

71:99-1/376-X  
D 210498 1191/04

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. А.Ф.ИОФФЕ

~~Президиум ВАК России~~  
(решение от "20" "11" 1998 г., № 379/20 на правах рукописи)  
присудил ученую степень **ДОКТОРА**  
*Калевич Владимир Константинович* наук  
Начальник управления ВАК России

**АНИЗОТРОПИЯ И НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ОПТИЧЕСКОЙ  
ОРИЕНТАЦИИ В ОБЪЕМНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ И СТРУКТУРАХ С  
КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ**

Специальность :  
01.04.07 - физика твердого тела

ДИССЕРТАЦИЯ  
на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук  
в форме научного доклада

Санкт-Петербург  
1998

Работа выполнена в Физико-техническом институте им. А.Ф.Иоффе  
Российской Академии наук,

РОССИЙСКАЯ  
ГОСУДАРСТВЕННАЯ  
БИБЛИОТЕКА

Официальные оппоненты:

9 11984 - 99

доктор физико-математических наук, профессор	Дьяконов М.И.,
доктор физико-математических наук, профессор	Мастеров В.Ф.,
доктор физико-математических наук, профессор	Новиков Б.В.

Ведущая организация:

ВНЦ "Государственный оптический институт им. С.И.Вавилова"

Защита диссертации состоится "19" марта 1998 г. в 15 часов на заседании диссертационного совета Д 003.23.03 при Физико-техническом институте им. А.Ф.Иоффе РАН по адресу:  
194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., д. 26.

Отзывы о диссертации в двух экземплярах, в том числе в печатью, просим направлять по вышеуказанному адресу диссертационного совета.

Диссертация разослана "16" фев.

Ученый секретарь  
диссертационного совета Д 003.23.03  
кандидат физико-математических наук

*М.И.*

Петров А.А.

## СОДЕРЖАНИЕ

<b>Общая характеристика работы</b>	5
Актуальность темы	5
Цель работы	6
Научная новизна работы	6
Научная и практическая значимость работы	6
Основные положения, выносимые на защиту	7
Апробация работы	8
Публикации	9
<b>Основное содержание работы</b>	10
<b>1. Основы оптической ориентации электронов и ядер в полупроводниках</b>	10
<b>2. Прецизионное измерение поляризации света</b>	13
2.1. Высокочувствительный анализатор циркулярной поляризации непрерывных световых потоков	13
2.2. Измерение поляризации коротких световых импульсов	16
<b>3. Многоспиновые ядерные резонансные переходы</b>	18
3.1. Оптическая поляризация электронно-ядерной спиновой системы полупроводника в наклонном магнитном поле	18
3.2. Многоспиновый ЯМР	20
3.3. Многоквантовый многоспиновый ЯМР	23
3.4. Оптически индуцируемый ЯМР	24
<b>4. Численные свойства электронно-ядерной спиновой системы твердых растворов AlGaAs в сильном магнитном поле</b>	27
4.1. Анизотропия эффекта Ханле в сильном магнитном поле	27
4.2. Анализ динамических режимов электронно-ядерной спиновой системы	32

<b>5. Оптическая ориентация электронов и ядер в квантовых ямах GaAs/AlGaAs</b>	<b>36</b>
5.1. Измерение анизотропии g-фактора электронов проводимости в квантовых ямах GaAs/AlGaAs	36
5.2. Анизотропия электронного g-фактора в асимметричной квантовой яме	39
5.3. Определение знака g-фактора электронов проводимости полупроводника с помощью эффекта Ханле и спиновых квантовых биений	42
5.4. Оптическая поляризация ядер и ее детектирование в квантовых ямах GaAs/AlGaAs	46
5.5. Резонансное охлаждение ядерной спиновой системы в квантовых ямах	53
5.6. Влияние электрического тока на оптическую ориентацию двумерных электронов	57
<b>6. Глубокое охлаждение ядерной спиновой системы полупроводника светом</b>	<b>63</b>
6.1. Оптическое охлаждение ядерной спиновой системы в сочетании с адиабатическим размагничиванием	63
6.2. Спектр поглощения и частотная зависимость спинового коррелятора ядерной спин-системы в нулевом магнитном поле	66
<b>Основные результаты работы</b>	<b>71</b>
<b>Заключение</b>	<b>74</b>
<b>Список работ автора по теме диссертации</b>	<b>75</b>
<b>Цитируемая литература</b>	<b>77</b>

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

### *Актуальность темы*

Исследования оптической ориентации спиновой системы электронов и ядер полупроводников, нелинейных эффектов в этой сильно связанной системе позволяют получить большой объем информации о состояниях и динамике поведения носителей в полупроводниковых кристаллах и гетероструктурах на их основе, динамике спиновых процессов в полупроводниковых кристаллах и приборах, открывают возможность для изучения фундаментальных свойств спиновых систем при сверхнизких температурах.

Нелинейные системы широко используются в работе разнообразных технических устройств. Увеличение внимания к нелинейным системам связано также с недавним открытием детерминированного хаоса, когда одна и та же система, динамика которой в одних условиях предсказуема, в других условиях демонстрирует полностью непрогнозируемое поведение. Изучение динамики различных нелинейных систем является одной из наиболее интересных задач физики нелинейных явлений. Ярким примером нелинейной динамической системы является сильно связанная электронно-ядерная спиновая система (ЭЯСС), возникающая в полупроводнике в условиях оптической ориентации. Характеризация большого числа нелинейных эффектов, наблюдаемых в этой системе, требует целенаправленных исследований типов реализуемых в них динамических режимов.

Успехи современной технологии привели к созданию полупроводниковых структур пониженной размерности, представляющих в силу своих уникальных свойств огромный научный и практический интерес. В связи с чрезвычайно малым объемом вещества в таких структурах возникает проблема исследования их свойств и контроля качества с помощью высокочувствительных и селективных методов. К таким методам относится оптическая ориентация [1, 2]. Результаты экспериментов по оптической поляризации электронов и ядер в наноструктурах позволяют судить о локализации носителей заряда и экситонов, механических напряжениях и совершенстве гетерограниц и, в конечном итоге, о качестве этих структур.

Оптическая поляризация ядер в полупроводнике является результатом охлаждения их спиновой системы с помощью света [3]. Из теоретических оценок следует, что при оптическом охлаждении ядерная спиновая температура может быть понижена до  $10^{-7}$  К. При столь низких температурах возможен переход системы спинов ядер полупроводника в магнитоупорядоченное состояние, что открывает перспективы для изучения фундаментальных свойств ядерной спиновой системы, а также для создания управляемых светом ориентированных ядерных мишеней, которые могут быть использованы в экспериментах по ядерной физике.

Все это определяет актуальность темы диссертационной работы, целью которой является экспериментальное исследование нелинейных свойств электронно-ядерной спиновой системы, возникающей в условиях оптической ориентации в полупроводниковых материалах и квантово-размерных структурах на их основе, изучение анизотропии этих свойств, развитие методов оптического возбуждения и детектирования ЯМР, а также исследование оптических способов глубокого охлаждения ядерной спиновой системы и его проявлений при детектировании с помощью поляризованной люминесценции.

**Научная новизна работы** состоит в том, что в ней впервые:

- изучено влияние поля сверхтонкого взаимодействия, создаваемого ориентированными электронами на ядрах решетки, на оптическую ориентацию сильно связанной электронно-ядерной спиновой системы полупроводника в наклонном магнитном поле;

- оптическим способом зарегистрированы многоспиновые ядерные магнитные резонансы;

- ядерный магнитный резонанс в полупроводнике индуцирован с помощью одного света без использования радиочастотного поля;

- определены типы динамических режимов, реализующихся в электронно-ядерной спиновой системе в твердом растворе AlGaAs;

- осуществлены оптическая поляризация ядер и оптическое детектирование ЯМР в полупроводниковых гетероструктурах с квантовыми ямами, обнаружено резонансное охлаждение ядерной спиновой системы в таких структурах;

- обнаружена бистабильность электронно-ядерной спиновой системы в полупроводниковых квантовых ямах, обусловленная анизотропией g-фактора электронов проводимости. Предложена модель поляризации ЭЯСС, учитывающая анизотропию электронного g-фактора, которая позволила объяснить особенности поведения ЭЯСС в квантовых ямах;

- обнаружен эффект Хаггел, индуцируемый электрическим током;

- предложен метод глубокого охлаждения ядерной спиновой системы полупроводника до температуры  $10^{-7}$  К, сочетающий оптическое охлаждение с адиабатическим размагничиванием.

**Научная и практическая значимость работы:** заключается в том, что полученные в ней результаты имеют фундаментальное значение для развития теории синергетических явлений в электронно-ядерной спиновой системе, построения теории оптического охлаждения ядерной спиновой системы до

температуры ее перехода в магнитоупорядоченное состояние, расширяют представления о возможностях ЯМР-спектроскопии, дают важную информацию о качестве низкоразмерных структур. Разработанный в ходе выполнения диссертации высокочувствительный анализатор поляризации света может быть использован для проведения прецизионных эллипсометрических измерений с точностью выше 0.01%.

Научное направление, которое сформировалось в процессе выполнения комплекса исследований, лежащих в основу диссертации, — динамика и анизотропия свойств нелинейной сильно связанной электронно-ядерной спиновой системы в полупроводниках и полупроводниковых наноструктурах.

*Основные положения, выносимые на защиту.*

1) Усовершенствованный анализатор циркулярной поляризации непрерывного светового потока, использующий кварцевый модулятор поляризации и режим двухканального счета фотонов, имеет чувствительность лучше 0.01%, что достигается за счет полученной радиотехническим способом высокой стабильности нулевого отсчета.

Кварцевый модулятор поляризации в условиях синхронизации колебаний с импульсным источником света обеспечивает измерение круговой поляризации коротких световых импульсов ( $\text{нс} + 1 \text{ мкс}$ ).

2) Поле сверхтонкого взаимодействия, создаваемое ориентированными электронами на ядрах решетки, оказывает существенное влияние на оптическую поляризацию сильно связанной электронно-ядерной спиновой системы полупроводника в наклонном магнитном поле и является ответственным за возникновение характерного максимума на кривой Ханле.

3) Высокая поляризация ядер решетки полупроводника, получаемая в слабом магнитном поле в условиях оптической ориентации, обеспечивает оптический способ детектирования многоспинового ЯМР, соответствующего ядерному резонансному переходу на удвоенной или утроенной ларморовской частоте.

4) В условиях оптической ориентации ядерный магнитный резонанс в полупроводнике может быть возбужден в сильном магнитном поле без использования РЧ-поля с помощью одного циркулярно поляризованного света, промодулированного по круговой поляризации или по интенсивности.

5) Анизотропия ядерного поля, возникающая под влиянием квадрупольно расщепленных спиновых уровней ядер мышьяка в твердом

растворе AlGaAs, приводит к резкой анизотропии магнитной деполяризации люминесценции и возникновению незатухающих во времени осцилляций поляризации электронов и ядер в области сильных ( $\sim 1$  кЭ) магнитных полей.

Псевдохаотический режим, реализующийся в электронно-ядерной спиновой системе представляет собой квазипериодическое движение с двумя несоизмеримыми частотами.

6) Оптическая ориентация двумерных электронов приводит к динамической поляризации ядер и обеспечивает оптическое детектирование ЯМР в полупроводниковых структурах с квантовыми ямами.

7) Анизотропия  $g$ -фактора электронов проводимости в полупроводниковых квантовых ямах проявляется в экспериментах по оптической ориентации электронов и ядер и обуславливает бистабильность сильно-связанной электронно-ядерной спиновой системы в квантоворазмерных пленках GaAs.

8) Регулярное эффективное магнитное поле, действующее на спины электронов, направленно движущихся в средах с линейным по импульсу расщеплением зоны проводимости, регистрируется с помощью эффекта Ханле оптически ориентированных квазидвумерных электронов в квантовой яме GaAs/AlGaAs при пропускании электрического тока в плоскости ямы.

9) Сочетание оптического охлаждения в сильном продольном магнитном поле с адиабатическим размагничиванием в нулевое поле позволяет охладить ядерную спиновую систему полупроводника до температуры  $10^{-7}$  К. Этим методом впервые получена с помощью света спиновая температура ядер  $10^{-6}$  К.

#### *Апробация работы.*

Результаты диссертации докладывались на Всесоюзной конференции по физике соединений  $A^3B^5$  (Новосибирск, 1981), Всесоюзных конференциях по физике полупроводников (Баку, 1982; Киев, 1990), Congress AMPERE (Poznan, 1988; Athens, 1992; Kazan, 1994), Beijing conference and exhibition on instrumental analysis (Beijing, 1989), European Physical Society General Conf. (Amsterdam, 1990; Firenze, 1993), Всесоюзной конференции по физическим процессам в полупроводниковых гетероструктурах (Калуга, 1990), Всесоюзной конференции по физике магнитных явлений (Ташкент, 1991), Всесоюзной школе-симпозиуме по магнитному резонансу (Пермь, 1991), Intern. Conf. on Phys. Semiconductors (Beijing, 1992; Berlin, 1996), General Conf. of the Condensed Matter Division of the European Physical Society (Regensburg, 1993;



Madrid, 1994), Intern. Conf. on Magnetism (Warsaw, 1994), Российских конференциях по физике полупроводников (Нижний Новгород, 1993; Зеленогорск, 1996), Intern. Symposium "Nanostructures: Physics and Technology" (St. Petersburg, 1997), а также на семинарах в лабораториях ряда отечественных и зарубежных научных учреждений.

*Публикации.*

Содержание диссертации отражено в 26 научных статьях, список которых приведен в конце доклада.

## ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

### 1. ОСНОВЫ ОПТИЧЕСКОЙ ОРИЕНТАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ И ЯДЕР В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Данная глава посвящена краткому изложению основ оптической ориентации в полупроводниках, которая в настоящей диссертации используется в качестве основного метода исследования <sup>1)</sup>.

Оптическая ориентация в полупроводнике заключается в возникновении поляризации спинов носителей заряда при межзонном поглощении циркулярно-поляризованного света. Этот эффект, обнаруженный Лампелем в 1968 году [1], основан на передаче углового момента от квантов циркулярно-поляризованного света электронам и дыркам. В полупроводниках со структурой цинковой обманки поляризацией дырок можно пренебречь, поскольку из-за сильного спин-орбитального взаимодействия в валентной зоне спиновая релаксация дырок существенно быстрее спиновой релаксации электронов.

Если за время жизни электронов их поляризация не исчезает полностью, то рекомбинационное излучение будет циркулярно-поляризовано. Измерение круговой поляризации люминесценции позволяет проводить оптическое детектирование ориентации фотоэлектронов. Впервые такой опыт осуществил Парсонс [4]. В кристаллах типа  $A_3B_5$  степень круговой поляризации люминесценции  $\rho$ , регистрируемой в выбранном направлении (например, вдоль оси  $z$ ), равна проекции среднего спина электронов  $\bar{S}$  на это направление:  $\rho = S_z$ . Измеряя поляризацию люминесценции и ее зависимость от внешних воздействий, можно получить обширную информацию о процессах, происходящих в исследуемом кристалле.

Средний спин электронов в момент их рождения  $\bar{S}_i$  определяется направлением и поляризацией возбуждающего луча, а также правилами отбора по проекциям углового момента при межзонных переходах. Спиновая релаксация электронов уменьшает их начальную поляризацию. В отсутствие магнитного поля средний электронный спин равен  $\bar{S}_0 = \bar{S}_i \tau_s / (\tau + \tau_s)$ , где  $\tau$  и  $\tau_s$  - время жизни и время спиновой релаксации электронов.

Магнитное поле  $\vec{H}$ , перпендикулярное возбуждающему лучу, деполаризует электроны вследствие ларморовой прецессии их спинов. В этом суть эффекта Ханле. При этом зависимость  $S_z$  от  $H$  имеет вид:

<sup>1)</sup> Подробное рассмотрение принципов оптической ориентации в полупроводниках можно найти в монографии [2], содержащей обзор исследований, выполненных в этой области в первые 15 лет (1968-1983). В настоящее время общее количество публикаций по оптической ориентации в различных полупроводниках и полупроводниковых структурах составляет несколько сотен.

$$S_z = S_0 / (1 + H^2 / H_{1/2}^2) , \quad (1)$$

где  $H_{1/2} = \hbar(\tau + \tau_s) / g\mu_B \tau \tau_s$  - так называемая полуширина кривой Ханле, а  $\mu_B$  и  $g$  - магнетон Бора и  $g$ -фактор электронов проводимости. При произвольной ориентации магнитного поля изменение  $\vec{S}$  описывается уравнением

$$(\vec{S} - \vec{S}_0)H_{1/2} = \vec{H} \times \vec{S} . \quad (2)$$

Сверхтонкое взаимодействие электронов и ядер приводит к передаче углового момента от ориентированных электронов к ядрам кристаллической решетки [5]. Поток спина в ядерную систему  $\vec{j}$  ( $\vec{j} \propto \vec{S} / T_{1e}$ , где  $T_{1e}$  - время поляризации ядер электронами, типичные значения которого составляют секунды и часы) сопровождается потоком энергии  $q_s = -(\mu_I / I)(\vec{j} \vec{H}) \propto (\vec{S} \vec{I})$ , где  $\mu_I$  и  $I$  - магнитный момент и спин ядра. Это приводит, в конечном счете, к понижению спиновой температуры ядер  $\theta$  [3]. Поскольку ансамбль спинов ядер решетки в магнитном поле представляет собой пример хорошо термоизолированной системы, ядерная спиновая температура может существенно отличаться от температуры кристалла. Действительно, равновесие внутри этой системы устанавливается со временем диполь-дипольного взаимодействия  $T_2 \sim 10^{-4}$ с, тогда как обмен энергией с решеткой, играющей роль термостата, происходит со временем спин-решеточной релаксации  $T_1 \gg T_2$ .

Выражение для обратной спиновой температуры  $\beta = 1/\theta$ , справедливое при произвольном значении магнитного поля, получено Дьяконовым и Перелем [3]:

$$\beta = \frac{4If_N}{\mu_I} \frac{\vec{H} \vec{S}}{H^2 + \vec{H}_L^2} \quad (3)$$

Здесь  $f_N = T_1 / T_{1e}$  - фактор утечки, который меньше единицы, если спин-решеточная релаксация ядер, помимо релаксации на электронах, включает в себя другие каналы (релаксацию на парамагнитных примесях, квадрупольную релаксацию);  $\vec{H}_L^2 = \xi H_L^2$ , где  $H_L$  - локальное магнитное поле, действующее на ядро со стороны окружающих ядер (в кристаллах типа GaAs  $H_L \sim 1\Theta$ ), а параметр  $\xi$  зависит от типа взаимодействия между ядерными спинами ( $2 \leq \xi \leq 3$ ).

Из (3) следует, что ядерная спиновая система (ЯСС) может быть охлаждена до весьма низких температур. Наиболее эффективно охлаждение происходит в поле  $H \sim H_L$ , при этом для максимального в кристаллах типа GaAs значения среднего электронного спина  $S_{\max} = 0.25$  может быть достигнута ядерная спиновая температура  $\theta \sim 10^{-7}$ К.

Охлажденная ЯСС приобретает в магнитном поле равновесный спин, который в соответствии с законом Кюри равен:

$$\langle \bar{I} \rangle = \frac{(I+1)}{3} \mu_B \bar{H} \quad (4)$$

Поляризованные ядра за счет сверхтонкого взаимодействия создают действующее на электронные спины эффективное магнитное поле (поле Оверхаузера)

$$\bar{H}_N = h_N \langle \bar{I} \rangle = \frac{4I(I+1)h_N f_N}{3} \cdot \frac{(\bar{S}\bar{H})\bar{H}}{H^2 + \bar{H}_L^2} \quad (5)$$

Это поле может достигать величины порядка  $10^4 \text{ Э}$  [6] и, складываясь с внешним полем, привести к существенному изменению  $\bar{S}$ <sup>2)</sup>. При этом эффект Ханле происходит в суммарном поле  $\bar{H} + \bar{H}_N$ .

Как показали Флейшер и Новиков [8], охлаждение ЯСС также может происходить в поле Найта  $\bar{H}_e = h_e \bar{S}$  - магнитном поле, которое в результате сверхтонкого взаимодействия создают на ядрах ориентированные электроны. При  $\bar{H} \perp \bar{S}_0$ , когда, согласно (3), охлаждение во внешнем поле отсутствует, поле электронов, которое всегда параллельно  $\bar{S}$ , является единственной причиной появления ядерной поляризации. По порядку величины поле  $H_e$  составляет единицы-десятки эрстед [6].

С учетом поля ядер  $\bar{H}_N$  и поля электронов  $\bar{H}_e$  выражения (3) и (5) принимают вид:

$$(\bar{S} - \bar{S}_0)_{H/2} = (\bar{H} + \bar{H}_N) \times \bar{S} \quad (6)$$

$$\bar{H}_N = h'_N \frac{(\bar{S}(\bar{H} + \bar{H}_e))(I + \bar{H}_e)}{(\bar{H} + \bar{H}_e)^2 + \bar{H}_L^2} \quad (7)$$

где  $h'_N = 4I(I+1)h_N f_N / 3$ .

Таким образом, в условиях оптической ориентации в полупроводнике поляризация ядер определяется величиной среднего спина ориентированных электронов и, в свою очередь, через поле Оверхаузера может изменять

<sup>2)</sup> В опытах Лампеля по оптической ориентации [1] динамическая поляризация ядер была обнаружена по увеличению резонансного сигнала от ядер кристалла кремния, помещенного в стандартный ЯМР-спектрометр. Первое наблюдение оптической поляризации ядер с помощью поляризованной люминесценции было выполнено Сафаровым и др. [7].

поляризацию электронов. В результате этого образуется сильно связанная нелинейная электронно-ядерная спиновая система полупроводника. Состояние этой системы удобно детектировать путем измерения степени круговой поляризации люминесценции.

Рассмотренная выше простая модель ЭЯСС адекватно описывает ситуацию в объемных кристаллах типа GaAs. Качественно иное, существенно более сложное поведение электронно-ядерная спиновая система демонстрирует в твердых растворах AlGaAs и гетероструктурах с квантовыми ямами. В кристаллах AlGaAs локальное нарушение кубической симметрии, возникающее при замене части атомов галлия на атомы алюминия, приводит к анизотропии эффективного ядерного g-фактора, что, в свою очередь, приводит к анизотропии ядерного поля и, как следствие, к бистабильности и автоколебаниям поляризации электронов и ядер [9, 10]. В настоящей диссертации бистабильность ЭЯСС также обнаружена в структурах с квантовыми ямами. Ее появление, как выяснилось, обусловлено анизотропией g-фактора электронов проводимости, возникающей вследствие пониженной симметрии таких структур. Модели поляризации ЭЯСС, учитывающие анизотропию ядерного и электронного g-факторов, будут рассмотрены ниже при изложении оригинальных результатов диссертационной работы.

## **2. ПРЕЦИЗИОННОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА**

В настоящей диссертации исследование оптической поляризации электронов и ядер полупроводника осуществлялось путем измерения степени круговой поляризации  $\rho$  люминесценции кристалла. Чтобы проводить измерения  $\rho$  с высокой точностью при накачке полупроводника как непрерывными, так и импульсными источниками света, были разработаны оригинальные методики и изготовлены установки прецизионного измерения поляризации непрерывных и импульсных световых потоков [A1, A2]. Описанию этих методик посвящена данная глава.

### **2.1. ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗАТОР ЦИРКУЛЯРНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ НЕПРЕРЫВНЫХ СВЕТОВЫХ ПОТОКОВ**

Различные методы измерения поляризации света основаны на модуляции поляризации с последующим преобразованием ее в модуляцию интенсивности светового потока. В последнее время для измерения поляризации непрерывных световых потоков с высокой точностью получили распространение анализаторы поляризации [11, 12], в которых используются

кварцевый модулятор поляризации света [13, 14] и регистрация светового потока в режиме счета фотонов.

Основными оптическими элементами таких анализаторов являются кварцевый модулятор поляризации света и помещенный за ним линейный поляризатор, ось пропускания которого направлена под  $45^\circ$  к осям кварца. Интенсивности света на выходе анализатора в случае падающего на него  $\sigma^\pm$  света с интенсивностями  $I_0^+$  и  $I_0^-$  равна:

$$I_{\sigma^\pm} = 0.5I_0^\pm [1 \pm \sin(A \sin \omega t)], \quad (8)$$

где  $\omega$  - частота колебаний кварца;  $A$  - амплитуда сдвига фаз ортогональных составляющих вектора световой волны на выходе модулятора, которая пропорциональна амплитуде деформации кварца.

Если регистрация света производится с помощью фотоэлектронного множителя в режиме счета фотонов, то для определения степени круговой поляризации  $\rho = (I_0^+ - I_0^-) / (I_0^+ + I_0^-)$  счет импульсов ведется в двух счетных каналах, которые поочередно открываются на время положительных и отрицательных полупериодов деформации кварца [11, 12]. При эффективности регистрации фотонов  $K$  и общем времени измерения  $t_\Sigma$  число импульсов в счетных каналах

$$N_{1,2} = \frac{K t_\Sigma}{T} \int_{\Delta t_{1,2}} (I_{\sigma^+} + I_{\sigma^-}) dt, \quad (9)$$

где интегрирование ведется по интервалам времени  $\Delta t_{1,2}$ , на которые открываются счетные каналы;  $T = 2\pi/\omega$ . Степень поляризации вычисляется как

$$\rho = \eta(N_1 - N_2) / (N_1 + N_2), \quad (10)$$

где  $\eta = \Delta t / \int_{\Delta t} \sin(A \sin \omega t) dt$ ,  $\Delta t = \Delta t_1 = \Delta t_2$ .

Из (10) следует, что чувствительность в определении круговой поляризации определяется главным образом погрешностью определения  $N_1$  и  $N_2$ , складывающейся из относительного различия времен  $\Delta t_1$  и  $\Delta t_2$ , на которые открываются счетные каналы 1 и 2, и из статистической погрешности числа зарегистрированных фотонов.

Относительная статистическая погрешность определения  $N_{1,2}$  пропорциональна  $1/\sqrt{N_{1,2}}$  и ее легко уменьшить, увеличивая время накопления фотонов.

Ошибка в определении  $N_1$  и  $N_2$ , возникающая из-за различия  $\Delta t_1$  и  $\Delta t_2$ , может быть снижена за счет выравнивания суммарных времен накопления фотонов в обоих каналах. В [11] это достигалось при помощи периодических

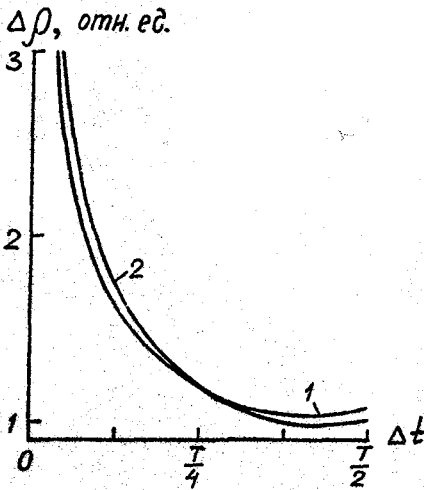


Рис. 1.

поворотов линейного поляризатора на  $90^\circ$  с одновременным переключением входных цепей счетных каналов. Однако такой метод требует сложного автоматизированного устройства для механического поворота линейного поляризатора и его можно применять лишь при длительном времени измерения.

Мы предлагаем исходно формировать интервалы времени  $\Delta t_1$  и  $\Delta t_2$  одинаковыми с большой точностью. Для этого радиотехническим способом вырабатываются строб-импульсы, длительность которых  $\Delta t$  короче полупериода деформации кварца  $T/2$ , а частота следования равна удвоенной частоте колебаний модулятора. Счетные каналы открываются в каждый

полупериод деформации кварца на время действия строб-импульса. Поскольку длительность строб-импульсов короче  $T/2$ , для их формирования может быть использован единый мультивибратор, что и обеспечивает высокое равенство их длительности. Запуск мультивибратора осуществляется последовательностью импульсов с частотой  $2\omega$ . Удвоение частоты выполнено посредством выделения второй гармоники из опорного напряжения с кварцевого модулятора.

На первый взгляд может показаться, что при длительности строб-импульса меньшей  $T/2$  погрешность в измерении  $\rho$  возрастает, поскольку число зарегистрированных фотонов  $N_{1,2}$  уменьшается и увеличивается статистическая погрешность  $\Delta N_{1,2}$ . Однако это не так. Действительно, при небольшой степени поляризации ( $\rho \leq 10\%$ )  $N_1 \approx N_2 = N$  и погрешность  $\Delta\rho \approx \eta/\sqrt{N}$ . Полагая  $N \propto \Delta t$ , получим, что  $\Delta\rho \propto \eta/\sqrt{\Delta t}$ . На рис. 1 показана зависимость статистической погрешности  $\Delta\rho$  от длительности строга  $\Delta t$  при  $A = \pi/2$  (кривая 1) и  $A = 1.94$  (кривая 2). Из графика для  $A = \pi/2$  видно, что  $\Delta\rho$  минимальна при  $\Delta t = 0.41T$  и уменьшение длительности строга от  $T/2$  до  $T/4$  несущественно увеличивает  $\Delta\rho$ . Наименьшая статистическая погрешность  $\Delta\rho$  достигается при  $A = 1.94$  и  $\Delta t = 0.42T$ .

В реальной схеме разница между временами  $\Delta t_1$  и  $\Delta t_2$  измерялась с помощью отдельного импульсного генератора, подключенного ко входу измерительного тракта. В этом случае отсчеты в счетных каналах не имеют статистического разброса и их относительное различие дает относительную разницу величин  $\Delta t_1$  и  $\Delta t_2$ , которая составила  $2 \cdot 10^{-3}\%$ . Однако реализовать такую чувствительность при измерении циркулярной поляризации света можно лишь при наборе в счетных каналах по  $\sim 2.5 \cdot 10^9$  импульсов, что при средней скорости счета 100 кГц требует времени измерения 1 сутки. Поэтому чувствительность измерения циркулярной поляризации, которая была практически реализована в нашей установке, составила  $\sim 0.01\%$ .

## 2.2. ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ КОРОТКИХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ

При решении широкого круга физических задач приходится измерять поляризацию коротких ( $\sim 1$ нс + 1мкс) импульсов света. Представлялось перспективным для обеспечения высокой точности измерения применить кварцевый модулятор поляризации. Очевидно, что в этом случае импульсный источник света должен быть синхронизован с колебаниями кварца, причем для эффективной модуляции поляризации световые импульсы должны проходить через модулятор попеременно в моменты времени  $t_+$  и  $t_-$ , соответствующие максимальному сжатию и растяжению кварца. Основная трудность в осуществлении такой синхронизации связана с большим различием рабочих частот источника света и модулятора. Как правило, частота срабатывания импульсных источников света не превышает десятков герц (в редких случаях составляя единицы килогерц), тогда как при типичных размерах кварцевой пластины частота колебаний кварцевого модулятора попадает в диапазон 25-50 кГц.

Мы решили проблему синхронизации, используя для запуска источника света последовательность импульсов, частота которых равна удвоенной частоте колебаний модулятора, деленной в нечетное число раз:  $f = \omega/\pi(2l+1)$ ,  $l=0,1,2,\dots$ . Удвоение частоты получено путем выделения второй гармоники из опорного напряжения с кварцевого генератора. Деление в нечетное число раз производилось с помощью последовательно соединенных триггеров, охваченных обратными связями. Как показала проверка, такая схема синхронизации устойчиво работает до частот, равных десяткам долям герца.

Если длительность световых импульсов много короче периода колебаний кварца, их амплитуды на выходе анализатора при  $A = \pi/2$ , согласно (8), равны  $I(t_+) = I_0^+$  и  $I(t_-) = I_0^-$ . Тогда степень круговой поляризации  $\rho = (I_0^+ - I_0^-)/(I_0^+ + I_0^-)$  определяется как



$$\rho = \frac{I(t_+) - I(t_-)}{I(t_+) + I(t_-)} \quad (11)$$

В принципе, для определения величины  $\rho$  достаточно измерить амплитуды двух импульсов в моменты времени  $t_+$  и  $t_-$ . Однако при нестабильном источнике света или низкой интенсивности света для получения нужной точности необходимо проводить усреднение по большому числу импульсов. В этом случае

$$\rho = \frac{\sum_{i=1}^{N/2} [I_{2i}(t_+) - I_{2i-1}(t_-)]}{\sum_{i=1}^{N/2} [I_{2i}(t_+) + I_{2i-1}(t_-)]}, \quad (12)$$

где  $I_k$  - амплитуда  $k$ -го импульса, прошедшего через анализатор,  $N$  - полное число зарегистрированных импульсов. Конечная длительность светового импульса  $\tau$  приводит к снижению измеряемой величины  $\rho$ . Однако при  $\tau = 1$  мкс и частоте колебаний кварца 30 кГц, используемой в нашей установке, эта ошибка не превышает 0.01%.

Для измерения сумм, входящих в (12), используется преобразование амплитуд импульсов в цифровой код. Для этого импульсы напряжения с ФЭУ, по величине пропорциональные амплитудам  $I_k$ , подаются на вход амплитудно-цифрового преобразователя. Суммирование амплитуд  $I_{2i}(t_+)$  и  $I_{2i-1}(t_-)$  производится в двух счетных каналах, переключение которых синхронизовано с колебаниями модулятора. При достаточно большом числе зарегистрированных импульсов света точность измерения  $\rho$  определяется интегральной нелинейностью АЦП, которая в нашем случае не превышала 0.25%.

Основные результаты данной главы, опубликованные в [A1, A2], заключаются в следующем.

Разработан усовершенствованный анализатор циркулярной поляризации непрерывных световых потоков с кварцевым модулятором, работающий в режиме счета фотонов. Получена радиотехническими средствами высокая стабильность нулевого отсчета, что позволяет иметь чувствительность измерения степени циркулярной поляризации не хуже 0.01%.

Предложена методика и изготовлена установка, в которых впервые фотоупругий модулятор использован для измерения круговой поляризации коротких (1нс + 1 мкс) световых импульсов. Измеряемые импульсы в цифровом коде регистрируются в двух счетных каналах. Запуск источника света и переключение счетных каналов синхронизованы с работой кварцевого модулятора.

### 3. МНОГОСПИНОВЫЕ ЯДЕРНЫЕ РЕЗОНАНСНЫЕ ПЕРЕХОДЫ

Такие переходы, сопровождающиеся одновременным переворотом 2-х или 3-х ядерных спинов в одном направлении при поглощении одного кванта радиочастотного поля и приводящие к появлению сигнала ЯМР на удвоенной и утроенной ларморовских частотах, были предсказаны в [15]. Эти переходы обусловлены диполь-дипольным взаимодействием ядер, и их вероятность падает с ростом постоянного магнитного поля как  $1/H^2$  [15, 5]. По этой причине многоспиновые переходы практически не проявляются в традиционной ЯМР спектроскопии твердого тела. Напротив, метод оптической ориентации, в котором реализуются сильная поляризация ядер и высокая чувствительность к ее изменениям в слабом магнитном поле, является чрезвычайно удобным инструментом для наблюдения и исследования многоспиновых переходов. Используя этот метод, мы впервые зарегистрировали многоспиновый ЯМР оптически [A9]. Одновременно с нами в [16] наблюдали многоспиновые резонансы с частотами, являющимися линейными комбинациями ларморовских частот ядер  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^{19}\text{F}$  в образце LiF. В этих опытах измеряемой величиной являлась угловая асимметрия  $\beta$  - излучения радиоактивного изотопа  ${}^8\text{Li}$  с удобным для наблюдения магнитных резонансов временем жизни  $\sim 1\text{с}$ .

Данная глава посвящена исследованию многоспинового ЯМР оптическим способом. В ней также рассмотрен магнитный резонанс, возбуждаемый светом, промодулированным на частоте ЯМР по поляризации или по интенсивности.

Анализ показывает, что в условиях оптической ориентации резонансные изменения ядерной поляризации удобнее всего наблюдать в наклонном магнитном поле. Поэтому сначала рассмотрим особенности оптической поляризации электронно-ядерной спиновой системы полупроводника в такой геометрии.

#### 3.1. ОПТИЧЕСКАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОННО-ЯДЕРНОЙ СПИНОВОЙ СИСТЕМЫ ПОЛУПРОВОДНИКА В НАКЛОННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Поляризация ядер во внешнем магнитном поле, направленном под углом  $\alpha$  к возбуждающему лучу, впервые наблюдалась в эксперименте [17], где было обнаружено, что компенсация ядерного поля  $H_N$  внешним полем  $H$  приводит к появлению дополнительного максимума на кривой  $\rho(H)$  в сильных полях порядка единиц килоэрстед. Мы провели подробный анализ геометрии наклонного поля и выяснили, что поле поляризованных электронов  $H_e$  значительно усложняет зависимость  $\rho(H)$ , приводя, в частности, к появлению на ней второго дополнительного максимума в слабых полях порядка десяти-ста эрстед [A4]. Ниже мы будем следовать этой нашей работе. Измерения выполнены на кристаллах GaAs,  $\text{Al}_{0.26}\text{Ga}_{0.74}\text{As}$ ,  $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$  и  $\text{Ga}_{0.55}\text{In}_{0.45}\text{As}_{0.1}\text{P}_{0.9}$

(особенности поляризации ЭЯСС в квантовых ямах обсуждаются в главе 5 настоящей диссертации). Типичный вид экспериментальных кривых  $\rho(H)$  приведен на рис. 2, из которого видно, что эти кривые, помимо центрального максимума, при  $H=0$  имеют два дополнительных. Один из них примыкает к центральному максимуму, а второй наблюдается в сильном магнитном поле. Положение дополнительных максимумов определяется ориентацией поля  $H$ . При  $\parallel \vec{H} \vec{S}_0$  ( $\alpha=90^\circ$ ) оба пика расположены симметрично относительно оси ординат. Эта симметрия нарушается, если  $\alpha \neq 90^\circ$ , причем для  $Al_{0.26}Ga_{0.74}As$ ,  $Ga_{0.5}In_{0.5}P$  и  $Ga_{0.55}In_{0.45}As_{0.1}P_{0.9}$  дополнительные максимумы расположены по разные стороны, а для GaAs уже для  $\alpha$  меньших  $90^\circ$  на  $3-4^\circ$  они оказываются по одну сторону от оси ординат.

Для теоретического описания кривых деполаризации  $\rho(H)$  необходимо решать систему нелинейных уравнений (6)-(7), связывающих  $\vec{S}$  и  $\vec{H}$ , что требует проведения расчетов на ЭВМ. Однако основные параметры ЭЯСС удается определить из более простого анализа положения дополнительных максимумов на кривой  $\rho(H) = S_z(H)$ , условием возникновения которых является равенство нулю поперечной компоненты суммарного поля, действующего на электронный спин:  $(\vec{H} + \vec{H}_N)_\perp = 0$ . Полагая, что в максимумах  $\vec{S}(\vec{H}) = \vec{S}_0$ , из (7) получаем кубическое уравнение для определения их положения:

$$\left[ \frac{h_N^* \vec{S}_0 (\vec{H} + h_e \vec{S}_0)}{(\vec{H} + h_e \vec{S}_0)^2 + \vec{H}_L^2} + 1 \right] \cdot H \sin \alpha = 0. \quad (13)$$

Тривиальное решение  $H=0$  соответствует основному максимуму. Значения полей  $H_1$  и  $H_2$ , при которых наблюдаются дополнительные максимумы, определяются из квадратного уравнения:

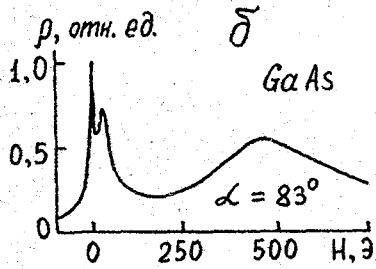
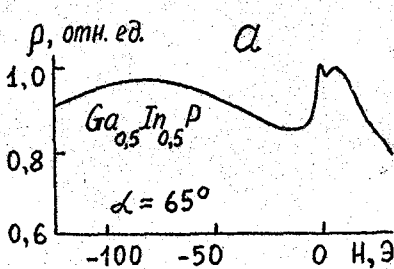


Рис. 2.

$$H^2 + H(h'_N + 2h_e)S_0 \cos\alpha + (h'_N + h_e)h_e S_0^2 + \tilde{H}_L^2 = 0. \quad (14)$$

Так как в полупроводниках типа GaAs поле  $h'_N \gg h_e$ ,  $\tilde{H}_L$  [6, 18], то

$$H_1 \cdot H_2 = h'_N h_e S_0^2, \quad H_1 + H_2 = -h'_N S_0 \cos\alpha. \quad (15)$$

Для углов  $\alpha$ , не слишком близких к  $90^\circ$ , величины  $H_1$  и  $H_2$  резко отличаются друг от друга. При этом дополнительный максимум в большом поле возникает из-за компенсации ядерного поля внешним магнитным полем, равным по величине  $H_1 \approx -h'_N S_0 \cos\alpha$ . Максимум в слабом поле связан с отогревом ЯСС вследствие приблизительной компенсации электронного поля  $H_e$  продольной составляющей внешнего поля, равной по величине  $H_2 \approx -h_e S_0 / \cos\alpha$ . Определив значения  $H_1$  и  $H_2$  из экспериментальных кривых  $\rho(H)$ , мы нашли величины ядерного и электронного полей  $h'_N$  и  $h_e$ , которые приведены в таблице 1.

Таблица 1.

	$S_0$	$H_e, \text{Э}$	$h_e, \text{Э}$	$h'_N, \text{кЭ}$
$\text{Ga}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{P}$	$0.102 \pm 0.001$	$-4.0 \pm 0.4$	$-39 \pm 4$	$+1.7 \pm 0.4$
$\text{Al}_{0,26}\text{Ga}_{0,74}\text{As}$	$0.071 \pm 0.001$	$-4.9 \pm 0.7$	$-70 \pm 11$	$+28 \pm 3$
$\text{GaAs}$	$0.094 \pm 0.001$	$-2.2 \pm 0.3$	$-23 \pm 3$	$-40 \pm 4$

Согласно (15), поля  $H_1$  и  $H_2$  имеют одинаковые знаки при  $h'_N h_e > 0$ , и их знаки противоположны при  $h'_N h_e < 0$ . Так как электронное поле  $h_e$  всегда отрицательно, а направление ядерного поля зависит от знака  $g$ -фактора электронов проводимости ( $h'_N \propto \mu_1/g$ ) [6, 18], то расположение дополнительных максимумов относительно оси ординат позволяет определить знак  $g$ -фактора электронов. Для  $g < 0$  дополнительные максимумы расположены по одну, а при  $g > 0$  - по разные стороны относительно центрального пика. Из сопоставления с экспериментальными кривыми  $\rho(H)$  видно, что в GaAs  $g < 0$ , а в  $\text{Al}_{0,26}\text{Ga}_{0,74}\text{As}$ ,  $\text{Ga}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{P}$  и  $\text{Ga}_{0,55}\text{In}_{0,45}\text{As}_{0,1}\text{P}_{0,9}$   $g > 0$ . Этот вывод совпадает с данными работ [19, A7].

В работе также рассмотрены причины появления дополнительных максимумов в поперечном магнитном поле и углах  $\alpha$  близких к  $90^\circ$ .

Таким образом, анализ кривой деполяризации электронов в наклонном магнитном поле может служить методом определения величины основных параметров электронно-ядерной спиновой системы полупроводника и знака их электронного  $g$ -фактора.

### 3.2. МНОГОСПИНОВЫЙ ЯМР

Многоспиновый резонанс наблюдается на удвоенной или утроенной ларморовской частоте и соответствует переходу с одновременным изменением

магнитных квантовых чисел нескольких ядерных спинов. Такой резонанс разрешен в результате подмешивания к состояниям  $|M\rangle$  системы ядерных спинов состояний  $|M\pm 1\rangle$  и  $|M\pm 2\rangle$  под действием операторов  $\hat{I}^{\pm}\hat{I}_z$  и  $\hat{I}^{\pm}\hat{I}^{\pm}$  несекулярной части диполь-дипольного взаимодействия [15, 5]. Величина подмешивания пропорциональна  $H_1/H$  (локальное поле ядер  $H_1 \sim 1\text{Э}$ ), и вероятность многоспинового перехода, отнесенная к вероятности перехода на основной частоте уменьшается с ростом поля как  $H_1^2/H^2$ . Расчет показывает [A9], что в простейшем случае двухспинового резонанса отношение РЧ-мощностей, поглощаемых на удвоенной  $\omega_2 \approx 2\omega_0$  и основной  $\omega_1 \approx \omega_0$  частотах, для ядер фосфора в кристалле  $\text{Ga}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{P}$  составляет:

$$\frac{P(\omega_2)}{P(\omega_1)} = K \frac{H_1^2(\omega_2)}{H_1^2(\omega_1)} \frac{g_2(\omega_2 - 2\omega_0)}{g_1(\omega_1 - \omega_0)} \left(\frac{H'}{H}\right)^2, \quad (16)$$

где  $H_1$ -амплитуда радиочастотного поля  $H_{\text{PЧ}} = 2H_1 \cos \omega t$ ,  $g_1$  и  $g_2$  - функции формы линий,  $H' \approx 0.80\text{Э}$ ,  $K$ - коэффициент, изменяющийся от 0.76 до 1 в зависимости от ориентации поля  $H$  относительно кристаллографических осей.

Изменение ядерной поляризации легко детектируется в геометрии наклонного поля. Включение на частоте ЯМР переменного поля, перпендикулярного полю  $H$ , приводит к отогреву оптически охлажденной ЯСС и, следовательно, уменьшению поля ядер  $H_N$ . В свою очередь, уменьшение  $H_N$  вызывает изменение поляризации люминесценции  $\rho$ . Для увеличения чувствительности к изменению  $H_N$  величина поля  $H$  и угол его наклона  $\alpha$  подбирались такими, чтобы в области компенсации ядерного поля внешним (дополнительный максимум на кривой  $\rho(H)$  в сильном магнитном поле) производная  $d\rho/dH$  была максимальной.

Ядерное квадрупольное взаимодействие затрудняет наблюдение резонанса ядер со спином  $I > 1/2$  в области малых полей, где многоспиновые переходы должны проявляться наиболее заметным образом. Чтобы исключить квадрупольные эффекты, мы использовали кристалл GaAs (кубическая симметрия), в котором отсутствуют градиенты электрического поля, и ядра фосфора  $^{31}\text{P}$  со спином  $I=1/2$ , входящие в решетку кристалла  $\text{Ga}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{P}$ .

На рис. 3 приведены спектры ЯМР для кристалла GaAs в наклонном поле  $H=187\text{Э}$ . При  $H_1=0.08\text{Э}$  видны линии основных резонансов на ядрах  $^{75}\text{As}$ ,  $^{69}\text{Ga}$ ,  $^{71}\text{Ga}$ . С увеличением  $H_1$  до  $0.8\text{Э}$  наблюдаются все шесть возможных линий двухспиновых резонансов, соответствующих flip-flip переходам как одного, так и различных изотопов:  $2\ ^{75}\text{As}$ ,  $2\ ^{69}\text{Ga}$ ,  $2\ ^{71}\text{Ga}$  и  $^{75}\text{As}+^{69}\text{Ga}$ ,  $^{75}\text{As}+^{71}\text{Ga}$ ,  $^{69}\text{Ga}+^{71}\text{Ga}$ . Дальнейший рост  $H_1$  до  $4.8\text{Э}$  приводит к появлению переходов на утроенных ларморовских частотах одного изотопа:  $3\ ^{75}\text{As}$ ,  $3\ ^{69}\text{Ga}$ ,  $3\ ^{71}\text{Ga}$ . Отметим, что в меньшем магнитном поле  $H=84\text{Э}$ , где вероятность многоспиновых резонансов выше, при  $H_1=5.6\text{Э}$  были зарегистрированы

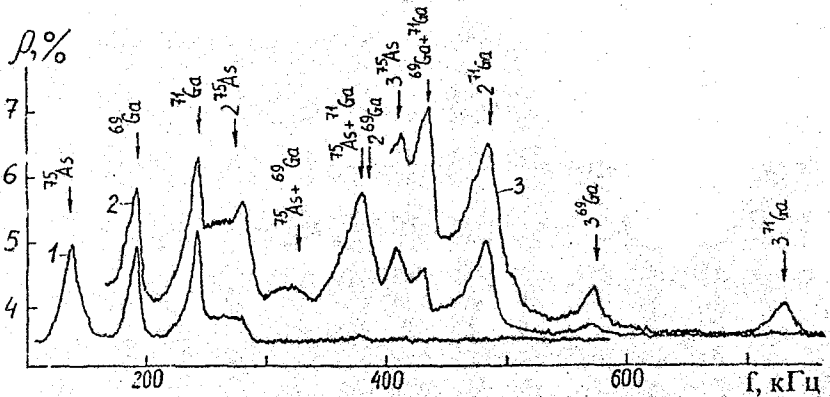


Рис. 3. Спектры ЯМР в кристалле GaAs ( $N_{\text{Ge}}=4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ) в поле  $H=187 \text{ Э}$  при  $\alpha=84^\circ$ ,  $T=4.2 \text{ К}$ .  $H_1$ , Э: 1- 0.08, 2- 0.8, 3- 4.8.

переходы на частотах, равных сумме удвоенных и основных частот ядер различных изотопов:  $2 \text{ }^{75}\text{As} + \text{}^{71}\text{Ga}$ ,  $\text{}^{75}\text{As} + 2 \text{ }^{69}\text{Ga}$ ,  $2 \text{ }^{75}\text{As} + \text{}^{69}\text{Ga}$ ,  $2 \text{ }^{69}\text{Ga} + \text{}^{71}\text{Ga}$ .

Для идентификации линий в спектрах многоспиновых переходов удобно одновременно использовать два переменных поля с разными частотами, причем одно из них выбрать большим. Так, например, резонанс на основной частоте для ядер  $^{31}\text{P}$  исчезает при насыщении двухспиновых переходов, также как исчезает резонанс на частоте  $\omega_2$  при насыщении резонанса на частоте  $\omega_1$ . Иначе говоря, заселенности зеэмановских подуровней могут быть выравнены с помощью flip-flip-переходов.

Интересно отметить, что насыщение переходов, включающих спины одинаковых ядер, не приводит к исчезновению двухспиновых резонансов с участием различных изотопов. Например, в кристалле GaAs при насыщении резонанса на частоте  $\omega_1(^{69}\text{Ga})$  резонанс на частоте  $\omega_2(^{69}\text{Ga} + ^{75}\text{As})$  сохраняется. Иными словами, возможно наблюдение двухспиновых переходов с участием только одного ядра из охлажденного спинового резервуара, в то время как другое ядро принадлежит спиновой системе с высокой температурой.

Сравнение теории с экспериментом было проведено на ядрах фосфора  $^{31}\text{P}$  в  $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ . Экспериментально определено, что отношение амплитуд РЧ-полей, приводящих к равным резонансным сигналам на основной и удвоенной частотах ядер  $^{31}\text{P}$  в поле  $H=64 \text{ Э}$ , равно  $(1.0 \pm 0.1) \cdot 10^{-2}$ . Эта величина хорошо согласуется с расчетным значением  $0.98 \cdot 10^{-2}$ , полученным по формуле (16).

## 3.3. МНОГОВАНТОВЫЙ МНОГОСПИНОВЫЙ ЯМР

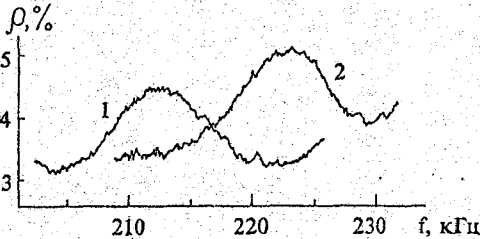


Рис. 4.

$^{75}\text{As}$  (409 кГц в поле 187 Э) в кристалле GaAs. Сигналы получены при фиксированной частоте  $f^{(1)}$  дополнительного РЧ-поля  $H^{(1)}_{\text{РЧ}} = 2H_1^{(1)} \cos 2\pi f^{(1)}t$ , равной 196.5 кГц (кривая 1) и 186.5 кГц (кривая 2). Поскольку частота многоспинового перехода фиксирована при данном значении постоянного магнитного поля, уменьшение частоты одного РЧ-поля сопровождается увеличением частоты другого. Как видно из рис. 4, при уменьшении  $f^{(1)}$  на 10 кГц максимум резонансного сигнала смещается на ту же величину в большие частоты, что подтверждает двухквантовый характер рассмотренного перехода. Таким образом, переход на тройной ларморовской частоте ядер  $^{75}\text{As}$  осуществлялся с помощью двух фотонов разной энергии. Такой переход между состояниями  $|M\rangle$  и  $|M\pm 3\rangle$  становится возможным, например, благодаря примешиванию состояний  $|M\pm 1\rangle$  к состоянию  $|M\rangle$  под действием операторов  $\hat{I}_z \hat{I}_+$  или  $\hat{I}_z \hat{I}_-$  дипольного взаимодействия.

Отметим высокую вероятность многофотонных переходов. Амплитуды полей, вызывающих двух- и трехфотонные переходы, сравнимы с амплитудой поля, необходимой для наблюдения однофотонного многоспинового резонанса. Высокая вероятность многоквантовых резонансов позволяет наблюдать переходы, включающие разнообразные комбинации квантов. Так, например, под действием дополнительного РЧ-поля с  $H_1^{(1)} = 2.9$  Э и фиксированной частотой  $f^{(1)} = 191.5$  кГц и более слабого переменного поля с  $H_1 = 0.8$  Э и частотой, изменяющейся около значения 103 кГц, регистрировался двухспиновый переход с участием двух ядер  $^{71}\text{Ga}$  на частоте 486 кГц. При этом осуществляется трехквантовый переход, в котором участвуют два кванта с частотой 191.5 кГц и один с частотой вблизи 103 кГц. Теория [20] подтверждает высокую вероятность многоквантовых переходов.

Таким образом, мы впервые зарегистрировали и исследовали оптически ядерные резонансные переходы на удвоенной и утроенной ларморовских частотах. Эти переходы также осуществлены при поглощении двух или трех квантов РЧ-поля, энергии которых различались.

Применение двух переменных полей позволяет осуществлять различные многофотонные переходы под действием квантов различных энергий, сумма которых соответствует как односпиновым, так и многоспиновым переходам. На рис. 4 приведены сигналы двухфотонного резонанса для перехода на утроенной ларморовской частоте ядер

### 3.4. ОПТИЧЕСКИ ИНДУЦИРУЕМЫЙ ЯМР

Оптическая поляризация ядер в полупроводнике является следствием понижения их спиновой температуры за счет контакта с неравновесными спинами ориентированных светом электронов [3]. Воздействие переменного внешнего магнитного поля на охлажденную ядерную спиновую систему приводит к ее отогреву, проявляющемуся в уменьшении ядерной поляризации (ядерный магнитный резонанс) [1, 7-8, 18, 21]. Как показано теоретически [22], переменная составляющая эффективного магнитного поля (поля Найта), создаваемого оптически ориентированными электронами на ядрах решетки, также может приводить к повышению ядерной спиновой температуры. Такой отогрев в слабом внешнем магнитном поле  $H \sim H_L$  (локальное поле ядер  $H_L \sim 1\text{Э}$ ) был зарегистрирован в [23, 24]. Ниже описывается эксперимент [A12, A13], в котором мы впервые осуществили отогрев ЯСС осциллирующим полем электронов в сильном  $H \gg H_L$ . В этом случае изменения ядерной поляризации носят ярко выраженный резонансный характер, приводя к хорошо разрешенным линиям в спектре ЯМР.

В полупроводниках типа GaAs поле электронов формируется в основном локализованными на мелких донорах  $s$ -электронами и для ядер одного сорта имеет вид [25]:

$$\tilde{H}_e(r) = F \cdot \bar{S} \cdot b_e \exp(-2r/a_B). \quad (17)$$

Здесь  $\bar{S}$  - средний спин электронов,  $a_B$  - их боровский радиус,  $r$  - расстояние от центра донора,  $F = n_d/N_d$  - фактор заполнения донора электронами ( $N_d$  - концентрация донорных центров,  $n_d$  - концентрация неионизованных доноров),  $b_e/2$  - поле полностью поляризованных электронов при  $F=1$  и  $r=0$ .

Согласно (17), поле  $H_e$  прямо пропорционально  $F$  и  $S$ . В свою очередь, величина  $S$  определяется значением степени  $P$  циркулярной поляризации, а  $F$  - интенсивностью  $J$  падающего на кристалл света. Поэтому переменную с некоторой частотой составляющую поля электронов просто получить, модулируя на этой частоте или степень крутовой поляризации, или интенсивность возбуждающего луча. В наших опытах такая модуляция осуществлялась за счет линейного электрооптического эффекта в кристалле KDP [26].

Измерения выполнены на кристаллах GaAs и  $Al_{0.26}Ga_{0.74}As$ . На рис. 5 представлены спектры ЯМР кристалла GaAs, зарегистрированные при воздействии РЧ-поля с амплитудой  $0.02\text{Э}$  (а) и слабой ( $\sim 1\%$ ) модуляции поляризации (б) и интенсивности (в) света. Из их сопоставления видно, что резонансная деполяризация ЯСС полупроводника осциллирующим полем Найта осуществляется весьма эффективно.

Наибольший интерес представляет определение коэффициента пропорциональности  $h_e = F \cdot b_e$  между  $H_e$  и  $S$ . Легко найти амплитуду  $\tilde{H}_{eL}$



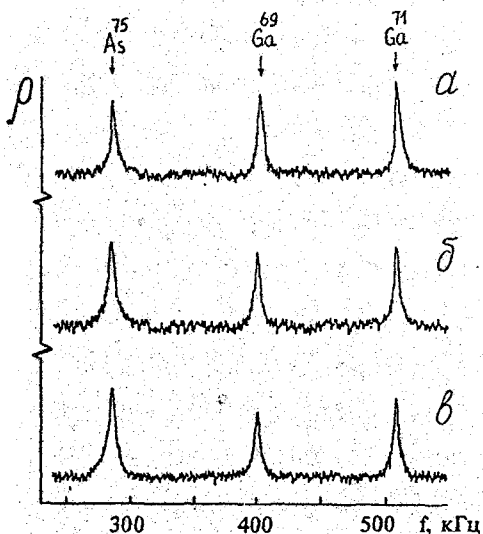


Рис. 5.

индуцирующей ЯМР поперечной компоненты усредненного по донору осциллирующего поля электронов, приравняв ее амплитуде РЧ-поля, приводящего к резонансу той же величины. Величина  $h_e$  определяется путем деления поля  $\tilde{H}_{e\perp}$  на соответствующую ему амплитуду осцилляций среднего спина  $\tilde{S}_L$ , которую при известной глубине модуляции поляризации несложно получить из эффекта Ханле. Этим способом найдено, что на ядрах  $^{71}\text{Ga}$  в GaAs при  $T=1.9\text{K}$  и в  $\text{Al}_{0.26}\text{Ga}_{0.74}\text{As}$  при  $T=77\text{K}$  поле  $h_e$  равно  $(17\pm 8)\text{Э}$  и  $(59\pm 29)\text{Э}$ , соответственно.

Таким образом, в условиях оптической ориентации резонансная деполяризация ЯСС полупроводника может быть осуществлена модулированным светом. Сопоставление величин сигналов ЯМР, индуцированных светом и РЧ-полем, позволяет определить величину поля Найта на отдельных изотопах решетки кристалла.

В заключение данной главы перечислим полученные в ней основные результаты.

1) Изучена оптическая поляризация сильно связанной электронно-ядерной спиновой системы полупроводника в наклонном магнитном поле с учетом поля сверхтонкого взаимодействия, создаваемого ориентированными электронами на ядрах решетки. Выяснено, что при постоянной круговой поляризации возбуждающего света кривая магнитной деполаризации люминесценции, кроме центрального максимума, при  $H=0$  имеет два дополнительных, а не один, как считалось ранее. Обнаруженный максимум возникает в результате почти полной компенсации поля электронов продольной составляющей внешнего магнитного поля и наблюдается в сравнительно слабом поле. Поскольку направление поля электронов не зависит от знаков электронного  $g$ -фактора  $g$  и гиромангнитного отношения ядер  $\gamma_1$ , этот максимум наблюдается при одном знаке внешнего магнитного поля в различных кристаллах. Дополнительный максимум в сравнительно большом внешнем магнитном поле обусловлен компенсацией этого поля эффективным магнитным полем ядер, направление которого зависит от знака отношения  $\gamma_1/g$ .

Показано, что анализ положения дополнительных максимумов позволяет найти значения основных параметров электронно-ядерной спиновой системы. Этим способом определены величины полей Найта и Оверхаузера, а также знаки  $g$ -факторов электронов проводимости в кристаллах  $GaAs$ ,  $Al_{0.26}Ga_{0.74}As$ ,  $Ga_{0.5}In_{0.5}P$  и  $Ga_{0.55}In_{0.45}As_{0.1}P_{0.9}$ .

2) Впервые оптическим способом зарегистрированы и исследованы ядерные магнитные резонансы на удвоенных и утроенных ларморовских частотах, соответствующие ядерным резонансным переходам с одновременным переворотом двух или трех ядерных спинов. Такие многоспиновые резонансы наблюдались в кристаллах  $Ga_{0.5}In_{0.5}P$  и  $GaAs$ , причем в  $GaAs$  зарегистрированы многоспиновые резонансы с одновременным переворотом спинов ядер как одного, так и различных изотопов.

3) Многоспиновые резонансные переходы на удвоенной и утроенной ларморовских частотах осуществлены при поглощении двух, а также трех квантов радиочастотного поля. Эти многоквантовые многоспиновые переходы наблюдались под действием двух радиочастотных полей, энергии квантов которых были различны.

4) Обнаружено, что в условиях оптической ориентации электронов магнитный резонанс ядер решетки полупроводника, помещенного в сильное магнитное поле, возбуждается составляющей поля Найта, осциллирующей с частотой ЯМР. Продемонстрировано, что переменное с высокой частотой поле электронов можно получить, модулируя либо степень круговой поляризации, либо интенсивность возбуждающего циркулярно поляризованного света.

Результаты этой главы опубликованы в [A3, A4, A6, A9, A10, A12, A13].

#### 4. НЕЛИНЕЙНЫЕ СВОЙСТВА ЭЛЕКТРОННО-ЯДЕРНОЙ СПИНОВОЙ СИСТЕМЫ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $\text{AlGaAs}$ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Как отмечалось в главе 1, при поглощении циркулярно поляризованного света в полупроводниковых кристаллах рождаются ориентированные по спину носители тока, которые благодаря сверхтонкому взаимодействию поляризуют ядра кристаллической решетки. Поляризованные ядра, в свою очередь, создают среднее сверхтонкое поле (поле Оверхаузера)  $\bar{H}_N$ , которое, в общем случае, не параллельно среднему спину ориентированных электронов  $\bar{S}$ . Прецессия спинов ориентированных электронов в поле  $\bar{H}_N$  вызывает дополнительное изменение  $\bar{S}$ . Таким образом, в кристалле возникает сильно связанная, нелинейная электронно-ядерная спиновая система, в которой средний спин электронов  $\bar{S}$  отвечает за возникновение среднего спина ядер  $\langle \bar{I} \rangle$  и, в свою очередь, зависит от его величины и направления.

Существенной особенностью этой системы является ее нелинейность. Нелинейность ЭЯСС наиболее ярко проявляется в твердых растворах  $\text{AlGaAs}$ , приводя к незатухающим колебаниям и бистабильности круговой поляризации люминесценции, а также к анизотропии магнитной деполяризации рекомбинационного излучения. До наших работ такие эффекты наблюдались в слабом внешнем магнитном поле  $H \sim 10$  Э [9, 10, 27], когда поле сверхтонкого взаимодействия  $H_e$  ( $H_e \sim 1+10$  Э), создаваемое оптически ориентированными электронами на ядрах, играет определяющую роль в формировании поля Оверхаузера и, следовательно, в формировании нелинейной связи между спинами электронов и ядер.

Мы провели измерения в сильном магнитном поле  $H \sim 1$  кЭ, когда влиянием поля электронов на поляризацию ядер можно пренебречь. При таких условиях наблюдаемые нелинейные явления и теория нелинейности ЭЯСС [10, 28-30], развитая Дьяконовым, Меркуловым и Перелем, существенно упрощаются. Это позволило нам, сопоставляя результаты эксперимента с данными теории, впервые определить все основные параметры ЭЯСС и тип ее динамических режимов в кристаллах  $\text{AlGaAs}$ .

##### 4.1. АНИЗОТРОПИЯ ЭФФЕКТА ХАНЛЕ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Исследование нелинейных свойств ЭЯСС было проведено в кристалле  $\text{Al}_{0.26}\text{Ga}_{0.74}\text{As}$  р-типа в магнитном поле  $H$ , направленном под углом  $\alpha$  к лучу возбуждающего света с постоянной круговой поляризацией (рис. 6). В такой геометрии, как отмечалось в главе 3, на кривой магнитной деполяризации люминесценции  $\rho(H)$  возникает дополнительный максимум, который обусловлен компенсацией ядерного поля  $\bar{H}_N$  внешним полем  $\bar{H}$  и может быть смещен в область больших значений поля  $H$  выбором угла  $\alpha$  (рис. 6). Основные экспериментальные результаты заключаются в следующем. ЭЯСС становится неустойчивой в окрестности дополнительного максимума на

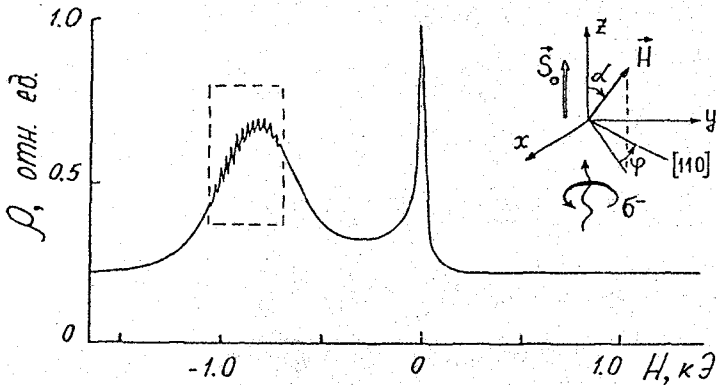


Рис. 6. Зависимость  $\rho(H)$  для кристалла  $A_{0.26}Ga_{0.74}As$ .  $\alpha=62^\circ$ ,  $\varphi=0^\circ$ ,  $T=77K$ .  $z \parallel [001]$ ,  $\varphi$  - угол между проекцией поля  $\vec{H}$  на плоскость  $(001)$  и осью  $[110]$ .

кривой  $\rho(H)$ . Эта неустойчивость проявляется в виде автоколебаний  $\rho$ , типичный вид которых приведен на рис. 7. Кривая магнитной деполаризации люминесценции  $\rho(H)$  сохраняет форму, показанную на рис. 6, в широком диапазоне ориентаций магнитного поля  $\vec{H}$ . Исключение составляют случаи, когда поле  $\vec{H}$  направлено вдоль перпендикуляра к какой-либо оси  $\{111\}$  кристалла. При этом дополнительный максимум на кривой  $\rho(H)$  становится резко асимметричным (рис. 8а), а осцилляции  $\rho$  отсутствуют. Однако, отклонение направления поля  $\vec{H}$  от нормали к кристаллографической оси 3-го порядка на угол, превышающий  $0.5^\circ$ , приводит к полному исчезновению асимметрии дополнительного максимума и восстановлению автоколебаний  $\rho$ .

Для объяснения полученных экспериментальных результатов воспользуемся теорией эволюции ЭЯСС, развитой в [29] в предположении отсутствия поля Найта. В этой теории уравнения для мгновенного значения ядерного поля  $\vec{H}_{eN}(t)$  и среднего спина электронов  $\vec{S}$  имеют следующий вид:

$$\frac{d\vec{H}_{eN}(t)}{dt} = \frac{-1}{T_1} (\vec{H}_{eN}(t) - \vec{H}_N(\vec{S})) \quad (17)$$

$$(\vec{S} - \vec{S}_0)_{H_{1/2}} = [(\vec{H}_{eN}(t) + \vec{H}) \times \vec{S}] \quad (18)$$

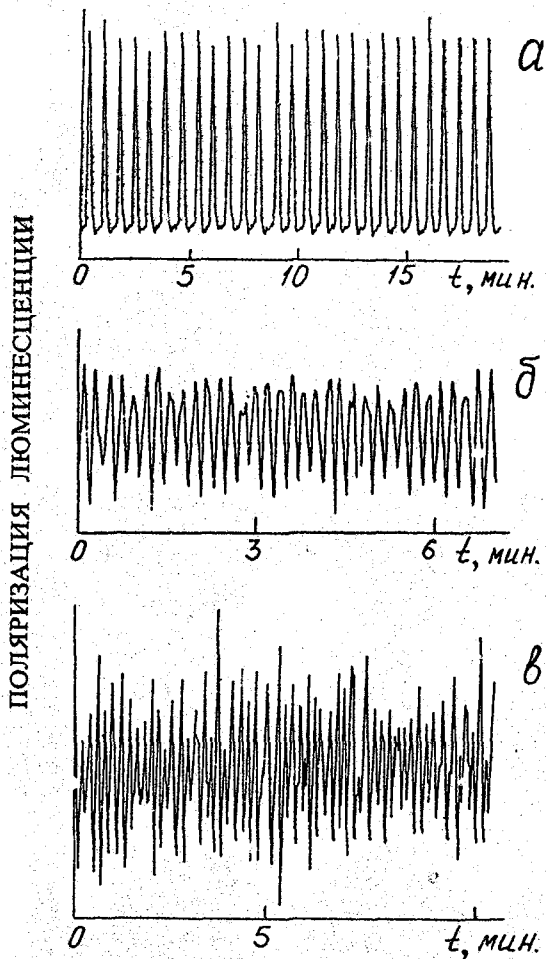


Рис. 7. Автоколебания поляризации люминесценции в кристалле  $\text{Al}_{0.26}\text{Ga}_{0.74}\text{As}$ .  
 а -  $T=4.2\text{K}$ ,  $\alpha=87^\circ$ ,  $\varphi=60^\circ$ ,  $H=-2500$  Э;    б -  $T=77\text{K}$ ,  $\alpha=60^\circ$ ,  $\varphi=0^\circ$ ,  $H=-973$  Э;  
 в -  $T=77\text{K}$ ,  $\alpha=75^\circ$ ,  $\varphi=0^\circ$ ,  $H=-542$  Э.

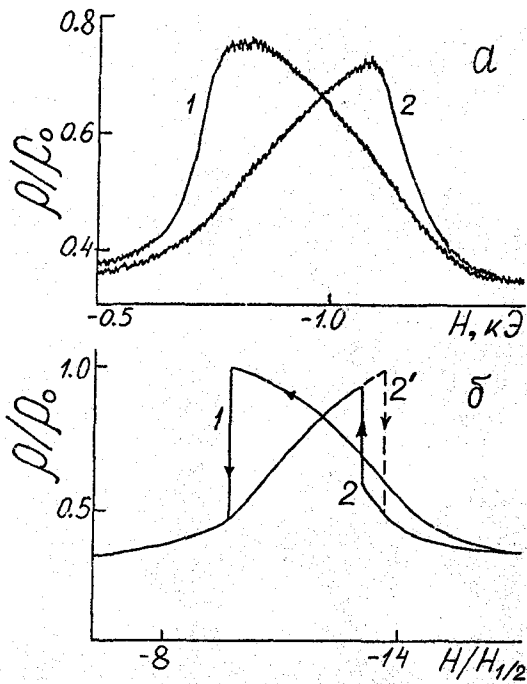


Рис. 8. Кривые Ханле для кристалла  $\text{Al}_{0.26}\text{Ga}_{0.74}\text{As}$  в условиях антипересечения при  $H \perp [1\bar{1}1]$  (1) и  $H \perp [11\bar{1}]$  (2, 2').  $\rho_0 = \rho(H=0)$ .  
 а - экспериментальные зависимости,  $\alpha = 54.8 \pm 0.2^\circ$ ,  $T = 77\text{K}$ ;  
 б - расчетные кривые,  $\alpha = 54.7^\circ$ .

Здесь  $\vec{H}_N(\vec{S})$  - стационарное значение ядерного поля, соответствующее стационарному значению среднего спина  $\vec{S}$ ;  $\vec{S}_0 = \vec{S}(H=0)$ ;  $H_{1/2}$  - полуширина кривой магнитной деполаризации электронов при  $H_N=0$ . Предполагается, что установление стационарного значения поля ядер  $\vec{H}_N$  характеризуется одним временем  $T_1$ .

В кристаллах  $\text{AlGaAs}$ , как показано в [9-10, 28-30], поле ядер  $\vec{H}_N$  можно представить состоящим из двух частей: поля  $\vec{H}_q$ , создаваемого квадрупольно-

возмущенными ядрами мышьяка, и поля  $\vec{H}_\beta$ , возникающего за счет оптического охлаждения квадрупольно-возмущенных ядер. Поле невозмущенных ядер определяется обычным выражением (5):  $\vec{H}_\beta = b(\vec{S}\vec{h})\vec{h}$ , где  $\vec{h} = \vec{H}/H$ ,  $b$  - параметр. Появление поля  $\vec{H}_q$  связано с квадрупольным расщеплением спиновых уровней ядер мышьяка в кристалле AlGaAs. Это расщепление обусловлено градиентом электрического поля, возникающего при замещении одного из соседних к As атомов Ga на Al. В решетке GaAs имеются четыре возможных варианта такого замещения (As находится в тетраэдрическом окружении), для каждого из которых градиент электрического поля имеет ось симметрии, совпадающую с одной из четырех осей третьего порядка {111}. Выделенность ядер мышьяка по сравнению с другими ядрами связана с тем, что они расположены в ближайшей к Al координационной сфере и их квадрупольный момент приблизительно вдвое больше, чем у других ядер.

Выражение для поля  $\vec{H}_q$  получено в [30], где квадрупольно-возмущенные ядра рассматриваются как система частиц с псевдоспином 1/2 и анизотропным g-фактором. В предельном случае резко анизотропного g-фактора полное ядерное поле, действующее на электронный спин, имеет вид [30]:

$$\vec{H}_N = \vec{H}_\beta + \vec{H}_q = b(\vec{S}\vec{h})\vec{h} + \frac{3}{4}a \sum_{i=1}^4 \frac{(\vec{H}\vec{n}_i)^2 (\vec{S}\vec{n}_i)\vec{n}_i}{(H\vec{n}_i)^2 + H_L^2}, \quad (19)$$

где  $\vec{n}_i$  - единичный вектор вдоль одной из 4-х кристаллографических осей {111},  $a$ -параметр,  $H_L$  - локальное поле ядер ( $H_L \approx 1.5 \text{ Э}$ ).

Когда внешнее магнитное поле не перпендикулярно ни одной из осей {111} и достаточно большое, чтобы выполнялось неравенство  $(\vec{H}\vec{n}_i)^2 \gg H_L^2$ ,

выражение для поля  $\vec{H}_q$  значительно упрощается:  $\vec{H}_q = (3/4)a \sum (\vec{S}\vec{n}_i)\vec{n}_i = a\vec{S}$ . В

этом случае поле  $\vec{H}_q$  параллельно  $\vec{S}$ , следовательно, оно не приводит к дополнительной деполаризации электронов и не искажает форму кривой Ханле.

При ориентации внешнего магнитного поля, перпендикулярно хотя бы одной из осей {111}, происходит антипересечение спиновых уровней ядер, ось квадрупольного взаимодействия которых направлена вдоль этой оси, и вклад от этих ядер в поле Оверхаузера обращается в нуль ( $\vec{H}\vec{n}_i = 0$ ). В этом случае поле  $\vec{H}_q$  уже не будет направлено вдоль  $\vec{S}$ , что вызывает дополнительную прецессию  $\vec{S}$  и приводит к значительному отличию формы кривой Ханле от лоренцевской.

Решение системы уравнений (17)-(19) проводилось на ЭВМ. На рис. 8б приведены кривые Ханле, рассчитанные при значениях параметров

$\tilde{a} = aS_0/H_{1/2} = 0.35$ ,  $\tilde{b} = bS_0/H_{1/2} = 20.4$  для  $\vec{H} \perp [1\bar{1}1]$  (кривая 1) и  $\vec{H} \perp [\bar{1}\bar{1}1]$  (кривая 2). Значение параметра  $\tilde{b} = 20 \pm 1$  определено по положению дополнительного максимума на кривой Ханле на рис. 6, измеренной в отсутствие антипересечения. Подгонка теоретических кривых под экспериментальные на рис. 8 проводилась путем подбора параметра  $\tilde{a}$ . Наилучшее соответствие между полученными на опыте и теоретическими зависимостями достигается при  $\tilde{a} = 0.4 \pm 0.2$ . Отметим, что численное значение параметра  $\tilde{a}$  получено впервые.

Обратим внимание, что расчетные кривые 1 и 2 на рис. 8, так же как и экспериментальные, получены при развертке поля  $H$  из больших значений в меньшие. Если магнитное поле нарастает (кривая 2'), то скачкообразное изменение  $\rho$  происходит при другом значении поля  $H$ , чем в случае его уменьшения. Это свидетельствует о существовании бистабильности ЭЯСС в некотором интервале значений магнитного поля в условиях антипересечения.

По мере отклонения вектора  $\vec{H}$  от перпендикуляра к оси  $\{111\}$  кристалла области бистабильности и асимметрия дополнительных максимумов на расчетных кривых Ханле уменьшаются. Для  $\tilde{a} = 0.35$  и  $\tilde{b} = 20.4$  они исчезают уже при отклонении на угол больше  $0.3^\circ$ . Вне области антипересечения, как несложно показать, стационарное состояние ЭЯСС описывается лоренцевской кривой  $\rho/\rho_0 = \cos^2\alpha + \sin^2\alpha/(1 + \Delta^2)$  (расстояние от дополнительного максимума  $\Delta = (H_\beta + H)/H_{1/2} = (bS_0\cos\alpha + H)/H_{1/2}$ ), что находится в полном соответствии с данными нашего эксперимента.

#### 4.2. АНАЛИЗ ДИНАМИЧЕСКИХ РЕЖИМОВ ЭЛЕКТРОННО-ЯДЕРНОЙ СПИНОВОЙ СИСТЕМЫ

Как отмечено в предыдущем параграфе, в отсутствие антипересечения ЭЯСС становится неустойчивой. Эта неустойчивость возникает вблизи дополнительного максимума на кривой  $\rho(H)$  (на рис. 6 внутри области, ограниченной штриховой линией) и проявляется в виде незатухающих во времени колебаний  $\rho$ . Характер колебаний  $\rho$  может меняться от регулярного (рис. 7а) до хаотического (рис. 7б) в зависимости от величины и ориентации внешнего магнитного поля и температуры образца.

Проведенный нами анализ уравнений (17)-(19) показывает [A14], что вне антипересечения стационарное состояние ЭЯСС является единственным и оно теряет устойчивость при выполнении неравенства

$$(\tilde{a}\tilde{b}\sin^2\alpha)/(1 + \Delta^2) - 2\tilde{a}\Delta\cos\alpha - 2\Delta^2 > 2, \quad (20)$$

которое определяет условия возникновения автоколебаний  $\rho$ . Согласно (20), область существования колебаний  $\rho$  по разные стороны дополнительного максимума неодинакова - со стороны больших значений магнитного поля она



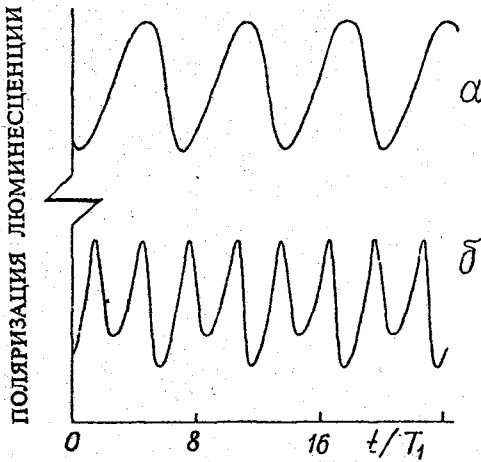


Рис. 9. Расчетные колебания  $\rho$ .  $\sigma=60^\circ$ ,  $\tilde{a}=0.26$ ,  $\tilde{b}=20.4$ ,  $\Delta=-0.66$  (а) и 0 (б).

шире, чем со стороны меньших значений  $N$ . Этот вывод совпадает с данными эксперимента, приведенными на рис. 6.

Представляет интерес провести численное моделирование колебаний  $\rho$  с использованием найденных выше значений параметров  $\tilde{a}$  и  $\tilde{b}$  и сравнить расчетные колебания с экспериментальными. Рассчитанные при  $\tilde{a}=0.26$  и  $\tilde{b}=20.4$  колебания  $\rho$  приведены на рис. 9. Их период определяется временем продольной релаксации ядер  $T_1$ . Сопоставляя расчетные колебания (рис. 9а) с экспериментальными (рис. 7б), измеренными при  $\Delta \approx -0.7$ , находим, что  $T_1 \sim 2\tau$ .

Расчетные колебания  $\rho$  имеют выраженную периодичность, хотя их форма, амплитуда и частота сильно зависят от величины и ориентации внешнего магнитного поля. В то же время наблюдаемые в эксперименте осцилляции  $\rho$ , как правило, отличаются от периодических (измерения проведены при  $T=4.2$  и  $77\text{K}$  и различных ориентациях поля  $N$ , изменяющегося в интервале  $50-3000$  Э). Кроме неизбежно в эксперименте шума, искажающего периодический характер колебаний, аperiodичность может быть связана с существованием нескольких несоизмеримых частот в системе или наличием в ней динамического хаоса. (Динамический хаос в ЭЯСС предсказан в [31], однако он получен при неосуществимом на практике условии, что время спин-решеточной релаксации ядер короче времени спиновой релаксации электронов). Проведение детального теоретического

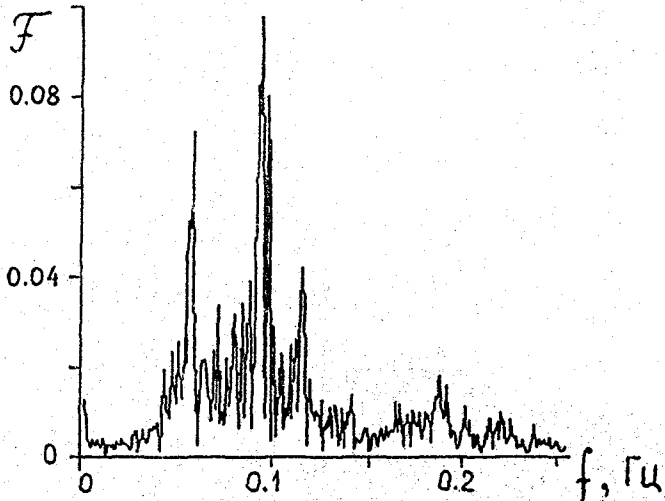


Рис. 10. Спектр мощности автоколебаний, приведенных на рис. 7а.

анализа всех возможных типов автоколебательных режимов ЭЯСС сталкивается с серьезными трудностями, поскольку рассматриваемая система является многопараметрической [32]. Поэтому мы поставили задачу определить типы динамических режимов ЭЯСС, используя методы численного анализа экспериментальных колебаний  $\rho$ . Численно определенными спектр Фурье (рис. 10), автокорреляционная функция измеренной зависимости  $\rho(t)$ , а также корреляционная размерность аттрактора системы однозначно указывают на существование в исследуемой системе квазипериодических колебаний с двумя несоизмеримыми частотами. Вторая характерная частота сильнее проявляется при более высоких температурах. Этот результат дал дополнительный толчок к теоретическому изучению системы (17)-(19), что привело недавно к обнаружению области значений параметров, близких к используемым в эксперименте, в которой реализуется квазипериодическое движение с двумя несоизмеримыми частотами [33].

В заключение сформулируем основные результаты, полученные в данной главе.

В твердом растворе AlGaAs обнаружены резкая анизотропия магнитной деполаризации люминесценции и незатухающие во времени колебания

поляризации люминесценции в области сильного магнитного поля. Выяснено, что эти эффекты обусловлены анизотропией ядерного поля, возникающей под влиянием квадрупольного расщепления спиновых уровней ядер мышьяка, появляющегося вследствие локального нарушения кубической симметрии кристалла при замене части атомов галлия на алюминий в кристалле AlGaAs. Изучение анизотропии эффекта Ханле позволило впервые измерить вклад квадрупольно возмущенных ядер мышьяка в поле динамически поляризованных ядер и найти значения основных параметров, характеризующих поведение ЭЯСС в кристалле AlGaAs.

Типы динамических режимов ЭЯСС в кристалле AlGaAs определены путем численного анализа осцилляций поляризации люминесценции. Вид спектра Фурье и автокорреляционной функции колебаний поляризации люминесценции, а также корреляционная размерность аттрактора системы, свидетельствуют о том, что в исследуемой ЭЯСС, помимо периодического движения в широком диапазоне экспериментальных условий реализуется квазипериодическое движение с двумя несоизмеримыми частотами.

Результаты данной главы опубликованы в [A11, A14, A17, A21].

## 5. ОПТИЧЕСКАЯ ОРИЕНТАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И ЯДЕР В КВАНТОВЫХ ЯМАХ GaAs/AlGaAs

ЯМР спектроскопия позволяет получить обширную информацию о полупроводниковом кристалле. Однако чувствительность стандартных ЯМР спектрометров недостаточна, чтобы использовать их для изучения таких ультратонких пленок, какими являются одиночные полупроводниковые квантовые ямы. Широкие возможности для поляризации ядер и исследования ядерных эффектов в таких объектах дает метод оптической ориентации. Основным содержанием настоящей главы является описание экспериментов, в которых мы впервые осуществили динамическую поляризацию ядер светом и оптическое детектирование ЯМР в квантовых ямах. Оказалось, что электронно-ядерная спиновая система ведет себя в квантово-размерных пленках существенно иначе, чем в объемных кристаллах. Это отличие обусловлено анизотропией  $g$ -фактора двумерных электронов проводимости. Поэтому изложение материала мы начнем с анализа особенностей оптической поляризации и эффекта Ханле, обусловленных анизотропией электронного  $g$ -фактора, в условиях, когда поляризация ядер отсутствует. В заключение данной главы также будет рассмотрено влияние на оптическую ориентацию двумерных электронов их направленного дрейфа во внешнем электрическом поле.

### 5.1. ИЗМЕРЕНИЕ АНИЗОТРОПИИ $g$ -ФАКТОРА ЭЛЕКТРОНОВ ПРОВЕДИМОСТИ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ GaAs/AlGaAs

В объемном полупроводнике типа GaAs электрон проводимости характеризуется изотропным  $g$ -фактором. В гетероструктурах с квантовыми ямами эффекты размерного квантования приводят, как показано теоретически [34], к анизотропии  $g$ -фактора электронов проводимости. Интересным объектом для исследования анизотропии электронного  $g$ -фактора в квантовых ямах является система GaAs/AlGaAs, где с уменьшением ширины ямы составляющие  $g$ -фактора вдоль ( $g_{\parallel}$ ) и поперек ( $g_{\perp}$ ) оси роста структуры проходят через нуль [34, 35] (рис. 11) и анизотропия  $g$ -фактора аномально велика. Для подтверждения теории мы измерили параметр анизотропии  $|g_{\parallel}|/|g_{\perp}|$  в изолированных квантовых ямах GaAs/Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As при двух характерных ширинах ям: 80Å и 45Å. Заметим, что ранее анизотропия электронного  $g$ -фактора была обнаружена в короткопериодной сверхрешетке GaAs/Al<sub>0,35</sub>Ga<sub>0,65</sub>As [36].

Для определения отношения  $|g_{\parallel}|/|g_{\perp}|$  мы использовали деполаризацию комбинационного излучения в наклонном магнитном поле. Суть метода легко понять из рассмотрения зависимости  $z$ -компоненты  $S_z$  среднего спина оптически ориентированных электронов  $\bar{S}$  от величины внешнего

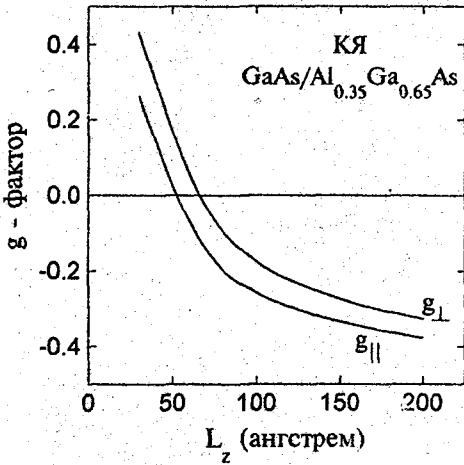


Рис. 11. Расчетные зависимости  $g_{||}$  и  $g_{\perp}$  от ширины квантовой ямы (по данным теории [34]).

магнитного поля  $\vec{H}$ , направленного под углом  $\alpha$  к лучу возбуждающего света (направление возбуждающего луча принято за ось  $z$ ). В кристалле с изотропным электронным  $g$ -фактором в сильном магнитном поле  $H \rightarrow \infty$  проекция  $S_H$  вектора  $\vec{S}$  на направление  $\vec{H}$  равна  $S_0 \cos \alpha$  ( $S_0$  - спин в нулевом поле). При этом  $S_z = S_H \cos \alpha$  и, следовательно,  $S_z/S_0 = \cos^2 \alpha$ .

В случае анизотропного  $g$ -фактора ось прецессии электронных спинов  $\vec{\Omega}$  ( $\vec{\Omega} = \mu_B \hat{g} \vec{H} / \hbar$ , где  $\hat{g}$  - тензор второго ранга с отличными от нуля диагональными элементами:  $g_L = g_{xx} \equiv g_{yy}$ ,  $g_{||} \equiv g_{zz}$ ; магнетон Бора  $\mu_B > 0$ ) не совпадает с направлением поля  $\vec{H}$  и  $S_z/S_0 \neq \cos^2 \alpha$  при  $H \rightarrow \infty$ . Отличие  $S_z/S_0$  от  $\cos^2 \alpha$  определяется соотношением величин  $g_{||}$  и  $g_{\perp}$  и может быть использовано для определения параметра анизотропии.

Аналитическое выражение  $S_z$  через  $g_{||}/g_{\perp}$  и  $\cos \alpha$  в интересующем нас случае сильного поля  $H \gg H_{1/2}$  ( $H_{1/2} = \hbar / |g_{\perp}| \mu_B T_s$  - полуширина эффекта Ханле в поперечном магнитном поле;  $1/T_s = 1/\tau + 1/\tau_s$ ) имеет простой вид [A19]:

$$\frac{S_z}{S_0} = \frac{\zeta^2}{\zeta^2 + \operatorname{tg}^2 \alpha} \quad (21)$$

где  $\zeta = |g_{||}|/|g_{\perp}|$ .

Эксперимент выполнен при  $T=2\text{K}$  с одиночными прямоугольными квантовыми ямами  $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  шириной  $L_z=45$  и  $80\text{\AA}$ , выращенными в направлении  $[001]$  (ось  $z$ ) методом МОС-гидридной эпитаксии [37]. Измерялась степень круговой поляризации люминесценции  $\rho \propto S_z$ . Для устранения ядерных эффектов знак круговой поляризации возбуждающего света изменялся с высокой (34 кГц) частотой. В этом случае динамическая

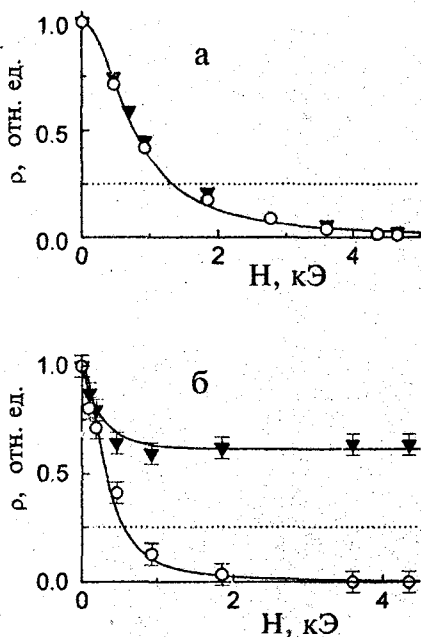


Рис. 12. Экспериментальные зависимости  $\rho(H)$  для КЯ GaAs/Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As шириной 45Å (а) и 80Å (б) при  $\alpha=90^\circ$ (○) и  $\alpha=60^\circ$ (▼).  $T=2\text{K}$ .

поляризация ядер не успевает следить за быстрой сменой направления поляризации электронов, и поле ядер отсутствует.

Зависимости  $\rho(H)$ , измеренные при  $\alpha=90^\circ$  (перпендикулярное магнитное поле) и  $\alpha=60^\circ$  (наклонное поле), приведены на рис. 12. Из рисунка видно, что в наклонном поле в области сильных полей  $H \gg H_{1/2}$  значения  $\rho$  существенно отличаются от величины  $\cos^2 60^\circ = 0.25$  (пунктирные прямые на рис. 12а и рис. 12б), к которой приближается  $\rho$  при увеличении магнитного поля в случае изотропного  $g$ -фактора. Анализ с помощью формулы (21) значений  $\rho$ , измеренных в сильном магнитном поле при различных углах  $\alpha$ , показал, что в полном соответствии с теорией в яме шириной  $L_z=80 \text{ \AA}$  по абсолютной величине  $g_{\parallel}$  существенно превосходит  $g_{\perp}$ :  $|g_{\parallel}|/|g_{\perp}| =$

$2.2 \pm 0.4$ , а при  $L_z=45 \text{ \AA}$  реализуется обратная ситуация:  $|g_{\parallel}|/|g_{\perp}| < 0.3$ .

Знаки  $g_{\perp}$  и  $g_{\parallel}$  были определены различными способами. В яме шириной 80 Å направление ядерного поля, возникающего при постоянной поляризации накачки, соответствует отрицательным  $g_{\perp}$  и  $g_{\parallel}$  (см. параграф 5.4). В яме с  $L_z=45 \text{ \AA}$ , где  $g_{\parallel} \approx 0$ , положительный знак  $g_{\perp}$  был определен как по направлению поля Оверхаузера в условиях резонансного охлаждения ЯСС (см. параграф 5.5), так и по асимметрии кривой Ханле, измеренной в геометрии, когда угол между возбуждающим лучом и осью регистрации люминесценции отличается от нуля, а магнитное поле перпендикулярно обоим этим

направлениям (см. параграф 5.3). Найденные знаки компонент  $g$ -фактора совпадают с предсказанными теорией.

Впоследствии анизотропия  $g$  в изолированных КЯ GaAs/AlGaAs аналогичного состава была зарегистрирована с помощью рамановского рассеяния с переворотом спина [38] и спиновых квантовых биений [39] в наклонном магнитном поле. С помощью ЭПР сильная анизотропия  $g$  была обнаружена также в  $\delta$ -легированных КЯ GaInAs/InP [40].

Результаты этого параграфа опубликованы в [A19, A23].

## 5.2. АНИЗОТРОПИЯ ЭЛЕКТРОННОГО $g$ -ФАКТОРА В АСИММЕТРИЧНОЙ КВАНТОВОЙ ЯМЕ

В общем случае  $g$ -фактор электронов проводимости полупроводника является тензором второго ранга ( $\hat{g}$ ); вид которого определяется симметрией кристалла. Например, в объемном GaAs (точечная группа симметрии  $T_d$ ) для электрона на две зоны проводимости тензор вырожден в скаляр и  $g$ -фактор изотропен. Как отмечалось в предыдущем параграфе, в симметричной КЯ GaAs/AlGaAs, выращенной в направлении  $z \parallel [001]$  вследствие понижения симметрии ( $T_d \rightarrow D_{2d}$ ), компоненты  $g$ -фактора вдоль и поперек КЯ становятся различными:  $g_{xx} = g_{yy} \neq g_{zz}$  ( $x \parallel [100]$ ). В асимметричной квантовой яме дальнейшее понижение симметрии ( $D_{2d} \rightarrow C_{2v}$ ) приводит к тому, что, кроме диагональных компонент, оказываются отличными от нуля недиагональные элементы  $g_{xy} = g_{yx}$  тензора  $\hat{g}$ . В силу этого появляется анизотропия  $g$ -фактора в плоскости ямы.

Ниже рассмотрен конкретный механизм возникновения недиагональных компонент  $g_{xy} = g_{yx}$  в асимметричной КЯ, выращенной из полупроводников без центра инверсии. Этот механизм обусловлен тем, что внешнее магнитное поле  $\vec{H}$ , изменяя импульс  $\vec{p}$ -электрона проводимости, влияет на его спин благодаря взаимосвязи между спином и импульсом. Такая взаимосвязь присутствует в кристаллах без центра инверсии и в случае объемного GaAs приводит к кубическому по  $\vec{p}$ -спиновому расщеплению зоны проводимости [18, 41].

Вначале рассмотрим природу появления  $g_{xy}$  качественно. Спиновое расщепление зоны проводимости в кристаллах без центра инверсии можно представить как результат действия на спин электрона эффективного магнитного поля  $\vec{H}_{\text{eff}}$ , величина и направление которого определяются величиной и направлением импульса электрона  $\vec{p}$  [42]. Например, в КЯ GaAs/AlGaAs, выращенной в направлении  $z \parallel [001]$ , спин электрона, обладающего импульсом  $\vec{p} = (0, p_y, p_z)$ , прецессирует вокруг поля

$\vec{H}_{\text{eff}} = (0, \beta p_z^2 p_y, 0)$  [мы пренебрегли компонентой  $(H_{\text{eff}})_z = -\beta p_z p_y^2$  по сравнению с  $(H_{\text{eff}})_y = \beta p_z^2 p_y$ , поскольку движение поперек плоскости ямы предполагается самым быстрым]. Здесь  $y \parallel [010]$ ,  $\beta$ - параметр, характеризующий величину спинового расщепления зоны проводимости. Пусть к образцу приложено внешнее магнитное поле  $\vec{H}$  в направлении  $x \parallel [100]$ . Тогда электрон, движущийся в течение времени  $\delta t$  без соударений со стенками ямы в  $z$ - направлении со скоростью  $V_z = p_z/m$ , получает под действием силы Лоренца в  $y$ -направлении дополнительный импульс

$$\delta p'_y = -\frac{e}{c} H_x V_z \delta t = -\frac{e}{c} H_x (z - z_0).$$

Здесь  $z_0$  - начальное положение электрона в яме. Усредняя  $\delta p_y$  по начальному положению электрона, получим

$$\delta p_y(z) = -\frac{e}{c} H_x (z - \langle z \rangle),$$

где  $\langle z \rangle$  - средняя координата электрона в яме. Усреднение  $\delta p_y(z)$  по быстрому движению в направлении размерного квантования приводит к  $\langle \delta p_y(z) \rangle = 0$ . Вместе с тем, добавка к эффективному магнитному полю  $(\delta H_{\text{eff}})_y = \beta p_z^2 \delta p_y$  при таком усреднении в нуль не обращается. Действительно,

$$\langle \delta (H_{\text{eff}})_y \rangle = \frac{e}{c} \beta (\langle p_z^2 \rangle \langle z \rangle - \langle p_z^2 z \rangle) H_x,$$

и в асимметричной яме  $\langle \delta (H_{\text{eff}})_y \rangle \neq 0$ . Таким образом, приложение внешнего магнитного поля вдоль оси  $x$  вызывает прецессию электронных спинов вокруг оси  $y$ , что соответствует отличному от нуля недиагональному элементу  $g_{xy} = \frac{e}{c} \beta (\langle p_z^2 \rangle \langle z \rangle - \langle p_z^2 z \rangle)$ .

Приведем более строгое доказательство. Будем рассматривать невырожденный электронный газ и считать, что движение в  $z$ -направлении целиком определяется размерным квантованием и энергия этого движения значительно превышает энергию движения в плоскости КЯ. Направим внешнее магнитное поле параллельно плоскости ямы  $\vec{H} = (H_x, H_y, 0)$  и выберем калибровку векторного потенциала в виде  $\vec{A} = (H_y z, -H_x z, 0)$ . Тогда гамильтониан [43], описывающий обусловленное нецентросимметричностью кристалла спиновое расщепление зоны проводимости объемного полупроводника типа GaAs, в структуре с КЯ, выращенной в направлении [001], принимает вид:

$$\hat{V} = \frac{\gamma e}{h} \left\{ \hat{p}_z^2 \left[ -\hat{\sigma}_x \left( p_x + \frac{e}{c} H_y z \right) + \hat{\sigma}_y \left( p_y - \frac{e}{c} H_x z \right) \right] \right\}_{\text{симм}}. \quad (22)$$



где  $p_x, p_y$  - компоненты квазиимпульса электрона в плоскости КЯ в отсутствие магнитного поля;  $\hat{p}_z$ - оператор;  $\hat{\sigma}_x, \hat{\sigma}_y$ - матрицы Паули;  $\gamma_c$  - константа;  $\{A, B\}_{\text{симм}} = (AB+BA)/2$ . Усредняя (22) по быстрому движению электрона в направлении размерного квантования, в первом порядке теории возмущений получим спиновый гамильтониан:

$$\hat{V}_s = \frac{\gamma_c}{\hbar^3} (\hat{p}_z^2)_{nn} [-\hat{\sigma}_x (p_x + \frac{e}{c} H_y z_{nn}) + \hat{\sigma}_y (p_y - \frac{e}{c} H_x z_{nn})] + \frac{\gamma_c e}{\hbar^3 c} [(\hat{p}_z^2)_{nn} z_{nn} - (\hat{p}_z^2)_{nn}] (\hat{\sigma}_x H_y + \hat{\sigma}_y H_x), \quad (23)$$

Здесь  $n$ -номер уровня размерного квантования,  $A_{nn} = \langle n|A|n \rangle$ .

Первое слагаемое в (23) описывает зависящее от импульса электрона спиновое расщепление зоны проводимости. Второе слагаемое в (23) возникает только в асимметричной яме при включении магнитного поля и не зависит от импульса электрона. Его естественно переписать в виде  $(\mu_B/2)(\hat{\sigma}_x g_{xy}^{(n)} H_y + \hat{\sigma}_y g_{yx}^{(n)} H_x)$ , введя недиагональные компоненты  $g$ -фактора:

$$g_{xy}^{(n)} = g_{yx}^{(n)} = \frac{2\gamma_c e}{\hbar^3 c \mu_B} [(\hat{p}_z^2)_{nn} z_{nn} - (\hat{p}_z^2)_{nn}]. \quad (24)$$

В бесконечно глубокой треугольной яме, где потенциальная энергия  $U(z) = \infty$  при  $z < 0$  и линейно возрастает  $U(z) = Fz$  при  $z \geq 0$ , в основном состоянии

$$g_{xy} = g_{yx} = 1,24 \frac{\gamma_c e}{\hbar^2 c \mu_B} (m\hbar F)^{1/3}, \quad (25)$$

где  $m$ -эффективная масса электрона.

Оценка с помощью (25) дает, что в реальной асимметричной треугольной КЯ GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As с одной вертикальной и другой наклонной стенками (наклонная стенка выращена путем линейного изменения концентрации алюминия от нуля до  $X_{Al} = 0.3$ ), где легко реализуется значение  $F = 10^5$  эВ/см,  $|g_{xy}| = 0.17$ . Так как величины диагональных компонент  $\hat{g}$  ограничены значениями  $g$ -фактора в объемных материалах  $g_0(\text{GaAs}) = -0.44$  и  $g_0(\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}) = 0.4$  [44], то  $g_{xy}$  и  $g_{xx}$  соизмеримы по абсолютной величине. Это должно приводить к зависимости частоты ларморовой прецессии спинов электронов  $\Omega = (\mu_B / \hbar) |\hat{g}\vec{H}|$  от ориентации поля  $\vec{H}$  в плоскости КЯ.

Предсказанная нами анизотропия  $g$ -фактора в плоскости асимметричной ямы была недавно обнаружена по изменению частоты квантовых бисений электронного спина:  $g_{xx} = -0.170$ ,  $g_{xy} = -0.011$  [45]. В этом опыте асимметричный потенциал был получен путем приложения внешнего

электрического поля вдоль оси роста исходно симметричной ямы GaAs/Al<sub>0,35</sub>Ga<sub>0,65</sub>As.

Результаты этого параграфа опубликованы в работе [A20].

### 5.3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗНАКА g-ФАКТОРА ЭЛЕКТРОНОВ ПРОВОДИМОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКА С ПОМОЩЬЮ ЭФФЕКТА ХАНЛЕ И СПИНОВЫХ КВАНТОВЫХ БИЕНИЙ

Одним из важных параметров полупроводника является g-фактор электронов проводимости. Для его определения широко используются эффект Ханле [2, A7] и квантовые биения электронного спина [46]. В недавнем опыте по определению знака g в объемном полупроводнике с помощью квантовых биений [46] так же, как в первом эксперименте по определению знака g с помощью эффекта Ханле [47], измерялась поляризация люминесценции, выходящей через торцевой скол кристалла в направлении, перпендикулярном возбуждающему лучу. Сопоставление знаков поляризации люминесценции и возбуждающего света при включении перпендикулярного магнитного поля позволяет определить направление ларморовой прецессии и, тем самым, знак g-фактора. Однако в этом случае возникают трудности, связанные с влиянием на поляризацию люминесценции деформации приповерхностного слоя. Кроме того, данная геометрия не применима для исследования квантовых ям типа GaAs/AlGaAs, поскольку их люминесценция в основном определяется рекомбинацией электронов с тяжелыми дырками и, согласно правилам отбора [18], не может быть циркулярно поляризованной при наблюдении вдоль плоскости ямы. Указанных трудностей легко избежать, если регистрировать люминесценцию "на отражение" под углом к возбуждающему лучу, а магнитное поле направить перпендикулярно направлениям возбуждения и регистрации, как показано на вставке на рис. 13. Такая геометрия была предложена нами в [A7] для определения знака g в объемных кристаллах типа GaAs с помощью эффекта Ханле. Ниже приводятся результаты экспериментов [A7, A23, A26], в которых эта геометрия использовалась для определения знака электронного g-фактора в объемных кристаллах и квантовых пленках с использованием как эффекта Ханле, так и спиновых квантовых биений.

Для выяснения сути предлагаемого метода вначале рассмотрим ситуацию в объемном полупроводнике.

#### *Эффект Ханле*

В случае стационарного возбуждения при геометрии эксперимента, представленной на рис. 13, для определения знака g-фактора в объемном недеформированном полупроводнике достаточно получить зависимость абсолютной величины степени круговой поляризации люминесценции  $\rho$  от магнитного поля  $H$ . Эта зависимость имеет вид [A7]:

$$\frac{\rho(H)}{\rho_0} = \frac{\cos \alpha + \varphi_S \sin \alpha}{1 + \varphi_S^2}, \quad (26)$$

где  $\alpha$  - угол между направлениями возбуждения и регистрации,  $\rho_0 = \rho(H = \alpha = 0)$ ,  $\varphi_S = \Omega T_S = g \mu_B \hbar T_S / \hbar$  - угол, на который поворачивается средний спин электронов  $\bar{S}$  с  $g$ -фактором  $g$  за время существования спиновой ориентации электронов  $T_S = \tau_{TS} / (\tau + \tau_S)$ . При выводе (26) учитывалось, что в объемном кристалле типа GaAs величина  $\rho$  равна проекции  $\bar{S}$  на направление наблюдения люминесценции. При  $\alpha \neq 0$  зависимость  $\rho(H)$  не симметрична относительно точки  $H=0$ . Величина  $\rho$  больше при таком направлении магнитного поля, когда спин электронов прецессирует в сторону оси регистрации люминесценции.

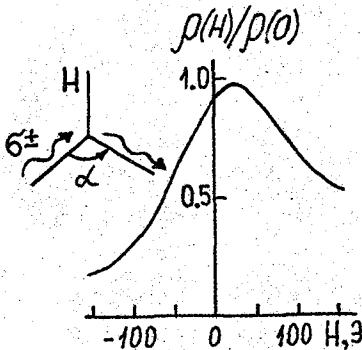


Рис. 13.

На рис. 13 приведена экспериментальная кривая Ханле, снятая в твердом растворе  $\text{Ga}_{0.55}\text{In}_{0.45}\text{As}_{0.1}\text{P}_{0.9}$ , в котором знак  $g$  был неизвестен. Угол между направлениями возбуждающего света и регистрации люминесценции вне кристалла был равен  $85^\circ$ . Максимальная поляризация наблюдается при положительном направлении поля  $H$ , что соответствует  $g > 0$ . Аналогичные измерения показали, что  $g > 0$  в  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ ,  $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$  и  $g < 0$  в GaAs.

положительном направлении поля  $H$ , что соответствует  $g > 0$ . Аналогичные измерения показали, что  $g > 0$  в  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ ,  $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$  и  $g < 0$  в GaAs.

#### Квантовые биения электронных спинов.

Квантовые биения электронных спинов возникают при когерентном возбуждении двух спиновых уровней электрона коротким импульсом циркулярно поляризованного света и могут быть представлены как результат ларморовой прецессии спинов вокруг магнитного поля  $\vec{H}$  с частотой  $\vec{\Omega} = g \mu_B \vec{H} / \hbar$  [46]. Несложно показать, что зависимость  $\rho$  от времени дается формулой [A26]:

$$\rho(t)/\rho_0 = e^{-t/\tau_S} \cos(\Omega t - \alpha), \quad (27)$$

где  $\rho_0 = \rho(t = \alpha = 0)$ . Из (27) следует, что наблюдение люминесценции под углом  $\alpha$  к возбуждающему лучу приводит к сдвигу фазы колебаний  $\rho$ . При известном направлении  $\vec{H}$  знак фазового сдвига может быть использован для

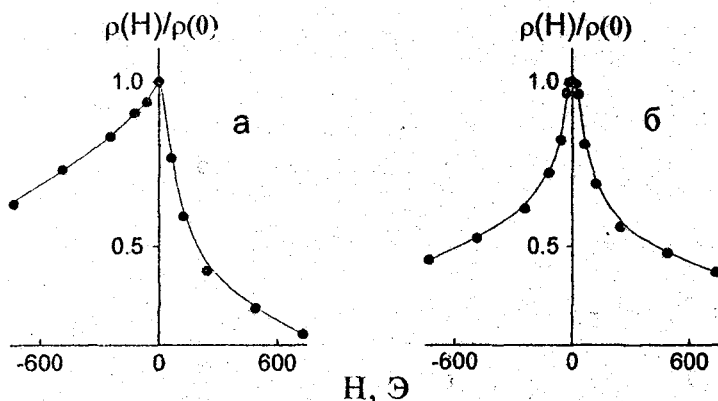


Рис. 14.

определения знака  $g$ -фактора. Фазовый сдвиг отрицателен при том направлении магнитного поля, при котором после окончания возбуждающего импульса электронный спин начинает прецессировать в сторону оси регистрации люминесценции.

Описанные способы могут быть использованы для определения знака компоненты электронного  $g$ -фактора в плоскости кванторазмерной пленки  $g_{\perp}$ . Однако, в этом случае их применение требует дополнительного анализа.

Во-первых, из-за расщепления подзон тяжелых и легких дырок направление ориентации электронов в КЯ может не совпадать с направлением возбуждающего луча. В частности, как показано теоретически [48], при возбуждении электронов из подзоны тяжелых дырок (переход  $hh \rightarrow c$ ) их средний спин в момент рождения направлен вдоль оси роста структуры вне зависимости от направления возбуждающего света. Во-вторых, поляризация рекомбинационного излучения с участием тяжелой дырки (переход  $c \rightarrow hh$ ), доминирующего в спектре люминесценции ям GaAs/AlGaAs при низких температурах, определяется проекцией спина  $\bar{s}$  на ось роста, а не на направление наблюдения люминесценции, как это было в объемных кристаллах. По этим причинам для перехода  $hh \rightarrow c$ ,  $c \rightarrow hh$  угол  $\alpha$ , подставляемый в (26) и (27), равен нулю, и кривая Ханле должна быть симметричной, а осцилляции поляризации  $\rho(t)$ , измеренные при разных знаках магнитного поля, должны совпадать. Отклонением спина рождающихся электронов от направления возбуждения можно пренебречь, если энергия возбуждающих квантов достаточно велика для одновременного возбуждения переходов с участием тяжелой и легкой дырок. В этом случае асимметрия

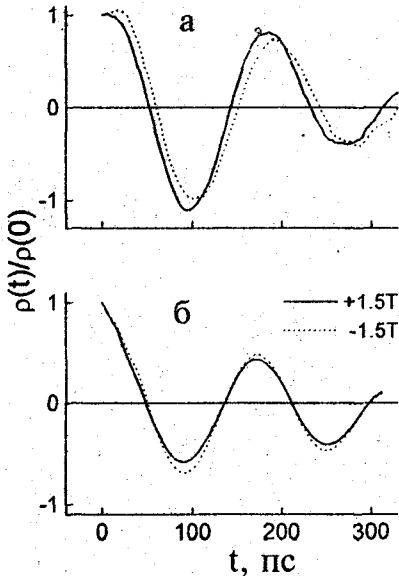


Рис. 15.

Квантовые биения  $\rho(t)$  были измерены в КЯ GaAs/Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As шириной 120 и 30 Å при T=1.7K. Импульсы возбуждающего света длительностью 1.2 пс вырабатывались перестраиваемым титан-сапфировым лазером с частотой повторения 82 МГц. Временное разрешение измерительной аппаратуры, использующей параметрическое преобразование частоты (up-conversion), ограничивалось длительностью возбуждающего импульса.

В яме шириной 120 Å при  $h\nu > XL$  колебания  $\rho$  при H<0 отстают от колебаний, измеренных при H>0 (рис.15а), что соответствует  $g_L < 0$ . Отсутствие сдвига фаз между колебаниями на рис. 15б, измеренными при  $H < h\nu < XL$ , подтверждает, что средний спин электронов, рождающихся из подзоны тяжелых дырок, направлен вдоль оси роста КЯ.

В яме шириной 30 Å при  $h\nu > XL$  зависимость  $\rho(t, -H)$  опережает колебания  $\rho(t, H)$ . Это соответствует  $g_L > 0$ .

Размерное квантование носителей сопровождается возникновением анизотропии их спиновой релаксации [42]. В настоящей работе получены выражения для осцилляций  $\rho$  в режиме квантовых биений электронного спина и для эффекта Ханле, учитывающие анизотропию спиновой релаксации электронов [A26]. Анализ этих выражений показывает, что анизотропия

кривой Ханле и фазовый сдвиг в квантовых биениях сохраняются и могут быть использованы для определения знака  $g_L$ .

Кривые Ханле  $\rho(H)$  были измерены в КЯ GaAs/Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As шириной  $L_z = 100, 45$  и  $10$  Å при T=2K. По асимметрии кривых Ханле, полученных при энергии квантов возбуждающего света, превышающей энергию легкого экситона ( $h\nu > XL$ ), найдено, что  $g_L < 0$  при  $L_z = 100$  Å (рис. 14а) и  $g_L > 0$  при  $L_z = 45$  и  $10$  Å. Практическое отсутствие асимметрии кривых  $\rho(H)$ , измеренных при возбуждении электронов только из подзоны тяжелых дырок (рис. 14б), убедительно свидетельствует, что в КЯ направление среднего спина фотовозбужденных электронов в момент рождения не совпадает с направлением возбуждающего света.

времени спиновой релаксации электронов не приводит к качественному изменению формы кривых Ханле и не изменяет разность фаз между биениями  $\rho(t, H)$  и  $\rho(t, -H)$ , которую удобно использовать для определения знака  $g_L$ .

Таким образом, предложен способ измерения знака  $g$ -фактора электронов проводимости полупроводника по форме кривой Ханле или по сдвигу фазы квантовых биений электронного спина. С его помощью определен знак  $g$ -фактора в ряде объемных кристаллов  $A_3B_5$  и измерен знак поперечной компоненты  $g$ -фактора в КЯ  $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  различной ширины. Показано экспериментально, что в квантовых пленках направление среднего спина оптически ориентированных электронов в момент рождения может не совпадать с направлением возбуждающего света.

Результаты данного параграфа опубликованы в [A7, A23, A26].

#### 5.4. ОПТИЧЕСКАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЯДЕР И ЕЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$

Вследствие чрезвычайно малого объема квантовых пленок изучение поляризации ядер их кристаллической решетки требует привлечения нестандартных методов.

В [49] поляризация ядер кристаллической решетки квантово-размерного слоя наблюдалась по изменению магнитосопротивления двумерного электронного газа вблизи интерфейса  $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ . Такие измерения проводятся в режиме квантового эффекта Холла и для их успешного выполнения электронный газ в канале должен быть вырожден и иметь высокую подвижность.

В настоящей работе для поляризации ядер и ее регистрации в КЯ использовался метод оптической ориентации, который эффективен в полупроводниках с невырожденным электронным газом, не предъявляет повышенных требований к подвижности электронов и реализуется с использованием весьма простой экспериментальной техники. Следует обратить внимание на высокие селективность и чувствительность этого метода. Действительно, при подбарьерном возбуждении носители рождаются только в материале ямы. Поэтому, регистрируя люминесценцию из КЯ, которая спектрально отделена от излучения из подложки вследствие размерного квантования носителей, можно детектировать лишь поляризацию ядер, находящихся в контакте с 2D электронами. При типичных для наших экспериментов ширине ямы  $\sim 100\text{\AA}$  и диаметре светового пучка на образце  $\sim 100\text{мкм}$  возбуждаемый в КЯ объем равен  $\sim 10^{10}\text{см}^3$ . В таком объеме содержится  $10^{10} - 10^{11}$  ядер, дающих вклад в сигнал ЯМР.

Эксперименты с выращенными методом МОС-гидридной эпитаксии прямоугольными КЯ  $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ , выполненные в интервале температур

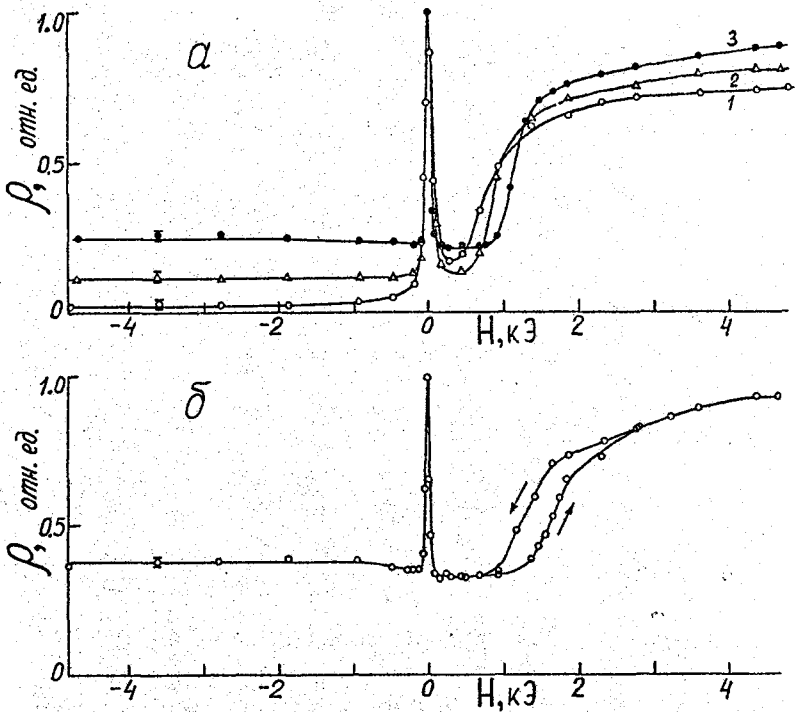


Рис. 16. Экспериментальные зависимости  $\rho(H)$  в квантовой яме GaAs/Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As шириной 80Å, полученные при постоянной круговой поляризации возбуждающего света, T=2K.

а -  $\alpha$  1- 85°, 2 - 80°, 3 - 70°; б -  $\alpha = 60^\circ$ .

2-77K, показали высокую эффективность оптического способа поляризации ядер в КЯ. Вместе с тем обнаружилось, что ЭЯСС в квантовой пленке демонстрирует ряд особенностей, не имеющих аналога в объемных кристаллах. Эти особенности сильнее проявляются в узких ямах. Проанализируем их на примере ямы шириной 80Å.

Для поляризации ядер использовался возбуждающий свет с постоянной круговой поляризацией. Возникающая ядерная поляризация детектировалась

по влиянию поля ядер  $\vec{H}_N$  на поляризацию люминесценции. Эксперименты проводились в наклонном внешнем магнитном поле  $\vec{H}$ , когда поле ядер  $\vec{H}_N$  проявляется наиболее ярко, усиливая или ослабляя действие перпендикулярной к среднему спину электронов  $\vec{S}$  компоненты  $\vec{H}$ . В объемном GaAs в полях  $H \gg H_L, H_e$  (локальное поле ядер  $H_L \sim 1\text{Э}$ , поле электронов  $H_e \sim 1+10\text{ Э}$ ) поле  $\vec{H}_N$  параллельно  $\vec{H}$ . При этом спины электронов оказываются в суммарном поле  $(H+H_N)$ , и кривая Ханле сдвигается на величину  $H = -H_N$ . Так как  $H_N \propto S_N = S_0 \cos \alpha$ , значение  $H_N$  и сдвиг кривой Ханле определяются величиной угла  $\alpha$  (подробнее см. п. 3.1).

Экспериментальные зависимости  $\rho(H)$ , полученные в КЯ GaAs/Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As шириной 80Å при постоянной круговой поляризации возбуждающего света, приведены на рис. 16. На этих зависимостях выделяются узкий пик вблизи  $H=0$  и широкий подъем при  $H \geq 1\text{кЭ}$ .

В области узкого пика зависимости  $\rho(H)$  качественно ведут себя так же, как в объемном GaAs. А именно, они имеют два максимума - основной при  $H=0$  и дополнительный (рис.2), который с увеличением угла наклона магнитного поля  $H$  смещается из поля в несколько эрстед в поле порядка нескольких десятков эрстед. Дополнительный максимум возникает в результате компенсации продольной составляющей внешнего магнитного поля  $\vec{H}$  полем электронов  $\vec{H}_e$ . В этой области магнитного поля направления  $\vec{H}_N$  и  $\vec{H}$  не совпадают.

Подъем  $\rho$  в полях  $H \geq 1\text{кЭ}$  естественно связать с компенсацией ядерного поля внешним. Однако наблюдается ряд ярких особенностей, не имеющих объяснения в модели поляризации ядер в объемном GaAs: а) подъем  $\rho$  при  $H \geq 1\text{кЭ}$  имеет протяженность, существенно превосходящую полуширину электронного эффекта Ханле (кривая на рис. 126, снятая при  $\alpha = 90^\circ$ )  $H_{1/2} \cong 400\text{Э}$ ; б) он практически не смещается в сторону большего магнитного поля при уменьшении угла  $\alpha$  от  $85^\circ$  до  $60^\circ$ , хотя  $\cos \alpha$  и, следовательно,  $H_N$  увеличиваются в 6 раз; в) при увеличении угла наклона поля  $H$  относительно плоскости КЯ на кривой  $\rho(H)$  появляется гистерезис (рис. 16б); г) вне центрального пика при  $H < 0$  и при  $H > 0$  до начала подъема  $\rho$  значения  $\rho$  существенно меньше значений поляризации на рис. 126, полученных при тех же углах  $\alpha$  и  $H_N = 0$ .

Указанные особенности удается объяснить, если учесть, что g-фактор электронов анизотропен. В таком случае уравнение (6), определяющее стационарное состояние ЭЯСС, принимает вид:

$$\frac{\vec{S} - \vec{S}_0}{T_S} = \frac{\mu_B}{\hbar} (\vec{g}\vec{H} \times \vec{S}) + \frac{A}{\hbar} (\langle \vec{I} \rangle \times \vec{S}). \quad (28)$$

Здесь  $\langle \vec{I} \rangle$  - средний спин ядер,  $A$  - константа сверхтонкого взаимодействия,



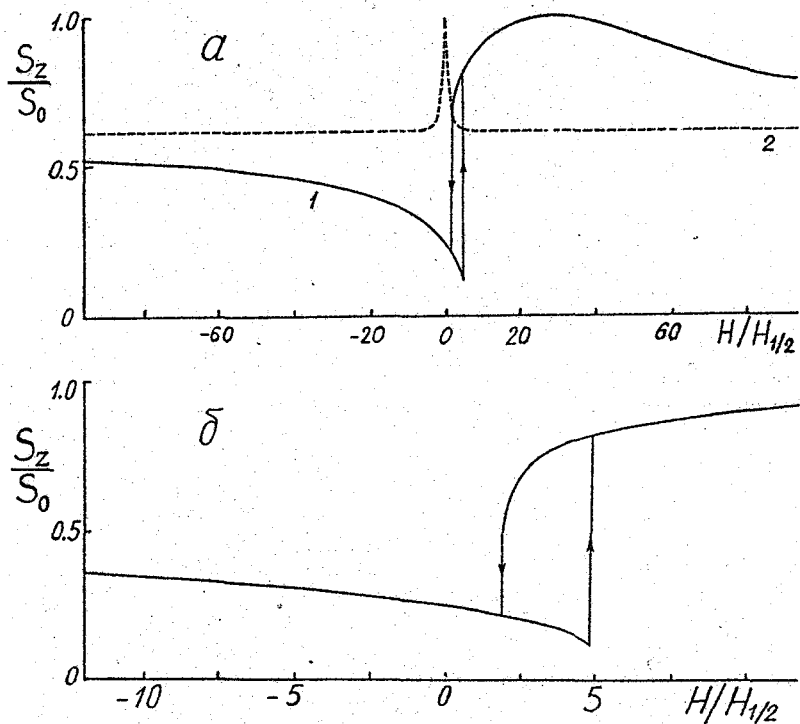


Рис. 17. Результаты численного решения системы уравнений (28-29) при  $\alpha=60^\circ$ ,  $g_{\parallel}/g_{\perp}=2.2$ ,  $g_{\parallel} < g_{\perp} < 0$ . а) кривая 1 -  $b=60$ , кривая 2 -  $b=0$ ; б) область гистерезиса на кривой 1 в увеличенном масштабе.

$\bar{S}_0 = \bar{S}(H=0)$ ,  $\hat{g}$ - тензор второго ранга с отличными от нуля диагональными элементами:  $g_{xx} = g_{yy} \equiv g_{\perp} \neq g_{zz} \equiv g_{\parallel}$  ( $z \parallel [001]$ ,  $x \parallel [100]$ ). Первое слагаемое в правой части (28) описывает прецессию электронных спинов во внешнем магнитном поле  $\vec{H}$  с частотой  $\bar{\Omega} = \mu_B \hat{g} \vec{H} / \hbar$ , второе - в поле ядер  $\vec{H}_N = \hat{g}^{-1} A \langle \vec{I} \rangle / \mu_B$  с частотой  $\bar{\Omega}_N = A \langle \vec{I} \rangle / \hbar$ . Мы полагаем, что как и в объемном GaAs поляризация ядер изотропна, то есть при  $H \gg H_L, H_e$  средний спин ядер  $\langle \vec{I} \rangle$  направлен по внешнему полю  $\vec{H}$  и пропорционален проекции  $\bar{S}$  на это направление:

$$\langle \bar{I} \rangle = \frac{4I(1+\lambda)}{3} \cdot \frac{(\bar{S}_N) \bar{H}}{H^2} \quad (29)$$

В (29) фактор утки ядерной поляризации  $f_N$  предполагается равным 1.

Систему уравнений (28-29) мы решали на ЭВМ. Результаты решения зависят от отношения  $|g_{\parallel}|/|g_{\perp}|$ , знаков  $g_{\perp}$  и  $g_{\parallel}$  и величины ядерного поля. Параметр анизотропии  $|g_{\parallel}|/|g_{\perp}|=2.2$  определен в параграфе 5.1. Знаки  $g_{\perp}$  и  $g_{\parallel}$  найдены следующим образом. Отрицательный знак  $g_{\perp}$  следует из того, что на экспериментальных кривых на рис. 16 дополнительные максимумы, обусловленные компенсацией поля ядер и поля электронов внешним полем, расположены при одном знаке поля  $H$ . Расчет показывает, что теоретические кривые Ханле соответствуют экспериментальным зависимостям на рис. 16 лишь при  $g_{\parallel} < g_{\perp}$  и качественно отличаются от них при  $g_{\parallel} > g_{\perp}$ . Это приводит к выводу, что  $g_{\parallel} < g_{\perp}$  и, следовательно,  $g_{\parallel} < 0$ . Такие результаты совпадают с предсказанием теории [34], согласно которому  $g_{\parallel} < g_{\perp}$  в КЯ любой ширины, и  $g_{\parallel} < g_{\perp} < 0$  для  $L_z = 80 \text{ \AA}$ .

Расчетные кривые  $S_z(H)/S_0$  для  $\alpha=60^\circ$  при  $g_{\parallel} < g_{\perp} < 0$ ,  $g_{\parallel}/g_{\perp}=2.2$ ,  $b=60$  (параметр  $b$  характеризует величину ядерного поля) (кривая 1) и  $b=0$  (ядерная поляризация отсутствует) (кривая 2) приведены на рис. 17. Из кривой 1 видно, что она имеет все особенности, обнаруженные на экспериментальных зависимостях на рис. 16. Действительно, максимум на этой кривой с центром при  $H = 30H_{1/2}$  связан с компенсацией ядерного поля внешним. Его ширина на два порядка превышает ширину чисто электронной кривой Ханле (кривая 2 на рис. 17). У левой границы максимума наблюдается область бистабильности, которая в увеличенном масштабе по оси  $H$  приведена на рис. 17б. Расчет показывает, что положение левой границы максимума слабо зависит от угла  $\alpha$ , тогда как область гистерезиса резко сужается с увеличением  $\alpha$  и исчезает при приближении  $\alpha$  к  $90^\circ$ .

Наибольший интерес вызывает тот факт, что на рис. 17а кривая 1, рассчитанная с учетом поляризации ядер, в широком интервале изменения поля  $H$  проходит ниже минимального значения  $S_z/S_0$  на кривой 2, построенной при  $H_N = 0$ . Объясняется это тем, что, как следует из (28), оси прецессии спинов электронов в ядерном и внешнем магнитных полях не совпадают:  $\bar{\Omega}_N \parallel \bar{H}$ ,  $\bar{\Omega} \nparallel \bar{H}$ . По этой причине в слабом поле  $H \ll H_{1/2}$ , где деполаризацию электронов осуществляет ядерное поле, значение  $S_z/S_0$  падает до величины  $\cos^2 \alpha$ , которая для  $\alpha = 60^\circ$  равна 0.25 (см. рис. 17б). Этот вывод подтверждается ходом экспериментальных кривых  $\rho(H)$  на рис. 16.

Таким образом, предложенная модель ЭЯСС с анизотропным электронным  $g$ -фактором хорошо описывает результаты эксперимента. Расчет также показывает, что в ямах меньшей ширины, когда знаки  $g_{\parallel}$  и  $g_{\perp}$  различны (см. рис. 11), ЭЯСС имеет две области бистабильности, существующие при противоположных направлениях внешнего магнитного поля. Позднее в работе

[50] система уравнений (28-29) была решена аналитически. Результаты [50] совпадают с нашим численным расчетом.

Следует подчеркнуть, что в КЯ бистабильность ЭЯСС возникает за счет анизотропии электронного  $g$ -фактора (при изотропном  $g$ -факторе ядер), тогда как в объемных твердых растворах замещения AlGaAs (см. гл. 4 настоящей диссертации) к бистабильности ЭЯСС приводит анизотропия ядерного  $g$ -фактора при изотропном электронном.

С увеличением ширины ямы анизотропия электронного  $g$ -фактора уменьшается, и свойства ЭЯСС приближаются к ее свойствам в объемном кристалле. Так в яме шириной 100Å при  $T=2\text{K}$ , как и в объемном GaAs, кривая Ханле имеет два отчетливо выраженных дополнительных максимума, ближний из которых возникает в результате компенсации продольной составляющей внешнего поля полем поляризованных электронов, а дальний - обусловлен компенсацией внешнего поля ядерным. По положению этих максимумов оценены величины полей сверхтонкого взаимодействия: поле Найта составляет несколько эрстед, поле Оверхаузера - несколько килоэрстед. Оба максимума расположены при одном направлении поля  $H$ , что свидетельствует об отрицательном знаке  $g_L$  в яме такой ширины.

Отметим, что прямым подтверждением оптической поляризации ядер решетки квантовой пленки GaAs явилось наблюдение сигналов оптически детектируемого ЯМР от всех входящих в ее решетку изотопов:  $^{71}\text{Ga}$ ,  $^{69}\text{Ga}$ ,  $^{75}\text{As}$  (рис. 18).

Измерение поля Оверхаузера  $H_N$  позволяет найти величину среднего ядерного спина  $\langle I \rangle$ , которая в исследованных структурах составила  $(10 \pm 1)\%$

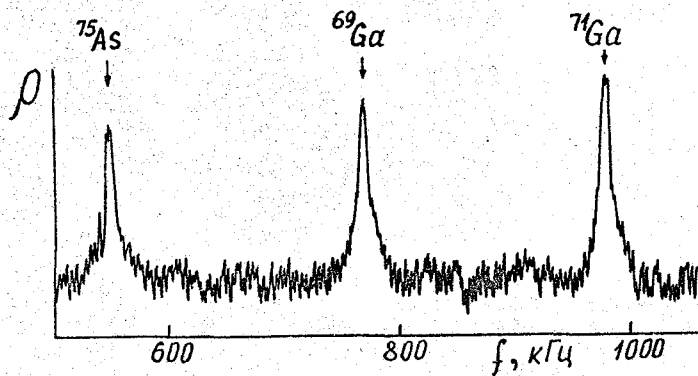


Рис. 18. Спектр ЯМР квантово-размерного слоя GaAs толщиной 100Å.  $H=753 \text{ Э}$ ,  $\alpha = 85^\circ$ ,  $T=2 \text{ К}$ . Амплитуда РЧ поля  $2H_1 = 0.48 \text{ Э}$ .

при изменении температуры в диапазоне 2-77К. Большая величина (1) свидетельствует о локализации носителей заряда, ответственных за поляризацию ядер. Покажем, что свободные носители не вносят вклада в поляризацию ядер. Для этого получим выражение для времени  $T_{1c}$  продольной релаксации ядер, обусловленной контактным сверхтонким взаимодействием с невырожденными свободными двумерными электронами. Расчет по стандартной схеме [5], проведенный в предположении бесконечно глубокой прямоугольной ямы и вымораживания свободных носителей на первом уровне размерного квантования, показывает [A16], что скорость спин-решеточной релаксации ядер, находящихся на расстоянии  $z$  от центра ямы,

$$\frac{1}{T_{1c}(z)} = A^2 v_0 n m \hbar^{-3} L_z^{-1} \cos(\pi z L_z^{-1}), \quad (30)$$

где  $v_0$  - объем элементарной ячейки,  $n$  и  $m$  - концентрация и эффективная масса электронов. При  $L_z = 100\text{\AA}$  и  $n = 10^{15} \text{см}^{-3}$  для ядер в центре ямы  $T_{1c}(0) = 506$  с. Формула (30) может быть использована для оценки скорости релаксации ядер на свободных экситонах. При этом в качестве  $n$  и  $m$  следует брать концентрацию и трансляционную массу экситона. Легко видеть, что время ядерной релаксации на свободных экситонах имеет тот же порядок величины, что и на свободных электронах. На опыте время  $T_1$  продольной релаксации ядер определялось из переходных процессов при включении РЧ-поля с частотой ЯМР. При этом найдено, что  $T_1 < 1$  с. Таким образом, рассчитанное время ядерной релаксации на свободных электронах и экситонах как минимум на два порядка больше наблюдавшегося в эксперименте, что и подтверждает вывод об эффективности поляризации ядер локализованными электронами и экситонами.

Суммируем основные результаты, полученные в этом параграфе.

1) Впервые осуществлены оптическая поляризация ядер и оптическое детектирование ЯМР в квантовых ямах. 2) Развита модель поляризации ЭЯСС, учитывающая анизотропию электронного  $g$ -фактора, которая позволила объяснить особенности поведения ЭЯСС в КЯ GaAs/AlGaAs, в частности, ее бистабильность. 3) Измерены поля сверхтонкого взаимодействия, создаваемые поляризованными ядрами и электронами друг на друге: поле Оверхаузера составило несколько килоэрстед, а поле Найта - несколько эрстед. 4) Получено выражение для времени продольной релаксации ядер на невырожденных двумерных электронах. 5) В результате сопоставления расчетного и определенного экспериментально времени продольной релаксации ядер установлено, что в исследованных квантовых ямах GaAs/AlGaAs в интервале температуры 2-77 К ответственными за поляризацию ядер являются локализованные электроны и экситоны.

Результаты этого параграфа опубликованы в [A16, A18, A19].

## 5.5. РЕЗОНАНСНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ ЯДЕРНОЙ СПИНОВОЙ СИСТЕМЫ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ

При постоянной круговой поляризации возбуждающего света оптическая поляризация ядер решетки полупроводника происходит весьма эффективно. Она наблюдается в широких диапазонах изменения магнитного поля и температуры как в объемных кристаллах, так и в квантоворазмерных пленках (см. главы 3-5 настоящей диссертации и цитируемую в них литературу). Когда возбуждающий свет имеет знакопеременную круговую поляризацию, процесс поляризации ядер существенно подавляется. Связано это с тем, что вследствие больших времен спиновой релаксации ядер их средний спин не успевает следить за быстрым изменением направления поляризации электронов. В таких условиях единственной причиной, приводящей к поляризации ядерной спиновой системы, является ее охлаждение в поле поляризованных электронов (поле Найта), которое осциллирует с частотой модуляции поляризации света. При этом во внешнем магнитном поле, перпендикулярном возбуждающему лучу, поляризация ядер осуществляется в узкой области полей вблизи резонансного значения  $H_0 = \omega_0 / \gamma$ ,  $\omega_0$  – частота модуляции поляризации света,  $\gamma$  – гиромагнитное отношение ядер [51, 52]. Проявление такого эффекта одинаково в объемных полупроводниках и квантово-размерных структурах. В объемных полупроводниках такой эффект был обнаружен в [51]. Ниже описывается первое наблюдение резонансного охлаждения в квантовых ямах.

Кратко рассмотрим идею эксперимента. Пусть смена знака круговой поляризации света осуществляется на частоте  $\omega_0$  и внешнее магнитное поле  $\vec{H}$  направлено вдоль оси  $x$  перпендикулярно возбуждающему лучу (ось  $z$ ). При этом средний спин оптически ориентированных электронов  $\vec{S}$  и поле сверхтонкого взаимодействия  $\vec{H}_e$  ( $\vec{H}_e \propto \vec{S}$ ), которое они создают на ядрах, направлены вдоль  $z$  и осциллируют во времени:  $\vec{S} = 2\vec{S}_0 \cos \omega_0 t$ ,  $\vec{H}_e = 2\vec{H}_{e0} \cos \omega_0 t$ . Удобно перейти в систему координат, вращающуюся вокруг поля  $\vec{H}$  (вокруг оси  $x$ ) с частотой  $\omega_0$ , в которой средний спин и поле электронов не зависят явным образом от времени:  $\vec{S}' = S_0$ ,  $\vec{H}' = \vec{H}_{e0}$ . В этом случае можно воспользоваться выражением для ядерной спиновой температуры, полученным в [3] для постоянной во времени поляризации электронов. Во вращающейся (штрихованной) системе координат обратная спиновая температура ядер

$$\beta' = \frac{4I(\vec{S}_0 \vec{H}_{e0})}{\mu_I [(H - H_0)^2 + H_{e0}^2 + \tilde{H}_L^2]}, \quad (31)$$

где  $I$ ,  $\mu_I$ ,  $\tilde{H}_L^2$  – спин, магнитный момент и локальное поле ядер. Учтем, что поле Оверхаузера  $\vec{H}_{Nx'} \propto \langle \vec{I}_{x'} \rangle$ , средний спин ядер

$\langle \bar{I}_{x'} \rangle = \mu_1(I+1)\beta'(H-H_0)/3\gamma$ ,  $\bar{H}_{e0} \propto \bar{S}_0$  и ось  $x'$  вращающейся системы координат совпадает с осью  $x$  лабораторной системы координат. Тогда проявляющаяся в эксперименте составляющая ядерного поля, параллельная внешнему полю,

$$H_{N\kappa} = H_{N\kappa'} \propto \frac{-\gamma}{g_x} \frac{(H-H_0)H_{e0}^2}{(H-H_0)^2 + H_{e0}^2 + (\bar{H}_L)^2}, \quad (32)$$

где  $g_x$  -  $x$ -компонента  $g$ -фактора электронов.

Как видно из (32), вблизи  $H=H_0$  зависимость  $H_{N\kappa}$  от  $H$  имеет вид кривой дисперсии, а знак  $H_{N\kappa}$  определяется знаком расстройки  $(H-H_0)$  и знаком отношения  $\gamma/g_x$ . Складываясь с внешним полем или вычитаясь из него, поле  $H_{N\kappa}$  приводит к изменениям в зависимости  $\rho(H)$ , и эти изменения имеют форму сигнала дисперсии. В качестве примера на рис. 19 приведены сигналы резонансного охлаждения от всех трех изотопов объемного кристалла GaAs, измеренные при частоте модуляции  $f_0 = \omega_0/2\pi = 170$  кГц. Их фаза соответствует отрицательному электронному  $g$ -фактору.

Эксперимент по наблюдению резонансного охлаждения в квантово-размерной пленке выполнен с одиночной прямоугольной квантовой ямой GaAs/Al<sub>0.28</sub>Ga<sub>0.72</sub>As шириной 45Å, выращенной в направлении [001] методом МОС-гидридной эпитаксии. Внешнее магнитное поле направлено вдоль плоскости КЯ. На рис. 20 представлена экспериментальная зависимость  $\rho(H)$ , измеренная при частоте модуляции, равной 50 кГц. Штриховая кривая на этом рисунке построена по формуле Ханли  $\rho(H)/\rho(0) = 1/(1+H^2/H_{1/2}^2)$  при  $H_{1/2} = 0.78$  кЭ. Из рис. 20 видно, что деполаризация люминесценции магнитным

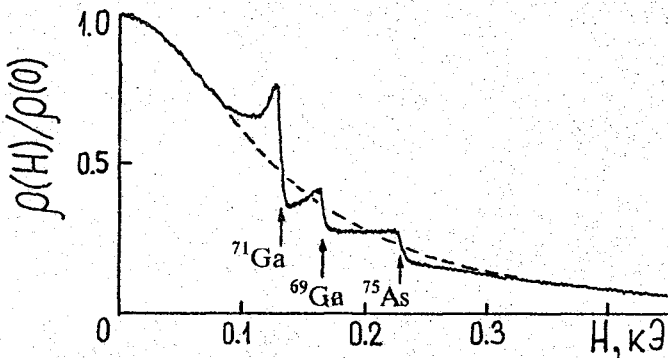


Рис. 19. Спектр резонансного охлаждения ядер GaAs при  $T=1.9$  К и  $f_0 = 170$  кГц.

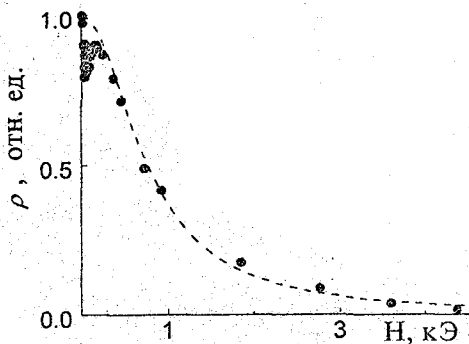


Рис. 20. Магнитная деполяризация люминесценции КЯ GaAs/Al<sub>0.23</sub>Ga<sub>0.77</sub>As шириной 45Å в перпендикулярном магнитном поле при изменении знака круговой поляризации возбуждающего света с частотой 50 кГц. T=2К.

полем хорошо описывается лоренцевским контуром за исключением области полей, меньших 0.3 кЭ, где экспериментальные значения  $\rho$  заметно меньше расчетных. Этот участок  $\rho(H)$  в увеличенном масштабе приведен на рис. 21. Стрелками на нем показаны резонансные значения магнитного поля  $H_0 = \omega_0 / \gamma$  для различных типов ядер решетки, входящих в состав квантовой пленки GaAs.

Как видно из рис. 21а, экспериментальная зависимость  $\rho(H)$  имеет резонансную особенность в области резонансных значений магнитного поля (30 - 60 Э) и при удалении от этой области плавно приближается к расчетной кривой, построенной в предположении, что ядерная поляризация отсутствует. Изменение  $\rho$  вблизи резонансного значения поля для ядер  $^{71}\text{Ga}$  в соответствии с теорией имеет форму сигнала дисперсии. Резонансные сигналы от других (кроме  $^{71}\text{Ga}$ ) типов ядер явно не выделены, что вызвано их перекрытием вследствие сравнительно низкой частоты модуляции. Подтверждением этому объяснению может служить практическое отсутствие выделенных резонансных сигналов при более низкой частоте модуляции, равной 34 кГц (рис. 21б).

Из рис. 21а видно, что ядерное поле  $H_{N_x}$  меняет знак с положительного на отрицательный при прохождении резонанса ядер  $^{71}\text{Ga}$  из меньших полей в большие. Поскольку для всех типов ядер в исследованной структуре гиромагнитное отношение  $\gamma$  больше нуля, это, согласно (32), означает, что компонента g-фактора электронов проводимости в плоскости ямы  $g_{\perp}$  имеет положительный знак. Такой вывод совпадает с данными теории [34] и эксперимента [53, 54, A23].

Обратим внимание, что модуляция поляризации возбуждающего света, помимо резонансного охлаждения, приводит, как это было показано в параграфе 3.4, и к резонансному отогреву ЯСС. Оба эффекта проявляются в

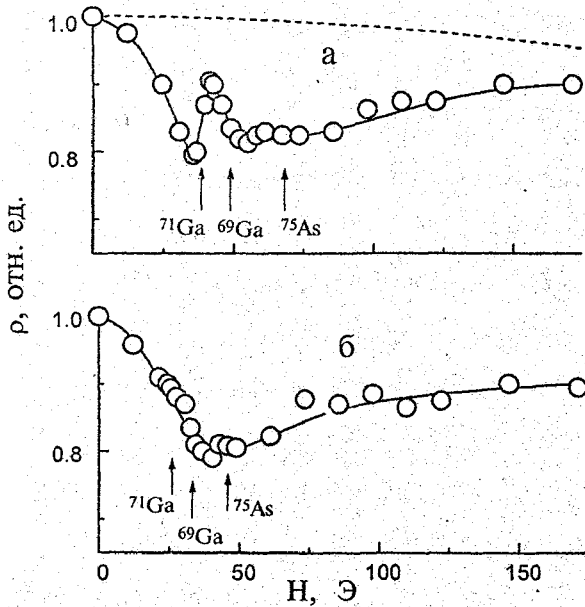


Рис. 21. Начальные участки зависимостей  $\rho(H)$ , полученные для КЯ GaAs/Al<sub>0.28</sub>Ga<sub>0.72</sub>As шириной 45Å в перпендикулярном магнитном поле при частотах модуляции 50 (а) и 34 кГц (б).  $T=2$  К. Сплошные кривые проведены для наглядности.

резонансном изменении поляризации люминесценции. При этом следует иметь в виду, что резонансное охлаждение приводит к изменению поляризации люминесценции, имеющему форму сигнала дисперсии, а резонансный отогрев дает изменение  $\rho$  в форме сигнала поглощения. Сопоставление резонансных отогрева и охлаждения при частичной модуляции крутовой поляризации возбуждающего света (и, следовательно, частичной модуляции электронного поля) в геометрии наклонного поля показывает, что при малых глубинах модуляции эффект резонансного охлаждения пренебрежимо мал. Например, при глубине модуляции  $\sim 1\%$  резонансное охлаждение слабее резонансного отогрева в  $10^4$  раз. При больших глубинах модуляции ( $\sim 100\%$ ) изменения ядерного поля за счет резонансных охлаждения



и отогрева соизмеримы. При этом сигналы ЯМР, детектируемые по изменению круговой поляризации люминесценции, будут описываться суперпозицией сигналов дисперсии и поглощения. Изменяя глубину модуляции возбуждающего света, можно варьировать относительный вклад этих сигналов.

В заключение сформулируем основные результаты, полученные в этом параграфе.

а) Обнаружена динамическая поляризация ядер в полупроводниковых квантовых ямах при знакопеременной круговой поляризации возбуждающего света. Показано, что этот эффект возникает в результате резонансного охлаждения ЯСС в поле оптически ориентированных электронов, осциллирующем с частотой модуляции света, и приводит к изменению поляризации люминесценции в форме сигнала дисперсии.

б) Продемонстрировано, что анализ фазы сигнала ЯМР в условиях резонансного охлаждения ЯСС позволяет определить знак компоненты  $g$ -фактора электронов проводимости в плоскости квантовой ямы.

Результаты этого параграфа опубликованы в [A24, A25].

## 5.6. ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА НА ОПТИЧЕСКУЮ ОРИЕНТАЦИЮ ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Ниже рассматривается предложенный нами эффект [A15, A18], который состоит в возникновении среднего (регулярного) магнитного поля  $\vec{H}_{\text{eff}}$ , действующего в кристалле на спины электронов при появлении у них направленной скорости. Этот эффект обусловлен спин-орбитальным расщеплением зон и может наблюдаться в полупроводнике без центра инверсии. Он существенно возрастает в кристаллах, симметрия которых допускает линейное по импульсу спиновое расщепление зоны проводимости. К таким кристаллам относятся гиротропные, а также одноосно деформированные или выращенные в виде гетероструктур с КЯ негиротропные нецентросимметричные кристаллы. Величина поля  $\vec{H}_{\text{eff}}$  пропорциональна спиновому расщеплению, поэтому его удобно наблюдать в гетероструктурах с КЯ, где спиновое расщепление зон велико [42]. Нами предложено индуцировать поле  $\vec{H}_{\text{eff}}$  путем пропускания электрического тока вдоль плоскости КЯ и регистрировать это поле по его влиянию на оптическую поляризацию 2D электронов, участвующих в переносе заряда (эффект Ханле в электрическом поле).

Рассматриваемый эффект допускает простую интерпретацию. Как известно [42, 18], спиновое расщепление зоны проводимости можно представить как результат взаимодействия спина электрона с эффективным

магнитным полем  $\vec{H}_{\text{eff}}^*$ , величина и направление которого определяются величиной и направлением импульса электрона  $\vec{p}$ . В двумерном случае, когда спиновое расщепление линейно по импульсу, поле  $\vec{H}_{\text{eff}} \propto \vec{p}$  [42]. В результате процессов рассеяния по импульсу это поле хаотически меняется, что в термодинамическом равновесии приводит к отсутствию регулярного поля, действующего на электронный спин. (Прецессия спинов электронов в случайно меняющемся магнитном поле вызывает их дополнительную спиновую релаксацию [42, 18]). При пропускании электрического тока в плоскости квантовой ямы на хаотическое движение электронов накладывается регулярный дрейф с импульсом  $\vec{p}_{\text{dr}}$ . В этом случае наряду с флуктуирующей частью  $\vec{H}_{\text{eff}}^*$ , по-прежнему обуславливающей спиновую релаксацию, возникает регулярное эффективное магнитное поле  $\vec{H}_{\text{eff}}^* \propto \vec{p}_{\text{dr}}$ . Это поле вызывает прецессию среднего спина дрейфующих электронов и может быть обнаружено по изменению оптической ориентации фотовозбужденных электронов.

Строгий расчет показывает [A15], что протекание электрического тока в плоскости симметричной прямоугольной КЯ, выращенной из полупроводника типа GaAs с нормалью  $z \parallel [001]$  и ограниченной непроницаемыми барьерами, вызывает прецессию неравновесного среднего спина дрейфующих электронов, которая описывается уравнением:

$$\left( \frac{d\vec{S}}{dt} \right)_{\text{cur}} = \frac{\mu_B g_L}{\hbar} \vec{H}_{\text{eff}} \times \vec{S}, \quad (33)$$

где эффективное магнитное поле

$$\vec{H}_{\text{eff}} = \frac{\hat{\epsilon} \cdot \vec{p}_{\text{dr}}}{\mu_B g_L} = \frac{2\pi\gamma_c m}{\hbar L_z^2 \mu_B g_L} u_c \begin{pmatrix} E_x \\ -E_y \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (34)$$

Здесь  $\hat{\epsilon}$  - псевдотензор второго ранга, характеризующий спиновое расщепление зоны проводимости,  $\vec{p}_{\text{dr}} = -m u_c \vec{E}$  - дрейфовый импульс электронов,  $m$  и  $u_c$  - их масса и подвижность,  $\vec{E} = (E_x, E_y, 0)$  - напряженность электрического поля,  $\gamma_c$  - константа кубического по импульсу спинового расщепления в объемном GaAs. Выражение (34) получено в предположении упругого рассеяния без переворота спина на примесях с короткодействующим потенциалом. Позднее [55] при детальном теоретическом анализе влияния электрического тока на поляризацию носителей было установлено, что соотношение (34) справедливо при любом механизме упругого рассеяния без переворота спина.

Как видно из (34), поле  $\vec{H}_{\text{eff}}$  направлено в плоскости квантовой ямы и по величине пропорционально подвижности электронов и напряженности электрического поля. Оценка дает, что для ямы шириной  $L_z = 100 \text{ \AA}$  при

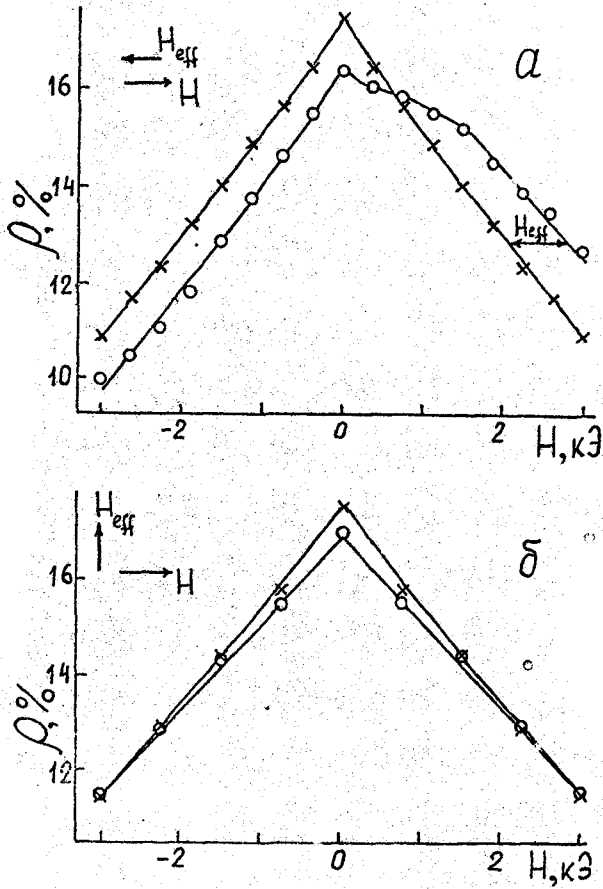


Рис. 22. Экспериментальные кривые Ханле, полученные в отсутствие ( $\times$ ) и при протекании ( $o$ ) электрического тока через образец.  $T=77\text{K}$ .  
 а -  $H_{\text{eff}} \parallel H$ , б -  $H_{\text{eff}} \perp H$ . Сплошные линии проведены для наглядности.

$u_e = 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  и  $E = 10 \text{ В}/\text{см}$  поле  $H_{\text{eff}} = 2 \cdot 10^2 u_e E \approx 2 \text{ кЭ}$ . Поле такой величины способно вызвать значительную деполаризацию оптически ориентированных электронов, что должно проявиться на зависимости их степени поляризации от величины внешнего магнитного поля.

Эксперимент по обнаружению поля  $H_{\text{eff}}$  был выполнен с гетероструктурой  $\text{GaAs}/\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$  с цепочкой из 100 изолированных прямоугольных квантовых ям шириной  $100 \text{ \AA}$  каждая. Электрические контакты к слоям  $\text{GaAs}$  изготавливались путем напыления на поверхность кристалла золота с германием в виде двух узких параллельных полосок и последующего их вжигания. Направления накачки циркулярно поляризованным светом и регистрации люминесценции совпадали с осью роста структуры. Внешнее магнитное поле  $\vec{H}$  было направлено вдоль плоскости КЯ.

При наличии внешнего магнитного поля и электрического тока средний спин оптически ориентированных электронов  $\vec{S}$  прецессирует в суммарном поле  $\vec{H} + \vec{H}_{\text{eff}}$ . В этом случае в обычном выражении, описывающем эффект Ханле, поле  $\vec{H}$  заменяется на  $(\vec{H} + \vec{H}_{\text{eff}})$ :  $S_z / S_0 = 1 / [1 + (\vec{H} + \vec{H}_{\text{eff}})^2 / H_{1/2}^2]$ .

Интересны два случая:  $\vec{H}_{\text{eff}} \parallel \vec{H}$  и  $\vec{H}_{\text{eff}} \perp \vec{H}$ . В первом случае поле  $\vec{H}_{\text{eff}}$  складывается с внешним полем или вычитается из него, что приводит к сдвигу исходной кривой Ханле на величину  $H_{\text{eff}}$  (рис. 22а). Измерения показывают, что в согласии с теорией этот сдвиг линейно зависит от величины тока и меняет знак при смене направления тока. Определенная по сдвигу кривых на рис. 22а величина  $H_{\text{eff}} = (0.6 \pm 0.2) \text{ кЭ}$ . Во втором случае поле  $H_{\text{eff}}$  ускоряет деполаризацию электронов при всех значениях поля  $H$ , оставляя при этом кривую  $\rho(H)$  симметричной относительно смены знака  $H$  (рис. 22б). Такое поведение экспериментальных кривых Ханле доказывает существование среднего магнитного поля спин-орбитального взаимодействия  $\vec{H}_{\text{eff}}$ .

Отметим, что поле  $\vec{H}_{\text{eff}}$ , индуцируемое электрическим током, помимо влияния на эффект Ханле, может привести к целому ряду спиновых эффектов. Например, предсказанная в [56] поляризация электронов током в деформированном  $\text{GaAs}$  фактически является результатом их намагничивания в поле  $\vec{H}_{\text{eff}}$ . При этом степень поляризации электронов  $\rho \propto \mu_B g H_{\text{eff}} / kT$ . Поле  $\vec{H}_{\text{eff}}$  также может приводить к сдвигу линии ЭПР свободных электронов (аналог сдвига Оверхаузера) и, аналогично [57], повороту плоскости линейно поляризованного света (эффект Фарадея).

Следует обратить внимание, что эффективное поле  $\vec{H}_{\text{eff}}$  может возникать не только за счет дрейфа электронов в электрическом поле, но также за счет направленного потока спина носителей, вызванного градиентом их концентрации или градиентом их поляризации. В этом случае, как показывает расчет [A22], изменение электронного спина в кристаллах с линейным по импульсу расщеплением зон равно:

$$\left(\frac{d\vec{S}}{dt}\right)_{\text{diff}} = \frac{-2kT\tau_p}{\hbar} \left[ \left( \frac{\varepsilon \nabla n}{n} \times \vec{S} \right) + (\varepsilon \nabla \times \vec{S}) \right], \quad (35)$$

где  $n$  - концентрация электронов,  $\tau_p$  - время их релаксации по импульсу.

Основной результат, полученный в этом параграфе, заключается в том, что предсказана и экспериментально обнаружена прецессия спинов термализованных электронов, вызываемая электрическим током. В основе этого эффекта лежит возникновение регулярного эффективного магнитного поля  $\vec{H}_{\text{eff}}$ , действующего на спины электронов при появлении у них направленной скорости в средах с линейным по импульсу расщеплением зон проводимости. Спиновая прецессия в эффективном магнитном поле  $\vec{H}_{\text{eff}}$  зарегистрирована по изменению оптической ориентации квазидвумерных электронов в гетероструктуре с изолированными квантовыми ямами GaAs/AlGaAs при протекании электрического тока в плоскости ям.

В заключение данной главы сформулируем полученные в ней основные результаты.

1) Обнаружена сильная анизотропия электронного  $g$ -фактора в изолированных квантовых ямах GaAs/AlGaAs. С помощью метода оптической ориентации найдено, что отношение компонент  $g$ -фактора вдоль и поперек оси роста структуры  $|g_{\parallel}|/|g_{\perp}| = 2.2 \pm 0.4$  в яме шириной 80 Å и  $|g_{\parallel}|/|g_{\perp}| < 0.3$  в яме шириной 45 Å.

2) Показано, что в асимметричной квантовой яме, выращенной из полупроводников без центра инверсии в направлении  $z \parallel [001]$ , спиновое расщепление зоны проводимости приводит к анизотропии электронного  $g$ -фактора в плоскости ямы. На примере квантовой ямы GaAs/AlGaAs продемонстрировано, что характеризующие анизотропию электронного  $g$ -фактора в плоскости ямы недиагональные компоненты  $g_{xy} = g_{yx}$  ( $x \parallel [100]$ ) могут быть соизмеримы по величине с диагональными компонентами  $g_{xx} = g_{yy}$ .

3) Предложен способ измерения знака  $g$ -фактора электронов проводимости полупроводника по форме кривой Ханле или по сдвигу фазы квантовых биений электронного спина. С его помощью определен знак  $g$ -фактора в ряде объемных кристаллов  $A_3B_5$  и измерен знак поперечной компоненты  $g$ -фактора в КЯ GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As различной ширины. Показано экспериментально, что в квантовых пленках направление среднего спина оптически ориентированных электронов в момент рождения может совпадать с направлением возбуждающего света.

4) Впервые осуществлены оптическая поляризация ядер и оптическое детектирование ЯМР в квантовых ямах. Развита модель поляризации ЭЯСС;

учитывающая анизотропию электронного  $g$ -фактора, которая позволила объяснить особенности поведения ЭЯСС в КЯ GaAs/AlGaAs, в частности ее бистабильность. Измерены поля сверхтонкого взаимодействия, создаваемые поляризованными ядрами и электронами друг на друге: поле Оверхаузера составило несколько килоэрстед, а поле Найта - несколько эрстед.

5) Получено выражение для времени продольной релаксации ядер на невырожденных двумерных электронах. В результате сопоставления расчетного и определенного экспериментально времен продольной релаксации ядер установлено, что в исследованных квантовых ямах GaAs/AlGaAs в интервале температуры 2-77 К ответственными за поляризацию ядер являются локализованные электроны.

6) Обнаружена динамическая поляризация ядер в полупроводниковых квантовых ямах при знакопеременной круговой поляризации возбуждающего света. Показано, что этот эффект возникает за счет резонансного охлаждения ядерной спиновой системы в поле оптически ориентированных электронов, осциллирующем с частотой модуляции поляризации света.

7) Предсказана и обнаружена прецессия спинов электронов в регулярном эффективном магнитном поле  $\vec{H}_{\text{eff}}$ , возникающем при протекании электрического тока через кристалл с линейным по импульсу расщеплением зоны проводимости. Спиновая прецессия в поле  $\vec{H}_{\text{eff}}$  зарегистрирована с помощью эффекта Ханле оптически ориентированных квазидвумерных электронов в квантовой яме GaAs/AlGaAs при пропускании электрического тока в плоскости ямы.

## 6. ГЛУБОКОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ ЯДЕРНОЙ СПИНОВОЙ СИСТЕМЫ ПОЛУПРОВОДНИКА СВЕТОМ

Интерес к работам по оптической ориентации в полупроводниках связан, в частности, с возможностью с помощью света охладить спиновую систему ядер до температуры, существенно ниже температуры решетки. Например, согласно оценке по формуле (3), при оптимальных условиях температура ЯСС может быть понижена до величины  $\sim 10^{-7}$  К. При такой температуре можно ожидать переход системы ядерных спинов в упорядоченное состояние [58, 59].

Вместе с тем, классическим способом понижения ядерной спиновой температуры является адиабатическое размагничивание [5, 58]. В настоящей работе предложено объединить оптическое охлаждение с адиабатическим размагничиванием. Такой комбинированный метод позволяет достигнуть более низких температур, чем при одном оптическом охлаждении. Кроме того, он дает возможность исследовать процесс спиновой релаксации ядер непосредственно в нулевом магнитном поле. В частности, оказывается возможным измерять в нулевом поле отогрев ЯСС радиочастотным полем, что позволяет экспериментально определить вид коррелятора ядерных спинов. Наиболее неожиданным результатом таких экспериментов оказался аномально большой сдвиг спектра коррелятора в низкочастотную область.

Данная глава посвящена исследованию оптического охлаждения ЯСС в сочетании с адиабатическим размагничиванием и экспериментальному определению вида ядерного спинового коррелятора в нулевом магнитном поле.

### 6.1. ОПТИЧЕСКОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ ЯДЕРНОЙ СПИНОВОЙ СИСТЕМЫ В СОЧЕТАНИИ С АДИАБАТИЧЕСКИМ РАЗМАГНИЧИВАНИЕМ

При оптической накачке ядерная спиновая температура  $\theta = \beta^{-1}$  определяется формулой (3). Спиновая температура минимальна, когда действующее на ядерные спины магнитное поле равно  $\sqrt{\xi} H_1$  (локальное поле ядер  $H_L \sim 19$ ), и при максимальном для объемных полупроводников типа GaAs значении среднего электронного спина  $S_{\max} = 0.25$  составляет  $\sim 10^{-7}$  К.

Как известно [5], адиабатическое размагничивание, т.е. изменение магнитного поля за время, существенно более короткое, чем время продольной спиновой релаксации ядер  $T_1$ , но значительно более длинное, чем время их поперечной релаксации  $T_2 \sim 10^{-4}$  с, сопровождается изменением спиновой температуры. При размагничивании из поля  $H_H$  в поле  $H_K$  устанавливается температура [5]

$$\theta_K = \theta_H \cdot \frac{(H_K^2 + H_L^2)^{1/2}}{(H_H^2 + H_L^2)^{1/2}} \quad (36)$$

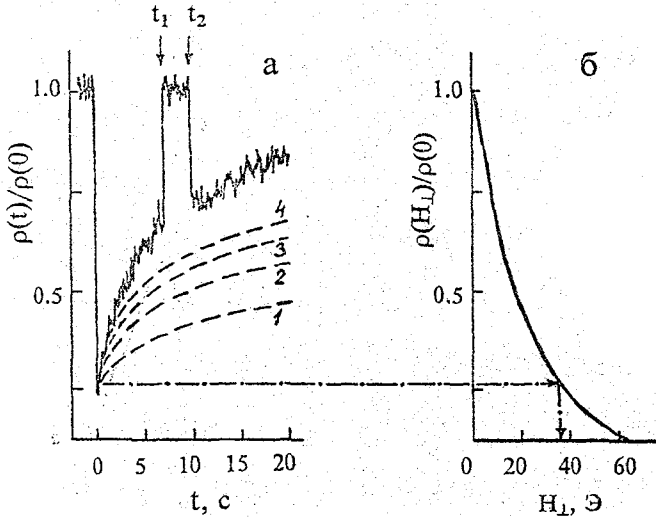


Рис. 23.

Из (3) и (36) легко видеть, что при  $H_n \gg H_L \gg H_k$  в результате адиабатического размагничивания может быть достигнута конечная температура  $\theta_{k \min}$ , в  $2\sqrt{\xi}$  раз меньшая, чем минимальная температура  $\theta_{n \min}$ , получаемая при одном оптическом охлаждении.

Эксперимент по комбинированному охлаждению ЯСС был проведен на кристалле GaAs n-типа при температуре 4.2K и включал в себя три этапа [A5]: 1) накачка циркулярно поляризованным светом в течение 5 минут в магнитном поле  $H_{||}=100\text{Э}$ , параллельном возбуждающему лучу, которая приводит к оптическому охлаждению ЯСС; 2) адиабатическое размагничивание в нулевое магнитное поле; 3) оптическое измерение полученной спиновой температуры при включении слабого поперечного поля  $H_{\perp}=0.1\text{Э}$ .

На рис. 23а показано изменение циркулярной поляризации люминесценции после размагничивания и включения поля  $H_{\perp}=0.1\text{Э}$ . Включение поля  $H_{\perp}$  в момент времени  $t=0$  сопровождается появлением поперечного ядерного поля  $\vec{H}_{N\perp} \propto \beta_k \vec{H}_{\perp}$ , которое существенно превышает поле  $H_{\perp}$  и приводит к деполяризации люминесценции. Максимальному



отклонению  $\rho$  соответствует измеренное с помощью калибровочной кривой Ханле, приведенной на рис.236, ядерное поле  $H_{NL}=38\text{Э}$ . Этой величине  $H_{NL}$ , полученной при  $S_0=0.025$ , соответствует температура ЯСС  $\theta \approx 1$  мК. Такая температура является наиболее низкой из достигнутых в экспериментах по оптическому охлаждению ЯСС.

Рассмотренный эксперимент является по-существу оптическим аналогом классических опытов Парселла и Паунда [60], впервые давших экспериментальное обоснование концепции спиновой температуры. Действительно, возрастание  $\rho$  на рис. 23а происходит вследствие отогрева ЯСС за счет ее взаимодействия с решеткой. На этом этапе значение спиновой температуры  $\theta$  стремится к температуре решетки. Время этого процесса  $T_1$  порядка 1 минуты определяется темпом спин-решеточной релаксации. Выключение поля  $H_{\perp}$  в момент времени  $0 < t_1 < T_1$  приводит к быстрому уничтожению ядерной поляризации и восстановлению  $\rho$  скачком до 1. Однако быстрая передача углового момента в решетку (время этого процесса определяется временем поперечной ядерной релаксации  $T_2 \sim 10^{-4}$  с) не сопровождается быстрым изменением температуры. Это подтверждается тем, что при повторном включении поля  $H_{\perp}$  в момент времени  $t_2$  величина  $\rho$  скачком уменьшается до значения, которое наблюдалось бы при постоянно включенном поле  $H_{\perp}$ . Этот эксперимент дает, по-видимому, наиболее прямое доказательство охлаждения ЯСС светом.

В наших опытах легко изменить знак ядерной спиновой температуры и наблюдать это изменение. Знак  $\theta$  изменяется при смене знака круговой поляризации возбуждающего света или направления продольного поля. Так в случае параллельных  $\vec{S}$  и  $\vec{H}_{\parallel}$  спиновая температура положительна, и для кристалла GaAs с отрицательным g-фактором электронов поле  $\vec{H}_{NL}$  антипараллельно полю  $\vec{H}_{\perp}$ . При этом в процессе отогрева ЯСС после адиабатического размагничивания существует такой момент времени, когда поле  $H_{NL}$  компенсирует поле  $H_{\perp}$ , вследствие чего зависимость  $\rho(t)$  проходит через максимум, приближаясь к своему стационарному значению. При смене направления  $\vec{H}_{\parallel}$  спиновая температура становится отрицательной, ядерное поле  $\vec{H}_{NL} \uparrow \vec{H}_{\perp}$  и  $\rho(t)$  монотонно приближается к стационарному значению.

Оптическое охлаждение ядер определяется суммарным действием на их спины внешнего поля  $\vec{H}_{\parallel}$  и поля электронов  $\vec{H}_e$ . Во внешнем магнитном поле, параллельном возбуждающему лучу, поле  $\vec{H}_e \parallel \vec{H}_{\parallel}$ . Охлаждение отсутствует, если  $H_{\parallel} = -H_e$ . При этом  $H_{NL} = 0$ , что позволяет определить величину электронного поля из зависимости  $H_{NL}$  от  $H_{\parallel}$  ( $H_{\parallel}(H_{NL} = 0) = -H_e$ ). Определенная таким способом величина усредненного по донору электронного поля составляет  $-(2.2 \pm 0.4)\text{Э}$ , что в пределах ошибки измерения совпадает со значениями этого поля, полученными из экспериментов в наклонном поле (см. раздел 3.1).

Подавляющее большинство экспериментов по оптической поляризации ядер выполнено в стационарных условиях. Рассмотрим процесс установления стационарного состояния. Распределение плотности волновой функций локализованных на доноре электронов,  $|\Psi(r)|^2 \propto \exp(-2r/a_B)$ , определяет резкое увеличение времени релаксации ядер на электронах с ростом расстояния  $r$  от центра донора:

$$T_{1e}(r) = T_{1e}(0) \exp(4r/a_B), \quad (37)$$

где  $a_B$  - боровский радиус донора. Пусть изменение внешних условий вызывает переход между стационарными состояниями, которым соответствуют значения среднего спина ядер  $I_1$  и  $I_2$ . С учетом (37) процесс установления  $I(r)$  можно представить в виде

$$I(r,t) = I_2 - (I_2 - I_1) \exp[-\tau \cdot \exp(-4r/a_B)], \quad (38)$$

где  $\tau = t/T_{1e}(0)$ . Выражение (38) описывает положение сферически симметричного фронта ядерной поляризации в зависимости от времени. Его протяженность составляет  $\approx 3a_B/4$ . Основным условием существования фронта является малость времени  $T_{1e}(0)$ , при которой влияние ядерной спиновой диффузии и утечки ядерной поляризации несущественно.

Отгрев системы ядер после адиабатического размагничивания приводит к последующему снижению ядерной поляризации и ядерного поля со временем  $T_{1e}(r)$ . Расчет показывает, что в отсутствие ядерной спиновой диффузии при  $t \gg T_{1e}(0)$

$$N_N(\tau) \approx \frac{B}{\sqrt{\tau}} (\ln^2 \tau + 3.93 \ln \tau + 8.79), \quad (39)$$

где  $B$  - постоянная. Штриховые кривые на рис. 23а построены по формуле (39) при  $T_{1e}(0) = 10^{-1}$  с (1),  $10^{-2}$  с (2),  $10^{-3}$  с (3),  $10^{-4}$  с (4). Использование формулы (39) можно считать вполне обоснованным для времен, не превышающих время ядерной спиновой диффузии на расстояние, равное протяженности фронта ядерной поляризации. Это время, согласно проведенной оценке, составляет  $\approx 5$  с. Сопоставление экспериментальной кривой с расчетными кривыми в интервале, меньшем этого времени, показывает, что в центре донора время релаксации  $T_{1e}(0) \leq 10^{-4}$  с.

## 6.2. СПЕКТР ПОГЛОЩЕНИЯ И ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СПИНОВОГО КОРРЕЛЯТОРА ЯДЕРНОЙ СПИН-СИСТЕМЫ В НУЛЕВОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Одна из интересных особенностей оптического охлаждения ЯСС, дополненного адиабатическим размагничиванием, заключается в возможности исследовать то, как охлажденная спиновая система ядер поглощает энергию в

нулевом магнитном поле. Действительно, после размагничивания в нулевое поле ядерная спиновая система отогревается в течение нескольких минут. Процесс отогрева существенно ускоряется, если приложить дополнительное переменное магнитное поле  $H_{pч} = 2H_1 \cos \omega t$ . Измеряя при этом повышение спиновой температуры, легко измерить спектр поглощения энергии охлажденной ЯСС. Изменение обратной спиновой температуры  $\beta$  при наличии радиочастотного поля определяется уравнением [5]:

$$\frac{d\beta}{dt} = -\frac{\beta - \beta_0}{T_1} - \frac{\beta}{T_H}, \quad (40)$$

где  $T_1$  - время спин-решеточной релаксации и  $\beta_0$  - стационарное значение  $\beta$  (в нашем случае  $\beta_0 = 0$ ). Пусть поле  $H_1$  направлено вдоль оси  $x$ . Тогда частотная зависимость скорости отогрева  $T_H^{-1}$  под действием РЧ-поля определяется множителем  $\omega^2$  и частотной зависимостью Фурье-образа коррелятора  $x$ -компоненты ядерного спина  $g(\omega)$  [22]:

$$T_H^{-1} = \omega^2 H_1^2 g(\omega) / (H^2 + H_L^2), \quad (41)$$

$$g(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} dt \langle \hat{I}_x(0) \hat{I}_x(t) \rangle e^{i\omega t} / \text{Sp} \hat{I}_z^2. \quad (42)$$

Здесь  $\hat{I}_x, \hat{I}_z$  - операторы проекций ядерного спина,  $H$  - внешнее магнитное поле.

Эксперимент по исследованию спектра поглощения в нулевом магнитном поле выполнялся с кристаллом  $n$ -GaAs при температуре решетки, равной 4.2К. Следует отметить важную особенность этого эксперимента, а именно, чтобы устранить влияние фотовозбужденных носителей отогрев переменным магнитным полем проводился в темноте. Для этого после оптического охлаждения и адиабатического размагничивания свет выключался и на 30 секунд включалось РЧ-поле. Затем после повторного включения света и одновременного включения слабого поперечного поля  $H_{\perp} = 1$ Э измерялось изменение  $\rho$ . Изменяя амплитуду переменного поля, можно определить величину  $H_1$ , соответствующую фиксированной остаточной ядерной поляризации, вызывающей изменение  $\rho$  на заданную величину  $\Delta\rho$ . Как легко видеть из (41), найденные таким образом при разных частотах величины  $H_1$  позволяют построить зависимость  $H_1^{-2}$  от  $\omega$ , соответствующую искомой спектральной зависимости  $T_H^{-1}$ . Такая процедура исследования спектра поглощения позволяет исключить ошибки, связанные с нелинейной зависимостью  $\Delta\rho$  от  $H_N$ , которые проявляются в случае прохождения спектра при постоянной величине  $H_1$ .

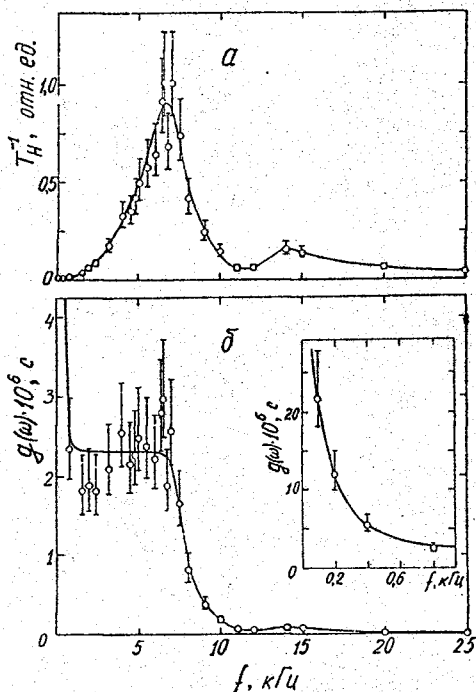


Рис. 24.

На рис. 24а представлена спектральная зависимость скорости отогрева в нулевом поле оптически охлажденной системы спинов ядер решетки  $n\text{-GaAs}$ . Максимальная величина  $T_H^{-1}$  наблюдается при частоте переменного поля  $\sim 6.5$  кГц. На этой частоте при  $N_1=0.0059$  экспериментально найденное значение  $T_H \approx 20$  с. Определение  $g(\omega)$  с помощью формулы (41) дает малую величину  $g(6.5 \text{ кГц})=2.25 \cdot 10^{-6} \text{ с}$ . На рис. 24б приведен спектр  $g(\omega)$ , полученный делением ординат кривой рис. 24а на  $\omega^2$ . Коррелятор быстро затухает в области частот 8-9 кГц, оставаясь малым в диапазоне  $f=\omega/2\pi > 0.8$  кГц.

В диапазоне малых частот  $f < 0.8$  кГц наблюдается резкое возрастание величины  $g(\omega)$  с уменьшением частоты. Из условия нормировки:  $\int_0^{\infty} g(\omega) d\omega = \pi$ ,

следует, что основной вклад ( $\approx 90\%$ ) в коррелятор дает его низкочастотная часть, причем  $g(0) \geq 10^{-3}$  с. Такая зависимость  $g$  от  $\omega$  оказалась совершенно неожиданной, поскольку, согласно традиционным представлениям о диполь-дипольном механизме ядерной спиновой релаксации, диапазон характерных частот коррелятора должен простираться до частоты  $\omega \sim T_2^{-1}$ , составляющей по порядку величины несколько килогерц. Смещение коррелятора в область частот, меньших нескольких сотен герц, свидетельствует о том, что время спин-спиновой релаксации глубоко охлажденной спиновой системы ядер существенно возрастает и по крайней мере на порядок превышает время поперечной релаксации  $T_2 \sim 10^{-4}$  с неохлажденной ЯСС.

Рассмотрим возможные причины такого замедления. Одна из них может быть связана, как предположил Меркулов [61], с образованием ядерного магнитного полярона - скоррелированного состояния спинов электрона, локализованного на доноре, и ядер решетки, окружающих донорный центр. Ответственным за корреляцию электронных и ядерных спинов является контактное сверхтонкое взаимодействие, которое по форме одинаково с обменным взаимодействием между спинами носителей заряда и магнитных ионов, приводящим к формированию магнитного полярона в полумангнитных полупроводниках [62]. Обменное поле стабилизирует направление суммарного магнитного момента ионов, что сопровождается торможением спиновой релаксации в поляроне [63]. Наш эксперимент выполнен с кристаллом  $p$ -типа ( $N_D \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ), поэтому, несмотря на то, что отогрев ЯСС РЧ-полем проводился в темноте и фотовозбужденные электроны в это время отсутствовали, ядра вокруг доноров испытывали контактное взаимодействие с собственными (темновыми) электронами.

Контактное взаимодействие как минимум на три порядка слабее обменного, вследствие чего корреляции между электронными и ядерными спинами пренебрежимо малы даже при температуре жидкого гелия. Для того, чтобы спин электрона заметным образом поляризовал окружающие ядра, необходимо понизить температуру кристалла или спиновые температуры электронов и ядер до величины порядка  $10^{-3}$  К. Это условие не является чрезмерно жестким, если связь донорного электрона с решеткой оказывается меньше его связи с ядрами и устанавливается единая температура в спиновой системе, включающей электрон на доноре и ядра в его окрестности. Как отмечалось выше, в обсуждаемом эксперименте достигнута существенно более низкая ядерная спиновая температура порядка  $10^{-6}$  К. Однако оценка показывает, что хотя температура кристалла, равная 4.2 К, существенно меньше энергии ионизации донора ( $\epsilon_D \approx 5.5 \text{ meV}$ ), тепловая ионизация укорачивает время жизни электрона на доноре до величины порядка  $10^{-5}$  с, меньшей времени  $T_2$ , и, следовательно, система спинов электрона и ядер не может быть описана единой спиновой температурой. Для этого случая модель ядерного полярона была скорректирована [61], а именно, предполагалось, что

ядерная система по-прежнему имеет температуру существенно ниже решеточной, а состояние взаимодействующих с ядрами локализованных электронов описывается температурой решетки. При этом поляронный эффект носит пороговый характер и возникает ниже некоторой критической температуры  $\beta_{cr}^{-1} \sim 10^{-6} - 10^{-7} \text{K}$ . Данная модель предсказала замедление темпа спиновой релаксации в поляроне на два порядка, что по порядку величины совпало с торможением ядерной релаксации, наблюдавшейся в эксперименте. Однако, согласно [61], формирование полярона возможно при одинаковых знаках спиновых температур электронов и ядер, тогда как коррелятор на рис.246 был измерен при отрицательной спиновой температуре ядер, а температура электронных спинов совпадала с температурой решетки и была положительной. Следовательно предложенные модели ядерного полярона не объясняют результат эксперимента.

Следует обратить внимание, что в низкочастотной области спектральная мощность коррелятора изменяется с частотой как  $1/f$  (см. вставку на рис.246). Поэтому не исключено, что физическая природа сдвига коррелятора в низкие частоты примыкает к природе  $1/f$  шума.

Таким образом, вопрос о природе аномального поведения коррелятора ядерного спина остается в настоящее время открытым. Эксперименты по измерению спектра поглощения ЯСС в нулевом поле при различных температурах решетки и разных знаках ядерной спиновой температуры позволят прояснить ситуацию. Однако для окончательного решения проблемы необходимо дальнейшее развитие теории.

В заключение суммируем основные результаты данной главы.

\* Предложен метод глубокого охлаждения ядерной спиновой системы полупроводника, заключающийся в сочетании оптического охлаждения в сильном продольном магнитном поле с последующим адиабатическим размагничиванием к нулевому полю. Этот метод позволил впервые получить с помощью света спиновую температуру ядер порядка  $10^{-6} \text{K}$ , которая является близкой к предельно достижимой теоретически.

Найдено, что при высокой степени заполнения донорных центров электронами время  $T_{1e}$  продольной ядерной релаксации за счет электронов является весьма коротким для ядер в окрестности донора и для ядер решетки, входящих в ближайшую координационную сферу донорного центра, составляет  $10^{-4} \text{с}$ .

В нулевом постоянном магнитном поле измерен частотный спектр спинового коррелятора оптически охлажденной системы спинов ядер полупроводника n-типа. Его сдвиг в область частот, много меньших обратного времени поперечной релаксации ядер, свидетельствует о сильном торможении спин-спиновой релаксации глубоко охлажденной ЯСС.

Результаты этой главы опубликованы в [A5, A8, A10].

## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

### 1. Прецизионное измерение поляризации света.

- Разработан усовершенствованный анализатор циркулярной поляризации непрерывных световых потоков, использующий кварцевый модулятор поляризации и режим двухканального счета фотонов. Полученная радиотехническими средствами высокая стабильность нулевого отсчета позволяет иметь чувствительность измерения степени циркулярной поляризации лучше 0,01%.
- Предложена методика, в которой впервые кварцевый модулятор поляризации использован для измерения круговой поляризации коротких световых импульсов ( $1\text{нс} \pm 1\text{мкс}$ ). В основе этой методики лежит принцип синхронизации импульсного источника света с колебаниями модулятора.

### 2. Многоспиновый и оптически индуцируемый ЯМР.

- Изучено влияние поля сверхтонкого взаимодействия, создаваемого ориентированными электронами на ядрах решетки, на оптическую поляризацию сильно связанной электронно-ядерной спиновой системы полупроводника в наклонном магнитном поле. Обнаружено, что зависимость степени круговой поляризации люминесценции от внешнего магнитного поля имеет два характерных максимума, один из которых обусловлен полем электронов на ядрах, а другой - полем ядер на электронах. Показано, что анализ положения этих максимумов позволяет найти значения основных параметров электронно-ядерной спиновой системы. Этим способом определены величины полей Найта и Оверхаузера, а также знаки g-факторов электронов проводимости в кристаллах GaAs,  $\text{Al}_{0,26}\text{Ga}_{0,74}\text{As}$ ,  $\text{Ga}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{P}$  и  $\text{Ga}_{0,55}\text{In}_{0,45}\text{As}_{0,1}\text{P}_{0,9}$ .
- Впервые оптическим способом зарегистрированы и исследованы ядерные магнитные резонансы на удвоенных и утроенных ларморовских частотах, соответствующие ядерным резонансным переходам с одновременным переворотом двух или трех ядерных спинов. Такой многоспиновый ЯМР наблюдался в кристаллах  $\text{Ga}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{P}$  и GaAs. Многоспиновые резонансы также наблюдались при поглощении двух или трех квантов радиочастотного поля различной энергии (многоквантовый многоспиновый ЯМР).
- Экспериментально обнаружено, что в условиях оптической ориентации электронов магнитный резонанс ядер решетки полупроводника может быть индуцирован в сильном магнитном поле с помощью одного света- без использования РЧ-поля. Для этого требуется, чтобы возбуждающий свет был циркулярно поляризован и промодулирован на частоте ЯМР либо по круговой поляризации, либо по интенсивности. При этом возбуждение

ЯМР переходов осуществляется полем Найта, осциллирующим с частотой модуляции света.

### 3. Нелинейные свойства электронно-ядерной спиновой системы твердых растворов AlGaAs в сильном магнитном поле.

- В кристалле AlGaAs обнаружена резкая анизотропия магнитной деполяризации люминесценции в области сильного ( $\sim 1$  кЭ) магнитного поля. Выяснено, что анизотропия эффекта Ханле обусловлена анизотропией ядерного поля, возникающей под влиянием квадрупольного расщепления спиновых уровней ядер мышьяка в твердом растворе AlGaAs. Изучение анизотропии эффекта Ханле позволило впервые определить вклад квадрупольно возмущенных ядер мышьяка в суммарное ядерное поле и, тем самым, найти значения всех основных параметров ЭЯСС в кристалле AlGaAs.
- Обнаружены не затухающие во времени осцилляции спиновой поляризации электронов и ядер в твердом растворе AlGaAs в сильном магнитном поле. Спектр Фурье, автокорреляционная функция и корреляционная размерность аттрактора электронно-ядерной спиновой системы, численно определенные из колебаний поляризации люминесценции, указывают, что автоколебательный режим, реализующийся в ЭЯСС, представляет собой в широком диапазоне экспериментальных условий квазипериодическое движение с двумя несоизмеримыми частотами.

### 4. Оптическая ориентация электронов и ядер в квантовых ямах.

- Экспериментально обнаружена анизотропия  $g$ -фактора электронов проводимости в гетероструктурах с изолированными квантовыми ямами. С помощью оптической ориентации электронов найдено, что величина этой анизотропии является аномально большой в квантовых ямах GaAs/AlGaAs.
- Показано, что в асимметричной квантовой яме, выращенной из полупроводников без центра инверсии, электронный  $g$ -фактор анизотропен в плоскости ямы.
- Предложен способ измерения знака  $g$ -фактора электронов проводимости полупроводника, основанный на определении направления ларморовой прецессии спинов электронов по форме кривой Ханле или по сдвигу фазы квантовых биений электронного спина. С его помощью определен знак  $g$ -фактора в ряде объемных кристаллов  $A_3B_5$  и измерен знак поперечной компоненты  $g$ -фактора в КЯ GaAs/Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As различной ширины.
- Впервые осуществлены оптическая поляризация ядер и оптическое детектирование ЯМР в полупроводниковых квантовых ямах. Развита модель поляризации ЭЯСС, учитывающая анизотропию электронного  $g$ -



фактора, которая позволила объяснить особенности поведения ЭЯСС в квантовой яме GaAs/AlGaAs, в частности ее бистабильность. Измерены поля сверхтонкого взаимодействия, создаваемые поляризованными ядрами и электронами друг на друге: поле Оверхаузера составило несколько килоэрстед, а поле Найта - несколько эрстед.

- Получено выражение для времени продольной релаксации ядер на невырожденных двумерных электронах. В результате сопоставления расчетного и определенного экспериментально времен продольной релаксации ядер установлено, что в исследованных квантовых ямах GaAs/AlGaAs в интервале температуры 2-77 К ответственными за поляризацию ядер являются не свободные электроны, а локализованные электроны и экситоны.
- Обнаружена динамическая поляризация ядер в полупроводниковых квантовых ямах при знакопеременной круговой поляризации возбуждающего света. Показано, что этот эффект возникает за счет резонансного охлаждения ядерной спиновой системы в поле оптически ориентированных электронов, осциллирующем с частотой модуляции поляризации света.
- Предсказана и обнаружена прецессия спинов электронов в регулярном эффективном магнитном поле  $\vec{H}_{\text{eff}}$ , возникающем при протекании электрического тока через кристалл с линейным по импульсу расщеплением зоны проводимости. Спиновая прецессия в поле  $\vec{H}_{\text{eff}}$  зарегистрирована по изменению оптической ориентации квазидвумерных электронов в квантовой яме GaAs/AlGaAs при пропускании электрического тока в плоскости ямы.

## 5. Глубокое охлаждение ядерной спиновой системы светом.

- Предложен метод глубокого охлаждения ядерной спиновой системы полупроводника, заключающийся в сочетании оптического охлаждения в сильном продольном магнитном поле с последующим адиабатическим размагничиванием к нулевому полю. Этот метод позволил впервые получить с помощью света спиновую температуру ядер порядка  $10^{-6}$  К, которая является близкой к предельно достижимой теоретически.
- В нулевом магнитном поле измерен частотный спектр спинового коррелятора оптически охлажденной системы спинов ядер полупроводника. Сдвиг спектра в область частот, много меньших обратного времени поперечной релаксации ядер, свидетельствует о сильном торможении спин-спиновой релаксации глубоко охлажденной ядерной спиновой системы.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диссертации выполнено комплексное экспериментальное исследование нелинейных свойств электронной и ядерной спиновых систем, возникающих в условиях оптической ориентации в полупроводниковых материалах и квантово-размерных структурах на их основе. Результатом этого исследования явилось создание обобщенной картины поведения сильно связанной электронно-ядерной спиновой системы как в объемных полупроводниках, так и полупроводниковых структурах с квантовыми ямами. В ходе выполнения работы обнаружен целый ряд новых физических эффектов. Наиболее важные из полученных результатов перечислены после изложения основного материала диссертации, а также сформулированы в виде Положений, выносимых на защиту.

В заключение считаю своим приятным долгом выразить глубокую благодарность за постоянное внимание и поддержку Б.П.Захарчене, заведующему Лаборатории оптики полупроводников, в которой выполнена основная часть вошедших в диссертацию исследований.

Большое спасибо всему коллективу лаборатории за творческую атмосферу и дружеское отношение.

Я искренне признателен В.Г.Флейшеру и В.Д.Кулькову, руководившим мною в начале моей научной деятельности, многому научившим меня и оказавшим глубокое влияние на формирование моего научного мировоззрения.

Я очень благодарен И.А.Меркулову, помощь и поддержку которого в течение многих лет трудно переоценить.

Я глубоко признателен В.Л.Кореневу, совместно с которым выполнена часть экспериментов, а также профессору М.Вrousseau и сотруднику его группы за проведение совместных исследований спиновой динамики на установке с пикосекундным разрешением в Национальном институте прикладных наук г.Тулузы.

Хочу поблагодарить теоретиков М.И.Дьяконова, А.С. Зильберглейта, Е.Л.Ивченко, Ю.Б.Лянда-Геллера, Г.Е.Пикуса, А.Чениса за плодотворное сотрудничество и многочисленные полезные обсуждения.

Я благодарен П.С.Копьеву, Б.Я.Мельцеру, М.Н.Степановой, И.Н.Арсентьеву, В.Д.Румянцеву, О.М.Федоровой, Б.С.Явичу за предоставление кристаллов и обсуждения. Я также признателен многим сотрудникам Физико-технического института, тем или иным образом способствовавшим выполнению данной работы и имена которых нет возможности здесь перечислить.

## СПИСОК РАБОТ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

- A1. Калевич В.К., Кульков В.Д., Флейшер В.Г. - Измерение поляризации коротких световых импульсов.// ПТЭ, 1978, в.1, с.188-192.
- A2. Кульков В.Д., Калевич В.К. - Высокочувствительный анализатор циркулярной поляризации света.// ПТЭ, 1980, в.5, с.196-198.
- A3. Арсентьев И.Н., Захарченя Б.П., Калевич В.К., Кульков В.Д., Румянцев В.Д., Флейшер В.Г. - Оптическая ориентация электронов и ядер в кристаллах GaInP и GaInAsP.// ФТТ, 1980, т.22, в.11, с.3378-3385.
- A4. Захарченя Б.П., Калевич В.К., Кульков В.Д., Флейшер В.Г. - Оптическая ориентация электронно-ядерной спин-системы полупроводника в наклонном магнитном поле.// ФТТ, 1981, т.23, в.5, с.1387-1394.
- A5. Калевич В.К., Кульков В.Д., Флейшер В.Г. - Оптическое охлаждение ядерной спин-системы полупроводника в сочетании с адиабатическим размагничиванием.// Изв. АН СССР, Сер.физ., 1982, т.46, в.3, с.492-494.
- A6. Захарченя Б.П., Калевич В.К., Кульков В.Д., Флейшер В.Г. - Влияние поля оптически поляризованных электронов полупроводника на поляризацию ядер в наклонном магнитном поле.// Изв. АН СССР, Сер.физ., 1982, т.46, в.3, с.495-497.
- A7. Калевич В.К., Кульков В.Д. - Определение знака g-фактора электронов проводимости с помощью эффекта Ханле.// Оптика и спектроскопия, 1982, т.52, в.2, с.200-201.
- A8. Калевич В.К., Кульков В.Д., Флейшер В.Г. - Возникновение фронта ядерной поляризации при оптической ориентации спинов в полупроводнике.// Письма в ЖЭТФ, 1982, т.35, в.1, с.17-20.
- A9. Калевич В.К., Кульков В.Д., Меркулов И.А., Флейшер В.Г. - Двухспиновые резонансные переходы оптически ориентированных ядер решетки полупроводника.// ФТТ, 1982, т.24, в.7, 2098-2104.
- A10. Калевич В.К., Флейшер В.Г. - Оптическое детектирование ЯМР при динамическом охлаждении ядерной спин-системы полупроводника поляризованным светом.// Изв. АН СССР, Сер.физ., 1983, т.47, в.12, с.2294-2298.
- A11. Калевич В.К., Флейшер В.Г. - Неустойчивость электронно-ядерной спиновой системы полупроводника в сильном магнитном поле.// ФТТ, 1986, т.28, в.2, с.594-596.
- A12. Калевич В.К. - Оптически индуцируемый ЯМР в полупроводниках.// ФТТ, 1986, т.28, в.11, с.3462-3465.

- A13. Калевич В.К., Коренев В.Л., Флейшер В.Г. - Оптически индуцируемый ЯМР в полупроводниках.// Изв.АН СССР, Сер.физ., 1988, т.52, в.3, с.434-436.
- A14. Калевич В.К., Коренев В.Л. - Нелинейные свойства электронно-ядерной спин-системы кристаллов AlGaAs в сильном магнитном поле.// ФТТ, 1988, т.30, в.7, с.2071-2075.
- A15. Калевич В.К., Коренев В.Л. - Влияние электрического тока на оптическую ориентацию двумерных электронов.// Письма в ЖЭТФ, 1990, т.52, в.4, с.859-863.
- A16. Калевич В.К., Коренев В.Л., Федорова О.М. - Оптическая поляризация ядер в GaAs/AlGaAs квантово-размерных структурах.// Письма в ЖЭТФ, 1990, т.52, в.6, с.964-968.
- A17. Artemova E.S., Galaktionov E.V., Kalevich V.K., Korenev V.L., Merkulov I.A., Silbergleit A.S. - Sinergetic phenomena in the electron-nucleus spin system of AlGaAs in a strong magnetic field.// Nonlinearity, 1991, v.4, N.1, p.49-57.
- A18. Kalevich V.K., Korenev V.L. - Optical polarization of nuclei and ODNMR in GaAs/AlGaAs quantum wells.// Applied Magnetic Resonance, 1991, v.2, N.2, p.397-412.
- A19. Калевич В.К., Коренев В.Л. - Анизотропия электронного g-фактора в квантовых ямах GaAs/AlGaAs.// Письма в ЖЭТФ, 1992, т.56, в.5, с.257-263.
- A20. Калевич В.К., Коренев В.Л. - Анизотропия электронного g-фактора в асимметричной квантовой яме GaAs/AlGaAs.// Письма в ЖЭТФ, 1993, т.57, в.9, с.557-560.
- A21. Калевич В.К., Коренев В.Л., Ченис А. - Квазипериодические колебания электронно-ядерной спиновой системы полупроводника.// ФТТ, 1993, т.35, в.6, с.1651-1656.
- A22. Kalevich V.K., Korenev V.L., Merkulov I.A. - Nonequilibrium spin flux in quantum films of GaAs-type semiconductors.// Solid State Comm., 1994, v.91, N.7, p.559-561.
- A23. Калевич В.К., Захарченя Б.П., Федорова О.М.- Сильная анизотропия g-фактора электронов проводимости в квантовых ямах GaAs/AlGaAs.// ФТТ, 1995, т.37, в.1 с.283-287.
- A24. Калевич В.К., Захарченя Б.П. - Резонансное охлаждение электронно-ядерной спиновой системы в квантовых ямах GaAs/AlGaAs.// ФТТ, 1995, т.37, в.11, с.3525-3528.

- A25. Kalevich V.K., Zakharchenya B.P. - Resonant optical cooling of the nuclear spin system in GaAs/AlGaAs quantum wells.// Proceedings 23th International Conf. on the Physics of Semiconductors, Berlin, Germany, 1996, v.3, p.2455.
- A26. Калевич В.К., Захарченя Б.П., Кавокин К.В., Петров А.В., Le Jeune P., Marie X., Robart D., Amand T., Barrau J., Brousseau M. - Определение знака g-фактора электронов проводимости в полупроводниковых квантовых ямах с помощью эффекта Ханле и квантовых биений.// ФТТ, 1997, т.39, в.4, с.768-773.

### ЦИТИРУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Lampel G. - Nuclear dynamic polarization by optical pumping and electronic saturation in semiconductors.// Phys. Rev. Lett., 1968, 20, 491-493.
2. "Оптическая ориентация. Современные проблемы науки о конденсированных средах." Под редакцией Захарчени Б.П. и Майсера Ф., Л., "Наука", 1989, 409 с.
3. Дьяконов М.И., Перель В.И. - Охлаждение системы ядерных спинов при оптической ориентации электронов в полупроводниках.// ЖЭТФ, 1975, 68, 1514-1519.
4. Parsons R.R. - Band-to-band optical pumping in solids and polarized photoluminescence.// Phys. Rev. Lett., 1969, 23, 1152-1154.
5. Абрагам А. - Ядерный магнетизм.// М., ИЛ, 1963, 551 с.
6. Paget D., Lampel G., Sapoval B., Safarov V.I. - Low field electron-nuclear spin coupling in gallium arsenide under optical pumping conditions.//Phys.Rev.B, 1977, 15, 5780-5796.
7. Берковиц В.Л., Екимов А.И., Сафаров В.И. - Оптическая ориентация в системе электронов и ядер решетки в полупроводниках. Эксперимент.// ЖЭТФ, 1973, 65, 346-361.
8. Новиков В.А., Флейшер В.Г. - Охлаждение спин-системы ядер решетки полупроводника в поле ориентированных светом электронов.// ЖЭТФ, 1976, 71, 778-790.
9. Новиков В.А., Флейшер В.Г. - Влияние локальной анизотропии на состояния и резонансные свойства оптически ориентированной системы электронных и ядерных спинов полупроводников.// ЖЭТФ, 1978, 74, 1026-1041.
10. Меркулов И.А., Флейшер В.Г. - Оптическая ориентация сильно связанной электронно-ядерной спиновой системы в полупроводниках.// Глава 5 в [2].

11. Stokes R.A., Swedlung J.B., Avery R.W., Michalsky J.J.//Astron. Jour., 1974, 79, 678-681. Stokes R.A., Ekstrom P.A., Swedlung J.B. //Opt. Eng., 1976, 15, 7-11.
12. Балацок А.П., Новиков В.А., Флейшер В.Г. - Измерение поляризации световых потоков малой интенсивности в режиме счета фотонов.// ПТЭ, 1976, №1, 171-173.
13. Jaspersen S.N., Schnatterly S.F. - An improved method for high reflectivity ellipsometry based on a new polarization technique.// Rev. Sci. Instrum., 1969, 40, 761-767.
14. Kemp J.C. - Piezo-optical birefringence modulator: new use for a long-know effect.// Jour. Optical Soc. Amer., 1969, 59, 950-954.
15. Van Vlek J.Y. - The dipolar broadening of magnetic resonance lines in crystals.// Phys. Rev., 1948, 74, 1168-1183.
16. Абов Ю.Г., Булгаков М.И., Гулько А.Д., Джепаров Ф.С., Тростин С.С., Боровлев С.П., Гарочкин В.М. - Многоспиновый магнитный резонанс с участием  $\beta$ -активных ядер.// Письма в ЖЭТФ, 1982, 35, 344-347. Джепаров Ф.С., Степанов С.В. - К теории многоспинового ядерного магнитного резонанса с участием  $\beta$ -активных ядер.// М., Препринт ИТЭФ, 1982, №139, 52 с.
17. Дьяконов М.И., Перель В.И., Берковиц В.Л., Сафаров В.И. - Оптические эффекты, обусловленные поляризацией ядер в полупроводниках.// ЖЭТФ, 1974, 67, 1912-1923.
18. Дьяконов М.И., Перель В.И. - Теория оптической ориентации спинов электронов и ядер в полупроводниках.//Глава 2 в [2].
19. Weisbuch C., Hermann C. - Optical detection of conduction-electron spin resonance in GaAs,  $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$  and  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ .//Phys. Rev.B, 1977, 15, 816-822.
20. Абесадзе Т.Ш., Буишвили Л.Л., Менабде М.Г., Ростомашвили З.Г., - Теория многоспиновых и многоквантовых процессов в оптически детектируемом ЯМР.// РАДИОСПЕКТРОСКОПИЯ. Пермь: Пермский университет, 1985, с.99-108.
21. Гольдман М. - Спиновая температура и ЯМР в твердых телах. // М., Мир, 1972, 342 с.
22. Меркулов И.А. - Охлаждение системы ядерных спинов полупроводника при модуляции поляризации электронов.// ЖЭТФ, 1980, 79, 1036-1048.
23. Флейшер В.Г. // Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора физ.-мат. наук, Ленинград, 1979.
24. Fleisher V.G., Zakharchenya V.P. //Sov. Sci. Rev., Sec. A, Phys Rev., 1982, 4, 39-153.

25. Дьяконов М.И., Перель В.И. - Оптическая ориентация в системе электронов и ядер решетки в полупроводниках. Теория.// ЖЭТФ, 1973, 65, 362-376.
26. Мустель Е.Р., Парыгин В.Н. - Методы модуляции и сканирования света.// М., Наука, 1970, 295 с.
27. Меркулов И.А., Флейшер В.Г. - Нарушение "σН-инвариантности" при оптической ориентации спинов в полупроводниках.// Письма в ЖЭТФ, 1978, 27, 181-185.
28. Дьяконов И.А., Меркулов И.А., Перель В.И. - Анизотропия оптической ориентации в полупроводниках, обусловленная квадрупольным расщеплением спиновых уровней ядер решетки.// ЖЭТФ, 1979, 76, 314-324.
29. Дьяконов И.А., Меркулов И.А., Перель В.И. - Неустойчивость в спиновой системе оптически ориентированных электронов и ядер в полупроводниках.// ЖЭТФ, 1980, 78, 349-359.
30. Артемова Е.С., Меркулов И.А. - Теория поляризации ядер полупроводника ориентированными электронами в условиях сильного квадрупольного расщепления ядерных спиновых уровней.// ФТТ, 1985, 27, 1150-1157.
31. Артемова Е.С., Зильберглейт А.С., Меркулов И.А. - Странный аттрактор в системе 4-го порядка, родственной системе Лоренца.// ЖТФ, 1987, 57, 550-554.
32. Галактионов В.Е., Зильберглейт А.С. - Квазистационарные состояния связанной спиновой системы оптически ориентированных электронов и ядер в полупроводниках.// Препринт ЛФТИ, 1990, № 1473.
33. Бакалейников Л.А., Галактионов Е.В., Меркулов И.А., Половко Ю.А., Тропп Э.А. - Сложная динамика в модели связанной спиновой системы оптически ориентированных электронов и ядер в алмазоподобных полупроводниках.// ФТТ, 1996, 38, 3545-3552.
34. Ивченко Е.Л., Киселев А.А. - Электронный g-фактор в квантовых ямах и сверхрешетках.// ФТП, 1992, 26, 1471-1479.
35. Snelling M.J., Flinn G.P., Plaut A.S., Harley R.T., Tropper A.C., Eccleston R., Phillips C.C. - Magnetic g-factor of electrons in GaAs/AlGaAs quantum wells.// Phys.Rev.B, 1991, 44, 11345-11352.
36. Ivchenko E.L., Kochereshko V.P., Uraltsev I.N., Yakovlev D.R. - Magnetoluminescence of optically oriented excitons in GaAs/AlGaAs superlattices.// Springer Ser. Sol. St. Sci., 1992, 101, 533-536.
37. Кузьмин И.А., Машевский А.Г., Строганов Д.Р., Федорова О.М., Явич Б.С. - Получение МОС гидридным методом при пониженном давлении и фотолюминесцентные исследования GaAs/AlGaAs квантово-размерных структур.// ФТП, 1989, 23, 1420-1425.

38. Sirenko A.A., Ruf T., Eberl K., Cardona M., Kiselev A.A., Ivchenko E.L. - Spin-flip Raman scattering in GaAs/AlAs multiple quantum wells.// Proc. 12 Int. Conf. on High Magnetic Fields in the Physics of Semiconductors II, Wuerzburg, Germany, 1996, 2, 561-564.
39. Le Jeune P., Robart D., Marie X., Amand T., Brousseau M., Barrau J., Kalevich V., Rodichev D. - Anisotropy of the electron Lande g-factor in quantum wells.// Semic. Sci. Technol., 1997, 12, 380-383.
40. Omling P., Kowalski B., Meyer B.K., Hofmann D.M., Wetzel C., Harle V., Scholz F. // Solid State Electronics, 1994, 37, 669-672.
41. Пикус Г.Е., Титков А.Н. - Спиновая релаксация носителей при оптической ориентации в полупроводниках.// Глава 3 в [2].
42. Дьяконов М.И., Качоровский В.Ю. - Спиновая релаксация двумерных электронов в полупроводниках без центра инверсии.// ФТП, 1986, 20, 178-181.
43. Захарченя Б.П., Ивченко Е.Л., Рыскин А.Я., Варфоломеев А.В. - Спиновая релаксация свободных носителей в антимониде галлия в квантующем магнитном поле.// ФТТ, 1976, 18, 230-236.
44. Hermann C., Weisbuch C. -  $\vec{k} \cdot \vec{p}$  perturbation theory in III-V compounds and alloys: a reexamination.// Phys.Rev.B, 1977, 15, 823-833.
45. Halstein S., Oestreich M., Ruhle W.W., Kohler K. - Anisotropy of Zeeman splitting in asymmetric GaAs/Al<sub>0.35</sub>Ga<sub>0.65</sub>As quantum films.// Proc. 12 Int. Conf. on High Magnetic Fields in the Physics of Semiconductors II, Wuerzburg, Germany, 1996, 2, 593-596.
46. Oestreich M., Halstein S., Ruhle W. W. - Spin quantum beats - A direct measure of the electron Lande g factor.//Proc.23 ICPS, Berlin, 1996, 1, 677-680.
47. Векуа В.Л., Джиоев Р.И., Захарченя Б.П., Ивченко Е.Л., Флейшер В.Г. - Определение знака g-фактора и обнаружение деформации эпитаксиальных пленок при поперечном эффекте оптической ориентации в полупроводниках.// ЖЭТФ, 1974, 66, 1790-1796.
48. Дьяконов М.И., Перель В.И. - Влияние электрического поля и деформации на оптическую ориентацию в полупроводниках.// ФТП, 1973, 7, 2335-2339.
49. Dobers M., v.Klitzing K., Schneider J., Weimann G., Ploog K. - Electrical detection of nuclear magnetic resonance in GaAs-AlGaAs heterostructures.// Phys. Rev. Lett., 1988, 61, 1650-1653.
50. Киселев А.А. - Катастрофы в электронно-ядерной спиновой системе с анизотропным электронным g-фактором.// ФТТ, 1993, 35, 219-227.
51. Калевич В.К., Кульков В.Д., Флейшер В.Г. - Оптическое охлаждение спин-системы ядер решетки полупроводника во вращающейся системе координат.// ФТТ, 1980, 22, 1208-1211. Калевич В.К., Кульков В.Д., Флейшер В.Г. - Проявление знака g-фактора электронов



- проводимости в резонансном охлаждении спин-системы ядер полупроводника.// ФТТ, 1981, 23, 1524-1526.
52. Меркулов И.А., Ткачук М.Н. - Резонансное охлаждение спиновой системы ядер решетки полупроводника при оптической ориентации электронов (теория).// Изв. АН СССР. Сер.физ., 1982, 46, 502-504.
  53. Snelling M.J., Flinn G.P., Plaut A.S., Harley R.T., Tropper A.S., Eccleston R., Phillips C.C. - Magnetic g-factor of electrons in GaAs/AlGaAs quantum wells. // Phys. Rev.B, 1991, 44, 11345-11352.
  54. Hannak R.M., Oestreich M., Heberle A.P., Rühle W.W. - Electron g-factor in quantum wells determined by spin quantum beats.// Solid State Commun., 1995, 93, 313-317.
  55. Аронов А.Г., Лянда-Геллер Ю.Б., Пикус Г.Е. - Спиновая поляризация электронов электрическим током.// ЖЭТФ, 1991, 100, 973-981.
  56. Аронов А.Г., Лянда-Геллер Ю.Б. - Ядерный электрический резонанс и ориентация спинов носителей электрическим током. // Письма в ЖЭТФ, 1989, 50, 398-400.
  57. Воробьев Л.Е., Ивченко Е.Л., Пикус Г.Е., Фарбштейн И.И., Шалыгин В.А., Штурбин А.В. - Оптическая активность в теллуре, индуцированная током. // Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, 485-489.
  58. Абрагам А., Гольдман М. - Ядерный магнетизм: порядок и беспорядок.// М., Мир, 1984, т.2, 360 с.
  59. Васильев С.А., Меркулов И.А., Папава Ю.И., Пономаренко В.В. - Численное моделирование фазового перехода в ядерной спиновой системе арсенида галлия.// ФТТ, 1987, 29, 2053-2060.
  60. Purcell E.M., Pound R.V. - A nuclear spin system at negative temperature.// Phys. Rev., 1951, 81, 279-280.
  61. Меркулов И.А. - Образование ядерного спинового полярона при оптической ориентации в полупроводниках типа GaAs.// ФТТ (в печати).
  62. Wolff P.A. - Theory of bound magnetic polarons in semimagnetic semiconductors.// *Semiconductor and Semimetals*, Eds. by J.K.Furduna and J.Kossut, Academic Press, London, 1988, 25, 413-454.
  63. Меркулов И.А., Яковлев Д.Р., Кавокин К.В., Mackh G., Ossau W., Waag A., Landwehr G. - Иерархия релаксационных времен при формировании экситонного магнитного полярона в (CdMn)Te.// Письма в ЖЭТФ, 1995, 62, 313-317.

*Kozlov*

Отпечатано в типографии ПИЯФ РАН  
188350, Гатчина Ленинградской обл., Орлова роща  
Зак. 17, тир. 100, уч.-изд.л. 3,7; 12.01.1998 г.