

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

имени М.В. ЛОМОНОСОВА

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

Казаков Алексей Сергеевич

**Неравновесный транспорт в структурах на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ при
фотовозбуждении в терагерцовом спектральном диапазоне**

1.3.11 (01.04.10) «Физика полупроводников»

ДИССЕРТАЦИЯ

На соискание ученой степени

Кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

к. ф.-м. н., доц.

Галеева Александра Викторовна

МОСКВА

2021

Оглавление

Введение.....	4
Глава 1. Обзор литературы.....	10
1.1. Энергетический спектр твердых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$	11
1.1.1. Бесщелевой полупроводник HgTe	11
1.1.2. Зонная структура твердых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$	15
1.2. Топологические фазы на основе HgTe	19
1.2.1. Общие сведения о топологических изоляторах	20
1.2.2. Основные методы детектирования топологических состояний.....	24
1.2.3. Особенности электронного транспорта в 2D и 3D топологических изоляторах на основе теллурида ртути.....	26
1.3. Оптоэлектронное зондирование структур на основе HgTe	30
Глава 2. Исследованные образцы и методика эксперимента	34
2.1. Синтез пленок HgCdTe методом молекулярно-лучевой эпитаксии.....	34
2.2. Подготовка образцов к транспортным и фотоэлектрическим измерениям..	36
2.3. Методика измерения транспортных характеристик.....	38
2.4. Методика исследования терагерцовой фотопроводимости	40
Глава 3. Проводимость и фотопроводимость эпитаксиальных слоев $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ в окрестности точки инверсии энергетических зон	45
3.1. Электрофизические и гальваномагнитные свойства - экспериментальные результаты.....	45
3.2. Терагерцовая фотопроводимость в отсутствие магнитного поля.....	50
3.3. Обсуждение результатов	54

Глава 4. Терагерцовая фотопроводимость в структурах на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ в магнитном поле	59
4.1. Асимметричная терагерцовая фотопроводимость в магнитном поле в $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с инверсным энергетическим спектром	59
4.2. Устойчивость эффекта асимметрии терагерцовой фотопроводимости	70
4.3. Терагерцовая фотопроводимость в магнитном поле в $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с прямым энергетическим спектром.....	76
4.4. Терагерцовая фотопроводимость в магнитном поле в структурах на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с варьируемой толщиной рабочего слоя	80
4.5. Обсуждение результатов	85
Глава 5. Нелокальная терагерцовая фотопроводимость в структурах на основе твердых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с инверсным спектром	91
5.1. Нелокальный фотоотклик в магнитном поле.....	91
5.2. Обсуждение результатов	106
Заключение	109
Литература	111

Введение

Актуальность работы

Повышенный интерес к материалам на основе HgTe в последнее время связан главным образом с интенсивным развитием физики топологических изоляторов. Квантовые ямы HgTe толщиной более 6.3 нм принято относить к классу 2D топологических изоляторов, а напряженные 3D слои $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с составами $x < 0.16$ – к 3D топологическим изоляторам. Формирование топологически нетривиальных фаз обусловлено сильным спин-орбитальным взаимодействием. Возникающие при этом на краю (в 2D системах) или на поверхности (в 3D-системах) проводящие состояния обладают рядом уникальных свойств. Энергетический спектр топологических состояний представляет собой дираковский конус, а носители заряда в таких состояниях обладают нулевой эффективной массой. Рассеяние назад таких носителей, ввиду сильного спин-орбитального взаимодействия и, как следствие, жесткой связи между направлениями их спина и квазиимпульса, запрещено. Это обуславливает возможность формирования спин-поляризованных токов, протекающих без диссипации. Возможности управления спиновой подсистемой в топологических фазах привлекательны для прикладных разработок в области спинтроники [1-3].

Актуальность исследования твердых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ в области составов $x > 0.16$, отвечающих тривиальной фазе, продиктована в первую очередь их практическим применением в инфракрасной (ИК) оптоэлектронике [4-6]. В последние годы активно ведется работа по расширению спектрального диапазона оптоэлектронных устройств в длинноволновую область спектра. Это обуславливает важность изучения фотоэлектрических свойств материалов на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ в терагерцовом (ТГц) диапазоне.

Следует отметить, что изучение фотоэлектрических явлений, индуцированных терагерцовым излучением, способствует развитию новых оптоэлектронных методов детектирования поверхностных состояний в

топологических материалах. Одним из основных подходов к изучению топологических состояний является фотоэлектронная спектроскопия с угловым разрешением (ARPES). Однако, предоставляя информацию о законе дисперсии поверхностных носителей, эта методика не позволяет выделить особенности транспортных свойств, связанных с формированием топологической фазы. В этой связи необходимо привлечение других экспериментальных подходов, позволяющих выявить вклад топологических состояний в транспортные процессы [7].

Цели и задачи работы

Исследования, проведенные в данной работе, нацелены на выявление особенностей электронного транспорта, связанных с формированием топологической фазы, в структурах на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с инверсным энергетическим спектром в условиях терагерцового фотовозбуждения.

Объектами исследования являются структуры на основе твердых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии в ИФП РАН (Новосибирск). Метод молекулярно-лучевой эпитаксии позволяет получать образцы с низкими концентрациями свободных носителей в объеме, что выгодно отличает топологическую фазу $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ от большинства других 3D топологических изоляторов. Низкие фоновые концентрации обуславливают высокую фоточувствительность соединений на основе HgTe в ИК и ТГц спектральном диапазоне.

Задачи включали в себя:

- Определение транспортных характеристик структур на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, как с прямым, так и инверсным энергетическим спектром в температурном диапазоне от 4.2 К до 300 К в магнитных полях до 4 Тл;
- Изучение терагерцовой фотопроводимости в указанных структурах в магнитных полях до 4 Тл при температуре 4.2 К;

- Определение вкладов элементов структур в регистрируемый фотоотклик;
- Исследование нелокального терагерцового фотоотклика в указанных структурах;

Научная новизна и практическая значимость работы

В структурах с активным 3D слоем $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с инверсным спектром обнаружена асимметрия положительной терагерцовой фотопроводимости во внешнем магнитном поле. Эффект асимметрии обуславливают процессы с участием неравновесных носителей на границе топологической и тривиальной фаз структуры.

Впервые в рамках исследования 3D топологических фаз был применен оптоэлектронный метод терагерцового зондирования в сочетании с нелокальной геометрией измерений. В эпитаксиальных слоях $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ обнаружен нелокальный фотоотклик и продемонстрирована киральность фотоиндуцированных токов.

Практическая значимость работы заключается в получении дополнительной информации о фотоэлектрических свойствах структур на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, которая может быть полезна при решении прикладных задач ИК и ТГц оптоэлектроники.

Апробация результатов

Результаты, полученные в ходе данной работы, были доложены на следующих российских и международных конференциях: XXII Международный симпозиум «Нанопфизика и наноэлектроника» (12-15 марта 2018, Нижний Новгород, Россия); 34th International Conference on the Physics of Semiconductors (28 июля - 3 августа 2018, Монпелье, Франция) ; 43rd International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW THz-2018) (9-14 сентября 2018, Нагойя, Япония); 7th Russia-Japan-USA-Europe Symposium on Fundamental and

Applied Problems of Terahertz Devices and Technologies (17-21 сентября 2018, Варшава, Польша); “Frontiers of 21st Century Physics and Ioffe Institute” (29 октября - 1 ноября 2018, Санкт-Петербург, Россия); XXIII Международный симпозиум «Нанопизика и Наноэлектроника» (11-14 марта 2019, Нижний Новгород, Россия); Российская конференция по актуальным вопросам полупроводниковой фотоэлектроники (Фотоника-2019) (27-31 мая 2019, Новосибирск, Россия); 8th Russia-Japan-USA-Europe Symposium on Fundamental & Applied Problems of Terahertz Devices & Technologies (8-11 июля 2019, Нижний Новгород, Россия); 44th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW THz-2019) (1-6 сентября 2019, Париж, Франция); XIV Российская конференция по физике полупроводников (9-13 сентября 2019 г., Новосибирск, Россия); XXIV международный симпозиум "Нанопизика и наноэлектроника" (10-13 марта 2020, Нижний Новгород, Россия); 45th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (8-13 ноября 2020, Буффало, США); XXIII Уральская международная зимняя школа по физике полупроводников (UIWSPS-2020), (17-22 февраля 2020, Екатеринбург-Алапаевск, Россия); Terahertz and Microwave Radiation: Generation, Detection and Applications – TERA 2020 (24-26 августа 2020, Томск, Россия); II Международная конференция «Физика конденсированных состояний» (31 мая – 4 июня 2021, Черногоровка, Россия); 46th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, (29 августа - 3 сентября 2021, Ченгду (Сычуань), Китай).

Положения, выносимые на защиту

1. Терагерцовая фотопроводимость в структурах на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с прямым спектром ($x > 0.16$) отрицательна и связана с разогревом носителей заряда. В топологической фазе исследуемых структур ($x < 0.16$) фотопроводимость положительна и обусловлена сочетанием вкладов объемных носителей заряда и неравновесных процессов в области гетерограниц.

2. Зависимость терагерцовой фотопроводимости от магнитного поля B в структурах на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с инверсным спектром асимметрична при $B < \sim 0.5$ Тл. Асимметрия фотоотклика в магнитном поле обусловлена процессами с участием неравновесных носителей заряда в области топологического гетероперехода.

3. Оптоэлектронный метод исследования неравновесного транспорта, сочетающий терагерцовое зондирование и нелокальную геометрию измерения, является эффективным подходом для изучения электронного транспорта в топологических фазах на основе HgTe .

4. В структурах на основе топологической фазы $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ в магнитном поле в условиях терагерцового фотовозбуждения регистрируется нелокальный фотоотклик. Определяющую роль в формировании нелокального отклика играют неравновесные процессы с участием электронных состояний на границе топологической и тривиальной фаз структуры.

Обоснованность и достоверность результатов

Экспериментальные исследования, описанные в работе, проводились с использованием современного, предварительно откалиброванного оборудования. Хорошая воспроизводимость полученных данных для различных серий образцов обеспечивает достоверность результатов работы. Многократное представление и обсуждение работы как на международных, так и на российских конференциях обуславливают обоснованность сформулированных выводов.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка цитируемой литературы. Работа содержит 60 рисунков, 3 таблицы и 13 уравнений. Объем работы составляет 124 страницы. Список цитируемой литературы содержит 94 наименования.

Личный вклад автора в диссертационную работу

Исследования, включенные в настоящую работу, проводилась автором в период 2017-2021 гг. на кафедре Общей физики и физики конденсированного состояния Физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова. Представленные в работе экспериментальные данные по исследованию электронного транспорта в структурах на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ как в равновесных условиях, так и в условиях терагерцового фотовозбуждения были получены автором лично. Подготовка исследуемых образцов к измерениям методом оптической безмасковой фотолитографии также проводилась лично автором. Автор проводил расчеты, анализ и систематизацию экспериментальных результатов, участвовал в подготовке материалов к публикациям.

Публикации по теме диссертации

По теме диссертации были опубликованы 6 статей в рецензируемых печатных изданиях [A1-A6], которые индексируются в базах данных Web of Science и Scopus [A1-A6].

Глава 1. Обзор литературы

Одной из наиболее динамично развивающихся областей современной физики твердого тела является физика топологических изоляторов, к классу которых при определенных условиях принадлежат соединения на основе HgTe. В 1980-х гг. были опубликованы фундаментальные работы, теоретически предсказывающие реализацию безмассовых дираковских фермионов на контакте двух полупроводниковых материалов с взаимно инвертированной структурой энергетического спектра [8], а также состоялось открытие квантового эффекта Холла [9]. Эти труды послужили фундаментом для построения физики топологических фаз вещества. Необходимо отметить, что HgTe и твердые растворы $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ в достаточной степени изучены. Эти материалы зарекомендовали себя наилучшим образом с точки зрения практического применения в ИК оптоэлектронике и стали базовым материалом для создания ИК-фотодетекторов [4-6].

В обзоре литературы представлены основные сведения об энергетическом спектре полупроводников и полуметаллов на основе HgTe и ключевых достижениях в области их исследования. В п. 1.1 описаны основные электронные свойства и зонная структура бинарного соединения HgTe и представлена информация о перестройке зонного спектра в твердых растворах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ при изменении состава и внешних параметров. П. 1.2 посвящен топологическим фазам на основе HgTe. Отдельное внимание уделено описанию основных экспериментальных подходов, используемых для изучения топологических состояний. В п. 1.3 представлено актуальное состояние исследований топологических фаз на основе HgTe методами оптоэлектронного зондирования.

1.1. Энергетический спектр твердых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$

1.1.1. Бесщелевой полупроводник HgTe

К бесщелевым полупроводникам (БП) относят такие полупроводники, в которых энергетический порог перехода электронов из валентной зоны в зону проводимости отсутствует, но в то же время концентрация свободных носителей заряда при $T = 0$ К стремится к нулю [10,11].

Принято разделять БП на два типа. К первому типу относят вещества, в которых величина запрещенной зоны оказывается равной нулю благодаря случайному вырождению зоны проводимости и валентной зоны. Как правило, случайное вырождение зон как при одном и том же, так и при разных значениях k возникает между зонами с различной симметрией, например, между зонами с s - и p -симметрией. Случайное вырождение может быть достигнуто при определенных значениях внешних изотропных воздействий: всестороннего давления, температуры, легирования, не изменяющих симметрии кристаллической решетки. Примерами БП такого типа являются твердые растворы $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$, $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$, $\text{Bi}_x\text{Sb}_{1-x}$.

Ко второму типу БП относят соединения с фундаментальным вырождением энергетических зон, обусловленным симметрией кристалла. В таких случаях валентная зона и зона проводимости принадлежат одному и тому же неприводимому представлению группы симметрии. Фундаментальное вырождение возникает, как правило, в точках зоны Бриллюэна высокой симметрии и может быть снято лишь под действием возмущения, понижающего симметрию кристаллической решетки. Примерами такого типа БП могут послужить серое олово α -Sn, HgTe , HgSe , $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x < 0.16$) [11].

Теллурид ртути, представляющий из себя БП второго типа, подобно ряду других соединений групп $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$ и $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$, обладает структурой цинковой обманки (сфалерита). Кристаллическая решетка такого типа представляет из себя две

смещенные друг относительно друга на четверть диагонали гранцентрированные кубические решетки, в узлах которых находятся атомы Hg и Te. Различие элементов во взаимопроникающих подрешетках приводит к отсутствию центра инверсии такой структуры. Химическая связь в HgTe носит ионно-ковалентный характер. Согласно модели инверсной зонной структуры Пола и Гровса [12], устойчивое бесщелевое состояние в HgTe реализуется благодаря высокой массе входящих в состав элементов и, как следствие, инвертированному расположению энергетических зон Γ_6 и Γ_8 . Высокая масса атомов Hg и Te существенным образом влияет на величину релятивистских поправок к гамильтониану системы. Релятивистскую поправку к Гамильтониану можно записать в виде:

$$H_{\text{рел}} = H_D + H_{\text{ув.м.}} + H_{\text{с.-о.}}, \quad (1.1)$$

где H_D – поправка Дарвина, определяющая дополнительную энергию взаимодействия электрона в s -состоянии с ядром; $H_{\text{ув.м.}}$ – поправка к оператору кинетической энергии, возникающая при изменении массы частицы при изменении ее скорости; $H_{\text{с.-о.}}$ – оператор спин-орбитального взаимодействия. Благодаря высокому значению поправки $E_{\text{ув.м.}}$ и обеспечивающему расщепление зоны с симметрией Γ_8 спин-орбитальному взаимодействию в HgTe имеет место инверсия энергетических термов (см. рис. 1.1) [13].

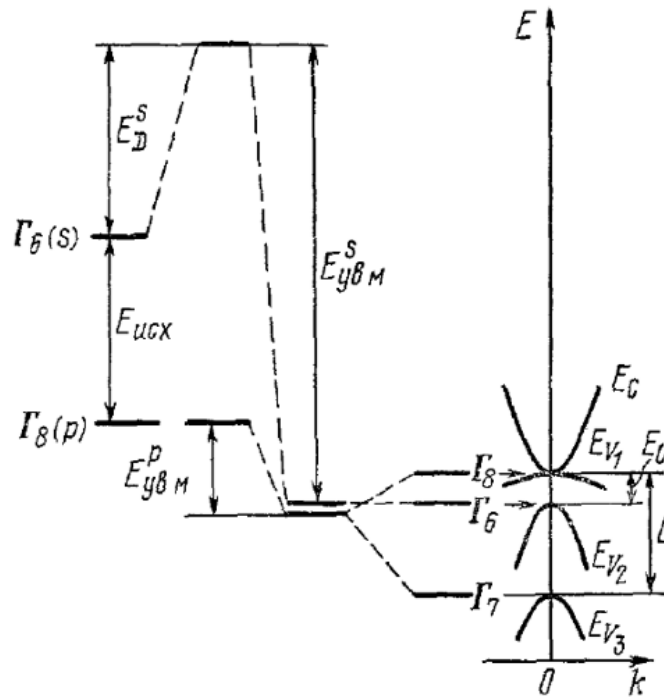


Рис. 1.1. Образование зон в точке Γ для HgTe с учетом вкладов релятивистских эффектов. [13]

Подзоны четырехкратно вырожденной в точке Γ энергетической зоны Γ_8 (p -симметрия) отвечают и потолку валентной зоны, и дну зоны проводимости, что свидетельствует о фундаментальном характере бесщелевого состояния в HgTe. Наличие трех валентных подзон обеспечивается спин-орбитальным взаимодействием, расщепляющим подзоны Γ_7 с полным моментом $J = 1/2$ и Γ_8 с полным моментом $J = 3/2$. Валентная подзона Γ_8 отвечает состояниям тяжелых дырок, тогда как подзоны Γ_6 и спин-отщепленная Γ_7 – состояниям легких дырок.

Важной особенностью спектра является форма определяющих основные транспортные свойства энергетических зон вблизи экстремумов. В бесщелевом соединении HgTe закон дисперсии в окрестности точки Γ не может быть найден путем разложения функции $E(k)$ в ряд по степеням $(k-k_0)$ вблизи экстремума ввиду вырождения энергетических зон в точке Γ . Для нахождения закона дисперсии носителей заряда вырожденных в точке экстремума (в данном случае в точке Γ)

зон, как правило, необходимо решить уравнение Шредингера с гамильтонианом Латтинджера. Гамильтониан имеет общий вид:

$$H = \frac{\hbar^2}{2m^*} k^2, \quad (1.2)$$

где m^* – эффективная масса. В случае вырождения зон, помимо вектора \mathbf{k} , характеризующего состояние, в выражение для гамильтониана входит вектор полного момента \mathbf{J} . Если расписать m^* , гамильтониан Латтинджера принимает вид:

$$H = \frac{\hbar^2}{m_0} \left[\frac{1}{2} \left(\gamma_1 + \frac{5}{2} \gamma_2 \right) k^2 - \gamma_3 (\mathbf{kJ})^2 + (\gamma_3 - \gamma_2) (k_x^2 J_x^2 + k_y^2 J_y^2 + k_z^2 J_z^2) \right], \quad (1.3)$$

где m_0 – масса свободного электрона, $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ – феноменологические параметры, определяемые из сопоставления результатов расчета и эксперимента. Приведенному гамильтониану соответствует следующее выражение закона дисперсии:

$$E(k) = \frac{\hbar^2 \gamma_1}{2m_0} k^2 \pm \frac{\hbar^2}{m_0} \sqrt{\gamma_2^2 k^4 + 3(\gamma_3^2 - \gamma_2^2) (k_x^2 k_y^2 + k_y^2 k_z^2 + k_z^2 k_x^2)}, \quad (1.4)$$

Последнее подкорневое слагаемое определяет отклонение формы изоэнергетических поверхностей от сферической. Степень несферичности изоэнергетических поверхностей зон с p -симметрией характеризуется параметром $\left| \frac{\gamma_2 - \gamma_3}{\gamma_2 + \gamma_3} \right|$, который для большинства полупроводников не превышает 0.1.

В связи с этим для многих целей принято ограничиваться сферическим приближением, заменяя γ_2 и γ_3 на $\bar{\gamma} = (\gamma_2 + \gamma_3)/2$. В таком приближении две ветви закона дисперсии принимают вид:

$$E_1(k) = (\gamma_1 + 2\bar{\gamma}) \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0}, \quad E_2(k) = (\gamma_1 - 2\bar{\gamma}) \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0}. \quad (1.5)$$

$E_1(k)$ соответствует зоне проводимости, $E_2(k)$ – валентной зоне [10,11].

Воздействие внешних факторов, таких как температура, давление, магнитное поле могут привести к переходу HgTe из бесщелевого состояния в состояние с энергетической щелью и к модификации закона дисперсии. Кроме того, расположение и характер энергетических термов в HgTe могут существенно меняться и при изменении стехиометрии состава, а именно, при замещении Hg на более легкий элемент. Более подробно модификация энергетического спектра соединений на основе HgTe при изменении состава и внешних воздействиях представлена в следующем пункте.

1.1.2. Зонная структура твердых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$

При замещении ртути элементом второй группы – кадмием, имеющим меньшую массу – энергетический спектр образующегося твердого раствора $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ может изменяться в очень широких пределах. Дело в том, что значение релятивистской поправки $E_{\text{ув.м.}}$ для терма Γ_6 в случае HgTe (-4.43 эВ) в 3 раза превышает аналогичное значение для CdTe (-1.54 эВ), что обуславливает существенное различие в расположении энергетических термов, отвечающих валентной зоне и зоне проводимости в этих соединениях (рис. 1.2).

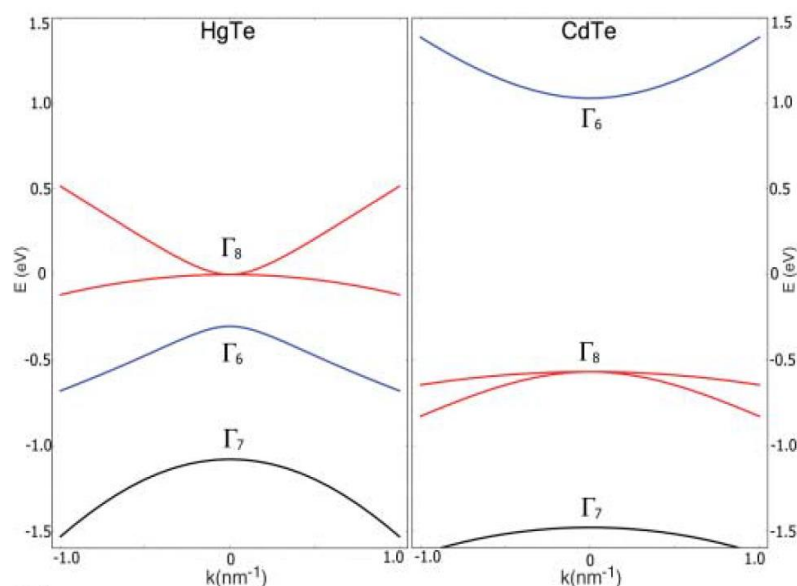


Рис. 1.2. Энергетический спектр HgTe и CdTe в окрестности точки Γ [14].

При этом ширина запрещенной зоны твердого раствора при изменении состава меняется от 0 эВ при $x < \sim 0.16$ ($T = 4,2$ К) до 1.6 эВ при полном замещении ртути кадмием. Модификация энергетического спектра твердого раствора $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ при некоторых внешних воздействиях – гидростатическом давлении, изменении температуры – и при изменении состава x твердого раствора приведена на рис. 1.3.

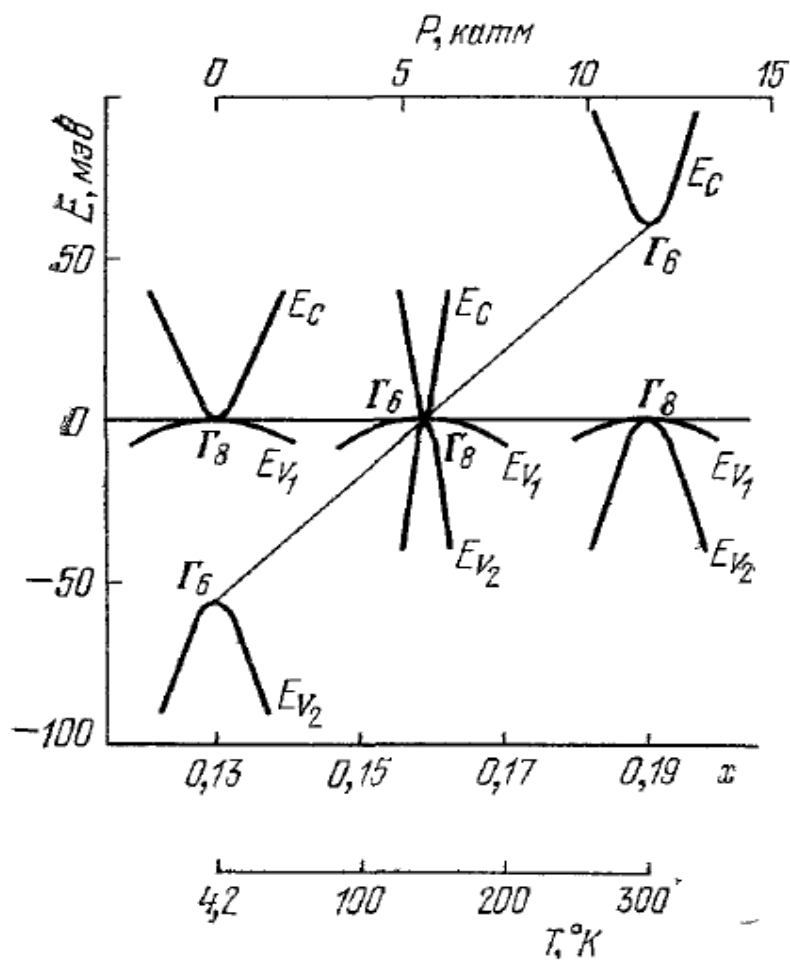


Рис. 1.3. Переход бесщелевой полупроводник – полупроводник с ненулевой запрещенной зоной в $\text{Hg}_{0.87}\text{Cd}_{0.13}\text{Te}$ под действием гидростатического давления, температуры или изменения состава твердого раствора [13].

Зависимость расстояния по энергии между подзонами Γ_6 и Γ_8 E_g от состава твердого раствора и температуры описывается с помощью эмпирической формулы [15]:

$$E_g = -0.302 + 1.93x - 0.81x^2 + 0.832x^3 + 5.35 \cdot 10^{-4}(1 - 2x)T. \quad (1.6)$$

В случае прямого расположения энергетических термов E_g – ширина запрещенной зоны.

Приложение внешнего магнитного поля приводит к смещению положения энергетических уровней и в случае бесщелевого состояния приводит к появлению энергетической щели в спектре. Как известно, в магнитном поле спектр электрона по направлению приложения магнитного поля квантуется и вместо непрерывной зоны преобразуется в дискретную последовательность уровней Ландау. В дополнение к этому магнитное поле вызывает расщепление уровней, вырожденных по спину, на спиновые подуровни. Для полупроводниковых материалов с фундаментальной природой бесщелевого состояния величина щели в квантующем магнитном поле определяется выражением:

$$\delta(H) = \hbar\omega_{c0}(\gamma_1 - \bar{\gamma}), \quad (1.7)$$

где $\omega_{c0} = eH/m_0$ – циклотронная частота свободного электрона. В рамках двухзонного приближения, с хорошей точностью аппроксимирующего случаи небольших значений $|E_g|$, выражение упрощается до следующего:

$$\delta(H) = \bar{\gamma}\hbar\omega_{c0} = \hbar\omega_c^*/4, \quad (1.8)$$

где $\omega_c^* = eH/m_e^*$, $m_e^* = m_0/4\bar{\gamma}$ – эффективная масса электрона вблизи дна зоны проводимости [11].

При наложении внешних воздействий и изменении состава твердого раствора $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, помимо ширины запрещенной зоны, также меняется и характер закона дисперсии носителей заряда в валентной зоне и зоне проводимости. Следует отметить, что соотношения (1.4) и (1.5), соответствующие квадратичному закону дисперсии в валентной зоне и зоне проводимости HgTe , справедливы лишь в небольшой окрестности точки вырождения зон (точки Γ), а именно, когда $E(k)$ много меньше E_g . В твердых растворах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ вблизи $E_g = 0$ отклонения

закона дисперсии от квадратичной зависимости становятся существенными. В этом случае для определения закона дисперсии необходимо использовать более общий метод, предложенный Кейном [16]. В этом методе в гамильтониане учитываются 3 близко расположенные энергетические подзоны: p -зона проводимости, валентная s -зона легких дырок и отщепленная спин-орбитальным взаимодействием валентная p -зона. Уравнение для нахождения закона дисперсии имеет вид:

$$E(E - E_g)(E + \Delta) - P^2 k^2 (E + \frac{2}{3} \Delta) = 0, \quad (1.9)$$

где P – матричный элемент оператора импульса для p -зоны проводимости и s -зоны легких дырок. Такое трехзонное приближение оказывается недостаточным для описания закона дисперсии носителей заряда в подзоне тяжелых дырок, однако, вполне приемлемо описывает законы дисперсии для зоны проводимости, подзоны легких дырок и спин-отщепленной зоны в достаточно широком интервале энергий.

В частном случае, когда энергия Ферми E_F много меньше энергии спин-орбитального взаимодействия Δ , кубическое уравнение (1.9) переходит в квадратное:

$$E(E - E_g) = \frac{2}{3} P^2 k^2. \quad (1.10)$$

Такое приближение является уже двухзонным, в рамках которого учитываются только две зоны – p -зона проводимости и s -валентная зона. Закон дисперсии в таком приближении выглядит следующим образом:

$$E(k) = \frac{E_g}{2} + \frac{|E_g|}{2} \sqrt{1 + \frac{8P^2 k^2}{3E_g^2}}. \quad (1.11)$$

Как видно из (1.9), зависимость $E(k)$ при малых E_g может существенно отличаться от параболической [11].

Непараболичность зоны проводимости в $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ при малых E_g необходимо принимать во внимание при расчете энергетической щели,

возникающей в результате приложения внешнего квантующего магнитного поля. В таких условиях выражение (1.6) неприменимо. В двухзонном приближении, описываемом в отсутствие магнитного поля законом дисперсии (1.11), энергетическая щель, возникшая в результате приложения магнитного поля, может быть описана выражением:

$$\delta(H) = \frac{|E_g|}{2} \left[\sqrt{1 + \frac{\hbar\omega_c^*}{|E_g|}} - 1 \right]. \quad (1.12)$$

Таким образом, твердый раствор $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, в зависимости от мольной доли CdTe , может являться как бесщелевым полупроводником (полуметаллом) с инверсным энергетическим спектром, так и полупроводником с прямым порядком энергетических зон и ненулевой запрещенной зоной. Варьируя состав твердого раствора $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ и внешние параметры эксперимента, в частности, магнитное поле, можно значительно модифицировать как расположение энергетических зон, так и их закон дисперсии [11].

В рамках развитых к настоящему времени представлений о топологических фазах, описанный выше переход от инверсного энергетического спектра к прямому можно рассматривать как топологический фазовый переход. Более подробно вопросы, связанные с топологическими фазами на основе HgTe , рассмотрены в следующем пункте.

1.2. Топологические фазы на основе HgTe

Начало XXI века в физике конденсированного состояния ознаменовалось интенсивным развитием физики топологических материалов [17]. На текущий момент понятие «топологического материала» может быть отнесено к целому ряду структур, характеризующихся топологическим инвариантом, неизменным при непрерывных деформациях гамильтониана [18,19]. Среди них принято выделять

основные классы соединений: топологические изоляторы [1, 2, 20], вейлевские и дираковские полуметаллы [21-23] и топологические сверхпроводники [24]. Классификация широкого разнообразия материалов по разветвленным топологическим классам – отдельная важная задача этой области физики [25, 26]. При этом один и тот же материал может быть отнесен к различным топологическим классам в зависимости от внешних условий. Так, соединения из класса HgTe при разных условиях могут быть как топологическими изоляторами [14], так и вейлевскими полуметаллами [27]. Квантовые ямы на основе HgTe являются первым экспериментально подтвержденным примером топологического изолятора [28].

1.2.1. Общие сведения о топологических изоляторах

В широком смысле топологическими изоляторами принято называть материалы с диэлектрическим объемом, на краю (в 2D случае) или на поверхности (в 3D) которых образуются проводящие состояния [29]. Среди прочих поверхностных состояний топологические проводящие состояния выделяются линейным дираковским законом дисперсии, высокой подвижностью носителей заряда и устойчивостью по отношению к поверхностным дефектам (топологическая защита).

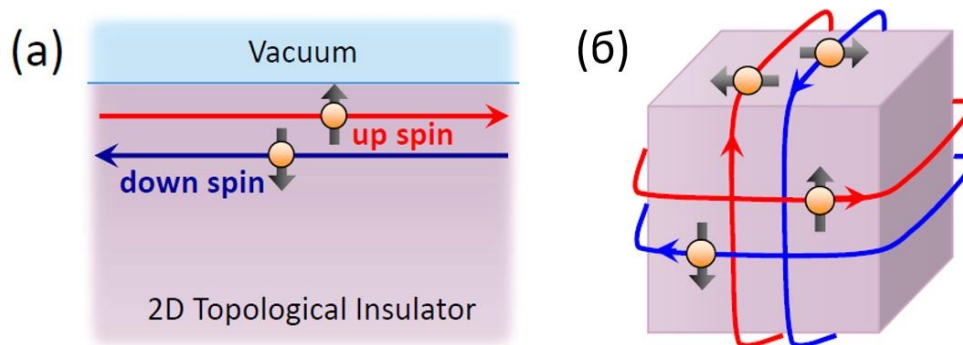


Рис. 1.4. Схематичное изображение границ двумерного (а) и трехмерного (б) топологических изоляторов с вакуумом. [2]

Одной из значимых предпосылок для формирования физики топологических изоляторов послужила работа 1985 г. [8], в которой был рассмотрен контакт двух материалов с взаимно инвертированными зонами, отличительной особенностью которого является возникновение электронных состояний с линейным дираковским спектром в переходной области. Несмотря на то, что такие состояния, также называемые состояниями Волкова-Панкратова, не обязаны быть топологическими, поднятый вопрос о свойствах электронного энергетического спектра, формирующегося на контакте двух материалов со взаимно-инвертированными зонными структурами, можно считать одним из ключевых для развития физики топологических изоляторов.

Еще одной отправной точкой для развития физики топологических фаз вещества послужило открытие в 1980 г. квантового эффекта Холла (КЭХ) [9]. Двумерный электронный газ демонстрирует ряд экзотических транспортных свойств в условиях приложения сильного, перпендикулярно направленного магнитного поля. В таких условиях энергетический спектр двумерной электронной системы оказывается квантованным и представляет из себя совокупность эквидистантных (при параболическом законе дисперсии объемных носителей заряда) уровней Ландау. Электронный транспорт осуществляется по краю структуры баллистическим образом, тогда как электронные состояния в двумерном объеме образца оказываются локализованными [30]. При этом, если химический потенциал располагается в энергетической щели между уровнями Ландау продольное сопротивление обращается практически в 0, а поперечное удельное сопротивление оказывается кратным e^2/h с точностью до 10^{-9} , вне зависимости от параметров изучаемой структуры [31,32]. Точность получаемого результата и его независимость от параметров структуры (в том числе от типа и количества примесей и дефектов) указывают на то, что эффект является общим и фундаментальным.

Несколько позднее группой исследователей во главе с Таулессом (TKNN) было показано, что квантовый эффект Холла является также и топологическим [33]. Для всех изолирующих соединений с энергетической щелью в спектре была предложена топологическая классификация, согласно которой вещества принадлежат к одному и тому же топологическому классу в случае, если их энергетические конфигурации могут быть переведены друг в друга без необходимости обращения в 0 запрещенной зоны. Каждому топологическому классу однозначно соответствует значение $n \in \mathbb{Z}$, называемое числом Черна или TKNN инвариантом. Число n оказывается равным числу заполненных уровней Ландау. Таким образом, режим квантового эффекта Холла в двумерных структурах, при котором объем становится диэлектрическим, а на краю формируются устойчивые к дефектам краевые проводящие состояния, является прямым аналогом топологического изолятора. Открытие и объяснение квантового эффекта Холла – один из важнейших этапов развития физики топологических изоляторов [1,2].

Позднее было теоретически предсказано, что топологически нетривиальная фаза может быть реализована в материалах и в отсутствие внешнего магнитного поля. Ключевым фактором формирования такого состояния в отсутствие магнитного поля является сильное спин-орбитальное взаимодействие, жестко связывающее направления спина и квазиимпульса электрона [34-36]. При этом возникающие на поверхности проводящие состояния являются топологически защищенными, т.е. не могут быть подавлены до тех пор, пока не нарушена симметрия обращения времени. Такое состояние носит название квантового спинового эффекта Холла и может быть реализовано как в двумерных, так и в трехмерных структурах [1,2,37]. Краевые или поверхностные состояния в таком случае формируются попарно и являются спин-поляризованными. Два потока спин-поляризованных электронов со спинами вверх и вниз оказываются направленными вдоль края (в 2D) или поверхности (в 3D) в противоположных направлениях. Носители заряда в таких состояниях характеризуются линейным

дираковским законом дисперсии для безмассовых частиц (рис. 1.5). Кроме того, ввиду сильного спин-орбитального взаимодействия направление спина носителей заряда оказывается жестко связанным с направлением квазиимпульса, что, по крайней мере в теории, препятствует рассеянию назад. Таким образом, транспорт посредством топологических поверхностных (краевых) состояний оказывается практически бездиссипативным. Топологический инвариант, определяющий принадлежность материалов к такому топологическому классу – Z_2 инвариант. Его значение определяется четностью количества пересечений уровня Ферми и дисперсионных кривых поверхностных состояний на половине зоны Бриллюэна.

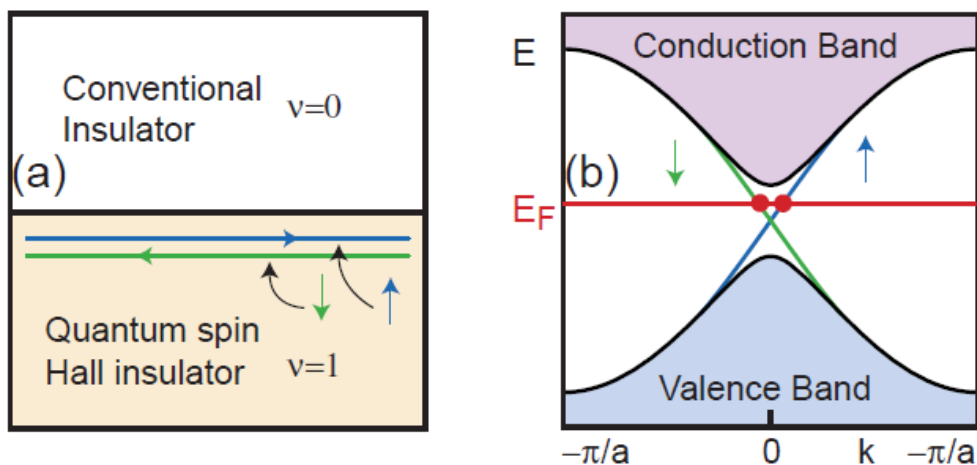


Рис. 1.5. (а) – Схематичное изображение границы топологического изолятора с тривиальным изолятором (или вакуумом); (б) – Качественное изображение энергетического спектра графена со спин-поляризованными геликоидальными краевыми состояниями. [1]

Целый ряд уникальных свойств проводящих топологических состояний обуславливает существенный интерес к топологическим изоляторам как с фундаментальных, так и с прикладных позиций. Подавление рассеяния назад, а также нулевая эффективная масса носителей заряда в топологическом поверхностном слое могут привести к существенному росту их подвижности, что может послужить, по крайней мере в теории, основой для создания высокопроизводительных элементов электронных схем. В то же время ожидается,

что с использованием топологических изоляторов удастся наблюдать целый ряд любопытных фундаментальных физических явлений, например, фермион Майораны или топологический магнитоэлектрический эффект [1, 2].

К настоящему моменту было теоретически предсказано и экспериментально обнаружено существенное количество как двумерных, так и трехмерных топологических изоляторов типа Z_2 :

- 2D – квантовые ямы CdTe/HgTe/CdTe, AlSb/InAs/GaSb/AlSb и др.;
- 3D – $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$, Bi_2Se_3 , Bi_2Te_3 , $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$, $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ и др.

1.2.2. Основные методы детектирования топологических состояний

Основным экспериментальным подходом, применяемым для детектирования топологических проводящих состояний является фотоэлектронная спектроскопия с угловым и спиновым разрешением – ARPES (SR-ARPES) – основанная на явлении фотоэффекта (рис. 1.6) [38,39].

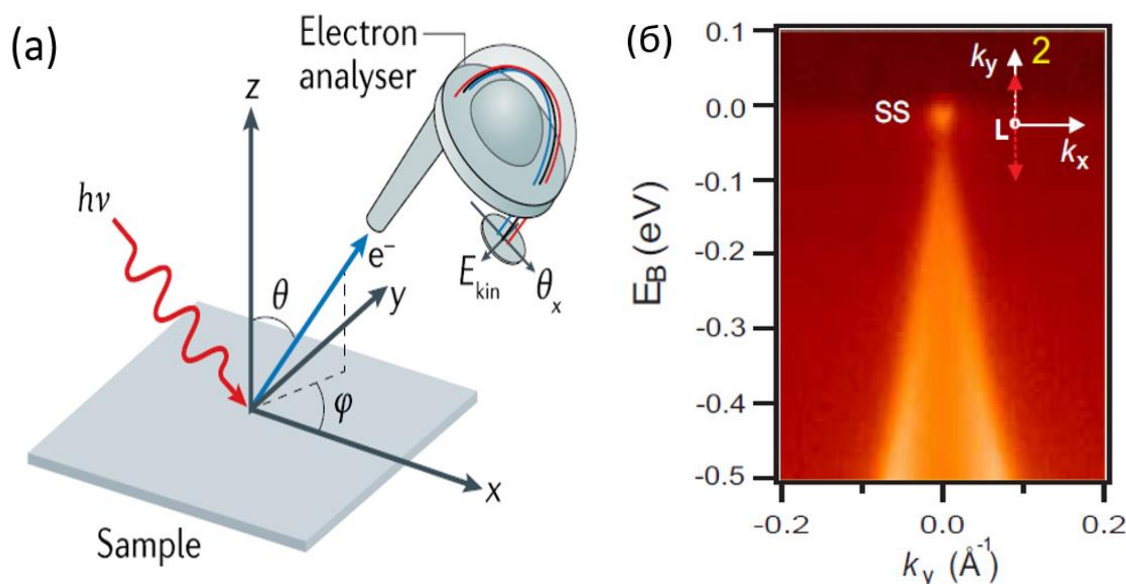


Рис. 1.6. (а) – Принципиальная схема измерений методом ARPES. [39]; (б) – линейный дираковский характер энергетического спектра вблизи точки L зоны Бриллюэна в $\text{Bi}_{0.9}\text{Sb}_{0.1}$, полученного с использованием методики ARPES. [40]

Эта методика позволяет наглядно визуализировать и исследовать спектральные зависимости энергии электронов в приповерхностном слое и, следовательно, определять наличие проводящих состояний с линейным законом дисперсии на поверхности. С использованием ARPES были обнаружены топологические поверхностные состояния в 3D пленках HgTe [41-43], а также в целом ряде других 3D топологических изоляторов: $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ [44], Bi_2Se_3 [45], MnBi_2Te_4 [46], и др.

Еще одной методикой, позволяющей определять наличие характерных свойств топологических поверхностных состояний, является сканирующая туннельная микроскопия. В рамках этой методики предполагается модификация морфологии поверхности топологических изоляторов путем искусственного создания точечных и ступенчатых дефектов. Изучение туннельных токов в таких системах позволило обнаружить подавление рассеяния назад в приповерхностном слое [47, 48], присущее топологическим проводящим состояниям. Также с помощью сканирующего туннельного микроскопа в 3D топологическом изоляторе было продемонстрировано наличие нулевого уровня Ландау и был выявлен корневой характер магнитолевой зависимости уровней Ландау, характерные для 2-мерных электронных систем, состоящих из безмассовых частиц [49].

Однако, приведенные выше экспериментальные подходы предоставляют весьма ограниченную информацию о транспортных свойствах поверхностных состояний, что является наиболее интересным с точки зрения практического применения топологических изоляторов.

С помощью прямых измерений удалось наблюдать транспорт по краевым проводящим состояниям в 2D топологических изоляторах в условиях приложения затворного напряжения. Таким образом были экспериментально подтверждены предсказанные ранее топологические свойства в квантовых ямах CdTe/HgTe/CdTe [14, 28] и AlSb/InAs/GaSb/AlSb [50-52].

В то же время выявление вклада топологических проводящих состояний в электронный транспорт в 3D топологических изоляторах с помощью прямых транспортных измерений затруднено ввиду высоких концентраций объемных носителей.

Одним из эффективных методов изучения электронных процессов в топологическом слое является терагерцовое оптоэлектронное зондирование. Некоторые фотоэлектрические эффекты являются слабо чувствительными к объемной проводимости, что позволяет выделить вклад поверхностных состояний [53-55]. Особо чувствительным к носителям заряда на поверхности образца является также и фотоэлектромагнитный (ФЭМ) эффект, основанный на возникновении диффузионного потока носителей, направленного с облученной поверхности вглубь образца. По исследованию ФЭМ эффекта в ряде работ [56-58] были сделаны выводы о наличии нетривиальных поверхностных состояний в топологической фазе $(\text{Bi}_{1-x}\text{In}_x)_2\text{Se}_3$. Более подробно основные достижения в области исследования топологических фаз в структурах на основе HgTe оптоэлектронными методиками представлены в п. 1.3.

1.2.3. Особенности электронного транспорта в 2D и 3D топологических изоляторах на основе теллурида ртути.

Впервые возможность реализации режима квантового спинового эффекта Холла в соединениях на основе HgTe, в частности, в двумерных квантовых ямах была предсказана в работе [14]. В приближении б-зонной модели (пренебрегая Γ_7 подзоной) $k \cdot p$ методом были произведены расчеты энергетического спектра в квантовой яме CdTe/HgTe/CdTe и было показано, что при увеличении толщины ямы свыше критической $t_c = 6.3$ нм энергетический спектр оказывается инвертированным (рис. 1.7), что должно приводить к формированию краевых спин-поляризованных каналов проводимости.

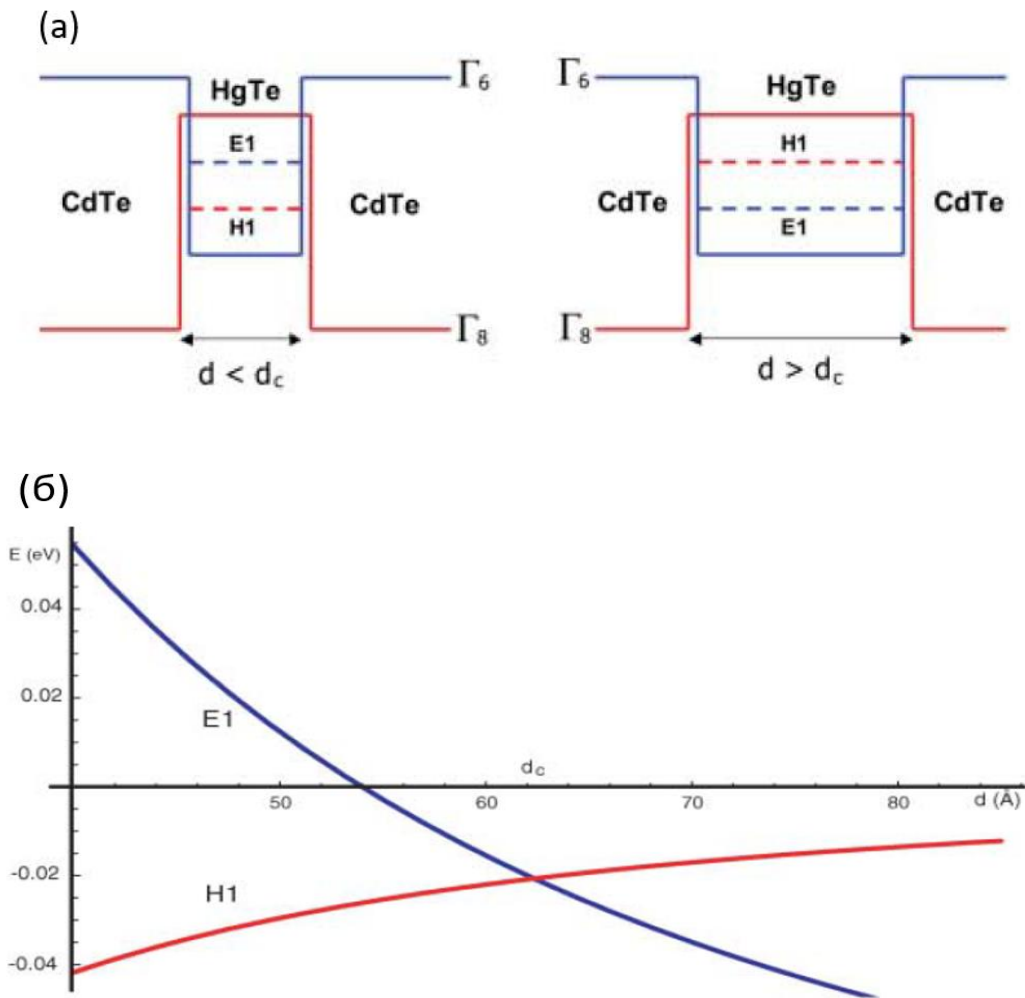


Рис. 1.7. (а) – Схематичное изображение энергетического спектра в гетероструктуре с квантовой ямой CdTe/HgTe/CdTe докритической и свыше критической толщины; (б) – Зависимость положений дна зоны проводимости и потолка валентной зоны в CdTe/HgTe/CdTe от толщины квантовой ямы. [14]

Предложенные в заключении работы [14] экспериментальные подходы были в скором времени использованы для непосредственного наблюдения электронного транспорта по краевым топологическим проводящим состояниям в работе [28]. Было продемонстрировано, что электропроводность в квантовых ямах HgTe с характерными линейными размерами порядка 1 мкм и толщиной выше критической t_c демонстрирует, в согласии с теоретической моделью, плато на уровне $\sigma = 2e^2/h$ при условии, что уровень Ферми располагается в запрещенной зоне объемного энергетического спектра (рис. 1.8).

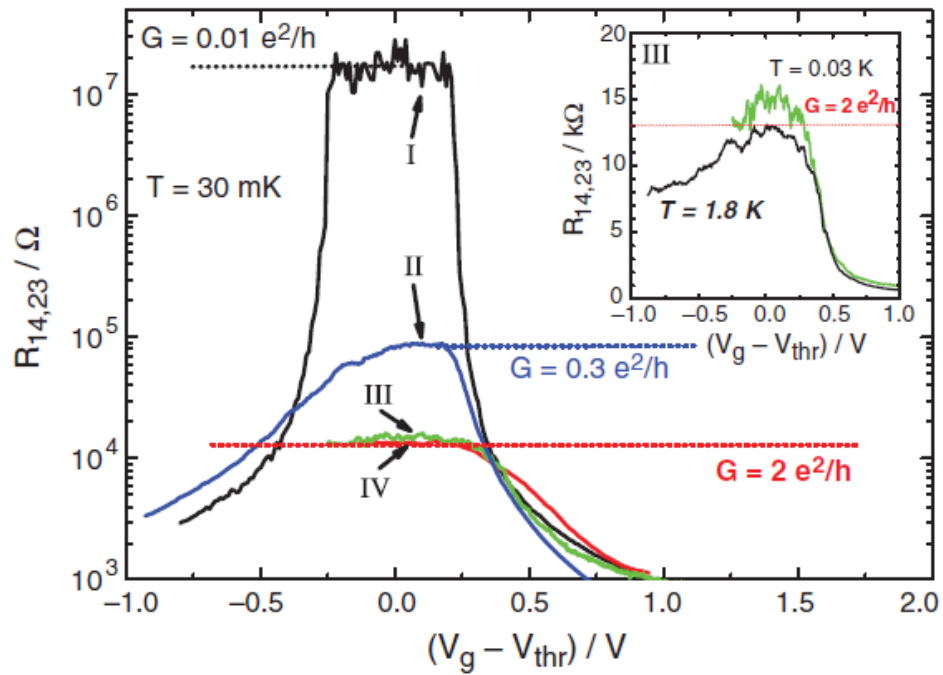


Рис. 1.8. Зависимость продольного сопротивления квантовых ям HgTe, измеренного по 4-х контактной схеме, от нормированного затворного напряжения. Измерялись квантовые ямы как докритической толщины (I), так и свыше критической (II, III и IV). Геометрические параметры измеряемых образцов: I, II - $(20 \times 13.3) \text{ мкм}^2$, III - $(1 \times 1) \text{ мкм}^2$, IV - $(1 \times 0.5) \text{ мкм}^2$. [28]

В работе также была продемонстрирована независимость результатов от ширины исследуемых образцов, что указывает на краевой механизм электронного транспорта. Приложение внешнего перпендикулярного магнитного поля, открывающего щель в спектре краевых топологических состояний, приводило к подавлению такого типа проводимости.

В дальнейшем было продемонстрировано, что электронный транспорт по топологическим краевым состояниям в двумерных квантовых ямах HgTe оказывается нелокальным [59], т.е. нарушает концепцию локального сопротивления. Количественные значения сопротивления в нелокальном режиме соответствует оценкам, полученным из формализма Ландауэра-Бюттикера, описывающего квантованный электронный транспорт с учетом неупругого рассеяния частиц в контактных областях [60]:

$$I_i = e^2/h \sum_j (T_{ji}V_i - T_{ij}V_j), \quad (1.13)$$

Где I_i – ток, вытекающий из i -го электрода в образец, V_i – напряжение на i электроде, T_{ij} – вероятность протекания из i -го электрода в j (для случая реализации квантового эффекта Холла ненулевыми являются только $T_{i,i+1} = 1$ и $T_{i+1,i} = 1$ элементы тензора).

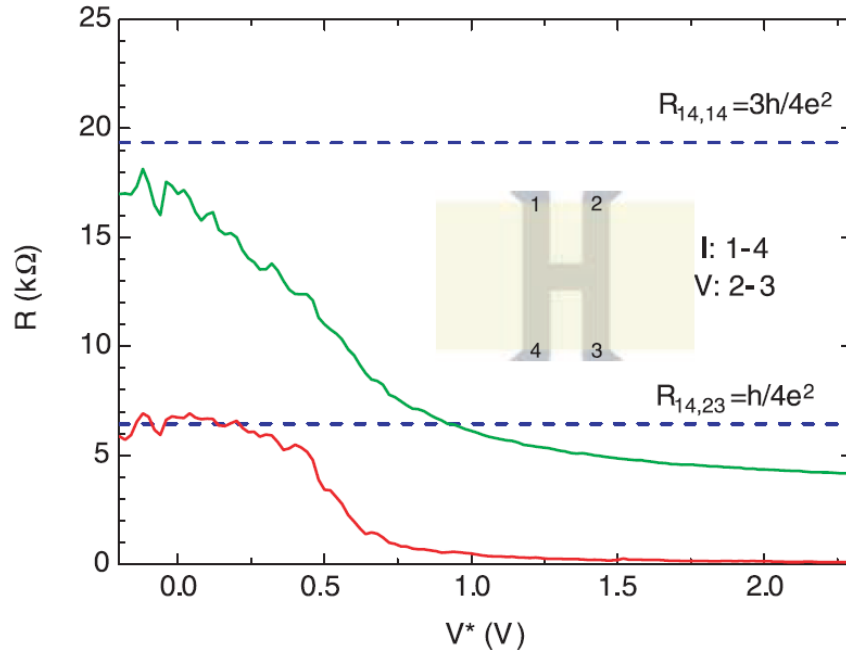


Рис. 1.9. Зависимость сопротивления квантовой ямы HgTe, измеренного в геометрии H-bar, от нормированного затворного напряжения. Зеленая кривая соответствует 2-контактному методу измерения с пары контактов 1-4. Красная кривая соответствует 4-контактному методу измерений: ток смещения подавался на пару контактов 1-4, измерения производились с пары 2-3. [59]

В работе [61] было показано, что в квантовых ямах HgTe нелокальный характер имеет и фотоиндуцированный транспорт в терагерцовом спектральном диапазоне.

Вскоре после обнаружения двумерного топологического изолятора на основе квантовой ямы HgTe, в работе [62] была предсказана реализация топологической фазы и в трехмерной пленке HgTe, которая при наложении одноосного сжатия может быть отнесена к 3D топологическим изоляторам. Экспериментальное

доказательство формирования топологических проводящих состояний с линейным законом дисперсии на поверхности как напряженных пленок [42, 43], так и монокристаллов [41] 3D HgTe было получено с помощью ARPES. Транспортными методами удалось наблюдать квантование электропроводности в напряженных пленках HgTe и $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ [43, 63-65] толщиной $d \sim 100$ нм, что свидетельствует о доминирующем вкладе в электронный транспорт двумерного электронного газа, формирующегося на границе раздела топологической и тривиальной фаз.

1.3. Оптоэлектронное зондирование структур на основе HgTe

Как уже было отмечено, твердые растворы $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ являются базовым элементом для производства детекторов в ИК-диапазоне [4,5]. Материалы на основе HgTe оказались наиболее предпочтительными ввиду изменяющейся в широких пределах (от 0 до 1.6 эВ) ширины запрещенной зоны, высокой подвижности электронов, прямой энергетической щели и низкой диэлектрической постоянной. Более того, постоянные решеток HgTe и CdTe отличаются меньше, чем на 0.3 % [4], что позволяет изготавливать твердые растворы высокого качества с низкой концентрацией дефектов и, следовательно, низкой фоновой концентрацией носителей заряда.

Синтез гетероструктур на основе твердых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ осуществляется с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ), которая позволяет синтезировать различные гетероструктуры с моноатомно гладкими границами и низкой концентрацией ростовых дефектов [66].

Высокое качество синтезируемых структур обеспечивается атомарной чистотой подложки и снижением до пренебрежимого уровня неконтролируемых фоновых потоков частиц благодаря поддержанию сверхвысокого вакуума в ростовой камере [67]. Бесспорным преимуществом этой технологии также является возможность контролировать параметры выращиваемых структур *in situ* в процессе

роста. Среди методик контроля состава растущей поверхности выделяется эллипсометрия, не использующая высокоэнергетичные электроны для зондирования и тем самым не влияющая на структуру синтезируемых материалов [68-70].

В настоящее время в рамках оптоэлектроники исследование твердых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с составами $x > \sim 0.2$ направлено главным образом на расширение спектрального диапазона работы устройств в терагерцовую область. Одним из актуальных направлений является разработка и оптимизация параметров квантово-каскадных лазеров на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. Важным преимуществом излучателей на основе HgTe по сравнению с квантово-каскадными лазерами на основе полупроводниковых соединений A^3B^5 является незначительное фоновое поглощение в длинноволновом ИК диапазоне ($\lambda > \sim 15$ мкм). За последнее десятилетие был достигнут существенный прогресс в получении стимулированного излучения в длинноволновой области ИК спектра с помощью структур на основе HgTe [71-73].

Особого внимания заслуживают работы, в которых изучаются твердые растворы $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, отвечающие топологической фазе ($x < 0.16$). Фундаментальным свойством энергетического спектра твердых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ является изменение характера закона дисперсии в результате взаимодействия подзон легких электронов и легких дырок в рамках модели Кейна [16] (см. п. 1.1.2). При сближении зоны Γ_6 и легкой подзоны Γ_8 , закон дисперсии этих термов модифицируется и в предельном случае касания зон стремится к линейному, а эффективная масса электронов, соответственно, стремится к 0. Применимость стандартной модели Кейна для соединений на основе HgTe была экспериментально подтверждена сразу в нескольких работах [74,75]. Сравнительно недавние магнитооптические исследования в дальнем ИК диапазоне экспериментально продемонстрировали существование экзотических трехмерных ультрарелятивистских квазичастиц – безмассовых кейновских фермионов в $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$.

$x\text{Cd}_x\text{Te}$ в окрестности точки перехода бесщелевой полупроводник – полупроводник с ненулевой запрещенной зоной. [76,77].

Изучение фотоэлектрических эффектов может также послужить эффективным подходом в рамках исследования свойств топологических поверхностных или краевых проводящих состояний в HgTe и твердых растворах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ в области составов, соответствующей инверсному энергетическому спектру ($x < 0.16$). Так, в цикле работ [78-81] изучались фотогальванический эффект и циклотронный резонанс, индуцированные терагерцовым излучением. Было продемонстрировано возникновение циркулярного фотогальванического эффекта в квантовых ямах HgTe с толщиной t выше критической в широком диапазоне затворных напряжений в условиях терагерцового фотовозбуждения. Представленная интерпретационная модель эффекта включала в себя оптические переходы между объемными валентной зоной и зоной проводимости и топологическими поверхностными спин-поляризованными состояниями. Эксперименты проводились для пленок с толщиной от 8 нм до 10 мкм.

Мощным инструментом является также изучение фотопроводимости. Как уже отмечалось, использование этого подхода в большинстве 3D топологических изоляторов сопряжено с рядом трудностей, вызванных высокими фоновыми концентрациями носителей заряда в объеме. Однако, в силу сравнительно низких объемных концентраций в $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ исследование фотопроводимости может послужить эффективным подходом для изучения особенностей электронного транспорта в топологических состояниях.

Таким образом, можно говорить о том, что энергетический спектр твердых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ достаточно хорошо изучен. Следует отметить, что систематическое изучение транспортных свойств в равновесных условиях и в условиях фотовозбуждения проводилось для области составов $x > \sim 0.2$, что обусловлено прикладными аспектами. В то же время необходимо подчеркнуть, что исследование как равновесного, так и фотоиндуцированного транспорта в

топологических фазах на основе HgTe проводилось, в основном, для квантовых ям. Тогда как вопрос о том, в какой мере формирование топологических состояний влияет, а возможно, и определяет электронный транспорт в условиях терагерцового фотовозбуждения в объемном $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с инверсным энергетическим спектром ($x < 0.16$), остается открытым.

Глава 2. Исследованные образцы и методика эксперимента

2.1. Синтез пленок HgCdTe методом молекулярно-лучевой эпитаксии

Образцы на основе HgTe, исследованные в данной работе, были синтезированы в Институте физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН методом МЛЭ с помощью ростового комплекса типа «Катунь–В», целенаправленно модернизированного для работы с Hg-содержащими реактивами [82]. Контроль процесса роста осуществлялся с помощью эллипсометрии. В процессе синтеза контролировались основные эллипсометрические параметры Δ и ψ , определяющие соотношения фаз и амплитуд различных компонент отраженной от поверхности образца электромагнитной волны, поляризованных в перпендикулярных направлениях. Эти параметры позволяли определить гладкость поверхности образца и его состав. Для оценки состава синтезируемого твердого раствора $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ была определена калибровочная функция $\psi(x)$, параметрически зависящая от условий синтеза [82, 83].

Исследованные образцы были синтезированы методом МЛЭ на подложке полуизолирующего GaAs с кристаллографической ориентацией [013]. Рабочий слой гетероструктур представлял из себя твердый раствор $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. Мольная доля Cd x для различных образцов варьировалась в диапазоне от 0.126 до 0.175. Для согласования постоянных решетки подложки и рабочего слоя гетероструктуры был использован ряд буферных слоев – ZnTe, CdTe и варизонный слой $\text{Hg}_{1-y}\text{Cd}_y\text{Te}$. Схематичное расположение слоев в исследованных гетероструктурах, а также распределение состава по толщине рабочего слоя представлено на рис. 2.1. В данной работе исследовались пленки $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с составами, соответствующими как прямому расположению энергетических термов ($x > 0.16$), так и инверсному ($x < 0.16$, см. табл. 2.1).

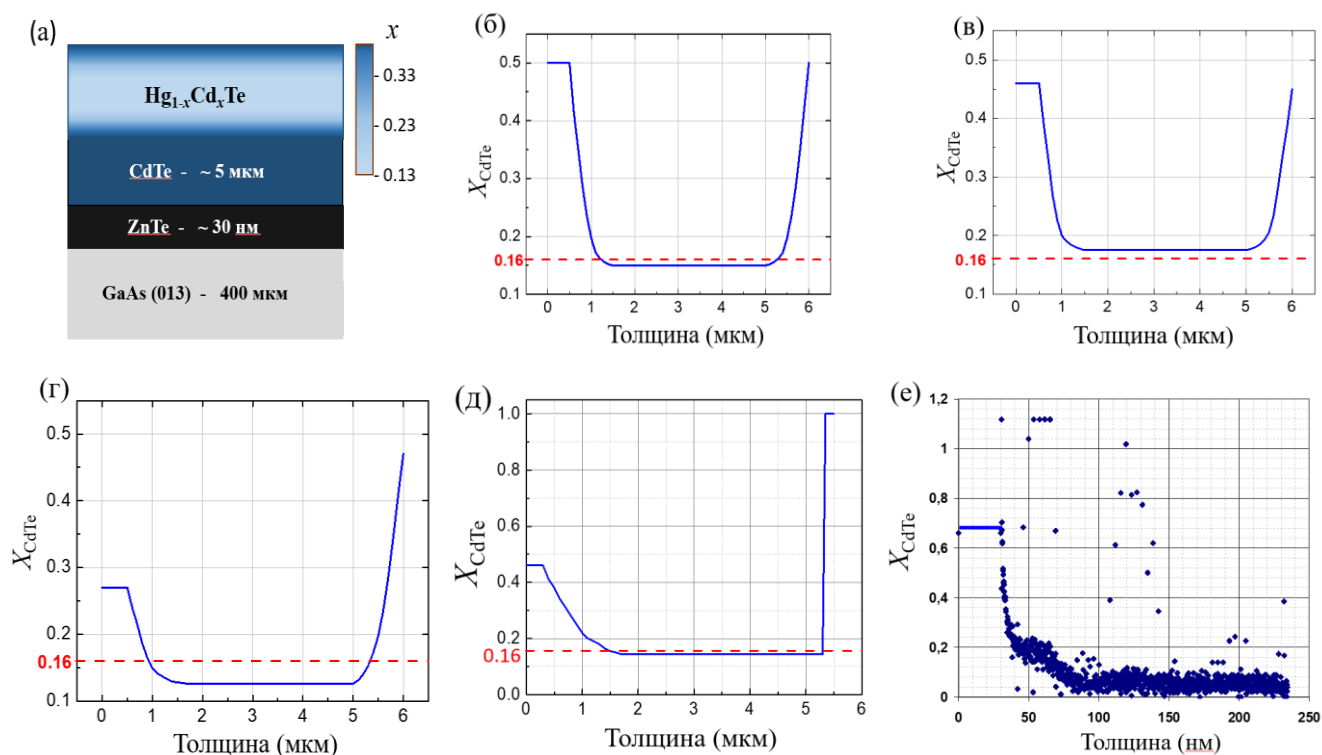


Рис. 2.1. (а) – Схематичное изображение последовательности слоев гетероструктуры с указанием толщины буферных слоев и подложки. (б-е) – Распределение мольной доли Cd x в зависимости от толщины рабочего слоя в твердых растворах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с составами $x = 0.151$ (б), 0.175 (в), 0.126 (г), 0.144 (д) и 0.04 (е).

Таблица 2.1. Содержание Cd x в синтезированных методом МЛЭ образцах твердых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$.

№ структуры	x	Порядок расположения энергетических термов
160226	0.175	Прямой
160229	0.151	Инвертированный
160301	0.131	Инвертированный
160303	0.126	Инвертированный
190327	0.144	Инвертированный
180417	0.04	Инвертированный

2.2. Подготовка образцов к транспортным и фотоэлектрическим измерениям

Подготовка образцов к транспортным и фотоэлектрическим измерениям осуществлялась в несколько этапов. На базе оборудования ЦКП ФИАН производилось изготовление образцов различных форм и размеров методами оптической фотолитографии с последующим химическим травлением. Последовательность шагов стандартной процедуры безмасковой фотолитографии, использовавшейся в работе, следующая:

- Создание шаблона структуры в цифровом формате (см. рис. 2.2);
- Нанесение тонкого однородного слоя фоторезиста ФП-2506 на образец с использованием центрифуги;
- Просвечивание фоторезистивного слоя на фотолитографе Heidelberg μ PG 101;
- Проявление засвеченной области фоторезиста с помощью проявителя типа УФП-1Б;
- Химическое травление проявленных областей образца водным раствором HCl (~ 6%) и CrO₃ (~ 0.3 %) со скоростью порядка 10 нм/сек. При необходимости изменения скорости травления массовая доля компонентов раствора могла варьироваться.

Оптическое разрешение фотолитографа модели Heidelberg μ PG 101 на разных режимах работы составляет 1-3 мкм, что в теории позволяет создавать цифровые шаблоны масок с характерными размерами в несколько мкм. Однако, при определении характерных линейных размеров структуры также важно учитывать и необходимую глубину травления образца ввиду ненулевой компоненты скорости горизонтального травления рабочего слоя. Так, при травлении до подложки объемных пленок с суммарной толщиной рабочего слоя

образца и буферных слоев порядка 10-15 мкм, минимальный характерный размер элементов маски должен быть не менее 30 мкм.

Примеры использованных шаблонов приведены на рис. 2.2. Приведенные шаблоны мостиков Холла (рис. 2.2 а, б) характеризуются увеличенным, в сравнении с общепринятой стандартной конфигурацией, числом потенциальных пар контактов. Это позволяло проводить измерения в условиях варьирования вклада объемных носителей заряда в электронный транспорт. С той же целью были изготовлены образцы в геометрии H-bar, типовой шаблон которых представлен на рис. 2.2 (в). Характерные линейные размеры мостика Холла и соединительного перешейка в образцах геометрии H-bar составляли 1 – 5 мм.

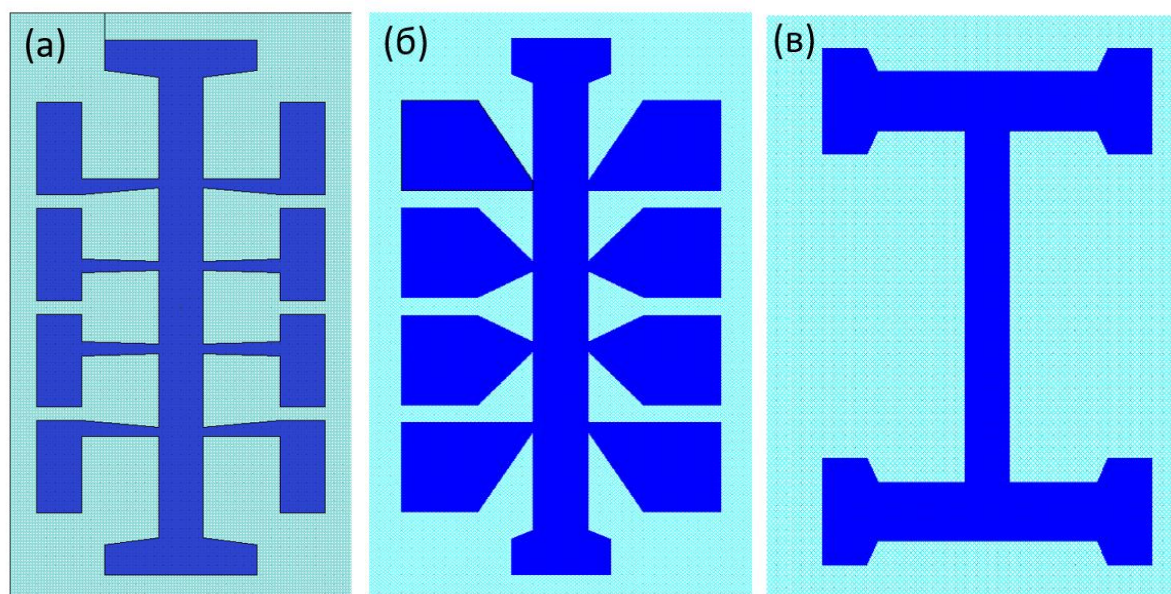


Рис. 2.2. Примеры использованных в процессе фотолитографии цифровых шаблонов в геометрии мостиков Холла (а, б) и геометрии типа H-bar (в).

Впоследствии образец монтировался на DIP панель (см. рис. 2.3). Изготовление контактов к образцу производилось с помощью индиевой пайки.

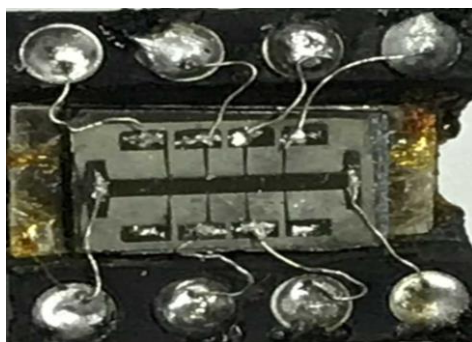


Рис. 2.3. Смонтированный на DIP панель и подготовленный к измерениям транспортных и фотоэлектрических свойств образец гетероструктуры на основе твердого раствора $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$.

С целью варьирования толщины активного слоя структуры ряд исследованных образцов был подвергнут химическому жидкостному травлению в растворах $\text{HCl} + \text{CrO}_3$ или $\text{HBr} + \text{Br}_2$.

2.3. Методика измерения транспортных характеристик

Принципиальная схема экспериментальной установки для измерения транспортных свойств (коэффициента Холла, сопротивления) приведена на рис. 2.4. Криогенная емкость состояла из двух сосудов Дьюара – внешнего (3) и внутреннего (2) – заполнявшихся азотом и гелием соответственно. Вставка (5) с образцом помещалась во внутренний сосуд Дьюара. Образец (7) располагался в герметичной измерительной камере (4,6), заполненной газообразным гелием. Магнитное поле с индукцией до 0.05 Тл создавалось охлаждаемым жидким азотом соленоидом (1). Варьирование температуры в пределах от 4.2 К до 300 К осуществлялось посредством изменения положения измерительной камеры с образцом относительно уровня жидкого гелия во внутреннем сосуде Дьюара. Контроль температуры осуществлялся посредством дифференциальной термопары Cu-CuFe (8). Измерение напряжения Холла и магнетосопротивления на образце проводилось на постоянном токе по 4-контактной схеме.

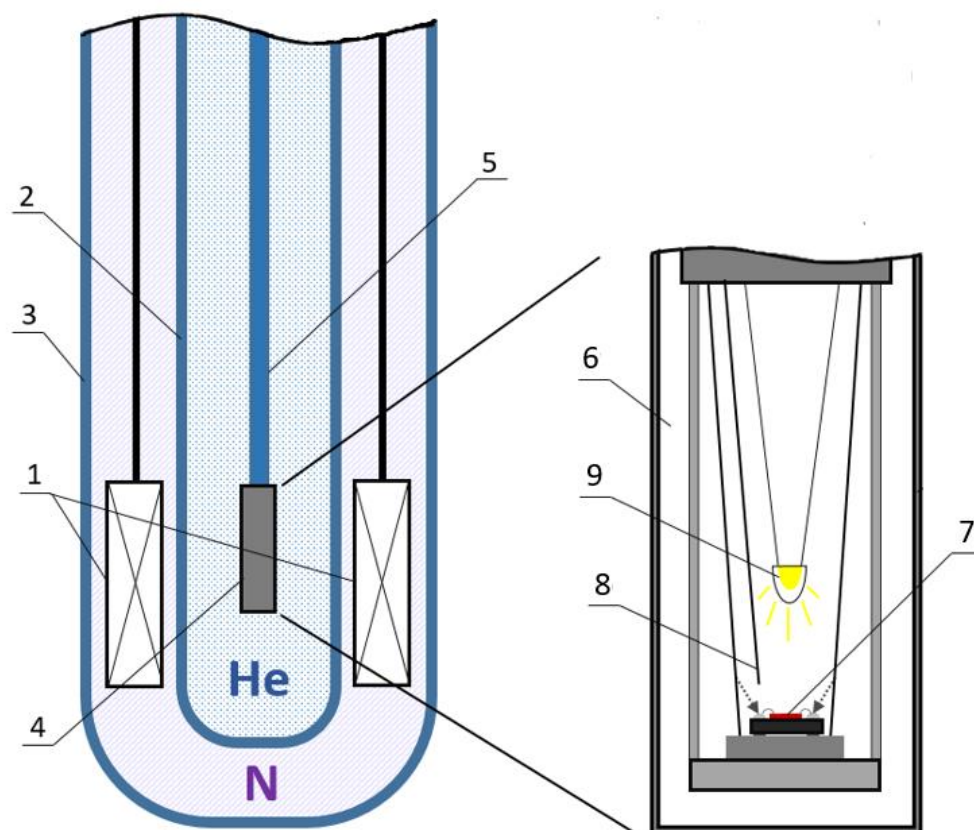


Рис. 2.4. Схематичное изображение установки для исследования гальваномагнитных эффектов. 1 – соленоид; 2 – внутренний сосуд Дьюара; 3 – внешний сосуд Дьюара; 4 – рабочая зона вставки; 5 – вставка; 6 – внутренняя полость вставки; 7 – образец; 8 – термопара; 9 – лампа накаливания/светодиод.

Изучение температурных зависимостей гальваномагнитных свойств проводилось в условиях полного экранирования от фонового излучения (в темновых условиях).

Измерение полевых зависимостей сопротивления Холла и магнетосопротивления проводилось при температуре $T = 4.2$ К с помощью аналогичной экспериментальной установки. Магнитное поле создавалось при помощи сверхпроводящего магнита, помещенного во внутренний сосуд Дьюара, наполненный жидким гелием. Индукция магнитного поля могла варьироваться вплоть до 4 Тл. Измерения также производились на постоянном токе по 4-контактной схеме.

2.4. Методика исследования терагерцовой фотопроводимости

Изучение терагерцовой фотопроводимости проводилось в терагерцовом центре Университета Регенсбурга (Германия). Принципиальная схема установки приведена на рис. 2.5. Основными компонентами измерительного комплекса являются терагерцовый высокоинтенсивный лазер, работающий в импульсном режиме, заполняемый жидким гелием оптический криостат, помещенный внутрь криостата сверхпроводящий магнит, а также блок контрольно-измерительной и вспомогательной аппаратуры.

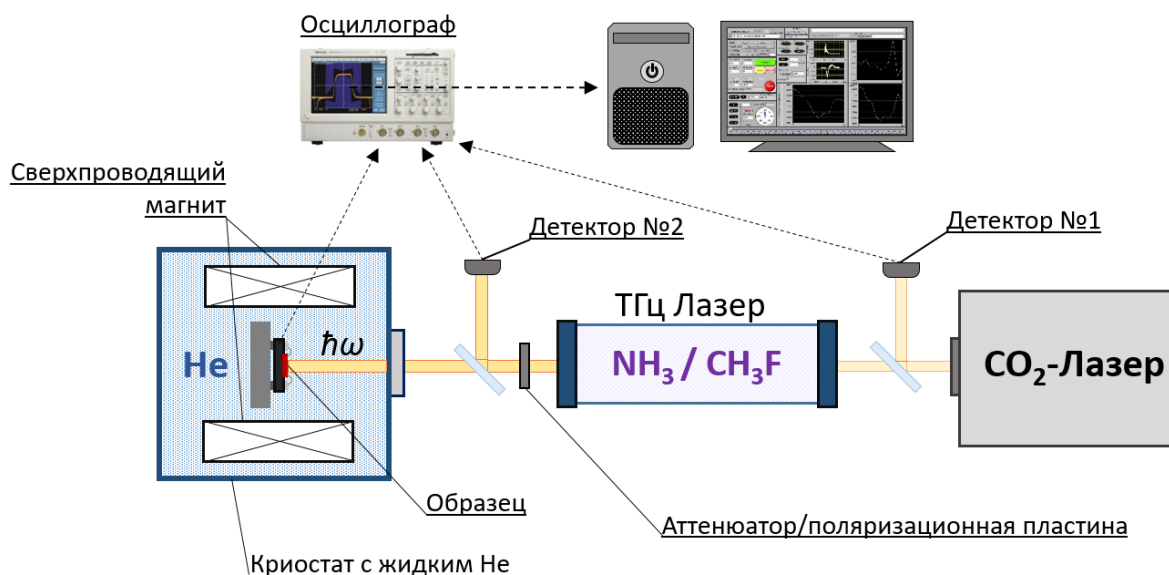


Рис. 2.5. Принципиальная схема измерительного комплекса для изучения терагерцовой фотопроводимости.

В качестве источника терагерцового излучения использовалась связка CO₂-лазера и молекулярного газового лазера. CO₂-лазер использовался в качестве оптической накачки. Его излучение в среднем ИК диапазоне стимулировало вибрационно-вращательные переходы молекул рабочего вещества газового лазера. В результате вращательных переходов возбужденных молекул газа было получено линейно поляризованное стимулированное излучение в терагерцовом спектральном диапазоне, частота которого зависела от выбора рабочего вещества

и давления газа. Спектральные линии стимулированного излучения использованных газов NH_3 , CH_3F , D_2O в терагерцовом диапазоне приведены на рис. 2.6. Используемые в работе частоты $f = 3.3, 2.02, 1.07$ и 0.6 ТГц соответствуют длинам волн 90, 148, 280 и 496 мкм.

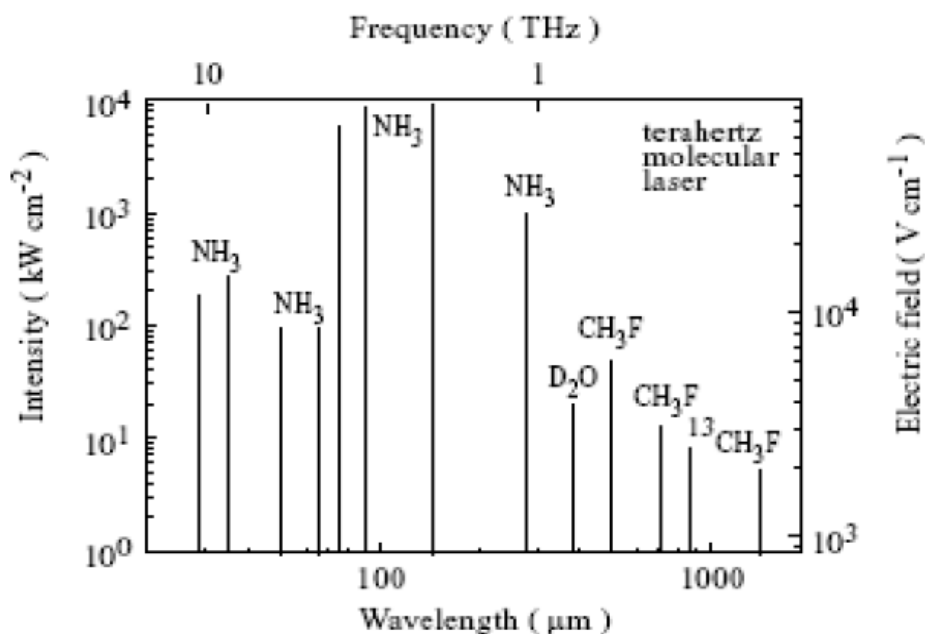


Рис. 2.6. Спектральные линии стимулированного излучения различных рабочих веществ газового лазера – NH_3 , CH_3F , D_2O – в терагерцовом спектральном диапазоне. [84]

Длительность лазерного импульса составляла порядка 100 нс. Профили импульсов терагерцового лазерного излучения для использованных в работе частот представлены на рис. 2.7. Максимальная мощность падающего излучения на образец не превышала ~ 10 кВт и варьировалась с помощью набора откалиброванных аттенюаторов. Мощностные коэффициенты ослабления аттенюаторов из тефлона, текстолита и черного полиэтилена приведены в табл. 2.2. Зависимость интенсивности излучения от расстояния от центра пятна описывалась нормальным распределением. Эффективный размер пятна падающего излучения зависел от частоты и не превышал 0.1 см^2 . Положение пятна на образце могло быть изменено как посредством движения вставки в криостате, так и с помощью набора

вспомогательных зеркал. Для контроля и изменения поляризации терагерцового излучения использовались пластинки $\lambda/4$ и $\lambda/2$.

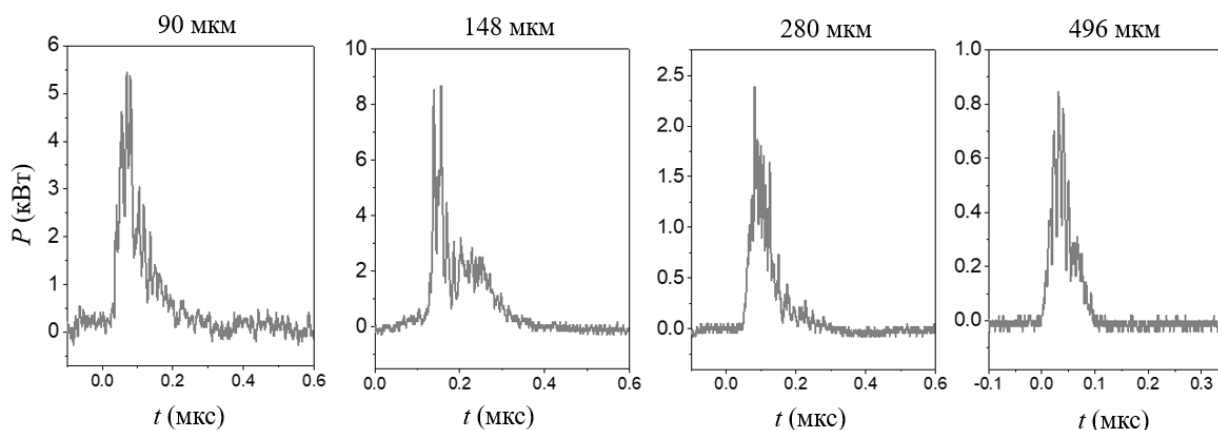


Рис. 2.7. Кинетики лазерных импульсов терагерцового излучения с длинами волн $\lambda = 90, 148, 280$ и 496 мкм.

Таблица 2.2. Мощностные коэффициенты ослабления тефлоновых, текстолитовых и полиэтиленовых аттенюаторов.

Аттенюатор	90 мкм	148 мкм	280 мкм	496 мкм
Тефлон, 3мм	2.35	1.54	1.25	-
Тефлон, 5 мм	3.25	1.87	1.4	-
Черный полиэтилен	3.43	5.74	2.28	-
Текстолит	-	-	-	6.67

Для контроля лазерного излучения и автоматизации эксперимента использовались вспомогательные детекторы. Так, детектор №1, регистрирующий излучение на выходе из CO_2 -лазера, предназначен для синхронизации лазерного излучения и измерительного оборудования посредством внешней триггерной цепи.

Детектор №2 служил для измерения профиля и интенсивности падающего терагерцового излучения.

Для осуществления измерений вставка с образцом помещалась непосредственно в герметичный криостат, заполняемый жидким гелием, с прозрачными как в видимом, так и терагерцовом диапазоне кварцевыми окнами. Температура образца в криостате в процессе измерений составляла 4.2 К. Для проведения измерений в магнитном поле в криостат помещался сверхпроводящий магнит, вектор индукции магнитного поля которого был направлен, как правило, перпендикулярно поверхности образца, а величина магнитных полей не превышала 4 Тл. Варьирование положения образца в криостате осуществлялось путем перемещения и вращения вставки вокруг вертикальной оси на произвольный угол.

Напряжение смещения на образце обеспечивалось посредством батареи с известным вольтажом и нагрузочного сопротивления различной величины (от 100 Ом до 100 кОм), служащего для регулировки силы тока, протекающего через образец. Непосредственное измерение фотопроводимости в образце осуществлялось по 4-контактной схеме на закрытом входе высокоскоростного многоканального осциллографа, согласование нагрузки на входе которого было осуществлено посредством подсоединения параллельно образцу резистора с сопротивлением 50 Ом. Для увеличения амплитуды полезного сигнала в ряде экспериментов в измерительную цепь также мог быть включен усилитель. Принципиальная схема подключения исследуемого образца в измерительную цепь показана на рис. 2.8.

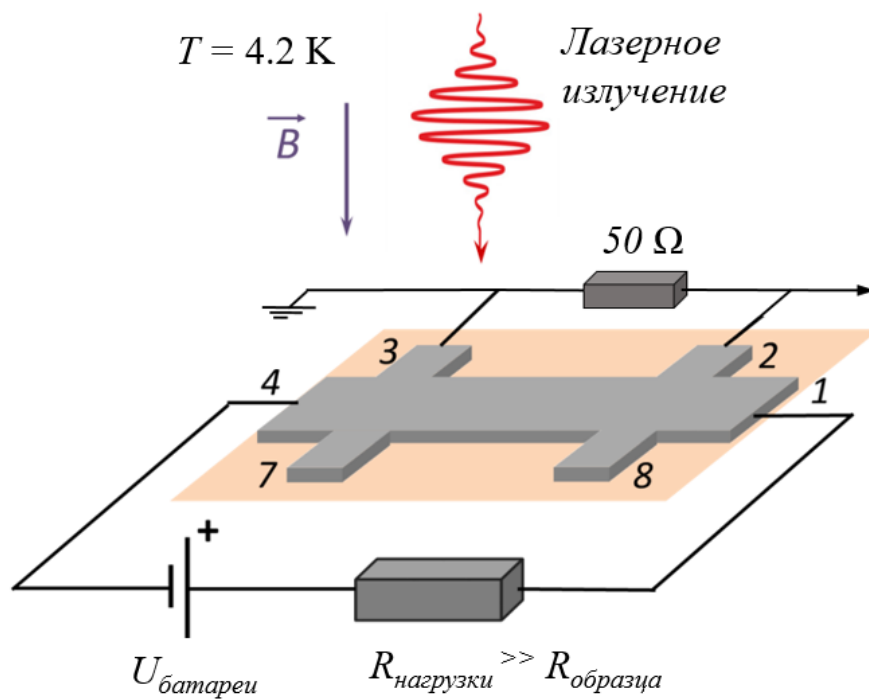


Рис. 2.8. Схема подключения образца к измерительной цепи комплекса по исследованию терагерцовой фотопроводимости.

Глава 3. Проводимость и фотопроводимость эпитаксиальных слоев $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ в окрестности точки инверсии энергетических зон

3.1. Электрофизические и гальваномагнитные свойства - экспериментальные результаты

Для анализа фотоиндуцированных электронных явлений в описанных в п. 2.1, 2.2 структурах необходимо предварительное исследование их транспортных свойств в условиях равновесия. Так, были изучены гальваномагнитные эффекты – эффект Холла и магнетосопротивление, были получены температурные зависимости концентрации $n(T)$, подвижности $\mu(T)$, удельного сопротивления $\rho(T)$, а также полевые зависимости удельного сопротивления. Все образцы обладали n -типом проводимости. Расчет основных параметров электронного транспорта – n , μ – осуществлялся в рамках простейшей модели полупроводника с одним типом носителей заряда.

На рис. 3.1. представлены температурные зависимости удельного сопротивления ρ образцов с составами $x = 0.126, 0.131, 0.151, 0.175$. Характер зависимости $\rho(T)$ качественно отличается для образцов с прямым и инверсным расположением энергетических зон. Для образцов с составами $x = 0.126, 0.131$ и 0.151 в области низких температур наблюдается снижение удельного сопротивления ρ по мере увеличения температуры. Монотонное уменьшение удельного сопротивления в области температур $T < \sim 100$ К сменяется монотонным ростом ρ в высокотемпературной области вплоть до комнатной температуры. Минимумы зависимостей $\rho(T)$ для образцов с составами $x = 0.126, 0.131, 0.151$ наблюдаются при температурах $T \sim 80 - 100$ К и соответствуют точкам инверсии энергетических зон.

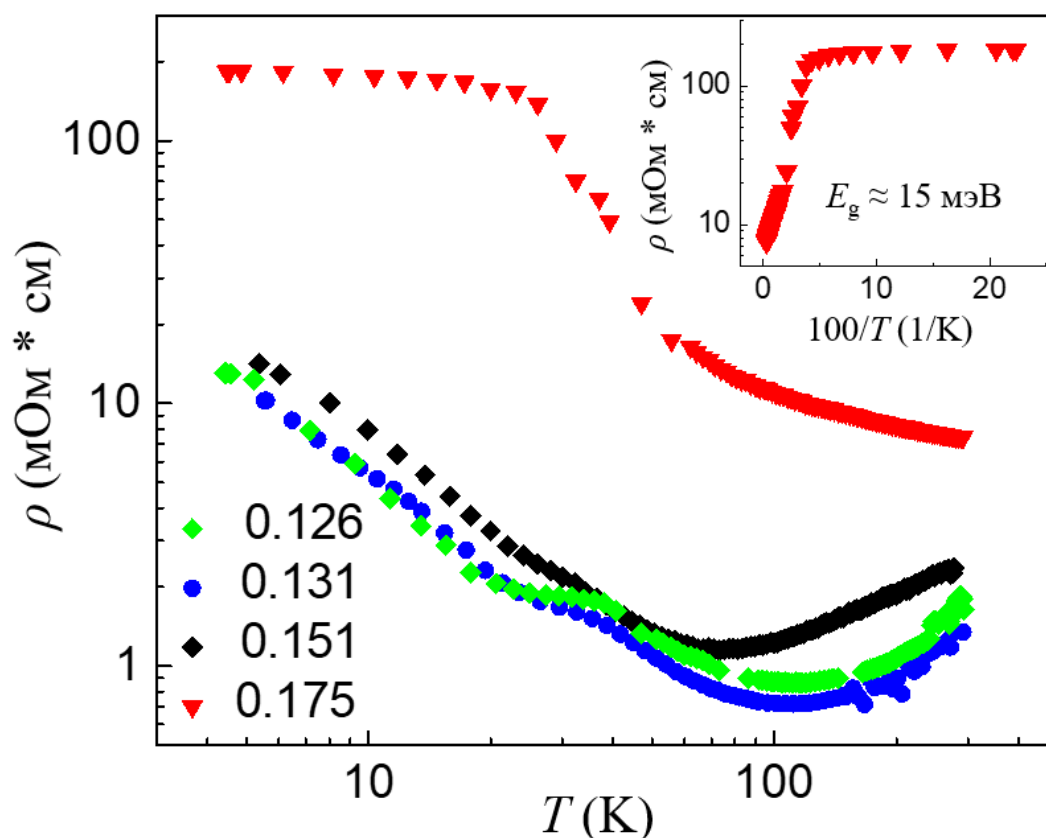


Рис. 3.1. Температурная зависимость удельного сопротивления ρ в образцах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с различными составами x . На вставке представлена зависимость ρ от обратной температуры $100/T$ для образца с составом $x = 0.175$.

Температурная зависимость $\rho(T)$ образца с составом $x = 0.175$ не содержит ярко выраженных экстремумов и характеризуется наличием продолжительного активационного участка при $T > \sim 20$ К. Определенная, исходя из приведенной зависимости, термическая ширина запрещенной зоны E_g составляет ~ 15 мэВ, что согласуется с оценкой, полученной из эмпирического соотношения для расчета $E_g(x, T)$ (1.6).

На рис. 3.2 приведены температурные зависимости концентрации носителей заряда в образцах с различными составами x .

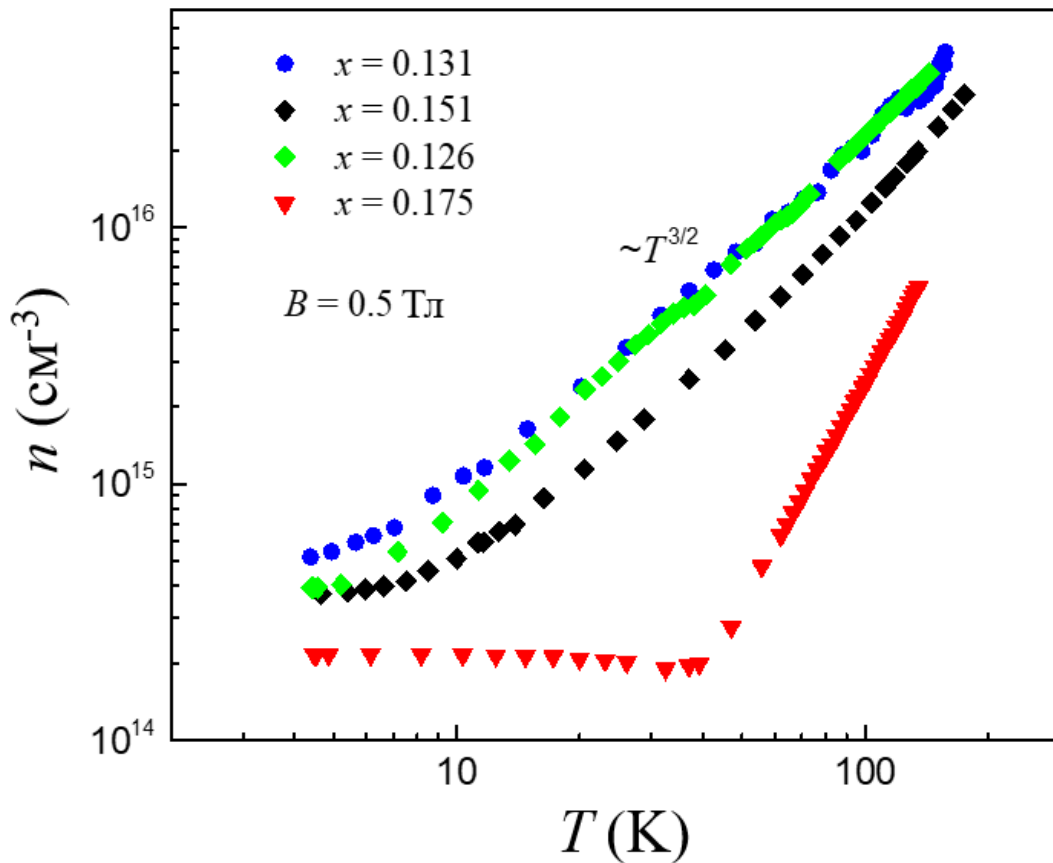


Рис. 3.2. Температурная зависимость концентрации носителей заряда n в образцах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с составами $x = 0.126, 0.131, 0.151, 0.175$.

Температурная зависимость концентрации носителей заряда n в образце с прямым расположением энергетических зон имеет продолжительное плато в области низких температур (4.2 К – 35 К), обусловленное тем, что даже при гелиевых температурах содержащиеся в структуре примеси находятся в ионизированном состоянии. Температурные зависимости концентраций носителей заряда в образцах с инверсным энергетическим спектром в низкотемпературной области демонстрируют монотонный рост. Начиная с $T \sim 10$ К, в образцах с составами $x = 0.126, 0.131$ и 0.151 увеличение концентрации при росте температуры происходит по близкой к $T^{3/2}$ зависимости. Такой характер зависимости типичен для бесщелевых полупроводниковых соединений с вырожденной статистикой электронов [10].

Температурные зависимости подвижности носителей заряда μ в образцах с прямым ($x = 0.175$) и инверсным ($x = 0.126, 0.131, 0.151$) энергетическим спектром представлены на рис. 3.3.

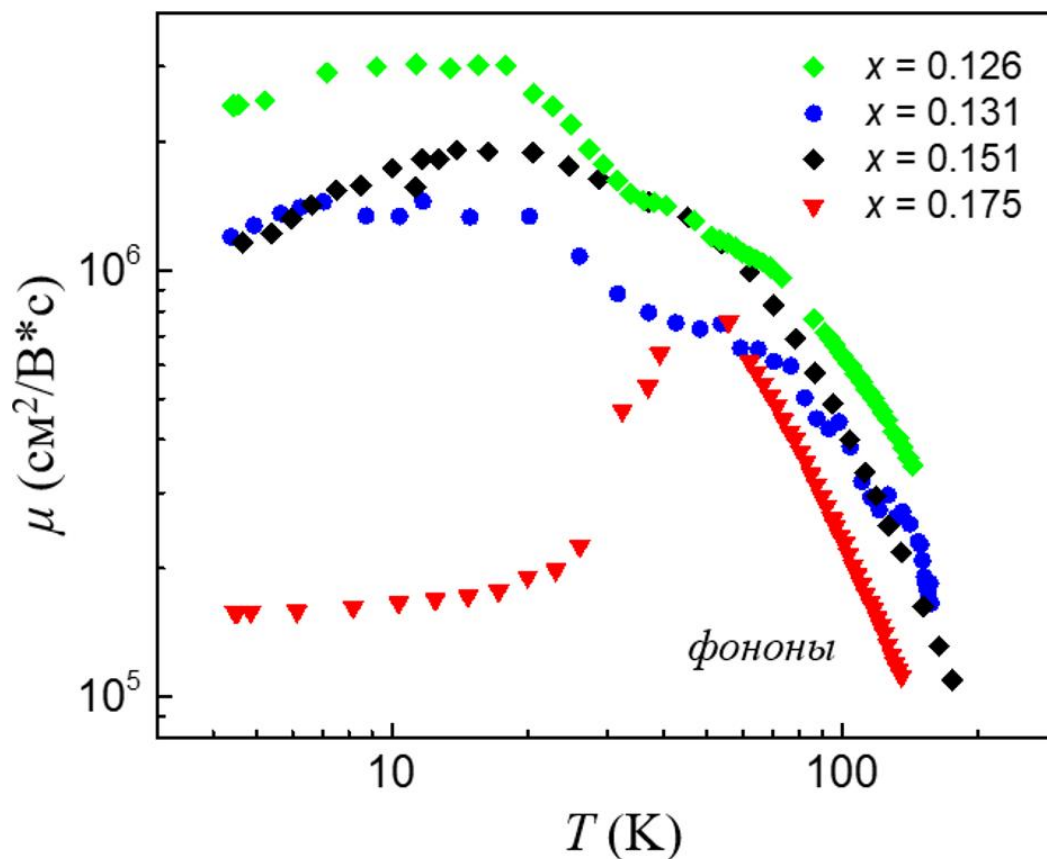


Рис. 3.3. Температурная зависимость подвижности носителей заряда μ в образцах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с различным содержанием Cd $x = 0.126, 0.131, 0.151, 0.175$.

В образцах с прямым энергетическим спектром ($x = 0.175$) температурные зависимости подвижности в области низких температур характеризуются наличием плато. По мере увеличения температуры плато сменяется ростом подвижности, достижением максимума и дальнейшим монотонным спадом. Температурная зависимость подвижности носителей заряда в образцах с инверсным расположением энергетических зон в области низких температур также содержит слабо выраженный экстремум (максимум), проявляющийся, однако, при более низких температурах, нежели в образце с составом $x = 0.175$. В высокотемпературной области зависимость подвижности от температуры для

образцов всех исследованных составов характеризуется монотонным спадом, указывающим на доминирование фононного механизма рассеяния.

На рис. 3.4 приведены зависимости удельного сопротивления от величины магнитного поля в образцах различных составов $x = 0.126$, 0.131 , 0.151 и 0.175 . Измерения проводились при температуре 4.2 К.

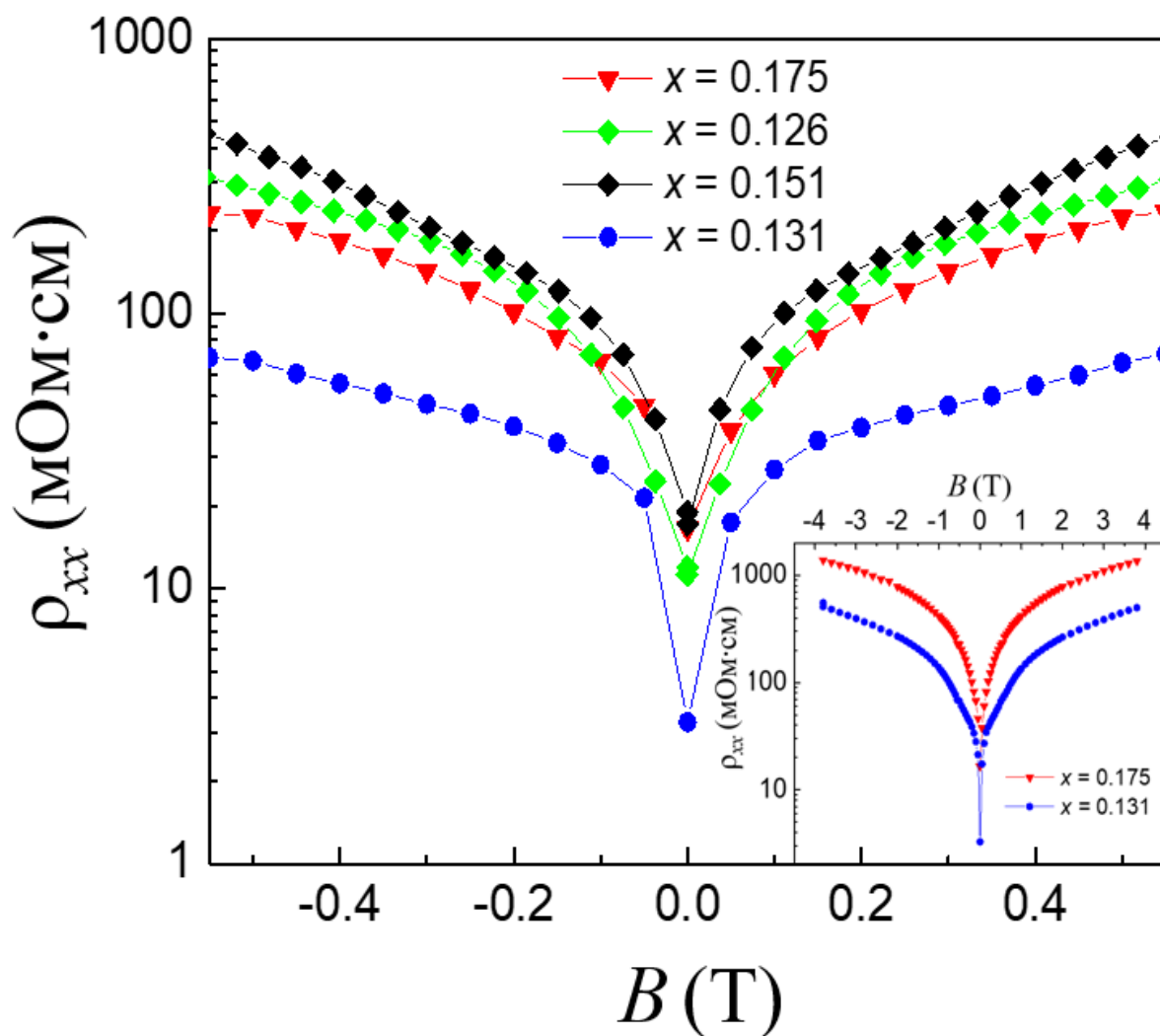


Рис. 3.4. Магнитополевые зависимости продольного удельного сопротивления ρ_{xx} . На вставке приведены зависимости в более широком диапазоне магнитных полей для составов $x = 0.175$ и 0.131 .

Основные транспортные характеристики изучаемых структур при температуре $T = 4.2$ К приведены в таблице 3.1. Все образцы обладали n -типом проводимости. Значения концентраций носителей заряда получены в магнитных

полях $B \sim 0.05$ Тл, исходя из простейшей модели, предполагающей наличие в системе одного типа носителей заряда. Приведенные значения энергии Ферми E_F относительно дна зоны проводимости рассчитывались в рамках двухзонного приближения с помощью соотношения (1.11).

Табл. 3.1. Основные параметры электронного переноса в образцах $Hg_{1-x}Cd_xTe$ при $T = 4.2$ К.

Состав x	$n, 10^{14} \text{ см}^{-3}$	$\mu, 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$	$\rho, \text{ мОм}\cdot\text{см}$	$E_F, \text{ мэВ}$
0.175	4.1	0.6	23	9
0.151	3.7	1.16	14	7
0.144	13.5	0.61	7.5	11
0.131	5.2	1.2	10	4
0.126	3.8	1.2	12	2
0.04	34	0.1	20	4

3.2. Терагерцовая фотопроводимость в отсутствие магнитного поля

Изучение терагерцовой фотопроводимости в пленках $Hg_{1-x}Cd_xTe$ различного состава проводилось в условиях фотовозбуждения на длинах волн 90, 148, 280 и 496 мкм, при температуре 4.2 К. Принципиальная схема измерений приведена на рис. 2.8. Более подробное описание методики эксперимента приведено в п. 2.4.

На рис. 3.5. приведены кинетики терагерцового фотоотклика в образцах с составами $x = 0.131, 0.151$ и 0.175 , стимулированного терагерцовым излучением с длинами волн $\lambda = 90$ (а), 148 (б), 280 (в) и 496 мкм (г). Кинетики фотопроводимости в образцах $Hg_{1-x}Cd_xTe$ с составами $x = 0.131$ и 0.126 (не показаны на рисунке) практически совпадают. Знак фотопроводимости $\Delta\sigma$ совпадает со знаком представленного на рисунках фотоотклика ΔU .

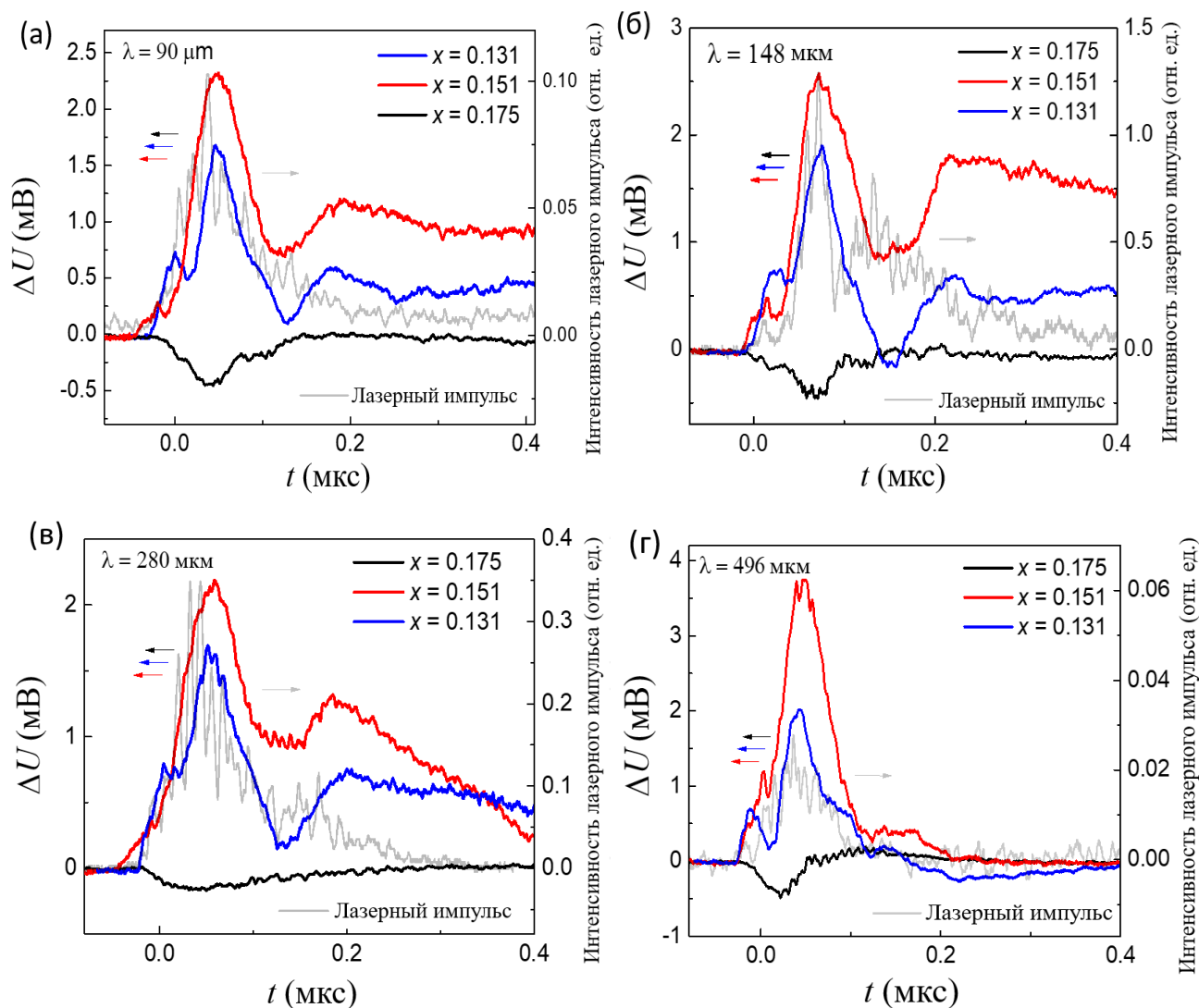


Рис. 3.5. Кинетики фотоотклика в образцах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с составами $x = 0.131$, 0.151 и 0.175, измеренные в условиях фотовозбуждения на различных длинах волн – 90 (а), 148 (б), 280 (в) и 496 мкм (г). Кинетики серого цвета соответствуют профилю интенсивности лазерного импульса.

Приведенные на рис. 3.5 кинетики характеризуются сложным профилем и, по-видимому, определяются совокупностью нескольких процессов, которым соответствуют различные характерные времена релаксации. В частности, видно, что помимо быстрой компоненты, профиль которой совпадает с профилем интенсивности падающего излучения, наблюдается также задержанная компонента со значительно более высоким значением характерного временного параметра [A1, A2, A7].

Важным обстоятельством является тот факт, что фотопроводимость, непосредственно следующая за фронтом лазерного импульса, имеет различный знак в образцах с прямым и инверсным спектром. А именно, в образцах с инверсным спектром ($x < 0.16$) быстрая компонента фотопроводимости положительна, т.е. соответствует уменьшению сопротивления в условиях фотовозбуждения, тогда как в образцах с прямым порядком энергетических зон ($x = 0.175$) фотопроводимость имеет отрицательный знак, отвечающий увеличению сопротивления образца под действием терагерцовых лазерных импульсов.

На рис. 3.6 приведены кинетики терагерцового фотоотклика, индуцированного излучением на длине волны 148 мкм различной интенсивности.

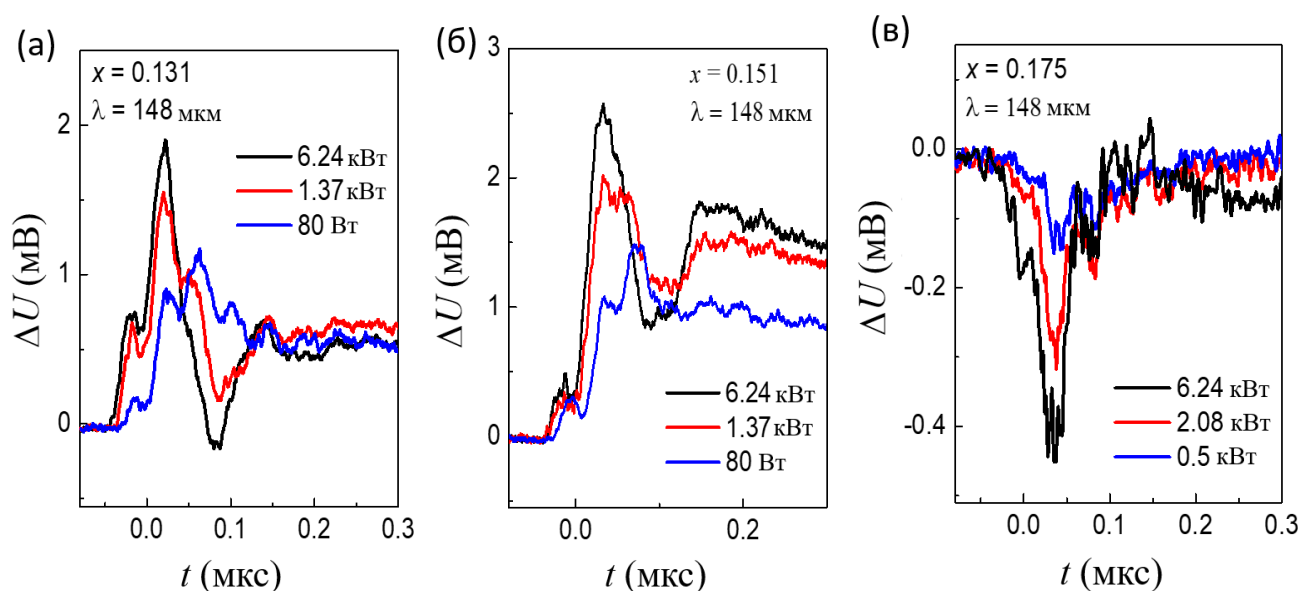


Рис. 3.6. Кинетики фотоотклика в образцах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с составами $x = 0.131$ (а), 0.151 (б) и 0.175 (в), стимулированного терагерцовым импульсным излучением различной интенсивности на длине волны 148 мкм.

Приведенные на рис. 3.6 кинетики фотопроводимости для различных значений интенсивности падающего излучения указывают на то, что уменьшение мощности падающего излучения на два порядка не приводит к качественному изменению кинетики фотопроводимости в образцах на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ как с прямым, так и инверсным энергетическим спектром.

Важно отметить, что фотогальванические эффекты, возникающие под действием стимулирующего излучения в отсутствие напряжения смещения на образце, либо отсутствовали, либо исключались из анализа путем изменения полярности приложенного электрического поля на противоположную. На рис. 3.7 представлены кинетики фотоотклика, измеренные при приложении напряжения смещения противоположных полярностей, а также в отсутствие приложенного к образцу электрического поля.

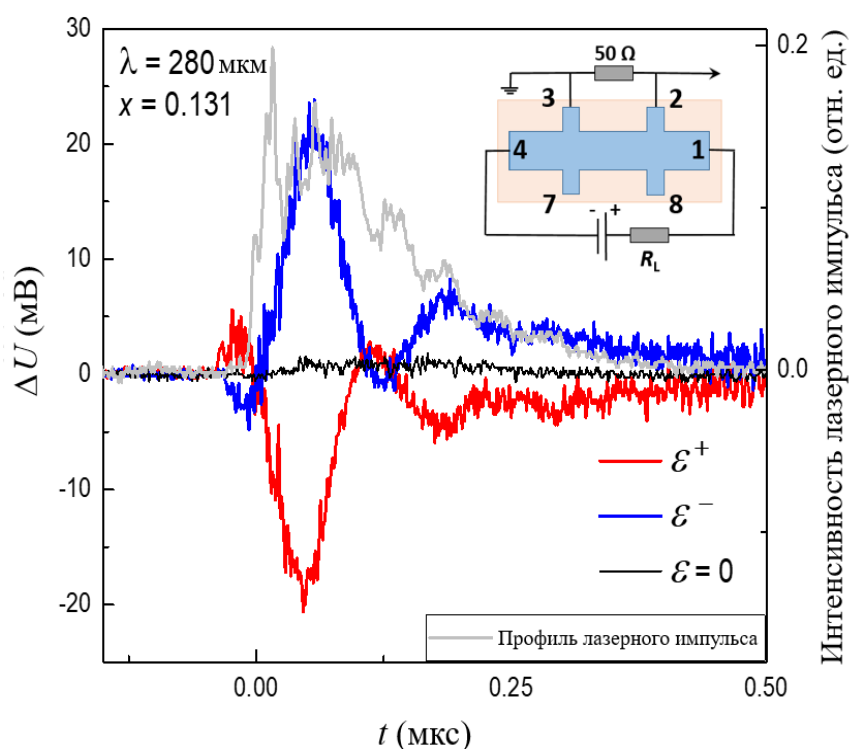


Рис. 3.7. Кинетики фотоотклика, измеренные при противоположных полярностях напряжения смещения, а также в отсутствие приложенного электрического поля. Схематичное отображение геометрии образца и измерительной цепи в случае положительной полярности батареи приведено на вставке.

Видно, что изменение полярности батареи на источнике питания образца на противоположную приводит к инверсии знака фотоотклика, а в отсутствие напряжения смещения фотоэлектрического сигнала не наблюдается. Таким образом, приведенные зависимости иллюстрируют отсутствие или, по крайней

мере, пренебрежимую малость вклада фотовольтаических эффектов в результирующий отклик.

3.3. Обсуждение результатов

Терагерцовая фотопроводимость в структурах на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ как с прямым, так и с инверсным спектром характеризуется сложной кинетикой. Наряду с быстрым откликом, практически повторяющим форму возбуждающего импульса, наблюдается задержанный фотоотклик. Такая кинетика фотоотклика в наиболее простом представлении может быть описана как суперпозиция нескольких (по крайней мере двух) электронных процессов, которым отвечают различные временные характеристики [A1, A2, A7]

Задержанная фотопроводимость может быть обусловлена различными причинами. Случайные флуктуации локального потенциала в неоднородных образцах могут приводить к пространственному разделению неравновесных носителей заряда и возникновению рекомбинационных барьеров [85]. В случае легирования полупроводников долговременные релаксационные процессы могут быть связаны с образованием DX -центров [86] или DX -подобных примесных центров [87]. Кроме того, наличие остаточной примеси в исследованных твердых растворах может обуславливать формирование центров захвата и прилипания, что также приведет к возникновению задержанной компоненты фотоотклика [88].

Остановимся подробнее на быстрой компоненте терагерцовой фотопроводимости. Прежде всего, следует обратить особое внимание на смену знака фотопроводимости при переходе через точку инверсии энергетического спектра. Это указывает на качественное различие микроскопических процессов, ответственных за проявление отрицательной и положительной фотопроводимости в тривиальной и топологической фазах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. Инструментом для определения

механизмов реализации неравновесного транспорта в твердых растворах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ может послужить анализ квантового выхода наблюдаемых эффектов.

На рис. 3.8 приведены зависимости максимального значения модуля относительной фотопроводимости $|\Delta\sigma/\sigma_0|$ (σ_0 – проводимость в отсутствие фотовозбуждения, $\Delta\sigma$ – изменение проводимости под действием лазерного излучения) в образцах твердых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ различных составов от числа падающих на поверхность структуры в единицу времени квантов терагерцового излучения.

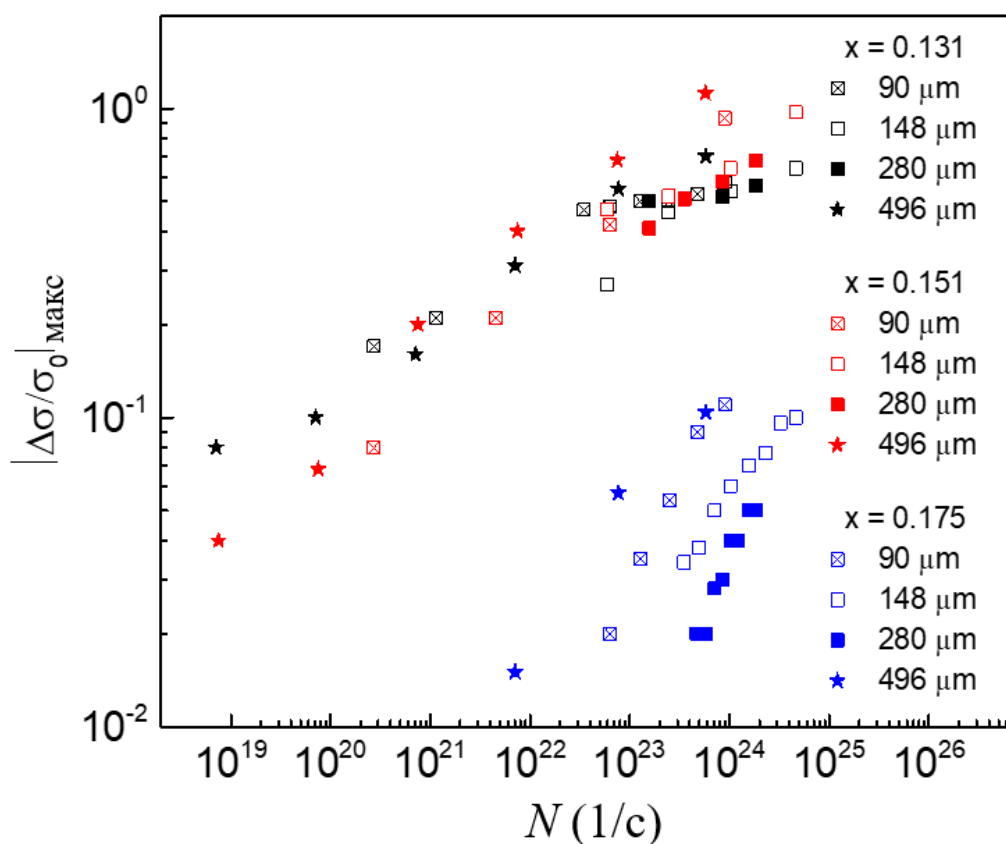


Рис. 3.8. Зависимость модуля относительной фотопроводимости $|\Delta\sigma/\sigma_0|$ от количества фотонов N , падающих на поверхность образца в единицу времени, в твердых растворах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с составами $x = 0.131$ (черный), 0.151 (красный) и 0.175 (синий). Различные виды символов отвечают различным длинам волн возбуждающего излучения (90, 148, 280 и 496 мкм) [A1].

Из рис. 3.8 видно, что амплитуда отрицательной фотопроводимости для образцов с прямым порядком энергетических зон ($x = 0.175$) зависит не только от плотности потока квантов, но и от энергии кванта возбуждающего излучения. Наиболее вероятным микроскопическим механизмом реализации эффекта фотопроводимости в образцах с прямым энергетическим спектром является поглощение света на свободных носителях. Снижение подвижности носителей заряда при разогреве электронного газа может происходить как ввиду уменьшения характерного времени жизни носителей с увеличением энергии, так и вследствие увеличения эффективной массы «горячих» электронов. Разогрев электронного газа является беспороговым процессом, а фотопроводимость в этом случае отрицательна и зависит от энергии кванта падающего излучения. Следует отметить, что величина запрещенной зоны в $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с составом $x = 0.175$ составляет $E_g = 15$ мэВ и превышает максимальную энергию кванта падающего излучения $E_{hv} = 13.4$ мэВ ($\lambda = 90$ мкм). Это обстоятельство в совокупности с ненулевой концентрацией носителей заряда в зоне проводимости и эффектом Бурштейна-Мосса указывает на то, что межзонная генерация носителей заряда маловероятна.

Зависимость квантового выхода относительной фотопроводимости в образцах с составами $x = 0.131$ и 0.151 демонстрирует нелинейный характер и подчиняется закону $|\Delta\sigma/\sigma_0| \sim N^\alpha$, где $\alpha \approx 1/4$. Примечательным является тот факт, что представленные на рис. 3.8 зависимости для образцов с инверсным спектром близки для всех использованных частот возбуждающего излучения. Таким образом, есть основания полагать, что терагерцовая фотопроводимость в топологической фазе твердых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ возникает ввиду увеличения концентрации свободных носителей заряда в образце вследствие фотогенерационных процессов. В то же время следует отметить, что в ходе исследований не наблюдалась красная граница положительной фотопроводимости: положительный фотоотклик регистрировался во всех исследованных образцах с инверсным спектром даже в условиях фотовозбуждения излучением с длиной

волны $\lambda = 496$ мкм. Значение энергии кванта излучения в этом случае составляет всего лишь 2.5 мэВ. В то же время энергия Ферми, рассчитанная в рамках двухзонного приближения (см. табл. 3.1), для образца с составом $x = 0.151$ составляет порядка 7 мэВ и превышает энергию кванта 2.5 мэВ.

Необходимо, однако, иметь в виду, что плавный градиент содержания CdTe в твердом растворе вблизи гетерограницы в исследованных структурах может привести к формированию достаточно широкой потенциальной ямы. Как следствие, в области гетерограниц положение уровня Ферми относительно дна зоны проводимости может плавно изменяться по толщине. При этом на некотором удалении от гетеропереходов вглубь активного слоя могут возникать области, в которых уровень Ферми оказывается расположенным достаточно низко, так что процессы фотогенерации в этой области становятся практически беспороговыми (см. рис. 3.9).

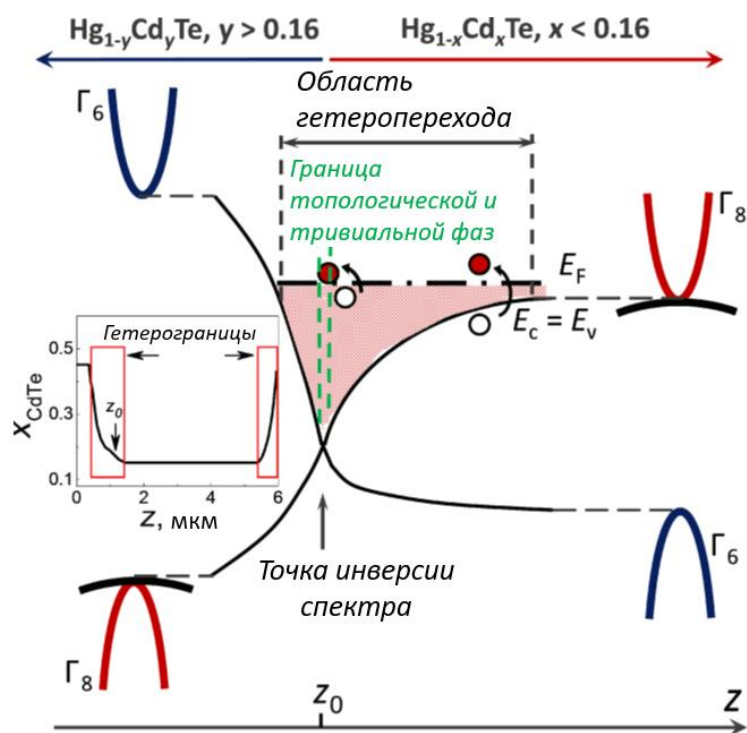


Рис. 3.9. Схематичное изображение перестройки зонного спектра в области плавного гетероперехода, приводящей к формированию потенциальной ямы [A1].

Формирование обогащенных или обедненных слоев на поверхности топологических изоляторов, приводящее к сосуществованию топологических дираковских состояний и двумерного электронного газа продемонстрировано, например, в работе [89].

Таким образом, можно заключить, что фотопроводимость в топологической и тривиальной фазах твердых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ обусловлена различными механизмами. В образцах с прямым энергетическим спектром отрицательная фотопроводимость является следствием разогрева электронного газа носителей заряда. В структурах с инверсным энергетическим спектром нельзя исключить сосуществования фотогенерационных процессов и процессов разогрева газа носителей терагерцовыми импульсами [A1, A7].

Необходимо иметь в виду, что исследуемые образцы представляют собой не монокристаллические полупроводники, а гетероструктуры. В этом случае вносить вклад в транспортные явления, в том числе в неравновесных условиях, могут различные элементы исследуемых структур. Так, не исключено, что на формирование положительного фотоотклика в образцах на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с инверсным спектром могут влиять процессы на гетерограницах между рабочим слоем структуры и широкозонными областями. В частности, вклад в формирование положительной фотопроводимости могут вносить топологические состояния, с необходимостью возникающие на границе раздела топологической и тривиальной фаз.

Глава 4. Терагерцовая фотопроводимость в структурах на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ в магнитном поле

4.1. Асимметричная терагерцовая фотопроводимость в магнитном поле в $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с инверсным энергетическим спектром

Магнитное поле является одним из инструментов управления энергетическим спектром, и, следовательно, транспортными свойствами полупроводника. В настоящей главе представлены результаты изучения терагерцового фотоотклика в структурах на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ в магнитном поле. Приложение магнитного поля различным образом влияет на фотопроводимость в $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с прямым и инверсным расположением энергетических зон.

Во всех исследованных образцах с инверсным энергетическим спектром ($x < 0.16$) терагерцовая фотопроводимость в магнитном поле демонстрирует сложный характер. В частности, регистрируемый отклик оказывается качественно различным при измерениях с различных пар потенциальных контактов и зависящим не только от величины, но и от направления внешнего магнитного поля [A3, A8-A14]. На рис. 4.1 приведены кинетики фотоотклика, измеренные при воздействии излучения с длиной волны $\lambda = 280$ мкм и магнитного поля, в образцах с составами $x = 0.131, 0.151$. Геометрия эксперимента представлена на вставке к рисунку. Направление вектора индукции магнитного поля, указанное на вставке и совпадающее с направлением распространения падающего излучения, условимся считать положительным.

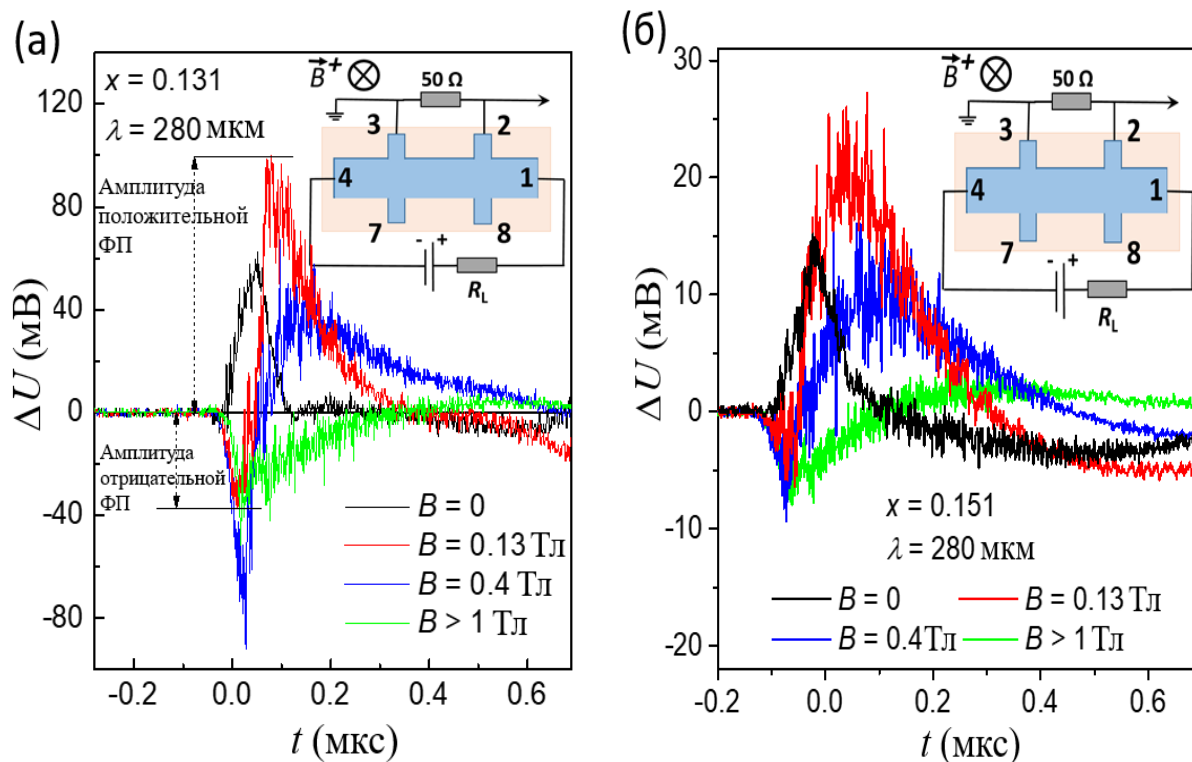


Рис. 4.1. Кинетики фотоотклика в образцах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с составами $x = 0.131$ (а) и 0.151 (б), измеренные в условиях приложения внешнего магнитного поля различной величины. На вставках изображена геометрия и схема подключения образца к измерительной цепи и указано условно положительное направление магнитного поля.

Из рис. 4.1 видно, что кинетика терагерцового фотоотклика при включении магнитного поля существенным образом модифицируется и может быть описана как суперпозиция по крайней мере двух сосуществующих друг с другом компонент – положительной и отрицательной, амплитуды которых для случая $B = 0.13$ Тл обозначены на рис. 4.1 (а). При этом положительная компонента фотоотклика ярко проявляется только в сравнительно слабых магнитных полях ($B < 1$ Тл), а ее амплитуда демонстрирует немонотонное поведение по мере увеличения магнитного поля. Указанные особенности фотопроводимости наблюдаются на различных частотах фотовозбуждающего излучения (см. рис. 4.2)

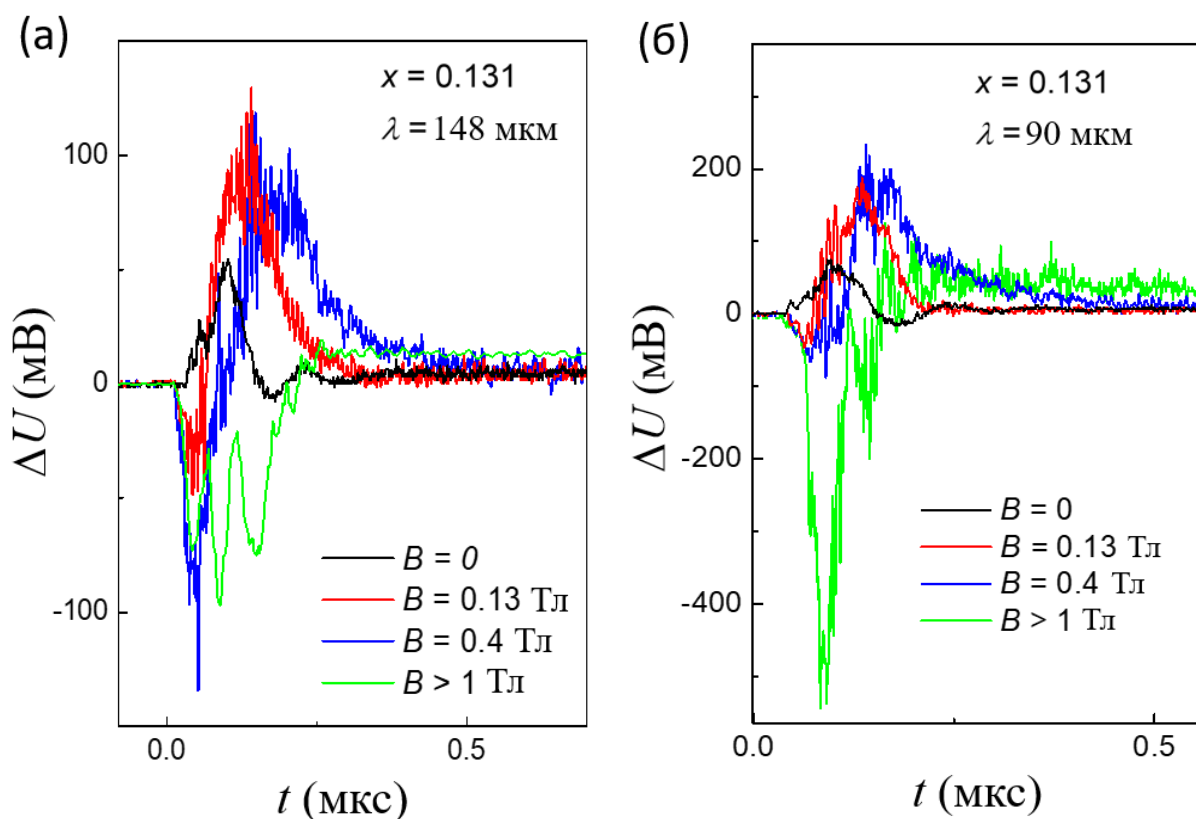


Рис. 4.2. Кинетики фотоотклика в образце $\text{Hg}_{0.87}\text{Cd}_{0.13}\text{Te}$, измеренные в условиях фотовозбуждения с длиной волны $\lambda = 148 \text{ мкм}$ (а) и 90 мкм (б) и приложения магнитного поля различной величины.

Наиболее интересными представляются особенности фотопроводимости в области слабых магнитных полей, при которых наблюдается положительный фотоотклик. В этом случае изменение направления вектора индукции магнитного поля на противоположное приводит к качественному изменению кинетики регистрируемого сигнала. На рис. 4.3 представлены кинетики фотоотклика в образцах с составами $x = 0.131$ и 0.151 , измеренные в условиях приложения внешнего магнитного поля $B = 0.13 \text{ Тл}$ противоположных направлений.

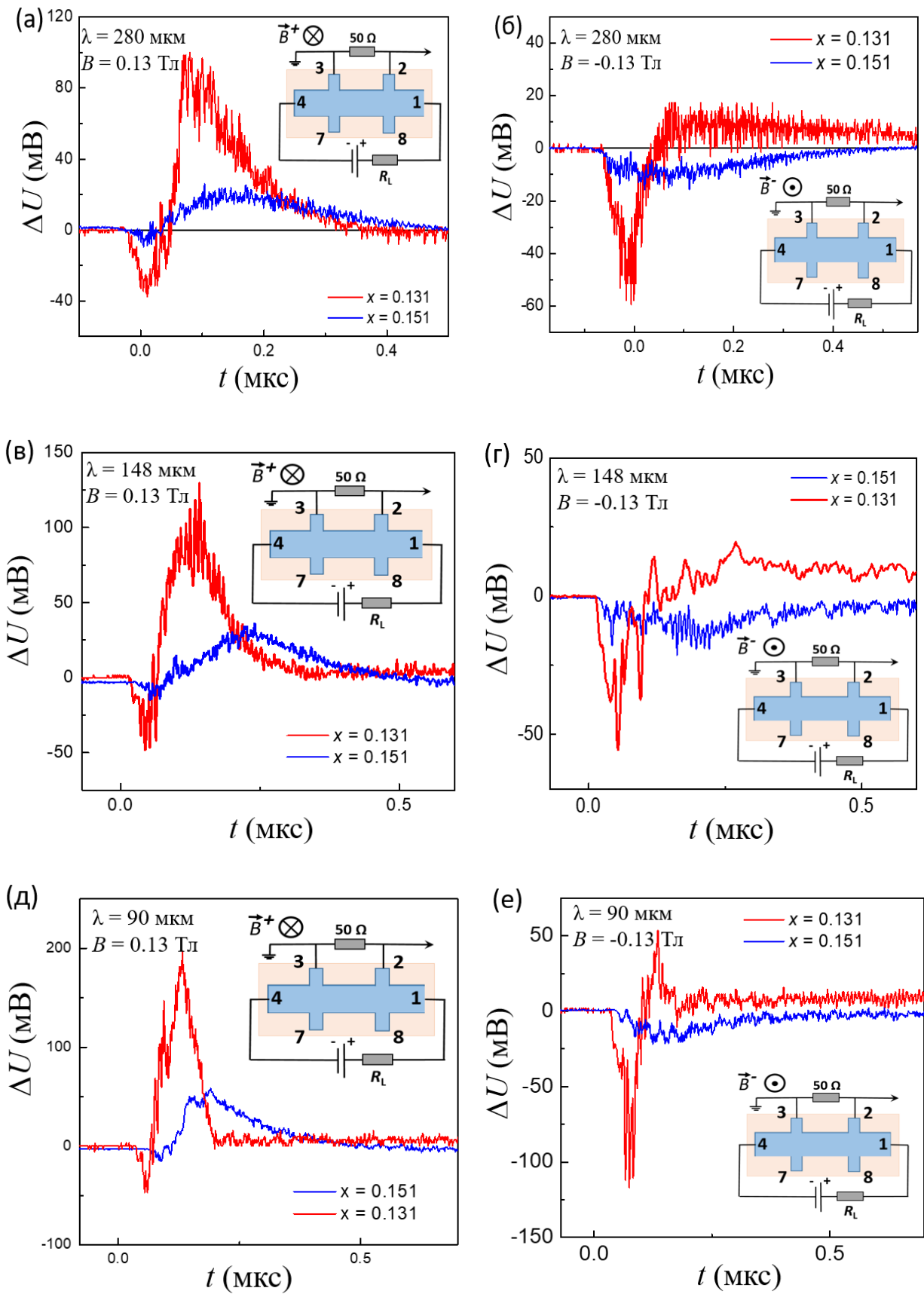


Рис. 4.3. Кинетики фотоотклика, стимулированного возбуждающим терагерцовым излучением с длинами волн $\lambda = 280 \text{ мкм}$ (а, б), 148 мкм (в, г) и 90 мкм (д, е), в

структурах на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с составами $x = 0.131$ (красный) и 0.151 (синий). Фотоотклик измерялся в условиях приложения внешнего положительного магнитного поля $B^+ = 0.13$ Тл (а, в, д) и отрицательного магнитного поля $B^- = -0.13$ Тл (б, г, е). На вставках к рисункам изображены схемы подключения образца к измерительной цепи и указано направление магнитного поля.

Из рис. 4.3 видно, что наблюдаемая в условиях приложения внешнего положительного магнитного поля положительная компонента регистрируемого терагерцового фотоотклика в $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с инверсным спектром при изменении направления магнитного поля на противоположное оказывается практически полностью блокированной. Подавление положительного фотоотклика наблюдалось при всех используемых в работе частотах возбуждающего терагерцового излучения.

Эксперименты показали, что кинетика фотопроводимости в магнитном поле оказывается различной в зависимости от того, как расположены потенциальные контакты на исследуемом образце [А3, А8-А14]. На рис. 4.4 приведены кинетики фотоотклика, зарегистрированного в образцах с $x = 0.131$ и 0.151 в магнитном поле $B = 0.13$ Тл. Измерения проведены в соответствии со схемами, приведенными на вставках. В качестве потенциальных контактов использовалась пара контактов 2-3, расположенная на верхнем краю мостика Холла, и пара контактов 7-8, расположенная на нижнем краю мостика Холла.

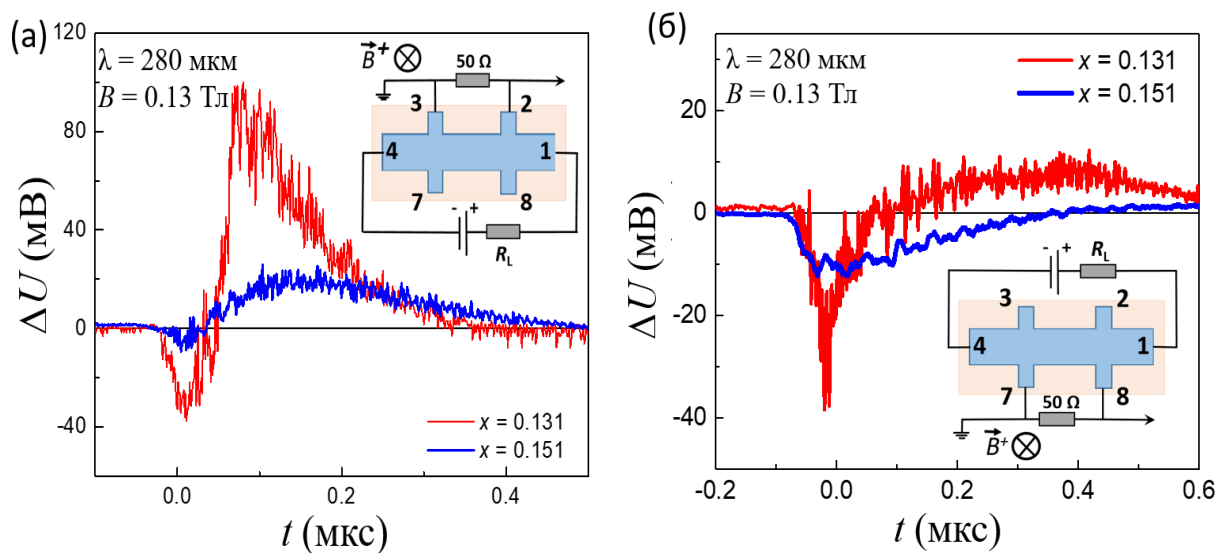


Рис. 4.4. Кинетики фотоотклика, стимулированного терагерцовым излучением с длиной волны $\lambda = 280$ мкм, в твердых растворах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с составами $x = 0.131$ (красный) и 0.151 (синий). Фотоотклик измерялся с различных пар потенциальных контактов – 2-3 (а) и 7-8 (б) – в условиях приложения внешнего магнитного поля $B = 0.13$ Тл. На вставках к рисункам изображены схемы подключения образца к измерительной цепи и указаны номера контактов на образце.

Приведенные на рис. 4.4 результаты свидетельствуют о том, что в топологической фазе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ в условиях приложения внешнего положительного магнитного поля положительная компонента терагерцового фотоотклика блокируется при смене пары потенциальных контактов на зеркально-противоположные (с 2-3 на 8-7). Это наблюдается при фотовозбуждении излучением с различными длинами волн (см. рис. 4.5)

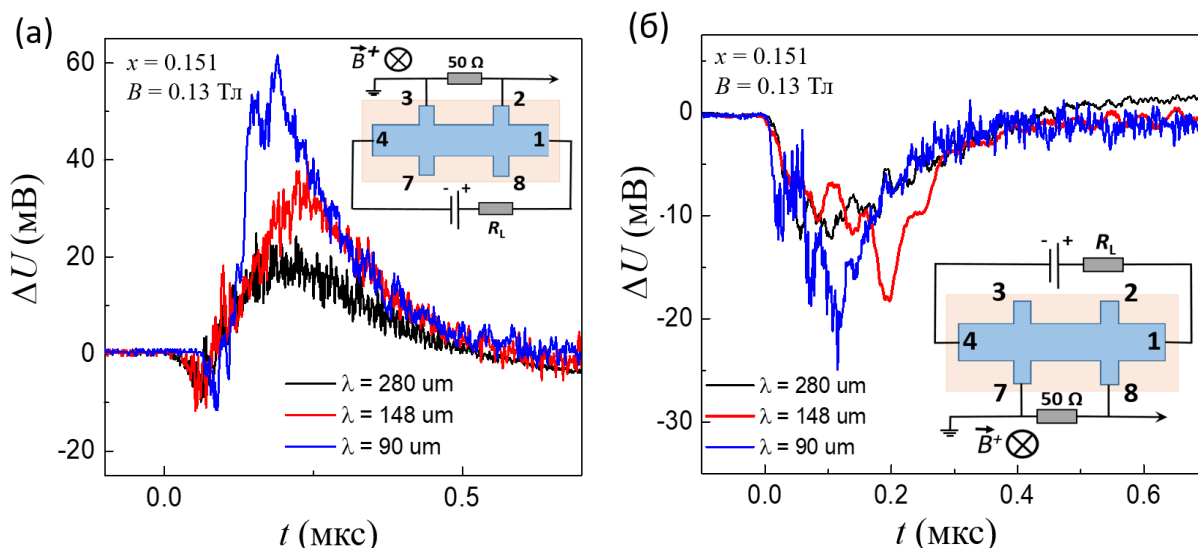


Рис. 4.5. Кинетики фотоотклика, индуцированного лазерным излучением с длиной волны $\lambda = 280, 148$ и 90 мкм, в образце с составом $x = 0.151$. Фотоотклик измерялся с различных пар потенциальных контактов – 2-3 (а) и 7-8 (б) – в условиях приложения внешнего магнитного поля $B = 0.13$ Тл. На вставках к рисункам изображены схемы подключения образца к измерительной цепи и указаны номера контактов на образце.

В то же время одновременный переворот вектора индукции магнитного поля и смена потенциальных контактов на зеркально-противоположную пару не приводят существенному изменению регистрируемого фотоотклика, что продемонстрировано на рис. 4.6.

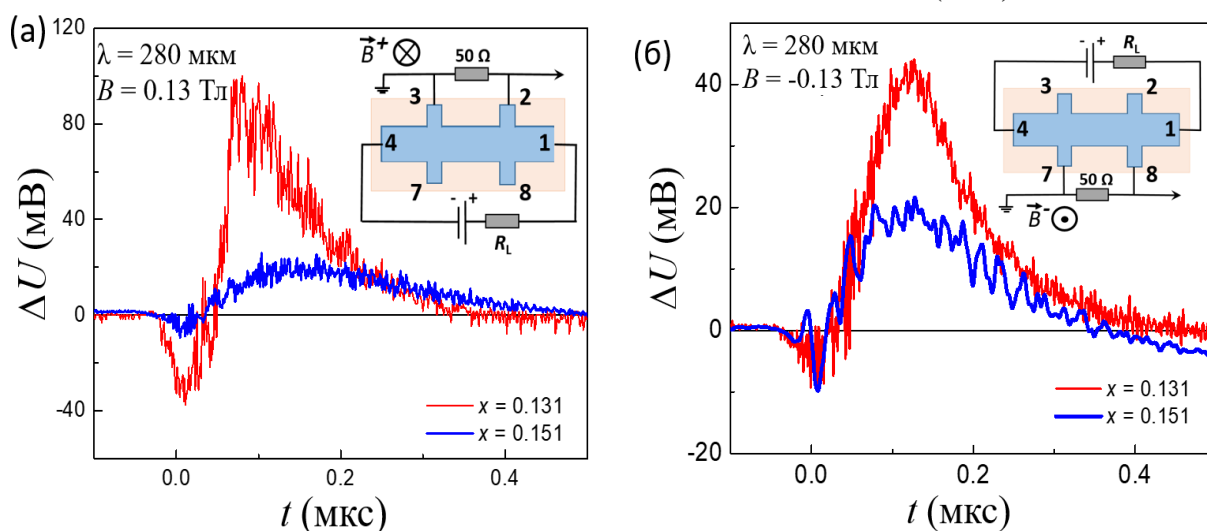


Рис. 4.6. Кинетики фотоотклика, стимулированного терагерцовым излучением с длиной волны $\lambda = 280$ мкм, в твердых растворах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с составами $x = 0.131$ (красный) и 0.151 (синий). Фотоотклик измерялся с различных пар потенциальных контактов – 2-3 (а) и 7-8 (б) – в условиях приложения внешнего положительного (а) и отрицательного (б) магнитного поля с амплитудой $|B| = 0.13$ Тл. На вставках к рисункам изображены схемы подключения образца к измерительной цепи.

На рис. 4.7 (а) приведены зависимости максимальных значений фотоотклика, зарегистрированных с использованием зеркальных пар потенциальных контактов 2-3 и 7-8, от величины магнитной индукции в области слабых полей в образце с $x = 0.131$.

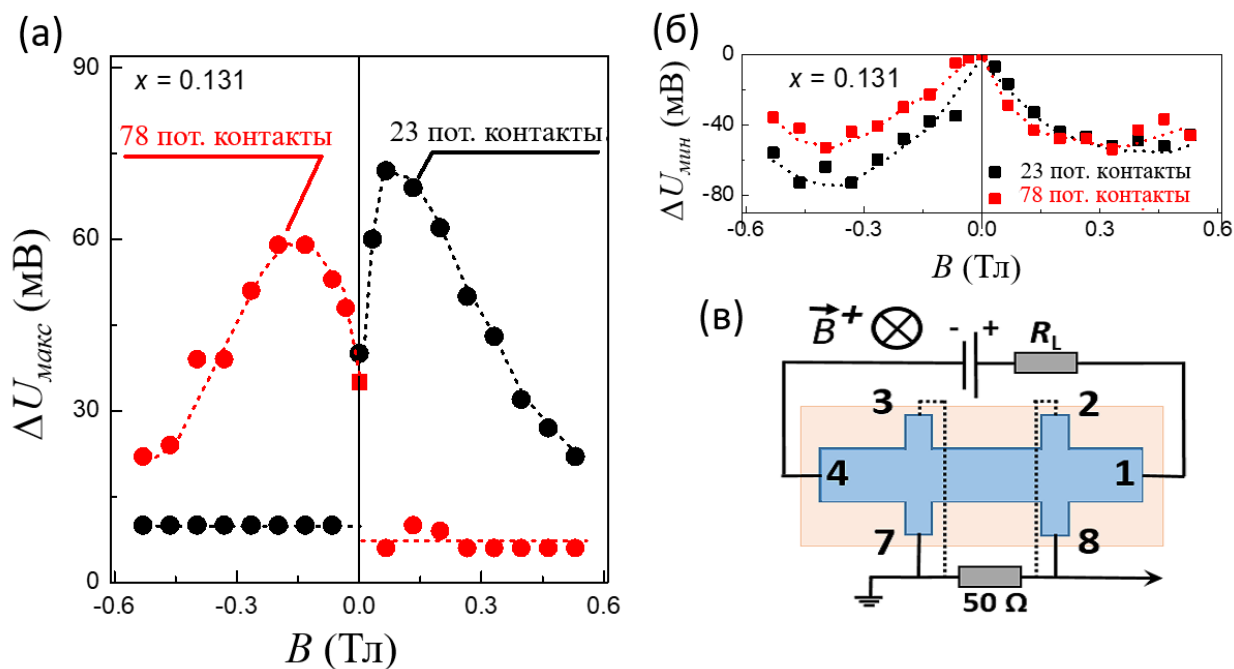


Рис. 4.7. (а) - Зависимость максимума фотоотклика, индуцированного импульсным излучением на длине волны 280 мкм, в твердом растворе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с составом $x = 0.131$ от индукции магнитного поля; (б) – Зависимость минимального значения фотоотклика структурах на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с составом $x = 0.131$ от магнитного поля. Измерения были проведены на различных парах потенциальных контактов – 2-3 (черный) и 7-8 (красный); (в) – Геометрия и схема подключения образца к измерительной цепи [А3].

Представленные на рис. 4.7 магнитополевые зависимости в области магнитных полей $B < \sim 0.1$ Тл демонстрируют быстрый рост амплитуды фотоотклика, сменяющийся после достижения максимального значения при $B \sim 0.1$ Тл монотонным снижением величины регистрируемого сигнала. Кроме того, приведенные магнитополевые зависимости фотопроводимости наглядно иллюстрируют асимметричный характер терагерцовой фотопроводимости в топологической фазе твердых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. А именно, положительная компонента фотопроводимости оказывается чувствительной к смене направления магнитного поля, а также к смене пары потенциальных контактов на зеркально-противоположные (с 23 на 78). Подобная магнитополевая зависимость амплитуды терагерцового фотоотклика наблюдается на различных длинах волн возбуждающего излучения (см. рис. 4.8).

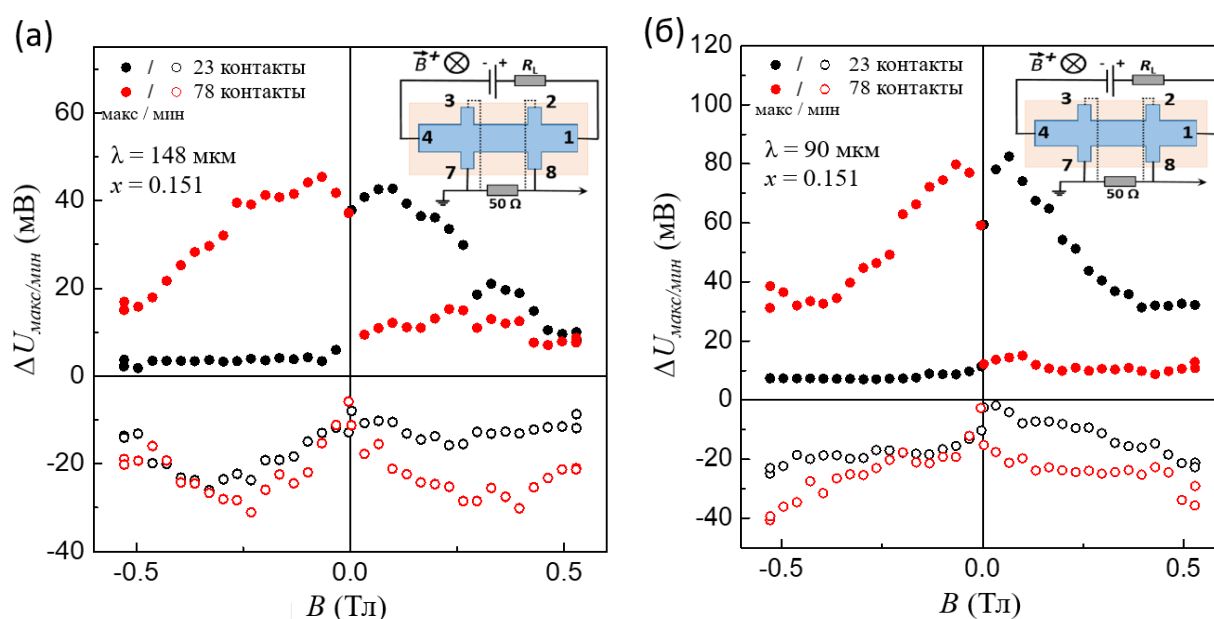


Рис. 4.8. Магнитополевые зависимости максимумов (закрашенные точки) и минимумов (пустые точки) терагерцового фотоотклика в образце на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с составом $x = 0.151$. Измерения проводились с различных пар потенциальных контактов – 2-3 (черный), 7-8 (красный) в условиях фотовозбуждения с длиной волны $\lambda = 148$ мкм (а) и 90 мкм (б). Геометрия измерений приведена на вставках к рисункам.

Таким образом, наблюдаемая фотопроводимость не является четной функцией магнитного поля и зависит от расположения пары потенциальных контактов на холловском мостике. Важно, что при одновременном изменении направления магнитного поля на противоположное и замене потенциальных контактов на зеркально-противоположные кинетика фотопроводимости практически не изменяется [A3, A8-A14].

Наблюдаемое асимметричное поведение терагерцовой фотопроводимости, на первый взгляд, могло бы быть обусловлено несколькими факторами. Одна из причин проявления асимметричной фотопроводимости в магнитном поле может быть связана с неоднородностью электрофизических свойств образца и, как следствие, с возникновением пространственно-неоднородного оптического возбуждения носителей заряда. В такой ситуации можно предполагать формирование макроскопических градиентов проводимости, особенно заметных проявляющихся в условиях фотовозбуждения. Неэквивалентность зеркально-противоположных пар потенциальных контактов для образца с такими свойствами представляется вполне вероятной. Очевидно, в этом случае поворот образца на 180° вокруг оси, проходящей через центр образца перпендикулярно его поверхности, при заданном направлении магнитного поля позволил бы выявить связь между пространственной неоднородностью структуры и эффектом асимметрии терагерцовой фотопроводимости. Результаты такого эксперимента, а именно, зависимость нормированной на максимальное значение амплитуды положительной компоненты фотоотклика от магнитного поля до и после переворота образца с составом $x = 0.131$ приведены на рис. 4.9. Геометрия подключения образца к измерительной цепи показана на вставках к рис. 4.9. Также на вставках отмечены физические стороны образца, цвета которых соответствуют приведенным на графиках результатам.

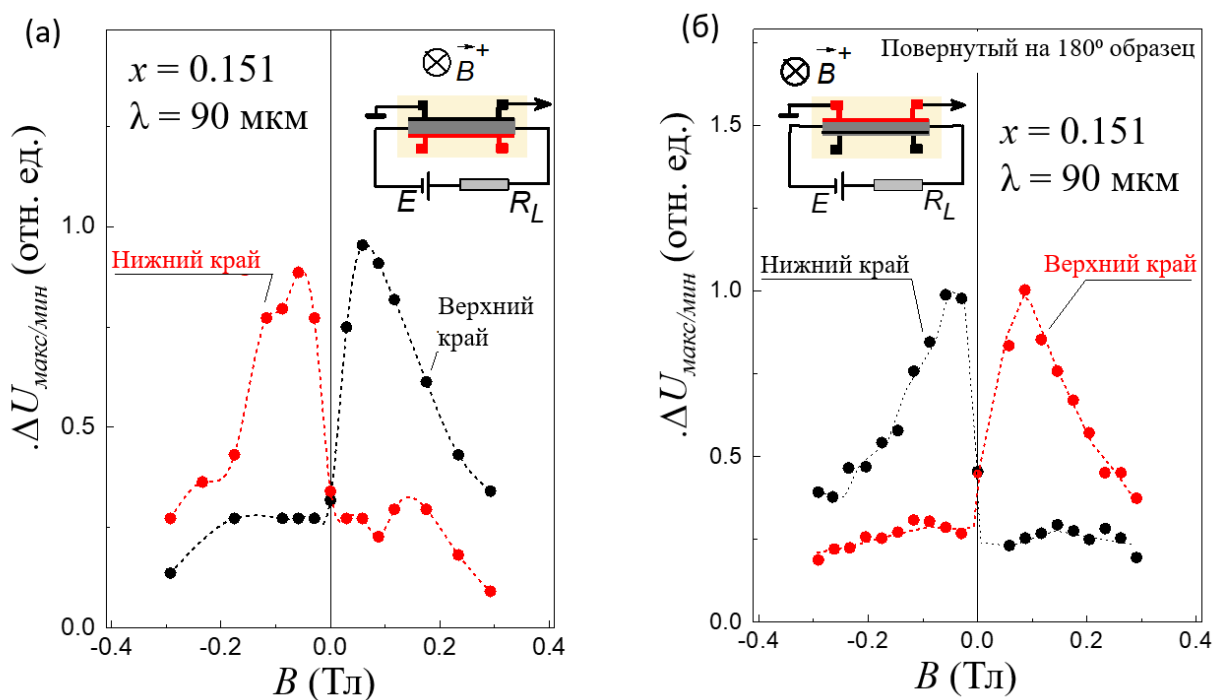


Рис. 4.9. Зависимость нормированной на максимальное значение амплитуды положительной компоненты фотоотклика, стимулированного терагерцовым импульсным излучением с длиной волны 280 мкм, в твердом растворе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с составом $x = 0.131$. На панелях (а) и (б) приведены результаты измерений до и после поворота образца на 180° относительно оси, перпендикулярной его поверхности, соответственно. На вставках приведена геометрия подключения образца к измерительной цепи с указанием различными цветами (красный и черный) физических краев структуры [А3].

Как видно из результатов эксперимента, в обоих случаях – до и после поворота образца – положительная компонента фотопроводимости наблюдается на верхней паре потенциальных контактов при положительном направлении магнитного поля, а на нижней паре потенциальных контактов – при отрицательном направлении магнитного поля. Это свидетельствует о том, что наблюдаемый эффект асимметрии фотопроводимости в магнитном поле не привязан к какой-либо из физических граней или сторон образца и не обусловлен неоднородностью электрооптических свойств исследуемой структуры, даже если такая неоднородность имеет место.

4.2. Устойчивость эффекта асимметрии терагерцовой фотопроводимости

Нельзя исключить, что описанные выше проявления асимметрии в фотоотклике связаны с нарушением строгого условия перпендикулярности магнитного поля или падающего излучения по отношению к поверхности образца, то есть с отклонением от идеальной геометрии Фарадея. С целью выяснения того, в какой мере геометрическая конфигурация влияет на отклик, были проведены измерения фотопроводимости при различной ориентации образца относительно направления магнитного поля и падающего излучения.

В реальных условиях проведения измерений может иметь место отклонение вектора индукции магнитного поля от нормали к поверхности образца, что приводит к возникновению ненулевой тангенциальной компоненты вектора магнитной индукции. Для определения вкладов, обусловленных нормальной и тангенциальной компонент магнитного поля, в фотопроводимость были проведены измерения, сопровождающиеся поворотом образца в криостате относительно вертикальной оси, проходящей через центр образца, на угол α (см. вставку на рис. 4.10). Это также позволило оценить влияние угла падения терагерцового лазерного излучения на наблюдаемые фотоэлектрические эффекты. На рис. 4.10 представлена зависимость амплитуды положительной компоненты терагерцового фотоотклика от угла падения возбуждающего излучения α как в условии приложения внешнего магнитного поля $B = 0.06$ Тл (красные точки), так и в его отсутствие (черный). Значение угла α варьировалось от -60° до $+60^\circ$.

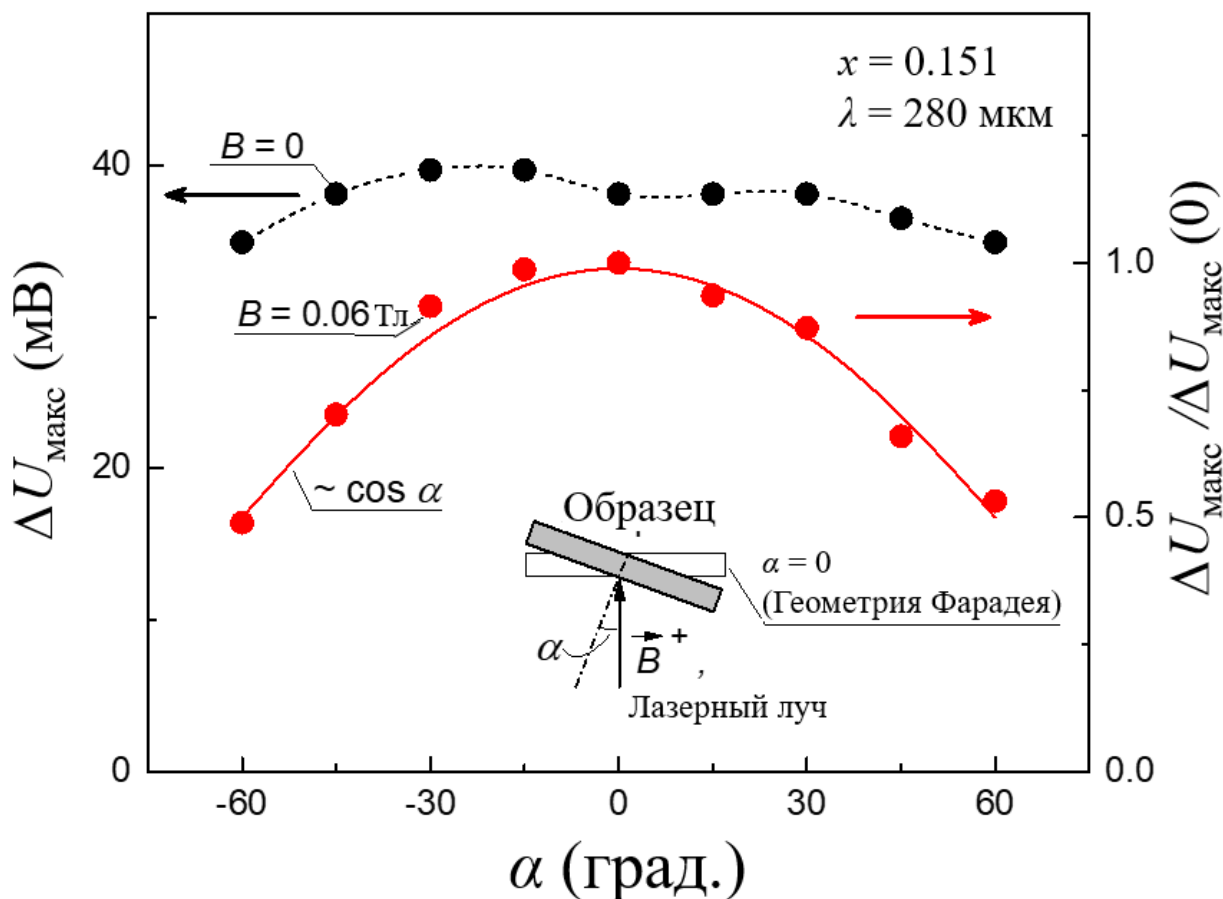


Рис. 4.10. Зависимость амплитуды положительной компоненты фотопроводимости (черный) и ее нормированного на максимум значения в магнитном поле $B = 0.06 \text{ Тл}$ (красный) от угла поворота образца α вокруг вертикальной оси, проходящей через центр образца. Состав твердого раствора $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ $x = 0.151$. Длина волны терагерцового излучения $\lambda = 280 \text{ мкм}$. Красной линией обозначена функция $\cos(\alpha)$. Схема поворота образца по отношению к направлению магнитного поля и падающего излучения показана на вставке [А3].

Отсутствие существенного изменения величины положительного фотоотклика при увеличении угла поворота образца в условиях отсутствия внешнего магнитного поля свидетельствует о слабой зависимости терагерцовой фотопроводимости от угла падения возбуждающего излучения.

Угловая зависимость нормированной на максимум амплитуды положительной терагерцовой фотопроводимости, измеренной в условиях

приложения внешнего магнитного поля $B = 0.06$ Тл (красные точки), хорошо описывается функцией $\cos(\alpha)$ (красная линия). Это свидетельствует об отсутствии или пренебрежимой малости вклада тангенциальной компоненты магнитного поля, направленной вдоль мостика Холла, и об определяющем вкладе нормальной компоненты магнитного поля в наблюдаемые эффекты фотопроводимости.

Помимо тангенциальной компоненты магнитного поля, направленной вдоль мостика Холла, вносить вклад в наблюдаемые явления может и тангенциальная компонента вектора магнитной индукции, направленная поперек мостика Холла. Для выделения и учета этого вклада были проведены измерения в двух конфигурациях, отличающихся друг от друга поворотом образца на угол $\alpha = 180^\circ$ вокруг вертикальной оси и направлением магнитного поля. После поворота образца на 180° и переворота вектора магнитной индукции конфигурация эксперимента оставалась в рамках геометрии Фарадея, однако, по двум параметрам отличалась от привычной. Во-первых, терагерцовое излучение в конечном итоге было направлено со стороны подложки. Во-вторых, в результате поворота тангенциальная, поперечная мостику Холла компонента магнитного поля в итоговой конфигурации должна была поменять знак. Таким образом, если тангенциальная компонента магнитного поля, направленная поперек мостика Холла, являлась бы фактором, обуславливающим или существенно влияющим на эффекты асимметрии терагерцовой фотопроводимости, указанное выше преобразование конфигурации эксперимента должно было бы привести к смене знака фотоотклика. На рис. 4.11 представлены результаты измерения терагерцовой фотопроводимости в твердом растворе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с инверсным спектром ($x = 0.151$) до и после поворота образца на 180° в условиях фотовозбуждения с длиной волны $\lambda = 280$ мкм, в условиях приложения внешнего магнитного поля величиной $B = 0.11$ Тл.

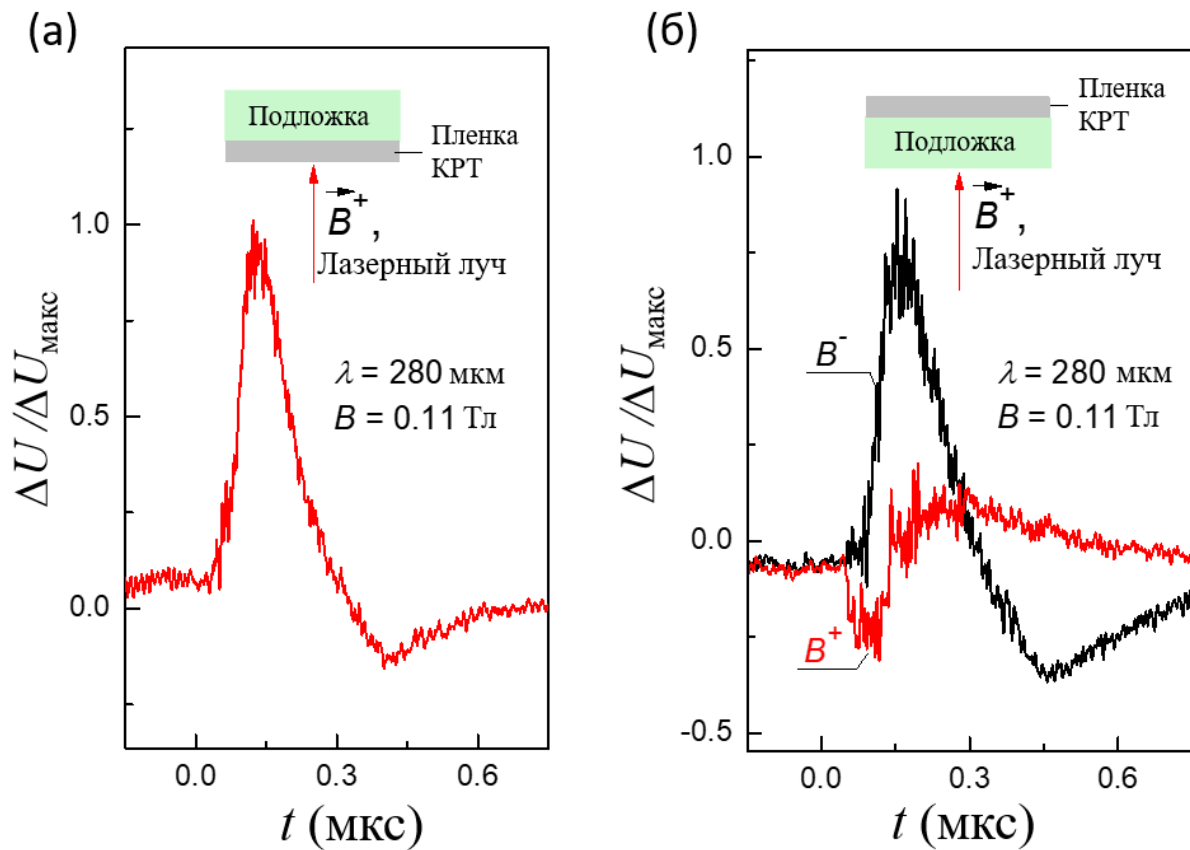


Рис. 4.11. Кинетика нормированного на максимальное значение фотоотклика, стимулированного терагерцовым импульсным излучением с длиной волны $\lambda = 280$ мкм, в структуре на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с составом $x = 0.151$, измеренная в условиях приложения внешнего магнитного поля $B = 0.11$ Тл до (а) и после (б) поворота образца на угол 180° относительно вертикальной оси. Направление падения излучения на поверхность образца и направление условно положительного магнитного поля схематично показаны на вставках [А3].

Из представленных на рис. 4.11 экспериментальных результатов видно, что изменение геометрии эксперимента путем поворота образца вокруг вертикальной оси на угол $\alpha = 180^\circ$ практически не влияет на кинетику терагерцового фотоотклика. Это свидетельствует об устойчивости эффектов асимметрии терагерцовой фотопроводимости в твердых растворах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, наблюдаемых в условиях приложения магнитного поля, по отношению к незначительным отклонениям от геометрии Фарадея.

Выше было отмечено (см. п. 4.1), что зарегистрированные эффекты асимметрии представляется логичным ассоциировать с пространственно-неоднородными процессами транспорта. При этом в п. 4.1 было продемонстрировано, что предполагаемая неоднородность не вызвана свойствами непосредственно образца (такими как, например, наличие макроскопического градиента концентрации ростовых дефектов). Однако, следует иметь в виду также и возможный неоднородный характер распределения интенсивности падающего излучения по поверхности и объему образца, что в реальных условиях может быть вызвано недостаточно точным позиционированием исследуемой структуры в оптическом криостате. Фактор неравномерного фотовозбуждения поверхности и объема образца может привести к возникновению градиентов концентрации неравновесных носителей заряда. С целью определения зависимости асимметрии фотопроводимости от неоднородности фотовозбуждения была проведена серия измерений терагерцового фотоотклика при различных положениях центра лазерного пятна относительно центра образца. На рис. 4.12 (а) представлены нормированные на максимум кинетики терагерцового фотоотклика, стимулированного лазерным импульсным излучением с длиной волны $\lambda = 280$ мкм, в твердом растворе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с составом $x = 0.131$. Измерения производились в условиях приложения внешнего магнитного поля $B = \pm 0.11$ Тл при совпадении центра пятна лазерного излучения с центром образца (см. вставку на рис. 4.12 (а)). На рис. 4.12 (б) представлены зависимости нормированной на максимальное значение амплитуды фотоотклика от горизонтальной и вертикальной координат центра пятна терагерцового лазерного излучения, измеренные в условиях приложения магнитного поля противоположных направлений.

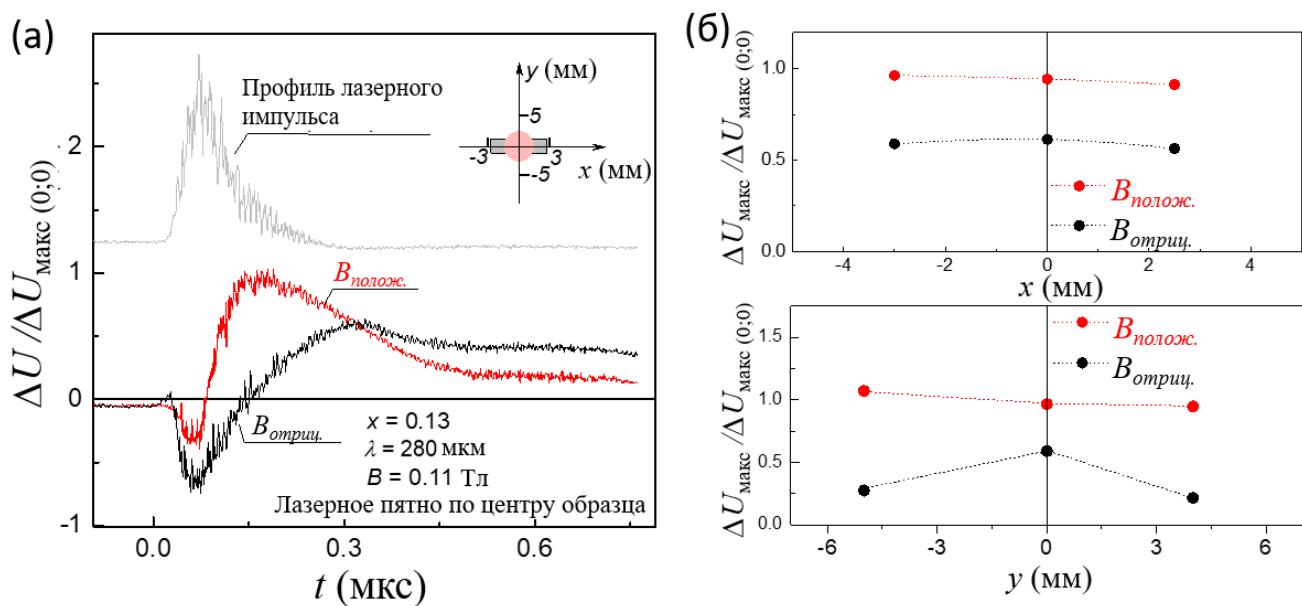


Рис. 4.12. (а) – Нормированные на амплитудное значение кинетики терагерцового фотоотклика в твердом растворе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с составом $x = 0.131$, измеренные в условиях фотовозбуждения с длиной волны $\lambda = 280$ мкм при приложении внешнего магнитного поля положительного (красный) и отрицательного (черный) направлений, а также профиль интенсивности лазерного излучения (серый). На вставке указано размещение пятна лазерного излучения относительно положения образца; (б) – Зависимости нормированного на максимум значения амплитуды терагерцового фотоотклика от горизонтальной (верхняя панель) и вертикальной (нижняя панель) координат центра лазерного пятна относительно центра образца [A3].

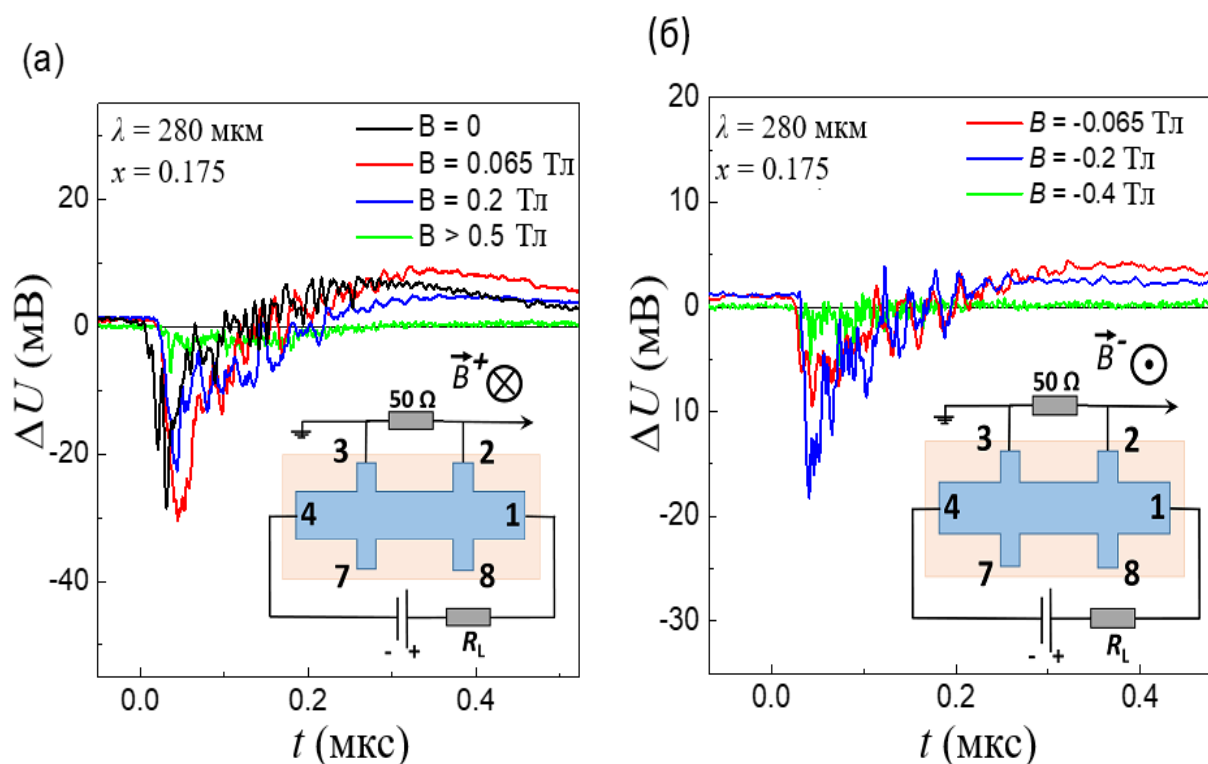
Представленные на рис. 4.12 результаты указывают на независимость эффекта асимметрии терагерцового фотоотклика от положения центра лазерного пятна по отношению к центру образца. Амплитуда регистрируемого фотоотклика практически не изменяется при движении лазерного пятна вдоль вертикальной и горизонтальной осей, в том числе и при выходе центра пятна за пределы образца. Дело в том, что зависимость интенсивности падающего терагерцового излучения от расстояния от центра пятна описывается распределением Гаусса с характерным размерным параметром от 1 до 3 мм, зависящим от длины волны излучения, что сопоставимо с характерными размерами образца. По всей видимости, при

существенном смещении центра пятна терагерцового лазера «хвосты» распределения мощности излучения также обеспечивают достаточный уровень проявления эффектов фотопроводимости.

4.3. Терагерцовая фотопроводимость в магнитном поле в $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с прямым энергетическим спектром.

На фоне ярко выраженного асимметричного характера терагерцовой фотопроводимости в структурах на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с инверсным энергетическим спектром, в тривиальной фазе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ терагерцовая фотопроводимость ведет себя качественно иным образом.

На рис. 4.13 приведены кинетики терагерцовой фотопроводимости в $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с мольной долей CdTe $x = 0.175$, индуцированные лазерным излучением с длиной волны 280 мкм в условиях приложения магнитного поля противоположных направлений. Схематичное изображение геометрии эксперимента приведено на вставках к рис. 4.13 (а, б). На рис. 4.13 (в) приведена зависимость амплитуды фотоотклика от магнитного поля.



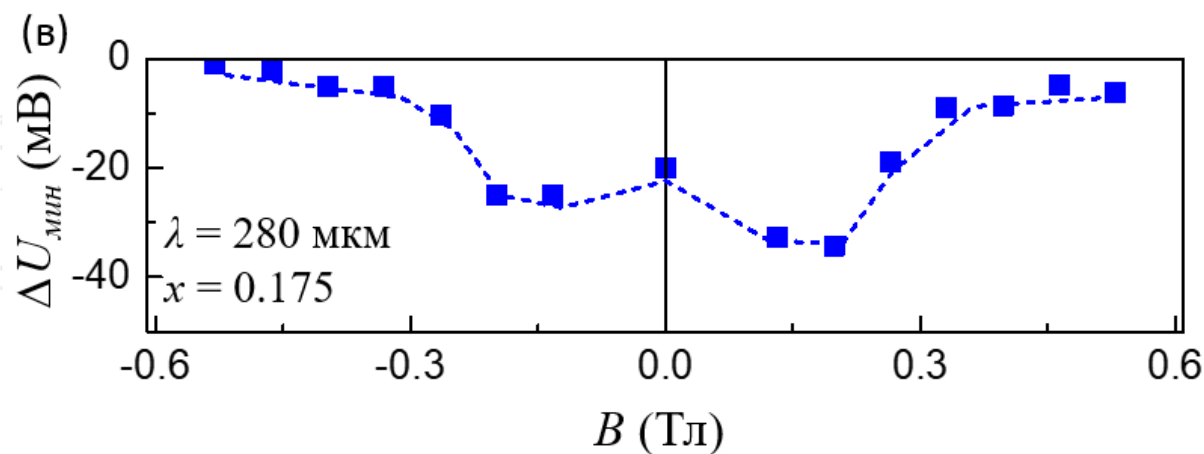


Рис. 4.13. (а, б) – Кинетики фотоотклика в $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с составом $x = 0.175$, измеренные в условиях терагерцового фотовозбуждения излучением с длиной волны $\lambda = 280$ мкм в положительном (а) и отрицательном (б) магнитном поле различной амплитуды. Геометрия образца и схема измерений изображены на вставках; (в) – Магнитополевая зависимость амплитуды терагерцового фотоотклика при фотовозбуждении на длине волны 280 мкм в образце $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с составом $x = 0.175$.

Из рис. 4.13 видно, что быстрая компонента фотоотклика в тривиальной фазе твердых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, соответствующая отрицательной фотопроводимости, симметрична в магнитном поле и качественно не зависит ни от направления, ни от величины внешнего магнитного поля. Этот результат воспроизводится и при измерениях на других длинах волн стимулирующего излучения (см. рис. 4.14).

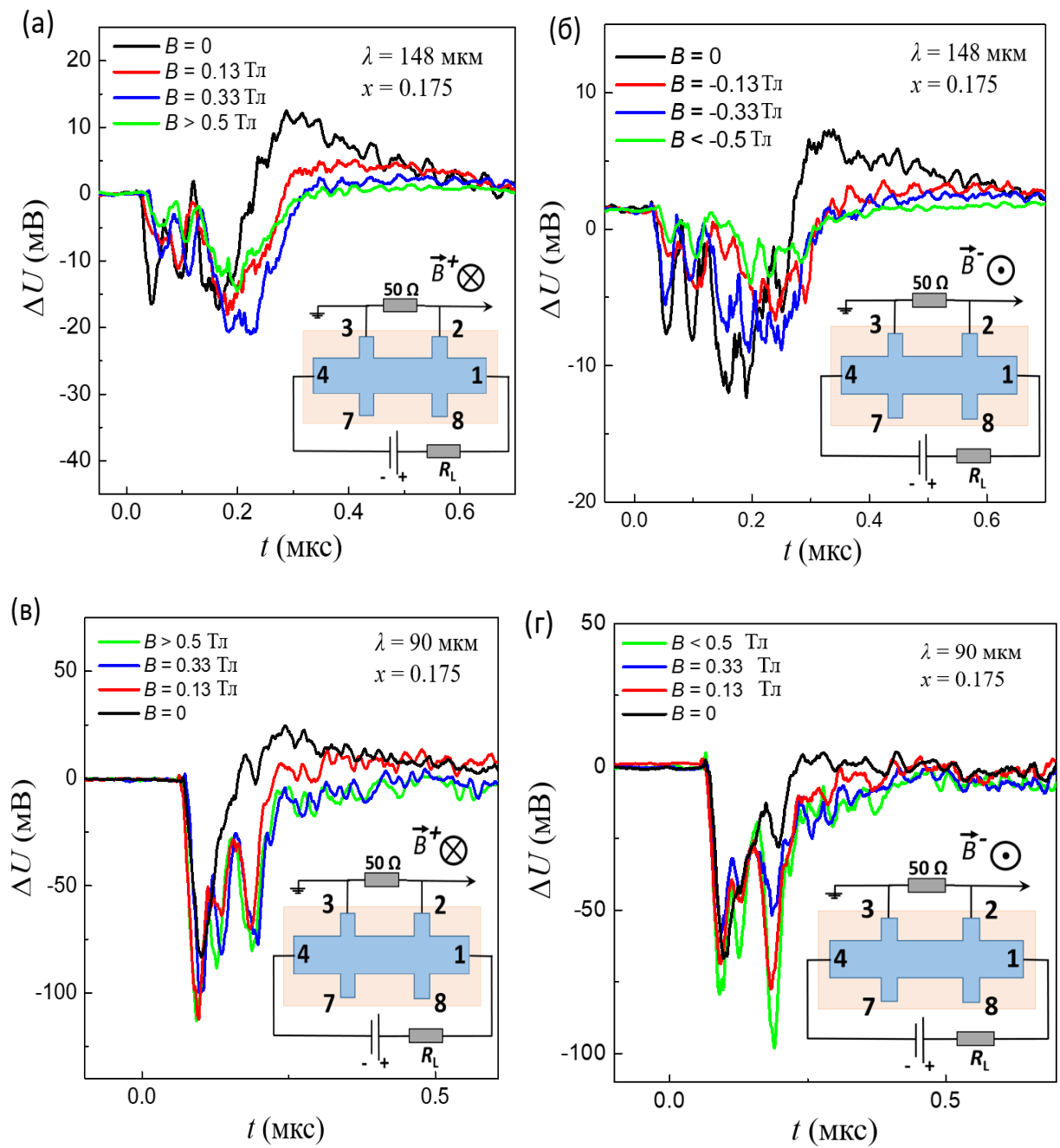


Рис. 4.14. Кинетики фотоотклика в структуре на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с составом $x = 0.175$, измеренные в условиях терагерцового фотозвуждения на длинах волн 148 (а, б) и 90 (в, г) мкм в условиях приложения положительного (а, в) и отрицательного (б, г) магнитного поля. Геометрия образца и схема измерений изображены на вставках.

На рис. 4.15 приведены кинетики терагерцового фотоотклика в образце $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с составом $x = 0.175$ на длине волны $\lambda = 280 \mu\text{m}$, измеренные на

различных парх потенциальных контактов в условиях приложения внешнего магнитного поля положительного направления.

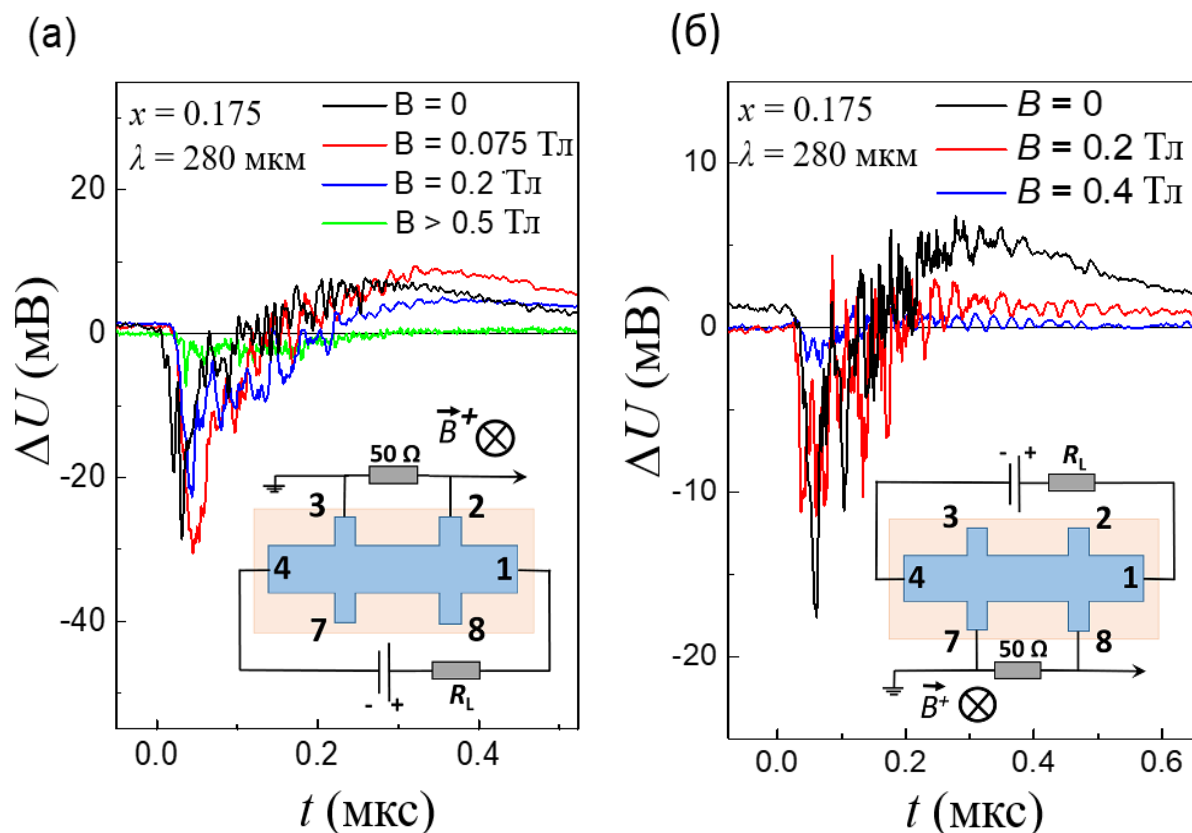


Рис. 4.15. Кинетики фотоотклика в структурах на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с составом $x = 0.175$, измеренные в условиях терагерцового фотовозбуждения с длиной волны 280 мкм в условиях приложения положительного магнитного поля различной амплитуды. Измерения проводились на различных парх потенциальных контактов – 2-3 (а) и 7-8 (б). Геометрия и схема подключения образца к измерительной цепи приведены на вставках.

Сопоставление представленных на рис. 4.15 (а, б) кинетик фотоотклика в твердых растворах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с прямым расположением энергетических зон позволяет сделать вывод о том, что в тривиальной фазе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ зеркально-противоположные пары потенциальных контактов (2-3 и 8-7) эквивалентны по отношению к измерению фотопроводимости в магнитном поле в независимости от величины приложенного магнитного поля.

4.4. Терагерцовая фотопроводимость в магнитном поле в структурах на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с варьируемой толщиной рабочего слоя

Так как исследуемые образцы представляют собой не однородные полупроводники, а полупроводниковые гетероструктуры, то вклад в наблюдаемые фотоэлектрические явления могут вносить различные элементы такой структуры. Суперпозиция нескольких вкладов представляется весьма вероятной, особенно в случае образцов с рабочим слоем на основе топологической фазы $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, для которых зарегистрированы нетривиальные особенности фотоотклика в магнитном поле (см. п. 4.1).

Изучение фотопроводимости в структурах на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с варьируемой толщиной рабочего слоя может позволить оценить вклад различных элементов структуры в наблюдаемые эффекты.

Варьирование толщины рабочего слоя осуществлялось при помощи химического травления исходных эпитаксиальных структур. Толщина активного слоя варьировалась от 1 до 4 мкм. Наряду с эпитаксиальными слоями микронной толщины была изучена более тонкая пленка на основе $\text{Hg}_{0.96}\text{Cd}_{0.04}\text{Te}$ толщиной 230 нм (см. рис. 2.1 е) [A4, A5, A15, A16].

На рис. 4.16 приведены кинетики терагерцового фотоотклика на длине волны 280 мкм в травленном образце с составом $x = 0.131$ с толщиной активного слоя $d = 3$ мкм.

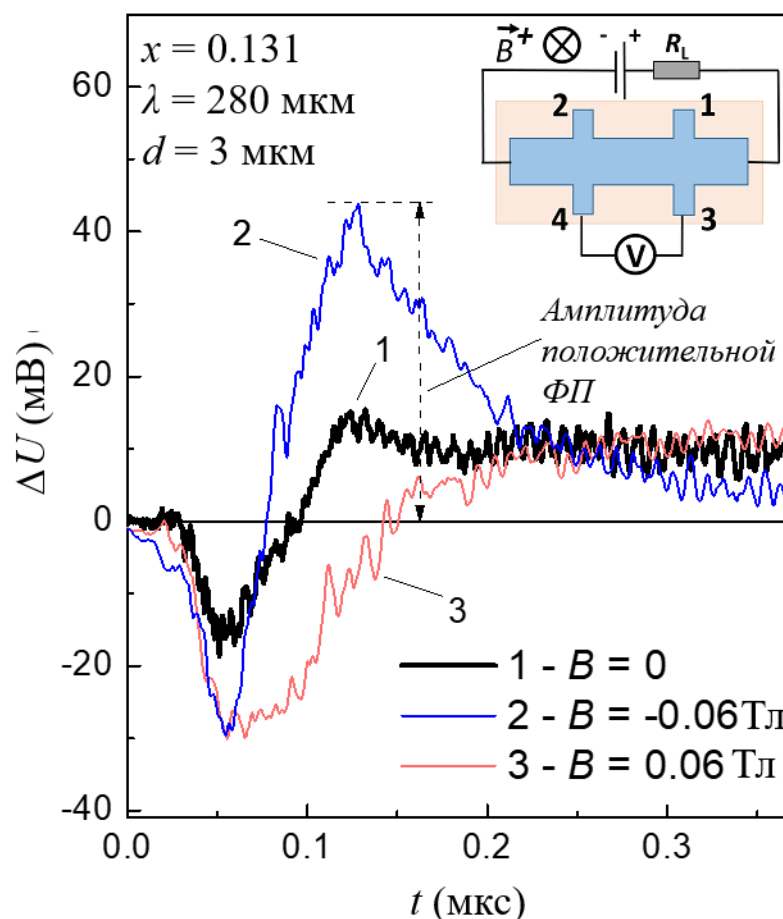


Рис. 4.16. Кинетика фотопроводимости в травленной гетероструктуре на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с инверсным энергетическим спектром с толщиной активного слоя 3 мкм. Кривая 1 соответствует нулевому магнитному полю, кривая 2 снята в магнитном поле -0.06 Тл, кривая 3 – в поле 0.06 Тл. Измерения проведены с пары потенциальных контактов 3-4. $T = 4.2 \text{ К}$, длина волны лазерного излучения 280 мкм. Содержание Cd в рабочем слое структуры $x = 0.131$. На вставке приведена схема измерений. Пунктирной стрелкой обозначена амплитуда положительной фотопроводимости [A4].

Как видно из рис. 4.16, при уменьшении толщины активного слоя на $\sim 1 \text{ мкм}$ терагерцовый фотоотклик в отсутствие магнитного поля демонстрирует явный знакопеременный характер (кривая 1). Асимметрия терагерцовой фотопроводимости в магнитном поле при толщине рабочего слоя $\sim 3 \text{ мкм}$ сохраняется: в данной конфигурации при приложении отрицательного магнитного поля положительная компонента фотоотклика существенно возрастает (кривая 2),

тогда как при противоположном направлении быстрая положительная составляющая оказывается блокированной (кривая 3).

Тем не менее, величина эффекта асимметрии, как и амплитуда положительной компоненты фотоотклика, существенно снижаются с уменьшением толщины рабочего слоя [A4, A15, A16]. На рис. 4.17 приведены зависимости амплитуды асимметричной положительной компоненты терагерцового фотоотклика от магнитного поля (а) и толщины активного слоя $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ (б) с инвертированным порядком энергетических термов.

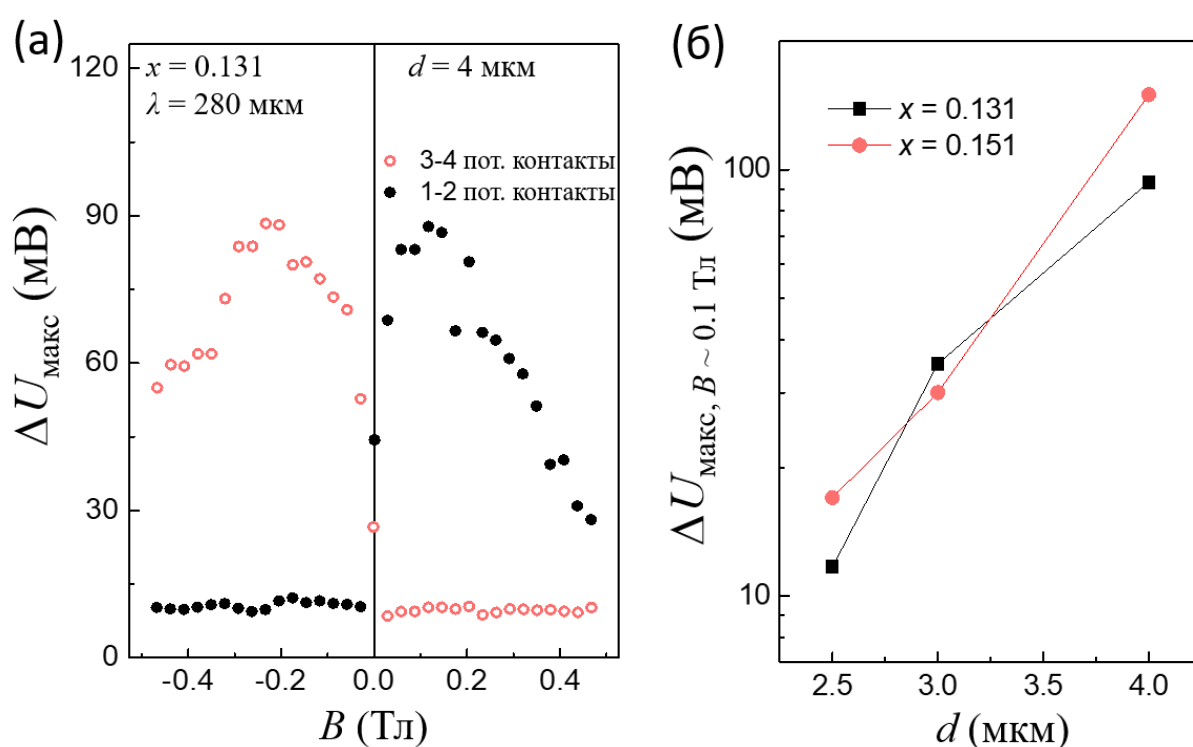


Рис. 4.17. (а) – Зависимость амплитуды положительной фотопроводимости от магнитного поля для двух пар потенциальных контактов, 1-2 и 3-4 (см. вставку на рис. 4.16). Сплошные точки соответствуют паре контактов 1-2, пустые точки – паре контактов 3-4. Состав активного слоя структуры $x = 0.131$, толщина активного слоя 4 μm . (б) – Зависимость амплитуды асимметричной компоненты фотоотклика при $B = 0.1$ Тл от толщины активного слоя для пленок с составами $x = 0.131$ и 0.151 . $T = 4.2$ К, длина волны лазерного излучения 280 μm [A4].

Как видно из рис. 4.17 (б) величина эффекта асимметрии терагерцового фотоотклика в магнитном поле по мере уменьшения толщины активного слоя структуры резко снижается. Так, при сравнении порядка 2 мкм рабочего слоя амплитуда эффекта уменьшается на порядок. В структурах с толщиной рабочего слоя менее 1 мкм положительная компонента фотоотклика и вовсе не наблюдается. На рис. 4.18 приведены кинетики терагерцового фотоотклика в магнитном поле в тонкой пленке на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с составом $x = 0.04$ и толщиной активного слоя 230 нм.

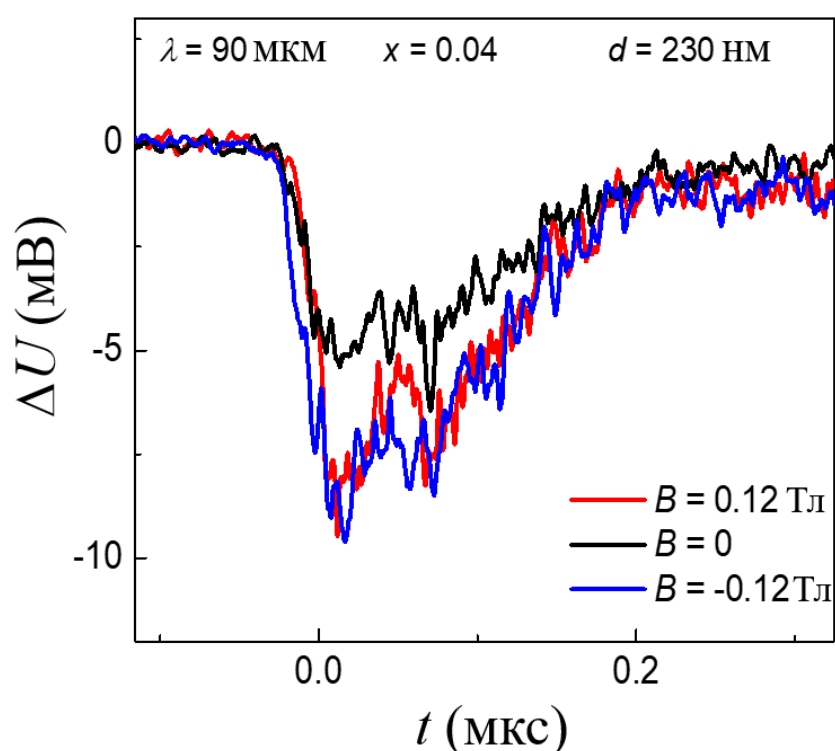


Рис. 4.18. Кинетика фотоотклика в пленке $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с составом $x = 0.04$ в условиях возбуждения излучением с длиной волны 90 мкм. Толщина рабочего слоя пленки составляла 230 нм. Измерения проводились как в условиях приложения внешнего положительного (красная кривая) и отрицательного (синяя кривая) магнитного поля $B = \pm 0.12$ Тл, так и в его отсутствие (черная кривая).

Приведенные на рис. 4.18 результаты иллюстрируют отсутствие положительной компоненты фотопроводимости и, следовательно, эффекта

асимметрии терагерцового фотоотклика в магнитном поле в тонкой пленке на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с инверсным энергетическим спектром.

Отрицательный фотоотклик наблюдается и в образцах с прямым энергетическим спектром с произвольной толщиной рабочего слоя. Уменьшение толщины активного слоя в таких структурах приводит лишь к пропорциональному увеличению амплитуды сигнала вследствие роста сопротивления [A4, A15, A16].

Интересно сравнить фотоотклик в образцах с инверсным спектром, отличающихся исключительно наличием покровного слоя с повышенным содержанием CdTe [A5]. На рис. 4.19 представлены магнитополевые зависимости амплитуды положительного фотоотклика для двух образцов с составом $x = 0.144$ – для исходной структуры и для образца, полученного в результате травли поверхностного слоя толщиной ~ 50 нм.

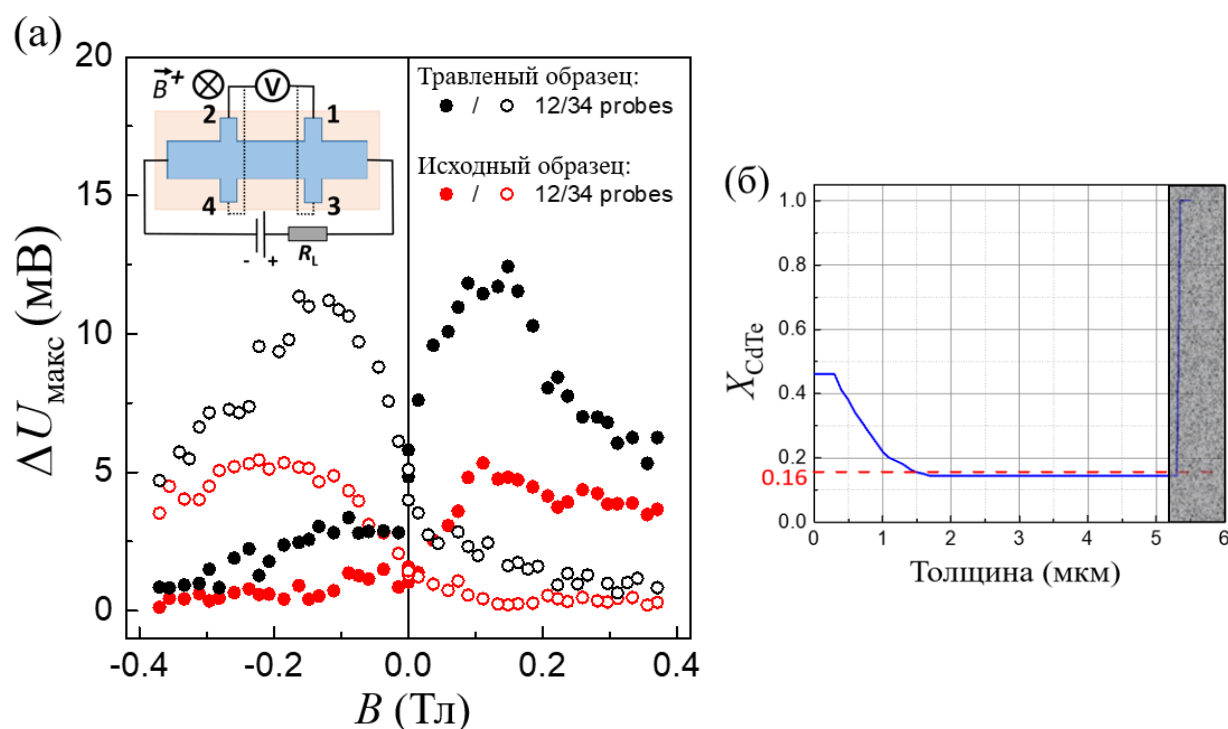


Рис. 4.19. (а) – Магнитополевая зависимость амплитуды положительной составляющей терагерцового фотоотклика в топологической фазе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. Длина волны фотовозбуждающего излучения – 280 мкм. Измерения проводились как в исходной пленке (красные точки), так и в образце со стравленным

поверхностным слоем (черные точки) с двух пар потенциальных контактов – 1-2 (закрашенные точки) и 3-4 (пустые точки) согласно схеме, приведенной на вставке; (б) – распределение состава x по толщине рабочего слоя образца со стравленным покровным слоем. Серая область соответствует стравленной части структуры.

Из рис. 4.19 видно, что стравливание тонкого поверхностного слоя не только не приводит к уменьшению асимметричной компоненты фотопроводимости, но, напротив, сопровождается тем, что эффект асимметрии становится более выраженным [A5].

4.5. Обсуждение результатов

Фотопроводимость в магнитном поле характеризуется различными особенностями в зависимости от состава образца x . В образцах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с прямым энергетическим спектром наблюдается отрицательный терагерцовый фотоотклик с симметричной магнитополевой зависимостью. В то же время в образцах с инверсным энергетическим спектром фотоотклик является в общем случае знакопеременным и может быть представлен как суперпозиция по меньшей мере двух электронных процессов, ответственных за проявление отрицательной и положительной компонент регистрируемого отклика, последняя из которых демонстрирует очевидное асимметричное поведение в магнитном поле.

Наряду с отрицательной фотопроводимостью в тривиальной фазе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, отрицательная компонента фотоотклика, регистрируемая в образцах на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с инверсным энергетическим спектром, по-видимому, обусловлена процессами разогрева электронного газа в объеме активного слоя структуры. Положительная асимметричная компонента терагерцовой фотопроводимости, наблюдаемой в структурах на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с инверсным энергетическим спектром, по всей видимости, имеет более сложную природу [A3].

Исходя из представленных в п. 4.2 результатов можно заключить, что эффект асимметрии терагерцовой фотопроводимости в топологической фазе твердых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ в магнитном поле устойчив по отношению к небольшим отклонениям конфигурации эксперимента от идеальной геометрии. Природа наблюдаемых эффектов асимметрии также не связана и с возможной неоднородностью исследуемых структур.

На первый взгляд, полученные результаты можно было бы ассоциировать с несколькими наблюдававшимися ранее эффектами. Во-первых, классический эффект Холла, возникающий вследствие действия силы Лоренца, приводит к нечетной по полю зависимости напряжения Холла, которое могло бы вносить вклад в измеряемый фотоотклик в случае незначительного отклонения конфигурации образца от классической Холловской геометрии. Однако, необходимо принять во внимание, что с точки зрения наблюдения положительной, асимметричной компоненты терагерцового фотоотклика в образцах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с инверсным спектром противоположные края структуры не являются эквивалентными. Так, при фиксированном направлении магнитного поля асимметричная компонента фотоотклика наблюдается только на одном краю исследуемого образца. Подобное поведение фотопроводимости не укладывается в рамки классического эффекта Холла. Во-вторых, в работе [90] в образцах графена был продемонстрирован нечетный по магнитному полю Фото-Нернст эффект, который возникает благодаря некомпенсированному поперечному температурному градиенту вследствие нагрева края образца электромагнитным излучением. Однако, в данной работе изменение положения центра пятна терагерцового излучения относительно образца не приводило к качественным изменениям фотоотклика, что противоречит основным закономерностям проявления эффекта Фото-Нернста. Наконец, в работах [91,92] в квантовых ямах $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ и $\text{GaInAs}/\text{AlInAs}$ наблюдалась антисимметричная магнитополевая зависимость продольного сопротивления в равновесных условиях благодаря наличию градиента концентрации носителей заряда. В то же время ясно, что градиент концентрации носителей, возникший в

процессе роста пленки, должен быть пространственно «привязан» к структуре. Следовательно, при перевороте образца эффекты, обусловленные таким градиентом, должны соответствующим образом меняться, чего в нашем случае не происходит (см. рис. 4.9). Более того, в работах [91, 92] нечетный по полю эффект ярко проявлялся только в равновесных условиях, тогда как фотовозбуждение приводило к гомогенизации образца и ослаблению эффекта антисимметричного магнитосопротивления. Эффект асимметрии терагерцовой фотопроводимости, наблюдаемый нами в $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с инверсным энергетическим спектром, реализуется исключительно в условиях фотовозбуждения, тогда как равновесное магнитосопротивление симметрично в магнитном поле (см. рис. 3.4).

Одним из возможных способов феноменологически описать наблюдаемый в топологической фазе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ положительный асимметричный фотоотклик может послужить подход, основанный на представлении регистрируемого отклика в виде совокупности четной и нечетной по полю компонент. На рис. 4.20 приведены магнитополевые зависимости амплитуд четной и нечетной компонент положительного фотоотклика для двух образцов с составом $x = 0.144$ – исходной структуры и структуры со стравленным поверхностным сар-слоем.

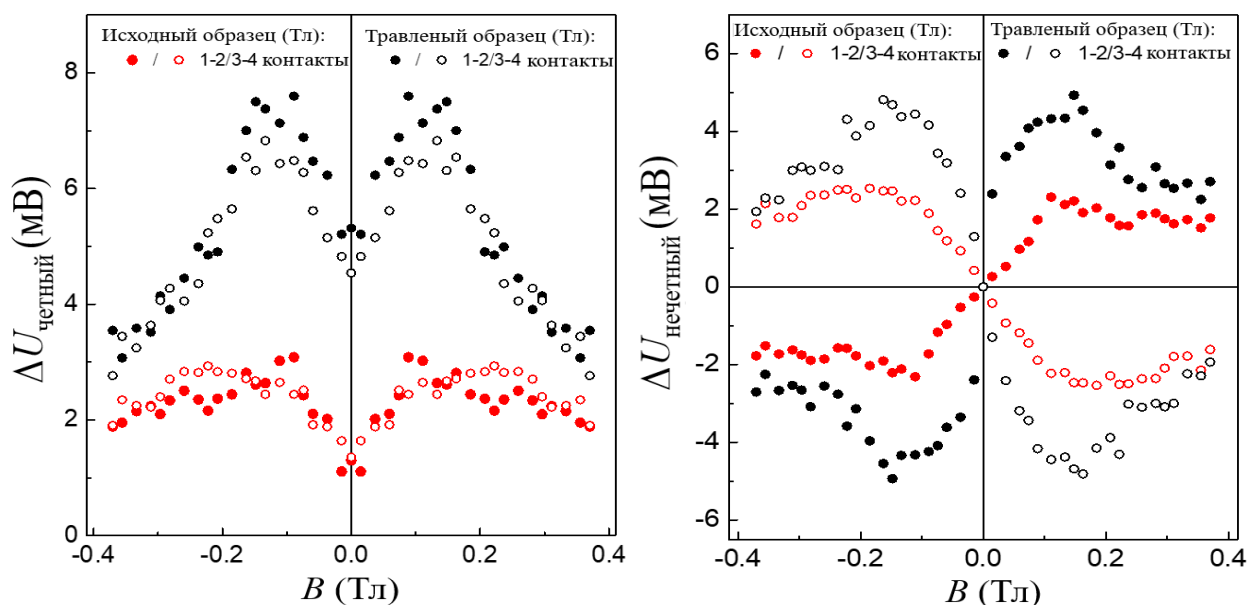


Рис. 4.20. Магнитополевые зависимости амплитуд четной (а) и нечетной (б) по магнитному полю компонент положительной составляющей терагерцового

фотоотклика в топологической фазе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. Длина волны фотовозбуждающего излучения – 280 мкм. Исходной структуре соответствуют красные точки, травленной структуре – черные [A5].

Схематичное изображение протекания фотоиндуцированных токов, соответствующих четной и нечетной компонентам фотоотклика, приведено на рис. 4.21.

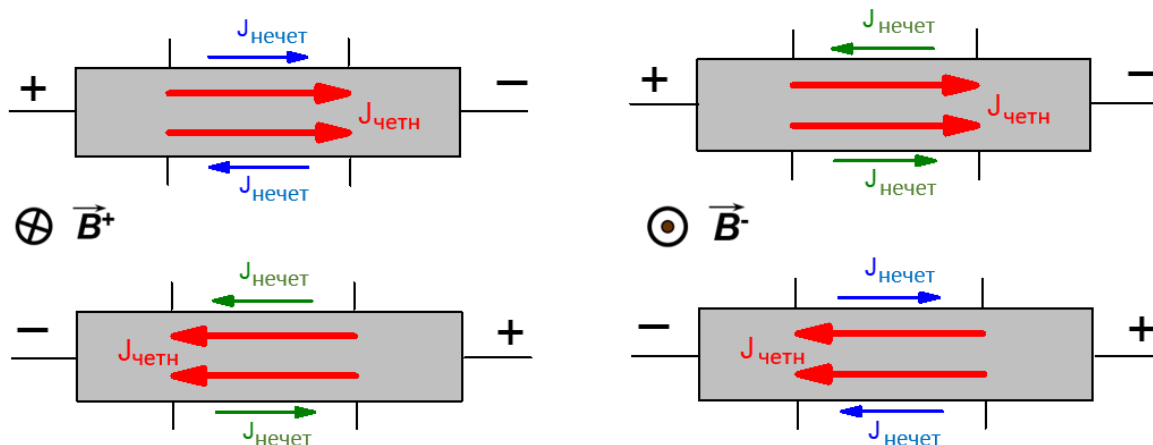


Рис. 4.21. Схематичное представление протекания фотоиндуцированных токов, соответствующих четной и нечетной компонентам терагерцового фотоотклика, приведенное для противоположных направлений магнитного поля.

Антисимметричный по магнитному полю вклад в результирующий фотоотклик меняет знак как при изменении направления магнитного поля, так и при переходе от одной стороны исследуемого образца к другой. Как следствие, фототоки, отвечающие симметричной и антисимметричной составляющим положительного фотоотклика, складываются на одной из сторон образца и компенсируют друг друга на другой, что выражается в подавлении положительной компоненты измеряемого фотоотклика.

Можно предположить, что асимметричный характер положительной составляющей терагерцовой фотопроводимости в топологической фазе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ связан с проводящими состояниями, возникающими на границе раздела топологической и тривиальной фаз. Дополнительным аргументом в эту пользу

служит отсутствие положительной асимметричной в магнитном поле компоненты фотопроводимости в тривиальной фазе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, не содержащей особенностей, связанных с топологическим фазовым переходом в области гетерограниц [A3].

Снижение амплитуды положительной компоненты регистрируемого фотоотклика при уменьшении толщины активного слоя в топологической фазе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ указывает на то, что объем активного слоя такой структуры вносит непосредственный вклад в проявление эффекта асимметрии терагерцовой фотопроводимости в магнитном поле. Однако, объемный механизм переноса заряда в однородной структуре, как правило, не предполагает асимметричного характера электронного транспорта в магнитном поле. Более того, объем активного слоя не может полностью отвечать за наблюдаемый фотоотклик, так как в этом случае в результате травления амплитуда отклика наряду с сопротивлением структуры должна была бы возрасти, чего в эксперименте не наблюдалось. Разумно предположить, что неравновесный электронный транспорт в структурах на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с инверсным спектром связан в том числе с приграничными областями топологической фазы пленки [A4, A15, A16].

Граница топологической фазы пленки с инверсным энергетическим спектром состоит из двух различных интерфейсов: топологическая пленка – вакуум и топологическая пленка – тривиальный буфер (или покровный широкозонный слой).

В рамках предположения об определяющей роли интерфейса топологическая пленка – вакуум в наблюдаемых явлениях стравливание поверхностного слоя структуры должно было бы привести к уменьшению эффекта асимметричной фотопроводимости, так как верхняя поверхность топологической пленки стала бы эквивалентна боковым и, следовательно, должна была бы шунтировать токи, текущие вдоль боковых интерфейсов, чего на практике не происходит (см. рис. 4.19). Кроме того, если бы основной вклад в эффект асимметрии терагерцового фотоотклика вносили бы боковые поверхности структуры, это бы означало, что за

проявление эффекта ответственна тангенциальная по отношению к боковым поверхностям компонента вектора индукции магнитного поля. В таком случае в результате поворота образца вокруг вертикальной оси на угол $\alpha=90^\circ$ по крайней мере для двух боковых поверхностей тангенциальная компонента индукции магнитного поля не обращалась бы в 0. Следовательно, зависимость, приведенная на рис. 4.10, в таком случае не аппроксимировалась бы с хорошей точностью функцией $\cos(\alpha)$. Это указывает на то, что определяющий вклад в проявление эффекта асимметрии вносят именно интерфейсы топологическая пленка – тривиальный буфер (сар-слой) [A5].

Таким образом, полученные результаты указывают на сосуществование вкладов от объема активного слоя и границы топологической фазы $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с широкозонным буфером (покровным слоем) в асимметричную компоненту терагерцовой фотопроводимости.

Глава 5. Нелокальная терагерцовая фотопроводимость в структурах на основе твердых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с инверсным спектром

5.1. Нелокальный фотоотклик в магнитном поле

В ходе исследований терагерцовой фотопроводимости в топологической фазе твердых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ было продемонстрировано, что в условиях приложения внешнего магнитного поля положительная компонента регистрируемого фотоотклика демонстрирует ряд свойств, характерных для краевого механизма протекания тока (см. гл. 4). Важно отметить, что упомянутые особенности фотопроводимости не проявляются в тривиальной фазе твердых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, что указывает на возможную связь возникновения асимметричной в магнитном поле компоненты фотопроводимости с формированием топологических проводящих состояний на границе топологической и тривиальной фаз. При этом, согласно работе [59], в которой изучался электронный транспорт в двумерных топологических изоляторах на основе квантовых ям HgTe в равновесных условиях, движение носителей заряда в топологических проводящих состояниях осуществляется по нелокальному краевому механизму.

Ввиду приведенных выше рассуждений, в работе была исследована терагерцовая фотопроводимость в нелокальном режиме, который предполагает пространственное разнесение токовых и потенциальных контактов на образце [Аб, А17-А20]. Для указанных измерений были использованы образцы двух типов: мостики Холла с увеличенным количеством пар потенциальных контактов (рис. 2.2 а, б) и образцы в геометрии типа H-bar (рис. 2.2 в). Принципиальная схема подключения образцов к измерительной цепи в нелокальном режиме приведена на рис. 5.1.

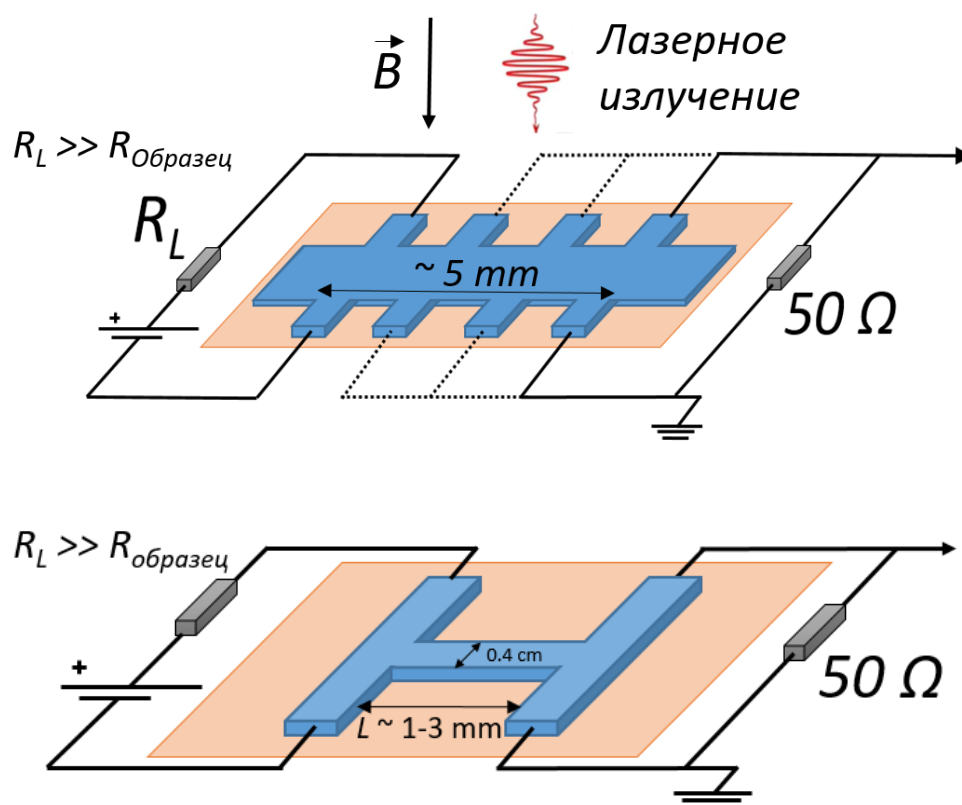


Рис. 5.1. Схематичное изображение подключения образца в геометрии N-bar и мостика Холла с 4 парами потенциальных контактов к цепи для измерения терагерцовой фотопроводимости в нелокальном режиме.

В рамках нелокальной конфигурации измерений напряжение смещения подавалось на одну из крайних пар потенциальных контактов, а измерение фотоотклика проводилось с остальных пар боковых потенциальных контактов в различных комбинациях (см. рис. 5.1). Варьирование расстояния между токовыми и потенциальными контактами позволяло изменять вклад объемных носителей заряда в результирующий фотоотклик.

На рис. 5.2 приведена зависимость падения напряжения в образцах на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с составами $x = 0.131$ и 0.175 , измеренного в равновесных условиях в нелокальной геометрии, от расстояния между токовыми и потенциальными контактами на образце.

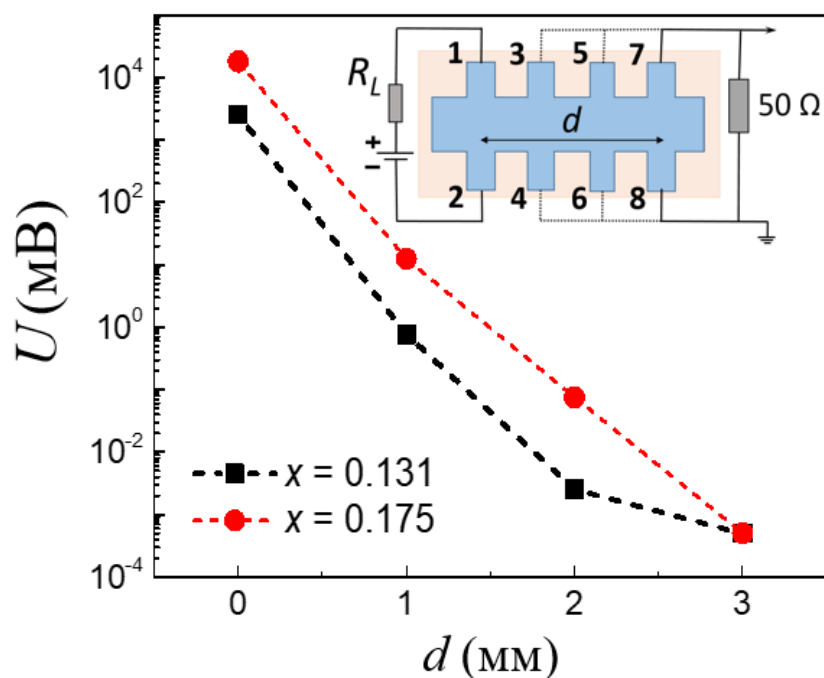


Рис. 5.2. Зависимость падения напряжения на различных парах потенциальных контактов (1-2, 3-4, 5-6, 7-8) образцов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с составами $x = 0.131$ и 0.175 в отсутствие фотовозбуждающего излучения от расстояния между токовыми и потенциальными контактами. На вставке приведена схема подключения образца к измерительной цепи.

Приведенные на рис. 5.2 результаты измерения падения напряжения в равновесных условиях с потенциальных контактов, в различной степени удаленных от области протекания объемного тока, наглядно иллюстрируют близкий к экспоненциальному характер уменьшения вклада объемных носителей заряда в регистрируемый сигнал по мере удаления потенциальных контактов от токовых. На наиболее удаленной паре потенциальных контактов – 7-8 – падение напряжения в равновесных условиях и вовсе обращается в приборный «ноль». Также выходит за пределы чувствительности измерительного оборудования и падение напряжения, измеренное в нелокальной конфигурации в темновых условиях во всех образцах с геометрией H-bar.

В неравновесных условиях измерения, осуществляемые в нелокальной геометрии, приводят к качественно различным результатам в топологической и

тривиальной фазе твердых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. В образцах с прямым энергетическим спектром ($x > 0.16$) вне зависимости от внешнего магнитного поля нелокальный фотоотклик не наблюдается.

В исследованных образцах с инвертированной зонной структурой в условиях терагерцового фотовозбуждения наблюдается нелокальный фотоотклик, в значительной мере зависящий от магнитного поля. В отсутствие внешнего магнитного поля регистрируемый фотоотклик пренебрежимо мал. Приложение магнитного поля приводит к существенному увеличению амплитуды отклика. На рис. 5.3 приведены кинетические зависимости терагерцового фотоотклика в твердом растворе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с инверсным энергетическим спектром ($x < 0.16$), измеренные в нелокальной конфигурации с различных пар потенциальных контактов мостиков Холла в магнитном поле в условии фотовозбуждения.

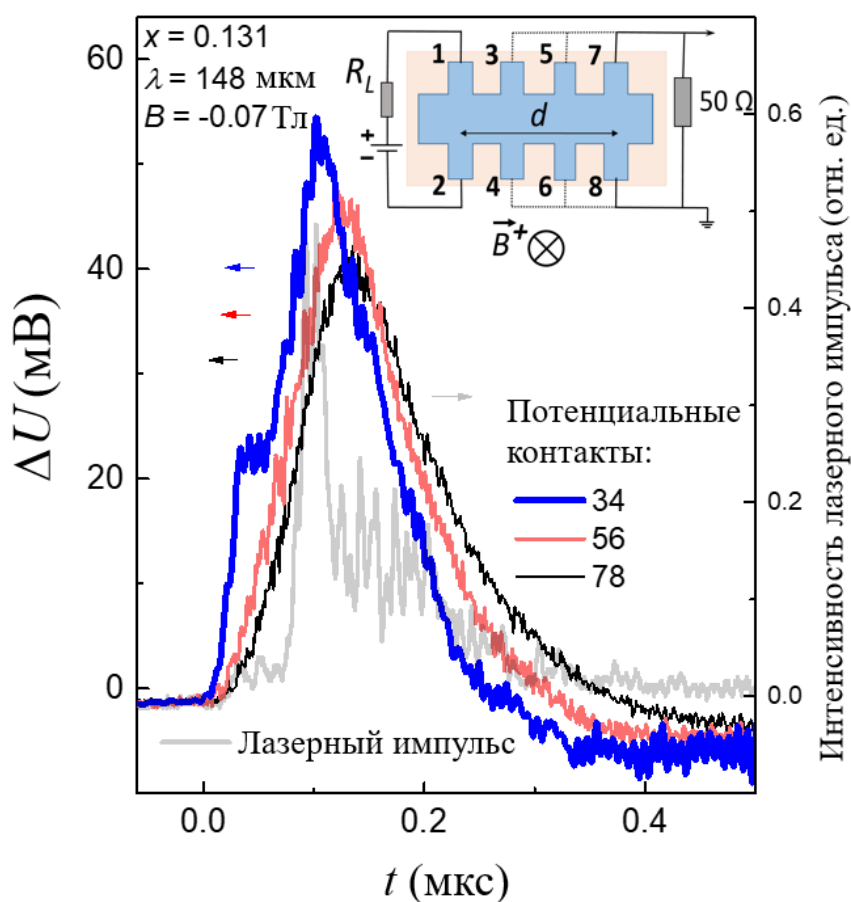


Рис. 5.3. Кинетики терагерцового фотоотклика в структуре на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с составом $x = 0.131$, измеренные в нелокальной геометрии эксперимента с ряда пар

потенциальных контактов мостика Холла, в различной степени удаленных от линии протекания тока смещения. Величина внешнего магнитного поля составляла $B = -0.07$ Тл. Длина волны фотовозбуждающего излучения $\lambda = 148$ мкм. Схематичное изображение подключения образца к измерительной цепи приведено на вставке [А6].

Фотоотклик, измеренный в нелокальной конфигурации, наблюдается в структурах с геометрией мостика Холла в условиях фотовозбуждения с различными длинами волн лазерного излучения и в структурах с различными составами, соответствующими топологической фазе твердых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ (см. рис. 5.4).

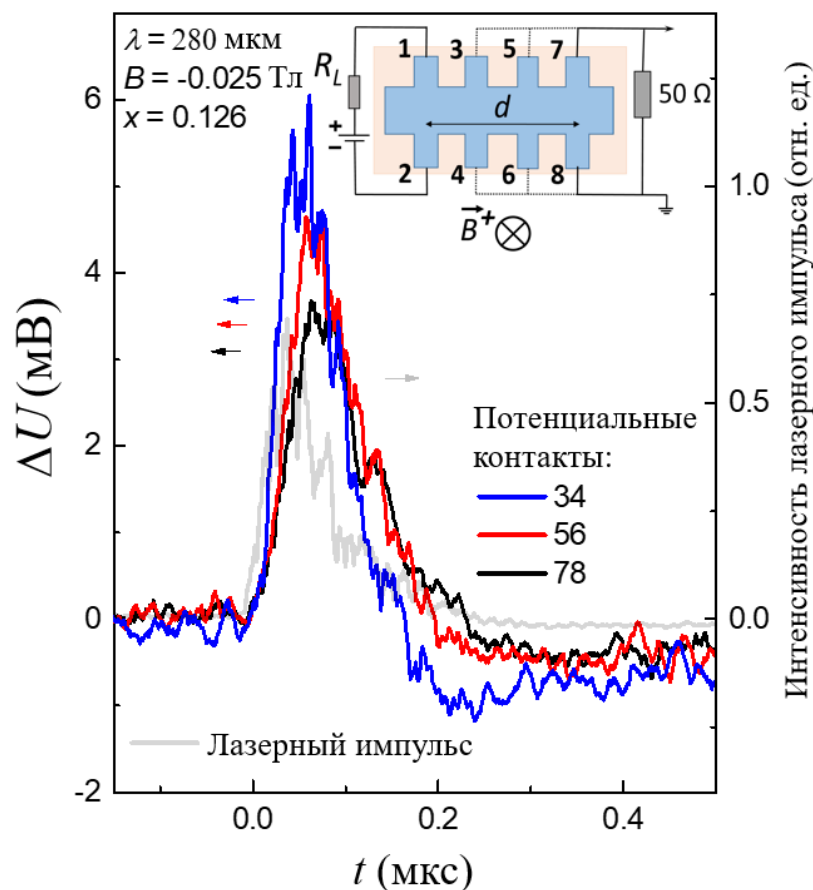


Рис. 5.4. Кинетики терагерцового фотоотклика в структуре на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с составом $x = 0.126$, измеренные в нелокальной геометрии эксперимента с ряда пар потенциальных контактов мостика Холла, в различной степени удаленных от линии протекания тока смещения. Величина внешнего магнитного поля составляла

$B = -0.025$ Тл. Длина волны фотовозбуждающего излучения $\lambda = 280$ мкм. Схематичное изображение подключения образца к измерительной цепи приведено на вставке.

Нелокальный фотоотклик был также продемонстрирован и в структурах с геометрией типа H-bar (см. рис. 5.5).

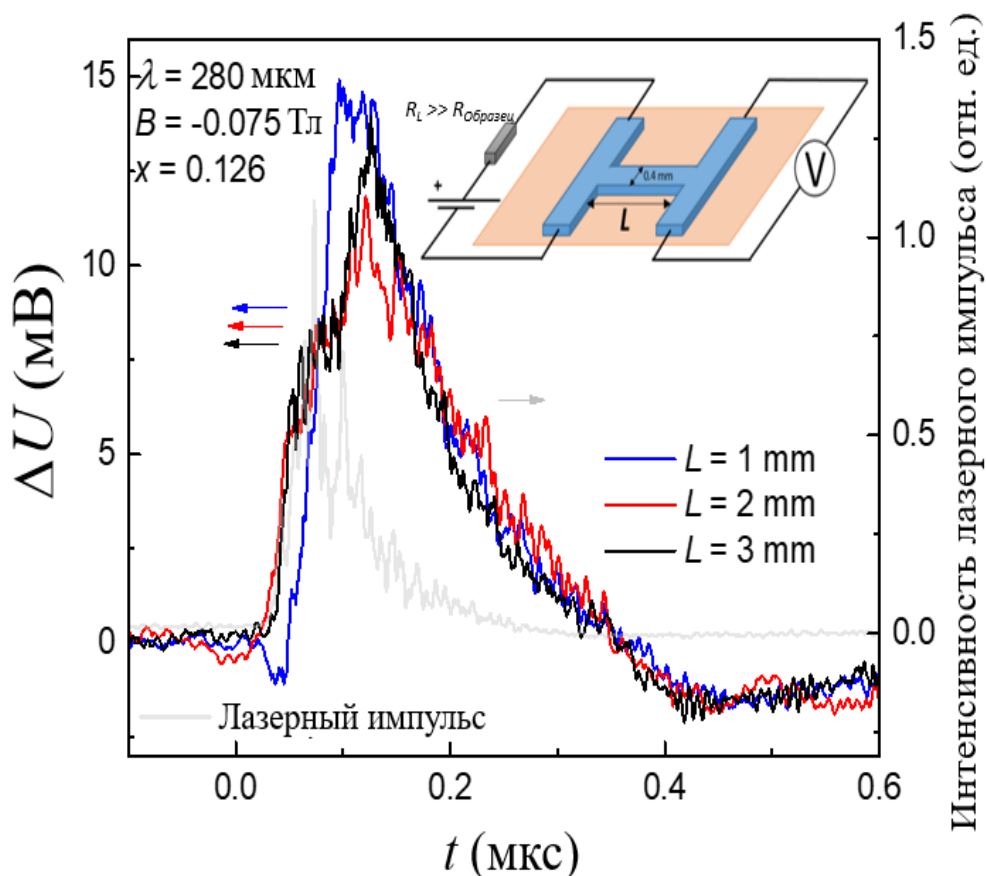


Рис. 5.5. Кинетики терагерцового фотоотклика в образцах на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с составом $x = 0.126$ в геометрии H-bar с различными размерными параметрами. Величина внешнего магнитного поля составляла $B = -0.075$ Тл. Длина волны фотовозбуждающего излучения $\lambda = 280$ мкм. Схематичное изображение подключения образца к измерительной цепи приведено на вставке.

Из представленных на рис. 5.3, 5.4 и 5.5 кинетических зависимостей видно, что терагерцовый фотоотклик в магнитном поле сравнительно слабо зависит от расстояния между парами токовых и потенциальных контактов как в мостиках Холла, так и в образцах с геометрией H-bar. Таким образом, приведенные выше

результаты явно указывают на формирование в неравновесных условиях в топологической фазе твердых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ каналов электронного транспорта, не связанных с переносом заряда в объеме активного слоя [А6, А17-А20].

Необходимо отметить, что в нелокальной геометрии измерений терагерцовый фотоотклик проявляется только в условиях приложения напряжения смещения. Это продемонстрировано на рис. 5.6 результатами измерения отклика как в условиях приложения напряжения смещения, так и в его отсутствие.

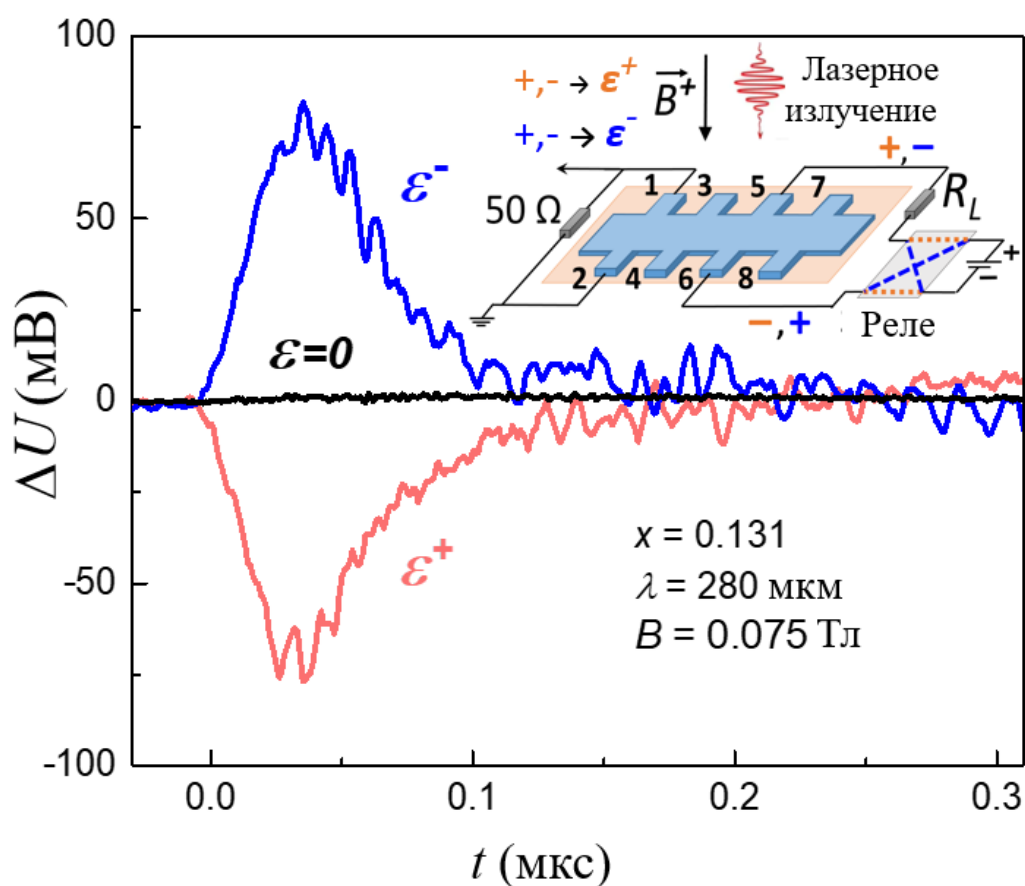


Рис. 5.6. Кинетики терагерцового фотоотклика на длине волны $\lambda = 280$ мкм в твердом растворе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с составом $x = 0.131$, измеренные в магнитном поле $B = 0.075$ Тл, как в условиях приложения напряжения смещения противоположных полярностей (красный и синий), так и в отсутствие тока смещения (черный). Геометрия и схема подключения образца представлены на вставке.

Наблюдаемый фотоотклик меняет знак при изменении полярности напряжения смещения, а в отсутствии смещения и вовсе не наблюдается (рис. 5.6), что свидетельствует о пренебрежимой малости вклада фотовольтаических эффектов в регистрируемый сигнал.

Нельзя исключить, что наблюдаемый нелокальный отклик может быть следствием формирования краевых фотоиндуцированных токов. Для проверки этой гипотезы были проведены измерения терагерцового фотоотклика в $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, $x = 0.131$ в магнитном поле с различных пар потенциальных контактов, последовательно расположенных вдоль направления протекания предполагаемого краевого фототока. Результаты приведены на рис. 5.7.

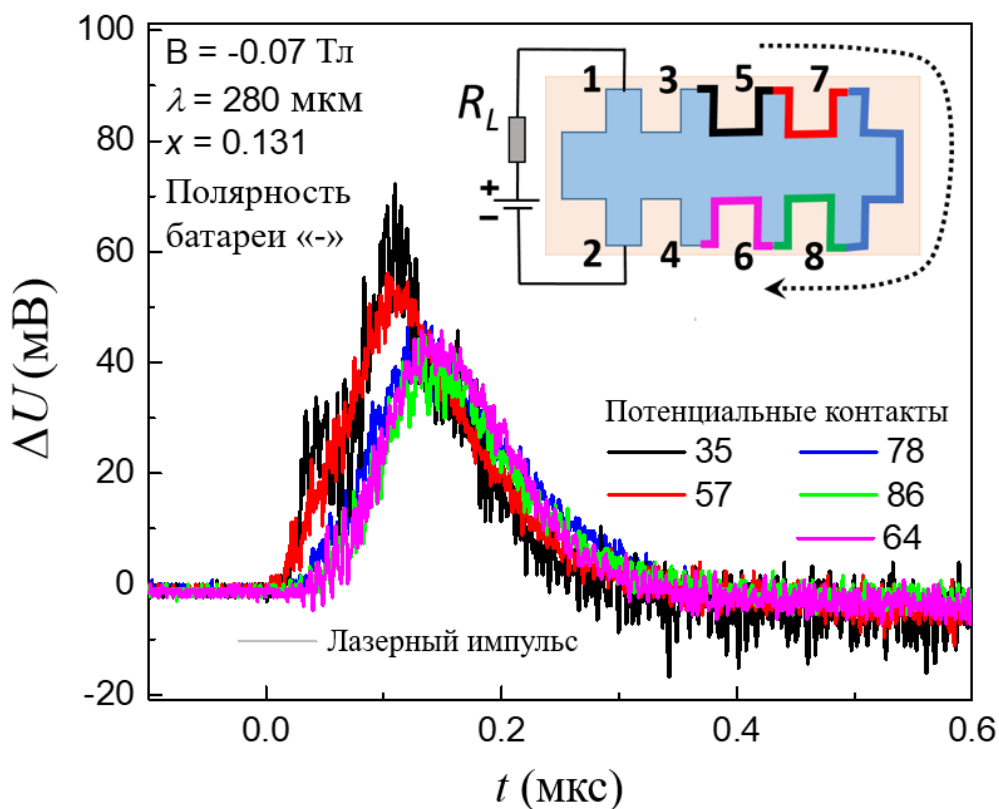


Рис. 5.7. Кинетики терагерцового фотоотклика в структурах на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с составом $x = 0.131$, измеренные в нелокальной геометрии с различных пар потенциальных контактов, последовательно расположенных вдоль направления протекания предполагаемого краевого фототока. Измерения были проведены в условиях приложения магнитного поля $B = -0.07$ Тл, а длина волны возбуждающего

излучения составляла $\lambda = 280$ мкм. Геометрия образца и направление обхода при последовательном переключении потенциальных контактов в ходе измерений отображены на вставке. Цвета представленных кинетик соответствуют цветам участков края образца, на которых они были измерены.

Следует отметить, что кинетики терагерцового фотоотклика, измеренные на различных участках края образца, практически не зависят от выбора пары потенциальных контактов, а также не меняют знак при переходе на противоположную сторону образца. Это указывает на краевой характер протекания фотоиндуцированных токов в топологической фазе твердых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$.

Также в образцах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с инверсной зонной структурой была проведена серия измерений терагерцового фотоотклика в следующей конфигурации подключения образца: напряжение смещения подавалось на одну из центральных пар потенциальных контактов, а терагерцовый фотоотклик регистрировался с различных сторон от области локализации объемного тока смещения. Измерения проводились при противоположных направлениях магнитного поля фиксированной амплитуды с изменением полярности напряжения смещения. Результаты приведены на рис. 5.8.

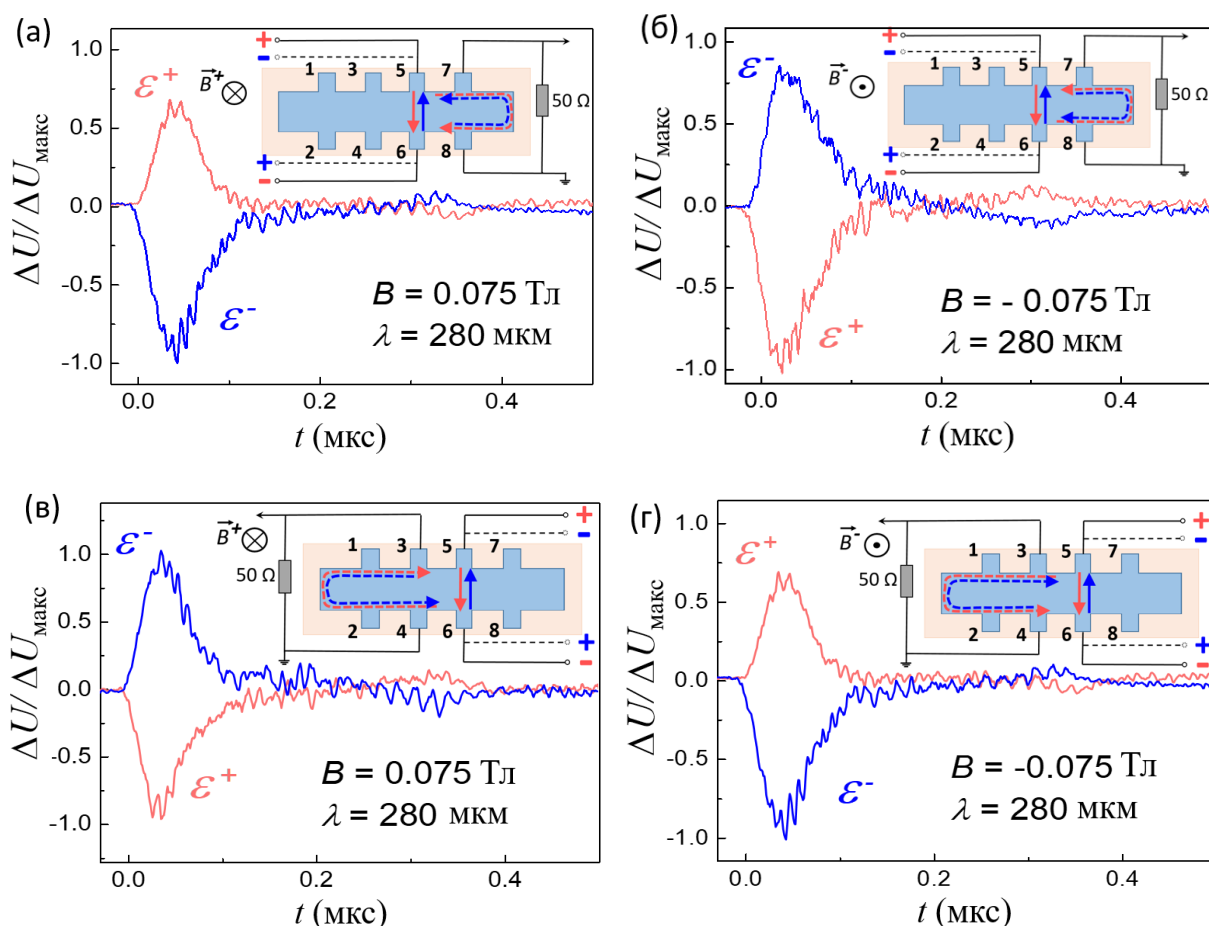


Рис. 5.8. Нормированные на максимальное значение кинетики терагерцового фотоотклика в твердом растворе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, $x = 0.131$ на длине волны $\lambda = 280$ мкм в нелокальной конфигурации эксперимента. Измерения были проведены в условиях приложения как положительного (а, в), так и отрицательного (б, г) магнитного поля, с двух различных пар потенциальных контактов – 7-8 (а, б) и 3-4 (в, г). Красные кривые соответствуют положительной полярности батареи, синие – отрицательной. Схематичные изображения подключения образца к измерительной системе с указанием направлений токов смещения (сплошные стрелки) и фототоков (пунктирные стрелки) представлены на вставках [Аб].

Из приведенных на рис. 5.8 результатов видно, что знак фотоотклика зависит от выбора стороны образца, на которой осуществляются измерения, по отношению к токовым контактам, а также от направления магнитного и электрического полей. Так, в условиях приложения положительного напряжения смещения к контактам 5-6 в положительном магнитном поле на паре потенциальных контактов 3-4

фотоотклик имеет отрицательный знак, а на паре 7-8 – положительный. При перевороте вектора индукции магнитного поля, как и при приложении отрицательного напряжения смещения, знаки фотоотклика на обеих сторонах образца инвертируются [А6, А17-А20].

Аналогичный эксперимент с изменением направления магнитного поля и схемы подключения образца был проведен и для серии образцов в геометрии Н-бар (см. рис. 5.9).

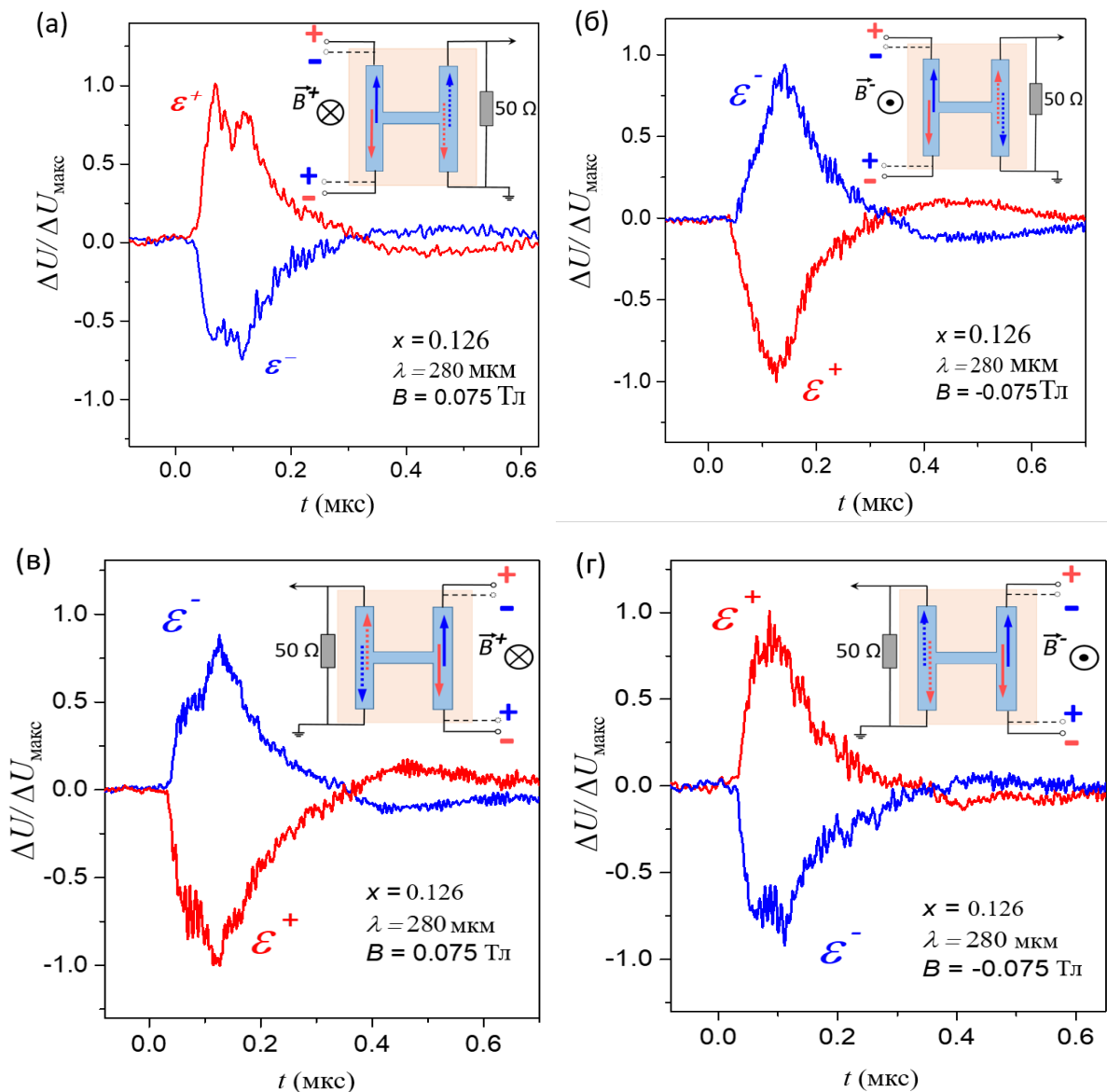


Рис. 5.9. Нормированные на максимальное значение кинетические зависимости терагерцового фотоотклика, измеренные в нелокальной конфигурации для образца $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с составом $x = 0.126$ с геометрией типа Н-бар. Измерения были

проведены в условиях приложения внешнего положительного (а, в) и отрицательного (б, г) магнитного поля $B = \pm 0.75$ Тл при различных схемах подключения образца к измерительной цепи. Длина волны терагерцового излучения $\lambda = 280$ мкм.

Из рис. 5.9 видно, что в образцах с геометрией типа Н-бар, как и в мостиках Холла, знак фотоотклика зависит как от выбора расположения пары потенциальных контактов, так и от полярности напряжения смещения и направления внешнего магнитного поля. Приведенные на рис. 5.8 и 5.9 результаты свидетельствуют о том, фотоиндуцированные в топологической фазе твердых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ токи обладают киральностью, зависящей от направлений магнитного и электрического полей.

Необходимо отметить, что поворот образца на 180° вокруг оси, проходящей через его центр перпендикулярно поверхности пленки, не приводит к существенному изменению кинетики отклика (рис. 5.10).

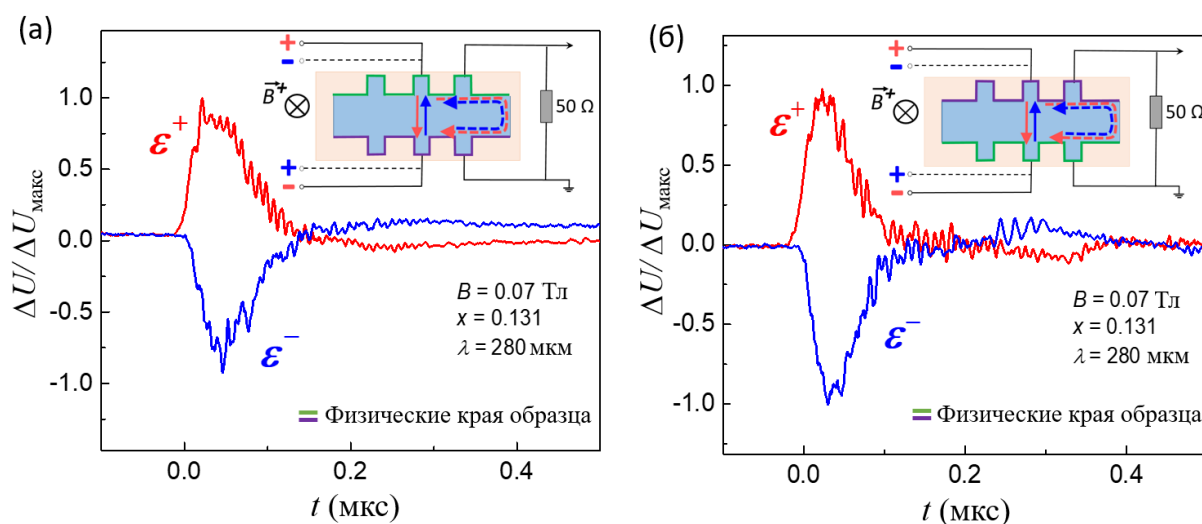


Рис. 5.10. Нормированные на максимальное значение кинетики терагерцовой фотопроводимости в твердом растворе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с составом $x = 0.131$, измеренные до (а) и после (б) переворота образца. Величина магнитного поля $B = 0.07$ Тл, длина волны фотовозбуждающего излучения $\lambda = 280$ мкм. Геометрия и схема подключения образца к измерительной цепи приведены на вставках. Различными

цветами (зеленый, фиолетовый) указаны физические стороны образца, меняющиеся местами после поворота образца.

Приведенные на рис. 5.10 результаты указывают на отсутствие взаимосвязи между возможной неоднородностью образца и киральным краевым характером неравновесного транспорта в топологической фазе твердых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$.

В ряде работ по изучению фотогальванических эффектов, стимулированных терагерцовым излучением [78, 79], была продемонстрирована зависимость киральности фотоиндуцированных токов, возникающих в отсутствие напряжения смещения, от поляризации лазерного излучения. Аналогичный эксперимент по исследованию зависимости нелокального фототока от поляризации падающего излучения был проведен в текущей работе с использованием волновых фазовых пластин $\lambda/4$ и $\lambda/2$. Получение правой и левой круговых поляризаций, а также вращение линейной поляризации излучения достигалось с помощью поворота волновых пластин вокруг оси направления распространения терагерцового излучения. На рис. 5.11 представлена зависимость амплитуды фотоотклика от угла поворота волновых пластин $\lambda/4$ и $\lambda/2$.

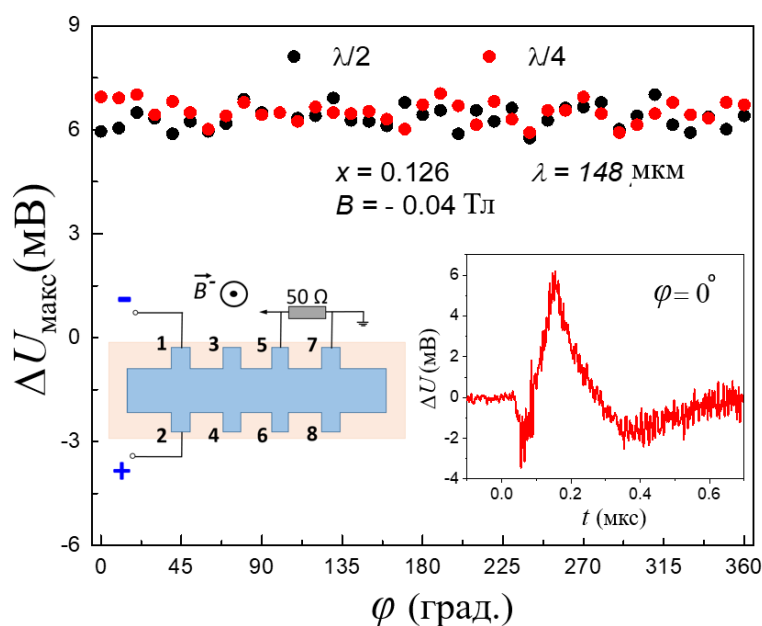


Рис. 5.11. Зависимость амплитуды фотоотклика в образце $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с составом $x = 0.126$ от угла поворота поляризующих пластинок $\lambda/4$ (красный) и $\lambda/2$ (черный).

Длина волны фотовозбуждающего излучения $\lambda = 148$ мкм, величина магнитного поля $B = -0.04$ Тл.

Из представленных на рис. 5.11 результатов видно, что знак регистрируемого фотоотклика, а значит, и направление протекания фотоиндуцированных токов не зависит от поляризации падающего терагерцового излучения.

Магнитополевая зависимость нелокального терагерцового фотоотклика также характеризуется нетривиальным характером. На рис. 5.12 представлена зависимость амплитуды нелокального терагерцового фотоотклика в твердом растворе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с составом $x = 0.131$ от внешнего магнитного поля.

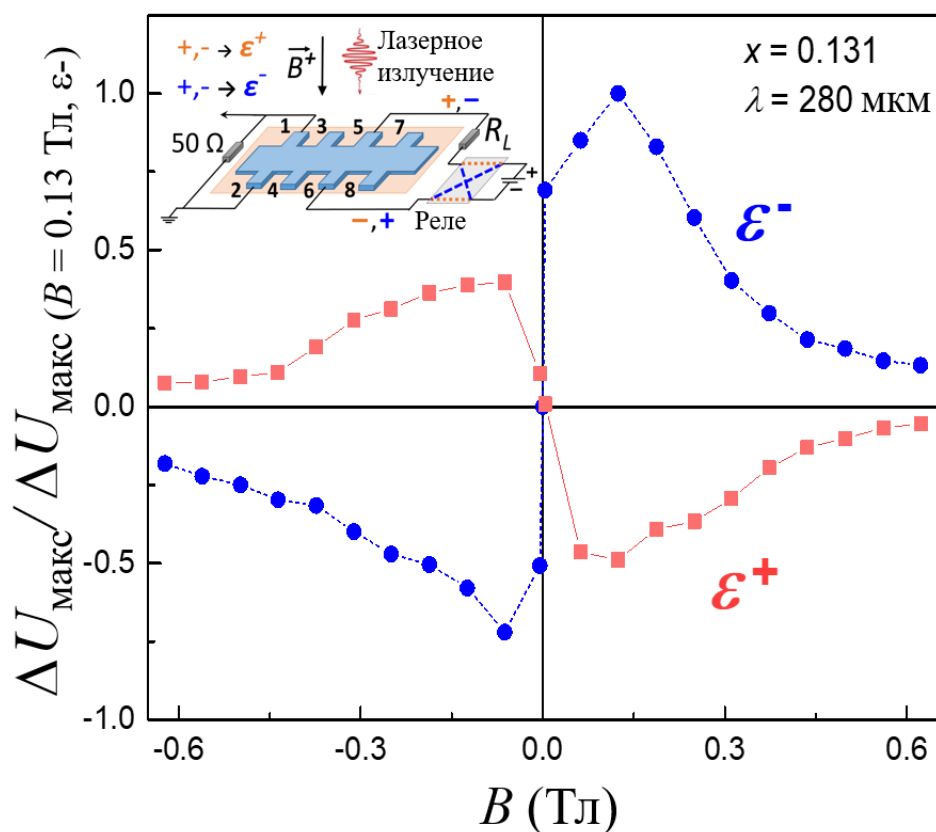


Рис. 5.12. Магнитополевая зависимость нормированной на максимальное значение амплитуды терагерцового фотоотклика в твердом растворе $\text{Hg}_{0.87}\text{Cd}_{0.13}\text{Te}$, стимулированного излучением с длиной волны $\lambda = 280$ мкм при различных полярностях напряжения смещения. Геометрия и схема подключения образца отображены на вставке [А6].

Магнитополевая зависимость амплитуды терагерцового фотоотклика (рис. 5.12) в $\text{Hg}_{0.87}\text{Cd}_{0.13}\text{Te}$ демонстрирует ярко выраженное антисимметричное поведение в магнитном поле. В нулевом магнитном поле фотоотклик практически отсутствует. В малых магнитных полях амплитуда фотоотклика характеризуется быстрым ростом, вплоть до ~ 0.1 Тл, где амплитуда достигает максимального значения и при дальнейшем увеличении магнитного поля монотонно снижается. Подобный характер магнитополевой зависимости наблюдается на различных длинах волн фотовозбуждающего излучения терагерцового диапазона (рис. 5.13).

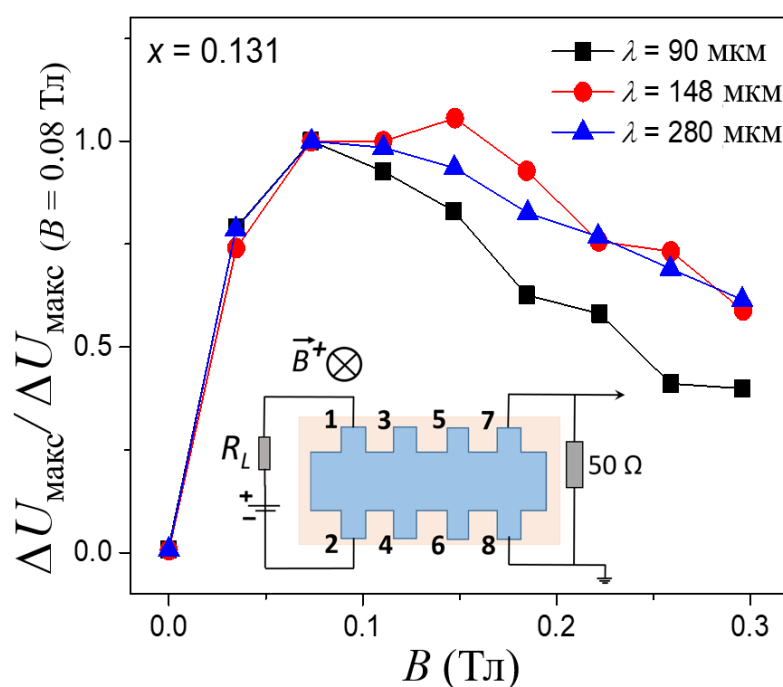


Рис. 5.13. Магнитополевые зависимости нормированной амплитуды терагерцового фотоотклика в условиях фотовозбуждения на различных длинах волн. Схема подключения образца отображена на вставке.

Исходя из рис. 5.13 видно, что ключевые особенности магнитополевой зависимости амплитуды терагерцового фотоотклика, измеренного в нелокальной конфигурации, воспроизводятся на всех использованных в ходе исследований длинах волн фотовозбуждающего излучения.

5.2. Обсуждение результатов

Приведенные в текущей главе результаты указывают на нелокальный характер терагерцовой фотопроводимости в топологической фазе твердых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ в условиях приложения внешнего магнитного поля. Необходимо отметить, что нелокальный фотоотклик не наблюдается в образцах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с прямым энергетическим спектром ($x > 0.16$).

Результаты измерений, приведенные на рис. 5.5, явно указывают на краевой характер протекания фотоиндуцированных токов, о чем свидетельствует сохранение знака регистрируемого фотоотклика при последовательном перемещении пары потенциальных контактов вдоль края исследуемой структуры. При этом, как видно из рис. 5.8 и 5.9, краевой фототок обладает киральностью, зависящей как от направления внешнего магнитного, так и электрического поля.

На рис. 5.3, 5.4 и 5.5 можно заметить, что амплитуда фотоотклика не снижается пропорционально уменьшению длины участка края образца, на котором производится измерение. Это вполне объяснимо, если принять во внимание тот факт, что с целью согласования нагрузки на входе измерительного прибора, параллельно образцу подключен резистор с сопротивлением $R = 50$ Ом. Поскольку сопротивление образца существенно превышает сопротивление резистора, фотоиндуцированные токи текут главным образом через вспомогательный резистор, а не через образец, что обуславливает отсутствие пропорционального уменьшения фотоотклика по мере снижения длины края измеряемого участка образца.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что в топологической фазе твердых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ неравновесный транспорт, стимулированный терагерцовым лазерным излучением, обладает нелокальным краевым характером [A6, A17-A20].

Первой аналогией для наблюдаемой нелокальной фотопроводимости может послужить краевой баллистический транспорт, реализуемый в рамках квантового эффекта Холла [30,31]. В рамках КЭХ в условиях приложения внешнего квантующего магнитного поля электрический ток распространяется по краю 2D слоя и меняет направление при повороте вектора индукции магнитного поля. Однако, в отличие от наблюдаемых в данной работе краевых фототоков, киральность краевого тока в рамках КЭХ не зависит от полярности приложенного напряжения смещения.

Еще одна аналогия связана с возбуждением посредством терагерцового излучения и распространением краевых магнитоплазмонов [93, 94], киральность которых также зависит от направления вектора индукции внешнего магнитного поля. Однако, как и в случае с КЭХ, направление распространения краевых магнитоплазмонов не зависит от полярности приложенного напряжения смещения. Более того, в случае наблюдения магнитоплазмонов положение максимума магнитополевой зависимости должно варьироваться при изменении длины волны возбуждающего излучения, что в полученных нами результатах не наблюдается (см. рис. 5.13). Таким образом, данная аналогия также не может быть положена в основу объяснения наблюдаемых в нашей работе эффектов.

Важно отметить, что нелокальный фотоотклик не наблюдается в тривиальной фазе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. Это указывает на возможную взаимосвязь наблюдаемых эффектов с топологическими проводящими состояниями, с необходимостью возникающими на границе раздела топологической и тривиальной фаз.

Тем не менее, проявление краевых каналов неравновесного транспорта в структурах на основе 3D эпитаксиальных слоев $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ макроскопических размеров представляется неожиданным. Как правило, нелокальный транспорт по краевым состояниям реализуется в условиях баллистического режима в двумерных топологических изоляторах микронных размеров [59]. Об обнаружении

нелокального вклада в терагерцовую фотопроводимость в структурах с квантовыми ямами HgTe макроскопических размеров при нарушении баллистического режима сообщалось в работе [61]. Формирование нелокального фотоотклика связывалось с присутствием краевых каналов и модулированного случайным полем примеси потенциального рельефа вблизи краев образца. Нельзя исключить, что модуляция потенциального рельефа в области гетерограниц может влиять на терагерцовую фотопроводимость в структурах на основе 3D слоев $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, изученных в настоящей работе.

Анализ результатов, представленных в главах 4 и 5, дает основания полагать, что нелокальный терагерцовый фотоотклик и отклик, измеренный в классической геометрии Холла, обладают общими особенностями, а именно, асимметрией в магнитном поле и магнитолевой зависимостью амплитуды сигнала, характеризуемой ростом в слабых магнитных полях, максимумом при $B \sim 0.1$ Тл и последующим монотонным спадом. Существование краевого кирального тока в условиях фотовозбуждения вполне укладывается в рамки предложенной в п. 4.5 качественной интерпретации наблюдаемых явлений. Можно заключить, что результаты исследования фотопроводимости, полученные в нелокальной и холловской геометрии эксперимента, демонстрируют проявление одних и тех же эффектов в различных экспериментальных конфигурациях.

Заключение

Основные результаты и выводы работы:

1. Изучена фотопроводимость в структурах на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ как с инверсным энергетическим спектром ($x < 0.16$, топологическая фаза), так и с прямым порядком зон ($x > 0.16$, тривиальная фаза) в диапазоне частот 0.7 – 3.3 ТГц. Обнаружено, что при переходе через точку инверсии энергетических зон знак отклика изменяется с положительного при $x < 0.16$ на отрицательный при $x > 0.16$. Отрицательная фотопроводимость связана с разогревом носителей. Положительный фотоотклик может быть обусловлен сочетанием нескольких факторов, включающих межзонную генерацию в объеме и неравновесные процессы на гетерогранице.

2. Установлено, что для исследованных структур на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ не наблюдается красной границы фотопроводимости при снижении энергии кванта возбуждающего излучения вплоть до $E_{hv} = 2.5$ мэВ. Отсутствие красной границы эффекта положительной фотопроводимости в образцах с инверсным энергетическим спектром ($x < 0.16$) может быть связано как с межзонной генерацией в условиях искривления энергетических зон в окрестности гетеропереходов, так и с процессами, обусловленными наличием топологических состояний.

3. Обнаружена асимметрия терагерцового фотоотклика в магнитном поле в топологической фазе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x < 0.16$). Подавление положительной фотопроводимости и ее асимметрии в магнитном поле при уменьшении толщины активного слоя в образцах с инверсным спектром указывают на сосуществование вкладов в результирующий фотоотклик от объема активного слоя и областей гетероперехода. За симметричную компоненту отклика ответственно возбуждение носителей в объеме активного слоя. Наличие асимметричной компоненты

фотопроводимости может быть обусловлено поведением носителей заряда в области топологического гетероперехода.

4. Предложен метод исследования неравновесного транспорта в 3D топологических изоляторах, сочетающий возможности терагерцового зондирования и нелокальной геометрии измерений. Эффективность подхода продемонстрирована на примере изучения фотопроводимости эпитаксиальных структур на основе топологической фазы $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$.

5. Обнаружено, что в структурах на основе топологической фазы $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ в магнитном поле наблюдается нелокальная фотопроводимость, обусловленная возникновением киральных фототоков. Направление протекания фотоиндуцированных токов зависит от направлений внешних магнитного и электрического полей. Принимая во внимание, что нелокальный отклик отсутствует в образцах с прямым энергетическим спектром, можно заключить, что существенный вклад в наблюдаемые явления вносят неравновесные процессы на границе топологической и тривиальной фаз.

Таким образом, в работе были изучены особенности электронного транспорта в эпитаксиальных гетероструктурах на основе твердых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ в условиях терагерцового фотовозбуждения и проведено сравнение наблюдаемых эффектов в образцах с прямым ($x > 0.16$) и инверсным ($x < 0.16$) спектром. Наиболее важным результатом представляется обнаружение нелокального вклада в терагерцовую фотопроводимость в образцах с инвертированным порядком энергетических зон. Анализ полученных экспериментальных результатов указывает на принципиально важную роль гетерограницы структуры – контакта областей с взаимно инвертированными энергетическими зонами – в наблюдаемых фотоэлектрических явлениях.

Литература

1. Hasan M. Z., Kane C. L. Colloquium: topological insulators. *Reviews of modern physics*, **82** (4), 3045 (2010).
2. Ando Y. Topological insulator materials. *Journal of the Physical Society of Japan*, **82** (10), 102001 (2013).
3. Gilbert M. J. Topological electronics. *Communications Physics*, **4** (1), 1-12 (2021).
4. Rogalski A. HgCdTe infrared detector material: history, status and outlook. *Reports on Progress in Physics*, **68** (10), 2267 (2005).
5. Копытко М., Rogalski A. HgCdTe barrier infrared detectors. *Progress in Quantum Electronics*, **47**, 1 (2016).
6. Lee D. *et al.* High-operating temperature HgCdTe: A vision for the near future. *Journal of Electronic Materials*, **45** (9), 4587 (2016).
7. Culcer D. *et al.* Transport in two-dimensional topological materials: recent developments in experiment and theory. *2D Materials*, **7** (2), 022007 (2020).
8. Волков Б. А., Панкратов О. А. Безмассовые двумерные электроны в инверсном контакте. *Письма в ЖЭТФ*, **42** (4), 145 (1985).
9. Klitzing K., Dorda G., Pepper M. New method for high-accuracy determination of the fine-structure constant based on quantized Hall resistance. *Physical review letters*, **45** (6), 494 (1980).
10. Гельмонт Б. Л., Иванов-Омский В. И., Цидильковский И. М. Электронный энергетический спектр бесщелевых полупроводников. *Успехи физических наук*, **120** (11), 337 (1976).
11. Цидильковский И. М. Бесщелевые полупроводники - новый класс веществ. — Наука, 1986.
12. Groves S., Paul W. Band structure of gray tin. *Physical Review Letters*, **11** (5), 194 (1963).
13. Берченко Н. Н., Пашковский М. В. Теллурид ртути—полупроводник с нулевой запрещенной зоной. *Успехи физических наук*, **119** (6), 223 (1976).

14. Bernevig B. A., Hughes T. L., Zhang S. C. Quantum spin Hall effect and topological phase transition in HgTe quantum wells. *Science*, **314** (5806), 1757 (2006).
15. Hansen G. L., Schmit J. L., Casselman T. N. Energy gap versus alloy composition and temperature in $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. *Journal of Applied Physics*, **53** (10), 7099 (1982).
16. Kane E. O. Band structure of indium antimonide. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, **1** (4), 249 (1957).
17. Haldane F. D. M. Nobel lecture: Topological quantum matter. *Reviews of Modern Physics*, **89** (4), 040502 (2017).
18. Culcer D., Geresdi A. Topological states. arXiv preprint arXiv:1907.02625. – 2019.
19. Vergniory, M.G., Elcoro, L., Felser, C. *et al.* A complete catalogue of high-quality topological materials. *Nature*, **566**, 480 (2019).
20. Tian W. *et al.* The property, preparation and application of topological insulators: a review. *Materials*, **10** (7), 814 (2017).
21. Armitage N. P., Mele E. J., Vishwanath A. Weyl and Dirac semimetals in three-dimensional solids. *Reviews of Modern Physics*, **90** (1), 015001 (2018).
22. Yan B., Felser C. Topological materials: Weyl semimetals. *Annual Review of Condensed Matter Physics*, **8**, 337 (2017).
23. Wang S. *et al.* Quantum transport in Dirac and Weyl semimetals: a review. *Advances in Physics: X*, **2** (3), 518 (2017).
24. Sato M., Ando Y. Topological superconductors: a review. *Reports on Progress in Physics*, **80** (7), 076501 (2017).
25. Nayak A. K. *et al.* Resolving the topological classification of bismuth with topological defects. *Science advances*, **5** (11), eaax6996 (2019).
26. Chiu C. K. *et al.* Classification of topological quantum matter with symmetries. *Reviews of Modern Physics*, **88** (3), 035005 (2016).
27. Ruan J. *et al.* Symmetry-protected ideal Weyl semimetal in HgTe-class materials. *Nature communications*, **7** (1), 1 (2016).

28. König M. *et al.* Quantum spin Hall insulator state in HgTe quantum wells. *Science*, **318** (5851), 766 (2007).
29. Moore J. E. The birth of topological insulators. *Nature*, **464** (7286), 194 (2010).
30. Halperin B. I. Quantized Hall conductance, current-carrying edge states, and the existence of extended states in a two-dimensional disordered potential. *Physical Review B*, **25** (4), 2185 (1982).
31. Von Klitzing K. The quantized Hall effect. *Reviews of Modern Physics*, **58** (3), 519 (1986).
32. Von Klitzing K. Developments in the quantum Hall effect. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, **363** (1834), 2203 (2005).
33. Thouless D. J. *et al.* Quantized Hall conductance in a two-dimensional periodic potential. *Physical review letters*, **49** (6), 405 (1982).
34. Haldane F. D. M. Model for a quantum Hall effect without Landau levels: Condensed-matter realization of the " parity anomaly". *Physical review letters*, **61** (18), 2015 (1988).
35. Murakami S., Nagaosa N., Zhang S. C. Spin-hall insulator. *Physical review letters*, **93** (15), 156804 (2004).
36. Kane, C. L. & Mele, E. J. Z_2 topological order and the quantum spin Hall effect. *Physical Review Letters*, **95**, 146802 (2005).
37. Bernevig B. A., Zhang S. C. Quantum spin Hall effect. *Physical review letters*, **96** (10), 106802 (2006), 106802 (2006).
38. Damascelli A. Probing the electronic structure of complex systems by ARPES. *Physica Scripta*, **2004** (T109), 61 (2004).
39. Lv B., Qian T., Ding H. Angle-resolved photoemission spectroscopy and its application to topological materials. *Nature Reviews Physics*, **1** (10), 609 (2019).
40. Hsieh D. *et al.* A topological Dirac insulator in a quantum spin Hall phase. *Nature*, **452** (7190), 970 (2008).

41. Liu C. *et al.* Tunable spin helical Dirac quasiparticles on the surface of three-dimensional HgTe. *Physical Review B*, **92** (11), 115436 (2015).
42. Crauste O. *et al.* Topological surface states of strained Mercury-Telluride probed by ARPES. preprint arXiv: 1307.2008. (2013).
43. Brüne C. *et al.* Quantum Hall effect from the topological surface states of strained bulk HgTe. *Physical Review Letters*, **106** (12), 126803 (2011).
44. Hsieh D. *et al.* A topological Dirac insulator in a quantum spin Hall phase. *Nature*, **452** (7190), 970 (2008).
45. Xia Y. *et al.* Observation of a large-gap topological-insulator class with a single Dirac cone on the surface. *Nature physics*, **5** (6), 398 (2009).
46. Swatek P. *et al.* Gapless Dirac surface states in the antiferromagnetic topological insulator MnBi_2Te_4 . *Physical Review B*, **101** (16), 161109 (2020).
47. Cheng P. *et al.* Scanning tunneling microscopy studies of topological insulators. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, **44** (5), 912 (2012).
48. Zhang T. *et al.* Experimental demonstration of topological surface states protected by time-reversal symmetry. *Physical Review Letters*, **103** (26), 266803 (2009).
49. Cheng P. *et al.* Landau quantization of topological surface states in Bi_2Se_3 . *Physical Review Letters*, **105** (7), 076801 (2010).
50. Liu C. *et al.* Quantum spin Hall effect in inverted type-II semiconductors. *Physical review letters*, **100** (23), 236601 (2008).
51. Knez I., Du R. R., Sullivan G. Evidence for helical edge modes in inverted InAs/GaSb quantum wells. *Physical review letters*, **107** (13), 136603 (2011).
52. Knez I., Du R. R., Sullivan G. Andreev reflection of helical edge modes in InAs/GaSb quantum spin Hall insulator. *Physical review letters*, **109** (18), 186603 (2012).
53. Aguilar R. V. *et al.* Terahertz response and colossal Kerr rotation from the surface states of the topological insulator Bi_2Se_3 . *Physical review letters*, **108** (8), 087403 (2012).

54. Wu L. *et al.* A sudden collapse in the transport lifetime across the topological phase transition in $(\text{Bi}_{1-x}\text{In}_x)_2\text{Se}_3$. *Nature Physics*, **9** (7), 410 (2013).
55. Luo C. W. *et al.* THz generation and detection on Dirac fermions in topological insulators. *Advanced Optical Materials*, **1** (11), 804 (2013).
56. Galeeva A. V. *et al.* Manifestation of topological surface electron states in the photoelectromagnetic effect induced by terahertz laser radiation. *Semiconductor Science and Technology*, **31** (9), 095010 (2016).
57. Egorova S. G. *et al.* Detection of highly conductive surface electron states in topological crystalline insulators $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ using laser terahertz radiation. *Scientific reports*, **5** (1), 1 (2015).
58. Egorova S. G. *et al.* Discrimination of Conductive Surface Electron States by Laser Terahertz Radiation in PbSe—A Base for $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ Topological Crystalline Insulators. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, **5** (4), 659 (2015).
59. Roth A. *et al.* Nonlocal transport in the quantum spin Hall state. *Science*, **325** (5938), 294 (2009).
60. Büttiker M. Four-terminal phase-coherent conductance. *Physical review letters*, **57** (14), 1761 (1986).
61. Квон З. Д. и др. Терагерцовый электронный транспорт двумерного топологического изолятора в HgTe квантовой яме. Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики, **99** (5), 333 (2014).
62. Fu L., Kane C. L. Topological insulators with inversion symmetry. *Physical Review B*, **76** (4), 045302 (2007).
63. Ольшевецкий Е. Б. и др. Квантовый эффект Холла в квазитрехмерной пленке HgTe. Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики, **93** (9), 584 (2011).
64. Козлов Д. А. *et al.* Трехмерный топологический изолятор на основе напряженной пленки HgTe. *Физика низких температур*, **41** (2), 109 (2015).

65. Tomaka G. *et al.* Topological insulators based on the semi-metallic HgCdTe. *Opto-Electronics Review*, **25** (3), 188 (2017).
66. Cho A. Y., Arthur J. R. Molecular beam epitaxy. *Progress in solid-state chemistry*, **10**, 157 (1975).
67. Копьев П. С. Молекулярно-пучковая эпитаксия гетероструктур на основе соединений A^{III}B^V. *Физика и техника полупроводников*, **22** (10), 1729 (1988).
68. Irvine S. J. C., Bajaj J. In situ characterization techniques for monitoring and control of VPE growth of Hg_{1-x}Cd_xTe. *Semiconductor Science and Technology*, **8** (6S), 860 (1993).
69. Svitashv K. K. *et al.* The growth of high-quality MCT films by MBE using in-situ ellipsometry. *Crystal Research and Technology*, **29** (7), 931 (1994).
70. Hartley R. H. *et al.* Ellipsometry: a technique for real time monitoring and analysis of MBE-grown CdHgTe and CdTe/HgTe superlattices. *Journal of crystal growth*, **117**, 166 (1992).
71. Morozov S. V. *et al.* Long wavelength stimulated emission up to 9.5 μm from HgCdTe quantum well heterostructures. *Applied Physics Letters*, **108** (9), 092104 (2016).
72. Morozov S. V. *et al.* Stimulated emission from HgCdTe quantum well heterostructures at wavelengths up to 19.5 μm. *Applied Physics Letters*, **111** (19), 192101 (2017).
73. Rumyantsev V. *et al.* Carrier Recombination, Long-Wavelength Photoluminescence, and Stimulated Emission in HgCdTe Quantum Well Heterostructures. *Physica status solidi (b)*, **256** (6), 1800546 (2019).
74. Harman T. C. *et al.* Low electron effective masses and energy gap in Cd_xHg_{1-x}Te. *Physical Review Letters*, **7** (11), 403 (1961).
75. Guldner Y. *et al.* Magneto-optical Investigation of Hg_{1-x}Cd_xTe Mixed Crystals II. Semiconducting Configuration and Semimetal → Semiconductor Transition. *Physica status solidi (b)*, **82** (1), 149 (1977).

76. Orlita M. *et al.* Observation of three-dimensional massless Kane fermions in a zinc-blende crystal. *Nature Physics*, **10** (3), 233 (2014).
77. Tepe F. *et al.* Temperature-driven massless Kane fermions in HgCdTe crystals. *Nature communications*, **7** (1), 1 (2016).
78. Dantscher K. M. *et al.* Photogalvanic probing of helical edge channels in two-dimensional HgTe topological insulators. *Physical Review B*, **95** (20), 201103 (2017).
79. Hubmann S. *et al.* Symmetry breaking and circular photogalvanic effect in epitaxial $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ films. *Physical Review Materials*, **4** (4), 043607 (2020).
80. Dantscher K. M. *et al.* Cyclotron-resonance-assisted photocurrents in surface states of a three-dimensional topological insulator based on a strained high-mobility HgTe film. *Physical Review B*, **92** (16), 165314 (2015).
81. Otteneder M. *et al.* Terahertz magnetospectroscopy of cyclotron resonances from topological surface states in thick films of $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. *Physica status solidi (b)*, **258** (1), 2000023 (2021).
82. Varavin V. S. *et al.* Molecular beam epitaxy of high quality $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ films with control of the composition distribution. *Journal of crystal growth*, **159** (1), 1161 (1996).
83. Dvoretzky S. *et al.* Growth of HgTe quantum wells for IR to THz detectors. *Journal of Electronic Materials*, **39** (7), 918 (2010).
84. Ganichev S.D. Intense Terahertz Excitation of Semiconductors. *International Journal of Terahertz Science and Technology*, **1** (3), 136 (2008).
85. Шейнкман М.К., Шик. А.Я. Долговременные релаксации и остаточная проводимость в полупроводниках. *Физика и техника полупроводников*, **10** (2), 209 (1976).
86. Mooney P. M. Deep donor levels (DX centers) in III-V semiconductors. *Journal of Applied Physics*, **67** (3), R1 (1990).

87. Волков Б. А., Рябова Л. И., Хохлов Д. Р. Примеси с переменной валентностью в твердых растворах на основе теллурида свинца. Успехи физических наук, **172** (8), 875 (2002).
88. Rumyantsev V. V. *et al.* Spectra and kinetics of THz photoconductivity in narrow-gap $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x < 0.2$) epitaxial films. Semiconductor science and technology, **28** (12), 125007 (2013).
89. Bianchi M. *et al.* Coexistence of the topological state and a two-dimensional electron gas on the surface of Bi_2Se_3 . Nature communications, **1** (1), 1 (2010).
90. Cao, H. *et al.* Photo-Nernst current in graphene. Nature Physics, **12**, 236-239 (2016).
91. Ponomarenko L. A. *et al.* The effect of carrier density gradients on magnetotransport data measured in Hall bar geometry. Solid state communications, **130** (10), 705 (2004).
92. Karmakar B. *et al.* The effects of macroscopic inhomogeneities on the magnetotransport properties of the electron gas in two dimensions. Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, **24** (3), 187 (2004).
93. Ashoori R. C. *et al.* Edge magnetoplasmons in the time domain. Physical Review B, **45** (7), 3894 (1992).
94. Zabolotnykh A. A. & Volkov V. A. Interaction of gated and ungated plasmons in two-dimensional electron systems. Phys. Rev. B, **99**, 165304 (2019).

Список публикаций автора

Статьи, цитируемые в WoS и Scopus

- A1. Galeeva A.V., Artamkin A.I., Kazakov A.S., Danilov S.N., Dvoretzkiy S.A., Mikhailov N.N., Ryabova L.I., Khokhlov D.R. *et al.* Non-equilibrium electron transport induced by terahertz radiation in the topological and trivial phases of $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. *Beilstein journal of nanotechnology*, **9**, 1035 (2018).
DOI: 10.3762/bjnano.9.96.
IF - 2.612
- A2. Галеева А.В., Казаков А.С., Артамкин А.И., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н., Банников М.И., Данилов С.Н., Рябова Л.И., Хохлов Д.Р. Особенности транспорта в топологической фазе $\text{Hg}_{0.87}\text{Cd}_{0.13}\text{Te}$ в условиях терагерцового фотовозбуждения. *Физика и техника полупроводников*, **54** (9), 873 (2020).
DOI: 10.21883/FTR.2020.09.49824.16.
(Перевод) Galeeva A.V., Kazakov A.S., Artamkin A.I., Dvoretzkiy S.A., Mikhailov N.N., Bannikov M.I., Danilov S.N., Ryabova L.I., Khokhlov D.R. Transport Features in the Topological Phase $\text{Hg}_{0.87}\text{Cd}_{0.13}\text{Te}$ under Terahertz Photoexcitation. *Semiconductors*, **54**, 1064 (2020).
DOI: 10.1134/S1063782620090109.
IF - 0.674
- A3. Galeeva A.V., Kazakov A.S., Artamkin A.I., Ryabova L.I., Dvoretzkiy S.A., Mikhailov N.N., Bannikov M.I., Danilov S.N., Khokhlov D.R. Apparent *PT*-symmetric terahertz photoconductivity in the topological phase of $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ -based structures. *Scientific reports*, **10**, 2377 (2020).
DOI: 10.1038/s41598-020-59280-0.
IF - 4.379
- A4. Казаков А.С., Галеева А.В., Иконников А.В., Долженко Д.Е., Рябова Л.И., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Банников М.И., Данилов С.Н., Хохлов Д.Р. Роли элементов гетероструктуры на основе топологической фазы $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$

$x\text{Cd}_x\text{Te}$ в эффекте PT -симметричной терагерцовой фотопроводимости. Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики, **113** (8), 548 (2021). DOI: 10.31857/S1234567821080103.

(Перевод) Kazakov, A. S., Galeeva, A. V., Ikonnikov, A. V., Dolzhenko, D. E., Ryabova, L. I., Mikhailov, N. N., Dvoretzky S.A., Bannikov M.I., Danilov S.N., Khokhlov D.R. Roles of Elements of a Heterostructure Based on the Topological Phase of $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ in the Effect of PT -Symmetric Terahertz Photoconductivity. JETP Letters, **113** (8), 542 (2021).

DOI: 10.1134/S002136402108004X

IF - 1.532

A5. Kazakov A.S., Galeeva A.V., Artamkin A.I., Ikonnikov A.V., Ryabova L.I., Dvoretzkiy S.A., Mikhailov N.N., Bannikov M.I., Danilov S.N., Khokhlov D.R. Distinction between electron states formed at topological insulator interfaces with the trivial phase and vacuum. Scientific reports, **11** (11), 11638 (2021).

DOI: 10.1038/s41598-021-91141-2

IF - 4.379

A6. Kazakov A.S., Galeeva A.V., Artamkin A.I., Ikonnikov A.V., Ryabova L.I., Dvoretzky S.A., Mikhailov N.N., Bannikov M.I., Danilov S.N., Khokhlov D.R. Non-local terahertz photoconductivity in the topological phase of $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. Scientific reports, **11** (1), 1587 (2021).

DOI: 10.1038/s41598-021-81099-6.

IF - 4.379

Прочие публикации

Результаты диссертационной работы опубликованы в сборниках тезисов как российских, так и зарубежных конференций. Ниже перечислены основные тезисы конференций (импакт фактор отсутствует).

A7. Kazakov A.S., Galeeva A.V., Artamkin A.I., Khokhlov D.R., Mikhailov N.N., Danilov S.N., Ryabova L.I., Dvoretzkiy S.A. Non-Threshold

Photoconductivity in Trivial and Topological Phases of $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ -Based Heterostructures. В сборнике тезисов *34th International Conference on the Physics of Semiconductors, Montpellier, France* (2018).

A8. Галеева А.В., Артамкин А.И., Казаков А.С., Хохлов Д.Р., Дворецкий С.А., Данилов С.Н., Рябова Л.И., Михайлов Н.Н. Влияние магнитного поля на кинетику терагерцовой фотопроводимости в твердых растворах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с прямым и инверсным спектром. В сборнике тезисов *XXII Международного симпозиума «Нанопфизика и наноэлектроника», Нижний Новгород, Россия*, т. 2, 569 (2018).

A9. Galeeva A.V., Kazakov A.S., Artamkin A.I., Khokhlov D.R., Mikhailov N.N., Danilov S.N., Ryabova L.I., Dvoretzkiy S.A. Nonsymmetric terahertz photoconductivity controlled by magnetic field direction in the topological phase of $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ solid solutions. В сборнике тезисов *34th International Conference on the Physics of Semiconductors, Montpellier, France* (2018).

A10. Galeeva A.V., Artamkin A.I., Kazakov A.S., Dvoretzkiy S.A., Mikhailov N.N., Danilov S.N., Ryabova L.I., Khokhlov D.R. *PT*-symmetric terahertz photoconductivity in the topological phase of $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ semiconductors. В сборнике тезисов *9th International Conference on Materials Science and Condensed Matter Physics, Chisinau, Moldova*, 328 (2018).

A11. Galeeva A.V., Artamkin A.I., Kazakov A.S., Dvoretzkiy S.A., Mikhailov N.N., Danilov S.N., Ryabova L.I., Khokhlov D.R. Effect of Magnetic Field on Terahertz Photoconductivity in $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ -Based Structures. В сборнике тезисов *43rd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz), Nagoya, Japan* 125 (2018).

DOI: 10.1109/IRMMW-THz.2018.8509992

A12. Kazakov A.S., Galeeva A.V., Artamkin A.I., Ryabova L.I., Dvoretzkiy S.A., Mikhailov N.N., Bannikov M.I., Danilov S.N., Ganichev S.D., Khokhlov D.R. *PT*-Symmetric Terahertz Photoconductivity in $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. В сборнике

тезисов *44th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, Paris, France*, 527 (2019).

A13. Галеева А.В., Казаков А.С., Артамкин А.И., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н., Банников М.И., Данилов С.Н., Рябова Л.И., Хохлов Д.Р. Фотопроводимость и эффекты нарушения симметрии, индуцированные терагерцовым излучением и магнитным полем, в структурах на основе $Hg_{1-x}Cd_xTe$. В сборнике тезисов *XIV Российской конференции по физике полупроводников, Новосибирск, Россия*, т. 2, 474 (2019).

A14. Галеева А.В., Казаков А.С., Артамкин А.И., Рябова Л.И., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н., Банников М.И., Данилов С.Н., Ганичев С.Д., Хохлов Д.Р. *PT*-симметрия терагерцовой фотопроводимости в структурах на основе $Hg_{1-x}Cd_xTe$ с инверсным спектром. В сборнике тезисов *Российской конференции по актуальным вопросам полупроводниковой фотозлектроники (Фотоника-2019), Новосибирск, Россия*, 79 (2019).

DOI: 10.34077/RCSP2019-79

A15. Казаков А.С., Галеева А.В., Артамкин А.И., Иконников А.В., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н., Банников М.И., Данилов С.Н., Рябова Л.И., Хохлов Д.Р. Фотопроводимость в эпитаксиальных структурах на основе $Hg_{1-x}Cd_xTe$ с варьируемой толщиной активного слоя. В сборнике тезисов *XXIII Международного симпозиума «Нанозфизика и нанозлектроника», Нижний Новгород, Россия*, 706 (2019).

A16. Galeeva A.V., Artamkin A.I., Kazakov A.S., Bannikov M.I., Ikonnikov A.V., Dvoretzkiy S.A., Mikhailov N.N., Danilov S.N., Ryabova L.I., Khokhlov D.R. Competition between Positive and Negative Terahertz Photoconductivity in Variable Thickness $Hg_{1-x}Cd_xTe$ Epitaxial Layers. В сборнике тезисов *44th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, Paris, France*, 1202 (2019).

DOI: 10.1109/IRMMW-THz.2019.8873735

- A17. Казаков А.С., Галеева А.В., Артамкин А.И., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н., Банников М.И., Данилов С.Н., Рябова Л.И., Хохлов Д.Р. Фотоиндуцированный нелокальный отклик в эпитаксиальных пленках $Hg_{1-x}Cd_xTe$ с инверсным энергетическим спектром. В сборнике тезисов *XIV Российской конференции по физике полупроводников, Новосибирск, Россия*, т. 2, 495 (2019).
DOI: 10.34077/Semicond2019-495
- A18. Kazakov A.S., Galeeva A.V., Artamkin A.I., Dvoretzkiy S.A., Mikhailov N.N., Bannikov M.I., Danilov S.N., Ryabova L.I., Khokhlov D.R. Nonlocal photoresponse in epitaxial $Hg_{1-x}Cd_xTe$ films with the inverted band structure. В сборнике тезисов *44th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, Paris, France*, 1228 (2019).
DOI: 10.1109/IRMMW-THz.2019.8874381
- A19. Казаков А.С., Галеева А.В., Артамкин А.И., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н., Банников М.И., Данилов С.Н., Рябова Л.И., Хохлов Д.Р. Нелокальный фотоотклик в $Hg_{1-x}Cd_xTe$ с инверсным энергетическим спектром в терагерцовом спектральном диапазоне. В сборнике тезисов *XXIV Международного симпозиума «Нанопизика и наноэлектроника», Нижний Новгород, Россия*, т. 2, 601 (2020).
- A20. Казаков А.С., Галеева А.В., Артамкин А.И., Иконников А.В., Рябова Л.И., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Банников М.И., Данилов С.Н., Хохлов Д.Р. Киральная нелокальная терагерцовая фотопроводимость в гетероструктурах на основе топологической фазы $Hg_{1-x}Cd_xTe$. В сборнике тезисов *Физика конденсированных состояний: сб. тезисов II Международной конференции, Черногловка, Россия*, 30 (2021).
DOI: 10.26201/ISSP.2020/FKS-2.265

Благодарности

В заключение хочу выразить искреннюю благодарность:

Своему научному руководителю к.ф.-м.н. Галеевой Александре Викторовне и руководителю лаборатории, чл.-корр. РАН, заведующему кафедрой ОФиФКС, профессору, д.ф.-м.н. Дмитрию Ремовичу Хохлову за представленную интересную тему для диссертации, неоценимую помощь в выполнении экспериментальных исследований и при написании диссертационной работы;

Профессору, д.ф.-м.н. Людмиле Ивановне Рябовой за ценные замечания, поддержку и обсуждение моей работы;

Профессору, д.ф.-м.н. Сергею Дмитриевичу Ганичеву и профессору, д.ф.-м.н. Сергею Николаевичу Данилову за предоставленные возможности и оборудование для изучения терагерцовой фотопроводимости, за оказанную помощь и содействие в проведении экспериментов, а также за обсуждение результатов;

К.ф.-м.н. Николаю Николаевичу Михайлову и к.ф.-м.н. Сергею Алексеевичу Дворецкому за предоставленные образцы высокого качества и данные по их характеристике;

Д.ф.-м.н. Александру Юрьевичу Кунцевичу и аспиранту НИУ ВШЭ Михаилу Игоревичу Банникову за предоставленные возможности и содействие в процессе подготовки образцов к эксперименту методом безмасковой фотолитографии.

Всему коллективу лаборатории физики полупроводников кафедры общей физики и физики конденсированного состояния за неоценимую помощь в проведении экспериментальных исследований, обсуждение результатов и дружеское отношение.