными системами для развития электроники и оптоэлектроники являются структуры на основе «узкозонных» материалов, в частности, на InAs. Такие структуры могут быть перспективными для создания детекторов [2, 3] и лазеров ИК диапазона [4], высокочастотных транзисторов [5, 6], резонансно-туннельных диодов [7]. Структуры на основе InAs являются многообещающими для создания «спиновых» приборов [8], поскольку в таких структурах сильно проявляется эффект Рашбы [9], g -фактор электронов в InAs составляет -15 (в то время как GaAs -0,4).

Одним из наиболее интересных представителей систем на основе InAs являются гетероструктуры InAs/AlSb. В таких гетеросистемах квантовая яма для электронов оказывается очень глубокой (1,35 эВ), что приводит к тому, что в этих структурах в КЯ InAs всегда присутствует двумерный электронный газ, концентрацию которого при низких температурах можно изменять в широких пределах за счёт эффекта остаточной фотопроводимости [10]. Гетероструктуры InAs/AlSb обладают малой величиной эффективной массы электронов в квантовой яме InAs ($m^* \cong 0,03m_0$) и высокой подвижностью электронов, достигающей $3 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при $T = 300 \text{ К}$ и $9 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при $T = 4,2 \text{ К}$ [11], что позволяет их использовать для создания новых быстродействующих приборов.

Эффективным методом для определения зонной структуры полупроводников и полупроводниковых гетероструктур является исследование циклотронного резонанса (ЦР), которое даёт информацию об эффективных массах и механизмах рассеяния. С помощью ЦР можно выявлять непараболичность закона дисперсии носителей заряда, и тем самым, получать информацию о зонной структуре материалов.

Чаще всего ЦР наблюдают в терагерцовом диапазоне длин волн, поскольку для наблюдения ЦР необходимо выполнения условия $\omega_c \tau \gg 1$, где ω_c — циклотронная частота, τ - характерное время рассеяния. В этот же диапазон могут попадать энергии межуровневых переходов в мелких примесных центрах, что позволяет использовать методику ЦР для изучения последних.

До настоящей диссертационной работы исследования циклотронного резонанса в гетероструктурах Ge/GeSi проводились как на селективно легированных образцах с двумерным дырочным газом, так и на нелегированных структурах при межзонном оптическом возбуждении носителей заряда [12, 13, 14, 15, 16]. Исследования проводились как в относительно слабых магнитных полях, что дало возможность измерить величину эффективной массы дырок вблизи края валентной зоны и ее увеличение на уровне Ферми в легированных структурах, так и в квантующих магнитных полях, где наблюдались переходы между нижними уровнями Ландау дырок. Однако эти исследования были ограничены образцами со сравнительно узкими (до 200 Å) квантовыми ямами Ge, где наблюдались переходы только в пределах первой подзоны размерного квантования. В работе [1] и последующих работах (см., например, [17, 18, 19]) была обнаружена примесная фотопроводимость в дальнем ИК диапазоне, связанная с остаточными акцепторами. В сильных магнитных полях в двух образцах удалось наблюдать переходы типа $1s \rightarrow 2p_+$ и $1s \rightarrow 2p_-$. Однако значительная ширина спектральных линий и ограниченные возможности методики, обусловленные падением сигнала фотопроводимости в магнитном поле, не позволили детально исследовать спектры примесных переходов.

В гетероструктурах InAs/AlSb метод ЦР использовался для измерений эффективной массы электронов на уровне Ферми и выявления непараболичности зоны проводимости в квантовой яме InAs [20, 21, 22]. Для изменения концентрации электронов и соответственно уровня Ферми использовалось явление отрицательной остаточной фотопроводимости (концентрация электронов при низких температурах может быть уменьшена в несколько раз при подсветке образца излучением видимого диапазона). Однако само явление остаточной фотопроводимости было изучено недостаточно подробно, так спектральные исследования проводились в одной единственной работе [23], где исследовались

всего 2 образца. Вышеупомянутые исследования ЦР, как и измерения в квантовых магнитных полях, где наблюдались переходы между нижними уровнями Ландау электронов [24, 25], проводились на образцах с концентрацией электронов до 10^{12} см⁻², что не позволило исследовать закон дисперсии на достаточно большом масштабе энергий и обнаружить эффекты, связанные с заполнением вышележащих подзон размерного квантования.

Целями диссертационной работы являлись:

- установление основных закономерностей циклотронных переходов в валентной зоне напряженных гетероструктур Ge/GeSi с квантовыми ямами в условиях соизмеримости циклотронной энергии и энергии размерного квантования, а также обнаружение ЦР электронов с целью определения типа гетероперехода;
- разработка метода наблюдения примесного магнитопоглощения при модулированном межзонном оптическом возбуждении электронов и дырок с последующим захватом носителей на ионизованные примесные центры и выявление особенностей энергетических спектров мелких акцепторов в гетероструктурах Ge/GeSi;
- установление природы отрицательной остаточной фотопроводимости в гетероструктурах InAs/AlSb;
- изучение закона дисперсии электронов в квантовых ямах InAs.

Научная новизна

1. В спектрах субмиллиметрового магнитопоглощения при межзонном оптическом возбуждении в гетероструктурах Ge/GeSi(111) с широкими слоями Ge впервые обнаружены линии ЦР электронов. Установлено, что они обусловлены 1L электронами в слоях твердого раствора GeSi. Таким образом, прямо показано, что данные гетероструктуры являются структурами II типа в отличие от образцов с более тонкими слоями Ge.
2. В спектрах магнитопоглощения гетероструктур Ge/GeSi с наиболее широкими слоями Ge (800 Å) впервые наблюдались переходы между уровнями Ландау дырок, относящихся к различным подзонам размерного квантования.
3. Впервые исследованы спектры магнитопоглощения гетероструктур Ge/GeSi с остаточными акцепторами при импульсном межзонном оптическом возбуждении носителей. Показано, что релаксация сигнала происходит с двумя

характерными временами, соответствующими рекомбинации фотовозбужденных электронов и дырок на нейтральных примесях (быстрое время) и рекомбинации термически возбужденных с очень мелких акцепторов дырок на нейтральных донорах (медленное время). В спектрах магнитопоглощения обнаружены линии, обусловленные переходами типа $1s \rightarrow 2p_+$ в акцепторах, ионы которых расположены в центре барьерных слоев GeSi, и на гетерограницах, а также ранее не наблюдавшихся центрах, состоящих из иона акцептора в квантовой яме Ge и связанной с ним дырки в соседней квантовой яме.

4. В гетероструктурах InAs/AlSb с двумерным электронным газом впервые исследована низкотемпературная остаточная фотопроводимость в широком интервале энергий квантов 0,6—6 эВ. Обнаружено, что ширина линий субмиллиметрового дифференциального примесного магнитопоглощения гетероструктурах Ge/GeSi при межзонной подсветке в несколько раз меньше ширины наблюдающихся в той же области спектра линии примесной ФП. В спектрах поглощения разрешены переходы, связанные с возбуждением мелких акцепторов, расположенных в барьерных слоях GeSi и на гетерогранице.

Научная и практическая значимость работы

Научная значимость полученных результатов заключается в обнаружении явления межподзонного циклотронного резонанса, являющегося следствием гибридизации волновых функций дырок на уровнях Ландау, относящихся к различным подзонам размерного квантования в гетероструктурах Ge/GeSi, демонстрации нового дифференциального метода наблюдения примесного поглощения и обнаружении новых оптических переходов в очень мелких (энергия связи менее 2 мэВ) акцепторах в гетероструктурах Ge/GeSi. Установлено, что в гетероструктурах InAs/AlSb наблюдаемая отрицательная остаточная фотопроводимость связана с переносом заряда из квантовой ямы InAs на глубокие донорные центры на поверхности покрывающего слоя GaSb. Получены значения эффективных масс электронов на уровне Ферми в квантовых ямах InAs в широком диапазоне концентраций электронов до $8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

Полученные в диссертации результаты могут быть использованы при создании электронных и оптоэлектронных приборов на основе квантово-размерных гетероструктур Ge/GeSi и InAs/AlSb.

Содержание работы

Диссертация состоит из введения, пяти глав, и заключения.

Во **Введении** обоснована актуальность темы исследований, показана её научная новизна, сформулированы цели работы и приведены положения, выносимые на защиту.

Первые две главы посвящены исследованию гетероструктур Ge/GeSi с квантовыми ямами, последние две — исследованию структур InAs/AlSb. Первая часть каждой главы представляет собой обзор литературы.

В первом разделе **Главы 1** приведены основные сведения о влиянии деформации на спектры носителей заряда в гетероструктурах Ge/GeSi и дан обзор работ, посвящённых исследованию ЦР носителей заряда в гетероструктурах Ge/GeSi. Во втором разделе Главы 1 кратко описаны процесс роста многослойных гетероструктур Ge/GeSi и методика экспериментального исследования ЦР с использованием генераторов на основе ламп обратной волны (ЛОВ) в качестве источников излучения и возбуждением носителей заряда с помощью межзонной подсветки. Все измерения проводились при $T = 4,2$ К. Показано, что уровень межзонной подсветки оказывает большое влияние на ширину линий в спектрах ЦР. Уменьшение уровня подсветки позволило значительно обуздить линии и выявить в спектрах ЦР не обнаруженные ранее резонансы. В третьем и четвёртом разделах Главы 1 представлены результаты измерений ЦР электронов и дырок в напряжённых гетероструктурах Ge/GeSi в диапазоне энергий квантов $0,5 \div 5$ мэВ ($f = 125—1250$ ГГц), а также кратко описан метод расчёта уровней Ландау дырок в этих структурах.

Результаты проведённых исследований показывают, что в гетероструктурах Ge/GeSi с широкими квантовыми ямами Ge (шириной более 300 \AA) наблюдается циклотронный резонанс 1L-электронов с массой $m^* \approx 0,083m_0$. Расчёты, проведенные в работе [8] показывают, что 1L-электроны должны находиться в слоях твёрдого раствора GeSi. Таким образом, можно заключить, что такие гетероструктуры (с широкими слоями Ge) являются гетероструктурами II типа.

В структуре с $d_{Ge} = 800 \text{ \AA}$ в спектрах ЦР обнаружены линии поглощения, обусловленные межподзонным ЦР, т. е. переходами с уровней Ландау первой подзоны размерного квантования на уровни из вышележащих подзон. Наблюдаемые энергии таких переходов хорошо согласуются с данными теоретических расчётов, выполненных Д. В. Козловым.

В первой части **Главы 2** приведён обзор работ, посвящённых теоретическим и экспериментальным исследованиям мелких примесей в гетероструктурах. В следующей части описана дифференциальная методика исследования мелких примесей с помощью ЛОВ при модуляции межзонной подсветки. Приводится сравнение полученных спектров со спектрами фотопроводимости в этих же структурах. Показано, что данная методика позволяет «обузить» линии в спектрах магнитопоглощения и выявить особенности, которые ранее не обнаруживались.

В третьей части приведены результаты исследования магнитопоглощения в гетероструктурах Ge/GeSi, кратко представлен метод расчёта энергий переходов в мелких примесях и проведено сопоставление экспериментальных результатов с результатами расчёта. Представлены различные способы, позволяющие отличать линии, вызванные циклотронными переходами, от линий, обусловленных поглощением на мелких примесях. Показано, что наблюдаемые в гетероструктурах Ge/GeSi «примесные» линии обусловлены переходами типа $1s \rightarrow 2p_+$ в очень мелких акцепторах, ионы которых расположены в центре барьерных слоев GeSi и на гетерограницах. Наиболее мелкие обнаруженные состояния связываются с ранее не наблюдавшимися центрами, состоящими из иона акцептора в квантовой яме Ge, захватившего дырку в соседней квантовой яме (энергия связи порядка 1 мэВ). В структурах с широким квантовыми ямами Ge ($d_{Ge} \geq 300 \text{ \AA}$) для примесей в центре барьера GeSi обнаружены переходы с $1s$ на $2p_+$ состояния, связанные с уровнями Ландау как из 1-ой, так и из 2-ой подзон размерного квантования тяжёлых дырок.

В четвёртой части Главы 2 представлены методика исследования временных характеристик сигналов магнитопоглощения и результаты измерений, выполненных по данной методике. Показано, что сигнал магнитопоглощения релаксирует после выключения импульса подсветки с двумя характерными временами («быстрое» время варьируется от 10 до 60 мкс для различных образцов, «медленное» — от 40 до 800 мкс).

Глава 3 посвящена исследованию остаточной фотопроводимости в гетероструктурах InAs/AlSb, которая может быть как положительной, так и отрицательной. Вначале приведён обзор работ, посвященных исследованию данного явления. Во второй части приведена методика исследования спектров остаточной фотопроводимости гетероструктур InAs/AlSb. В последней части представлены результаты выполненных в диссертации исследований.

В настоящей работе исследования проводились в широком интервале энергий квантов 0,6—6 эВ. Впервые обнаружен резкий спад отрицательной остаточной фотопроводимости в нелегированных структурах при энергии кванта освещения более 3,2 эВ, связываемый «выключением» механизма генерации электронно-дырочных пар, который приводит к уменьшению концентрации двумерных электронов в квантовых ямах InAs. Исследования легированных структур и структур с дополнительным покровным слоем GaAs позволили установить, что отрицательная остаточная фотопроводимость связана с захватом фотовозбуждённых электронов поверхностными донорами в покрывающем слое GaSb.

Глава 4 начинается с обзора работ, посвященных исследованию ЦР в гетероструктурах InAs/AlSb. Описывается методика исследования ЦР как в слабых, так и в квантующих магнитных полях. В последней части главы представлены результаты исследований ЦР в данных гетероструктурах и дано краткое описание метода расчёта уровней Ландау электронов, проведенного В. Я. Алешкиным и С. С. Криштопенко.

В слабых магнитных полях обнаружено возрастание эффективной массы от $0,03m_0$ до $0,06m_0$ при увеличении концентрации электронов, что обусловлено сильной непараболичностью зоны проводимости. Результаты измерений очень хорошо согласуются с данными теоретических расчетов.

В квантующих магнитных полях ($\hbar\omega_c \sim E_F$) полях обнаружено расщепление линии ЦР. В нелегированных структурах такое расщепление связано с сильной непараболичностью закона дисперсии электронов. Измеренные значения энергий циклотронных переходов хорошо согласуются с результатами расчётов С. С. Криштопенко. Исследования ЦР в квантующих полях в легированных структурах, в которых заполнены две подзоны размерного квантования,

показывают, что в таких структурах наблюдается очень большое расщепление линии ЦР ($\sim 10\%$), что связывается с разницей энергий переходов между уровнями Ландау первой и второй подзоны размерного квантования.

Заключение содержит основные результаты, полученные в работе.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Многослойные напряжённые гетероструктуры $\text{Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x(111)$ с малым средним содержанием Si $\langle x \rangle \leq 0,03$ (т.е. с широкими слоями Ge $d_{\text{Ge}} \geq 300 \text{ \AA}$, при $d_{\text{GeSi}} \sim 200 \text{ \AA}$ и $x \sim 0,1$) являются гетероструктурами II типа, т.е. квантовые ямы для электронов реализуется в слоях твёрдого раствора GeSi, а квантовые ямы для дырок — в слоях Ge в отличие от структур с большим содержанием Si, которые являются гетероструктурами I типа.
2. Гибридизация уровней Ландау дырок в напряжённых гетероструктурах Ge/GeSi приводит к возникновению в спектрах ЦР в квантующих магнитных полях ($\hbar\omega_c \gg kT$) переходов с нижних уровней Ландау, относящихся к 1-ой подзоне размерного квантования, на уровни Ландау вышележащих подзон.
3. Захват неравновесных носителей заряда на ионизованные примесные центры при межзонном оптическом возбуждении приводит к модуляции примесного поглощения в терагерцовом диапазоне и обужению линий поглощения за счет нейтрализации примесей и уменьшения флуктуаций потенциала. Это явление может быть использовано для спектроскопии мелких примесей в полупроводниковых наноструктурах, где полная концентрация примесей мала.
4. В спектрах дифференциального магнитопоглощения в терагерцовом диапазоне частот при межзонном оптическом возбуждении гетероструктур Ge/GeSi с остаточными примесями наряду с линиями ЦР наблюдаются переходы типа $1s \rightarrow 2p_+$, связанные с возбуждением мелких акцепторных центров (энергия связи порядка до 2 мэВ) с пространственным разделением дырки и иона примеси (примесь на гетерогранице, примесь в центре барьера, примесь в соседней квантовой яме). При несимметричном расположении примеси относительно квантовой ямы наблюдаются переходы на $2p_+$ состояния, связанные с уровнями Ландау не только из 1-й, но и из 2-й подзоны размерного квантования.

5. Отрицательная остаточная проводимость в гетероструктурах InAs/AlSb с двумерным электронным газом, возникающая при освещении структур видимым светом, связана с захватом фотовозбуждённых электронов поверхностными донорами в покрывающем слое GaSb (и рекомбинацией фотовозбужденных дырок с электронами в квантовой яме InAs). Наличие эффектов как отрицательной, так и положительной (наблюдающейся при освещении ИК излучением) остаточной фотопроводимости позволяет обратимым образом в несколько раз изменять концентрацию двумерных электронов.

6. Циклотронная масса электронов в гетероструктурах InAs/AlSb возрастает от $0,03m_0$ до $0,06m_0$ при увеличении концентрации электронов в квантовых ямах InAs ($d_{QW} = 150 \text{ \AA}$) $8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ вследствие непараболичности закона дисперсии. В квантующих магнитных полях расщепление линии циклотронного резонанса связанное с разностью энергий переходов между уровнями Ландау в 1-ой и 2-ой подзонах размерного квантования может значительно превосходить обусловленное непараболичностью расщепление линии циклотронного резонанса электронов в каждой из подзон.

Диссертационная работа выполнена в Институте физики микроструктур Российской академии наук.

Основные результаты диссертации докладывались на 11, 12, 13, 14 Международных симпозиумах «Наноструктуры: физика и технология» (2003, 2004, 2005, 2006, Санкт-Петербург), Всероссийских совещаниях «Нанопотоника» (2003, 2004, Нижний Новгород), 22-й Международной конференции по дефектам в полупроводниках (2003, Аарус, Дания), 6 и 7 российской конференции по физике полупроводников (2003, Санкт-Петербург, 2005, Звенигород), 5 и 6 Всероссийской молодежной конференции по физике полупроводников и полупроводниковой оптики и наноэлектронике (2003, 2004, Санкт-Петербург), 5-й уральской международной зимней школы по физике полупроводников (2004, Кыштым), 9 Нижегородской сессии молодых ученых (2004, Дзержинск), 27-й Международной конференции по физике полупроводников (2004, Флагстафф, США), 16-й Международной конференции по сильным магнитным полям в физике полупроводников (2004, Таллахаси, США), 12-м Международном симпозиуме по сверхбыстрым явлениям в полупроводниках (2004, Вильнюс, Литва), Всероссийских симпозиумах

«Нанofизика и наноэлектроника» (2005, 2006, Нижний Новгород), 12-й Международной конференции по узкозонным полупроводникам (2005, Тулуза, Франция), а также на семинарах ИФМ РАН и ННГУ.

По теме диссертации опубликованы 44 печатные работы, в том числе 7 статей в реферируемых журналах и 37 публикаций в сборниках тезисов докладов и трудов конференций, симпозиумов и совещаний.

Глава 1. Циклотронный резонанс электронов и дырок в гетероструктурах Ge/GeSi

1.1. Напряжённые гетероструктуры на основе Ge и Si (обзор литературы)

1.1.1. «Встроенная» деформация в гетероструктурах Ge/GeSi

Как отмечалось во введении, гетеропара Ge и Si является несогласованной по параметру решетки: $a_{Ge} = 5,657 \text{ \AA}$, $a_{Si} = 5,431 \text{ \AA}$. Постоянная решётки твёрдого раствора $Ge_{1-x}Si_x$ при небольших долях Si может быть рассчитана по линейному закону:

$$a_{GeSi} = (1-x)a_{Ge} + xa_{Si} \quad (1.1)$$

При эпитаксиальном выращивании сплава GeSi на подложках Ge или Si в растущем слое возникают упругие напряжения и деформации. Упругая энергия слоя ε_{GeSi} растёт линейно с его толщиной d_{GeSi} , и при некоторой критической толщине $d_{GeSi} = d_c$ энергетически более выгодной оказывается неупругая релаксация напряжений через образование дислокаций на границе слой/подложка. После начала такой релаксации постоянная решётки слоя в плоскости роста $a_{||}$ уже не совпадает с постоянной решётки подложки a_s . Очевидно, критическая толщина d_c уменьшается с ростом рассогласования.

Если полная толщина гетероструктуры значительно превышает критическую толщину, то в структуре возникает одна постоянная решётки в плоскости роста. При этом минимум энергии в такой системе реализуется при условии [26]:

$$\varepsilon_1 d_1 + \varepsilon_2 d_2 = 0, \quad (1.2)$$

где d_1 и d_2 — толщины слоёв гетероструктуры, ε_1 и ε_2 — их относительные деформации. В этом случае структура будет бездислокационной (псевдоморфной) при любом числе периодов. При этом постоянная решётки в плоскости слоёв равна

$$a_{||SL} = \frac{a_1 d_1 + a_2 d_2}{d_1 + d_2}. \quad (1.3)$$

Рассогласование структуры относительно подложки определяется величиной

$$f^* = \frac{a_{||SL} - a_s}{a_s}, \quad (1.4)$$

где a_s — постоянная решётки подложки.

Релаксация упругих напряжений в гетероструктурах $\text{Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$, выращенных на германиевой подложке, приводит к тому, что слои Ge в гетероструктуре оказываются двуосно сжатыми, а слои GeSi — двуосно растянутыми. Двуосное сжатие эквивалентно всестороннему сжатию и одноосному растяжению, двуосное растяжение — наоборот.

Таким образом, имеется возможность управлять «встроенной» деформацией слоёв структур, изменяя как их состав, так и соотношение толщин слоёв.

К сожалению, система Ge/GeSi остается мало исследованной с точки зрения распределения напряжений и механизмов релаксации. Гетероструктуры $\text{Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x(111)$ ($x \leq 0,2$, $d_{\text{Ge}} \cong d_{\text{GeSi}} \cong 250 \text{ \AA}$), выращенные на той же установке, что и исследуемые в данной работе, изучались в работах [27, 28] методами просвечивающей электронной микроскопии и рентгеновской дифракции. Как показали измерения, наибольшая плотность дислокаций возникает в подложке и нижней части гетероструктуры, в согласии с [29].

1.1.2. Влияние эффектов встроенной деформации и размерного квантования на спектры носителей заряда в напряженных гетероструктурах Ge/GeSi

1.1.2.1 Валентная зона

Как известно, потолок валентной зоны в германии и кремнии находится при $k = 0$ (Γ -точка). Валентная зона состоит из 3-х подзон: подзоны тяжёлых (h) и подзоны лёгких (l) дырок, вырожденных при $k = 0$, и подзоны, отщепившейся от первых двух вследствие спин-орбитального взаимодействия, которая в Ge составляет $\Delta_{\text{s.o. Ge}} = 280 \text{ мэВ}$ (см., напр. [30]):

$$E_{l,h}(\mathbf{k}) = Ak^2 \pm \left[B^2 k^2 + C^2 (k_x^2 k_y^2 + k_y^2 k_z^2 + k_z^2 k_x^2) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1.5)$$

$$E_{\text{s.o.}}(\mathbf{k}) = \Delta_{\text{s.o.}} + Ak^2 \quad (1.6)$$

$A_{\text{Ge}} = 13,38$, $A_{\text{Si}} = 4,28$, $B_{\text{Ge}} = 8,5$, $B_{\text{Si}} = 1,0$, $C_{\text{Ge}} = 13,2$ и $C_{\text{Si}} = 4,45$ (в единицах $\hbar^2/2m_0$ по данным из работ [31, 32]). Массы тяжёлых и лёгких дырок, получающиеся при усреднении по углам в пространстве импульсов, для Ge составляют

$$m_h = \left(A - \sqrt{B^2 + \frac{C^2}{5}} \right)^{-1} = 0,34m_0, \quad m_l = \left(A + \sqrt{B^2 + \frac{C^2}{5}} \right)^{-1} = 0,043m_0. \quad (1.7)$$

При негидростатической деформации (т.е. деформации нарушающей кубическую симметрию кристаллической решетки) вырождение тяжёлых и лёгких дырок в точке $\mathbf{k} = 0$ снимается [30], расщепление подзон тяжёлых и лёгких дырок в точке $\mathbf{k} = 0$ увеличивается линейно с ростом негидростатической составляющей деформации. Значения эффективных масс на дне подзон (здесь и далее рассмотрение приводится для дырок) не зависят от величины деформации, а лишь от ее направления:

$$\begin{aligned}
 m_{\parallel}^h &= \left(A - \frac{D}{\sqrt{3}}\right)^{-1} = 0,486m_0, & m_{\parallel}^l &= \left(A + \frac{D}{\sqrt{3}}\right)^{-1} = 0,048m_0 \\
 m_{\perp}^h &= \left(A + \frac{D}{2\sqrt{3}}\right)^{-1} = 0,053m_0, & m_{\perp}^l &= \left(A + \frac{D}{2\sqrt{3}}\right)^{-1} = 0,131m_0
 \end{aligned}
 \tag{1.8}$$

Таким образом, спектр дырок в германии существенным образом перестраивается под действием двуосной деформации (которая, с точки зрения влияния на спектры носителей, эквивалентна одноосному растяжению) (см. Рис. 1.1).

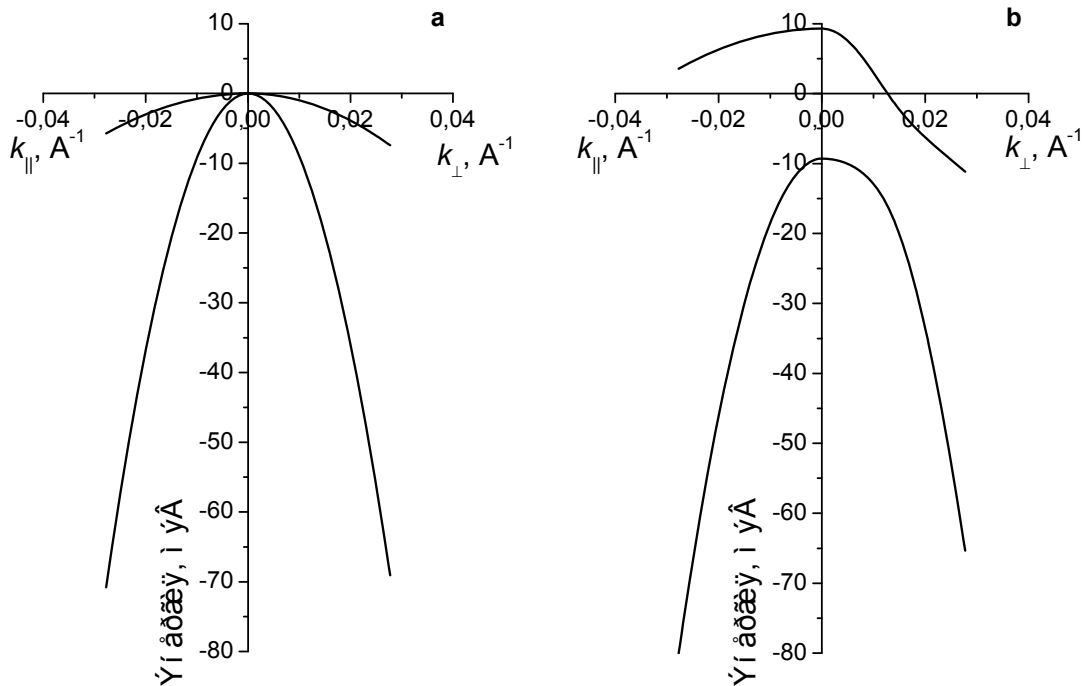


Рис. 1.1. Изменение потолка валентной зоны объёмного германия при одноосном растяжении вдоль оси [111] ($k_{\parallel} \parallel [111]$, $k_{\perp} \parallel [11\bar{2}]$). а) $P = 0$; б) $P = 5$ кбар.

Вычисление разрывов зон в гетеросистемах на основе Si/Ge (определение глубины квантовых ям) представляет непростую задачу из-за сложного характера валентной зоны Si и Ge. Важный шаг в решении этой задачи был сделан в работе [33], где из первых принципов были вычислены разрывы «усреднённых»

валентных зон $\Delta E_{v(av)}$ для гетероструктуры Ge/Si при $a_{\parallel} = a_{Si}$ и $a_{\parallel} = a_{Ge}$ в ориентациях [100], [111] и [110], а также при промежуточном значении $a_{\parallel} = a(Ge_{0.5}Si_{0.5})$ в ориентации [100]. Оказалось, что $\Delta E_{v(av)}$ почти не зависит от ориентации подложки и уменьшается почти линейно при переходе от $a_{\parallel} = a_{Si}$ к $a_{\parallel} = a_{Ge}$, поэтому в дальнейшем многими авторами (см. напр. [34]) для промежуточных значений a_{\parallel} использовалась линейная интерполяция $\Delta E_{v(av)}$. Пользуясь известными величинами спин-орбитального взаимодействия Δ_{so} и констант деформационного потенциала для Si и Ge, находят положения каждой подзоны валентной зоны и зоны проводимости. Для растворов же Ge_xSi_{1-x} используют линейные интерполяции полученных значений [34].

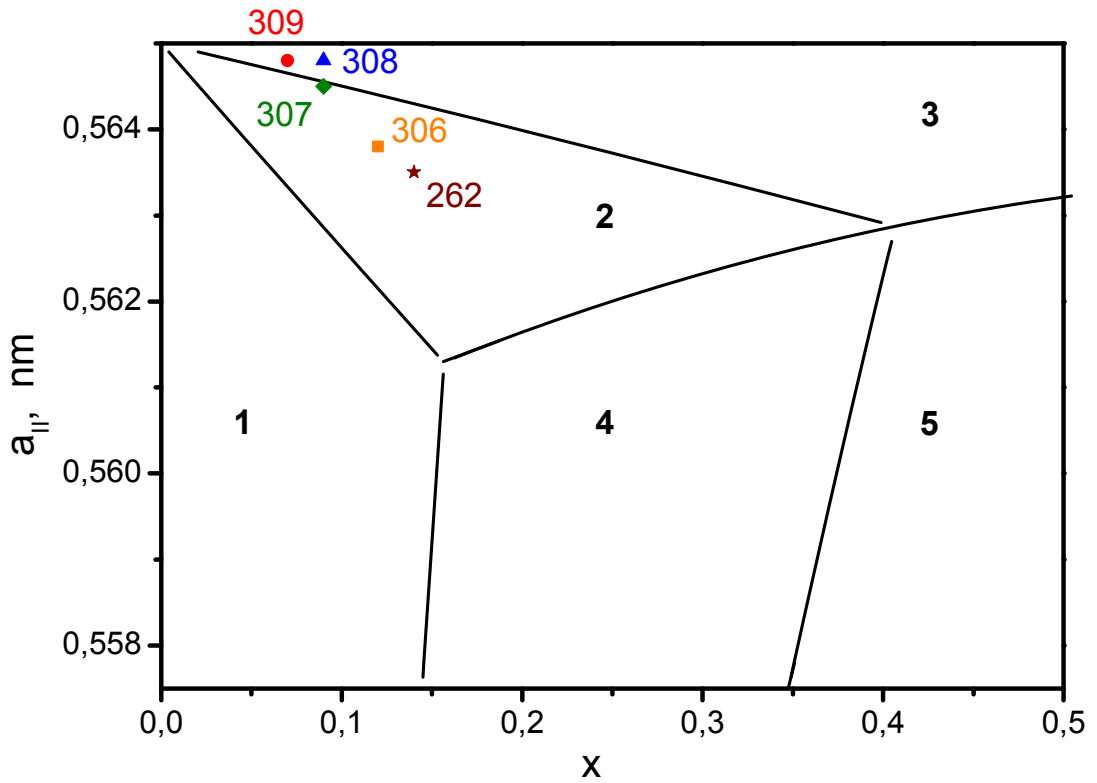
В работе [34] было показано, что квантовые ямы для дырок в гетероструктурах Ge/GeSi всегда оказываются в слоях с большим содержанием германия. Ограничение движения дырок в квантовой яме напряжённой гетероструктуры приводит к дополнительной перестройке их спектра. Как показано в работе [35], если волновой вектор в плоскости свободного движения $k_{\perp} = 0$, квантование лёгких и тяжёлых дырок происходит независимо. Заметим, что, поскольку энергия дна каждой подзоны размерного квантования обратно пропорциональна массе вдоль оси квантования ($E_n(k=0) \sim 1/m_{\parallel}$) и $m_{\parallel}^h \gg m_{\parallel}^l$, размерное квантование приводит к дополнительному расщеплению подзон тяжёлых и лёгких дырок в КЯ Ge в структурах Ge/GeSi. Если $k_{\perp} \neq 0$, то волновая функция дырки в яме представляет собой линейную комбинацию волновых функций объёмных состояний лёгких и тяжёлых дырок с одной и той же энергией. Перемешивание состояний обуславливает сложный характер закона дисперсии дырок в подзонах размерного квантования.

Таким образом, эффекты встроенной деформации и размерного квантования существенным образом перестраивают энергетические спектры двумерных дырок в напряжённых гетероструктурах. Деформация ведет к уменьшению эффективной массы двумерных дырок и к расщеплению подзон легких и тяжелых дырок, т.е. к уменьшению взаимодействия между ними. Квантование приводит, с одной стороны, к дополнительному расщеплению l - и h -подзон, с другой стороны, к перемешиванию состояний лёгких и тяжёлых дырок и к сильной непараболичности закона дисперсии двумерных дырок в квантовой яме.

1.1.2.2 Зона проводимости

Известно, что и германий, и кремний являются многодолинными полупроводниками. Как уже отмечалось в разделе 1.1.1, слои Ge в релаксированных гетероструктурах Ge/GeSi (111) оказываются двуосно сжатыми. Как показано в работе [34] это приводит к тому, что гидростатическая составляющая тензора деформации (всестороннее сжатие) приводит к движению всех долин как целого вниз, в то время как негидростатическая составляющая (одноосное растяжение) снимает четырёхкратное вырождение L-долин. В частности, эллипсоид 1L, ось которого направлена вдоль направления [111], в слоях Ge поднимается вверх по энергии, а остальные три эллипсоида (3L) опускаются вниз. Шестикратно вырожденная Δ -долина не расщепляется под действием напряжения вдоль [111], а движется как целое вверх. При смене знака деформации направления движения долин меняются на противоположные, как это имеет место в слоях GeSi.

Таким образом, взаимное положение долин в зоне проводимости зависит как от x , так и от величин и знаков деформации в слоях. На Рис. 1.2 изображена диаграмма положений долин зоны проводимости в системе Ge/GeSi(111) в зависимости от x и a_{\parallel} . Эффекты размерного квантования в этих расчётах не учитывались. Под диаграммой схематически изображено положение долин зоны проводимости. Как видно из данного рисунка, в гетероструктурах Ge/Ge_{1-x}Si_x может быть реализовано пять различных ситуаций, в трёх из которых ямы для электронов находятся в слоях чистого Ge, а в двух — в слоях Ge_{1-x}Si_x.



	$\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$	Ge		$\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$	Ge
1	$\underline{3L}$	$\underline{3L}$	4	$\underline{\Delta}$	$\underline{3L}$
2	$\underline{1L}$	$\underline{3L}$	5	$\underline{\Delta}$	$\underline{3L}$
3	$\underline{1L}$	$\underline{3L}$			

Рис. 1.2. Границы областей на плоскости постоянная решетки — состав ($a_{||}$, x), в которых нижние долины зоны проводимости в псевдоморфных слоях Ge и твердого раствора $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ располагаются одинаково относительно друг друга [34]. Точками показано положение параметров исследуемых образцов. На вставке показаны относительное расположение нижних зон в германии и твердом растворе для каждой из областей.

В работе [36] указывалось, что все исследованные в ней гетероструктуры, среди которых были и те, что изучались в данной диссертации, попадают в области 1 и 2 на Рис. 1.2, т. е. являются гетероструктурами I типа с нижней электронной долиной 3L. Однако более детальные исследования, выполненные в данной работе,

показали, что некоторые из исследуемых структур попадают в область 3, т. е. нижней в них будет 1L-долина.

Известно (см., напр. [37]), что в объёмном недеформированном германии спектр электронов в каждой L-долине имеет вид:

$$E(\mathbf{p}) = \frac{p_x^2 + p_y^2}{2m_{\perp}} + \frac{p_z^2}{2m_{\parallel}}, \quad (1.9)$$

где

$$m_{\perp} = 0,082m_0, \quad m_{\parallel} = 1,58m_0, \quad (1.10)$$

m_0 — масса свободного электрона, x, y, z — главные оси данного эллипсоида. Как показано в [30], в первом порядке теории возмущений деформация частично снимает вырождение долин, но не изменяет закон дисперсии электронов в долинах. Однако размерное квантование, ограничивая свободное движение электронов двумя направлениями, может приводить к изменению эффективных масс.

Случай, когда нижней долиной в зоне проводимости оказывается 3L-долина рассматривался в работе [38]. Было получено, что значение циклотронной массы для электронов в слоях Ge в напряжённых гетероструктурах Ge/GeSi составляет

$$m_{c3L} \approx 0,34m_0. \quad (1.11)$$

Для случая, когда нижней оказывается 1L-долина, значение циклотронной массы составляет

$$m_{c1L} = m_{\perp} = 0,082m_0. \quad (1.12)$$

Таким образом, можно ожидать, что спектр ЦР 2D электронов в гетероструктурах будет существенно отличаться спектра ЦР электронов в объёмном Ge.

1.1.3. Исследования циклотронного резонанса в гетероструктурах Ge/GeSi

1.1.3.1 Циклотронный резонанс электронов

Как известно, циклотронный резонанс (ЦР) является одним из наиболее эффективных методов исследования энергетических спектров носителей заряда. Однако подавляющее большинство исследований ЦР электронов было выполнено в гетероструктурах Si/SiGe. Автору известна лишь одна работа [36], в которой обсуждалась возможность наблюдения ЦР электронов в напряжённых гетероструктурах Ge/GeSi. В работе использовались те же структуры, что и в

данной. Однако никакой информации об электронах в данной системе получено не было. Автор указывала на две возможные причины отсутствия линий поглощения электронов в спектрах ЦР: высокая скорость рекомбинации свободных электронов и большая частота рассеяния электронов, что приводит к невыполнению условия наблюдения резонанса $\omega_c \tau > 1$.

1.1.3.2 Циклотронный резонанс дырок

В работах [39, 40] исследовались гетероструктуры Ge/Si_{1-x}Ge_x (001) с напряжённым германиевым каналом, выращенные на релаксированных буферах как на Ge-, так и на Si-подложках, а также с ненапряжённым германиевым каналом (псевдоморфно выращенные на Ge подложке). Ширина канала во всех образцах была 200 Å. Малая величина эффективной массы 2D дырок и отсутствие сплавного рассеяния позволяют достичь высоких значений подвижности дырок в напряжённом Ge канале $\mu_{2D} = 27000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ ($T = 0,38 \text{ К}$). В слабых магнитных полях в спектрах поглощения наблюдается одна линия ЦР 2D дырок, соответствующая $m_c = 0,27m_0$ в структуре с ненапряжённым Ge каналом и $m_c = 0,12m_0$ в структуре с напряжённым каналом. (В объёмном одноосно деформированном растянутом Ge ориентации [100] соответствует $m_c = 0,057m_0$). Показано, что циклотронная масса 2D дырок в напряжённом канале растёт с увеличением концентрации 2D дырок и уменьшением ширины квантовой ямы. В сильных магнитных полях $H \geq 40 \text{ кЭ}$ в спектрах поглощения структур с напряжённым каналом наблюдается до четырёх линий ЦР 2D дырок (Рис. 1.3). Для интерпретации эксперимента авторы работы [41] провели расчеты уровней Ландау в аксиально-симметричной модели в $k \cdot p$ приближении 6×6 с учетом эффектов деформации и размерного квантования. Форма ямы считалась прямоугольной. Учитывалось также влияние самосогласованного потенциала, возникающего при перераспределении заряда. Наблюдение нескольких линий в спектрах ЦР объясняется переходами между несколькими нижними неэквидистантными уровнями Ландау. Спектры поглощения 2D дырок на ЦР, рассчитанные авторами [41] с использованием реального закона дисперсии и волновых функций 2D дырок, находятся в прекрасном согласии с экспериментом.

В работе [14] был впервые исследован циклотронный резонанс в напряжённых гетероструктурах Ge/GeSi при межзонном фотовозбуждении носителей. Исследовались структуры, подобные тем, что и в данной работе. Исследования проводились в 2-мм диапазоне длин волн в сравнительно слабых магнитных полях ($\hbar\omega_c \approx k_B T$). В спектрах поглощения гетероструктур со сравнительно узкими квантовыми ямами толщиной 300 Å была обнаружена линия ЦР дырок в квантовых ямах Ge с малой величиной эффективной массы $m_c = 0,07m_0$, что связывалось с расщеплением подзон легких и тяжелых дырок вследствие эффектов упругой деформации и размерного квантования.

В работе [36] исследовались спектры ЦР при межзонной подсветке в структурах, размещённых «подложкой вверх», т.е. измеренные при подсветке образца со стороны подложки. В этом случае спектр совпадал с известными спектрами ЦР в объёмном Ge. Однако при исследовании ЦР при нормальном расположении образца («подложкой вниз») в спектрах наблюдались совсем другие линии (в частности, при измерении ЦР в различных образцах в слабых магнитных полях наблюдалась одна линия с массой $m_c \approx (0,07 \div 0,08)m_0$). При измерениях ЦР в наклонных магнитных полях данная линия смещалась в сторону больших магнитных полей, и её циклотронная масса изменялась как

$$m_c(\theta) = \frac{m_c(0)}{\cos \theta}, \quad (1.13)$$

где θ — угол между направлением магнитного поля и осью роста гетероструктуры. Однако при анизотропном законе дисперсии ($m_{\perp} \ll m_{\parallel}$), который имеет место в валентной зоне объёмного Ge при деформации, зависимость $m_c(\theta)$ также близка к (1.13):

$$\frac{1}{m_c^2} = \frac{\cos^2 \theta}{m_{\perp}^2} + \frac{\sin^2 \theta}{m_{\perp} m_{\parallel}} \approx \frac{\cos^2 \theta}{m_{\perp}^2}. \quad (1.14)$$

Более убедительным доказательством двумерности дырок в исследуемых нелегированных гетероструктурах является само значение циклотронной массы $m_c \approx (0,07 \div 0,08)m_0$, отличное от значения массы в объёмном одноосно деформированном Ge ($m_c \approx 0,053 m_0$).

Таким образом, было прямо показано, что в исследуемых структурах вклад в спектры ЦР дают носители заряда, находящиеся именно в слоях гетероструктуры, а не в подложке.

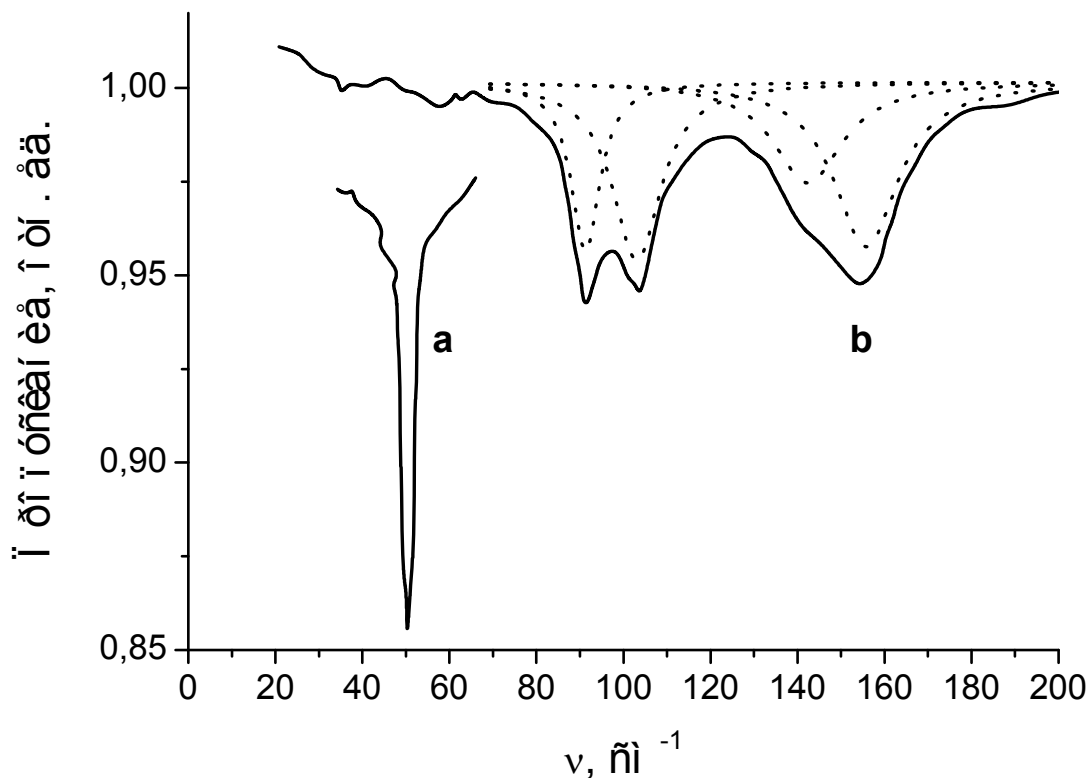


Рис. 1.3. Спектры циклотронного резонанса 2D дырок в гетероструктурах Ge/GeSi(100): а) гетероструктура с ненапряжённым Ge-каналом; б) гетероструктура с напряжённым Ge-каналом (пунктиром показаны четыре линии Лоренца, соответствующие четырём различным переходам между уровнями Ландау. $B = 14,8$ Т. Из работы [39].

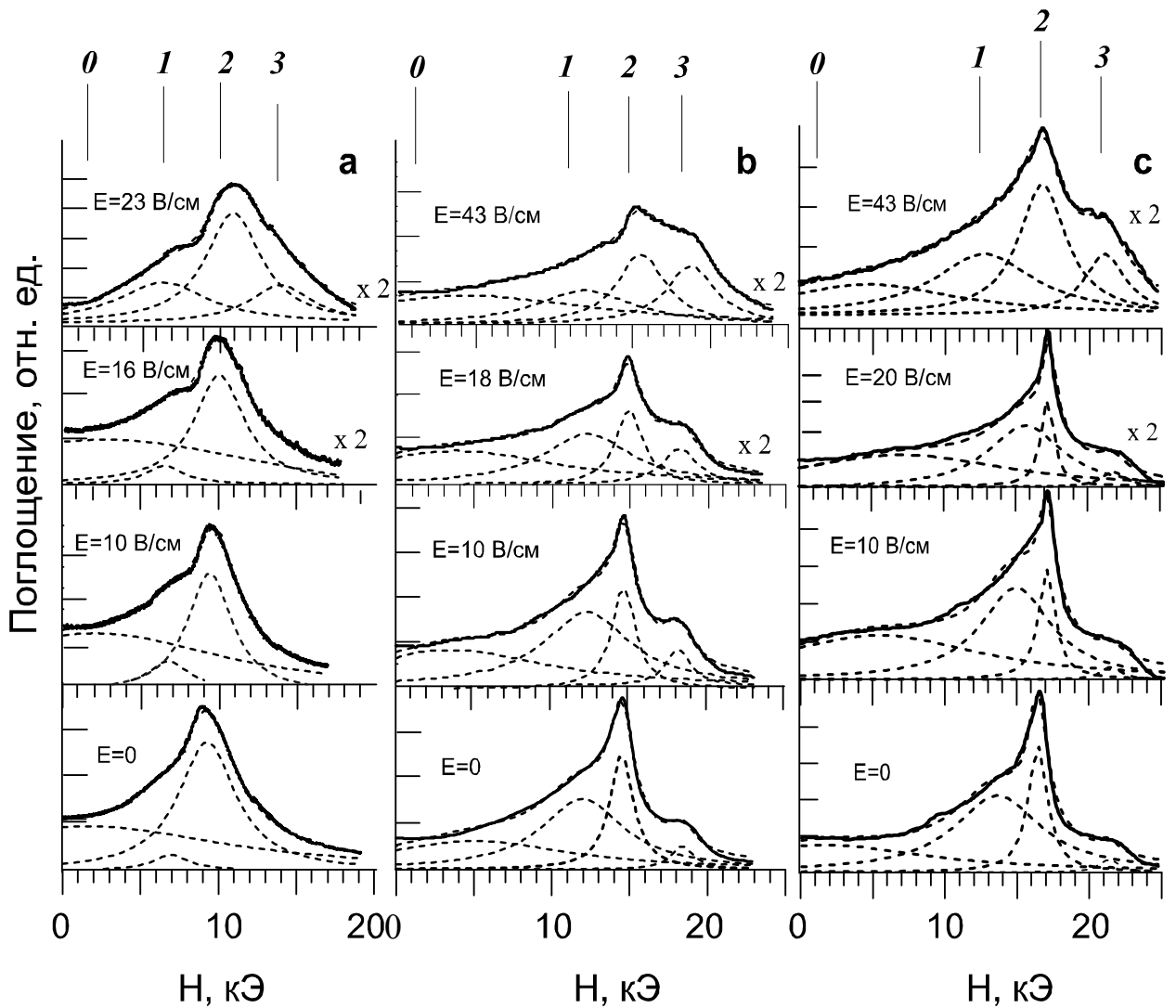


Рис. 1.4 Спектры ЦР 2D дырок в гетероструктуре №306а, измеренные при модуляции межзонной подсветки и при различных значениях приложенного постоянного латерального электрического поля; $T = 4,2$ К. Пунктирными линиями показано разложение каждого спектра на три или четыре линии Лоренца, положения максимумов которых (1, 2, 3) отмечены стрелками. а) $f = 370$ ГГц; б) $f = 600$ ГГц; в) $f = 690$ ГГц. Рисунок из работы [12].

В работах [12, 16, 42, 43,] исследования ЦР дырок были проведены в субмиллиметровом диапазоне длин волн в квантующих магнитных полях $\hbar\omega_c \gg k_B T$ (Рис. 1.4, Рис. 1.5). В спектрах обнаружены две линии ЦР (2 и 3), которым соответствуют эффективные циклотронные массы $0,07m_0$, и $0,08m_0$. Было обнаружено, что при разогреве носителей небольшим постоянным электрическим полем (приложенным в плоскости структуры) наблюдается увеличение амплитуды линии 3 по сравнению с линией 2. Это дало основание связать линию 2 с переходами с первого (нижнего) уровня Ландау дырок, а линию 3 — с переходами с вышележащего уровня Ландау. Этот вывод подтверждается результатами

теоретических расчетов [12, 14, 42, 43]. Задача о нахождении уровней Ландау 2D дырок с учетом конечной глубины ямы была решена в аксиально-симметричном приближении. Полный гамильтониан включал оператор кинетической энергии Латтинжера в магнитном поле 4×4 , оператор, связанный с деформацией, и потенциал прямоугольной квантовой ямы. Влияние спин-отщепленной подзоны учитывалось по теории возмущений; эта поправка составила 1%. В исследованном в работах [12, 14, 42, 43] образце №306 ($d_{Ge} = 200 \text{ \AA}$) вторая подзона размерного квантования отстоит от первой на 5 мэВ, что значительно превышало энергию квантов излучения. Поэтому наблюдавшийся ЦР естественно был связан с переходами между уровнями Ландау дырок, относящихся к 1-ой подзоне размерного квантования. Расчеты показали, что вблизи дна валентной зоны имеется две серии уровней Ландау тяжелых дырок (с полным моментом $\pm 3/2$). Сложный характер валентной зоны приводит к неэквидистантности нижних уровней Ландау. В квантующем магнитном поле $\hbar\omega_c \gg k_B T$ заселёнными естественно оказываются лишь нижние уровни Ландау в каждой из двух серий, переходы с которых и обуславливают две наблюдаемые линии в спектрах ЦР дырок (Рис. 1.4, Рис. 1.5).

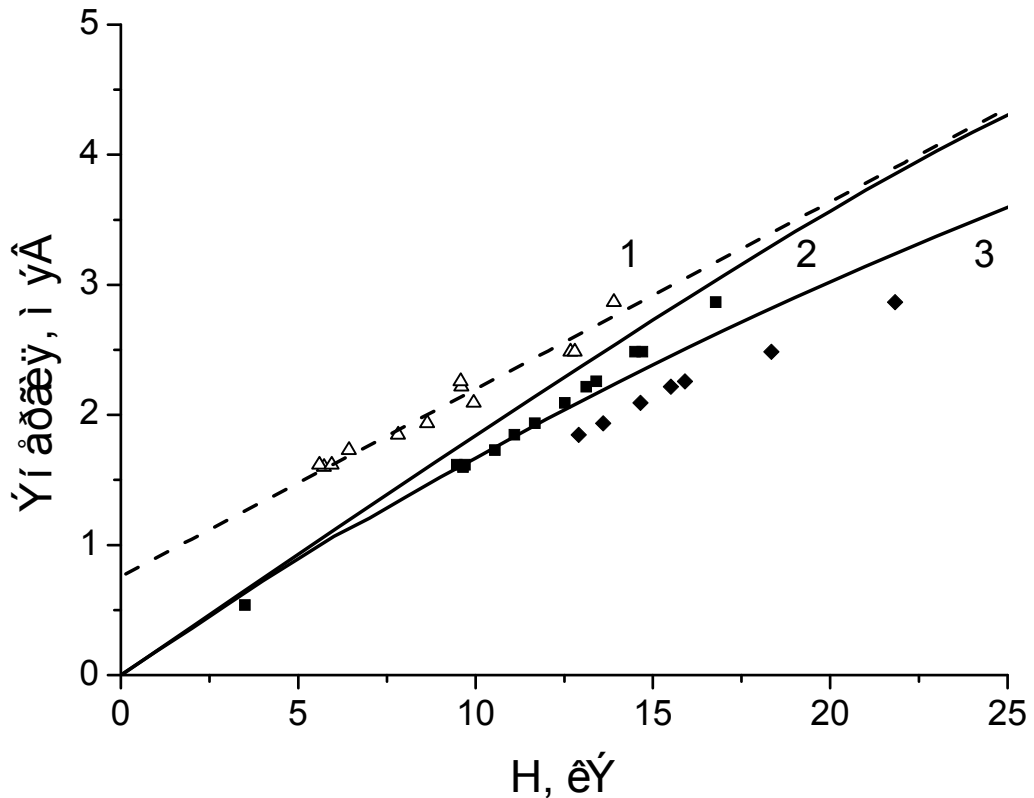


Рис. 1.5. Положения резонансных линий в спектрах магнитопоглощения в образце №306а. Разные символы соответствуют различным наблюдаемым линиям в спектрах ЦР. Сплошными линиями показаны рассчитанные зависимости от магнитного поля энергий переходов между различными уровнями Ландау дырок. Пунктирная линия – экстраполяция положений линии 1. Из работы [12].

Как видно из Рис. 1.5, экстраполяция положения третьей наблюдаемой линии (1) в спектрах магнитопоглощения (Рис. 1.4) на плоскости $(H, \hbar\omega)$ к $H=0$ дает ненулевое значение энергии. Поэтому линия 1 не может быть связана с ЦР свободных носителей, вследствие чего приписывалась авторами работ [12, 14, 42, 43] к переходам между возбужденными состояниями мелких примесей.

Как уже отмечалось во введении, все подобные исследования гетероструктур Ge/GeSi в квантующих магнитных полях исследования были ограничены образцами с узкими (до 200 Å) квантовыми ямами Ge. В связи с этим интерес вызывало проведение исследований ЦР в структурах Ge/GeSi с широкими слоями Ge, поскольку в таких структурах ожидалось наблюдение эффектов, связанных с влиянием высших подзон размерного квантования дырок.

1.2. Методика исследований

1.2.1. Изготовление и подготовка образцов

Многослойные напряжённые гетероструктуры $\text{Ge}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, исследовавшиеся в данной работе, были выращены О. А. Кузнецовым (НИФТИ ННГУ) методом газовой гидридной эпитаксии на подложках слабо легированного германия ($\rho_{\text{Ge}}(300 \text{ K}) = 40 \div 45 \text{ Ом}\cdot\text{см}$). Данная технология роста [27] основана на пиролизе на поверхности нагретой подложки германия поочередно подаваемых газовых потоков германа (GeH_4) и его смеси с силаном (SiH_4). Рост структур происходил при атмосферном давлении, газом-носителем являлся водород. В качестве подложек использовались диски диаметром $30 \div 40 \text{ мм}$ и толщиной около $0,3 \text{ мм}$, прошедшие химико-механическую полировку. Одновременно в реактор закладывались две подложки. Выращенным в одном опыте, но на разных подложках образцам присваивался один номер, но разные буквы, например, #259а, б. Перед загрузкой в реактор подложки обезжиривались и травились в щёлочном составе для удаления верхнего слоя порядка $0,1 \text{ мкм}$.

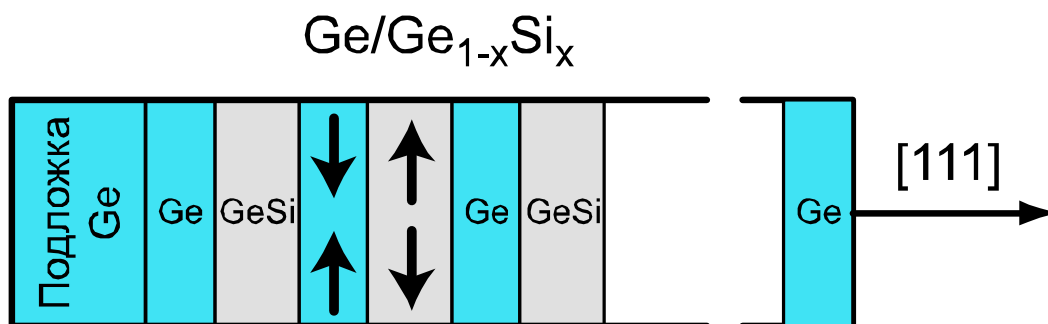


Рис. 1.6. Схематическое изображение исследуемых гетероструктур $\text{Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$.

Процесс роста осуществлялся следующим образом. Устанавливался постоянный поток водорода ($10 \div 20 \text{ л/мин}$) через реактор, и в течение $10\text{-}20 \text{ мин}$ производился отжиг подложек при температуре $800 \div 850 \text{ }^\circ\text{C}$. В первых опытах затем проводилось дополнительное травление подложек хлористым водородом при $T \approx 700 \text{ }^\circ\text{C}$. Однако, как показали исследования гетероструктур [44], эта процедура приводила к существенному возрастанию фоновой концентрации донорной примеси в слоях Ge (от $2 \cdot 10^{13}$ до 10^{15} см^{-3}), и в последующих опытах от неё отказались (при травлении подложек HCl были выращены образцы №262а, б).

После отжига температура подложки понижалась до $600 \div 650$ °С, и в реактор подавался поток германа ($10 \div 50$ мл/мин). Выращивался эпитаксиальный подсло́й германия толщиной порядка 1 мкм. Затем начинался рост гетероструктуры: периодически совместно с потоком германа в реактор подавался поток силана ($1 \div 5$ мл/мин). Амплитуда этого потока определяет концентрацию кремния в слоях твёрдого раствора, а продолжительность — толщину слоёв. Паузам соответствует рост слоёв чистого германия. Образцы выращивались как в непрерывном режиме, так и с остановками после каждого поступления силана. Схема структур представлена на Рис. 1.6.

Для роста исследовавшихся в работе структур использовались высокочистые герман (произведённый в Институте химии высокочистых веществ (ИХВВ РАН), Н. Новгород), силан, диборан. Также в ИХВВ проводилась специальная очистка поверхности баллонов для хранения гидридов. Использование сверхчистых газов позволило получать на данной установке гомоэпитаксиальные слои германия с концентрацией неконтролируемых примесей n-типа на уровне 10^{13} см⁻³ [44] и гетероэпитаксиальные слои твёрдого раствора с $x \approx 0.2$ и концентрацией неконтролируемых примесей n-типа на уровне $10^{14} \div 10^{15}$ см⁻³.

Качество структур контролировалось методами рентгеновской дифракции, электроотражения, эффекта Холла [45, 46], просвечивающей электронной микроскопии, комбинационного рассеяния света, Оже-спектрометрии [27, 28]. Высокое качество образцов позволило исследовать спектры фотолюминесценции гетероструктур [47, 48, 49], а высокая подвижность двумерных дырок в Ge-каналах — впервые наблюдать квантовый эффект Холла в гетеросистеме Ge/Si [50, 51, 52].

Полная толщина всех выращенных структур превышала критическую, что, как отмечалось в разделе 1.1.1, приводит к релаксации упругих напряжений на границе подложка/гетероструктура, в результате чего слои Ge в гетероструктуре оказываются двуосно сжатыми, а слои GeSi — двуосно растянутыми.

В работе исследовались только нелегированные гетероструктуры. Параметры образцов приведены в Табл. 1.1 (x , d_{Ge} , d_{GeSi} , ϵ_{XXGe} определялись с помощью рентгенодифракционного анализа).

Табл. 1.1. Параметры исследованных в работе образцов Ge/GeSi.

№ образца	x	$d_{Ge}, \text{Å}$	$d_{GeSi}, \text{Å}$	число периодов	деформация в слоях Ge, ϵ_{XXGe}	Тип подложки
262б	0,14	120	300	216	$3,8 \cdot 10^{-3}$	ГЭС-45
306а	0,12	200	260	162	$2,2 \cdot 10^{-3}$	ГЭС-45
307а	0,09	300	230	162	$8,7 \cdot 10^{-4}$	ГЭС-45
308а	0,09	350	160	162	$4,4 \cdot 10^{-4}$	ГЭС-45
308б	0,09	330	150	162	$4,4 \cdot 10^{-4}$	ГДГ-40
309а	0,07	800	200	83	$4,6 \cdot 10^{-4}$	ГЭС-45

Для исследований в латеральных электрических полях на поверхность образцов наносились полосковые омические контакты Al. Расстояние между полосками составляло около 3 мм. Глубина проникновения контактов внутрь структуры определялась временем отжига контактов; оно выбиралось таким образом, чтобы контакты не проникали в подложку.

1.2.2. Прохождение субмиллиметрового излучения сквозь структуру

Задача о прохождении субмиллиметрового излучения через бесконечно тонкий слой с проводимостью σ на изолирующей подложке в магнитном поле рассмотрена в работе [53]. Применительно к гетероструктурам Ge/GeSi расчёт был проделан в работе [36].

В данном расчёте слои гетероструктуры предполагаются бесконечно тонкими и пренебрегается эффектами интерференции, связанными с прохождением света через слои Ge и $Ge_{1-x}Si_x$ и отражением на гетерограницах. Эти эффекты должны быть малы, поскольку толщины гетероструктур в экспериментах были меньше длины волны, а показатели преломления Ge и $Ge_{1-x}Si_x$ при $x \leq 0.1$ близки друг к другу.

Пусть волна

$$E_0 = H_0 = \exp(-ikz) \quad (1.15)$$

падает нормально к поверхности 2D слоя (рис.2.1). Условия на границе $z = 0$:

$$\begin{aligned} E_0(0) + E_{i\delta\delta}(0) &= E_{i\delta\delta}(0) = E(0), \\ H_0(0) - H_{i\delta\delta}(0) - H_{i\delta\delta}(0) &= \frac{4\pi}{c} j = \frac{4\pi}{c} \sigma(\omega)E(0) \end{aligned} \quad (1.16)$$

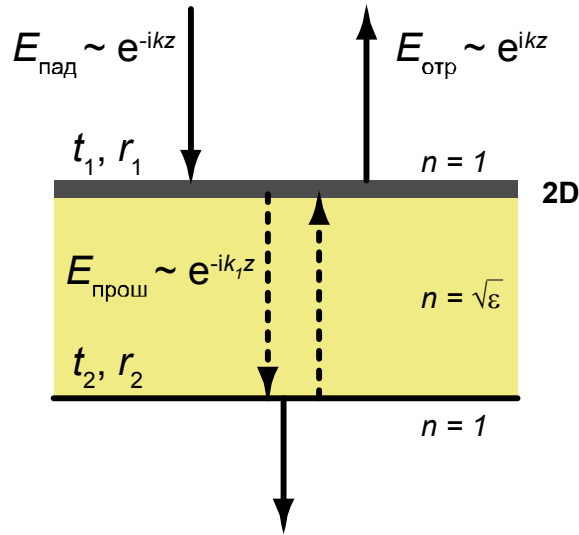


Рис. 1.7. Схема прохождения электромагнитного излучения через двумерный проводящий слой на изолирующей подложке толщиной d_s и показателем преломления n_1 . t_1, r_1 — коэффициенты отражения и пропускания на границе воздух — 2D слой, t_2, r_2 — коэффициенты отражения и пропускания на границе подложка — воздух.

Представляя отражённую и прошедшую волну электрического и магнитного поля в виде

$$\begin{aligned} E_{\text{отр}} &= A \exp(ikz), \quad E_{\text{прош}} = B \exp(-ik_1 z) \\ H_{\text{отр}} &= E_{\text{отр}}, \quad H_{\text{прош}} = n \cdot E_{\text{прош}} \end{aligned} \quad (1.17)$$

(n — показатель преломления подложки, $k_1 = n\omega/c$), находим коэффициенты пропускания в подложку t_1 :

$$t_1 = \frac{2}{1+n+F}, \quad F = \frac{4\pi}{c} \varepsilon(\omega). \quad (1.18)$$

Коэффициент пропускания через нижнюю границу в воздух:

$$t_2 = \frac{2}{1+n}. \quad (1.19)$$

Аналогично находятся коэффициенты отражения от верхней границы в подложку r_1 и от нижней границы в подложку r_2 :

$$r_1 = \frac{n-F-1}{n+F+1}, \quad r_2 = \frac{n-1}{n+1}. \quad (1.20)$$

Учёт многократного отражения в подложке даёт коэффициент пропускания энергии:

$$\begin{aligned} T &= |t_1 t_2 \exp(-ik_1 d_s) + t_1 t_2 r_1 r_2 \exp(-3ik_1 d_s) + \dots|^2 = \left| t_1 t_2 \exp(-ik_1 d_s) \sum_{m=0}^{\infty} r_1^m r_2^m \exp(-2ik_1 d_s) \right|^2 \\ &= \left| \frac{t_1 t_2 \exp(-ik_1 d_s)}{1 - r_1 r_2 \exp(-2ik_1 d_s)} \right|^2 = \left| \frac{4n \exp(-ik_1 d_s)}{(n+1)(n+F+1) \exp(ik_1 d_s) - (n-1)(n-F-1) \exp(-ik_1 d_s)} \right|^2 \end{aligned} \quad (1.21)$$

T является периодической функцией от $2k_1 d_s$. При условии

$$\frac{2\pi}{\lambda} n d_s = \pi N, \quad (1.22)$$

где N — целое число, пропускание T , поглощение A и отражение R равны соответственно

$$T = \frac{4}{|2 + F|^2}, \quad A = \frac{4F}{|2 + F|^2}, \quad R = \frac{F^2}{|2 + F|^2}. \quad (1.23)$$

При $\max |F| \ll 2$ поглощение определяется только действительной частью проводимости:

$$T \approx 1 - \operatorname{Re} F, \quad A \approx \operatorname{Re} F = (4\pi/c) \operatorname{Re} \sigma(\omega), \quad R \approx 0. \quad (1.24)$$

Параметр $y = 2nd_s/\lambda$ — N характеризует отклонение от условия (1.22).

На Рис. 1.8 показаны зависимости $T(H)$ при различных значениях параметра y и двух различных значениях добротности $\omega_c \tau$ [36]. Видно, что интерференционные эффекты могут существенно исказить форму линии ЦР и приводить к отклонениям значения поля в минимуме пропускания от $H_{res} = \omega m_c c/e$. Эти отклонения максимальны при $y = 0,25$ и $y = 0,75$, причем, чем ниже добротность, тем больше отклонение.

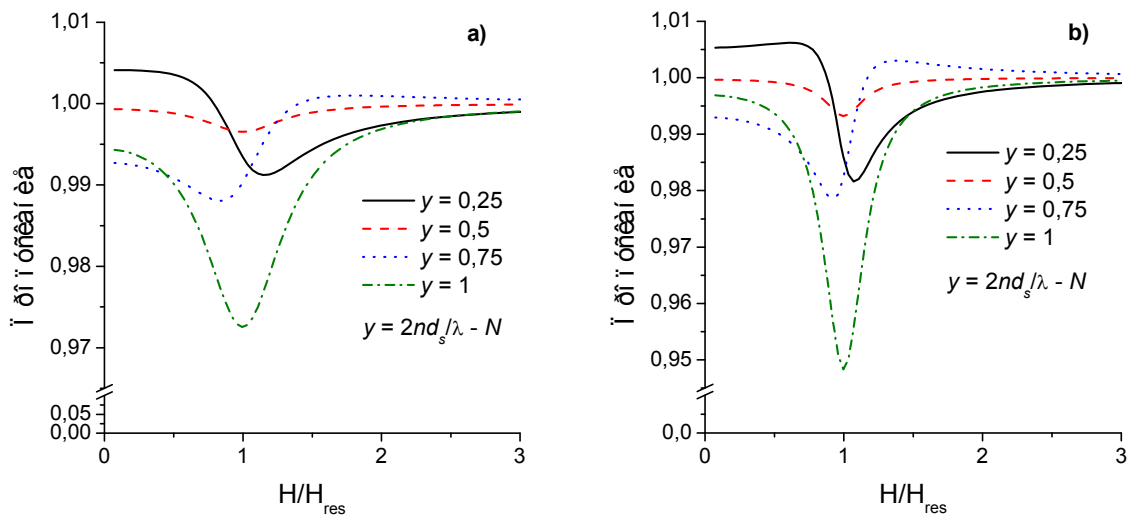


Рис. 1.8. Зависимости относительные кривые пропускания $T(H)/T(0)$ от магнитного поля, рассчитанные с помощью (1.21) при различных значениях параметра интерференции y . Магнитное поле нормировано на величину $H_{res} = 2\pi f m_c c/e$. При расчёте использовались значения: $n_1 = 3,91$, $f = 129,2$ ГГц, $m_c = 0,07 m_0$, $n_s = 10^{10} \text{ см}^{-2}$ и два значения добротности: $2\pi f \tau = 3$ (а) и $2\pi f \tau = 6$ (б) (из работы [36]).

1.2.3. Методика экспериментального исследования циклотронного резонанса с помощью ЛОВ

1.2.3.1 Схема проведения измерений

Блок-схема экспериментальной установки для измерения магнитопоглощения представлена на Рис. 1.9. В качестве источника излучения использовались лампы обратной волны (ЛОВ), энергия квантов излучения которых перекрывала диапазон 0,5 мэВ ÷ 5 мэВ. Спектры магнитопоглощения записывались при фиксированной частоте излучения и развертке магнитного поля. Излучение ЛОВ заводилось по сверхразмерному волноводному тракту в криомагнитную вставку, размещаемую либо в транспортном сосуде Дьюара СТГ - 40, либо в гелиевом криостате непосредственно в жидком гелии. На нижнем конце вставки размещался сверхпроводящий соленоид, в центре которого располагались исследуемые структуры. Использовалась конфигурация Фарадея ($E_{\omega} \perp H$), ось структур была параллельна направлению магнитного поля H . Измерения проводились как при линейной, так и при эллиптической (близкой к круговой) поляризации микроволнового излучения. Последняя использовалась для определения знака носителей заряда и создавалась с помощью отражательного

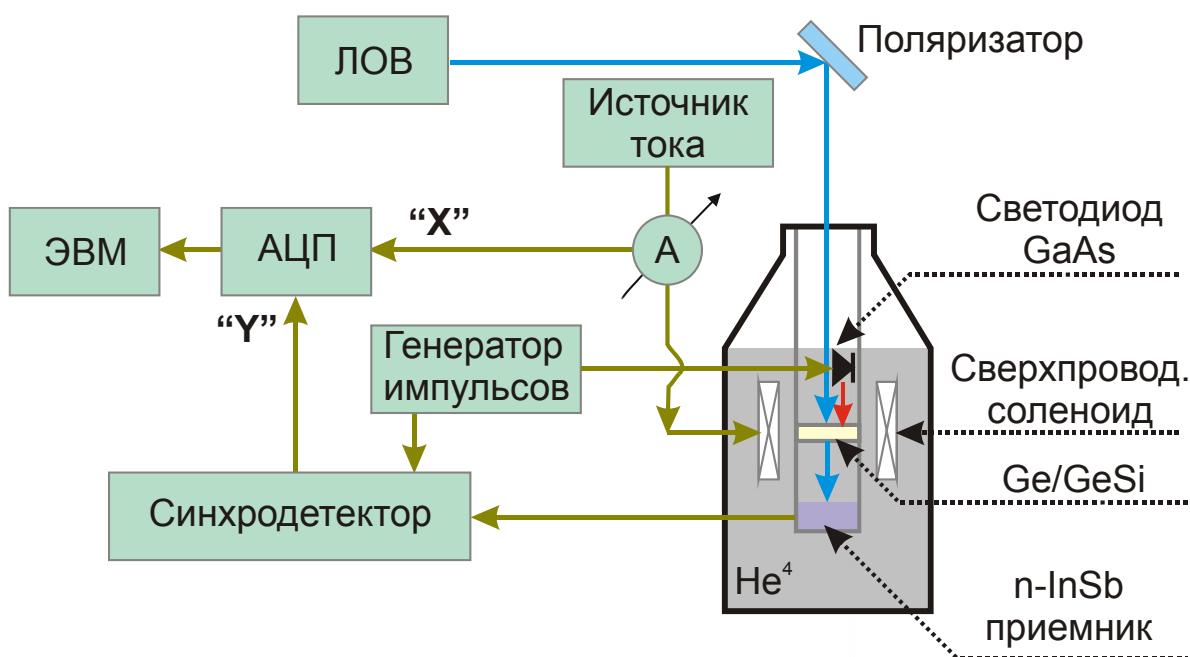


Рис. 1.9. Блок-схема установки для измерения циклотронного резонанса при межзонной подсветке.

сеточного поляризатора, обеспечивающего регулируемый сдвиг фаз между двумя плоскими волнами, линейно поляризованными во взаимно перпендикулярных направлениях. Все измерения проводились при температуре $T = 4,2$ К. Поскольку при такой температуре носители заряда в исследуемых структурах «выморожены» на примесные центры, то для генерации электронов и дырок требовалось дополнительное возбуждение. Носители создавались межзонной подсветкой излучением арсенид-галлиевого светодиода ($\lambda \approx 0,9$ мкм), размещенного рядом с образцом. Излучение светодиода модулировалось с частотой 1 кГц. Питание светодиода осуществлялось прямоугольными импульсами тока со скважностью равной двум. В качестве приемника миллиметрового и субмиллиметрового излучения использовался кристалл n-InSb. Сигнал с приемника детектировался синхродетектором и записывался в ЭВМ с помощью аналого-цифрового преобразователя (АЦП). На поверхность образцов наносились полосковые омические контакты, позволявшие прикладывать латеральное электрическое поле. Для уменьшения эффектов интерференции в образце измерения проводились либо с образцами, подложка которых шлифовалась на клин с углом 2° , либо частота излучения подбиралась таким образом, чтобы линия ЦР была наиболее симметричной.

1.2.3.2 Влияние интенсивности подсветки на спектры магнитопоглощения

При выполнении настоящей работы было обнаружено, что существенное влияние на вид спектров магнитопоглощения оказывает величина электрической мощности, рассеиваемой в светодиоде. Оказалось, что используемый ранее [1, 36, 54, 55] уровень порядка 0,1 Вт (на Рис. 1.10 этому соответствует «уровень» подсветки 8 В), приводил в данной конструкции криомагнитной вставки к заметному перегреву (по оценке на несколько градусов) образца, скорее всего, вследствие образования вокруг светодиода газового пузыря, который выталкивал жидкий гелий из внутренней полости соленоида и ухудшал, тем самым, условия теплоотвода из образца. При уменьшении уровня электрической мощности на светодиоде, а равно и при увеличении скважности импульсов тока через светодиод наблюдалось заметное обужение наблюдаемых спектральных линий магнитопоглощения, и в спектрах возникают особенности, которые не

обнаруживались при сильной подсветке (Рис. 1.10). Для лучшего разрешения спектральных линий в настоящей работе уровень подаваемой на светодиод электрической мощности был снижен до величины, ниже которой ширина линий магнитопоглощения уже не зависела от мощности на светодиоде. Для большинства образцов это соответствовало уровню порядка 20 мВт («уровень» подсветки 2 В).

Однако для одного из исследованных образцов №307а (см. Рис. 1.11) (в котором величина поглощения на ЦР была заметно больше, чем в других образцах) было обнаружено, что наблюдаемые линии циклотронного резонанса продолжали обужаться при снижении уровня подсветки, пока не становились слабо различимыми на уровне шумов. Этот эффект очевидно не связан с перегревом и требует специального исследования.

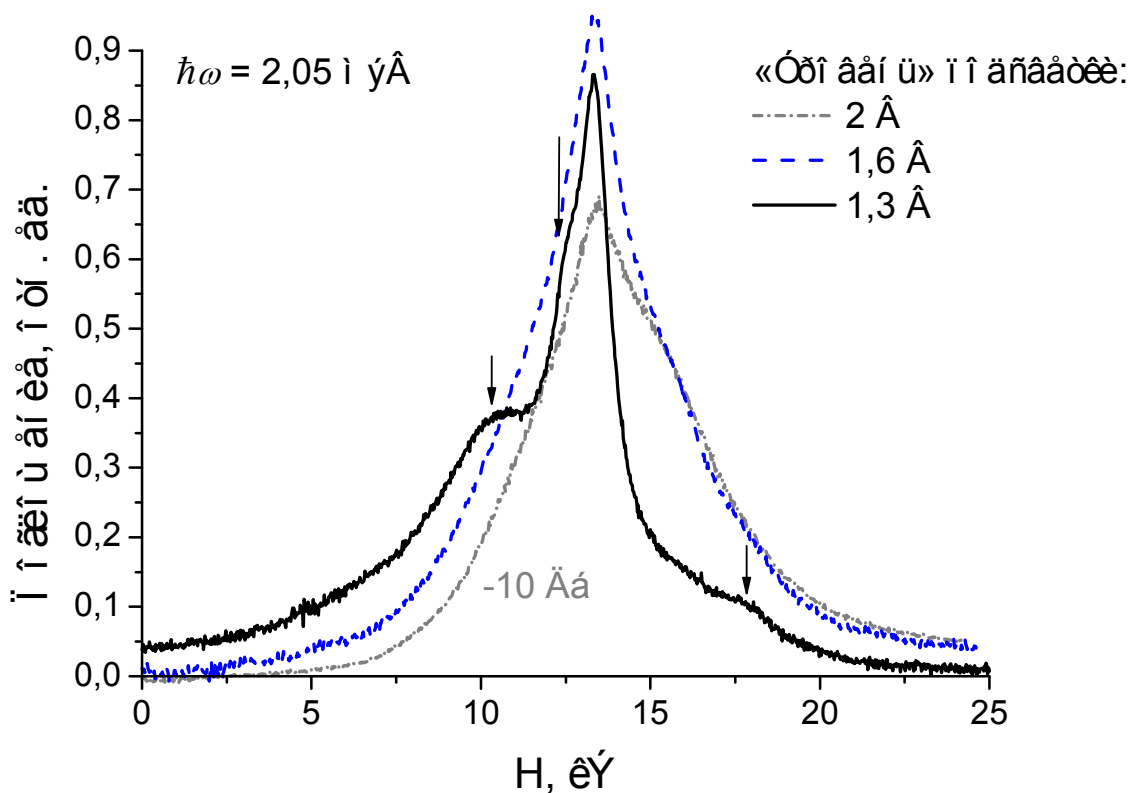


Рис. 1.11. Влияние межзонной подсветки на спектры магнитопоглощения структуры №307а. Трех линиям соответствуют разные мощности излучения. Видно, что спектральные особенности, которые видны при уровне подсветки «1,3 В», при больших уровнях «замываются».

1.3. Циклотронный резонанс электронов

Как уже отмечалось в разделе 1.1.3.1, исследования, проводимые ранее с напряжёнными гетероструктурами Ge/GeSi, не выявили какой-либо информации об электронах в таких структурах [36], а все наблюдаемые линии были связаны с ЦР дырок и примесными переходами.

Типичные спектры магнитопоглощения при межзонном фотовозбуждении носителей в образце №309а с толстыми слоями Ge ($d_{Ge} \approx 800 \text{ \AA}$), измеренные в различных участках субмиллиметрового диапазона, представлены на Рис. 1.12, на Рис. 1.13 приведены сводные данные по положению резонансов магнитопоглощения. В спектрах обнаруживается большое количество линий, которые могут быть обусловлены ЦР дырок, ЦР электронов и различными примесными переходами.

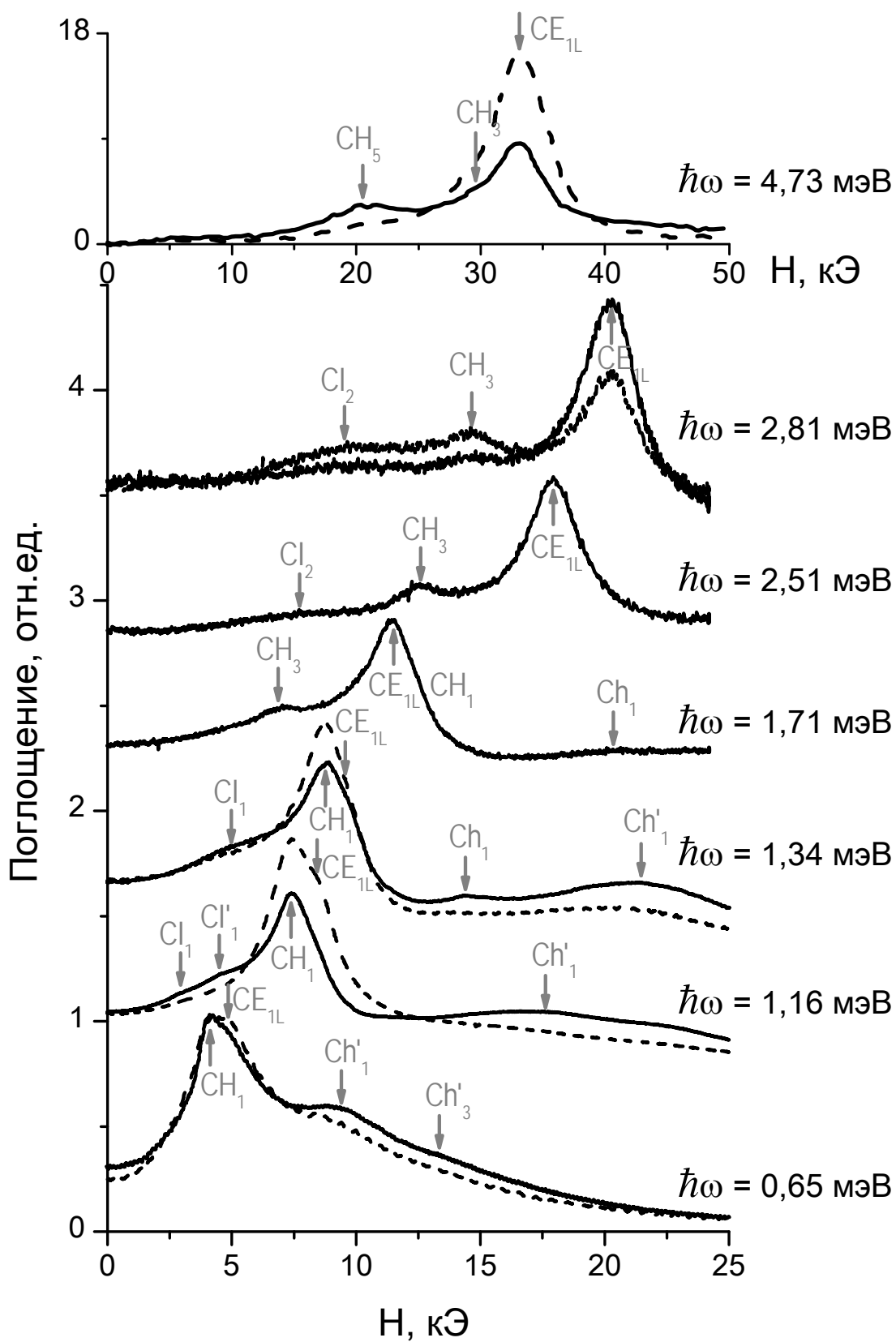


Рис. 1.12. Спектры магнитопоглощения в образце №309а измеренные при эллиптической поляризации излучения ЛОВ и различных направлениях магнитного поля (сплошные и пунктирные линии).

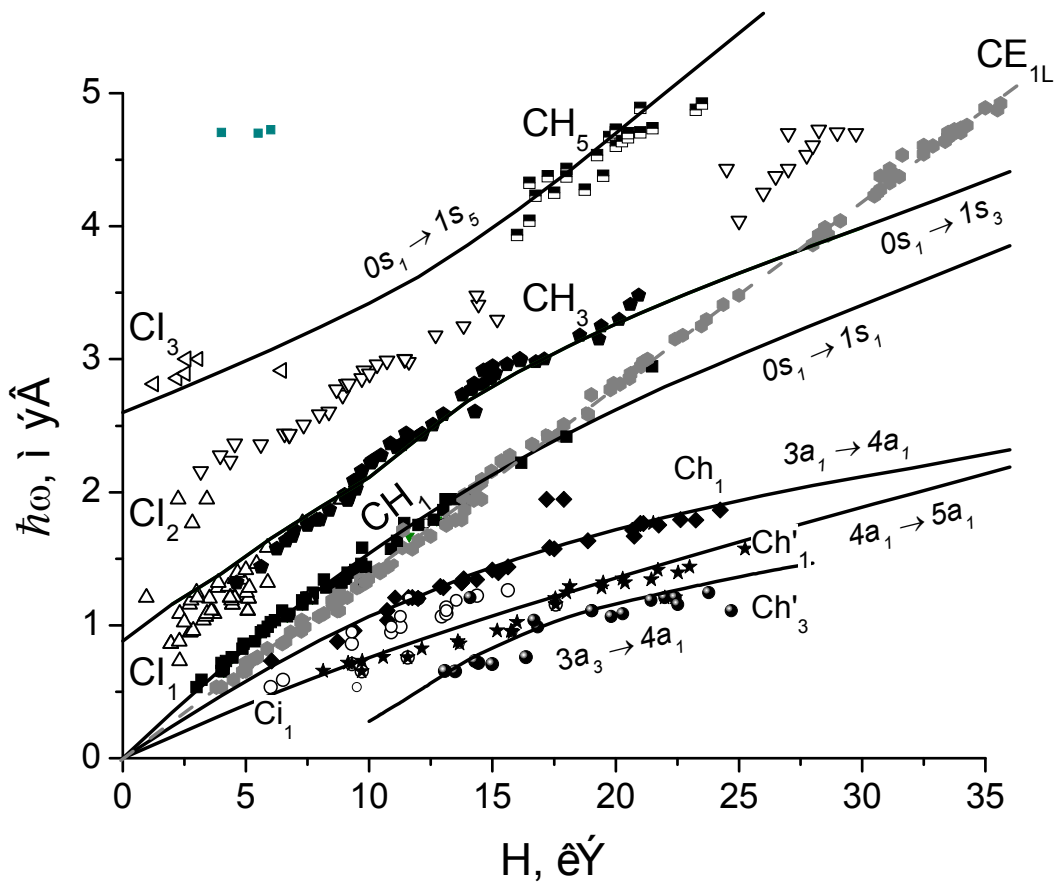


Рис. 1.13. Положения резонансных линий в спектрах магнитопоглощения в образце №309. Сплошными линиями показаны рассчитанные переходы $0s_1 \rightarrow 1s_1$, $0s_1 \rightarrow 1s_3$, $0s_1 \rightarrow 1s_5$, $3a_1 \rightarrow 4a_1$, $4a_1 \rightarrow 5a_1$ и $3a_3 \rightarrow 4a_1$ между уровнями Ландау дырок. Пунктиром показано положение линии ЦР электронов в 1L долине ($m_c = 0,0828 \pm 0,0002m_0$).

Для описания полученных экспериментальных результатов Д. Б. Векслером и Д. В. Козловым были проведёны расчёты уровней Ландау дырок в исследованном образце №309а для первых пяти подзон размерного квантования (см. раздел 1.4.1).

Результаты расчёта представлены на Рис. 1.14. По аналогии со спектрами ЦР в образцах с более узкими квантовыми ямами [12, 14, 16, 36, 42,] (см. раздел 1.1.3.2) естественно было предположить, что основная линия ЦР в сильных магнитных полях связана с переходом с нижнего уровня Ландау дырок $0s_1 \rightarrow 1s_1$. Как видно из Рис. 1.14, в исследованном интервале энергий квантов 0,5 — 5 мэВ происходит взаимодействие уровней Ландау дырок из нескольких подзон размерного квантования. В частности, уровень $1s_1$ (конечное состояние для основного циклотронного перехода $0s_1 \rightarrow 1s_1$) антипересекается с уровнем $1s_3$ из

3-ей подзоны, а тот в свою очередь — с уровнем $1s_5$ из 5-ой подзоны, что должно приводить к соответствующим антипересечениям линий ЦР на плоскости $(H, \hbar\omega)$. Однако из Рис. 1.12, Рис. 1.13 видно, что основная линия в спектрах, обозначенная как CE_{1L} , демонстрирует практически линейную зависимость резонансного магнитного поля от частоты с наклоном, соответствующим циклотронной массе $m_c \approx 0,083m_0$. Ключевым моментом для понимания природы линии CE_{1L} являются результаты поляризационных измерений, представленные на Рис. 1.12, которые свидетельствуют, что наблюдаемым спектральным линиям CH_5 и CE_{1L} , очевидно, соответствуют разные круговые поляризации излучения. Все это вместе взятое говорит о том, что линия CE_{1L} обусловлена ЦР электронов в 1L-долине (циклотронная масса которых в объёмном Ge составляет $0,082m_0$), которая образует дно зоны проводимости в слоях GeSi (см. Рис. 1.2 и обсуждение на стр. 45).

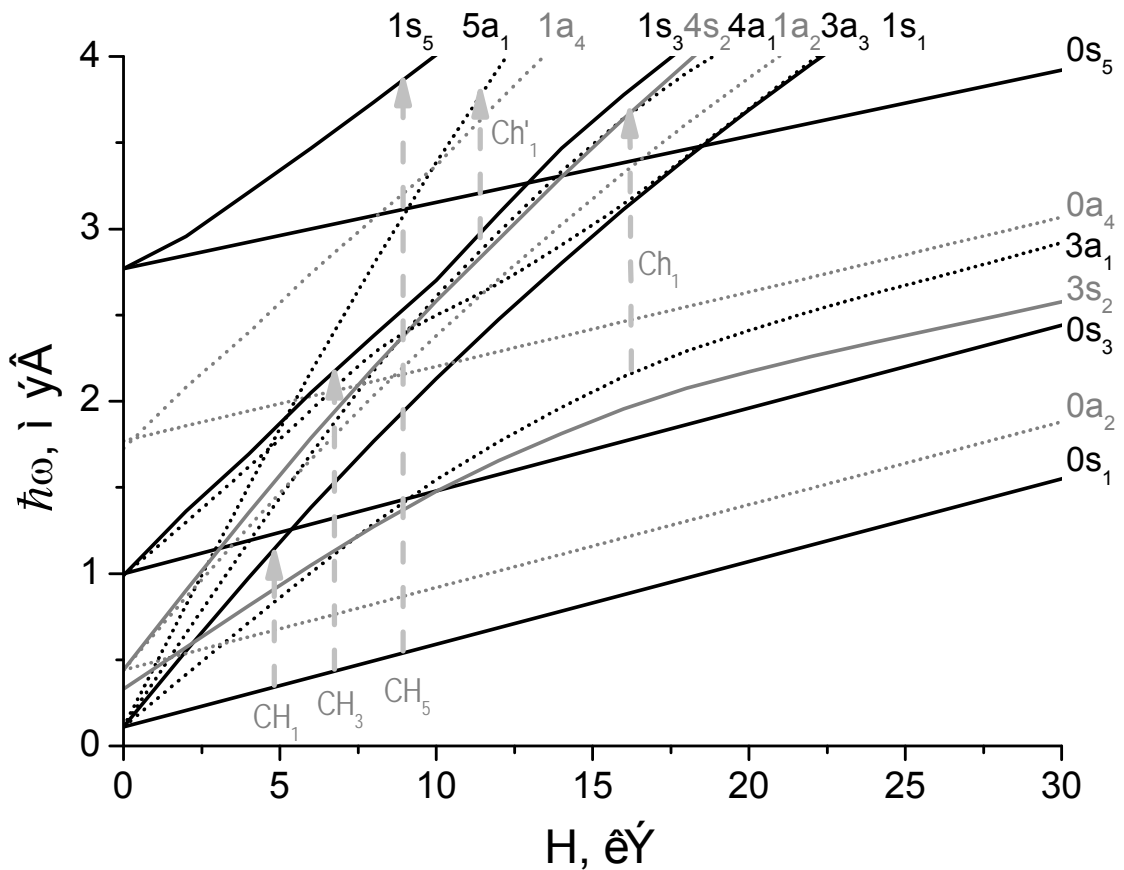


Рис. 1.14. Рассчитанные энергии некоторых уровней Ландау дырок из первых пяти подзон размерного квантования в структуре №309а. Нуль энергии выбран на дне квантовой ямы. Положения уровней при $H = 0$ соответствует энергиям размерного квантования. Первая цифра в обозначениях соответствует номеру уровня, вторая – номеру подзоны размерного квантования. Буква обозначает симметричность (s) или антисимметричность (a) состояния.

Как отмечалось в разделе 1.1.2, встроенная деформация слоёв Ge и GeSi приводит к смещению в зоне проводимости в слоях GeSi электронной 1L-долины вниз, а 3L-долин — вверх по энергии [30]. В дуосно сжатых слоях Ge, напротив, нижними являются состояния 3L-долин.

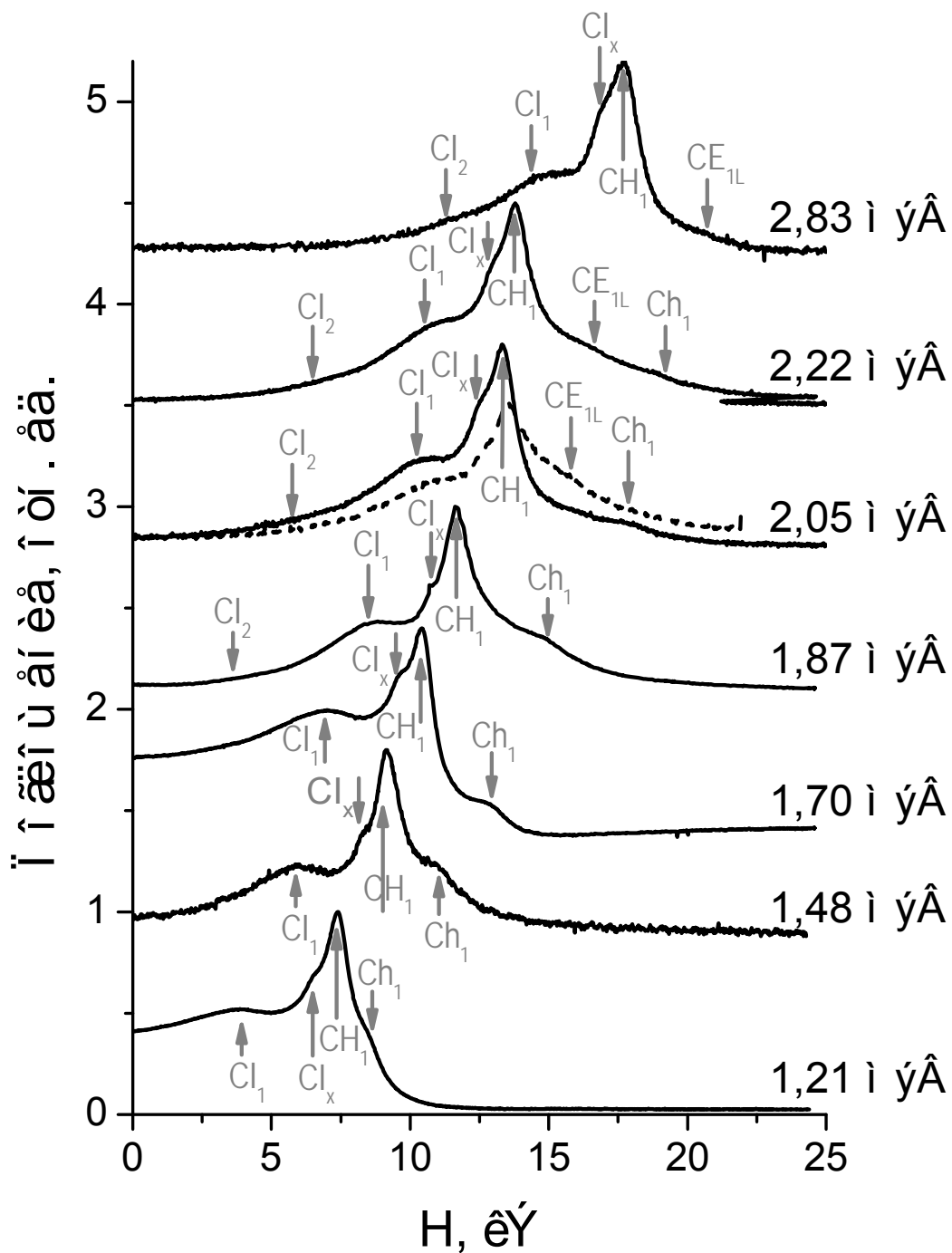


Рис. 1.15. Спектры магнитопоглощения в образце №307а. Сплошные и пунктирные линии отвечают разным направлениям магнитного поля.

Линии ЦР 1L-электронов были обнаружены также в образцах №307 и №308. На рисунках Рис. 1.15 и Рис. 1.16 представлены спектры ЦР для структур №307а и №308b соответственно, а на Рис. 1.17 и Рис. 1.18 приведены сводные данные по положению резонансов магнитопоглощения для этих структур.

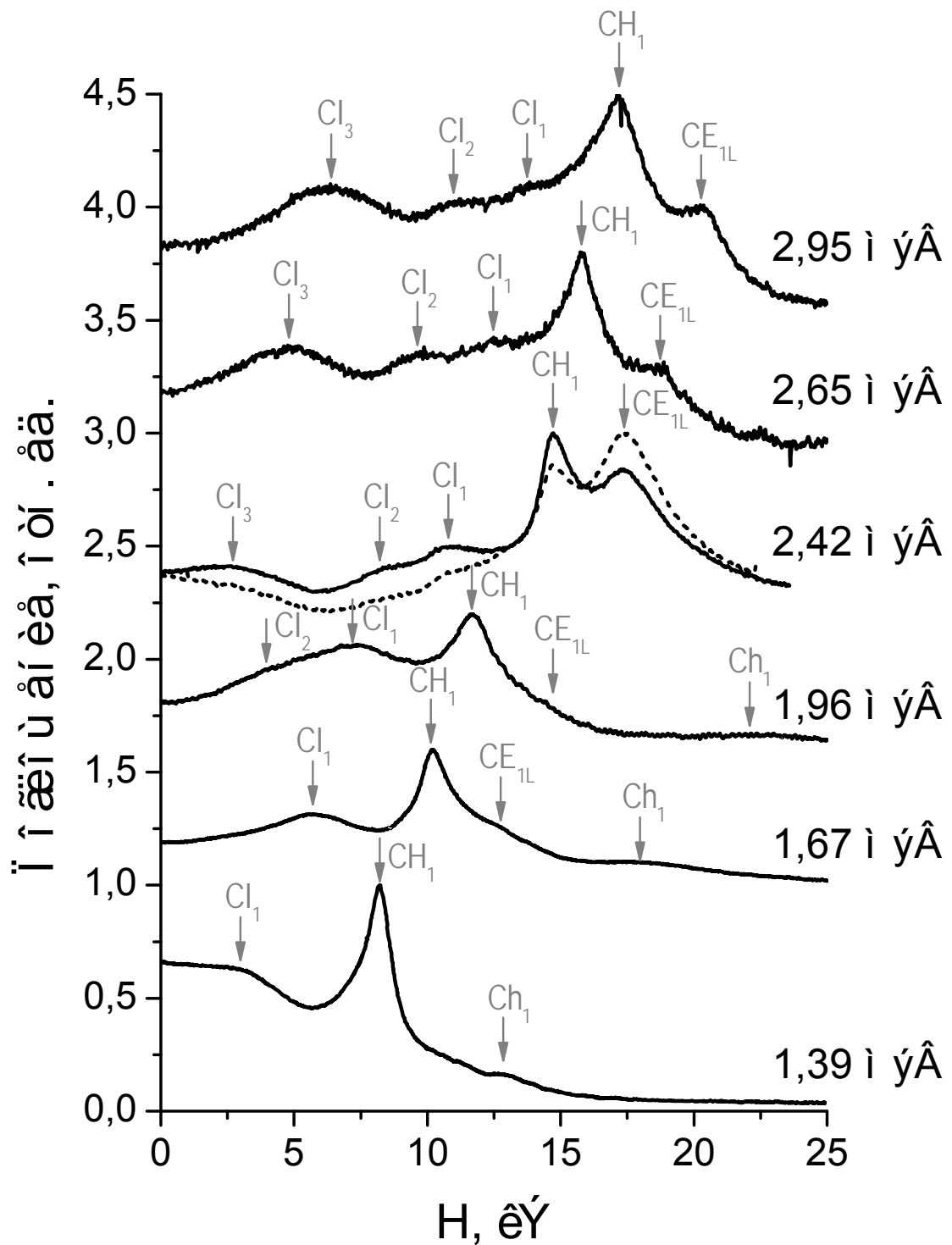


Рис. 1.16. Спектры магнитопоглощения в образце №308b. Сплошные и пунктирные линии отвечают разным направлениям магнитного поля.

Таким образом, результаты настоящих экспериментов прямо свидетельствуют, что в исследуемых гетероструктурах с широкими слоями Ge №№307—309 квантовые ямы для электронов реализуются в слоях твердого раствора GeSi.

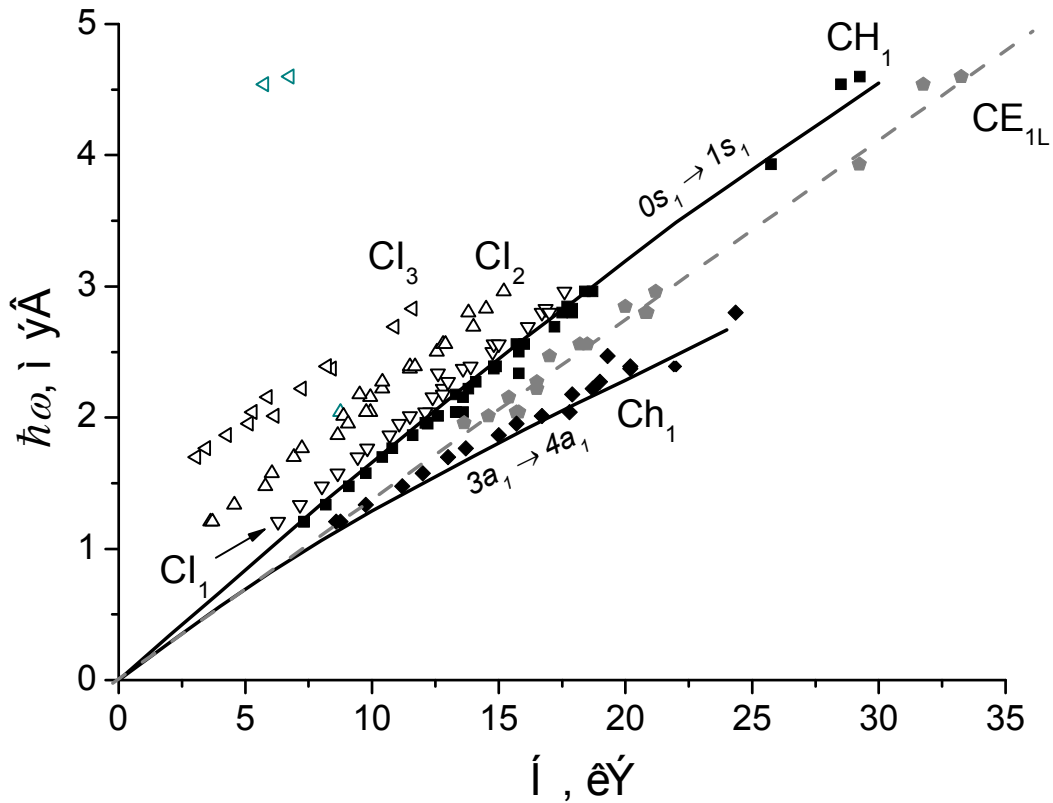


Рис. 1.17. Положения резонансных линий в спектрах магнитопоглощения в образце №307а. Сплошными линиями показаны рассчитанные переходы $0s_1 \rightarrow 1s_1$ и $3a_1 \rightarrow 4a_1$ между уровнями Ландау дырок. Пунктиром показано положение линии ЦР электронов в 1L долине ($m_c = (0,0836 \pm 0,0006)m_0$).

Зависимость структуры дна зоны проводимости в псевдоморфно выращенных слоях $\text{Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ от параметров слоев теоретически исследовалась в работе [34]. Как видно из Рис. 1.2, параметры образцов №308—309 попадают на плоскости $(a_{||}, x)$ в область 3, в которой низшие состояния в зоне проводимости соответствуют 1L-долине в твердом растворе $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$, в отличие от ранее изученного образца №306а, параметры которого соответствуют области 2, где дно зоны проводимости образовано состояниями 3L-долин в слое Ge.

Как видно из Рис. 1.15, относительная интенсивность линии ЦР электронов CE_{1L} в образце №307 заметно меньше, чем в образцах №308, №309. На Рис. 1.2 параметры образца №307 попадают как раз на границу раздела областей 2 и 3, т.е. в соответствии с расчетом [34] в этом образце разрыв в зоне проводимости на гетерогранице вообще должен отсутствовать. Вместе с тем, авторы работы [34] отмечают, что представленные на Рис. 1.2 результаты носят скорее качественный

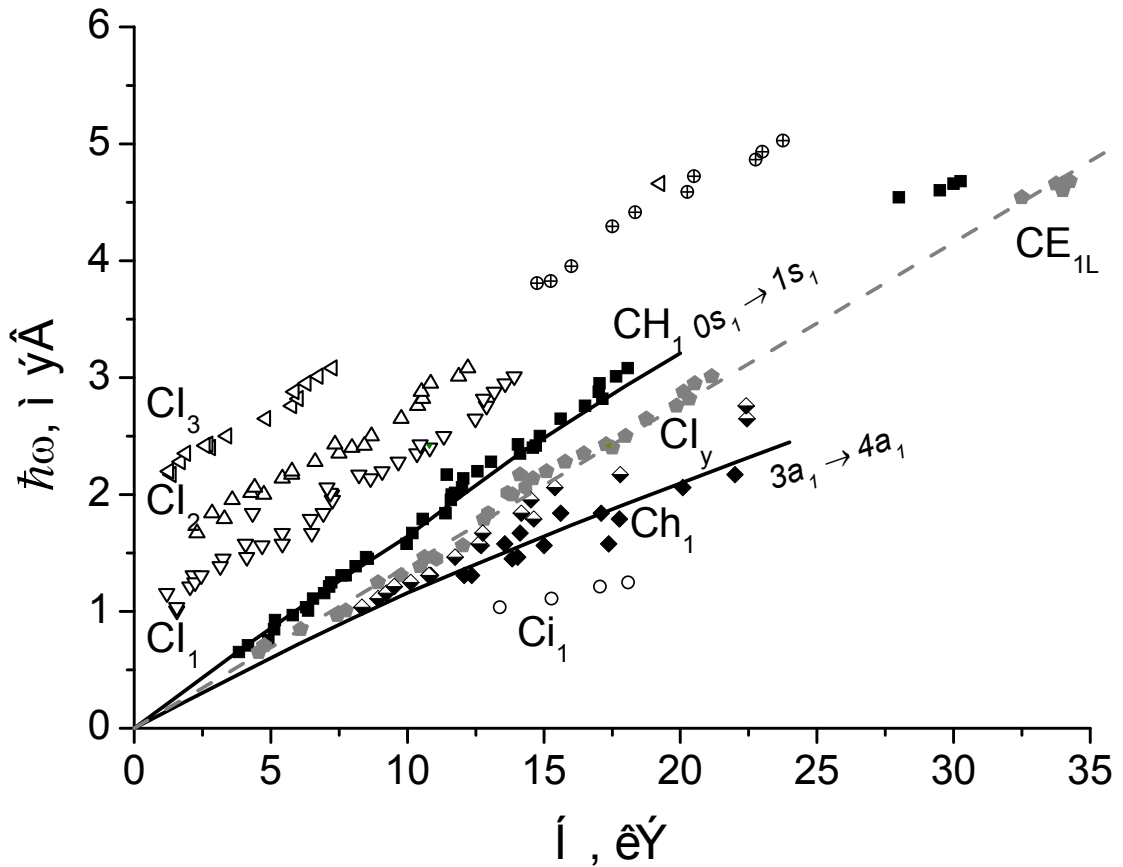


Рис. 1.18. Положения резонансных линий в спектрах магнитопоглощения в образце №308b. Сплошными линиями показаны рассчитанные переходы $0s_1 \rightarrow 1s_1$ и $3a_1 \rightarrow 4a_1$ между уровнями Ландау дырок. Пунктиром показано положение линии ЦР электронов в 1L долине ($m_c = (0,0828 \pm 0,0004)m_0$).

характер, в частности, из-за того, что многие из использованных при расчете параметров известны с недостаточной точностью. Тем не менее, из сравнения Рис. 1.12 и Рис. 1.15 видно, что в отличие от спектров ЦР образцов №308, №309, где линия ЦР электронов CE_{1L} является сравнимой по интенсивности с линиями ЦР дырок, в образце №307 она едва заметна. Это косвенно указывает на то, что в образце №307 слои GeSi уже не являются «хорошей» (т.е. глубокой в масштабе $k_B T$) квантовой ямой для электронов.

Величины циклотронных масс электронов для образцов 307a, 308b и 309a составляют около $0,083m_0^1$. В работе [56] была рассчитана зависимость эффективных масс электронов в твёрдом растворе $Ge_{1-x}Si_x$. Величина поперечной

¹ Несмотря на то, что образцы №308a и №308b были выращены в одном опыте, в образце №308a линия электронов CE_{1L} в спектрах ЦР проявилась очень слабо (см. Рис. 1.22, Рис. 1.23), поэтому определить её положение в спектрах, а значит, и эффективную массу, с достаточной степенью точности представлялось затруднительным.

эффективной массы m_{\perp} для $x = 0,09$ составила $0,087m_0$. Экспериментальные исследования циклотронного резонанса в растворе $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ были проведены в работе [57]. Для образца с $x = 0,008$ продольная эффективная масса электронов составила $m_{\perp} = (0,086 \pm 0,002)m_0$, для образца с $x = 0,054$ — $m_{\perp} = (0,1 \pm 0,01)m_0$. Несмотря на такое расхождение теоретических и экспериментальных данных, видно, что в любом случае эффективные массы электронов в 1L-долине в слоях GeSi в гетероструктурах Ge/GeSi ($0,083m_0$) оказываются меньше, чем эффективные массы для объёмного GeSi. Эта разница, скорее всего, объясняется сильным проникновением волновых функций электронов в 1L-долине из КЯ GeSi в барьерные слои Ge (циклотронная масса в которых $0,082m_0$), что и приводит к наблюдаемому уменьшению величины эффективной массы в гетероструктурах по сравнению с объёмным материалом. При характерных параметрах $x \approx 0,1$, $d_{\text{Ge}} \approx 350 \text{ \AA}$, $\epsilon_{\text{XXGe}} \approx 5 \cdot 10^{-4}$ расчётная величина расщепления 1L- и 3L-долин в слоях Ge составляет $\Delta_L \approx 20 \cdot \epsilon_{\text{XXGe}}$ (эВ) = 10 мэВ [36]. Полагая, что 1L-долина в слоях GeSi находится близко по энергии, к 3L-долине в Ge^2 , можно оценить величину проникновения волновой функции электронов 1L-долины в слой Ge. Эта величина определяется разрывом зон для электронов 1L-долины Δ_{1L} в слоях GeSi и Ge:

$$\chi_{1L}^{-1} \approx \left(\frac{\sqrt{2m_{\parallel}\Delta_{1L}}}{\hbar} \right)^{-1} \quad (1.25)$$

Подставляя $m_{\parallel} \approx 1,58m_0$, $\Delta_L \approx 10$ мэВ, получаем $\chi_{1L}^{-1} \approx 500 \text{ \AA}$, что превышает ширину квантовой ямы Ge. Отсюда следует, что волновые функции электронов в 1L-долине в слоях GeSi глубоко проникают в барьерные слои Ge.

Как видно из Рис. 1.2, параметры других исследованных образцов (№262 и №306) попадают в область 2, в которой дно зоны проводимости образовано состояниями 3L-долин в слое Ge. Как в данной работе, так и в ранее проведённых исследованиях [12, 14, 36, 42], в которых исследовалось магнитопоглощение при межзонном фотовозбуждении носителей заряда в образце №306 линии ЦР 3L-электронов обнаружены не были. По-видимому, это связано с тем обстоятельством, что в исследованном диапазоне магнитных полей магнитная длина (200 \AA при $H = 15$ кЭ) оказывается того же порядка, что и ширина квантовой

² Т.е. для оценки предполагается, что глубина квантовой ямы в зоне в зоне проводимости в слоях GeSi существенно меньше 20 мэВ.

ямы ($d_{Ge} = 200 \text{ \AA}$). Таким образом, при развертке магнитного поля происходит изменение электронного спектра уровней Ландау 3L-электронов от чисто «двумерного» случая (бесконечно узкой квантовой ямы), которому соответствует циклотронная масса $0,34m_0$ [38], к «трехмерному» спектру уровней Ландау с циклотронной массой $0,21m_0$, что может приводить к «размазыванию» резонансной линии поглощения по широкому интервалу магнитных полей.

Таким образом, обнаружение ЦР электронов с эффективной массой $m^* \sim (0,083 \pm 0,0005)m_0$ в спектрах ЦР в образцах №307, №308 и №309 прямо показывает, что данные гетероструктуры являются структурами II типа в отличие от ранее изученных структур с более узкими слоями Ge.

1.4. Циклотронный резонанс дырок

Как уже отмечалось во введении (см. раздел 1.1.3.2), в работах [12, 14, 42, 43] исследовались спектры ЦР в квантующих магнитных полях ($\hbar\omega_c \gg kT$) в образце №306 с узкой квантовой ямой ($d_{Ge} = 200 \text{ \AA}$). В спектрах были обнаружены две линии, связанные с переходами с двух нижних уровней Ландау дырок. Энергии этих переходов линейно зависели от магнитного поля. В данной работе проводились исследования спектров ЦР в структурах с более широкими КЯ. В таких структурах «близость» вышележащих подзон размерного квантования должна вызывать гибридизацию уровней Ландау дырок, что, в свою очередь, должно приводить к нелинейной зависимости энергий циклотронных переходов от магнитного поля, а также к переходам между уровнями Ландау разных подзон.

1.4.1. Расчёт уровней Ландау дырок

Для интерпретации наблюдаемых особенностей в спектрах ЦР использовались теоретические расчёты уровней Ландау дырок, выполненные вначале Д. Б. Векслером [16], а затем Д. В. Козловым.

Уровни Ландау двумерных дырок в напряжённых гетероструктурах Ge/GeSi(111) рассчитывались в аксиально-симметричной модели. Полный гамильтониан включал в себя оператор кинетической энергии Латтинжера в магнитном поле, оператор, связанный с деформацией, и потенциал прямоугольной квантовой ямы. Магнитное поле полагалось направленным вдоль оси роста структуры, которая выбиралась за ось z .

Аксиальная симметрия приводит к сохранению проекции полного магнитного момента вдоль направления магнитного поля M_j , а также чётности волновой функции относительно направления в плоскости, проходящей через центр ямы перпендикулярно направлению поля. В соответствии с этим каждый уровень Ландау характеризуется номером $n = M_j + 3/2$ и чётностью (s или a) волновой функции. Индекс в обозначении соответствует подзоне размерного квантования, к которой принадлежит уровень Ландау (см. Рис. 1.14, Рис. 1.25).

1.4.2. Циклотронный резонанс дырок в квантующих магнитных полях

С помощью методики, описанной в разделе 1.2.3 были получены спектры ЦР для структур с различными толщинами слоёв Ge. На Рис. 1.19 представлены спектры магнитопоглощения для образца №306а ($d_{Ge} = 200 \text{ \AA}$), на Рис. 1.20 показаны положения резонансных линий в этом образце. В данном образце все наблюдаемые линии имели одну поляризацию. Как и ранее (см. раздел 1.1.3.2, [12, 14, 42, 43]) в этом образце наблюдались линии, связываемые с циклотронными переходами с нижних уровней Ландау дырок (линии CH_1 и Ch_1). «Основная» линия CH_1 связана с переходом с самого нижнего уровня Ландау $0s_1$ на уровень $1s_1$. Менее интенсивная линия Ch_1 связана с переходом с уровня $3a_1$ на уровень $4a_1$. В пользу этого говорит тот факт, что интенсивность линии Ch_1 возрастает при приложении к образцу «греющего» электрического поля (Рис. 2.8 на стр. 76). Расчёты уровней Ландау, выполненные Д. В. Козловым, в отличие от представленных в [12, 14, 42, 43] (см. Рис. 1.5), позволили достичь более хорошего согласия между экспериментальными данными и теоретическими.

Аналогичные переходы $0s_1 \rightarrow 1s_1$ (линия CH_1) и $3a_1 \rightarrow 4a_1$ (линия Ch_1) наблюдались и в образцах с более широкими квантовыми ямами ($d_{Ge} > 300 \text{ \AA}$): №308а (Рис. 1.22, Рис. 1.23), №308b (Рис. 1.16, Рис. 1.18), №307а (Рис. 1.15, Рис. 1.17) и №309а (Рис. 1.12, Рис. 1.13). Так же, как и в образце №306а, интенсивность линии Ch_1 увеличивалась при разогреве электрическим полем. Однако в этих образцах положения линии CH_1 и Ch_1 нелинейно зависят от магнитного поля, в отличие от образцов с более узкими КЯ, что связано с взаимодействием уровней Ландау первой и вышележащих подзон размерного квантования тяжелых дырок.

В образце №262b (Рис. 1.24, Рис. 1.26) без приложенного электрического поля наблюдалась только линия CH_1 , связанная с переходом $0s_1 \rightarrow 1s_1$ между уровнями Ландау, принадлежащим первой подзоне размерного квантования. Линия Ch_1 (переход $3a_1 \rightarrow 4a_1$) в данном образце не разрешилась, поскольку, согласно расчётам, она должна находиться очень близко от линии CH_1 .

1.4.3. Межподзонный циклотронный резонанс

Как уже отмечалось, в образце №309 с широкими квантовыми ямами для дырок энергии размерного и магнитного квантования оказываются одного порядка, что в условиях непараболичности закона дисперсии дырок приводит к чрезвычайно богатой картине взаимодействующих уровней Ландау дырок из разных подзон (Рис. 1.14). Необходимо, однако, принимать во внимание, что при $T = 4,2$ К сколько-нибудь заметно заселенными могут быть лишь нижние уровни Ландау дырок в 1-ой и, возможно, в близко расположенных 2-ой и 3-ей подзонах размерного квантования. Правила отбора [12, 14, 16, 42] разрешают циклотронные переходы (в дипольном приближении при фарадеевской конфигурации) между уровнями Ландау одной четности (s или a), номера которых (первая цифра в обозначении уровня) отличаются на единицу ($\Delta l = \pm 1$). При этом в отсутствие смешивания состояний матричный элемент будет максимальным для переходов между уровнями Ландау, относящимися к одной подзоне размерного квантования, и практически равным нулю для межподзонных переходов. Таким образом, в спектрах ЦР дырок будет присутствовать ограниченное число линий поглощения.

Обсудим сначала возможные переходы с нижнего уровня Ландау дырок $0s_1$. Наблюдаемую при низких частотах линию CH_1 очевидно можно связать с переходом $0s_1 \rightarrow 1s_1$ (ср. с [12, 14, 16, 42]). С ростом энергии (магнитного поля) уровень $1s_1$ начинает взаимодействовать и антипересекается с уровнем $1s_3$ из третьей подзоны размерного квантования, а тот в свою очередь - с уровнем $1s_5$ из пятой подзоны (см. Рис. 1.14). При антипересечении уровни $1s_1$, $1s_3$ и $1s_5$ «обмениваются» волновыми функциями и интенсивностью циклотронного перехода с уровня $0s_1$. Из сопоставления экспериментальных и расчетных данных на Рис. 1.13 можно связать наблюдаемую линию CH_3 с переходом $0s_1 \rightarrow 1s_3$, а линию CH_5 — с переходом $0s_1 \rightarrow 1s_5$.

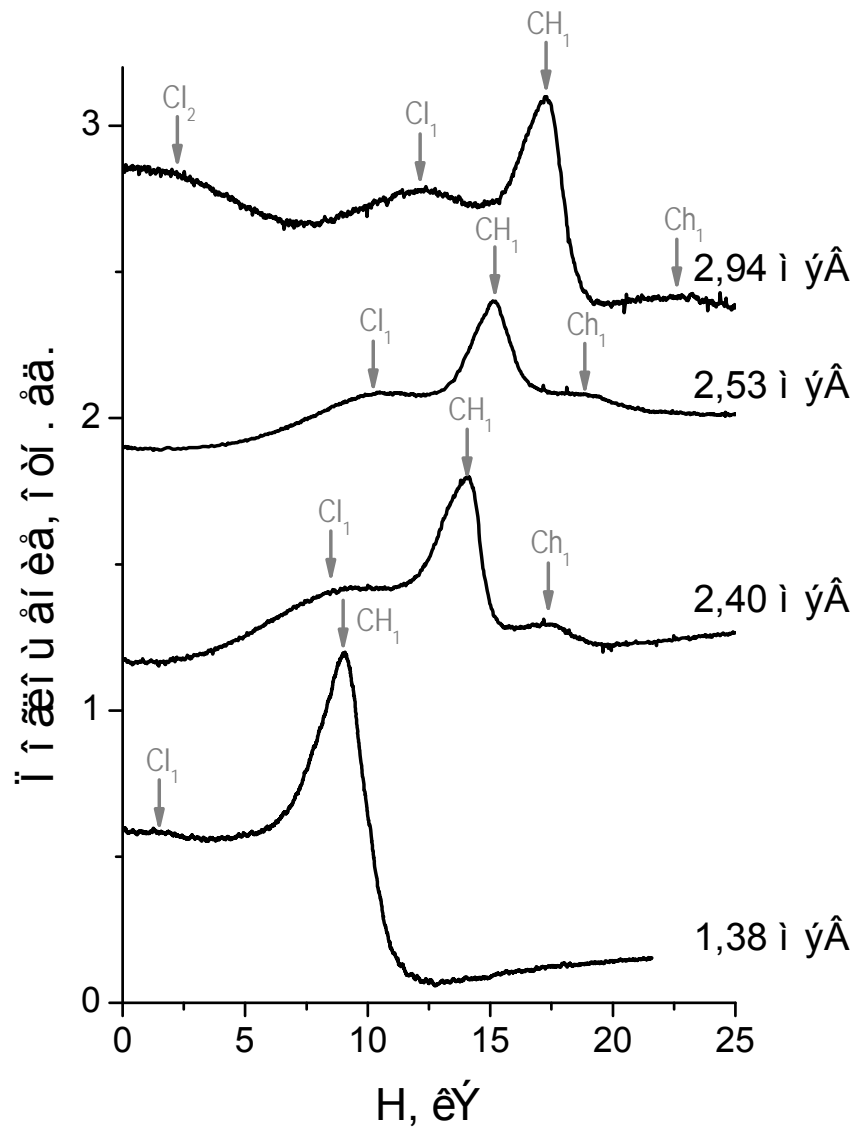


Рис. 1.19. Спектры магнитопоглощения в образце №306а.

Обсудим теперь резонансы, наблюдающиеся в спектрах поглощения со стороны бóльших магнитных полей от «основной» линии ЦР дырок CH_1 и линии ЦР электронов CE_{1L} (Рис. 1.12, Рис. 1.13). Как уже говорилось в разделе 1.1.3 в спектрах магнитопоглощения в образце №306 со сравнительно узкими квантовыми ямами ($d_{Ge} = 200 \text{ \AA}$) и соответственно с большими расстояниями между дырочными подзонами в этой области наблюдалась линия ЦР дырок с эффективной массой порядка $0,08m_0$, обусловленная переходом $3a_1 \rightarrow 4a_1$ с нижнего состояния, относящегося ко второй лестнице уровней Ландау [12, 14, 16, 42]. Как видно из Рис. 1.14, в образце №309 с широкими квантовыми ямами Ge в интервале магнитных полей до 25 кЭ уровень $3a_1$ испытывает сильное взаимодействие с уровнем $3a_3$ и, «отталкиваясь» от него, демонстрирует сублинейную зависимость

энергии состояния от магнитного поля. Аналогично, уровень $4a_1$ антипересекается с уровнем $4a_3$, а тот, в свою очередь — с уровнем $4a_5$. Все это свидетельствует о сильном смешивании состояний $3a_1$ и $3a_3$, а также $4a_1$ и $4a_3$ в магнитных полях, начиная примерно с 10 кЭ.

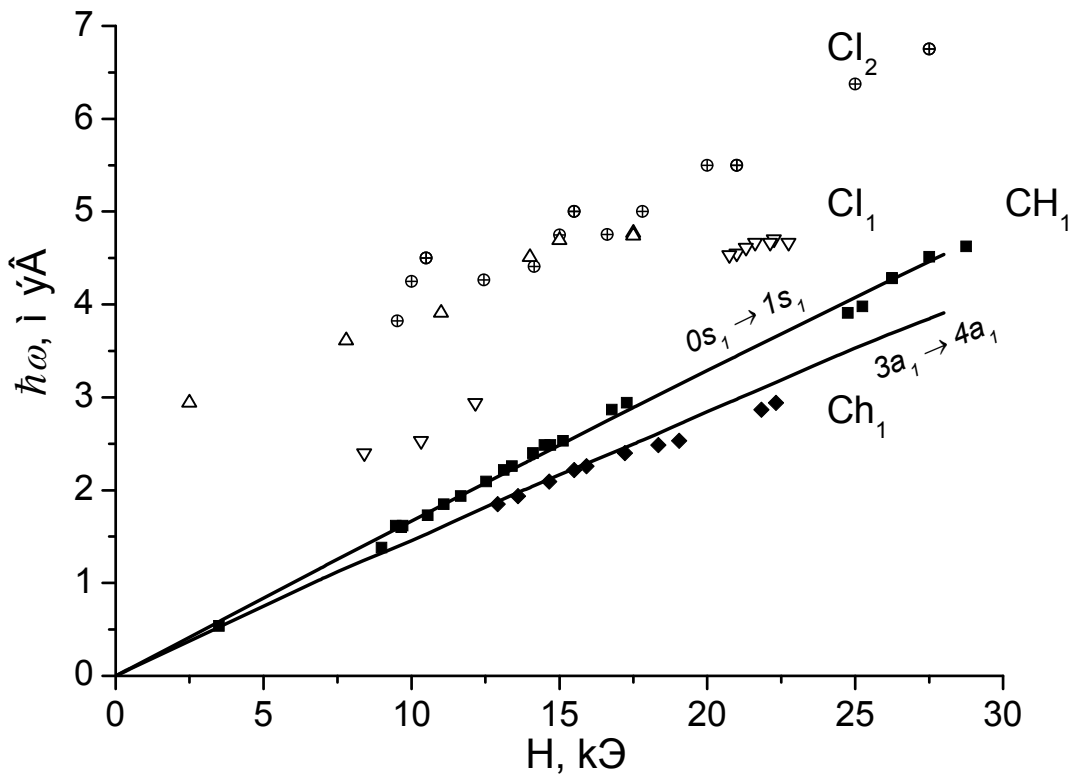


Рис. 1.20. Положения резонансных линий в спектрах магнитопоглощения в образце №306а. Сплошными линиями показаны рассчитанные переходы $0s_1 \rightarrow 1s_1$ и $3a_1 \rightarrow 4a_1$ между уровнями Ландау дырок.

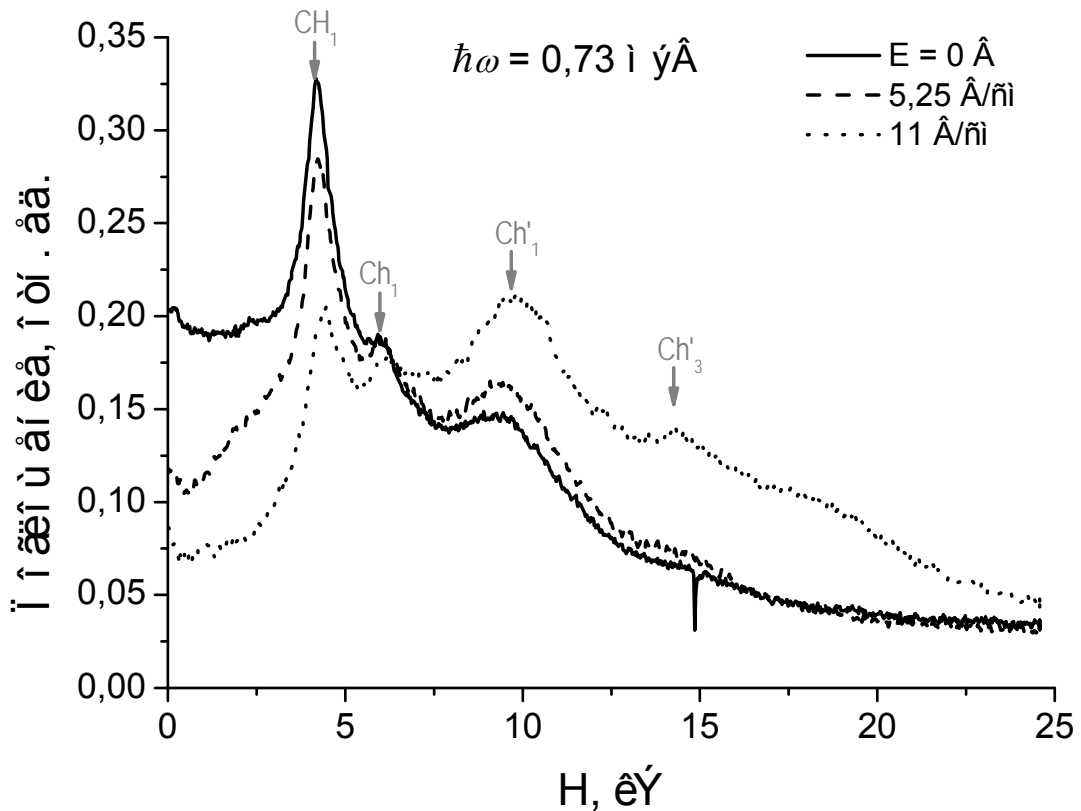


Рис. 1.21. Спектры магнитопоглощения в образце №309а при приложенном к образцу постоянном электрическом поле. Видно, что интенсивность линий Ch_1 , Ch'_1 , Ch'_3 возрастает по отношению к линии CH_1 с увеличением поля.

Как видно из Рис. 1.13, в спектрах магнитопоглощения образца №309а в области магнитных полей «справа» от «основной» линии ЦР дырок CH_1 наблюдается четыре резонанса (Ch_1 , Ch'_1 , Ch'_3 , Ch_1). Как показывает детальный анализ спектров поглощения (на Рис. 1.12 представлены лишь некоторые из наблюдаемых в этой области линий) три из них (Ch_1 , Ch'_1 , Ch'_3) могут быть обусловлены ЦР дырок. Так линия Ch_1 связана с переходом $3a_1 \rightarrow 4a_1$. В пользу такой интерпретации говорит тот факт, что интенсивность линии Ch_1 возрастает относительно интенсивности линии CH_1 при приложении к образцу небольшого (порядка нескольких В/см) постоянного электрического поля, приводящего к разогреву носителей заряда и, соответственно, к увеличению заселенности вышележащего уровня Ландау $3a_1$ по сравнению с $0s_1$ (Рис. 1.21, ср. [12, 14, 16, 42]). Линия Ch'_1 связывается с переходом $4a_1 \rightarrow 5a_1$. Линия Ch'_3 обусловлена переходом с уровня Ландау $3a_3$ третьей подзоны на уровень $4a_1$ первой подзоны размерного квантования.

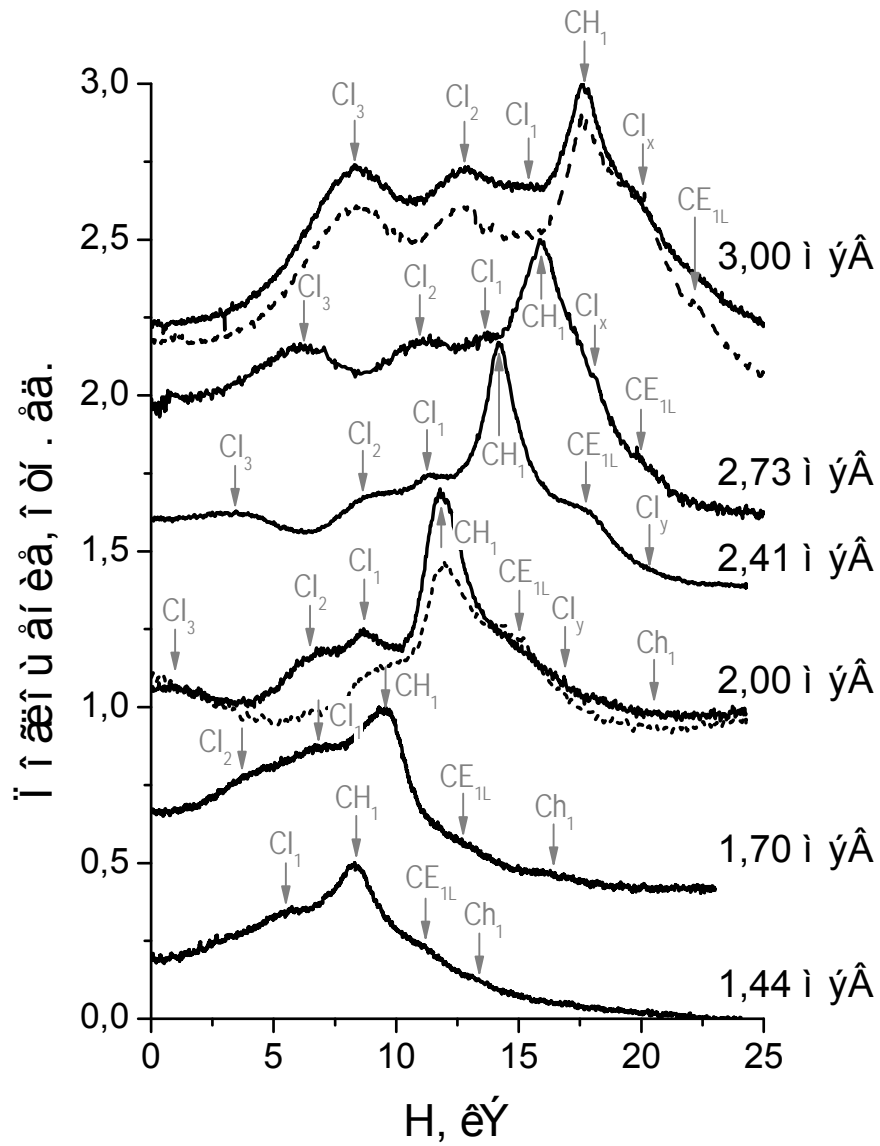


Рис. 1.22. Спектры магнитопоглощения в образце №308а, измеренные при эллиптической поляризации излучения и противоположных направлениях магнитного поля.

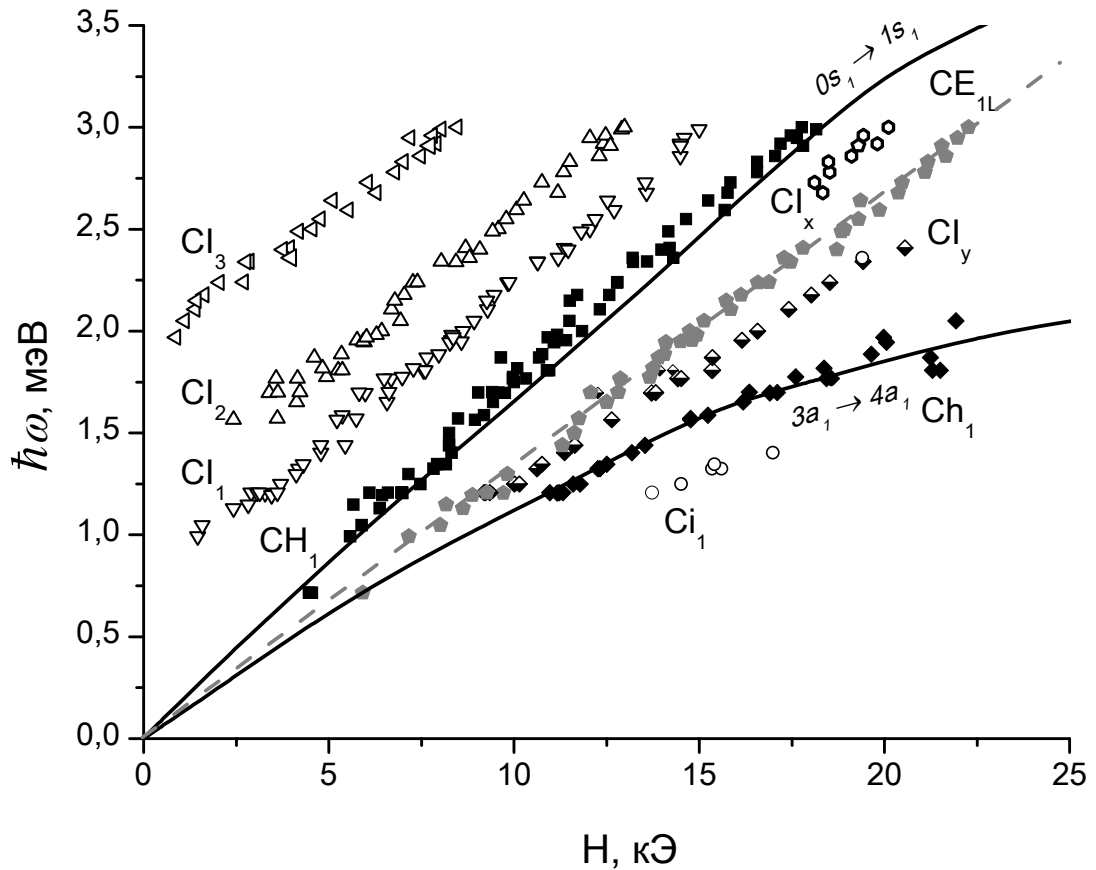


Рис. 1.23. Положения резонансных линий в спектрах магнитопоглощения в образце №308а. Сплошными линиями показаны рассчитанные переходы $0s_1 \rightarrow 1s_1$ и $3a_1 \rightarrow 4a_1$ между уровнями Ландау дырок. Пунктиром показано положение линии ЦР электронов в 1L долине ($m_c = (0,086 \pm 0,001)m_0$).

По ширине линий на полувысоте в спектрах ЦР можно определить подвижность носителей заряда и характерную частоту столкновения:

$$\mu_{CR} = \frac{e}{m_c \gamma}, \quad \gamma = \frac{1}{2} \omega \frac{\Delta H_{0,5}}{H_{res}} \quad (1.26)$$

Частоту рассеяния легко определить как

$$\tau^{-1} = \frac{e}{m_c \mu} \quad (1.27)$$

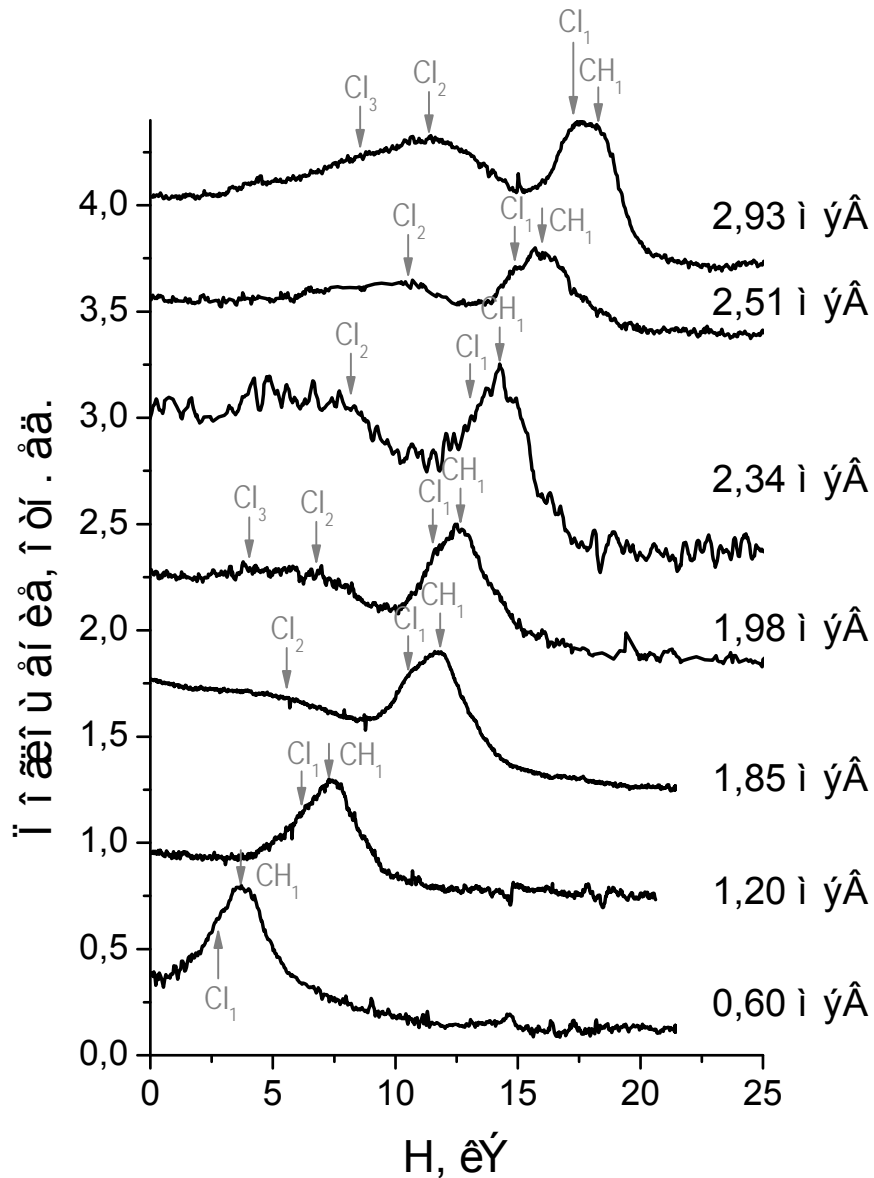


Рис. 1.24. Спектры магнитопоглощения в образце 262b

В образцах №306, №308, №309 линии ЦР дырок имели примерно одинаковую добротность. К примеру, в образце №308a линия CH_1 в спектре, снятом при энергии $\hbar\omega = 2,41$ мэВ, имеет следующие параметры: $\Delta H_{0,5} = 1,86$ кЭ, $H_{res} = 14,2$ кЭ, $m_c = 0,068m_0$. Соответствующая величина подвижности составляет: $\mu_{CR} = 1,07 \cdot 10^5$ см²/В·с. Частота рассеяния: $\tau_{308,ho}^{-1} = 2,4 \cdot 10^{11}$ с⁻¹. Линия ЦР электронов SE_{1L} имеет несколько большую ширину. Соответственно, подвижность и время рассеяния для электронов составляют $\mu_{CR} = 6,6 \cdot 10^4$ см²/В·с, $\tau_{308,el}^{-1} = 3,1 \cdot 10^{11}$ с⁻¹.

В образце №307 наблюдаемые линии оказались еще более узкими. Для этого образца подвижность составила $\mu_{СК} = 2,15 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, частота рассеяния $\tau_{307}^{-1} = 1,1 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$

Обсудим возможные механизмы рассеяния носителей заряда в гетероструктурах Ge/GeSi. Рассеяние на оптических фононах при $T = 4,2 \text{ К}$ пренебрежимо мало (энергия оптического фонона в Ge составляет 430 К). Рассеяние на ионизованных примесях также можно не рассматривать, поскольку при межзонной подсветке, как будет показано в разделе 2.2, происходит нейтрализация ионизованных примесных центров (т.е. почти все примеси становятся нейтральными).

Частоту рассеяния на нейтральных примесях можно оценить, пользуясь формулой Эргинсо [58]:

$$\tau_n^{-1} = \frac{20a_B \hbar N_n}{m^*}, \quad (1.28)$$

где $a_B = \epsilon \hbar^2 / m^* e^2$ — боровский радиус, N_n — концентрация нейтральных примесей. Характерные параметры для исследуемых структур составляют $m^* \cong 0,07m_0$, $a_B \sim 10^{-6} \text{ см}$. Концентрация остаточных примесей в исследуемых структурах составляет порядка $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ [1]. Тогда $\tau_n^{-1} = 1,1 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$.

Для оценки частоты рассеяния дырок на акустических фононах воспользуемся формулой

$$\tau_{a,ho}^{-1} = \frac{\sqrt{2} E_1^2 (m_h)^{\frac{3}{2}} (kT)^{\frac{3}{2}}}{\pi \hbar^4 \rho u_1^2}, \quad (1.29)$$

где E_1 — константа взаимодействия с акустическими фононами ($E_1 = 4,6 \text{ эВ}$), ρ — плотность материала, u_1 — среднее по кристаллографическим направлениям значение скорости продольных звуковых волн (в Ge u_1 — $5,4 \cdot 10^5 \text{ см/с}$). m_h — масса тяжёлых дырок. Отсюда получаем, $\tau_{a,el}^{-1} \approx 10^9 \text{ с}^{-1}$

Для оценки частоты рассеяния электронов на акустических фононах используем формулу из работы [59]

$$\tau_{a,el}^{-1} = \left(\frac{2}{\pi} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{\Xi_1^2 (m_{\parallel} m_{\perp}^2)^{\frac{1}{2}} (kT)^{\frac{3}{2}}}{\hbar^4 \rho u_1^2}, \quad (1.30)$$

где Ξ_1 — усреднённая константа деформационного потенциала (для электронов в Ge $\Xi_1^2 = 151,6 \text{ эВ}^2$). Подставляя необходимые значения, получим $\tau_{a,el}^{-1} = 3 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$.

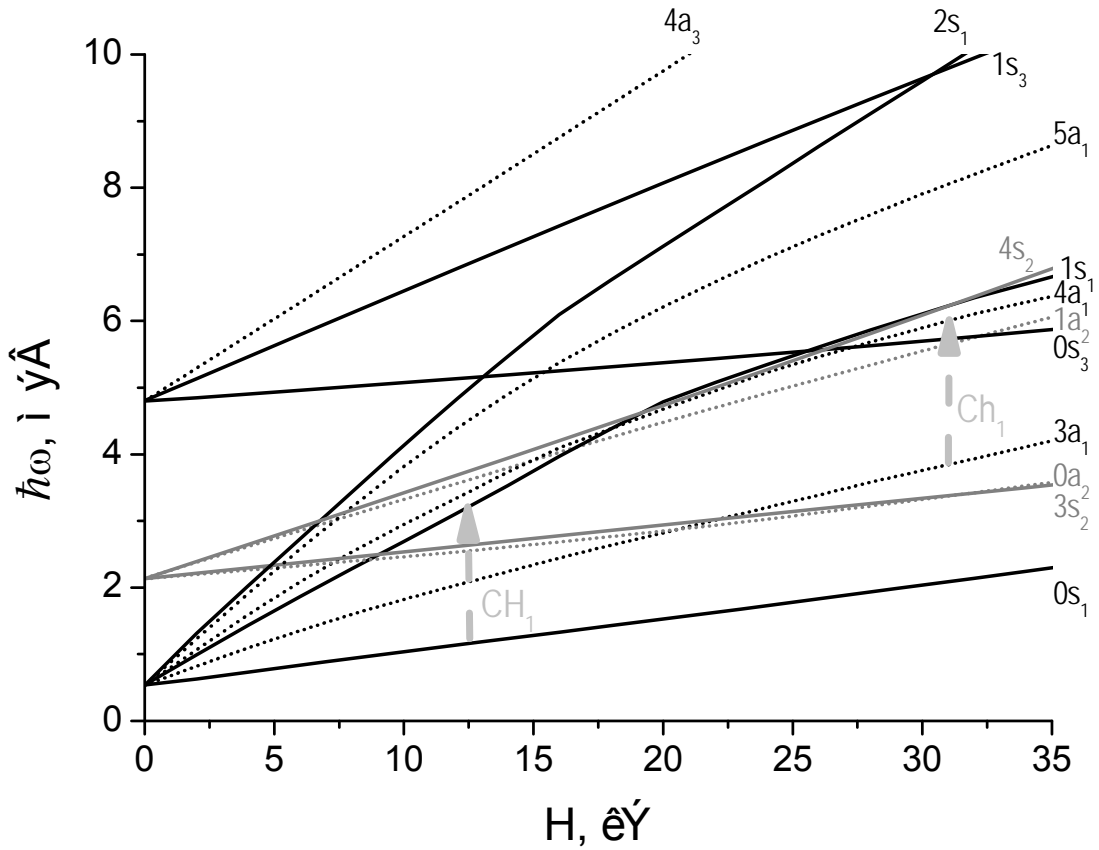


Рис. 1.25. Рассчитанные энергии некоторых уровней Ландау дырок из первых трёх подзон размерного квантования в структуре №308а. Нуль энергии выбран на дне квантовой ямы. Положения уровней при $H = 0$ соответствует энергиям размерного квантования. Первая цифра в обозначениях соответствует номеру уровня, вторая – номеру подзоны размерного квантования. Буква обозначает симметричность (s) или антисимметричность (a) состояния.

Для электронов, находящихся в слоях GeSi существует еще один механизм рассеяния — сплавное рассеяние. В работе [60] измерялась подвижность электронов в сплавах $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ и была получена эмпирическая зависимость (без учёта размерности) подвижности от x и температуры для электронов в L-долине:

$$\mu^{111} = \frac{2,8 \cdot 10^4 T^{-0,8}}{x(1-x)}. \quad (1.31)$$

В работе [61] указывалась теоретическая зависимость для подвижности:

$$\mu^{111} = \frac{2,8 \cdot 10^4 T^{-0,5}}{x(1-x)\bar{U}}, \quad (1.32)$$

где \bar{U} — некий параметр, возникающий из-за разности потенциалов Ge и Si. В конечном итоге, эта величина оценивалась как порядка 1 эВ^2 [60]. Поскольку

измерения ЦР в данной работе проводились при $T = 4,2 \text{ K}$, для оценки вклада сплавного рассеяния можно пользоваться любой из этих формул.

Оценка подвижности в данном случае даёт $\mu^{111} = 6,3 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Частоту рассеяния можно определить по формуле (1.27), что в нашем случае даёт $\tau_{\text{alloy}}^{-1} = 3,3 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$.

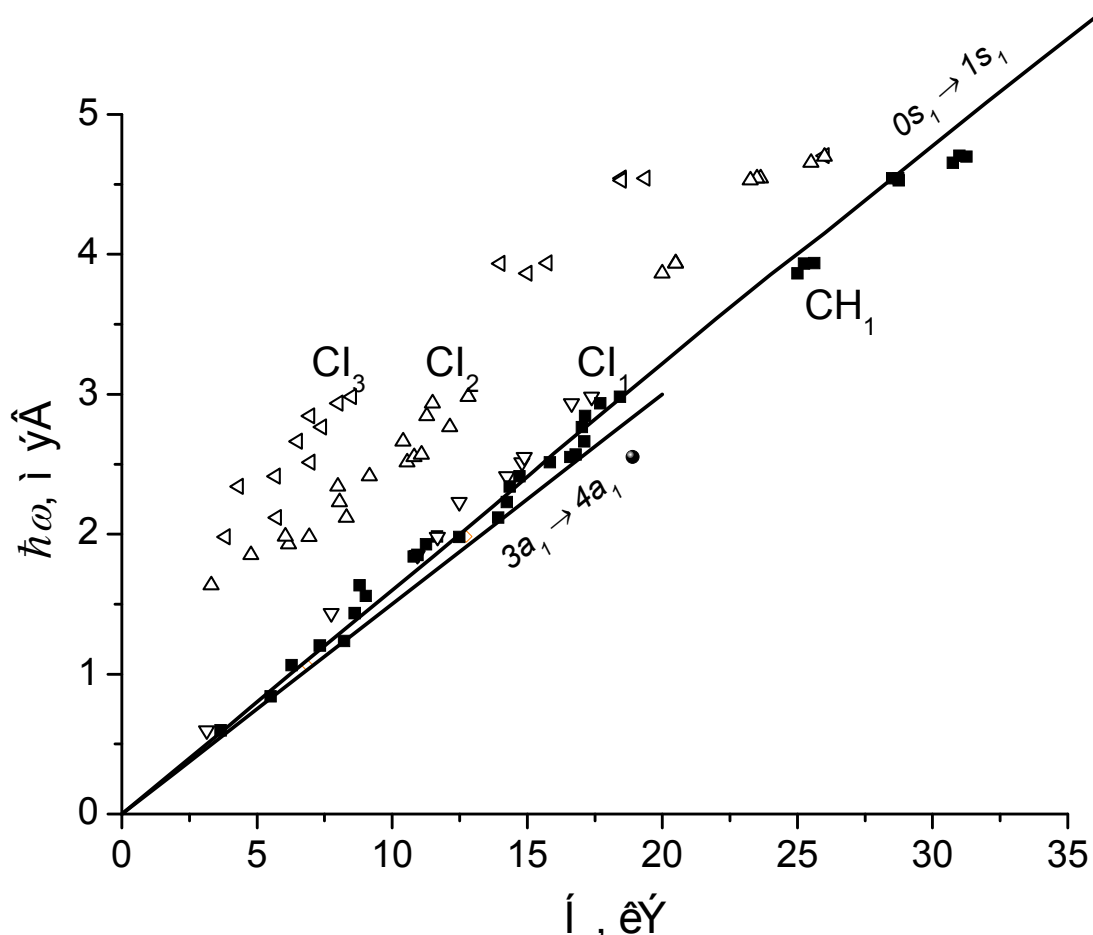


Рис. 1.26. Положения резонансных линий в спектрах магнитопоглощения в образце №262b. Сплошной линией показан рассчитанный переходы $0s_1 \rightarrow 1s_1$ между уровнями Ландау дырок.

Строго говоря, приведенные выше оценки относятся к 3D случаю (объемному полупроводнику). Однако в исследуемых образцах при изменении толщин слоев от 120 до 800 Å (в последнем случае влияние размерного квантования на рассеяние очевидно не должно быть существенным) относительная ширина линии остается примерно одинаковой. Поэтому, исходя из приведенных выше оценок, можно заключить, что определяющий вклад в ширину линии ЦР (и, следовательно, подвижность носителей заряда) вносит рассеяние на нейтральных

примесях. Дополнительный вклад могут давать неоднородное уширение линии ЦР из-за разброса параметров в различных слоях гетероструктуры и рассеяние на шероховатостях гетерограниц.

Таким образом, исследования ЦР в гетероструктурах Ge/GeSi с различной шириной слоев Ge выявили циклотронные переходы с двух нижних уровней Ландау дырок. В образцах с широкими квантовыми ямами ($d_{Ge} > 300 \text{ \AA}$) энергии этих переходов нелинейно зависят от магнитного поля, что связано с взаимодействием уровней Ландау первой и вышележащих подзон размерного квантования тяжелых дырок. В образце с наиболее широкими квантовыми ямами Ge ($d_{Ge} = 800 \text{ \AA}$) обнаружено явление межподзонного циклотронного резонанса (в спектрах ЦР наблюдаются линии, связанные с циклотронными переходами между уровнями Ландау 1-ой подзоны размерного квантования и уровнями Ландау 3-ей и 5-ой подзон). Явление связано с взаимодействием и антипересечением уровней Ландау из разных подзон размерного квантования.

Глава 2. Примесное магнитопоглощение в гетероструктурах Ge/GeSi

2.1. Мелкие примеси в двумерных структурах (обзор литературы)

2.1.1. Расчёты спектров мелких примесей в гетероструктурах с квантовыми ямами

Известно (см., например, [30]), что однократно заряженные ионы, возникающие в полупроводниках при замещении атома кристаллической решётки атомом соседней группы таблицы Менделеева, образуют локализованные состояния, энергия связи которых много меньше ширины запрещённой зоны полупроводника (мелкие примесные состояния). В первом приближении для описания мелких примесных центров может быть использовано приближение эффективной массы, а их волновые функции могут быть представлены в виде линейных комбинаций волновых функций типа атомных. Однако спектры мелких примесных центров могут существенно отличаться от простого водородоподобного спектра из-за сложного закона дисперсии носителей заряда в ближайшей энергетической зоне (зоне проводимости для доноров и валентной зоне для акцепторов).

2.1.1.1 Мелкие доноры в гетероструктурах

Характерный размер волновой функции примесного центра (боровский радиус) определяется как:

$$a_B = \frac{\hbar^2 \varepsilon}{m^* e^2} \quad (2.1)$$

(здесь m^* — эффективная масса электрона, ε — диэлектрическая проницаемость полупроводника). Очевидно, что в гетероструктурах при толщинах квантовых ям меньших боровского радиуса ограничение движения электрона стенками квантовой ямы будет изменять спектр примесного центра. В первой теоретической работе посвященной исследованию мелкого кулоновского центра в квантовой яме глубина ямы считалась бесконечной, а закон дисперсии свободного электрона — параболическим [62]. Энергия основного состояния центра искалась вариационным методом. Было показано, что энергии связи примесного состояния E_B зависит как

от толщины ямы d , так и от координаты иона примеси вдоль направления квантования z . При фиксированном значении d энергия связи максимальна, когда ион находится в центре ямы ($z = 0$), и убывает при движении иона к барьеру. Для иона в центре ямы E_B монотонно возрастает с уменьшением d из-за увеличения потенциальной энергии и при $d \rightarrow 0$ достигает «двумерного» предела

$$E_{B2D(z=0)} = 4Ry^*, \quad (2.2)$$

где

$$Ry^* = \frac{m^* e^4}{2\hbar^2 \varepsilon^2} \quad (2.3)$$

— энергия связи примесного центра в объёмном полупроводнике. Для иона, расположенного на гетерогранице ($z = d/2$), напротив, в двумерном случае энергия связи уменьшается по сравнению с «объёмным» значением:

$$E_{B2D(z=\frac{d}{2})} = \frac{1}{4} Ry^*. \quad (2.4)$$

В более поздних работах было показано, что учёт конечной глубины ямы приводит к немонотонной зависимости $E_B(d)$: при уменьшении ширины ямы, начиная с некоторого значения d , зависящего от глубины ямы, энергия связи уменьшается, т.к. всё большая часть волновой функции проникает в барьер. При $d \rightarrow 0$ энергия связи стремится к «объёмному» значению E_B в материале барьера. В работах [63, 64] были найдены энергии не только основного, но и нижних возбуждённых состояний примесного центра $2s$, $2p_{\pm}$, $2p_0$. Расчёты показали, что энергия связи возбуждённого состояния $2p_{\pm}$ для иона в центре ямы также превышает своё «объёмное» значение $0,25 Ry^*$ и падает при движении иона к барьеру, однако эта зависимость слабее, чем для основного состояния. Энергия связи состояния $2p_0$, напротив, при уменьшении ширины ямы быстро падает вследствие увеличения «кинетической энергии», и состояние выходит в непрерывный спектр. В последующих работах были найдены энергии вышележащих возбуждённых состояний, исследовано поведение спектра примесного центра в магнитном [65, 66] и электрическом [67, 68] полях.

2.1.1.2 Мелкие акцепторы в ненапряжённых гетероструктурах

Нахождение спектра мелкого акцептора представляет более трудную задачу из-за сложного закона дисперсии в валентной зоне. Впервые расчёты энергий основных состояний акцептора в гетероструктурах GaAs/AlGaAs были выполнены вариационным методом в работе [69]. Позднее более детальные расчёты основного и нижних возбуждённых состояний акцептора в гетероструктурах GaAs/AlGaAs были выполнены в работах [70, 71, 72]. Расчёты показали, что вследствие малого боровского радиуса акцепторов (для GaAs $a_B \approx 20 \text{ \AA}$), эффекты ограничения начинают влиять на спектр мелкого акцептора при меньшей толщине ямы. Кроме того, размерное квантование оказывает и обратное воздействие на спектр акцептора: оно приводит к расщеплению подзон лёгких и тяжёлых дырок в точке $k = 0$ и к уменьшению массы на дне первой подзоны, а следовательно, к уменьшению E_B . Вследствие такого двойственного влияния пространственного ограничения зависимость $E_B(d)$ для акцептора в квантовой яме может иметь более сложный характер, чем для донора. С одной стороны, при уменьшении ширины ямы E_B должна возрасти из-за увеличения потенциальной энергии дырки, так же, как и для донора. С другой стороны, при уменьшении ширины ямы увеличивается расщепление между подзонами лёгких и тяжёлых дырок, что должно приводить к уменьшению E_B .

2.1.1.3 Мелкие акцепторы в напряжённых гетероструктурах

В напряжённых гетероструктурах деформация приводит к дополнительному расщеплению подзон лёгких и тяжёлых дырок и перестройке всего закона дисперсии (см. Рис. 1.1); таким образом, следует ожидать уменьшения энергии связи мелкого акцептора в напряжённых гетероструктурах по сравнению с ненапряжёнными. Расчёты энергии основного состояния мелкого акцептора в напряжённых гетероструктурах InGaAs/AlGaAs были выполнены авторами работы [73], впервые предложившими невариационный метод расчёта, основанный на разложении волновой функции акцептора по базису из волновых функций свободных дырок в квантовой яме. Авторы получили уменьшение энергии связи акцептора в напряжённых гетероструктурах $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ по сравнению с

ненапряжёнными GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As примерно в 1,7 раза для акцептора в центре ямы и в 1,3 раза для акцептора на гетерогранице.

Теоретические расчёты, описывающие мелкие акцепторы в напряжённых структурах Ge/GeSi до недавнего времени не проводились. Первые исследования таких состояний были проведены автором работы [74]. Результаты данной работы и будут использоваться для интерпретации полученных в диссертации экспериментальных данных.

2.1.2. Экспериментальные исследования мелких примесей

Мелкие примеси в объёмных полупроводниках, таких как Si, Ge и GaAs были детально изучены к середине 80-х годов (см., например, обзор [75]). Наиболее информативными экспериментальными методами исследования оказались измерения спектров поглощения и фотопроводимости специально легированных полупроводников в дальнем ИК диапазоне длин волн при низких температурах. Теоретические и экспериментальные исследования эволюции спектров мелких примесей при воздействии внешнего магнитного поля [76, 77, 78, 79, 80] и одноосной деформации [81, 82, 83, 84, 85] позволили однозначно идентифицировать наблюдаемые спектральные линии и полностью восстановить энергетический спектр примесей. Эти исследования привели к созданию чувствительных приёмников дальнего ИК диапазона, принцип действия которых основан на фотовозбуждении мелких примесных центров (см., например, [86, 87]).

К настоящему времени наиболее изученной экспериментально является самая простая и легко интерпретируемая система — доноры в гетероструктурах GaAs/AlGaAs. Впервые переходы между состояниями $1s \rightarrow 2p_{\pm}$ мелких доноров в квантовых ямах GaAs были однозначно идентифицированы в работах группы Б. Мак-Комба при исследовании спектров поглощения в дальнем ИК диапазоне в сильных магнитных полях [88]. То, что наблюдаемые спектральные особенности связаны с донорами в квантовых ямах, было доказано измерениями, в которых направление магнитного поля не совпадало с направлением квантования z . Положения линий были чувствительны лишь к проекции магнитного поля на ось гетероструктуры H_z . В магнитном поле пик $1s \rightarrow 2p_{\pm}$ расщеплялся на два: $1s \rightarrow 2p_+$ и $1s \rightarrow 2p_-$, положения которых по магнитному полю находились в прекрасном

согласии с расчётами [65]. В нулевом магнитном поле для образца с квантовыми ямами шириной 210 \AA энергия перехода $1s \rightarrow 2p_{\pm}$ составила около $6,5 \text{ мэВ}$, что в $1,5$ раза больше, чем в объёмном GaAs. В дальнейших работах переходы между состояниями доноров в квантовых ямах были идентифицированы в спектрах поглощения [89, 90, 91], фотопроводимости [92, 93] и даже излучения [94] в дальнем ИК диапазоне длин волн. В работах [89, 90] были исследованы спектры доноров, находящихся на гетерограницах и в барьерах; было показано, что, даже находясь в барьерах, примесные ионы могут образовывать очень мелкие связанные состояния с электронами в ямах. Из-за зависимости энергии связи от координаты иона линии доноров в квантовых ямах всегда шире, чем в объёмном материале. Это не позволяет определять химическую природу примеси по спектрам поглощения, как в объёмных материалах, однако при известной зависимости $E_B(d)$ по спектрам можно восстановить реальное распределение примеси в гетероструктуре [90]. Наконец, в гетероструктурах GaAs/AlGaAs были детально исследованы D^- центры - ещё более мелкие состояния, в которых с примесным ионом связаны два электронами [95, 96, 97, 98].

Экспериментальное исследование акцепторов в квантовых ямах представляет более сложную задачу, чем исследование доноров, прежде всего из-за более сложного энергетического спектра и большего количества разрешённых переходов. Нужно отметить, что энергии связи акцепторов в наиболее «популярных» гетероструктурах GaAs/AlGaAs и InGaAs/GaAs составляют около $20 \div 30 \text{ мэВ}$, т.е. в $2 \div 3$ раза больше, чем для доноров, поэтому, возможно, более информативными методами исследования акцепторов являются межзонная фотолюминесценция [69, 99, 100, 101] и исследование комбинационного рассеяния [100]. По-видимому, имеется только одна экспериментальная работа по исследованию спектров поглощения акцепторов в гетероструктурах GaAs/AlGaAs в дальнем ИК диапазоне [102]. В спектрах акцепторов в гетероструктурах GaAs/AlGaAs [69, 101, 102] для достаточно узких ям ($d < 100 \text{ \AA}$) наблюдалось расщепление состояний акцептора в квантовой яме и увеличение энергий переходов в между состояниями по сравнению с объёмным GaAs, в соответствии с теорией [70, 71, 72]. В работе [99] энергия связи акцепторов (Mg) в гетероструктурах $\text{In}_{0.12}\text{Ga}_{0.88}\text{As}/\text{GaAs}$ определялась по спектрам люминесценции. При $d = 100 \text{ \AA}$ энергия связи составляла $E_B \approx 12 \text{ мэВ}$,

что меньше значения в объёмном материале в 2,2 раза (вследствие деформации); при уменьшении ширины ямы E_B росла, но и при $d < 25 \text{ \AA}$ энергия связи оставалась меньше своего значения в объёмном материале.

Мелкие акцепторы в напряжённых гетероструктурах Ge/GeSi изучались, начиная с 1996 года. В работах [12, 14, 42, 43] исследовалось магнитопоглощение в гетероструктуре Ge/GeSi с помощью ЛОВ (см. раздел 1.1.3.2). В спектрах была обнаружена линия, связанная не с ЦР дырок, а с переходами с участием мелких акцепторов (линия 1 на Рис. 1.5 на стр. 27) — переход типа $1s \rightarrow 2p_+$.

В работах [1, 14, 103], изучалась примесная фотопроводимость в гетероструктурах Ge/GeSi с помощью фурье-спектрометра. В работе [103] были обнаружены переходы $1s \rightarrow 2p_+$ для акцепторов, расположенных в центре КЯ, в центре барьера и на гетерогранице, а также были обнаружены переходы на возбуждённые примесные состояния, связанные с высшими подзонами размерного квантования. Также примесная фотопроводимость в гетероструктурах Ge/GeSi в магнитном поле изучалась в работе [104]. Были обнаружены линии, связанные с переходами $1s \rightarrow 2p_-$ (энергия которых слабо зависит от магнитного поля) и $1s \rightarrow 2p_+$ для примесей, расположенных в центре КЯ и центре барьерных слоёв GeSi. Однако проведённые исследования примесной фотопроводимости в гетероструктурах Ge/GeSi не позволили детально исследовать спектры примесных переходов, вследствие значительной ширины спектральных линий, а также из-за ограничений методики, связанной со значительным увеличением сопротивления образца в магнитном поле. Поэтому в данной работе был развит метод наблюдения примесного поглощения в магнитном поле при модулированном межзонном оптическом возбуждении носителей и их захватом на ионизованные примеси.

2.2. Методика исследований

Традиционными методами исследования мелких примесей в полупроводниках являются исследование примесной фотопроводимости и исследование примесного поглощения ИК-излучения [75, 76, 77, 78, 79, 80, 81, 82, 83, 84, 85].

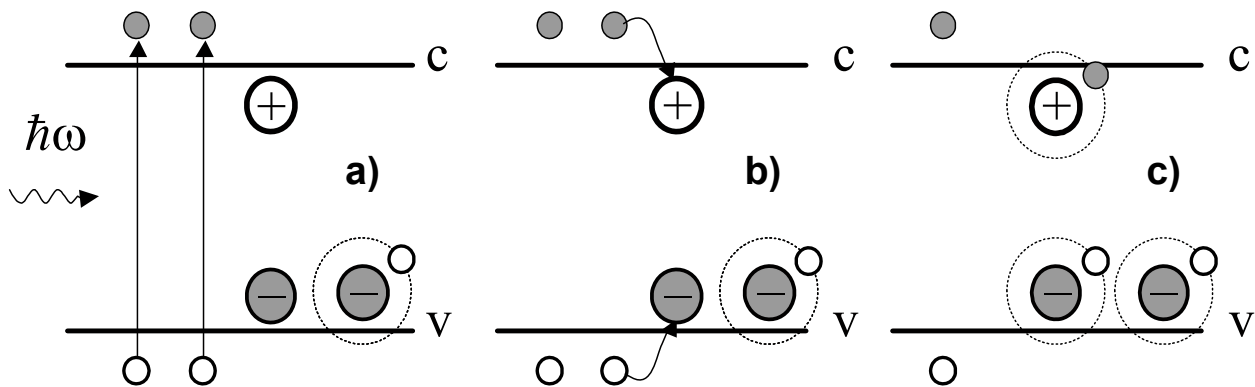


Рис. 2.1. Схема модуляция концентрации нейтральных примесей методом межзонной подсветки в частично компенсированном полупроводнике p-типа:

- Оптическое возбуждение электрон-дырочных пар;
- Захват свободных электронов и дырок ионизированными донорами и акцепторами;
- Неравновесная концентрация свободных носителей (дающая вклад в линии ЦР) и нейтральные доноры и акцепторы (дающие вклад в линии примесного магнитопоглощения).

В данной работе развит новый экспериментальный метод исследования мелких примесей в полупроводниках путем измерения дифференциального примесного магнитопоглощения в терагерцовом диапазоне при модулированном межзонном фотовозбуждении носителей заряда. Постоянная межзонная подсветка традиционно в спектроскопии мелких примесей в Ge и Si. Её использование позволяет, в частности, наблюдать переходы, связанные с возбуждением компенсирующей примеси [105]. В настоящей же работе межзонная подсветка использовалась для модуляции концентрации основной примеси. Рис. 2.1 поясняет данный метод. С помощью импульса межзонной подсветки в полупроводнике создаются свободные электроны и дырки (Рис. 2.1a). Часть из них захватывается на ионизированные доноры и акцепторы (Рис. 2.1b), что приводит к нейтрализации последних (Рис. 2.1c). Увеличение количества нейтральных примесей по сравнению с начальным (до импульса подсветки) приводит к увеличению сигнала примесного поглощения. Оставшиеся свободные неравновесные носители заряда (Рис. 2.1c) приводят к возникновению линий ЦР в спектрах магнитопоглощения.

Достоинством данного метода, как показали проведённые исследования, является значительное обужение линий примесного поглощения по сравнению с линиями в спектрах примесной фотопроводимости в тех же образцах за счёт уменьшения флуктуаций потенциала (Рис. 2.2).

Схема проведения измерений для исследования магнитопоглощения в гетероструктурах Ge/GeSi не отличается от схемы для исследования ЦР свободных носителей заряда, которая была описана в разделе 1.2.3.

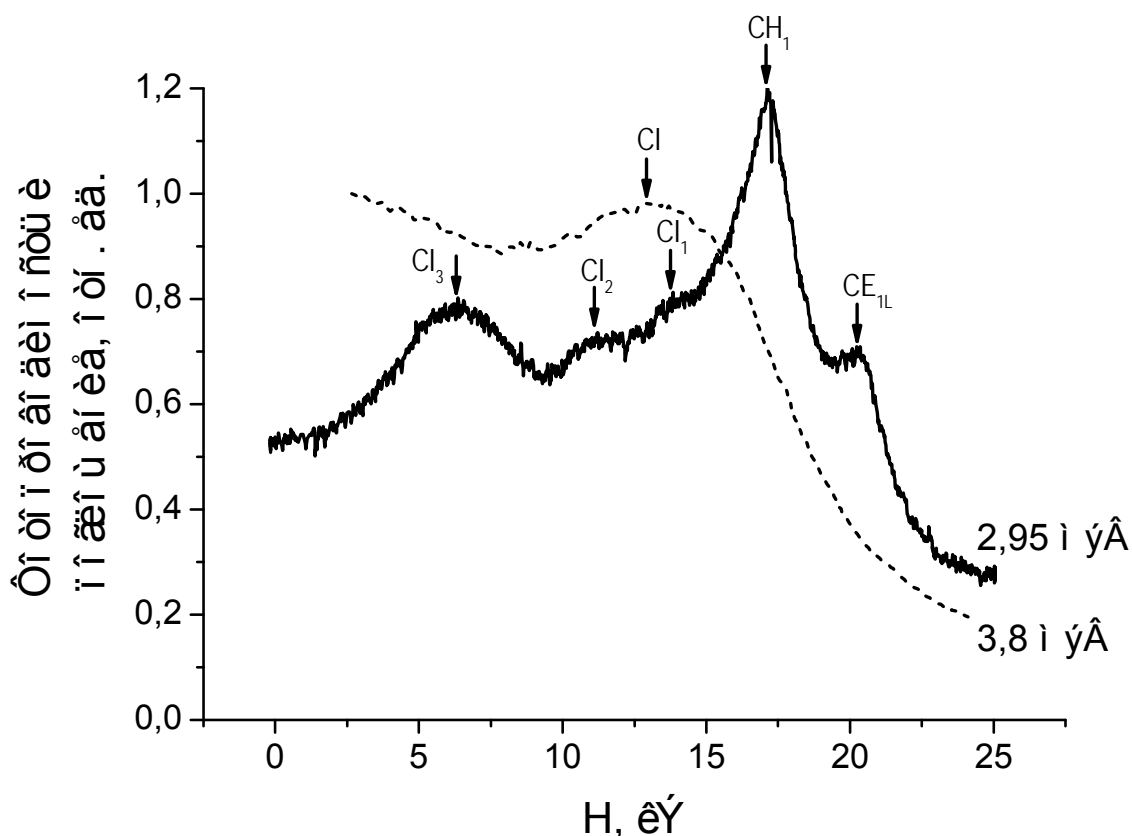


Рис. 2.2. Спектр примесной фотопроводимости (пунктирная линия) и спектр магнитопоглощения (сплошная линия) в образце №308b, снятые при близких энергиях квантов излучения. Видно, что в спектре магнитопоглощения линии разрешаются значительно лучше.

Для исследования релаксации неравновесных свободных и связанных на примесях носителей заряда в работе исследовались спектры магнитопоглощения с временным разрешением при импульсной межзонной подсветке. Схема экспериментальной установки представлена на Рис. 2.3. В качестве источника излучения так же, как и при исследовании ЦР, использовались ЛОВ. Спектры магнитопоглощения записывались при фиксированной частоте излучения и

развертке магнитного поля. Образец располагался в центре сверхпроводящего соленоида. Использовалась конфигурация Фарадея ($\mathbf{E}_\omega \perp \mathbf{H}$), ось структур была параллельна направлению магнитного поля \mathbf{H} . Питание соленоида осуществлялось с помощью источника тока СТС-60.

Измерения проводились при температуре $T = 4,2$ К. Свободные носители в образце создавались с помощью арсенид-галлиевого светодиода. Питание светодиода осуществлялось прямоугольными импульсами тока различной длительности и скважностью. В качестве приемника излучения ЛОВ использовался кристалл n-InSb.

Для регистрации всех измеряемых величин использовался многоканальный цифровой осциллограф “Tektronix” TDS3034В. Для синхронизации использовались импульсы с генератора, осуществляющего питание светодиода. На вход «Х» подавалось напряжение, пропорциональное величине магнитного поля. На вход «У» подавался усиленный сигнал с приёмника. В результате записывались осциллограммы магнитопоглощения при различных значениях магнитных полей.

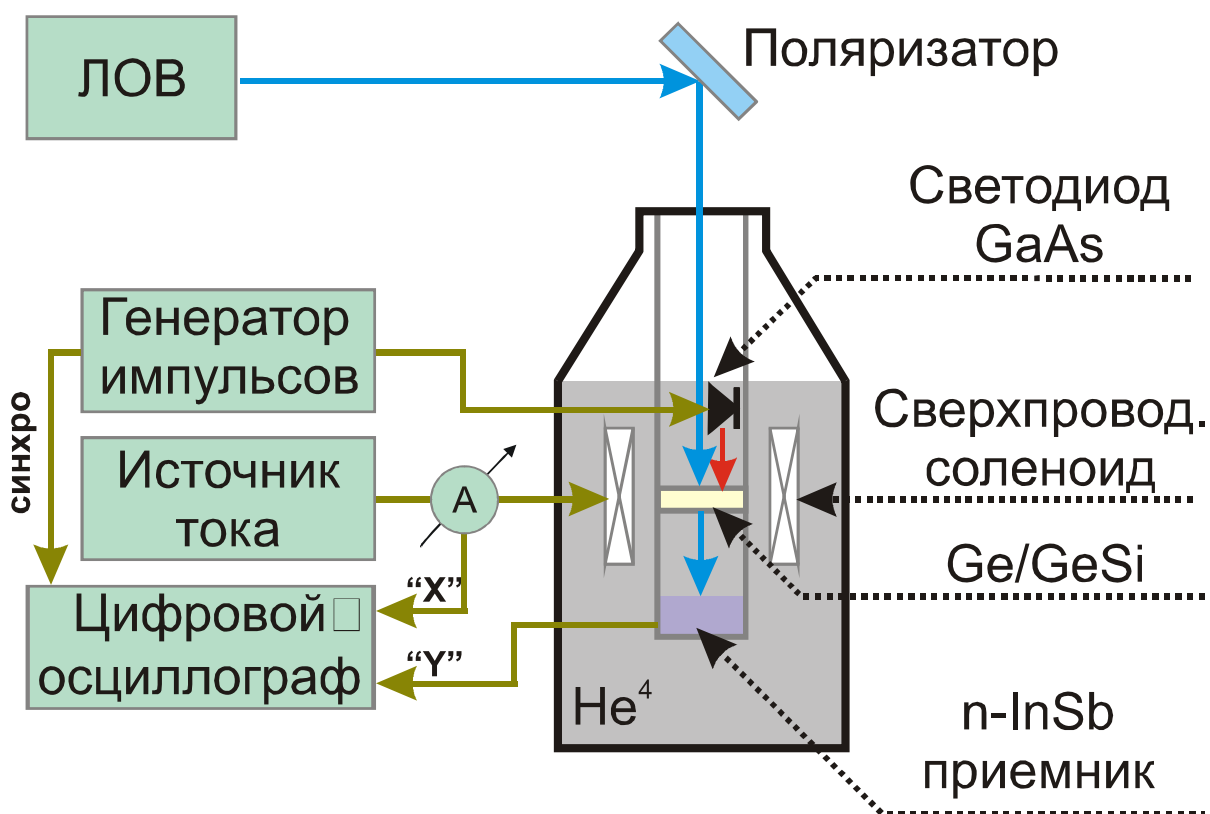


Рис. 2.3. Блок-схема установки для измерения спектров магнитопоглощения с временным разрешением при импульсном межзонном возбуждении.

2.3. Исследование примесного поглощения в гетероструктурах Ge/GeSi

2.3.1. Примесные линии в спектрах дифференциального магнитопоглощения

Во всех исследованных в работе образцах Ge/GeSi наблюдались линии, связываемые не только с циклотронным резонансом электронов и дырок, но и (как будет показано ниже) с переходами с участием мелких примесей.

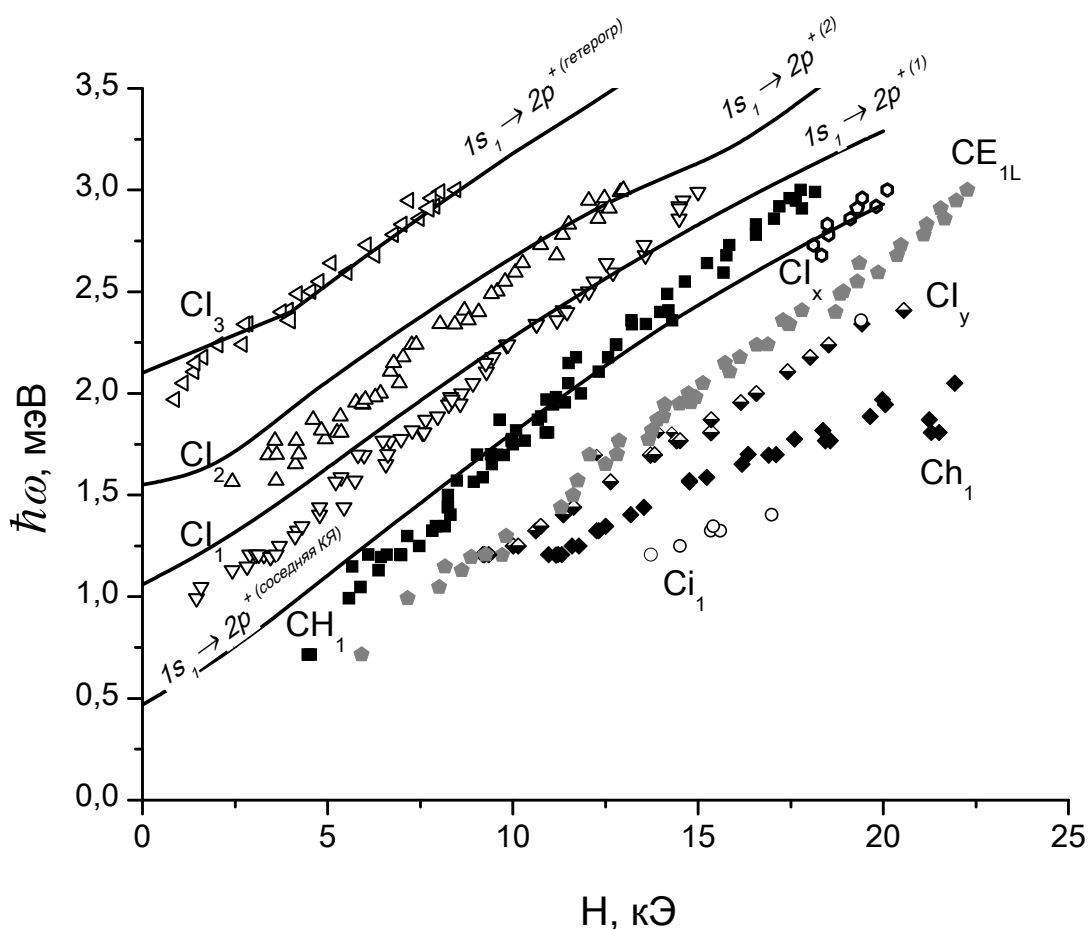


Рис. 2.4 Положения резонансных линий в спектрах магнитопоглощения в образце №308а. Сплошными линиями показаны рассчитанные Д. В. Козловым зависимости энергий примесных переходов от магнитного поля.

На Рис. 1.22 приведены типичные спектры магнитопоглощения в образце №308а. Сводная картина положения пиков магнитопоглощения представлена на Рис. 2.4 (этот рисунок отличается от Рис. 1.23 расчётными кривыми). В спектрах

магнитопоглощения наблюдалось большое число линий магнитопоглощения. Природа некоторых из них уже обсуждалась в разделах 0 и 1.4 — линия CE_{1L} связана с ЦР электронов в $1L$ -долине, линии CH_1 и Ch_1 связаны с ЦР дырок.

Оставшиеся линии CI_1 , CI_2 и CI_3 связываются нами не с ЦР свободных носителей, а с переходами с участием мелких примесей по следующим причинам:

1. В магнитных полях свыше 10 кЭ «зазор» между нижними уровнями Ландау ($0s_1$, $3a_1$) и вышележащими уровнями превышает 1 мэВ (см. Рис. 1.25), что намного больше $k_B T$ (0,36 мэВ при 4,2 К). Поэтому заселенность вышележащих уровней Ландау мала, и переходы с них не должны наблюдаться в спектрах.
2. Экстраполяция положения линий CI_1 — CI_3 дает конечную (ненулевую) энергию при $H \rightarrow 0$ (ср. [12, 14, 16, 42]).

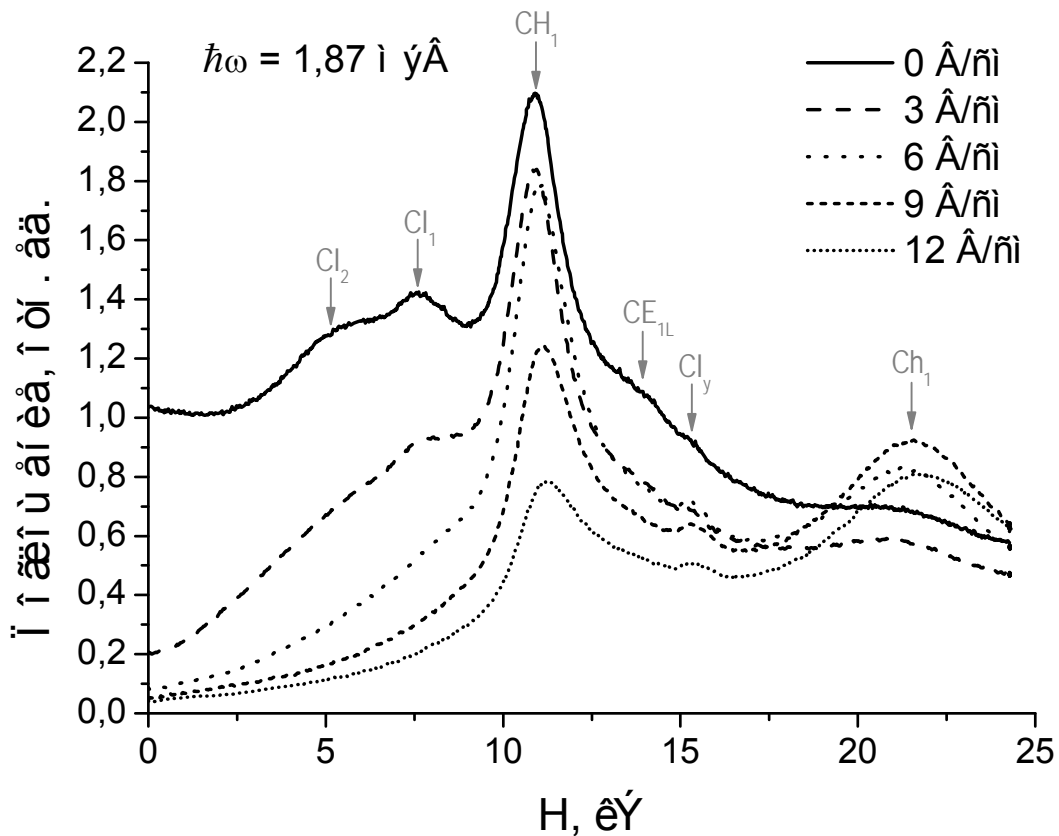


Рис. 2.5. Спектры магнитопоглощения в образце №308а при приложенном к образцу постоянном электрическом поле. Интенсивность линий магнитопоглощения с участием примесей CI_1 и CI_2 последовательно уменьшается с увеличением приложенного электрического поля, в то время как линии ЦР CH_1 и Ch_1 и CI_y сохраняются.

3. Как уже отмечалось в разделе 1.4, в образце №309 с широкой квантовой ямой ($d_{Ge} = 800 \text{ \AA}$) наблюдаются межподзонные циклотронные переходы ($0s_1 \rightarrow 1s_3$, $0s_1 \rightarrow 1s_5$). Однако в образце №308a ($d_{Ge} = 350 \text{ \AA}$) «расстояние» между 1-ой и «взаимодействующей» с ней 3-ей подзонами размерного квантования составляет 4,4 мэВ (см. Рис. 1.25), в то время как «примесные» линии $CI_1 — CI_3$ уверенно наблюдаются и при значительно меньших энергиях квантов (см. Рис. 1.16, Рис. 2.4). Таким образом, вышеназванные линии не могут быть результатом межподзонного ЦР. В других исследованных образцах №262, №306, №307 квантовая яма для дырок еще более узкая (см. Табл. 1.1), а значит «расстояние» между 1-ой и 3-ей подзонами оказывается еще бóльшим.
4. При приложении к образцу постоянного напряжения (до 12 В/см, см. Рис. 2.5) в спектре магнитопоглощения остаются линии, связанные с ЦР (CH_1, Ch_1), в то время как интенсивность «примесных» линий последовательно уменьшается, по-видимому, вследствие ударной ионизации примесей.
5. Как видно из Рис. 2.4, линии $CI_1 — CI_3$ имеют примерно тот же наклон, что и линия CH_1 . «Справа» от линий CH_1, CE_{1L}, Ch_1 была обнаружена линия CI_1 , идущая параллельно Ch_1 . Подобное поведение наблюдалось также для образцов №308b (Рис. 2.12) и №309a (Рис. 2.12). Поэтому естественно предположить, что линии $CI_1 — CI_3$ обусловлены переходами между примесными состояниями, «связанными» с уровнями Ландау $0s_1$ и $1s_1$, а линия $CI_1 — CI_3$ — между состояниями, «связанными» с уровнями $3a_1$ и $4a_1$.

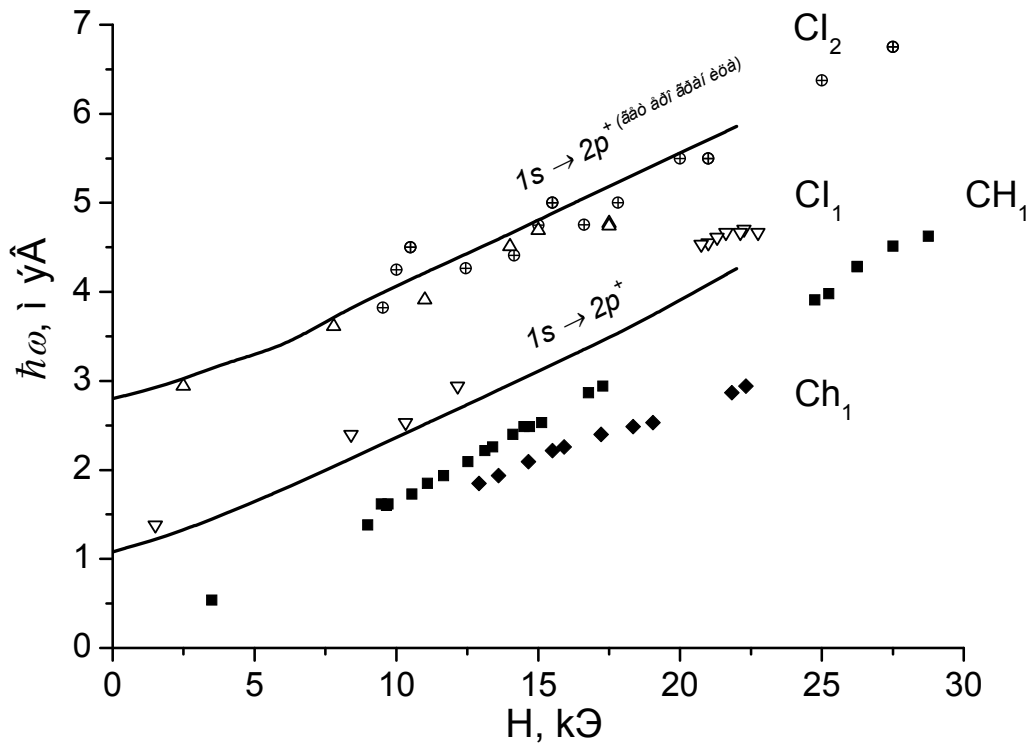


Рис. 2.6. Положения резонансных линий в спектрах магнитопоглощения в образце #306а. Кружки с плюсами — данные, полученные из измерений фотопроводимости [18]. Сплошными линиями показаны рассчитанные Д. В. Козловым энергии оптических переходов в мелких примесях.

Подобная картина линий наблюдались также в образцах №262b (Рис. 1.24, Рис. 2.16), №306а (Рис. 1.19, Рис. 2.6) и №307а (Рис. 1.15, Рис. 2.9). При приложении постоянного электрического поля «примесные» линии в этих образцах вели себя так же, как и в образце #308а. (см. Рис. 2.7, Рис. 2.8, Рис. 2.10).

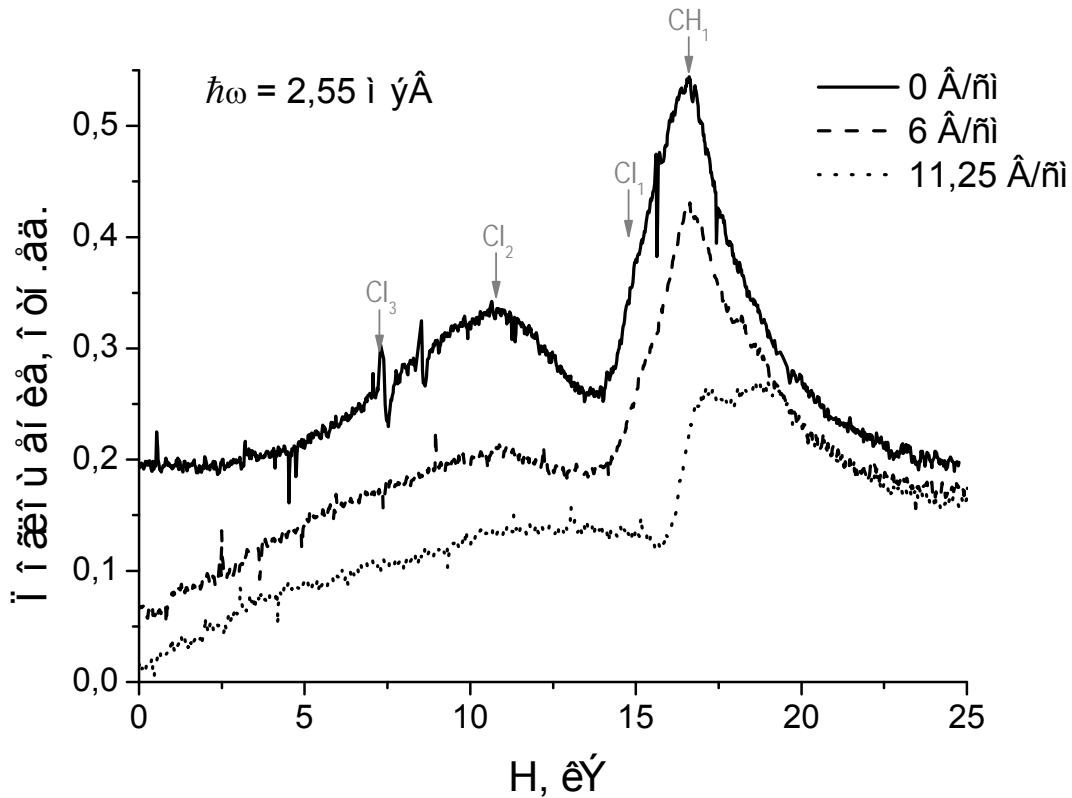


Рис. 2.7. Спектры магнитопоглощения в образце № 262b при приложении электрического поля.

2.3.2. Теоретический расчёт примесных переходов

Для определения природы наблюдаемых примесных линий Д. В. Козловым был проведён расчёт энергий для различных примесных переходов.

Расчёты спектров мелкого акцептора проводились в приближении эффективной массы. Решалось уравнение Шредингера с гамильтонианом, выбранным в виде суммы кинетической энергии (гамильтониан Латтинжера, зависящий от магнитного поля), потенциальной энергии дырки в квантовой яме, члена, описывающего эффекты деформации, и энергии кулоновского взаимодействия с заряженным акцептором. Магнитное поле полагалось направленным вдоль оси роста структуры, которая выбиралась за ось z .

Уравнение эффективной массы записывалось в представлении двумерных импульсов. Волновая функция акцепторного состояния в таком представлении имеет вид:

$$\Psi_k^{(s)}(\mathbf{k}, z) = \int \Psi_\rho^{(s)}(\rho, z) \exp(-ikz) d^2\rho, \quad (2.5)$$

где $s = 1 \dots 4$ — номер компоненты волновой функции дырки.

Гамильтониан, описывающий движение дырки в квантовой яме в присутствии магнитного поля, в таком представлении принимает вид:

$$H_L = \begin{pmatrix} F & H & I & 0 \\ H^* & G & 0 & I \\ I^* & 0 & G & -H \\ 0 & I^* & -H^* & F \end{pmatrix}. \quad (2.6)$$

В этот гамильтониан входят параметры Латтинжера ($\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3, k$), зависящие от материала, постоянная деформационного потенциала валентной зоны (d), компоненты тензора деформации (ϵ_{ij}), масса свободного электрона (m_0), напряженность магнитного поля (B) и потенциал квантовой ямы (V). Векторный потенциал был выбран в виде:

$$\mathbf{A} = \frac{1}{2}[\mathbf{B} \times \mathbf{r}]. \quad (2.7)$$

В импульсном представлении оператор кулоновского потенциала, являющийся диагональной матрицей имеет интегральный вид:

$$V^{(s,s)}(k, z) = -\frac{e^2}{\chi_0} \int_0^\infty dk' \int_0^{2\pi} d\beta \Psi_k^{(s)}(k', \beta, z) \frac{\exp(-|z| \sqrt{(k'-k)^2 + 2k'k(1-\cos\beta)})}{\sqrt{(k'-k)^2 + 2k'k(1-\cos\beta)}}. \quad (2.8)$$

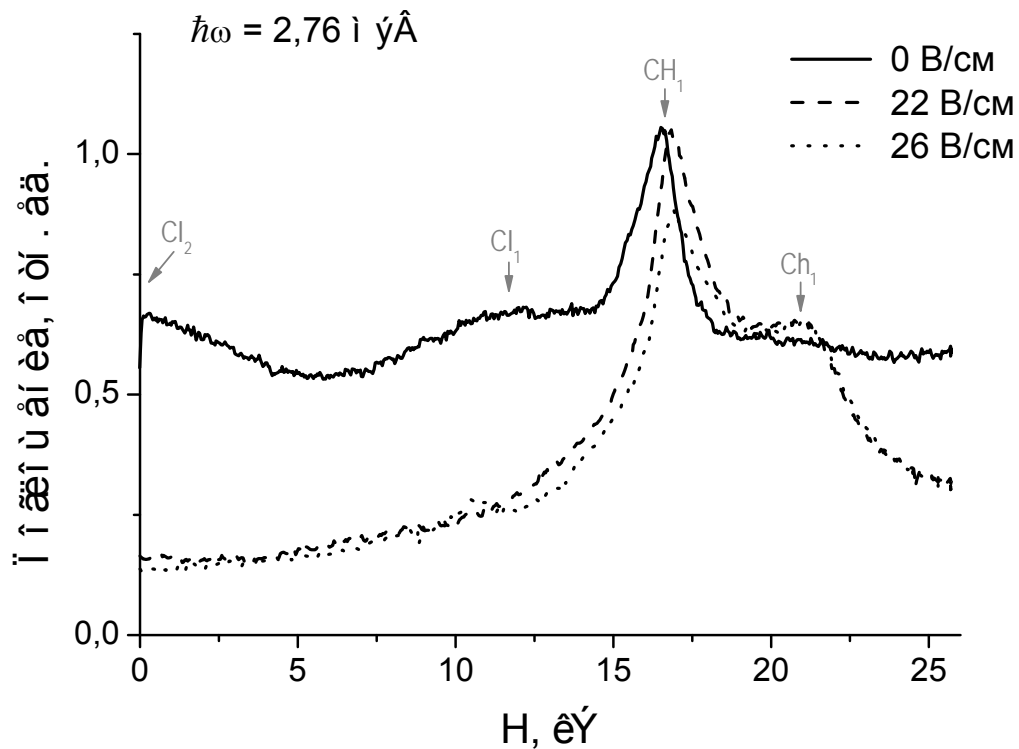


Рис. 2.8. Спектры магнитопоглощения в образце №306а при приложении электрического поля.

Как и ранее [19], использовалось аксиальное приближение, т.е. пренебрегалось анизотропией закона дисперсии дырок в плоскости квантовой ямы. Для этого в недиагональных элементах гамильтониана Латтинжера (H и I) были опущены слагаемые пропорциональные $(\gamma_2 - \gamma_3)$. В аксиальном приближении сохраняется проекция полного момента J на нормаль к квантовой яме. В таком приближении зависимость волновой функции акцептора ($\Psi_k^{(s)}(k, z)$) от направления волнового вектора k , характеризующегося углом β имеет простой вид:

$$\Psi_k^{(s)}(k, \beta, z) = \Psi_k^{(s)}(k, z) \exp\left[i\beta\left(J + s - \frac{5}{2}\right)\right]. \quad (2.9)$$

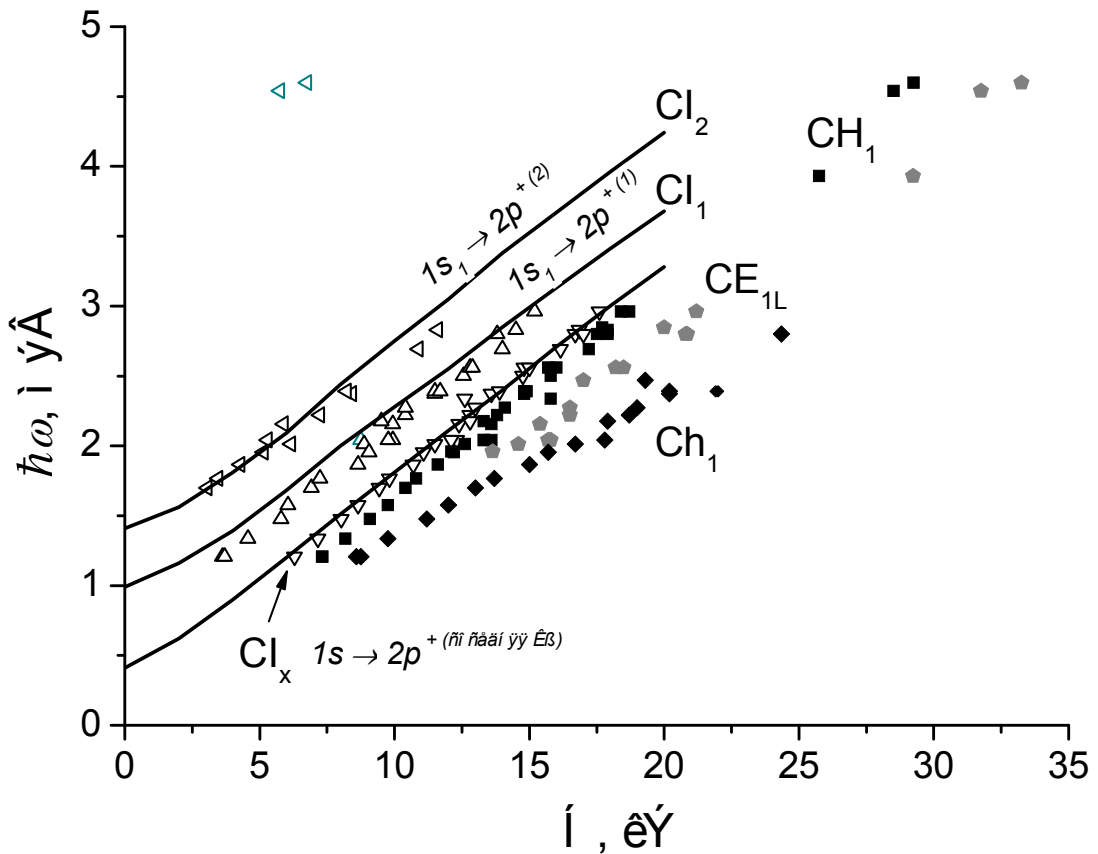


Рис. 2.9. Положения резонансных линий в спектрах магнитопоглощения в образце №307а. Сплошными линиями показаны рассчитанные энергии оптических переходов в мелких примесях.

Волновая функция акцептора искалась в виде разложения по базису из волновых функций дырок в квантовой яме в отсутствии магнитного поля и примесного иона. Это разложение подставлялось в уравнение эффективной массы с гамильтонианом (2.6) и кулоновским потенциалом (2.8), в результате чего

получали интегро-дифференциальное уравнение для коэффициентов разложения. Полученное уравнение решается, заменяя производные конечными разностями, а интеграл по k' в выражении (2.8) дискретной суммой, обрывая ее при k' много больших обратного боровского радиуса аналогично [19].

Для интерпретации наблюдаемых линий магнитопоглощения в гетероструктурах Ge/GeSi в работе были рассчитаны энергии состояний акцепторов, соответствующих определенным значениям проекции полного момента на ось роста структуры J . Основной уровень акцептора расщепляется в магнитном поле на два состояния с моментами $\pm 3/2$, из которых нижним (основным) является состояние с проекцией момента $J = -3/2$. Ранее в работе [106], где использовалось другое разложение акцепторных волновых функций (по собственным функциям дырок в магнитном поле, т.е. функциям, соответствующим уровням Ландау), было показано, что в спектрах примесного поглощения доминируют переходы с основного состояния (связанного с нижним уровнем Ландау $0s_1$) на состояния с проекцией момента $J = -1/2$, а в сильном магнитном поле «выживает» лишь один из них на состояние, связанное с первым уровнем Ландау $1s_1$, т.е. переход типа $1s \rightarrow 2p_+$. Поэтому в дальнейшем детально рассматривались лишь переходы с основного состояния на состояния с $J = -1/2$.

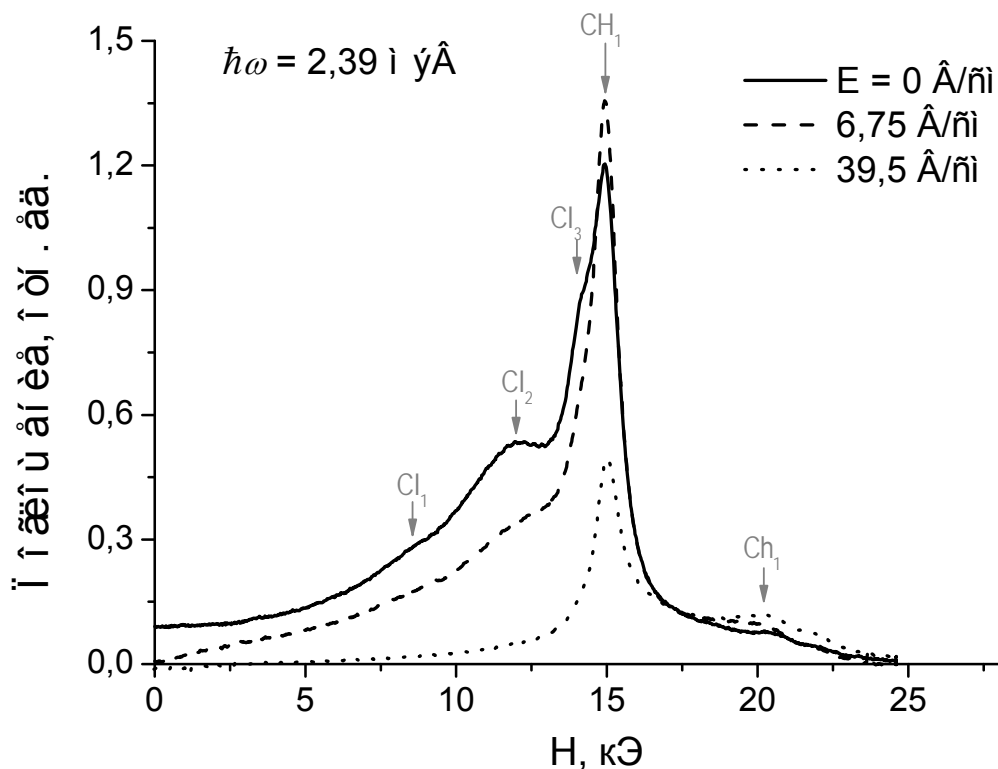


Рис. 2.10. Спектры магнитопоглощения в образце №307а при приложении электрического поля.

2.3.3. Природа примесных линий

Обсудим теперь вопрос о происхождении этих «примесных» линий. При межзонной подсветке при низкой температуре генерируемые свободные электроны и дырки могут захватываться как ионизованными примесями — акцепторами и донорами (всегда присутствующими в образце вследствие примесной компенсации), так, в принципе, и нейтральными примесями — в нашем случае акцепторами. Маловероятно, что наблюдаемые резонансы связаны с переходами с участием донорных примесей, поскольку, во-первых, исследуемые структуры имеют р-тип проводимости, т.е. доноры являются компенсирующей примесью. Во-вторых, проведенные поляризационные измерения не выявили среди «примесных» линий резонансов, имеющих «электронную» круговую поляризацию. В-третьих, донорные примеси имеют большую энергию связи, составляющую ~ 10 мэВ, что находится за пределами исследуемого диапазона энергий.

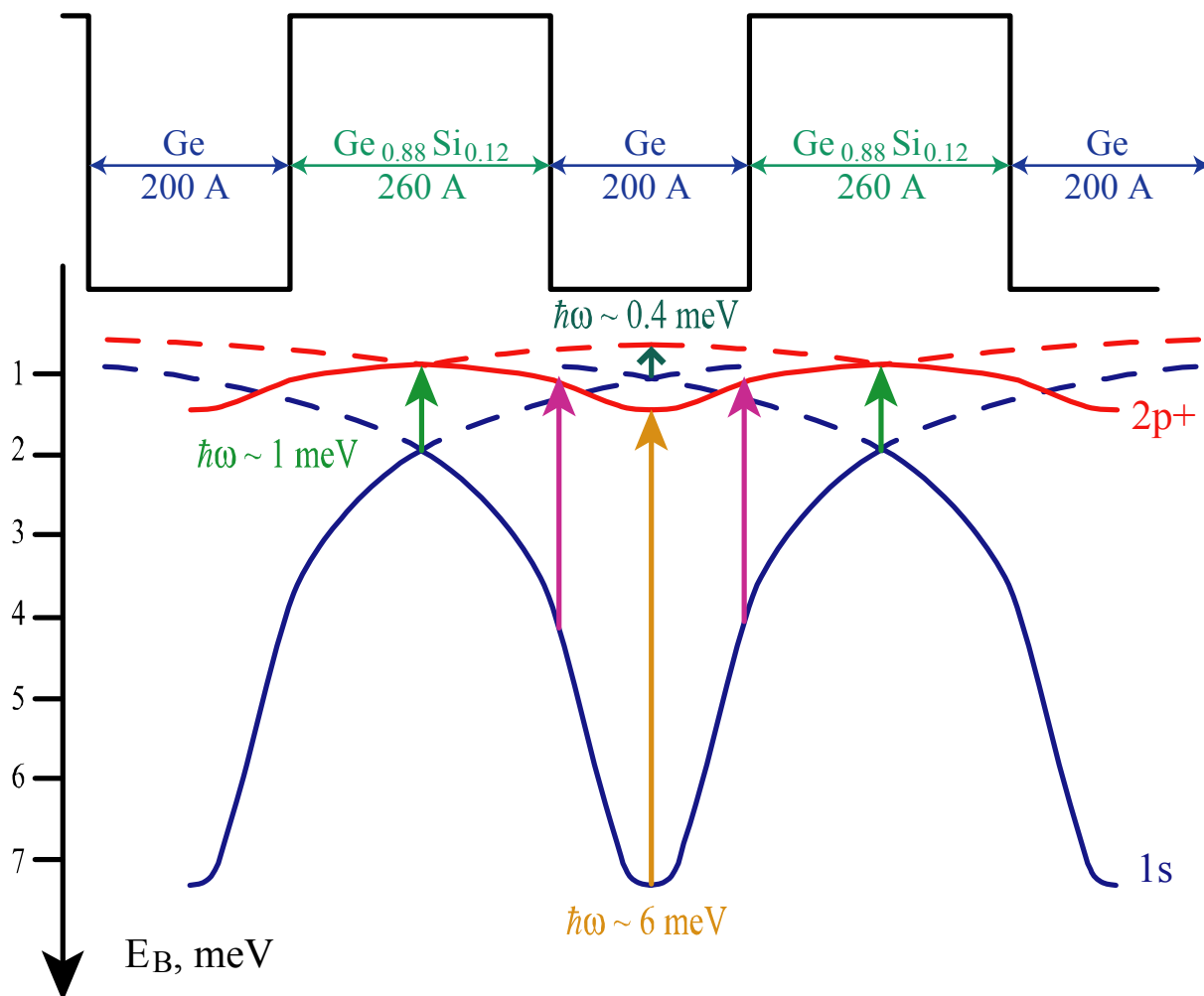


Рис. 2.11. Зависимость энергий основного ($1s$) и возбуждённого ($2p^+$) состояний акцептора от положения иона примеси в образце №306а. Энергия перехода $1s \rightarrow 2p^+$ достигает максимума ($\hbar\omega \sim 6$ мэВ) и минимума ($\hbar\omega \sim 1$ мэВ) для иона расположенного в центре ямы и центре барьера соответственно. Второй максимум ($\hbar\omega \sim 0,4$ мэВ) соответствует энергии перехода $1s \rightarrow 2p^+$ для иона примеси в центре *соседней* квантовой ямы (расчёты Д. В. Козлова).

Перечислим все возможные оптические переходы с участием акцепторов:

1. **Переход $1s \rightarrow 2p^+$ для акцепторов расположенных вблизи центров барьеров.** Энергия связи достигает своих максимального и минимального значений в центрах квантовой ямы и барьера соответственно (Рис. 2.11). Поэтому в случае остаточных («равномерно» распределенных по структуре) примесей естественно ожидать проявления в спектрах переходов с энергиями, соответствующими именно этим положениям примесей (см., например, [19, 107]). Типичные энергии связи акцепторов в центрах ям и барьеров в гетероструктурах Ge/GeSi составляют 7—8 мэВ и 2 мэВ соответственно, поэтому переходы с основного состояния с акцепторов,

расположенных в квантовой яме, находятся за пределами исследуемого диапазона энергий.

2. **Переход с основного состояния ($1s$) на возбуждённое ($2p^+$), привязанное к высшим подзонам размерного квантования.**
3. **Переход $1s \rightarrow 2p^+$ для акцепторов, расположенных на гетерогранице.** Поскольку при росте структуры всегда существует возможность образования различных дефектов на границе слоев Ge и GeSi, то это может приводить к скоплению акцепторов на гетерогранице (ср. с [19]).
4. **Переход $1s \rightarrow 2p^+$ для акцепторов, которые находятся в центре квантовой ямы, но захватывают дырку из соседней квантовой ямы.** Такие связанные состояния могут возникать при оптическом возбуждении свободных носителей с последующим захватом их ионизованными примесями.
5. **Переходы между возбужденными акцепторными состояниями, привязанными к различным уровням Ландау.** Такие переходы могут осуществляться при межзонной подсветке, если время жизни носителей сравнимо с характерными временами релаксации горячих носителей по возбужденным состояниям [108].
6. **A^+ -центры.** Межзонная подсветка может приводить к образованию A^+ -центров вследствие захвата «лишней» дырки нейтральным акцептором.

Для интерпретации примесных линий проводилось сопоставление рассчитанных энергий различных примесных переходов и положений максимумов наблюдаемых линий.

Отметим сразу, что для всех образцов исследования кинетических характеристик сигналов магнитопоглощения показали (см. раздел 2.4), что характерное время жизни носителей составляет порядка 10^{-4} с, что много больше характерных времён релаксации горячих носителей по возбужденным состояниям, составляющее 10^{-8} — 10^{-7} [108]. Поэтому переходы между возбужденными акцепторными состояниями не могут давать никакого вклада в примесное магнитопоглощение.

Перейдём к обсуждению конкретных линий для различных образцов.

В образце №306а наблюдались две примесные линии CI_1 и CI_2 (Рис. 2.6). Единственно возможной причиной линии CI_1 является переход $1s \rightarrow 2p_+$ для акцепторов, расположенных вблизи центров барьеров, поскольку энергии остальных возможных переходов значительно больше (либо меньше). В качестве кандидатов для объяснения линии CI_2 могут выступать как переход $1s \rightarrow 2p_+$ для акцепторов, расположенных на гетерогранице, поскольку их зависимости энергии от магнитного поля хорошо описывают линию CI_2 в образце №306а, так и A^+ -центры, т. к. их энергия связи в нулевом магнитном поле составляет около 2 мэВ [109]. Однако в других образцах (№307а, №308а) значения энергий, получаемых при экстраполяции наблюдаемых примесных линий в нулевое магнитное поле, не соответствовали энергиям ионизации A^+ -центров в этих образцах [110]. В то же время рассчитанная энергия перехода $1s \rightarrow 2p_+$ для акцепторов, расположенных на гетерогранице хорошо соответствовала положениям наблюдаемых линий. Это даёт основания связать линию CI_2 в образце №306а все же с переходом $1s \rightarrow 2p_+$ для акцепторов, расположенных на гетерогранице.

В образце №307а наблюдалось 3 примесные линии: CI_1 , CI_2 , CI_x (Рис. 2.16). Этот образец имеет более широкую квантовую яму нежели №306а, поэтому уровни размерного квантования расположены «ближе» друг к другу. Сопоставление теоретических расчётов и экспериментальных данных показало, что линиям CI_1 и CI_2 соответствуют переходы $1s \rightarrow 2p_+$ для акцепторов, расположенных вблизи центров барьеров, однако для линии CI_1 переход идёт на уровень $2p_+$, привязанный к первой подзоне размерного квантования, а для линии CI_2 — на уровень $2p_+$, привязанный ко второй подзоне размерного квантования. Для линии CI_x наиболее вероятным представляется переход $1s \rightarrow 2p_+$ для акцепторов, которые находятся в центре квантовой ямы, но захватывают дырку из соседней квантовой ямы, поскольку энергия связи такого «сложного» центра оказывает малой и составляет меньше 0,5 мэВ в нулевом магнитном поле.

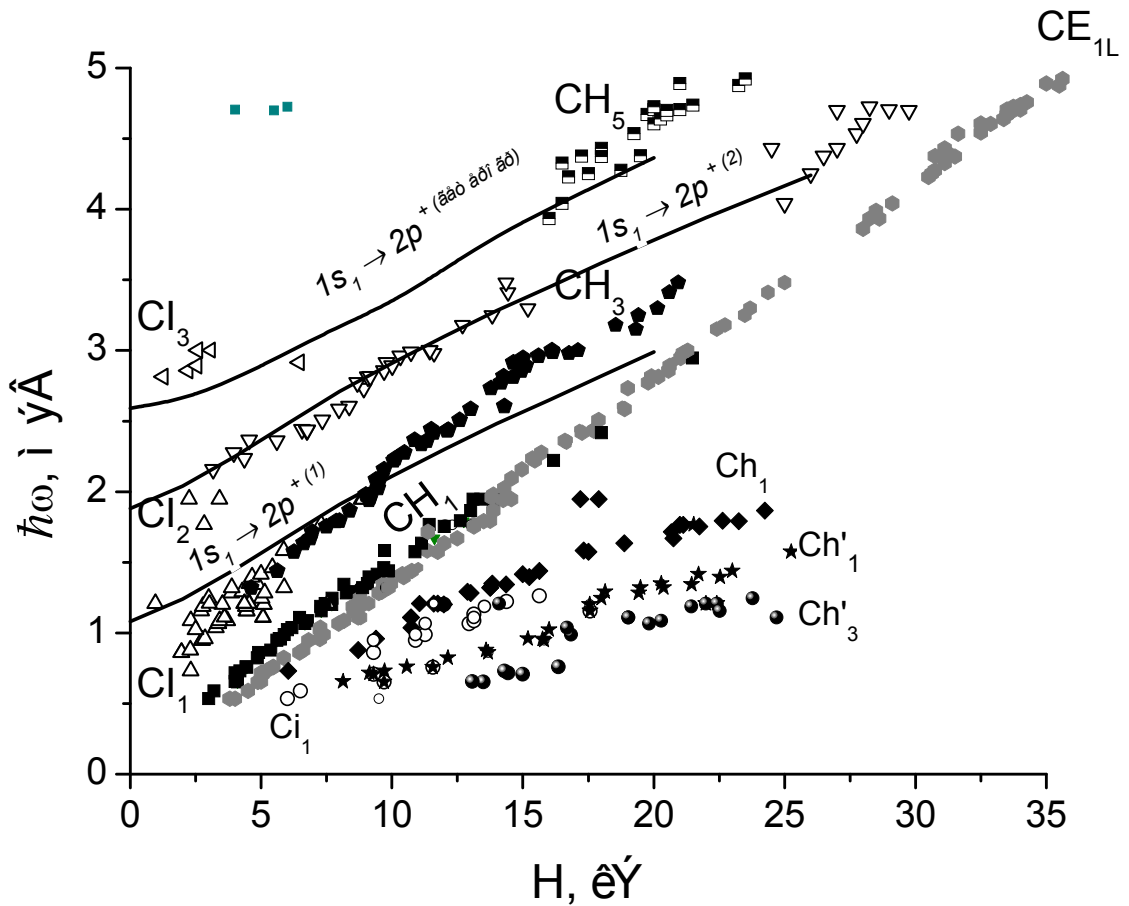


Рис. 2.12. Положения резонансных линий в спектрах магнитопоглощения в образце №309а. Сплошными линиями показаны рассчитанные энергии оптических переходов в мелких примесях.

Аналогичная картина переходов наблюдалась в образце №308а с более широкой квантовой ямой Ge (Рис. 2.4). Как и в образце №307а линии CI_1 и CI_2 связываются с переходами с $1s$ состояния нейтрального акцептора в центре барьера на $2p_+$ состояния, относящиеся к 1^{ii} и 2^{ii} подзонам размерного квантования. В образце №308а не удалось разрешить линию CI_x на левом крыле линии CH_1 , вследствие большей чем в №307а ширины линии ЦР дырок CH_1 . Однако, как показывает расчёт (Рис. 2.4), эта линия, связываемая с переходом $1s \rightarrow 2p_+$ для акцептора в центре квантовой ямы Ge, связывающего дырку в соседней квантовой яме, сублинейно зависит от магнитного поля. В результате, в достаточно сильных магнитных полях $H > 18$ кЭ линия CI_x оказывается правее линии ЦР дырок CH_1 и ее удастся разрешить в спектрах. Наиболее высокочастотная примесная линия CI_3 ранее связывалась с фотоионизацией A^+ -центра в квантовой яме. Однако

проведенный Д. В. Козловым расчёт энергий связи A^+ -центра в квантовой яме дал величину 1,5 мэВ для структуры №307а и только 1,3 мэВ для №308а [110]. Как видно из Рис. 2.4, положение линии Cl_3 экстраполируется при $H \rightarrow 0$ не к 1,3 мэВ, а примерно к 1,8 мэВ. Расчёт показывает, что последняя величина близка к энергии перехода $1s \rightarrow 2p_+$ акцептора, расположенного на гетерогранице.

Такие же переходы наблюдались также в образце №308b (Рис. 2.13).

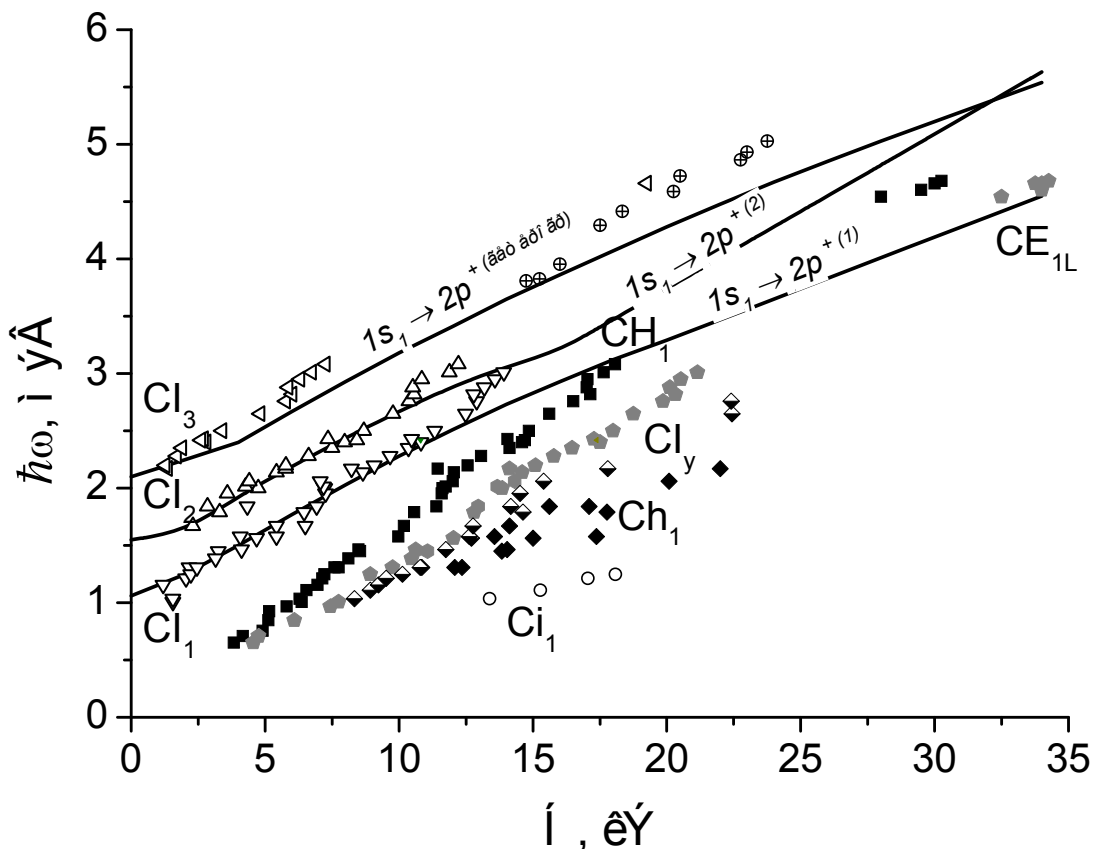


Рис. 2.13 Положения резонансных линий в спектрах магнитопоглощения в образце №308b. Сплошными линиями показаны рассчитанные энергии оптических переходов в мелких примесях.

Для образца №309а с наиболее широкой квантовой ямой ($d_{Ge} = 800 \text{ \AA}$) картина линий более сложна. Как видно из Рис. 2.12, далеко не все линии могут быть объяснены ЦР дырок или электронов. В частности, это линия, обозначенная как Cl_1 , которая является «продолжением» линии CH_3 , и линия Cl_3 – продолжение Cl_5 . Все эти линии вызваны переходами с участием мелких примесей. К примеру, поведение линий CH_3 и Cl_1 значительно разнится при приложении к образцу латерального постоянного электрического поля (см. Рис. 2.14, Рис. 2.15). Как видно

из Рис. 2.14, в спектрах магнитопоглощения при энергии кванта излучения 1,21 мэВ приложение небольшого греющего электрического поля приводит к падению интенсивности резонансной линии Cl_1 вплоть до ее полного исчезновения при $E = 14$ В/см при том, что интенсивность основной линии ЦР дырок CH_1 меняется гораздо менее значительно. Это дает основание полагать, что линия Cl_1 обусловлена переходами между примесными состояниями, нижнее из которых опустошается при приложении электрического поля, например вследствие ударной ионизации.

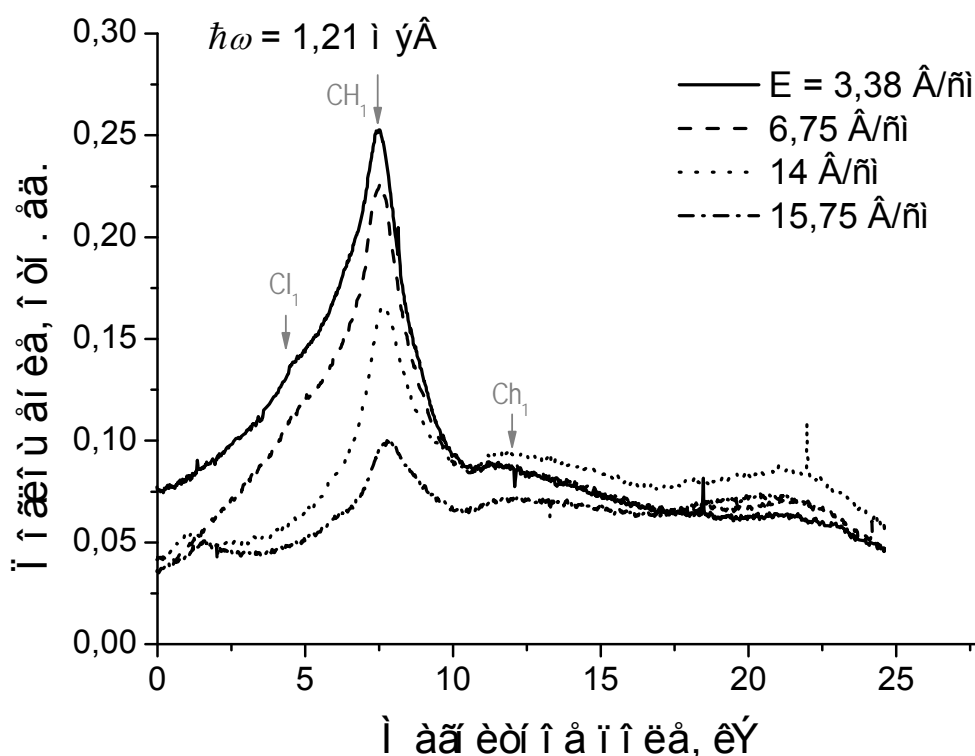


Рис. 2.14. Спектры магнитопоглощения в образце №309а при приложенном к образцу постоянном электрическом поле. Интенсивность линии магнитопоглощения Cl_1 последовательно уменьшается с увеличением приложенного электрического поля, в то время как интенсивность линии ЦР CH_1 меняется значительно меньше.

Совершенно иная картина имеет место в спектрах магнитопоглощения при энергии кванта 1,77 мэВ (Рис. 2.15). Здесь линия CH_3 , которая, если судить по данным Рис. 1.13, должна плавно переходить в линию Cl_1 , сохраняется в спектрах во всем исследованном интервале греющего электрического поля, причем поначалу ее интенсивность даже растет с полем. Это говорит о том, что линии Cl_1 и CH_3 , безусловно, имеют разную природу, и поддерживает интерпретацию линии CH_3

как линии межподзонного ЦР дырок, обусловленной переходом $0s_1 \rightarrow 1s_3$. Действительно, согласно проведенным расчетам (см. Рис. 1.13, Рис. 1.14), при энергии кванта излучения порядка 2 мэВ циклотронный переход с уровня $0s_1$ на уровни $1s_1$ и $1s_3$ происходит в состоянии, лежащие выше их «точки антипересечения». Следовательно, основная сила осциллятора принадлежит уже переходу в 3-ю подзону, а более слабый переход CH_1 становится уже трудно различимым на фоне линии ЦР электронов CE_{1L} .

Расчёт энергий примесных переходов показывает, что линиям CI_1 и CI_2 соответствуют переходы основного состояния мелкого акцептора $1s$ на возбуждённое $2p_+$, привязанное к $1^{\text{й}}$ и $2^{\text{й}}$ подзонам размерного квантования, соответственно. Линии CI_3 соответствует переход $1s \rightarrow 2p_+$ для акцептора, находящегося на гетерогранице. Несмотря на то, что положению линии CI_3 также соответствует энергия циклотронного перехода $0s_1 \rightarrow 1s_5$, интенсивность этого перехода в этой области магнитных полей не может быть заметной, т.к. антипересечения уровней $1s_3$ и $1s_5$ начинаются лишь с полей в 10 кЭ.

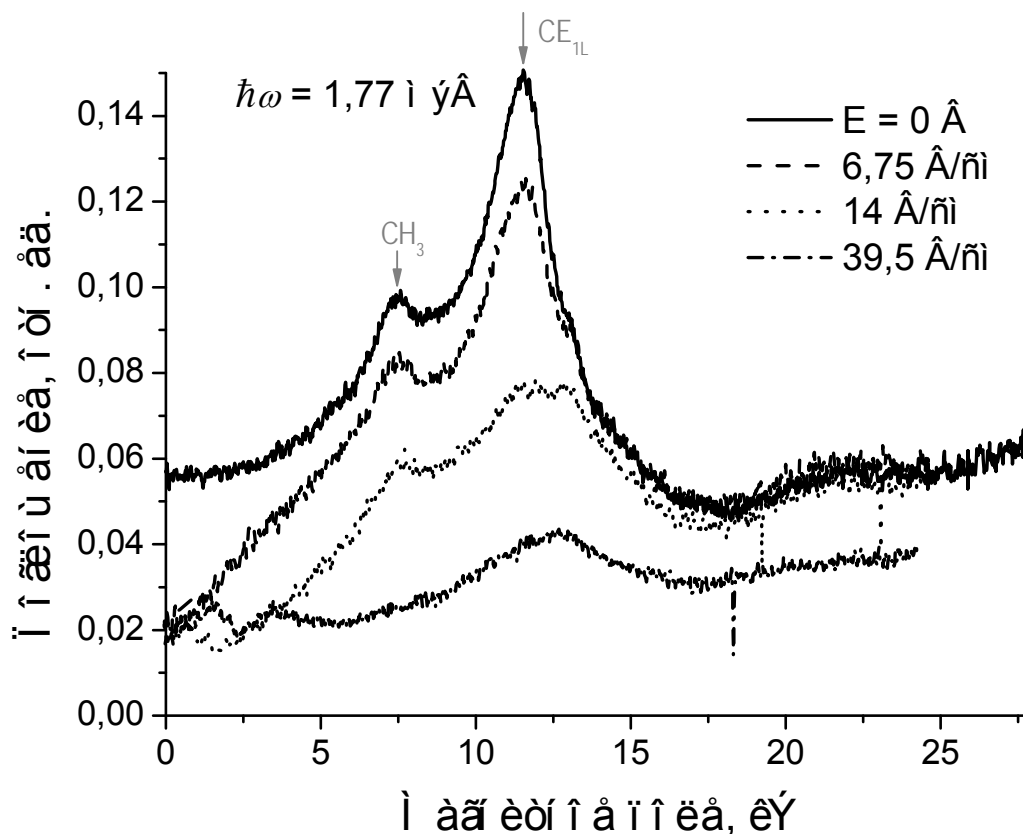


Рис. 2.15. Спектры магнитопоглощения в образце №309а при приложенном к образцу постоянном электрическом поле. Интенсивность линии ЦР CH_3 сохраняется в спектрах во всем диапазоне греющего поля.

Как уже отмечалось выше, в области частот ниже частоты «основной» линии ЦР дырок CH_1 наблюдаются линии ЦР Ch_1, Ch'_1, Ch'_3 , связываемые с переходами между уровнями Ландау $3a_1, 4a_1, 3a_3$ и $5a_1$. Как видно из Рис. 1.13, Рис. 1.14, в этой области спектра имеются еще одна слабая линия поглощения Si_1 . Эта линия не может быть связана с ЦР дырок, поскольку, как видно из Рис. 1.14, в указанном интервале магнитных полей при столь малых энергиях нет разрешенных (т.е. отвечающих условию $\Delta n = \pm 1$) переходов с нижних (т.е. населенных) уровней Ландау. Как видно из Рис. 1.13, наклон зависимости резонансной частоты от магнитного поля для линии Si_1 почти такой же, как и для линий Ch_1, Ch'_1, Ch'_3 и в несколько раз меньше, чем для линий $CH_1 - CH_5, Si_1 - Si_3$. Это позволяет предположить, что линия Si_1 обусловлена переходами между двумя мелкими акцепторными состояниями, «привязанными» соответственно к уровням Ландау $3a$ и $4a$.

В спектрах магнитопоглощения в образцах №308a и №308b наблюдалась линия, находящаяся между CH_1 и Ch_1 и обозначенная как Cl_y . К сожалению, эту линию однозначно идентифицировать не удалось, поскольку в такой диапазон не попадали ни энергии циклотронных переходов, ни энергии переходов с участием мелких примесей. Можно, однако отметить, что эта линия демонстрировала скорее «циклотронное» происхождение, нежели примесное, поскольку при приложении к образцу электрического поля, интенсивность этой линии не только не уменьшалась, но, наоборот, увеличивалась (Рис. 2.5). Дополнительно можно отметить, что эта линия имела такую же ширину, как и другие «циклотронные» линии, в то время как примесные линии были заметно шире. В качестве «кандидата» для описания этой линии можно выделить переход $0a_2 \rightarrow 1a_2$, хотя расчёт даёт заметно более тяжёлую массу для этого перехода.

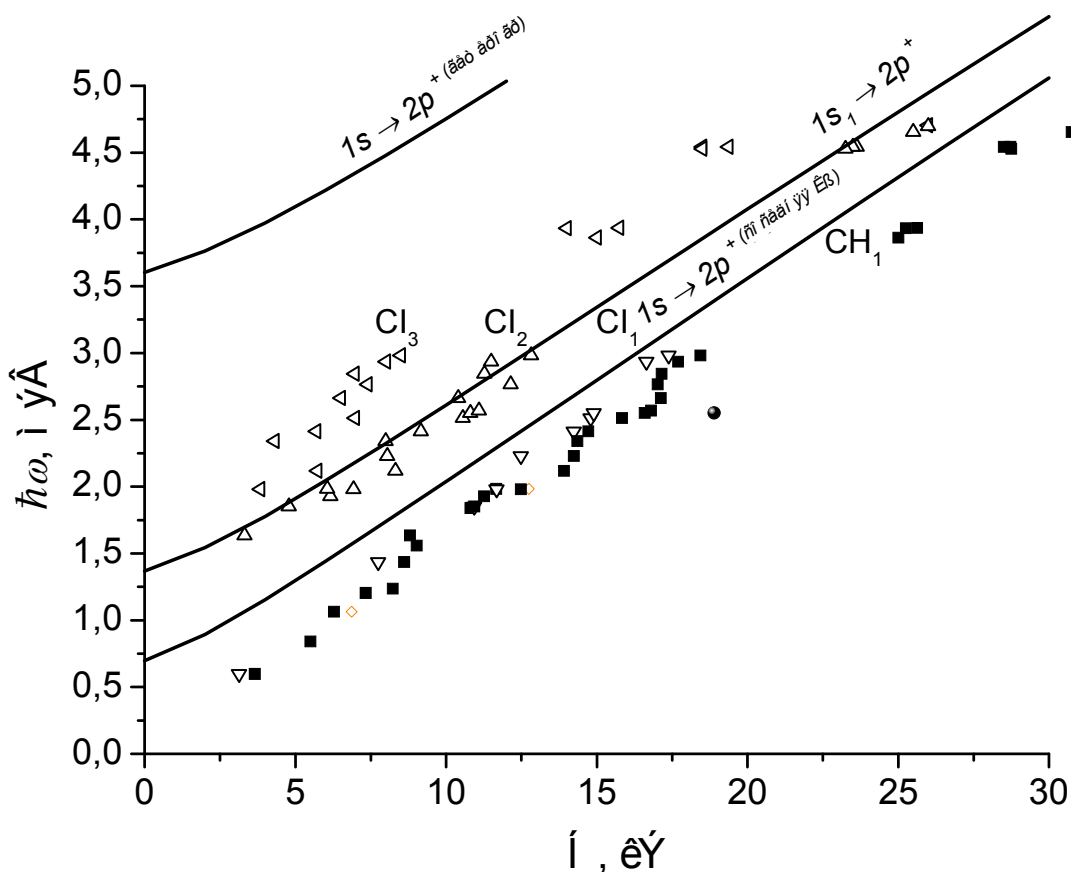


Рис. 2.16. Положения резонансных линий в спектрах магнитопоглощения в образце №262b. Сплошными линиями показаны рассчитанные энергии оптических переходов в мелких примесях.

В образце №262b (Рис. 2.16) наблюдалось до трёх линий, связываемых с переходами с участием мелких примесей. Однако расчёт энергий примесных переходов позволяет уверенно идентифицировать только две из них. Так линия CI_2 соответствует переходу $1s \rightarrow 2p_+$ для акцептора, находящегося в центре барьера, а слабая линия CI_1 может быть связана с переходом $1s \rightarrow 2p_+$ для акцептора, захватившего дырку в соседней КЯ (ср. с образцом №307a). Что же касается линии CI_3 , которая хорошо разрешается только при энергиях квантов свыше 4 мэВ, то ее было естественно объяснить (как и в случае образцов №306a, №308a, b, №309a) переходом $1s \rightarrow 2p_+$ для акцепторов на гетерогранице. Однако, как видно из рис.2.16, наблюдаемое положение этой линии заметно отличается от расчетного. Возможно это объясняется тем, что в данном образце с узкими слоями Ge используемое приближение прямоугольной ямы уже не является достаточно хорошим.

2.4. Исследование временных характеристик сигналов магнитопоглощения

С помощью методики, описанной в разделе 2.2, в работе были измерены осциллограммы импульсов магнитопоглощения при различных магнитных полях. Типичный спектр магнитопоглощения в образце №306а представлен на Рис. 2.17. Хорошо видны линии ЦР дырок (CH_1 и Ch_1), а также линии примесного поглощения Cl_1 и Cl_2 . Видно что релаксация линии ЦР дырок CH_1 происходит заметно быстрее, чем релаксация примесной линии Cl_2 .

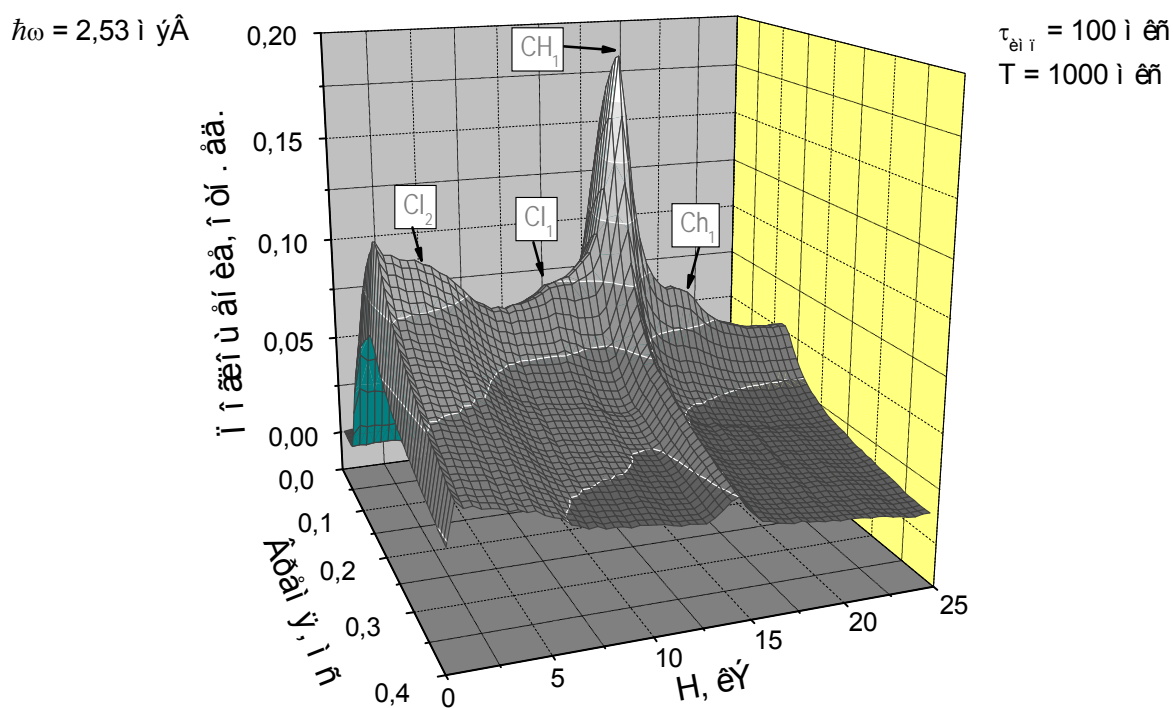
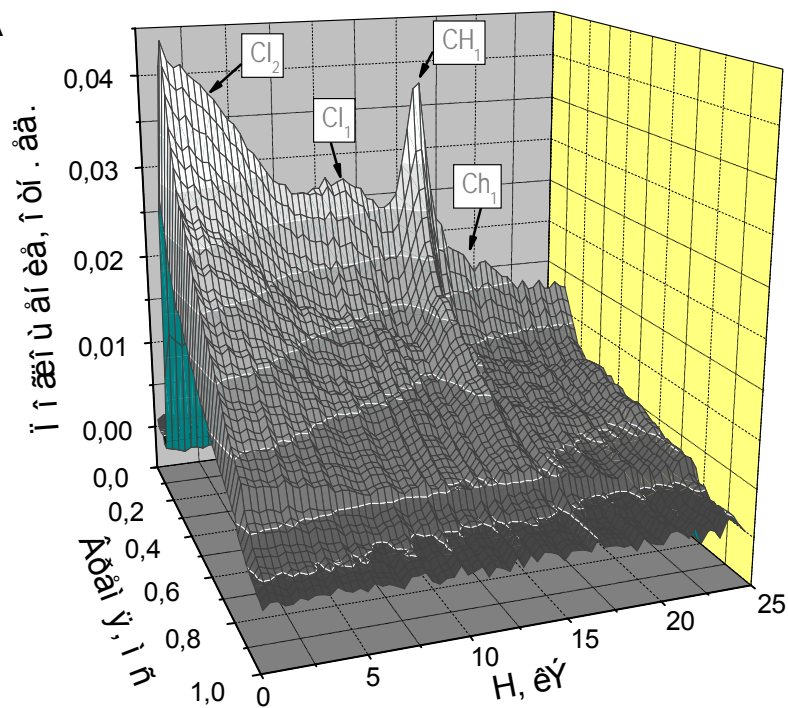


Рис. 2.17. Осциллограммы импульсов магнитопоглощения в структуре 306а, измеренные при различных магнитных полях. Длительность импульсов подсветки $\tau_{\text{имп}} = 100$ мкс; период повторения $T = 1000$ мкс.

На следующем рисунке (Рис. 2.18) представлен спектр магнитопоглощения в том же образце, но измеренный при длительности импульса межзонной подсветки в 10 раз меньшей ($\tau_{\text{имп}} = 10$ мкс). Видно, что соотношение интенсивностей примесных и циклотронных линий заметно изменилось: примесные линии стали значительно больше.

$\hbar\omega = 2,53 \text{ \AA}$



$\tau_{ei} = 10 \text{ ns}$
 $T = 1000 \text{ ns}$

Рис. 2.18. Осциллограммы импульсов магнитопоглощения в структуре 306а.
 $\tau_{имп} = 10 \text{ мкс}$, период повторения $T = 1000 \text{ мкс}$.

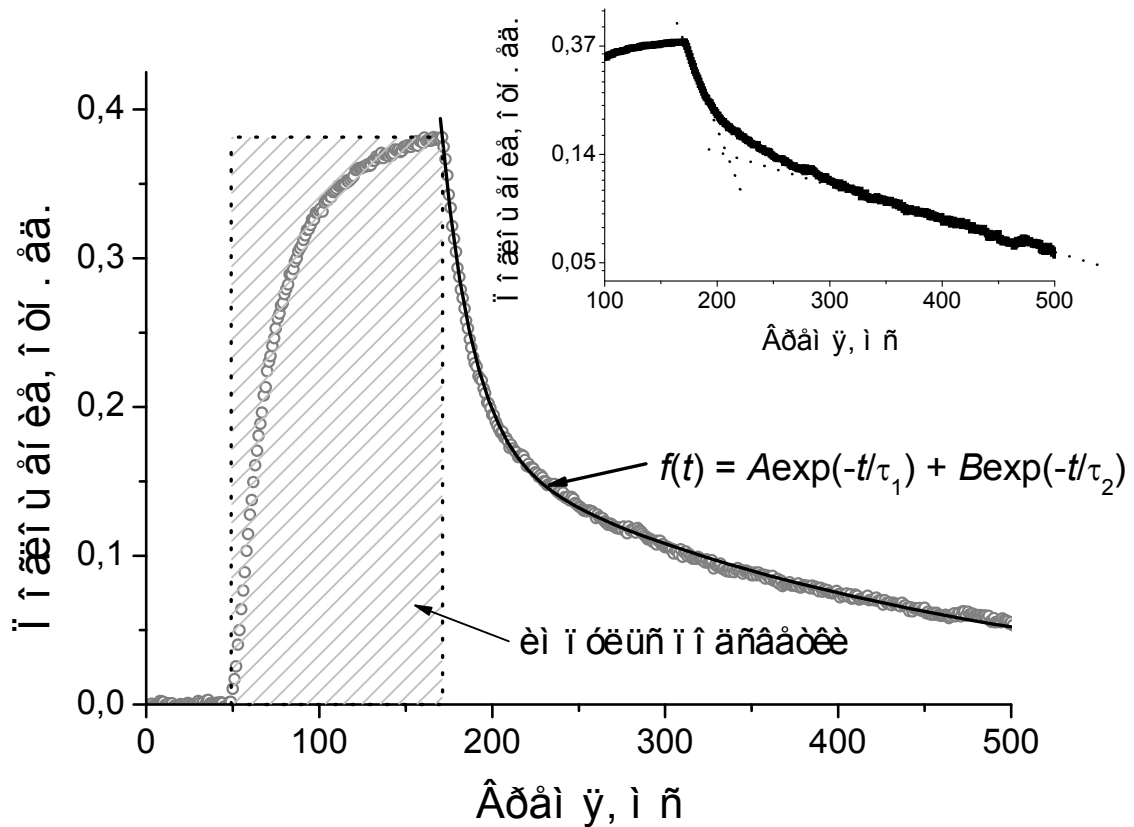


Рис. 2.19 Типичная осциллограмма сигнала магнитопоглощения и ее аппроксимация с помощью суммы двух экспонент. На вставке: сигнал магнитопоглощения в конце и после импульса подсветки в полулогарифмическом масштабе.

На Рис. 2.19 представлена типичная осциллограмма сигнала магнитопоглощения. Такой вид осциллограммы характерен для всех исследованных образцов. Видно, что после выключения импульса подсветки на осциллограмме, приведённой в полулогарифмическом масштабе (вставка на Рис. 2.19) присутствуют два прямых участка. Это означает, что релаксация сигнала происходит с двумя характерными временами. После выключения импульса подсветки релаксация сигнала может быть описана с помощью суммы двух экспонент:

$$Ae^{-\frac{t}{\tau_1}} + Be^{-\frac{t}{\tau_2}}, \quad (2.10)$$

причём $\tau_2 \gg \tau_1$. Коэффициенты A и B показывают вклад той или иной экспоненты в общий сигнал магнитопоглощения.

На Рис. 2.20 и Рис. 2.22 представлены зависимости времён τ_1 и τ_2 и коэффициентов A и B (долей «быстрого» и «медленного» времён) от магнитного поля в образце №306а. Эти зависимости показывают, что для циклотронных линий

преобладает «быстрая» релаксация, а для примесных «медленная». Отметим, что значения «быстрого» времени τ_1 варьируются (для разных образцов) от единиц до десятков микросекунд, что, по крайней мере, на порядок выше, чем время рекомбинации свободных носителей заряда в объёмном Ge.

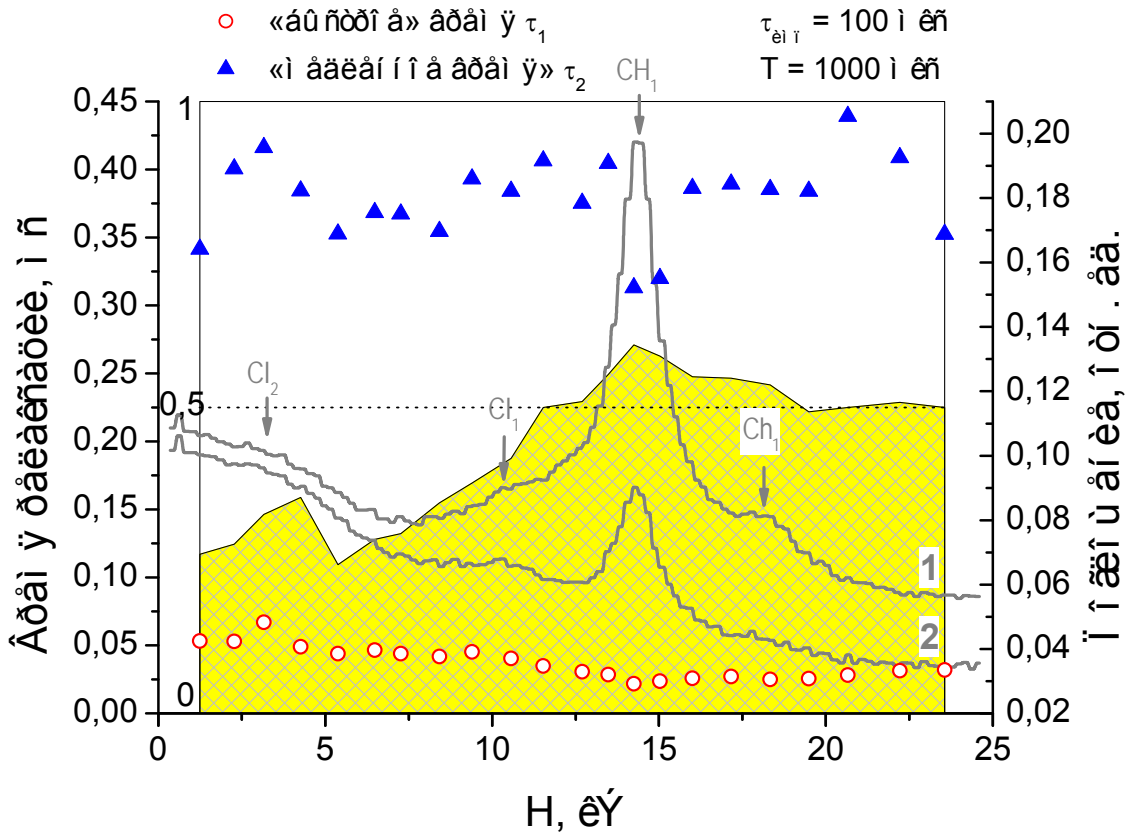


Рис. 2.20. Спектры магнитопоглощения в образце 306а в конце импульса возбуждения ($\tau_{\text{имп}} = 100$ мкс, $T = 1000$ мкс) (1) и через 40 мкс после его окончания (2) (кривые); $\hbar\omega = 2,53$ мэВ. Точки — значения времен релаксации. Сплошные области показывают доли сигналов с «быстрым» (τ_1) (серая) и медленным (τ_2) (белая) временами.

По-видимому, это вызвано пространственным разделением электронов и дырок, вызванным встроенным электрическим полем (связанное возможно с пиннингом уровня Ферми в запрещенной зоне на поверхности образца), которое отличается для разных образцов. Вариации этого поля могут быть причиной некоторого различия во временах τ_1 и τ_2 для образцов 308а и 308b (Рис. 2.23, Рис. 2.25). Данное поле разделяет фотовозбуждённые электроны и дырки. Поэтому при импульсной подсветке большая часть электронов и дырок будет захватываться на

ионизованные примеси, в то время как остальные носители будут оставаться свободными.

После выключения импульса подсветки свободные носители могут быстро (вследствие достаточной подвижности) встретиться и прорекомбинировать с носителями противоположного знака, локализованными на примесях, что приводит к быстрой релаксации. Как видно на Рис. 2.24, Рис. 2.25, интенсивности линий ЦР быстро спадают, в то время как интенсивности примесных линий меняется незначительно. На втором этапе релаксация интенсивностей всех линий проходит с характерным временем $\tau_2 \gg \tau_1$. На этом «медленном» этапе свободные дырки возникают в результате термоионизации мелких акцепторов, а затем происходит их рекомбинация на нейтральных донорах. Свободные же электроны практически не возникают, поскольку энергия связи мелких доноров в образце существенно больше, чем энергия связи акцепторов, и при температуре жидкого гелия они практически не термоионизируются. Это приводит к исчезновению линии SE_{1L} после выключения подсветки, в то время как линия CH_1 все еще присутствует (Рис. 2.25).

$$\hbar\omega = 1,77 \text{ \AA}$$

$$\tau_{\text{ей}} = 100 \text{ \AA}$$

$$T = 10000 \text{ \AA}$$

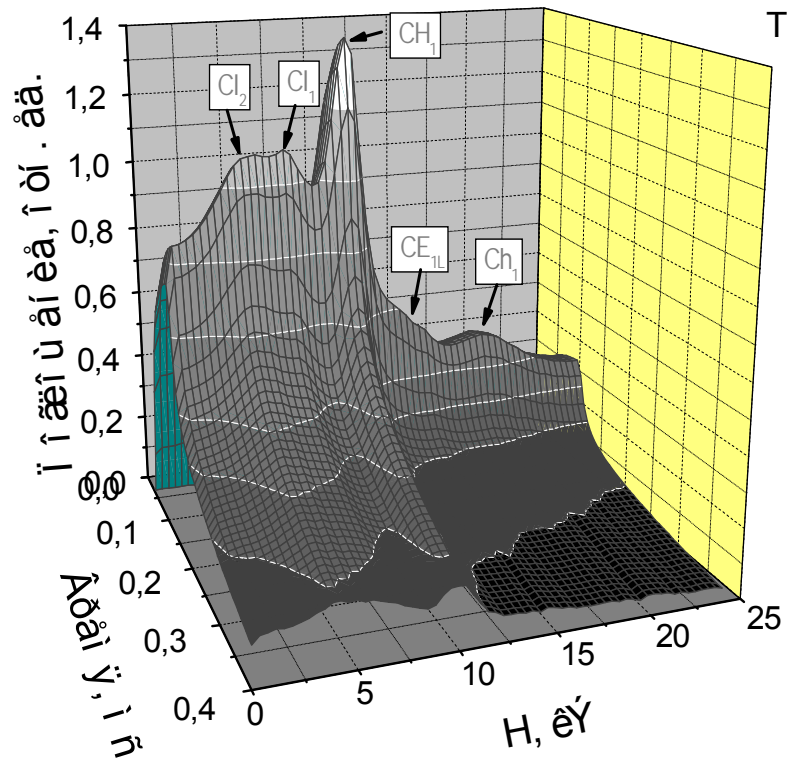


Рис. 2.21. Осциллограммы импульсов магнитопоглощения в структуре 308а.
 $\tau_{\text{имп}} = 100 \text{ мкс}$, $T = 10000 \text{ мкс}$.

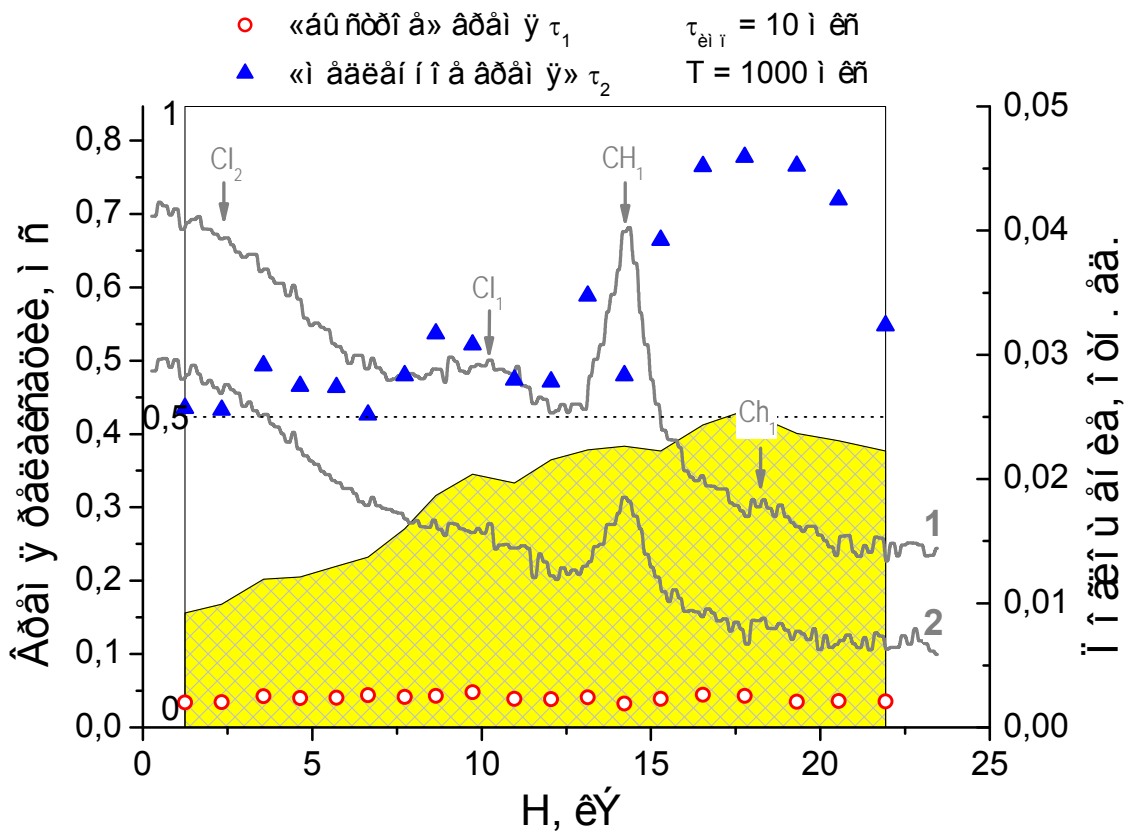


Рис. 2.22. Спектры магнитопоглощения в образце 306а в конце импульса возбуждения ($\tau_{\text{имп}} = 10 \text{ мкс}$, $T = 1000 \text{ мкс}$) (1) и через 53 мкс после его окончания (2) (кривые); $\hbar\omega = 2,53 \text{ мэВ}$. Точки — значения времен релаксации. Сплошные области показывают доли сигналов с «быстрым» (τ_1) (серая) и медленным (τ_2) (белая) временами.

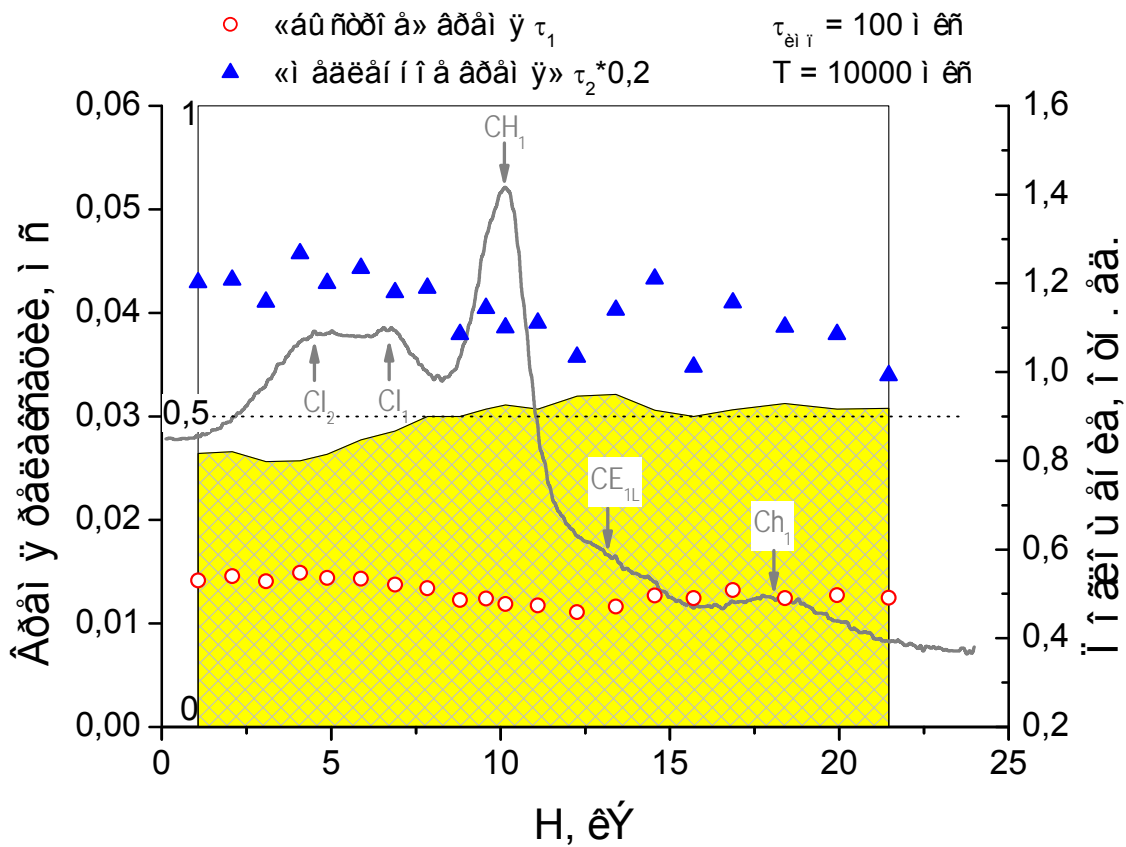


Рис. 2.23. Спектр магнитопоглощения в образце 308а в конце импульса возбуждения ($\tau_{\text{имп}} = 100 \text{ мкс}$, $T = 10000 \text{ мкс}$). $\hbar\omega = 1,77 \text{ мэВ}$. Точки — значения времен релаксации. Сплошные области показывают соотношение времен τ_1 (серая) и τ_2 (белая).

$$\hbar\omega = 2,43 \text{ Гц}$$

$$\tau_{\text{ей}} = 330 \text{ нс}$$

$$T = 10000 \text{ нс}$$

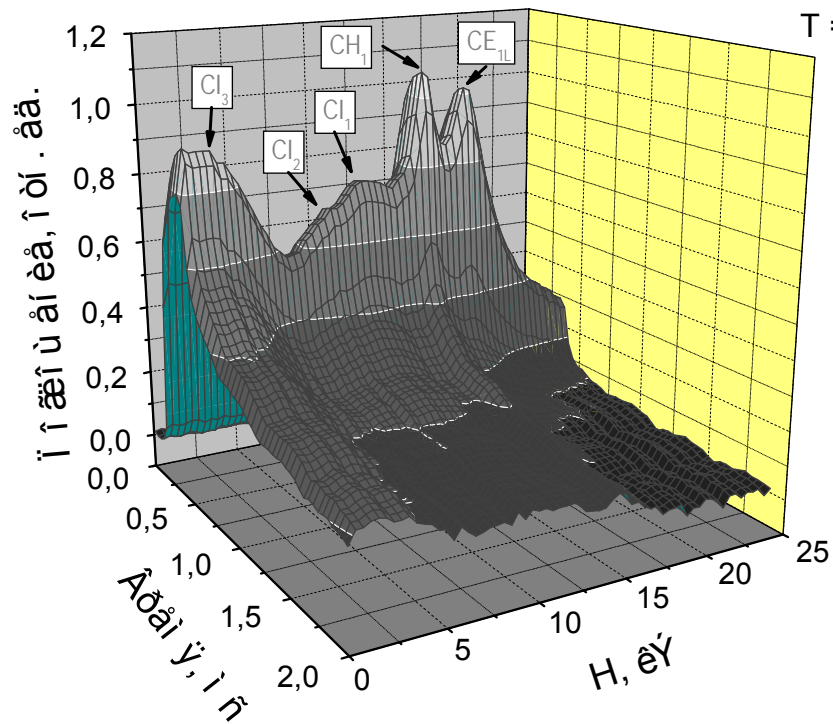


Рис. 2.24. Осциллограммы импульсов магнитопоглощения в структуре 308b.
 $\tau_{\text{имп}} = 330 \text{ мкс}$, $T = 10000 \text{ мкс}$.

Глава 3. Остаточная фотопроводимость в гетероструктурах InAs/AlSb с квантовыми ямами

3.1. Обзор литературы

3.1.1. Гетероструктуры InAs/AlSb

Квантоворазмерные гетеросистемы на основе InAs представляют большой интерес для создания различных электронных и оптоэлектронных приборов: длинноволновых детекторов [2, 3] и лазеров [4], высокочастотных транзисторов [5, 6], резонансно-туннельных диодов [7] и приборов спинтроники [8]. Одним из наиболее интересных представителей таких систем являются гетероструктуры InAs/AlSb, которые характеризуется большой величиной разрыва зоны проводимости на гетерогранице, составляющей 1,35 эВ, малой величиной эффективной массы электронов в квантовой яме InAs ($m^* \cong 0,03m_0$). Близость параметров кристаллических решеток InAs и AlSb обеспечивает возможность получения гладких границ раздела слоев, вследствие чего рассеяние на шероховатостях микрорельефа невелико, что позволяет получать структуры с высокой подвижностью электронов, достигающей $3 \cdot 10^4$ см²/В·с при $T = 300$ К и $9 \cdot 10^5$ см²/В·с при $T = 4,2$ К [11].

Хорошо известно, что даже в специально не легированных структурах AlSb/InAs/AlSb присутствует двумерный (2D) электронный газ с концентрацией порядка 10^{12} см⁻² [111]. Эта высокая электронная концентрация не связана с остаточными донорами в InAs, поскольку она, во-первых, на три порядка выше остаточной концентрации примесей (10^{15} см⁻³ в эпитаксиальных слоях объемного InAs), а, во-вторых, наблюдаемая высокая подвижность 2D электронов исключает возможность присутствия столь большой концентрации доноров в квантовой яме. Можно также исключить возможность «нейтрализации» электронов дырками в валентной зоне AlSb, как это имеет место в гетероструктурах InAs/GaSb, где край валентной зоны в GaSb лежит в зоне проводимости InAs (см. Рис. 3.2). В качестве возможных «поставщиков» электронов в квантовую яму InAs/AlSb рассматривались глубокие доноры в AlSb (нелегированные эпитаксиальные слои объемного AlSb обладают чрезвычайно высоким удельным сопротивлением [111]),

доноры на гетерогранице InAs/AlSb и поверхностные доноры в покрывающем слое GaSb, который обычно выращивается для защиты AlSb от окисления на воздухе [111, 112, 113, 114, 115, 116, 117]. Представляется, что наблюдаемая высокая подвижность 2D электронов несовместима с предположением о наличии доноров на гетерогранице InAs/AlSb. В работе [118] изучалось влияние строения интерфейса на транспортные свойства электронов. Было показано, что при образовании на гетерогранице связей Al-As (путем использования специальной последовательности открывания и закрытия заслонок источников в установке молекулярно-пучковой эпитаксии) низкотемпературная концентрация электронов в квантовой яме InAs значительно возросла (от $0,8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ до $2,8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$), а подвижность катастрофически падала (от 120 000 до 5000 см²/В·с) по сравнению со случаем образования связей In-Sb. Это явление связывалось с образованием на гетерогранице «антисайт»-дефектов (As на месте Al), которые поставляли дополнительные электроны в квантовую яму и при этом сильно ограничивали подвижность.

В работе [115] был продемонстрирован существенный вклад глубоких доноров в барьерных слоях AlGaSb на концентрацию двумерных электронов в квантовых ямах InAs. Использовались структуры с большим числом квантовых ям, что позволило исключить влияние поверхности. Было обнаружено, что концентрация электронов в ямах линейно возрастает с толщиной барьеров, что и позволило сделать вывод об определяющей роли объемных доноров. Их происхождение было раскрыто в работе [119], где было показано, что при снижении концентрации кислорода в источнике Sb концентрация глубоких доноров в AlSb была уменьшена до $5,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, а концентрация электронов в квантовых ямах InAs – до $2,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (по сравнению с исходной свыше 10^{12} см^{-2}).

С другой стороны в работе [114] было продемонстрировано, что концентрация 2D электронов *падает* с ростом толщины верхнего барьера AlSb, что указывает на существенный вклад поверхностных глубоких доноров в электронную концентрацию в квантовой яме. В работе [120] было обнаружено, что такие доноры существуют (т.е. дают заметный вклад в концентрацию 2D электронов) только в случае покрывающего слоя GaSb (пиннинг уровня Ферми в

запрещенной зоне GaSb – см. Рис. 3.2)) в отличие от покрывающего слоя InAs (где уровень Ферми пиннингуется в зоне проводимости).

3.1.2. Исследования остаточной фотопроводимости

Под термином остаточная фотопроводимость понимается явление длительного изменения проводимости материала после воздействия на него светом определённой длины волны. О положительной остаточной фотопроводимости (ПОФП) говорят, когда проводимость образца увеличивается после подсветки, об отрицательной (ООФП) — когда уменьшается.

Остаточная фотопроводимость наблюдалась в самых различных системах: гетероструктуры $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ с квантовыми ямами [121], кристаллах ZnCdSe [122], плёнках GaN [123], высокотемпературных сверхпроводниках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+0,4}$ [124] и во многих других (см. обзор [125]).

Традиционным проявлением остаточной фотопроводимости является увеличение концентрации носителей при освещении структур. Одной из наиболее изученных систем, в которой проявляется это явление, является гетеропереход GaAs/AlGaAs. Первые исследования были выполнены в работе [126], в которой наблюдалось возрастание двумерной концентрации носителей от $1,1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ до $1,6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ при гелиевых температурах при освещении структур светом. В дальнейшем было установлено, что положительная остаточная фотопроводимость в данной системе связана с фотоионизацией глубоких DX-центров в слое AlGaAs, что приводит к возрастанию концентрации электронов, локализованных вблизи гетероинтерфейса [127, 128, 129]. Другим механизмом, приводящим к увеличению концентрации является генерация электрон-дырочных пар в GaAs с последующим разделением электрона и дырки встроенным электрическим полем [129].

В гетеросистемах GaAs/AlGaAs также была обнаружена и отрицательная остаточная фотопроводимость [130, 131]. Эффект связывался с генерацией электронно-дырочных пар, возникающих при подсветке с энергией, превышающей ширину запрещенной зоны в AlGaAs. Электроны захватываются ионизованными мелкими донорами в AlGaAs, а дырки за счёт встроенного поля движутся к границе гетероперехода, где рекомбинируют с двумерными электронами, тем самым, уменьшая концентрацию последних.

Гетеросистема InAs/AlSb, благодаря своим уникальным свойствам, является очень интересной для изучения остаточной фотопроводимости. ОФП в данной системе может быть как положительной [23, 119, 132], так и отрицательной [23, 111], причём оба эти эффекта сильны. Концентрация электронов в гетероструктурах InAs/AlSb может изменяться после воздействия света в 10 (!) раз [10]. Более того, концентрация электронов в таких структурах может быть изменена в широких пределах обратимым образом, в зависимости от энергии света, освещающего структуру.

Первые наблюдения остаточной фотопроводимости в гетероструктуре InAs/AlSb были сделаны в работе [111]. В работе изучались структуры с КЯ InAs шириной 120 нм с концентрацией $1,25 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и подвижностью $\approx 25000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при комнатной температуре. Было обнаружено, что, в отличие от широко изучавшихся структур GaAs/AlGaAs, подсветка зелёным светодиодом при низких температурах приводит не возрастанию, а к уменьшению концентрации электронов (от $8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ до $2,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$). Изменения концентрации сохраняются вплоть до $T = 100 \text{ К}$. При дальнейшем повышении температуры эффект не наблюдается (Рис. 3.1). Исследования зависимости подвижности от температуры показали, что с уменьшением концентрации приводит также и к уменьшению подвижности. Этот эффект связывается с экранированием потенциала ионизованных примесей носителями заряда в КЯ InAs. Подобный эффект наблюдался и в гетероструктурах GaAs/AlGaAs [133].

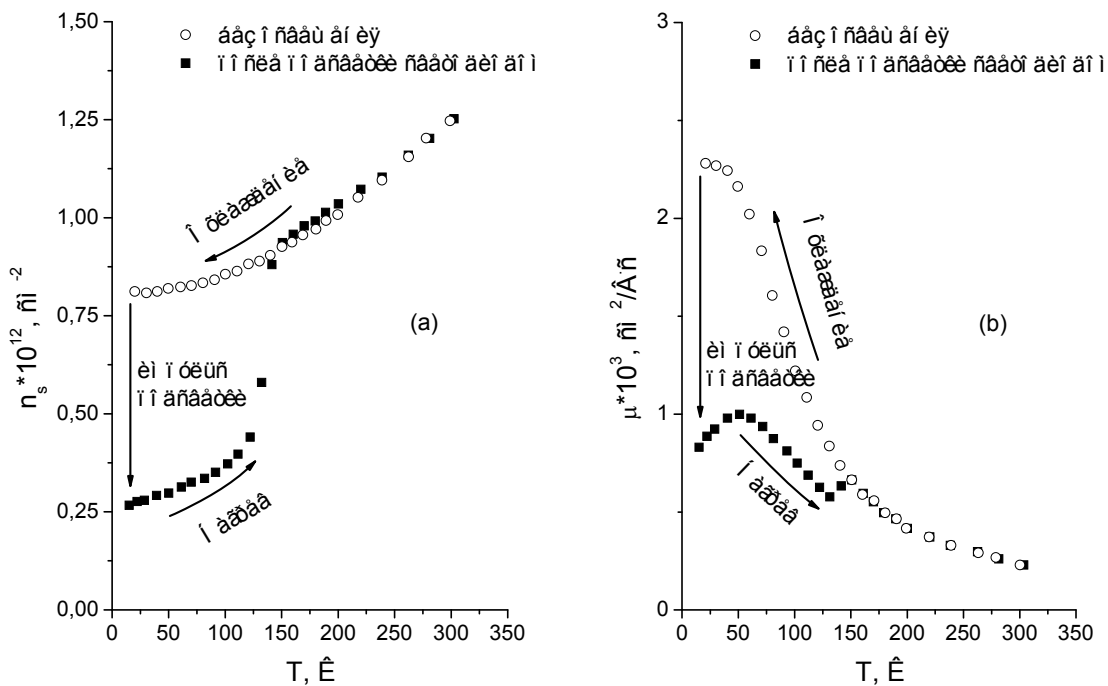
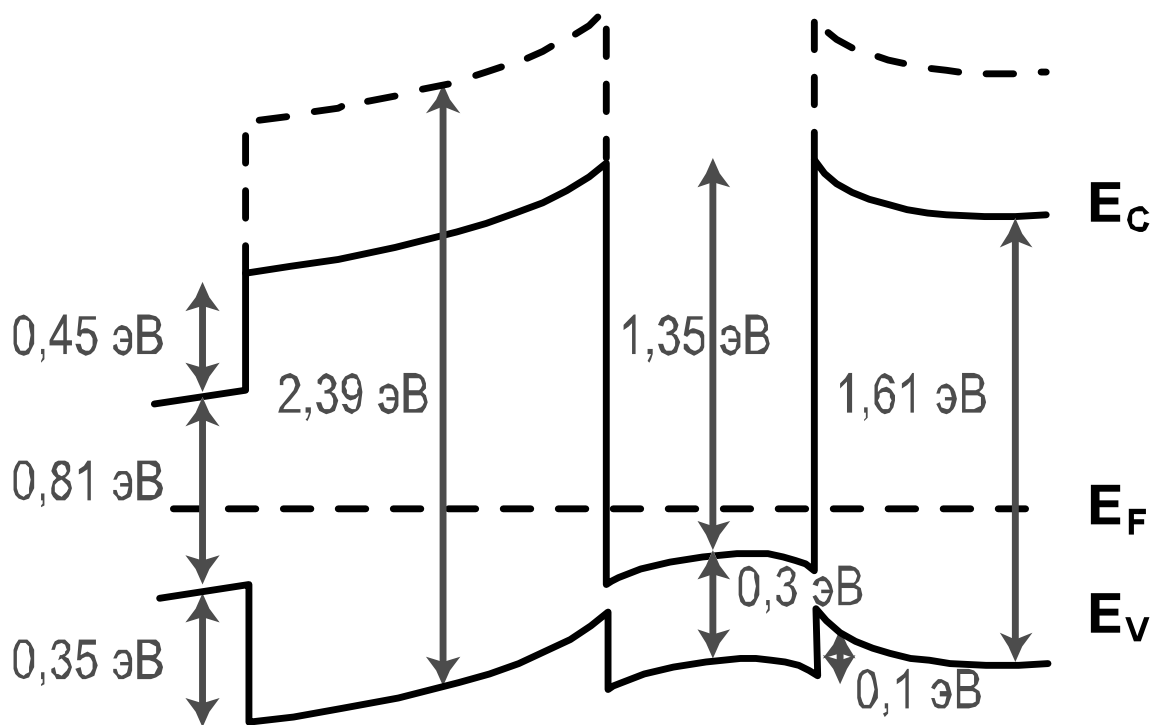


Рис. 3.1. Зависимость концентрации (а) и подвижности (б) в КЯ InAs/AlSb от температуры до и после освещения зелёным светом. Из работы [111].

Дальнейшие исследования остаточной фотопроводимости в гетероструктурах InAs/AlSb показали, что ПОФП наблюдается при возбуждении гетероструктур ИК излучением и связывается с фотоионизацией глубоких донорных центров, находящихся в барьерах AlSb (см. Рис. 3.2). Фотовозбужденные электроны захватываются квантовой ямой InAs, увеличивая тем самым концентрацию 2D электронов, которая сохраняется практически неизменной в течение многих часов вплоть до отогрева образца.

ООФП связывается с межзонным возбуждением электрон-дырочных пар, сначала в покрывающем слое GaSb, а затем и в барьере AlSb. Фотовозбужденные электроны захватываются ионизованными донорами, а дырки дрейфуют в барьерах AlSb под действием встроенного электрического поля к интерфейсу AlSb/InAs, где рекомбинируют с электронами из квантовой ямы InAs, уменьшая тем самым концентрацию 2D электронов.



5 нм GaSb 30 нм AlSb 15 нм InAs 12 нм AlSb

Рис. 3.2. Зонная структура номинально нелегированных образцов InAs/AlSb.

Несмотря на то, что «биполярный» характер остаточной фотопроводимости при фотовозбуждении квантами электромагнитного излучения с различными энергиями известен уже более 10 лет, спектральные исследования низкотемпературной остаточной фотопроводимости в гетероструктурах InAs/AlSb были выполнены в одной единственной работе [23] для нелегированных образцов в диапазоне энергий квантов $\hbar\omega = 1\text{—}3$ эВ.

3.2. Методика исследований

3.2.1. Изготовление и подготовка образцов

Исследуемые гетероструктуры выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на полуизолирующих подложках GaAs(100) [134]. Поскольку постоянные решетки AlSb и InAs значительно больше, чем у GaAs, структуры выращивались на композитном буфере (см. Рис. 3.3). На подложке последовательно выращивались буферный слой GaAs толщиной 200 нм, слой AlAs толщиной 100 нм при 570°C, и затем метаморфный буферный слой AlSb или GaSb. Метаморфный буфер представлял собой толстый (2,4 мкм) слой AlSb при 570°C или GaSb при 510°C (образец В824) [111, 134]. Меньшая постоянная решетки GaSb (по сравнению с AlSb) обеспечивает меньшую деформацию растяжения квантовой ямы InAs. Отметим сразу, что мы не обнаружили заметных качественных отличий в спектрах фотопроводимости сходных образцов, выращенных на разных буферах (А839 и В824). Для всех образцов поверх буферного слоя выращивалась десятипериодная «сглаживающая» сверхрешётка GaSb(2,5 нм)/AlSb(2,5 нм) при

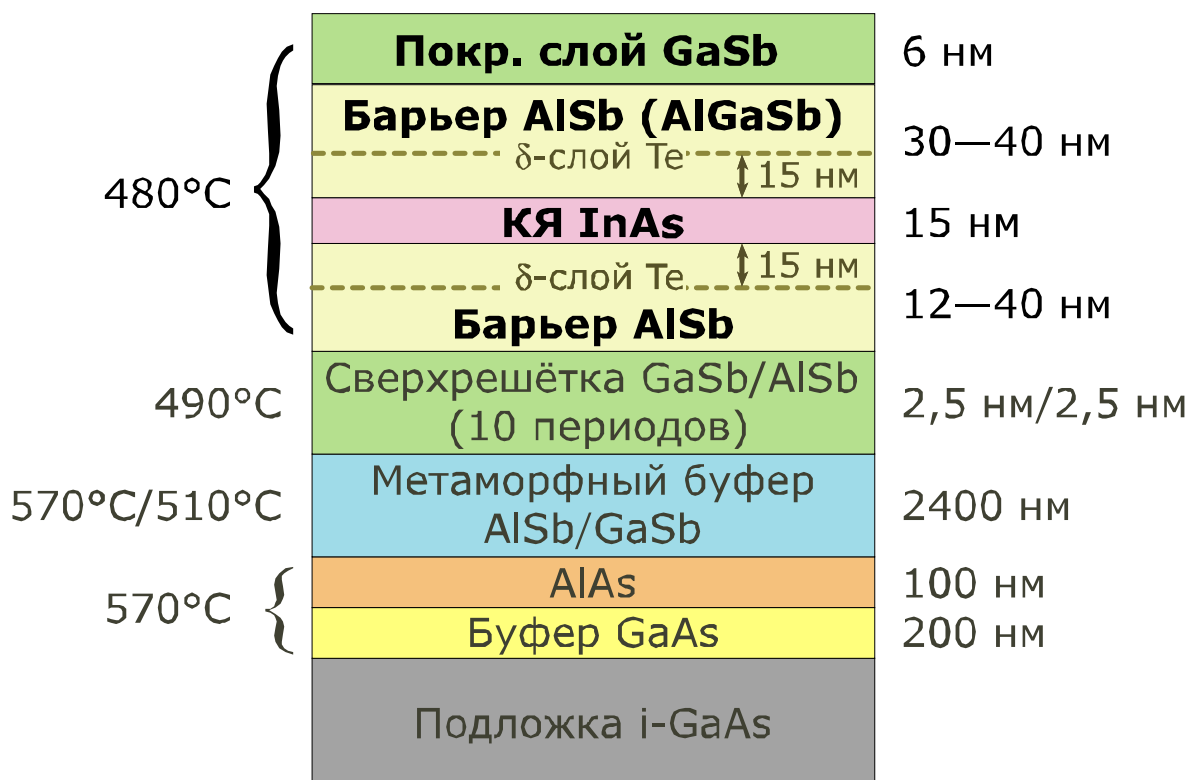


Рис. 3.3. Последовательность роста слоев гетероструктур InAs/AlSb методом МПЭ.

480—490°C. Активная часть структуры состояла из нижнего барьера AlSb толщиной 12 нм в нелегированных образцах и 40 нм в селективно легированных структурах, квантовой ямы InAs толщиной 15 нм, верхнего барьерного слоя AlSb ($\text{Al}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{Sb}$ в образце А856) толщиной 30—40 нм и покрывающего слоя GaSb, защищающего AlSb от реакции с парами воды на воздухе. В структурах В1532—В1535 поверх слоя GaSb выращивался слой InAs толщиной 3 нм. Активная часть структуры выращивалась при температуре 480°C. При росте квантовой ямы InAs использовалась специальная последовательность прерываний поступления материалов (Al, Sb, In, As), обеспечивающая образование связей In-Sb на обеих гетерограницах AlSb/InAs/AlSb, что позволяет получить высокую подвижность 2D электронов (в отличие от интерфейсов со связями Al-As) [118]. В образцах В1444, В1445 проводилось δ -легирование теллуrom (из тигельного испарителя Ga_2Te_3) верхнего и нижнего барьеров AlSb на расстоянии 15 нм от квантовой ямы InAs, а в образце В1485 — только нижнего барьера. Концентрация и подвижность двумерных электронов определялись при $T = 4,2$ К из измерений эффекта Холла и осцилляций Шубникова — де Гааза. Параметры образцов представлены в Табл. 3.1.

Табл. 3.1. Параметры исследованных образцов InAs/AlSb при $T = 4,2$ К.

Образец	Буфер	Верхний барьер	$n_s, 10^{12} \text{ см}^{-2}$	$\mu, 10^5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$
А856	AlSb	$\text{Al}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{Sb}$	0,65	3,9
А680	AlSb	AlSb	0,74	-
А692	AlSb	AlSb	0,71	-
А839	AlSb	AlSb	0,68	2,5
В824	GaSb	AlSb	0,95	4,4
В1445	AlSb	AlSb	2,4	1,0
В1444	AlSb	AlSb	3,2	0,63
В1485	AlSb	AlSb	2,4	0,5
В1532	AlSb	AlSb	-	-
В1534	AlSb	AlSb	0,75	0,33
В1535	AlSb	AlSb	0,46	0,48
В1486	AlSb	AlSb	0,33	0,23
А1170	AlSb	AlSb	0,27	0,45

3.2.2. Методика экспериментального исследования остаточной фотопроводимости

Блок-схема экспериментальной установки для измерения спектральных зависимостей остаточной фотопроводимости представлена на Рис. 3.4. Использовались кварцевая лампа накаливания в качестве источника излучения и стандартные светофильтры для «отсечки» высших порядков дифракции излучения. Исследуемый образец размещался в центре сверхпроводящего соленоида в криомагнитном модуле, погружаемом в транспортный гелиевый сосуд Дьюара СТГ-40. Монохроматическое излучение с энергией квантов в диапазоне 0,6—4 эВ с выхода решеточного монохроматора МДР-23 подводилось к образцу по гибкому многожильному световоду. Образец имел форму прямоугольной пластинки с характерными размерами 4×3 мм, по краям которой (на расстоянии около 4 мм) были нанесены два полосковых индиевых омических контакта. Измерялось величина сопротивления образца, установившаяся под действием излучения с определенной энергией квантов.

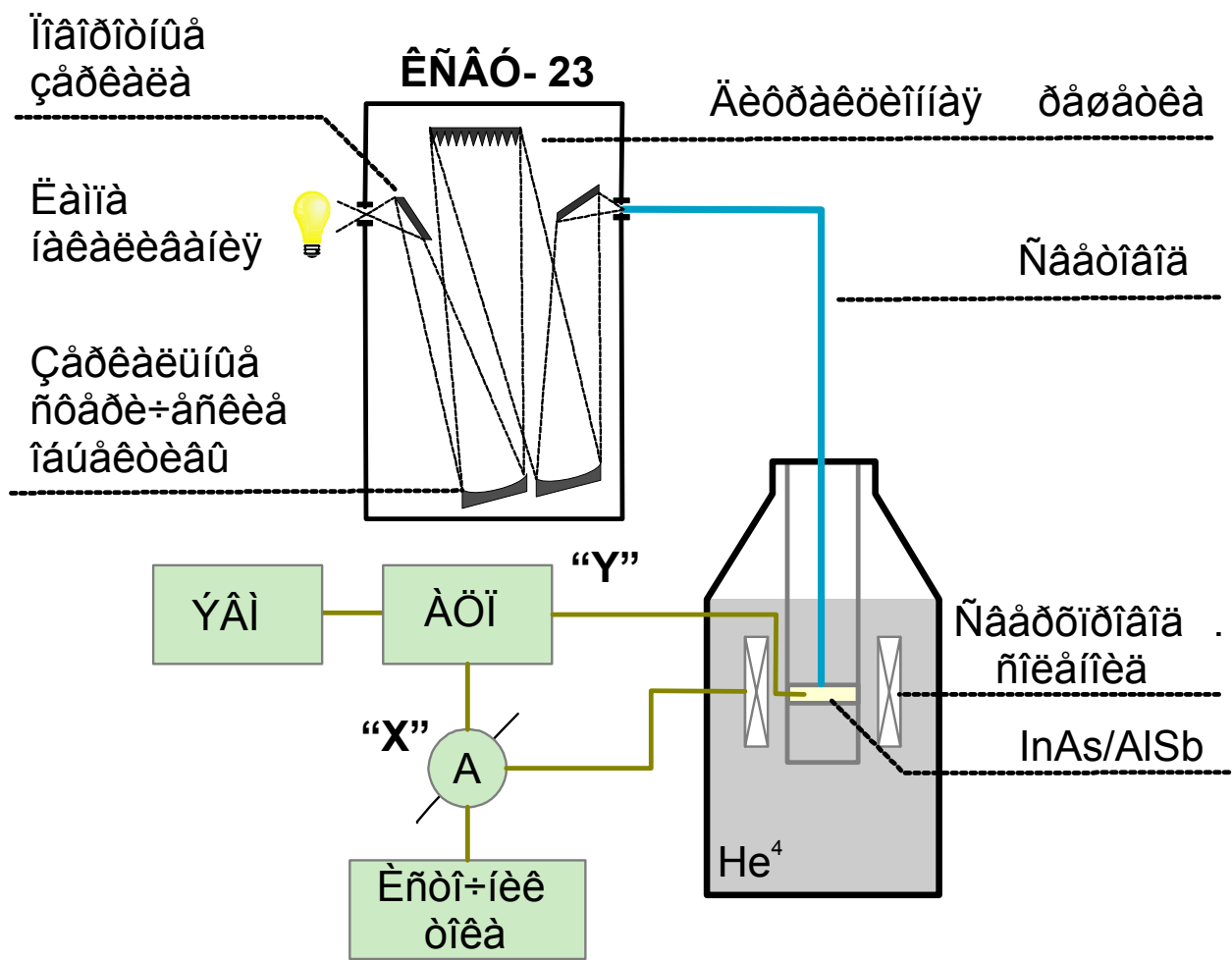


Рис. 3.4. Блок-схема установки для измерения остаточной фотопроводимости при освещении образца светом с различной длиной волны.

Использовались два режима измерений. В первом случае измерения проводились по точкам, начиная с длинноволновой части спектра. Образец освещался монохроматическим излучением до установления стационарного значения сопротивления, после чего подсветка прекращалась и делалась выдержка (обычно несколько десятков секунд) для установления «темнового» равновесного значения сопротивления. После этого записывалась зависимость сопротивления образца от магнитного поля до максимального значения $H = 9$ кЭ. Для всех исследованных образцов это поле является сильным ($\mu H/c \gg 1$), что позволяет непосредственно определять концентрацию двумерных электронов по величине (холловского) сопротивления $R_H(9 \text{ кЭ})$. Одновременно фиксировалась величина сопротивления при $H = 0$. Затем монохроматор перестраивался на более короткую длину волны, и процедура повторялась. Во втором случае образец непрерывно освещался монохроматическим излучением, и осуществлялась медленная развертка частоты излучения на выходе монохроматора, начиная с

коротковолновой части диапазона (монохроматор КСВУ-23 не позволяет осуществлять плавную развертку в противоположном направлении). При этом шаг по длине волны составлял от 2 нм в коротковолновой области до 20 нм в длинноволновой, интервал спектра, на котором наблюдались осцилляции фотопроводимости, прописывался особенно тщательно с меньшим шагом. Спектр записывался таким образом, что после каждого шага проводилось усреднение сигнала в течение длительного времени, которое в наших измерениях составляло обычно 20 секунд. Характерное время записи всего спектра составляло около двух часов.

3.3. Экспериментальные исследования остаточной фотопроводимости

3.3.1. Спектры остаточной фотопроводимости номинально нелегированных гетероструктур InAs/AlSb

На Рис. 3.5 представлены спектры фотопроводимости в номинально нелегированных гетероструктурах A856, A839, B824, A680 и A692. Хорошо видно, что для этих образцов полученные с помощью двух различных методов спектры фотопроводимости (точки и сплошные кривые) хорошо соответствуют друг другу;

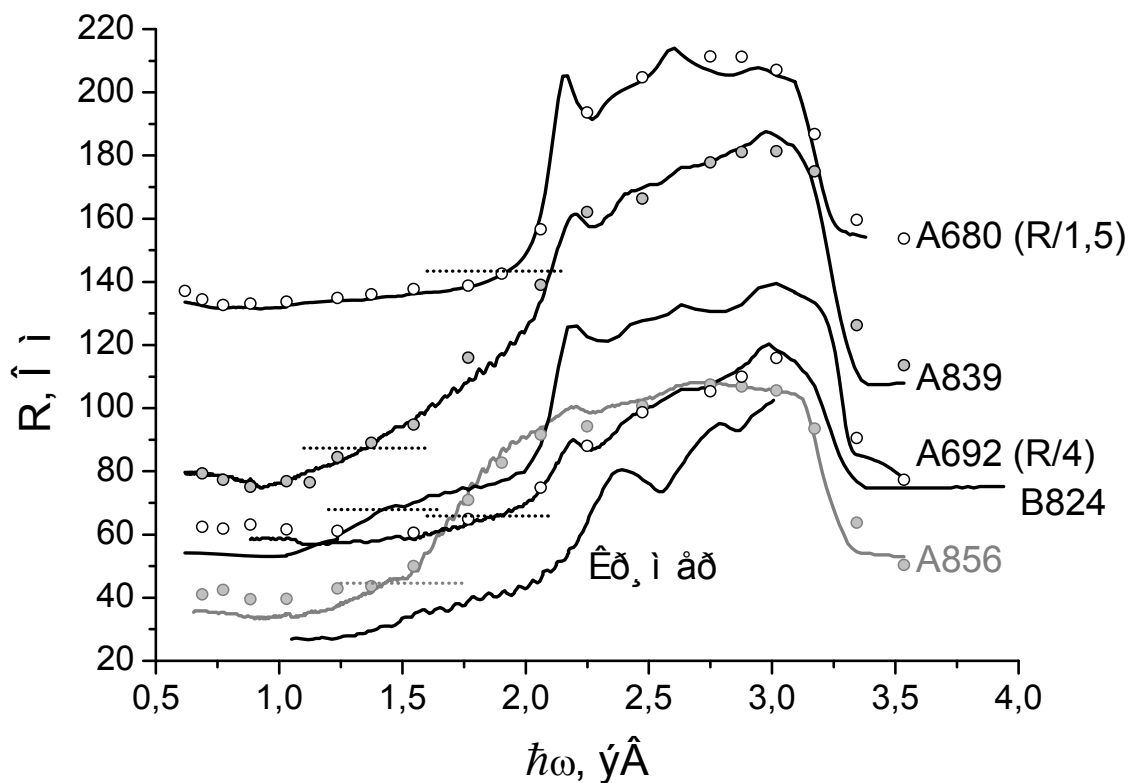


Рис. 3.5. Спектры фотопроводимости номинально нелегированных гетероструктур InAs/AlSb. Сплошные кривые получены при постоянно включенной подсветке и непрерывной развертке длины волны излучения (от больших энергий квантов к меньшим), точки соответствуют остаточным (после выключения подсветки) значениям сопротивления, полученным при последовательном увеличении энергии квантов подсветки. Горизонтальными точечными отрезками показаны темновые (после охлаждения до первого включения подсветки) значения сопротивлений образцов. Нижняя кривая — спектр фотопроводимости для образца В из работы [23] (в произвольных единицах). Для образцов A680 и A692 величины сопротивлений поделены на 1,5 и 4 соответственно.

имеющиеся небольшие расхождения мы относим на счет недостаточно высокой точности измерений. Это свидетельствует о том, что в данных образцах в обоих случаях измерялась остаточная фотопроводимость, т.е. отсутствует эффект влияния постоянной подсветки при записи кривых (при непрерывной развертке частоты излучения). Для сравнения на Рис. 3.5 представлен также спектр фотопроводимости для подобного образца AlSb/InAs/AlSb с шириной квантовой ямы InAs 12 нм из работы [23]. Так же, как и в работе [23], в длинноволновой области спектра наблюдается ПОФП (при подсветке сопротивление уменьшается по сравнению с темновым значением), однако в настоящей работе обнаружено, что этот эффект сохраняется вплоть до длины волны $\lambda = 2$ мкм ($\hbar\omega = 0,62$ эВ). С ростом $\hbar\omega$ во всех образцах наблюдается увеличение сопротивления и ПОФП сменяется на ООФП (сопротивление становится больше темнового значения). При дальнейшем увеличении энергии квантов излучения наклон спектральной кривой резко увеличивается. Для образцов A839, B824, A680 и A692 с верхним барьером AlSb этот порог соответствует 2.1 эВ (для аналогичного образца из работы [23] порог составляет 2,2 эВ — нижний спектр на Рис. 3.5), в то время как для образца A856 с верхним барьером $\text{Al}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{Sb}$ пороговое значение энергии значительно меньше — 1,6 эВ. Во всех пяти наших образцах при $\hbar\omega = 2,2$ эВ наблюдался характерный пик ООФП. Следует отметить, что в коротковолновой области спектральные кривые для образцов A839, B824, A680 и A692 в значительной мере подобны. На этих кривых можно видеть характерные максимумы при энергиях квантов 2,4, 2,65 и 3 эВ и резкий спад ООФП при $\hbar\omega > 3,15$ эВ, который наблюдался также и в образце A856. Для образца A839 измерения были проведены вплоть до $\hbar\omega = 6$ эВ, начиная с 5 эВ наблюдалось незначительное плавное возрастание ООФП.

Для объяснения положительной или отрицательной остаточной фотопроводимости нужно обсудить возможные механизмы, которые приводят к увеличению или уменьшению концентрации двумерного электронного газа в квантовой яме InAs под воздействием света с определенной длиной волны, т.к. просто генерация электронно-дырочных пар (с последующей рекомбинацией) не дает вклад в остаточную фотопроводимость.

Мы связываем наблюдаемую в длинноволновой области ПОФП, вслед за авторами работы [23], с фотоионизацией неких глубоких доноров и накоплением

электронов в квантовой яме. В настоящей работе обнаружено, что ПОФП наблюдается вплоть до энергий квантов 0,6 эВ, что меньше расстояния от уровня Ферми до края зоны проводимости в AlSb. Такие переходы могут осуществляться с нейтральных (т.е. лежащих под уровнем Ферми) доноров в объеме барьерных слоев AlSb на высшие подзоны размерного квантования электронов в квантовой яме InAs, волновая функция которых, как известно, гораздо дальше проникает в барьер, чем волновая функция нижней подзоны размерного квантования. Возбужденные в яму электроны быстро релаксируют на состояния первой подзоны, откуда их обратный переход на ионизованные донорные центры затруднен по вышеуказанной причине.

Как и авторы работы [23], мы связываем ООФП, наблюдаемую при больших энергиях квантов с межзонной генерацией электрон-дырочных пар. Встроенное электрическое поле не дает возможности фотовозбужденным электронам попасть в квантовую яму, в результате они захватываются глубокими ионизованными донорами. Напротив, возникшие в валентной зоне AlSb дырки увлекаются электрическим полем к квантовой яме и рекомбинируют с 2D электронами, уменьшая, тем самым, концентрацию электронов в яме. Разумеется, коротковолновое излучение так же, как и длинноволновое, может приводить к ионизации глубоких доноров. В результате при достаточно длительном освещении образца с определенной длиной волны в нем устанавливается динамический баланс процессов стимулированных излучением процессов генерации и рекомбинации электронов и новое, соответствующее данной длине волны, значение концентрации электронов в квантовой яме, которое сохраняется и при выключении подсветки.

Первоначально (при сканировании от длинных волн к коротким) электрон-дырочные пары генерируются в покрывающем слое GaSb. С ростом частоты растет и энергия генерируемых в валентной зоне дырок. По оценкам [23] с учетом непараболичности подзон при $\hbar\omega > 1,3$ эВ генерируемые легкие дырки имеют энергию, превышающую разрыв валентной зоны на гетерогранице GaSb/AlSb, и могут, таким образом, попадать в барьер AlSb и далее двигаться во встроенном электрическом поле к квантовой яме InAs. Именно этот процесс определяет, по мнению авторов [23], длинноволновую границу возрастания сопротивления. При дальнейшем росте энергии квантов начинается генерация электронно-дырочных

пар через непрямую запрещенную зону AlSb (при $\hbar\omega > \Delta E_X = 1,61$ эВ, см. Рис. 3.2), и, наконец, при $\hbar\omega = 2,39$ эВ должны включаться прямые оптические переходы электронов из валентной зоны в Γ -долину зоны проводимости AlSb. Последнее, по мнению авторов работы [23], и приводит к наблюдаемому увеличению наклона спектральной зависимости фотопроводимости.

В принципе, ООФП при $\hbar\omega > 1,3$ эВ может быть связана и с прямым возбуждением электронов из квантовой ямы InAs в надбарьерные состояния с последующим переходом в барьер AlSb, дрейфом во встроенном электрическом поле от квантовой ямы и захватом на ионизованные донорные центры. Однако этот канал ухода электронов из квантовой ямы не играет, по мнению авторов работы [23], существенной роли, поскольку лежащий в его основе механизм не может приводить к осцилляциям на спектральной зависимости фотопроводимости, которые наблюдаются в области $\hbar\omega = 1.4 \div 2.2$ эВ (Рис. 3.5). Возможная причина этих осцилляций будет рассмотрена ниже.

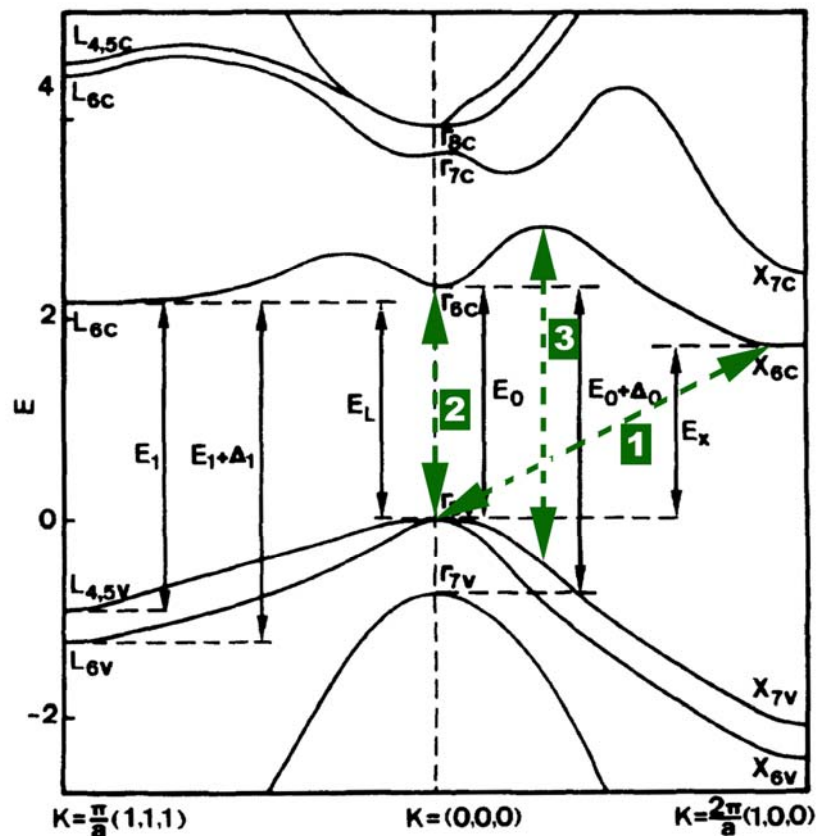


Рис. 3.6. Схема зонной структуры AlSb. Из работы [135]. Пунктирными стрелками обозначены: 1 — непрямой переход ($\sim 1,7$ эВ); 2 — прямой переход, соответствующий резкому росту ООФП ($\sim 2,3$ эВ); 3 — переход, соответствующий максимальной разности энергий между подзоной тяжёлых дырок и зоной проводимости ($\sim 3,1$ эВ).

Обнаруженное в настоящей работе смещение порога резкого возрастания ООФП в длинноволновую область в образце А856 с верхним барьером $\text{Al}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{Sb}$ по сравнению с образцами А839, В824, А680 и А692 с верхними барьерами AlSb (см. Рис. 3.5) подтверждает сделанный в работе [23] вывод о том, что сильная ООФП так или иначе связана с межзонными оптическими переходами в барьерных слоях. Однако следует подчеркнуть, что во всех случаях порог резкого возрастания ООФП приходится на энергии квантов излучения заметно меньшие ширины запрещенной зоны в барьерных слоях в Γ -точке ($\Delta E_{\Gamma} = 2,39$ эВ в AlSb [136], $\Delta E_{\Gamma} = 2,06$ эВ в $\text{Al}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{Sb}$ на буфере AlSb — по оценкам, сделанным В. Я. Алешкиным, с учетом упругой деформации). Так в образцах А839, В824, А680 и А692 порог резкого возрастания ООФП соответствует $\hbar\omega = 2,1$ эВ, что на 0,3 эВ меньше ΔE_{Γ} в AlSb . Более того, в обоих образцах при $\hbar\omega = 2,2$ эВ (что также меньше ΔE_{Γ}) наблюдается характерный локальный максимум ООФП (Рис. 3.5). Это позволяет предположить, что порог резкого возрастания ООФП связан с возбуждением электронов из валентной зоны в сравнительно неглубокие донорные состояния под Γ -долиной в AlSb . Из этих состояний электроны быстро сваливаются в нижележащую X-долину, двигаются в электрическом поле от квантовой ямы и захватываются на глубокие донорные центры, а фотовозбужденные дырки двигаются в электрическом поле к квантовой яме InAs и рекомбинируют с 2D электронами. Максимум ООФП при $\hbar\omega = 2,2$ эВ связан, скорее всего, с присутствием в исследованных в работе гетероструктурах специфических донорных центров, которые очевидно отсутствовали в образцах, исследовавшихся в работе [23] — для них энергия кванта 2,2 эВ соответствует не максимуму, а порогу возрастания ООФП. Интересно отметить, что характерный максимум ООФП при $\hbar\omega = 2,2$ эВ, наблюдался и в образце А856 с верхним барьером $\text{Al}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{Sb}$, где он, вероятно, связан с такими же оптическими переходами в нижнем барьере AlSb . В этом образце порог резкого возрастания ООФП соответствует 1,6 эВ, что также заметно меньше ширины запрещенной зоны в верхнем барьере $\text{Al}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{Sb}$ в Γ -точке.

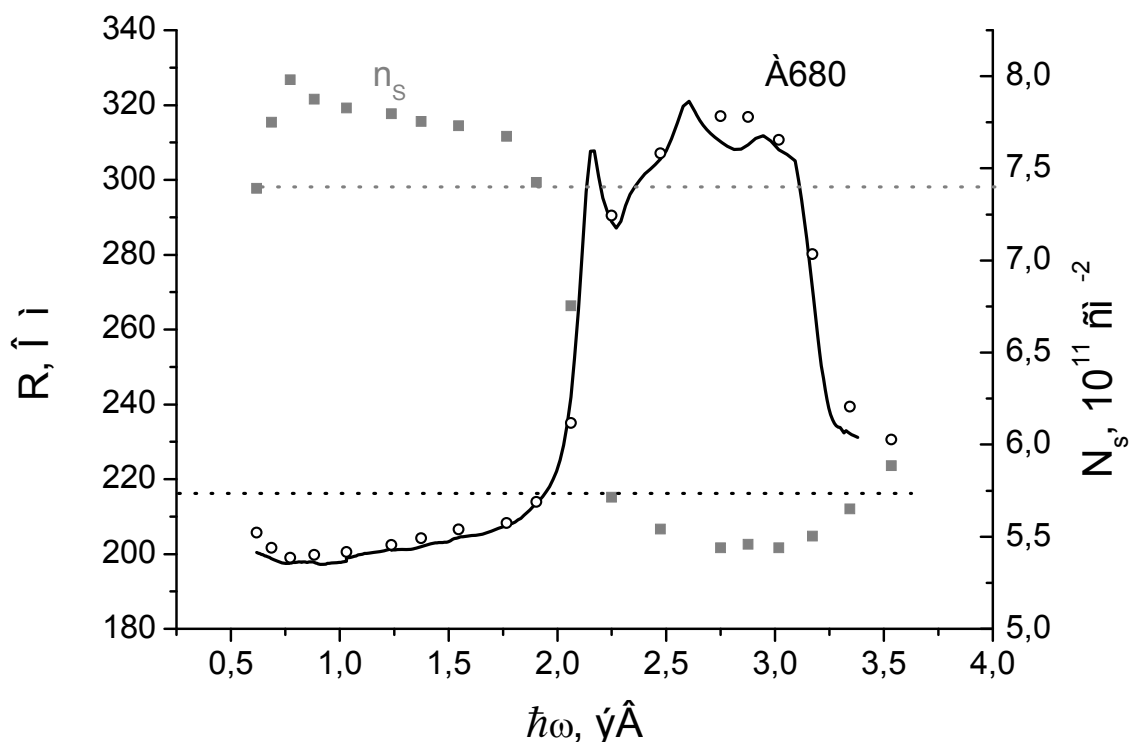


Рис. 3.7. Зависимость концентрации электронов в квантовой яме от энергии фотонов и спектр фотопроводимости номинально нелегированного образца А680. Сплошные кривые получены при постоянно включенной подсветке и непрерывной развертке длины волны излучения (от больших энергий квантов к меньшим), точки соответствуют остаточным (после выключения подсветки) значениям сопротивления, полученным при последовательном увеличении энергии квантов подсветки. Горизонтальными точечными линиями показаны темновые (после охлаждения до первого включения подсветки) значения концентрации электронов и сопротивления образца.

Как и в работе [23] в наших исследованиях наблюдались характерные особенности на спектральных зависимостях ООФП при энергиях квантов в интервале 2,4—3 эВ. Как видно из Рис. 3.5, эти особенности воспроизводятся как в образцах А839, В824, А680 и А692, так частично и в образце А856. Как и у авторов работы [23] у нас пока нет достаточных оснований для обсуждения природы этих особенностей. Скорее всего, они связаны с присутствием в структурах характерных для используемой технологии роста глубоких примесных центров.

В настоящей диссертации впервые проведены исследования спектральных особенностей ОФП при $\hbar\omega > 3$ эВ. Обнаружено резкое падение ООФП. Это падение связывается с «выключением» механизма генерации электронно-дырочных пар, который приводит к уменьшению концентрации двумерных

электронов в КЯ InAs. Поскольку в этом случае процессы генерации электронов будут значительно преобладать над процессами рекомбинации, то это приведёт к быстрому установлению более большой равновесной концентрации, что, в свою очередь, означает уменьшение сопротивления (измерения эффекта Холла показывают, что падение сопротивления связано именно с увеличением концентрации двумерных электронов — Рис. 3.7).

«Выключение» механизма генерации электронно-дырочных пар может быть связано с «выключением» прямых переходов между подзонами тяжелых дырок (где наибольшая плотность состояний в валентной зоне) и зоной проводимости вследствие достижения потолка последней (см. Рис. 3.6).

Проведенные измерения эффекта Холла показали, что имеется полная корреляция спектральных зависимостей сопротивления образцов и концентрации 2D электронов, т.е. в области ПОФП наблюдается рост концентрации электронов по сравнению с темновым значением, а в области ООФП соответственно ее уменьшение. На Рис. 3.7 показаны спектральные зависимости сопротивления образца A680 и концентрации электронов в квантовой яме от энергии фотонов. Видно, что концентрация уменьшается примерно в полтора раза по сравнению с темновым значением в районе увеличения сопротивления образца, т.е. там, где имеет место ООФП. Аналогичная зависимость концентрации и ООФП наблюдалась и в других образцах. Из этих результатов мы делаем вывод, что отрицательная фотопроводимость в наших образцах связана в первую очередь с уменьшением концентрации электронов в квантовой яме.

3.3.2. Осцилляции остаточной ФП нелегированных структур

Замечательной особенностью представленных на Рис. 3.5 спектров остаточной фотопроводимости является осцилляторный характер спектральной зависимости в области энергий квантов между 1,4 и 2,2 эВ. Аналогичные осцилляции наблюдались и для одного из исследованных в работе [23] образцов (нижняя кривая на Рис. 3.5). В увеличенном масштабе соответствующие участки кривых приведены на Рис. 3.8. Для образцов В824 и А856 период осцилляций составляет около 50 мэВ в длинноволновой области и 35 мэВ в коротковолновой. Для образца А839 период осцилляций меняется от 50 до 40 мэВ, для образца А692 — от 70 до 48 мэВ. Отметим, что в работе [23] наблюдались большие периоды осцилляций, составляющие 80 и 50 мэВ в длинноволновой и коротковолновой областях соответственно (нижняя кривая на Рис. 3.5).

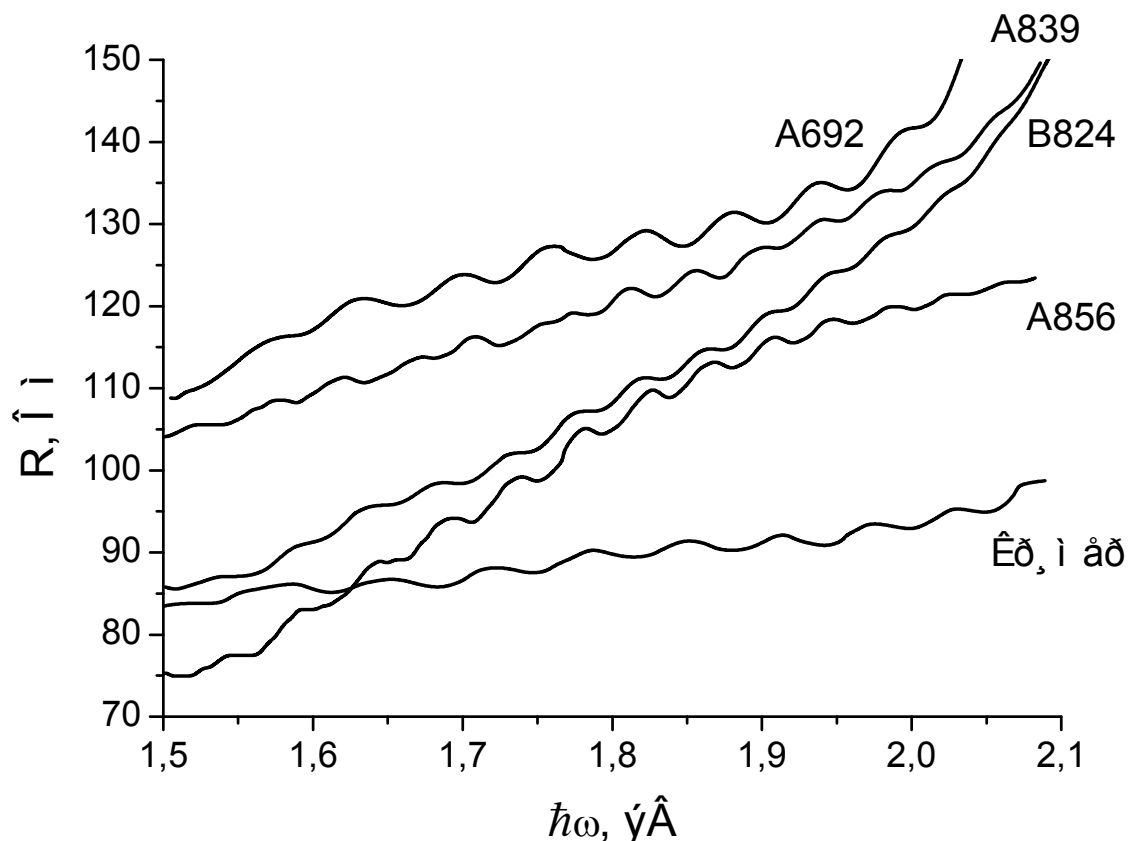


Рис. 3.8. Участки спектров остаточной ФП нелегированных гетероструктур InAs/AlSb. Нижняя кривая — часть спектра фотопроводимости для образца В из работы [23] (в произвольных единицах).

Подобные осцилляции межзонной фотопроводимости наблюдаются во многих полярных полупроводниках и связываются с релаксацией фотовозбужденных электронов посредством испускания продольных оптических (LO) фононов [137]. Период таких осцилляций составляет $\hbar\omega_{LO}(1+m_e/m_h)$, где m_e , m_h — эффективные массы электронов и дырок соответственно. Поскольку в исследуемых гетероструктурах осцилляции начинаются примерно при тех же энергиях квантов излучения, что и обсуждаемый рост сопротивления, в работе [23] было высказано предположение, что осцилляции связаны с фотовозбуждаемыми в покрывающем слое GaSb дырками, часть из которых инжектируется в слой AlSb. Именно эти инжектированные в AlSb дырки, достигнув квантовой ямы InAs, рекомбинируют с 2D электронами, что приводит к ООФП. Если кинетическая энергия инжектированных в AlSb дырок кратна целому числу $\hbar\omega_{LO}$ (AlSb), они быстро остывают и, оказавшись на дне валентной зоны, двигаются во встроенном электрическом поле по направлению к квантовой яме. В противном случае, испустив несколько оптических фононов, дырки сохраняют значительную кинетическую энергию (меньшую $\hbar\omega_{LO}$) и имеют большую вероятность вернуться обратно в покрывающий слой GaSb, где остывают, не внося, таким образом, вклада в ООФП. Период связанных с этими процессами осцилляций должен составлять

$$\hbar\omega_{LO}(AlSb)\left[1+\frac{m_h(GaSb)}{m_e(GaSb)}\right], \quad (3.1)$$

где в качестве m_h следует взять эффективную массу легких дырок, поскольку именно эти фотовозбужденные носители дают вклад в ООФП. Поскольку эффективные массы электронов и легких дырок в GaSb примерно равны [136], то период осцилляций должен быть порядка удвоенной энергии оптического фонона в AlSb, т. е. примерно 80 мэВ, что соответствуют периоду осцилляций, наблюдавшихся в работе [23] в длинноволновой области. Уменьшение периода осцилляций до 50 мэВ в коротковолновой области в этом случае естественно связать с ростом эффективной массы электронов вследствие непараболичности закона дисперсии. Однако, как было отмечено выше, в исследованных в настоящей работе образцах В824 и А856, единственным существенным отличием которых от образца В в работе [23] является ширина квантовой ямы InAs, периоды осцилляций оказались заметно короче — 50 мэВ в длинноволновой области и 35 мэВ в

коротковолновой. Несколько более длинные периоды осцилляций наблюдались в образце A839. Все это, по-видимому, указывает на иную, чем было предложено в [23], природу возникновения осцилляций. Возможно, они связаны с межзонным возбуждением электронов в высшие подзоны в квантовой яме InAs с последующим захватом их на ионизованные глубокие донорные центры в барьерных слоях AlSb.

3.3.3. Спектры остаточной фотопроводимости селективно легированных гетероструктур InAs/AlSb

На Рис. 3.9 представлены спектры фотопроводимости образцов B1445, B1444 и B1485. В отличие от номинально нелегированных структур в селективно легированных образцах наблюдается выраженный максимум положительной фотопроводимости в области 1 эВ.

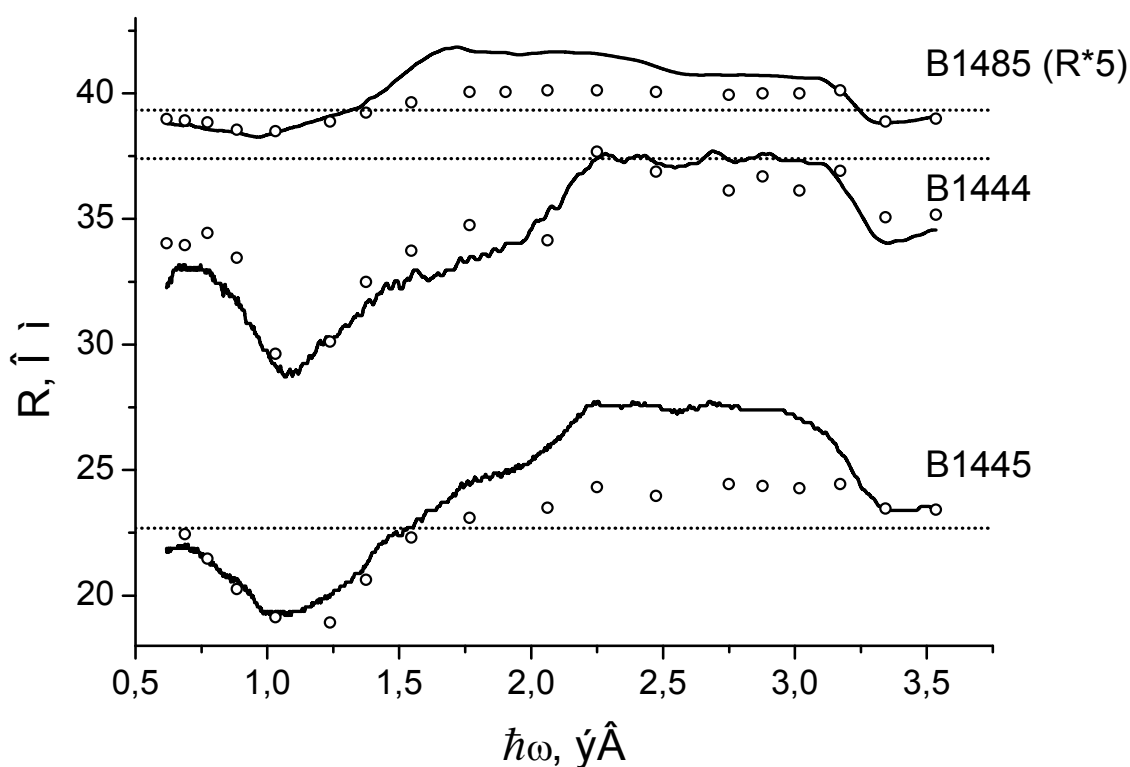


Рис. 3.9. Спектры фотопроводимости селективно легированных гетероструктур InAs/AlSb. Сплошные кривые получены при постоянно включенной подсветке и непрерывной развертке длины волны излучения (от больших энергий квантов к меньшим), точки соответствуют остаточным (после выключения подсветки) значениям сопротивления, полученным при последовательном увеличении энергии квантов подсветки. Горизонтальными точечными линиями показаны темновые (после охлаждения до первого включения подсветки) значения сопротивлений образцов.

Для структур В1445 и В1485 с меньшим уровнем легирования в высокочастотной области сохраняется полоса отрицательной фотопроводимости. Однако именно в этой области для образцов В1445 и В1485 наблюдается заметное расхождение результатов, полученных при «поточечной» записи спектра остаточной фотопроводимости (точки) и непрерывной развертке частоты излучения (сплошная кривая). Для этих образцов после выключения подсветки наблюдалось сравнительно быстрая (в течение нескольких секунд) релаксация отрицательной фотопроводимости к меньшему стационарному значению. В более легированном образце В1444 в коротковолновой части спектра также наблюдается характерное возрастание сопротивления, однако его оказывается недостаточно, чтобы преодолеть общую (имеющую место для всех частот излучения) тенденцию к падению сопротивления при подсветке образца.

Таким образом, в спектрах фотопроводимости легированных структур сохраняются все основные особенности присущие номинально нелегированным образцам. С ростом частоты света при $\hbar\omega > 1,3$ эВ наблюдается заметное увеличение сопротивления, особенно это заметно, как видно из Рис. 3.9, для образца В1485. В районе 1,75 эВ у менее легированных образцов В1445 и В1485 наблюдается максимум ООФП (у образца В1445 не сильно выраженный), который мы связываем с возбуждением электронов из валентной зоны в глубокие донорные состояния под Г-долиной в AlSb. Также заметен максимум ООФП при $\hbar\omega = 2,2$ эВ, который связан, по-видимому, с присутствием в исследованных в работе гетероструктурах специфических донорных центров, которые очевидно отсутствовали в образцах, исследовавшихся в работе [23].

Вместе с тем, очевидно, что в легированных структурах значительно сильнее относительный вклад процессов фотоионизации глубоких доноров, приводящих к ПОФП. По-видимому, это связано с тем, что помимо мелких донорных состояний [138] легирующая примесь (Te) может создавать в AlSb глубокие донорные уровни, состояния которых в наших гетероструктурах лежат ниже уровня Ферми (по-видимому, с ионизацией таких глубоких центров связан максимум ПОФП при $\hbar\omega = 1$ эВ — Рис. 3.9). В более сильно легированном образце B1444 процессы фотоионизации таких глубоких нейтральных доноров доминируют во всем исследованном диапазоне, и ООФП не наблюдается (см. Рис. 3.9). В образцах B1445 и B1485 с меньшей концентрацией доноров при $\hbar\omega > 1,5$ эВ фотопроводимость все же становится отрицательной, т. е. межзонная генерация электрон-дырочных пар с последующими захватом электронов ионизованными глубокими донорами и рекомбинацией дырок с электронами в квантовой яме

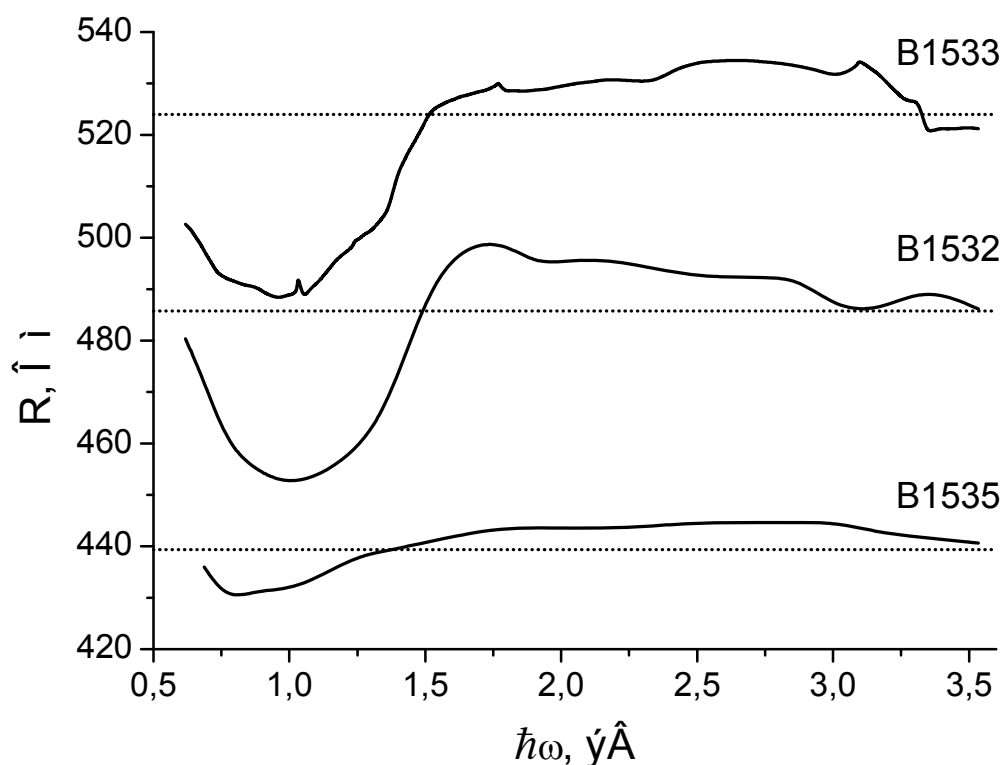


Рис. 3.10. Спектры фотопроводимости номинально нелегированных гетероструктур InAs/AlSb (образцы B1532, B1534 и B1535). Горизонтальными точечными линиями показаны темновые (после охлаждения до первого включения подсветки) значения сопротивлений образцов.

«пересиливает» процессы фотоионизации глубоких доноров (см. Рис. 3.9). При непрерывной подсветке значительная часть возбужденных при межзонных переходах электронов оказывается захваченной на ионизованные донорные центры в δ -слоях Te, расположенных достаточно близко от квантовой ямы InAs, что обуславливает их небольшое (относительно времени релаксации ООФП в нелегированных гетероструктурах) время жизни. После выключения подсветки в течение нескольких секунд захваченные такими центрами электроны «сливаются» в квантовую яму. Именно с этим и связано, на наш взгляд, сильное отличие величины ООФП и отрицательной фотопроводимости при непрерывной подсветке (точки и сплошные кривые образцов В1445 и В1485 на Рис. 3.9).

3.3.4. Спектры остаточной фотопроводимости в номинально нелегированных гетероструктурах InAs/AlSb с поверхностным слоем InAs

На Рис. 3.10 представлены спектры фотопроводимости в номинально нелегированных гетероструктурах В1532, В1534 и В1535. Так же, как и на Рис. 3.5, в длинноволновой области спектра наблюдается достаточно сильная ПОФП, однако в отличие от также номинально нелегированных образцов А856, А839, В824, А680 и А692, у которых в коротковолновой области спектра наблюдается большая ООФП, у этих образцов отрицательная фотопроводимость выражена очень слабо.

Образцы В1532, В1534 и В1535 отличаются от других тем, что поверх слоя GaSb был нанесен еще покрывающий слой InAs. Это позволяет предположить, что наблюдаемая отрицательная остаточная фотопроводимость обусловлена захватом фотовозбужденных электронов поверхностными донорами в GaSb (и рекомбинацией фотовозбужденных дырок с электронами в квантовой яме), которые отсутствуют в покрывающем слое InAs.

Глава 4. Циклотронный резонанс в гетероструктурах InAs/AlSb с квантовыми ямами

4.1. Обзор литературы

Как уже отмечалось в разделе 3.1.1, гетероструктуры InAs/AlSb обладают рядом замечательных свойств, например малой величиной эффективной массы ($0,03m_0$) и высокой подвижностью электронов. В добавлении к этому можно указать, что InAs обладает большим g-фактором электронов (-15), что позволяет значительно легче наблюдать эффекты, связанные со спином, в отличие от GaAs, в котором g-фактор составляет всего -0,4.

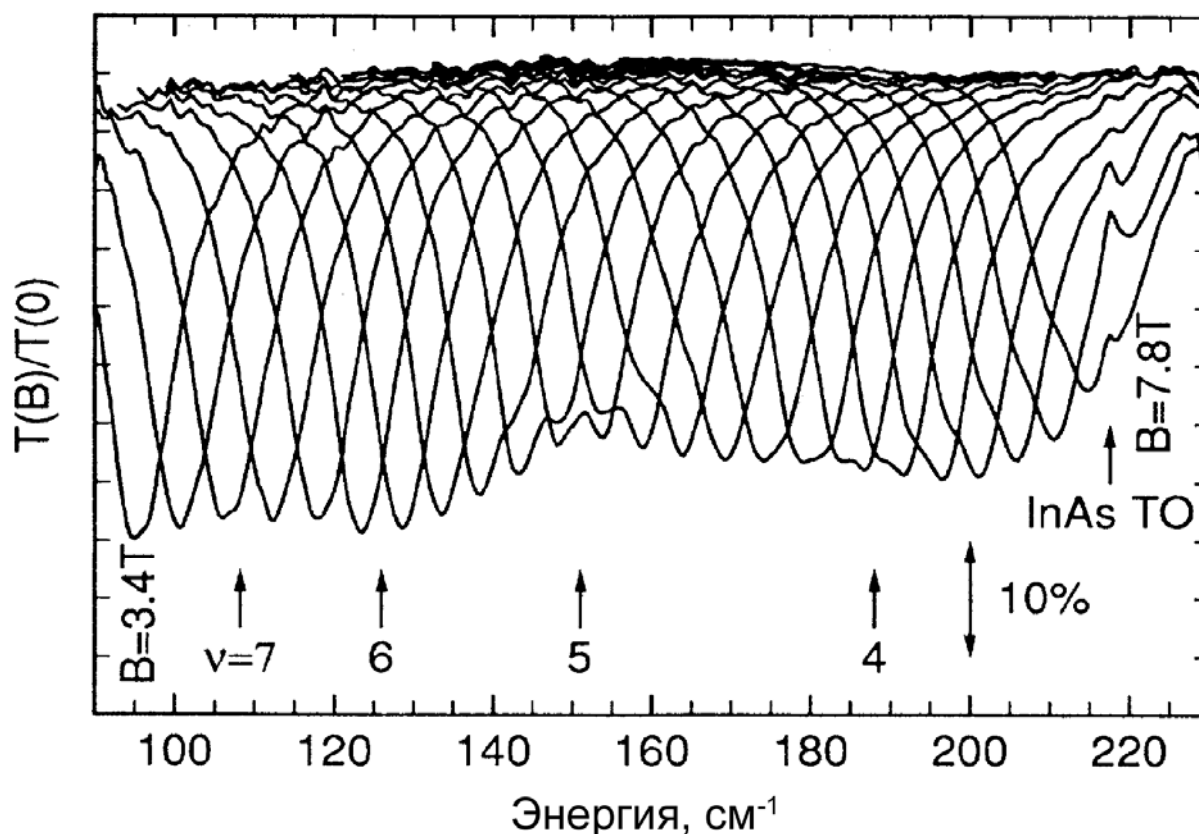


Рис. 4.1. Нормированные спектры пропускания, снятые с шагом 0,2 Т в гетероструктуре InAs/AlSb. Из работы [24].

Исследование циклотронного резонанса является эффективным методом для определения различных свойств двумерного электронного газа. Этот метод широко использовался для исследования различных систем: Si/SiO₂ [139], КЯ InAs/GaSb [140], гетероструктуры GaAs/AlGaAs [141, 142, 143, 144]. На примере

гетеросистемы GaAs/AlGaAs было показано, что исследование ЦР позволяет выявить эффекты непараболичности, проявляющиеся в том, что электроны с большей энергией имеют большую эффективную массу [141].

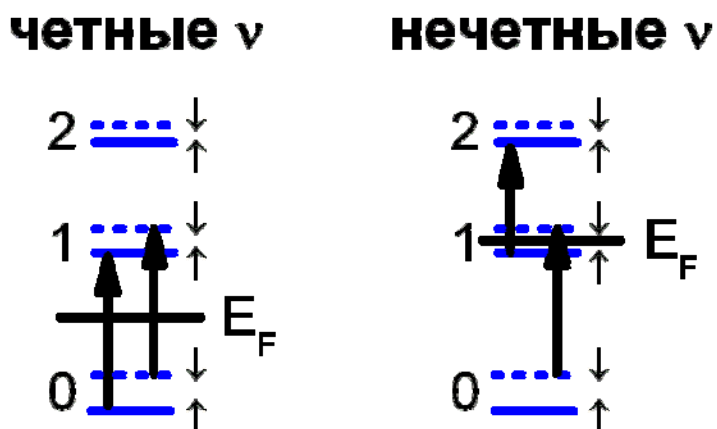


Рис. 4.2. Схема уровней Ландау, поясняющая возникновение расщепления линии ЦР при чётных и нечётных значениях фактора заполнения.

Первые исследования ЦР в гетероструктурах InAs/AlSb были проведены в работах [20, 22, 24, 25]. В работах [24, 25] независимо были проведены исследования ЦР в гетероструктурах InAs/AlSb в квантующих магнитных полях. Было обнаружено расщепление линий ЦР, причём это расщепление коррелировало с фактором заполнения уровней Ландау ν (Рис. 4.1). Объяснение этого эффекта состоит в следующем. На (Рис. 4.2) показаны три нижних пары уровней Ландау электронов. Уровень Ферми определяет, какие из уровней Ландау оказываются заселенными в заданном магнитном поле. В зависимости от того будет ли фактор заполнения (ν) чётным или нечётным в спектрах ЦР могут наблюдаться разные особенности. Поскольку циклотронные переходы происходят между уровнями Ландау с сохранением направления спина, то при чётном факторе заполнения переходы между состояниями со спином вверх и между состояниями со спином вниз будут происходить между одними и теми же уровнями Ландау $n-1$ и n (Рис. 4.2a). В случае же нечётных ν переходы будут происходить между уровнями Ландау $n-1$ и n для спина вверх и между n и $n+1$ для спина вниз (Рис. 4.2b). Т.е. в первом случае разность энергий циклотронных переходов будут определяться только разницей величин спинового расщепления n -го и $n-1$ -го уровней Ландау, а во втором случае определяющим фактором будет разность энергий перехода между

$n+1$ и n и перехода между n и $n-1$ уровнями Ландау. В общем случае из-за непараболичности зоны проводимости разность энергий циклотронных переходов во втором случае значительно больше и в спектрах ЦР в области нечётных ν должно наблюдаться сильное расщепление линии ЦР, а в области чётных ν — слабое. Именно такая зависимость наблюдалась в работах [24, 25].

Исследования ЦР в слабых магнитных полях, в которых выполняется условие $\hbar\omega_c \ll E_F$, проводились в работах [21, 22]. В работе [21] исследовалась зависимость циклотронной массы от концентрации электронов в КЯ InAs. Концентрация в структурах менялась за счёт эффекта остаточной фотопроводимости (см. раздел 3.1.2) при освещении светом различных длин волн (Рис. 4.3). Типичные величины циклотронных масс в образце с толщиной квантовой ямы 150 Å и концентрацией 10^{11} см⁻² составили $0,037m_0$. Было показано, что величина циклотронной массы возрастает с ростом концентрации. Этот эффект связывался непараболичностью зоны проводимости в InAs.

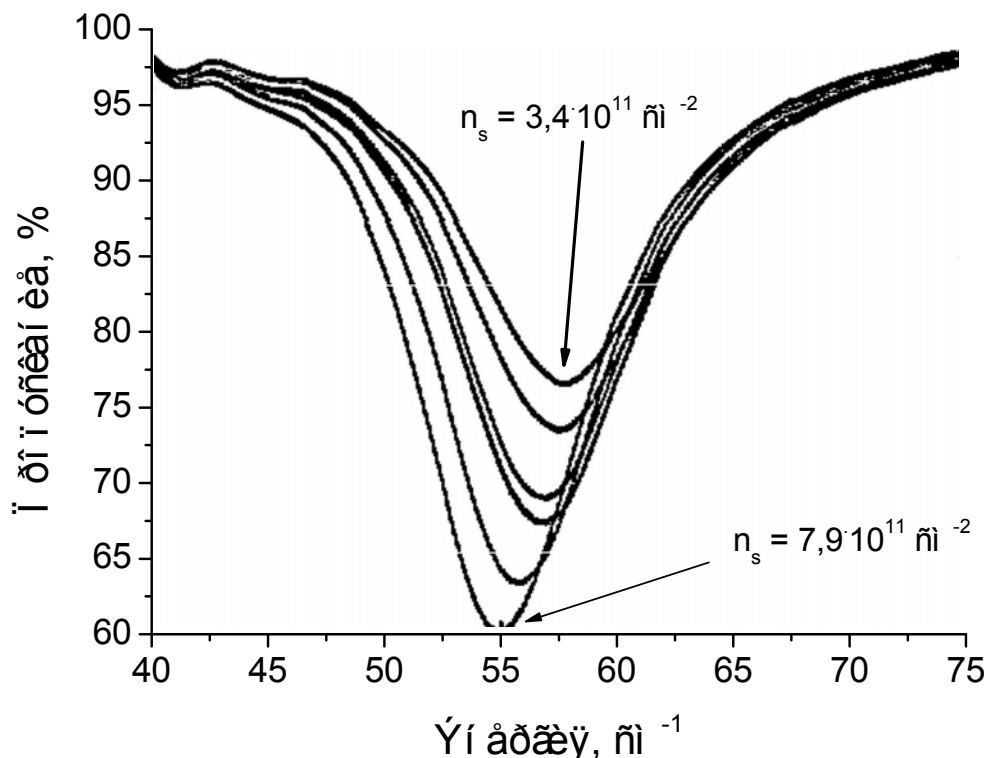


Рис. 4.3. Нормированные спектры пропускания в гетероструктуре InAs/AlSb, снятые в магнитном поле 2 Т при подсветке (Из работы [21]). Видно, что в ростом концентрации пик ЦР смещается влево, что означает увеличение циклотронной массы.

ЦР изучался также в работе [145]. Авторы обнаружили сильное расщепление линий ЦР (13 см^{-1} в спектре снятом при энергии 150 см^{-1} , что примерно в 5 раз больше, чем наблюдавшееся в работах [24, 25]), которое не коррелировало с фактором заполнения уровней Ландау. Это указывало на то, что данное расщепление не связано с непараболичностью зоны проводимости в InAs. Авторы также отмечают, что в исследуемых в работе [145] структурах заполнена электронами только нижняя подзона размерного квантования и отличие циклотронной массы во второй подзоне не может объяснять наблюдаемое расщепление. Все эти аргументы позволяют авторам [145] сделать вывод, что наблюдаемое расщепление линии ЦР в гетероструктурах InAs/AlSb связано с эффектом Рашбы [146]. Этот вывод подтверждался измерениями в осцилляциях Шубникова-де-Гааза, что указывало на наличие встроенного электрического поля. Из этих измерений и измерений ЦР была определена константа спин-орбитального взаимодействия $\alpha_{\text{с. о.}}$, составившая около $3,5 \cdot 10^{-9}$ эВ·см.

Расчёты величин циклотронных масс в гетероструктурах InAs/AlSb в зависимости от магнитного поля проводились во многих работах, в которых исследовался ЦР в этих структурах [21, 22, 24, 25]. Однако во всех этих работах расчёт выполнялся в рамках квазиклассического приближения. Для получения хорошего согласия эксперимента с теорией в расчёт вводились дополнительные поправки, описывающие непараболичность закона дисперсии, напряжение слоев гетероструктуры, проникновение волновых функции электронов в барьер и пр. Только в единственной работе [147] был выполнен расчёт уровней Ландау и циклотронных масс, основанный на решении уравнения Шрёдингера в магнитном поле. Использовался гамильтониан 8×8 , в котором учитывались взаимодействие зоны проводимости, подзон лёгких и тяжёлых дырок и спин-отщепленной дырочной подзоны. Использовалось аксиальное приближение. Данный расчёт хорошо описывал результаты исследования ЦР в квантующих магнитных полях, выполненных в работах [24, 25], однако форма представления результатов расчёта не позволяет использовать их для гетероструктур InAs/AlSb с другими параметрами.

4.2. Методика исследований

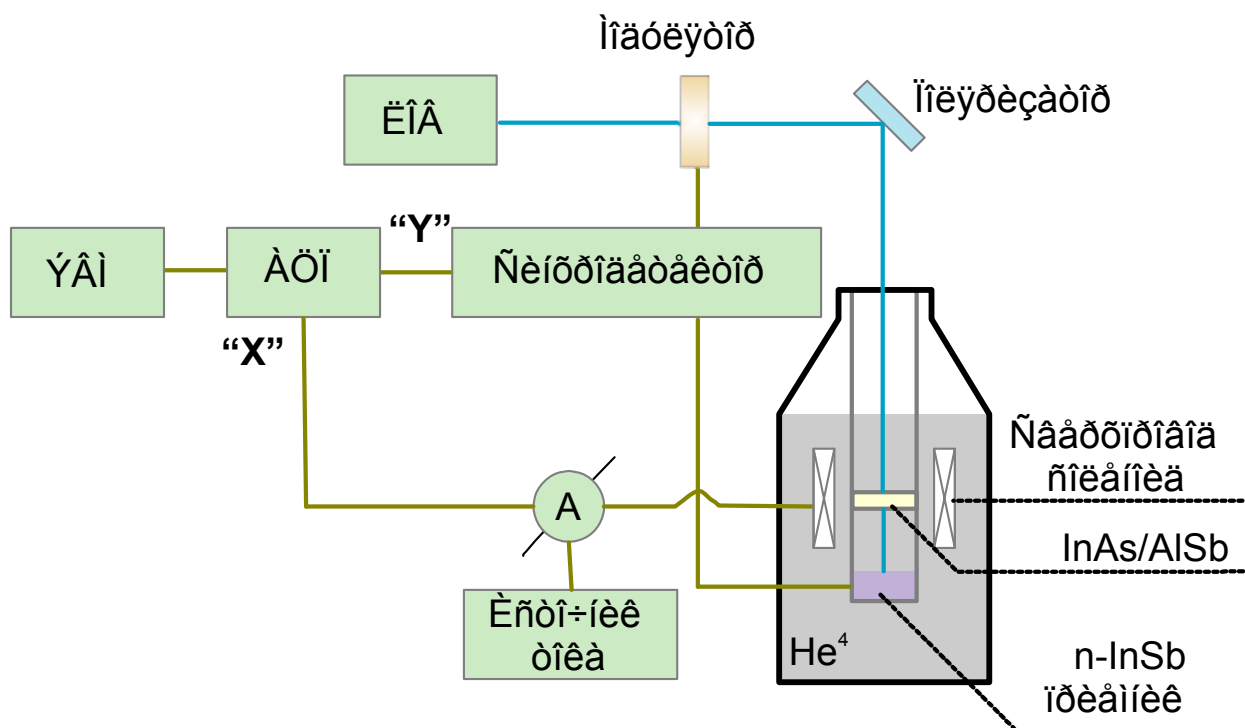


Рис. 4.4. Блок-схема установки для измерения циклотронного резонанса при модуляции субмиллиметрового излучения.

4.2.1. Методика исследования ЦР в слабых магнитных полях

Для исследования ЦР в гетероструктурах InAs/AlSb использовалась установка, блок-схема которой показана на Рис. 4.4. Для исследования ЦР использовались образцы квадратной формы размерами $5 \times 5 \text{ мм}^2$ с двумя полосковыми омическими контактами. Образцы размещались в криомагнитной вставке, помещаемой в транспортный гелиевый сосуд Дьюара СТГ-40. В качестве источников излучения использовались две лампы обратной волны ОВ-30 и ОВ-74, перекрывающие диапазоны частот 160—340 ГГц и 490—710 ГГц соответственно. Измерения проводились при $T = 4,2 \text{ К}$ при постоянной частоте излучения ЛОВ и развертке магнитного поля, направленного перпендикулярно поверхности образцов и параллельно направлению распространению излучения ЛОВ. Излучение модулировалось с помощью механического прерывателя ($f \sim 200 \text{ Гц}$). Прошедшее через структуру излучение детектировалось приемником n-InSb. Использовалась стандартная схема синхронного детектирования, сигнал с выхода синхродетектора оцифровывался аналого-цифровым преобразователем и записывался в ЭВМ как

функция магнитного поля. Для уменьшения эффектов интерференции подложки образцов стачивались на клин с углом 2° . Для некоторых образцов проводились измерения осцилляций субмиллиметровой фотопроводимости, которые аналогичны осцилляциям Шубникова-де Газа, с целью определения концентрации 2D электронов (см. [148]).

4.2.2. Методика исследования ЦР в квантующих магнитных полях

Образцы располагались в световодной вставке в гелиевом криостате в центре сверхпроводящего соленоида, все измерения проводились при температуре $T = 4,2$ К. Исследования ЦР проводились в Лаборатории сильных магнитных полей в Гренобле с помощью фурье-спектрометра BRUKER 113V. Магнитное поле было направлено перпендикулярно поверхности образцов. Для уменьшения интерференционных эффектов подложки образцов стачивались на клин с углом 2° . Прошедшее через структуру излучение детектировалось с помощью кремниевого болометра. Все спектры пропускания, измеренные в магнитном поле, нормировались на спектр в нулевом магнитном поле. Кроме того измерялось магнитосопротивление образцов в двухконтактной геометрии.

4.3. Исследования циклотронного резонанса в гетероструктурах InAs/AlSb

4.3.1. Расчёт уровней Ландау

Для описания наблюдаемых спектров циклотронного резонанса как в слабых, так и в квантующих магнитных полях в гетероструктурах InAs/AlSb С. С. Криштопенко совместно с В. Я. Алёшкиным были проведены теоретические расчёты электронных спектров. В случае слабых магнитных полей находились зависимости циклотронной массы на уровне Ферми от концентрации двумерных носителей. В случае квантующих магнитных полей вычислялись уровни Ландау в КЯ InAs и находились энергии соответствующих циклотронных переходов.

4.3.1.1 Слабые магнитные поля

Для расчетов электронного спектра использовалась модель Кейна [149], в которой гамильтониан строится сразу для зоны проводимости и сложной валентной зоны, а взаимодействие с другими более удаленными зонами учитывается по теории возмущений [30]. Для описания электронных состояний в зоне проводимости можно пренебречь квадратичными по k компонентами гамильтониана в валентных подзонах, поскольку закон дисперсии электронов определяется членами гамильтониана, пропорциональными квадрату волнового вектора. Учитывая деформационные поправки к гамильтониану и переходя к базису, приведённому в работе [150], гамильтониан можно привести к блочному виду

$$H = \begin{pmatrix} H^+ & 0 \\ 0 & H^- \end{pmatrix}. \quad (4.1)$$

Волновая функция будет иметь вид

$$\Psi = \begin{pmatrix} \Psi^+ \\ \Psi^- \end{pmatrix}, \quad (4.2)$$

где Ψ_{\pm} удовлетворяет уравнениям

$$H_{\pm} \Psi_{\pm} = E \Psi_{\pm}. \quad (4.3)$$

Спектр двукратно вырожден, т.к. H_{\pm} соответствуют одинаковые энергии.

Модель Кейна не работает непосредственно в области гетерограницы, толщина которой порядка межатомного расстояния. Поэтому по обе стороны от

гетерограницы движение электрона можно описать с помощью огибающей волновой функции, а на гетерогранице произвести сшивание этих функций. Граничные условия должны обеспечивать сохранение числа частиц (плотности тока вероятности) при переходе через гетерограницу. Кроме того, вследствие трансляционной инвариантности кристалла должна сохраняться проекция квазиимпульса на плоскость гетерограницы.

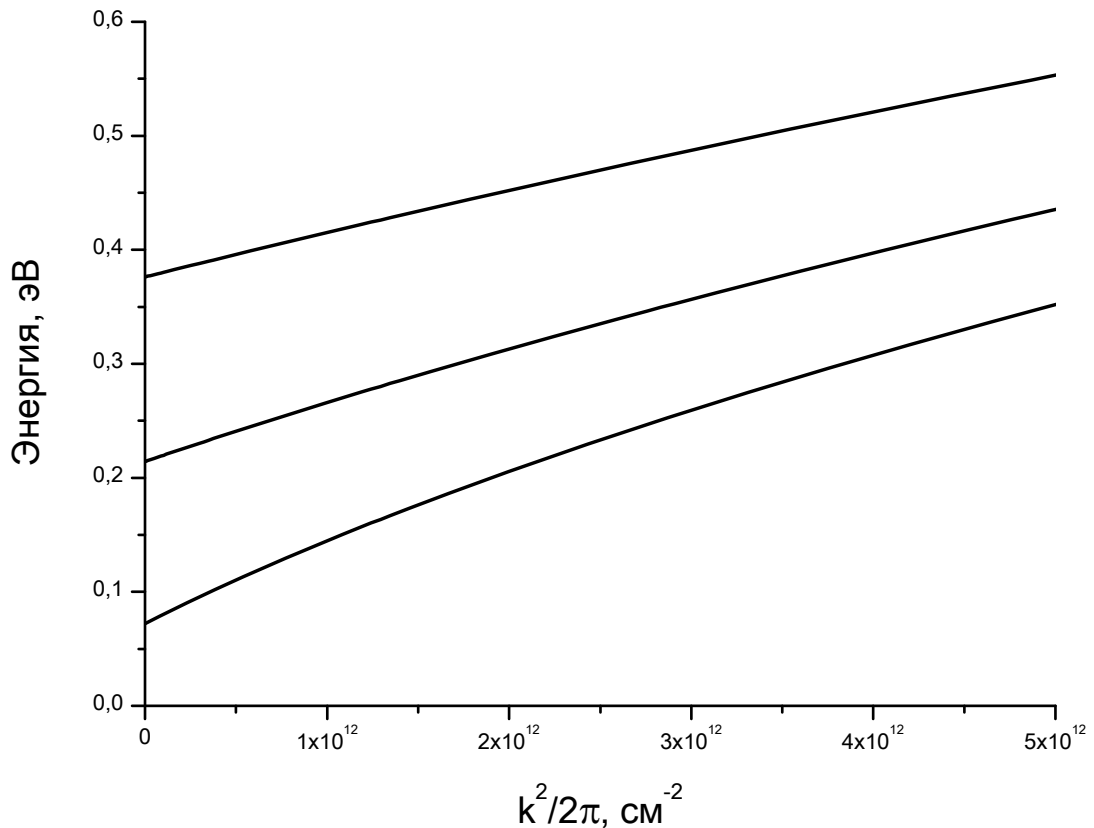


Рис. 4.5. Рассчитанная С. С. Криштопенко и В. Я. Алешкиным зависимость энергии для трёх нижних подзон размерного квантования от квадрата волнового вектора для трёх нижних подзон размерного квантования в гетероструктуре InAs/AlSb с толщиной КЯ 150 Å.

Для нахождения уровней энергии в квантовой яме используется метод матрицы переноса, который предполагает замену реального потенциала кусочно-постоянным. В этом случае пренебрегается искажением профиля квантовой ямы вызванного наличием «встроенного» электрического поля — поля пространственно разделённых примесных ионов и двумерных электронов в квантовой яме (т.е. яма считается прямоугольной). Волновую функцию в каждом слое в этом случае можно представить в виде суммы падающих и отраженных волн, а амплитуды в

соседних слоях будут связаны граничными условиями. Такой способ описания представляется наиболее адекватным для нелегированных образцов с относительно малой концентрацией двумерных электронов в квантовой яме.

Решая уравнение (4.3), находятся дисперсионные зависимости энергии электрона, находящегося в n -ой подзоне от волнового вектора k (Рис. 4.5). Приведённый график иллюстрирует непараболический характер закона дисперсии электронов в зоне проводимости в квантовой яме InAs.

После нахождения дисперсионных зависимостей можно вычислить циклотронную массу, используя выражение

$$m_c(k) = \hbar^2 k \left(\frac{d\varepsilon}{dk} \right)^{-1} \quad (4.4)$$

При гелиевых температурах функцию распределения электронов с хорошей степенью точности можно заменить распределением электронов при $T = 0$ К. В этом случае концентрация двумерных электронов равна

$$n_s = \frac{2}{(2\pi)^2} \int \frac{d^2 \vec{k}}{1 + \exp\left(\frac{E(\vec{k}) - E_F}{k_B T}\right)} \approx \frac{k_F^2}{2\pi} \quad (4.5)$$

Результаты расчета циклотронной массы электронов представлены на Рис. 4.9. Возрастание циклотронной массы при увеличении волнового вектора также свидетельствует о непараболическом законе дисперсии электронов в зоне проводимости.

4.3.1.2 Квантующие магнитные поля

Вычисление электронного спектра проводилось в восьмизонной модели Кейна с учётом слагаемых, определяющих влияние деформации [30] и g -фактор в валентной зоне [151]. Все предположения о профиле потенциальной ямы и вид граничных условий, использованных при квазиклассическом подходе, остаются в силе. Считая магнитное поле направленным вдоль оси гетероструктуры — оси z , вводятся операторы a, a^+ :

$$\begin{aligned} a^+ &= \frac{L}{\sqrt{2}}(k_x + ik_y) = \frac{L}{\sqrt{2}}k_+, & k_x &= -i\frac{\partial}{\partial x} + \frac{e}{\hbar c}A_x \\ a &= \frac{L}{\sqrt{2}}(k_x - ik_y) = \frac{L}{\sqrt{2}}k_-, & k_y &= -i\frac{\partial}{\partial y} + \frac{e}{\hbar c}A_y \end{aligned}, \quad L = \sqrt{\frac{\hbar c}{eH}} \quad (4.6)$$

Упрощение сводилось к пренебрежению в гамильтониане Кейна слагаемыми пропорциональными квадрату волнового вектора, которые учитывались в первом порядке теории возмущений. В расчётах использовался базис, приведённый в [152].

Также как и в предыдущем случае для нахождения электронного спектра в квантовой яме удобно использовать метод матрицы переноса.

Результаты расчета уровней Ландау для трех нижних подзон размерного квантования от магнитного поля в гетероструктуре AlSb/InAs с толщиной квантовой ямы 150 Å, приведены на Рис. 4.6. Структура имеет параметр решетки в плоскости роста равный параметру решетки AlSb. Нуль энергии выбран на дне зоны проводимости InAs (без учета энергии размерного квантования). В слабых полях уровни энергии совпадают с результатами квазиклассического расчёта.

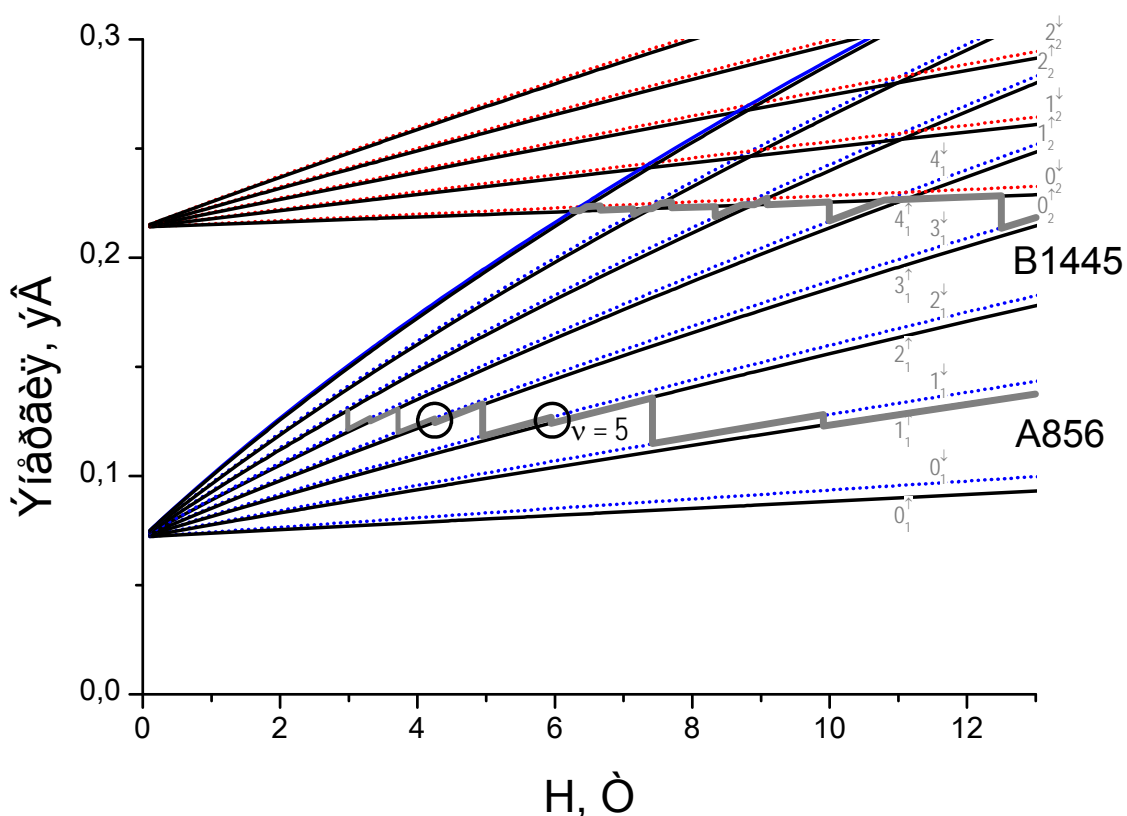


Рис. 4.6. Уровни Ландау первых двух подзон размерного квантования в КЯ InAs шириной 150 Å. Первая цифра в обозначении соответствует номеру уровня, верхний индекс указывает направление спина, нижний — номер подзоны размерного квантования. Жирными линиями показаны положения уровня Ферми для двух структур.

Кратность вырождения уровня Ландау определяется только величиной магнитного поля:

$$n_s^1 = \frac{eB}{hc}. \quad (4.7)$$

Таким образом, зная концентрацию двумерных электронов, можно определить положение уровня Ферми для заданного магнитного поля.

4.3.2. Циклотронный резонанс в слабых магнитных полях

Параметры исследованных образцов представлены в Табл. 4.1 в порядке возрастания концентрации 2D электронного газа. Наряду с полной концентрацией, определенной из измерений эффекта Холла n_s^{Hall} , в таблице представлены концентрации электронов в первой, второй и третьей подзонах размерного квантования, определенные с помощью фурье-анализа осцилляций Шубникова-де-Гааза n_s^{SdH} и осцилляций субмиллиметровой фотопроводимости n_s^{PC} . Наиболее высокие значения подвижностей ($\sim 4 \cdot 10^5$ см²/В·с) наблюдались в нелегированных образцах №№ А856, А839, В824 с типичными значениями концентрации носителей $(6 \div 9) \cdot 10^{11}$ см⁻². В таких структурах подвижность ограничивается дальнедействующим потенциалом удаленных ионизованных примесей, который экранируется носителями заряда [134]. В номинально нелегированных образцах «поставщиками» электронов в КЯ InAs являются поверхностные доноры в покрывающем слое GaSb [23] и глубокие доноры в объеме барьерных слоев Al(Ga)Sb [117, 116]. В селективно легированных образцах №№ В1444—В1446, В001 подвижность постепенно уменьшается с ростом концентрации электронов, вследствие рассеяния на ионизованных донорах в дельта-слоях. Как можно заметить из Табл. 4.1, для образцов А856, А839, В824 концентрации электронов, определенные по эффектам Холла и Шубникова-де-Гааза несколько отличаются. Данное расхождение связано, скорее всего, с существованием канала проводимости, параллельного КЯ InAs, а не с заполнением второй подзоны размерного квантования. Как показывает спектральный анализ осцилляций Шубникова — де Газа в селективно легированных образцах В1444 и В1145, заполнение второй подзоны начинается лишь при $n_s \approx 1,2 \cdot 10^{12}$ см⁻² (см. Табл. 4.1).

Типичные спектры ЦР представлены на Рис. 4.7 и Рис. 4.8. Следует отметить, что подвижность электронов, определенная непосредственно по полуширине

линии ЦР (см. формулу (1.26) на стр. 56), для большинства представленных спектров значительно меньше, чем подвижность, полученная из измерений эффекта Холла и проводимости (см. Табл. 4.1). Это связано с насыщением циклотронного поглощения, обусловленным высокой подвижностью и/или большой концентрацией носителей в исследуемых образцах. Значения циклотронных масс электронов

$$m_c = \frac{eH_{res}}{2\pi fc}, \quad (4.8)$$

определенные по величине резонансного магнитного поля H_{res} , представлены в Табл. 4.1.

Табл. 4.1. Параметры исследованных нелегированных (№№ А1170 — В824) и селективно легированных (В1445 — В001) образцов.

Образец	n_s^{Hall} 10^{12} , $см^{-2}$	n_s^{1SdH} 10^{12} , $см^{-2}$	n_s^{2SdH} 10^{12} , $см^{-2}$	n_s^{3SdH} 10^{12} , $см^{-2}$	n_s^{IPC} 10^{12} , $см^{-2}$	μ_s 10^5 $см^2/В \cdot$ $см$	μ_{CR} , 10^5 с $м^2/В \cdot$ $м$	m_c/m_0
А1170	-	-	-	-	0,27	-	0,45	0,029 — 0,031
А856	0,65	0,64	-	-	0,63	3,9	0,6 — 1,6	0,032 — 0,036
А839	0,68	0,66	-	-	0,67	2,5	0,4 — 1,6	0,033 — 0,037
В824	0,95	0,83	-	-	0,82	4,4	0,5 — 1,6	0,034 — 0,036
В1445	2,4	1,8	0,6	-	-	1,0	0,4	0,042 — 0,045
В1444	3,2	2,2	1,0	-	-	0,63	0,4	0,042 — 0,044
В1446	4,3	2,8	1,5	-	-	0,53	0,4	0,044 — 0,048
В001	8,3	4,3	3,4	0,6	-	0,4	0,2	0,054 — 0,060

Прослеживается заметное возрастание эффективной массы с ростом концентрации (и, соответственно, энергии Ферми). Такое возрастание типично для полупроводников с непараболическим законом дисперсии и было достаточно подробно изучено для номинально нелегированных гетероструктур InAs/AlSb с КЯ [21]. Для интерпретации полученных результатов С. С. Криштопенко и В. Я. Алёшкиным были проведены расчеты циклотронных масс на уровне Ферми (формула (4.4)) в рамках описанной в разделе 4.3.1.1 упрощенной модели Кейна.

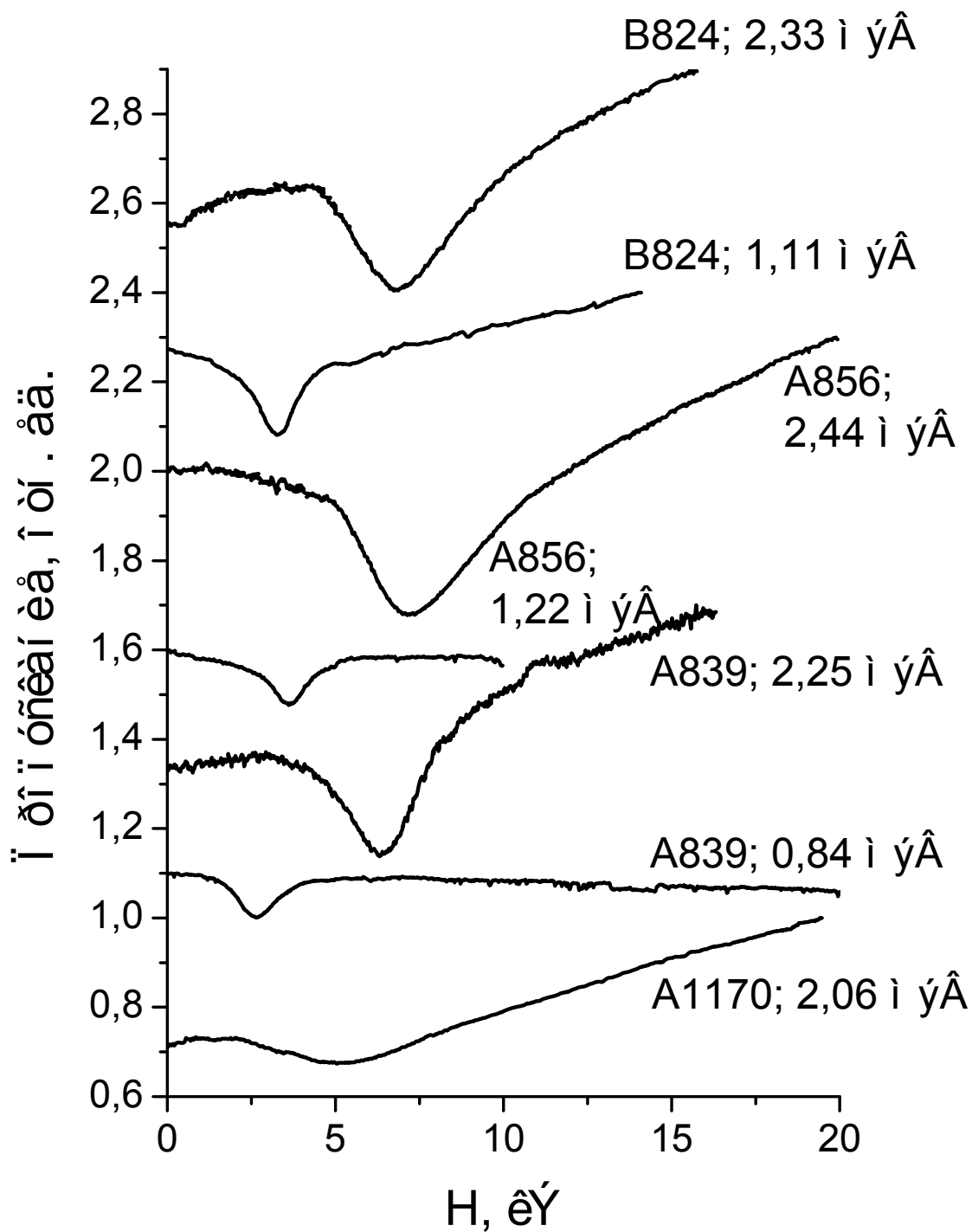


Рис. 4.7. Типичные спектры циклотронного резонанса в номинально нелегированных гетероструктурах InAs/AlSb. После номера образца указана энергия излучения ЛОВ, при которой был получен данный спектр.

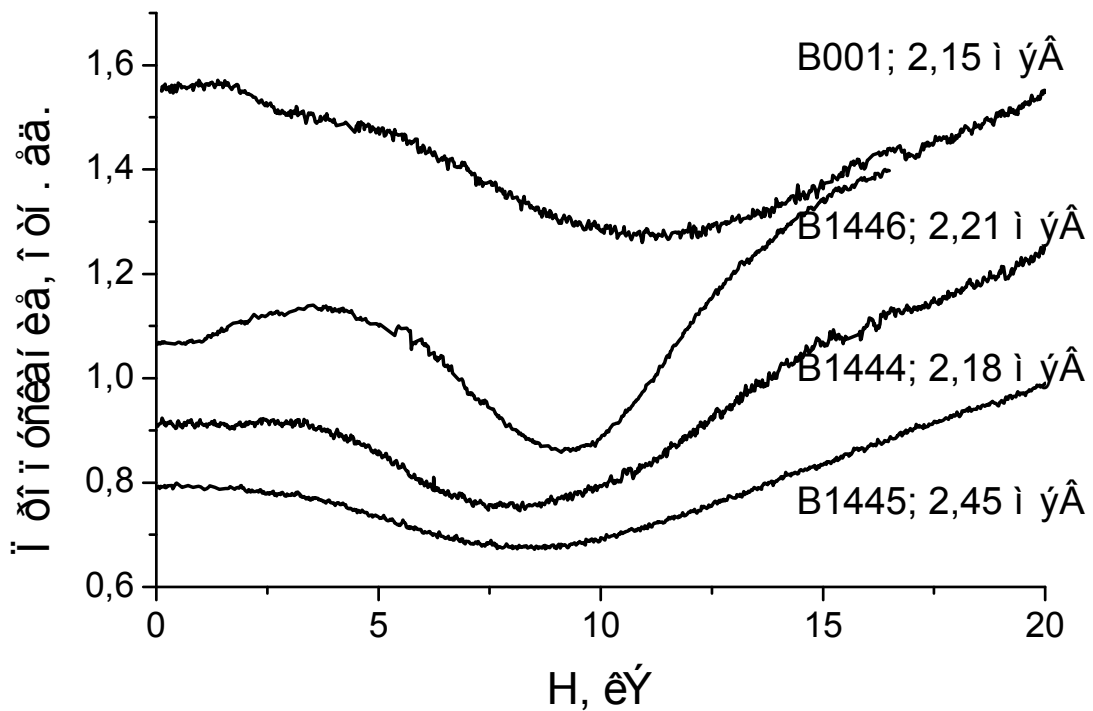


Рис. 4.8. Типичные спектры циклотронного резонанса в легированных гетероструктурах InAs/AlSb. После номера образца указана энергия излучения ЛОВ, при которой был получен данный спектр.

На Рис. 4.9 представлены измеренные значения циклотронных масс электронов от концентрации носителей в первой подзоне, а также рассчитанные зависимости циклотронной массы для квантовых ям InAs шириной 150 Å. Как видно из этого рисунка, имеется хорошее согласие теоретического расчёта с экспериментальными данными.

Таким образом, впервые были исследован циклотронный резонанс носителей заряда в КЯ InAs/AlSb в широком диапазоне концентраций.

Стоит отметить, что квазиклассический подход, в рамках которого был сделан расчёт зависимости циклотронной массы от концентрации, справедлив только при выполнении условия малости циклотронной энергии по сравнению с энергией Ферми, что заведомо выполнено только в относительно слабых магнитных полях. Особый интерес представляет описание циклотронных переходов в таких областях, где нарушается условие квазиклассического движения электронов, такие магнитные поля обычно называют квантующими.

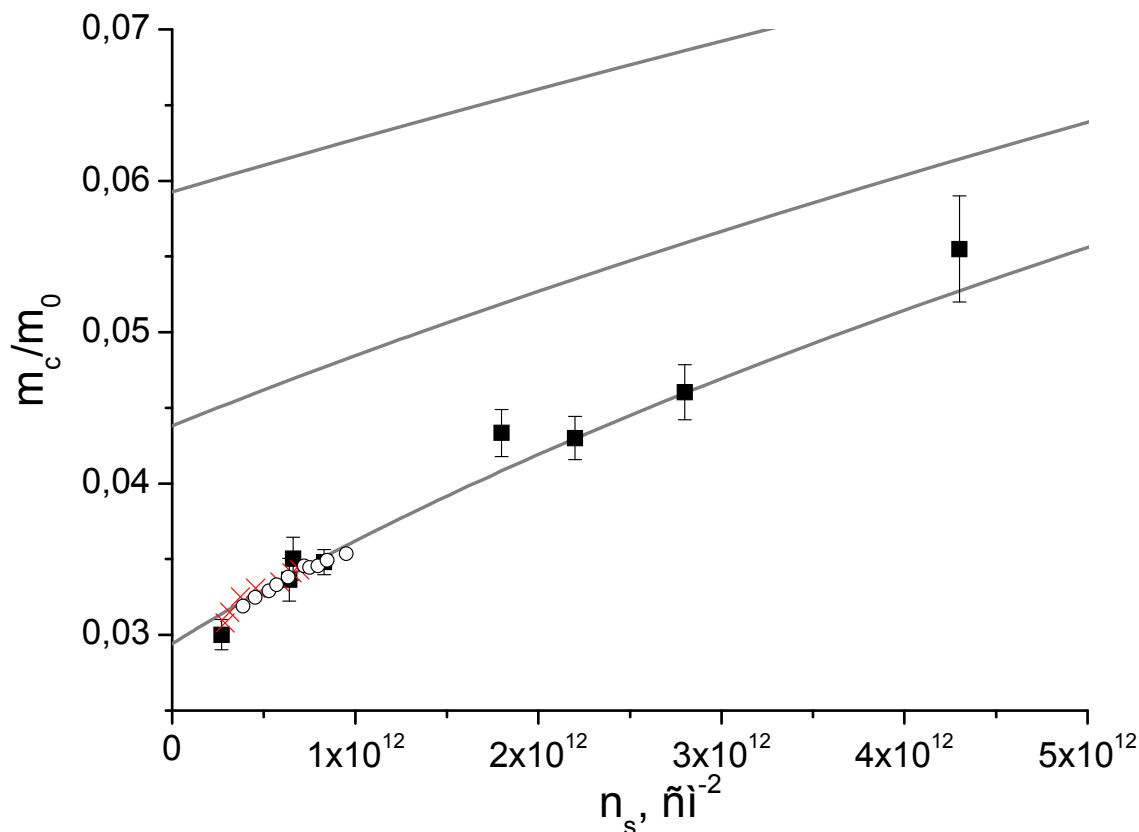


Рис. 4.9. Зависимость циклотронной массы от концентрации. Сплошные линии — теоретический расчёт для первых трёх подзон КЯ InAs. Квадраты — измерения образцов с различной концентрации без подсветки. Кресты — измерения образца В824 при подсветке синим светодиодом. Точки — данные из работы [21].

4.3.3. Циклотронный резонанс в квантующих магнитных полях

На Рис. 4.10 показана зависимость сопротивления образца А856 от магнитного поля (которое в достаточно сильных полях практически совпадает с холловским). По этим измерениям можно определить концентрацию носителей в образце (по величине холловского сопротивления в полях до возникновения ступеней квантового эффекта Холла и по периоду ступеней в обратном поле). Для данного образца она составила $7,1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, что несколько больше, чем концентрация, определённая для других образцов, выколотых из той же гетероструктуры, по измерениям осцилляций Шубникова-де-Гааза (см. Табл. 4.1).

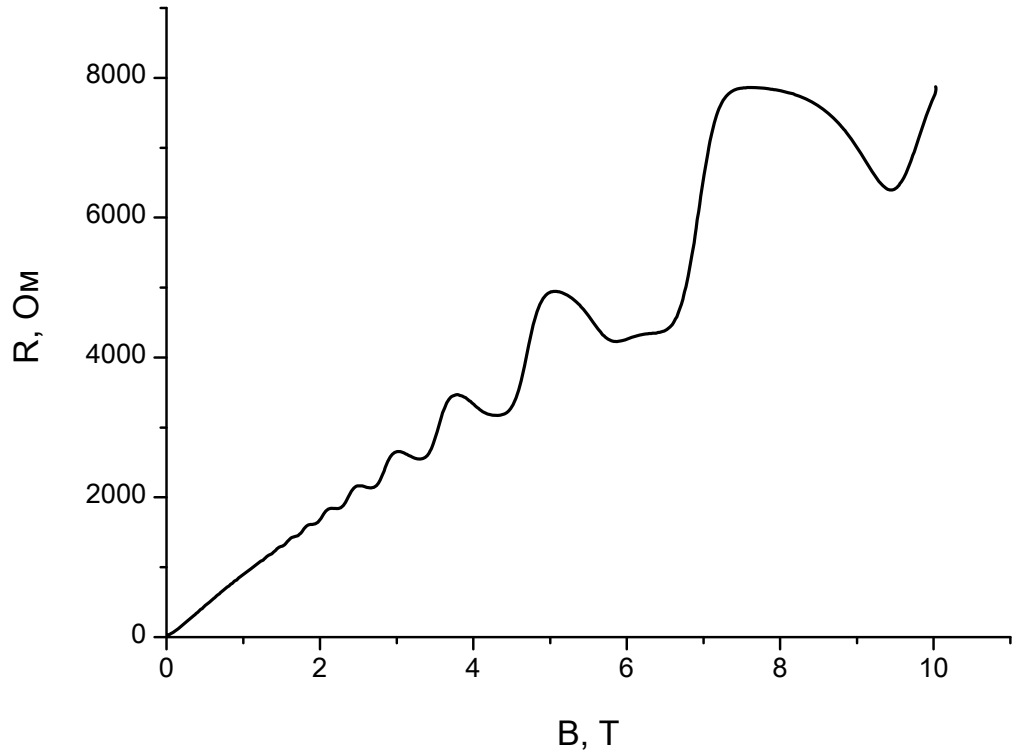


Рис. 4.10. Зависимость сопротивления от магнитного поля в образце №A856.

На Рис. 4.11 представлены спектры ЦР для номинально нелегированного образца A856. Видно, что значительное расщепление линии ЦР наблюдается при нечётных значениях фактора заполнения уровней Ландау $\nu = 5, 7$, что типично для непараболической зоны (см. раздел 4.1, Рис. 4.2). На Рис. 4.6 жирными линиями показано рассчитанное, исходя из измеренной концентрации электронов, положение уровня Ферми для образцов A856 и B1445. Видно, что для образца A856 поля 5,9 Тл и 4,3 Тл (в которых расщепление линии ЦР максимально) соответствуют отмеченным кружками скачкам уровня Ферми с 5-го на 6-ой и с 7-го на 8-ой уровни Ландау, т.е. нечетным значениям фактора заполнения $\nu = 5$ и $\nu = 7$.

Табл. 4.2. Экспериментальные и теоретические значения энергий циклотронных переходов в образце A856.

B, T	Низкочастотный пик, мэВ (эксп.)	Высокочастотный пик, мэВ (эксп.)	Низкочастотный пик, мэВ (теор.)	Высокочастотный пик, мэВ (теор.)
3	10,2	-	10,2	9,9
4,25	14,0	14,4	13,9	14,5
5,6	18,4	19,2	18,5	19,2
5,9	19,3	20,3	19,3	19,8
6,2	20,3	21,1	20,1	21,3

Теоретические и экспериментальные энергии циклотронных переходов для некоторых значений магнитных полей представлены в Табл. 4.2. Видно, что наблюдается хорошее согласие между экспериментальными результатами и теоретическими расчётами.

На Рис. 4.12 представлены спектры ЦР в легированном образце, в котором заполнены первые две подзоны размерного квантования. В спектре ЦР при $B = 8,75$ Тл наблюдается большое расщепление линии составляющее 20 см^{-1} ($2,5 \text{ мэВ}$). В отличие от образца А856, в котором обе компоненты расщепленной линии ЦР имеют сравнимые амплитуды, здесь амплитуда «левого» пика всегда меньше чем «правого», что позволяет связать его с ЦР электронов во 2-ой подзоне размерного квантования, в которой концентрация электронов в 3 раза меньше, чем в 1-ой (см. Табл. 4.1).

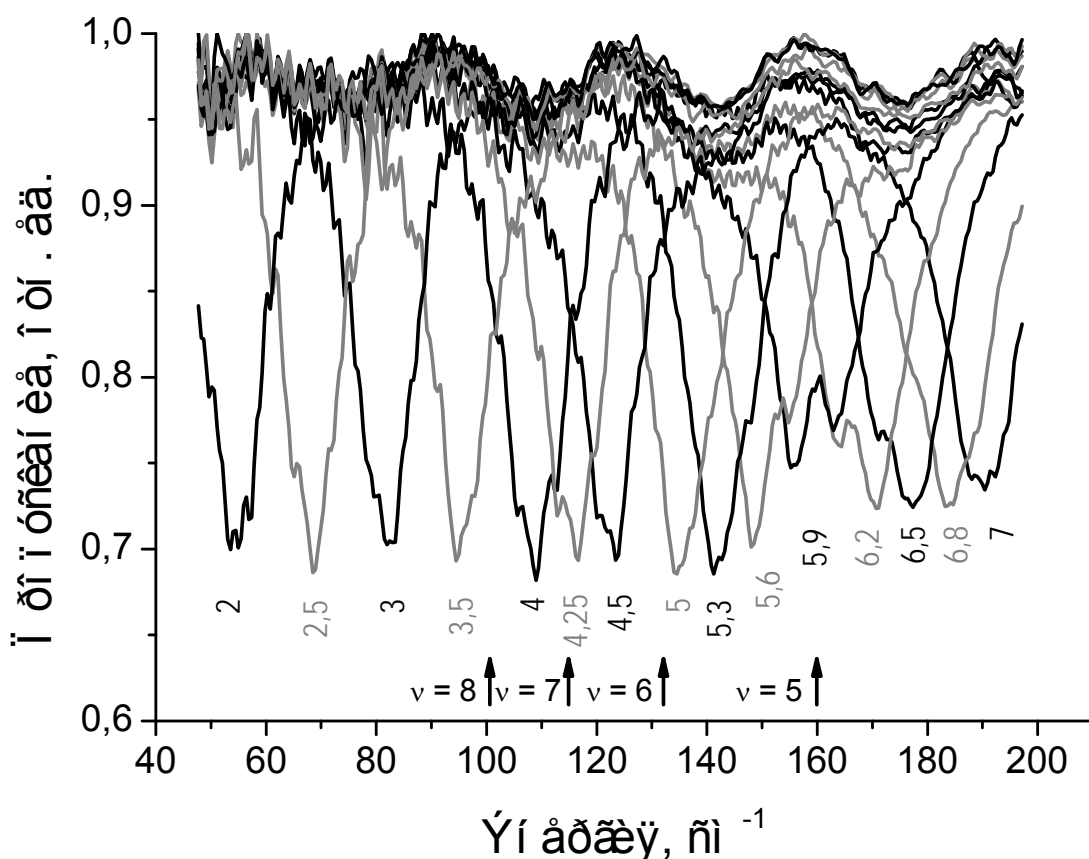


Рис. 4.11. Спектры ЦР в нелегированной структуре А856. Под линиями указаны значения магнитных полей в Тесла. Стрелками указаны магнитные поля, отвечающие целочисленным факторам заполнения уровней Ландау.

Расчёт уровней Ландау и энергии Ферми (Рис. 4.6) показывает, что в данном поле могут наблюдаться переходы между уровнями Ландау 1^й подзоны (с уровня 4₁ на уровень 5₁ и с уровня 5₁ на уровень 6₁), а также между уровнями 2^й подзоны (с уровня 0₂ на уровень 1₂). Расчёт показывает, что разница энергий переходов в 1^й подзоне, обусловленное непараболичностью зоны проводимости составляет лишь 1 мэВ, в то время как разница между энергиями переходов 4₁ → 5₁ и 0₂ → 1₂ составляет уже 2,1 мэВ. Это также свидетельствует о том, что наблюдаемое в поле 8,75 Т расщепление связано с разницей энергий переходов между уровнями Ландау первой и второй подзоны размерного квантования. Аналогичные рассуждения можно провести и для поля 7 Т.

Стоит отметить, что хотя расчёт энергий переходов даёт удовлетворительную величину расщепления линий ЦР в образце В1445, абсолютные значения переходов оказываются меньше наблюдаемых (для линии в поле 8,75 Тл рассчитанные значения 21,6 мэВ и 23,7 мэВ, в то время как экспериментальные значения составляют 22,4 мэВ и 24,9 мэВ). Возможно это связано с непрямоугольной формой КЯ InAs (т.е. с изгибом энергетических зон, вызванным наличием ионизованных доноров в барьерах AlSb), что не учитывалось в расчетах (естественно это искажение больше в легированном образце).

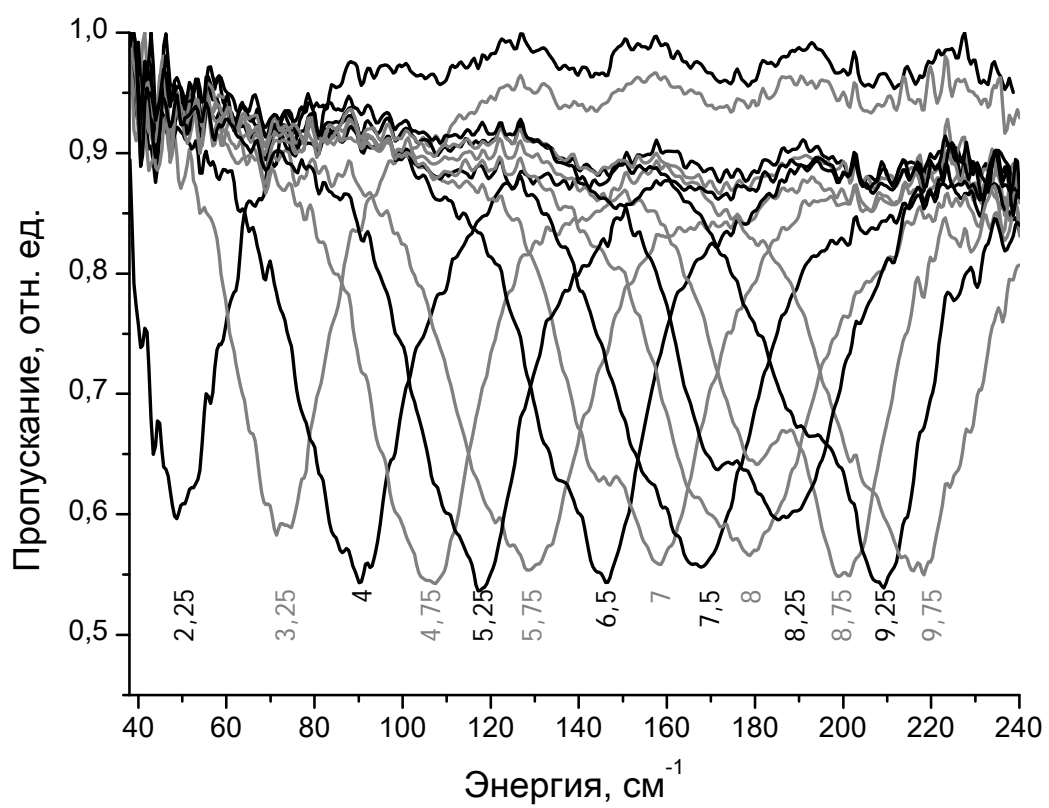


Рис. 4.12. Спектры ЦР в легированной структуре В1445. Под линиями указаны значения магнитных полей в Тесла.

Заключение

Основные результаты работы:

1. В спектрах субмиллиметрового (0,6—5 мэВ) магнитопоглощения в напряженных многослойных гетероструктур Ge/GeSi(111) с широкими слоями Ge ($d_{Ge} = 300—800 \text{ \AA}$, $d_{GeSi} \sim 200 \text{ \AA}$) и, соответственно, с малой величиной упругой деформации слоев при межзонном оптическом возбуждении обнаружены линии циклотронного резонанса 1L электронов ($T = 4,2 \text{ K}$). Измеренная величина эффективной массы 1L электронов в слоях GeSi ($x \sim 0,1$) составляет $m^* \sim (0,083 \pm 0,0005)m_0$, что превышает соответствующую величину в чистом Ge. Таким образом, прямо показано, что данные гетероструктуры являются структурами II типа в отличие от ранее изученных структур с более узкими слоями Ge (которые являются квантовыми ямами для 3L электронов), что связано в первую очередь с меньшей величиной упругой деформации слоев.
2. В гетероструктурах Ge/GeSi с различной шириной слоев Ge (квантовых ям для дырок) 120—800 \AA исследованы спектры ЦР дырок в квантующих магнитных полях ($\hbar\omega_c \gg kT$) при оптическом межзонном возбуждении носителей. В спектрах наблюдаются две линии ЦР, соответствующие переходам с двух нижних уровней Ландау дырок. Обнаружено, что в образцах с широкими квантовыми ямами ($d_{Ge} > 300 \text{ \AA}$) энергии переходов нелинейно зависят от магнитного поля, что связано с взаимодействием уровней Ландау первой и вышележащих подзон размерного квантования тяжелых дырок. В образце Ge/GeSi с наиболее широкими квантовыми ямами Ge ($d_{Ge} = 800 \text{ \AA}$) обнаружено явление межподзонного циклотронного резонанса: в спектрах ЦР наблюдаются линии поглощения, обусловленные переходами носителей с уровней Ландау 1-ой подзоны размерного квантования на уровни Ландау 3-ей и 5-ой подзон. Явление связано с взаимодействием и антипересечением уровней Ландау из разных подзон размерного квантования.
3. Разработан дифференциальный метод наблюдения примесного поглощения в полупроводниковых наноструктурах в терагерцовом диапазоне, основанный на межзонном оптическом возбуждении электронов и дырок и их захвате ионизованными донорами и акцепторами. Достоинством метода применительно

к гетероструктурам Ge/GeSi является значительное обужение линий примесного поглощения (по сравнению со спектрами примесной фотопроводимости в тех же образцах) за счет уменьшения флуктуаций потенциала, что позволило обнаружить новые резонансы поглощения, связанные с возбуждением остаточных мелких акцепторов. Впервые исследованы спектры дифференциального магнитопоглощения гетероструктур Ge/GeSi с квантовыми ямами при импульсном межзонном возбуждении носителей. Показано, что релаксация сигнала ЦР и примесного поглощения происходит с двумя характерными временами. Быстрое время (от единиц до нескольких десятков микросекунд) обусловлено рекомбинацией свободных носителей на нейтральных примесях. Медленное время (от сотен микросекунд до нескольких миллисекунд) соответствует рекомбинации свободных дырок на нейтральных донорах, причем дырки поставляются в валентную зону за счет термической активации с очень мелких акцепторов (с энергией связи порядка 2 мэВ).

4. В спектрах дифференциального магнитопоглощения гетероструктур Ge/GeSi с остаточными примесями в терагерцовом диапазоне частот $f = 0,3\text{—}1,2$ ТГц ($\hbar\omega = 1\text{—}5$ мэВ) обнаружены переходы с основного на возбужденные состояния мелких акцепторов. Для идентификации переходов использовались измерения с временным разрешением при импульсной межзонной подсветке, разогрев носителей постоянным латеральным электрическим полем, измерения при эллиптической (близкой к круговой) поляризации излучения, сопоставление спектрального положения наблюдаемых линий с результатами расчетов энергетических спектров примесей. Показано, что наблюдаемые примесные линии поглощения обусловлены переходами типа $1s \rightarrow 2p_+$ в очень мелких акцепторах, ионы которых расположены в центре барьерных слоев GeSi и на гетерограницах. Наиболее мелкие обнаруженные состояния связываются с ранее не наблюдавшимися центрами, состоящими из иона акцептора в квантовой яме Ge, захватившего дырку в соседней квантовой яме (энергия связи порядка 1 мэВ). В структурах с широким квантовыми ямами Ge ($d_{Ge} \gg 300 \text{ \AA}$) для примесей в центре барьера GeSi обнаружены переходы с $1s$ на $2p_+$ состояния, связанные с уровнями Ландау как из 1-ой, так и из 2-ой подзон размерного квантования тяжелых дырок.

5. В широкой области спектра 0,6—6 эВ исследована положительная и отрицательная остаточная проводимость в гетероструктурах InAs/AlSb с двумерным электронным газом при $T = 4,2$ К. Установлено, что отрицательная остаточная фотопроводимость, возникающая при освещении структур видимым светом, обусловлена переносом электронов из квантовой ямы InAs на глубокие уровни поверхностных доноров в покрывающем слое GaSb. Наличие эффектов как отрицательной, так и положительной (наблюдающейся при освещении ИК излучением) остаточной фотопроводимости позволяет обратимым образом в несколько раз изменять концентрацию двумерных электронов.
6. Исследованы спектры ЦР в гетероструктурах InAs/AlSb в широком диапазоне концентраций электронов в квантовых ямах InAs от $2,7 \cdot 10^{11}$ до $8 \cdot 10^{12}$ см⁻². Обнаружено значительное возрастание циклотронной массы от $0,03m_0$ до $0,06m_0$, что обусловлено сильной непараболичностью закона дисперсии.
7. В сильных магнитных полях ($B > 8$ Т) в селективно легированных гетероструктурах InAs/AlSb с большой концентрацией электронов $n_s > 2 \cdot 10^{12}$ см⁻², населяющих как 1-ю, так и 2-ю подзоны размерного квантования, обнаружено сильное расщепление линии ЦР, превышающее расщепление, наблюдаемое в тех же полях в образцах с заполнением только 1-ой подзоны. Показано, что обнаруженное расщепление обусловлено различием энергий переходов между уровнями Ландау в 1-ой и 2-ой подзонах размерного квантования.

В заключение автор считает приятным долгом поблагодарить своего научного руководителя В. И. Гавриленко за интересную тему, постоянное внимание к работе и терпение, помощь в проведении экспериментов и ценные обсуждения полученных результатов. Автор благодарен О. А. Кузнецову за изготовление гетероструктур, необходимых для исследований, В. Я. Алёшкину за многочисленные полезные дискуссии, Д. В. Козлову за предоставление результатов теоретических расчётов и ценные обсуждения, Д. Б. Векслеру, И. В. Ерофеевой, А. В. Антонову за помощь в проведении экспериментов, Ю. Н. Дроздову за проведение рентгенодифракционных измерений, Е. А. Усковой за изготовление контактов к образцам, А. Н. Панину за предоставленные источники излучения на основе ЛОВ и помощь при работе с ними. Автор очень признателен Б. А. Андрееву за критику диссертационной работы, приведшую к улучшению последней.

Список цитированной литературы

1. Гавриленко, В. И. Мелкие акцепторы в напряженных многослойных гетероструктурах Ge/GeSi с квантовыми ямами / В. И. Гавриленко, И. В. Ерофеева, А. Л. Коротков, З. Ф. Красильник, О. А. Кузнецов, М. Д. Молдавская, В. В. Никоноров, Л. В. Парамонов // Письма в ЖЭТФ. — 1997. — Т. 65. — С. 194—198.
2. Mailhiot, C. Smith Long-wavelength infrared detectors based on strained InAs-Ga_{1-x}In_xSb type-II superlattices / C. Mailhiot, D. L. Smith // J. Vac. Sci. Technol. A. — 1989. — V. 7. — P. 445—447.
3. Mohseni, H. Growth and characterization of InAs/GaSb photoconductors for long wavelength infrared range / H. Mohseni, E. Michel, J. Sandoen, M. Razeghi, W. Mitchel, G. Brown // Appl. Phys. Lett. — 1997. — V. 71. — P. 1403—1405.
4. Ohtani, K. InAs/AlSb quantum cascade lasers operating at 10 μm / K. Ohtani, H. Ohno // Appl. Phys. Lett. — 2003. — Vol. 82. — P. 1003—1005.
5. Boos, J. B. 0.2 μm AlSb/InAs HEMTs with 5 V gate breakdown voltage / J. B. Boos, W. Kruppa, D. Park, B. V. Shanabrook, B. R. Bennett // Electronics Letters. — 1994. — Vol., Issue 23. — P. 1983—1984.
6. Bennett, B. R. Modulation InAs(Si) doping of InAs/AlSb quantum wells / B. R. Bennett, M. J. Yang, B. V. Shanabrook, J. B. Boos, D. Park // Appl. Phys. Lett. — 1998. — Vol. 72. — P. 1193—1195.
7. Magno, R. Resonant interband tunnel diodes with AlGaSb barriers / R. Magno, A. S. Bracker, B. R. Bennett // Journal of Applied Physics. — 2001. — Vol. 89, Issue 10. — P. 5791—5793.
8. Sadofyev, Yu. G. High-mobility InAs/AlSb heterostructures for spintronics applications / Yu. G. Sadofyev, Y. Cao, S. Chaparo, A. Ramamoorthy, B. Naser, J. P. Bird, S. R. Johnson, Y.-H. Zhang // Nanostructures: Physics and technologies: Proc. 10th Int. Symp., St. Petersburg, June 17—21, 2002. — St. Petersburg: Ioffe Institute, 2002. — P. 57—59.
9. Ganichev, S. D. Experimental Separation of Rashba and Dresselhaus Spin Splittings in Semiconductor Quantum Wells / S. D. Ganichev, V. V. Belkov, L. E. Golub, E. L. Ivchenko, P. Schneider, S. Giglberger, J. Eroms, J. DeBoeck, G.

- Borghs, W. Wegscheider, D. Weiss, W. Prettl, Phys. Rev. Lett. — 2004. — Vol. 92. — P. 256601.
10. Садовьев, Ю. Г. «Необычная» остаточная фотопроводимость в квантовой яме InAs/AlSb / Ю. Г. Садовьев, А. Ramamoorthy, J. P. Bird, S. R. Johnson, Y.-H. Zhang // ФТП. — 2005. — Т. 39 — С. 106—111.
 11. R. Driad, Z. H. Lu, S. Charbonneau, W. R. McKinnon, S. Laframboise, P.J. Poole, S. P. McAlister // Appl. Phys. Lett. — 1998. — Vol. 73. — P. 665—667.
 12. Алешкин В. Я. Циклотронный резонанс двумерных дырок в напряжённых многослойных гетероструктурах Ge/GeSi в квантующих магнитных полях / В. Я. Алешкин, В. И. Гавриленко, И. В. Ерофеева, В. Л. Вакс, Д. Б. Векслер, О. А. Кузнецов, М. Д. Молдавская, J. Leotin, F. Yang // Нанофотоника: Материалы всероссийского совещания, Нижний Новгород, Россия, 15—18 марта 1999. — Нижний Новгород: ИФМ РАН, 1999. — С. 114—120.
 13. Орлов, Л. К. Квантовый циклотронный резонанс двумерных дырок в слоях Ge гетероструктуры Ge/Ge_{1-x}Si_x / Л. К. Орлов, Ж. Леотин, Ф. Янг, Н. Л. Орлова // ФТТ. — 1997. — Т. 39, вып. 11. — С. 2096—2100.
 14. Гавриленко В. И. Циклотронный резонанс носителей заряда в напряжённых гетероструктурах Ge/Ge_{1-x}Si_x / В. И. Гавриленко, И. Н. Козлов, О. А. Кузнецов, М. Д. Молдавская, В. В. Никоноров, Л. К. Орлов, А. Л. Чернов // Письма в ЖЭТФ. — 1994. — Т. 59. — С. 327—330.
 15. Алешкин, В. Я. Циклотронный резонанс и межподзонные переходы дырок в напряженных многослойных гетероструктурах Ge/GeSi с квантовыми ямами / В. Я. Алешкин, Н. А. Бекин, В. И. Гавриленко, И. В. Ерофеева, З. Ф. Красильник, О. А. Кузнецов, М. Д. Молдавская. М. В. Якунин, В. В. Никоноров, М. Хелм // Известия Академии наук. Сер. физич. — 1999. — Т. 63. — N. 2. — С. 352—358.
 16. Алешкин, В. Я. Циклотронный резонанс двумерных дырок в напряжённых многослойных гетероструктурах Ge/GeSi в квантующих магнитных полях / В. Я. Алешкин, В. Л. Вакс, Д. Б. Векслер, В. И. Гавриленко, И. В. Ерофеева, М. Д. Молдавская, О. А. Кузнецов, Ф. Янг, М. Гуаран, Ж. Леотен. // Известия Академии наук. Сер. физич. — 2000. — Т. 64. — С. 308—312.

17. Алешкин, В. Я. Мелкие акцепторы в напряженных гетероструктурах Ge/Ge_{1-x}Si_x / В. Я. Алешкин, В. И. Гавриленко, И. В. Ерофеева, Д. В. Козлов, О. А. Кузнецов, М. Д. Молдавская // ФТП. — 1998. — Т. 32. — №10. — С. 1240—1245.
18. Aleshkin, V. Ya. Shallow acceptors in Ge/GeSi multi-quantum well heterostructures / V. Ya. Aleshkin, B. A. Andreev, V. I. Gavrilenko, I. V. Erofeeva, D. V. Kozlov, O. A. Kuznetsov, M. D. Moldavskaya, A. V. Novikov // Physica E. — 2000. — Vol. 7. — P. 608—611.
19. Алешкин, В. Я. Мелкие акцепторы в напряженных гетероструктурах Ge/Ge_{1-x}Si_x с квантовыми ямами / В. Я. Алешкин, Б. А. Андреев, В. И. Гавриленко, И. В. Ерофеева, Д. В. Козлов, О. А. Кузнецов // ФТП. — 2000. — Т. 34, вып. 5. — С. 582—587.
20. Yang, M. J. Far-infrared spectroscopy in strained AlSb/InAs/AlSb quantum wells / M. J. Yang, P. J. Lin-Chung, R. J. Wagner, J. R. Waterman, W. J. Moore, B. V. Shanabrook // Semicond. Sci. Technol. — 1993. — Vol. 8. — P. S129—S131.
21. Gauer, C. Energy-dependant cyclotron mass in InAs/AlSb quantum wells / C. Gauer, J. Scriba, A. Wixforth, J. P. Kotthaus, C. R. Bolognesi, C. Nguyen, B. Brar, H. Kroemer // Semicond. Sci. Technol. — 1994. — Vol. 9. — P. 1580—1583.
22. Yang, M. J. Enhancement of cyclotron mass in semiconductor quantum well / M. J. Yang, P. J. Lin-Chung, B. V. Shanabrook, J. R. Waterman, R. J. Wagner, W. J. Moore // Phys. Rev. B. — 1993 — Vol. 47 — P. 1691—1694.
23. Gauer, Ch. Photoconductivity in AlSb/InAs quantum wells / Ch. Gauer, J. Scriba, A. Wixforth, J. P. Kotthaus, C. Nguyen, G. Tuttle, J. H. English, H. Kroemer // Semicond. Sci. Technol. — 1993. — Vol. 8. — P. S137—S140.
24. Yang, M. J. Spin-resolved cyclotron resonance in InAs quantum wells: A study of the energy-dependent *g* factor / M. J. Yang, R. J. Wagner, B. V. Shanabrook, J. R. Waterman, W. J. Moore. // Phys. Rev. B. — 1993. — Vol. 47. — P. 6807—6810.
25. Scriba, J. The effect of Landau quantization on cyclotron resonance in a non-parabolic quantum wells / J. Scriba, A. Wixforth, J. P. Kotthaus, C. R. Bolognesi, C. Nguyen, G. Tuttle, J. H. English, H. Kroemer // Semicond. Sci. Technol. — 1993. — Vol. 8. — P. S133—S136.

26. Kasper, E Group IV Compounds / E. Kasper, F. Schaffler // *Semiconductors and Semimetals*, Boston: Academic Press, 1991. — Vol. 33. — P. 233—307.
27. Кузнецов, О. А. Сверхрешетки Ge/Ge_{1-x}Si_x, выращенные газовым гидридным методом / О. А. Кузнецов, Л. К. Орлов, Ю. Н. Дроздов, А. Л. Чернов, В. М. Воротынцев, М. Г. Мильвидский, В. И. Вдовин, Р. Карлес, Г. Ланда // *ФТП*. — 1993. — Т. 27. — С. 1591—1599.
28. Кузнецов, О. А. Структура и спектры комбинационного рассеяния света сверхрешёток Ge-Si, выращенных гидридным методом / О. А. Кузнецов, Л. К. Орлов, Н. Г. Калугин, Ю. Н. Дроздов, М. Н. Дроздов, В. И. Вдовин, М. Г. Мильвидский // *ФТТ*. — 1994. — Т. 36. — С. 726—734.
29. Tersoff, J. Competing relaxation mechanisms in strained layers / J. Tersoff, F. K. LeGoues // *Phys. Rev. Lett.* — 1994. — Vol. 72. — P. 3570—3573.
30. Бир, Г. Л. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках / Г. Л. Бир, Г. Е. Пикус. — М.: Наука. — 1972. — 584 с.
31. Sticker, J. J. Quantum Effects in Ge and Si. I / J. J. Sticker, H. J. Zeiger, G. S. Heller // *Phys. Rev.* — 1962. — Vol. 127. — P. 1077—1084.
32. Suzuki, K. Quantum resonance in the valence bands of germanium / K. Suzuki, J. C. Hensel // *Phys. Rev.* — 1974. — Vol. 9. — P. 4184—4257.
33. Van de Walle, C. G. Theoretical calculation of heterojunction discontinuities in the Si/Ge system / C. G. Van de Walle, R. M. Martin. // *Phys. Rev B.* — 1986. — Vol. 34. — P. 5621—5634.
34. Алешкин, В. Я. Спектры электронов и дырок и правила отбора для оптических переходов в гетероструктуре Ge_{1-x}Si_x/Ge / В. Я. Алешкин, Н. А. Бекин // *ФТП*. — 1997. — Т. 31. — С. 171—178.
35. Дьяконов М. И. Размерное квантование дырок в полупроводнике со сложной валентной зоной и носителей в бесщелевом полупроводнике / М. И. Дьяконов, А. В. Хаецкий // *ЖЭТФ*. — 1982. — Т. 82. — С. 1584—1590.
36. Молдавская, М. Д. Субмиллиметровая спектроскопия носителей заряда в напряжённых гетероструктурах Ge/GeSi: Диссертация на соискание степени кандидата физ.-мат. наук: 05.27.01 / М. Д. Молдавская. — Н. Новгород, 2000. — 165 с.

37. Dresselhaus, G. Cyclotron resonance of electrons and holes in silicon and germanium crystals / G. Dresselhaus, A. F. Kip, C. Kittel // *Phys. Rev.* — 1955. — Vol. 98. — P. 368—384.
38. Stern, F. Properties of semiconductor surface inversion layers in the electric quantum limit / F. Stern, W. E. Howard // *Phys. Rev.* — 1967. — Vol. 163. — P. 816—835.
39. Nutzel, J. F. Growth and properties of high mobility two-dimensional hole gases in Ge on relaxed Si/SiGe, Ge/SiGe buffers and Ge substrates / J. F. Nutzel, C. M. Engelhardt, R. Wlesner [et al.] // *International Conference on Molecular Beam Epitaxy: Abstracts, Osaka.* — 1994. — P. 170.
40. Engelhardt, C. M. High mobility 2D hole gases in strained Ge channels on Si substrates studied by magnetotransport and cyclotron resonance / C. M. Engelhardt, D. Tobben, M. Ashauer [et al.] // *Solid State Electron.* — 1994. — Vol. 37. — P. 949—952.
41. Winkler, R. Theory for cyclotron resonance of holes in strained asymmetric Ge/SiGe quantum wells / R. Winkler, M. Merkler, T. Darnhofer, U. Rossler // *Phys. Rev. B.* — 1996. — Vol. 53. — P. 10858—10864.
42. Aleshkin, V. Ya. Hole cyclotron resonance in MQW Ge/GeSi heterostructures in quantizing magnetic fields / V. Ya. Aleshkin, V. I. Gavrilenko, I. V. Erofeeva, O. A. Kuznetsov, M. D. Moldavskaya, V. L. Vaks, D. B. Veksler // *Nanostructures: physics and technology: Proc. of the 6th Int. Symp., St. Petersburg, June 22-26, 1998.* — St. Petersburg: Ioffe Institute, 1998. — P. 356—359.
43. Aleshkin, V. Ya. Cyclotron resonance of two-dimensional holes in strained multi-quantum-well Ge/GeSi heterostructures / V. Ya. Aleshkin, V. L. Vaks, D. B. Veksler, V. I. Gavrilenko, I. V. Erofeeva, O. A. Kuznetsov, M. D. Moldavskaya // *Terahertz Spectroscopy and Applications II: Proc. of the Int. Conf., Munich, Germany.* — *Proceedings of SPIE*, 1999. — Vol. 3828. — P. 342—346.
44. В. А. Боженкин. Получение и исследование нелегированных эпитаксиальных слоев германия: Дипломная работа / Боженкин В. А. // Нижний Новгород, ННГУ, 1993. — 45 с.

45. Орлов, Л. К. Энергетические диаграммы и электрические характеристики сверхрешёток $\text{Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ с напряженными слоями / Л. К. Орлов, О. А. Кузнецов, Ю. Н. Дроздов, Р. А. Рубцова, Ю. А. Романов, А. Л. Чернов. // ФТТ. — 1990. — Т. 32. — С. 1933—1940.
46. Орлов, Л. К. Холл-эффект и особенности зонной структуры селективно легированных сверхрешёток $\text{Ge}-\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ / Л. К. Орлов, О. А. Кузнецов, Р. А. Рубцова, А. Л. Чернов, В. И. Гавриленко, О. А. Миронов, В. В. Никоноров, И. Ю. Скрылёв, С. В. Чистяков // ЖЭТФ. — 1990. — Т. 98 — С. 1028—1034.
47. Калугин, Н. Г. Наблюдение 2D-экситонной люминесценции в слоях германия периодических гетероструктур $\text{Ge}-\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ / Н. Г. Калугин, Л. К. Орлов, О. А. Кузнецов // Письма в ЖЭТФ. — 1993. — Т. 58. — С. 197—201.
48. Orlov, L. K. Exciton luminescence in $\text{Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ multiple quantum well structures / L. K. Orlov, V. Ya. Aleshkin, N. G. Kalugin, N. A. Bekin, O. A. Kuznetsov, B. Deetrich, G. Bacquet, J. Leotin, M. Brousseau, F. Hassen // J. Appl. Phys. — 1996. — Vol. 80. — P. 415—422.
49. Калугин, Н. Г. Исследование спектров экситонной люминесценции гетероструктур $\text{Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ со слоями нанометровой толщины: Диссертация на соискание степени кандидата физ.-мат. наук: 05.27.01/ Н. Г. Калугин. — Нижний Новгород, 1997. — 152 с.
50. Кузнецов, О. А. Квантовый эффект Холла на дырках в напряженных сверхрешётках $\text{Ge}-\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ / О. А. Кузнецов, Л. К. Орлов, Р. А. Рубцова, А. Л. Чернов, Ю. Г. Арапов, Н. А. Городилов, Г. Л. Штрапенин // Письма в ЖЭТФ. — 1991. — Т. 54. — С. 351—353.
51. Арапов, Ю. Г. Спиновое расщепление осцилляций магнитосопротивления и квантовый эффект Холла в сверхрешётках $\text{Ge}-\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ в наклонном магнитном поле / Ю. Г. Арапов, Н. А. Городилов, О. А. Кузнецов, В. В. Неверов, Л. К. Орлов, Р. А. Рубцова, Г. И. Харус, А. Л. Чернов, Н. Г. Шелушина // Письма в ЖЭТФ. — 1994. — Т. 59. — С. 227—230.
52. Арапов, Ю. Г. Квантовый эффект Холла в многослойных гетероструктурах $p\text{-Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ и энергетический спектр двумерного дырочного газа в

- магнитном поле / Ю. Г. Арапов, Н. А. Городилов, В. В. Неверов, М. В. Якунин, А. В. Германенко, Г. М. Миньков, О. А. Кузнецов, Л. К. Орлов, Р. А. Рубцова, А. Л. Чернов // Письма в ЖЭТФ. — 1994. — Т. 59. — С. 247—251.
53. Abstreiter, G. Cyclotron resonance of electrons in surface space-charge layers on silicon / G. Abstreiter, J. P. Cotthaus, J. F. Koch, G. Dorda // Phys. Rev. B. — 1975. — Vol. 14. — P. 2480—2493.
54. Gavrilenko, V. I. Shallow acceptors in strained MQW heterostructures Ge/GeSi / V. I. Gavrilenko, I. V. Erofeeva, A. L. Korotkov, Z. F. Krasil'nik, O. A. Kuznetsov, M. D. Moldavskaya, V. V. Nikonorov, L. V. Paramonov // Nanostructures: physics and technology: Proc. of the 4th Int. Symp., St. Petersburg, June 24-28, 1996. — St. Petersburg: Ioffe Institute, 1996. — P. 420—423.
55. Gavrilenko, V. I. Far IR impurity photoconductivity in strained MQW Ge/GeSi heterostructures / V. I. Gavrilenko, I. V. Erofeeva, A. L. Korotkov, Z. F. Krasil'nik, O. A. Kuznetsov, M. D. Moldavskaya, V. V. Nikonorov, L. V. Paramonov // Inst. Phys. Conf. Ser. No155. — Bristol, IOP Publishing, 1997. — P. 133—136.
56. Rieger, M. M. Electronic-band parameters in strained $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ alloys on $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y$ substrates / M. M. Rieger, V. Vogl // Phys. Rev. B. — 1993. — Vol. 48. — P. 14276—14287.
57. Dresselhaus, G. Cyclotron Resonance in Ge-Si Alloys / G. Dresselhaus, A. F. Kip, Han-Ying Ku, G. Wagoner // Phys. Rev. — 1955. — Vol. 100. — P. 1218—1219.
58. Erginsoy, C. Neutral Impurity Scattering in Semiconductors / C. Erginsoy // Phys. Rev. — 1950. — Vol. 79. — P. 1013—1014.
59. Конуэлл, Э. Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях / Э. Конуэлл. — М.: Мир, 1977 — 384 с.
60. Glickman, M. Mobility of Electrons in Germanium-Silicon Alloys / M. Glickman // Phys. Rev. — 1958 — Vol. 111. — P. 125—128.
61. Nordheim, L The electron theory of metals / L. Nordheim // Ann. Physik. — 1931. — Vol. 9. — P. 607—641.
62. Bastard, G. Hydrogenic impurity states in a quantum well: a simple model / G. Bastard // Phys. Rev. B. — 1981 — Vol. 24. — P. 4714—4722.

63. Mailhot, C. Energy spectra of donors in GaAs-AlGaAs quantum well structures in effective-mass approximation / C. Mailhot, Y.-C. Chang, T. G. McGill // *Phys. Rev. B.* — 1982. — Vol. 26 — P. 4449—4457.
64. Greene, R. L. Energy levels of hydrogenic impurity states in GaAs-AlGaAs quantum well structures / R. L. Greene, K. K. Bajaj // *Solid State Commun.* — 1983. — Vol. 45. — P. 825—829.
65. Greene, R. L. Effect of magnetic field on the energy levels of a hydrogenic impurity center in GaAs-AlGaAs quantum-well structures / R. L. Greene, K. K. Bajaj // *Phys. Rev. B.* — 1985. — Vol. 31. — P. 913—918.
66. Chen, R. Excited states of hydrogenic impurities quantum wells in magnetic field / R. Chen, J. P. Cheng, D. L. Lin, B. McCombe, T. George // *J. Condens. Matter.* — 1995. — Vol. 7. — P. 3577—3590.
67. Latge, A. Donor $1s \rightarrow 2p_{\pm}$ transitions in doped GaAs-AlGaAs quantum wells: effects of electric and magnetic fields / A. Latge, N. Porrás-Montenegro, L. E. Oliveira // *Phys. Rev. B.* — 1995. — Vol. 51. — P. 2259—2263.
68. Latge, A. Effects of external fields on the far-infrared $1s \rightarrow 2p_{\pm}$ intradonor absorption spectra in quantum wells / A. Latge, N. Porrás-Montenegro, L. E. Oliveira // *J. Appl. Phys.* — 1996. — Vol. 80. — P. 1—4.
69. Masselink, T. Acceptor spectra of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -GaAs quantum wells in external fields: Electric, magnetic, and uniaxial stress / T. Masselink, Y.-C. Chang, H. Morkoc // *Phys. Rev. B.* — 1985. — Vol. 32. — P. 5190—5201.
70. Pasquarello, A. Binding energies of excited shallow acceptor states in GaAs-AlGaAs quantum wells / A. Pasquarello, L. C. Andreani, R. Buczko // *Phys. Rev. B.* — 1989. — Vol. 40. — P. 5602—5612.
71. Fraizzoli, S. Binding energies of ground and excited shallow acceptors in GaAs-AlGaAs quantum wells / S. Fraizzoli, A. Pasquarello // *Phys. Rev. B.* — 1990. — Vol. 42. — P. 5349—5352.
72. Einevoll, G. T. Effective bond-orbital model for shallow acceptors in GaAs-AlGaAs quantum wells and superlattices / G. T. Einevoll, Y.-C. Chang // *Phys. Rev. B.* — 1990. — Vol. 41. — P. 1447—1460.

73. Loehr, J. P. Effect of biaxial strain on acceptor-level energies in InGaAs/AlGaAs (on GaAs) quantum wells / J. P. Loehr, J. Singh // *Phys. Rev. B.* — 1990. — Vol. 41. — P. 3695—3701.
74. Козлов, Д. В Локализованные и резонансные состояния мелких акцепторов в напряженных полупроводниковых гетероструктурах и одноосно деформированном германии: Диссертация на соискание степени кандидата физ.-мат. наук: 05.27.01 / Д. В. Козлов. — Нижний Новгород, 2003. — 151 с.
75. Ramdas, A. K. Spectroscopy of solid-state analogues of H atom / A. K. Ramdas and S. Rodriguez // *Rep. Prog. Phys.* — 1981. — Vol. 44. — P. 1297—1387.
76. Boyle, W. S. Transition to the high field limit in the Zeeman spectra of germanium donors / W. S. Boyle and R. E. Howard // *J. Phys. Chem. Solids.* — 1961. — Vol. 19. — P. 181—188.
77. Nisida, Y. Shallow donor levels in germanium in an intermediate magnetic field / Y. Nisida, K. Horii // *Phys. Soc. Japan.* — 1971. — Vol. 31. — P. 776—782.
78. Nisida, Y. Zeeman spectra of arsenic and antimony in germanium in an intermediate magnetic field / Y. Nisida, K. Horii // *Phys. Soc. Japan.* — 1971. — Vol. 31. — P. 783—791.
79. Narita, S. Shallow donor states in high purity GaAs in magnetic field / S. Narita, M. Miyao // *Solid State Commun.* — 1971. — Vol. 9. — P. 2161—2165.
80. Гершензон, Е. М. Энергетический спектр доноров в GaAs и Ge и влияние на него магнитного поля / Е. М. Гершензон, Г. Н. Гольцман, А. И. Елантьев // *ЖЭТФ.* — 1977. — Т. 72. — С. 1062—1079.
81. Reuszer, J. H. Excitation spectrum of arsenic impurity in germanium under uniaxial compression / J. H. Reuszer, P. Fisher // *Phys. Rev.* — 1965. — Vol. 140. — P. A245—A251.
82. Reuszer, J. H. Excitation spectra of arsenic impurities in germanium under uniaxial compression / J. H. Reuszer, P. Fisher // *Phys. Rev.* — 1968. — Vol. 165. — P. 909—916.
83. Dickey, D. H. Excitation spectra of group III impurities in germanium under uniaxial stress / D. H. Dickey, J. O. Dimmock // *J. Phys. Chem. Solids.* — 1967. — Vol. 28. — P. 529—542.

84. Jones, R. L. Spectroscopic study of the deformation-potential constants of group III acceptors in germanium / R. L. Jones and P. Fisher // *Phys. Rev. B.* — 1970. — Vol. 2. — P. 2016—2029.
85. Kazanskii, A. G. Photoionization of acceptors in uniaxially stressed germanium / A. G. Kazanskii, R. L. Richards, E. E. Haller // *Solid State Commun.* — 1977. — Vol. 24. — P. 603—606.
86. *Semiconductors and semimetals* / ed. by R. K. Willardson, A. C. Beer. — New York: Academic Press, 1977. — Vol. 12.
87. Haller, E. E. Advanced far-infrared detectors / E. E. Haller // *Infrared Phys. Technol.* — 1994. — Vol. 35. — P. 127—146.
88. Jarosik, N. C. Binding of shallow donor impurities in quantum-well structures / N. C. Jarosik, B. D. McCombe, B. V. Shanabrook, J. Comas, J. Ralston, G. Wicks // *Phys. Rev. Lett.* — 1985. — Vol. 54. — P. 1283—1286.
89. Glaser, E. Far-infrared magnetoabsorption study of weakly bound electrons in multiple GaAs/AlGaAs quantum wells / E. Glaser, B. V. Shanabrook, R. L. Hawkins, W. Beard, J.-M. Mercy, B. D. McCombe, D. Musser // *Phys. Rev. B.* — 1987. — Vol. 36. — P. 8185—8188.
90. Reeder, A. A. Effects of confinement on shallow donors and acceptors in GaAs/AlGaAs quantum wells / A. A. Reeder, J.-M. Mercy, B. D. McCombe // *IEEE J. Quantum Electron.* — 1988. — Vol. 24. — P. 1690—1698.
91. Helm, M. Far-infrared spectroscopy of minibands and confined donors in GaAs/Al_xGa_{1-x}As superlattices / M. Helm, F. M. Peeters, F. DeRosa, E. Colas, J. P. Harbison, L. T. Florez // *Phys. Rev. B.* — 1991. — Vol. 43. — P. 13983—13991.
92. Mercy, J. M. Photoconductivity of confined donors in GaAs-AlGaAs quantum-wells / J. M. Mercy, N. C. Jarosik, B. D. McCombe, J. Ralston, G. Wicks // *J. Vac. Sci. Technol. B.* — 1986. — Vol. 4. — P. 1011—1013.
93. Holmes, S. Occupancy of shallow donor impurities in quasi-two-dimensional systems: D⁰ and D⁻ states / S. Holmes, J.-P. Cheng, B. D. McCombe, W. Schaff // *Phys. Rev. Lett.* — 1992. — Vol. 69. — P. 2571—2574.

94. Knap, W. Magneto-emission from shallow donors in quantum wells / W. Knap, S. Huant, C. Chaubet, B. Etienne // *Superlattices and Microstructures*. — 1990. — Vol. 8. — P. 313—316.
95. Huant, S. Two-dimensional D^- centers / S. Huant, S. P. Najda, B. Etienne // *Phys. Rev. Lett.* — 1990. — Vol. 65. — P. 1486—1489.
96. Holmes, S. Occupancy of shallow donor impurities in quasi-two dimensional system: D^0 and D^- states / S. Holmes, J.-P. Cheng, B. D. McCombe, W. Schaff // *Phys. Rev. Lett.* — 1992. — Vol. 69. — P. 2571—2574.
97. Cheng, J.-P. Many-body effects on quasi-two-dimensional shallow-donor impurity states in high magnetic fields / J.-P. Cheng, Y. J. Wang, B. D. McCombe, W. Schaff // *Phys. Rev. Lett.* — 1993. — Vol. 70. — P. 489—492.
98. Jiang, Z. X. Magnetic-field-induced unbinding of the off-well-center D^- singlet state in GaAs/AlGaAs multiple quantum wells / Z. X. Jiang, B. D. McCombe, J.-L. Zhu, W. Schaff // *Phys. Rev. B*. — 1997. — Vol. 56. — P. R1692—R1695.
99. Roth, A. P. Binding energy of shallow acceptors in InGaAs/GaAs strained quantum wells / A. P. Roth, D. Morris, R. A. Masut, C. Lacelle, J. A. Jackman // *Phys. Rev. B*. — 1988. — Vol. 38. — P. 7877—7880.
100. Holtz, P. O. Spectroscopic study of an acceptor confined in a narrow GaAs/AlGaAs quantum well / P. O. Holtz, M. Sundaram, R. Simes, J. L. Merz, A. C. Gossard, J. P. English // *Phys. Rev. B*. — 1989. — Vol. 39. — P. 13293—13301.
101. Holtz, P. O. Electronic structure of a shallow acceptor confined in a GaAs/AlGaAs quantum well / P. O. Holtz, Q. X. Zhao, B. Monemar, M. Sundaram, J. L. Merz, A. C. Gossard // *Phys. Rev. B*. — 1993. — Vol. 47. — P. 15675—15678.
102. Reeder, A. A. Far-infrared study of confinement effects on acceptors in GaAs/AlGaAs quantum wells / A. A. Reeder, B. D. McCombe, F. A. Chambers, G. P. Devane // *Phys. Rev. B*. — 1988. — Vol. 38. — P. 4318—4321.
103. Алешкин, В. Я. Резонансные состояния акцепторов в гетероструктурах Ge/Ge_{1-x}Si_x с квантовыми ямами / В. Я. Алешкин, Б. А. Андреев, В. И. Гавриленко, И. В. Ерофеева, Д. В. Козлов, О. А. Кузнецов // *Нанопотоника: Материалы всероссийского совещания, Нижний Новгород, Россия, 20—23 марта 2000.* — Нижний Новгород: ИФМ РАН, 2000. — С. 114—117.

104. Ерофеева, И. В. Субмиллиметровая фотопроводимость в низкоразмерных полупроводниковых гетероструктурах: Диссертация на соискание степени кандидата физ.-мат. наук: 05.27.01 / И. В. Ерофеева. — Нижний Новгород, 2006. — 138 с.
105. Быкова, Е. М. / Е. М. Быкова, Т. М. Лифшиц, В. И. Сидоров // ФТП. — 1973. — Т. 7, № 5. — С. 986 —.
106. Aleshkin, V. Ya. Effect of magnetic field quantization on the shallow acceptor spectrum in strained Ge/GeSi heterostructures / V. Ya. Aleshkin, V. I. Gavrilenko, D. B. Veksler, L. Reggiani // Phys. Rev. B. — 2002. — Vol. 66. — P. 155336—155347.
107. Aleshkin, V. Ya. Far-Infrared Spectroscopy of Shallow Acceptors in Strained Ge/GeSi Quantum Well Heterostructures / V. Ya. Aleshkin, V. I. Gavrilenko, I. V. Erofeeva, A. L. Korotkov, D. V. Kozlov, O. A. Kuznetsov, M. D. Moldavskaya // Phys. Stat. Sol. — 1998. — Vol. B210. — P. 649—653.
108. Мешков, С. В. / С. В. Мешков, Э. И. Рашба // ЖЭТФ. — 1979. — Т. 76. — С. 2206—2215.
109. Алёшкин, В. Я. A^+ -центры в гетероструктурах Ge/Ge_{1-x}Si с квантовыми ямами / В. Я. Алёшкин, В. И. Гавриленко, Д. В. Козлов // Нанофотоника: Материалы всероссийского совещания, Нижний Новгород, Россия, 17—20 марта 2003. — Нижний Новгород: ИФМ РАН, 2003. — С. 318—321.
110. Алешкин, В. Я. Примесное магнитопоглощение гетероструктур Ge/GeSi с квантовыми ямами в квантующих магнитных полях / В. Я. Алешкин, А. В. Антонов, В. И. Гавриленко, И. В. Ерофеева, А. В. Иконников, Д. В. Козлов, О. А. Кузнецов, К. Е. Спирин // Нанопизика и наноэлектроника: Материалы всероссийского симпозиума, Нижний Новгород, ИФМ РАН, 2005. — Нижний Новгород: ИФМ РАН 2005. — С. 397—398.
111. Tuttle, G Electron concentrations and mobilities in AlSb/InAs/AlSb quantum wells / G. Tuttle, H. Kroemer, J.H. English // J. Appl. Phys. — 1989. — Vol. 65. — P. 5239—5242.

112. Nguyen, C. Growth of InAs/AlSb quantum wells having both high mobilities and sheet densities / C. Nguyen, B. Brar, C. R. Bolognesi, J. J. Pekarik, H. Kroemer, J. H. English // *J. Electron. Mater.* — 1993. — Vol. 22. — P. 255—258.
113. Grundler, D. Spintronics / D. Grundler // *Phys. World.* — 2002. — Vol. 15. — P. 39.
114. Nguyen C. Surface donor contribution to electron sheet concentrations in not-intentionally doped InAs-AlSb quantum wells / C. Nguyen, B. Brar, H. Kroemer, J. H. English // *Appl. Phys. Lett.* — 1992. — Vol. 60. — P. 1854—1856.
115. Idenshita S. Electron accumulation in AlGaSb/InAs/AlGaSb quantum well system / S. Idenshita, A. Furukawa, Y. Mochizuki, M. Mizuta // *Appl. Phys. Lett.* — 1992. — Vol. 60. — P. 2549—2551.
116. Dow, J. D. Impurities in type-II-staggered InAs/ASb superlattices // J. D. Dow, J. Shen, S. Y. Ren // *Superlattices and Microstructures.* — 1993. — Vol. 13. — P. 405—412.
117. Chadi, D. J. Electron accumulation at undoped AlSb-InAs quantum wells: Theory / D. J. Chadi // *Phys. Rev. B.* — 1993. — Vol. 47. — P. 13478—13484.
118. Tuttle, G. Effects of interface layer sequencing on the transport properties of InAs/AlSb quantum wells: Evidence for antisite donors at the InAs/AlSb interface / G. Tuttle, H. Kroemer, J. H. English // *J. Appl. Phys.* — 1990. — Vol. 67. — P. 3032—3037.
119. Furukawa, A. Origin of deep donors in AlSb grown by molecular beam epitaxy / A. Furukawa, S. Idenshita // *Journal of Applied Physics.* — 1994. — Vol. 75. — P. 5012—5015.
120. Nguyen, C. Surface-layer modulation of electron concentrations in InAs-AlSb quantum wells / C. Nguyen, B. Brar, H. Kroemer // *J. Vac. Sci. Technol. B.* — 1993. — Vol. 11. — P. 1706—1909.
121. Tsai, L. C. Persistent photoconductivity in SiGe/Si quantum wells / L. C. Tsai, C. F. Huang, J. C. Fan, Y. H. Chang, Y. F. Chen, W. C. Tsai, C. Y. Chang // *Journal of Applied Physics.* — 1998. — Vol. 84, Issue 2. — P. 877—880.
122. Jiang, H. X. Persistent photoconductivity and related critical phenomena in Zn_{0.3}Cd_{0.7}Se / H. X. Jiang, J. Y. Lin // *Phys. Rev. B.* — 1989. — Vol. 40. — P. 10025—10028.

123. Chen, H. M. Persistent photoconductivity in n-type GaN / H. M. Chen, Y. F. Chen, M. C. Lee, M. S. Feng // *Journal of Applied Physics*. — 1997. — Vol. 82, Issue 2. — P. 899—901.
124. Kirilyuk, A. I. / A. I. Kirilyuk, N. M. Kreines, V. I. Kudinov // *JEPT Lett.* — 1990. — Vol. 52. — P. 49—51.
125. Шейкман М. К. / М. К. Шейкман, А. Я. Шик // *ФТП*. — 1976. — Vol. 10. — P. 208—217.
126. Störmer H. L. Two-dimensional electron gas at a semiconductor-semiconductor interface / H. L. Störmer, R. Dingle, A. C. Gossard, W. Wiegmann, M. D. Sturge // *Solid State Communications*. — 1979. — Vol. 29, Issue 10. — P. 705—709.
127. Lang D. V. Trapping characteristics and a donor-complex (DX) model for the persistent-photoconductivity trapping center in Te-doped $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ / D. V. Lang, R. A. Logan, M. Jaros // *Phys. Rev. B*. — 1979. — Vol. 19. — P. 1015—1030.
128. Mooney, P. M. Deep donor levels (DX centers) in III-V semiconductors / P. M. Mooney // *Journal of Applied Physics*. — 1990. — Vol. 67, Issue 3. — P. R1—R26.
129. Kastalsky, A Study of persistent photoconductivity effect in n-type selectively doped AlGaAs/GaAs heterojunction / A. Kastalsky, J. C. M. Hwang // *Solid State Communications*. — 1984. — Vol. 51, Issue 5. — P. 317—322.
130. Shen, J. Observation of negative persistent photoconductivity in an n-channel GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ single heterojunction / J. Shen, C. H. Yang, R. A. Wilson, M. J. Yang // *Applied Physics Letters*. — 1992. — Vol. 60 — P. 2113—2115.
131. Chaves, A. S. Negative photoconductivity in semiconductor heterostructures / A. S. Chaves, H. Chacham // *Applied Physics Letters*. — 1995. — Vol. 66. — P. 727—729.
132. Shen, J. Tamm states and donors at InAs/AlSb interfaces / J. Shen, H. Goronkin, J. D. Dow, S. Y. Ren // *J. Appl. Phys.* — 1995. — Vol. 77. — P. 1576—1581.
133. Störmer, H. L. Dependence of electron mobility in modulation-doped GaAs-(AlGa)As heterojunction interfaces on electron density and Al concentration / H. L. Störmer, A. C. Gossard, W. Wiegmann, K. Baldwin // *Applied Physics Letters*. — 1981. — Vol. 39, Issue 11. — P. 912—914.

134. Sadofyev Yu. G. Large g -factor enhancement in high-mobility InAs/AlSb quantum wells / Yu. G. Sadofyev, A. Ramamoorthy, B. Naser, J. P. Bird, S. R. Jonson, Y.-H. Zhang // *Appl. Phys. Lett.* — 2002. — Vol. 81. — P. 1833—1835.
135. Alibert, C. Modulation-spectroscopy study of the $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{Sb}$ band structure / C. Alibert, A. Joullié, A. M. Joullié, C. Ance // *Phys. Rev. B.* — 1983. — Vol. 27. — P. 4946—4954.
136. Vufgaftman, I. Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys / I. Vufgaftman, J. R. Meyer, L. R. Ram-Mohan. // *J. Appl. Phys.* — 2001. — Vol. 89. — N. 11. — P. 5815—5875.
137. Shaw, R. W. Intrinsic Oscillatory Photoconductivity and the Band Structure of GaAs / R. W. Shaw // *Phys. Rev. B.* — 1971. — Vol. 3. — P. 3283—3287.
138. Nakagawa, A. Deep levels in Te-doped AlSb grown by molecular beam epitaxy / A. Nakagawa, J. J. Pekarik, H. Kroemer, J. H. English // *Appl. Phys. Lett.* — 1990. — Vol. 57. — N. 15. — P. 1551—1553.
139. Cheng, J.-P. Anomalies in the cyclotron resonance of quasi-two-dimensional electrons in silicon at low electron densities / J.-P. Cheng and B. D. McCombe // *Phys. Rev. Lett.* — 1990. — Vol. 64. — P. 3171—3174.
140. Heitmann, D. Cyclotron-resonance oscillations in InAs quantum wells / D. Heitmann, M. Ziesmann, L. L. Chang // *Phys. Rev. B.* — 1986. — Vol. 34. — P. 7463—7466.
141. Thiele, F. Cyclotron masses in n-GaAs/ $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ heterojunctions / F. Thiele, U. Merkt, J. P. Kotthaus, G. Lommer, F. Malcher, U. Rossler, G. Weimann, // *Solid State Commun.* — 1987. — Vol. 62. — P. 841—844.
142. Ensslin, K. Cyclotron resonance in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -GaAs heterostructures with tunable charge density via front gates / K. Ensslin, D. Heitmann, H. Sigg, K. Ploog, // *Phys. Rev. B.* — 1987. — Vol. 36. — P. 8177—8180.
143. Chou, M. J. Cyclotron resonance of high-mobility two-dimensional electrons at extremely low densities / M. J. Chou, D. C. Tsui, G. Weimann // *Phys. Rev. B.* — 1988. — Vol. 37. — P. 848—854.

144. Batke, E. Filling-factor-dependent cyclotron mass in space-charge layers on GaAs / E. Batke, H. L. Stormer, A. C. Gossard, J. H. English // *Phys. Rev. B.* — 1988. — Vol. 37. — P. 3093—3096.
145. Васильев. Ю. Б. Влияние спин-орбитального взаимодействия на циклотронный резонанс двумерных электронов / Ю. Б. Васильев, С. Д. Сучалкин, С. В. Иванов, Б. Я. Мельцер, П. С. Копьев // *Письма в ЖЭТФ.* — 2004. — Т. 79. — С. 674—677.
146. Бычков, Ю. А. / Ю. А. Бычков, Е. И. Рашба // *Письма в ЖЭТФ.* — 1984. — Т. 39. — С. 66—69.
147. Winkler, R Cyclotron resonance and subband-Landau level coupling in 2D electron and hole gases / R. Winkler // *Surface Sci.* — 1996. — Vol. 361, 362. — P. 411—414.
148. Shiraki, Y Photoconductivity of silicon inversion layers / Y. Shiraki // *Journal of Physics C.* — 1977. — Vol. 10. — P. 4539—4544.
149. Kane, E. O. Band structure of indium antimonide / E. O. Kane // *J. Phys. Chem. Solids.* — 1957. — Vol. 1. — P. 249—261.
150. Алешкин, В. Я. Межподзонное поглощение ИК излучения в напряженных структурах $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-GaAs}$ с квантовыми ямами / В. Я. Алешкин, А. В. Аншон, Т. С. Бабушкина, Л. М. Батукова, Е. В. Демидов, Б. Н. Звонков, Т. С. Кунцевич, И. Г. Малкина, Т. Н. Янькова // *ФТП.* — 1992. — Т. 26, вып. 3. — С. 516—521.
151. Trebin, H.-R. Quantum resonances in the valence bands of zinc-blende semiconductors. I. Theoretical aspects / H.-R. Trebin, U. Rössler, R. Ranvaud // *Phys. Rev. B.* — 1979. — Vol. 20. — P. 686—700.
152. Mayer, H. Spin splitting and anisotropy of cyclotron resonance in the conduction band of GaAs / H. Mayer, U. Rössler // *Phys. Rev. B.* — 1991. — Vol. 44. — P. 9048—9051.

Основные публикации автора по теме диссертации

- A1. Алешкин, В. Я. Переходы с участием мелких примесей в спектрах субмиллиметрового магнитопоглощения в напряженных квантоворазмерных гетероструктурах Ge/GeSi(111) / В. Я. Алешкин, Д. Б. Векслер, В. И. Гавриленко, И. В. Ерофеева, А. В. Иконников, Д. В. Козлов, О. А. Кузнецов // ФТТ. — 2004. — Т. 46, вып. 1. — С. 131—137.
- A2. Алешкин, В. Я. Межподзонный циклотронный резонанс дырок в напряженных гетероструктурах Ge/GeSi(111) с широкими квантовыми ямами Ge и циклотронный резонанс 1L-электронов в слоях GeSi / В. Я. Алешкин, Д. Б. Векслер, В. И. Гавриленко, И. В. Ерофеева, А. В. Иконников, Д. В. Козлов, О. А. Кузнецов // ФТТ. — 2004. — Т. 46, вып. 1. — С. 126—130.
- A3. Aleshkin, V. Ya. Far IR magnetoabsorption in Ge/GeSi multiple-quantum-well heterostructures / V. Ya. Aleshkin, I. V. Erofeeva, V. I. Gavrilenko, A. V. Ikonnikov, D. V. Kozlov, O. A. Kuznetsov, D. B. Veksler // Physica B. — 2003. — Vol. 340—342. — P. 840—843.
- A4. Алешкин, В. Я. Мелкие акцепторы в гетероструктурах Ge/GeSi с квантовыми ямами в магнитном поле / В. Я. Алешкин, А. В. Антонов, Д. Б. Векслер, В. И. Гавриленко, И. В. Ерофеева, А. В. Иконников, Д. В. Козлов, О. А. Кузнецов, К. Е. Спириин // ФТТ. — 2005. — Т. 47, вып. 1. — С. 74—79.
- A5. Алешкин, В. Я. Циклотронный резонанс в легированных и нелегированных гетероструктурах InAs/AlSb с квантовыми ямами / В. Я. Алёшкин, В. И. Гавриленко, А. В. Иконников, Ю. Г. Садофьев, J. P. Bird, S. R. Johnson, Y.-H. Zhang // ФТП. — 2005. — Т. 39, вып. 1. — С. 71—75.
- A6. Алешкин, В. Я. Спектры остаточной фотопроводимости в гетероструктурах InAs/AlSb с квантовыми ямами / В. Я. Алешкин, В. И. Гавриленко, Д. М. Гапонова, А. В. Иконников, К. В. Маремьянин, С. В. Морозов, Ю. Г. Садофьев, S. R. Johnson, Y.-H. Zhang // ФТП. — 2005. — Т. 39, вып. 1. — С. 30—34.
- A7. Aleshkin, V. Ya. THz spectroscopy of extremely shallow acceptors states in Ge/GeSi multiple-quantum-well heterostructures / V. Ya. Aleshkin, I. V.

- Erofeeva, V. I. Gavrilenko, A. V. Ikonnikov, D. V. Kozlov, O. A. Kuznetsov, D. B. Veksler // *Acta Physica Polonica A*. — 2005. — Vol. 107. — P. 137—141.
- A8. Aleshkin, V. Ya. Submillimeter impurity magnetoabsorption in Ge/GeSi quantum well heterostructures / V. Ya. Aleshkin, I. V. Erofeeva, V. I. Gavrilenko, A. V. Ikonnikov, D. V. Kozlov, O. A. Kuznetsov, D. B. Veksler // *Nanostructures: Physics and technologies: Proc. 11th Int. Symp., St. Petersburg, June 22—28, 2003*. — St. Petersburg: Ioffe Institute, 2003. — P. 214—215.
- A9. Aleshkin, V. Ya. Intersubband hole cyclotron resonance in Ge/GeSi heterostructures with wide quantum wells / V. Ya. Aleshkin, I. V. Erofeeva, V. I. Gavrilenko, A. V. Ikonnikov, D. V. Kozlov, O. A. Kuznetsov, D. B. Veksler // *Nanostructures: Physics and technologies: Proc. 11th Int. Symp., St. Petersburg, June 22—28, 2003*. — St. Petersburg: Ioffe Institute, 2003. — P. 127—128.
- A10. Алешкин, В. Я. Субмиллиметровое примесное магнитопоглощение в гетероструктурах Ge/GeSi с квантовыми ямами / В. Я. Алешкин, А. В. Антонов, Д. Б. Векслер, В. И. Гавриленко, И. В. Ерофеева, А. В. Иконников, Д. В. Козлов // *Нанофотоника: Материалы всероссийского совещания, Нижний Новгород, Россия, 17—20 марта 2003*. — Нижний Новгород: ИФМ РАН, 2003. — Т. 2. — С. 248—251.
- A11. Алешкин, В. Я. Межподзонный циклотронный резонанс в гетероструктурах Ge/GeSi с широкими квантовыми ямами / В. Я. Алешкин, А. В. Антонов, Д. Б. Векслер, В. И. Гавриленко, И. В. Ерофеева, А. В. Иконников, Д. В. Козлов // *Нанофотоника: Материалы всероссийского совещания, Нижний Новгород, Россия, 17—20 марта 2003*. — Нижний Новгород: ИФМ РАН, 2003. — Т. 1. — С. 11—15.
- A12. Aleshkin, V. Ya. Far IR magnetoabsorption in Ge/GeSi QW structures / V. Ya. Aleshkin, I. V. Erofeeva, V. I. Gavrilenko, A. V. Ikonnikov, D. V. Kozlov, O. A. Kuznetsov, D. B. Veksler // *22th Int. Conf. on defects in semiconductors: Book of Abstracts II, Aarhus, Denmark, July, 27—August, 1. — 2003*. — PA 114.
- A13. Алешкин, В. Я. Межподзонный ЦР дырок в напряженных гетероструктурах Ge/GeSi с толстыми слоями Ge и ЦР 1L-электронов в слоях GeSi / В. Я. Алешкин, Д. Б. Векслер, В. И. Гавриленко, И. В. Ерофеева, А. В. Иконников, Д. В. Козлов, О. А. Кузнецов // *VI Российская конференция*

- по физике полупроводников: Тез. докл., Санкт-Петербург, Россия, 27—31 октября 2003. — СПб: ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, 2003. — С. 131—132.
- A14. Алешкин, В. Я. Субмиллиметровое примесное магнитопоглощение в гетероструктурах p-Ge/GeSi с квантовыми ямами / В. Я. Алешкин, Д. Б. Векслер, В. И. Гавриленко, И. В. Ерофеева, А. В. Иконников, Д. В. Козлов, О. А. Кузнецов // VI Российская конференция по физике полупроводников: Тез. докл., Санкт-Петербург, Россия, 27—31 октября 2003. — СПб: ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, 2003. — С. 437—438.
- A15. Алешкин, В. Я. Циклотронный резонанс в легированных и нелегированных гетероструктурах InAs/AlSb с квантовыми ямами / В. Я. Алешкин, В. И. Гавриленко, А. В. Иконников [и др.] // Нанофотоника: Материалы всероссийского совещания, Нижний Новгород, Россия, 2—6 мая 2004. — Нижний Новгород: ИФМ РАН, 2004. — С. 378—382.
- A16. Алешкин, В. Я. Спектры остаточной фотопроводимости в гетероструктурах InAs/AlSb с квантовыми ямами / В. Я. Алешкин, В. И. Гавриленко, А. В. Иконников [и др.] // Нанофотоника: Материалы всероссийского совещания, Нижний Новгород, Россия, 2—6 мая 2004. — Нижний Новгород: ИФМ РАН, 2004. — С. 178—186.
- A17. Алешкин, В. Я. Очень мелкие акцепторные состояния в многослойных гетероструктурах Ge/GeSi с квантовыми ямами: A^+ -центры и A^0 -центры с пространственным разделением иона примеси и дырки / В. Я. Алешкин, Д. Б. Векслер, В. И. Гавриленко, И. В. Ерофеева, А. В. Иконников, Д. В. Козлов // Нанофотоника: Материалы всероссийского совещания, Нижний Новгород, Россия, 2—6 мая 2004. — Нижний Новгород: ИФМ РАН, 2004. — С. 129—132.
- A18. Ikonnikov, A. V. Cyclotron resonance study of doped and undoped InAs/AlSb QW heterostructures / A. V. Ikonnikov, V. I. Gavrilenko, Yu. G. Sadofyev [et al.] // Nanostructures: Physics and technologies: Proc. 12th Int. Symp., St. Petersburg, June 21—25, 2004. — St. Petersburg: Ioffe Institute, 2004. — P. 280—281.
- A19. Aleshkin, V. Ya. Very shallow acceptor states in Ge/GeSi QW heterostructures: A^+ -centers and "barrier spaced" A^0 -centers / V. Ya. Aleshkin, I. V. Erofeeva, V. I. Gavrilenko, A. V. Ikonnikov, D. V. Kozlov, O. A. Kuznetsov D. B. Veksler //

- Nanostructures: Physics and technologies: Proc. 12th Int. Symp., St. Petersburg, June 21—25, 2004. — St. Petersburg: Ioffe Institute, 2004. — P. 302—303.
- A20. Ikonnikov, A. V. Cyclotron resonance study of doped and undoped InAs/AlSb QW heterostructures / A. V. Ikonnikov, V. I. Gavrilenko, Yu. G. Sadofyev [et al.] // 27th Int. Conf. on the physics of semiconductors: Proc., Flagstaff, Arizona, USA, July 26—30, 2004. — P. 333.
- A21. Ikonnikov, A. V. A^+ -centers and barrier-spaced A^0 -centers in Ge/GeSi MQW heterostructures / A. V. Ikonnikov, I. V. Erofeeva, D. V. Kozlov [et al.] // 27th Int. Conf. on the physics of semiconductors: Abstr., Flagstaff, Arizona, USA, July 26—30, 2004. — P. 252.
- A22. Ikonnikov, A. V. Intersubband hole cyclotron resonance in strained Ge/GeSi MQW heterostructures / A. V. Ikonnikov, I. V. Erofeeva, D. V. Kozlov [et al.] // 27th Int. Conf. on the physics of semiconductors: Abstr., Flagstaff, Arizona, USA, July 26—30, 2004. — P. 258.
- A23. Ikonnikov, A. V. Terahertz spectroscopy of strained MQW Ge/GeSi heterostructure in high magnetic fields / A. V. Ikonnikov, I. V. Erofeeva, D. V. Kozlov [et al.] // High Magnetic Fields in Semiconductor Physics: Abst. of 16th Int. Conf., Tallahassee, FL, USA, August 2—6, 2004. — P. Thu8.
- A24. Aleshkin, V. Ya. THz spectroscopy of extremely shallow acceptor states in Ge/GeSi multiply-quantum-well heterostructures / V. Ya. Aleshkin, I. V. Erofeeva, V. I. Gavrilenko, A. V. Ikonnikov, D. V. Kozlov, O. A. Kuznetsov, D. B. Veksler // 12th Int. Symp. on Ultrafast Phenomena in Semiconductors: Abst., Vilnius, Lithuania, August, 22—25, 2004. — P. 30.
- A25. Алешкин, В. Я. Примесное магнитопоглощение гетероструктур Ge/GeSi с квантовыми ямами в квантующих магнитных полях / В. Я. Алешкин, А. В. Антонов, В. И. Гавриленко, И. В. Ерофеева, А. В. Иконников, Д. В. Козлов, О. А. Кузнецов, К. Е. Спирин // Нанопизика и наноэлектроника: Материалы всероссийского симпозиума, Нижний Новгород, ИФМ РАН, 2005. — Нижний Новгород: ИФМ РАН 2005. — С. 397—398.
- A26. Алешкин, В. Я. Природа отрицательной остаточной фотопроводимости в гетероструктурах InAs/AlSb с квантовыми ямами / В. Я. Алешкин,

- В. И. Гавриленко, А. В. Иконников [и др.] // Нанозифика и нанозлектроника: Материалы всероссийского симпозиума, Нижний Новгород, ИФМ РАН, 2005. — Нижний Новгород: ИФМ РАН 2005. — С. 433—434.
- A27. Ikonnikov, A. V. Differential shallow impurity absorption in Ge/GeSi QW heterostructures in THz range at pulsed bandgap photoexcitation / A. V. Ikonnikov, K. E. Spirin, O. A. Kuznetsov [et al.] // Nanostructures: Physics and technologies: Proc. 13th Int. Symp., St. Petersburg, June 20—25, 2005. — St. Petersburg: Ioffe Institute, 2005. — P. 246—247.
- A28. Gavrilenko, V. I. Positive and negative persistent photoconductivity in InAs/AlSb QW heterostructures: control of 2DEG concentration and built-in electric field / V. I. Gavrilenko, A. V. Ikonnikov, K. V. Marem'yanin [et al.] // Nanostructures: Physics and technologies: Proc. 13th Int. Symp., St. Petersburg, June 20—25, 2005. — St. Petersburg: Ioffe Institute, 2005. — P.396—398.
- A29. Marem'yanin, K. V. Spectral study of persistent photoconductivity in InAs/AlSb QW heterostructures / K. V. Marem'yanin, A. V. Ikonnikov, S. V. Morozov [et al.] // Narrow Gap Semiconductors: Abstr. of 12th Int. Conf. Toulouse, France, July 3—7, 2005. — P. 21.
- A30. Ikonnikov, A. V. Cyclotron resonance study of InAs/AlSb QW heterostructures / A. V. Ikonnikov, V. I. Gavrilenko, Yu. G. Sadofyev [et al.] // Narrow Gap Semiconductors: Abstr. of 12th Int. Conf. Toulouse, France, July 3—7, 2005. — P. 101.
- A31. Гавриленко, В. И. Положительная и отрицательная остаточная фотопроводимость в гетероструктурах InAs/AlSb с квантовыми ямами / В. И. Гавриленко, А. В. Иконников, К. В. Маремьянин [и др.] // VII Росс. конф. по физике полупроводников: Тез. докл., Звенигород, Россия, 18—23 сентября 2005. — М.: ФИАН. — С. 99.
- A32. Гавриленко, В. И. Исследование циклотронного резонанса в гетероструктурах InAs/AlSb с квантовыми ямами / В. И. Гавриленко, А. В. Иконников, Ю. Г. Садофьев [и др.] // VII Росс. конф. по физике полупроводников: Тез. докл., Звенигород, Россия, 18—23 сентября 2005. — М.: ФИАН. — С. 185.

- A33. Алешкин, В. Я. Дифференциальное примесное магнитопоглощение в ТГц-диапазоне в гетероструктурах Ge/GeSi с квантовыми ямами при импульсном межзонном возбуждении / В. Я. Алешкин, В. И. Гавриленко, А. В. Иконников [и др.] // VII Росс. конф. по физике полупроводников: Тез. докл., Звенигород, Россия, 18—23 сентября 2005. — М.: ФИАН. — С. 197.
- A34. Антонов, А. В. Терагерцовое излучение из квантовых ям InAs/AlSb / А. В. Антонов, В. И. Гавриленко, А. В. Иконников [и др.] // VII Росс. конф. по физике полупроводников: Тез. докл., Звенигород, Россия, 18—23 сентября 2005. — М.: ФИАН. — С.230.
- A35. Алешкин, В. Я. Примесное поглощение гетероструктур Ge/GeSi с квантовыми ямами в квантующих магнитных полях / В. Я. Алешкин, А. В. Антонов, В. И. Гавриленко, И. В. Ерофеева, А. В. Иконников, Д. В. Козлов, О. А. Кузнецов, К. Е. Спирин // VII Росс. конф. по физике полупроводников: Тез. докл., Звенигород, Россия, 18—23 сентября 2005. — М.: ФИАН. — С. 307.
- A36. Ikonnikov, A. V. A^+ -centers and “barrier-spaced” A^0 -centers in Ge/GeSi MQW heterostructures / A. V. Ikonnikov, I. V. Erofeeva, D. V. Kozlov [et al.] // AIP Conf. Proc. — 2005. — Vol. 772. — P. 947—948.
- A37. Ikonnikov, A. V. Intersubband hole cyclotron resonance in strained Ge/GeSi MQW heterostructures / A. V. Ikonnikov, I. V. Erofeeva, D. V. Kozlov [et al.] // AIP Conf. Proc. — 2005. — Vol. 772. — P. 949—950.
- A38. Ikonnikov, A. V. Cyclotron resonance study of doped and undoped InAs/AlSb QW heterostructures / A. V. Ikonnikov, V. Ya. Aleshkin, V. I. Gavrilenko [et al.] // AIP Conf. Proc. — 2005. — Vol. 772. — P. 1214—1215.
- A39. Алешкин, В. Я. Исследование циклотронного резонанса в гетероструктурах InAs/AlSb с квантовыми ямами в квантующих магнитных полях / В. Я. Алешкин, Ю. Б. Васильев, В. И. Гавриленко, А. В. Иконников, С. С. Криштопенко, Ю. Г. Садофьев, M. L. Sadowski, W. Кнар, S. R. Johnson, Y.-H. Zhang // Нанопизика и наноэлектроника: Материалы всероссийского симпозиума, Нижний Новгород, ИФМ РАН, 2006. — Нижний Новгород: ИФМ РАН, 2006. — Т. 1. — С. 86—87.

- A40. Алешкин, В. Я. Исследование примесного магнитопоглощения в гетероструктурах Ge/GeSi при импульсном фотовозбуждении / В. Я. Алешкин, А. В. Иконников, В. И. Гавриленко [и др.] // Нанопфизика и наноэлектроника: Материалы всероссийского симпозиума, Нижний Новгород, ИФМ РАН, 2006. — Нижний Новгород: ИФМ РАН, 2006. — Т. 2. — С. 328—329.
- A41. Гавриленко, В. И. Осцилляции субмиллиметровой фотопроводимости в нелегированных гетероструктурах InAs/AlSb с двумерным электронным газом / В. И. Гавриленко, А. В. Иконников, С. С. Криштопенко [и др.] // Нанопфизика и наноэлектроника: Материалы всероссийского симпозиума, Нижний Новгород, ИФМ РАН, 2006. — Нижний Новгород: ИФМ РАН, 2006. — Т. 2. — С. 439 — 440.
- A42. Marem'yanin, K. V. Spectral study of persistent photoconductivity in InAs/AlSb QW heterostructures / K. V. Marem'yanin, K. E. Spirin, A. V. Ikonnikov [et al.] // Narrow Gap Semiconductors, Institute of Physics Conference Series No. 187. — New York, 2006. — P. 137—142.
- A43. Ikonnikov, A. V. Cyclotron resonance study of InAs/AlSb QW heterostructures / A. V. Ikonnikov, S. S. Krishtopenko, K. E. Spirin [et al.] // Narrow Gap Semiconductors, Institute of Physics Conference Series No. 187. — New York, 2006. — P. 579—584.
- A44. Ikonnikov, A. V. Cyclotron resonance study of InAs/AlSb QW heterostructures in quantizing magnetic fields / A. V. Ikonnikov, Yu. B. Vasilyev, S. S. Krishtopenko [et al.] // Nanostructures: Physics and technologies: Proc. 14th Int. Symp., St. Petersburg, June 26—30, 2006. — St. Petersburg: Ioffe Institute, 2006. — P. 172—173.

Список литературы

- 1 Гавриленко, В. И. Мелкие акцепторы в напряженных многослойных гетероструктурах Ge/GeSi с квантовыми ямами / В. И. Гавриленко, И. В. Ерофеева, А. Л. Коротков, З. Ф. Красильник, О. А. Кузнецов, М. Д. Молдавская, В. В. Никоноров, Л. В. Парамонов // Письма в ЖЭТФ. — 1997. — Т. 65. — С. 194—198.
- 2 Mailhiot, C. Smith Long-wavelength infrared detectors based on strained InAs-Ga_{1-x}In_xSb type-II superlattices / C. Mailhiot, D. L. Smith // J. Vac. Sci. Technol. A. — 1989. — V. 7. — P. 445—447.
- 3 Mohseni, H. Growth and characterization of InAs/GaSb photoconductors for long wavelength infrared range / H. Mohseni, E. Michel, J. Sandoen, M. Razeghi, W. Mitchel, G. Brown // Appl. Phys. Lett. — 1997. — V. 71. — P. 1403—1405.
- 4 Ohtani, K. InAs/AlSb quantum cascade lasers operating at 10 μm / K. Ohtani, H. Ohno // Appl. Phys. Lett. — 2003. — Vol. 82. — P. 1003—1005.
- 5 Boos, J. B. 0.2 μm AlSb/InAs HEMTs with 5 V gate breakdown voltage / J. B. Boos, W. Kruppa, D. Park, B. V. Shanabrook, B. R. Bennett // Electronics Letters. — 1994. — Vol., Issue 23. — P. 1983—1984.
- 6 Bennett, B. R. Modulation InAs(Si) doping of InAs/AlSb quantum wells / B. R. Bennett, M. J. Yang, B. V. Shanabrook, J. B. Boos, D. Park // Appl. Phys. Lett. — 1998. — Vol. 72. — P. 1193—1195.
- 7 Magno, R. Resonant interband tunnel diodes with AlGaSb barriers / R. Magno, A. S. Bracker, B. R. Bennett // Journal of Applied Physics. — 2001. — Vol. 89, Issue 10. — P. 5791—5793.
- 8 Sadofyev, Yu. G. High-mobility InAs/AlSb heterostructures for spintronics applications / Yu. G. Sadofyev, Y. Cao, S. Chaparo, A. Ramamoorthy, B. Naser, J. P. Bird, S. R. Johnson, Y.-H. Zhang // Nanostructures: Physics and technologies: Proc. 10th Int. Symp., St. Petersburg, June 17—21, 2002. — St. Petersburg: Ioffe Institute, 2002. — P. 57—59.
- 9 Ganichev, S. D. Experimental Separation of Rashba and Dresselhaus Spin Splittings in Semiconductor Quantum Wells / S. D. Ganichev, V. V. Belkov, L. E. Golub, E. L. Ivchenko, P. Schneider, S. Giglberger, J. Eroms, J. DeBoeck, G. Borghs, W. Wegscheider, D. Weiss, W. Prettl, Phys. Rev. Lett. — 2004. — Vol. 92. — P. 256601.

-
- 10 Садовьев, Ю. Г. «Необычная» остаточная фотопроводимость в квантовой яме InAs/AlSb / Ю. Г. Садовьев, А. Ramamoorthy, J. P. Bird, S. R. Johnson, Y.-H. Zhang // ФТП. — 2005. — Т. 39 — С. 106—111.
- 11 R. Driad, Z. H. Lu, S. Charbonneau, W. R. McKinnon, S. Laframboise, P.J. Poole, S. P. McAlister // Appl. Phys. Lett. — 1998. — Vol. 73. — P. 665—667.
- 12 Алешкин В. Я. Циклотронный резонанс двумерных дырок в напряжённых многослойных гетероструктурах Ge/GeSi в квантующих магнитных полях / В. Я. Алешкин, В. И. Гавриленко, И. В. Ерофеева, В. Л. Вакс, Д. Б. Векслер, О. А. Кузнецов, М. Д. Молдавская, J. Leotin, F. Yang // Нанофотоника: Материалы всероссийского совещания, Нижний Новгород, Россия, 15—18 марта 1999. — Нижний Новгород: ИФМ РАН, 1999. — С. 114—120.
- 13 Орлов, Л. К. Квантовый циклотронный резонанс двумерных дырок в слоях Ge гетероструктуры Ge/Ge_{1-x}Si_x / Л. К. Орлов, Ж. Леотин, Ф. Янг, Н. Л. Орлова // ФТТ. — 1997. — Т. 39, вып. 11. — С. 2096—2100.
- 14 Гавриленко В. И. Циклотронный резонанс носителей заряда в напряжённых гетероструктурах Ge/Ge_{1-x}Si_x / В. И. Гавриленко, И. Н. Козлов, О. А. Кузнецов, М. Д. Молдавская, В. В. Никоноров, Л. К. Орлов, А. Л. Чернов // Письма в ЖЭТФ. — 1994. — Т. 59. — С. 327—330.
- 15 Алешкин, В. Я. Циклотронный резонанс и межподзонные переходы дырок в напряженных многослойных гетероструктурах Ge/GeSi с квантовыми ямами / В. Я. Алешкин, Н. А. Бекин, В. И. Гавриленко, И. В. Ерофеева, З. Ф. Красильник, О. А. Кузнецов, М. Д. Молдавская. М. В. Якунин, В. В. Никоноров, М. Хелм // Известия Академии наук. Сер. физич. — 1999. — Т. 63. — N. 2. — С. 352—358.
- 16 Алешкин, В. Я. Циклотронный резонанс двумерных дырок в напряжённых многослойных гетероструктурах Ge/GeSi в квантующих магнитных полях / В. Я. Алешкин, В. Л. Вакс, Д. Б. Векслер, В. И. Гавриленко, И. В. Ерофеева, М. Д. Молдавская, О. А. Кузнецов, Ф. Янг, М. Гуаран, Ж. Леотен. // Известия Академии наук. Сер. физич. — 2000. — Т. 64. — С. 308—312.
17. Алешкин, В. Я. Мелкие акцепторы в напряженных гетероструктурах Ge/Ge_{1-x}Si_x / В. Я. Алешкин, В. И. Гавриленко, И. В. Ерофеева, Д. В. Козлов, О. А. Кузнецов, М. Д. Молдавская // ФТП. — 1998. — Т. 32. — №10. — С. 1240—1245.

-
- 18 Aleshkin, V. Ya. Shallow acceptors in Ge/GeSi multi-quantum well heterostructures / V. Ya. Aleshkin, B. A. Andreev, V. I. Gavrilenko, I. V. Erofeeva, D. V. Kozlov, O. A. Kuznetsov, M. D. Moldavskaya, A. V. Novikov // *Physica E*. — 2000. — Vol. 7. — P. 608—611.
- 19 Алешкин, В. Я. Мелкие акцепторы в напряженных гетероструктурах Ge/Ge_{1-x}Si_x с квантовыми ямами / В. Я. Алешкин, Б. А. Андреев, В. И. Гавриленко, И. В. Ерофеева, Д. В. Козлов, О. А. Кузнецов // *ФТП*. — 2000. — Т. 34, вып. 5. — С. 582—587.
- 20 Yang, M. J. Far-infrared spectroscopy in strained AlSb/InAs/AlSb quantum wells / M. J. Yang, P. J. Lin-Chung, R. J. Wagner, J. R. Waterman, W. J. Moore, B. V. Shanabrook // *Semicond. Sci. Technol.* — 1993. — Vol. 8. — P. S129—S131.
- 21 Gauer, C. Energy-dependant cyclotron mass in InAs/AlSb quantum wells / C. Gauer, J. Scriba, A. Wixforth, J. P. Kotthaus, C. R. Bolognesi, C. Nguyen, B. Brar, H. Kroemer // *Semicond. Sci. Technol.* — 1994. — Vol. 9. — P. 1580—1583.
- 22 Yang, M. J. Enhancement of cyclotron mass in semiconductor quantum well / M. J. Yang, P. J. Lin-Chung, B. V. Shanabrook, J. R. Waterman, R. J. Wagner, W. J. Moore // *Phys. Rev. B*. — 1993 — Vol. 47 — P. 1691—1694.
- 23 Gauer, Ch. Photoconductivity in AlSb/InAs quantum wells / Ch. Gauer, J. Scriba, A. Wixforth, J. P. Kotthaus, C. Nguyen, G. Tuttle, J. H. English, H. Kroemer // *Semicond. Sci. Technol.* — 1993. — Vol. 8. — P. S137—S140.
- 24 Yang, M. J. Spin-resolved cyclotron resonance in InAs quantum wells: A study of the energy-dependent g factor / M. J. Yang, R. J. Wagner, B. V. Shanabrook, J. R. Waterman, W. J. Moore. // *Phys. Rev. B*. — 1993. — Vol. 47. — P. 6807—6810.
- 25 Scriba, J. The effect of Landau quantization on cyclotron resonance in a non-parabolic quantum wells / J. Scriba, A. Wixforth, J. P. Kotthaus, C. R. Bolognesi, C. Nguyen, G. Tuttle, J. H. English, H. Kroemer // *Semicond. Sci. Technol.* — 1993. — Vol. 8. — P. S133—S136.
- 26 Kasper, E Group IV Compounds / E. Kasper, F. Schaffler // *Semiconductors and Semimetals*, Boston: Academic Press, 1991. — Vol. 33. — P. 233—307.
- 27 Кузнецов, О. А. Сверхрешетки Ge/Ge_{1-x}Si_x, выращенные газовым гидридным методом / О. А. Кузнецов, Л. К. Орлов, Ю. Н. Дроздов, А. Л. Чернов,

-
- В. М. Воротынцев, М. Г. Мильвидский, В. И. Вдовин, Р. Карлес, Г. Ланда // ФТП. — 1993. — Т. 27. — С. 1591—1599.
- 28 Кузнецов, О. А. Структура и спектры комбинационного рассеяния света сверхрешёток Ge-Si, выращенных гидридным методом / О. А. Кузнецов, Л. К. Орлов, Н. Г. Калугин, Ю. Н. Дроздов, М. Н. Дроздов, В. И. Вдовин, М. Г. Мильвидский // ФТП. — 1994. — Т. 36. — С. 726—734.
- 29 Tersoff, J. Competing relaxation mechanisms in strained layers / J. Tersoff, F. K. LeGoues // Phys. Rev. Lett. — 1994. — Vol. 72. — P. 3570—3573.
- 30 Бир, Г. Л. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках / Г. Л. Бир, Г. Е. Пикус. — М.: Наука. — 1972. — 584 с.
- 31 Sticker, J. J. Quantum Effects in Ge and Si. I / J. J. Sticker, H. J. Zeiger, G. S. Heller // Phys. Rev. — 1962. — Vol. 127. — P. 1077—1084.
- 32 Suzuki, K. Quantum resonance in the valence bands of germanium / K. Suzuki, J. C. Hensel // Phys. Rev. — 1974. — Vol. 9. — P. 4184—4257.
- 33 Van de Walle, C. G. Theoretical calculation of heterojunction discontinuities in the Si/Ge system / C. G. Van de Walle, R. M. Martin. // Phys. Rev B. — 1986. — Vol. 34. — P. 5621—5634.
- 34 Алешкин, В. Я. Спектры электронов и дырок и правила отбора для оптических переходов в гетероструктуре $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x/\text{Ge}$ / В. Я. Алешкин, Н. А. Бекин // ФТП. — 1997. — Т. 31. — С. 171—178.
- 35 Дьяконов М. И. Размерное квантование дырок в полупроводнике со сложной валентной зоной и носителей в бесщелевом полупроводнике / М. И. Дьяконов, А. В. Хаецкий // ЖЭТФ. — 1982. — Т. 82. — С. 1584—1590.
- 36 Молдавская, М. Д. Субмиллиметровая спектроскопия носителей заряда в напряжённых гетероструктурах Ge/GeSi: Диссертация на соискание степени кандидата физ.-мат. наук: 05.27.01 / М. Д. Молдавская. — Н. Новгород, 2000. — 165 с.
- 37 Dresselhaus, G. Cyclotron resonance of electrons and holes in silicon and germanium crystals / G. Dresselhaus, A. F. Kip, C. Kittel // Phys. Rev. — 1955. — Vol. 98. — P. 368—384.

-
- 38 Stern, F Properties of semiconductor surface inversion layers in the electric quantum limit / F. Stern, W. E. Howard // *Phys. Rev.* — 1967. — Vol. 163. — P. 816—835.
- 39 Nutzel, J. F. Growth and properties of high mobility two-dimensional hole gases in Ge on relaxed Si/SiGe, Ge/SiGe buffers and Ge substrates / J. F. Nutzel, C. M. Engelhardt, R. Wlesner [et al] // *International Conference on Molecular Beam Epitaxy: Abstracts, Osaka.* — 1994. — P. 170.
- 40 Engelhardt, C. M. High mobility 2D hole gases in strained Ge channels on Si substrates studied by magnetotransport and cyclotron resonance / C. M. Engelhardt, D. Tobben, M. Ashauer [et al.] // *Solid State Electron.* — 1994. — Vol. 37. — P. 949—952.
- 41 Winkler, R. Theory for cyclotron resonance of holes in strained asymmetric Ge/SiGe quantum wells / R. Winkler, M. Merkler, T. Darnhofer, U. Rossler // *Phys. Rev. B.* — 1996. — Vol. 53. — P. 10858—10864.
- 42 Aleshkin, V. Ya. Hole cyclotron resonance in MQW Ge/GeSi heterostructures in quantizing magnetic fields / V. Ya. Aleshkin, V. I. Gavrilenko, I. V. Erofeeva, O. A. Kuznetsov, M. D. Moldavskaya, V. L. Vaks, D. B. Veksler // *Nanostructures: physics and technology: Proc. of the 6th Int. Symp., St. Petersburg, June 22-26, 1998.* — St. Petersburg: Ioffe Institute, 1998. — P. 356—359.
- 43 Aleshkin, V. Ya. Cyclotron resonance of two-dimensional holes in strained multi-quantum-well Ge/GeSi heterostructures / V. Ya. Aleshkin, V. L. Vaks, D. B. Veksler, V. I. Gavrilenko, I. V. Erofeeva, O. A. Kuznetsov, M. D. Moldavskaya // *Terahertz Spectroscopy and Applications II: Proc. of the Int. Conf., Munich, Germany.* — *Proceedings of SPIE, 1999.* — Vol. 3828. — P. 342—346.
- 44 В. А. Боженкин. Получение и исследование нелегированных эпитаксиальных слоев германия: Дипломная работа / Боженкин В. А. // Нижний Новгород, ННГУ, 1993. — 45 с.
45. Орлов, Л. К Энергетические диаграммы и электрические характеристики сверхрешёток Ge/Ge_{1-x}Si_x с напряженными слоями / Л. К. Орлов, О. А. Кузнецов, Ю. Н. Дроздов, Р. А. Рубцова, Ю. А. Романов, А. Л. Чернов. // *ФТТ.* — 1990. — Т. 32. — С. 1933—1940.

-
- 46 Орлов, Л. К. Холл-эффект и особенности зонной структуры селективно легированных сверхрешёток $\text{Ge-Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ / Л. К. Орлов, О. А. Кузнецов, Р. А. Рубцова, А. Л. Чернов, В. И. Гавриленко, О. А. Миронов, В. В. Никоноров, И. Ю. Скрылёв, С. В. Чистяков // ЖЭТФ. — 1990. — Т. 98 — С. 1028—1034.
- 47 Калугин, Н. Г. Наблюдение 2D-экситонной люминесценции в слоях германия периодических гетероструктур $\text{Ge-Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ / Н. Г. Калугин, Л. К. Орлов, О. А. Кузнецов // Письма в ЖЭТФ. — 1993. — Т. 58. — С. 197—201.
- 48 Orlov, L. K. Exciton luminescence in $\text{Ge/Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ multiple quantum well structures / L. K. Orlov, V. Ya. Aleshkin, N. G. Kalugin, N. A. Bekin, O. A. Kuznetsov, B. Deetrich, G. Vacquet, J. Leotin, M. Brousseau, F. Hassen // J. Appl. Phys. — 1996. — Vol. 80. — P. 415—422.
- 49 Калугин, Н. Г. Исследование спектров экситонной люминесценции гетероструктур $\text{Ge/Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ со слоями нанометровой толщины: Диссертация на соискание степени кандидата физ.-мат. наук: 05.27.01/ Н. Г. Калугин. — Нижний Новгород, 1997. — 152 с.
- 50 Кузнецов, О. А. Квантовый эффект Холла на дырках в напряженных сверхрешётках $\text{Ge-Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ / О. А. Кузнецов, Л. К. Орлов, Р. А. Рубцова, А. Л. Чернов, Ю. Г. Арапов, Н. А. Городилов, Г. Л. Штрапенин // Письма в ЖЭТФ. — 1991. — Т. 54. — С. 351—353.
- 51 Арапов, Ю. Г. Спиновое расщепление осцилляций магнитосопротивления и квантовый эффект Холла в сверхрешётках $\text{Ge-Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ в наклонном магнитном поле / Ю. Г. Арапов, Н. А. Городилов, О. А. Кузнецов, В. В. Неверов, Л. К. Орлов, Р. А. Рубцова, Г. И. Харус, А. Л. Чернов, Н. Г. Шелушнина // Письма в ЖЭТФ. — 1994. — Т. 59. — С. 227—230.
- 52 Арапов, Ю. Г. Квантовый эффект Холла в многослойных гетероструктурах $\text{p-Ge/Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ и энергетический спектр двумерного дырочного газа в магнитном поле / Ю. Г. Арапов, Н. А. Городилов, В. В. Неверов, М. В. Якунин, А. В. Германенко, Г. М. Миньков, О. А. Кузнецов, Л. К. Орлов, Р. А. Рубцова, А. Л. Чернов // Письма в ЖЭТФ. — 1994. — Т. 59. — С. 247—251.

-
- 53 Abstreiter, G. Cyclotron resonance of electrons in surface space-charge layers on silicon / G. Abstreiter, J. P. Cotthaus, J. F. Koch, G. Dorda // *Phys. Rev. B.* — 1975. — Vol. 14. — P. 2480—2493.
- 54 Gavrilenko, V. I. Shallow acceptors in strained MQW heterostructures Ge/GeSi / V. I. Gavrilenko, I. V. Erofeeva, A. L. Korotkov, Z. F. Krasil'nik, O. A. Kuznetsov, M. D. Moldavskaya, V. V. Nikonorov, L. V. Paramonov // *Nanostructures: physics and technology: Proc. of the 4th Int. Symp., St. Petersburg, June 24-28, 1996.* — St. Petersburg: Ioffe Institute, 1996. — P. 420—423.
- 55 Gavrilenko, V. I. Far IR impurity photoconductivity in strained MQW Ge/GeSi heterostructures / V. I. Gavrilenko, I. V. Erofeeva, A. L. Korotkov, Z. F. Krasil'nik, O. A. Kuznetsov, M. D. Moldavskaya, V. V. Nikonorov, L. V. Paramonov // *Inst. Phys. Conf. Ser. No155.* — Bristol, IOP Publishing, 1997. — P. 133—136.
- 56 Rieger, M. M. Electronic-band parameters in strained $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ alloys on $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y$ substrates / M. M. Rieger, V. Vogl // *Phys. Rev. B.* — 1993. — Vol. 48. — P. 14276—14287.
- 57 Dresselhaus, G. Cyclotron Resonance in Ge-Si Alloys / G. Dresselhaus, A. F. Kip, Han-Ying Ku, G. Wagoner // *Phys. Rev.* — 1955. — Vol. 100. — P. 1218—1219.
- 58 Erginsoy, C. Neutral Impurity Scattering in Semiconductors / C. Erginsoy // *Phys. Rev.* — 1950. — Vol. 79. — P. 1013—1014.
- 59 Конуэлл, Э. Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях / Э. Конуэлл. — М.: Мир, 1977 — 384 с.
- 60 Glickman, M. Mobility of Electrons in Germanium-Silicon Alloys / M. Glickman // *Phys. Rev.* — 1958 — Vol. 111. — P. 125—128.
- 61 Nordheim, L The electron theory of metals / L. Nordheim // *Ann. Physik.* — 1931. — Vol. 9. — P. 607—641.
- 62 Bastard, G. Hydrogenic impurity states in a quantum well: a simple model / G. Bastard // *Phys. Rev. B.* — 1981 — Vol. 24. — P. 4714—4722.
- 63 Mailhot, C. Energy spectra of donors in GaAs-AlGaAs quantum well structures in effective-mass approximation / C. Mailhot, Y.-C. Chang, T. G. McGill // *Phys. Rev. B.* — 1982. — Vol. 26 — P. 4449—4457.

-
- 64 Greene, R. L. Energy levels of hydrogenic impurity states in GaAs-AlGaAs quantum well structures / R. L. Greene, K. K. Bajaj // *Solid State Commun.* — 1983. — Vol. 45. — P. 825—829.
- 65 Greene, R. L. Effect of magnetic field on the energy levels of a hydrogenic impurity center in GaAs-AlGaAs quantum-well structures / R. L. Greene, K. K. Bajaj // *Phys. Rev. B.* — 1985. — Vol. 31. — P. 913—918.
- 66 Chen, R. Excited states of hydrogenic impurities quantum wells in magnetic field / R. Chen, J. P. Cheng, D. L. Lin, B. McCombe, T. George // *J. Condens. Matter.* — 1995. — Vol. 7. — P. 3577—3590.
- 67 Latge, A. Donor $1s \rightarrow 2p_{\pm}$ transitions in doped GaAs-AlGaAs quantum wells: effects of electric and magnetic fields / A. Latge, N. Porrás-Montenegro, L. E. Oliveira // *Phys. Rev. B.* — 1995. — Vol. 51. — P. 2259—2263.
- 68 Latge, A. Effects of external fields on the far-infrared $1s \rightarrow 2p_{\pm}$ intradonor absorption spectra in quantum wells / A. Latge, N. Porrás-Montenegro, L. E. Oliveira // *J. Appl. Phys.* — 1996. — Vol. 80. — P. 1—4.
- 69 Masselink, T. Acceptor spectra of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -GaAs quantum wells in external fields: Electric, magnetic, and uniaxial stress / T. Masselink, Y.-C. Chang, H. Morkoc // *Phys. Rev. B.* — 1985. — Vol. 32. — P. 5190—5201.
- 70 Pasquarello, A. Binding energies of excited shallow acceptor states in GaAs-AlGaAs quantum wells / A. Pasquarello, L. C. Andreani, R. Buczko // *Phys. Rev. B.* — 1989. — Vol. 40. — P. 5602—5612.
- 71 Fraizzoli, S. Binding energies of ground and excited shallow acceptors in GaAs-AlGaAs quantum wells / S. Fraizzoli, A. Pasquarello // *Phys. Rev. B.* — 1990. — Vol. 42. — P. 5349—5352.
- 72 Einevoll, G. T. Effective bond-orbital model for shallow acceptors in GaAs-AlGaAs quantum wells and superlattices / G. T. Einevoll, Y.-C. Chang // *Phys. Rev. B.* — 1990. — Vol. 41. — P. 1447—1460.
- 73 Loehr, J. P. Effect of biaxial strain on acceptor-level energies in InGaAs/AlGaAs (on GaAs) quantum wells / J. P. Loehr, J. Singh // *Phys. Rev. B.* — 1990. — Vol. 41. — P. 3695—3701.

-
- 74 Козлов, Д. В. Локализованные и резонансные состояния мелких акцепторов в напряженных полупроводниковых гетероструктурах и одноосно деформированном германии: Диссертация на соискание степени кандидата физ.-мат. наук: 05.27.01 / Д. В. Козлов. — Нижний Новгород, 2003. — 151 с.
- 75 Ramdas, A. K. Spectroscopy of solid-state analogues of H atom / A. K. Ramdas and S. Rodriguez // Rep. Prog. Phys. — 1981. — Vol. 44. — P. 1297—1387.
- 76 Boyle, W. S. Transition to the high field limit in the Zeeman spectra of germanium donors / W. S. Boyle and R. E. Howard // J. Phys. Chem. Solids. — 1961. — Vol. 19. — P. 181—188.
- 77 Nisida, Y. Shallow donor levels in germanium in an intermediate magnetic field / Y. Nisida, K. Horii // Phys. Soc. Japan. — 1971. — Vol. 31. — P. 776—782.
- 78 Nisida, Y. Zeeman spectra of arsenic and antimony in germanium in an intermediate magnetic field / Y. Nisida, K. Horii // Phys. Soc. Japan. — 1971. — Vol. 31. — P. 783—791.
- 79 Narita, S. Shallow donor states in high purity GaAs in magnetic field / S. Narita, M. Miyao // Solid State Commun. — 1971. — Vol. 9. — P. 2161—2165.
- 80 Гершензон, Е. М. Энергетический спектр доноров в GaAs и Ge и влияние на него магнитного поля / Е. М. Гершензон, Г. Н. Гольцман, А. И. Елантьев // ЖЭТФ. — 1977. — Т. 72. — С. 1062—1079.
81. Reuszer, J. H. Excitation spectrum of arsenic impurity in germanium under uniaxial compression / J. H. Reuszer, P. Fisher // Phys. Rev. — 1965. — Vol. 140. — P. A245—A251.
- 82 Reuszer, J. H. Excitation spectra of arsenic impurities in germanium under uniaxial compression / J. H. Reuszer, P. Fisher // Phys. Rev. — 1968. — Vol. 165. — P. 909—916.
- 83 Dickey, D. H. Excitation spectra of group III impurities in germanium under uniaxial stress / D. H. Dickey, J. O. Dimmock // J. Phys. Chem. Solids. — 1967. — Vol. 28. — P. 529—542.
- 84 Jones, R. L. Spectroscopic study of the deformation-potential constants of group III acceptors in germanium / R. L. Jones and P. Fisher // Phys. Rev. B. — 1970. — Vol. 2. — P. 2016—2029.

-
- 85 Kazanskii, A. G. Photoionization of acceptors in uniaxially stressed germanium / A. G. Kazanskii, R. L. Richards, E. E. Haller // *Solid State Commun.* — 1977. — Vol. 24. — P. 603—606.
- 86 *Semiconductors and semimetals* / ed. by R. K. Willardson, A. C. Beer. — New York: Academic Press, 1977. — Vol. 12.
- 87 Haller, E. E. Advanced far-infrared detectors / E. E. Haller // *Infrared Phys. Technol.* — 1994. — Vol. 35. — P. 127—146.
- 88 Jarosik, N. C. Binding of shallow donor impurities in quantum-well structures / N. C. Jarosik, B. D. McCombe, B. V. Shanabrook, J. Comas, J. Ralston, G. Wicks // *Phys. Rev. Lett.* — 1985. — Vol. 54. — P. 1283—1286.
- 89 Glaser, E. Far-infrared magnetoabsorption study of weakly bound electrons in multiple GaAs/AlGaAs quantum wells / E. Glaser, B. V. Shanabrook R. L. Hawkins, W. Beard, J.-M. Mercy, B. D. McCombe, D. Musser // *Phys. Rev. B.* — 1987. — Vol. 36. — P. 8185—8188.
- 90 Reeder, A. A. Effects of confinement on shallow donors and acceptors in GaAs/AlGaAs quantum wells / A. A. Reeder, J.-M. Mercy, B. D. McCombe // *IEEE J. Quantum Electron.* — 1988. — Vol. 24. — P. 1690—1698.
- 91 Helm, M. Far-infrared spectroscopy of minibands and confined donors in GaAs/Al_xGa_{1-x}As superlattices / M. Helm, F. M. Peeters, F. DeRosa, E. Colas, J. P. Harbison, L. T. Florez // *Phys. Rev. B.* — 1991. — Vol. 43. — P. 13983—13991.
- 92 Mercy, J. M. Photoconductivity of confined donors in GaAs-AlGaAs quantum-wells / J. M. Mercy, N. C. Jarosik, B. D. McCombe, J. Ralston, G. Wicks // *J. Vac. Sci. Technol. B.* — 1986. — Vol. 4. — P. 1011—1013.
- 93 Holmes, S. Occupancy of shallow donor impurities in quasi-two-dimensional systems: D⁰ and D⁻ states / S. Holmes, J.-P. Cheng, B. D. McCombe, W. Schaff // *Phys. Rev. Lett.* — 1992. — Vol. 69. — P. 2571—2574.
- 94 Knap, W. Magneto-emission from shallow donors in quantum wells / W. Knap, S. Huant, C. Chaubet, B. Etienne // *Superlattices and Microstructures.* — 1990. — Vol. 8. — P. 313—316.
- 95 Huant, S. Two-dimensional D⁻ centers / S. Huant, S. P. Najda, B. Etienne // *Phys. Rev. Lett.* — 1990. — Vol. 65. — P. 1486—1489.

-
- 96 Holmes, S. Occupancy of shallow donor impurities in quasi-two dimensional system: D^0 and D^- states / S. Holmes, J.-P. Cheng, B. D. McCombe, W. Schaff // Phys. Rev. Lett. — 1992. — Vol. 69. — P. 2571—2574.
- 97 Cheng, J.-P. Many-body effects on quasi-two-dimensional shallow-donor impurity states in high magnetic fields / J.-P. Cheng, Y. J. Wang, B. D. McCombe, W. Schaff // Phys. Rev. Lett. — 1993. — Vol. 70. — P. 489—492.
- 98 Jiang, Z. X. Magnetic-field-induced unbinding of the off-well-center D^- singlet state in GaAs/AlGaAs multiple quantum wells / Z. X. Jiang, B. D. McCombe, J.-L. Zhu, W. Schaff // Phys. Rev. B. — 1997. — Vol. 56. — P. R1692—R1695.
- 99 Roth, A. P. Binding energy of shallow acceptors in InGaAs/GaAs strained quantum wells / A. P. Roth, D. Morris, R. A. Masut, C. Lacelle, J. A. Jackman // Phys. Rev. B. — 1988. — Vol. 38. — P. 7877—7880.
- 100 Holtz, P. O. Spectroscopic study of an acceptor confined in a narrow GaAs/AlGaAs quantum well / P. O. Holtz, M. Sundaram, R. Simes, J. L. Merz, A. C. Gossard, J. P. English // Phys. Rev. B. — 1989. — Vol. 39. — P. 13293—13301.
- 101 Holtz, P. O. Electronic structure of a shallow acceptor confined in a GaAs/AlGaAs quantum well / P. O. Holtz, Q. X. Zhao, B. Monemar, M. Sundaram, J. L. Merz, A. C. Gossard // Phys. Rev. B. — 1993. — Vol. 47. — P. 15675—15678.
- 102 Reeder, A. A. Far-infrared study of confinement effects on acceptors in GaAs/AlGaAs quantum wells / A. A. Reeder, B. D. McCombe, F. A. Chambers, G. P. Devane // Phys. Rev. B. — 1988. — Vol. 38. — P. 4318—4321.
- 103 Алешкин, В. Я. Резонансные состояния акцепторов в гетероструктурах Ge/Ge_{1-x}Si_x с квантовыми ямами / В. Я. Алешкин, Б. А. Андреев, В. И. Гавриленко, И. В. Ерофеева, Д. В. Козлов, О. А. Кузнецов // Нанофотоника: Материалы всероссийского совещания, Нижний Новгород, Россия, 20—23 марта 2000. — Нижний Новгород: ИФМ РАН, 2000. — С. 114—117.
- 104 Ерофеева, И. В. Субмиллиметровая фотопроводимость в низкоразмерных полупроводниковых гетероструктурах: Диссертация на соискание степени кандидата физ.-мат. наук: 05.27.01 / И. В. Ерофеева. — Нижний Новгород, 2006. — 138 с.

-
- 105 Быкова, Е. М. / Е. М. Быкова, Т. М. Лифшиц, В. И. Сидоров // ФТП. — 1973. — Т. 7, № 5. — С. 986 —.
- 106 Aleshkin, V. Ya. Effect of magnetic field quantization on the shallow acceptor spectrum in strained Ge/GeSi heterostructures / V. Ya. Aleshkin, V. I. Gavrilenko, D. B. Veksler, L. Reggiani // Phys. Rev. B. — 2002. — Vol. 66. — P. 155336—155347.
- 107 Aleshkin, V. Ya. Far-Infrared Spectroscopy of Shallow Acceptors in Strained Ge/GeSi Quantum Well Heterostructures / V. Ya. Aleshkin, V. I. Gavrilenko, I. V. Erofeeva, A. L. Korotkov, D. V. Kozlov, O. A. Kuznetsov, M. D. Moldavskaya // Phys. Stat. Sol. — 1998. — Vol. B210. — P. 649—653.
- 108 Мешков, С. В. / С. В. Мешков, Э. И. Рашба // ЖЭТФ. — 1979. — Т. 76. — С. 2206—2215.
- 109 Алёшкин, В. Я. A^+ -центры в гетероструктурах Ge/Ge_{1-x}Si с квантовыми ямами / В. Я. Алёшкин, В. И. Гавриленко, Д. В. Козлов // Нанопотоника: Материалы всероссийского совещания, Нижний Новгород, Россия, 17—20 марта 2003. — Нижний Новгород: ИФМ РАН, 2003. — С. 318—321.
- 110 Алешкин, В. Я. Примесное магнитопоглощение гетероструктур Ge/GeSi с квантовыми ямами в квантующих магнитных полях / В. Я. Алешкин, А. В. Антонов, В. И. Гавриленко, И. В. Ерофеева, А. В. Иконников, Д. В. Козлов, О. А. Кузнецов, К. Е. Спириин // Нанопотоника и наноэлектроника: Материалы всероссийского симпозиума, Нижний Новгород, ИФМ РАН, 2005. — Нижний Новгород: ИФМ РАН 2005. — С. 397—398.
- 111 Tuttle, G Electron concentrations and mobilities in AlSb/InAs/AlSb quantum wells / G. Tuttle, H. Kroemer, J.H. English // J. Appl. Phys. — 1989. — Vol. 65. — P. 5239—5242.
- 112 Nguyen, C. Growth of InAs/AlSb quantum wells having both high mobilities and sheet densities / C. Nguyen, B. Brar, C. R. Bolognesi, J. J. Pekarik, H. Kroemer, J. H. English // J. Electron. Mater. — 1993. — Vol. 22. — P. 255—258.
- 113 Grundler, D. Spintronics / D. Grundler // Phys. World. — 2002. — Vol. 15. — P. 39.
- 114 Nguyen C. Surface donor contribution to electron sheet concentrations in not-intentionally doped InAs-AlSb quantum wells / C. Nguyen, B. Brar, H. Kroemer, J. H. English // Appl. Phys. Lett. — 1992. — Vol. 60. — P. 1854—1856.

-
- 115 Idenshita S. Electron accumulation in AlGaSb/InAs/AlGaSb quantum well system / S. Idenshita, A. Furukawa, Y. Mochizuki, M. Mizuta // *Appl. Phys. Lett.* — 1992. — Vol. 60. — P. 2549—2551.
- 116 Dow, J. D. Impurities in type-II-staggered InAs/ASb superlattices // J. D. Dow, J. Shen, S. Y. Ren // *Superlattices and Microstructures.* — 1993. — Vol. 13. — P. 405—412.
- 117 Chadi, D. J. Electron accumulation at undoped AlSb-InAs quantum wells: Theory / D. J. Chadi // *Phys. Rev. B.* — 1993. — Vol. 47. — P. —13478—13484.
- 118 Tuttle, G. Effects of interface layer sequencing on the transport properties of InAs/AlSb quantum wells: Evidence for antisite donors at the InAs/AlSb interface / G. Tuttle, H. Kroemer, J. H. English // *J. Appl. Phys.* — 1990. — Vol. 67. — P. 3032—3037.
- 119 Furukawa, A. Origin of deep donors in AlSb grown by molecular beam epitaxy / A. Furukawa, S. Idenshita // *Journal of Applied Physics.* — 1994. — Vol. 75. — P. 5012—5015.
- 120 Nguyen, C. Surface-layer modulation of electron concentrations in InAs-AlSb quantum wells / C. Nguyen, B. Brar, H. Kroemer // *J. Vac. Sci. Technol. B.* — 1993. — Vol. 11. — P. 1706—1909.
- 121 Tsai, L. C. Persistent photoconductivity in SiGe/Si quantum wells / L. C. Tsai, C. F. Huang, J. C. Fan, Y. H. Chang, Y. F. Chen, W. C. Tsai, C. Y. Chang // *Journal of Applied Physics.* — 1998. — Vol. 84, Issue 2. — P. 877—880.
- 122 Jiang, H. X. Persistent photoconductivity and related critical phenomena in $Zn_{0.3}Cd_{0.7}Se$ / H. X. Jiang, J. Y. Lin // *Phys. Rev. B.* — 1989. — Vol. 40. — P. 10025—10028.
- 123 Chen, H. M. Persistent photoconductivity in n-type GaN / H. M. Chen, Y. F. Chen, M. C. Lee, M. S. Feng // *Journal of Applied Physics.* — 1997. — Vol. 82, Issue 2. — P. 899—901.
- 124 Kirilyuk, A. I. / A. I. Kirilyuk, N. M. Kreines, V. I. Kudinov // *JEPT Lett.* — 1990. — Vol. 52. — P. 49—51.
- 125 Шейкман М. К. / М. К. Шейкман, А. Я. Шик // *ФТП.* — 1976. — Vol. 10. — P. 208—217.

-
- 126 Störmer H. L. Two-dimensional electron gas at a semiconductor-semiconductor interface / H. L. Störmer, R. Dingle, A. C. Gossard, W. Wiegmann, M. D. Sturge // *Solid State Communications*. — 1979. — Vol. 29, Issue 10. — P. 705—709.
- 127 Lang D. V. Trapping characteristics and a donor-complex (DX) model for the persistent-photoconductivity trapping center in Te-doped $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ / D. V. Lang, R. A. Logan, M. Jaros // *Phys. Rev. B*. — 1979. — Vol. 19. — P. 1015—1030.
- 128 Mooney, P. M. Deep donor levels (DX centers) in III-V semiconductors / P. M. Mooney // *Journal of Applied Physics*. — 1990. — Vol. 67, Issue 3. — P. R1—R26.
- 129 Kastalsky, A Study of persistent photoconductivity effect in n-type selectively doped AlGaAs/GaAs heterojunction / A. Kastalsky, J. C. M. Hwang // *Solid State Communications*. — 1984. — Vol. 51, Issue 5. — P. 317—322.
- 130 Shen, J. Observation of negative persistent photoconductivity in an n-channel GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ single heterojunction / J. Shen, C. H. Yang, R. A. Wilson, M. J. Yang // *Applied Physics Letters*. — 1992. — Vol. 60 — P. 2113—2115.
- 131 Chaves, A. S. Negative photoconductivity in semiconductor heterostructures / A. S. Chaves, H. Chacham // *Applied Physics Letters*. — 1995. — Vol. 66. — P. 727—729.
- 132 Shen, J. Tamm states and donors at InAs/AlSb interfaces / J. Shen, H. Goronkin, J. D. Dow, S. Y. Ren // *J. Appl. Phys.* — 1995. — Vol. 77. — P. 1576—1581.
- 133 Störmer, H. L. Dependence of electron mobility in modulation-doped GaAs-(AlGa)As heterojunction interfaces on electron density and Al concentration / H. L. Störmer, A. C. Gossard, W. Wiegmann, K. Baldwin // *Applied Physics Letters*. — 1981. — Vol. 39, Issue 11. — P. 912—914.
- 134 Sadofyev Yu. G. Large g-factor enhancement in high-mobility InAs/AlSb quantum wells / Yu. G. Sadofyev, A. Ramamoorthy, B. Naser, J. P. Bird, S. R. Jonson, Y.-H. Zhang // *Appl. Phys. Lett.* — 2002. — Vol. 81. — P. 1833—1835.
- 135 Alibert, C. Modulation-spectroscopy study of the $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{Sb}$ band structure / C. Alibert, A. Joullié, A. M. Joullié, C. Ance // *Phys. Rev. B*. — 1983. — Vol. 27. — P. 4946—4954.

-
- 136 Vufgaftman, I. Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys / I. Vufgaftman, J. R. Meyer, L. R. Ram-Mohan. // *J. Appl. Phys.* — 2001. — Vol. 89. — N. 11. — P. 5815—5875.
- 137 Shaw, R. W. Intrinsic Oscillatory Photoconductivity and the Band Structure of GaAs / R. W. Shaw // *Phys. Rev. B.* — 1971. — Vol. 3. — P. 3283—3287.
- 138 Nakagawa, A. Deep levels in Te-doped AlSb grown by molecular beam epitaxy / A. Nakagawa, J. J. Pekarik, H. Kroemer, J. H. English // *Appl. Phys. Lett.* — 1990. — Vol. 57. — N. 15. — P. 1551—1553.
- 139 Cheng, J.-P. Anomalies in the cyclotron resonance of quasi-two-dimensional electrons in silicon at low electron densities / J.-P. Cheng and B. D. McCombe // *Phys. Rev. Lett.* — 1990. — Vol. 64. — P. 3171—3174.
- 140 Heitmann, D. Cyclotron-resonance oscillations in InAs quantum wells / D. Heitmann, M. Ziesmann, L. L. Chang // *Phys. Rev. B.* — 1986. — Vol. 34. — P. 7463—7466.
- 141 Thiele, F. Cyclotron masses in n-GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs heterojunctions / F. Thiele, U. Merkt, J. P. Kotthaus, G. Lommer, F. Malcher, U. Rossler, G. Weimann, // *Solid State Commun.* — 1987. — Vol. 62. — P. 841—844.
- 142 Ensslin, K. Cyclotron resonance in Al_xGa_{1-x}As-GaAs heterostructures with tunable charge density via front gates / K. Ensslin, D. Heitmann, H. Sigg, K. Ploog, // *Phys. Rev. B.* — 1987. — Vol. 36. — P. 8177—8180.
- 143 Chou, M. J. Cyclotron resonance of high-mobility two-dimensional electrons at extremely low densities / M. J. Chou, D. C. Tsui, G. Weimann // *Phys. Rev. B.* — 1988. — Vol. 37. — P. 848—854.
- 144 Batke, E. Filling-factor-dependent cyclotron mass in space-charge layers on GaAs / E. Batke, H. L. Stormer, A. C. Gossard, J. H. English // *Phys. Rev. B.* — 1988. — Vol. 37. — P. 3093—3096.
- 145 Васильев, Ю. Б. Влияние спин-орбитального взаимодействия на циклотронный резонанс двумерных электронов / Ю. Б. Васильев, С. Д. Сучалкин, С. В. Иванов, Б. Я. Мельцер, П. С. Копьев // *Письма в ЖЭТФ.* — 2004. — Т. 79. — С. 674—677.
- 146 Бычков, Ю. А. / Ю. А. Бычков, Е. И. Рашба // *Письма в ЖЭТФ.* — 1984. — Т. 39. — С. 66—69.

-
- 147 Winkler, R Cyclotron resonance and subband-Landau level coupling in 2D electron and hole gases / R. Winkler // *Surface Sci.* — 1996. — Vol. 361, 362. — P. 411—414.
- 148 Shiraki, Y Photoconductivity of silicon inversion layers / Y. Shiraki // *Journal of Physics C.* — 1977. — Vol. 10. — P. 4539—4544.
- 149 Kane, E. O. Band structure of indium antimonide / E. O. Kane // *J. Phys. Chem. Solids.* — 1957. — Vol. 1. — P. 249—261.
- 150 Алешкин, В. Я. Межподзонное поглощение ИК излучения в напряженных структурах $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-GaAs}$ с квантовыми ямами / В. Я. Алешкин, А. В. Аншон, Т. С. Бабушкина, Л. М. Батукова, Е. В. Демидов, Б. Н. Звонков, Т. С. Кунцевич, И. Г. Малкина, Т. Н. Янькова // *ФТП.* — 1992. — Т. 26, вып. 3. — С. 516—521.
- 151 Trebin, H.-R. Quantum resonances in the valence bands of zinc-blende semiconductors. I. Theoretical aspects / H.-R. Trebin, U. Rössler, R. Ranvaud // *Phys. Rev. B.* — 1979. — Vol. 20. — P. 686—700.
- 152 Mayer, H. Spin splitting and anisotropy of cyclotron resonance in the conduction band of GaAs / H. Mayer, U. Rössler // *Phys. Rev. B.* — 1991. — Vol. 44. — P. 9048—9051.