

Институт физики микроструктур РАН – филиал Федерального  
государственного бюджетного научного учреждения  
«Федеральный исследовательский центр Институт прикладной  
физики Российской академии наук» (ИФМ РАН)

На правах рукописи

**Кадыков Александр Михайлович**

## Фотоотклик и стимулированное излучение в структурах на основе соединений HgCdTe в среднем и дальнем ИК диапазонах

Направление подготовки:

11.06.01 — Электроника, радиотехника и системы связи

Направленность (профиль) программы:

05.27.01 — твердотельная электроника, радиоэлектронные компоненты,  
микро и наноэлектроника, приборы на квантовых эффектах

Научный руководитель:

Кандидат физико-математических наук

Морозов С.В.

Нижний Новгород

2018

## Содержание

Введение.....	5
Общая характеристика работы .....	5
Актуальность темы исследования.....	5
Степень разработанности темы исследования .....	7
Цели и задачи.....	7
Научная новизна работы.....	8
Теоретическая и практическая значимость работы .....	9
Методология и методы исследования .....	10
Положения, выносимые на защиту.....	10
Степень достоверности и апробации результатов .....	11
Структура и объём диссертации.....	12
Содержание работы.....	12
1 Исследование ТГц фотоотклика гетероструктур с квантовыми ямами КЯ HgTe/CdHgTe .....	14
1.1 Введение.....	14
1.1.1 Зонная структура HgTe и CdTe.....	14
1.1.2 Двумерные топологические изоляторы на основе КЯ HgTe/CdHgTe .....	18
1.1.3 Предпосылки создания полевых транзисторов на основе на основе HgCdTe для детектирования ТГц излучения.....	21
1.2 Основные механизмы детектирование терагерцового излучения.....	24
1.2.1 Фотопроводимость .....	25
1.2.2 Фотоэдс .....	28
1.2.3 Детектирование ТГц излучение полевыми транзисторами.....	39

1.3	Исследуемые структуры.....	40
1.3.1	Описание образцов .....	40
1.3.2	Расчёт зонной структуры .....	43
1.3.3	Исследование циклотронного резонанса .....	47
1.3.4	Изготовление полевого транзистора на основе КЯ HgTe/CdHgTe.....	52
1.3.5	Изготовление мостика Холла с затвором.....	54
1.4	ТГц фотоотклик полевого транзистора на основе КЯ HgTe/CdHgTe .....	56
1.4.1	Характеризация полевого транзистора.....	56
1.4.2	Фотоотклик на ТГц излучение .....	61
1.5	ТГц фотоотклик и топологический фазовый переход в мостике Холла с затвором на основе КЯ HgTe/CdHgTe.....	70
1.5.1	Характеризация холловского мостика.....	70
1.5.2	Топологический фазовый переход под действием температуры .....	81
1.5.3	«Визуализация» уровней Ландау методом исследования фотоотклика на ТГц излучение .....	92
1.6	Вывод.....	99
2	Исследование спектров фотолюминесценции и стимулированного излучения эпитаксиальных плёнок и гетероструктур с квантовыми ямами на основе узкозонных твёрдых растворов HgCdTe .....	102
2.1	Введение.....	102
2.1.1	Использование HgCdTe гетероструктур в качестве основы для создания длинноволновых лазеров.....	102
2.1.2	Рекомбинация носителей заряда в полупроводниках .....	104
2.2	Методика исследования спектров фотолюминесценции .....	111
2.3	Исследуемые структуры.....	114

2.4	Стимулированное излучение эпитаксиальной плёнки HgCdTe .....	118
2.5	Стимулированное излучение в гетероструктурах с КЯ и диэлектрическими волноводами .....	124
2.6	Перспективы излучателей на основе КЯ HgTe/CdHgTe.....	131
2.6.1	Предпосылки создания инжекционных лазеров .....	131
2.6.2	Использование варизонных барьеров.....	131
2.6.3	Локализация TE моды излучения за счёт полосы остаточных лучей подложки GaAs.....	133
2.7	Вывод .....	134
3	Заключение.....	136
4	Список литературы .....	138
5	Публикации автора по теме диссертации.....	148
5.1	Публикации в реферируемых журналах .....	148
5.2	Тезисы конференций .....	149
	Список иллюстративного материала .....	155
	Перечень таблиц.....	164

# Введение

## Общая характеристика работы

### Актуальность темы исследования

В последние годы структуры на основе узкозонных твердых растворов  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  привлекают повышенный интерес исследователей как в России, так и за рубежом. Благодаря значительному прогрессу в технологии роста (молекулярно-лучевой эпитаксии), достигнутому в последнее десятилетие, стало возможным получать эпитаксиальные структуры на основе  $\text{HgCdTe}$  высокого качества, как объемные слои твердого раствора  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ , так и гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ)  $\text{HgTe}/\text{CdHgTe}$ .

КЯ  $\text{HgTe}/\text{CdHgTe}$  обладают множеством различных интересных свойств, таких как состояние топологического изолятора, бесщелевая зонная структура с линейным (графеноподобным) законом дисперсии, гигантское расщепление Рашбы и т.д.

Однако, структуры на основе соединений  $\text{HgCdTe}$  также представляют интерес с точки зрения материала для детекторов среднего и дальнего ИК диапазона. Поскольку,  $\text{HgTe}$  обладает так называемой инвертированной зонной структурой с «отрицательной» шириной запрещенной зоны, а  $\text{CdTe}$  — нормальной зонной структурой, в твердых растворах  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  можно получить произвольную ширину запрещенной зоны от 0 до 1.6 эВ. Вследствие этого, такие структуры являются основным материалом для межзонных детекторов в среднем ИК диапазоне в окнах прозрачности атмосферы 3 – 5 мкм и 8 – 14 мкм и могут иметь перспективы для использования в дальнем ИК диапазоне. С другой стороны, такие структуры с КЯ  $\text{HgTe}/\text{CdHgTe}$  за счёт высокой подвижности носителей заряда в КЯ с толщиной близкой к критической и топологической защищённости краевых состояний могут быть использованы в качестве материала для полевых транзисторов (FET) с высокой подвижностью, детектирующих ТГц излучение по механизму Дьяконова — Шура.

Как известно, полевые транзисторы является одними из основных элементов ТГц оптоэлектроники. Их способность детектировать ТГц излучение за счёт плазмонного механизма Дьяконова — Шура была предсказана [1,2] и продемонстрирована [3–5] ещё 15 лет

назад. Однако, несмотря на то, что полевые транзисторы уже используются в коммерческих системах ТГц сканирования и телекоммуникации, их ключевые показатели могут быть существенно улучшены за счёт использования краевых и поверхностных состояний топологических изоляторов и структур с графеноподобным законом дисперсии на основе КЯ HgTe/CdHgTe, с высокой подвижностью носителей заряда.

Также представляет интерес использование данных структур в качестве источников излучения среднего и дальнего ИК диапазонов. В длинноволновом диапазоне существуют квантово-каскадные лазеры (ККЛ), излучающие на длинах волн 3 – 20 мкм [6] при комнатной температуре и обладающие большой мощностью [7,8]. Также ККЛ работают и в ТГц диапазоне вплоть до 5 ТГц [9–12]. Однако, в области длин волн от 25 – 60 мкм ККЛ на основе  $A_3B_5$  не могут работать вследствие поглощения на оптических фононах. Именно в диапазоне 25 – 60 мкм, который соответствует дальнему ИК, межзонные лазеры на основе гетероструктур HgCdTe могут составить конкуренцию ККЛ на основе  $A_3B_5$ , поскольку энергия оптических фононов в твердых растворах  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  существенно меньше и располагается в диапазоне 60 – 110 мкм.

Как известно, в диапазоне длин волн 25 – 60 мкм существуют межзонные лазеры на основе халькогенидов солей свинца PbSnSe и PbSnTe, работающие вплоть до длины волны 46 мкм [13,14]. Однако, низкая мощность, низкие рабочие температуры, быстрая деградация характеристик и технологические проблемы не позволяют использовать их даже для спектроскопических приложений.

КЯ на основе узкозонных структур HgCdTe с высокой подвижностью, как и топологические изоляторы, представляют большой интерес для детектирования дальнего ИК и ТГц излучения, как за счет межзонных переходов, так и по механизму Дьяконова — Шура. Помимо этого, данные структуры могут использоваться в качестве источников стимулированного излучения в диапазоне 25 – 60 мкм, недостижимом для ККЛ на основе  $A_3B_5$ . Таким образом, одна из основных целей данной работы это исследование фундаментальных свойств топологических изоляторов на основе КЯ HgTe/CdHgTe, а также фазового перехода топологический изолятор – тривиальный полупроводник при изменении внешних параметров, что в данный момент является актуальной задачей.

## Степень разработанности темы исследования

В последние десятилетия был достигнут значительный прогресс в технологии изготовления структур на основе HgCdTe, в том числе, появилась возможность изготовления качественных гетероструктур с КЯ HgCdTe/CdHgTe при помощи молекулярно-пучковой эпитаксии с *in-situ* эллипсометрическим контролем состава и толщины слоёв [15–17], что открывает большие возможности для использования данных структур для широкого круга задач.

Что касается исследования зонной структуры КЯ HgTe/CdHgTe вблизи топологического фазового перехода, то существует только небольшое число работ, в которых проводились подобные исследования. При этом, в большинстве работ наблюдалась достаточно высокая критическая температура (90 К [18], 185 К [19] и 200 К [20]), которая не позволяла наглядно продемонстрировать бесщелевую зонную структуру с линейным (графеноподобным) законом дисперсии, являющуюся характерным признаком топологического фазового перехода. Таким образом явления, связанные с фазой топологического изолятора и фазовым переходом из состояния топологического изолятора к тривиальному полупроводнику в КЯ HgTe/CdHgTe до сих пор остаются не до конца изученными.

Что касается использования структур на основе HgCdTe в качестве излучателей, то такие работы велись достаточно давно, но наибольшая полученная длина волны излучения составила 5.3 мкм [21]. В результате наших последних исследований была обнаружена рекордная фотолюминесценция из объёмных слоёв твёрдых растворов HgCdTe на длине волны до 26 мкм [22]. Логичным продолжением данных исследований является получение стимулированного излучения в данных структурах на межзонных переходах.

## Цели и задачи

Основной целью работы является разработка физических основ создания детекторов и источников стимулированного излучения в ТГц диапазоне частот на основе узкозонных структур HgCdTe. Это включает в себя следующие задачи:

- 1) Исследование фотоотклика на ТГц излучение полевых транзисторов и холловских мостиков с затвором, выполненных на основе двумерных топологических изоляторов с КЯ HgTe/CdHgTe в зависимости от величины индукции магнитного поля, затворного напряжения и силы тока через канал. Совместный анализ спектров ТГц фотоотклика с магнитотранспортными характеристиками для выявления особенностей, связанных с положением уровней Ландау.
- 2) Исследование топологического фазового перехода при изменении температуры. Проведение магнитотранспортных измерений при различных температурах, отслеживание осцилляций Шубникова — де Гааза на продольном магнетосопротивлении и фундаментальных холловских плато поперечного магнетосопротивления. Отслеживание положения нулевых уровней Ландау и их пересечения (антипересечения) в критическом магнитном поле при различных температурах.
- 3) Исследование спектров фотолюминесценции и стимулированного излучения при различных температурах и мощностях оптического возбуждения в эпитаксиальных пленках твердых растворов  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  и волноводных гетероструктурах с КЯ.

#### Научная новизна работы

Научная новизна заключается в следующем:

- 1) Исследованы спектры суб-ТГц фотоотклика по механизму Дьяконова — Шура полевого транзистора, выполненного на основе гетероструктуры с КЯ HgTe/CdHgTe толщиной 8.3 нм. При этом впервые обнаружен сигнал фотоотклика на излучение с частотой 292 и 660 ГГц, соответствующий фазовому переходу из инвертированной зонной структуры в нормальную при изменении величины индукции магнитного поля.
- 2) Выполнена «визуализация» уровней Ландау методом суб-ТГц фотоотклика на частоте 292 ГГц и температуре 4.2 К по механизму Дьяконова — Шура в холловском мостике с затвором, выполненном на основе КЯ HgTe/CdHgTe толщиной 6.5 нм. При этом было получено положение нулевых уровней и значение критического магнитного поля, соответствующего их пересечению.
- 3) При исследовании магнитотранспортных характеристик холловского мостика с затвором на основе гетероструктуры двумерного топологического изолятора с КЯ



HgTe/CdHgTe толщиной 6.5 нм были получены «карты» уровней Ландау при различных температурах от 1.7 до 40 К. Анализируя положения нулевых уровней Ландау и отслеживая их пересечение (антипересечение) при различных температурах впервые наглядно был продемонстрирован топологический фазовый переход, определена критическая температура, составившая 27 К.

- 4) При оптической импульсной накачке и температуре 100 К за счёт подавления безызлучательной рекомбинации Шокли — Рида — Холла при увеличении мощности возбуждения получены спектры стимулированного излучения в образце на основе эпитаксиальной пленки твёрдого раствора  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  с содержанием  $x_{\text{Cd}} \approx 0.22$  на длине волны  $\lambda \approx 8.4$  мкм. Дальнейшее увеличение накачки приводило к резкому уменьшению эффективного показателя преломления активной части структуры при высоких концентрациях неравновесных носителей и к делокализации TE моды.
- 5) В гетероструктурах с КЯ HgTe/CdHgTe толщиной 3.65 нм с волноведущими барьерными слоями за счёт подавления Оже-рекомбинации (по сравнению с объёмными слоями твёрдого раствора HgCdTe) при температуре от 18 К до 80 К получено стимулированное излучение на рекордной длине волны  $\lambda \approx 10.2$  мкм, сопровождающееся обужением линии фотолюминесценции вплоть до  $\approx 1 k_B T$  и сверхлинейным ростом интенсивности при увеличении мощности возбуждения. Данный результат по длине волны значительно превосходит результат, полученный ранее в данных материалах. При этом пороговая плотность мощности составила  $\approx 0.12$  кВт/см<sup>2</sup> при 18 К и 1 кВт/см<sup>2</sup> при 80 К.

#### Теоретическая и практическая значимость работы

Научная значимость работы заключается в получении новых знаний об оптических свойствах узкозонных структур на основе HgCdTe и о природе топологического фазового перехода в двумерных топологических изоляторах с КЯ HgTe/CdHgTe.

Исследован фотоотклик на суб-ТГц излучение на частотах 292 и 660 ГГц в полевом транзисторе на основе двумерного топологического изолятора с КЯ HgTe/CdHgTe толщиной

8.3 нм. Обнаружено увеличение сигнала фотоотклика, связанного с топологическим переходом между состоянием инвертированной и нормальной зонной структуры при изменении величины магнитного поля.

Впервые магнитотранспортным методом наглядно продемонстрирован топологический фазовый переход под действием температуры в двумерном топологическом изоляторе, выполненном на основе гетероструктуры с КЯ HgTe/CdHgTe. Измерена критическая температура фазового перехода, составившая  $T \approx 27$  К для КЯ HgTe/Cd<sub>0.65</sub>Hg<sub>0.35</sub>Te толщиной 6.5 нм.

Было продемонстрировано стимулированное излучение на межзонных переходах с рекордно большой длиной волны  $\lambda \approx 10.2$  мкм в гетероструктуре с КЯ HgCdTe/CdHgTe с нововедущими слоями.

Полученные в работе результаты могут быть использованы для создания детекторов в ТГц диапазоне и источников стимулированного излучения в дальнем ИК диапазоне на основе узкозонных структур HgCdTe.

#### Методология и методы исследования

В работе использовались апробированные методы исследования:

- 1) Измерение вольтамперных и переходных характеристик исследуемых устройств
- 2) Исследование спектров магнитопоглощения в ТГц и дальнем ИК диапазоне методом фурье-спектрометрии
- 3) Исследование фотоотклика на ТГц излучение в магнитном поле
- 4) Исследование магнитотранспортных характеристик при различных температурах
- 5) Исследование спектров фотолюминесценции методом фурье-спектроскопии в дальнем и среднем ИК диапазонах

#### Положения, выносимые на защиту

- 1) Исследование нерезонансного фотоотклика ДЭГ при большой концентрации (большом числе заполненных уровней Ландау) в КЯ HgTe/CdHgTe с инвертированным зонным спектром позволяет определять значения критического магнитного поля, соответствующего антипересечению «нулевых» уровней Ландау.

- 2) Исследования нерезонансного фотоотклика и транспорта в двумерном электронном газе в квантующих магнитных полях позволяют «визуализировать» уровни Ландау и определять момент фазового перехода от инвертированной к нормальной зонной структуре при изменении температуры.
- 3) В волноводных эпитаксиальных структурах, содержащих в активной области узкозонный твердый раствор HgCdTe, при межзонном оптическом возбуждении возможна реализация инверсии населенностей и стимулированного излучения на межзонных оптических переходах на длинах волн, существенно превышающих достигнутое ранее значение 5.3 мкм.
- 4) В волноводных эпитаксиальных структурах с квантовыми ямами HgTe/CdHgTe с нормальной зонной структурой в активной области пороговый уровень оптического возбуждения снижается более чем на порядок по сравнению объемным материалом с той же шириной запрещенной зоны, что связывается с подавлением оже-рекомбинации вследствие «симметрии» законов дисперсии электронов и дырок.

#### Степень достоверности и апробации результатов

Обсуждаемые в работе результаты были получены апробированными в ИФМ РАН и в других лабораториях методами.

Основные результаты работы докладывались и обсуждались на XVIII, XIX, XX, XXI и XXII Международных симпозиумах «Нанозфизика и нанозлектроника» (Нижний Новгород 2014, 2015, 2016, 2017 и 2018 г.), 19th International Conference on Electron Dynamics in Semiconductors EDISON19 (Саламанка, Испания, 2015), 8th THz days (Arêches-Beaufort, Франция, 2015), 21st International Conference on Microwave, Radar and Wireless Communications (MIKON) (9-11 Мая 2016, Краков, Польша), 4 Российском симпозиуме «Полупроводниковые лазеры: физика и технология» (Санкт-Петербург, 2014), Конференции и школе молодых учёных по актуальным проблемам физики полупроводниковых структур (Новосибирск, 2014), 41st International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz) (Копенгаген, Дания, 2016), XII Российской конференции по физике полупроводников (Ершово, 21 –

25 сентября 2015), XIII Российской конференции по физике полупроводников (Екатеринбург, 2017), XXIV Международной научно-технической конференции, школы молодых специалистов и выставки по фотоэлектронике и приборам ночного видения (24-27 мая 2016 г., Москва), 24th International Conference “Nanostructures: physics and technologies” (Санкт-Петербург, 2016), 33rd Int. Conf. on Phys. Semicond (ICPS2016) (31.07.2016 – 5.08.2016, Beijing, China), 5th Russia-Japan-USA-Europe Symp. On Fundamental & Applied Problems of Terahertz Devices & Technologies (2016, Tohoku University, Sendai, Japan), Российской конференции по актуальным проблемам полупроводниковой фотоэлектроники "Фотоника 2015" (Новосибирск, 12-16 октября 2015), 4th Russia-Japan-USA Symp. On Fundamental & Applied Problems of Terahertz Devices & Technologies (RJUS TeraTech-2015) (9-12 Июня, 2015, Черноголовка, Россия), Joint Conference of New Trends in Topological Insulators and 17th International Conference on Narrow Gap Systems (Würzburg, Germany, July 24—29, 2016), а также на семинарах ИФМ РАН.

По теме диссертации опубликованы 32 печатные работы, в том числе 10 статей в реферируемых журналах и 22 публикации в сборниках тезисов докладов и трудов конференций, симпозиумов и совещаний. Все вышеперечисленное в совокупности свидетельствует о достоверности полученных результатов и сделанных на их основании выводов.

### Структура и объём диссертации

Работа состоит из введения, основной части, заключения и списка используемой литературы. Объём диссертации составляет 164 страницы, включая 68 рисунков и три таблицы. Список цитируемой литературы содержит 154 наименования.

### Содержание работы

Основная часть работы делится на два раздела, первый из которых посвящён использованию устройств на основе структур с КЯ HgTe/CdHgTe в качестве детекторов, а второй — использованию структур на основе соединений HgCdTe в качестве источников стимулированного излучения. Каждый раздел основной части содержит обзор литературы, теоретическое обоснование, исследовательскую часть и заключение.

Во введении обоснована актуальность темы исследования, сформированы цели и задачи работы, показана научная новизна, теоретическая и практическая значимость, методология и методы исследования, приведены положения, выносимые на защиту.

Раздел 1 посвящён использованию гетероструктур с КЯ HgTe/CdHgTe в качестве приёмников ТГц и суб-ТГц излучения. В подразделе 1.1 даются общие сведения и свойства структур на основе HgCdTe, а также предпосылки использования их в качестве детекторов ТГц излучения. В подразделе 1.2 обсуждаются основные механизмы возникновения фотоотклика на ТГц излучение, в пункте 1.2.3 приводится обзор литературы. В подразделе 1.3 даётся описание исследуемых в разделе 1 гетероструктур и устройств, выполненных на их основе. В подразделе 1.4 обсуждаются результаты исследования ТГц фотоотклика транзистора, выполненного на основе двумерного топологического изолятора с КЯ HgTe/CdHgTe. Раздел 1.5 отведён под исследование холловского мостика с затвором, выполненным на основе двумерного топологического изолятора с КЯ HgTe/CdHgTe, где в подразделе 1.5.2 исследуется топологический фазовый переход под действием температуры, а в подразделе 1.5.3 получение карты уровней Ландау методом ТГц фотоотклика.

В разделе 2 исследуется возможность использования узкозонных структур HgCdTe в качестве источников дальнего ИК диапазона. В подразделе 2.1 обсуждаются предпосылки использования данных структур в качестве источников дальнего ИК диапазона (2.1.1) и основные механизмы рекомбинации, играющие основную роль в исследуемых структурах (2.1.2). В разделе 2.2 изложена методика исследования, а в разделе 2.3 описаны сами исследуемые структуры. Раздел 2.4 посвящён изучению стимулированного излучения из эпитаксиальной плёнки с объёмным слоем твёрдого раствора HgCdTe, а в 2.5 — стимулированного излучения в гетероструктурах с КЯ HgTe/CdHgTe и толстыми волноведущими барьерами. В разделе 2.6 обсуждаются возможные перспективы создания инжекционных диодов на основе HgCdTe и предлагаются альтернативные дизайны структур.

В разделе 3 подводятся итоги данной работы.

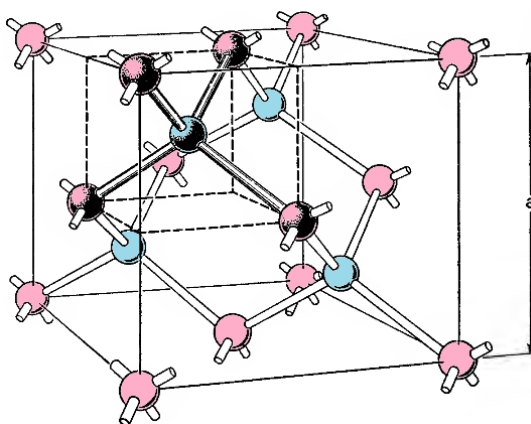
# 1 Исследование ТГц фотоотклика гетероструктур с квантовыми ямами КЯ HgTe/CdHgTe

## 1.1 Введение

### 1.1.1 Зонная структура HgTe и CdTe

Ртуть (Hg) и кадмий (Cd) являются элементами второй группы периодической таблицы Менделеева, поэтому у них два валентных электрона на внешней орбитали (электронная конфигурация Hg —  $6s^2$ , а Cd —  $5s^2$ ). Теллур — элемент шестой группы, у него на внешней оболочке расположено шесть валентных электронов (его электронная конфигурация  $5s^2 5p^4$ ), т.е. ему не хватает двух дополнительных электронов для завершения  $p$ -орбитали. При создании кристаллов HgTe или CdTe возникает  $sp^3$ -гибридизация связей между атомами, в результате которой одна  $s$  орбиталь и три  $p$  орбитали смешиваются, и между атомами Hg/Cd и Te образуются четыре одинаковые связи. В таком случае каждый атом Te находится в центре идеального тетраэдра в то время как атомы Hg/Cd находятся на углах. С другой стороны, данную систему можно представить, как атом Te, находящийся в центре куба, а атомы Hg/Cd в таком случае будут располагаться в четырёх наиболее удалённых вершинах куба.

Четыре таких конструкции расположенные особым образом, представленным на Рис. 1 образуют элементарную ячейку цинковой обманки, свойственную для кристаллов HgTe или CdTe. С другой стороны, конструкцию цинковой обманки можно представить в виде двух кубических подрешёток, сдвинутых друг относительно друга в направлении главной диагонали куба на длину равную четверти главной диагонали куба. В таком случае атомы Hg/Cd располагаются на вершинах одной кубической решётки, а атомы Te — другой.



*Рис. 1 Элементарная ячейка решётки цинковой обманки свойственной для кристаллов HgTe и CdTe. Красные шары обозначают атомы Hg/Cd, а синие — атомы Te. Постоянная решётки обозначена маркером  $a$ . Рисунок взят из работы [23].*

CdTe это прямозонный полупроводник [24], минимум зоны проводимости и максимум валентной зоны которого располагаются в  $\Gamma$ -точке зоны Бриллюэна при  $k = 0$ . При температуре жидкого гелия  $T = 4.2$  К его ширина запрещённой зоны составляет  $E_g \approx 1.648$  эВ [25].

Вблизи положения уровня Ферми зонная структура CdTe состоит из зоны проводимости и валентной зоны, причём валентная зона состоит из трёх подзон: лёгких дырок, тяжёлых дырок и спин-отщеплённой подзоны. Поскольку CdTe это прямозонный полупроводник [24], то минимум зоны проводимости и максимумы различных подзон валентной зоны располагаются в  $\Gamma$ -точке зоны Бриллюэна т.е. при одинаковом значении  $k = 0$ . В экстремумах зоны проводимости и данных подзон валентной зоны находятся состояния  $\Gamma_6$ ,  $\Gamma_7$  и  $\Gamma_8$ , которые описываются волновыми функциями соответствующих неприводимых представлений  $\Gamma_6$ ,  $\Gamma_7$  и  $\Gamma_8$  (см. Рис. 2).

В экстремуме зоны проводимости располагается состояние  $\Gamma_6$  с полным моментом импульса  $J = 1/2$ , которое имеет  $s$ -симметрию, свойственную электроподобным состояниям, а состояния при  $k = 0$  в валентной зоне имеют  $p$ -симметрию, свойственную для дырочноподобных подзон. За счёт спин орбитального взаимодействия валентная зона расщеплена на две подзоны, разделённые при  $k = 0$  энергетической щелью в  $\approx 1$  эВ. Снизу по энергии располагается состояние с полным моментом импульса  $J = 1/2$ , которое образует

спин отщеплённую подзону с состоянием  $\Gamma_7$  в центре зоны Бриллюэна, а верхнее состояние с  $J = 3/2$  образует подзоны лёгких и тяжёлых дырок. При  $k = 0$  данные подзоны лёгких и тяжёлых дырок совпадают, образуя четырёхкратно вырожденное (с учётом спина) состояние  $\Gamma_8$  (см. Рис. 2).

Подобное устройство зонной структуры, при котором состояния в центре зоны Бриллюэна, образованные функциями  $s$ -симметрии, располагаются по энергии выше, чем состояния с  $p$ -симметрией, типично для распространённых прямозонных полупроводников с решёткой цинковой обманки, таких как арсенид галлия (GaAs) и антимонид индия (InSb).

HgTe в отличие от CdTe имеет так называемую инвертированную зонную структуру, при которой при в  $\Gamma$ -точке зоны Бриллюэна дырочноподобные состояния  $\Gamma_8$  с  $p$ -симметрией находятся по энергии выше, чем электроноподобные состояния  $\Gamma_6$  с  $s$ -симметрией (см. Рис. 2). Это происходит из-за совокупности двух факторов: достаточно большого спин-орбитального расщепления в валентной зоне за счёт которого состояние  $\Gamma_8$  располагается на  $\approx 1$  эВ выше по энергии чем состояние  $\Gamma_7$  и возросший вклад релятивистских поправок, оказывающих значительное влияние на зонную структуру кристаллов, состоящих из таких тяжёлых атомов как Hg [26–28].

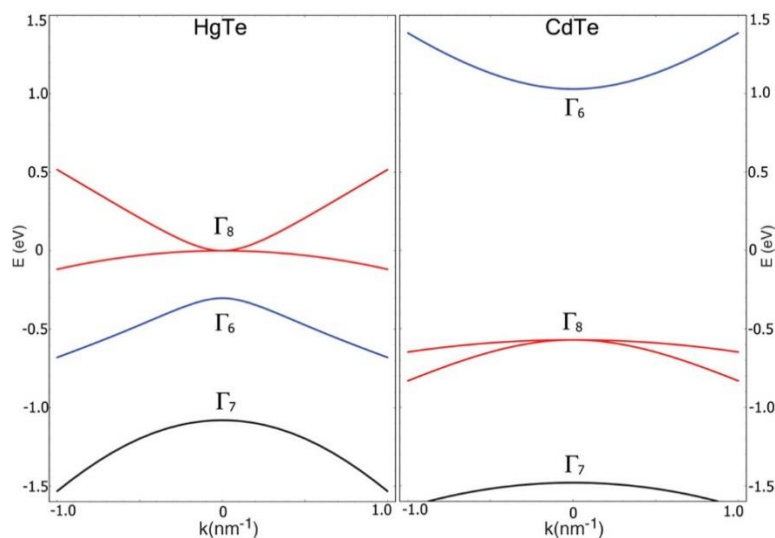


Рис. 2 Зонная структура HgTe (слева) и CdTe (справа). Рисунок взят из работы [29].



В таком случае HgTe имеет отрицательную ширину запрещённой зоны, в том случае если под шириной запрещённой зоны понимается энергетическое расстояние между состоянием  $\Gamma_6$  и  $\Gamma_8$  при  $k = 0$ , то есть  $E_g = E(\Gamma_6) - E(\Gamma_8)$ , которая при нулевой температуре составляет  $\approx -0.3$  эВ. Однако, из-за того, что зона проводимости и валентная зона состоят из различных веток, исходящих из одного и того же состояния  $\Gamma_8$ , HgTe является бесщелевым полупроводником т.е. полуметаллом (см. Рис. 2).

Благодаря небольшому рассогласованию постоянных решёток HgTe и CdTe, которое составляет менее чем 0.3 % [25], возможно изготовление высококачественных твёрдых растворов  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  с низкой концентрацией дефектов и низкой темновой концентрацией носителей. В таких твёрдых растворах ширина запрещённой зоны определяется соотношением между долями HgTe и CdTe т.е. содержанием  $x_{\text{Cd}}$ , монотонно уменьшаясь от  $E_g \approx 1.6$  эВ при  $x_{\text{Cd}} = 1$  вплоть до нуля при  $x_{\text{Cd}} \approx 0.15$  [30] (см. Рис. 3). Как уже упоминалось ранее, при меньшем содержании  $x_{\text{Cd}}$ , твёрдый раствор  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  является бесщелевым и проявляет свойства полуметалла.

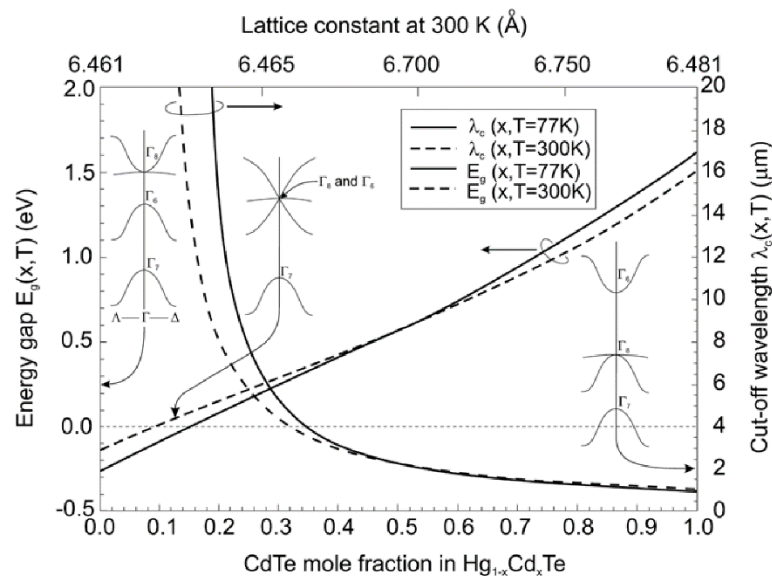


Рис. 3 Зависимость ширины щели при  $k = 0$  (левая ось) и соответствующая длина волны красной границы (правая ось) твёрдого раствора  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  от содержания  $x_{\text{Cd}}$ . Сплошные кривые соответствуют температуре 77 К, а пунктирные — комнатной температуре 300 К. Рисунок взят из работы [25]

При изменении температуры ширина запрещённой зоны CdTe, как и в большинстве распространённых полупроводников, монотонно уменьшается с увеличением температуры, что вызвано изменением его постоянной решётки благодаря ангармонизму фононов. В кристаллах HgTe рост температуры приводит к уменьшению постоянной решётки, и, следовательно, к увеличению ширины запрещённой зоны, в результате чего, ширина запрещённой зоны твёрдого раствора  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  определяется следующим эмпирическим выражением [31]

$$E_g(x, T) = -0.295 + 1.87x - 0.28x^2 + (6 - 14x + 3x^2)10^{-4}T + 0.35x^4 \quad (1.1)$$

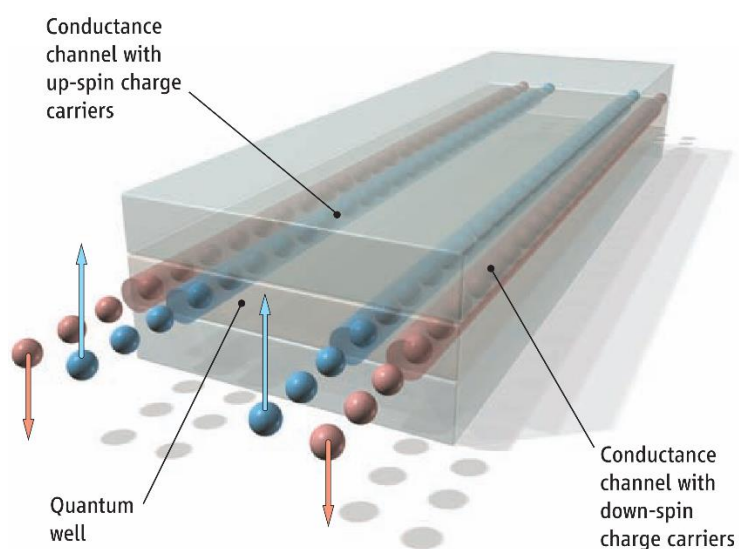
Следует отметить, что также существуют и другие аппроксимации, описывающие ширину запрещённой зоны твёрдых растворов  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  [32].

Таким образом, благодаря возможности гибкого изменения ширины запрещённой зоны в широком диапазоне, твёрдые растворы  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  широко используются в качестве длинноволновых детекторов ИК излучения и фотоматриц приборов ночного видения в диапазонах окон прозрачности атмосферы в среднем ИК (3 – 5 мкм) и дальнем ИК (8 – 14 мкм). Благодаря этому, индустрия изготовления структур на основе HgCdTe достаточно хорошо развита, что открывает большие возможности для использования данных структур в широком круге других задач.

### 1.1.2 Двумерные топологические изоляторы на основе КЯ HgTe/CdHgTe

Краевые и поверхностные состояния в полупроводниковых структурах обычно являются уязвимыми для различных возмущений, например, вызванных беспорядком, примесями, дефектами или многочастичными эффектами. Однако, существуют системы, в которых краевые состояния являются устойчивыми. Одним хорошо известным примером такой системы является двумерный электронный газ (ДЭГ) в режиме целочисленного квантового эффекта Холла. Относительно недавно было предсказано существование устойчивых краевых состояний в полупроводниках с инверсией зон, в которых *s*-подобные состояния находятся по энергии ниже чем *p*-подобные [33], т.е. в топологических изоляторах [34].

Предсказание состояния квантового спинового эффекта Холла [35] возродило интерес к топологическим фазам в твердом теле. В последующие годы была теоретически предсказана [29] и экспериментально продемонстрирована [36] фаза 2D топологического изолятора в КЯ HgTe/CdHgTe с инвертированной зонной структурой. В электронном спектре объема ТИ имеется щель, как в обычном зонном изоляторе, а на его краю (поверхности) возникают проводящие краевые (поверхностные) состояния с линейным законом дисперсии. Вследствие симметрии обращения времени носители заряда в таких состояниях защищены от обратного рассеяния и могут двигаться вдоль края ультратонкой пленки или поверхности объемного материала без потери энергии (см. Рис. 4) [35,37–39].



*Рис. 4 Схематическое изображение спин-поляризованных краевых каналов двумерного топологического изолятора. Рисунок взят из работы [36]*

КЯ HgTe/CdHgTe с инвертированным зонным спектром являются первой 2D системой, в которой было экспериментально обнаружено состояние ТИ [36]. В этих системах переход от нормальной зонной структуры к инвертированной происходит при увеличении ширины КЯ. В КЯ с критической толщиной  $d_c \approx 6.3$  нм (для доли Cd в барьере 0.7) законы дисперсии электронов и дырок вблизи точки пересечения зон являются аналогичными закону дисперсии безмассовых фермионов в графене. Однако в отличие от графена, в котором дираковский конус присутствует в двух долинах, в КЯ HgTe конус расположен в центре

зоны Бриллюэна в  $\Gamma$ -точке при  $k = 0$ . При ширине КЯ HgTe  $d$  меньше критической энергетический спектр аналогичен спектру носителей заряда в 2D системах на основе узкозонных полупроводников АЗВБ, в которых электронные подзоны при  $k = 0$  сформированы из состояний зон  $\Gamma_6$  и зоны легких дырок, а основная дырочная подзона НН1 — из состояний тяжелых дырок (см. Рис. 5).

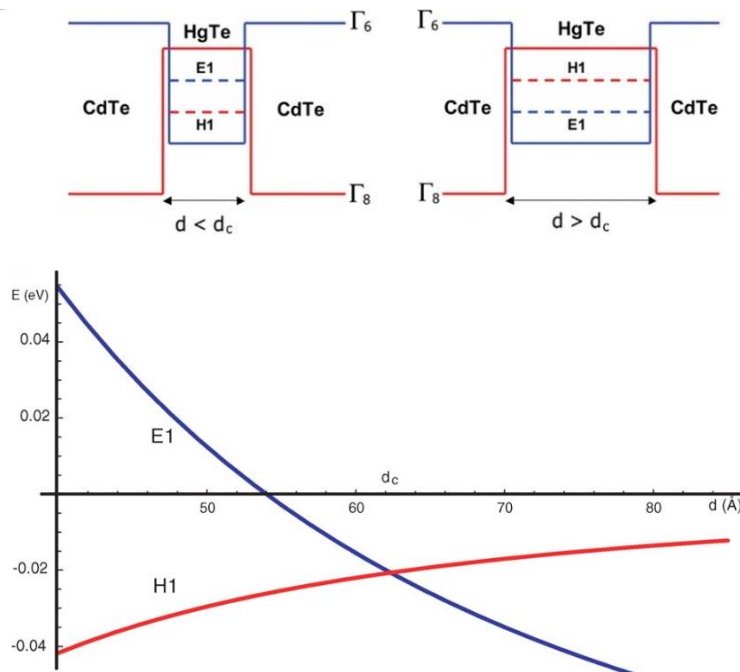


Рис. 5 Зонная структура КЯ HgTe/CdHgTe при значении ширины КЯ  $d_{QW}$  меньше критической (a) и больше критической (b)  $d_c$ . (c) Энергия подуровней размерного квантования E1 и H1 в  $\Gamma$ -точке при  $k = 0$  в зависимости от толщины КЯ  $d_{QW}$ . Рисунок взят из работы [29].

При ширине  $d > d_c$  в КЯ HgTe/CdHgTe нижняя электронно-подобная подзона E1 лежит ниже верхней дырочноподобной подзоны НН1. Такое инвертированное расположение подзон приводит к возникновению состояния 2D ТИ. В работе [36] в КЯ HgTe с инвертированным зонным спектром было экспериментально обнаружено квантование проводимости при транспорте по краевым топологически защищенным от рассеяния состояниям, когда уровень Ферми лежит в запрещенной зоне «объемных» состояний. При дальнейшем увели-

чении ширины КЯ минимум зоны проводимости, расположенный в центре зоны Бриллюэна, и боковой максимум валентной зоны сближаются, и при  $d > d_{SM}$  12 нм в КЯ реализуется состояние 2D полуметалла [40].

Таким образом, топологический фазовый переход из состояния топологического изолятора в состояние тривиального полупроводника происходит с прохождением через так называемое состояние с бесцелевой зонной структурой и линейным (графеноподобным) законом дисперсии, при котором реализуются так называемые фермионы Дирака. Однако, в отличие от графена [41], в КЯ HgTe/CdHgTe фермионы Дирака реализуются в центре зоны Бриллюэна в  $\Gamma$ -точке при  $k = 0$ .

Такое значительное качественное изменение зонного спектра (и переход от состояния обычного изолятора к топологическому) делает КЯ HgTe/CdHgTe чрезвычайно привлекательным объектом для исследований.

При приложении магнитного поля, перпендикулярно плоскости КЯ, зона проводимости и валентная зона расщепляются на множество уровней Ландау. В случае широкой КЯ HgTe/CdHgTe с инвертированной зонной структурой, уровень Ландау в зоне проводимости с наименьшей энергией обладает дырочноподобной симметрией, поэтому с увеличением магнитного поля его энергия уменьшается. Соответственно, в валентной зоне существует уровень Ландау с наибольшей энергией, обладающий электроноподобной симметрией, за счёт чего его энергия с ростом магнитного поля увеличивается. В результате, при некотором критическом магнитном поле  $B_c$  эти два уровня Ландау, называемые нулевыми (zero-mode) [42], пересекаются, что было подтверждено в исследованиях магнитопротекания [43–46]. Подробнее этот вопрос будет обсуждаться в разделе 1.3.2.

### 1.1.3 Предпосылки создания полевых транзисторов на основе на основе HgCdTe для детектирования ТГц излучения

Как известно, полевые транзисторы (FET) является одними из основных элементов ТГц оптоэлектроники. Их способность детектировать ТГц излучение за счёт механизма Дьяконова — Шура была предсказана [1,2] и продемонстрирована [3–5] ещё 15 лет назад.

Однако, несмотря на то, что полевые транзисторы уже используются в коммерческих системах ТГц сканирования и телекоммуникации, их ключевые показатели могут быть существенно улучшены за счёт использования ТИ и структур с графеноподобным законом дисперсии на основе КЯ HgTe/CdHgTe, с высокой подвижностью носителей заряда.

В основе так называемого нерезонансного детектирования по механизму Дьяконова — Шура лежит возбуждение плазменных колебаний падающим излучением в двумерном электронном газе канала транзистора и их последующее выпрямление на нелинейности, связанной с одновременной модуляцией падающим излучением дрейфовой скорости и концентрации носителей в канале.

При пропускании электрического тока через канал также возможно наблюдение резонансного отклика [47], связанного с тем, что при определенных условиях транзистор ведет себя как резонатор для плазменных колебаний, собственная частота которого, в случае канала субмикрометровых размеров, лежит в ТГц области и может быть перестроена изменением напряжения на затворе.

При приложении магнитного поля фотоотклик полевого транзистора значительно увеличивается за счет возникновения резонансного пика при полях, соответствующих циклотронному резонансу, который тем более выражен, чем выше подвижность электронов в канале [48]. В итоге, приложенное магнитное поле позволит создать селективные и перестраиваемые в широком диапазоне частот детекторы, чувствительность которых будет более чем на порядок выше, чем в отсутствие магнитного поля.

Как известно, важнейшими показателями транзистора с точки зрения детектирования ТГц излучения являются подвижность носителей заряда и крутизна ВАХ.

Помимо очевидной потребности в увеличении подвижности носителей заряда для увеличения быстродействия транзистора, увеличение подвижности носителей заряда также важно и для реализации резонансного ТГц детектирования по механизму Дьяконова — Шура. Как правило, нерезонансный отклик на ТГц излучение доминирует над резонансным в полевых транзисторах, основанных на классических материалах. Это происхо-

дит ввиду сильного затухания плазменных волн в канале транзистора, которое препятствует возникновению резонансных эффектов и затрудняет использование этих эффектов в целях ТГц спектроскопии.

Высокая подвижность безмассовых носителей заряда в КЯ HgTe/CdHgTe с графеноподобной зонной структурой способствует высокой добротности плазменных колебаний, а, следовательно, и усилению резонансного ТГц детектирования. В случае 2D ТИ, топологическая защищённость краевых состояний может препятствовать рассеянию импульса, что также увеличит вероятность наблюдения резонансного детектирования. Таким образом, графеноподобные структуры и двумерные ТИ представляются перспективными для изучения резонансных явлений в двумерном и одномерном электронных газах.

Кроме того, крутизна ВАХ определяет скорость переключения транзистора между состояниями «открыт» ( $I_{on}$ ) и «закрыт» ( $I_{off}$ ). Чем больше крутизна, тем быстрее работает транзистор и тем больше его энергоэффективность. Нерезонансный фотоотклик  $\Delta U$  на ТГц излучение, в выражение для которого входит первая производная проводимости канала  $\sigma$  по затворному напряжению  $V_g$ , также пропорционален крутизне ВАХ см. выражение (1.2) [49]. Однако, из-за термоэлектронной эмиссии [50,51], крутизна ВАХ транзистора не может быть бесконечно большой, как следствие, чувствительность ТГц детектора на основе полевых транзисторов не может превышать 10 А/Вт. В то же время, в случае КЯ HgTe/CdHgTe с графеноподобным законом дисперсии, существенная нелинейность ВАХ вблизи области смены типа проводимости, может позволить превзойти этот показатель.

$$\Delta U \sim \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dV_g} \quad (1.2)$$

Под влиянием внешнего воздействия (температуры, давления) зонная структура HgCdTe может изменяться от инвертированной к нормальной, тем самым осуществляется фазовый переход между состояниями топологического изолятора и тривиального полупроводника. Фундаментальные аспекты такого перехода пока изучены слабо, в то время как такой переход может служить основой для создания так называемого топологического транзистора (ТТ-ФЕТ), принцип действия которого заключается в создании и разрушении проводящих краевых каналов под внешним воздействием (см Рис. 6). Крутизна ВАХ такого

топологического транзистора не ограничена влиянием термоэлектронной эмиссии и может быть очень высока, следовательно, можно ожидать, что такой транзистор обеспечит высокую чувствительность детектирования ТГц излучения по сравнению с классическими полевыми транзисторами.

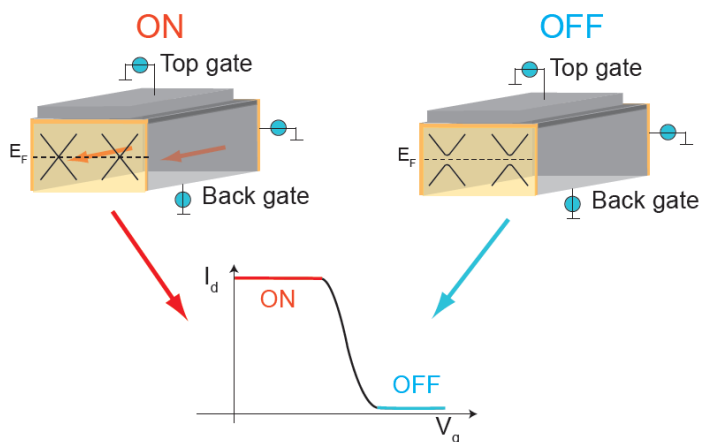


Рис. 6 Принцип работы топологического транзистора. Состояние «открыт» (слева сверху) и «закрыт» (справа сверху), пример переходной характеристики транзистора (внизу).

Таким образом, представляется, что изучение фундаментальных свойств узкозонных гетероструктур с КЯ на основе HgTe/CdHgTe с высокой подвижностью носителей заряда и топологически защищенными краевыми состояниями (в случае инверсного спектра носителей) и применение их для детектирования ТГц излучения в настоящее время являются актуальными задачами, соответствующими мировому уровню исследований в данном направлении.

## 1.2 Основные механизмы детектирование терагерцового излучения

В этой главе рассмотрены основные принципы детектирования ТГц излучения полупроводниковыми структурами.



## 1.2.1 Фотопроводимость

### 1.2.1.1 Межзонная фотопроводимость

Известно, что в полупроводнике или металле при приложении внешнего электрического поля  $\vec{E}$  начинается дрейф свободных носителей со средней скоростью  $\vec{v}_d$

$$\vec{v}_d = \langle \vec{v} \rangle_{time} = \mu \vec{E} \quad (1.3)$$

Здесь  $\mu$  это подвижность носителей заряда, причём её знак зависит от знака заряда (положительная для дырок, отрицательная для электронов). В случае носителей только одного знака (в качестве примера рассмотрим электроны), плотность тока  $\vec{j}$  через образец записывается как

$$\vec{j} = en\vec{v}_d = en\mu\vec{E} \quad (1.4)$$

В этом выражении,  $e$  это элементарный заряд электрона,  $n$  это концентрация электронов. В тоже время из закона Ома, плотность тока может быть выражена следующим образом

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad (1.5)$$

Где  $\sigma$  это проводимость, имеющая вид

$$\sigma = en\mu \quad (1.6)$$

В общем случае, проводимость не является скаляром, а принимает вид тензора

$$\begin{aligned} j_x &= \sigma_{xx} E_x + \sigma_{xy} E_y + \sigma_{xz} E_z \\ j_y &= \sigma_{yx} E_x + \sigma_{yy} E_y + \sigma_{yz} E_z \\ j_z &= \sigma_{zx} E_x + \sigma_{zy} E_y + \sigma_{zz} E_z \end{aligned} \quad (1.7)$$

При межзонном поглощении излучения, в полупроводнике возникают электрон-дырочные пары, что приводит к увеличению концентрации свободных носителей, а, следовательно, проводимости  $\sigma$  и плотности тока  $\vec{j}$  через образец, которые могут быть зафиксированы во время измерения. Однако, данный механизм детектирования излучения, называемый межзонной фотопроводимостью (ФП), малоэффективен для детектирования фотонов

с энергией меньшей, чем ширина запрещённой зоны  $E_g$ , поскольку в таком случае коэффициент поглощения излучения полупроводником стремится к нулю. В результате, спектр межзонной ФП полупроводника имеет резкий спад в окрестности величины запрещённой зоны  $E_g$ , по степени размытия которого можно сделать вывод о качестве исследуемых структур (например, об однородности состава образца).

### 1.2.1.2 Примесная фотопроводимость

В идеальном полупроводнике без каких-либо примесей или дефектов отсутствует поглощение излучения с энергией меньшей, чем  $E_g$  (здесь мы не рассматриваем экситонные процессы, процессы с участием фононов и многофотонные процессы). Однако в реальном полупроводнике, примеси и дефекты оказывают значительное влияние на сигнал ФП, особенно в случае высоколегированных полупроводников.

При достаточно низкой температуре часть носителей заряда находятся на примесных центрах и не дают вклад в проводимость. При взаимодействии с фотоном, энергия которого равна энергии ионизации примеси  $E_{imp}$ , носитель заряда, локализованный на примесном центре, становится нелокализованным, что приводит к увеличению концентрации свободных носителей заряда.

Этот эффект, называемый примесной ФП, широко используется в примесных детекторах, например, с закрытой примесной подзоной (blocked impurity band (BIB)) [52,53]. Различные комбинации полупроводников и легирующих элементов покрывают достаточно широкий диапазон: Si:As и Si:Sb BIB-детекторы работают в диапазоне 3-40 мкм [54], Ge:Be покрывают 30-50 мкм [55], а рабочий диапазон Ge:Sb и GaAs:Te простирается до 200 мкм [56] и 300 мкм [57,58].

Основная проблема приёмников данного типа – низкие рабочие температуры. Действительно, если энергия теплового заброса  $k_B T$  становится сравнимой с энергией ионизации  $E_{imp}$ , то большая часть примесных центров уже ионизована тепловым забросом. Это приводит к значительному увеличению темнового тока, на фоне которого сигнал примесной ФП становится пренебрежимо мал. Таким образом, максимальная рабочая температура примесного приёмника не может превышать  $T_{max} \leq E_{imp}/k_B$ , что для детектора с полосой

чувствительности в районе  $\approx 1$  ТГц составляет не более 47 К, что значительно ограничивает область применения данного типа детекторов.

К тому же, вследствие сравнительно малой концентрации активных центров (например, концентрация примесных центров  $\approx 10^{18}$  см $^{-3}$  на четыре порядка меньше, чем число основных атомов  $\approx 10^{22}$  см $^{-3}$ ), для достижения высокой квантовой эффективности требуется достаточно толстый активный слой, что существенно осложняет создание фотоматриц и компактных детекторов.

### 1.2.1.3 Болومترический эффект и разогрев электронного газа

Болометр – это тепловой детектор, принцип действия которого основан на изменении проводимости термочувствительного элемента, вследствие разогрева падающим излучением. Как правило, болометр состоит из термочувствительного элемента теплоёмкостью  $C$ , соединённым с теплоотводом при температуре  $T_s$  при помощи теплопроводящего канала с теплопроводностью  $G$ . При взаимодействии с излучением мощностью  $P$  температура термочувствительного элемента  $T_b$  увеличивается со скоростью

$$\frac{dT_b}{dt} = \frac{P}{C} \quad (1.8)$$

После некоторого характерного времени  $\tau = C/G$ , температура термочувствительного элемента достигает максимального значения, равного

$$T_b = T_s + \frac{P}{G} \quad (1.9)$$

При прекращении взаимодействия с падающим излучением, температура термочувствительного элемента снова возвращается к первоначальному значению  $T_s$  по такому же закону (1.8) с тем же характерным временем [59]. Поскольку изменение температуры термочувствительного элемента сопровождается изменением его сопротивления, то при модуляции падающего излучения возникает сигнал ФП, пропорциональный  $dR/dT$ .

Благодаря тому, что возникающий сигнал ФП зависит только от мощности падающего излучения  $P$  и не зависит от его энергии, то болометр чувствителен ко всему спектру излучения, в том числе и к ТГц диапазону.

Аналогичный эффект наблюдается при поглощении излучения свободными электронами, так называемое поглощение Друде. При этом падающее излучение увеличивает температуру электронного газа, что приводит к изменению подвижности носителей заряда и возникновению сигнала ФП. С другой стороны, благодаря взаимодействию с кристаллической решёткой через фононную подсистему, температура электронного газа возвращается к первоначальному значению.

### 1.2.2 Фотоэдс

Как известно, возникновение фотоиндуцированного падения напряжения или разности потенциалов возможно только при наличии встроенной асимметрии детектора или способа его взаимодействия с излучением.

В качестве примера можно привести *p-n* гомопереход, т.е. полупроводник, противоположные части которого имеют различный тип проводимости, а, следовательно, уровень Ферми в них располагается у дна зоны проводимости и у потолка валентной зоны. В таком случае, возникшее вследствие асимметрии встроенное электрическое поле разделяет фотовозбуждённые носители заряда, тем самым создавая падение напряжения между противоположными частями гомоперехода. Данный эффект широко используется в различных детекторах, в том числе и в панелях солнечных батарей.

Однако, этот механизм детектирования, также, как и межзонная ФП, малоэффективен при энергиях падающего излучения меньших чем  $E_g$ . Таким образом, для обеспечения детектирования в дальнем ИК и ТГц диапазонах требуется использование узкозонных полупроводниковых структур, например, твёрдых растворов HgCdTe.

Принципиально иной механизм регистрации ТГц излучения основан на возникновении плазменных возбуждений в двумерном электронном газе (ДЭГ) полевого транзистора, при особом асимметричном подключении канала транзистора к источнику тока.

#### 1.2.2.1 Возникновение ТГц фотоэдс в полевых транзисторах по механизму Дьяконова — Шура

В своей новаторской работе М.И. Дьяконов и М. Шур [1], при рассмотрении плазменных волн в канале полевого транзистора с высокой подвижностью, обнаружили возникновение усиления элементарных плазменных возбуждений при пропускании постоянного

тока через канал транзистора. При выполнении особых граничных условий, данное усиление может привести к генерации электромагнитного излучения, частота которого зависит от величины затворного напряжения и длины канала полевого транзистора, и при определенных условиях располагается в ТГц диапазоне.

Позднее, теми же авторами было предсказано, что обнаруженный эффект может быть использован в ряде приложений таких как резонансное и нерезонансное детектирование ТГц излучения, смешение и умножение частот [2]. В результате это привело к созданию наиболее чувствительных детекторов ТГц излучения, работающих при комнатной температуре, с характерной чувствительностью до  $5 \cdot 10^3$  В/Вт и эквивалентной мощностью шума (NEP) не превышающей  $10^{-13}$  Вт/Гц<sup>1/2</sup> [60]

#### 1.2.2.1.1 Плазменные волны в полупроводниках

В полупроводниках с высокой подвижностью носителей, при достаточно высоких концентрациях, характерное время между электрон-электронными столкновениями значительно меньше, чем время рассеяния импульса на примесных центрах, дефектах или фоновых решётки. В таком случае поведение электронного газа схоже с поведением холодной плазмы, которая может быть описана в многожидкостной гидродинамической модели. В таком случае, дисперсионное соотношение для возникающих плазменных волн будет существенно зависеть от размерности решаемой задачи. В случае объёмных полупроводников или толстых плёнок, решение будет иметь вид нераспространяющихся Ленгмюровских волн, в квантовых ямах (КЯ) плазменные возбуждения будут распространяться подобно волнам в глубокой воде, а в случае ДЭГ, расположенного параллельно металлической поверхности (затвора), плазменные возбуждения будут распространяться подобно волнам на мелкой воде.

Рассмотрим малые возбуждения в плазме электронного газа. Для этого разделим плотность заряда  $\rho = en$  на не зависящую от времени компоненту  $\rho_0(\vec{r})$  и малую зависящую от времени  $\rho_1(\vec{r}, t)$ .

$$\rho(\vec{r}, t) = \rho_0(\vec{r}) + \rho_1(\vec{r}, t) \quad (1.10)$$

Дрейфовая скорость электронов также может быть разделена на две компоненты: зависящую и не зависящую от времени. В отсутствии внешнего электрического поля, усреднённая по времени дрейфовая скорость носителей заряда равна нулю, поэтому остаётся только зависящая от времени компонента.

$$\vec{v}_d(\vec{r}, t) = \vec{v}_{d0}(\vec{r}) + \vec{v}_{d1}(\vec{r}, t) = \vec{v}_{d1}(\vec{r}, t) \quad (1.11)$$

Как известно, плотность заряда (1.10) и дрейфовая скорость (1.11) связаны между собой уравнением непрерывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div } \vec{j} = 0 \quad (1.12)$$

где плотность тока  $\vec{j} = \rho \vec{v}_d$  равна произведению плотности заряда на дрейфовую скорость, аналогично выражению (1.4). После дифференцирования уравнения непрерывности (1.12) по времени, получим следующее выражение:

$$\frac{\partial^2 \rho_1}{\partial t^2} + \text{div} \left( \vec{v}_{d1} \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + (\rho_0 + \rho_1) \frac{\partial \vec{v}_{d1}}{\partial t} \right) = 0 \quad (1.13)$$

Отбросив члены меньшего порядка малости  $\vec{v}_{d1} \frac{\partial \rho_1}{\partial t}$  и  $\rho_1 \frac{\partial \vec{v}_{d1}}{\partial t}$ , получим линеаризованное уравнение:

$$\frac{\partial^2 \rho_1}{\partial t^2} + \rho_0 \text{div} \frac{\partial \vec{v}_{d1}}{\partial t} = 0 \quad (1.14)$$

В модели Друде, ускорение носителя заряда т.е. производная его дрейфовой скорости по времени, может быть выражено через напряжённость электрического поля.

$$\frac{\partial \vec{v}_{d1}}{\partial t} = -\frac{e}{m} \vec{E} \quad (1.15)$$

Здесь  $m$  обозначает эффективную массу электрона. При подстановке уравнения Ньютона (1.15) в уравнение (1.14), получаем:

$$\frac{\partial^2 \rho_1}{\partial t^2} - \frac{e \rho_0}{m} \text{div} \vec{E} = 0 \quad (1.16)$$

Получившееся уравнение необходимо дополнить связью между напряжённостью электрического поля и плотностью заряда. В зависимости от геометрии решаемой задачи, данная связь будет разной в случае объёмного полупроводника, ДЭГ и ДЭГ под затвором полевого транзистора.

#### 1.2.2.1.1.1 Объёмный полупроводник

В случае объёмного полупроводника, соотношение между напряжённостью электрического поля и плотностью заряда описывается уравнением Гаусса-Остроградского

$$\operatorname{div} \vec{E} = -\frac{4\pi}{\varepsilon}(\rho_0 + \rho_1) \quad (1.17)$$

где  $\varepsilon$  это диэлектрическая проницаемость среды. При подстановке уравнения (1.17) в (1.16) получаем хорошо известное уравнение гармонического осциллятора для плотности заряда

$$\frac{\partial^2 \rho_1}{\partial t^2} + \frac{4\pi e \rho_0}{\varepsilon m} \rho_1 = 0 \quad (1.18)$$

Очевидно, что решением данного уравнения являются нераспространяющиеся колебания плотности заряда, или так называемые Ленгмюровские волны:

$$\rho(\vec{r}, t) = \rho_0 + C_1(\vec{r}) \cos(\omega_p t) + C_2(\vec{r}) \sin(\omega_p t) \quad (1.19)$$

Здесь  $C_1(\vec{r})$  и  $C_2(\vec{r})$  это неизвестные функции координат, определяемые из граничных условий,  $\omega_p$  – плазменная частота, определяемая выражением

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n_0 e^2}{\varepsilon m}} \quad (1.20)$$

#### 1.2.2.1.1.2 Двумерный электронный газ

Поскольку в случае двумерной системы, носители заряда могут передвигаться только в одной плоскости, то особый интерес представляют компоненты электрического поля, лежащие в этой же плоскости. Однако, решение для плазменных волн в случае ДЭГ не может быть получено из решения трёхмерной задачи примитивным отбрасыванием одной из координат.

Для примера рассмотрим периодичное возмущение плотности заряда с периодом  $\lambda$ . В трёхмерном случае, хорошим примером может быть набор бесконечных плоскостей, расположенных на расстоянии  $\lambda/2$ , и имеющих противоположный заряд. В таком случае, напряжённость электрического поля, а, следовательно, и сила взаимодействия между рассматриваемыми заряженными плоскостями, не будет зависеть от периода  $\lambda$ .

Однако, в случае ДЭГ, вместо заряженных плоскостей, необходимо рассмотреть систему заряженных проводов, также расположенных через  $\lambda/2$ . Очевидно, что в таком случае напряжённость электрического поля будет спадать как  $1/\lambda$ , а, следовательно, и действующие на заряд силы.

Исходя из этого простого примера, можно предположить, что скорость распространения плазменных волн в случае ДЭГ будет зависеть от длины волны. В таком случае, удобно перейти от плотности заряда  $\rho_1$  и напряжённости электрического поля  $\vec{E}$  к их фурье-образам  $\rho_k$  и  $\vec{E}_k$ , где  $k = 2\pi/\lambda$  это волновой вектор. Тогда уравнение (1.16) может быть представлено в виде:

$$\frac{\partial^2 \rho_k}{\partial t^2} + \frac{2\pi n_0 e^2 k}{\epsilon m} \rho_k = 0 \quad (1.21)$$

Решением данного уравнения являются плазменные волны с корневым законом дисперсии, т.е. длинноволновые возбуждения распространяются быстрее коротковолновых [61,62].

$$\omega(k) = \sqrt{\frac{2\pi n_0 e^2 k}{\epsilon m}} \quad (1.22)$$

Можно заметить, что данные плазменные возбуждения схожи с гравитационными волнами на глубокой воде, т.е. в случае, когда глубина  $h$  значительно превышает длину волны  $\lambda$ .

### 1.2.2.1.1.3 Двумерный электронный газ в полевом транзисторе

Проблема описания плазменных колебаний в ДЭГ канала, расположенного под затвором полевого транзистора также является сложной задачей. Однако, она может быть



существенно упрощена в приближении плавного канала, при котором расстояние между ДЭГ и затвором существенно меньше, чем неоднородность электрического поля вдоль канала.

Другими словами, неоднородность электрического поля в плоскости ДЭГ должна быть существенно ниже, чем в направлении перпендикулярном плоскости ДЭГ. В таком приближении можно разделить переменные, т.е. уравнения (1.16) и (1.17) в плоскости ДЭГ решать независимо от тех же уравнений в направлении перпендикулярном плоскости ДЭГ.

В таком случае, связь между плотностью заряда и величиной электрического поля в направлении перпендикулярном плоскости канала выглядит аналогично соотношению для плоского конденсатора.

$$\rho = CU \quad (1.23)$$

Здесь  $C$  это ёмкость между затвором и каналом;  $U = U(\vec{r}, t)$  это надпороговое затворное напряжение, равное разности затворного напряжения  $V_g$  и порогового затворного напряжения  $V_{th}$

$$U = V_g - V_{th} \quad (1.24)$$

В таком случае, вместо соотношения (1.17), связь между напряжённостью электрического поля и плотностью заряда будет выражаться следующим образом

$$\vec{E} = -\text{grad}U = -\frac{1}{C}\text{grad}\rho \quad (1.25)$$

Подставляя полученное выражение (1.25) в линеаризованное уравнение непрерывности (1.16), получаем волновое уравнение для плотности заряда  $\rho_1$

$$\frac{\partial^2 \rho_1}{\partial t^2} - \frac{ne^2}{mC} \Delta \rho_1 = 0 \quad (1.26)$$

Как известно, решением данного уравнения являются двумерные плазменные волны, распространяющиеся в плоскости канала с линейной дисперсионной характеристикой.

$$\omega(k) = sk \quad (1.27)$$

Здесь  $s$  это групповая скорость распространения плазменных волн, зависящая от надпорогового затворного напряжения  $U$

$$s = \sqrt{\frac{ne^2}{mC}} = \sqrt{\frac{eU}{m}} \quad (1.28)$$

Можно заметить, что полученное дисперсионное соотношение схоже с гравитационными волнами на мелкой воде, т.е. в случае, когда длина волны значительно превышает глубину  $h$ :

$$\omega(k) = k\sqrt{gh} \quad (1.29)$$

Здесь  $g$  это ускорение свободного падения.

С другой стороны, согласно методу зеркальных отображений, ДЭГ под затвором можно представить в виде системы двух параллельных ДЭГ, имеющих противоположный заряд, и расположенных на расстоянии в два раза большем чем расстояние между каналом и затвором. Такая система практически представляет собой бесконечный двумерный диполь. Можно ожидать, что скорость распространения плазменных волн в такой системе будет зависеть от величины дипольного момента, который определяется величиной затворного напряжения.

#### 1.2.2.1.2 Фотоотклик полевого транзистора на ТГц излучение

Вследствие линейного закона дисперсии (1.27), элементарное возмущение потенциала, возникшее в канале полевого транзистора будет распространяться в виде волнового пакета с постоянной скоростью (1.28), подобно гравитационным волнам на мелкой воде. Таким образом, возникший волновой пакет будет непрерывно перемещаться вдоль канала полевого транзистора, поочерёдно отражаясь от истока и стока.

Как известно, коэффициент отражения волнового пакета от контактов канала определяется граничными условиями. В случае фиксированного электрического потенциала на контакте, т.е. при подключении к источнику напряжения или заземлении, коэффициент отражения волнового пакета по модулю равен единице. А в случае фиксированного тока,

коэффициент отражения будет зависеть от скоростей падающей и отражённой волны, т.е. может оказаться как меньше, так и больше единицы.

Однако, при протекании постоянного тока в канале полевого транзистора, скорость распространения волнового пакета будет различной для возмущений, распространяющихся по направлению и против направления протекания тока. Таким образом, при пропускании фиксированного тока, за счёт того, что коэффициент отражения на контакте, подсоединённом к источнику тока может быть больше единицы, а отражение от заземлённого контакта происходит без потерь, в канале полевого транзистора возможно усиление плазменных волн.

В случае транзистора с высокой подвижностью носителей, канал нанометровой длины может выступать в качестве резонатора таким образом, что резонансная частота возникающих плазменных волн будет лежать в ТГц диапазоне. А поскольку их скорость распространения определяется величиной затворного напряжения (1.28), то получившийся источник ТГц излучения может быть перестраиваемым в широком диапазоне.

Эта идея впервые была высказана в своей новаторской работе М.И. Дьяконовым и М. [1], которые позднее предложили концепт двумерной электронной «флейты» [63], а также использовать данный эффект для детектирования, смешивания и умножения ТГц излучения [2].

На особенностях детектирования ТГц излучения полевыми транзисторами по механизму Дьяконова — Шура остановимся поподробнее. Как известно, полевые транзисторы с каналом, не превышающим сотен нанометров в длину, не могут эффективно взаимодействовать с ТГц излучением, характерная длина волны которого составляет сотни микрометров. Для этого необходимо наличие антенн, в простейшем случае их функцию могут выполнять соединительные провода. Однако, для создания необходимых граничных условий на различных концах канала и асимметрии между истоком и стоком, авторами работы был предложен вариант подключения, при котором антенна подсоединяется между истоком и затвором (см. Рис. 7). В таком случае, фотоэдс, индуцированное ТГц излучением воз-

никает как разность потенциалов  $\Delta U$  между истоком и стоком, а резонансная частота фоточувствительности детектора изменяется смещением, подаваемым между истоком и затвором.

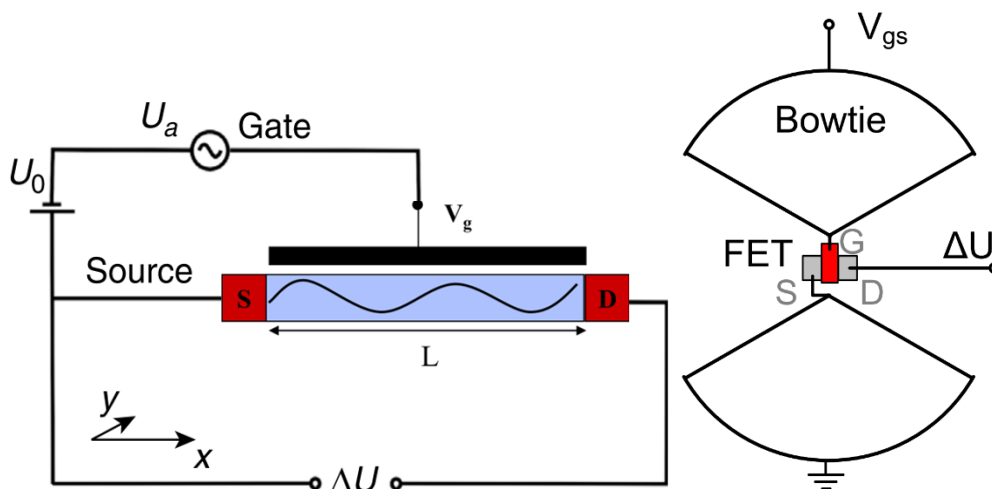


Рис. 7 (Слева) схематичное изображение подключения полевого транзистора для детектирования ТГц излучения по механизму Дьяконова — Шура.  $U_a$  обозначает индуцированное антенной падение напряжения,  $U_0$  это затворное напряжение, подаваемое между истоком (source) и затвором (gate). Фотоздс, возникающее между истоком и стоком обозначено как  $\Delta U$ . Рисунок взят из работы [2]. (Справа) Пример подключения антенны типа «бабочка» к полевому транзистору, вид сверху. Рисунок взят из работы [60].

### 1.2.2.1.3 Нерезонансное детектирование ТГц излучения полевыми транзисторами

В реальных полевых транзисторах, затухание плазменных волн играет немаловажную роль. В том случае, если характерное расстояние, через которое волна затухает больше, чем длина канала транзистора, то резонансное детектирование ТГц излучения по механизму Дьяконова — Шура существенно подавлено. В таком случае, имеет место так называемое нерезонансное или широкополосное детектирование, которое основано на нелинейности, возникающей при подключении, показанном на Рис. 7.

Действительно, возникающая на антенне разность потенциалов одновременно изменяет дрейфовую скорость  $v_d$  носителей в канале за счёт изменения падения напряжения между истоком и стоком:

$$v_d(t) = v_{d0} \cos(\omega t) \quad (1.30)$$

Здесь  $\omega$  это угловая частота ТГц излучения. С другой стороны, одновременно изменяется и концентрация носителей  $n$  в канале за счёт изменения падения напряжения между истоком и затвором  $V_g$ .

$$n(t) = n_0 \cos(\omega t) \quad (1.31)$$

В таком случае, в канале транзистора начинает течь ненулевой ток, в соответствии с уравнением (1.4)

$$j = e \langle n(t) v_d(t) \rangle = e n_0 v_{d0} \langle \cos^2(\omega t) \rangle \quad (1.32)$$

Здесь угловые скобки  $\langle \dots \rangle$  обозначают усреднение по периоду ТГц излучения.

Для вывода выражения для ТГц фотоэдс в нерезонансном случае используется феноменологический подход, впервые предложенный в работе M. Sakowicz *et al.* [49].

При таком подходе, в уравнение непрерывности (1.12) вместо уравнения Ньютона в рамках модели Друде (1.15), подставляется закон Ома (1.5). Тогда при учёте зависимости концентрации от затворного напряжения (1.23) получаем следующее уравнение

$$C \frac{\partial U}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x} \sigma \frac{\partial U}{\partial x} = 0 \quad (1.33)$$

Граничные условия в таком случае имеют вид (см. Рис. 7):

$$U|_{x=0} = U_0 + U_a \cos(\omega t) \quad (1.34)$$

где  $U_a$  это индуцированное ТГц излучением падение напряжения на антенне, а на противоположном конце канала:

$$U|_{x \rightarrow \infty} = \text{const} \quad (1.35)$$

Будем ожидать, что решение уравнения (1.33) будет состоять из трёх слагаемых: постоянная составляющая  $U_0$ , осциллирующая часть  $U_1(x, t)$ , пропорциональная первой степени  $U_a$ , и постоянная составляющая  $U_2(x)$ , пропорциональная  $U_a^2$ .

$$U(x,t) = U_0 + U_1(x,t) + U_2(x) \quad (1.36)$$

Разложим проводимость канала как функцию затворного напряжения в ряд Тейлора

$$\sigma(U) = \sigma_0(U_0) + \left. \frac{\partial \sigma}{\partial U} \right|_{U=U_0} U_1(x,t) \quad (1.37)$$

Сначала найдём решение для осциллирующей части  $U_1(x, t)$ . Для этого в (1.36) отбросим слагаемое меньшего порядка  $U_2(x)$  и подставим в уравнение (1.33)

$$C \frac{\partial U_1}{\partial t} - \sigma_0 \frac{\partial^2 U_1}{\partial x^2} = 0 \quad (1.38)$$

Применяя к полученному уравнению на  $U_1(x, t)$  граничные условия (1.34) и (1.35), получаем решение в виде экспоненциально затухающих плазменных волн

$$U_1(x,t) = U_a \exp(-kx) \cos(\omega t - kx) \quad (1.39)$$

Здесь  $k$  это волновое число

$$k = \frac{\omega C}{2\sigma_0} \quad (1.40)$$

Однако, для вывода сигнала ТГц фотоэдс необходимо учесть слагаемое следующего порядка малости  $U_2(x)$  в выражении (1.36). Подставим его в исходное уравнение (1.33) при учёте (1.39) и усредним по времени

$$\frac{d}{dx} \left[ \sigma_0 \frac{dU_2}{dx} + \left. \frac{\partial \sigma}{\partial U} \right|_{U=U_0} \left\langle U_1 \frac{\partial U_1}{\partial x} \right\rangle \right] = 0 \quad (1.41)$$

Здесь угловые скобки  $\langle \dots \rangle$  означают усреднение по периоду осцилляций  $T = 2\pi/\omega$ . В результате можно получить выражение

$$U_2(x) = \frac{U_a^2}{4} \frac{1}{\sigma_0} \left. \frac{d\sigma}{dU} \right|_{U=U_0} (1 - \exp(-2kx)) \quad (1.42)$$

Таким образом, в случае затухания плазменных осцилляций в полевом транзисторе с достаточно длинным каналом получаем, что возникающее ТГц фотоэдс пропорционально первой степени производной проводимости канала по затворному напряжению.

$$U_2(x) = \frac{U_a^2}{4} \frac{1}{\sigma_0} \left. \frac{d\sigma}{dU} \right|_{U=U_0} \quad (1.43)$$

### 1.2.3 Детектирование ТГц излучение полевыми транзисторами

Как известно, полевые транзисторы являются одними из самых эффективных широкодиапазонных детекторов ТГц излучения, работающих при комнатной температуре с характерной чувствительностью до  $5 \cdot 10^3$  В/Вт и эквивалентной мощностью шума (NEP) не превышающей  $10^{-13}$  Вт/Гц<sup>1/2</sup> [60], что позволило их широко использовать в качестве фотоматриц просвечивающей ТГц спектроскопии [64,65].

Однако, наибольший интерес представляет резонансное плазменное детектирование по механизму Дьяконова — Шура, главной особенностью которого является частотная селективность детектора, перестраиваемая в зависимости от величины затворного напряжения, что открывает широкие перспективы для создания компактных ТГц спектрометров.

Впервые резонансное ТГц фотоотклик был обнаружен в группе В. Кнапа в субмикрометровых GaAs полевых транзисторах на частоте  $\approx 0.6$  ТГц при температуре 8 К [3,5]. Позднее, возможность частотной перестройки области чувствительности затворным напряжением была продемонстрирована в полевых транзисторах на основе InGaAs/InP [66]. Однако, наблюдаемая ширина линии оказалась значительно шире, в сравнении с расчётной. В качестве объяснения, М.И. Дьяконовым было предложено, что уширение линии плазменного резонанса возникает вследствие возникновения мод, перпендикулярных направлению протекания тока в канале [67]. Позднее, эта догадка была экспериментально подтверждена наблюдением резонансного детектирования в полевом транзисторе с большим числом узких «одномерных» каналов [68].

К сожалению, эффективные резонансные детекторы по механизму Дьяконова — Шура так и не были созданы по причине достаточно быстрого затухания плазменных волн в канале транзистора. Наиболее эффективным способом решения данной проблемы является использование полупроводниковых структур с высокой подвижностью. Одним из возможных решений является использование безмассовых псевдорелятивистских фермио-

нов, таких как фермионы Дирака в графене. Однако, эффективное резонансное детектирование в полевых транзисторах на основе графена так и не было обнаружено, несмотря на существенный прогресс в нерезонансном детектировании при комнатной температуре [69–72].

Альтернативной системой, в которой также присутствуют безмассовые фермионы Дирака, является КЯ HgTe/CdHgTe с толщиной равной критической толщине  $d = d_c$  [29,42]. В таких системах эффективная масса носителей стремится к нулю, а подвижность существенно увеличивается вплоть до значений, превышающих таковую в графене. К тому же, в широких КЯ HgTe/CdHgTe реализуется состояние топологического изолятора, известного наличием топологически защищённых краевых состояний с линейным законом дисперсии. Использование этих состояний в качестве высокодобротного канала для распространения плазменных волн может открыть широкие перспективы для наблюдения резонансного детектирования по механизму Дьяконова — Шура.

Одной из задач данной работы является экспериментальная проверка возможности использования двумерных топологических изоляторов на основе КЯ HgTe/CdHgTe для детектирования ТГц излучения.

### 1.3 Исследуемые структуры

#### 1.3.1 Описание образцов

Исследуемые структуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксией (МЛЭ) на GaAs полуизолирующей подложке диаметром 7.62 см (3 дюйма) толщиной около  $\approx 400$  мкм с кристаллографической ориентацией [013] Н.Н. Михайловым (Институт Физики Полупроводников СО РАН, Новосибирск). Контроль толщины и состава слоёв осуществлялся методом эллипсометрии непосредственно во время роста структур [15,16]. Структуры представляли собой одиночные КЯ HgTe/Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te толщиной 8.3 и 6.5 нм с содержанием кадмия в барьерах  $x_{Cd} = 0.77$  и 0.65 соответственно, выращенные на релаксированном буфере CdTe толщиной около 5 мкм. Параметры структур указаны в Табл. 1. Обе структуры имели легированные индием области, обеспечивающие *n*-тип проводимости и расположенные симметрично около слоя КЯ, с концентрацией соответственно около  $\approx 6 \times 10^{16}$  см<sup>-3</sup>



и  $\approx 3.2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Схематичная ростовая схема исследуемых структур представлена на Рис. 8, а подробные схемы — на Рис. 9 и Рис. 10.

Необходимо отметить, что ввиду особенностей технологии МЛЭ, параметры выращенных структур могут отличаться для образцов из различных частей подложки в пределах 10 %. Однако, в случае образца достаточно малых размеров (менее чем  $5 \times 5 \text{ мм}$ ), подобная флуктуация параметров незначительна, то есть исследуемые структуры можно считать однородными.

*Табл. 1 Параметры исследуемых структур*

№ структуры	130212	101227
$d_{QW}$ , нм	8.3	6.5
$x_{Cd \text{ barrier}}$	0.77	0.65
$d_{\text{barrier}}$ , нм	44	35
$n_{\text{doping}}$ , $10^{16} \text{ см}^{-3}$	6	32
$n_{\text{dark}}$ , $10^{11} \text{ см}^{-2}$	9.8 – 18.9	1.69
$\mu$ , $10^3 \text{ см}^2 \cdot \text{В/с}$	22 – 69	60 – 215
$m^*/m_0$	0.03	0.016
$E_g(k=0)$ , мэВ	31	7
$E_v(k=0) - E_{v \text{ side max}}$ , мэВ	-18.35	15.19

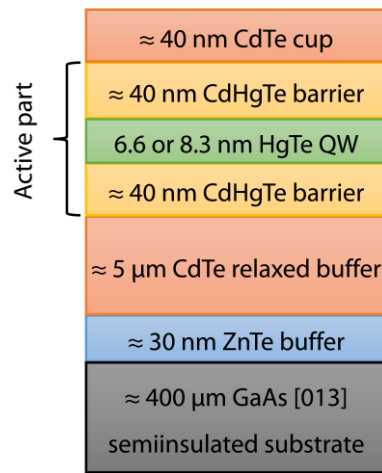


Рис. 8 Схематичная ростовая схема исследуемых гетероструктур с КЯ.

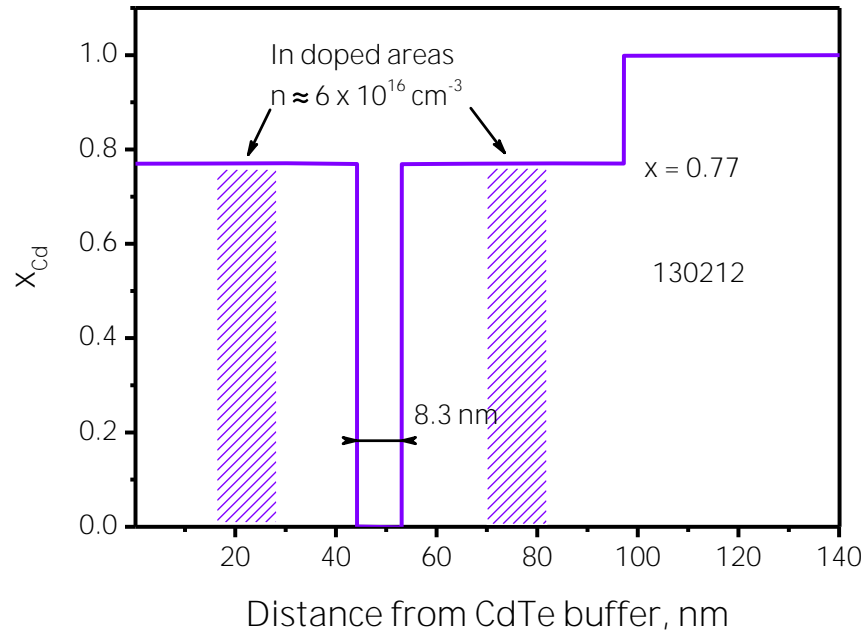


Рис. 9 Ростовая схема активной части структуры 130212.

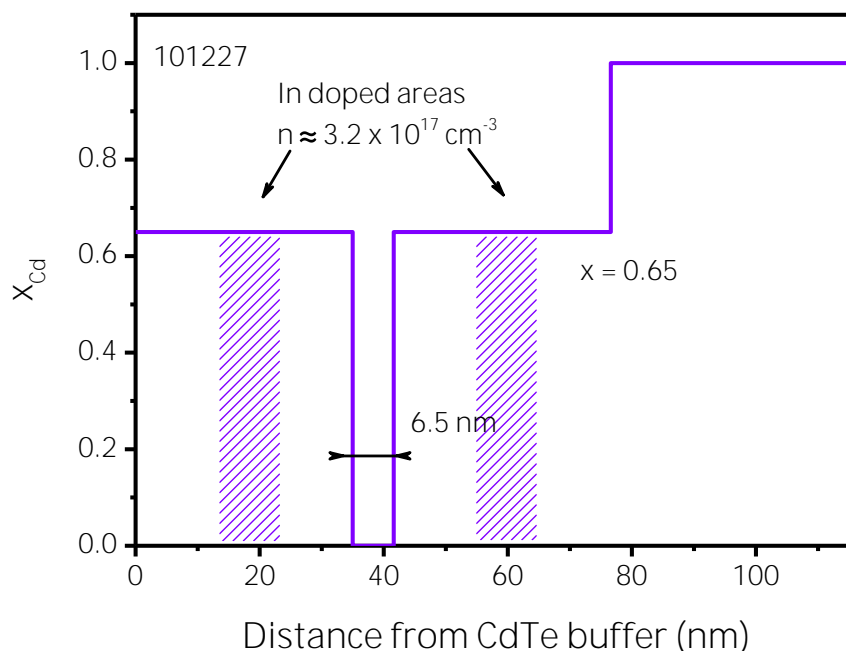


Рис. 10 Ростовая схема активной части структуры 101227.

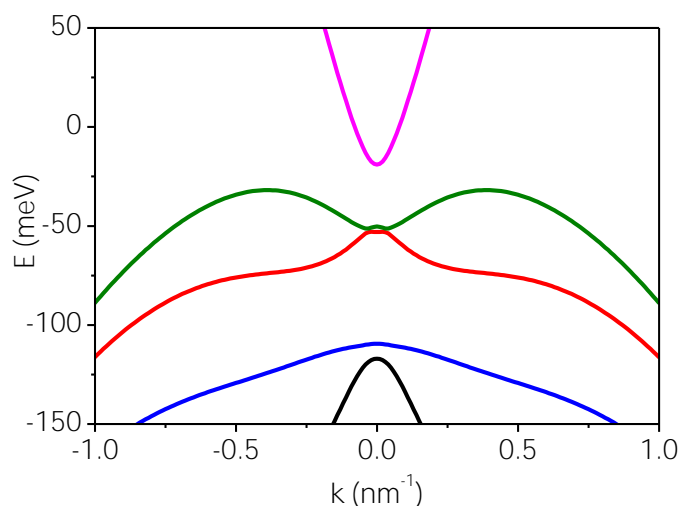
### 1.3.2 Расчёт зонной структуры

Для определения основных параметров структур, таких как ширина запрещённой зоны  $E_g$  и критическое магнитное поле  $B_c$ , М.С. Жолудевым и С.С. Криштопенко (ИФМ РАН) были выполнены одноэлектронные расчёты зонной структуры и уровней Ландау. Для учёта влияния непараболичности, вызванного замешиванием между подзонами  $\Gamma_6$ ,  $\Gamma_7$ , и  $\Gamma_8$ , а также встроенными деформациями на электронные состояния в КЯ,  $8 \times 8$   $kr$  гамильтониан был использован в качестве одночастичного оператора кинетической энергии согласно методике, описанной в литературе [46,73]. Также в расчётах учитывались температурные зависимости ширины запрещённой зоны, величины разрыва валентной зоны (VBO) между HgTe и CdTe, постоянной решётки и упругие постоянные  $C_{11}$ ,  $C_{12}$  и  $C_{44}$  [20,74].

При приложении магнитного поля перпендикулярно плоскости КЯ в случае широкой КЯ HgTe/CdHgTe с инвертированной зонной структурой, уровень Ландау в зоне проводимости с наименьшей энергией обладает дырочноподобной симметрией, поэтому с увеличением величины индукции магнитного поля его энергия уменьшается. В валентной зоне существует уровень Ландау с наибольшей энергией, обладающий электроподобной

симметрией, за счёт чего его энергия с ростом магнитного поля увеличивается. В результате, при некотором критическом магнитном поле  $B_c$  эти два уровня Ландау, называемые нулевыми (zero-mode) [42], пересекаются, что было подтверждено в исследованиях магнитопротекания [18,43–46]. В случае если магнитное поле не превышает критическое значение  $B_c$ , то в структуре наблюдается квантовый спиновый эффект Холла (КСЭХ), в то время как при превышении наблюдается тривиальный квантовый эффект Холла (КЭХ). Более подробно, пересечение нулевых уровней Ландау будет обсуждаться в разделах 1.4 и 1.5.

Энергии уровней Ландау были рассчитаны в аксиальном приближении [46,73], в то время как для расчёта зонной структуры данное приближение не использовалось. Значения используемых параметров были взяты из литературы [20,46,73].



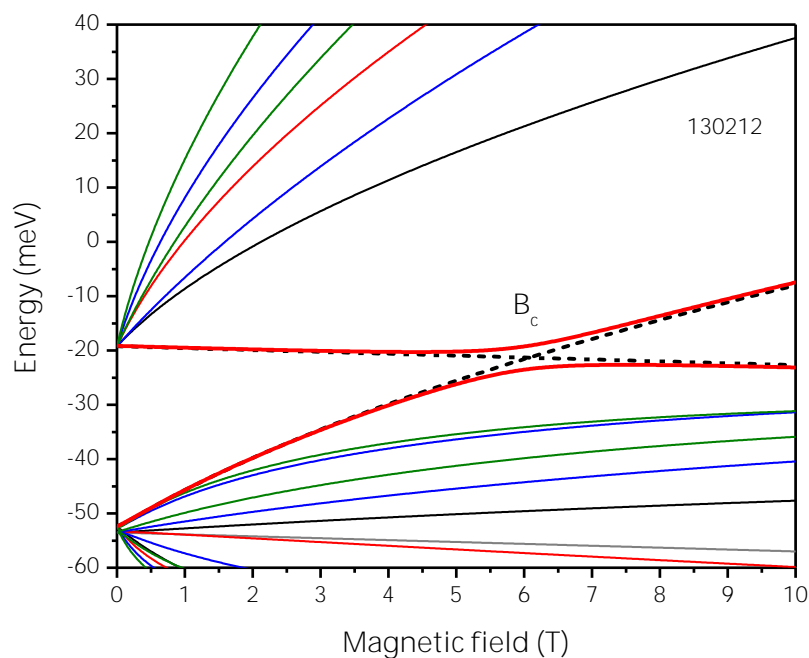
*Рис. 11 Зонная структура образца 130212 при нулевой температуре, рассчитанная в рамках модели Кейна  $8 \times 8$ .*

Зонная структура и энергия уровней Ландау образца 130212 при нулевой температуре, рассчитанные М.С. Жолудевым (ИФМ РАН) в рамках модели Кейна  $8 \times 8$  [46], представлены на Рис. 11 и Рис. 12.

На Рис. 12 красными толстыми кривыми обозначена энергия нулевых уровней Ландау, а цветными тонкими кривыми – энергия остальных уровней Ландау. Чёрные пунктирные кривые приведены для наглядной демонстрации величины критического магнитного поля, которое составляет  $B_c = 6.07$  Тл. Необходимо отметить, что в расчётах, представленных на Рис. 12, отчётливо прослеживается антипересечение нулевых уровней Ландау

при критическом магнитном поле. Данное антипересечение возникает в рамках в модели Кейна  $8 \times 8$  при учёте вклада отсутствия центра инверсии в объёме (bulk inversion asymmetry (BIA)), и многократно наблюдалось в эксперименте на спектрах пропускания в магнитном поле [18,44–46].

Необходимо отметить, что предыдущие исследования спектров поглощения КЯ HgTe/CdHgTe в магнитном поле показали достаточно хорошее согласие энергии наблюдаемых переходов с расчётными значениями, полученными в рамках используемой модели Кейна  $8 \times 8$  [18,43,46,75].



*Рис. 12 Энергия уровней Ландау образца 130212 при нулевой температуре, рассчитанная в рамках модели Кейна  $8 \times 8$ .*

Зонная структура и энергия уровней Ландау образца 101227 при температуре  $T = 1.7$  К, рассчитанные в рамках модели Кейна  $8 \times 8$  С.С. Криштопенко (ИФМ РАН)[76], представлены на Рис. 13 и Рис. 14. Необходимо отметить, что в данных расчётах (в отличие от расчётов для образца 130212, представленных на Рис. 12) не учитывались поправки, вызванные BIA и ПА, вследствие чего антипересечение уровней Ландау не наблюдается. Более подробно о методике расчёта изложено в литературе [76].

На Рис. 14 энергия нулевых уровней Ландау обозначена красными толстыми кривыми, чёрными кривыми обозначена энергия остальных уровней Ландау, а прописными греческими буквами  $\alpha$ , и  $\beta$  соответственно отмечены переходы между уровнями Ландау с номерами  $N = 0 \rightarrow 1$  и  $-2 \rightarrow -1$ . Согласно представленным расчётам, величина критического магнитного поля составляет  $B_c \approx 1.6$  Т, а ширина щели при  $k = 0$  в отсутствие магнитного поля составляет  $E_g \approx 7$  мэВ, что соответствует энергии тепловой активации при температуре около  $T \approx 80$  К.

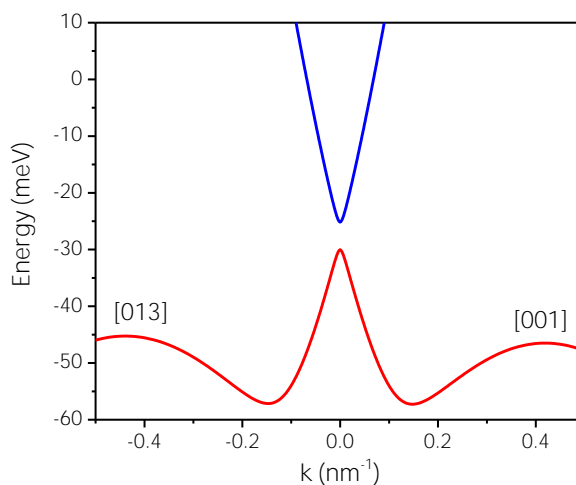


Рис. 13 Зонная структура образца 101227 при температуре  $T = 1.7$  К, рассчитанная в рамках модели Кейна  $8 \times 8$ .

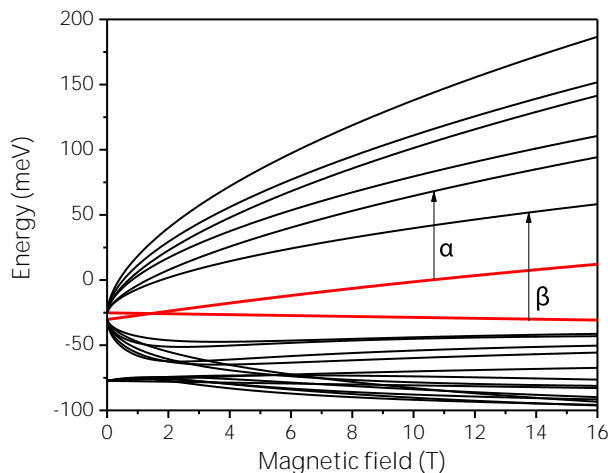


Рис. 14 Энергия уровней Ландау образца 101227 при температуре  $T = 1.7$  К, рассчитанная в рамках модели Кейна  $8 \times 8$ .

### 1.3.3 Исследование циклотронного резонанса

Для характеристики исследуемых образцов, были проведены исследования спектров магнитопротекания в геометрии Фарадея, т.е. вектор индукции магнитного поля параллелен направлению распространения излучения. Исследуемый образец помещался в криостат с диапазоном температур 1.7 – 150 К, расположенный в центре сверхпроводящего магнита с максимальной индукцией магнитного поля 16 Тл. Излучение заводилось в криостат при помощи стальных труб, отполированных изнутри. Прошедшее через образец излучение регистрировалось кремниевым болометром, расположенным за образцом на дне криостата в центре компенсирующего сверхпроводящего магнита для минимизации влияния магнитного поля на детектор. Отличительной особенностью используемой установки было наличие дополнительного сверхпроводящего соленоида, расположенного под основным магнитом (см. Рис. 15), благодаря которому в месте расположения детектора компенсировалось внешнее магнитное поле основного магнита, что избавляет от необходимости учитывать влияние магнитного поля на детектор. Схематичное изображение экспериментальной установки представлено на Рис. 15.

#### 1.3.3.1 Спектры циклотронного резонанса образца 130212

В образце 130212, спектры циклотронного резонанса при 4.2 К были измерены в режиме развёртки магнитного поля при пропускании монохроматического ТГц излучения на двух частотах 292 и 660 ГГц. В качестве источников излучения использовались излучатели на основе диода Ганна, сопряжённые с несколькими каскадами умножителя частоты. Для выделения полезного сигнала на фоне шумов, использовалась стандартная методика синхронного детектирования при которой непрерывное излучение источников механически модулировалось на частотах в диапазоне от 79 до 728 Гц. Схема эксперимента представлена на Рис. 15.

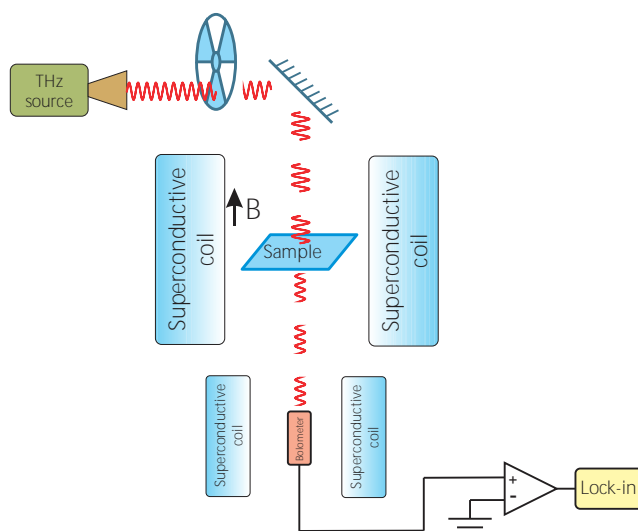


Рис. 15 Схема эксперимента для наблюдения ЦР в режиме развёртки магнитного поля при пропускании монохроматического ТГц излучения.

На Рис. 16 представлены спектры циклотронного резонанса (ЦР), полученные на частотах 292 и 660 ГГц, на которых отчётливо различимы одиночные линии ЦР при величинах индукции магнитного поля 0.31 и 0.8 Т, что согласно соотношению  $\omega_c = eB/m_{CR}$  соответствует значению циклотронной массы  $m_{CR} \approx 0.03 m_0$ . Полученные значения согласуются с предыдущими исследованиями ЦР в подобных структурах [75,77,78].

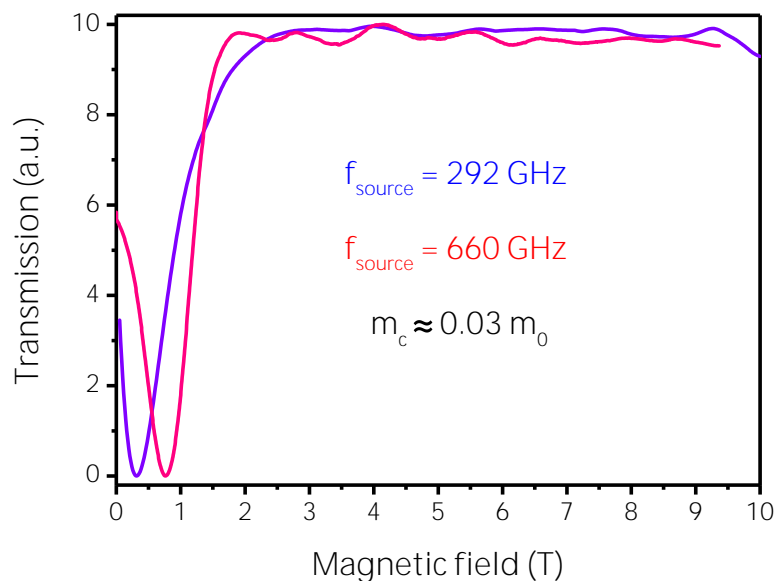


Рис. 16 Спектры пропускания (ЦР) структуры 130212 измеренные на частотах 292 и 660 ГГц при температуре 4.2 К.



### 1.3.3.2 Спектры циклотронного резонанса образца 101227

Спектры циклотронного резонанса образца 101227, в отличие от структуры 130212, исследовались методом фурье-спектрометрии в дальнем ИК диапазоне при фиксированных значениях индукции магнитного поля вплоть до 16 Тл. В качестве источника широкополосного излучения использовался глобар — штатный источник фурье-спектрометра Bruker Vertex 80V (чёрное тело с характерной температурой  $\approx 1000$  °C). В качестве делителя использовался штатный светоделитель Mylar multilayer T222, с рабочим диапазоном от 30 до  $680 \text{ см}^{-1}$ .

Спектры пропускания исследуемой структуры были измерены в диапазоне 0 – 15 Тл, с шагом 0.5 Тл. Спектры магнитопоглощения были получены нормированием спектров поглощения в ненулевом магнитном поле на калибровочные спектры поглощения в отсутствии магнитного поля. Для иллюстрации методики на Рис. 17 представлены характерные спектры пропускания при выборочных значениях индукции магнитного поля  $B = 2, 4$  и 9.5 Тл на фоне нормировочного спектра, полученного в отсутствии магнитного поля. Области непрозрачности в районе 160 и  $260 - 320 \text{ см}^{-1}$  вызваны поглощением оптических фононов в буферном слое CdTe и подложке GaAs. Цветными стрелками, направленными вверх, обозначены линии магнитопоглощения, связанные с наблюдаемыми оптическими переходами в исследуемой структуре. Серыми пунктирными стрелками, направленными вниз, обозначены особенности оптического тракта, в основном определяемые спектрами светоделителя и используемого полиэтиленового окна.

Спектры магнитопоглощения, полученные в результате нормировки на спектр пропускания в отсутствии магнитного поля, приведены на Рис. 18. Для лучшей читаемости, на рисунке представлены не все спектры магнитопоглощения, а также показанные спектры разнесены по вертикальной оси и отсортированы по возрастанию величины магнитного поля снизу-вверх. Вертикальными заштрихованными прямоугольниками закрыты области непрозрачности в районе 160 и  $260 - 320 \text{ см}^{-1}$ , вызванные поглощением оптических фононов в буферном слое CdTe и подложке GaAs. Стрелками обозначены наблюдаемые линии поглощения.

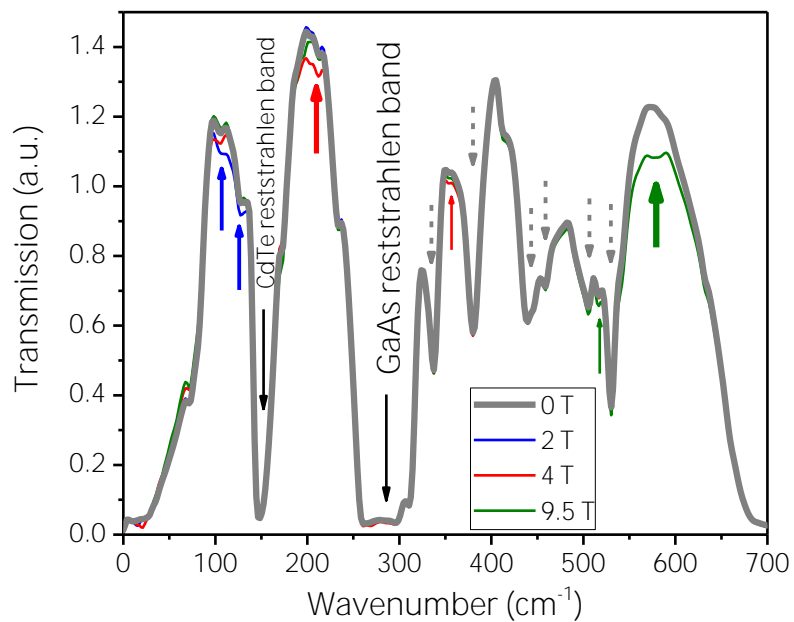


Рис. 17 Типичные спектры пропускания структуры 101227 при температуре 2 К.

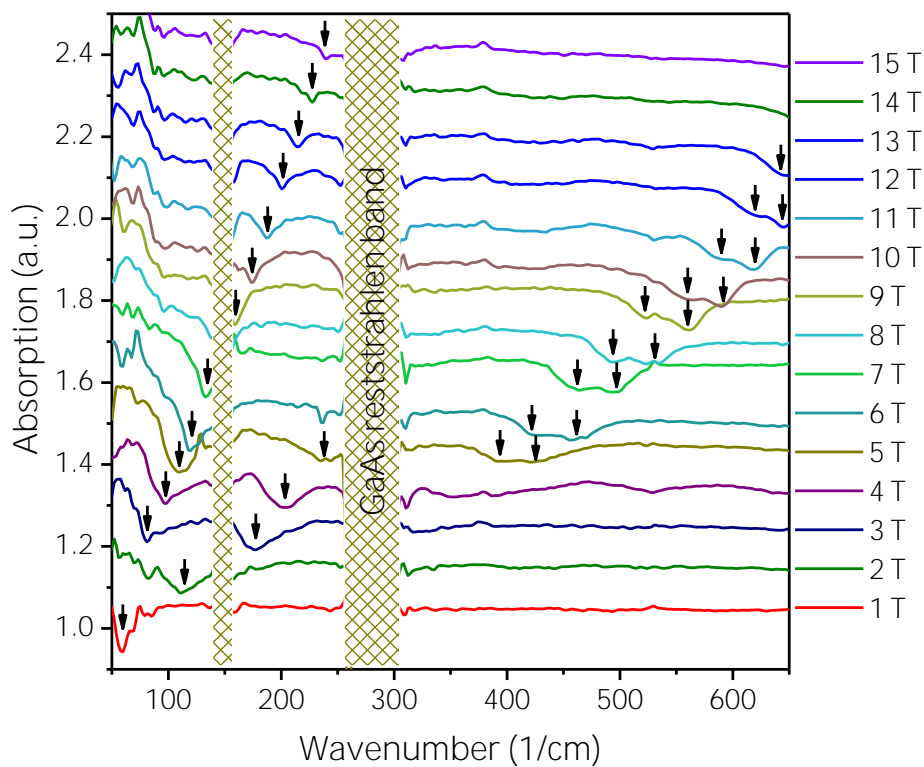


Рис. 18 Спектры поглощения структуры 101227 при температуре 2 К и значениях величины магнитного поля от 1 до 15 Тл.

Карта линий магнитопоглощения и энергия ожидаемых переходов между уровнями Ландау показаны на Рис. 19. Цветом обозначена интенсивность наблюдаемых линий поглощения, где жёлтый соответствует наибольшей интенсивности, а тёмно-синий – наименьшей. Горизонтальными серыми прямоугольниками закрыты области непрозрачности, вызванные поглощением оптических фононов в буферном слое CdTe и подложке GaAs. Сплошными линиями обозначены положения переходов между уровнями Ландау, рассчитанные в рамках модели Кейна  $8 \times 8$ .

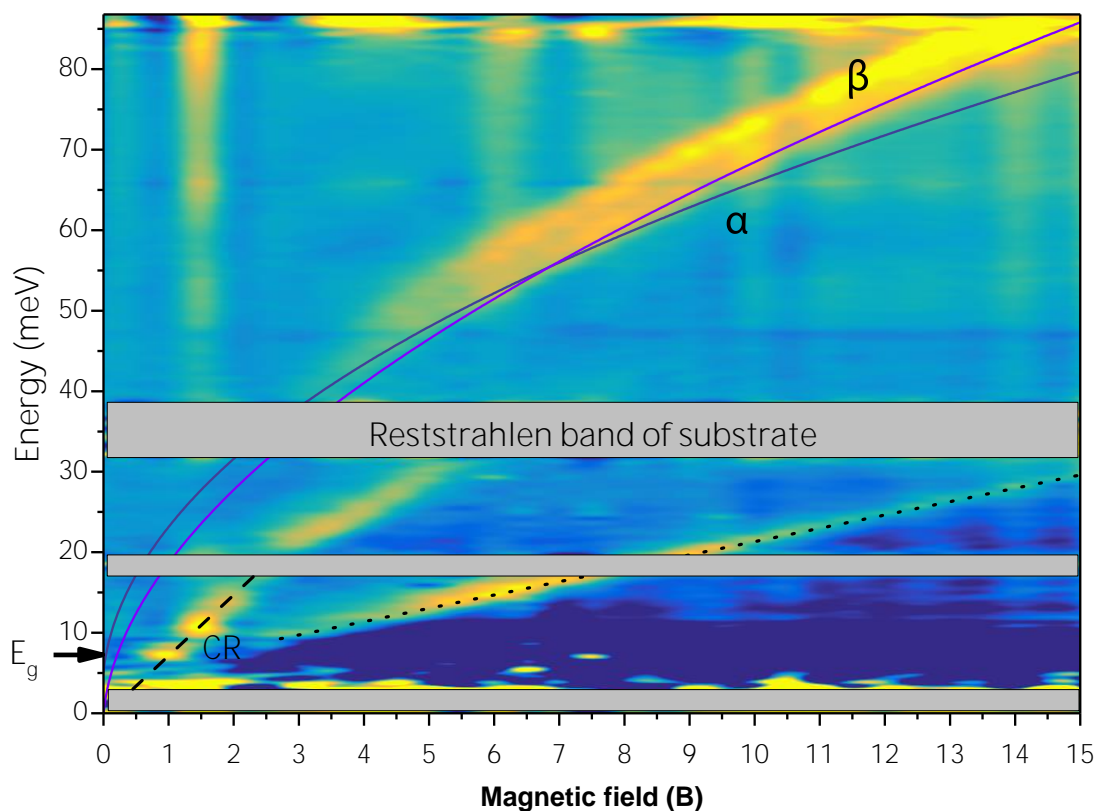


Рис. 19 Карта оптических переходов в магнитном поле образца 101227 при температуре 2 К.

В слабых полях отчётливо прослеживается линия классического ЦР, обозначенная чёрной пунктирной линией, по положению которой можно определить значение циклотронной массы носителей  $m_{CR} \approx 0.016 m_0$ . Чёрной точечной линией обозначен переход, предположительно связанный либо с плазменными эффектами из-за наличия подзатворной области, либо с участием примесных центров, подобный переходу  $U_2$  из работы Zholudev et al. [46]. Отчётливо видно, что наиболее интенсивными переходами

являются внутризонный переход  $\beta$  (между уровнями Ландау с номерами  $N = -2$  и  $N = -1$ ) и межзонный  $\alpha$  ( $N = 0 \rightarrow 1$ ), энергия которого при устремлении индукции магнитного поля к нулю показывает значение ширины запрещённой зоны  $E_g \approx 7$  мэВ. В отличие от предсказанного в модели Кейна, переходы  $\alpha$  и  $\beta$  не пересекаются при увеличении индукции магнитного поля Рис. 19, а располагаются на фиксированной энергии друг от друга. Подобное «антипересечение» также наблюдается в узкозонных КЯ HgTe/CdHgTe в магнитных полях вплоть до 32 Тл и пока не объяснено.

Таким образом, магнитооптическим методом нами была произведена предварительная характеристика образцов: определена циклотронная масса и оценена подвижность носителей. Наблюдение ярко выраженных линий ЦР свидетельствует о высоком качестве структур, а количественное согласие энергий наблюдаемых в эксперименте переходов между уровнями Ландау с со значениями, полученными в результате расчётов в рамках модели Кейна свидетельствует как о верности используемой модели в качестве теоретического описания, так и о достоверности данных, полученных методом эллипсометрии непосредственно во время роста структур.

#### 1.3.4 Изготовление полевого транзистора на основе КЯ HgTe/CdHgTe

Как уже обсуждалось во введении, структуры на основе широких КЯ HgTe/CdHgTe с инвертированной зонной структурой прежде всего интересны наличием краевых состояний, в которых наблюдается бездиссипативный спин-ориентированный транспорт. Благодаря отсутствию рассеяния и линейному закону дисперсии носителей заряда, элементарные возбуждения, в том числе и плазменные осцилляции в таких каналах могут эффективно распространяться, что открывает широкие возможности для наблюдения резонансного плазменного детектирование ТГц излучения по механизму Дьяконова — Шура.

К тому же, в работе [67] одной из первостепенных причин наблюдаемой в эксперименте низкой добротности резонансного детектирования ТГц излучения по механизму Дьяконова — Шура в «классических» полевых транзисторах называлось возникновение плазменных волн, распространяющихся перпендикулярно направлению протекания тока в канале. Использование одномерных краевых состояний в структурах на основе широких КЯ HgTe/CdHgTe с инвертированной зонной структурой может решить данную проблему.

Для исследования фотоотклика КЯ HgTe/CdHgTe с инвертированной зонной структурой на ТГц излучение в группе M.S. Vitiello (NEST, Istituto Nanoscienze-CNR and Scuola Normale Superiore, Пиза, Италия) был изготовлен полевой транзистор с каналом микрометровых размеров методом электронно-лучевой литографии. За основу была взята широкая КЯ HgTe/CdHgTe толщиной 8.3 нм, выращенная на GaAs подложке с кристаллографической ориентацией [013] и толстым ( $\approx 5$  мкм) релаксированном слое CdTe. Поскольку температура роста исследуемых структур не превышает 180 °С, то для предотвращения ухудшения качества структуры необходимо было избегать излишнего перегрева. Для этого процесс изготовления полевого транзистора был организован таким образом, чтобы максимальная температура не превышала 80 °С.

Для формирования канала транзистора, на поверхности структуры была сформирована полиметилметакрилатовая маска методом электронно-лучевой литографии. Области, не закрытые маской, были удалены методом реактивного ионного травления, где в качестве рабочего газа использовалась смесь  $\text{CH}_4:\text{H}_2$  (1:5). Благодаря тому, что глубина травления (130 нм) превышала расстояние от слоя КЯ до поверхности образца (90 нм), был сформирован проводящий канал полевого транзистора размером  $5 \times 12$  мкм в центре вытравленной области  $100 \times 100$  мкм. На Рис. 20 (b) представлено изображение получившегося канала полевого транзистора. На удалённые концы канала для формирования контактов истока и стока на расстоянии 10 мкм друг от друга были нанесены слои металлизации AuGe/Ti/Au толщинами 75/6/40 нм. Для реализации геометрии металл-оксид-полупроводникового полевого транзистора в атмосфере инертного газа аргона при давлении  $10^{-5}$  бар на поверхность был нанесён изолирующий слой  $\text{SiO}_2$  толщиной 120 нм, на который впоследствии методом термического напыления был осаждён Ti/Au слой металлизации затвора толщиной 10/100 нм и размером  $6 \times 6$  мкм (см. Рис. 20 (c)). На Рис. 20 (c и d) представлены изображения полевого транзистора, полученные при помощи оптического микроскопа. Оранжевым цветом обозначены области металлизации, зелёным обозначена протравленная область, а маркерами “S”, “G” и “D” обозначены контактные площадки истока, затвора и стока.

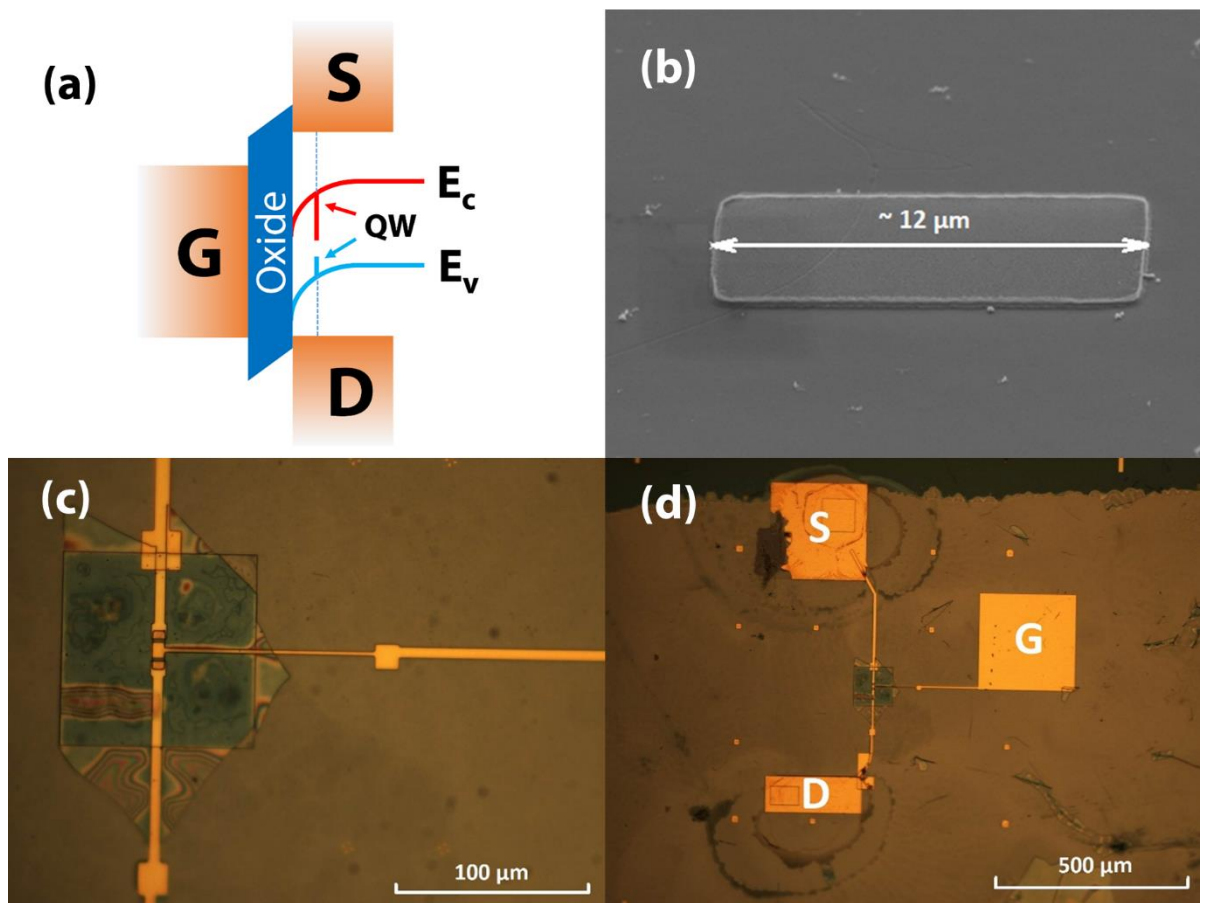


Рис. 20 (a) Схематичное изображение полевого транзистора. (b) Канал полевого транзистора до нанесения слоёв металлизации. (c, d) Изображения полевого транзистора.

### 1.3.5 Изготовление мостика Холла с затвором

Как уже обсуждалось во введении, структуры на основе КЯ  $\text{HgTe}/\text{CdHgTe}$  с инвертированной зонной структурой интересны не только с фундаментальной точки зрения, но и с прикладной для использования в качестве детекторов ТГц излучения по методу Дьяконова — Шура. Особый интерес представляют узкозонные КЯ  $\text{HgTe}/\text{CdHgTe}$  с толщиной КЯ близкой к критической, в которых благодаря графеноподобному закону дисперсии носители заряда имеют малую эффективную массу и большую подвижность.

Для изучения сигнала ТГц фотоотклика был изготовлен холловский мостик на основе узкозонной КЯ  $\text{HgTe}/\text{Hg}_{0.35}\text{Cd}_{0.65}\text{Te}$  толщиной 6.5 нм (критическая толщина КЯ составляет  $d_c \approx 6.2$ ) размером  $650 \times 50$  мкм с расстоянием между контактами 100 и 250 мкм (см. Рис.

21 и Рис. 22). Для управления концентрацией носителей в КЯ, на поверхность образца плазмохимическим методом при температуре не превышающей 100 °С был нанесён двойной слой оксида (100 нм SiO<sub>2</sub> и 200 нм Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>), на который впоследствии методом химического осаждения из газовой фазы был нанесён Ti:Au слой металлизации затвора. Весь процесс изготовления холловского мостика был осуществлён группой З.Д. Квона в Институте физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск.

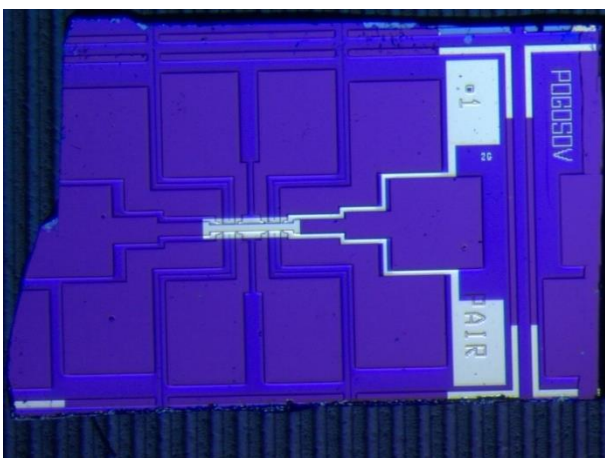


Рис. 21 Изображение мостика Холла с затвором, полученное в оптический микроскоп.

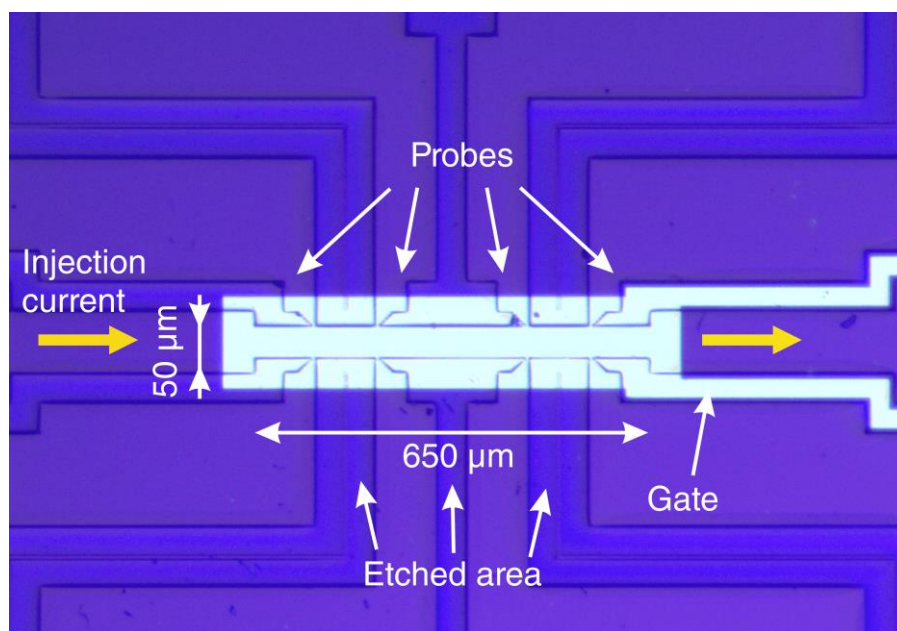


Рис. 22 Увеличенное изображение мостика Холла с затвором, полученное в оптический микроскоп.

## 1.4 ТГц фотоотклик полевого транзистора на основе КЯ HgTe/CdHgTe

### 1.4.1 Характеризация полевого транзистора

Для изучения переходных, вольтамперных и магнитотранспортных характеристик, а также фотоотклика на ТГц излучение, исследуемый полевой транзистор был помещён на держатель DIP14, где был распаян золотыми проводами толщиной 50 мкм, с использованием индиевого припоя (температура плавления не более 200 °С).

#### 1.4.1.1 Исследования переходных и вольтамперных характеристик

Вольтамперные и переходные характеристики исследуемого полевого транзистора были исследованы при двух характерных температурах 300 и 4.2 К в отсутствии магнитного поля. При этом была обнаружена нелинейность вольтамперных характеристик, т.е. линейный участок зависимости тока в канале от приложенного напряжения, свойственный для омического контакта, сохранялся только в ограниченном диапазоне значений напряжения (см. Рис. 23). Однако, несмотря на существенные токи утечки (см. смещение красной кривой по вертикали на Рис. 24), и обнаруженную нелинейность вольтамперной характеристики контактов, в исследуемом полевом транзисторе наблюдался эффект поля, отражающийся в изменении угла наклона вольтамперных характеристик при различных значениях затворного напряжения (см. Рис. 23).

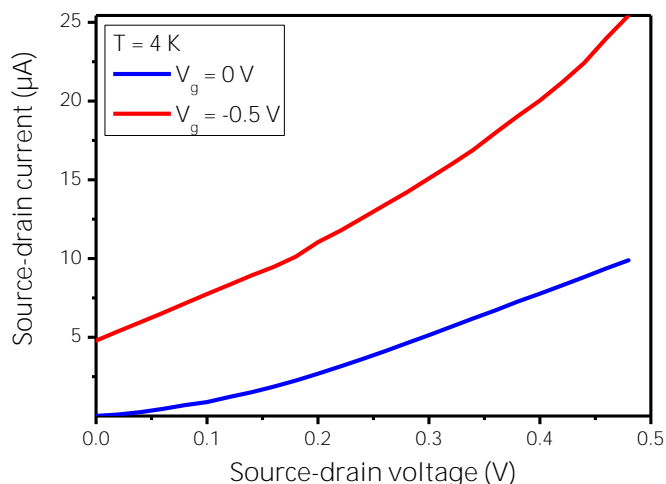


Рис. 23 Вольтамперные характеристики полевого транзистора для двух значений затворного напряжения 0 и -0.5 В при температуре 4.2 К.



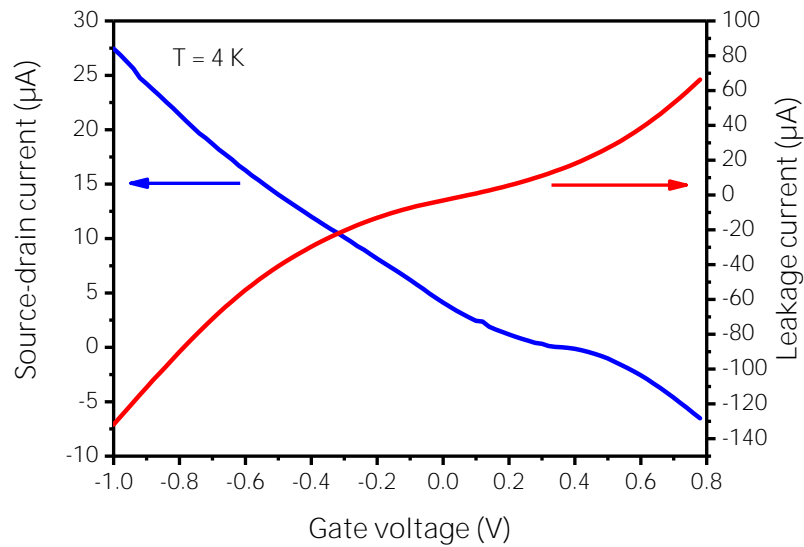


Рис. 24 Переходные характеристики и токи утечки полевого транзистора при температуре 4.2 К.

#### 1.4.1.2 Магнитотранспортные измерения

Для исследования магнитотранспортных характеристик полевого транзистора и зависимости концентрации носителей от величины затворного напряжения была проведена серия магнитотранспортных измерений при температуре 4.2 К и величине индукции магнитного поля до 16 Тл.

При помощи стандартной двухконтактной методики были получены кривые зависимости сопротивления канала транзистора от величины индукции магнитного поля при различных значениях затворного напряжения. Источник постоянного тока  $S_1$  подключался между истоком и стоком полевого транзистора, в то время как величина затворного напряжения задавалась программируемым источником напряжения  $S_2$ , подключённым последовательно с амперметром  $A_2$  для регистрации тока утечки затвора (см. Рис 25). Максимальная величина постоянного тока (3.8 мкА), пропускаемого через канал полевого транзистора выбиралась таким образом, чтобы избежать излишнего нагрева структуры. Вольтметром измерялось возникающее падение напряжение между истоком и стоком как функция величины индукции магнитного поля.

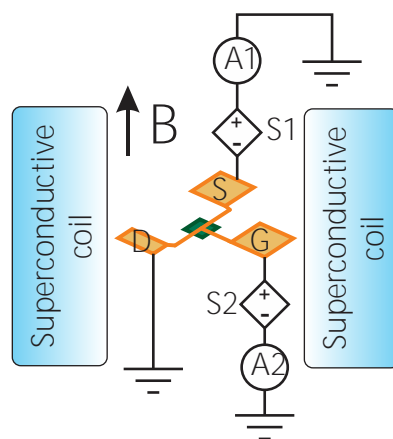


Рис 25 Схема эксперимента по измерению магнотранспортных характеристик полевого транзистора.

Зависимости магнетосопротивления канала полевого транзистора от величины индукции магнитного поля при различных величинах затворного напряжения приведены на Рис. 26. Для лучшей читаемости рисунка кривые сдвинуты по вертикали и отсортированы по величине затворного напряжения от меньшего (снизу) до большего (вверху). В используемой двухконтактной конфигурации измерения регистрируется суперпозиция компонент  $R_{xx}$  и  $R_{xy}$ , однако, как видно из Рис. 26, на полученных кривых отчётливо прослеживаются осцилляции магнетосопротивления ШдГ. Для анализа их периода, была выделена осциллирующая часть на фоне монотонно возрастающей функции (см. Рис. 27).

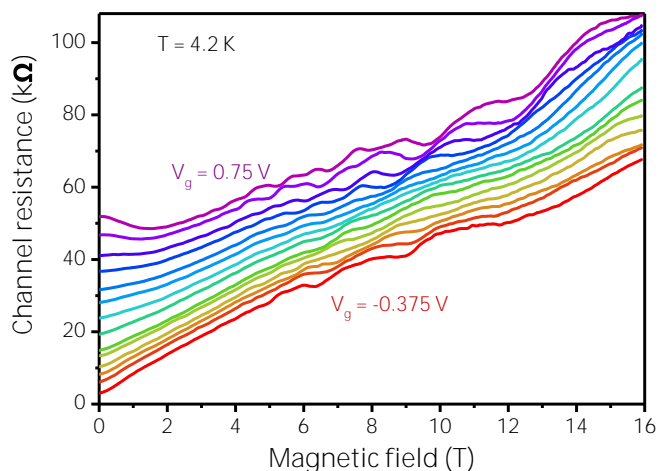
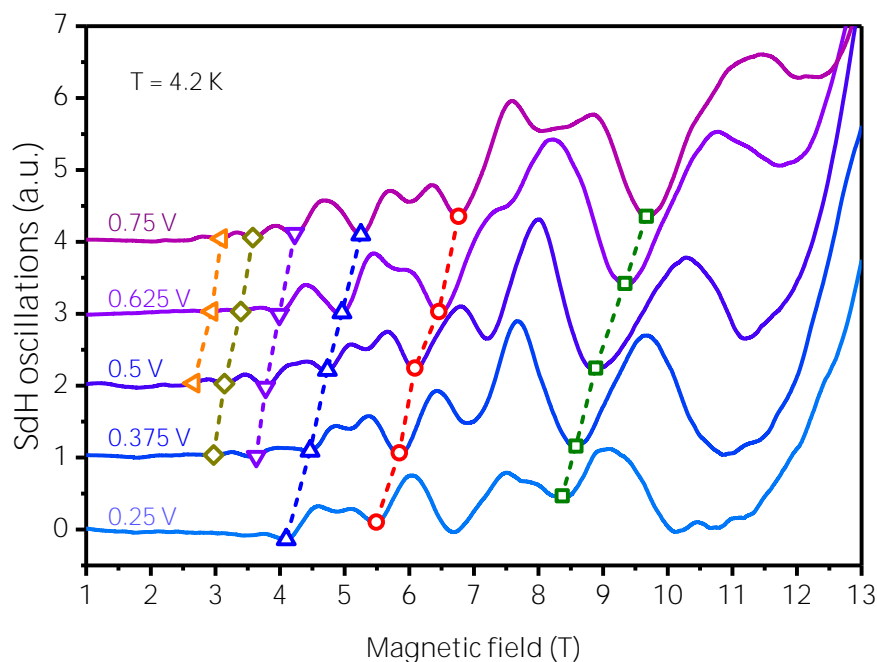


Рис. 26 Зависимости сопротивления канала полевого транзистора от величины индукции магнитного поля при различных значениях напряжений на затворе в диапазоне  $V_g = -0.375 - 0.75$  В со средним шагом  $\Delta V_g \approx 0.75$  В.

Как видно из Рис. 27, осцилляции магнетосопротивления ШдГ наблюдаются уже при величине индукции магнитного поля 2.5 Тл, что свидетельствует о высокой подвижности носителей заряда, а в магнитных полях более 5 Тл наблюдается расщепление Зеемана. Символами, соединёнными пунктирными линиями обозначены положения минимумов, соответствующие положению уровня Ферми между уровнями Ландау. При изменении затворного напряжения положения минимумов смещаются, что свидетельствует об изменении положения уровня Ферми.



*Рис. 27 Осциллирующая часть магнетосопротивления канала полевого транзистора при различных затворных напряжениях и температуре 4.2 К.*

Фурье-анализ осциллирующей части магнетосопротивления, представленный на Рис. 28, показал, что при изменении затворного напряжения от  $-0.375$  до  $0.75$  В, концентрация носителей в канале полевого транзистора изменяется от  $5.5$  до  $10 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , что однозначно свидетельствует о наличии эффекта поля.

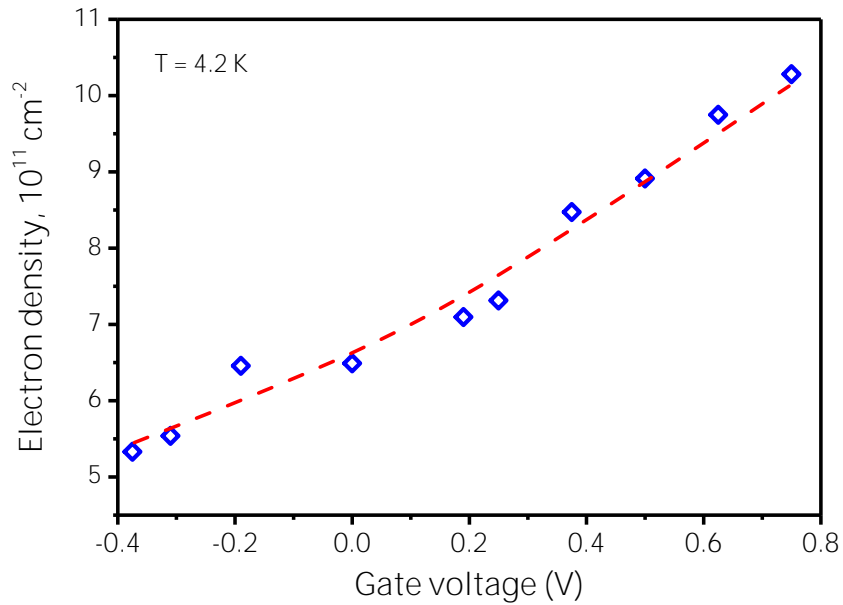


Рис. 28 Концентрация носителей в зависимости от величины приложенного затворного напряжения. Красная пунктирная кривая приведена в качестве направляющей для глаз.

На Рис. 29 сравниваются положения минимумов осцилляций магнетосопротивления ШдГ с изолиниями постоянного фактора заполнения уровней Ландау, рассчитанными по формуле

$$\nu = 2\pi a_B^2 n_s \quad (1.44)$$

Здесь  $a_B = \sqrt{\frac{\hbar c}{eB}}$  это магнитная длина, а  $n_s$  — концентрация носителей заряда. Хорошее согласие экспериментальных и расчётных кривых подтверждает связь наблюдаемых особенностей на кривых магнетосопротивления с положениями уровней Ландау.

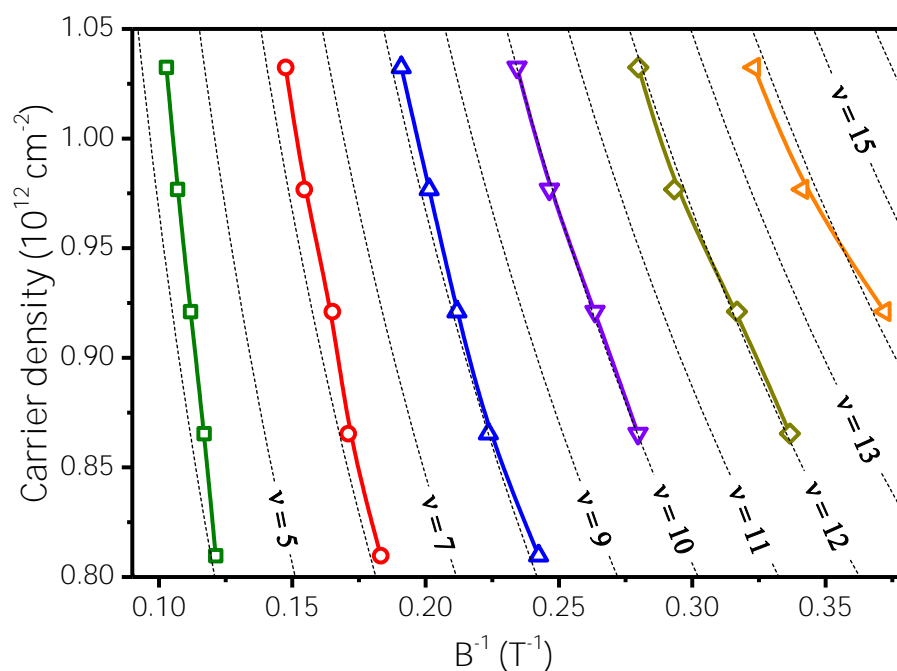


Рис. 29 Положение минимумов осцилляций ШдГ магнетосопротивления канала полевого транзистора (сплошные кривые с открытыми символами) в сравнении с изолиниями целочисленного фактора заполнения уровней Ландау (чёрные пунктирные кривые).

Таким образом нами была произведена предварительная характеристика исследуемого полевого транзистора магнитотранспортным методом, в ходе которой были обнаружены осцилляции магнетосопротивления. Из анализа периода данных осцилляций в обратном магнитном поле ( $1/B$ ) была определена концентрация носителей заряда при различных значениях затворного напряжения.

#### 1.4.2 Фотоотклик на ТГц излучение

Как уже упоминалось выше, в двумерных топологических изоляторах на основе КЯ HgTe/CdHgTe существуют одномерные краевые состояния, в которых носители заряда с различным значением спина двигаются в противоположных направлениях. В таких краевых каналах, благодаря линейному закону дисперсии и топологической защите от рассеяния [29,36], длина затухания плазменных волн может достигать значительных величин, что открывает широкие перспективы для наблюдения резонансного фотоотклика на ТГц излучение по механизму Дьяконова — Шура [2].

В связи с этим нами был исследован фотоотклик на монохроматичное ТГц излучение полевого транзистора на основе широкой КЯ HgTe/CdHgTe с инвертированной зонной структурой.

#### *1.4.2.1 Методика эксперимента*

Исследование спектров фотоотклика полевого транзистора на ТГц излучение проводилось на частотах 292 и 660 ГГц при различных значениях напряжения на затворе как в отсутствие магнитного поля, так и в режиме развёртывания магнитного поля. В качестве непрерывных монохроматичных источников ТГц излучения использовались коммерческие излучатели Virginia Diodes Inc., представляющие из себя диоды Ганна, сопряжённые с несколькими каскадами умножителей частоты RPG Radiometer Physics GmbH на диодах Шоттки. Мощность излучения на частоте 292 ГГц составляла 4.5 мВт [79], а на частоте 660 ГГц — 1 мВт.

Монохроматичное ТГц излучение с помощью оптической системы из полированных внутри стальных труб заводилось в криостат где при температуре 4.2 К и индукции магнитного поля до 16 Тл располагался исследуемый полевой транзистор. Для реализации методики синхронного детектирования, попадающее на транзистор ТГц излучение механически модулировалось на частоте 215 Гц, а сигнал фотоотклика, предварительно усиленный малошумящим усилителем напряжения Ametek Signal Recovery 5113 (входное сопротивление 10 МОм, собственный шум 4 нВ/√Гц, встроенные НЧ и ВЧ фильтры 6 дБ на октаву) регистрировался синхронным детектором Ametek Signal Recovery 7265 как осциллирующая на частоте модуляции разность потенциалов между истоком и стоком транзистора (см. Рис. 30).

Фотоотклик на ТГц излучение изучался как в отсутствии тока в канале, так и при пропускании постоянного тока. Для этого между истоком и стоком подключался программируемый мультиметр Keithley 2410 в режиме источника тока (обозначен на Рис. 30 как  $S_1$ ), позволяющий одновременно подавать ток и регистрировать возникающую разность потенциалов. При этом величина пропускаемого тока не превышала 3.8 мкА для предотвращения эффектов, связанных с разогревом структуры. Второй программируемый мультиметр Keithley 2410, работающий в режиме источника напряжения (обозначен на Рис. 30 как

$S_2$ ), подключался между затвором и стоком для выставления затворного напряжения и регистрации тока утечки.

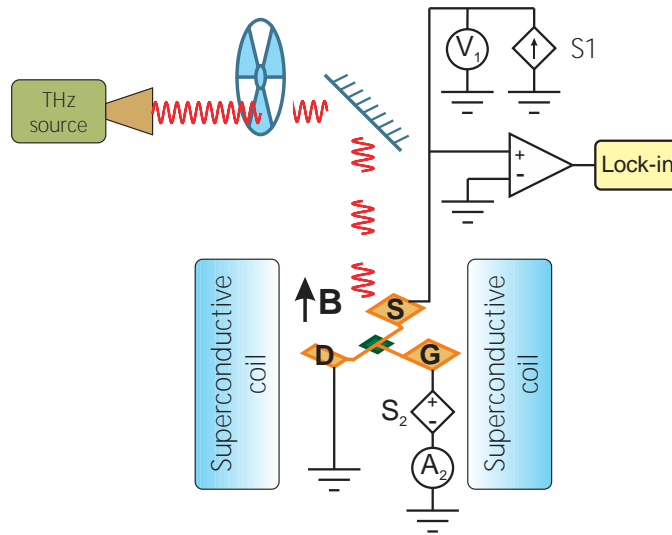


Рис. 30 Схема эксперимента по исследованию фотоотклика на монохроматическое ТГц излучение в магнитном поле.

#### 1.4.2.2 Спектры фотоотклика на ТГц излучение

Полученные спектры фотоотклика на ТГц излучение в магнитном поле при различных величинах затворного напряжения представлены на Рис. 31. Для лучшей читаемости спектры разнесены по вертикали и отсортированы по величине затворного напряжения от наименьшего (снизу) до наибольшего (сверху). Положения основных линий, наблюдаемых в эксперименте, отмечены закрашенными квадратными символами, соединёнными пунктирными прямыми. При значении индукции магнитного поля менее 6 Тл, наблюдаются осцилляции, подобные осцилляциям магнетосопротивления ШдГ. При больших значениях индукции магнитного поля, возникают достаточно интенсивные линии на спектрах фотоотклика, обозначенные на Рис. 31 цифрами от 1 до 7. Положения данных особенностей (за исключением линии №1) монотонно сдвигаются в магнитном поле при изменении величины затворного напряжения.

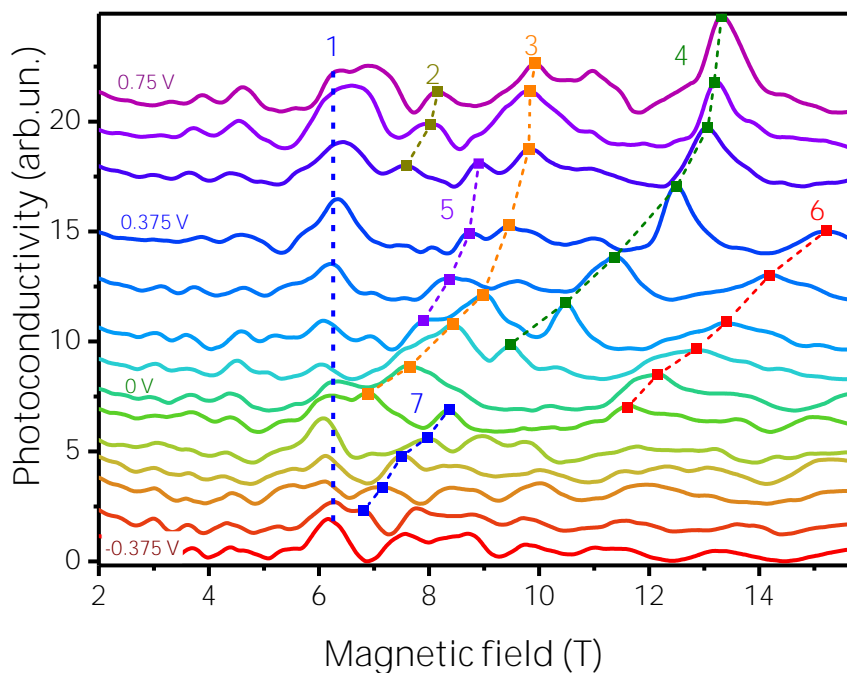


Рис. 31 Спектры ТГц фотоотклика на частоте 292 ГГц полевого транзистора при различных значениях затворного напряжения от  $-0.375$  до  $0.75$  В со средним шагом  $\approx 0.1$  В,  $T = 4.2$  К.

### 1.4.2.3 Интерпретация полученных результатов

Для исследования резонансного плазменного фотоотклика на ТГц излучение в КЯ HgTe/CdHgTe с инвертированной зонной структурой были проведены измерения при различных величинах индукции магнитного поля, затворного напряжения и тока в канале.

Согласно теории Дьяконова — Шура [1,2] резонансный фотоотклик на ТГц излучение в отсутствие магнитного поля должен проявляться в виде резонансной линии на зависимости сигнала фотоотклика от затворного напряжения, положение которой определяется соотношением (1.27) и смещается при изменении частоты падающего излучения. Однако, нами в отсутствие магнитного поля был обнаружен только нерезонансный сигнал фотоотклика, величина которого не зависит от величины затворного напряжения. Возможной причиной может быть значительные токи утечки затвора, по вине которых диапазон изменения концентрации был существенно ограничен (см. Рис. 28). Это же обстоятельство не позволило «опустить» уровень Ферми в запрещённую зону и тем самым отделить вклад краевых состояний от вклада ДЭГ в КЯ.



При введении магнитного поля у краевых состояний в КЯ HgTe/CdHgTe снимается топологическая защита от рассеяния [36], однако, сами краевые состояния присутствуют, пока сохраняется инверсия зон (при величине магнитного поля  $B < B_c$ ). Также магнитное поле приводит к изменению частоты плазменных колебаний  $\omega$ , которая определяется соотношением:

$$\omega^2 = \omega_{CR}^2 + \omega_p^2 \quad (1.45)$$

Где  $\omega_p$  — плазменная частота в отсутствие магнитного поля (для ДЭГ при наличии затвора см. выражение (1.27)), а  $\omega_{CR} = eB/m$  — циклотронная частота [80]. При этом сигнал фотоотклика на ТГц излучение по механизму Дьяконова — Шура увеличивается, что было предсказано теоретически [48], и подтверждено экспериментально [81].

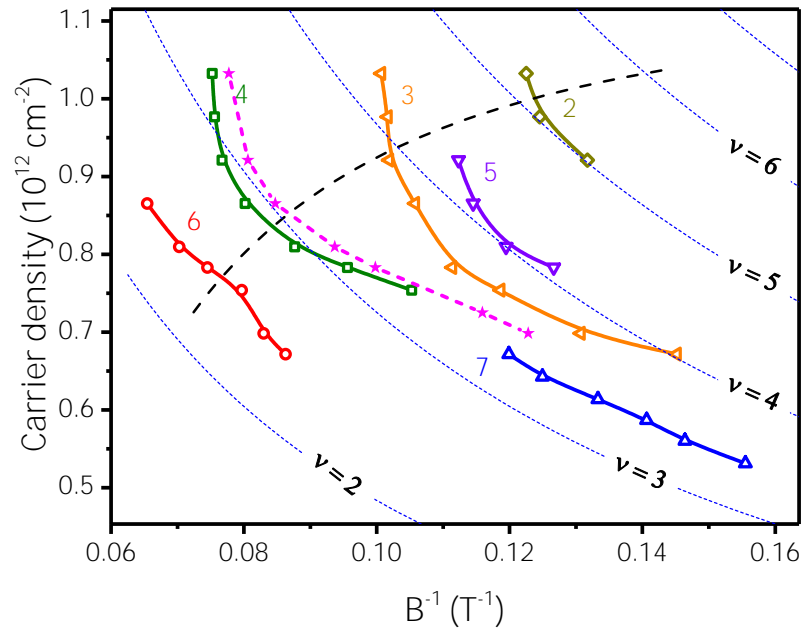


Рис. 32 Сравнение положений основных линий на спектрах ТГц фотоотклика (сплошные кривые с символами (292 ГГц) и пунктирная кривая с символами (660 ГГц)) с изолиниями целочисленного фактора заполнения уровней Ландау (тонкие пунктирные кривые, обозначенные  $\nu = n$ , где  $n = 2, 3...7$  целочисленный фактор заполнения уровней Ландау).

На Рис. 32 показано положение наблюдаемых линий фотоотклика на ТГц излучение на частотах 292 и 660 ГГц в зависимости от величины обратного магнитного поля ( $1/B$ ) и

концентрации носителей заряда. Чёрной пунктирной кривой обозначено ожидаемое поведение линии магнитоплазменного резонанса, рассчитанное по формуле (1.45) при реалистичных значениях параметров. При сравнении поведения наблюдаемых в эксперименте особенностей с линией магнитоплазменного резонанса видно, что наблюдаемые в эксперименте линии не могут быть объяснены магнитоплазменным резонансом.

Поскольку энергия кванта падающего ТГц излучения (1.25 мэВ для возбуждения на частоте 292 ГГц) значительно меньше характерного расстояния между уровнями Ландау при величине индукции магнитного поля более чем 6 Тл (см. расчёты в рамках модели Кейна  $8 \times 8$  на Рис. 12), то наблюдаемые особенности на спектрах ТГц фотоотклика (№ 1 – 7) не могут быть объяснены никакими межзонными или внутризонными переходами.

При сравнении положений наблюдаемых линий ТГц фотоотклика с кривыми постоянного фактора заполнения уровней Ландау (см. тонкие пунктирные кривые на Рис. 32) и минимумов осцилляций магнетосопротивления ШдГ (см. Рис. 29), наблюдается корреляция. Линии с номерами 2, 3, 4 и 5 соответствуют целочисленному фактору заполнения уровней Ландау, в то время как линии №6 и 7 соответствуют факторам заполнения  $\nu = 2.5$  и  $3.5$ . Таким образом, можно предположить, что возникновение линий №2 – 7 связано с пересечением уровня Ферми с уровнями Ландау в исследуемой структуре, и может быть объяснено как нерезонансным разогревом ДЭГ, проявляющимся в изменении проводимости канала, так и плазменным детектированием по механизму Дьяконова — Шура [2], возникающим в виде падения напряжения между истоком и стоком, так и их суперпозицией. Данные эффекты могут быть разделены при измерении спектров ТГц фотоотклика с различным направлением протекания тока в канале. Несмотря на то, что, исходя из имеющихся данных эти два эффекта сложно разделить, из-за систематического расхождения в положениях минимумов на осцилляциях магнетосопротивления ШдГ (см. Рис. 29) с положениями наблюдаемых линий на спектрах ТГц фотоотклика (см. Рис. 32), можно предположить, что линии №2 – 7 являются суперпозицией обоих механизмов, причём наиболее существенный вклад даёт плазменное нерезонансное детектирование по механизму Дьяконова — Шура.

судя по относительно слабому эффекту поля в исследуемом транзисторе, что эффект разогрева носителей заряда доминирует над нерезонансным плазменным детектированием. Действительно, в случае нерезонансного разогрева ДЭГ ТГц излучением, положения сигнала фотоотклика должно отображать плотность состояний т.е. совпадать с положением уровней Ландау, а в случае нерезонансного плазменного детектирования сигнал пропорционален производной проводимости по затворному напряжению (см. выражение (1.43)). Таким образом, в случае нелинейной зависимости концентрации от затворного напряжения (см. Рис. 28) и при наличии зеемановского расщепления (см. Рис. 27) может проявляться систематическое рассогласование, наблюдаемое при сравнении положений экстремумов в магнитотранспорте и ТГц фотоотклике.

ШдГ-подобные осцилляции ТГц фотоотклика, наблюдаемые при значениях индукции магнитного поля менее 6 Тл, также могут быть объяснены суперпозицией нерезонансного разогрева ДЭГ и плазменного детектирования по механизму Дьяконова — Шура [2].

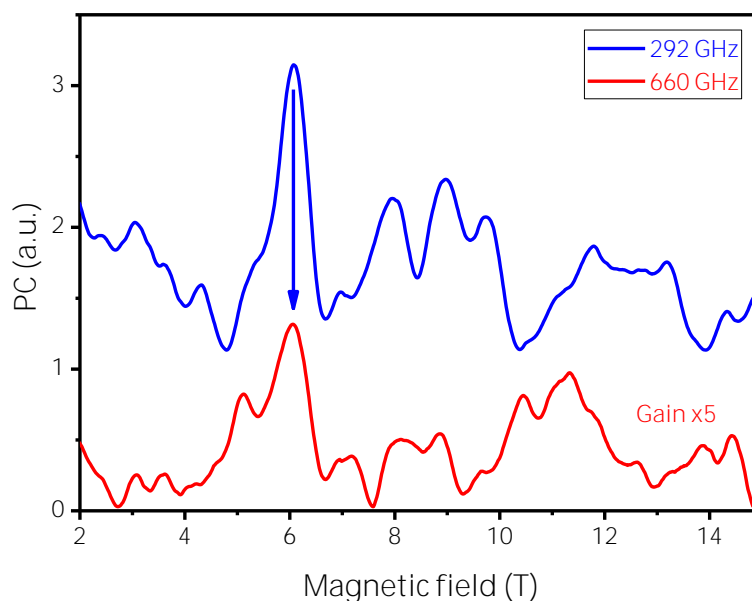


Рис. 33 Сравнение спектров ТГц фотоотклика на частоте 292 и 660 ГГц при температуре 4.2 К. Даже при достаточно низком соотношении сигнал/шум отчётливо видно, что положение линии №1 не изменяется.

Помимо линий с номерами 2 – 7 и ШдГ-подобных осцилляций, на спектрах ТГц фотоотклика также наблюдается линия №1, которая присутствует на всех спектрах при значении индукции магнитного поля около 6 Тл, независимо от концентрации носителей заряда, причём данная линия наблюдается не только при частоте возбуждения 292 ГГц, но и при 660 ГГц (см. Рис. 33). В тоже время, на спектрах пропускания, выполненных на тех же частотах, никаких особенностей при значении индукции магнитного поля около 6 Тл обнаружено не было (см. Рис. 16), что свидетельствует об отсутствии оптических переходов в данной области.

Как уже упоминалось выше, согласно расчётам в рамках модели Кейна  $8 \times 8$ , нулевые уровни Ландау в исследуемой структуре пересекаются при критическом значении индукции магнитного поля  $B_c = 6.07$  Тл (см. Рис. 12). При этом в меньших полях наблюдается квантовый спиновый эффект Холла, а в больших – традиционный квантовый эффект Холла. Таким образом, можно предположить, что существование линии №1, возникающей на спектрах фотоотклика при значении индукции магнитного поля около 6 Тл, может быть связано с топологическим фазовым переходом между состоянием топологического изолятора и тривиального полупроводника при увеличении индукции магнитного поля.

В тоже время, в работе Scharf и др. [82] было теоретически предсказано возрастание сигнала фотопроводимости при критическом значении индукции магнитного поля  $B = B_c$ . В рамках модели Берневига-Хьюза-Жанга [29], предложенной для описания зонной структуры КЯ  $\text{HgTe}/\text{CdHgTe}$ , авторы работы [82] рассчитали проводимость двумерного топологического изолятора в присутствии магнитного поля, направленного перпендикулярно плоскости КЯ. В ходе анализа реальной части продольной проводимости, которая ответственна за поглощение излучения, при значении индукции магнитного поля равному критическому значению  $B = B_c$ , авторами работы было обнаружено увеличение проводимости Друде в области низких энергий ( $< 6$  мэВ) при условии что уровень Ферми располагается между нулевыми уровнями Ландау (см. Рисунок 5 (а) в работе [82]).

В случае нерезонансного детектирования ТГц излучение в полевых транзисторах по механизму Дьяконова — Шура, подобное изменение проводимости канала в зависимости

от положения уровня Ферми может давать вклад в сигнал фотоотклика, что в нашем случае может проявляться в виде линии №1.

Другим возможным объяснением появления линии №1 на спектрах ТГц фотоотклика в окрестности критического магнитного поля  $B_c$ , могут оказаться многочастичные эффекты, связанные с электрон-электронным взаимодействием. Как известно, магнитооптические явления в структурах с параболическими законами дисперсии носителей заряда не чувствительны к многочастичным эффектам без учёта рассеяния на примесях, дефектах и фононах [83]. Однако, в случае двумерных систем с существенно непараболическим законом дисперсии [84,85] для которых не выполняется теорема Кона [86], многочастичные эффекты могут проявляться в магнитооптике, что уже наблюдалось в графене [87,88], двуслойном графене [84,89] и соединениях на основе  $A_3B_5$  полупроводников [85,90]. В случае инвертированной КЯ  $HgTe/CdHgTe$  многочастичные эффекты могут приводить к ненулевому вкладу нулевых уровней Ландау в сигнал ТГц фотоотклика, даже в случае если уровень Ферми располагается существенно выше дна зоны проводимости. Таким образом, методика ТГц фотопроводимости благодаря нелинейностям канала транзистора может позволить извлечь особенности, недоступные для просвечивающей магнитооптики [91].

#### 1.4.2.4 Заключение

В ходе исследования спектров фотоотклика на ТГц излучение полевого транзистора на основе широкой КЯ  $HgTe/CdHgTe$  с инвертированной зонной структурой при приложении квантующих магнитных полей были обнаружены особенности, положение которых в магнитном поле менялось при изменении затворного напряжения. Корреляция их положения с положениями уровней Ландау, полученных из магнитотранспортных данных позволяет предположить, что природа наблюдаемых линий на спектрах ТГц фотоотклика связана с нерезонансным плазменным детектированием по методу Дьяконова — Шура.

В дополнении к данным особенностям также наблюдалась линия ТГц фотоотклика при критической величине индукции магнитного поля  $B = B_c$ , соответствующей топологическому переходу из состояния топологического изолятора в состояние тривиального полупроводника. Несмотря на то, что природа возникновения данной особенности на спек-

трах ТГц фотоотклика до конца не ясна, она может быть вызвана явлениями, происходящими при трансформации зонной структуры из инвертированной, собственной топологическому изолятору, в нормальную.

## 1.5 ТГц фотоотклик и топологический фазовый переход в мостике Холла с затвором на основе КЯ HgTe/CdHgTe

В данном разделе исследуются магнитотранспортные характеристики и фотоотклик на ТГц излучение холловского мостика с затвором, выполненного на основе структуры с инвертированной зонной структурой с КЯ HgTe/CdHgTe толщиной 6.5 нм, незначительно превышающей критическую толщину. В процессе характеризации исследуемого холловского мостика изучаются его вольтамперные и переходные характеристики в отсутствие магнитного поля, а также исследуются его магнитотранспортные свойства при различных температурах.

Магнитотранспортным методом и методом ТГц фотоотклика проводится «визуализация» уровней Ландау, по пересечению нулевых уровней Ландау определяется критическое магнитное поле, соответствующее переходу из инвертированной зонной структуры в нормальную. Отслеживание величины критического магнитного поля, извлечённой из магнитотранспортных измерений, позволили наблюдать топологический фазовый переход при изменении температуры вблизи  $\approx 27$  К.

### 1.5.1 Характеризация холловского мостика

Для измерения транспортных характеристик и исследования фотоотклика на ТГц излучение, исследуемый холловский мостик (см. раздел 1.3.5) был размещён на держателе DIP14 (Dual In-line Package). Омические контакты (см. Рис. 37) были получены при помощи распайки индиевым припоем. На Рис. 34 цифровые маркеры от 1 до 14 обозначают нумерацию контактов на держателе DIP14. Два контакта, подсоединённые к наиболее удалённым торцам мостика Холла использовались для инъекции тока (контакты 1 и 8 на Рис. 34). Соединённые вместе контакты 2 и 14 использовались для управления напряжением на затворе. Остальные контактные пары были предназначены для измерения продольного  $R_{xx}$  (контакты 7-3 и 9-12) и поперечного  $R_{xy}$  (контакты 5-10 и 4-11) сопротивления образца.

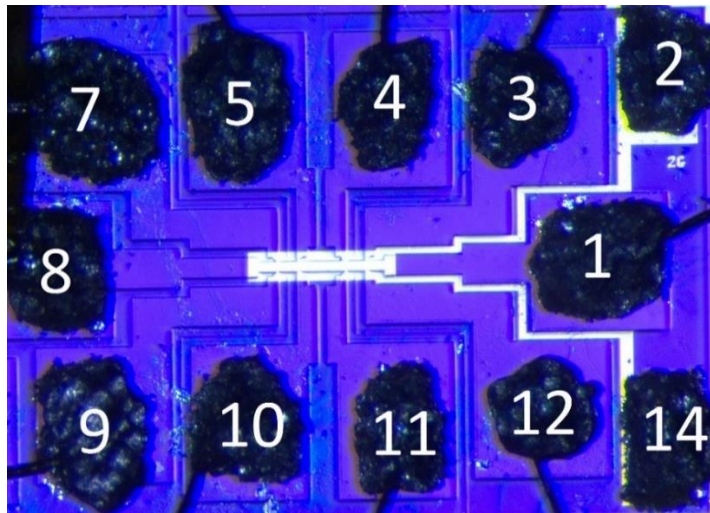


Рис. 34 Изображение мостика Холла с затвором после распайки, полученное в оптический микроскоп. Синим цветом обозначены вытравленные области, фиолетовым – нетронутые, чёрным – покрытые индием, а белым – область металлизации затвора.

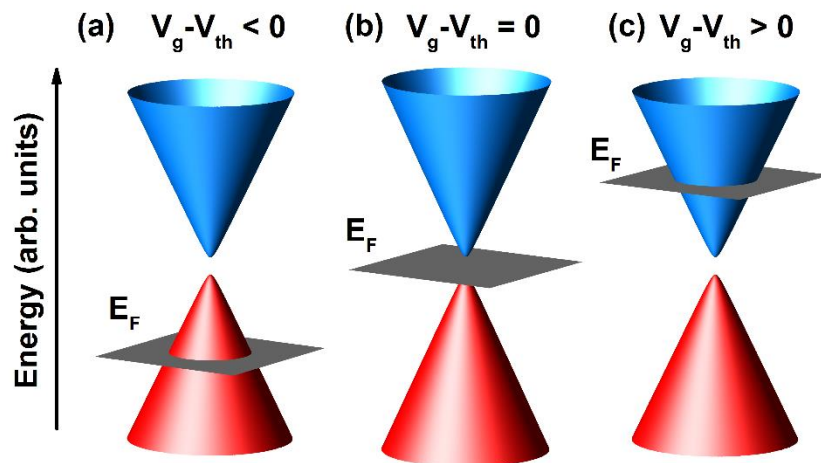


Рис. 35 Схематичное изображение зонной структуры исследуемого образца и положение уровня Ферми при различных значениях  $V_g - V_{th}$ . Синие и красные конуса обозначают соответственно зону проводимости и валентную зону, положение уровня Ферми обозначено серой плоскостью. (a)  $V_g - V_{th} < 0$ , дырочный тип проводимости; (b)  $V_g - V_{th} = 0$ , точка зарядовой нейтральности; (c)  $V_g - V_{th} > 0$ , электронная проводимость.

Согласно результатам расчёта в рамках модели Кейна  $8 \times 8$  (см. Рис. 13), исследуемый образец имеет инвертированную зонную структуру с достаточно малой шириной запрещённой зоны ( $\approx 7$  мэВ), за счёт чего закон дисперсии подобен линейному закону дисперсии

в графене. В тоже время наличие хорошо работающего затвора, позволяет изменять положение уровня Ферми в достаточно широких пределах таким образом, что существует возможность изменять тип проводимости от дырочного (см. Рис. 35 (a)) к электронному (см. Рис. 35 (c)), проходя через точку зарядовой нейтральности (см. Рис. 35 (b)).

### 1.5.1.1 Вольтамперные характеристики

Измерения вольтамперных характеристик мостика Холла были выполнены при четырёх температурах: 1.7 К (температура жидкого гелия при низком давлении), 4.2 К (температура жидкого гелия при атмосферном давлении), 100 К (достигается в криостате с возможностью контроля температуры) и при 300 К (комнатная температура). Переходные и вольтамперные характеристики при пропускании тока через инжекционные контакты 1 и 8 соответственно представлены на Рис. 36 и Рис. 37. Как и ожидается в случае бесщелевой зонной структуры с графеноподобным законом дисперсии, переходная характеристика имеет V-образную форму (см. Рис. 36), которая соответствует смене типа проводимости с дырочного на электронный с переходом через точку зарядовой нейтральности при изменении значения затворного напряжения.

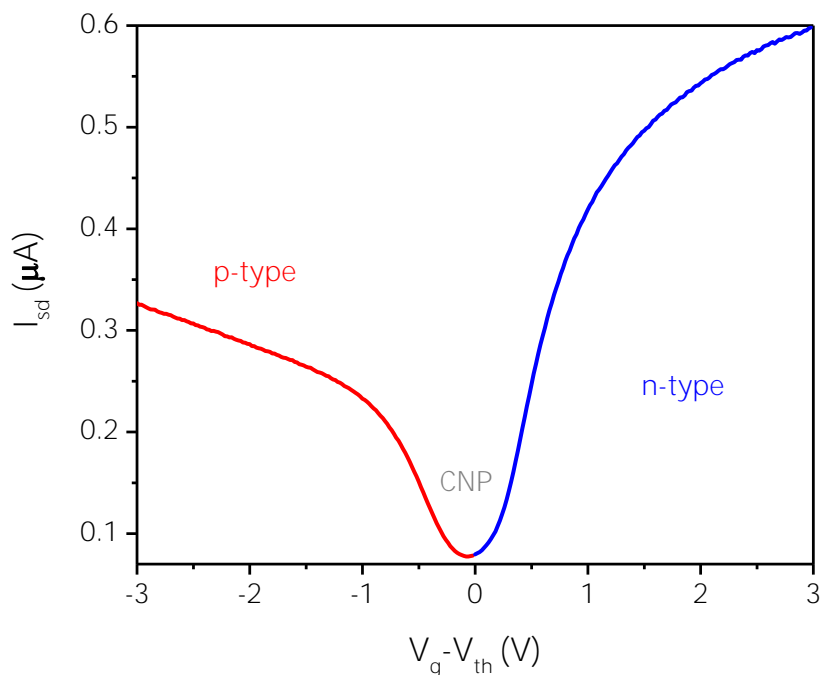


Рис. 36 Переходная характеристика исследуемого мостика Холла т.е. зависимость силы протекающего тока при подаче фиксированной разности потенциалов (10 мВ) между



*инжекционными контактами 1 и 8 от величины затворного напряжения, где  $V_{th} \approx -1.8$  В. Красным и синим цветом соответственно отмечены области дырочной и электронной проводимости.*

В связи с тем, что начальная (темновая) концентрация без приложения затворного напряжения может зависеть от внешних условий (освещения) во время охлаждения, критическое затворное напряжение  $V_{th}$ , соответствующее точке зарядовой нейтральности, может принимать разные значения при различных циклах охлаждения до гелиевой температуры. Поэтому здесь и далее в основном будет фигурировать не абсолютное значение затворного напряжения, а разность  $V_g - V_{th}$ , поскольку именно эта величина наиболее точно характеризует положение уровня Ферми и концентрацию носителей.

Также, при продолжительной работе при значениях затворного напряжения значительно отличающихся от  $V_{th}$  (на более чем 5 В), наблюдался небольшой дрейф критического затворного напряжения  $V_{th}$  в сторону выставленного затворного напряжения. Предположительно данный эффект связан с накоплением заряда в системе из слоя КЯ, покрытой затвором. Вследствие этого, все спектры (фотоотклика на ТГц излучение или магнитотранспорта) для соответствующих «карт» записывались при фиксированном значении индукции магнитного поля, в то время как осуществлялась развёртка затворного напряжения. Кроме того, алгоритм развёртки затворного напряжения оставался неизменным на протяжении записи всей «карты» фотоотклика или магнитотранспорта.

Измеренные вольтамперные характеристики имели выраженный линейный участок, сохраняющийся вплоть до пропускания тока с силой в 100 мкА (см. Рис. 37). Согласно измеренной переходной характеристике (см. Рис. 36), наибольшее сопротивление канала  $R_{ch} = dV_{ch}/dI_{ch}$  (меньшая проводимость) наблюдается при  $V_g \approx V_{th}$ , что также подтверждается наименьшим углом наклона вольтамперных характеристик на Рис. 37.

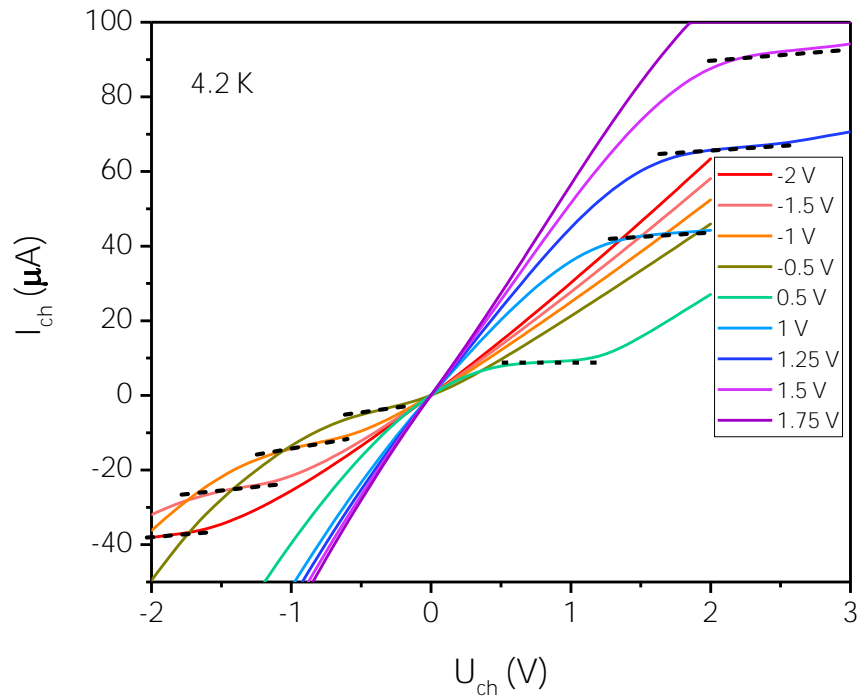


Рис. 37 Вольтамперные характеристики исследуемого мостика Холла при различных значениях затворного напряжения в диапазоне  $-2 \text{ В} < V_g - V_{th} < 1.75 \text{ В}$ . Чёрными пунктирными прямыми обозначены области насыщения.

Помимо омического участка, на полученных вольтамперных характеристиках также наблюдаются существенно выраженные области нелинейности, вызванные возникновением в канале непроводящей области, обеднённой носителями заряда (см. участки ВАХ, отмеченные чёрными пунктирными прямыми на Рис. 37). При увеличении падения напряжения на канале, размер и сопротивление обеднённой носителями области канала монотонно увеличивается, из-за чего протекающий через канал ток остаётся практически неизменным (см. Рис. 38 (а, с) и (b, d)). В типичных полевых транзисторах, выполненных на основе широкозонных полупроводников, данные области ВАХ имеют протяжённость порядка десятков вольт, в связи с тем, что обеднённая область может достигать достаточно больших размеров и оказывать большое сопротивление протекающему току (см. Рис. 38 (e, g)). Однако, в случае бесщелевого полупроводника с графеноподобным законом дисперсии, увеличение падения напряжения на канале не приводит к значительному увеличению

размера обеднённой носителями заряда области, а способствует возникновению проводящей области с противоположным типом носителей непосредственно за обеднённой носителями заряда областью (см. Рис. 38 (f, h)).

Таким образом, достаточно небольшая протяжённость (менее одного вольта) участков насыщения тока на полученных вольтамперных характеристиках (см. Рис. 37) является следствием зонной структуры с малым  $E_g$  и законом дисперсии близким к графеноподобному.

В то же время значение падения напряжения на канале, при котором возникает область насыщения тока на ВАХ косвенно свидетельствует о концентрации и типе заряда носителей. Таким образом, сдвиг положения данной области подтверждает наличие эффекта поля в исследуемой структуре, позволяющего получить как электронную, так и дырочную проводимость канала. Действительно, в области электронной проводимости канала (см. фиолетовую кривую на Рис. 37,  $V_g - V_{th} = 1.5$  В) данный участок начинается при  $V_{ch} > 2$  В, а при уменьшении концентрации ( $V_g - V_{th} = 0.5$  В, зелёная кривая) смещается ближе к нулю ( $V_{ch} = 0.5 - 1.2$  В), а при смене типа проводимости на дырочный ( $V_g - V_{th} = -2$  В) возникает уже при отрицательной разности потенциалов между контактами канала  $V_{ch} < -1.5$  В.

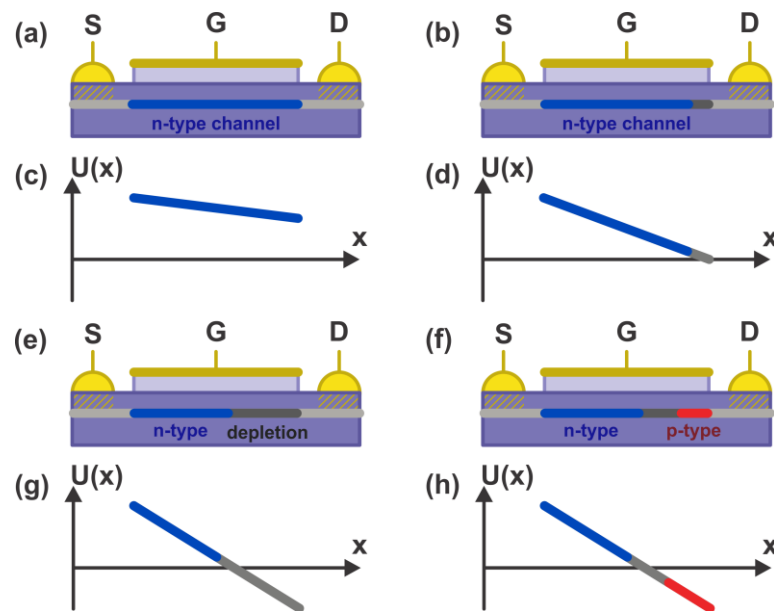


Рис. 38 Специфика возникновения области токового насыщения на ВАХ полевых транзисторов на основе бесщелевых полупроводников. Схематическое изображение

полевого транзистора (a, b, e, f) и пространственное распределение электростатического потенциала вдоль канала (c, d, g, h) при различных режимах работы полевого транзистора. (a, c) Омический режим ( $V_g - V_{th} > V_{ch}$ ), (b, d) переходный режим ( $V_g - V_{th} = V_{ch}$ ), режим насыщения тока ( $V_g - V_{th} < V_{ch}$ ) в случае широкозонного полупроводника (e, g) и бесщелевого полупроводника с гарфеноподобным законом дисперсии (f, h). Синим и красным цветом соответственно обозначены области электронной и дырочной проводимости канала. Серым цветом помечена непроводящая область канала обеднённая носителями.

### 1.5.1.2 Магнитотранспортные свойства

В целях исследования зонной структуры и определения транспортных характеристик исследуемого холловского мостика, была выполнена серия магнитотранспортных измерений. Для этого образец помещался в криостат с наименьшей достижимой температурой  $T = 1.7$  К, расположенный в центре сверхпроводящего соленоида с максимальной индукцией магнитного поля до 16 Тл, таким образом, чтобы направление вектора индукции магнитного поля было перпендикулярно плоскости КЯ.

Для более точного измерения падения напряжения при пропускании тока через канал и минимизации влияния нелинейности контактов использовалась стандартная техника синхронного детектирования. Для этого через канал мостика Холла пропускался достаточно малый ток (1 нА) синусоидальной формы с частотой 2 – 13 Гц, а осциллирующая на частоте модуляции часть возникающего падения напряжения регистрировалась синхронным детектором Ametek Signal Recovery 7265, сопряжённым с широкополосным предусилителем NF Corporation LI-75A (входное сопротивление 100 МОм, входная ёмкость 50 пФ, полоса пропускания 1 МГц, собственный шум 2 нВ/ $\sqrt{\text{Гц}}$ ).

Поскольку исследуемый мостик Холла имеет восемь зондов для измерения продольного и поперечного сопротивления, то существует несколько конфигураций для регистрации, среди которой наилучший результат был достигнут в случае использования контактов 7-9 и 9-10 для измерения  $R_{xy}$  и  $R_{xx}$  соответственно. Выбор именно этих контактных пар обусловлен тем, что в таком случае достигается наименьший размер подзатворной области канала ( $50 \times 100$  мкм), что минимизирует неоднородность поля затвора, а, следовательно, и

концентрации носителей. В связи с этим, при пересчёте  $R_{xy}$  и  $R_{xx}$  в  $\rho_{xx}$  и  $\rho_{xy}$ , учитывалось корректное отношение расстояний между зондами ( $L/W = 2$ , где  $L = 100$  мкм,  $W = 50$  мкм).

Поскольку в данной конфигурации неизбежно происходит замешивание между продольной и поперечной компонентой сопротивления, магнитотранспортные измерения проводились для обоих направлений магнитного поля, после чего выделялась симметричная по полю компонента ( $\rho_{xx}$ ) и антисимметричная ( $\rho_{xy}$ ).

На Рис. 39 представлены зависимости поперечного удельного сопротивления  $\rho_{xy}$  от величины индукции магнитного поля при температуре 1.7 К для различных значений затворного напряжения, где отлично видно, что данные кривые антисимметричны по величине индукции магнитного поля. В тоже время кривые зависимости продольного удельного сопротивления симметричны по магнитному полю (см. Рис. 40).

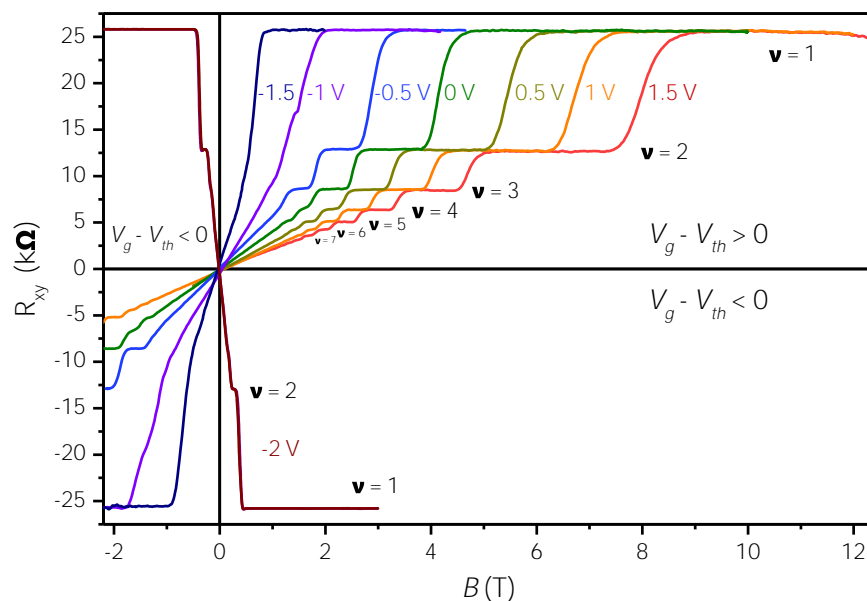


Рис. 39 Поперечное (холловское) сопротивление  $\rho_{xy}$  в зависимости от индукции магнитного поля для различных значений  $V_g - V_{th}$  при температуре 1.7 К. Кривые в секторах  $B > 0$ ,  $\rho_{xy} > 0$  и  $B < 0$ ,  $\rho_{xy} < 0$  получены при электронной проводимости канала ( $V_g - V_{th} > 0$ ), остальные – при дырочной ( $V_g - V_{th} < 0$ ). Цифровыми маркерами обозначен фактор заполнения уровней Ландау.

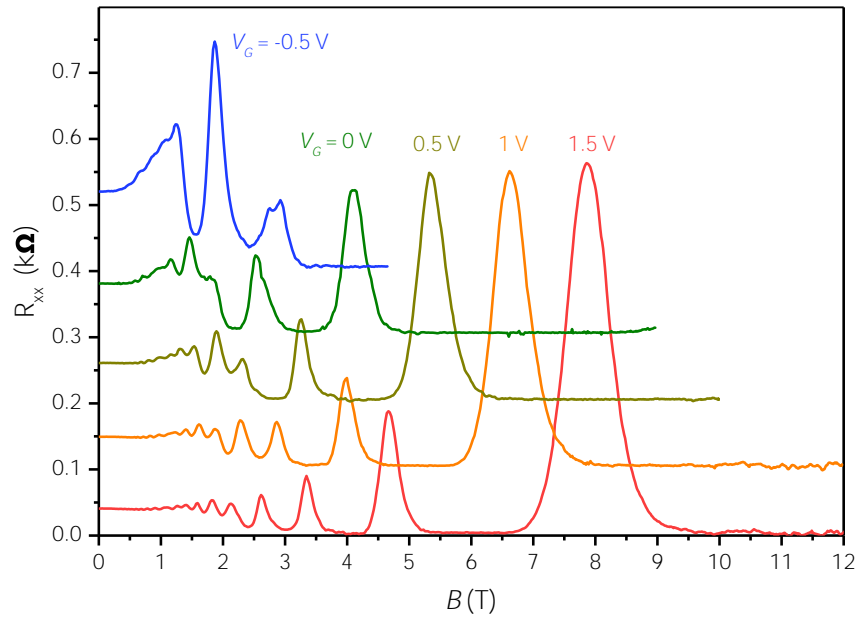
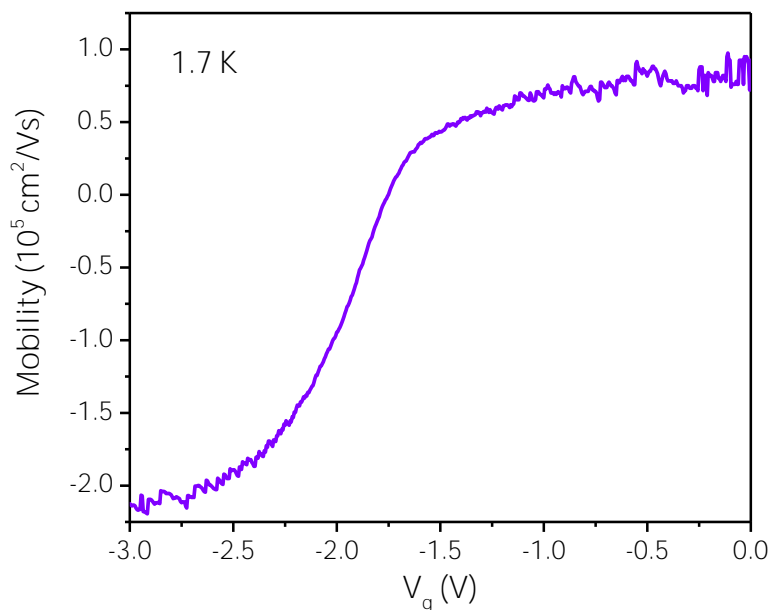


Рис. 40 Продольное сопротивление  $\rho_{xx}$  в зависимости от индукции магнитного поля для различных значений  $V_g - V_{th}$ , соответствующей электронному типу проводимости,  $T = 1.7$  К. Для лучшей читаемости кривые сдвинуты по вертикали друг относительно друга и отсортированы по величине  $V_g - V_{th}$  от большего (снизу) к меньшему (сверху).

Также, на зависимостях, представленных на Рис. 39, видны холловские плато, на которых удельное поперечное сопротивление принимает фиксированные значения в широком диапазоне значений индуктивности магнитного поля. Согласно теории квантового эффекта Холла, данные плато должны возникать при значениях удельного сопротивления подчиняющиеся фундаментальному соотношению  $\rho_{xy} = h/\nu e^2$ , где  $h$  – постоянная Планка,  $\nu$  – целочисленный фактор заполнения уровней Ландау, а  $e$  – заряд электрона. Таким образом, для  $\nu = 1, 2, 3, 4, 5$  и  $6$  поперечное удельное сопротивление соответственно принимает значения  $\rho_{xy} \approx 25.8, 12.9, 8.6, 6.5, 5.2$  и  $4.3$  кОм, что согласуется с наблюдаемыми в эксперименте значениями (см. Рис. 39). В тоже время осцилляции ШдГ, наблюдаемые на кривых зависимости продольного удельного сопротивления от величины индукции магнитного поля (см. Рис. 40), приводят к обращению в нуль продольного сопротивления. Высокое качество наблюдаемых холловских плато и малая величина индукции магнитного поля при

которых данные плато и осцилляции ШДГ становятся различимыми (см. Рис. 40) свидетельствует о высоком качестве исследуемого образца, а также о высокой подвижности носителей заряда (см. Рис. 41).



*Рис. 41 Подвижность носителей заряда при температуре 1.7 К в зависимости от величины затворного напряжения.*

В тоже время при изменении значения затворного напряжения, угол наклона холловских кривых значительно меняется, а при  $V_g - V_{th} = 0$ , где  $V_{th} \approx -1.75$  В поперечное напряжение Холла меняет знак (см. Рис. 39), что свидетельствует об изменении концентрации носителей заряда в широких пределах и смене типа проводимости канала (см. Рис. 42).

Примечательно, что наибольшая подвижность носителей (см. Рис. 41) наблюдается при  $V_g - V_{th} < 0$  (дырочная проводимость) и достигает  $2.2 \times 10^5$  см<sup>2</sup>/В·с (максимальная подвижность носителей при электронном типе проводимости достигает  $1.3 \times 10^5$  см<sup>2</sup>/В·с). А в совокупности с низкой концентрацией носителей, фундаментальное холловское плато с фактором заполнения уровней Ландау  $\nu = 1$  наблюдается уже при значении индукции магнитного поля менее 0.4 Тл, а при  $\nu = 2$  плато возникает при 0.25 Тл (см. Рис. 43). Столь малые значения индукции магнитного поля при малых токах утечки открывают перспективы для использования подобных мостиков Холла на основе КЯ HgTe/CdHgTe в метрологии в качестве стандарта сопротивления.

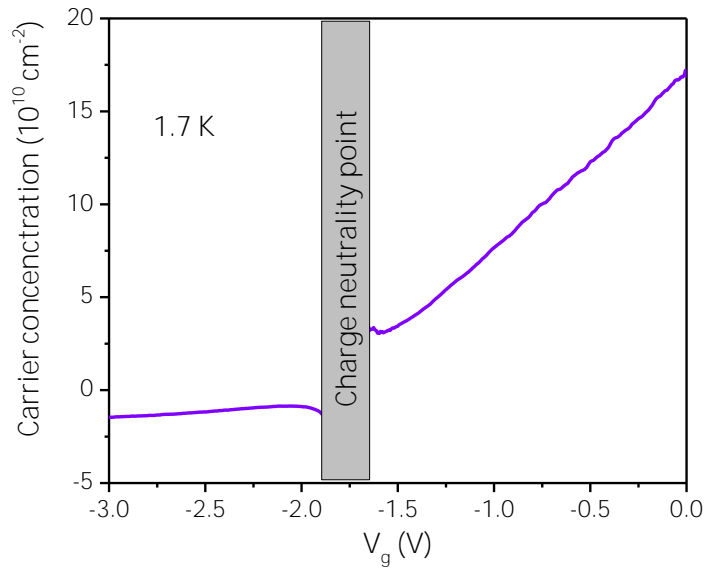


Рис. 42 Концентрация носителей, полученная в ходе анализа угла наклона холловского сопротивления при малых значениях индукции магнитного поля, в зависимости от величины затворного напряжения. Серым вертикальным прямоугольником закрыта область зарядовой нейтральности, в которой не удаётся определить концентрацию носителей данным способом.

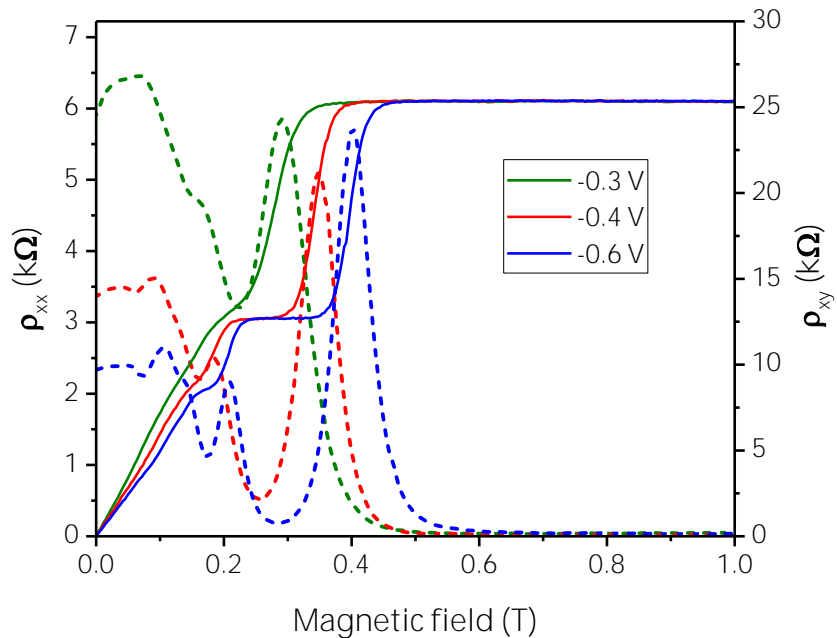


Рис. 43 Сравнение продольного (пунктирные кривые) и поперечного (сплошные кривые) удельного сопротивления при различных значениях  $V_g - V_{th}$ , соответствующих наибольшей подвижности носителей заряда (дырочной проводимости).  $T = 1.7$  К.



## 1.5.2 Топологический фазовый переход под действием температуры

Как уже упоминалось ранее, инверсия электроподобного уровня E1 и дырочноподобного уровня H1 в КЯ HgTe/CdHgTe приводит к возникновению одномерных краевых состояний на торцах образца [36], являющихся характерной особенностью двумерного топологического изолятора. В случае когда уровни E1 и H1 имеют одинаковую энергию, зонная структура становится бесщелевой с графеноподобным законом дисперсии и однодолинными фермионами Дирака в  $\Gamma$ -точке [42]. Данное состояние зонной структуры соответствует топологическому фазовому переходу между состоянием топологического изолятора и тривиального полупроводника (ТПП), в котором реализуется обычный порядок уровней E1 и H1.

В своей пионерской работе Vernevig V.A. et al. [29] рассматривали в качестве подстроечного параметра ширину КЯ  $d_{QW}$ . При превышении некоторой критической ширины  $d_c$  ( $d_c \approx 6.3$  нм для  $x_{Cd} = 0.7$  [42]), реализуется состояние топологического изолятора, а при  $d < d_c$  – состояние тривиального полупроводника. Однако, в таком случае, для детального исследования требуется наличие большого набора идентичных гетероструктур, отличающихся только по ширине КЯ, что достаточно тяжело реализовать.

Помимо толщины КЯ, изменению зонной структуры способствуют такие внешние факторы как температура [20,92] и гидростатическое давление [76]. Если избыточное давление приводит к необратимому разрушению и возникновению дефектов в исследуемых структурах, то изменение температуры в широких КЯ позволяет свободно исследовать зонную структуру в окрестности топологического фазового перехода из состояния ТИ при  $T < T_c$  до фазы ТПП при  $T > T_c$ , где  $T_c$  — критическая температура, при которой реализуется бесщелевая зонная структура с линейным графеноподобным законом дисперсии.

Совсем недавно, в работе S. Wiedmann et al. [20], такой фазовый переход был исследован магнитотранспортным методом, и было показано, что состояние топологического изолятора разрушается при увеличении температуры. Однако, достаточно высокое значение критической температуры  $T_c$  (более 200 К) не позволило явно продемонстрировать бесщелевую зонную структуру, являющуюся индикатором топологического фазового перехода. Позднее, в работе А.В. Иконников и др. [19] сообщалось об исследовании КЯ HgTe/CdHgTe

методом магнитопоглощения в магнитных полях с индукцией до 45 Тл в лаборатории профессора M. Goiran (LNCMI-Toulouse). Авторы работы обнаружили, что признаки состояния топологического изолятора сохраняются вплоть до температуры 185 К, несмотря на то, что по оценкам состояние топологического изолятора сохраняется только при низкой температуре. Недавно нами были исследованы спектры магнитопоглощения в диапазоне температур 2 – 150 К двух КЯ HgTe/CdHgTe с шириной как больше, так и меньше критической [18]. При этом, в случае широкой КЯ, нами был обнаружен топологический фазовый переход, однако, из-за достаточно высокой критической температуры  $T_c = 90$  К и отсутствия возможности существенно уменьшить концентрацию носителей, убедительного доказательства не было обнаружено.

В этом разделе сообщается о первом наглядном наблюдении топологического фазового перехода под действием температуры в КЯ HgTe/CdHgTe магнитотранспортным методом. Следуя методике определения положения нулевых уровней Ландау, используемой в статье V. Büttner et al. [42] для нахождения критической толщины КЯ HgTe/CdHgTe, были получены значения критического магнитного поля  $B_c$  при различных температурах. Сравнив экспериментальную зависимость с теоретической, рассчитанной в рамках модели Кейна  $8 \times 8$  с параметрами, зависящими от температуры, была однозначно определена критическая температура  $T_c = 27$  К, при которой происходит топологический фазовый переход.

#### *1.5.2.1 Изменение зонной структуры от температуры*

В КЯ HgTe/CdHgTe с инвертированной зонной структурой при низкой температуре  $T < T_c$  реализуется состояние топологического изолятора, а при  $T > T_c$  – состояние тривиального полупроводника, где  $T_c$  — критическая температура, при которой реализуется бесщелевая зонная структура с линейным графеноподобным законом дисперсии (см. Рис. 44). Эффект изменения зонной структуры в КЯ HgTe/CdHgTe при изменении температуры в основном определяется достаточно сильной зависимостью от температуры величины энергетической щели между зонами  $\Gamma_6$  и  $\Gamma_8$  в  $\Gamma$ -точке зоны Бриллюэна [93]. С ростом температуры в CdTe ширина запрещённой зоны уменьшается, в то время как щель в HgTe увеличивается, что приводит к эффективному уменьшению высоты КЯ, а, следовательно, и увеличению энергии уровня  $E_1$  (уменьшению  $N_1$ ) (см. Рис. 44).

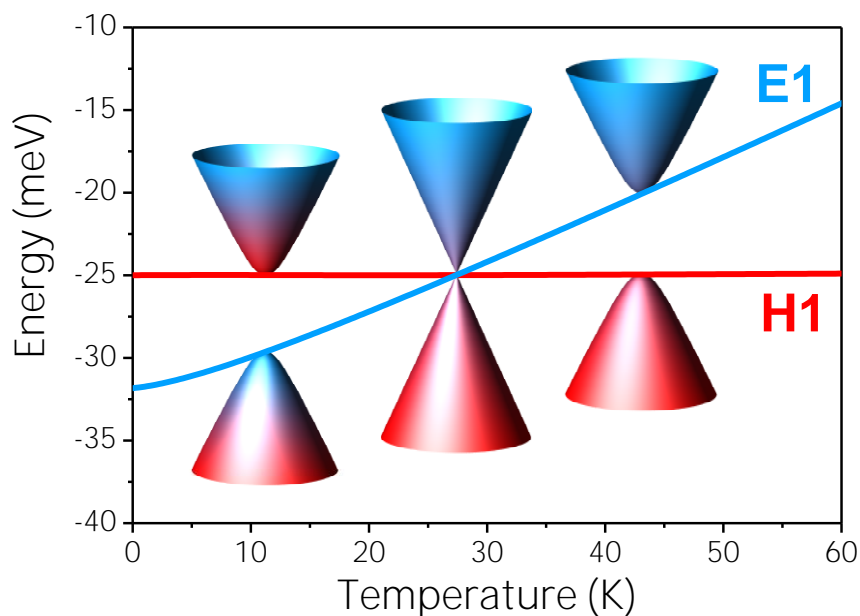


Рис. 44 Изменение зонной структуры и положений уровней  $E1$  и  $H1$  (при  $k = 0$ ) и зонной структуры от температуры. Синий и красный цвета отображают соответственно электроноподобную и дырочноподобную симметрию рассматриваемых состояний.

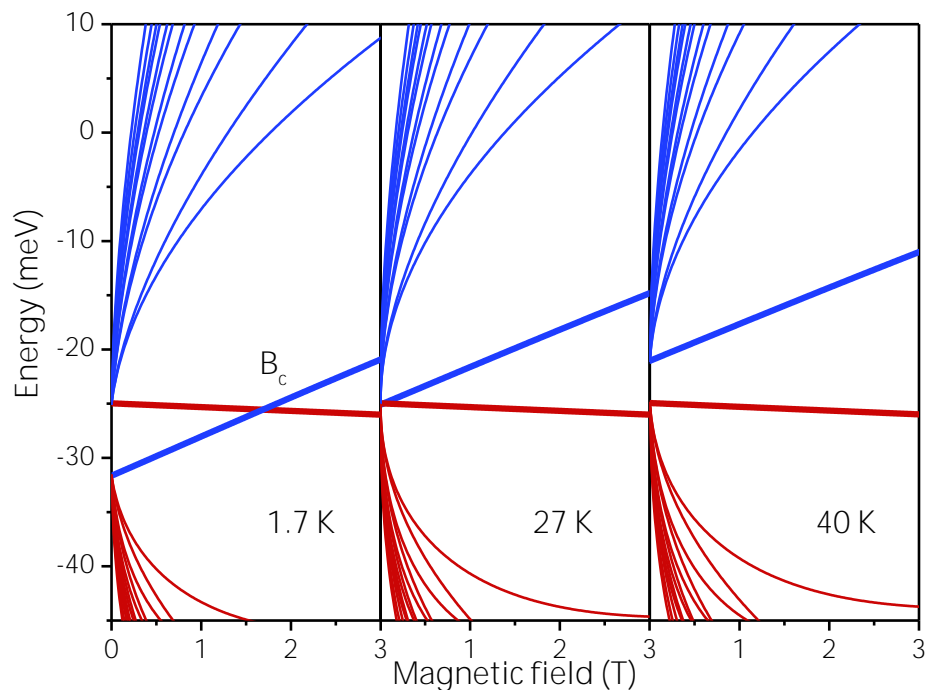


Рис. 45 Энергия уровней Ландау, рассчитанная в рамках модели Кейна  $8 \times 8$  при температурах: 1.7 K (топологический изолятор), 27 K (бесщелевая зонная структура) и 40 K

*(тривиальный полупроводник). Синий и красный цвета отображают соответственно электроподобную и дырочноподобную симметрию рассматриваемых состояний. Толстыми линиями обозначены нулевые уровни Ландау.*

На Рис. 44 и Рис. 45 представлены температурные зависимости соответственно энергий уровней E1 и H1, и уровней Ландау исследуемой структуры, рассчитанные С.С. Криштопенко (ИФМ РАН) в рамках модели Кейна  $8 \times 8$  с параметрами, зависящими от температуры. В расчётах также учитывалось возникновение упругих деформаций в слое КЯ HgTe при изменении постоянной решётки буфера CdTe за счёт изменения температуры. Согласно приведённым результатам расчётов, в исследуемой структуре критическая температура, при которой  $B_c = 0$ , составляет  $T_c \approx 27$  К.

#### 1.5.2.2 Методика эксперимента

Один из способов исследования зонной структуры в окрестности топологического фазового перехода является изучение поведения нулевых уровней Ландау при приложении магнитного поля [36]. Качественное поведение нулевых уровней Ландау в магнитном поле может быть рассмотрено в рамках упрощённой модели Берневига-Хьюза-Жанга [29,36]. В таком случае, в широкой КЯ HgTe/CdHgTe с инвертированной зонной структурой, нулевой уровень Ландау, выходящий из зоны проводимости, имеет дырочноподобную симметрию, поэтому его энергия уменьшается с ростом величины индукции магнитного поля (см. Рис. 45 (а)). В тоже время нулевой уровень Ландау из валентной зоны имеет электроподобную симметрию, и его энергия увеличивается при увеличении магнитного поля. Это приводит к пересечению нулевых уровней Ландау при некотором критическом магнитном поле  $B_c$ , ниже которого реализуется инвертированная зонная структура и наблюдается квантовый спиновый эффект Холла [36], а выше – нормальная зонная структура и тривиальный квантовый эффект Холла (см. Рис. 45 (а)).

В случае КЯ с нормальной зонной структурой, где уровень E1 находится по энергии выше чем H1, данные нулевые уровни Ландау «меняются местами», то есть энергия нулевого уровня Ландау, выходящего из зоны проводимости увеличивается с ростом величины индукции магнитного поля, а выходящего из валентной зоны – уменьшается (см. Рис. 45

(с). В этом случае нулевые уровни Ландау не пересекаются, а энергетическое расстояние между ними стремится к ширине запрещённой зоны при устремлении величины индукции магнитного поля к нулю. Однако, отсутствие пересечения между нулевыми уровнями Ландау может быть представлено как отрицательное значение критического магнитного поля  $B_c$ . В этом случае необходимо интерполировать зависимость энергии нулевых уровней Ландау от величины индукции магнитного поля линейной функцией (поскольку в рамках модели Берневига-Хьюза-Жанга эта зависимость линейная) в область отрицательных значений и отследить место пересечения  $B_c$ . Таким образом, критическое магнитное поле  $B_c$ , при котором пересекаются нулевые уровни Ландау, может быть использовано в качестве индикатора зонной структуры исследуемого образца, где  $B_c > 0$  соответствует состоянию топологического изолятора,  $B_c < 0$  – тривиального полупроводника, а  $B_c = 0$  – топологическому фазовому переходу.

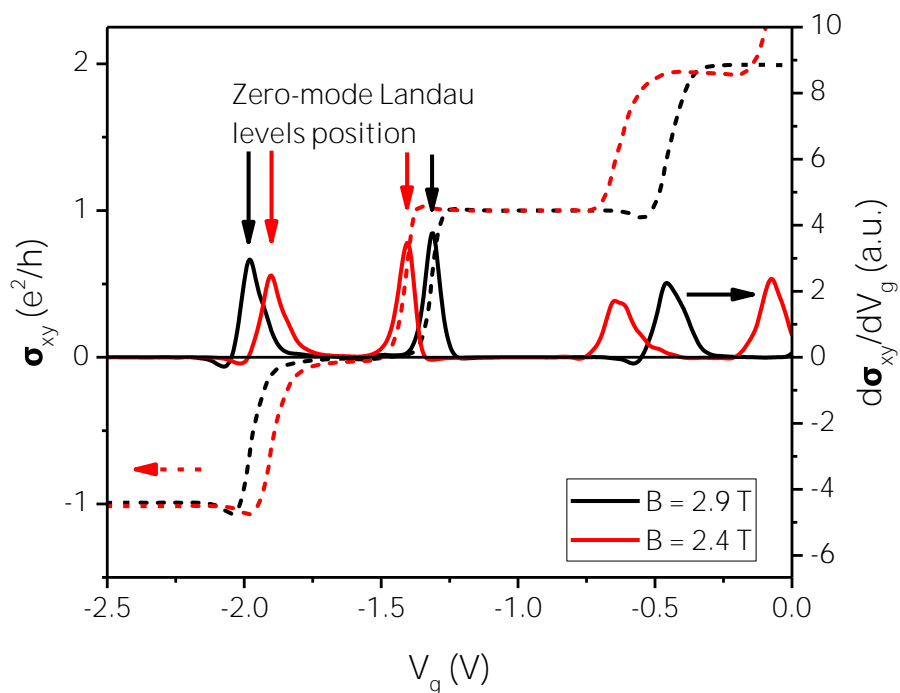


Рис. 46 Поперечная (холловская) проводимость  $\sigma_{xy}$  (левая ось) и её производная по затворному напряжению  $d\sigma_{xy}/dV_g$  (правая ось) при 1.7 K для значений индукции магнитного  $B = 2.4$  и 2.9 Тл.

Для определения критического магнитного поля использовался магнитотранспортный метод определения критического магнитного поля  $B_c$ , предложенный в статье

В. Büttner et al. [42], где данным способом была экспериментально определена критическая толщина  $d_c$  в КЯ HgTe/Cd<sub>0.7</sub>Hg<sub>0.3</sub>Te. В основе данного метода лежит квантование поперечной (холловской) проводимости  $\sigma_{xy}$  в ДЭГ в режиме квантового эффекта Холла и возможность изменения положения уровня Ферми от затворного напряжения. В таком случае, холловская проводимость как функция затворного напряжения  $\sigma_{xy}(V_g)$  при фиксированном значении индукции магнитного поля будет иметь вид лестницы со ступеньками из холловских плато, где каждому скачку между ступеньками соответствует пересечение уровня Ферми с уровнем Ландау (см. Рис. 46). Отслеживая положение этих скачков при различных фиксированных значениях индукции магнитного поля можно получить картину (произвести «визуализацию») уровней Ландау в исследуемой структуре. Наиболее эффективными способами являются построение изолиний  $\sigma_{xy} = e^2/h \cdot (n + 1/2)$ , где  $n$  – целое число, и взятие производной от холловской проводимости по затворному напряжению  $\partial\sigma_{xy}/\partial V_g$  (см. Рис. 46). Оба метода позволяют отследить положение уровней Ландау в зависимости от  $V_g$  и  $B$  (в том числе и нулевых уровней Ландау), но что наиболее важно – их пересечения, а, следовательно, и определить значение критического магнитного поля  $B_c$ .

Используемая методика измерения магнитотранспортных характеристик достаточно полно изложена в разделе 1.5.1.2. Следует отметить, что для реализации измерений при различных температурах образец помещался в термоизолированную вставку гелиевого криостата, соединённую с основным резервуаром жидкого гелия игольчатым вентиляем. Датчик температуры располагался непосредственно около образца, а за счёт контроля с обратной связью потока жидкого гелия через игольчатый вентиль и силы тока, протекающей через нагревательный элемент, расположенный на дне термоизолированной вставки, поддерживалась стабильная температура в диапазоне от 4.2 до 150 К с погрешностью не более чем 0.1 К. Наименьшая температура 1.7 К достигалась за счёт заполнения термоизолированной вставки жидким гелием и создания низкого давления в ней.

### 1.5.2.3 Результаты эксперимента

На Рис. 47 представлены карты уровней Ландау при различных температурах от 1.7 до 40 К, полученные в ходе анализа поперечной (холловской) проводимости. Цветом на них

обозначена величина производной  $\partial\sigma_{xy}/\partial V_g$ , отражающей плотность состояний, где жёлтому цвету соответствует наибольшая плотность состояний, а синему – наименьшая. Белыми сплошными кривыми отмечены изолинии  $\sigma_{xy} = (2n + 1)e^2/(2h)$ , положение которых, как видно из Рис. 47, при всех температурах совпадает с максимумами производной холловской проводимости  $\partial\sigma_{xy}/\partial V_g$ , и, следовательно, отображает положение уровней Ландау. При низких температурах наблюдается множество уровней Ландау зоны проводимости (при  $V_g > -1.5$  В) и из валентной зоны (см. Рис. 47 (а, b) при  $V_g < -1.7$  В), так и нулевые уровни Ландау, представляющие наибольший интерес для исследования зонной структуры.

Как можно заметить, с ростом температуры увеличивается ширина (степень размытия) уровней Ландау, в том числе и нулевых уровней Ландау, что вызвано снижением подвижности носителей заряда вследствие рассеяния на фонах и заряженных примесных центрах. Особенно сильно данный эффект проявляется на уровнях Ландау, выходящих из валентной зоны, что существенно осложняет отслеживание положения нулевого уровня Ландау при температуре  $T > 20$  К. Однако, белые сплошные изолинии  $\sigma_{xy} = \pm e^2/2h$  позволяют уточнить положение нулевых уровней Ландау даже при высоких температурах. Для более точного определения критического магнитного поля, при котором происходит пересечение нулевых уровней Ландау, на Рис. 47 также нанесены красными пунктирными линиями результаты аппроксимации линейной функцией положения нулевых уровней Ландау в диапазоне больших значений индукции магнитного поля. Таким образом, сравнивая положение пересечения данных прямых при различных температурах, можно сделать вывод о том, что критическое магнитное поле уменьшается с ростом температуры. При низких температурах 1.7 и 20 К реализуется состояние топологического изолятора (при этом  $B_c \approx 1.5$  и 0.4 Тл), при  $T = 40$  К – состояние тривиального полупроводника, а при  $T = 40$  К – наблюдается топологический фазовый переход между этими состояниями ( $B_c = 0$ ).

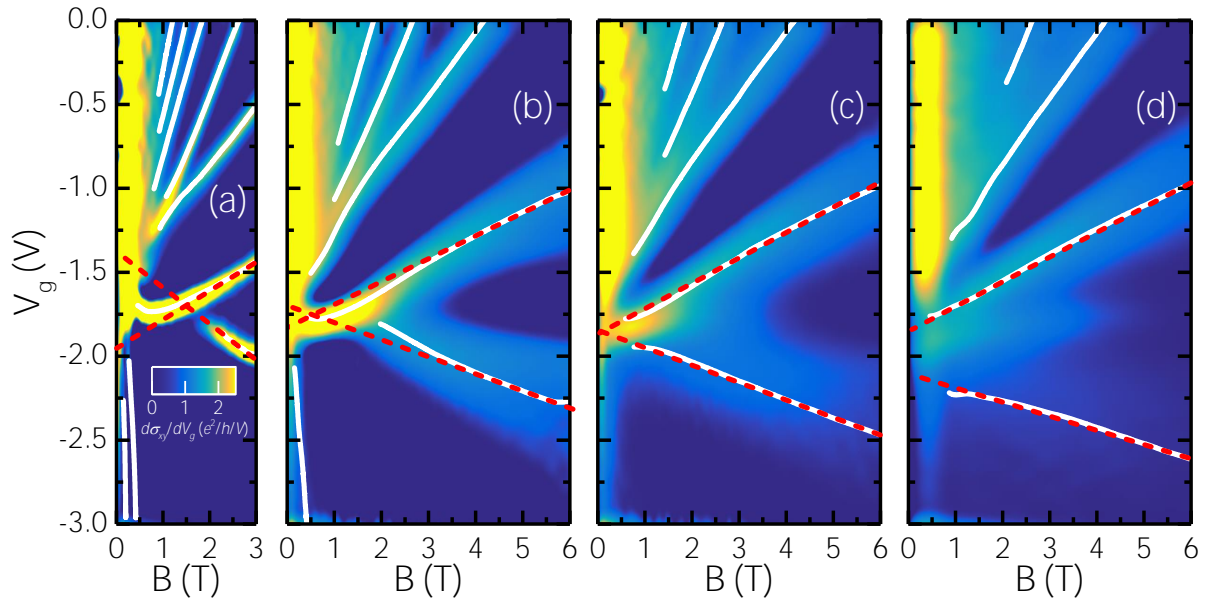


Рис. 47 Карты уровней Ландау, при температурах (слева направо)  $T = 1.7$  К, 20 К, 27 К и 40 К, полученные в результате анализа производной  $\partial\sigma_{xy}/\partial V_g$  (обозначена цветом, где жёлтому соответствует наибольшее значение, а синему – наименьшее) как функции индукции магнитного поля и затворного напряжения. Белые сплошные кривые соответствуют изолиниям  $\sigma_{xy} = (2n + 1)e^2/(2h)$ . Красными пунктирными прямыми обозначены результаты аппроксимации линейной функцией положения нулевых уровней Ландау при больших значениях индукции магнитного поля.

Помимо анализа холловской проводимости, положение уровней Ландау также может быть извлечено из анализа данных продольной удельной проводимости  $\rho_{xx}$ . Как известно, эта величина в режиме квантового эффекта Холла при низких температурах либо принимает конечное значение за счёт активации рассеяния в ДЭГ, когда уровень Ферми пересекает уровень Ландау, либо стремиться к нулю за счёт возникновения бездиссипативных одномерных краевых каналов в случае, когда уровень Ферми находится между уровнями Ландау. Однако, в случае нахождения уровня Ферми в энергетической щели между нижним уровнем Ландау зоны проводимости и верхним уровнем Ландау валентной зоны, возникновение данных одномерных каналов существенно зависит от зонной структуры. В тривиальном (нормальном) полупроводнике такие каналы отсутствуют, в то время как в



топологическом изоляторе такие каналы существуют из-за инверсии подзон E1 и N1, несмотря на то, что у них пропадает защита от рассеяния в виду отсутствия симметрии инверсии времени при введении магнитного поля. Таким образом, отслеживая значение продольной удельной проводимости  $\rho_{xx}$  при положении уровня ферми между нулевыми уровнями Ландау можно отследить возникновение инверсии зон.

Из этого следует, что в то время как положение большинства уровней Ландау можно отследить по положениям максимумов продольной удельной проводимости  $\rho_{xx}$ , отслеживание положений нулевых уровней Ландау существенно осложнено тем, что в случае нормальной зонной структуры, данные уровни находятся на границе области, в которой продольная удельная проводимость  $\rho_{xx}$  стремится к бесконечности. В таком случае, хорошим ориентиром могут оказаться изолинии  $\rho_{xx} \approx h/e^2$ , которые благодаря выполнению полукругового соотношения  $\sigma_{xx}^2 + (\sigma_{xy} \mp 1/2)^2 = 1/4$  [94] должны совпадать с изолиниями  $\sigma_{xy} = \pm e^2/2h$ , соответствующим положениям нулевых уровней Ландау.

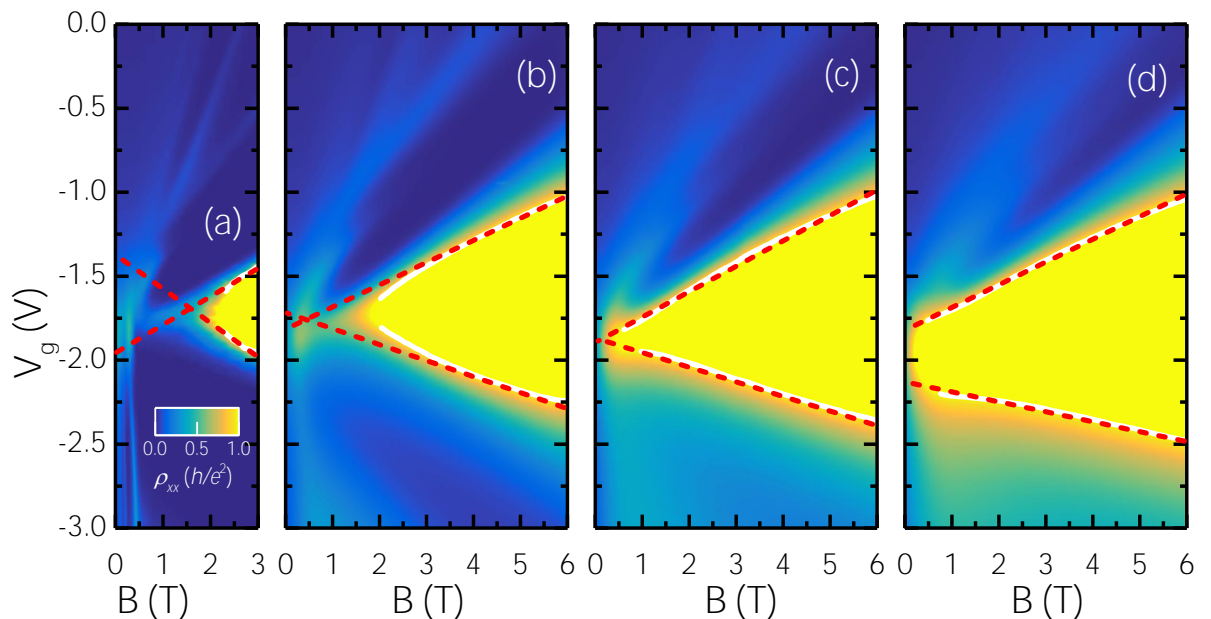


Рис. 48 Карты уровней Ландау, при температурах (слева направо)  $T = 1.7$  К, 20 К, 27 К и 40 К, полученные в результате анализа продольного удельного сопротивления  $\rho_{xx}$  (его величина обозначена цветом, где жёлтому соответствует наибольшее значение, а синему – наименьшее) как функции индукции магнитного поля и затворного напряжения. Белые сплошные кривые соответствуют изолиниям  $\rho_{xx} = \pm h/e^2$ . Красными пунктирными прямыми

*обозначены результаты аппроксимации линейной функцией положения нулевых уровней Ландау при больших значениях индукции магнитного поля.*

На Рис. 48 представлены результаты анализа продольной удельной проводимости  $\rho_{xx}$ , при различных температурах, где цветом отмечена величина  $\rho_{xx}$  в диапазоне от нуля (синий) до  $h/e^2$  (жёлтый). При всех температурах при  $V_g > -1.5$  В прослеживаются уровни Ландау зоны проводимости, а при 1.7 К и уровни Ландау валентной зоны при  $V_g < -2$  В. Отчётливо видно, что с ростом температуры уровни Ландау размываются за счёт снижения подвижности носителей заряда вследствие рассеяния на фононах и заряженных примесных центрах. В тоже время, с ростом температуры монотонно увеличивается размер жёлтой области, где продольная удельная проводимость  $\rho_{xx}$  принимает существенно большие значения чем  $h/e^2$ , то есть реализуется состояние обеднённого носителями тривиального полупроводника с уровнем Ферми между нижним уровнем Ландау зоны проводимости и верхним уровнем Ландау валентной зоны. Положение границ этой области, как и положение нулевых уровней Ландау отмечено белыми сплошными изолиниями  $\rho_{xx} \approx h/e^2$ . Красными пунктирными линиями обозначены результаты аппроксимации линейной функцией положения нулевых уровней Ландау в диапазоне больших значений индукции магнитного поля. Таким образом, сравнивая положение пересечения данных прямых при различных температурах, можно сделать вывод о том, что критическое магнитное поле уменьшается с ростом температуры. Также, как и в случае анализа поперечной (холловской) проводимости  $\sigma_{xy}$ , при низких температурах 1.7 и 20 К реализуется состояние топологического изолятора (при этом  $B_c \approx 1.5$  и 0.4 Тл), при  $T = 40$  К – состояние тривиального полупроводника, а при  $T = 40$  К – наблюдается топологический фазовый переход между этими состояниями ( $B_c = 0$ ).

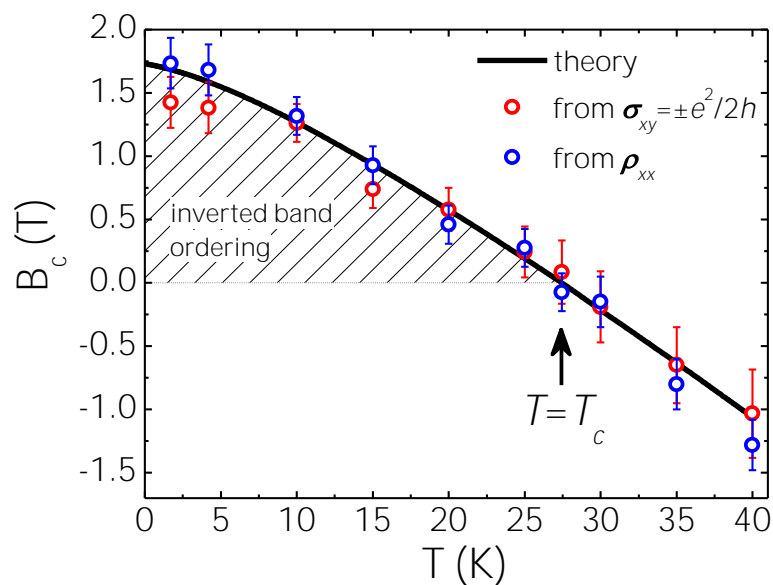


Рис. 49 Сравнение теоретических (сплошная кривая) и полученных в ходе эксперимента (открытые символы) значений критического магнитного поля  $V_c$  от температуры. Красные и синие символы соответственно отображают значения, полученные в ходе анализа данных, представленных на Рис. 47 и Рис. 48. Заштрихованная область под кривой соответствует состоянию топологического изолятора.

На Рис. 49 сравниваются значения критического магнитного поля  $V_c$ , извлечённого в ходе анализа поперечной (холловской) проводимости  $\sigma_{xy}$  и продольной удельной проводимости  $\rho_{xx}$ , со значениями полученными в результате расчёта в рамках модели Кейна  $8 \times 8$  с параметрами, зависящими от температуры [76]. Можно заметить, что погрешность определения критического магнитного поля  $V_c$  возрастает с увеличением температуры в связи с размытием уровней Ландау из-за снижения подвижности носителей заряда вследствие рассеяния на фононах и заряженных примесных центрах. Как видно из Рис. 49 теоретические значения критического магнитного поля достаточно хорошо согласуются с полученными в ходе эксперимента, что свидетельствует о наблюдении топологического фазового перехода и позволяет однозначно определить критическую температуру, которая составляет  $T_c \approx 27$  К.

На Рис. 14 и Рис. 45 представлены энергии уровней Ландау исследуемой структуры, полученные в рамках модели Кейна  $8 \times 8$ , на которых нулевые уровни Ландау пересекаются

при значении критического магнитного поля  $B_c \approx 1.5$  Тл при температуре  $T = 1.7$  К. Качественное и количественное совпадение экспериментальных карт уровней Ландау с теоретическими свидетельствует об адекватности используемой модели, и подтверждает величину энергетической щели, которая, согласно расчётам составляет  $E_g \approx 7$  мэВ при температуре  $T = 1.7$  К, что соответствует энергии термической активации около  $\approx 80$  К или  $\hbar\omega \approx 1.7$  ТГц.

Также необходимо упомянуть о том, что вследствие достаточно большого расстояния между измерительными зондами мостика Холла (100 и 250 мкм), значительно превышающим длину релаксации спина ( $\approx 1$  мкм) [95], не было обнаружено квантования кондактанса, связанного с топологически защищёнными краевыми каналами [96,97]. В таком случае, для исследования данных краевых состояний необходимо изготовление мостика Холла на основе подобной гетероструктуры с КЯ HgTe/CdHgTe с характерным расстоянием между измерительными зондами, не превышающим сотен нанометров.

#### 1.5.2.4 Вывод

В результате исследования магнитотранспортных характеристик мостика Холла с затвором, выполненным на основе топологического изолятора с КЯ HgTe/CdHgTe, был обнаружен и впервые наглядно продемонстрирован топологический фазовый переход под действием температуры. Отслеживая положение нулевых уровней Ландау, при различных температурах были получены экспериментальные значения критического магнитного поля  $B_c$ , находящиеся в хорошем согласии со значениями, полученными в рамках модели Кейна  $8 \times 8$  с параметрами, зависящими от температуры [76].

#### 1.5.3 «Визуализация» уровней Ландау методом исследования фотоотклика на ТГц излучение

В данном разделе представлены результаты «визуализации» уровней Ландау методом исследования фотоотклика на ТГц излучение, при котором, в отличие от магнитотранспортной методики, изложенной в предыдущем разделе, не требуется никакой обработки данных (в том числе взятие производной). Как и при анализе магнитотранспортных данных, основной упор сделан на отслеживание положения нулевых уровней Ландау и их

пересечения в критическом магнитном поле, разделяющим нормальную и инвертированную зонные структуры.

#### 1.5.3.1 *Методика эксперимента*

Основные принципы детектирования ТГц излучения двумерными полупроводниковыми системами изложены в разделе 1.2.

Фотоотклик мостика Холла с затвором, выполненным на основе КЯ HgTe/CdHgTe с инвертированной зонной структурой на ТГц излучение при различных значениях затворного напряжения и индукции магнитного поля был исследован при температуре 1.7 К. В качестве источника ТГц излучения использовался диод Ганна, сопряжённый с несколькими умножителями частоты. Полученное излучение с частотой 170 или 292 ГГц механически модулировалось на частоте в диапазоне 79 – 738 Гц (для реализации методики синхронного детектирования), а затем по полированным металлическим трубам поступало в криостат на исследуемый мостик Холла, помещённый в центре сверхпроводящего соленоида с максимальной индукцией магнитного поля до 16 Тл. Необходимо упомянуть, что вследствие достаточно большой длины волны падающего излучения (более 1000 мкм) по сравнению с поперечным размером области металлизации затвора (около 150 мкм), падающее излучение достаточно эффективно взаимодействует с подзатворной областью, в том числе и при помощи припаянных к контактным площадкам проводов, используемых в качестве антенн.

Методика исследования спектров фотоотклика на монохроматичное ТГц излучение достаточно полно изложена в разделе 1.4.2.1. В качестве непрерывного монохроматичного источника ТГц излучения использовался коммерческий излучатель Virginia Diodes Inc., представляющие из себя диод Ганна, сопряжённые с несколькими каскадами умножителей частоты. Мощность излучения на частоте 170 ГГц составляла 12 мВт. Необходимо отметить, что для исследования детектирования ТГц излучения по механизму Дьяконова — Шура ТГц фотоотклик регистрировался как в отсутствии тока через канал, так и при пропускании достаточно слабого тока 100 – 500 нА между инжекционными контактами 1 и 8 (см. Рис. 34), призванного увеличить детектируемый сигнал [98]. Как обсуждалось в разделе 1.2, фотоотклик на ТГц излучение может состоять из суперпозиции симметричной по

направлению тока части (фотопроводимость) и антисимметричной (фотоэдс). Для эффективного разделения этих двух явлений, направление пропускаемого тока изменялось с частотой 0.6 – 2.5 Гц, при частоте модуляции ТГц излучения 79 – 728 Гц.

### 1.5.3.2 Результаты

Сигнал ТГц фотоотклика на частоте 170 ГГц как функция индукции магнитного поля представлен на Рис. 51 (b). Эта кривая имеет несколько ярко выраженных особенностей, например, линии, располагающиеся при значениях индукции магнитного поля 1.75 и 2.75 Тл (отмечены вертикальными стрелками). Поскольку нерезонансный фотоотклик на ТГц излучение по механизму детектирования Дьяконова — Шура должен быть пропорционален производной полной проводимости по затворному напряжению  $\partial\sigma/\partial V_g$  (1.43), была построена зависимость этой производной от индукции магнитного поля на основе магнитотранспортных данных из раздела 1.5.2 (см. Рис. 51 (a)). Значительная корреляция между данными кривыми на Рис. 51 (a) и (b) позволяет предположить, что наблюдаемый сигнал ТГц фотоотклика возникает по механизму нерезонансного детектирования Дьяконова — Шура, и, следовательно, позволяет провести «визуализацию» уровней Ландау данным методом.

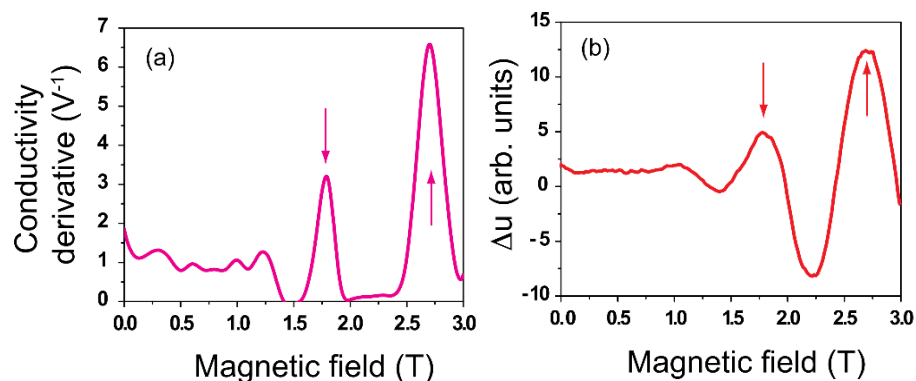


Рис. 50 Сравнение производной полной проводимости по затворному напряжению  $\partial\sigma/\partial V_g$  (a) с сигналом ТГц фотоотклика  $\Delta U$  на частоте 170 ГГц при значении затворного напряжения  $V_g = 1.1$  В (b).

На Рис. 51 представлена карта величины сигнала ТГц фотоотклика при различных значениях затворного напряжения и индукции магнитного поля. Пунктирными линиями

на ней обозначены особенности, связанные с положением уровней Ландау. Примечательно, что поскольку в выражение для сигнала ТГц фотоотклика входит производная не от поперечной (холловской) проводимости, а от полной проводимости (1.43), то сигнал ТГц фотоотклика должен иметь положительный знак при пересечении уровня Ферми с уровнями Ландау зоны проводимости (фактор заполнения больше нуля), а при пересечении уровня Ферми с уровнями Ландау валентной зоны (фактор заполнения меньше нуля) сигнал ТГц фотоотклика должен быть отрицательным. Таким образом становится возможным определять принадлежность уровня Ландау к зоне проводимости или валентной зоне, а также идентифицировать положение энергетической щели по смене знака сигнала ТГц фотоотклика.

Особенности, связанные с уровнями Ландау из зоны проводимости имеют положительный знак (см. Рис. 51 при  $V_g > 0$  В), а особенности, связанные с уровнями Ландау из валентной зоны имеют отрицательный знак (см. Рис. 51 при  $V_g < 0$  В). При значениях индукции магнитного поля менее чем 0.6 Тл, наблюдается только отрицательный сигнал ТГц фотоотклика, что, предположительно, вызвано большей плотностью состояний в валентной зоне, в связи с наличием близлежащих боковых максимумов (см. расчёты на Рис. 13). Таким образом, благодаря возможности отследить смену знака ТГц фотоотклика и сравнить с результатами магнитотранспортных измерений, можно однозначно определить принадлежность особенностей на карте сигнала ТГц фотоотклика к соответствующим уровням Ландау и определить их номер (обозначены на Рис. 51 цифровыми маркерами).

Нулевые уровни Ландау, представляющие наибольший интерес, обозначены красными пунктирными линиями на Рис. 51. Как отмечалось ранее, их пересечение в критическом магнитном поле  $B_c$  является однозначным признаком инвертированной зонной структуры, свойственной для состояния топологического изолятора. Для более точного определения критического магнитного поля  $B_c$ , положение нулевых уровней Ландау при больших значениях индукции магнитного поля было аппроксимировано линейной функцией (поскольку в рамках модели Берневига-Хьюза-Жанга эта зависимость линейная [29]) и экстраполировано в область низких значений индукции магнитного поля. Получившееся

пересечение однозначно указывает на значение критического магнитного поля  $B_c \approx 0.7$  Тл (см. Рис. 51).

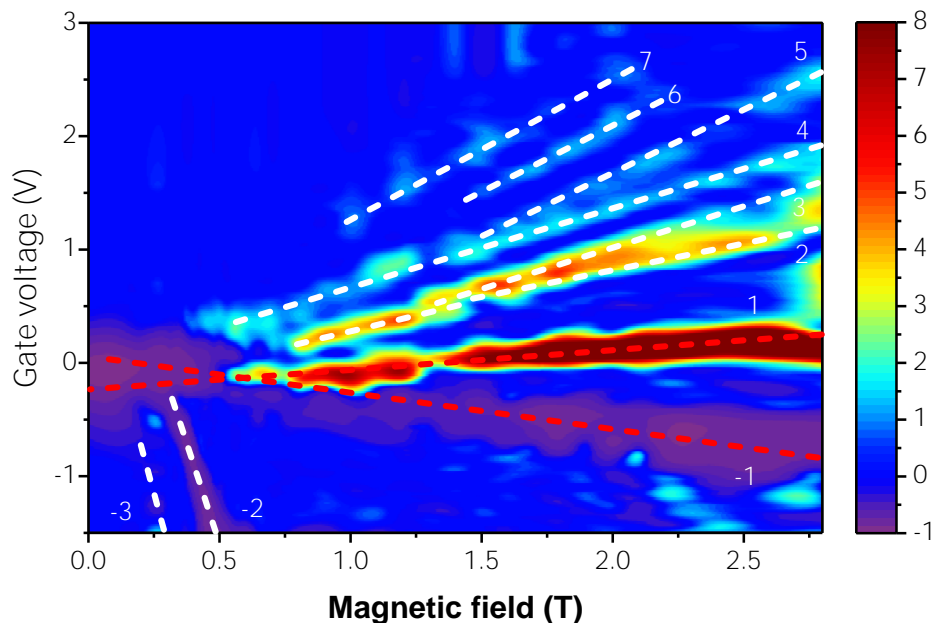


Рис. 51 Карта уровней Ландау, полученная в ходе анализа ТГц фотоотклика. Цветом обозначена величина сигнала  $\Delta U$ , где тёплым оттенкам соответствует наибольшая положительная величина сигнала, синим – отсутствие сигнала, а фиолетовым – отрицательный сигнал. Положение уровней Ландау отмечено белыми пунктирными линиями, а их нумерация – цифровыми маркерами. Нулевые уровни Ландау отмечены красными пунктирными линиями.

### 1.5.3.3 Обсуждение результатов

В результате исследования ТГц фотоотклика мостика Холла при различных затворных напряжениях и индукциях магнитного поля была получена карта уровней Ландау, на которой были различимы как уровни Ландау зоны проводимости и валентной зоны, так и нулевые уровни Ландау. Их пересечение позволило определить величину критического магнитного поля, которое составило  $B_c \approx 0.7$  Тл.

Однако, при анализе магнитотранспортных данных, измеренная нами величина критического магнитного поля оказалась несколько больше  $B_c \approx 1.5$  Тл, чем при исследовании ТГц фотоотклика. Данное рассогласование может быть следствием как разогрева ДЭГ



ТГц излучением, так и разогрева непосредственно самого канала мостика Холла протекающим током, величина которого более чем на два порядка превосходила ток, используемый в ходе магнитотранспортных измерений. Согласно зависимости, представленной на Рис. 49, полученное значение критического магнитного поля методом ТГц фотоотклика соответствует эффективной температуре разогрева  $T \approx 17$  К, в то время как измерения ТГц фотоотклика производились при температуре  $T = 1.7$  К.

Также, из сравнения карт уровней Ландау, полученных методом ТГц фотоотклика (см. Рис. 51) и магнитотранспортным методом (см. Рис. 47), можно заметить, что качество определения положения уровней Ландау существенно выше в последнем случае. К тому же, отсутствие паразитного разогрева структуры ТГц излучением и отсутствие паразитного разогрева из-за большой интенсивности протекающего тока в случае магнитотранспорта, позволяет более точно определить положение уровней Ландау.

Однако, предложенный нами метод «визуализации» при помощи ТГц фотоотклика также имеет свои преимущества, наиболее важное из которых, это непосредственное определение положения уровней Ландау без какой-либо дополнительной обработки данных. Например, для получения качественной карты уровней Ландау магнитотранспортным методом необходимо взятие производной холловской проводимости по затворному напряжению (см. Рис. 46). Как известно, при получении производной от шумных экспериментальных результатов, необходимо произвести предварительную подготовку данных, сглаживание шумов. В связи с этим, к зависимостям транспортных характеристик от концентрации носителей заряда предъявляются определённые требования, что накладывает ограничения на способ развёртки индукции магнитного поля и затворного напряжения при записи карты уровней Ландау, т.е. измерение магнитотранспортных характеристик должно происходить при фиксированном значении индукции магнитного поля и при непрерывной развёртке затворного напряжения. В тоже время, при использовании метода ТГц фотоотклика может осуществляться как развёртка по величине индукции магнитного поля, так и по затворному напряжению. Более того, отсутствие необходимости многократно изменять концентрацию носителей, а, следовательно, и положение уровня Ферми, позволяет может позволить производить исследование уровней Ландау методом ТГц фотоотклика даже для

структур без затвора, используя эффект остаточной фотопроводимости [46,85,90,99–104], что значительно расширяет область применимости данного метода.

Также, в отличие от магнитооптических методов, использующих резонансные переходы под действием оптического возбуждения, метод ТГц фотоотклика позволяет эффективно исследовать зонную структуру узкозонных и бесщелевых структур в области малых энергий.

Как уже обсуждалось в разделе 1.3.2, спин-орбитальные поправки к гамильтониану КЯ HgTe/CdHgTe, возникающие из-за отсутствия симметрии в объёме (bulk inversion asymmetry (BIA) [36,105]) или на гетерогранице (interface inversion asymmetry (IIA) [106]), приводят к антипересечению нулевых уровней Ландау при критическом магнитном поле  $B_c$ . Согласно теоретическим оценкам,  $\Delta_{BIA} = 1.6 \text{ meV}$  [105] и  $\Delta_{IIA} = 5 \text{ meV}$  [106], что приводит к тому что, величина щели между нулевыми уровнями Ландау должна составлять 3.2 и 10 мэВ для BIA и IIA соответственно. Экспериментальное подтверждение этому было обнаружено в ходе исследования спектров магнитопоглощения при наблюдении оптических переходов с участием нулевых уровней Ландау, где величина расщепления составила около 4 – 5 мэВ [18,44–46].

В случае анализа карт уровней Ландау, полученных магнитотранспортным методом (см. Рис. 47) или при помощи ТГц фотоотклика (см. Рис. 51), строго говоря, точно контролируется и измеряется только величина затворного напряжения, а не энергия уровня Ферми, которая, в общем случае, зависит от  $V_g$  нелинейно. Однако, хорошее качественное и количественное согласие карт уровней Ландау, полученных магнитотранспортным методом или методом ТГц фотоотклика, с картами уровней Ландау, рассчитанными в рамках модели Кейна  $8 \times 8$ , свидетельствует об адекватном теоретическом описании исследуемой системы. В таком случае, например, взяв за основу расстояние между нулевыми уровнями Ландау при  $T = 1.7 \text{ K}$  и  $B = 3 \text{ Тл}$ , можно с определённой степенью уверенности утверждать, что в данном диапазоне затворных напряжений положение уровня Ферми изменяется на не более чем 6 мэВ (см. магнитотранспортную карту на Рис. 47 (а)). В тоже время, отсутствие видимого антипересечения нулевых уровней Ландау на Рис. 47 (а) и Рис. 51, свидетель-

ствуется о том, что величина щели между данными уровнями не должна превышать полуширины наблюдаемой линии, т.е.  $< 2$  мэВ. Таким образом, полученные результаты ставят под вопрос величину вклада поправок ВИА и ПА.

Другим возможным объяснением появления расщепления в окрестности критического магнитного поля  $B_c$ , наблюдаемого на спектрах магнитопоглощения, могут оказаться многочастичные эффекты, связанные с электрон-электронным взаимодействием. Это может приводить к перенормировке энергий переходов в случае существенно непараболических двумерных систем [84,85] для которых не выполняется теорема Кона [86]. В совокупности с замешиванием между нулевыми уровнями Ландау в окрестности критического магнитного поля  $B_c$ , данная перенормировка может приводить к эффектам, подобным ВИА или ПА.

## 1.6 Вывод

В заключение, в этом разделе исследовалась возможность использования гетероструктур на основе соединений HgCdTe в качестве детекторов ТГц излучения. На основе КЯ HgTe/CdHgTe были выполнены полевой транзистор и мостик Холла с затвором, которые исследовались различными методиками такими как магнитотранспорт, магнитопоглощение в дальнем ИК диапазоне и фотоотклик на ТГц излучение.

В первом разделе исследовался фотоотклик на монохроматичное ТГц излучение на частотах 292 и 660 ГГц в магнитных полях вплоть до 16 Тл полевого транзистора на основе гетероструктуры с КЯ HgTe/CdHgTe толщиной 8.3 нм с инвертированной зонной структурой. При исследовании ВАХ и магнитотранспортных характеристик, несмотря на значительные токи утечки затвора, был продемонстрирован эффект поля, позволивший исследовать ТГц фотоотклик в зависимости от величины индукции магнитного поля и концентрации носителей. При низких полях были обнаружены осцилляции фотоотклика, подобные осцилляциям Шубникова — де Гааза, и, вероятно, вызванные нерезонансным разогревом двумерного электронного газа. В квантующих магнитных полях было обнаружено несколько линий, изменяющих своё положение при различных концентрациях. Анализ по-

ложения большинства из этих линий показал, что эти особенности возникают при пересечении уровня Ферми с уровнями Ландау, и, вероятнее всего, объясняются нерезонансным плазмонным детектированием по механизму Дьяконова — Шура. В дополнение к этим особенностям, при критическом магнитном поле 6 Тл, было обнаружено увеличение сигнала фотоотклика, предположительно связанного с фазовым переходом между состоянием спинового эффекта холла, свойственному образцу с инвертированной зонной структурой, и тривиального квантового эффекта холла т.е. нормальной зонной структурой.

Во втором разделе исследовался двумерный топологический изолятор на основе гетероструктуры с КЯ  $\text{HgTe}/\text{Cd}_{0.65}\text{Hg}_{0.35}\text{Te}$  шириной 6.5 нм, незначительно превышающей критическое значение в 6.2 нм. Благодаря выдающемуся качеству исполнения затвора токи утечки были малы, что, в совокупности с практически бесщелевой зонной структурой, позволило изменять положение уровня Ферми в широких пределах, в том числе менять тип проводимости электронного на дырочный, проходя через точку зарядовой нейтральности. Исследуя магнитотранспортные характеристики мостика Холла при различных магнитных полях вплоть до 12 Тл и различных затворных напряжениях, была получена «визуализация» уровней Ландау методом анализа производной поперечной (холловской) проводимости по затворному напряжению. Данная карта плотности состояний позволила отследить положение нулевых уровней Ландау, а также по их пересечению определить значение критического магнитного поля  $B_c$ . Анализируя полученные значения  $B_c$  при различных температурах от 1.7 до 40 К и сравнивая с расчётными значениями в рамках модели Кейна  $8 \times 8$  с параметрами, зависящими от температуры, была определена критическая температура 27 К. Таким образом впервые магнитотранспортным методом был наглядно продемонстрирован топологический фазовый переход под действием температуры из состояния топологического изолятора в состояние тривиального полупроводника.

Поскольку нерезонансный фотоотклик на ТГц излучение по механизму детектирования Дьяконова — Шура пропорционален первой производной проводимости по затворному напряжению, методом ТГц фотоотклика была выполнена «визуализация» уровней Ландау, благодаря которой также были отслежены положения нулевых уровней Ландау и определено значение критического магнитного поля.

Отсутствие антипересечения уровней Ландау как в магнитотранспортных измерениях, так и при исследовании фотоотклика на ТГц излучение, может свидетельствовать о меньшем вкладе отсутствия центра инверсии в объёме (BIA) и на гетерогранице (IIA) по сравнению с предыдущими работами.

## 2 Исследование спектров фотолюминесценции и стимулированного излучения эпитаксиальных плёнок и гетероструктур с квантовыми ямами на основе узкозонных твёрдых растворов HgCdTe

### 2.1 Введение

#### 2.1.1 Использование HgCdTe гетероструктур в качестве основы для создания длинноволновых лазеров

В настоящее время компактные полупроводниковые лазеры существуют практически для всего ближнего ИК диапазона. В то время как в среднем ИК диапазоне работают межзонные лазерные диоды, то в более длинноволновом диапазоне существуют квантово-каскадные лазеры (ККЛ), излучающие на длинах волн 3 – 20 мкм [6] при комнатной температуре и большой мощности [7,8]. Также ККЛ работают и в ТГц диапазоне вплоть до 5 ТГц [9–12].

Однако, достаточно сложный дизайн ККЛ требует для изготовления развитой технологии производства, существующей пока что только для  $A_3B_5$  структур. В результате чего эффективность большинства ККЛ значительно снижается на длинах волн более 20 мкм, где значительно возрастает фоновое поглощение структурах GaAs и InP, которые обычно используются для изготовления ККЛ. Например, в работе F. Castellano и др. [107] было показано, что основным фактором, препятствующим дальнейшему увеличению рабочей длины волны ККЛ на основе InGaAs/AlGaAs гетероструктур является фоновое поглощение в GaAs и AlAs.

В частности, лазерная генерация в диапазоне 20 – 25 мкм была продемонстрирована в литературе только на некоторых выборочных длинах волн [108,109], при использовании гетероструктур на основе InAs/AlSb, в которых энергия фононов слегка отличается. Благодаря

использованию этих соединений, в группе А. Баранова (Монпелье, Франция) были получены ККЛ, работающие при 80 °С на длине волны  $\lambda \approx 20$  мкм [110]. Другой немаловажной проблемой ККЛ является ограниченный диапазон перестройки длины волны излучения.

Таким образом в диапазоне 20 – 60 мкм, который более соответствует дальнему ИК, межзонные лазеры на основе гетероструктур HgCdTe могут составить конкуренцию ККЛ на основе  $A_3B_5$ , поскольку энергия оптических фононов в  $A_2B_6$  полупроводниках существенно меньше и располагается в диапазоне 60 – 110 мкм.

Как известно, в 1960 – 1980 годах были продемонстрированы межзонные длинноволновые лазеры на основе солей свинца PbSnSe и PbSnTe, работающие вплоть до длины волны 46 мкм [13,14]. Однако, широкого распространения данный тип лазеров не получил из-за технологических проблем при изготовлении. Вследствие этого в конечных структурах наблюдалась высокая концентрация заряженных дефектов и высокая темновая концентрация носителей, что приводило к скорой активации плазмонного поглощения при больших уровнях накачки. Позднее обнаружилась достаточно быстрая деградация параметров излучателей, полученных на основе данных соединений.

В последние годы значительная часть исследований была сосредоточена на терагерцовой оптоэлектронике, и, в частности, на ТГц лазерах, на основе графена. Одной из его характерных особенностей является линейный закон дисперсии, при котором возможно подавление Оже-рекомбинации, что позволяет рассчитывать на создание инверсии населённости при достаточно низких уровнях накачки. Возможность создания лазера на основе графена была теоретически оценена [111–113], а затем, экспериментально было обнаружено усиление ТГц излучения при оптической [114] и токовой накачке [115].

Также линейный закон дисперсии может быть реализован и в КЯ HgCdTe/CdHgTe [29], что должно значительно снизить скорость рекомбинации Оже. Однако, в отличие от графена, в КЯ на основе HgCdTe можно достаточно гибко изменять зонную структуру, меняя ширину и содержание  $x_{Cd}$  в КЯ, тем самым подстраивать энергию межзонного перехода таким образом, чтобы длина волны генерации оказалась в желаемом диапазоне (от ТГц до среднего ИК). Другим неоспоримым преимуществом «трёхмерных» гетероструктур с КЯ

HgCdTe/CdHgTe по сравнению с двумерным графеном, является возможность создания классического диэлектрического волновода за счёт скачка преломления в окружающих КЯ барьерах.

В настоящее время, структуры на основе HgCdTe интенсивно изучаются на протяжении более чем 40 лет, поскольку они активно используются в качестве детекторов и фотоматриц среднего ИК диапазона (см. [25] и ссылки в ней). В последние десятилетия был достигнут значительный прогресс в технологии изготовления структур на основе HgCdTe. В том числе, появилась возможность изготовления качественных гетероструктур с КЯ HgCdTe/CdHgTe с концентрацией примесей и дефектов менее чем  $10^{14} \text{ см}^{-3}$  при помощи молекулярно-пучковой эпитаксии с *in-situ* эллипсометрическим контролем состава и толщины слоёв [15–17]. Таким образом структуры на основе HgCdTe являются доступной и перспективной системой с широкими возможностями по оптимизации зонной структуры, на основе которой в ближайшем будущем возможно создание конкурентоспособных лазеров в среднем и дальнем ИК диапазоне.

### 2.1.2 Рекомбинация носителей заряда в полупроводниках

Изучение процессов рекомбинации важно для понимания процессов, происходящих в полупроводниках, и улучшения характеристик уже существующих полупроводниковых приборов. Например, время жизни фотовозбуждённых носителей определяет чувствительность детекторов на основе межзонных переходов. Благодаря тому, что узкозонные структуры на основе HgCdTe широко используются в качестве детекторов и фотоматриц в среднем и дальнем ИК диапазоне, в литературе можно найти большое количество исследований времён жизни носителей в данных структурах [116–120]. В большинстве публикаций выделяют три механизма рекомбинации, дающих основной вклад: излучательная рекомбинация, Оже или ударная рекомбинация и рекомбинация Шокли — Рида — Холла через глубокие центры.

#### 2.1.2.1 Время жизни неосновных носителей заряда

Хорошо известно, что возбуждение полупроводника излучением с энергией, превышающей  $E_g$ , может приводить к образованию неравновесных электрон-дырочных пар. В



случае импульсного возбуждения, по прошествии некоторого времени, их концентрация возвращается к равновесному значению вследствие ограниченного времени жизни электрон-дырочной пары. В общем случае, концентрация неравновесных носителей может быть описана следующей системой из уравнений непрерывности для электронов и дырок:

$$\frac{d\Delta n}{dt} + \operatorname{div} j_n = G_n - R_n \quad (2.1)$$

$$\frac{d\Delta p}{dt} + \operatorname{div} j_p = G_p - R_p \quad (2.2)$$

Здесь  $\Delta n$  и  $\Delta p$  – концентрация неравновесных электронов и дырок,  $j_n$  и  $j_p$  – плотности тока,  $G_n$  и  $G_p$  – скорости генерации носителей,  $R_n$  и  $R_p$  – скорости рекомбинации носителей. В общем случае, уравнения (2.1) и (2.2) независимы и их систему достаточно сложно решить аналитически. Однако, в случае однородной межзонной оптической подсветки, приводящей к равномерной по всему объёму полупроводника генерации электрон-дырочных пар, можно предположить, что  $G_n = G_p$

В результате, скорость рекомбинации равна

$$R_n = \frac{\Delta n}{\tau_n} \quad (2.3)$$

$$R_p = \frac{\Delta p}{\tau_p} \quad (2.4)$$

Где  $\tau_n$  и  $\tau_p$  – времена жизни электронов и дырок соответственно. В случае одинаковой скорости рекомбинации и генерации носителей обоих знаков ( $\Delta n = \Delta p$ ), можно ввести общее время жизни неравновесных носителей  $\tau = \tau_n = \tau_p$ . В таком случае, уравнения (2.1) и (2.2) заменяются на одно общее уравнение

$$\frac{d\Delta n}{dt} = G - \frac{\Delta n}{\tau} \quad (2.5)$$

В самом общем случае, время жизни неравновесных носителей  $\tau$  зависит от концентрации неравновесных носителей  $\Delta n$ . Однако, в случае достаточно слабого возбуждения

( $\Delta n \ll n$ ), можно предположить, что  $\tau$  – постоянная. Таким образом, концентрация неравновесных носителей в условиях непрерывной генерации электрон-дырочных пар равна

$$\Delta n = G\tau \quad (2.6)$$

После прекращения подсветки концентрация неравновесных носителей спадает по экспоненциальному закону

$$\Delta n = \Delta n_0 e^{-t/\tau} \quad (2.7)$$

Таким образом, время жизни неравновесных носителей  $\tau$  определяет концентрацию неравновесных носителей и их временную динамику.

### 2.1.2.2 Излучательная рекомбинация

Излучательная рекомбинация – это процесс аннигиляции электрон-дырочной пары, в результате которого освободившаяся энергия излучается в виде фотона. Данный вид рекомбинации является основополагающим в большинстве излучающих полупроводниковых устройствах, таких как светодиоды (LED) и лазеры. С другой стороны, данный процесс можно представить как обратный к процессу межзонной фотопроводимости, обсуждаемому в разделе 1.2.1.1, в котором электрон-дырочные пары создаются за счёт поглощения излучения полупроводником.

Для оценки времени жизни излучательной рекомбинации можно использовать методику, предложенную Wan V. Roosbroeck и Shockley [121]. В результате, время жизни определяется выражением [31,122]

$$\tau = \frac{1}{B(n_0 + p_0 + \Delta n)} \quad (2.8)$$

Здесь  $n_0$  and  $p_0$  – темновые концентрации электронов и дырок соответственно,  $\Delta n$  – концентрация неравновесных носителей, а коэффициент  $B$  определяется как

$$B = 5.8 \times 10^{-13} \varepsilon^{\frac{1}{2}} \left( \frac{m_0}{m_e + m_h} \right)^{\frac{3}{2}} \left( 1 + \frac{m_0}{m_e} + \frac{m_0}{m_h} \right) \left( \frac{300}{T} \right)^{\frac{3}{2}} (E_g^2 + 3kTE_g + 3.75k_B^2 T^2) \quad (2.9)$$

Из данного уравнения видно, что время излучательной рекомбинации пропорционально  $1/E_g^2$  [117]. Таким образом, для неравновесной электрон-дырочной пары вероятность излучательной рекомбинации значительно выше в широкозонных структурах по сравнению с узкозонными. Однако, следует понимать, что в данном выражении не учтены процессы перепоглощения излучённых фотонов в объёме полупроводника и процессы стимулированного излучения.

### 2.1.2.3 Оже рекомбинация

Оже-рекомбинация это трёхчастичный процесс, в котором энергия и импульс, высвободившаяся в результате аннигиляции электрон-дырочной пары передаётся третьей частице (электрону, тяжёлой или лёгкой дырке). В прямозонных полупроводниках подобных HgCdTe, в которых зонная структура вблизи уровня Ферми состоит из одной электронной ветки и двух дырочных подзон (лёгкой и тяжёлой), существует всего десять различных типов Оже рекомбинации [123]. Среди них можно выделить два наиболее распространённых процесса, AM-1 и AM-7, происходящих соответственно в полупроводниках *n*- и *p*-типа (см. Рис. 52). Остальные восемь видов Оже-рекомбинации проходят с участием лёгких дырок и менее вероятны.

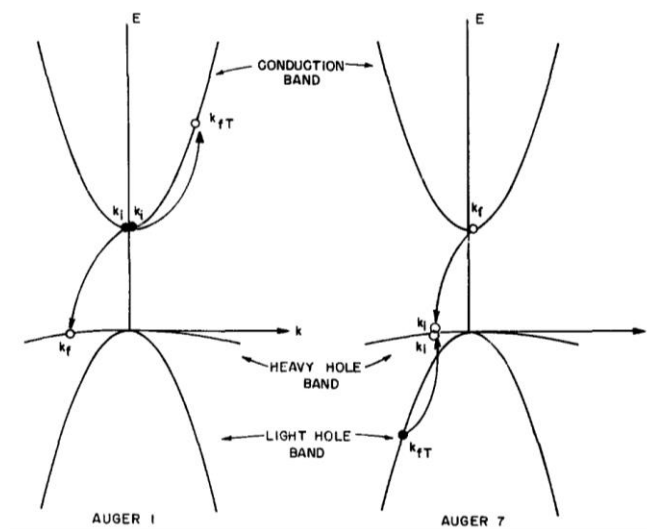


Рис. 52 Схематическое изображение оже-рекомбинации в структурах HgCdTe. AM-1 (слева), свойственный для полупроводников *n*-типа, AM-7 (справа) происходит в полупроводниках *p*-типа. Иллюстрация взята из работы [124].

Очевидно, что при прочих равных трёхчастичный процесс менее вероятен чем двухчастичный, такой как межзонная излучательная рекомбинация. Однако, при увеличении концентрации вероятность оже-процесса растёт как  $\sim n^2p$  и  $\sim np^2$  соответственно в случае полупроводника  $n$ - и  $p$ -типа, в то время как вероятность излучательной рекомбинации увеличивается как  $\sim n^2$ . Таким образом, рекомбинация оже оказывает значительное влияние на время жизни неравновесных носителей при больших концентрациях, свойственных для лазеров.

Как известно, все процессы, происходящие в полупроводниках должны подчиняться законам сохранения энергии и импульса. В случае Оже-рекомбинации, полученная в результате рекомбинации энергия, которая не меньше чем ширина запрещённой зоны  $E_g$ , полностью поглощается третьей частицей, участвующей в процессе. Конечное состояние данной частицы должно иметь достаточно большой импульс (более чем  $(2mE_g)^{1/2}$  в случае параболического закона дисперсии), а, следовательно, и общий импульс всех трёх частиц до начала Оже-рекомбинации также должен быть достаточно большим, как и их суммарная энергия. Таким образом, данный процесс — пороговый, поскольку законы сохранения энергии и импульса выполняются только при превышении суммарной энергии трёх частиц некоторого критического значения.

В случае параболического закона дисперсии, пороговая энергия АМ-1 Оже рекомбинации определяется следующим выражением [125]

$$E_{th} = \frac{\mu E_g}{1 + \mu} \quad (2.10)$$

здесь  $\mu = m_e/m_h$ , где  $m_e$  и  $m_h$  — эффективные массы соответственно электронов и дырок. В случае узкозонных структур HgCdTe, эффективная масса дырок значительно превышает таковую для электронов ( $m_e \ll m_{hh}$ ), в результате чего данный процесс Оже-рекомбинации обладает малой пороговой энергией, и, следовательно, активируется при достаточно малых концентрациях носителей. В тоже время, в структурах на основе солей свинца PbSnSe и PbSnTe,  $\mu$  может принимать значение близкое к единице, что приводит к подавлению как АМ-1, так и АМ-7 Оже рекомбинации.

Однако, до сих пор ведутся дискуссии по поводу скорости Оже рекомбинации как в случае объёмных слоёв, так и в КЯ, поскольку оценки темпа Оже рекомбинации осложнены достаточно сильной зависимостью от интегралов перекрытия блоховских функций взаимодействующих частиц  $|F_1 F_2|$  [117]. В большинстве работ эта величина используется в качестве подгоночного параметра, независящего ни от состава, ни от температуры, что, как было показано в работе S. Krishnamurthy и др. [117], не соответствует действительности.

Также в работе S. Krishnamurthy и др. [117] было продемонстрировано, что в твёрдых растворах  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  с содержанием  $x_{\text{Cd}} \approx 0.225$  излучательная рекомбинация доминирует над Оже процессом, что было косвенно подтверждено наблюдением интенсивной фотолуминесценцией в твёрдых растворах  $\text{HgCdTe}$  на длинах волн вплоть до 26 мкм в группе С.В. Морозова, ИФМ РАН [22].

Первые оценки скорости АМ-1 Оже-рекомбинации были выполнены A.R. Beattie и P.T. Landsberg в их новаторской работе [126,127], где был оценён темп Оже рекомбинации для  $\text{InSb}$ , другого узкозонного полупроводника. В используемой модели, время жизни носителей в случае Оже-рекомбинации зависит от интеграла перекрытия блоховских функций, величину которого практически невозможно определить из эксперимента, из-за чего значение данного интеграла использовалось в качестве подгоночного параметра, независящего ни от ширины запрещённой зоны, ни от температуры. Более подробно с предложенным методом расчёта и его результатами можно ознакомиться в работе J.S. Blakemore [128]. Позднее для  $\text{InSb}$  была выполнена более аккуратная оценка величины данного интеграла [129], и посчитано время жизни в случае АМ-7 Оже-процесса, свойственного для полупроводников  $p$ -типа проводимости [130].

Предложенный A.R. Beattie и P.T. Landsberg метод использует приближение параболических зон, который достаточно хорошо работает вблизи экстремумов зоны проводимости и валентной зоны, но плохо пригоден для описания состояний с большим  $k$ , также участвующих в Оже-рекомбинации. Данное приближение адекватно работало в кристаллах  $\text{InSb}$ , однако для при описании Оже-процессов в узкозонных растворах  $\text{HgCdTe}$  с существенно непараболическими зонами, требовалось усовершенствование методики. Впервые P.E. Petersen адаптировал предложенный A.R. Beattie и P.T. Landsberg метод для описания

Оже-рекомбинации в соединениях HgCdTe [131], позднее была учтена зависимость интеграла перекрытия блоховских функций от энергии и непараболичность зон [132,133]. Затем для твёрдых растворов *p*-типа проводимости T.N. Casselman и P.E. Petersen оценили скорость AM-7 Оже-рекомбинации [124,134]. Позднее методика оценки претерпела множество изменений постепенно улучшая качество описания Оже-процессов в HgCdTe [116,117,120,135,136], однако, из всех вышеперечисленных работ можно сделать вывод о важности Оже-рекомбинации для понимания проходящих процессов, особенно в узкозонных твёрдых растворах HgCdTe при больших температурах.

В КЯ HgTe/CdHgTe эффективная масса дырок существенно меньше, чем в твёрдых растворах, а в некоторых случаях, например, при толщине КЯ близкой к критической, она практически равна эффективной массе электрона. Это приводит к значительному увеличению пороговой энергии Оже-рекомбинации, а, следовательно и к подавлению этого процесса, как в солях свинца PbSnSe и PbSnTe [137,138]. С другой стороны, наличие стенок у КЯ частично снимает требование к соблюдению закона сохранения импульса в направлении, перпендикулярном плоскости КЯ, что приводит к активации беспороговой Оже-рекомбинации. [139].

#### *2.1.2.4 Рекомбинация Шокли — Рида — Холла*

В реальных полупроводниковых кристаллах существует достаточно много состояний с энергией в запрещённой зоне, обусловленных наличием примесей и дефектов. Процесс аннигиляции электрон-дырочной пары при помощи этих состояний получил название рекомбинация Шокли — Рида — Холла (ШРХ) в честь своих первооткрывателей [140,141]. В таком случае электрон из зоны проводимости и дырка из валентной зоны захватываются одним глубоким центром, находящимся в запрещённой зоне, где и происходит их рекомбинация.

В случае собственного полупроводника с достаточно низкой концентрацией ловушек, можно предположить, что неравновесная концентрация электронов равна неравновесной концентрации дырок  $\Delta n = \Delta p$ . В таком случае в модели W. Shockley и W.T. Read [140] время жизни выражается как

$$\tau_{SRH} = \frac{\tau_{n0}(p_0 + p_1 + \Delta n)}{n_0 + p_0 + \Delta n} + \frac{\tau_{p0}(n_0 + n_1 + \Delta n)}{n_0 + p_0 + \Delta n} \quad (2.11)$$

$$\begin{aligned} n_1 &= N_c \exp\left(\frac{E_f - E_c}{k_B T}\right) \\ p_1 &= N_v \exp\left(\frac{E_c - E_g - E_f}{k_B T}\right) \end{aligned} \quad (2.12)$$

Здесь  $\tau_{n0} = 1/c_n N_f$  и  $\tau_{p0} = 1/c_p N_f$  — это характерные времена захвата электронов и дырок соответственно,  $N_f$  — это концентрация ловушек,  $c_n$  и  $c_p$  — это коэффициенты захвата,  $E_f$  — это энергия ловушки. Из данного выражения следует, что наименьшее время жизни в случае рекомбинации ШРХ достигается в случае, когда энергия ловушки располагается посередине между зоной проводимости и валентной зоной. Другой важный вывод — это то, что минимальное время жизни ограничено концентрацией ловушек, и оно не может быть меньше чем  $\tau_\infty = \tau_{n0} + \tau_{p0}$ . Таким образом, снижение концентрации глубоких центров в запрещённой зоне приводит к подавлению рекомбинации Шокли — Рида — Холла.

## 2.2 Методика исследования спектров фотолюминесценции

Спектры фотолюминесценции (ФЛ) структур были исследованы в широком диапазоне температур от 18 до 300 К, используя гелиевый криостат замкнутого цикла. При этом от всей структуры откалывался небольшой кусок прямоугольной формы площадью около 0.16 см<sup>2</sup> без какой-либо постростовой обработки. Использование как импульсных, так и непрерывных лазеров в качестве оптических источников возбуждения позволило как получать спектры фотолюминесценции с хорошим соотношением сигнал/шум в режиме слабого возбуждения, так и спектры фотолюминесценции с временным разрешением в режиме интенсивной накачки, необходимой для создания инверсии населённости, а, следовательно, и наблюдения стимулированного излучения.

В качестве оптических источников возбуждения использовались:

1. Непрерывный Ti:sapphire лазер Spectra Physics Matisse-DR ( $\lambda_{exc} = 800$  нм,  $P = 50 - 300$  мВт, размер пучка около  $\approx 3$  мм в диаметре)

2. Фемтосекундный импульсный лазер Tsunami, сопряжённый с регенеративным усилителем spitfire: ( $\lambda_{exc} = 800$  нм,  $E_{max} = 50$  мкДж в импульсе длительностью 130 фс с частотой повторения 5 кГц, размер пучка с в диаметре)
3. Импульсный лазер Nd:YAG Solar ( $\lambda_{exc} = 1064$  нм,  $E_{max} = 10$  мДж в импульсе длительностью 10 нс и частотой повторения 10 Гц, размер пучка около  $\approx 10$  мм в диаметре)
4. Оптический параметрический осциллятор ( $\lambda_{exc} = 0.73 - 2.35$  мкм, импульсы длительность 10 нс и частотой повторения 10 Гц, размер пучка около  $\approx 10$  мм в диаметре)

В качестве источника непрерывного излучения использовался Ti:sapphire лазер Spectra Physics Matisse-DR с длиной волны  $\lambda_{exc} = 800$  нм, мощность изменялась в диапазоне от 10 до 300 мВт, диаметр пятна составлял около  $\approx 3$  мм. В качестве импульсного источника возбуждения использовался лазер Nd:YAG Solar с длиной волны  $\lambda_{exc} = 1064$  нм, энергия в импульсе  $E_{max} = 10$  мДж длительностью 10 нс, соответствующей максимальной плотности мощности  $10^6$  Вт/см<sup>2</sup>. Для селективного создания фотовозбуждённых носителей в выборочных слоях структуры (например, в барьерных слоях или в КЯ) использовался оптический параметрический осциллятор с широким диапазоном перестройки по длине волны  $\lambda_{exc} = 0.73 - 2.35$  мкм, сопряжённый с Nd:YAG лазером Solar. Для предотвращения попадания излучения возбуждающего лазера в спектрометр использовался Ge или InAs фильтр, установленный непосредственно между криостатом и спектрометром.

Излучение ФЛ образца собиралось металлической трубкой, отполированной изнутри, и заводилось в ИК фурье-спектрометр. В большинстве случаев, излучение ФЛ собиралось с торца образца поскольку именно в направлении, лежащем в плоскости КЯ излучение проходит наибольший путь в среде с инверсией населённости, и таким образом создаются наиболее оптимальные условия для наблюдения оптического усиления излучения. В некоторых случаях, излучение ФЛ собиралось под углом  $45^\circ$  к поверхности образца (возбуждающее излучение лазера накачки также попадало на образец под углом в  $45^\circ$ ), тем самым значительно увеличивался телесный угол собираемого излучения ФЛ при отсутствии оптического усиления в структуре.



Для регистрации спектров ФЛ использовался вакуумный ИК фурье-спектрометр Bruker Vertex 80v, работающий в режиме пошагового сканирования для эффективного выделения сигнала на фоне интенсивного комнатного излучения. В таком случае подвижное зеркало спектрометра во время записи спектра фотолюминесценции перемещается не непрерывно, а принимает дискретные положения. В каждом таком фиксированном положении зеркала извлекается полезный сигнал ФЛ при помощи модуляционной методики (см. Рис. 53). Однако, после перемещения между двумя фиксированными положениями зеркала колеблется в течении некоторого времени, поэтому введение некоторой задержки регистрации сигнала порядка 400 мс непосредственно после перемещения зеркала значительно увеличивает соотношение сигнал/шум [142].

Сигнал ФЛ регистрировался детектором «Kolmar Technologies D317» (рабочий диапазон  $750 - 5000 \text{ см}^{-1}$ , временное разрешение 20 нс), выполненным на основе фотодиода HgCdTe, помещаемым внутри вакуумного ИК фурье-спектрометра. Минимальное временное разрешение спектров ФЛ определялось полосой пропускания встроенного усилителя детектора и составляла около 1 мкс.

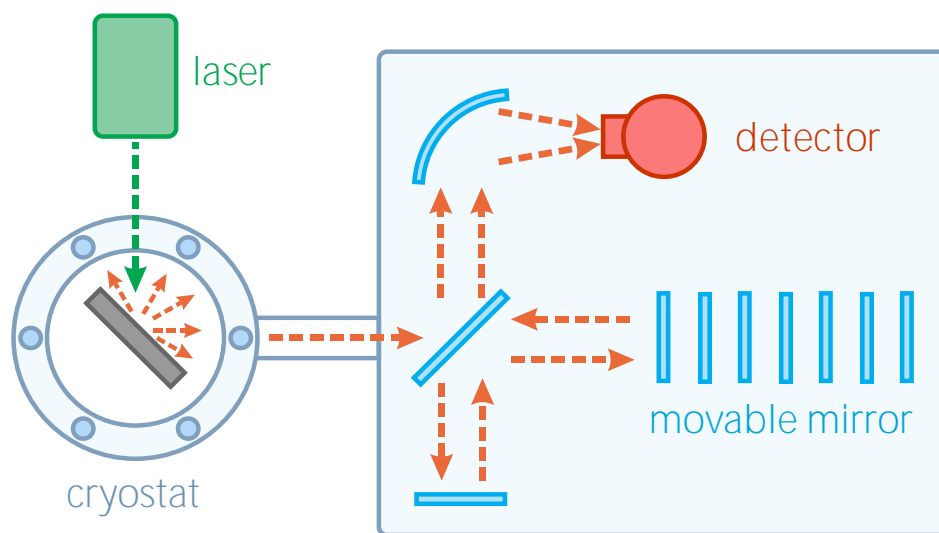


Рис. 53 Схема эксперимента для наблюдения фотолюминесценции. Исследуемая структура располагается в гелиевом криостате замкнутого цикла. Излучение фотолюминесценции возбуждённое непрерывным или импульсным лазером собирается вакуумной трубкой и передаётся в ИК фурье-спектрометр, работающий в режиме пошагового сканирования.

Как известно, для создания лазера необходимо наличие среды, в которой благодаря инверсии населённости реализуется усиление излучения, а также обратной связи в виде оптического резонатора. Для полупроводникового лазера достаточно ровные сколы торцов кристалла, перпендикулярные плоскости КЯ, могут выступать в качестве зеркал резонатора Фабри-Перо. При этом, если за один круговой проход излучения от одного зеркала до другого и обратно усиление света активной средой превышает количество потерь, то возникает лазерная генерация.

Для исследуемых нами кристаллов с ориентацией кристаллографических осей [013], изготовление качественных сколов в нужном направлении сопряжено с техническими трудностями. Однако, даже в отсутствии специально изготовленных сколов, в полупроводниковом кристалле возможно возникновение однопроходного усиления вследствие которого возникает стимулированное излучение (СИ), обладающего многими признаками лазерного излучения: пороговой зависимостью от мощности накачки и температуры, а также сопровождается обужением спектра ФЛ. Таким образом, исследование спектров СИ, которое является характерным признаком наличия усиления в среде, может использоваться для анализа возможности использования данной структуры в качестве активной среды для лазера.

### 2.3 Исследуемые структуры

Исследуемые структуры были выращены на полуизолирующей подложке GaAs с ориентацией кристаллографических осей [013] с тонким (десятки нанометров) буферным слоем ZnTe и с толстым (5 – 10 мкм) релаксированным слоем CdTe методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МВЕ) с *in-situ* эллипсометрическим контролем состава и толщины слоёв непосредственно во время роста в группе С.А. Дворецкого и Н.Н. Михайлова, Новосибирск [15–17]. Тонкий (40 – 50 нм) покровный слой наносился поверх основных слоёв структуры для предотвращения диффузии ртути из структуры и дополнительной механической защиты. Ростовая схема исследуемых структур изображена на Рис. 54, в то время как распределение состава  $x_{Cd}$  активной части изображено на Рис. 55.

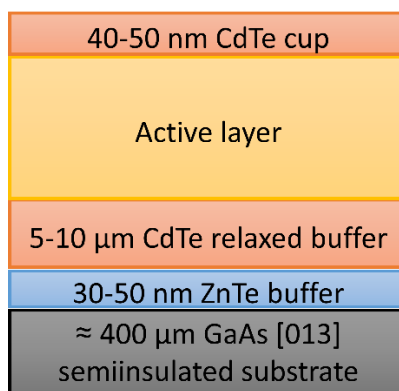


Рис. 54 Ростовая схема исследуемых структур. Активная область для разных структур различается и представлена на Рис. 55.

Для исследования возможности использования структур на основе HgCdTe в качестве активной среды для длинноволновых лазеров был подготовлен набор из трёх гетероструктур с КЯ (141226, 141227 и 150120) и одной эпитаксиальной плёнки (120613). Дизайн двух структур (150120 и 120613) был рассчитан на получения излучения в диапазоне около  $\approx 900 \text{ см}^{-1}$ , а две другие (141226 и 141227) имели большую ширину запрещённой зоны  $E_g$ , для сравнения с результатами, полученными в других группах.

Все структуры с КЯ (141226, 141227 and 150120) были спроектированы таким образом, чтобы благодаря толстым барьерным слоям (см. Рис. 55) эффективно удерживать излучение, распространяющееся в направлении плоскости КЯ. В таком случае, благодаря разнице показателей преломления между относительно узкозонными барьерными слоями и широкозонным буфером CdTe с одной стороны и вакуумом с другой, создавался диэлектрический волновод в плоскости КЯ (см. Рис. 56). Для оценки его эффективности, методом трансфер-матрицы А.А. Дубиновым (ИФМ РАН) были выполнены расчёты локализации ТЕ моды излучения, по результатам которых выбиралось положение КЯ при котором взаимодействие слоёв КЯ с излучением будет происходить наиболее эффективно.

В дополнение к гетероструктурам с КЯ, также исследовалась тонкая эпитаксиальная плёнка, выращенная для использования в качестве детектора ИК излучения, т.е. без специально спроектированного волновода. Однако, согласно расчётам А.А. Дубинова (ИФМ РАН)

в данной структуре благодаря наличию толстого (5 мкм) узкозонного слоя твёрдого раствора  $\text{Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$ , заключённого между широкозонным буферным слоем  $\text{CdTe}$  и вакуумом, также локализуется ТЕ мода излучения с длиной волны  $\lambda = 8.4$  мкм (см. Рис. 61). Остаточная плотность носителей в данной структуре составляет менее чем  $5 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ .

Исследуемые структуры не были преднамеренно легированы, не отжигались и не подвергались какой-либо постростовой обработке. Параметры исследуемых структур приведены в Табл. 2.

*Табл. 2 Параметры исследуемых структур, ширина запрещённой зоны рассчитана в рамках модели Кейна  $8 \times 8$ .*

№	Кол-во КЯ	Ширина КЯ (нм)	Состав КЯ $x_{\text{Cd}}$	Состав барьеров КЯ $x_{\text{Cd}}$	Толщина активного слоя (мкм)	Толщина буферного слоя (мкм)	$E_g$ при 4.2 К ( $\text{см}^{-1}$ )
120613	Эпитаксиальная плёнка с содержанием $x_{\text{Cd}} \approx 0.2226$				5.2	5.5	846
141226	1	95	0.33	0.66	0.83	5.5	2040
141227	3	40	0.345	0.7	2.09	5.5	2300
150120	5	3.65	0	0.58	1.92	10	900

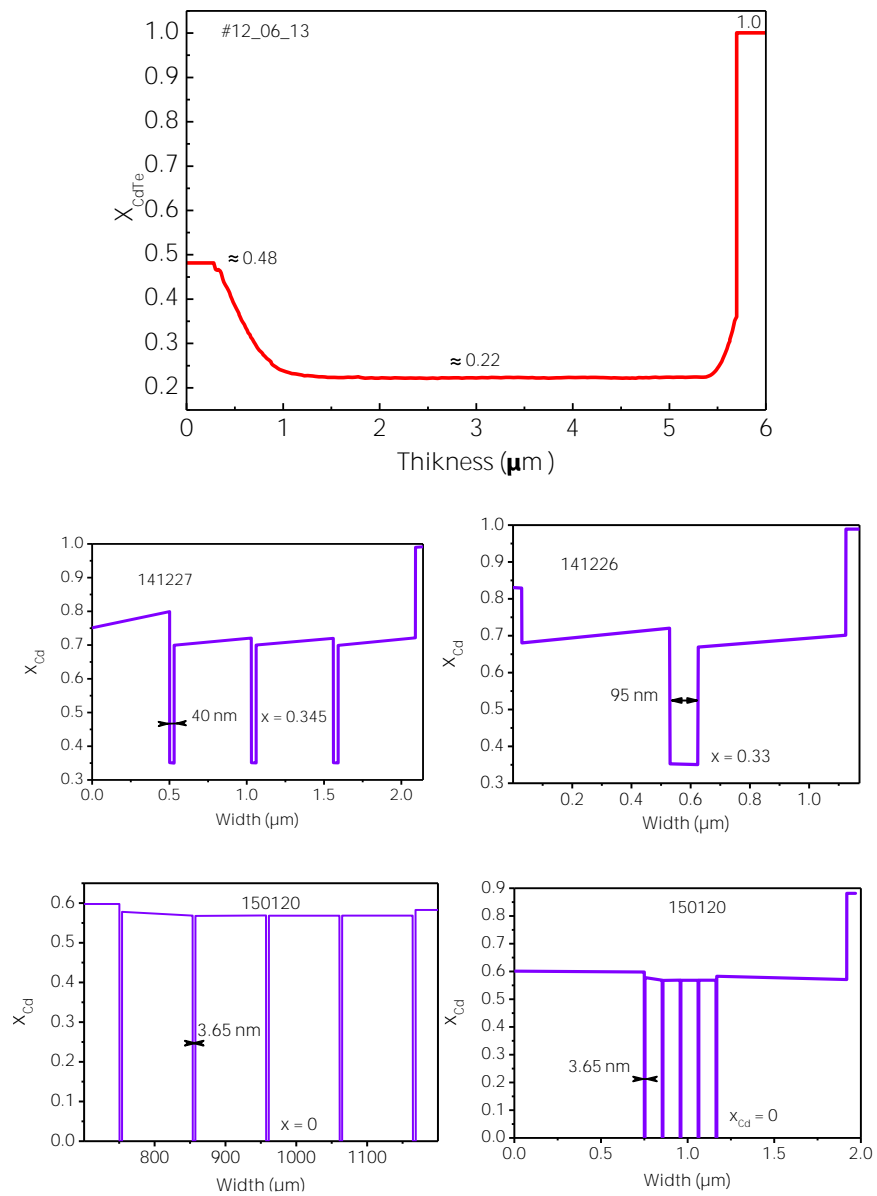


Рис. 55 Распределение состава в активном слое исследуемых структур  $x_{Cd}$  от расстояния до буферного слоя CdTe.

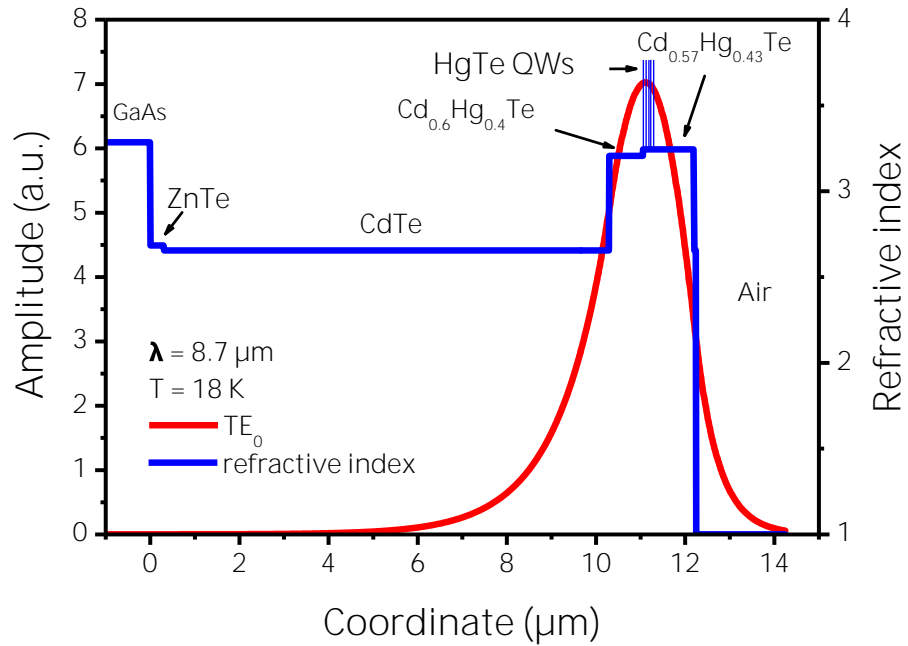


Рис. 56 Зависимость показателя преломления слоёв структуры 150120 и от расстояния до GaAs подложки локализация TE моды излучения на длине волны  $\lambda = 8.7$  мкм. Данные о показателе преломления были взяты из работы [143].

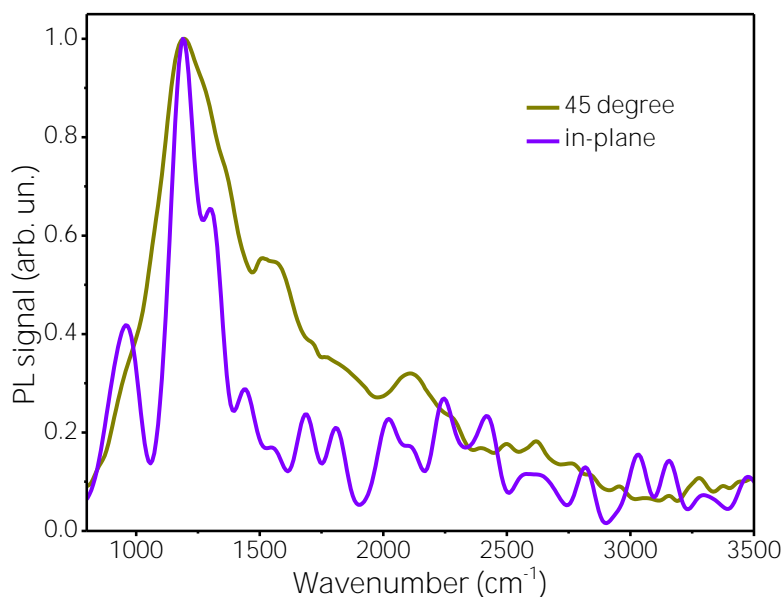
## 2.4 Стимулированное излучение эпитаксиальной плёнки HgCdTe

Одна из основных целей данной работы — продемонстрировать, что структуры на основе HgCdTe могут использоваться в качестве активной среды для длинноволновых лазеров ИК диапазона.

Несомненно, гетероструктуры с КЯ являются более перспективными с точки зрения создания лазеров, однако, с фундаментальной точки зрения, возможность возникновения усиления [144], может быть продемонстрирована и в эпитаксиальных плёнках HgCdTe, тем более что СИ в объёмных образцах HgCdTe уже было обнаружено как при оптической [145], так и при инжекционной накачке [21].

Для этого, в исследуемых в работе С.В. Морозов и др. [22] эпитаксиальных плёнках, изначально выращенных в качестве детекторов ИК излучения, была оценена возможность получения СИ. В одной из них (120613) за счёт достаточно толстого активного слоя ( $\approx 5$  мкм Hg<sub>0.78</sub>Cd<sub>0.22</sub>Te), согласно расчётам А.А. Дубинова (ИФМ РАН), хорошо локализуется TE мода излучения на длине волны межзонного перехода  $\lambda \approx 8.4$  мкм.

Полученное нами экспериментальное подтверждение локализации излучения в исследуемой эпитаксиальной плёнке представлено на Рис. 57, где сравнивается форма линии ФЛ межзонного перехода в направлении «с торца» и под углом  $45^\circ$  к поверхности образца. Отлично видно, что максимум линии ФЛ в обоих случаях располагается при одной и той же энергии  $\approx 1189 \text{ см}^{-1}$ , а полуширина линии ФЛ, собранная с торца в два раза уже линии ФЛ, собранной под углом  $45^\circ$  к поверхности образца. Очевидно, что, меняя направление регистрации спектров ФЛ, меняется соотношение излучения, локализованного в плоскости, параллельной поверхности образца, и относительно изотропно распространяющегося излучения. В случае отсутствия оптического усиления в среде, форма линии ФЛ должна быть одинакова, независимо от направления сбора излучения ФЛ. А в случае оптического усиления в среде, поскольку излучение, собранное с торца, прошло гораздо больший путь в среде, то именно в этом направлении наиболее вероятно возникновение СИ, ширина линии которого может быть существенно уже, чем ширина линии спонтанной ФЛ.



*Рис. 57 Спектры ФЛ эпитаксиальной плёнки 120613 при температуре 100 К полученные с разных направлений (по отношению к поверхности образца) при мощности возбуждения  $P \approx 1.4 \times 10^{15}$  фотонов в импульсе.*

Таким образом наблюдаемое на Рис. 57 расхождение полуширины линии ФЛ объясняется существованием при данной мощности возбуждения одновременно и спонтанной

ФЛ, излучение которой распространяется относительно изотропно, и локализованного диэлектрическим волноводом в плоскости параллельной поверхности образца СИ.

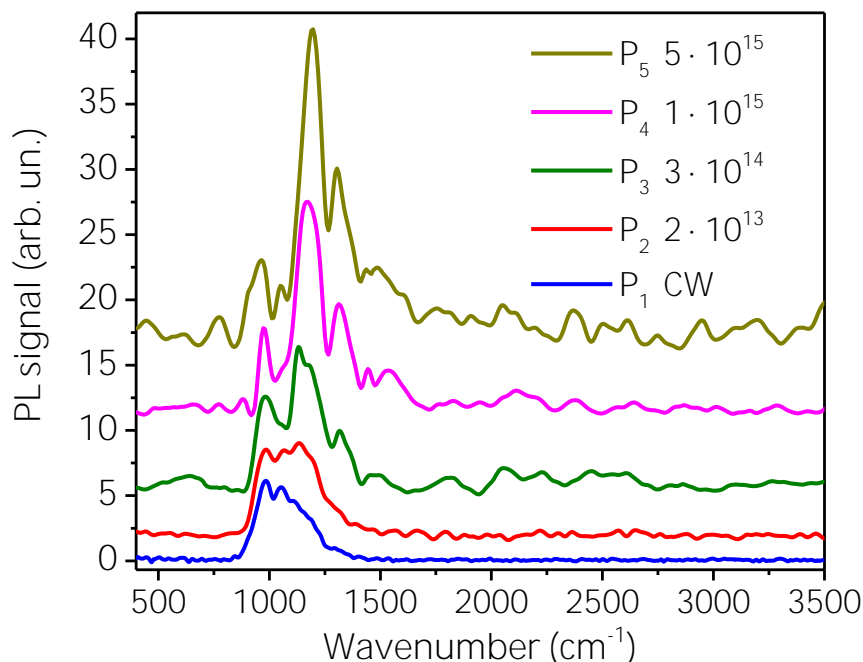
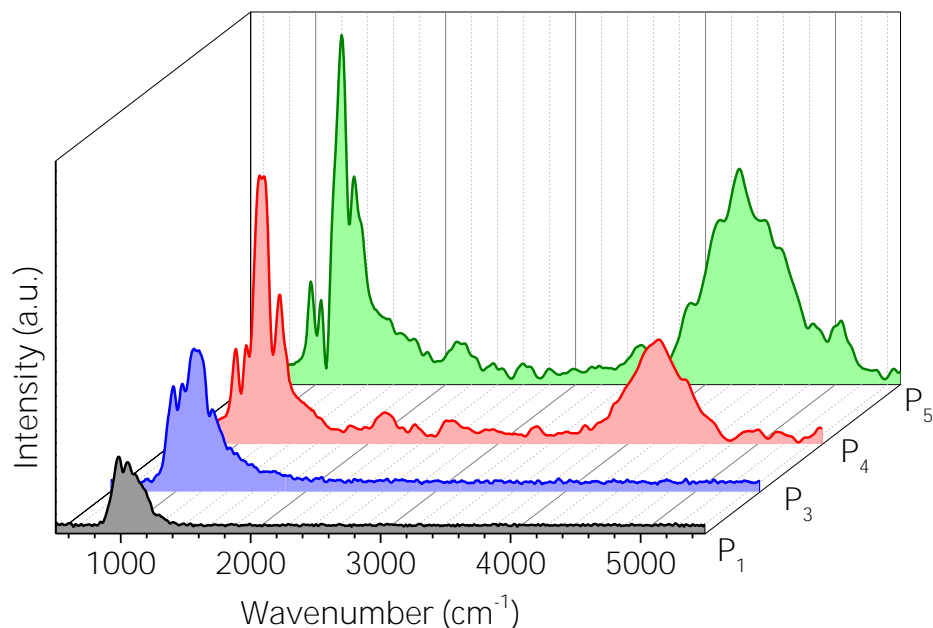


Рис. 58 Спектры ФЛ в направлении «из торца» эпитаксиальной плёнки 120613 при температуре 100 К при различных мощностях возбуждения:  $P_1$  — непрерывная накачка ( $P = 300$  мВт),  $P_2 = 2 \times 10^{13}$ ,  $P_3 = 3 \times 10^{14}$ ,  $P_4 = 1 \times 10^{15}$  и  $P_5 = 5 \times 10^{15}$  фотонов в импульсе.

Другим свидетельством существования СИ, а, следовательно, и оптического усиления в среде, является зависимость формы линии на спектрах ФЛ при различных мощностях возбуждения, представленная на Рис. 58. Кривая, помеченная маркером  $P_1$ , обозначает спектр ФЛ, полученный в условиях непрерывного возбуждения с мощностью возбуждения  $\approx 300$  мВт при диаметре пятна  $\approx 3$  мм. Как видно из формы линии ФЛ, в таком случае реализуется наименьшая интенсивность накачки, при которой наблюдается только сигнал спонтанной ФЛ. При этом на коротковолновом плече спектра хорошо различимы две примесные линии на  $987 \text{ см}^{-1}$  и  $1050 \text{ см}^{-1}$ , интенсивность которых с увеличением мощности возбуждения насыщается вследствие ограниченного числа примесных центров [146,147]. С увеличением мощности возбуждения на фоне широкой полосы спонтанной ФЛ возникает и доминирует при высоких мощностях возбуждения узкая линия СИ около  $1170 \text{ см}^{-1}$ , сдвигаясь на  $1196 \text{ см}^{-1}$  ( $\lambda \approx 8.4$  мкм) при дальнейшем увеличении мощности возбуждения.



При увеличении мощности накачки, помимо оптических переходов в активном слое твёрдого раствора  $\text{Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$ , также наблюдается линия ФЛ около  $4000\text{ см}^{-1}$  (см. Рис. 59), соответствующая межзонным переходам в тонком  $\approx 280\text{ нм}$  слое  $\text{Hg}_{0.52}\text{Cd}_{0.48}\text{Te}$ , выращенным сразу после буфера  $\text{CdTe}$  (см. Рис. 55).



*Рис. 59 Спектры ФЛ в направлении «из торца» эпитаксиальной плёнки 120613 при температуре 100 К при различных мощностях возбуждения:  $P_1$  — непрерывная накачка ( $P = 300\text{ мВт}$ ),  $P_3 = 3 \times 10^{14}$ ,  $P_4 = 1 \times 10^{15}$  и  $P_5 = 5 \times 10^{15}$  фотонов в импульсе. Линия на  $4000\text{ см}^{-1}$  соответствует излучательной рекомбинации в «ступеньке»  $\text{Hg}_{0.52}\text{Cd}_{0.48}\text{Te}$  перед буфером  $\text{CdTe}$ .*

Зависимости ширины на половинном уровне и интегральной интенсивности спектра ФЛ от мощности накачки представлены на Рис. 60. При достаточно малых мощностях возбуждения (вплоть до  $2 \times 10^{14}$  фотонов в импульсе) интенсивность линии ФЛ быстро возрастает по закону близкому к экспоненциальному, в то время как ширина линии резко сокращается в два раза. Налицо пороговый характер зависимости этих двух параметров от интенсивности накачки, где пороговой мощности соответствует значение  $2 \times 10^{14}$  фотонов в импульсе, что свидетельствует о возникновении СИ вследствие появления оптического

усиления в среде. При превышении этого порогового значения и вплоть до мощности возбуждения  $10^{15}$  фотонов в импульсе наблюдается линейная зависимость интенсивности линии ФЛ от мощности возбуждения, при этом сама линия СИ продолжает сужаться.

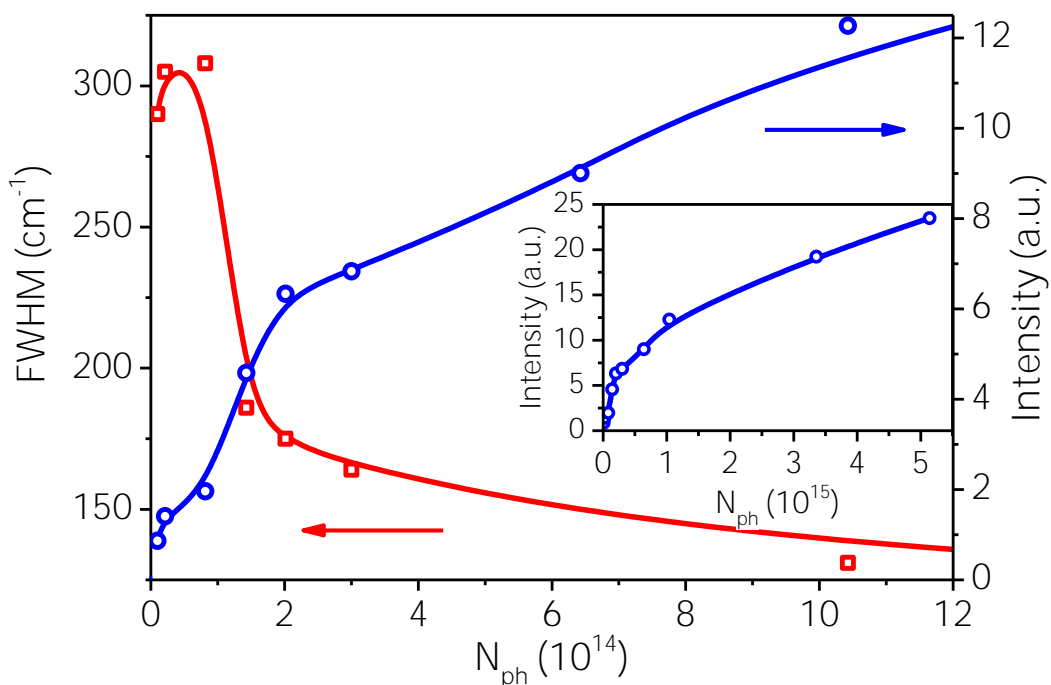


Рис. 60 Зависимость интенсивности ФЛ и полуширины линии ФЛ от величины мощности накачки. На вставке изображена интенсивность ФЛ при больших значениях мощности возбуждения.

Однако при мощностях возбуждения больших чем  $10^{15}$  фотонов в импульсе дальнейшее увеличение интенсивности накачки не приводит к ожидаемому росту интенсивности линии СИ (см. вставку на Рис. 60), вместо этого наступает насыщение. Данный эффект вызван возрастающим вкладом плазмонного поглощения в активном слое твёрдого раствора  $Hg_{0.78}Cd_{0.22}Te$ . Действительно, при увеличении мощности возбуждения вследствие возросшей концентрации носителей увеличивается ленгмюровская частота (1.20), что приводит к уменьшению показателя преломления, и, следовательно, к нарушению волноведущих свойств диэлектрического волновода.

Локализация ТЕ моды излучения с длиной волны  $\lambda = 8.4$  мкм, посчитанная для различных концентраций носителей показана на Рис. 61. При этом хорошо видно, что при достаточно малых концентрациях наблюдается относительно небольшое отклонение показателя преломления от табличных значений. В то же время при значительном увеличении концентрации носителей коэффициент преломления активного слоя твёрдого раствора  $\text{Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$  уменьшается, что приводит к неспособности локализовать ТЕ моду излучения уже при концентрации носителей  $n = 2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .

По нашему мнению, именно этот эффект разрушения диэлектрического волновода приводит к значительному росту потерь и препятствует дальнейшему росту интенсивности и обужению линии СИ при увеличении мощности возбуждения.

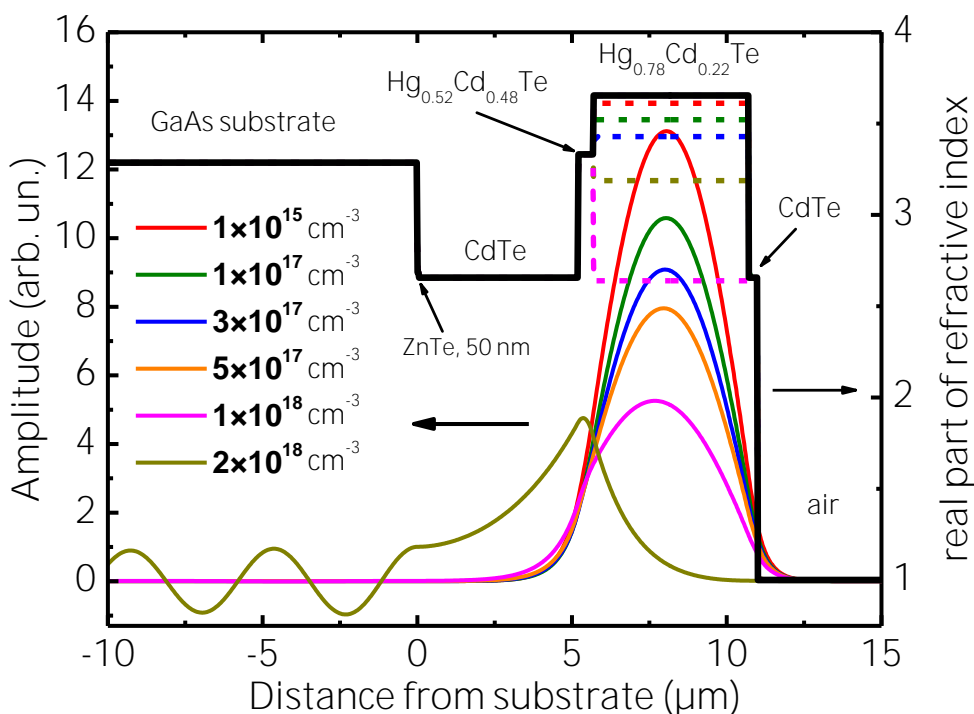


Рис. 61 Локализация ТЕ моды излучения (тонкие сплошные линии, левая ось) и показатель преломления (толстые пунктирные линии, правая ось) для излучения с длиной волны  $\lambda = 8.4$  мкм при различных мощностях возбуждения (обозначены цветом).

В итоге, исследуя спектры ФЛ узкозонной эпитаксиальной плёнки  $\text{Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$  при температуре 100 К и при различных мощностях возбуждения, было обнаружено СИ, являющееся характерным признаком возникновения оптического усиления, на длине волны

$\lambda = 8.4$  мкм. При исследовании зависимости интенсивности и ширины линии ФЛ на половинном уровне был обнаружен пороговый характер данных зависимостей, подтверждающий возникновение оптического усиления в исследуемой структуре.

Полученные результаты значительно превосходят предыдущие результаты как по длине волны, так и по наибольшей рабочей температуре [21], что является неопровержимым подтверждением возможности использования структур на основе HgCdTe в качестве активной среды длинноволновых ИК лазеров. Однако, обнаруженное разрушение диэлектрического волновода при увеличении мощности возбуждения, препятствующее дальнейшему росту интенсивности линии СИ, свидетельствует о необходимости использования структур с отдельной локализацией носителей и излучения.

## 2.5 Стимулированное излучение в гетероструктурах с КЯ и диэлектрическими волноводами

В предыдущем разделе была показана возможность возникновения оптического усиления в структурах на основе HgCdTe на длине волны  $\lambda = 8.4$  мкм. Однако, структуры с отдельной локализацией излучения и носителей, в том числе структуры с КЯ, являются более перспективными с точки зрения создания лазеров.

В связи с этим, как уже отмечалось ранее, для исследования СИ в структурах с КЯ HgTe/CdHgTe, было выращено три образца с диэлектрическими волноводами, в роли которых выступали толстые барьерные слои (см. раздел 2.3 и Рис. 56). Для демонстрации эффективности используемых диэлектрических волноводов на Рис. 62 приведено сравнение формы линии излучения ФЛ, полученной с торца структуры и под углом  $45^\circ$  к поверхности образца. При плотности мощности возбуждения меньше порогового значения ( $\approx 0.95$  кВт/см<sup>2</sup>) в обеих конфигурациях наблюдается только широкая полоса излучения спонтанной ФЛ (см. синие кривые на Рис. 62). При превышении порогового значения в структуре ( $\approx 1.8$  кВт/см<sup>2</sup>) возникает узкая линия СИ, которая благодаря диэлектрическому волноводу локализуется в плоскости параллельной поверхности образца. В результате при регистрации излучения ФЛ с торца наблюдаемая интенсивность линии СИ существенно

больше, чем в случае сбора излучения под углом  $45^\circ$  к поверхности образца (см. красные кривые на Рис. 62).

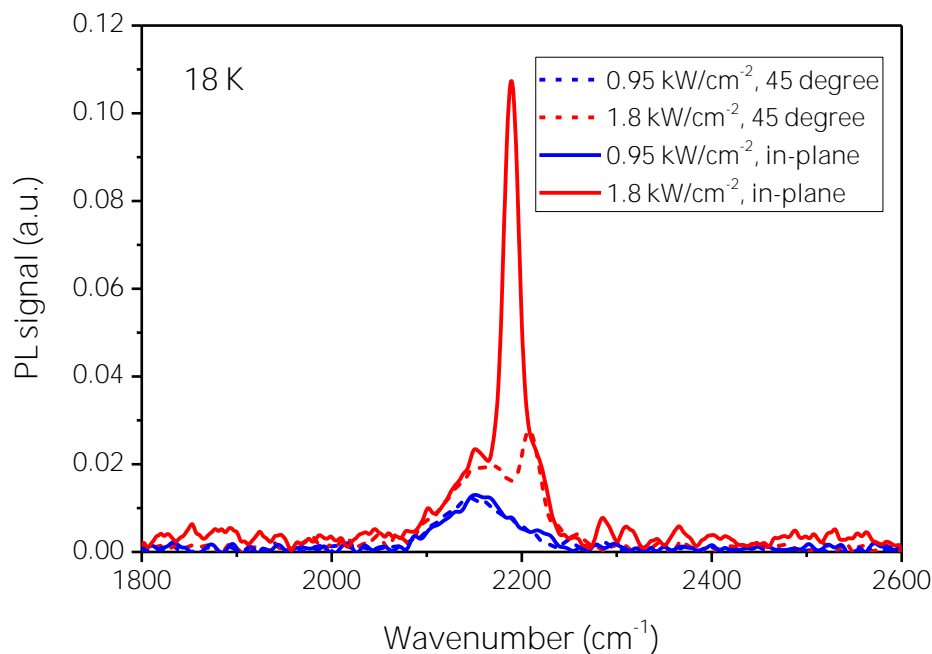


Рис. 62 Сравнение спектров излучения ФЛ, собранного с торца (сплошные кривые) структуры 141226 и под углом  $45^\circ$  к поверхности образца (пунктирные кривые). Синему и красному цвету соответствуют плотности мощности возбуждения  $0.95$  и  $1.8$  кВт/см<sup>2</sup>.

Наличие эффективного диэлектрического волновода в совокупности с дизайном КЯ позволило получить СИ в исследуемых структурах на длинах волн близких к ожидаемым в рамках модели Кейна  $8 \times 8$ . Во всех образцах СИ обладало такими характерными признаками как обужение линии СИ и пороговый характер зависимости интенсивности линии СИ от плотности мощности возбуждения.

На Рис. 63 представлены спектры СИ исследуемых структур при температурах  $T = 18$  и  $80$  К. Полуширины на половинном уровне полученных линий СИ составляет около  $2 - 4$  мэВ при температуре  $18$  К, в то время как этот же параметр для спектров излучения спонтанной ФЛ превышает  $10$  мэВ [148–151], что можно также наблюдать и на Рис. 64.

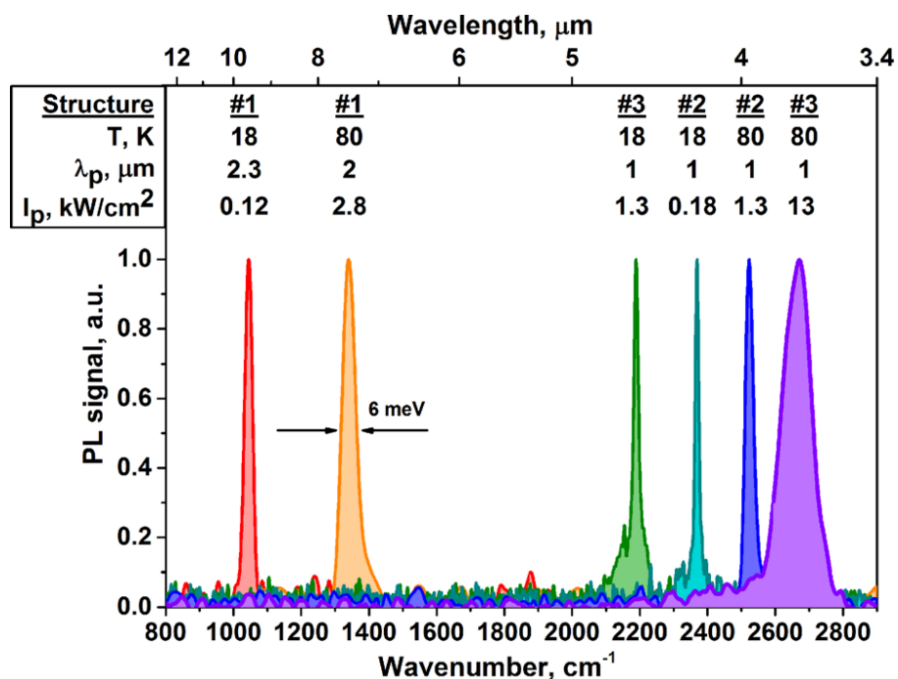


Рис. 63 Спектры СИ исследуемых структур, полученные при различных значениях (подписаны сверху) температуры ( $T$ ), длины волны возбуждения ( $\lambda_p$ ) и плотности мощности возбуждения ( $I_p$ ). Спектры структур 150120, 141227 и 141226 помечены соответственно маркерами #1, #2 и #3.

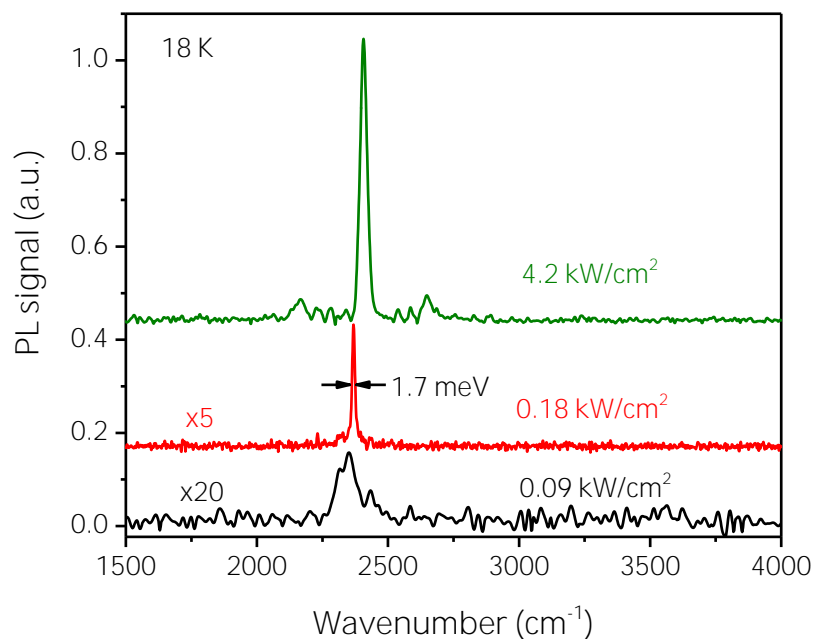


Рис. 64 Спектры ФЛ структуры 141227 при различных плотностях мощности возбуждения. Длина волны возбуждения  $\lambda_p = 1$  мкм, температура  $T = 18$  К.

Обужение линии СИ отчётливо видно при увеличении температуры до 80 К, при которой линия СИ структуры 150120 сдвигается к  $\lambda_{SE} = 7.5$  мкм, а её полуширина на половинном уровне становится равной  $6 \pm 1$  мэВ, что соответствует энергии около  $\approx 1$  kT (см. Рис. 63, Рис. 65 и Рис. 66). При максимальной плотности мощности возбуждения  $I_p = 4.5$  кВт/см<sup>2</sup> спектр ФЛ расщепляется на несколько линий СИ с наименьшей полушириной на половинном уровне равной 1.62 мэВ или  $\approx 0.24$  kT. Данное расщепление не может быть объяснено переходами с участием более высокоэнергетичных уровней в КЯ в виду их значительного удаления по энергии, а, наиболее вероятно, вызвано незначительным отклонением в ширинах пяти КЯ, расположенных в активном слое исследуемой структуры 150120 (см. Рис. 55). Это также подтверждается достаточно широким спектром спонтанной ФЛ, которая достигает значения около  $\approx 300$  см<sup>-1</sup> или  $\approx 37$  мэВ, при плотности мощности возбуждения 1.0 кВт/см<sup>2</sup> (см. Рис. 65).

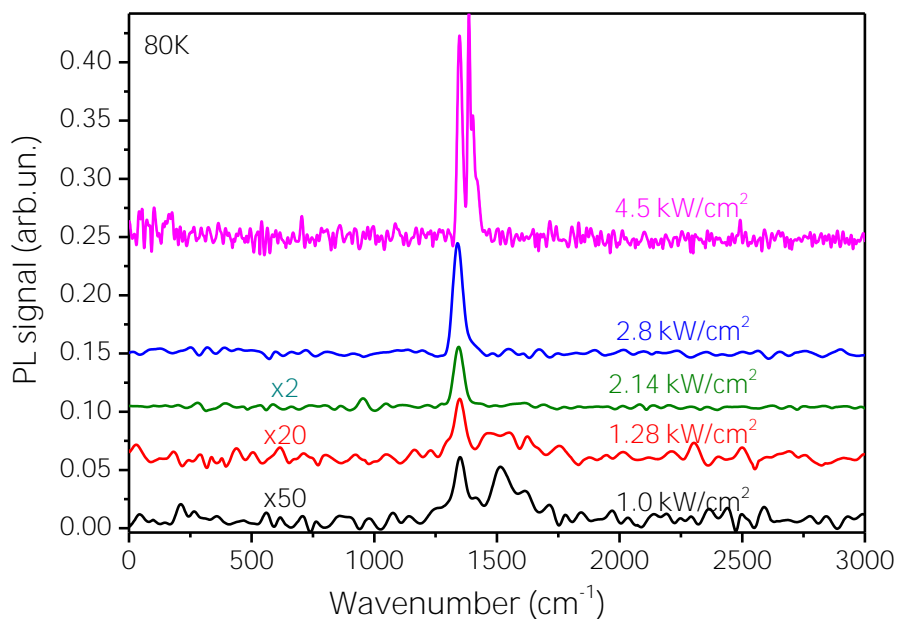


Рис. 65 Спектры ФЛ структуры 150120 при различных плотностях мощности возбуждения. Длина волны возбуждения  $\lambda_p = 2$  мкм, температура  $T = 80$  К.

На Рис. 66 отчётливо видно, что при температуре  $T = 80$  К в структуре 150120 возникает СИ при превышении пороговой плотности мощности 1.0 кВт/см<sup>2</sup>. При этом после трёхкратного превышения плотности мощности возбуждения над пороговым значением интенсивность линии СИ увеличивается на три порядка по экспоненциальному закону, что в

совокупности со значительным обужением (более чем в пять раз) линии излучения ФЛ доказывает возникновение оптического усиления в исследуемой структуре.

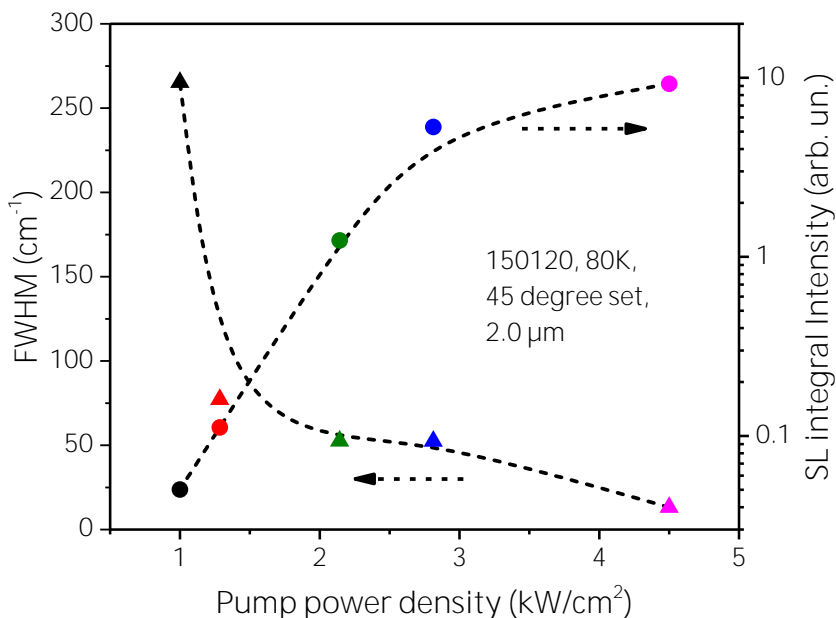


Рис. 66 Зависимость ключевых параметров линии СИ структуры 150120 от плотности мощности возбуждения при 80 К. Ширина на половинном уровне обозначена треугольными символами (левая ось), интегральная интенсивность линии СИ обозначена круглыми символами (правая ось с логарифмическим масштабом).

В Табл. 3 приведены основные параметры и условия возбуждения при которых было получено СИ в исследуемых структурах, а также, для сравнения, данные, опубликованные в работе Bleuse et al. [138]. При этом нужно учитывать, что результат, приведённый в работе Bleuse et al. [138], был получен в структуре с варизонными барьерами, благодаря встроенному электрическому полю которых осуществлялась эффективная локализация фотовозбуждённых в барьерных слоях неравновесных носителей в область КЯ, что способствовало снижению пороговых мощностей возбуждения при низких температурах в 3 – 10 раз [138].



Табл. 3 Пороговые плотности мощности исследуемых структур, а также результаты из литературы [138].

Номер разца	об- Длина волны возбуждения $\lambda_p$ (мкм)	Длина волны СИ ( $\lambda_{SE}$ ) и пороговая плотность мощ- ности ( $I_{th}$ )			
		$T = 18$ К		$T = 80$ К	
		$\lambda_{SE}$ (мкм)	$I_{th}$ (кВт/см <sup>2</sup> )	$\lambda_{SE}$ (мкм)	$I_{th}$ (кВт/см <sup>2</sup> )
150120	2.3	10.2	0.12	7.5	—
	2.0	—	0.25	—	1.0
141227	2.0	4.2	0.01	4.0	0.11
	1.064	—	0.10	—	—
141226	1.064	4.5	1.30	3.7	6.0
Bleuse и др. [138]	1.047	3	0.20	—	1.0

Поскольку исследуемые структуры не имели варизонных барьерных слоёв, то для оценки уровня потерь в «плоских» барьерах, в Табл. 3 также приведены пороговые плотности мощности возбуждения в случае оптической накачки с энергией излучения меньшей, чем энергия барьерных слоёв (для структур 150120 и 141227). В таком случае наиболее эффективное поглощение излучения накачки осуществляется непосредственно в КЯ, а не в барьерных слоях, что снижает пороговую плотность мощности возбуждения за счёт уменьшения разогрева носителей, а также позволяет гораздо точнее оценить необходимую пороговую концентрацию носителей в КЯ.

Согласно данным фотопроводимости в широком диапазоне, красная граница межзонного поглощения в барьерных слоях структуры 150120 составляет  $\lambda \approx 2.1$  мкм при  $T = 4.2$  К. Таким образом при изменении длины волны возбуждающего лазера с  $\lambda_p = 2$  мкм

до  $\lambda_p = 2.3$  мкм существенно меняется местоположение области генерации неравновесных носителей, из-за чего отчётливо прослеживается двукратное снижение пороговой плотности мощности с 0.25 до 0.12 кВт/см<sup>2</sup>. Ещё более наглядно данный эффект проявляется в случае образца 141227, в котором при изменении длины волны возбуждения с  $\lambda_p = 1$  мкм до  $\lambda_p = 2$  мкм пороговая плотность мощности уменьшилась на порядок, поскольку излучение с длиной волны  $\lambda_p = 1$  мкм эффективно поглощается в барьерном слое вблизи поверхности образца, и лишь малая часть фотовозбуждённых носителей достигает КЯ. Таким образом, значения пороговой плотности мощности в случае подбарьерного возбуждения, когда энергия излучения накачки меньше чем ширина щели барьерных слоёв, отображают более достоверные значения необходимой пороговой мощности.

Один из наиболее важных результатов, полученных в данной работе это значение пороговой плотности мощности равной 0.12 кВт/см<sup>2</sup> для СИ на длине волны  $\lambda_{SE} = 10.2$  мкм. Столь низкое значение было получено при оптическом возбуждении излучением с энергией меньшей чем красная граница барьерных слоёв, т.е. энергия накачки поглощалась в основном слоем КЯ. Если принять коэффициент поглощения излучения слоем КЯ равным 1 %, то можно оценить, что критическая концентрация неосновных носителей в КЯ составляет  $n_{th} \approx 1.4 \times 10^{11}$  см<sup>-2</sup>. Полученное значение находится в хорошем согласии с теоретическими оценками, сделанными в статье С.В. Морозов и др. [144], где предсказывалось возникновение оптического усиления при пороговой концентрации неравновесных носителей  $n_{th} \approx 1 \times 10^{11}$  см<sup>-2</sup>.

Можно заметить, что в структурах с номерами 141226 и 141227 наблюдается СИ на примерно одинаковой длине волны около  $\lambda_{SE} \approx 4$  мкм. Однако, структура 141227 в активном слое которой находятся три узкие КЯ имеет меньший порог и более узкую линию СИ по сравнению со структурой 141226, выполненной на основе широкой потенциальной ямы с твёрдым раствором внутри. Помимо очевидного различия в числе КЯ, данный факт свидетельствует о том, что в узких КЯ (как в структуре 141227), вследствие близости значений эффективных масс электронов и дырок, пороговая энергия Оже-рекомбинации выше, чем в случае широкой потенциальной ямы (как в структуре 141226).

## 2.6 Перспективы излучателей на основе КЯ HgTe/CdHgTe

### 2.6.1 Предпосылки создания инжекционных лазеров

Используя полученные в разделе 2.5 значения критической концентрации можно оценить значение порогового тока в случае если пять КЯ, используемых в структуре 150120, будут расположены в области  $p$ - $n$  перехода инжекционного фотодиода.

По определению плотность тока  $J$  может быть представлено выражением

$$J = \frac{1}{S} \frac{dQ}{dt} = e \frac{dn}{dt} \quad (2.13)$$

Где  $Q$  — заряд, проходящий через сечение площадью  $S$ ,  $n$  — двумерная концентрация,  $e$  — заряд электрона. Таким образом, в случае гетероструктуры с пятью КЯ  $N_{well} = 5$  и при учёте длительности импульса накачки  $\tau_{pulse} = 10$  нс, можно оценить величину порогового тока

$$J_{th} = N_{well} \frac{en_{th}}{\tau_{pulse}} \approx 11 \text{ A/cm}^2 \quad (2.14)$$

Полученное значение по меньшей мере на один порядок меньше, чем пороговая плотность тока накачки существующих лазерных диодов на основе солей свинца PbSnSe и PbSnTe [152,153] практически равняется пороговым значениям в межзонных лазерах на основе InAs, излучающих на длине волны  $\lambda = 10.4$  мкм при температуре  $T = 80$  К [154].

### 2.6.2 Использование варизонных барьеров

Создание инжекционных лазеров на основе HgCdTe сопряжено с рядом технологических трудностей. Если выборочное легирование донорами, в качестве которых как правило используются атомы индия, для создания областей  $n$ -типа проводимости достаточно хорошо освоено, то получение качественных областей  $p$ -типа до сих пор является важной проблемой, над решением которой в течение последних лет работают технологи из ИФП СО РАН, Новосибирск.

В связи с этим особенно актуальной проблемой становится создание компактных и дешёвых лазеров на основе КЯ HgTe/CdHgTe с оптической накачкой. Для этого необходимо

использование широко доступных мощных диодов, например, инжекционных лазеров на основе межзонных переходов в КЯ GaAs/InGaAs в диапазоне 900 – 1100 нм. Однако, из данных, указанных в Табл. 3 раздела 2.5, следует, что при столь коротковолновой накачке, пороговые плотности мощности значительно выше, чем в случае длинноволновой накачки за счёт эффективного поглощения возбуждающего излучения в приповерхностном слое на значительном удалении от слоя КЯ. Возможным решением проблемы может стать использование более широкозонных барьеров, однако, в таком случае значительно ухудшается локализация ТЕ моды излучения за счёт уменьшения скачка преломления между слоем барьера и буфера CdTe.

В тоже время в работе J. Vleuse и др. [138] было показано, что наличие варизонных барьеров, благодаря встроенному электрическому полю которых осуществляется эффективная локализация фотовозбуждённых в барьерных слоях неравновесных носителей в область КЯ, способствует снижению пороговых мощностей возбуждения при низких температурах в 3 – 10 раз. В связи с этим, использование варизонных барьерных слоёв позволит снизить пороговые значения плотностей мощности при использовании широко доступных ИК светодиодов в качестве оптической накачки, тем самым позволит создать компактные и дешёвые лазеры в среднем и дальнем ИК диапазоне на основе КЯ HgTe/CdHgTe. В то же время снижение пороговых плотностей мощности за счёт использования варизонных барьерных также может помочь продвижению в более длинноволновый диапазон.

На Рис. 67 приведён предполагаемый дизайн гетероструктуры с КЯ HgTe/CdHgTe с варизонными барьерами в качестве диэлектрического волновода для получения СИ на длине волны  $\lambda = 25$  мкм. Минимальный ( $x_{Cd} \approx 0.5$ ) и максимальный составы ( $x_{Cd} \approx 0.7$ ) варизонных барьеров выбраны с учётом лучшей локализации ТЕ моды излучения при сохранении возможности как эффективного создания носителей в барьерных слоях при помощи излучения с длиной волны  $\lambda \approx 1$  мкм, так и подбарьерного возбуждения излучением с длиной волны  $\lambda = 2.3$  мкм. Для наиболее эффективного взаимодействия КЯ HgTe/CdHgTe с излучением, распространяющимся в диэлектрическом волноводе, был сделан асимметричный профиль варизонных барьеров т.е. с различной толщиной барьерных слоёв со стороны по-

верхности и со стороны буфера CdTe. Согласно расчётам [17,144] пять КЯ HgTe/CdHgTe обеспечат оптическое усиление  $10 \text{ см}^{-1}$  на длине волны в диапазоне  $\lambda \approx 15 - 25 \text{ мкм}$  при неравновесной концентрации носителей  $(1 - 4) \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ .

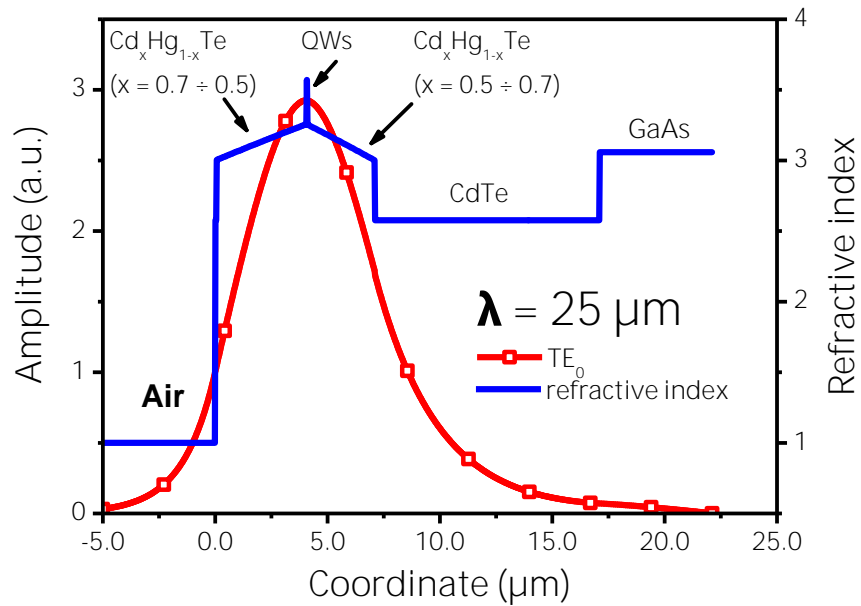


Рис. 67 Предлагаемый дизайн гетероструктуры с варизонными волноведущими слоями для получения СИ на длине волны  $\lambda = 25 \text{ мкм}$ . Показатель преломления отображён синей кривой без символов (правая ось), локализация TE моды излучения показана красной кривой с открытыми символами (левая ось).

### 2.6.3 Локализация TE моды излучения за счёт полосы остаточных лучей подложки GaAs

В случае структур со встроенными диэлектрическими волноводами, увеличение длины волны приводит также к увеличению толщины волноводных барьеров, а, следовательно, и толщины всей структуры. Таким образом, структуры, рассчитанные на длину волны  $\lambda \approx 10 - 20 \text{ мкм}$  уже достаточно сложны для роста поскольку изготовление толстых слоёв за разумное время требует переключение между техникой быстрого роста, используемой для создания толстых барьерных слоёв, и техникой точного роста с хорошим контролем толщины и состава слоёв, используемой для получения слоёв КЯ [16].

При дальнейшем увеличении длины волны до  $\lambda = 25 - 30 \text{ мкм}$  необходимо ещё больше увеличивать толщину волноведущих слоёв и буфера CdTe, либо использовать вместо доступных полуизолирующих подложек GaAs высоколегированные.

Однако, за счёт значительной просадки показателя преломления подложки в диапазоне полосы остаточных лучей на длинах волн  $\lambda = 32 - 36$  мкм, возможно значительно сократить толщину барьерных слоёв. В этом случае локализация излучения будет происходить не за счёт скачка показателя преломления между барьером и буфером, а между буфером CdTe и подложкой (см. Рис. 68).

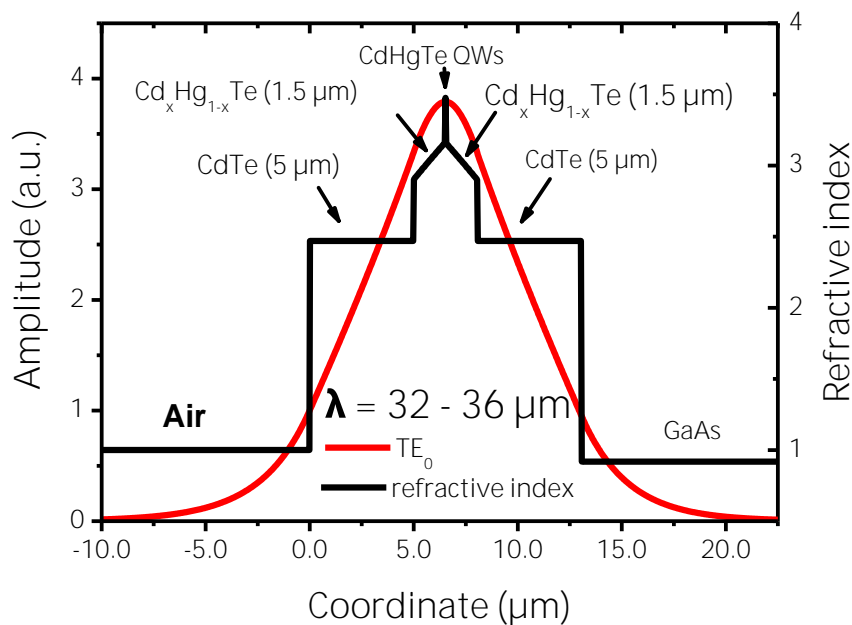


Рис. 68 Предложенный дизайн волноводной структуры для получения СИ на длинах волн в диапазоне  $\lambda = 32 - 36$  мкм. Показатель преломления отображён чёрной кривой (правая ось), локализация TE моды излучения показана красной кривой (левая ось).

## 2.7 Вывод

Основная цель данной работы — продемонстрировать, что структуры на основе HgCdTe могут использоваться в качестве активной среды для длинноволновых лазеров ИК диапазона.

В узкозонной эпитаксиальной плёнке  $\text{Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$  при температуре 100 К было обнаружено СИ, являющееся характерным признаком оптического усиления, на длине волны  $\lambda_{SE} = 8.4$  мкм. Исследуя спектры ФЛ при различных мощностях возбуждения, был обнаружен пороговый характер зависимости интенсивности и ширины линии ФЛ на половинном уровне, подтверждающий возникновения оптического усиления в исследуемой структуре.

Значительный прогресс был получен в исследовании СИ структур с КЯ HgTe/CdHgTe с толстыми барьерными слоями, используемыми в качестве диэлектрических волноводов. СИ из таких структур было обнаружено вплоть до длин волн  $\lambda_{SE} = 10.2$  мкм, что практически в два раза превосходит лучшие результаты, опубликованные в литературе до этого [21,138]. При увеличении мощности возбуждения было обнаружено как обужение линии ФЛ до менее чем  $1 kT$ , так и пороговый характер интенсивности линии СИ. Полученные пороговые значения плотности мощности составили  $\approx 0.1$  кВт/см<sup>2</sup> при 18 К и  $1$  кВт/см<sup>2</sup> при 80 К. При этом увеличение длины волны СИ с 4 мкм до 10.2 мкм не сопровождалось значительным возрастанием пороговой плотности мощности, которая для СИ на длине волны  $\lambda_{SE} = 10.2$  мкм составила менее чем  $0.12$  кВт/см<sup>2</sup>.

### 3 Заключение

В данной работе исследовалась возможность использования структур на основе HgCdTe в качестве длинноволновых излучателей и детекторов в ТГц диапазоне.

В первой главе была продемонстрирована возможность детектирования ТГц излучения в КЯ HgTe/CdHgTe с инвертированной структурой. Было обнаружено увеличение сигнала нерезонансного фотоотклика на излучение на частотах 292 и 660 ГГц в полевом транзисторе на основе гетероструктуры с КЯ HgTe/CdHgTe толщиной 8.3 нм с инвертированной зонной структурой и большой концентрацией электронов в магнитном поле  $\approx 6$  Тл соответствующему, антипересечению «нулевых» уровней Ландау (возмущение на дне зоны проводимости), что связывается с электрон-электронным взаимодействием.

Была исследована нерезонансная фотопроводимость на частоте 170 ГГц гетероструктуры с КЯ HgTe/CdHgTe толщиной 6.5 нм при  $T = 4.2$  К в условиях квантового эффекта Холла. Из анализа особенностей фотоотклика в зависимости от магнитного поля и напряжения на затворе была получена карта уровней Ландау, что позволило определить значение критического магнитного поля.

В широком интервале температур от 1.7 до 40 К были исследованы зависимости холловского и продольного сопротивления КЯ HgTe/CdHgTe толщиной 6.5 нм от магнитного поля и напряжения на затворе и получены карты уровней Ландау. Было впервые наглядно продемонстрировано уменьшение критического магнитного поля вплоть до нуля при  $T = 27$  К, что соответствует топологическому фазовому переходу от инвертированной к нормальной зонной структуре.

Во второй главе было показано, что структуры на основе HgCdTe являются перспективными для использования в качестве лазеров в среднем ИК диапазоне. В волноводной эпитаксиальной структуре с активным слоем твердого раствора  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  с содержанием  $\text{Cd } x \approx 0.22$  при  $T = 100$  К было обнаружено возникновение суперлюминесценции, проявляющееся в обужении линии излучения на длине волны  $\lambda \approx 8.4$  мкм и сверхлинейным ростом



ее интенсивности при увеличении мощности межзонного оптического возбуждения. Эффект связывается с насыщением канала безызлучательной рекомбинации Шокли — Рида — Холла при большой мощности возбуждения. При дальнейшем увеличении мощности возбуждения наблюдалось насыщение интенсивности излучения, что обусловлено уменьшением локализации ТЕ моды волновода вследствие изменения показателя преломления активного слоя при увеличении концентрации неравновесных носителей.

В волноводной гетероструктуре с узкими КЯ HgCdTe/CdHgTe было получено стимулированное излучение на рекордно большой длине волны  $\lambda \approx 10.2$  мкм. Пороговая плотность мощности составила  $\approx 0.12$  кВт/см<sup>2</sup> при 18 К (что соответствует пороговому току 11 А/см<sup>2</sup>) и 1 кВт/см<sup>2</sup> при 80 К. Понижение пороговой мощности возбуждения в структуре с КЯ по сравнению объемной пленкой Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te) связывается с подавлением Оже-рекомбинации вследствие «симметрии» законов дисперсии электронов и дырок в КЯ в центре зоны Бриллюэна.

Таким образом, в работе были продемонстрированы широкие перспективы структур на основе HgCdTe для использования в качестве длинноволновых излучателей и детекторов в ТГц диапазоне.

## 4 Список литературы

1. Dyakonov M., Shur M. Shallow water analogy for a ballistic field effect transistor: New mechanism of plasma wave generation by dc current // *Phys. Rev. Lett. American Physical Society*, 1993. Vol. 71, № 15. P. 2465–2468.
2. Dyakonov M., Shur M. Detection, mixing, and frequency multiplication of terahertz radiation by two-dimensional electronic fluid // *IEEE Trans. Electron Devices*. 1996. Vol. 43, № 3. P. 380–387.
3. Knap W.M. et al. Nonresonant detection of terahertz radiation in field effect transistors // *J. Appl. Phys. American Institute of Physics*, 2002. Vol. 91, № 11. P. 9346–9353.
4. Knap W.M. et al. Resonant detection of subterahertz and terahertz radiation by plasma waves in submicron field-effect transistors // *Appl. Phys. Lett. American Institute of Physics*, 2002. Vol. 81, № 24. P. 4637–4639.
5. Knap W.M. et al. Resonant detection of subterahertz radiation by plasma waves in a submicron field-effect transistor // *Appl. Phys. Lett. American Institute of Physics*, 2002. Vol. 80, № 18. P. 3433–3435.
6. Vitiello M.S. et al. Quantum cascade lasers: 20 years of challenges // *Opt. Express. Optical Society of America*, 2015. Vol. 23, № 4. P. 5167.
7. Sergachev I. et al. Gain-guided broad area quantum cascade lasers emitting 23.5 W peak power at room temperature // *Opt. Express. Optical Society of America*, 2016. Vol. 24, № 17. P. 19063.
8. Bandyopadhyay N. et al. High power operation of  $\lambda \sim 5.2\text{--}11 \mu\text{m}$  strain balanced quantum cascade lasers based on the same material composition // *Appl. Phys. Lett. AIP Publishing*, 2014. Vol. 105, № 7. P. 071106.
9. Lu Q.Y. et al. Continuous operation of a monolithic semiconductor terahertz source at room temperature // *Appl. Phys. Lett. AIP Publishing*, 2014. Vol. 104, № 22. P. 221105.
10. Lu Q.Y. et al. Widely tunable room temperature semiconductor terahertz source // *Appl. Phys. Lett. AIP Publishing*, 2014. Vol. 105, № 20. P. 201102.
11. Williams B.S. Terahertz quantum-cascade lasers // *Nat. Photonics. Nature Publishing Group*, 2007. Vol. 1, № 9. P. 517–525.
12. Xu G. et al. Surface-emitting terahertz quantum cascade lasers with continuous-wave power in the tens of milliwatt range // *Appl. Phys. Lett. AIP Publishing*, 2014. Vol. 104, № 9. P. 091112.
13. Kurbatov L.N. et al. Far-IR heterojunction lasers tunable to 46.2 microns // *J. Exp. Theor. Phys. Lett.* 1983. Vol. 37, № 9. P. 499–502.
14. Maremyanin K. V. et al. Terahertz injection lasers based on PbSnSe alloy with an emission wavelength up to 46.5  $\mu\text{m}$  // *Semiconductors. Pleiades Publishing*, 2016. Vol. 50, № 12. P. 1669–1672.

15. Mikhailov N.N. et al. Growth of Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te nanostructures by molecular beam epitaxy with ellipsometric control // *Int. J. Nanotechnol.* 2006. Vol. 3, № 1. P. 120.
16. Dvoretzky S. et al. Growth of HgTe Quantum Wells for IR to THz Detectors // *J. Electron. Mater.* Springer US, 2010. Vol. 39, № 7. P. 918–923.
17. Varavin V.S. et al. HgCdTe epilayers on GaAs: growth and devices // *Opto-Electronics Review* / ed. Rutkowski J., Rogalski A. International Society for Optics and Photonics, 2002. Vol. 11, № 2. P. 381–395.
18. Marcinkiewicz M. et al. Temperature-driven single-valley Dirac fermions in HgTe quantum wells // *Phys. Rev. B. American Physical Society*, 2017. Vol. 96, № 3. P. 035405.
19. Ikonnikov A. V et al. Temperature-dependent magnetospectroscopy of HgTe quantum wells // *Phys. Rev. B. American Physical Society*, 2016. Vol. 94, № 15. P. 155421.
20. Wiedmann S. et al. Temperature-driven transition from a semiconductor to a topological insulator // *Phys. Rev. B. American Physical Society*, 2015. Vol. 91, № 20. P. 205311.
21. Arias J.M. et al. HgCdTe infrared diode lasers grown by MBE // *Semicond. Sci. Technol.* IOP Publishing, 1993. Vol. 8, № 1S. P. S255–S260.
22. Morozov S. V. et al. Efficient long wavelength interband photoluminescence from HgCdTe epitaxial films at wavelengths up to 26 μm // *Appl. Phys. Lett.* 2014. Vol. 104, № 7. P. 072102.
23. Shockley W. *Electrons and holes in semiconductors*. 1st ed. D. Van Nostrand, 1950. № 1. 576 p.
24. Chadi D.J. et al. Reflectivities and Electronic Band Structures of CdTe and HgTe // *Phys. Rev. B. American Physical Society*, 1972. Vol. 5, № 8. P. 3058–3064.
25. Rogalski A. HgCdTe infrared detector material: history, status and outlook // *Reports Prog. Phys.* 2005. Vol. 68, № 10. P. 2267–2336.
26. Johnson L.E., Conklin J.B., Pratt G.W. Relativistic Effects in the Band Structure of PbTe // *Phys. Rev. Lett. American Physical Society*, 1963. Vol. 11, № 12. P. 538–540.
27. Herman F. et al. Relativistic Corrections to the Band Structure of Tetrahedrally Bonded Semiconductors // *Phys. Rev. Lett. American Physical Society*, 1963. Vol. 11, № 12. P. 541–545.
28. Берченко Н.Н., Пашковский М.В. Теллурид ртути—полупроводник с нулевой запрещенной зоной // *Успехи физических наук*. 1976. Vol. 119, № 2. P. 223–225.
29. Bernevig B.A., Hughes T.L., Zhang S.-C. Quantum Spin Hall Effect and Topological Phase Transition in HgTe Quantum Wells // *Science*. 2006. Vol. 314, № 5806. P. 1757–1761.
30. Lawson W.D. et al. Preparation and properties of HgTe and mixed crystals of HgTe-CdTe // *J. Phys. Chem. Solids*. Pergamon, 1959. Vol. 9, № 3–4. P. 325–329.
31. Chu J., Sher A. *Device Physics of Narrow Gap Semiconductors*. New York, NY: Springer New York, 2010. 515 p.
32. Laurenti J.P. et al. Temperature dependence of the fundamental absorption edge of mercury cadmium telluride // *J. Appl. Phys. American Institute of Physics*, 1990. Vol. 67, № 10. P. 6454–

6460.

33. Kane C.L., Mele E.J. Z<sub>2</sub> topological order and the quantum spin hall effect // *Phys. Rev. Lett. American Physical Society*, 2005. Vol. 95, № 14. P. 3–6.
34. Hasan M.Z., Kane C.L. Colloquium: Topological insulators // *Rev. Mod. Phys. American Physical Society*, 2010. Vol. 82, № 4. P. 3045–3067.
35. Kane C.L., Mele E.J. Quantum Spin Hall Effect in Graphene // *Phys. Rev. Lett. American Physical Society*, 2005. Vol. 95, № 22. P. 226801.
36. Konig M. et al. Quantum Spin Hall Insulator State in HgTe Quantum Wells // *Science*. 2007. Vol. 318, № 5851. P. 766–770.
37. Fu L., Kane C.L., Mele E.J. Topological Insulators in Three Dimensions // *Phys. Rev. Lett. American Physical Society*, 2007. Vol. 98, № 10. P. 106803.
38. Roushan P. et al. Topological surface states protected from backscattering by chiral spin texture // *Nature. Nature Publishing Group*, 2009. Vol. 460, № 7259. P. 1106–1109.
39. Zhang H. et al. Topological insulators in Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>, Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> and Sb<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> with a single Dirac cone on the surface // *Nat. Phys. Nature Publishing Group*, 2009. Vol. 5, № 6. P. 438–442.
40. Квон З.Д. et al. Двумерная электронно-дырочная система в квантовой яме на основе HgTe // *Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики*. 2008. Vol. 87, № 9. P. 588–591.
41. Neto A.H.C. et al. The electronic properties of graphene // *Rev. Mod. Phys. American Physical Society*, 2009. Vol. 81, № 1. P. 109.
42. Büttner B. et al. Single valley Dirac fermions in zero-gap HgTe quantum wells // *Nat. Phys. Nature Publishing Group*, 2011. Vol. 7, № 5. P. 418–422.
43. Schultz M. et al. Crossing of conduction- and valence-subband Landau levels in an inverted HgTe/CdTe quantum well // *Phys. Rev. B. American Physical Society*, 1998. Vol. 57, № 23. P. 14772–14775.
44. Zholudev M.S. et al. Anticrossing of Landau levels in HgTe/CdHgTe (013) quantum wells with an inverted band structure // *JETP Lett. Pleiades Publishing*, 2015. Vol. 100, № 12. P. 790–794.
45. Orlita M. et al. Fine structure of zero-mode Landau levels in HgTe/Hg<sub>x</sub>Cd<sub>1-x</sub>Te quantum wells // *Phys. Rev. B. American Physical Society*, 2011. Vol. 83, № 11. P. 115307.
46. Zholudev M.S. et al. Magnetospectroscopy of two-dimensional HgTe-based topological insulators around the critical thickness // *Phys. Rev. B. American Physical Society*, 2012. Vol. 86, № 20. P. 205420.
47. Teppe F. et al. Plasma wave resonant detection of femtosecond pulsed terahertz radiation by a nanometer field-effect transistor // *Appl. Phys. Lett. American Institute of Physics AIP*, 2005. Vol. 87, № 2. P. 022102.
48. Lifshits M.B., Dyakonov M.I. Photovoltaic effect in a gated two-dimensional electron gas in magnetic field // *Phys. Rev. B. American Physical Society*, 2009. Vol. 80, № 12. P. 121304.

49. Sakowicz M. et al. Terahertz responsivity of field effect transistors versus their static channel conductivity and loading effects // *J. Appl. Phys.* AIP Publishing, 2011. Vol. 110, № 5. P. 054512.
50. Klimenko O.A. et al. Temperature enhancement of terahertz responsivity of plasma field effect transistors // *J. Appl. Phys.* American Institute of Physics AIP, 2012. Vol. 112, № 1. P. 014506.
51. Kachorovskii V.Y. et al. Performance limits for field effect transistors as terahertz detectors // *Appl. Phys. Lett.* American Institute of Physics, 2013. Vol. 102, № 22. P. 223505.
52. Stetson S.B. et al. Design And Performance Of Blocked-Impurity-Band Detector Focal Plane Arrays // *Proc. SPIE 0686, Infrared Detectors, Sensors, and Focal Plane Arrays* / ed. Nakamura H. International Society for Optics and Photonics, 1986. P. 48–65.
53. Petroff M.D.D., Stapelbroek M.G. Blocked impurity band detectors: pat. 4568960 USA. United States of America: Google Patents, 1986. P. 4840–4846.
54. Huffman J.E. et al. Si:Sb blocked impurity band detectors for infrared astronomy // *J. Appl. Phys.* American Institute of Physics, 1992. Vol. 72, № 1. P. 273–275.
55. Haegel N.M., Haller E.E., Luke P.N. Performance and materials aspects of Ge:Be photoconductors // *Int. J. Infrared Millimeter Waves*. Kluwer Academic Publishers-Plenum Publishers, 1983. Vol. 4, № 6. P. 945–954.
56. Bandaru J., Beeman J.W., Haller E.E. Far-infrared absorption in Sb-doped Ge epilayers near the metal-insulator transition // *Appl. Phys. Lett.* American Institute of Physics, 2002. Vol. 80, № 19. P. 3536–3538.
57. Cardozo B.L. et al. Far-infrared absorption in GaAs:Te liquid phase epitaxial films // *Appl. Phys. Lett.* American Institute of Physics, 2003. Vol. 83, № 19. P. 3990–3992.
58. Reichertz L.A. et al. Development of a GaAs-based BIB detector for sub-mm wavelengths // *Millimeter and Submillimeter Detectors and Instrumentation for Astronomy III* / ed. Zmuidzinas J. et al. 2006. P. 62751S.
59. Richards P.L. Bolometers for infrared and millimeter waves // *J. Appl. Phys.* American Institute of Physics, 1994. Vol. 76, № 1. P. 1–24.
60. Schuster F. et al. Broadband terahertz imaging with highly sensitive silicon CMOS detectors // *Opt. Express*. Optical Society of America, 2011. Vol. 19, № 8. P. 7827.
61. Stern F. Polarizability of a Two-Dimensional Electron Gas // *Phys. Rev. Lett.* American Physical Society, 1967. Vol. 18, № 14. P. 546–548.
62. Muravev V.M. et al. Spectra of magnetoplasma excitations in back-gate Hall bar structures // *Phys. Rev. B*. American Physical Society, 2007. Vol. 75, № 19. P. 193307.
63. Dyakonov M.I., Shur M.S. Two dimensional electronic flute // *Appl. Phys. Lett.* American Institute of Physics AIP, 1995. Vol. 67, № 8. P. 1137–1139.
64. Lisauskas A. et al. Rational design of high-responsivity detectors of terahertz radiation based on distributed self-mixing in silicon field-effect transistors // *J. Appl. Phys.* American Institute of Physics AIP, 2009. Vol. 105, № 11. P. 114511.

65. Lisauskas A. et al. Terahertz imaging with GaAs field-effect transistors // *Electron. Lett.* 2008. Vol. 44, № 6. P. 408.
66. El Fatimy A. et al. Resonant and voltage-tunable terahertz detection in InGaAs/InP nanometer transistors // *Appl. Phys. Lett.* American Institute of Physics, 2006. Vol. 89, № 13. P. 131926.
67. Dyakonov M.I. Boundary instability of a two-dimensional electron fluid // *Semiconductors*. SP MAIK Nauka/Interperiodica, 2008. Vol. 42, № 8. P. 984–988.
68. Boubanga-Tombet S. et al. Current driven resonant plasma wave detection of terahertz radiation: Toward the Dyakonov–Shur instability // *Appl. Phys. Lett.* AIP Publishing, 2008. Vol. 92, № 21. P. 212101.
69. Vicarelli L. et al. Graphene field-effect transistors as room-temperature terahertz detectors // *Nat. Mater.* Nature Research, 2012. Vol. 11, № 10. P. 865–871.
70. Yang X. et al. A flexible graphene terahertz detector // *Appl. Phys. Lett.* AIP Publishing LLC , 2017. Vol. 111, № 2. P. 2–6.
71. Mittendorff M. et al. Ultrafast graphene-based broadband THz detector // *Appl. Phys. Lett.* American Institute of Physics, 2013. Vol. 103, № 2. P. 021113.
72. Tong J. et al. Antenna Enhanced Graphene THz Emitter and Detector // *Nano Lett.* American Chemical Society, 2015. Vol. 15, № 8. P. 5295–5301.
73. Novik E.G. et al. Band structure of semimagnetic Hg<sub>1-y</sub>MnyTe quantum wells // *Phys. Rev. B.* American Physical Society, 2005. Vol. 72, № 3. P. 035321.
74. Capper P., Garland J. Mercury cadmium telluride : growth, properties, and applications. Wiley, 2011. 556 p.
75. Ikonnikov A. V et al. Cyclotron resonance and interband optical transitions in HgTe/CdTe(0 1 3) quantum well heterostructures // *Semicond. Sci. Technol.* IOP Publishing, 2011. Vol. 26, № 12. P. 125011.
76. Krishtopenko S.S. et al. Pressure- and temperature-driven phase transitions in HgTe quantum wells // *Phys. Rev. B.* American Physical Society, 2016. Vol. 94, № 24. P. 245402.
77. von Truchsess M. et al. Landau-split and spin-split cyclotron resonance of two-dimensional electron systems in HgTe quantum wells // *J. Cryst. Growth.* North-Holland, 1996. Vol. 159, № 1–4. P. 1104–1107.
78. Платонов В.В. et al. Исследование магнитопоглощения при различных температурах в гетероструктурах HgTe / CdHgTe с квантовыми ямами в импульсных магнитных полях // *Физика И Техника Полупроводников.* 2015. Vol. 49, № 12. P. 1660–1664.
79. But D.B. et al. Nonlinear photoresponse of field effect transistors terahertz detectors at high irradiation intensities // *J. Appl. Phys.* American Institute of Physics, 2014. Vol. 115, № 16. P. 164514.
80. Chiu K.W., Quinn J.J. Plasma oscillations of a two-dimensional electron gas in a strong magnetic field // *Phys. Rev. B.* American Physical Society, 1974. Vol. 9, № 11. P. 4724–4732.
81. Boubanga-Tombet S. et al. Terahertz radiation detection by field effect transistor in magnetic

field // *Appl. Phys. Lett.* American Institute of Physics AIP, 2009. Vol. 95, № 7. P. 072106.

82. Scharf B. et al. Probing topological transitions in HgTe/CdTe quantum wells by magneto-optical measurements // *Phys. Rev. B.* American Physical Society, 2015. Vol. 91, № 23. P. 235433.
83. Pines D., Nozieres P. (Philippe). *The theory of quantum liquids.* Westview Press, 1999. 180 p.
84. Tse W.-K., MacDonald A.H. Interaction effects in the optical conductivity of bilayer graphene: Drude-interband coupling and screening // *Phys. Rev. B.* American Physical Society, 2009. Vol. 80, № 19. P. 195418.
85. Krishtopenko S.S. et al. Effect of electron-electron interaction on cyclotron resonance in high-mobility InAs/AlSb quantum wells // *J. Appl. Phys.* AIP Publishing, 2015. Vol. 117, № 11. P. 0–10.
86. Kohn W. Cyclotron Resonance and de Haas-van Alphen Oscillations of an Interacting Electron Gas // *Phys. Rev.* American Physical Society, 1961. Vol. 123, № 4. P. 1242–1244.
87. Shizuya K. Many-body corrections to cyclotron resonance in monolayer and bilayer graphene // *Phys. Rev. B.* American Physical Society, 2010. Vol. 81, № 7. P. 075407.
88. Bisti V.E., Kirova N.N. Coulomb interaction and electron-hole asymmetry in cyclotron resonance of bilayer graphene in a high magnetic field // *Phys. Rev. B.* American Physical Society, 2011. Vol. 84, № 15. P. 155434.
89. Shizuya K. Renormalization and cyclotron resonance in bilayer graphene with weak electron-hole asymmetry // *Phys. Rev. B.* American Physical Society, 2011. Vol. 84, № 7. P. 075409.
90. Krishtopenko S.S., Gavrilenko V.I., Goiran M. Spin-wave excitations and electron spin resonance in symmetric and asymmetric narrow-gap quantum wells // *Phys. Rev. B.* American Physical Society, 2013. Vol. 87, № 15. P. 155113.
91. Holland S. et al. Quantized Dispersion of Two-Dimensional Magnetoplasmons Detected by Photoconductivity Spectroscopy // *Phys. Rev. Lett.* American Physical Society, 2004. Vol. 93, № 18. P. 186804.
92. Sengupta P. et al. Design principles for HgTe based topological insulator devices // *J. Appl. Phys.* 2013. Vol. 114, № 4. P. 043702.
93. Teppe F. et al. Temperature-driven massless Kane fermions in HgCdTe crystals // *Nat. Commun.* Nature Publishing Group, 2016. Vol. 7. P. 12576.
94. Shahar D. et al. A Different View of the Quantum Hall Plateau-to-Plateau Transitions // *Phys. Rev. Lett.* American Physical Society, 1997. Vol. 79, № 3. P. 479–482.
95. Grabecki G. et al. Nonlocal resistance and its fluctuations in microstructures of band-inverted HgTe/(Hg,Cd)Te quantum wells // *Phys. Rev. B.* 2013. Vol. 88, № 16. P. 165309.
96. Roth A. et al. Nonlocal Transport in the Quantum Spin Hall State // *Science.* 2009. Vol. 325, № 5938. P. 294–297.
97. Brüne C. et al. Spin polarization of the quantum spin Hall edge states // *Nat. Phys.* Nature

Publishing Group, 2012. Vol. 8, № 6. P. 486–491.

98. Veksler D. et al. Detection of terahertz radiation in gated two-dimensional structures governed by dc current // *Phys. Rev. B. American Physical Society*, 2006. Vol. 73, № 12. P. 125328.
99. Gavrilenko V.I. et al. Persistent photoconductivity in InAs/AlSb heterostructures with double quantum wells // *Semiconductors. SP MAIK Nauka/Interperiodica*, 2010. Vol. 44, № 5. P. 616–622.
100. Aleshkin V.Y. et al. Spectra of Persistent Photoconductivity in InAs/AlSb Quantum-Well Heterostructures // *Semiconductors. Nauka/Interperiodica*, 2005. Vol. 39, № 1. P. 22.
101. Spirin K.E. et al. Features of the persistent photoconductivity in InAs/AlSb heterostructures with double quantum wells and a tunneling-transparent barrier // *Semiconductors. SP MAIK Nauka/Interperiodica*, 2012. Vol. 46, № 11. P. 1396–1401.
102. Krishtopenko S.S., Gavrilenko V.I., Goiran M. Theory of g-factor enhancement in narrow-gap quantum well heterostructures. // *J. Phys. Condens. Matter*. 2011. Vol. 23, № 38. P. 385601.
103. Zholudev M.S. et al. Cyclotron resonance in HgTe/CdTe-based heterostructures in high magnetic fields // *Nanoscale Res. Lett. Springer New York*, 2012. Vol. 7, № 1. P. 534.
104. Bovkun L.S. et al. Magnetospectroscopy of double HgTe/CdHgTe quantum wells // *Semiconductors. Pleiades Publishing*, 2016. Vol. 50, № 11. P. 1532–1538.
105. König M. et al. The Quantum Spin Hall Effect: Theory and Experiment // *J. Phys. Soc. Japan. The Physical Society of Japan*, 2008. Vol. 77, № 3. P. 031007.
106. Durnev M. V., Tarasenko S.A. Magnetic field effects on edge and bulk states in topological insulators based on HgTe/CdHgTe quantum wells with strong natural interface inversion asymmetry // *Phys. Rev. B. American Physical Society*, 2016. Vol. 93, № 7. P. 075434.
107. Castellano F. et al. Loss mechanisms of quantum cascade lasers operating close to optical phonon frequencies // *J. Appl. Phys. AIP Publishing*, 2011. Vol. 109, № 10. P. 102407.
108. Colombelli R. et al. Far-infrared surface-plasmon quantum-cascade lasers at 21.5  $\mu\text{m}$  and 24  $\mu\text{m}$  wavelengths // *Appl. Phys. Lett. AIP Publishing*, 2001. Vol. 78, № 18. P. 2620.
109. Ulrich J. et al. Long wavelength (15 and 23  $\mu\text{m}$ ) GaAs/AlGaAs quantum cascade lasers // *Appl. Phys. Lett. AIP Publishing*, 2002. Vol. 80, № 20. P. 3691.
110. Bahriz M. et al. High temperature operation of far infrared ( $\lambda \approx 20 \mu\text{m}$ ) InAs/AlSb quantum cascade lasers with dielectric waveguide // *Opt. Express. Optical Society of America*, 2015. Vol. 23, № 2. P. 1523.
111. Ryzhii V., Ryzhii M., Otsuji T. Negative dynamic conductivity of graphene with optical pumping // *J. Appl. Phys. American Institute of Physics*, 2007. Vol. 101, № 8. P. 083114.
112. Ryzhii V. et al. Feasibility of terahertz lasing in optically pumped epitaxial multiple graphene layer structures // *J. Appl. Phys.* 2009. Vol. 106, № 8. P. 084507–084507.
113. Dubinov A.A. et al. Terahertz laser with optically pumped graphene layers and fabri-perot resonator // *Appl. Phys. Express. IOP Publishing*, 2009. Vol. 2, № 9. P. 092301.



114. Boubanga-Tombet S. et al. Ultrafast carrier dynamics and terahertz emission in optically pumped graphene at room temperature // *Phys. Rev. B. American Physical Society*, 2012. Vol. 85, № 3. P. 035443.
115. Tamamushi G. et al. Single-mode terahertz emission from current-injection graphene-channel transistor under population inversion // 2016 74th Annual Device Research Conference (DRC). IEEE, 2016. Vol. 2016–August, № 2013. P. 1–2.
116. Lopes V.C., Syllaios A.J., Chen M.C. Minority carrier lifetime in mercury cadmium telluride // *Semicond. Sci. Technol. IOP Publishing*, 1993. Vol. 8, № 6S. P. 824–841.
117. Krishnamurthy S., Berding M.A., Yu Z.G. Minority carrier lifetimes in HgCdTe alloys // *J. Electron. Mater.* Springer-Verlag, 2006. Vol. 35, № 6. P. 1369–1378.
118. Chang Y. et al. Carrier recombination lifetime characterization of molecular beam epitaxially grown HgCdTe // *Appl. Phys. Lett. AIP Publishing*, 2008. Vol. 93, № 19. P. 192111.
119. Donetsky D. et al. Minority carrier lifetime in type-2 InAs-GaSb strained-layer superlattices and bulk HgCdTe materials // *Appl. Phys. Lett. AIP Publishing*, 2010. Vol. 97, № 5. P. 2–5.
120. Jozwikowski K., Kopytko M., Rogalski A. The bulk generation-recombination processes and the carrier lifetime in mid-wave infrared and long-wave infrared liquid nitrogen cooled HgCdTe alloys // *J. Appl. Phys. AIP Publishing*, 2012. Vol. 112, № 3. P. 033718.
121. van Roosbroeck W., Shockley W. Photon-Radiative Recombination of Electrons and Holes in Germanium // *Phys. Rev. American Physical Society*, 1954. Vol. 94, № 6. P. 1558–1560.
122. Schacham S.E., Finkman E. Recombination mechanisms in p -type HgCdTe: Freezeout and background flux effects // *J. Appl. Phys. American Institute of Physics*, 1985. Vol. 57, № 6. P. 2001–2009.
123. Beattie A.R. Quantum efficiency in InSb // *J. Phys. Chem. Solids*. 1962. Vol. 23, № 8. P. 1049–1056.
124. Casselman T.N., Petersen P.E. A comparison of the dominant Auger transitions in p-type (Hg,Cd)Te // *Solid State Commun.* 1980. Vol. 33, № 6. P. 615–619.
125. Abakumov V.N., Perel V.I., Yassievich I.N. Nonradiative Recombination in Semiconductors // *Medicinski glasnik. North-Holland*, 1991. Vol. 11, № 10–11. 423-429 p.
126. Landsberg P.T., Beattie A.R. Auger effect in semiconductors // *J. Phys. Chem. Solids*. 1959. Vol. 8. P. 73–75.
127. Beattie A.R., Landsberg P.T. Auger Effect in Semiconductors // *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences. Royal Society*, 1958. Vol. 249. P. 16–29.
128. Blakemore J.S. *Semiconductor statistics*. 1st Editio / ed. Blakemore J.S. (John S. Pergamon, 1962. 381 p.
129. Antončík E., Landsberg P.T. Overlap Integrals for Bloch Electrons // *Proc. Phys. Soc. IOP Publishing*, 1963. Vol. 82, № 3. P. 337–342.
130. Beattie A.R., Smith G. Recombination in Semiconductors by a Light Hole Auger Transition //

- Phys. status solidi. WILEY-VCH Verlag, 1967. Vol. 19, № 2. P. 577–586.
131. Petersen P.E. Auger recombination in  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  // J. Appl. Phys. American Institute of Physics, 1970. Vol. 41, № 8. P. 3465–3467.
  132. Gerhardtts R.R., Dornhaus R., Nimtz G. The Auger-effect in  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  // Solid. State. Electron. 1978. Vol. 21, № 11–12. P. 1467–1470.
  133. Gel'mont B.L. Three-band Kane model and Auger recombination // J. Exp. Theor. Phys. 1979. Vol. 48, № 2. P. 268–272.
  134. Casselman T.N. Calculation of the Auger lifetime in p -type  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  // J. Appl. Phys. American Institute of Physics, 1981. Vol. 52, № 2. P. 848–854.
  135. Pratt R.G. et al. Minority carrier lifetime in n -type Bridgman grown  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  // J. Appl. Phys. American Institute of Physics, 1983. Vol. 54, № 9. P. 5152–5157.
  136. Krishnamurthy S., Casselman T.N. A detailed calculation of the auger lifetime in p-type  $\text{HgCdTe}$  // J. Electron. Mater. Springer-Verlag, 2000. Vol. 29, № 6. P. 828–831.
  137. Jiang Y., Teich M.C., Wang W.I. Carrier lifetimes and threshold currents in  $\text{HgCdTe}$  double heterostructure and multi-quantum-well lasers // J. Appl. Phys. AIP Publishing, 1991. Vol. 69, № 10. P. 6869.
  138. Bleuse J. et al. Laser emission in  $\text{HgCdTe}$  in the 2–3.5 $\mu\text{m}$  range // J. Cryst. Growth. 1999. Vol. 197, № 3. P. 529–536.
  139. Dyakonov M.I., Kachorovskii V.Y. Nonthreshold Auger recombination in quantum wells // Phys. Rev. B. American Physical Society, 1994. Vol. 49, № 24. P. 17130–17138.
  140. Shockley W., Read W.T. Statistics of the Recombination of Holes and Electrons // Phys. Rev. American Physical Society, 1952. Vol. 87, № 46. P. 835–842.
  141. Hall R.N. Electron-Hole Recombination in Germanium // Phys. Rev. American Physical Society, 1952. Vol. 87, № 2. P. 387–387.
  142. Shao J. et al. Mechanisms of infrared photoluminescence in  $\text{HgTe}/\text{HgCdTe}$  superlattice // J. Appl. Phys. AIP Publishing, 2012. Vol. 112, № 6. P. 063512.
  143. Madelung O. Semiconductors: Data Handbook. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2004.
  144. Morozov S. V. et al. Study of lifetimes and photoconductivity relaxation in heterostructures with  $\text{Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}/\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$  quantum wells // Semiconductors. SP MAIK Nauka/Interperiodica, 2012. Vol. 46, № 11. P. 1362–1366.
  145. Andronov A.A. et al. Spontaneous and stimulated emission from  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  semiconductor films // Semiconductors. Nauka/Interperiodica, 2006. Vol. 40, № 11. P. 1266–1274.
  146. Fuchs F. et al. Fourier transform infrared photoluminescence of  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  // J. Cryst. Growth. North-Holland, 1990. Vol. 101, № 1–4. P. 722–726.
  147. Kurtz S.R. et al. Infrared photoluminescence characterization of long-wavelength  $\text{HgCdTe}$  detector materials // Semicond. Sci. Technol. IOP Publishing, 1993. Vol. 8, № 6S. P. 941–945.

148. Izhnin I. et al. Photoluminescence of HgCdTe nanostructures grown by molecular beam epitaxy on GaAs // *Opto-Electronics Rev.* 2013. Vol. 21, № 4. P. 390–394.
149. Morozov S. V. et al. Investigation of possibility of VLWIR lasing in HgCdTe based heterostructures // *J. Phys. Conf. Ser.* 2015. Vol. 647, № 1. P. 012008.
150. Mynbaev K.D. et al. Photoluminescence of Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te based heterostructures grown by molecular-beam epitaxy // *Semiconductors. SP MAIK Nauka/Interperiodica*, 2011. Vol. 45, № 7. P. 872–879.
151. Morozov S. V. et al. Time resolved photoluminescence spectroscopy of narrow gap Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te/Cd<sub>y</sub>Hg<sub>1-y</sub>Te quantum well heterostructures // *Appl. Phys. Lett.* 2014. Vol. 105, № 2. P. 022102.
152. Shotov A.P. Tunable diode lasers for 3 to 40 μm infrared spectral region // *AIP Conference Proceedings. AIP*, 1991. Vol. 240, № 1. P. 87–94.
153. Maremyanin K. V. et al. Long-wavelength injection lasers based on Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Se alloys and their use in solid-state spectroscopy // *Semiconductors. Pleiades Publishing*, 2015. Vol. 49, № 12. P. 1623–1626.
154. Tian Z. et al. InAs-based interband cascade lasers with emission wavelength at 10.4 μm // *Electron. Lett.* 2012. Vol. 48, № 2. P. 113.

## 5 Публикации автора по теме диссертации

### 5.1 Публикации в реферируемых журналах

- A1. A.M. Kadykov, S.S. Krishtopenko, B. Jouault, W. Desrat, W. Knap, S. Ruffenach, C. Consejo, J. Torres, S.V. Morozov, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretiskii, and F. Teppe, *Temperature-Induced Topological Phase Transition in HgTe Quantum Wells*, **Phys. Rev. Lett.** 120, 86401 (2018).doi: 10.1103/PhysRevLett.120.086401
- A2. Ruffenach, S., Kadykov, A., Rumyantsev, V.V., Torres, J., Coquillat, D., But, D., Krishtopenko, S. S., Consejo, C., Knap, W., Winnerl, S., Helm, M., Fadeev, M. A., Mikhailov, N. N., Dvoretiskii, S. A., Gavrilenko, V. I., Morozov, S. V. and Teppe, F. *HgCdTe-based heterostructures for terahertz photonics*, **APL Materials.**, 5(3), p. 35503. (2017) doi: 10.1063/1.4977781
- A3. S. V. Morozov, V. V. Rumyantsev, A. M. Kadykov, A. A. Dubinov, K. E. Kudryavtsev, A. V. Antonov, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretiskii and V. I. Gavrilenko, *Long wavelength stimulated emission up to 9.5  $\mu\text{m}$  from HgCdTe quantum well heterostructures*, **Appl. Phys. Lett.** 108, 092104 (2016), <http://dx.doi.org/10.1063/1.4943087>
- A4. Aleksandr M. Kadykov, Jeremie Torres, Sergey S. Krishtopenko, Christophe Consejo, Sandra Ruffenach, Michal Marcinkiewicz, Dmytro But, Wojciech Knap, Sergey V. Morozov, Vladimir I. Gavrilenko, Nikolai N. Mikhailov, Sergey A. Dvoretiskii and Frederic Teppe, *Terahertz imaging of Landau levels in HgTe-based topological insulators*, **Appl. Phys. Lett.** 108, 262102 (2016), <http://dx.doi.org/10.1063/1.4955018>
- A5. Morozov, S. V., Rumyantsev, V. V., Dubinov, A. A., Antonov, A. V., Kadykov, A. M., Kudryavtsev, K. E., Kuritsin, D. I., Mikhailov, N. N., Dvoretiskii, S. A., Gavrilenko, V. I. *Long wavelength superluminescence from narrow gap HgCdTe epilayer at 100 K*, **Appl. Phys. Lett.** 107, 042105, (2015), <http://dx.doi.org/10.1063/1.4926927>
- A6. A.M. Kadykov, F. Teppe, C. Consejo, L. Viti, M.S. Vitiello, S.S. Krishtopenko, S. Ruffenach, S.V. Morozov, M. Marcinkiewicz, W. Desrat, N.Dyakonova, W. Knap, V.I. Gavrilenko, N.N.

Michailov, S.A. Dvoretzky, *Terahertz detection of magnetic field-driven topological phase transition in HgTe-based transistors*, **Appl. Phys. Lett.** 107, 152101 (2015), <http://dx.doi.org/10.1063/1.4932943>

A7. A. M. Kadykov, C. Consejo, M. Marcinkiewicz, L. Viti, M. S. Vitiello, S. S. Krishtopenko, S. Ruffenach, S. V. Morozov, W. Desrat, N. Dyakonova, W. Knap, V. I. Gavrilenko, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, and F. Teppe, *Observation of topological phase transition by terahertz photoconductivity in HgTe-based transistors*, **Phys. Status Solidi C**, 1–4 (2016), DOI: 10.1002/pssc.201510264

A8. S V Morozov, V V Rumyantsev, A M Kadykov, A A Dubinov, A V Antonov, K E Kudryavtsev, D I Kuritsin, N N Mikhailov, S A Dvoretzskii, F Teppe, V I Gavrilenko. *Investigation of possibility of VLWIR lasing in HgCdTe based heterostructures*. **Journal of Physics: Conference Series** v.647, 012008 (2015), doi:10.1088/1742-6596/647/1/012008

A9. A.Kadykov, C. Consejo, F. Teppe, W. Desrat, L. Viti, M. S. Vitiello, D. Coquillat, S. Ruffenach, S. Morozov, S. Kristopenko, M. Marcinkiewicz, N. Dyakonova, W. Knap, V. Gavrilenko, N. N. Michailov, S.A. Dvoretzskii. *Terahertz excitations in HgTe-based field effect transistors*. **Journal of Physics: Conference Series** v.647, 012009 (2015), doi:10.1088/1742-6596/647/1/012009

A10. В.В. Румянцев, М.А. Фадеев, С.В. Морозов, А.А. Дубинов, К.Е. Кудрявцев, А.М. Кадьков, И.В. Тузов, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов, В.И. Гавриленко, Ф. Терре, *Длинноволновое стимулированное излучение и времена жизни носителей в волноводных структурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe*, **Физика и Техника Полупроводников**. 50 (2016) 1679. doi:10.21883/ftp.2016.12.43899.45.

## 5.2 Тезисы конференций

A11. Д.В. Козлов, В.В. Румянцев, С.В. Морозов, А.М. Кадьков, А.В. Антонов, В.И. Гавриленко, Ф. Терре. *Терагерцовая фотолюминесценция и фотопроводимость двухзарядных акцепторов в узкозонных КРТ-структурах*. **Труды XIX международного симпозиума «Наноп физика и наноэлектроника»**, Нижний Новгород, т.2, с.531-532, (2015), [http://nanosymp.ru/UserFiles/Symp/2015\\_v2.pdf](http://nanosymp.ru/UserFiles/Symp/2015_v2.pdf)

- A12. С.В. Морозов, В.В. Румянцев, А.В. Антонов, Кудрявцев К.Е., А.А. Дубинов, А.М. Кадыков, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов и В.И. Гавриленко. *Оптические свойства эпитаксиальных пленок и структур с квантовыми ямами на основе HgCdTe в среднем и дальнем ИК-диапазоне. Труды XIX международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника»*, Нижний Новгород, т.2, с.583-584, (2015), [http://nanosymp.ru/UserFiles/Symp/2015\\_v2.pdf](http://nanosymp.ru/UserFiles/Symp/2015_v2.pdf)
- A13. В.В. Румянцев, С.В. Морозов, А.В. Антонов, К.Е. Кудрявцев, А.М. Кадыков, С.М. Сергеев, Д.И. Курицын, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов, В.И. Гавриленко. *Фотолуминесценция глубоких центров в широкозонных твердых растворах HgCdTe, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, в среднем ИК-диапазоне. Труды XIX международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника»*, Нижний Новгород, т.2, с.644-645, (2015), [http://nanosymp.ru/UserFiles/Symp/2015\\_v2.pdf](http://nanosymp.ru/UserFiles/Symp/2015_v2.pdf)
- A14. S. V. Morozov, V. V. Rumyantsev, A. V. Antonov, A. A. Dubinov, A. M. Kadykov, A. A. Fadeev, K. E. Kudryavtsev, N.N. Mikhailov, S. A. Dvoretiskii, V. I. Gavrilenko. *Investigation of possibilities of WLWIR in HgCdTe based heterostructures. 19th International Conference on Electron Dynamics in Semiconductors*, Salamanca, 2015, [http://edison19.usal.es/images/stories/web/documentos/EDISON19\\_FinalProgram.pdf](http://edison19.usal.es/images/stories/web/documentos/EDISON19_FinalProgram.pdf)
- A15. A.M. Kadykov, F. Teppe, C. Consejo, N. Diakonova, D. Coquillat, S. Ruffenach, W. Knap, L. Viti, M. S. Vitiello, S. Morozov, V. Gavrilenko, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretiskii. *Terahertz excitations in HgTe-based field effect transistors. 19th International Conference on Electron Dynamics in Semiconductors*, Salamanca, 2015, [http://edison19.usal.es/images/stories/web/documentos/EDISON19\\_FinalProgram.pdf](http://edison19.usal.es/images/stories/web/documentos/EDISON19_FinalProgram.pdf)
- A16. A. Kadykov, F. Teppe, C. Consejo, N. Diakonova, D. Coquillat, S. Ruffenach, W. Knap, L. Viti, M. Vitiello, S. Morozov, V. Gavrilenko, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretiskii. *Terahertz Excitations in HgTe-based Field Effect Transistors. 8th THz days*, Arêches-Beaufort, France, 2015, <http://mmi.univ-savoie.fr/agence/8thzdays/siteANG/wp-content/uploads/2015/03/8-THzDays-posters.pdf>

- A17. С.В. Морозов, В.В. Румянцев, А.М. Кадыков, М.А. Фадеев, А.В. Антонов, К.Е. Кудрявцев, А.А. Дубинов, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов, В.И. Гавриленко, *Длинноволновая фотолюминесценция и стимулированное излучение в структурах на основе твердых растворов HgCdTe*, **Труды XX международного симпозиума «Нанопфизика и наноэлектроника»**, Нижний Новгород, т.2, с.673-674, (2016), [http://nanosymp.ru/UserFiles/Symp/2016\\_v2.pdf](http://nanosymp.ru/UserFiles/Symp/2016_v2.pdf)
- A18. В.В. Румянцев, М.А. Фадеев, С.В. Морозов, А.М. Кадыков, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов, И.В. Тузов, К.Е. Кудрявцев, В.И. Гавриленко, *Исследование времен жизни носителей в волноводных структурах с КЯ на основе HgCdTe*, **Труды XX международного симпозиума «Нанопфизика и наноэлектроника»**, Нижний Новгород, т.2, с.673-674, (2016), [http://nanosymp.ru/UserFiles/Symp/2016\\_v2.pdf](http://nanosymp.ru/UserFiles/Symp/2016_v2.pdf)
- A19. V. I. Gavrilenko, S. V. Morozov, V. V. Rumyantsev, L. S. Bovkun, A. M. Kadykov, K. V. Maremyanin, K. R. Umbetalieva, E. G. Chizhevskii, I. I. Zasavitskii, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzkii, *THz lasers based on narrow-gap semiconductors*, **2016 21st International Conference on Microwave, Radar and Wireless Communications (MIKON)**, 9-11 May 2016, Krakow, Poland, DOI:10.1109/MIKON.2016.7492017
- A20. А.А. Дубинов, С.В. Морозов, В.В. Румянцев, А.В. Антонов, А.М. Кадыков, К.Е. Кудрявцев, Д.И. Курицын, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, В.И. Гавриленко. *Лазеры среднего и дальнего ИК диапазона на основе HgCdTe*. **Сбор. тез. 4 Российского симпозиума «Полупроводниковые лазеры: физика и технология»**, Санкт-Петербург, с. 28, (2014).
- A21. В.В. Румянцев, С.В. Морозов, А.В. Антонов, С.М. Сергеев, А.М. Кадыков, Д.И. Курицын, В.И. Гавриленко, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий. *Температурные исследования длинноволновой межзонной фотолюминесценции и фотопроводимости в узкозонных эпитаксиальных пленках Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te*. **Труды XVIII международного симпозиума «Нанопфизика и наноэлектроника»**, Нижний Новгород, т.2, с.613-614,(2014).
- A22. В.В. Румянцев, С.В. Морозов, А.В. Антонов, Д.И. Курицын, К.Е. Кудрявцев, А.М. Кадыков, В.И. Гавриленко, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий. *Длинноволновая фотолюминесценция в узкозонных эпитаксиальных пленках и структурах с квантовыми*

- ямами на основе  $HgCdTe$ . Тез. док. Конференция и школа молодых учёных по актуальным проблемам физики полупроводниковых структур, Новосибирск, с. 82, (2014).
- A23. A. M. Kadykov, S.S. Krishtopenko, B. Jouault, W. Desrat, M. Marcinkiewicz, J. Torres, S. Ruffenach, C. Consejo, N. Dyakonova, D. But, K.E. Spirin, S.V. Morozov, V.I. Gavrilenko, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretckii, Z.D. Kvon, W. Knap, F. Teppe, *Temperature-driven quantum spin Hall state in  $HgTe$  quantum well*, **Материалы XXI международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника»**, Нижний Новгород, т.2, с.465-466, (2017).
- A24. В.В. Румянцев, С.В. Морозов, А.А. Дубинов, К.Е. Кудрявцев, А.М. Кадыков, М.А. Фадеев, В.И. Гавриленко, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, *Длинноволновое стимулированное излучение на межзонных переходах и переходах с участием глубоких центров в волноводных структурах с квантовыми ямами на основе  $HgCdTe$* , **Материалы XXI международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника»**, Нижний Новгород, т.2, с.703-704, (2017).
- A25. С. В. Морозов, В. В. Румянцев, А. В. Антонов, А. А. Дубинов, В. Я. Алёшкин, А. М. Кадыков, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, В. И. Гавриленко. *Структуры  $HgCdTe$  для лазеров дальнего ИК диапазона. Тез. Докл. XII Российская конференция по физике полупроводников*, Ершово, 21 – 25 сентября 2015, с. 67
- A26. С.В. Морозов, В.В. Румянцев, А.М.Кадыков, М.И. Фадеев, А.В. Антонов, К.Е. Кудрявцев, А.А. Дубинов, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов, В.И. Гавриленко. *Длинноволновая фотолюминесценция и стимулированное излучение в структурах на основе твердых растворов  $HgCdTe$* . **Труды XXIV Международной научно-технической конференции, школы молодых специалистов и выставки по фотозлектронике и приборам ночного видения**. 24-27 мая 2016 г., Москва, Россия, стр. 26.
- A27. V.V. Rumyantsev, S.V. Morozov, A.M. Kadykov, K.E. Kudryavtsev, A.A. Dubinov, A.V. Antonov, A.A. Fadeev, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretckiy, V.I. Gavrilenko, S.Winnerl, M. Helm. *Long-wavelength stimulated emission in  $HgCdTe$  quantum well heterostructures*. **Proc. 24th**



**Int. Conf. "Nanostructures: physics and technologies"**, June 27 – July 1, 2016, St. Petersburg, Academic University Publishing, pp.210-211

- A28. S.V. Morozov, V.V. Rumyantsev, A.M. Kadykov, K.E. Kudryavtsev, A.A.Dubinov, M.A.Fadeev, F.Teppe, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzkiy, V.I. Gavrilenko, S.Winnerl, M.Helm. Experimental Observation of Long-Wavelength Stimulated Emission, *Photoluminescence and Proposal of THz Lasers in HgCdTe Quantum Well Waveguide Heterostructures*. **5th Russia-Japan-USA-Europe Symp. On Fundamental & Applied Problems of Terahertz Devices & Technologies**. Technical Digest. Oct. 31 – Nov. 4, 2016, Tohoku University, Sendai, Japan, pp. 92-94.
- A29. С. В. Морозов, В. В. Румянцев, А. А. Дубинов, В. Я. Алёшкин, А. М. Кадыков, М. А. Фадеев, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, В. И. Гавриленко. *Длинноволновая фотолюминесценция и стимулированное излучение в структурах на основе твердых растворов HgCdTe*. Тез. Докл. **Российская конференция по актуальным проблемам полупроводниковой фотоэлектроники (с участием иностранных ученых) "Фотоника 2015"**, Новосибирск, 12-16 октября 2015, с. 62.
- A30. V.V.Rumyantsev, S.V.Morozov, A.M. Kadykov, K.E.Kudryavtsev, A.A.Dubinov, M.A. Fadeev, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, V.I.Gavrilenko, S. Winnerl, M.Helm. *Long-wavelength stimulated emission from HgCdTe quantum well waveguide heterostructures*. **Program&Abstracts of 13th International Conference on Mid-Infrared Optoelectronics: Materials and Devices**, Beijing, China, 18 – 22 September 2016, p. 64.
- A31. V.V. Rumyantsev, S.V. Morozov, A.V. Antonov, D.V. Kozlov, A.M. Kadykov, K.E. Kudryavtsev N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzkiy, V.I. Gavrilenko. *Terahertz spectroscopy of long-wavelength photoconductivity and photoluminescence in narrow gap HgCdTe based structures*. Proc. 4th Russia-Japan-USA Symp. **On Fundamental & Applied Problems of Terahertz Devices & Technologies (RJUS TeraTech-2015)**. June 9-12, 2015, Chernogolovka, Russia, pp.139-140.

- A32. S.V.Morozov, V.V.Rumyantsev, A.M. Kadykov, K.E.Kudryavtsev, A.A.Dubinov, M.A. Fadeev, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretckiy, V.I.Gavrilenko, S. Winnerl, M.Helm. *Long-wavelength stimulated emission in HgCdTe quantum well waveguide heterostructures*. **Extended Abstracts of 41th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz 2016)**, Copengahen, Denmark, 25 - 30 September 2016, W5P.08.03.

## Список иллюстративного материала

- Рис. 1 Элементарная ячейка решётки цинковой обманки свойственной для кристаллов HgTe и CdTe. Красные шары обозначают атомы Hg/Cd, а синие — атомы Te. Постоянная решётки обозначена маркером  $a$ . Рисунок взят из работы [23]. ..... 15
- Рис. 2 Зонная структура HgTe (слева) и CdTe (справа). Рисунок взят из работы [29]. 16
- Рис. 3 Зависимость ширины щели при  $k = 0$  (левая ось) и соответствующая длина волны красной границы (правая ось) твёрдого раствора  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  от содержания  $x_{\text{Cd}}$ . Сплошные кривые соответствуют температуре 77 К, а пунктирные — комнатной температуре 300 К. Рисунок взят из работы [25] ..... 17
- Рис. 4 Схематическое изображение спин-поляризованных краевых каналов двумерного топологического изолятора. Рисунок взят из работы [36] ..... 19
- Рис. 5 Зонная структура КЯ HgTe/CdHgTe при значении ширины КЯ  $d_{\text{QW}}$  меньше критической (а) и больше критической (б)  $d_c$ . (с) Энергия подуровней размерного квантования  $E_1$  и  $H_1$  в  $\Gamma$ -точке при  $k = 0$  в зависимости от толщины КЯ  $d_{\text{QW}}$ . Рисунок взят из работы [29]. ..... 20
- Рис. 6 Принцип работы топологического транзистора. Состояние «открыт» (слева вверху) и «закрыт» (справа вверху), пример переходной характеристики транзистора (внизу). ..... 24
- Рис. 7 (Слева) схематичное изображение подключения полевого транзистора для детектирования ТГц излучения по механизму Дьяконова — Шура.  $U_a$  обозначает индуцированное антенной падение напряжения,  $U_0$  это затворное напряжение, подаваемое между истоком (source) и затвором (gate). Фотоэдс, возникающее между истоком и стоком обозначено как  $\Delta U$ . Рисунок взят из работы [2]. (Справа) Пример подключения антенны типа «бабочка» к полемому транзистору, вид сверху. Рисунок взят из работы [60]. ..... 36
- Рис. 8 Схематичная ростовая схема исследуемых гетероструктур с КЯ. .... 42

Рис. 9 Ростовая схема активной части структуры 130212. ....	42
Рис. 10 Ростовая схема активной части структуры 101227. ....	43
Рис. 11 Зонная структура образца 130212 при нулевой температуре, рассчитанная в рамках модели Кейна $8 \times 8$ . ....	44
Рис. 12 Энергия уровней Ландау образца 130212 при нулевой температуре, рассчитанная в рамках модели Кейна $8 \times 8$ . ....	45
Рис. 13 Зонная структура образца 101227 при температуре $T = 1.7$ К, рассчитанная в рамках модели Кейна $8 \times 8$ . ....	46
Рис. 14 Энергия уровней Ландау образца 101227 при температуре $T = 1.7$ К, рассчитанная в рамках модели Кейна $8 \times 8$ . ....	46
Рис. 15 Схема эксперимента для наблюдения ЦР в режиме развёртки магнитного поля при пропускании монохроматического ТГц излучения. ....	48
Рис. 16 Спектры пропускания (ЦР) структуры 130212 измеренные на частотах 292 и 660 ГГц при температуре 4.2 К. ....	48
Рис. 17 Типичные спектры пропускания структуры 101227 при температуре 2 К. ....	50
Рис. 18 Спектры поглощения структуры 101227 при температуре 2 К и значении величины магнитного поля от 1 до 15 Тл. ....	50
Рис. 19 Карта оптических переходов в магнитном поле образца 101227 при температуре 2 К. ....	51
Рис. 20 (а) Схематичное изображение полевого транзистора. (b) Канал полевого транзистора до нанесения слоёв металлизации. (с, d) Изображения полевого транзистора. ....	54
Рис. 21 Изображение мостика Холла с затвором, полученное в оптический микроскоп. ....	55
Рис. 22 Увеличенное изображение мостика Холла с затвором, полученное в оптический микроскоп. ....	55

Рис. 23 Вольтамперные характеристики полевого транзистора для двух значений затворного напряжения 0 и -0.5 В при температуре 4.2 К.....	56
Рис. 24 Переходные характеристики и токи утечки полевого транзистора при температуре 4.2 К.....	57
Рис 25 Схема эксперимента по измерению магнитотранспортных характеристик полевого транзистора.....	58
Рис. 26 Зависимости сопротивления канала полевого транзистора от величины индукции магнитного поля при различных значениях напряжений на затворе в диапазоне $V_g = -0.375 - 0.75$ В со средним шагом $\Delta V_g \approx 0.75$ В.....	58
Рис. 27 Осциллирующая часть магнетосопротивления канала полевого транзистора при различных затворных напряжениях и температуре 4.2 К. ....	59
Рис. 28 Концентрация носителей в зависимости от величины приложенного затворного напряжения. Красная пунктирная кривая приведена в качестве направляющей для глаз. ....	60
Рис. 29 Положение минимумов осцилляций ШдГ магнетосопротивления канала полевого транзистора (сплошные кривые с открытыми символами) в сравнении с изолиниями целочисленного фактора заполнения уровней Ландау (чёрные пунктирные кривые).....	61
Рис. 30 Схема эксперимента по исследованию фотоотклика на монохроматичное ТГц излучение в магнитном поле. ....	63
Рис. 31 Спектры ТГц фотоотклика на частоте 292 ГГц полевого транзистора при различных значениях затворного напряжения от -0.375 до 0.75 В со средним шагом $\approx 0.1$ В, $T = 4.2$ К.....	64
Рис. 32 Сравнение положений основных линий на спектрах ТГц фотоотклика (сплошные кривые с символами (292 ГГц) и пунктирная кривая с символами (660 ГГц)) с изолиниями целочисленного фактора заполнения уровней Ландау (тонкие пунктирные	

кривые, обозначенные  $\nu = n$ , где  $n = 2, 3...7$  целочисленный фактор заполнения уровней Ландау)..... 65

Рис. 33 Сравнение спектров ТГц фотоотклика на частоте 292 и 660 ГГц при температуре 4.2 К. Даже при достаточно низком соотношении сигнал/шум отчётливо видно, что положение линии №1 не изменяется. .... 67

Рис. 34 Изображение мостика Холла с затвором после распайки, полученное в оптический микроскоп. Синим цветом обозначены вытравленные области, фиолетовым – нетронутые, чёрным – покрытые индием, а белым – область металлизации затвора. .... 71

Рис. 35 Схематичное изображение зонной структуры исследуемого образца и положение уровня Ферми при различных значениях  $V_g - V_{th}$ . Синие и красные конуса обозначают соответственно зону проводимости и валентную зону, положение уровня Ферми обозначено серой плоскостью. (a)  $V_g - V_{th} < 0$ , дырочный тип проводимости; (b)  $V_g - V_{th} = 0$ , точка зарядовой нейтральности; (c)  $V_g - V_{th} > 0$ , электронная проводимость..... 71

Рис. 36 Переходная характеристика исследуемого мостика Холла т.е. зависимость силы протекающего тока при подаче фиксированной разности потенциалов (10 мВ) между инжекционными контактами 1 и 8 от величины затворного напряжения, где  $V_{th} \approx -1.8$  В. Красным и синим цветом соответственно отмечены области дырочной и электронной проводимости. .... 72

Рис. 37 Вольтамперные характеристики исследуемого мостика Холла при различных значениях затворного напряжения в диапазоне  $-2 \text{ В} < V_g - V_{th} < 1.75 \text{ В}$ . Чёрными пунктирными прямыми обозначены области насыщения. .... 74

Рис. 38 Специфика возникновения области токового насыщения на ВАХ полевых транзисторов на основе бесщелевых полупроводников. Схематическое изображение полевого транзистора (a, b, e, f) и пространственное распределение электростатического потенциала вдоль канала (c, d, g, h) при различных режимах работы полевого транзистора. (a, c) Омический режим ( $V_g - V_{th} > V_{ch}$ ), (b, d) переходный режим ( $V_g - V_{th} = V_{ch}$ ), режим насыщения тока ( $V_g - V_{th} < V_{ch}$ ) в случае широкозонного полупроводника (e, g) и бесщелевого полупроводника с гарфеноподобным законом дисперсии (f, h). Синим и красным цветом

соответственно обозначены области электронной и дырочной проводимости канала. Серым цветом помечена непроводящая область канала обеднённая носителями. .... 75

Рис. 39 Поперечное (холловское) сопротивление  $\rho_{xy}$  в зависимости от индукции магнитного поля для различных значений  $V_g - V_{th}$  при температуре 1.7 К. Кривые в секторах  $B > 0$ ,  $\rho_{xy} > 0$  и  $B < 0$ ,  $\rho_{xy} < 0$  получены при электронной проводимости канала ( $V_g - V_{th} > 0$ ), остальные – при дырочной ( $V_g - V_{th} < 0$ ). Цифровыми маркерами обозначен фактор заполнения уровней Ландау. .... 77

Рис. 40 Продольное сопротивление  $\rho_{xx}$  в зависимости от индукции магнитного поля для различных значений  $V_g - V_{th}$ , соответствующей электронному типу проводимости,  $T = 1.7$  К. Для лучшей читаемости кривые сдвинуты по вертикали друг относительно друга и отсортированы по величине  $V_g - V_{th}$  от большего (снизу) к меньшему (сверху)..... 78

Рис. 41 Подвижность носителей заряда при температуре 1.7 К в зависимости от величины затворного напряжения. .... 79

Рис. 42 Концентрация носителей, полученная в ходе анализа угла наклона холловского сопротивления при малых значениях индукции магнитного поля, в зависимости от величины затворного напряжения. Серым вертикальным прямоугольником закрыта область зарядовой нейтральности, в которой не удаётся определить концентрацию носителей данным способом. .... 80

Рис. 43 Сравнение продольного (пунктирные кривые) и поперечного (сплошные кривые) удельного сопротивления при различных значениях  $V_g - V_{th}$ , соответствующих наибольшей подвижности носителей заряда (дырочной проводимости).  $T = 1.7$  К. .... 80

Рис. 44 Изменение зонной структуры и положений уровней E1 и N1 (при  $k = 0$ ) и зонной структуры от температуры. Синий и красный цвета отображают соответственно электроноподобную и дырочноподобную симметрию рассматриваемых состояний..... 83

Рис. 45 Энергия уровней Ландау, рассчитанная в рамках модели Кейна  $8 \times 8$  при температурах: 1.7 К (топологический изолятор), 27 К (бесщелевая зонная структура) и 40 К (тривиальный полупроводник). Синий и красный цвета отображают соответственно

электроноподобную и дырочноподобную симметрию рассматриваемых состояний. Толстыми линиями обозначены нулевые уровни Ландау..... 83

Рис. 46 Поперечная (холловская) проводимость  $\sigma_{xy}$  (левая ось) и её производная по затворному напряжению  $\partial\sigma_{xy}/\partial V_g$  (правая ось) при 1.7 К для значений индукции магнитного  $B = 2.4$  и  $2.9$  Тл. .... 85

Рис. 47 Карты уровней Ландау, при температурах (слева направо)  $T = 1.7$  К,  $20$  К,  $27$  К и  $40$  К, полученные в результате анализа производной  $\partial\sigma_{xy}/\partial V_g$  (обозначена цветом, где жёлтому соответствует наибольшее значение, а синему – наименьшее) как функции индукции магнитного поля и затворного напряжения. Белые сплошные кривые соответствуют изолиниям  $\sigma_{xy} = (2n + 1)e^2/(2h)$ . Красными пунктирными прямыми обозначены результаты аппроксимации линейной функцией положения нулевых уровней Ландау при больших значениях индукции магнитного поля..... 88

Рис. 48 Карты уровней Ландау, при температурах (слева направо)  $T = 1.7$  К,  $20$  К,  $27$  К и  $40$  К, полученные в результате анализа продольного удельного сопротивления  $\rho_{xx}$  (его величина обозначена цветом, где жёлтому соответствует наибольшее значение, а синему – наименьшее) как функции индукции магнитного поля и затворного напряжения. Белые сплошные кривые соответствуют изолиниям  $\rho_{xx} = \pm h/e^2$ . Красными пунктирными прямыми обозначены результаты аппроксимации линейной функцией положения нулевых уровней Ландау при больших значениях индукции магнитного поля..... 89

Рис. 49 Сравнение теоретических (сплошная кривая) и полученных в ходе эксперимента (открытые символы) значений критического магнитного поля  $B_c$  от температуры. Красные и синие символы соответственно отображают значения, полученные в ходе анализа данных, представленных на Рис. 47 и Рис. 48. Заштрихованная область под кривой соответствует состоянию топологического изолятора..... 91

Рис. 50 Сравнение производной полной проводимости по затворному напряжению  $\partial\sigma/\partial V_g$  (а) с сигналом ТГц фотоотклика  $\Delta U$  на частоте  $170$  ГГц при значении затворного напряжения  $V_g = 1.1$  В (b)..... 94



Рис. 51 Карта уровней Ландау, полученная в ходе анализа ТГц фотоотклика. Цветом обозначена величина сигнала  $\Delta U$ , где тёплым оттенкам соответствует наибольшая положительная величина сигнала, синим – отсутствие сигнала, а фиолетовым – отрицательный сигнал. Положение уровней Ландау отмечено белыми пунктирными линиями, а их нумерация – цифровыми маркерами. Нулевые уровни Ландау отмечены красными пунктирными линиями..... 96

Рис. 52 Схематическое изображение оже-рекомбинации в структурах HgCdTe. AM-1 (слева), свойственный для полупроводников n-типа, AM-7 (справа) происходит в полупроводниках p-типа. Иллюстрация взята из работы [124]..... 107

Рис. 53 Схема эксперимента для наблюдения фотолюминесценции. Исследуемая структура располагается в гелиевом криостате замкнутого цикла. Излучение фотолюминесценции возбуждённое непрерывным или импульсным лазером собирается вакуумной трубкой и передаётся в ИК фурье-спектрометр, работающий в режиме пошагового сканирования..... 113

Рис. 54 Ростовая схема исследуемых структур. Активная область для разных структур различается и представлена на Рис. 55. .... 115

Рис. 55 Распределение состава в активном слое исследуемых структур  $x_{Cd}$  от расстояния до буферного слоя CdTe..... 117

Рис. 56 Зависимость показателя преломления слоёв структуры 150120 и от расстояния до GaAs подложки локализация TE моды излучения на длине волны  $\lambda = 8.7$  мкм. Данные о показателе преломления были взяты из работы [143]. .... 118

Рис. 57 Спектры ФЛ эпитаксиальной плёнки 120613 при температуре 100 К полученные с разных направлений (по отношению к поверхности образца) при мощности возбуждения  $P \approx 1.4 \times 10^{15}$  фотонов в импульсе..... 119

Рис. 58 Спектры ФЛ в направлении «из торца» эпитаксиальной плёнки 120613 при температуре 100 К при различных мощностях возбуждения:  $P_1$  — непрерывная накачка ( $P = 300$  мВт),  $P_2 = 2 \times 10^{13}$ ,  $P_3 = 3 \times 10^{14}$ ,  $P_4 = 1 \times 10^{15}$  и  $P_5 = 5 \times 10^{15}$  фотонов в импульсе..... 120

Рис. 59 Спектры ФЛ в направлении «из торца» эпитаксиальной плёнки 120613 при температуре 100 К при различных мощностях возбуждения:  $P_1$  — непрерывная накачка ( $P = 300$  мВт),  $P_3 = 3 \times 10^{14}$ ,  $P_4 = 1 \times 10^{15}$  и  $P_5 = 5 \times 10^{15}$  фотонов в импульсе. Линия на  $4000 \text{ cm}^{-1}$  соответствует излучательной рекомбинации в «ступеньке»  $\text{Hg}_{0.52}\text{Cd}_{0.48}\text{Te}$  перед буфером CdTe. .... 121

Рис. 60 Зависимость интенсивности ФЛ и полуширины линии ФЛ от величины мощности накачки. На вставке изображена интенсивность ФЛ при больших значения мощности возбуждения. .... 122

Рис. 61 Локализация ТЕ моды излучения (тонкие сплошные линии, левая ось) и показатель преломления (толстые пунктирные линии, правая ось) для излучения с длиной волны  $\lambda = 8.4$  мкм при различных мощностях возбуждения (обозначены цветом). .... 123

Рис. 62 Сравнение спектров излучения ФЛ, собранного с торца (сплошные кривые) структуры 141226 и под углом  $45^\circ$  к поверхности образца (пунктирные кривые). Синему и красному цвету соответствуют плотности мощности возбуждения  $0.95$  и  $1.8 \text{ кВт/см}^2$ . .... 125

Рис. 63 Спектры СИ исследуемых структур, полученные при различных значениях (подписаны сверху) температуры ( $T$ ), длины волны возбуждения ( $\lambda_p$ ) и плотности мощности возбуждения ( $I_p$ ). Спектры структур 150120, 141227 и 141226 помечены соответственно маркерами #1, #2 и #3. .... 126

Рис. 64 Спектры ФЛ структуры 141227 при различных плотностях мощности возбуждения. Длина волны возбуждения  $\lambda_p = 1$  мкм, температура  $T = 18$  К. .... 126

Рис. 65 Спектры ФЛ структуры 150120 при различных плотностях мощности возбуждения. Длина волны возбуждения  $\lambda_p = 2$  мкм, температура  $T = 80$  К. .... 127

Рис. 66 Зависимость ключевых параметров линии СИ структуры 150120 от плотности мощности возбуждения при 80 К. Ширина на половинном уровне обозначена треугольными символами (левая ось), интегральная интенсивность линии СИ обозначена круглыми символами (правая ось с логарифмическим масштабом). .... 128

Рис. 67 Предлагаемый дизайн гетероструктуры с варизонными волноведущими слоями для получения СИ на длине волны  $\lambda = 25$  мкм. Показатель преломления отображён

синей кривой без символов (правая ось), локализация TE моды излучения показана красной кривой с открытыми символами (левая ось)..... 133

Рис. 68 Предложенный дизайн волноводной структуры для получения СИ на длинах волн в диапазоне  $\lambda = 32 - 36$  мкм. Показатель преломления отображён чёрной кривой (правая ось), локализация TE моды излучения показана красной кривой (левая ось)..... 134

## Перечень таблиц

Табл. 1 Параметры исследуемых структур .....	41
Табл. 2 Параметры исследуемых структур, ширина запрещённой зоны рассчитана в рамках модели Кейна $8 \times 8$ . .....	116
Табл. 3 Пороговые плотности мощности исследуемых структур, а также результаты из литературы [138]. .....	129