

На правах рукописи

БУДКИН ГРИГОРИЙ ВЛАДИМИРОВИЧ

**ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ И НЕЛИНЕЙНЫЙ
ТРАНСПОРТ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ
И ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ИЗОЛЯТОРАХ**

Специальность 01.04.02 – теоретическая физика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург
2017

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

Научный руководитель:

Тарасенко Сергей Анатольевич

доктор физико-математических наук, профессор РАН, ведущий научный сотрудник лаборатории оптики кристаллов и гетероструктур с экстремальной двумерностью

Официальные оппоненты:

Германенко Александр Викторович

доктор физико-математических наук, Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования “Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина”, директор института естественных наук и математики

Бурмистров Игорь Сергеевич

доктор физико-математических наук, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау Российской академии наук, старший научный сотрудник сектора квантовой мезоскопии

Ведущая организация:

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного научного учреждения “Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук”

Защита состоится “2” ноября 2017 г. в 10⁰⁰ часов на заседании диссертационного совета Д 002.205.02 при Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук по адресу: 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, а также на сайте института <http://www.ioffe.ru>.

Автореферат разослан “__” _____ 2017 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
доктор физико-математических наук

Сорокин Л. М.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. С развитием технологий и современных методов роста твердотельных структур, таких как молекулярно-пучковая эпитаксия, осаждение металлоорганических соединений из газообразной фазы и литография высокого разрешения, в последнее время стало возможным создавать различные высококачественные полупроводниковые гетероструктуры. Свободные носители заряда в таких системах могут двигаться вдоль ограниченного числа направлений по сравнению с объемными полупроводниками, что приводит к эффектам размерного квантования и существенно видоизменяет энергетический спектр элементарных возбуждений системы. Одна из причин, почему наноструктуры представляют большой интерес, заключается в том, что их электронные, акустические и оптические свойства модифицируются из-за уменьшения размерности и пониженной пространственной симметрии. Таким образом, наноструктуры предоставляют прекрасную возможность для обнаружения и исследования новых фундаментальных физических явлений. Изучение наноструктур занимает важное место в современной теоретической физике. Наряду с математическими методами и физическими концепциями, применяемыми в других областях теоретической физики, в физике полупроводников предложены свои собственные методы и подходы для описания важнейших свойств структур. Эти методы, разрабатываемые, в частности, для описания неравновесных систем, эффектов взаимодействия, топологических свойств, в настоящее время оказывают большое влияние не только на статистическую физику, но и на физику элементарных частиц, и даже на астрофизику и космологию.

Одной из основных задач теоретической физики является исследование отклика на внешнее воздействие. При приложении переменного электромагнитного поля к проводящей системе возникает электрический ток, который осциллирует на частоте поля, а его амплитуда пропорциональна амплитуде электрического поля. Помимо линейного отклика, переменное поле может также вызывать генерацию постоянного тока. Такие эффекты выпрямления обычно наблюдаются в макроскопически неоднородных структурах, таких как диоды, полевые транзисторы [1] или асимметричные сверхрешетки [2, 3]. Выпрямление также происходит в системах с искусственно созданными асимметричными рассеивателями [4, 5]. В макроскопически однородных структурах (однородных во всех трех измерениях для объемных материалов или

однородных в плоскости для двумерных систем) также возможна генерация постоянного тока при условии, что структура не имеет центра пространственной инверсии [6]. В литературе такие эффекты в однородных системах часто называют фотогальваническими эффектами, а в неоднородных — эффектами храповика. Кроме того, постоянный фототок может быть индуцирован в полупроводниковой структуре за счет эффекта увлечения электронов фотонами, возникающего из-за того, что при поглощении излучения свободными носителями им также передается импульс электромагнитной волны. Перечисленные выше эффекты составляют область нелинейного высокочастотного транспорта в полупроводниках и наноструктурах. Изучение нелинейного высокочастотного транспорта открывает новые возможности для исследования электронных, оптических и кинетических свойств наноструктур и позволяет получать информацию о симметрии полупроводниковых систем, деталях энергетического спектра и механизмах рассеяния носителей заряда.

Целью работы является теоретическое исследование фотогальванических и нелинейных высокочастотных явлений в низкоразмерных полупроводниковых структурах и топологических изоляторах и определение механизмов генерации фототоков.

Научная новизна состоит в решении конкретных задач:

1. Разработать микроскопическую теорию фотогальванических эффектов и эффекта увлечения электронов фотонами в квантовых ямах во внешнем магнитном поле. Проанализировать усиление фототока в условиях циклотронного резонанса.
2. Исследовать магнитоиндуцированные фотогальванические эффекты в квантовых ямах теллурида ртути критической толщины, обусловленные асимметричным спин-зависимым электрон-фононным взаимодействием.
3. Построить теорию магнитного храповика в структурах с пространственно осциллирующим магнитным полем, разработать теорию генерации фототоков, вызванных как неоднородным нагревом носителей заряда электрическим полем излучения, так и периодическим распределением электронов, линейным по электрическому полю световой волны и статическому магнитному полю.
4. Рассчитать энергетическую дисперсию, циклотронные массы и волновые функции поверхностных состояний в напряженных пленках HgTe со встроенными электрическими полями.

Практическая значимость работы состоит в том, что в ней впервые построена теория фотогальванических явлений в асимметричных квантовых ямах в условиях циклотронного резонанса; впервые детально изучены резонансные фототоки в двумерных системах во внешнем магнитном поле, обусловленные эффектом увлечения; впервые предложена модель магнитного орбитального хараповика в двумерных структурах; впервые исследованы механизмы генерации фототоков в поверхностных состояниях объемных топологических изоляторов на основе HgTe.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Фототоки, обусловленные фотогальваническим эффектом или эффектом увлечения электронов фотонами, значительно усиливаются в условиях циклотронного резонанса. В системах, в которых время релаксации носителей заряда по импульсу зависит от энергии, резонансный фототок возникает также на первой субгармонике циклотронного резонанса.
2. Смешивание электронных и дырочных состояний в квантовых ямах HgTe толщины, близкой к критической, приводит к сильной спин-зависимой асимметрии электрон-фононного взаимодействия. Энергетическая релаксация носителей заряда в таких структурах вызывает генерацию спиновых и электрических токов.
3. Возбуждение объемных топологических изоляторов на основе напряженных пленок теллурида ртути электромагнитным полем приводит к возникновению поляризационно-зависимых поверхностных фототоков.
4. В двумерных структурах с латеральной магнитной сверхрешеткой возможен чисто орбитальный механизм генерации фототока. Величина и направление фототока зависят от дисперсии и механизма рассеяния носителей заряда.

Апробация работы. Результаты работы докладывались на научных семинарах ФТИ им. А.Ф. Иоффе и университета г. Регенсбурга, на международных конференциях “International Conference on the Physics of Semiconductors” (Пекин, Китай, 2016), “Nanostructures: Physics and Technology” (Санкт-Петербург, 2014; 2015; 2016), “Jaszowiec” International School and Conference on the Physics of Semiconductors (Висла, Польша 2013; 2014), на XIX и XX Международных симпозиумах “Нанопизика и наноэлектроника” (Нижний Новгород, 2015; 2016) и на XI и XII Российских конференциях по физике полупроводников (Санкт-Петербург, 2013; Ершово, 2015).

Публикации. По результатам представленных в диссертации исследований опубликовано 7 работ, в том числе 6 статей в реферируемых журналах. Список работ приведен в Заключение.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из Введения, пяти глав, Заключения и списка литературы. Она содержит 114 страниц текста, включая 22 рисунка и 1 таблицу. Список цитируемой литературы содержит 116 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **Введении** представлено обоснование актуальности работы, сформулированы цель и научная новизна проведенных исследований, обоснована практическая значимость, приведены выносимые на защиту положения, а также кратко изложено содержание диссертации.

В **первой главе** “Фотогальванические эффекты в условиях циклотронного резонанса” проведено исследование фотогальванических эффектов в асимметричных квантовых ямах в условиях циклотронного резонанса.

§1.1 представляет собой обзор литературы по современному состоянию исследований в области фотогальванических эффектов.

В §1.2 рассмотрен механизм генерации электрического тока, индуцированного переменным электрическим полем, в асимметричных квантовых ямах в магнитном поле,

приложенном по нормали к плоскости ямы. В такой геометрии совместное воздействие компоненты электрического поля в плоскости квантовой ямы и статического магнитного поля вызывает движение электронов по циклотронным орбитам. Нормальная компонента электрического поля сдвигает электронную плотность к верхнему или нижнему ин-

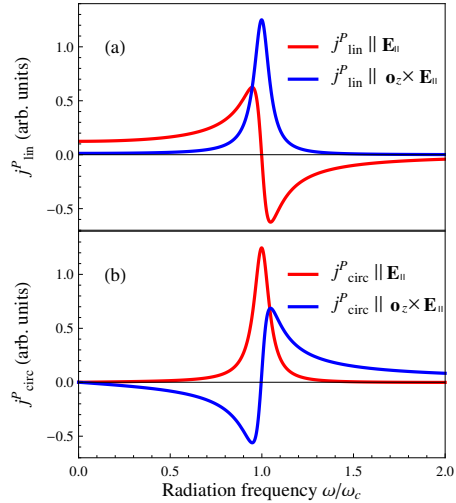


Рис. 1: Зависимости компонент линейного фототока (a) и циркулярного фототока (b) от частоты излучения ω .

терфейсу асимметричной квантовой ямы (в зависимости от полярности поля), тем самым модулируя подвижность электронов на частоте поля. Переменное движение электронов в плоскости квантовой ямы и модуляция подвижности на одной и той же частоте вызывают дрейф носителей заряда и, как следствие, генерацию постоянной компоненты электрического тока. Квазиклассическая теория этого эффекта развита в рамках кинетического уравнения Больцмана. Расчеты показывают, что плотность фототока пропорциональна как компоненте переменного электрического поля в плоскости структуры \mathbf{E}_{\parallel} , так и нормальной компоненте E_z и имеет вид

$$\begin{aligned} \mathbf{j}^P = & L_1(\mathbf{E}_{\parallel}E_z^* + \mathbf{E}_{\parallel}^*E_z) + L_2\mathbf{o}_z \times (\mathbf{E}_{\parallel}E_z^* + \mathbf{E}_{\parallel}^*E_z) \\ & + C_1i(\mathbf{E}_{\parallel}E_z^* - \mathbf{E}_{\parallel}^*E_z) + C_2\mathbf{o}_z \times i(\mathbf{E}_{\parallel}E_z^* - \mathbf{E}_{\parallel}^*E_z), \end{aligned} \quad (1)$$

где L_1, L_2, C_1 и C_2 — коэффициенты, определяющие частотную зависимость фототока, \mathbf{o}_z — единичный вектор вдоль оси z . Коэффициенты L_1 и L_2 описывают линейный фотогальванический эффект (ЛФГЭ) — генерацию электрического тока, индуцированного линейно поляризованным излучением, в то время как C_1 и C_2 описывают циркулярный фотогальванический эффект (ЦФГЭ) — возникновение фототока, обусловленного взаимодействием свободных носителей заряда с эллиптически или циркулярно поляризованным электрическим полем, который течет в противоположные стороны для право- и лево- поляризованного излучения. Частотные зависимости фототоков, обусловленных линейным и циркулярным фотогальваническими эффектами, показаны на рис. 1а и 1б соответственно. Зависимости построены для $\omega_c\tau_1 = 20$, где ω_c — циклотронная частота, τ_1 — время релаксации импульса. В условиях циклотронного резонанса как линейный, так и циркулярный токи многократно увеличиваются, а их направления в плоскости квантовой ямы очень чувствительны к отстройке $\omega - \omega_c$.

§1.3 посвящен изучению фотогальванических эффектов в квантовых ямах со структурной асимметрией в геометрии наклонного магнитного поля. В такой геометрии постоянный фототок возникает, даже если электрическое поле \mathbf{E} поляризовано в плоскости квантовой ямы. В этом разделе развита микроскопическая теория фотогальванических эффектов и получены аналитические выражения для фототоков в наклонном магнитном поле $\mathbf{B} = (\mathbf{B}_{\parallel}, B_z)$, где \mathbf{B}_{\parallel} индуцирует асимметрию рассеяния, а перпендикулярная компонента B_z вызывает циклотронное движение электронов и приводит к резонансному усилению фототоков. На рис. 2 приведены частотные зависимо-

сти линейного и циркулярного вкладов в фототок, вычисленные для структуры, в которой подвижность определяется рассеянием на кулоновских примесях. Можно видеть, что линейный и циркулярный фототоки многократно увеличиваются при циклотронном резонансе. В рамках развитой теории эффекта показано, что резонансный вклад линейного фотогальванического эффекта в ток превышает резонансный вклад циркулярного в $\omega_c \tau_1$ раз. Более того, циркулярный ток появляется только в меру зависимости времени релаксации импульса τ_1 от энергии. Циркулярный фототок имеет также дополнительный резонанс на частоте $\omega = 2\omega_c$, хотя в данной частотной области коэффициент поглощения не имеет особенностей.

В §1.4 рассмотрен механизм генерации тока в квантовых ямах со структурной асимметрией в процессе энергетической релаксации разогретых излучением электронов. При поглощении излучения электронный газ нагревается и выходит из теплового равновесия с кристаллической решеткой. В процессе последующей энергетической релаксации разогретые носители заряда испускают фононы, что, в свою очередь, за счет асимметрии электрон-фононного взаимодействия в \mathbf{k} -пространстве приводит к генерации электрического тока [7, 8]. В представленном разделе рассмотрен механизм формирования фототока за счет релаксации на акустических фононах и показано, что в условиях циклотронного резонанса эффективность разогрева электронного газа и величина тока увеличиваются.

Краткие итоги главы 1 приведены в §1.5.

Вторая глава “Поверхностные фототоки в объемных топологических изоляторах” посвящена исследованию фототоков поверхностных носителей заряда в объемных топологических изоляторах на основе на-

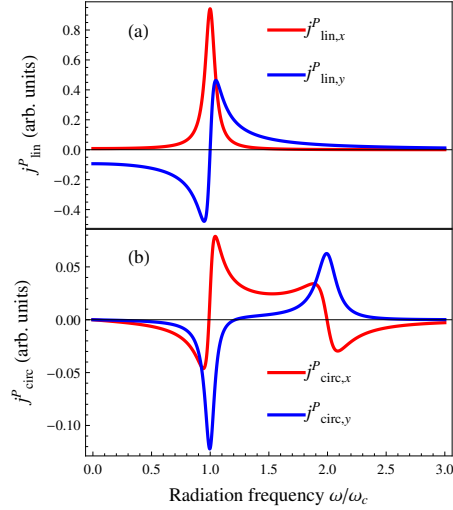


Рис. 2: Зависимости проекций линейного магнитоиндуцированного фототока (a) и циркулярного магнитоиндуцированного тока (b) от частоты излучения ω для $\omega_c \tau_1 = 20$ для рассеяния на кулоновских центрах.

пряженных пленок HgTe. В §2.1 сделан обзор теоретических и экспериментальных исследований в этой области.

Для анализа механизмов возникновения фототока, его частотных и поляризационных зависимостей в §2.2 представлены расчеты спектра и волновых функций топологически защищенных поверхностных состояний в пленках HgTe. В разделе рассмотрены типичные структуры, в которых пленка HgTe зажата между тонкими слоями CdHgTe, выполняющими роль покрывающего слоя (верхний) и буфера (нижний слой), выращенные на толстом слое CdTe. Из-за рассогласования решеток CdTe и HgTe в структуре возникает деформация, которая открывает щель в бесщелевом HgTe, переводя систему из полуметалла в трехмерный топологический изолятор.

Расчет зонной структуры в низкосимметричных напряженных структурах на основе CdHgTe/HgTe/CdHgTe, выращенных на CdTe, проведен в рамках 6-зонной $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ -модели, которая хорошо применима к узкощелевым полупроводникам. Рассмотрен класс структур, выращенных вдоль направлений $[0lh]$, что включает в себя в том числе (011)-, (012)- и (013)-ориентированные структуры. Спектр, рассчитанный для (013)-ориентированных напря-

женных пленок HgTe толщины 80 нм с учетом встроенного нормального к плоскости квантовой ямы электрического поля $E_z = 0.5$ кВ/см, показан на рис. 3. Расчеты показывают наличие поверхностных состояний в запрещенной зоне объемного напряженного HgTe (красные линии). Дираковские точки поверхностных состояний для обоих интерфейсов находятся глубоко в валентной зоне, что приводит к смешиванию подзон и отклонению дисперсии поверхностных состояний от линейной [9]. В (013)-ориентированных структурах энергетический спектр является анизотропным. Для иллюстрации анизотропии на рис. 3 построена дисперсия для двух взаимно перпендикулярных направлений в плоскости (сплошные и пунктирные линии).

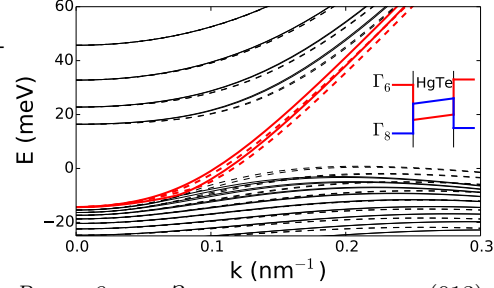


Рис. 3: Зонная структура (013)-ориентированных напряженных пленок HgTe, рассчитанная в рамках $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ -модели. Вставка иллюстрирует зависимость энергии зоны проводимости E_c и валентной зоны E_v от координаты вдоль оси роста структуры.

В §2.3 разработана модель генерации поверхностных фототоков в рамках асимметричного фотовозбуждения и релаксации энергии носителей заряда, основанная на результатах Главы 1. Показано, что в терагерцовом диапазоне возникновение поверхностных фототоков связано с асимметрией рассеяния носителей заряда в магнитном поле. Как линейные, так и поляризационно независимые фототоки многократно усиливаются, когда частота переменного поля совпадает с циклотронной частотой поверхностных электронов, что обусловлено усилением электрон-фотонного взаимодействия в условиях циклотронного резонанса. Для механизма генерации, обусловленного асимметрией рассеяния в процессе поглощения излучения, вблизи резонанса фототок в основном определяется линейно поляризованным излучением. Направление и амплитуда линейного фототока определяются двумя параметрами: γ_1 и γ_2 , связанными с угловыми гармониками вероятности рассеяния.

§2.4 посвящен сравнению развитой теории с экспериментальными данными, полученными в [A2]. На рис. 4 показан резонансный фототок для пленок HgTe толщины 80 нм, измеренный при различных частотах излучения. Для частот $f = 1.62$ и 2.54 ТГц в зависимости фотосигналов хорошо различимы два резонанса, для $f = 0.69$ ТГц путем аппроксимации с помощью функций Лоренца можно также различить два пика. Положения резонансов фотосигналов позволяют вычислить циклотронные массы $m_c^{(1)} = 0.028 \cdot m_0$ и $m_c^{(2)} = 0.039 \cdot m_0$, где m_0 — масса электрона в вакууме, которые ока-

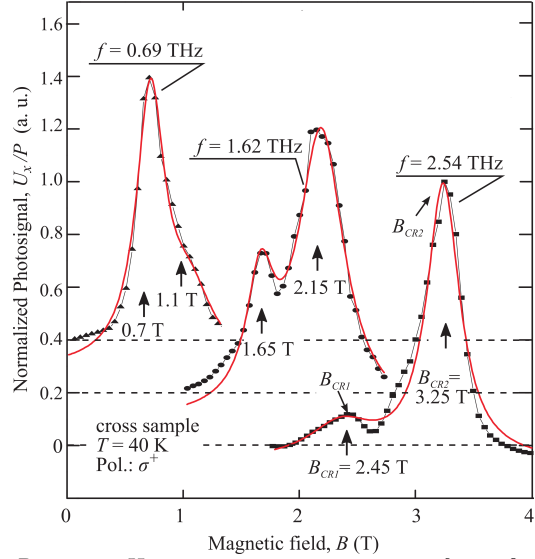


Рис. 4: Нормированные величины фотосдс, измеренные в условиях циклотронного резонанса для различных частот излучения при $T = 40$ К. Данные вертикально сдвинуты на 0.2 и 0.4 для $f = 1.62$ и 0.69 ТГц соответственно. Сплошными линиями показана подгонка функциями Лоренца.

зываются очень близки к теоретическим значениям, найденным в §2.3 из $\mathbf{k}\text{-p}$ -модели: $m_c^{(1)} = 0.027 \cdot m_0$ и $m_c^{(2)} = 0.03 \cdot m_0$.

В §2.5 обобщены основные результаты главы.

В **третьей главе** диссертации “Эффект увлечения двумерных носителей заряда фотонами в условиях циклотронного резонанса” изучен эффект увлечения в двумерных структурах, возникающий за счет передачи импульса фотонов свободным носителям заряда. В §3.1 приведен краткий обзор состояния исследований.

Симметричный анализ эффекта увлечения проведен в §3.2. Рассмотрены квантовые ямы, которые описываются точечной группой симметрии C_{2v} с приложенным к ним магнитным полем \mathbf{B} вдоль направления роста z . Симметричный анализ показывает, что генерация фототока за счет фотогальванических эффектов невозможна для s -поляризованного излучения, в то время как эффект увлечения электронов фотонами может приводить к генерации фототока как для s -, так и для p - поляризации излучения, что позволяет различать эти два явления.

В §3.3 в рамках кинетического уравнения Больцмана разработана квазиклассическая теория эффекта увлечения электронов фотонами в условиях циклотронного резонанса и показано, что в квантовых ямах возникает постоянный электрический ток. Существуют два вклада в постоянный ток: вклад, обусловленный динамическим эффектом Холла, который возникает в результате совместного действия электрического и магнитного полей излучения, и вклад, возникающий вследствие пространственных колебаний электрического поля и, следовательно, электронного распределения. Для вырожденного электронного газа с параболическим спектром и временем релаксации импульса τ_1 , независимым от энергии, что соответствует рассеянию на короткодействующих примесях, и волнового вектора излучения в плоскости $\mathbf{q}_{\parallel} \parallel x$ декартовы компоненты тока имеют вид

$$\begin{aligned} j_x^D &= \frac{q_{\parallel} e^3 |E_{\parallel}|^2 n}{2\omega m^{*2}} \frac{\tau_1^2}{1 + (\omega_c \tau_1)^2} \sum_{\pm} \frac{1 \pm \tilde{\xi}_3}{1 + (\omega \pm \omega_c)^2 \tau_1^2}, \\ j_y^D &= -\omega_c \tau_1 j_x^D, \end{aligned} \quad (2)$$

где n — двумерная концентрация свободных носителей заряда, параметр $\tilde{\xi}_3 = i(E_x E_y^* - E_x^* E_y) / |E_{\parallel}|^2$ отражает степень циркулярной поляризации излучения, ω_c — циклотронная частота, ω — частота излучения, E_{\parallel} — компонента электрического поля в плоскости. Из уравнения (2) видно, что фототок обладает резонансом на циклотронной частоте

$\omega = \omega_c$. Примечательно, что для систем с времени релаксации импульса, зависящем от энергии Ферми, фототок обладает дополнительным резонансом на двойной частоте $\omega = 2\omega_c$, где поглощение излучения не имеет особенностей. Однако, резонанс на двойной частоте слабее резонанса при $\omega = \omega_c$ в $\omega_c\tau_1$ раз.

В §3.4 проведено сопоставление теории с экспериментальными результатами из [A4] по фотоотклику, обусловленному эффектом увлечения в квантовых ямах InSb толщиной 30 нм, выращенных вдоль направления [001]. На рис. 5(a) показаны теоретически рассчитанные зависимости фотоотклика U_y от магнитного поля для реальных параметров структуры без подгоночных параметров. Полученные в эксперименте зависимости фотосигнала U_y от магнитного поля при поглощении линейно поляризованного излучения продемонстрированы на рис. 5(b). Величина сигнала зависит от угла падения θ_0 , и фотоотклик исчезает при нормальном падении. В зависимости фотоотклика от магнитного

поля наблюдаются резонансы, для s -поляризации и p -поляризации света фотоотклик одинаковый. Все существенные качественные и количественные особенности наблюдаемого фототока хорошо описываются микроскопической моделью эффекта увлечения электронов фотонами (2) в предположении слабой энергетической зависимости времени релаксации импульса.

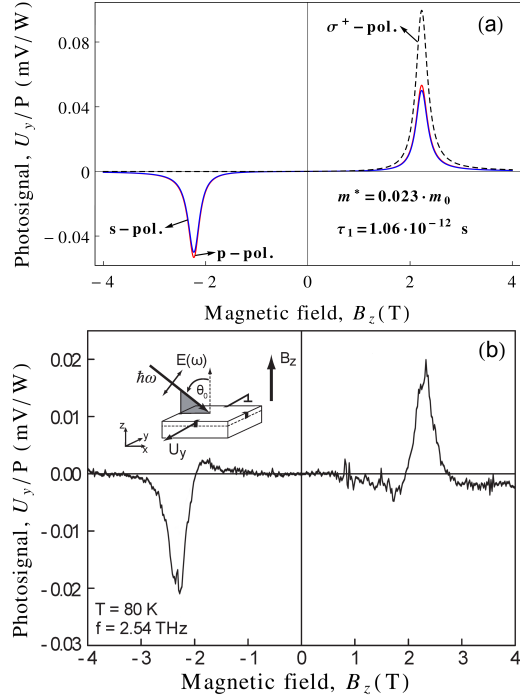


Рис. 5: (a) Теоретическая зависимость фотоотклика U_y , нормированного на мощность излучения P , от внешнего магнитного поля B_z для s -, p -, и σ^+ -поляризации возбуждающего излучения. (b) Экспериментальная зависимость U_y/P . На вставке показана геометрия эксперимента.

Краткие итоги Главы 3 обобщены в §3.5.

Четвертая глава диссертации “Спиновые и электрические фототоки в низкосимметричных квантовых ямах” посвящена изучению эффектов генерации спиновых и электрических фототоков в низкосимметричных квантовых ямах (ось роста $z \parallel [01\bar{h}]$) с сильным спин-орбитальным взаимодействием. В данной главе представлена микроскопическая модель генерации спиновых и электрических токов, индуцированных энергетической релаксацией электронов на продольных акустических фоновых в квантовых ямах во внешнем статическом магнитном поле, направленном по нормали к плоскости ямы. В §4.1 приведен обзор литературы по данной тематике и сформулированы поставленные задачи.

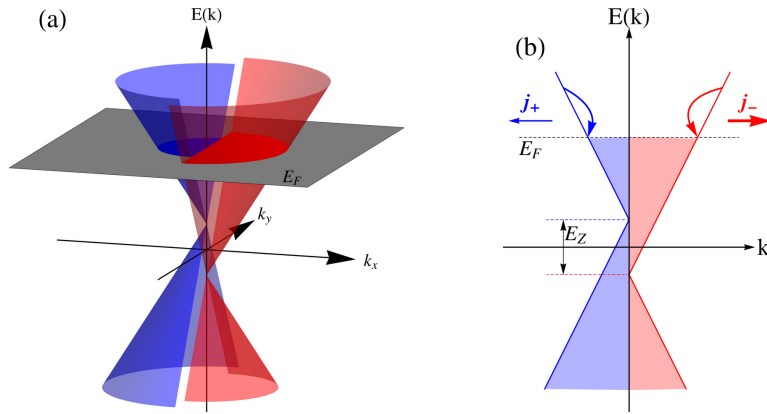


Рис. 6: Микроскопическая модель генерации фототока в квантовых ямах HgTe в магнитном поле. (а) Дираковские конусы расщеплены по энергии из-за эффекта Зеемана. (б) Схема энергетической релаксации разогретых излучением дираковских фермионов. Скорость релаксации различна для электронов с положительным и отрицательным k из-за спин-зависимого рассеяния. В каждом из конусов возникают противоположно направленные потоки электронов. Различное заселение конусов в магнитном поле приводит к возникновению электрического тока.

В §4.2 разработана микроскопическая теория генерации фототоков для гетероструктур с параболическим спектром носителей заряда в модели, который описывался моделью Кейна, с учетом спин-орбитального взаимодействия. Показано, что из-за спин-зависимой части электрон-фононного взаимодействия энергетическая релаксация носителей, разо-

гретых излучением, для различных спиновых подзон асимметрична, и вероятности испускания фононов для электронов с противоположными волновыми векторами различны. Асимметрия связана с межзонным рассеянием и определяется константой деформационного потенциала Ξ_{cv} , которая отлична от нуля только в кристаллах без центра инверсии. Асимметрия рассеяния приводит к генерации противоположно направленных электронных потоков в двух спиновых подзонах. Во внешнем магнитном поле за счет эффекта Зеемана одна из подзон заселена больше, чем другая. Следовательно, потоки в спиновых подзонах разбалансированы, и возникает отличный от нуля электрический ток. Фототок усиливается в условиях циклотронного резонанса, когда разогрев электронного газа становится существенно более эффективным.

§4.3 посвящен исследованию генерации спиновых и электрических токов в системе безмассовых дираковских фермионов. В данном разделе рассмотрены квантовые ямы HgTe/CdTe критической толщины, в которых реализуется линейный энергетический спектр свободных носителей заряда. Такие квантовые ямы интенсивно изучаются в настоящее время как экспериментально, так и теоретически [10, 11]. Дираковские конусы в квантовых ямах HgTe/CdTe сформированы из смеси состояний валентной зоны и зоны проводимости и описываются моделью Берневига-Хьюза-Жанга [12]. Механизм возникновения тока аналогичен описанному ранее для гетероструктур с параболическим спектром и схематически изображен на рис. 6. В §4.3 получено выражение для электрического тока, возникающего в процессе энергетической релаксации безмассовых дираковских фермионов на акустических фононах

$$j^T = \frac{ev_F \sin 2\theta}{2\sqrt{2}\omega_c E_F} \frac{g\mu_B B_z}{E_F} \zeta I \eta, \quad (3)$$

где θ — угол между направлениями $[01h]$ и $[001]$, I — интенсивность излучения, v_F — скорость Ферми, g — g-фактор электрона, μ_B — магнетон Бора, ζ — параметр асимметрии, η — коэффициент поглощения, который зависит от B_z . В нулевом магнитном поле полный электрический ток обращается в ноль, в то время как спиновый отличен от нуля. Приложение магнитного поля поляризует носители по спину и приводит к конверсии спинового тока в электрический.

Сопоставление экспериментальных и теоретических данных проведено в §4.4. Экспериментальные данные из работы [A5] получены для квантовых ям критической толщины, выращенных вдоль направления $[013]$. Разработанная теория описывает все основные эксперименталь-

ные наблюдения. При воздействии право-поляризованного излучения на образец возникает фототок, в зависимости которого от магнитного поля наблюдается резонанс. Положение резонанса зависит от концентрации носителей заряда, что является отличительной чертой систем с непараболическим спектром. При прохождении уровня Ферми через точку зарядовой нейтральности резонанс наблюдается в магнитном поле B_z противоположного знака. Большая амплитуда фототока в квантовых ямах HgTe обусловлена тремя взаимодополняющими факторами: сильным спин-орбитальным взаимодействием, большим g-фактором и эффективным поглощением излучения в условиях циклотронного резонанса. Из положения резонансов была определена скорость Ферми. Значения $v_F = 7.2 \cdot 10^5$ м/с для носителей n -типа и $v_F = 7.5 \cdot 10^5$ м/с для носителей p -типа достаточно близки к теоретическому рассчитанному значению $v_F = 6.3 \cdot 10^5$ м/с для двумерных дираковских фермионов в квантовых ямах критической толщины, полученному в работе [12].

Итоги Главы 4 подведены в §4.5.

В пятой главе диссертации “Орбитальный эффект магнитного храповика в структурах с латеральной сверхрешеткой” разработана теория эффекта магнитного орбитального храповика в двумерных структурах с осциллирующим в пространстве магнитным полем. Магнитное поле в структуре с нецентросимметричной магнитной латеральной сверхрешеткой направлено по нормали к плоскости двумерной структуры и периодически меняется вдоль одной из координат в плоскости (см. рис. 7). При возбуждении данной структуры электромагнитным излучением, проходящем через периодическую сверхрешетку, амплитуда электрического поля

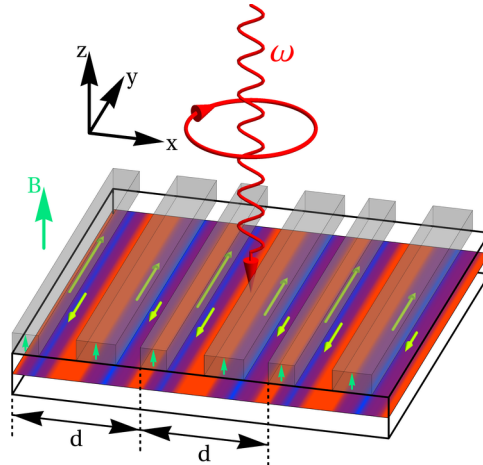


Рис. 7: Изучаемая структура. Падающее по нормали излучение проходит через латеральную ферромагнитную нецентросимметричную сверхрешетку. Интенсивность излучения становится промодулированной в пространстве, что приводит к модуляции электронной температуры. При отличном от нуля фазовом сдвиге Ξ в структуре возникает постоянный ток.

$E_0(x)$, действующего на двумерные носители, также промодулирована в пространстве. Симметричный анализ показывает, что двумерную плотность тока, индуцированного эффектом магнитного храповика, можно представить в виде

$$\begin{aligned} j_x &= \Xi (\chi_L \xi_2 + \chi_C \xi_3), \\ j_y &= \Xi (\chi_0 - \tilde{\chi}_L \xi_1), \end{aligned} \quad (4)$$

где ξ_1 , ξ_2 и ξ_3 — параметры Стокса, падающего излучения, а параметр Ξ , контролирующий амплитуду тока, определяется фазовым сдвигом между периодическими функциями $B(x)$ и $|E_0(x)|^2$, вызванным асимметрией структуры, и имеет вид

$$\Xi = B(x) \frac{d|E_0(x)|^2}{dx}. \quad (5)$$

Из (5) следует, что для центросимметричной структуры $\Xi = 0$.

§5.1 посвящен обзору современных теоретических и экспериментальных исследований по эффектам храповика в полупроводниковых структурах.

В §5.2 рассмотрен эффект магнитного орбитального храповика, обусловленный эффектом Нернста-Эттингсгаузена. Неоднородное распределение температуры электронов создается поглощенным излучением с промодулированной интенсивностью. За счет эффекта Нернста-Эттингсгаузена в присутствии магнитного поля возникает ток, который течет в противоположные стороны в областях с положительным и отрицательным градиентами температур (см. рис. 7). Однако, если $\Xi \neq 0$, то возникает суммарный ненулевой электрический ток по оси y . Аналитическое выражение для тока храповика имеет вид $j_y = \Xi \chi_0^{\text{NE}}$, где

$$\chi_0^{\text{NE}} = \frac{2\pi^2 n e^4 T \tau_T v_F^2 \tau_1^2}{3c p_F^2 [1 + (\omega \tau_1)^2]} \frac{d}{d\varepsilon_F} \left(\frac{v_F \tau_1}{p_F} \right), \quad (6)$$

T — температура в единицах энергии, τ_T — время релаксации энергии. В данном разделе показано, что ток, обусловленный храповиком Нернста-Эттингсгаузена, может наблюдаться в системах с линейным энергетическим спектром, где основным механизмом рассеяния является взаимодействие с короткодействующими дефектами, и в системах с параболическим спектром, где доминирующим механизмом рассеяния является рассеяние электронов на плавном потенциале кулоновских примесей.

§5.3 посвящен расчету эффекта храповика, вызванного не разогревом электронного газа, а периодическим распределением электронов, линейным по электрическому полю световой волны и неоднородному статическому магнитному полю. В разделе решено кинетическое уравнение Больцмана для функции распределения электронов. Подробно изучен квазиклассический случай, когда энергия фотона много меньше энергии Ферми, а воздействие электрического поля излучения и магнитного поля решетки на свободные носители заряда рассматривается в виде силы. Поправка к функции распределения, ответственная за эффект электронного храповика, получена в результате четырех итераций: двух по электрическому полю излучения, одной по магнитному полю и одной по пространственному градиенту. Из расчетов следует, что направление тока, индуцированного линейно поляризованным излучением, чувствительно к поляризации, а амплитуда тока храповика, напротив, остаётся постоянной при вращении плоскости поляризации ($\tilde{\chi}_L = \chi_L$). Полученные выражения справедливы для любой энергетической дисперсии двумерных носителей заряда и для произвольных зависимостей времен рассеяния от энергии Ферми. Продемонстрировано, что поляризационно зависимые фототоки присутствуют для любых механизмов упругого рассеяния.

В §5.4 проанализированы полученные результаты для магнитных храповиков на основе различных двумерных систем: с линейной энергетической дисперсией (структуры на основе топологических изоляторов или графена) и на полупроводниковых гетероструктурах с параболическим спектром. Показано, что в

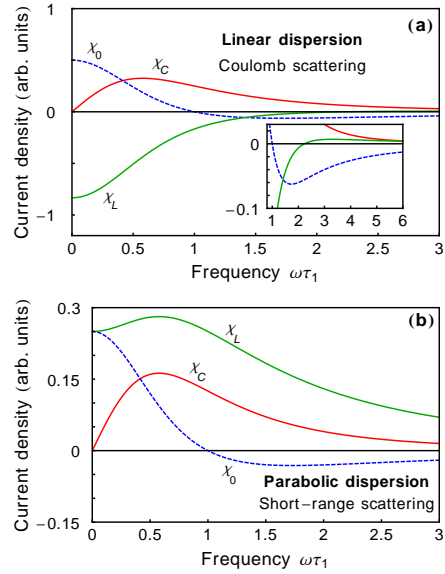


Рис. 8: Частотные зависимости χ_i ($i = 0, L, C$) для систем с линейной дисперсией для рассеяния на кулоновских примесях (a) и для систем с параболической дисперсией для рассеяния на короткодействующих дефектах (b). На вставке увеличена область, где χ_L меняет знак.

общем случае вклад в фоток эффекта Нернста-Эттингсгаузена в τ_T/τ_1 раз больше вклада упругого рассеяния. Однако, для систем с линейной дисперсией при короткодействующем рассеянии и систем с параболической дисперсией при рассеянии на кулоновском потенциале производная в выражении (6) обращается в ноль, в результате чего вклад упругого рассеяния доминирует. Частотные зависимости фототоков, обусловленных эффектом храповика, различаются для систем с параболической и линейной дисперсией (см. рис. 8). Направления и амплитуды токов зависят от доминирующего механизма упругого рассеяния. Результаты расчетов показывают, что наиболее интересные особенности в частотных зависимостях эффекта магнитного храповика наблюдаются при $\omega \sim \tau_1^{-1}$, что соответствует терагерцовому диапазону частот излучения, где эффекты храповика изучаются наиболее активно.

В §5.5 приведены основные результаты Главы 5.

В **Заключении** сформулированы основные результаты работы:

1. Построена микроскопическая модель фотогальванических эффектов в квантовых ямах во внешнем магнитном поле. Продемонстрировано, что фототок многократно усиливается в условиях циклотронного резонанса, а циркулярный магнитоиндуцированный фототок обладает дополнительным резонансным вкладом на первой субгармонике циклотронного резонанса.
2. Вычислены энергетическая дисперсия и волновые функции топологически защищенных поверхностных носителей заряда в напряженных пленках теллурида ртути в рамках 6-зонной $k \cdot p$ -модели с учетом упругих напряжений и электрических полей, возникающих внутри структуры. Показано, что спектр поверхностных носителей заряда анизотропен в пленках, выращенных вдоль направления (013).
3. Теоретически описан эффект возникновения поверхностных фототоков в объемных топологических изоляторах на основе напряженных пленок HgTe в магнитном поле. Продемонстрировано, что фототоки обусловлены асимметрией рассеяния поверхностных носителей заряда и резонансно усиливаются, когда частота переменного поля совпадает с циклотронной частотой. Разработанная квазиклассическая теория позволяет объяснить все основные экспериментальные данные по фототокам в пленках теллурида ртути.
4. Построена квазиклассическая теория эффекта увлечения электронов фотонами в условиях циклотронного резонанса. Продемонстрировано, что фототок, индуцированный эффектом увлечения,

многократно усиливается в условиях циклотронного резонанса, а его амплитуда, направление, частотная и поляризационная зависимости определяются зависимостью времени релаксации от энергии Ферми. Показано, что разработанная модель хорошо описывает экспериментальные данные, полученные в двумерных системах на основе квантовых ям InSb.

5. Разработана модель генерации спиновых и электрических фототоков в квантовых ямах HgTe критической толщины с линейным спектром свободных носителей заряда. Показано, что асимметричное спин-зависимое рассеяние электронов на фононах приводит к генерации поляризованных по спину токов в процессе релаксации разогретых излучением двумерных носителей заряда. Сопоставление построенной теории и экспериментальных данных позволило определить скорость Ферми v_F двумерных дираковских фермионов в квантовых ямах HgTe.
6. Построена теория магнитного орбитального эффекта храповика в структурах с латеральной магнитной сверхрешеткой. Продемонстрировано, что существуют два механизма генерации фототока: механизм, связанный с неоднородным нагревом двумерного электронного газа, и механизм, обусловленный периодическим распределением электронов, которое линейно по электрическому полю излучения и магнитному полю сверхрешетки. Показано, что направления и амплитуды фототоков зависят от доминирующего механизма упругого рассеяния электронов и различаются для систем с параболической и линейной дисперсией.

Публикации по теме диссертации

- [A1] G. V. Budkin and S. A. Tarasenko, Ratchet transport of a two-dimensional electron gas at cyclotron resonance// Phys. Rev. B **93**, 075306 (2016).
- [A2] К.-М. Dantscher, D. A. Kozlov, P. Olbrich, C. Zoth, P. Faltermeier, M. Lindner, G. V. Budkin, S. A. Tarasenko, V. V. Bel'kov, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, D. Weiss, B. Jenichen, and S. D. Ganichev, Cyclotron-resonance-assisted photocurrents in surface states of a three-dimensional topological insulator based on a strained high-mobility HgTe film// Phys. Rev. B **92**, 165314 (2015).

- [A3] G. V. Budkin, S. A. Tarasenko, V. V. Bel'kov, K.-M. Dantscher, D. A. Kozlov, P. Olbrich, C. Zoth, P. Faltermeier, M. Lindner, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, D. Weiss, and S. D. Ganichev, Ratchet transport of surface carriers in three-dimensional topological insulators based on strained HgTe films// 33rd International Conference on the Physics of Semiconductors, Abstracts, part II, (Beijing, China, 2016), p. 109.
- [A4] S. Stachel, G. V. Budkin, U. Hagner, V. V. Bel'kov, M. M. Glazov, S. A. Tarasenko, S. K. Clowes, T. Ashley, A. M. Gilbertson, and S. D. Ganichev, Cyclotron-resonance-assisted photon drag effect in InSb/InAlSb quantum wells excited by terahertz radiation// *Phys. Rev. B* **89**, 115435 (2014).
- [A5] P. Olbrich, C. Zoth, P. Vierling, K.-M. Dantscher, G. V. Budkin, S. A. Tarasenko, V. V. Bel'kov, D. A. Kozlov, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, and S. D. Ganichev, Giant photocurrents in a Dirac fermion system at cyclotron resonance// *Phys. Rev. B* **87**, 235439 (2013).
- [A6] G. V. Budkin and L. E. Golub, Orbital magnetic ratchet effect// *Phys. Rev. B* **90**, 125316 (2014).
- [A7] Г. В. Будкин, Л. Е. Голуб, Е. Л. Ивченко, С. Д. Ганичев, Эффекты магнитного хараповика в двумерном электронном газе// *Письма в ЖЭТФ* **104**, 662 (2016).

Литература

- [1] Field effect transistors for terahertz detection: Physics and first imaging applications / W. Knap, M. Dyakonov, D. Coquillat et al. // *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. — 2009. — Vol. 30, no. 12. — Pp. 1319–1337.
- [2] Ratchet effects induced by terahertz radiation in heterostructures with a lateral periodic potential / P. Olbrich, E. L. Ivchenko, R. Ravash et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2009. — Vol. 103, no. 9. — P. 090603.
- [3] *Popov V. V.* Terahertz rectification by periodic two-dimensional electron plasma // *Appl. Phys. Lett.* — 2013. — Vol. 102, no. 25. — P. 253504.

- [4] Ratchet transport of interacting particles / A. D. Chepelianskii, M. V. Entin, L. I. Magarill, D. L. Shepelyansky // *Phys. Rev. E*. — 2008. — Vol. 78, no. 4. — P. 041127.
- [5] Experimental investigation of the ratchet effect in a two-dimensional electron system with broken spatial inversion symmetry / S. Sassine, Y. Krupko, J.-C. Portal et al. // *Phys. Rev. B*. — 2008. — Vol. 78, no. 4. — P. 045431.
- [6] *Стурман Б. И., Фридкин В. М.* Фотогальванический эффект в средах без центра симметрии и родственные явления. — М.: Наука, 1992.
- [7] *Ивченко Е. Л., Пикус Г. Е.* Оптическая ориентация спинов свободных носителей и фотогальванические эффекты в гиротропных кристаллах // *Известия АН СССР. Серия физическая*. — 1983. — Т. 47. — С. 2369.
- [8] *Tarasenko S. A.* Electron scattering in quantum wells subjected to an in-plane magnetic field // *Phys. Rev. B*. — 2008. — Vol. 77, no. 8. — P. 085328.
- [9] Quantum Hall effect from the topological surface states of strained bulk HgTe / C. Brüne, C. X. Liu, E. G. Novik et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2011. — Vol. 106, no. 12. — P. 126803.
- [10] Single valley Dirac fermions in zero-gap HgTe quantum wells / B. Büttner, C. X. Liu, G. Tkachov et al. // *Nature Physics*. — 2011. — Vol. 7, no. 5. — Pp. 418–422.
- [11] Spin-orbit splitting of valence and conduction bands in hgte quantum wells near the dirac point / G. M. Minkov, A. V. Germanenko, O. E. Rut et al. // *Phys. Rev. B*. — 2016. — Vol. 93, no. 15. — P. 155304.
- [12] *Bernevig B. A., Hughes T. L., Zhang S.-C.* Quantum spin Hall effect and topological phase transition in HgTe quantum wells // *Science*. — 2006. — Vol. 314, no. 5806. — Pp. 1757–1761.