

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М. В. ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ
КАФЕДРА ОБЩЕЙ ФИЗИКИ
И ФИЗИКИ КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ

**«ОСТАТОЧНАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ
В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ HgTe/CdHgTe
С ДВОЙНЫМИ КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ»**

Выполнил студент
221М группы
Николаев И. Д.

подпись студента

Научный руководитель
к.ф. – м.н. Иконников А.В.

подпись научного руководителя

Допущен к защите

Зав.кафедрой

подпись зав.кафедрой

Москва

2022

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	3
1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ.....	6
1.1 Зонная структура твердых растворов КРТ.....	6
1.2 Одиночные КЯ КРТ.....	10
1.3 Двойные квантовые ямы HgTe/CdHgTe.....	17
1.4 Остаточная фотопроводимость в гетероструктурах с квантовыми ямами 21	
2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА	27
2.1 Исследуемые образцы.....	27
2.2 Изучение влияния подсветок с фиксированными длинами волн на ОФП при различных температурах.....	29
2.3 Исследования спектров ОФП, кинетик сопротивления и магнитотранспортных явлений.....	31
3. РЕЗУЛЬТАТЫ.....	34
3.1 Изучение влияния подсветок с фиксированными длинами волн на ОФП при различных температурах.....	34
3.2 ОФП в образце с темновой проводимостью <i>n</i> -типа.....	36
3.3 ОФП в образцах с темновой проводимостью <i>p</i> -типа.....	39
3.3.1 Образцы с нормальной ЗС.....	39
3.3.2 Образцы с инвертированной и бесщелевой ЗС.....	41
3.4 Измерения спектров ОФП при $T = 77$ К.....	46
4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ	49
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	57
СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ИСТОЧНИКОВ.....	59

ВВЕДЕНИЕ

Твердые растворы CdHgTe (кадмий-ртуть-теллур, КРТ) являются базовым материалом для устройств современной оптоэлектроники инфракрасного (ИК) диапазона. В частности, на основе этого материала создаются фотоэлектрические детекторы излучения среднего ИК диапазона, в том числе на окна прозрачности атмосферы 3–5 мкм и 8–14 мкм [1, 2, 3]. К основным достоинствам КРТ относится возможность получения материалов с шириной запрещенной зоны от 0 до 1,6 эВ за счет изменения доли кадмия, высокая чистота и совершенство материала, а также развитые ростовые технологии [4, 5].

Широкий интерес исследователей вызывают и структуры с квантовыми ямами (КЯ) HgTe/CdHgTe. В подобных структурах имеется возможность изменять не только состав, но и ширину КЯ, что открывает новые перспективы для управления зонным спектром. В зависимости от ширины КЯ структура может обладать нормальным, инвертированным и даже бесщелевым зонным спектром, причем последнее состояние, подобно графену, характеризуется линейным законом дисперсии. Также уникальной особенностью КЯ HgTe/CdHgTe является тот факт, что именно в этих системах было обнаружено особое состояние, получившее название двумерного топологического изолятора (ТИ) [6]. В подобных системах отсутствует проводимость «по объему»¹, однако существуют особые топологические краевые состояния, характеризующиеся линейным законом дисперсии и дающие вклад в проводимость. Причем носители заряда в таких краевых проводящих каналах оказываются защищены от рассеяния в силу симметрии обращения времени [7]. Открытие двумерных топологических изоляторов, по сути, дало начало новому разделу физики конденсированного состояния.

¹ Под проводимостью «по объему» подразумевается проводимость по слою ямы, который, по сути, является двумерным. Альтернативой проводимости «по объему» является проводимость по краевым топологическим состояниям.

В настоящее время в большинстве случаев топологические поверхностные состояния в трёхмерных системах изучаются методом фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES). Однако точность измерений с использованием данной методики во многих случаях оказывается недостаточной для тщательного исследования зонной структуры материалов, в частности, в области топологического фазового перехода. Существенно большую информацию можно получить с помощью транспортных или магнитооптических измерений. Следует отметить, что для наблюдения проводимости по поверхностным или краевым топологическим состояниям необходимо, чтобы уровень Ферми находился внутри запрещенной зоны, так как только при выполнении этого условия будет отсутствовать проводимость «по объёму» структуры. Поэтому при транспортных исследованиях необходимо иметь возможность управлять положением уровня Ферми в процессе эксперимента. Наиболее часто это достигается путем изготовления структур с затвором. Однако такой метод оказывается малоэффективным для оптических измерений, так как в этом случае необходимо изготовление структур достаточно большой площади с полупрозрачным затвором, что является технологически сложной задачей [8].

Альтернативным (и более простым) способом изменять положение уровня Ферми и, соответственно, концентрацию носителей заряда в структуре является использование эффекта остаточной фотопроводимости (ОФП). Иногда в литературе такой подход также называют «оптическим затвором». Данный метод уже успешно применялся, например, при исследовании примесных состояний в гетероструктурах HgTe/CdHgTe с двойными квантовыми ямами (ДКЯ) [9]. Эффект ОФП заключается в том, что концентрация носителей заряда в структуре и, как следствие, ее проводимость изменяются при воздействии на нее электромагнитного излучения и остаются практически неизменными после прекращения воздействия.

На сегодняшний день эффект ОФП наблюдался во многих полупроводниковых гетероструктурах с КЯ [см., например, 10, 11]. С практической точки зрения наибольший интерес представляет биполярная ОФП, то есть возможность как увеличивать, так и уменьшать проводимость структуры в зависимости от длины волны падающего света. Примерами структур, в которых наблюдалась и была подробно изучена биполярная ОФП, могут служить гетероструктуры InAs/AlSb с одиночными [12] и двойными [13] КЯ, а также гетероструктуры AlGaAs/GaAs [14].

Недавно биполярная ОФП была обнаружена и в гетероструктурах HgTe/CdHgTe с одиночными КЯ [15], а также двойными КЯ с туннельно-прозрачным барьером [16]. На сегодняшний день известно, что ДКЯ HgTe/CdHgTe, в зависимости от своих параметров, могут обладать различными типами энергетического спектра, включая «тривиальный» изолятор, топологический изолятор, а также специфическое бесщелевое состояние, характерное для двухслойного графена [17]. Именно ДКЯ были выбраны нами для изучения эффекта ОФП, так как было обнаружено, что в ряде подобных структур оказывается возможным обратимым образом изменять тип проводимости при помощи подсветки с различной длиной волны. Данный факт позволяет с уверенностью утверждать, что уровень Ферми при этом проходит через запрещенную зону.

Целью настоящей работы является получение информации о механизмах возникновения ОФП в ДКЯ HgTe/CdHgTe и выявление оптимальных условий, при которых обеспечивается обратимая смена типа проводимости. Для этого были измерены спектры ОФП в структурах с ДКЯ, обладающих различными параметрами и типами зонной структуры. Наблюдаемые в спектрах особенности были сопоставлены с энергетической диаграммой ДКЯ HgTe/CdHgTe. Также были проведены измерения квантового эффекта Холла с целью определения типа и концентрации носителей заряда в зависимости от длины волны падающего света.

1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

1.1 Зонная структура твердых растворов КРТ

Определение механизмов, лежащих в основе возникновения эффекта ОФП в ДКЯ HgTe/CdHgTe, невозможно без четких представлений о зонной структуре данных систем. Прежде всего необходимо рассмотреть «простейший» случай – объемные материалы CdTe и HgTe, а также твердые растворы CdHgTe.

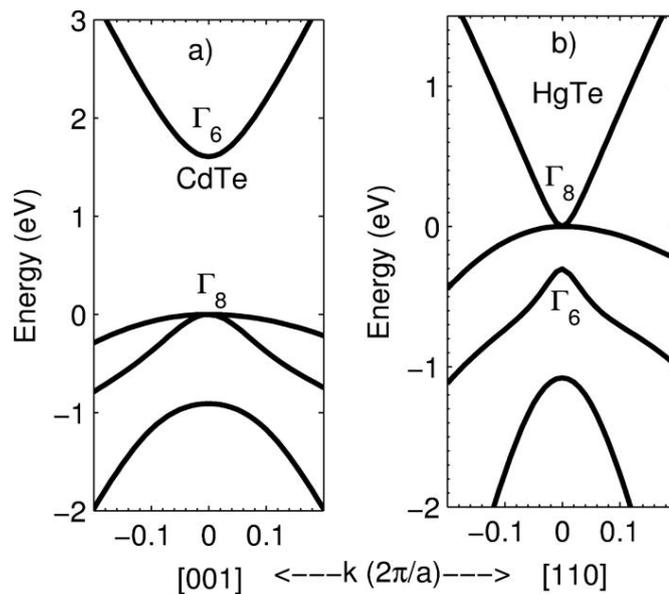


Рисунок 1. Зонная структура объемных CdTe и HgTe. Под зоной легких дырок расположена спин-отщепленная зона Γ_7 [18].

Чистый CdTe представляет собой прямозонный полупроводник с шириной запрещенной зоны 1,6 эВ. Схема расположения зон в данном материале представлена слева на рис. 1а. Зона проводимости в CdTe формируется волновыми функциями s -электронов представления Γ_6 ($j = 1/2$). Волновые функции p -электронов представления Γ_8 ($j = 3/2$) формируют расположенные ниже по энергии валентные зоны легких и тяжелых дырок, которые смыкаются в Γ -точке. Ниже валентной зоны также располагается зона спин-отщепленных дырок Γ_7 [2, 18]. Здесь необходимо сделать оговорку, что использование терминов «представление» и «зона» в качестве синонимов является не до конца корректным. Однако в рамках данной работы квантовая структура зон не

является критически важной, поэтому в дальнейшем для простоты анализа везде будет употребляться термин «зона».

В случае HgTe расположение зон оказывается инвертированным по сравнению с CdTe (рис. 1b). Зона Γ_6 в данном материале оказывается ниже по энергии, чем зоны Γ_8 , и выполняет роль валентной зоны легких дырок. Зоны Γ_8 имеют различные знаки кривизны. Одна из них, обладающая положительной кривизной, является зоной проводимости, а другая, обладающая отрицательной кривизной, — валентной зоной тяжелых дырок. Зоны Γ_8 , как и в случае CdTe, смыкаются в Γ -точке, то есть HgTe является бесщелевым полупроводником. При этом параметр E_0 , определяемый выражением $E_0 = E(\Gamma_6) - E(\Gamma_8)$ и в случае неинвертированного расположения зон представляющий собой ширину запрещенной зоны, в данном случае имеет отрицательную величину. Абсолютное значение E_0 для HgTe составляет 0,3 эВ.

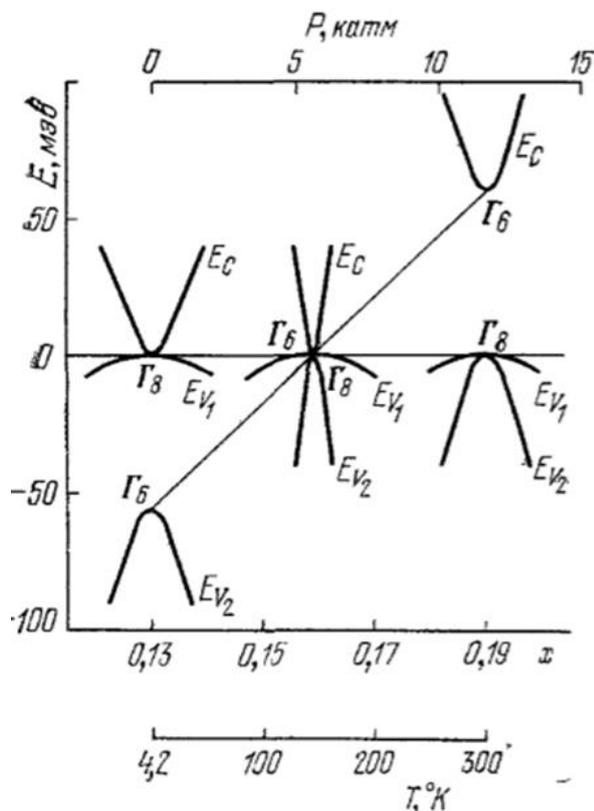


Рисунок 2. Переход бесщелевой полупроводник ($\text{Cd}_{0.13}\text{Hg}_{0.87}\text{Te}$) — обычный полупроводник под действием гидростатического давления, температуры или изменения состава. Зависимость от состава получена при температуре 4,2 К [20].

Твердые растворы $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ «наследуют» свойства обоих материалов: при малых значениях x зонная структура твердого раствора будет подобна зонной структуре чистого HgTe , а при больших значениях x — зонной структуре чистого CdTe . Рассмотрим более детально переход от одного типа зонной структуры к другому на примере замещения атомов ртути в HgTe атомами кадмия, что соответствует увеличению параметра x .

Известно [19], что основным результатом добавления CdTe является смещение уровня Γ_6 , образованного s -электронами, в область больших энергий. При этом происходит плавная перестройка от энергетического спектра HgTe к энергетическому спектру CdTe (рис. 2) [20]. Различные измерения показали, что параметр при этом E_0 меняется с составом практически линейно, переходя при определенных, зависящих от температуры составах, через нуль (рис. 3) [21, 22]. Другими словами, при определенном значении параметра x , зависящем от температуры, происходит смыкание зоны Γ_6 и обеих зон Γ_8 , и бесщелевой полупроводник переходит в обычный полупроводник. При температуре жидкого гелия изменение знака E_0 происходит вблизи точки $x = 0,165$.

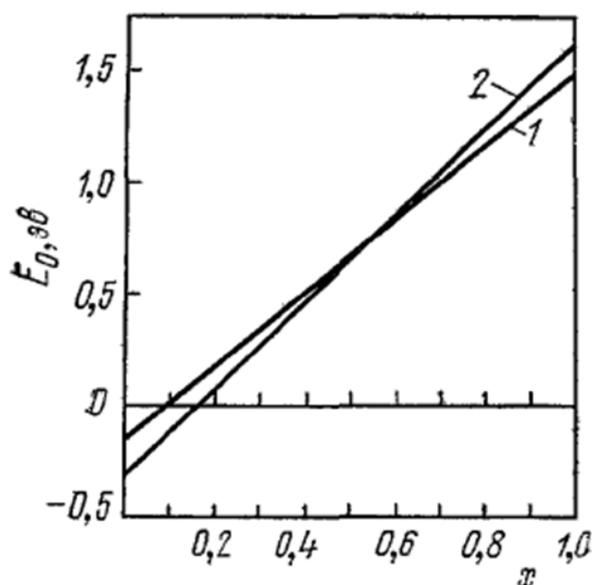


Рисунок 3. Зависимость параметра E_0 от состава для $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при температурах 295 К (1) и 4,2 К (2) [20].

Перестройка зонного спектра в твердых растворах КРТ, связанная в основном с изменением положения зоны Г₆, происходит также и под влиянием внешних факторов, например, температуры и давления (рис. 2) — увеличение последних приводит к переходу бесщелевой полупроводник — обычный полупроводник.

На основании измерений были предложены различные эмпирические формулы для описания зависимости ширины запрещенной зоны от состава и температуры, незначительно отличающиеся друг от друга [21, 23, 24]. Например, зависимость $E_g(x, T)$, приведенная в работе [24], имеет следующий вид (формула Лоренти):

$$E_g(eV) = -0,303(1 - x) + 1,660x - 0,132(1 - x) + [6,3(1 - x) - 3,25x - 5,92x(1 - x)] \times 10^{-4} \times T^2 / [11(1 - x) + 78,7x + T] \quad (1)$$

При этом во всех подобных формулах зависимость ширины зоны от состава при фиксированной температуре оказывается близка к линейной интерполяции между соответствующими значениями для CdTe (1,6 эВ) и HgTe (-0,3 эВ). Таким образом, меняя долю кадмия в твердом растворе от 0 до 0,165, можно получить различные бесщелевые полупроводники при температуре жидкого гелия, а от 0,165 до 1,0 — полупроводники с шириной запрещенной зоны от 0 до 1,6 эВ.

Температурная зависимость ширины запрещенной зоны $Cd_xHg_{1-x}Te$ при фиксированном составе также оказывается близка к линейной. При этом для составов с высоким содержанием кадмия ширина зоны уменьшается с ростом температуры, что является типичным для неинвертированных полупроводников, к которым относится и CdTe. В случае растворов, бедных кадмием, напротив, ширина зоны увеличивается при увеличении температуры, что характерно для инвертированных полупроводников, представителем которых является HgTe (рис. 4) [24, 25].

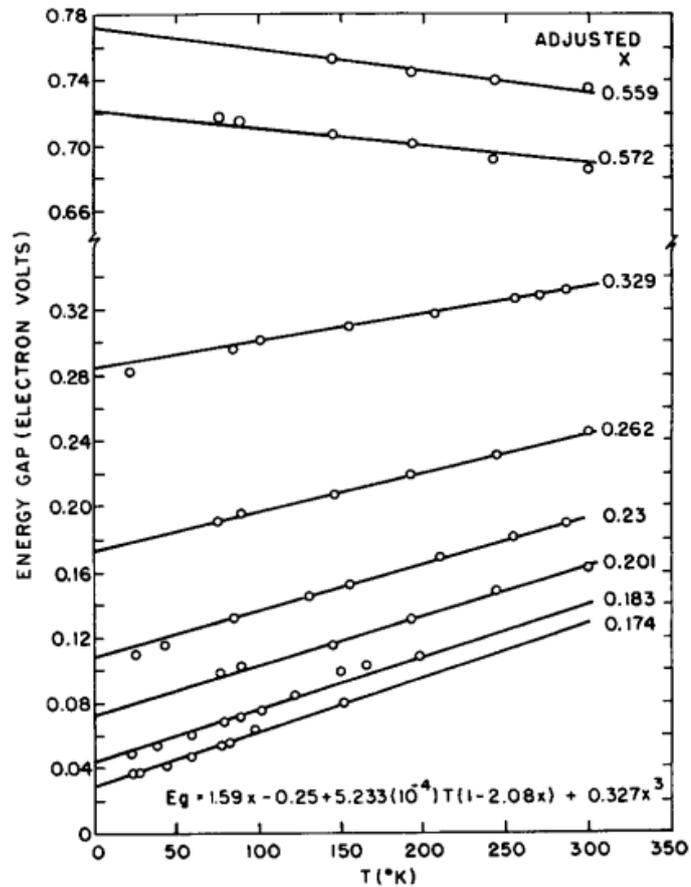


Рисунок 4. Температурные зависимости ширины запрещенной зоны $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при различных значениях x [24].

1.2 Одиночные КЯ КРТ

Квантовая яма на основе КРТ представляет собой слой материала с инвертированным зонным спектром, расположенный между барьерными слоями с нормальным расположением зон. В простейшем случае такая структура состоит из слоя HgTe и барьерных слоев CdTe (рис. 5). Зонный спектр подобной КЯ определяется ее шириной. В случае узкой ямы волновые функции барьерных слоев могут «проникать» в яму, что приводит к неинвертированному расположению зон. При увеличении ширины ямы происходит уменьшение ширины запрещенной зоны, и при некотором критическом значении происходит смыкание зон. В случае структуры, состоящей из чистых HgTe и CdTe , критическое значение ширины ямы d_c составляет примерно 6,4–6,6 нм [6, 7].

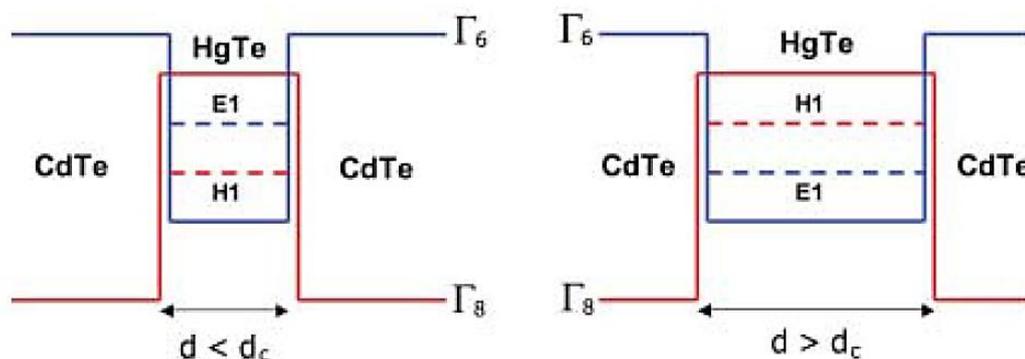


Рисунок 5. Квантовая яма CdTe/HgTe/CdTe в нормальном состоянии $E1 > N1$ при $d < d_c$ и в инвертированном состоянии $N1 > E1$ при $d > d_c$ [7].

Рассмотрим зависимость зонного спектра КЯ от ее ширины более подробно. Как уже упоминалось выше, зонная структура чистых HgTe и CdTe определяется, прежде всего, тремя зонами (одной Γ_6 и двумя Γ_8). В случае КЯ происходит «перемешивание» данных зон, в результате которого формируются подзоны E1, N1 и L1. Подзона L1 оказывается энергетически отделена от двух других, и ей можно пренебречь при рассмотрении зонной структуры КЯ. При этом подзона E1 является электроноподобной и формируется в основном s -состояниями, в то время как N1 является дырочноподобной и формируется в основном p -состояниями. В случае узкой КЯ (при $d < d_c$) свойства структуры определяются преимущественно барьерными слоями, и в Γ -точке выполняется условие $E(E1) > E(N1)$. Таким образом, зонный спектр структуры оказывается неинвертированным. Если же $d > d_c$, то уже материал ямы определяет зонный спектр всей структуры, и в Γ -точке выполняется условие $E(E1) < E(N1)$ (рис. 6).

Таким образом, при изменении ширины ямы подзоны E1 и N1 должны пересекаться в точке $d = d_c$. Кроме того, в этой точке законы дисперсии электронов и дырок оказываются линейными вблизи центра зоны Бриллюэна, то есть они представляют собой дираковский конус (рис. 7) [26]. Носители заряда в этом случае могут быть названы бесщелевыми дираковскими фермионами. Подобный закон дисперсии также имеет место в графене [27, 28]. Однако в графене имеют место два дираковских конуса в двух неэквивалентных долинах, что в определенной степени затрудняет изучение

дираковских фермионов в данном материале из-за сильного междолинного рассеяния [29]. В то же время КЯ КРТ оказываются лишены описанных недостатков, что делает их перспективными для подобных исследований [30, 31].

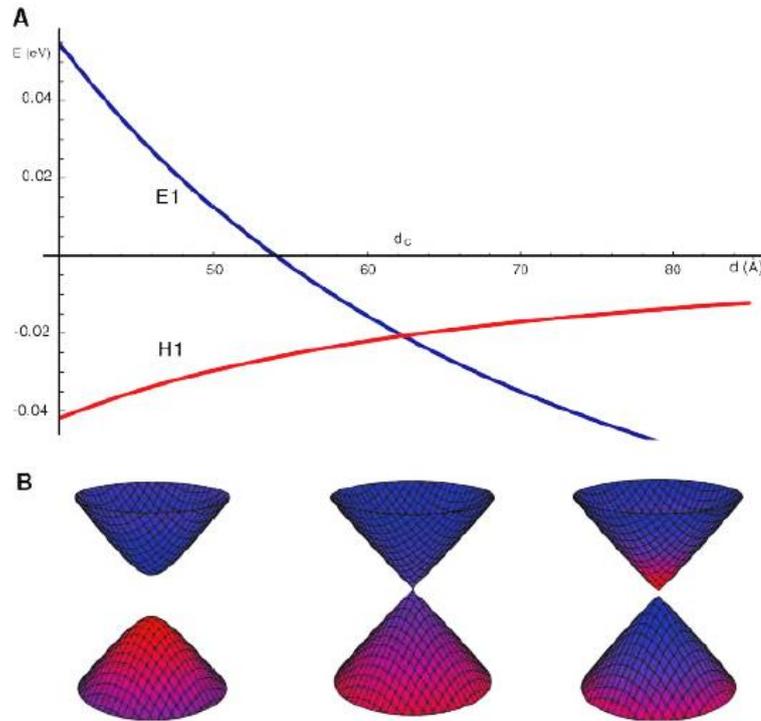


Рисунок 6. (А) Рассчитанная зависимость энергий подзон E1 и H1 в КЯ HgTe/CdTe от ширины ямы. (В) Закон дисперсии $E(k_x, k_y)$ для подзон E1 и H1 при $d = 4, 6,35$ и 7 нм (слева направо). Красный цвет обозначает, что доминирующими в этой точке являются дырочноподобные состояния, синий — электроноподобные; в фиолетовых областях состояния замешаны [7].

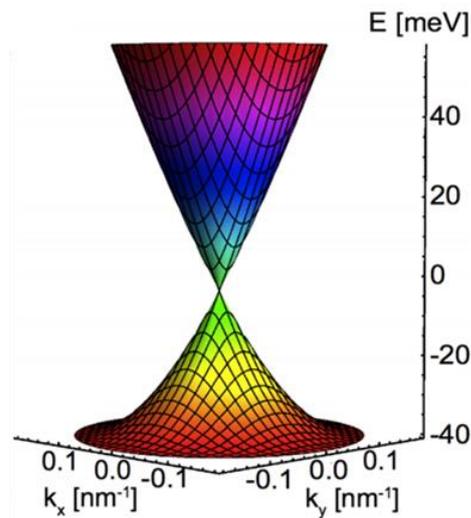


Рисунок 7. Закон дисперсии КЯ HgTe/CdHgTe при $d = d_c$, представляющий собой дираковский конус [26].

Другим важнейшим свойством рассматриваемых объектов является то, что КЯ HgTe/CdHgTe с инвертированной зонной структурой являются двумерными ТИ [6, 7]. Подобное состояние характеризуется тем, что в «объемном» материале имеется энергетическая щель, то есть проводимость «по объему» оказывается невозможна, как в тривиальном изоляторе. В то же время на краях образца за счет сильного спин-орбитального взаимодействия возникают бесщелевые проводящие состояния с линейным законом дисперсии. Спин электрона в таких состояниях определяется направлением его движения (рис. 8). Более того, краевые топологические состояния оказываются защищены (по крайней мере, в теории) от обратного рассеяния за счет симметрии обращения времени [32, 33, 34].

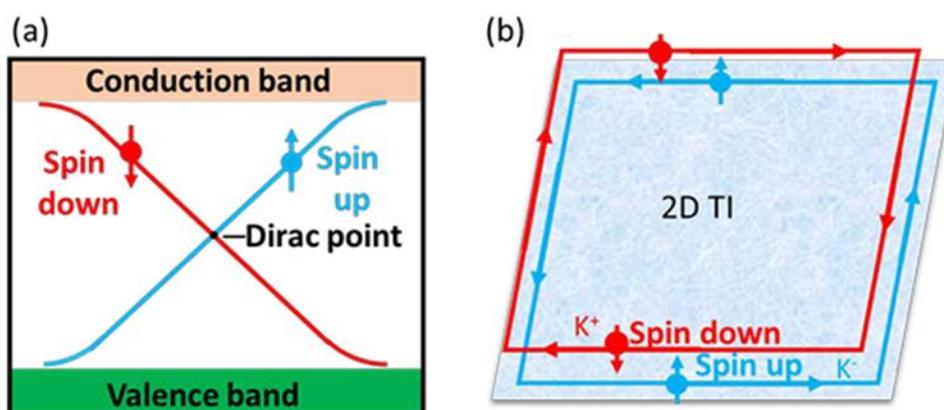


Рисунок 8. (а) Схематическое изображение зонной структуры 2D ТИ. В «объеме» имеется энергетическая щель, в то время как на краях образца существуют бесщелевые состояния, показанные красной и синей кривыми. (б) Краевые проводящие каналы, в которых спин электрона определяется направлением его движения [34].

Еще одной интересной особенностью зонного спектра КЯ КРТ является наличие бокового максимума в валентной зоне, который при достаточно больших значениях ширины ямы расположен выше минимума зоны проводимости, расположенного в Γ -точке (рис. 9, справа). Это приводит к тому, что в КЯ одновременно существуют электронный и дырочный двумерные газы. Другими словами, в достаточно широких КЯ реализуется состояние двумерного полуметалла, существование которого было экспериментально доказано с помощью транспортных измерений [35, 36, 37]. Также было показано, что

возникающее перекрытие валентной зоны и зоны проводимости вызвано встроенными упругими напряжениями, обусловленными несовпадением параметров решеток CdTe и HgTe [38].

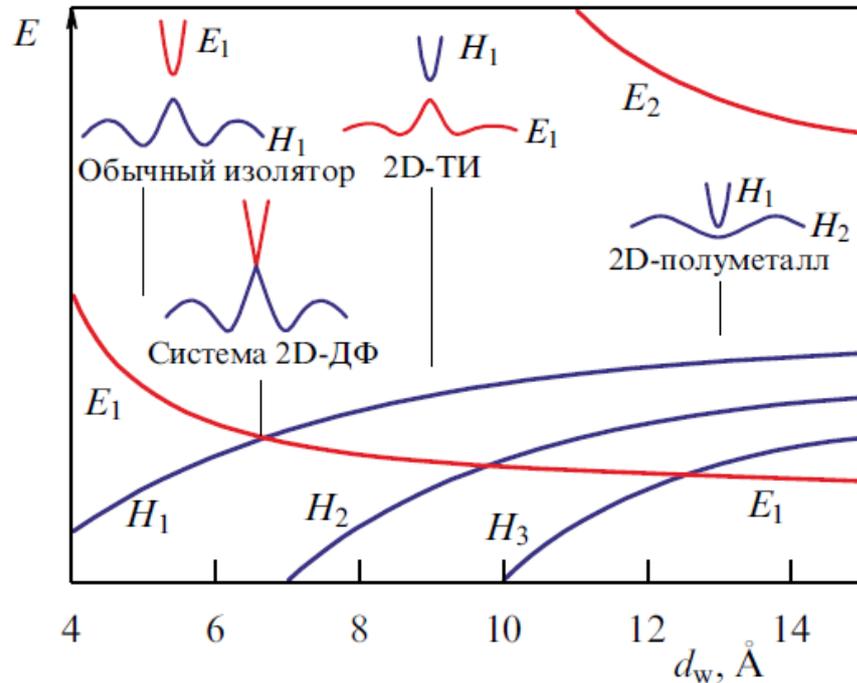


Рисунок 9. Качественный вид зависимости энергии дна подзон (E_1 и E_2 — электроноподобные подзоны, H_1 , H_2 , H_3 — дырочноподобные подзоны) от ширины КЯ HgTe/CdTe, а также схематическое изображение валентной зоны и зоны проводимости для различных типов зонной структуры. ДФ — дираковские фермионы [39].

Таким образом, в зависимости от ширины КЯ, она может обладать четырьмя типами зонного спектра. В случае узкой ямы ($d < d_c$) реализуется состояние обычного (тривиального) изолятора с неинвертированным расположением зон. При $d = d_c$ реализуется бесщелевое состояние, в котором носители заряда представляют собой дираковские фермионы, т.е. их закон дисперсии оказывается линейным. При превышении шириной ямы критического значения ($d > d_c$) происходит инверсия зон и реализуется состояние двумерного топологического изолятора. Наконец, при дальнейшем увеличении ширины ямы возникает двумерный полуметалл (рис. 9) [39].

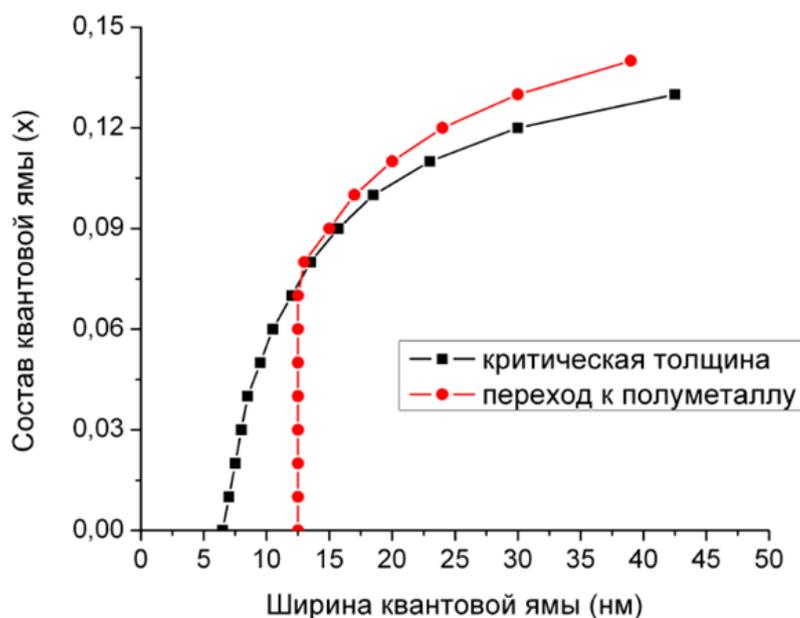


Рисунок 10. Диаграмма типов зонной структуры квантовой ямы $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{Cd}_{0,7}\text{Hg}_{0,3}\text{Te}$ (013) в зависимости от ширины и состава ямы при $T = 0$ [40].

КЯ могут быть созданы не только из чистых CdTe и HgTe, но из твердых растворов КРТ, обладающих различным составом и различным типом зонного спектра (инвертированным и неинвертированным). Использование подобных гетероструктур $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$ открывает дополнительные возможности для управления зонным спектром носителей, так как зонный спектр структуры в данном случае зависит не только от ширины ямы, но и от составов слоев. В частности, появляется возможность изменять значения ширины ямы, при которых происходят инверсия зон и переход к состоянию 2D полуметалла (рис. 10) [40].

Как и в случае твердых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, на зонную структуру КЯ HgTe/CdHgTe могут влиять такие внешние параметры, как температура и давление. В работе [41] было показано, что в КЯ с шириной, превышающей критическое значение d_c , при повышении температуры или давления в какой-то момент происходит пересечение подзон E1 и H1, то есть КЯ переходит в бесщелевое состояние. Дальнейшее увеличение температуры или давления переводит КЯ в состояние тривиального изолятора, в котором подзона E1 расположена выше по энергии, чем подзона H1 (рис. 11). Подобное изменение

зонного спектра связывается с сильной зависимостью положения подзоны E1 от температуры и давления. При этом критическое значение температуры, при достижении которого КЯ переходит в неинвертированное состояние, оказывается зависящим от давления, и наоборот, критическое значение давления зависит от температуры.

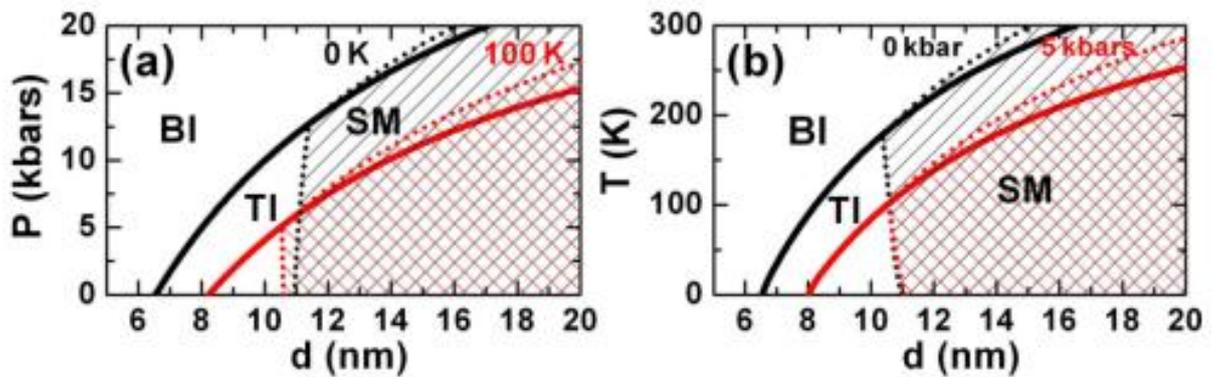


Рисунок 11. Фазовые диаграммы КЯ HgTe/Cd_{0.7}Hg_{0.3}Te, в которых одним из параметров выступает давление (a) или температура (b). Сплошные линии соответствуют образованию дираковского конуса в Г-точке, пунктирные линии — случаю, когда боковой максимум валентной зоны оказывается на одном уровне по энергии с дном зоны проводимости [41].

Зонная структура КЯ HgTe/CdHgTe наиболее часто рассчитывается с помощью $k \cdot r$ метода с использованием гамильтониана 8×8 . Гамильтониан 6×6 , который может применяться для расчета зонного спектра твердых растворов Hg_{1-x}Cd_xTe, в случае КЯ дает менее точные результаты, так как не учитываемая в нем зона Г7 оказывает достаточно сильное влияние на электроподобные состояния в КЯ [42]. Матричные элементы гамильтониана зависят от целого ряда параметров, большинство из которых определяется экспериментально. Например, учитываются внутренние напряжения, вызванные несопадением параметров решетки различных слоев структуры и буферного слоя. Одним из важнейших экспериментальных параметров, входящих в гамильтониан, является величина разрыва зон на гетерогранице Ω (Valence Band Offset, VBO). Данный параметр определяет несопадение запрещенных зон в соседних слоях структуры. Если принять за ноль край валентной зоны в ямном слое, параметр будет равен энергии края валентной зоны в барьерном слое. Согласно работам [43, 44], данный параметр линейно зависит от давления и температуры:

$$\Omega(P, T) = \Omega_0 + \beta_P P + \beta_T T \quad (2)$$

В данной формуле Ω_0 представляет собой величину разрыва зон на гетерогранице при нулевой температуре и атмосферном давлении, а β_P и β_T – экспериментальные параметры, не зависящие от давления и температуры. Еще одним экспериментально определяемым параметром, входящим в гамильтониан, является спин-орбитальная энергия Δ , представляющая собой разность энергий края валентной зоны и края зоны спин-отщепленных дырок. Значения параметров Δ , Ω_0 , β_P и β_T приведены, например, в работе [41].

1.3 Двойные квантовые ямы HgTe/CdHgTe

Как упоминалось выше, одиночные КЯ при критическом значении ширины обладают характерной для графена бесщелевой зонной структурой с линейным законом дисперсии (возникают безмассовые дираковские фермионы). В этом случае можно сделать предположение, что зонная структура ДКЯ (две одиночные ямы, разделенные туннельно-прозрачным барьерным слоем из материала с нормальным зонным спектром) будет подобна зонной структуре двухслойного графена [45, 46]. При этом возможность изменять толщину барьера открывает дополнительные возможности по управлению зонным спектром структуры по сравнению с двухслойным графеном.

Изучение зонной структуры ДКЯ было начато в работах группы Микетти [47, 48, 49]. Авторами, в частности, было показано, что приложение к структуре достаточно сильного вертикального электрического поля может приводить к инверсии зон, при которой дырочноподобная подзона H1, «связанная» с одной ямой, оказывается выше электроноподобной подзоны E1, «связанной» с другой ямой. Причем подобная инверсия возможна даже в том случае, если обе ямы имеют ширину меньше критической и, как следствие, обладают неинвертированным зонным спектром. Дальнейшее развитие теоретических представлений о ДКЯ HgTe/CdHgTe был сделано С.С. Криштопенко в работе [17], в которой была показана ошибочность представлений Микетти. К примеру, было показано, что при инверсии зон ДКЯ HgTe/CdHgTe переходит в

специфическую бесщелевую фазу, существующую в широком интервале значений толщин слоев, которая проявляет многие свойства, присущие двухслойному графену. Такая фаза «двухслойного графена» принципиально не возникала в модели Микетти из-за слишком упрощенного гамильтониана.

Помимо предложенного «правильного» гамильтониана, основным результатом работы [17] можно считать построение фазовой диаграммы симметричной ДКЯ как функции ширины одиночных ям d и толщины туннельно-прозрачного барьера между ними t (рис. 12С).

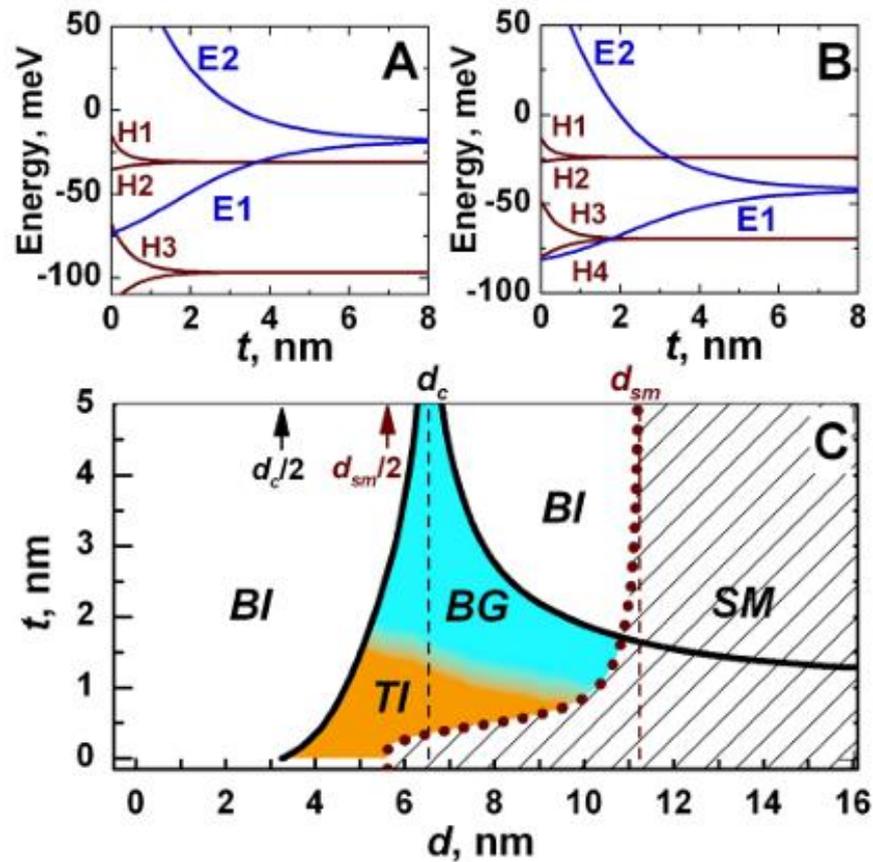


Рисунок 12. Зависимость энергий E и H в точке $k = 0$ для двойных КЯ $\text{HgTe}/\text{CdHgTe}$ от толщины разделительного барьера t в случаях $d_c/2 < d < d_c$ (А) и $d > d_c$ (В). (С) Фазовая диаграмма ДКЯ $\text{HgTe}/\text{CdHgTe}$. d_c и d_{sm} обозначают значения ширины одиночной КЯ, при которых возникают бесщелевая структура и состояние полуметалла, соответственно. Жирные черные кривые соответствуют образованию дираковского конуса в Γ -точке, причем левая из них соответствует касанию зон $E1$ и $H1$, а правая — $E2$ и $H2$. Белые области на диаграмме соответствуют состоянию зонного изолятора, оранжевая — состоянию топологического изолятора, голубая – состоянию двухслойного графена. Заштрихованная область обозначает полуметаллическое состояние [17].

В отличие от одиночных КЯ HgTe/CdHgTe, в которых, в первую очередь, рассматривались подзоны E1, H1 и H2 (рис. 9), для ДКЯ число «основных» рассматриваемых подзон увеличивается вдвое (см. рис. 12А, В) за счет «перемешивания» волновых функций, формирующих зоны в соседних ямах. На рис. 12 приведены зависимости энергии электроноподобных (E) и дырочноподобных (H) подзон в точке $k = 0$ от толщины барьера между КЯ t для двух случаев: $d_c/2 < d < d_c$ (А) и $d > d_c$. (В), где d — ширина одной КЯ, а d_c — критическая ширина одиночной КЯ.

В первом случае подзона E2 всегда расположена выше по энергии, чем подзона H2, поэтому зонный спектр ДКЯ в данном случае определяется взаиморасположением подзон E1 и H1. При достаточно больших значениях толщины барьера E1 расположена выше H1, что соответствует фазе тривиального («объемного») изолятора (рис. 13А). Уменьшение толщины барьера приводит к тому, что E1 оказывается ниже H1, и реализуется бесщелевое состояние, подобное двухслойному графену (рис. 13В). В этом состоянии происходит смыкание в Γ -точке подзон H1 и H2, являющихся нижней подзоной зоны проводимости и верхней подзоной валентной зоны, соответственно. Наконец, при достаточно малых значениях толщины барьера происходит расщепление подзон H1 и H2, и реализуется состояние 2D ТИ (рис. 13С), подобное тому, которое характерно для одиночных КЯ с инвертированным зонным спектром. Расщепление подзон H1 и H2 происходит тогда, когда толщина барьера оказывается настолько мала, что он оказывается туннельно-прозрачным для дырок [50].

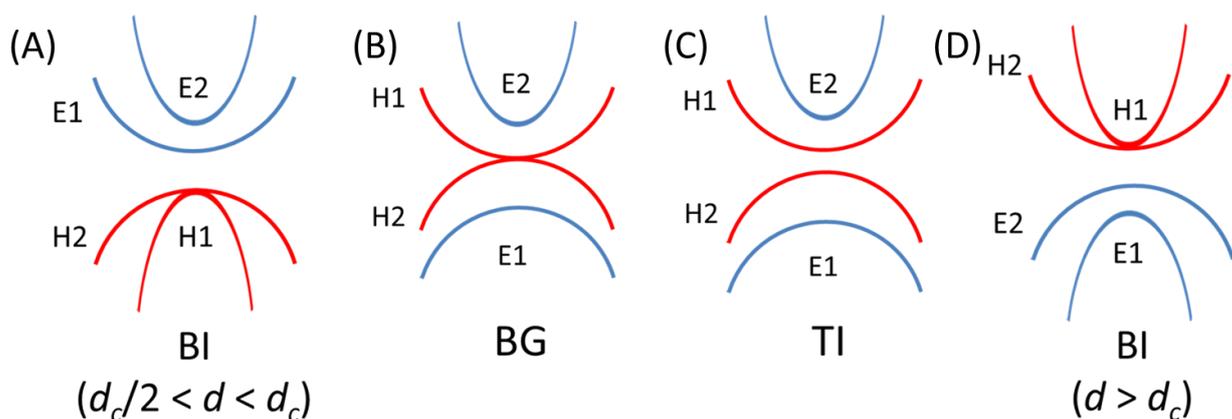


Рисунок 13. Условная схема вариантов расположения подзон ДКЯ HgTe/CdHgTe. VI — объемный (тривиальный) изолятор, BG — двухслойный графен, TI — топологический изолятор.

Теперь обратимся к случаю $d > d_c$. В этом случае подзона E1 всегда лежит ниже по энергии, чем N1, и зонный спектр ДКЯ в основном определяется взаиморасположением подзон E2 и N2. При достаточно большой толщине барьера происходит двойная инверсия зон (E2 ниже, чем N2). Соответственно, из-за двойной инверсии возникает два набора краевых состояний. Туннельное взаимодействие между краевыми состояниями приводит к открытию энергетической щели, что, на первый взгляд, соответствует состоянию тривиального изолятора (в соответствие с Z2 классификацией). Однако более детальное рассмотрение показывает возможность существования устойчивого связанного состояния с энергией внутри щели спектра краевых состояний, т.е. топологического изолятора более высокого порядка, характеризующегося на основе Z4 инварианта [51]. По расположению подзон это состояние принципиально отличается от состояния тривиального изолятора, реализуемого в случае $d_c/2 < d < d_c$ (рис. 13D).

При малых t не наблюдается инверсии E2 и N2, и, в зависимости от наличия расщепления подзоны N1 и N2, энергетический спектр ДКЯ отвечает состоянию либо двухслойного графена (рис. 13B), либо 2D TI (рис. 13C). Наконец, при дальнейшем уменьшении t возникает состояние 2D полуметалла, в котором боковой максимум валентной зоны оказывается выше дна зоны проводимости. Здесь стоит обратить внимание на то, что существует значение

ширины одиночной ямы d_{sm} , выше которого полуметаллическое состояние реализуется при любом значении толщины барьера (рис. 12С).

1.4 Остаточная фотопроводимость в гетероструктурах с квантовыми ямами

Помимо возможности модификации зонного спектра в гетероструктурах с КЯ за счет изменения «внутренних» (толщин и состава слоев) или внешних (температура, давление) параметров очень часто возникает необходимость управления концентрацией носителей заряда. В подавляющем большинстве случаев для этого изготавливают МДП-структуры (металл-диэлектрик-полупроводник) с металлическим затвором. Такой подход применим при изучении транспортных свойств, однако он существенно затрудняет проведение оптических измерений — как минимум, необходимо изготовление полупрозрачного затвора.

Более простой альтернативой использованию МДП-структур может являться использование эффекта ОФП. Под термином *остаточная* фотопроводимость понимается явление длительного изменения проводимости материала после воздействия на него светом определенной длины волны. К счастью, такой эффект достаточно часто встречается в различных системах, что позволяет рассматривать его для практического применения.

В большинстве случаев имеет место положительная ОФП, то есть увеличение проводимости при подсветке. Примерами систем, в которых наблюдалась только положительная ОФП, могут служить гетероструктуры SiGe/Si [11] и InGaAs/InP [52, 53]. Этот же эффект наблюдался и в «классических» гетероструктурах GaAs/AlGaAs. Так, в работе [54] было обнаружено, что подсветка структуры светом видимого или ближнего ИК диапазона приводила к увеличению начальной электронной концентрации $4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в 2–2,5 раза. На сегодняшний день известны два основных механизма возникновения положительной ОФП в структурах GaAs/AlGaAs. Первый из них — фотоионизация глубоких DX-центров в слое AlGaAs, приводящая к

увеличению концентрации вблизи интерфейса. Второй — генерация электрон-дырочных пар в слое GaAs с их последующим разделением встроенным электрическим полем [54, 55, 56].

В то же время в гетероструктурах GaAs/AlGaAs наблюдалась и отрицательная ОФП (уменьшение проводимости при подсветке). Возникновение данного эффекта связывается с генерацией электрон-дырочных пар в слое AlGaAs. При этом электроны захватываются на мелкие ионизированные доноры, а дырки за счет встроенного электрического поля достигают гетерограницы, где их рекомбинация с электронами приводит к уменьшению концентрации носителей в двумерном электронном газе [14, 57].

Еще одним примером системы, в которой может наблюдаться как положительная, так и отрицательная ОФП в зависимости от длины волны падающего света (такой тип ОФП называют биполярным), является гетероструктуры InAs/AlSb с КЯ. Изначально в данной системе была обнаружена отрицательная ОФП: при ее облучении светом зеленого светодиода наблюдалось уменьшение концентрации электронов от $8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ до $2,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ [10]. Однако позже было установлено, что ОФП в КЯ InAs/AlSb имеет именно биполярный характер [12, 58, 59]. Так, авторами работы [12] было обнаружено, что подсветка синим светом ($\lambda \sim 420 \text{ нм}$) приводила к уменьшению проводимости относительно темновой в 2—3 раза, а подсветка ИК светом ($\lambda \sim 1200 \text{ нм}$) приводила к увеличению проводимости в 1,2—1,5 раза (рис. 14). При этом концентрацию носителей заряда можно было менять обратимым образом.

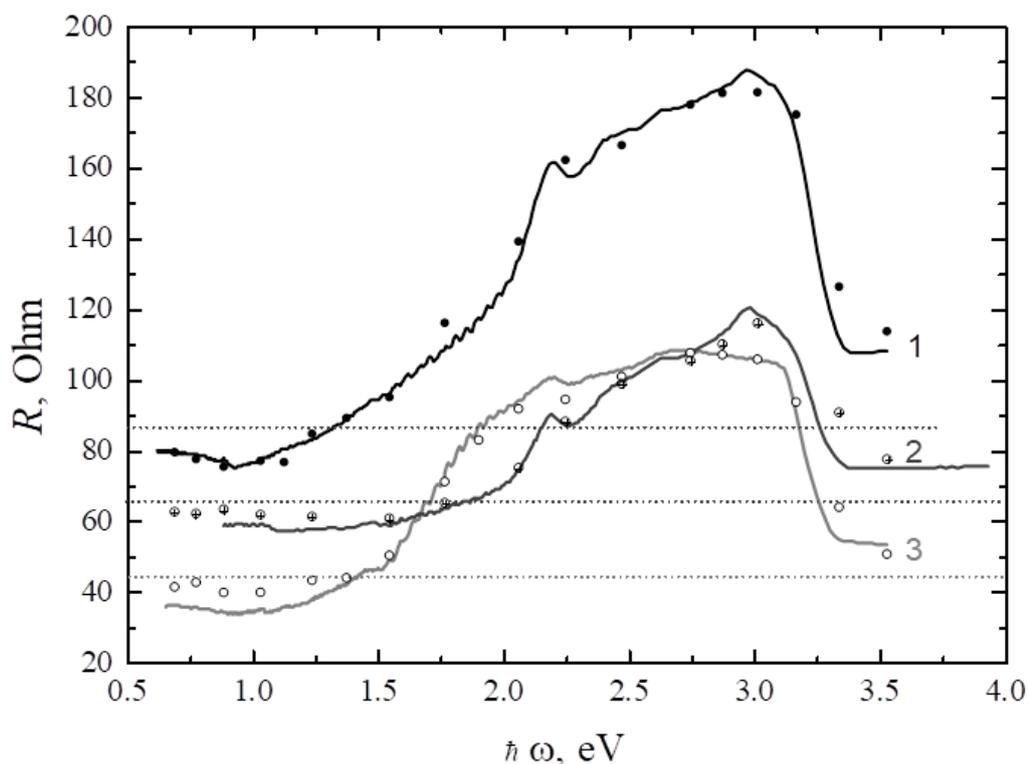


Рисунок 14. Спектры фотопроводимости номинально нелегированных гетероструктур InAs/AlSb [12]. Сплошные кривые получены при постоянно включенной подсветке и непрерывной развертке длины волны излучения (от больших энергий квантов к меньшим), точки соответствуют остаточным (после выключения подсветки) значениям сопротивления, полученным при последовательном увеличении энергии квантов подсветки. Горизонтальными точечными линиями показаны темновые (после охлаждения до первого включения подсветки) значения сопротивлений образцов.

Увеличение проводимости в данных структурах наблюдается при их облучении светом ИК диапазона и связывается с ионизацией глубоких доноров в барьерных слоях AlSb. Образованные таким образом свободные электроны захватываются в яму InAs, что приводит к увеличению концентрации носителей в двумерном электронном газе. С точки зрения механизма отрицательной ОФП КЯ InAs/AlSb во многом схожи с гетероструктурами GaAs/AlGaAs. А именно, под воздействием света происходит межзонная генерация электрон-дырочных пар в покровном слое GaSb и, при достаточной энергии кванта света, в барьерном слое AlSb. Образовавшиеся при этом электроны захватываются ионизированными донорами, а дырки увлекаются встроенным электрическим полем по направлению к КЯ, где их рекомбинация с электронами приводит к уменьшению электронной концентрации и уменьшению проводимости (рис. 15). Биполярная ОФП наблюдалась также в

КЯ InAs/AlGaSb [60, 61] и в ДКЯ InAs/AlSb с туннельно-прозрачным барьером [13].

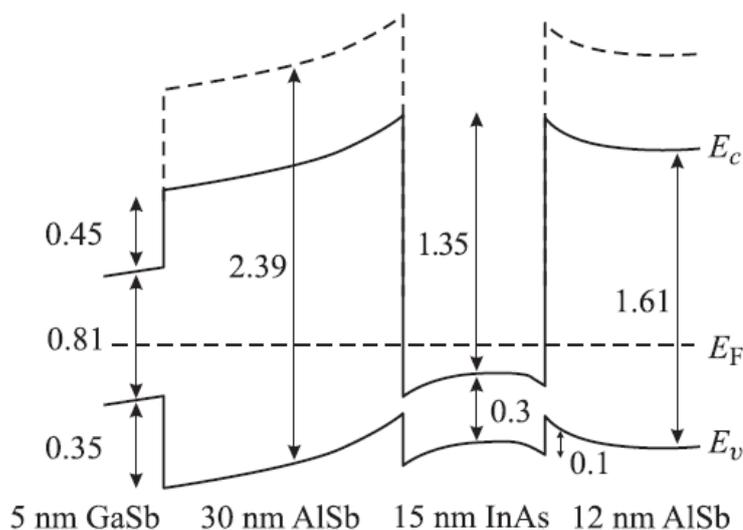


Рисунок 15. Зонная структура КЯ InAs/AlSb. Пунктирной линией показано положение Γ -долины в зоне проводимости AlSb. Стрелками показаны энергии (эВ) [12].

Одиночные и двойные КЯ HgTe/CdHgTe являются еще одним примером систем, для которых характерна биполярная ОФП [15, 16]. Как уже упоминалось выше, с помощью данного эффекта можно управлять концентрацией носителей заряда без изготовления структур с затвором. В гетероструктурах HgTe/CdHgTe с КЯ эффект ОФП активно применяется при проведении магнитооптических измерений [30, 62, 63], а также при исследовании примесных состояний [9]. В последнем случае использовалась уникальная особенность ДКЯ HgTe/CdHgTe — возможность обратимо изменять с помощью подсветок не только концентрацию, но и тип носителей заряда, чего до настоящего времени не наблюдалось в случае одиночных КЯ. Как уже отмечалось во Введении, возможность смены типа проводимости принципиально важна для исследований краевых топологических состояний, так как позволяет добиться расположения уровня Ферми в запрещенной зоне, то есть сделать невозможной проводимость по «объему» структуры [39].

Механизмы возникновения ОФП в КЯ HgTe/CdHgTe на настоящий момент практически не исследованы. Впервые попытка объяснить зависимость

проводимости таких структур от длины волны падающего света предпринята в работах [15, 16]. Авторами данных работ были измерены спектры ОФП различных структур с одиночными и двойными КЯ, отличающихся составом барьерных слоев CdHgTe и шириной ям HgTe (рис. 16). В спектрах ОФП были выделены характерные особенности, энергии которых были сопоставлены с параметрами зонных спектров исследуемых структур. В результате удалось предположить, что концентрация и тип носителей в КЯ определяются совокупностью различных процессов, одновременно происходящих в структуре и способных «включаться» и «выключаться» в зависимости от длины волны падающего света.

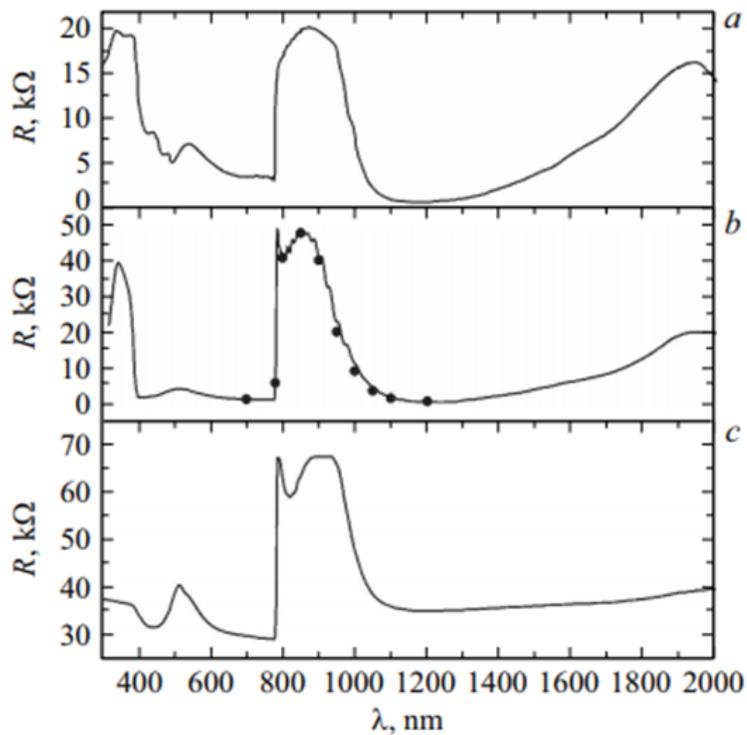


Рисунок 16. Спектры остаточной проводимости для различных ДКЯ HgTe/CdHgTe. Символы на спектре *b* соответствуют поточечному методу измерения ОФП [16].

К процессам, приводящим к возникновению ОФП, относится, прежде всего, межзонная генерация электрон-дырочных пар в покровном слое CdTe и барьерном слое CdHgTe с последующим разделением носителей встроенным электрическим полем. О существовании в структурах с ДКЯ HgTe/CdHgTe встроенного электрического поля сообщалось в работах [64, 65]. Помимо

межзонной генерации, к данным процессам авторы относили заброс электронов с некоторых состояний, привязанных к спин-отщепленной зоне покровного слоя CdTe в зону проводимости этого слоя, а также переходы с ансамбля центров «в глубине» валентной зоны барьерного слоя (рис. 17). Тем не менее, нельзя утверждать, что существует полное понимание механизмов возникновения ОФП в КЯ HgTe/CdHgTe, а исследования самой ОФП нельзя считать завершенными.

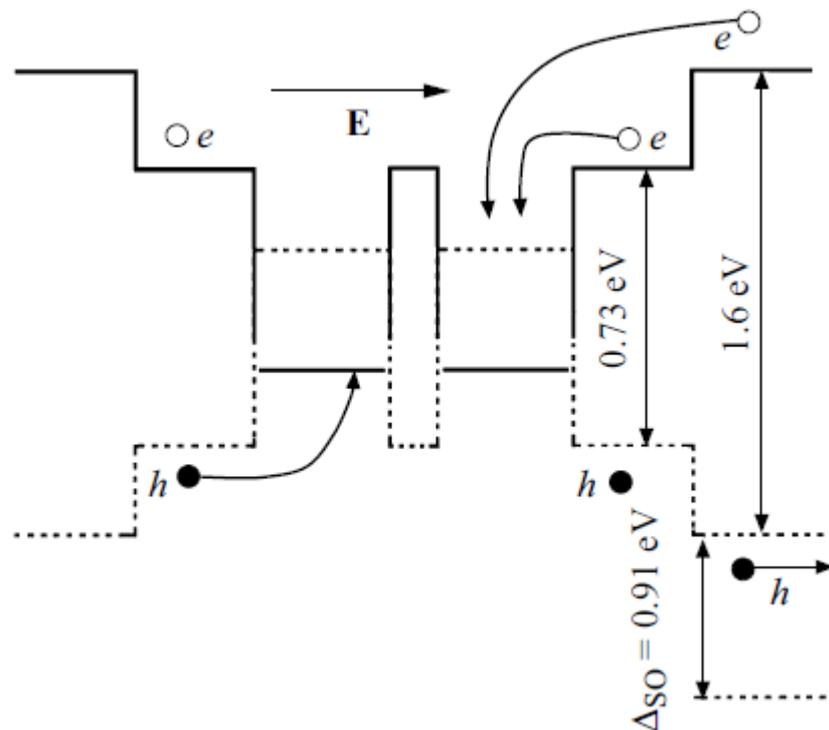


Рисунок 17. Зонная структура ДКЯ HgTe/CdHgTe, а также схема перераспределения носителей в структуре под действием падающего излучения. Указано направление встроенного электрического поля [16].

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

2.1 Исследуемые образцы

Исследуемые структуры были выращены в ИФП СО РАН методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на полуизолирующих подложках GaAs (013) [66]. Сначала выращивался толстый релаксированный слой CdTe, а затем активная часть структуры. Она состояла из нижнего барьерного слоя $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ толщиной 30 нм, двух КЯ HgTe шириной d_{QW} , разделенных туннельно-прозрачным барьером $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ толщиной t_{bar} и верхнего барьера $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ толщиной 30 нм. Поверх активной части выращивался покрывающий слой CdTe толщиной 40 нм, препятствующий испарению ртути (рис. 18). Структуры специально не легировались. Параметры образцов приведены в Таблице 1. Значения параметров контролировались в процессе роста структур с помощью эллипсометрии [67].

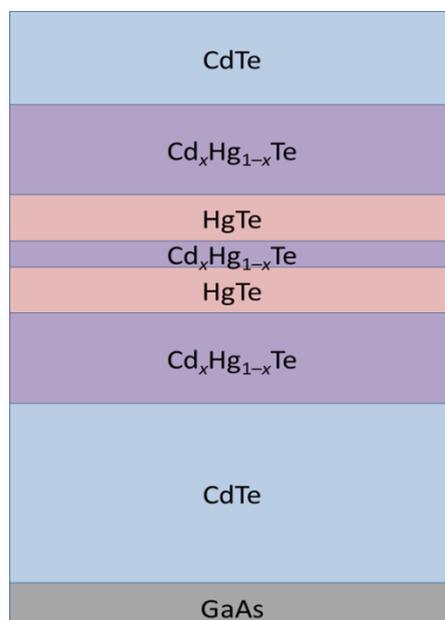


Рисунок 18. Схематическое изображение структуры исследуемых образцов

В ходе измерений использовались изготовленные из исследуемых структур образцы с характерными размерами 4×2 мм, которые были размещены на панелях DIP8. На образцы наносились 6 индиевых контактов в холловской геометрии (рис. 19). Кроме того, для проведения магнитотранспортных

измерений для некоторых структур изготавливались холловские мостики с характерными размерами 500 мкм.

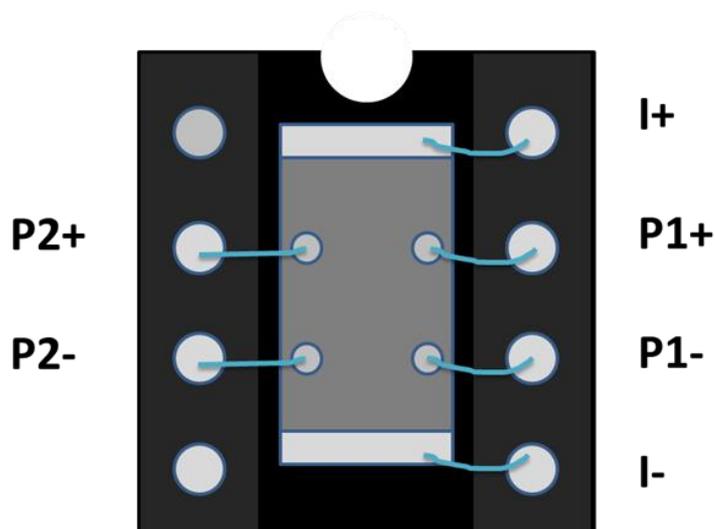


Рисунок 19. Панель DIP8, в которой расположен исследуемый образец с нанесенными контактами (схематическое изображение).

Для проведения исследований были выбраны структуры, обладающие различными типами зонного спектра, включая нормальный, инвертированный и бесщелевой, подобный наблюдаемому в двухслойном графене. Тип зонного спектра для каждой структуры указан в Таблице 1. Для некоторых структур он был определен с помощью магнитооптических измерений [64, 68]. Также в рамках исследований, предшествовавших данной работе, с помощью фурье-спектроскопии были измерены спектры фотопроводимости при различных температурах для всех исследуемых структур, анализ которых позволил определить тип зонного спектра. В частности, наблюдение в спектрах красной границы межзонного поглощения и ее сдвиг в сторону больших энергий при увеличении температуры позволяли утверждать, что структура обладает нормальным зонным спектром [69]. Напротив, если граница межзонного поглощения в спектрах не наблюдалась, это указывало на бесщелевой или инвертированный зонный спектр с малой шириной запрещенной зоны. Было установлено, что результаты подобных исследований для некоторых структур противоречат результатам расчетов из работы [17]. На основании вышеописанных экспериментальных наблюдений было сделано заключение,

что для ряда структур реальные значения таких параметров, как ширина ямы и содержание кадмия в ямных слоях, могут отличаться от номинальных. Указанные параметры отмечены знаком вопроса в Таблице 1.

Таблица 1. Параметры исследуемых структур. «?» означает, что параметры структур не соответствуют наблюдаемому зонному спектру. Концентрации получены из измерений эффекта Холла в темновых условиях при $T = 4,2$ К.

Структура	d_{QW} , нм	t_{bar} , нм	x_{bar} , %	y_{QW} , %	n, p_{dark} , 10^{11} см ⁻²	Тип зонной структуры
170320	6,5	3	65	~8	1 (n)	Нормальная
151223	6,0 (?)	3	38	0 (?)	1,9 (p)	Нормальная
151224	6,0 (?)	4	51	0 (?)	3 (p)	Нормальная
160122	8,0 (?)	4	43	0 (?)	вымерзает ²	Нормальная
150219	8,4	2,8	67	0	2,2 (p)	Инвертированная
151225	7,5	3	58	0	0,45 (p)	Инвертированная
150218	6,3	2,8	71	0	0,8 (p)	Бесщелевая

Также были проведены измерения эффекта Холла в слабых полях (0,05 Тл), результаты которых позволили определить концентрацию и тип носителей в структурах в темновых условиях, то есть в отсутствие засветки, при температуре жидкого гелия. Полученные значения темновых концентраций приведены в Таблице 1.

2.2 Изучение влияния подсветок с фиксированными длинами волн на ОФП при различных температурах

Перед записью непосредственно спектров ОФП производились измерения временных зависимостей сопротивления при включении и выключении подсветки при различных температурах. Параллельно измерялся эффект Холла

² Сопротивление образца в темновых условиях оказывается слишком высоким, то есть концентрация слишком мала для ее определения из измерений эффекта Холла

в слабых полях ($B = 0,05$ Тл), что позволяло изучать влияние подсветки на тип и концентрацию носителей заряда. В качестве источников излучения использовались два светодиода: синий ($\lambda = 470$ нм, $E = 2,64$ эВ) и ИК ($\lambda = 880$ нм, $E = 1,4$ эВ). Выбор именно таких светодиодов был обусловлен тем, что, согласно результатам работы [16], подсветка синим светом должна приводить к установлению электронного типа проводимости, а светом ИК диапазона – дырочного. Таким образом, одной из целей данных измерений являлась проверка возможности *обратимой* смены типа проводимости за счет подсветок с различными длинами волн.

В ходе измерений панель с укрепленным на ней образцом помещалась внутри полностью экранирующей внешнее излучение латунной камеры, внутри которой располагались светодиоды. Камера на конце специальной вставки помещалась в стеклянный криостат с жидким гелием, который, в свою очередь, находился в криостате с жидким азотом. При измерениях сопротивления и эффекта Холла ток от источника Keithley 2400 подавался на токовые контакты $I+$ и $I-$, этим же прибором с пары контактов $P1$ или $P2$ снималось продольное напряжение. Другая пара контактов ($P+$ или $P-$) использовалась для измерения холловского напряжения вольтметром Keithley 2000. Внешнее магнитное поле создавалось при помощи резистивного соленоида, размещенного в сосуде с жидким азотом таким образом, что исследуемый образец всегда находился в его центре (рис. 20).

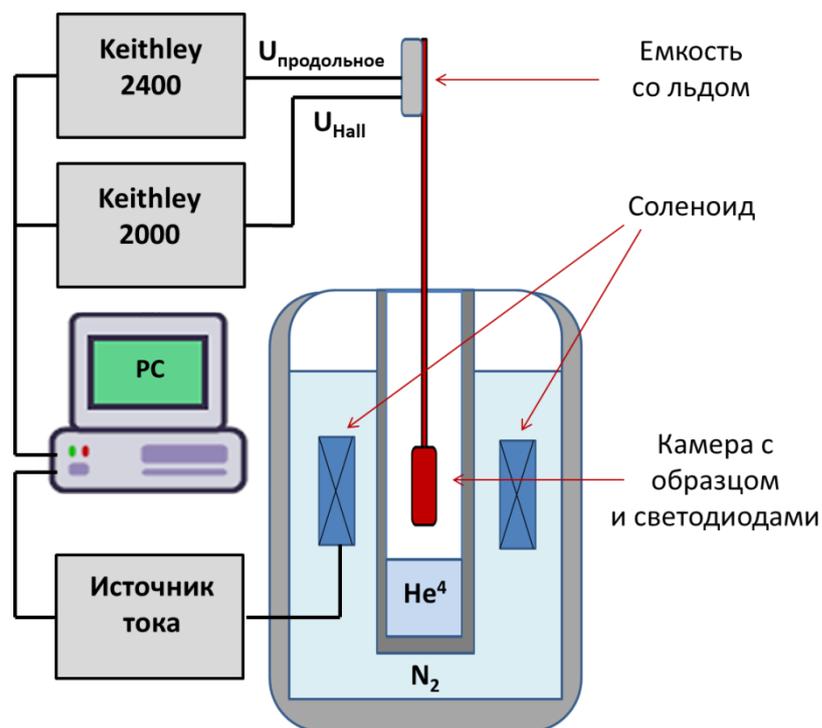


Рисунок 20. Схема установки для транспортных измерений, позволяющих наблюдать смену типа проводимости при подсветках с фиксированной длиной волны.

Данная схема измерений позволяла также изучать влияние подсветки светодиодами при различных температурах, что, в частности, позволило определить критические температуры, выше которых эффект ОФП исчезал. Температура регулировалась изменением высоты камеры с образцом над уровнем жидкого гелия, ее измерение осуществлялось при помощи термопары, один конец которой находился вблизи образца, а другой — в теплоизолирующем сосуде с таящим льдом при $T = 273$ К.

2.3 Исследования спектров ОФП, кинетик сопротивления и магнитотранспортных явлений

Спектры ОФП измерялись с помощью решеточного монохроматора МДР-206 в диапазоне 400–1100 нм (что приблизительно соответствует диапазону энергий 1,1–3,1 эВ). В процессе измерений панель с укрепленным на ней образцом на конце специальной вставки, представляющей из себя полированную изнутри металлическую трубку, размещалась в криостате заливного типа, заполненном жидким гелием. Свет от монохроматора с помощью еще одной полированной изнутри трубки и зеркала направлялся на образец через вставку. Для

исключения влияния дифракции второго и более высоких порядков на выходе монохроматора размещался оптический фильтр из цветного стекла (рис. 21).

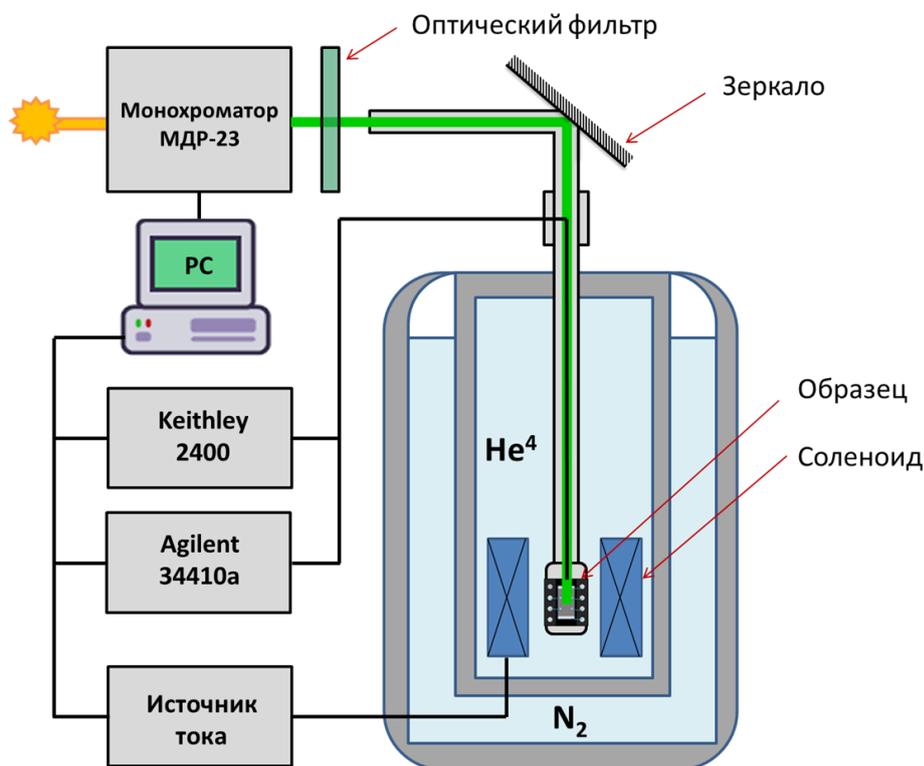


Рисунок 21. Схема установки для измерения спектров ОФП при $T = 4,2$ К. При измерениях квантового эффекта Холла вместо мультиметра Agilent 34410a использовался мультиметр Keithly 2000.

Запись спектров ОФП производилась как при непрерывном изменении длины волны падающего на образец излучения в обе стороны (увеличение и уменьшение длины волны) со скоростью 5 или 10 нм/мин, так и поточно. В обоих случаях сопротивление образца измерялось по четырехконтактной схеме с помощью источника Keithley 2400 и мультиметра Agilent 34410a. Последний обладает существенно более высоким быстродействием, чем Keithley 2400 или Keithly 2000, что необходимо, в первую очередь, при измерении кинетик фотопроводимости. Ток от источника подавался на токовые контакты I^+ и I^- , продольное напряжение снималось мультиметром с пары контактов P1 или P2.

При поточечной записи для фиксированных значений длины волны излучения осуществлялись измерения кинетик сопротивления при включении и выключении подсветки. Параллельно с этим производились измерения

квантового эффекта Холла (КЭХ), позволявшие определять тип, концентрацию и подвижность носителей заряда в зависимости от длины волны подсветки. Для этого в криостате имелся сверхпроводящий соленоид, расположенный так, чтобы находящийся на конце вставки образец находился ровно в его центре. Данные измерения производились по схеме, идентичной той, что была описана в разделе 2.2 для измерений эффекта Холла в слабых полях. Максимальное значение индукции магнитного поля составляло 6,2 Тл.

Для образцов, обладающих n -типом проводимости, значения концентрации могли определяться как с помощью измерений эффекта Холла в слабых полях (по наклону зависимости $U_{xy}(B)$), так и по положению плато в случае измерений КЭХ в сильных полях. Однако в случае образцов, обладающих проводимостью p -типа, требовалось именно измерение КЭХ в сильных полях. В работе [65] было показано, что измерения концентрации носителей заряда в ДКЯ HgTe/CdHgTe p -типа с помощью измерений эффекта Холла в слабых полях могут давать неправильные результаты. Значения, полученные таким образом, оказывались в несколько раз меньше, чем те, которые были получены с помощью измерений в сильных полях. Это объяснялось тем, что в случае слабых полей вклад в КЭХ дают только дырки, обладающие малой эффективной массой и находящиеся в центре зоны Бриллюэна. В то же время значительное число дырок «захватывается» боковым максимумом валентной зоны и не дает вклад в эффект. В случае же достаточно сильных полей уровень Ферми оказывается выше бокового максимума валентной зоны, и все дырки дают вклад в КЭХ, что делает возможным определение их полной концентрации.

Запись спектров ОФП также могла осуществляться при $T = 77$ К. Для этого вставка с образцом помещалась внутрь сосуда Дьюара, заполненного жидким азотом. Единственным отличием от описанной выше схемы эксперимента в данном случае являлось отсутствие соленоида и, как следствие, невозможность производить измерения квантового эффекта Холла.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1 Изучение влияния подсветок с фиксированными длинами волн на ОФП при различных температурах

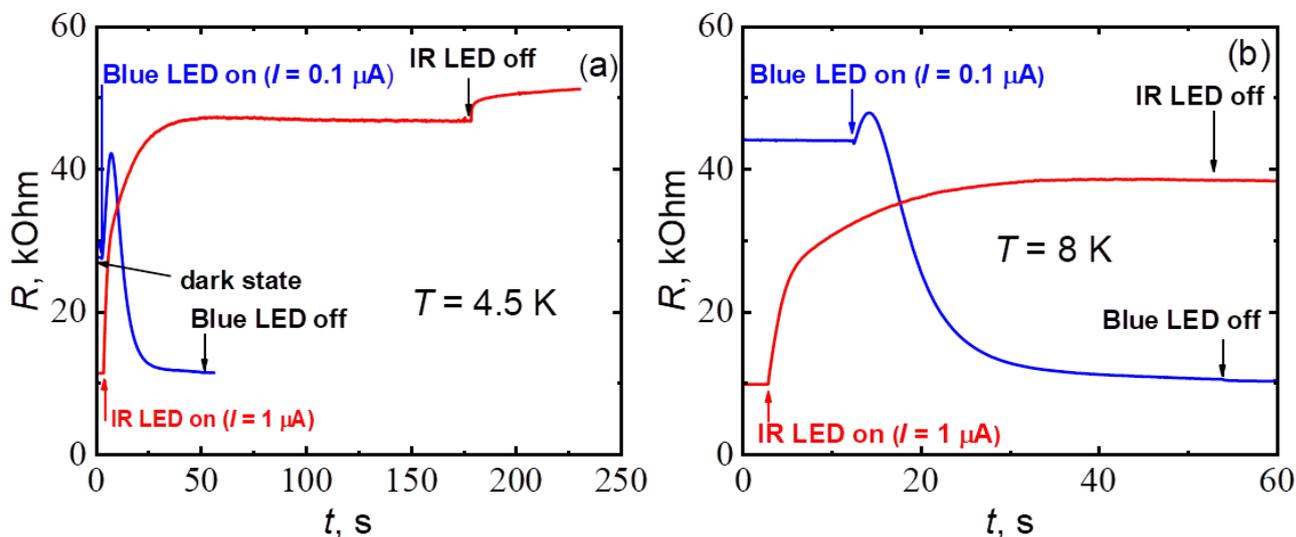


Рисунок 22. Временные зависимости сопротивления образца 151225, измеренные при $T = 4,5\text{ K}$ (a) и при $T = 8\text{ K}$ (b). Изначально образец был охлажден в отсутствие подсветки (dark state), затем на некоторое время был включен сначала синий светодиод, а затем ИК светодиод (a). Далее, после нагрева образца до 8 K , был снова на некоторое время включен синий светодиод, а затем ИК светодиод (b).

Начнем описание результатов работы с экспериментальной проверки возможности обратимым образом изменять тип проводимости в структурах с ДКЯ $\text{HgTe}/\text{CdHgTe}$ с помощью подсветок. Одним из образцов, для которых подобная смена типа проводимости оказалась возможной, является 151225. На рис. 22а приведены временные зависимости сопротивления данного образца, измеренные при температуре жидкого гелия. Изначально, после охлаждения (dark state), образец, согласно измерениям эффекта Холла, обладает *дырочным* типом проводимости с концентрацией³ $p = 4,4 \cdot 10^{10}\text{ см}^{-2}$. После включения подсветки синим светодиодом наблюдается пик сопротивления, связанный со сменой типа проводимости на *электронный*. Затем сопротивление выходит на постоянное значение и остается практически неизменным и после выключения подсветки, в чем и заключается суть эффекта ОФП. Концентрация электронов

³Значения концентрации определялись с помощью измерения эффекта Холла в слабых полях (0,05 Тл)

при этом составляет $n = 7,4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Последующее включение ИК светодиода приводит к росту сопротивления и его выходу на новое постоянное значение. При выключении подсветки сопротивление незначительно изменяется, однако в дальнейшем его значение остается практически постоянным. Тип проводимости при этом оказывается дырочным ($p = 2,1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$).

После этого образец, находящийся в «дырочном» состоянии, был нагрет до $T = 8 \text{ К}$. Далее, при подсветке синим светодиодом, его тип проводимости снова изменяется на электронный. Наконец, последующая подсветка ИК светодиодом приводит к изменению типа проводимости на дырочный. Эффект ОФП при этом остается ярко выраженным для обоих значений длины волны подсветки (рис. 22b). Таким образом, была продемонстрирована возможность обратимым образом изменять тип проводимости с дырочного на электронный при помощи света с различной длиной волны.

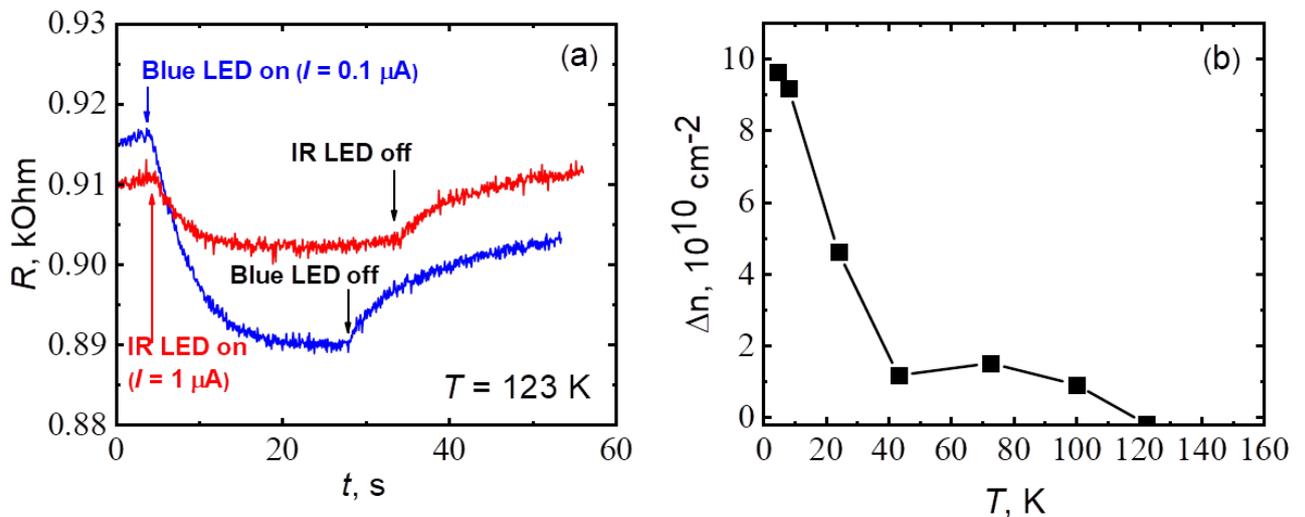


Рисунок 23. (a) Временные зависимости сопротивления образца 151225, измеренные при $T = 123 \text{ К}$ при включении и выключении синего и ИК светодиодов. (b) Температурная зависимость разности концентраций носителей в образце 151225, измеренных после подсветок синим и ИК светодиодом.

Аналогичные измерения были проведены при дальнейшем повышении температуры. При этом эффект ОФП становился все менее выраженным и при определенном значении температуры практически исчезал. Так, на рис. 23а приведены временные зависимости сопротивления образца 151225 при включении и выключении подсветок, измеренные при $T = 123 \text{ К}$. Видно, что

включение подсветки приводит к крайне слабому изменению сопротивления. Более того, после выключения подсветки сопротивление не остается неизменным, а постепенно возвращается к исходному значению. Таким образом, при достижении определенной температуры подсветки больше не позволяют изменять концентрацию носителей. Постепенное исчезновение ОФП с ростом температуры также наглядно демонстрирует приведенная на рис. 23b зависимость разности концентраций носителей, измеренных после подсветок синим и ИК диодом, от температуры. Обращение данной разности в ноль при $T \sim 120$ К как раз соответствует исчезновению эффекта ОФП.

Аналогичное поведение — обратимая смена типа проводимости с помощью подсветок — было обнаружено и для ряда других образцов, как с инвертированным, так и с нормальным зонным спектром, что указывает на то, что механизм ОФП скорее всего не связан с типом зонной структуры ДКЯ.

Таким же способом, как и для образца 151225, изучалось наличие эффекта ОФП при подсветках с помощью диодов синего и ИК светов при различных температурах и в других образцах. Было установлено, что для всех образцов критические температуры, выше которых остаточная фотопроводимость исчезает, лежат в диапазоне 100–180 К. Это позволило исследовать спектры ОФП не только при температуре жидкого гелия, но и при температуре жидкого азота.

3.2 ОФП в образце с темновой проводимостью n -типа

Представление результатов измерений спектров ОФП начнем с самого простого случая — структуры 170320, которая обладает нормальным зонным спектром и как в темновых условиях, так и при подсветке во всем используемом диапазоне имеет *электронный* тип проводимости.

Спектр ОФП для данной структуры, измеренный при $T = 4,2$ К, представлен на рис. 24. Квадратными символами обозначены значения сопротивления, установившиеся после включения (светлые символы) и выключения (темные

символы) подсветки. Данные значения были получены в результате измерения кинетик сопротивления при различных значениях энергии кванта падающего света. Типичная кинетика сопротивления показана на рис. 25а. Как видно из рисунка, значение сопротивления после выключения подсветки практически не изменяется, что говорит о выраженном эффекте ОФП. Также на это указывает и хорошее совпадение значений сопротивления, полученных при поточечной и непрерывной записях. Т.е. при включении подсветки сопротивление изменяется достаточно быстро, а после выключения, напротив, остается практически неизменным.

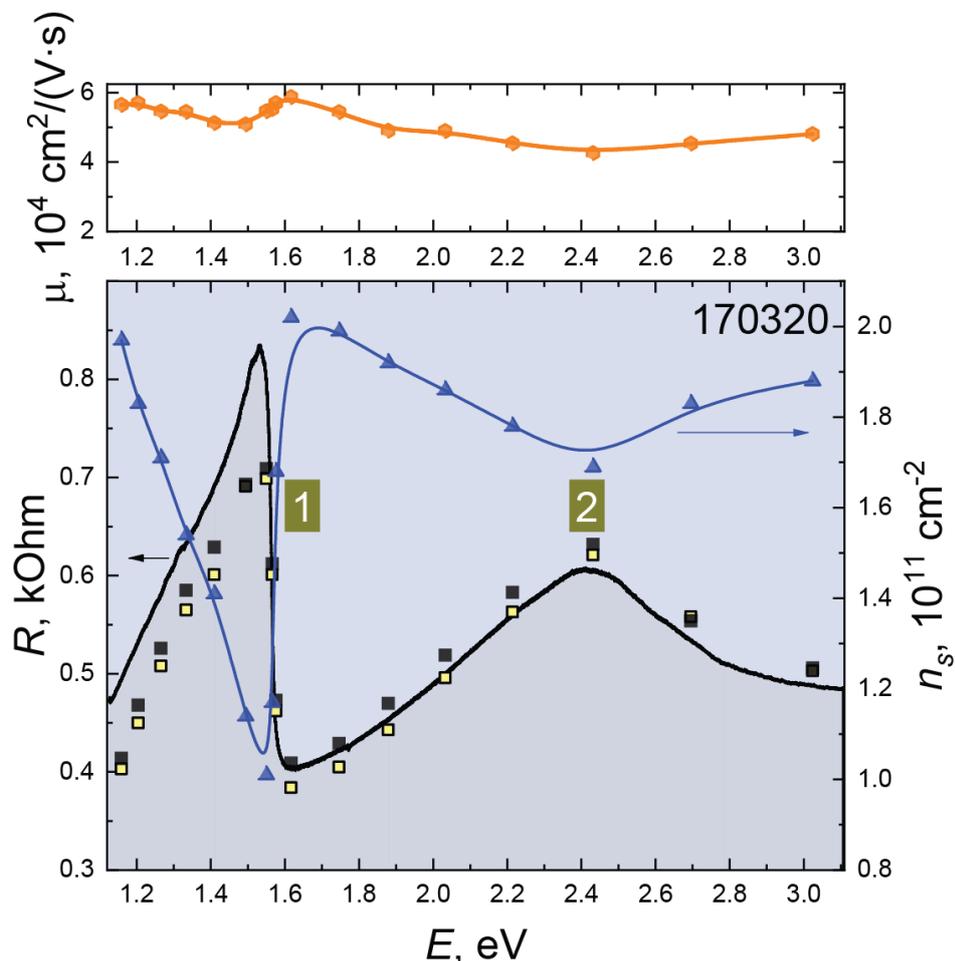


Рисунок 24. Измеренный при $T = 4,2$ К спектр ОФП образца 170320, обладающего нормальной зонной структурой и темновой проводимостью n -типа. Сплошная линия соответствует непрерывной записи, светлые символы — поточечной записи при включенной подсветке, темные — поточечной записи после выключения подсветки. Стрелками обозначены характерные спектральные особенности 1 и 2. Также указаны значения концентрации электронов, полученные с помощью измерений эффекта Холла. Сверху показана зависимость подвижности электронов от энергии кванта падающего света.

На рисунке 24 также приведены значения концентрации носителей, определенные с помощью измерений КЭХ при различных длинах волны падающего на образец света. Данная структура обладает *n*-типом проводимости и достаточно высокой (не менее $1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$) концентрацией электронов в КЯ как в темновых условиях, так и при подсветке светом с любой энергией кванта из используемого диапазона. Это позволило отчетливо наблюдать КЭХ во всем диапазоне энергий. Типичная зависимость холловского сопротивления от магнитного поля показана на рис. 25b. Значения концентраций носителей заряда, определенных по наклону зависимости $U_{xy}(B)$ в слабых магнитных полях и по положению плато КЭХ, отличаются не более чем на 10%, что типично для КЯ HgTe *n*-типа.

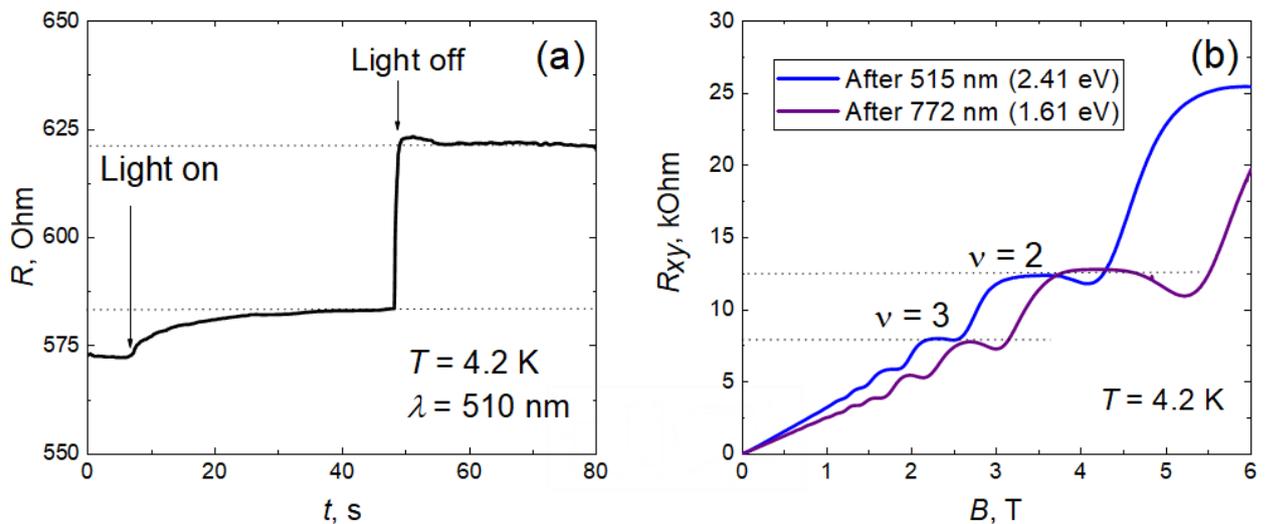


Рисунок 25. (а) Кинетика сопротивления структуры 170320 при включении и выключении подсветки на длине волны 510 нм (2,43 эВ), измеренная при $T = 4.2 \text{ K}$. В начальный момент времени образец находился в состоянии после подсветки на длине волны 560 нм (2,21 эВ). (b) Зависимости холловского сопротивления структуры 170320 от магнитного поля (КЭХ), полученные после облучения образца светом с двумя различными значениями длины волны. Наклон кривых (знак эффекта Холла) соответствует электронному типу проводимости.

В спектре ОФП данного образца наблюдается рост сопротивления при увеличении энергии кванта падающего света в диапазоне энергий 1,1–1,5 эВ, сопровождающийся уменьшением концентрации электронов. Затем, при энергии 1,55 эВ, происходит резкое, более чем в 2 раза, уменьшение сопротивления (спектральная особенность 1). Дальнейшее увеличение энергии

приводит к достаточно плавному росту сопротивления, и при энергии 2,42 эВ наблюдается локальный максимум сопротивления (спектральная особенность 2), после которого сопротивление постепенно уменьшается.

Из рис. 24а следует, что увеличение сопротивления происходит одновременно с уменьшением концентрации, и наоборот. Отсюда можно заключить, что наблюдаемые изменения сопротивления в основном обусловлены изменениями концентрации электронов в КЯ. Данный вывод также подтверждается приведенной на рис. 24б зависимостью холловской подвижности от энергии кванта падающего света. Изменение подвижности во всем спектральном диапазоне не превышает 30%, в то время как минимальное и максимальное значения сопротивления отличаются более чем в два раза.

Некоторая корреляция между зависимостями концентрации и холловской подвижности электронов (меньшие значения подвижности соответствуют меньшей концентрации) указывает на экранирование электронным газом потенциала заряженных примесей. Подобный эффект наблюдался в гетероструктурах InAs/AlSb [10] и GaAs/AlGaAs [70].

3.3 ОФП в образцах с темновой проводимостью *p*-типа

Все остальные рассматриваемые в данной работе структуры обладали темновой проводимостью *p*-типа. Среди них можно отдельно выделить образцы с нормальным зонным спектром (151223, 151224 и 160120) и образцы с инвертированной или бесщелевой зонной структурой. Первые отличались тем, что почти во всем рассматриваемом спектральном диапазоне подсветка приводила к смене типа проводимости и появлению электронной концентрации. Вторые демонстрировали более сложное поведение, эти структуры будут рассмотрены отдельно.

3.3.1 Образцы с нормальной ЗС

Все спектры ОФП для образцов с нормальной ЗС демонстрируют схожие особенности (рис. 2б), кроме того, они оказываются сходными с теми, что были

описаны выше для структуры 170320. В то же время особенность 1 представляет собой резкий пик сопротивления, в отличие от резкого спада, наблюдавшегося в спектре структуры 170320. Положение этого пика практически неизменно для всех структур. Особенность 2 в области 2,3 эВ, также как и в структуре 170320, является локальным максимумом сопротивления. При этом положение этого максимума немного отличается для различных структур.

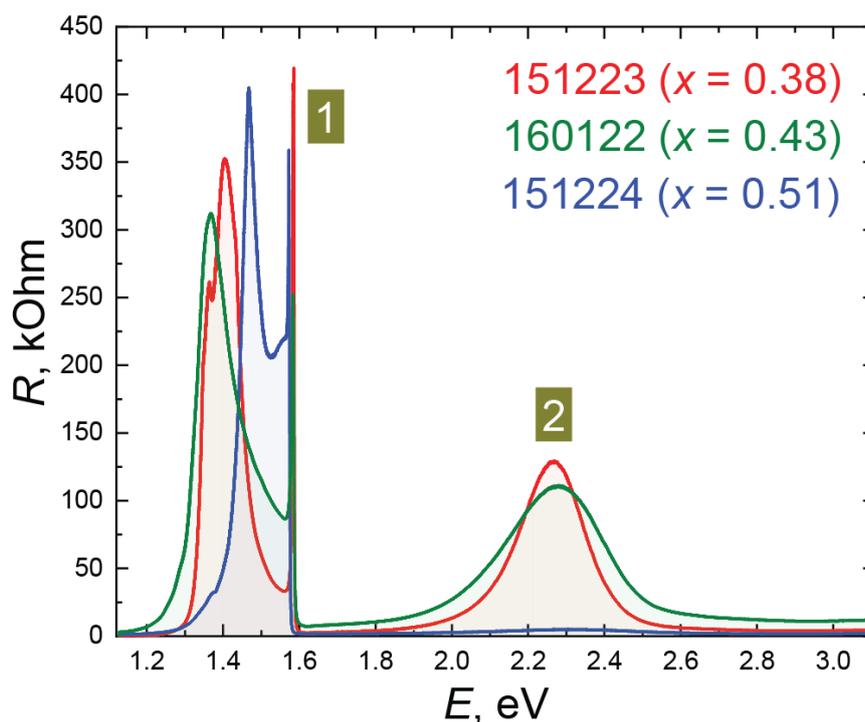


Рисунок 26. Спектры ОФП образцов с нормальной зонной структурой, обладающих в темновых условиях *p*-типом проводимости. Спектры измерены при $T = 4,2$ К при непрерывном сканировании. Обозначены характерные спектральные особенности 1 и 2. Для образцов указано содержание кадмия в барьерных слоях.

Как можно заметить из рис. 26, проводимость в рассматриваемых структурах оказывается заметной лишь при подсветке светом с определёнными энергиями квантов ($< 1,2$ эВ, $1,6-1,8$ эВ, $> 2,7$ эВ). Это подтверждается данными измерений КЭХ (рис. 27): лишь в указанных областях удалось наблюдать КЭХ и определить концентрацию электронов, которая составила не более $0,6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. В остальных областях образец имел большое сопротивление (100 кОм и более), что указывало на отсутствие проводимости в двумерном газе в КЯ. Тем

не менее, в области 1,55 эВ удалось наблюдать смену знака эффекта Холла, что указывало на наличие дырочной проводимости при подсветке с указанной энергией кванта.

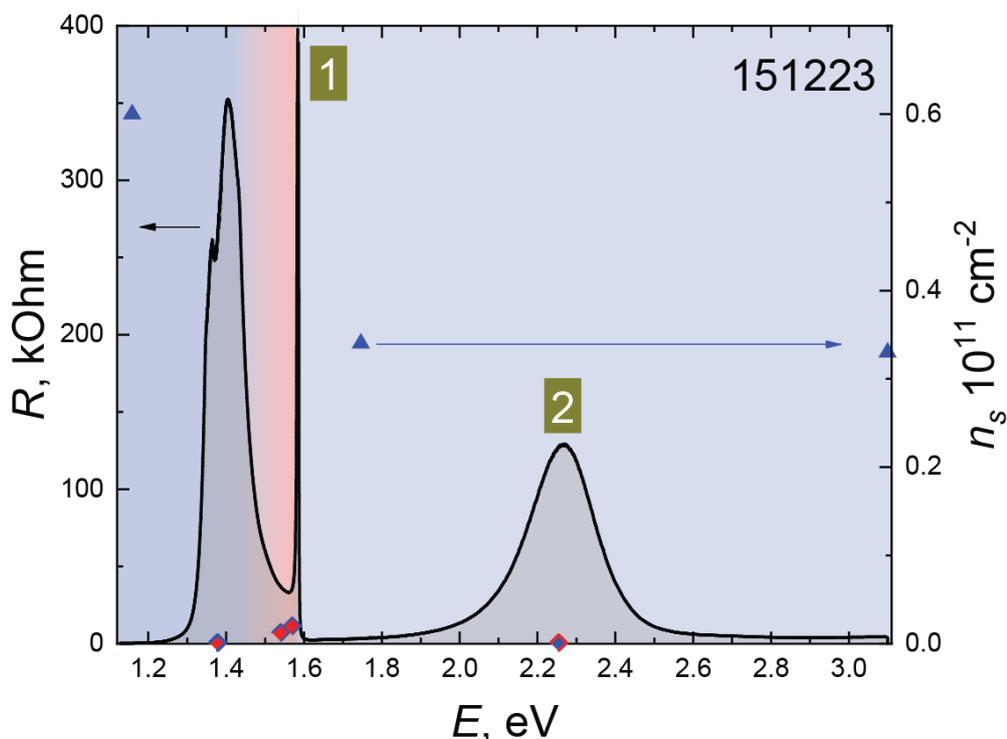


Рисунок 27. Измеренный при $T = 4,2$ К спектр ОФП образца 151223, обладающего нормальным зонным спектром и темновой проводимостью p -типа. Также указаны значения концентрации, полученные с помощью измерений эффекта Холла. Синие символы и заливка соответствуют электронам, красные – дыркам. Градиентные переходы обозначают области, в которых происходит постепенная смена типа проводимости.

3.3.2 Образцы с инвертированной и бесщелевой ЗС.

Образцы с инвертированной и бесщелевой ЗС демонстрируют более сложную картину спектров ОФП, нежели образцы с нормальной ЗС. На рис. 28 показаны спектр ОФП и значения концентраций носителей заряда, определенные по данным измерений КЭХ, для структуры 150218, обладающей бесщелевым зонным спектром при низкой температуре. Наблюдаемые при некоторых значениях энергии кванта света определенные несоответствия значений сопротивления, полученных при непрерывной и поточечной записи спектра, связаны со слишком большой скоростью непрерывного сканирования на данных участках, на которых сопротивление образца после подсветки не успевает выйти на свое постоянное значение. В диапазоне энергий кванта

падающего света 1,1 – 1,2 эВ данный образец обладает *n*-типом проводимости, и его сопротивление увеличивается с ростом энергии фотона. При увеличении энергии кванта происходит плавная смена типа проводимости на дырочный, и этот тип проводимости сохраняется вплоть до энергии 1,6 эВ (красная кривая на рис. 29). При этом в момент смены типа проводимости (~ 1,2 эВ) холловское напряжение близко к нулю, что указывает на взаимную компенсацию электронов и дырок.

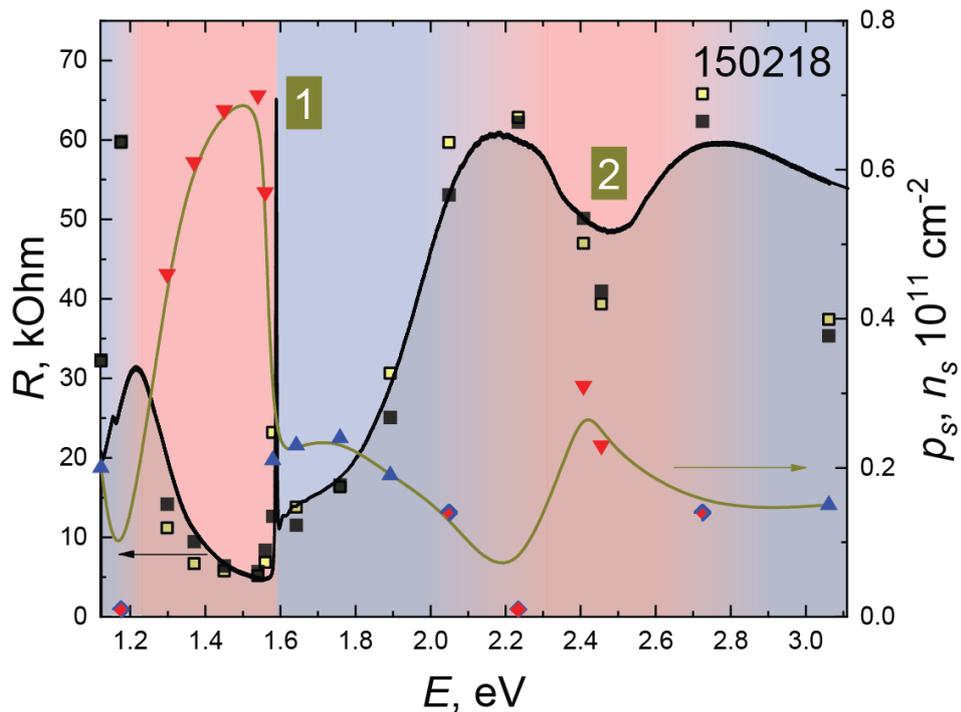


Рисунок 28. Измеренный при $T = 4,2$ К спектр ОФП образца 150218, обладающего бесщелевым зонным спектром и темновой проводимостью *p*-типа. Сплошная черная линия соответствует непрерывной записи, светлые символы — поточечной записи при включенной подсветке, темные — поточечной записи после выключения подсветки. Также указаны значения концентрации, полученные с помощью измерений эффекта Холла. Синие символы и заливка соответствуют электронам, красные — дыркам. Градиентные переходы обозначают области, в которых происходит постепенная смена типа проводимости.

Увеличение энергии кванта больше 1,6 эВ приводит к резкой смене типа проводимости с дырочного на электронный (синяя кривая на рис. 29) через изолирующее состояние, сопровождающейся резким пиком сопротивления (особенность 1). При этом положение данной особенности оказывается таким же, как и для описанных ранее образцов.

Дальнейшее увеличение энергии фотона приводит к постепенному росту сопротивления, и в окрестности энергии 2,2 эВ вновь происходит плавная смена типа проводимости на дырочный. При этом в достаточно широкой области спектра (2,0 – 2,3 эВ) наблюдается сосуществование в КЯ электронов и дырок, подтверждаемое знакопеременным эффектом Холла (темно-желтая кривая на рис. 29). Плавная смена типа проводимости обозначена на рис. 28 градиентным переходом от области с *n*-типом проводимости (синяя заливка) к области с *p*-типом проводимости (красная заливка).

При энергии примерно 2,5 эВ наблюдается локальный минимум сопротивления и соответствующий ему максимум концентрации дырок (особенность 2). Как и для особенности 1, особенность 2 по своему положению хорошо согласуется с аналогичной особенностью в других образцах, несмотря на то, что в них она представляет собой максимум сопротивления. Из измерений КЭХ следует, что в окрестности данного значения энергии образец имеет *p*-тип проводимости с концентрацией дырок $\sim 0,3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

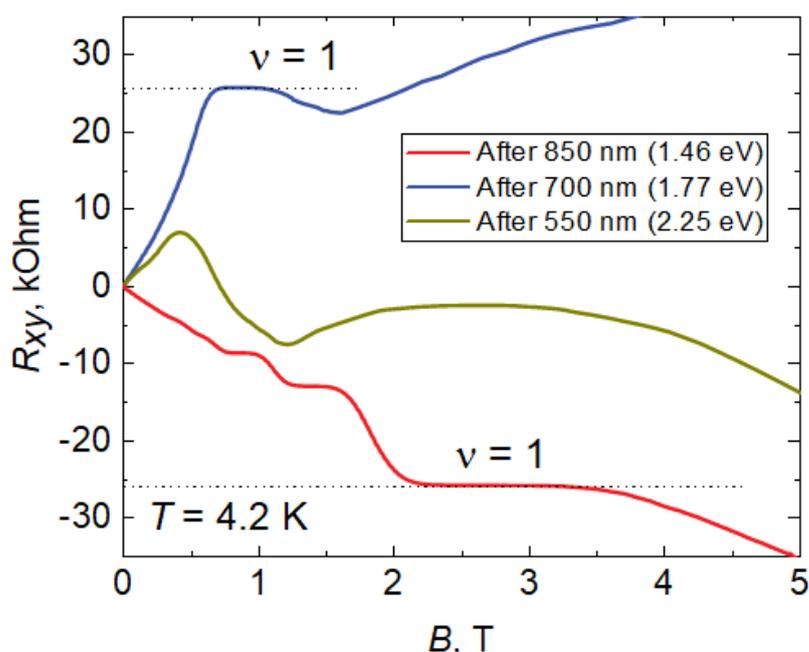


Рисунок 29. Зависимости поперечного сопротивления структуры 150218 от магнитного поля (КЭХ), полученные после облучения образца светом с различными значениями длины волны. Положительный наклон кривой соответствует электронному типу проводимости (синяя кривая), отрицательный — дырочному (красная кривая). Знакопеременный характер КЭХ свидетельствует о сосуществовании в образце электронов и дырок (темно-желтая кривая).

Дальнейшее увеличение энергии кванта падающего света приводит к обратной плавной смене типа проводимости на электронный, причем, как и в случае смены типа проводимости в области 2,0–2,3 эВ, наблюдается одновременное присутствие в КЯ и электронов, и дырок в достаточно широком диапазоне энергий 2,6–2,8 эВ.

В рассматриваемой структуре значения концентраций как дырок, так и электронов оказываются достаточно небольшими. Максимальное значение концентрации для дырок, наблюдаемое при энергии кванта падающего света 1,55 эВ, составляет $0,7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, а максимальное значение концентрации электронов незначительно превышает $0,2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

В образцах с инвертированной зонной структурой (150219 и 151225) спектры ОФП достаточно похожи друг на друга (рис. 30) и качественно не отличаются от спектра образца 150218 (рис. 28). Наблюдаются те же характерные спектральные особенности — резкий пик сопротивления вблизи энергии фотона 1,6 эВ и провал сопротивления в районе 2,5 эВ.

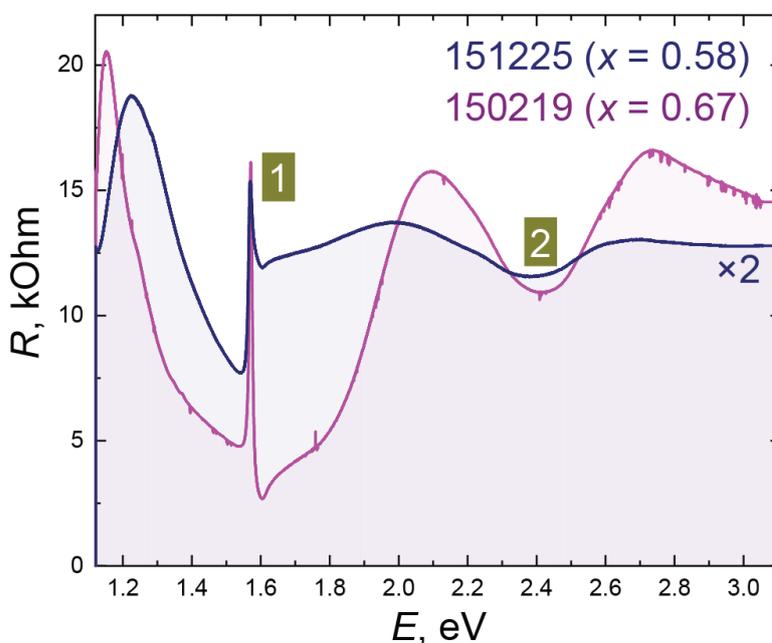


Рисунок 30. Спектры ОФП образцов с инвертированной зонной структурой, обладающих в темновых условиях *p*-типом проводимости. Спектры измерены при $T = 4,2 \text{ К}$ при непрерывном сканировании. Обозначены характерные спектральные особенности 1 и 2. Для образцов указано содержание кадмия в барьерных слоях. Значения сопротивления образца 151225 умножены на 2 для простоты сравнения.

Однако анализ значений концентрации носителей заряда (рис. 31) позволяет выявить существенные отличия от структуры 150218. А именно, в окрестности энергии 2,5 эВ для инвертированных образцов смена типа проводимости не наблюдается, образец во всем диапазоне энергий квантов света 1,9–3,1 эВ сохраняет дырочный тип проводимости. Уменьшение сопротивления при этом оказывается вызвано увеличением концентрации дырок. Также можно заметить, что концентрация дырок (в тех диапазонах энергий, где тип проводимости дырочный) в данном образце оказывается существенно выше, чем в образце 150218. При этом значения концентрации электронов в диапазоне 1,6–1,9 эВ, напротив, оказываются ниже, чем в образце 150218, и не превышают $0,1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Столь низкие значения могут указывать на то, что в данном диапазоне вообще не происходит полноценной смены типа проводимости на электронный, и в КЯ сосуществуют оба типа носителей.

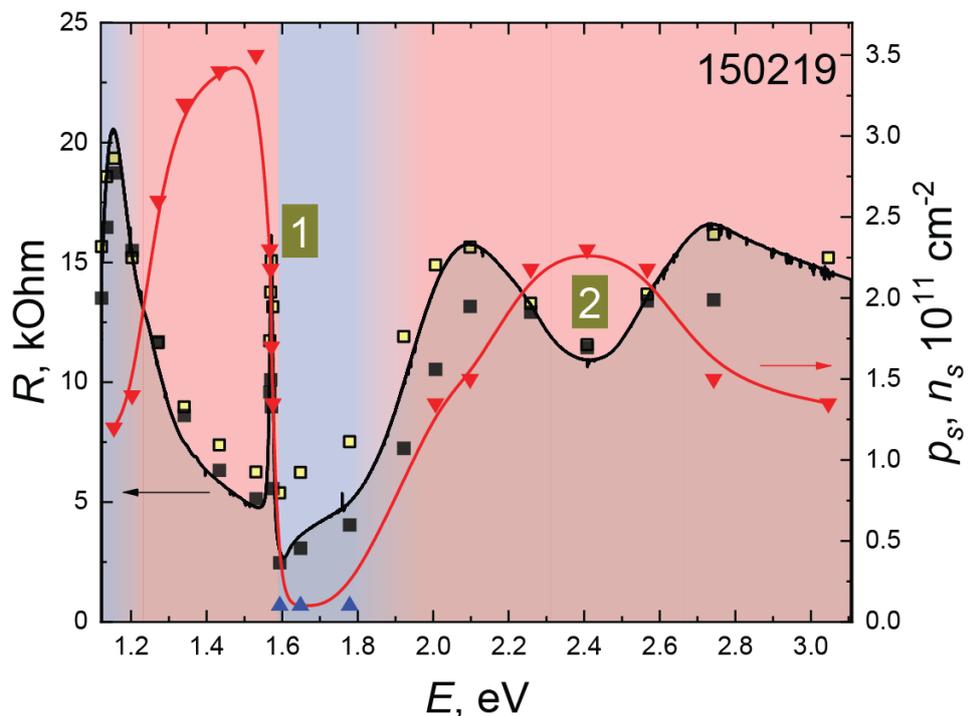


Рисунок 31. Измеренный при $T = 4,2 \text{ К}$ спектр ОФП образца 150219, обладающего инвертированным зонным спектром и темновой проводимостью p -типа. Сплошная черная линия соответствует непрерывной записи, светлые символы — поточечной записи при включенной подсветке, темные — поточечной записи после выключения подсветки. Также указаны значения концентрации, полученные с помощью измерений эффекта Холла. Синие символы и заливка соответствуют электронам, красные — дыркам. Градиентные переходы обозначают области, в которых происходит постепенная смена типа проводимости.

Пик сопротивления вблизи энергии фотона 1,6 совпадает с резкой сменой типа проводимости. При этом смена типа проводимости, имеющая место в диапазоне 1,8–2,0 эВ, происходит не резко, то есть в указанном диапазоне КЭХ оказывается плохо измерим, что может говорить о сосуществовании в КЯ электронов и дырок. В целом, характер данной смены типа проводимости аналогичен той, которая происходит в образце 150218 в диапазоне 2,1–2,3 эВ.

3.4 Измерения спектров ОФП при $T = 77$ К

Как уже упоминалось, спектры ОФП могли записываться не только при температуре жидкого гелия, но и при температуре жидкого азота, хотя в последнем случае отсутствовала возможность производить измерения эффекта Холла и определять тип и концентрацию носителей заряда. Сравнение спектров, измеренных при различных значениях температуры, позволяет, в частности, определить изменение положения спектральных особенностей при изменении температуры, что может быть полезно для установления природы наблюдаемых особенностей.

На рис. 32 представлены спектры ОФП образца 151223 с нормальной зонной структурой, измеренные при температурах 4,2 К и 77 К. При увеличении температуры спектр качественно не изменяется, в нем сохраняются особенности 1 и 2, однако они становятся менее выраженными. Также отчетливо виден сдвиг особенности 1 в область меньших энергий.

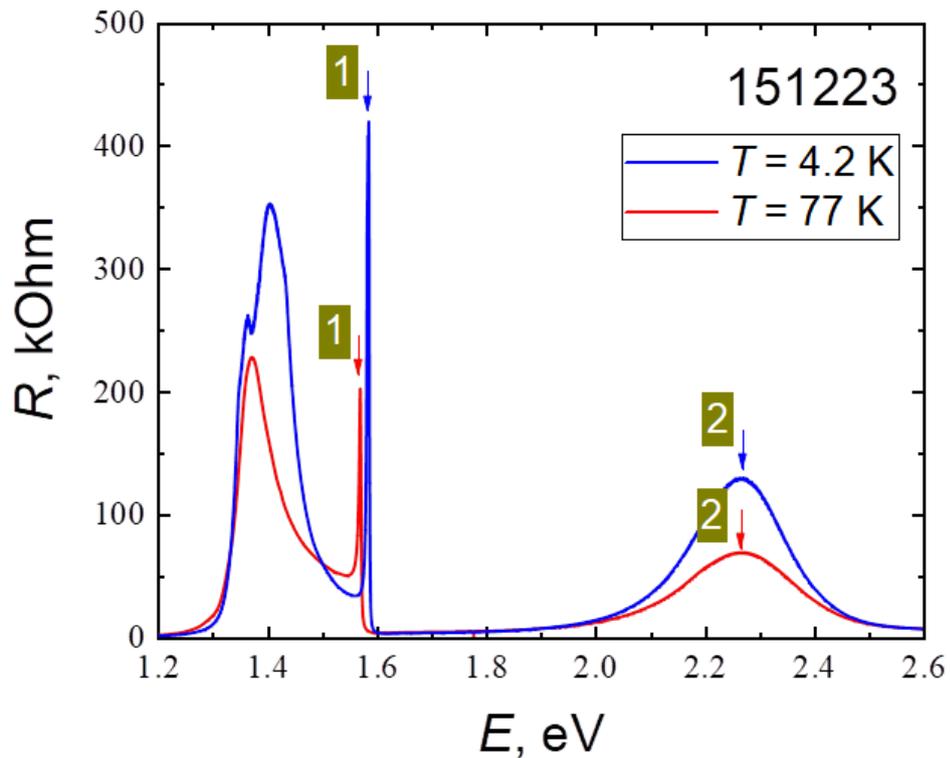


Рисунок 32. Спектры ОФП образца 151223, измеренные при значениях температуры 4,2 К и 77 К. Стрелками обозначены спектральные особенности 1 и 2.

Иная ситуация наблюдается для образца 150218 с бесщелевой зонной структурой. Спектры ОФП данного образца, измеренные при температурах 4,2 К и 77 К, представлены на рис. 33. Данные спектры качественно различаются: так, при $T = 4,2$ К особенность 1 представляет собой резкий пик сопротивления, а при $T = 77$ К — резкое уменьшение сопротивления при увеличении энергии кванта падающего света. Особенность 2, при $T = 4,2$ К являющаяся локальным минимумом сопротивления, при $T = 77$ К, напротив, превращается в локальный максимум. Как и для образца 151223, имеет место сдвиг положения особенности 1 в сторону меньших энергий при увеличении температуры. Можно заметить, что спектр ОФП, измеренный при $T = 77$ К в структуре 150218 (рис. 33), качественно очень похож на спектр ОФП структуры 170320 (рис. 24). Это связано с бесщелевым зонным спектром образца 150218: при повышении температуры термическая активация носителей заряда приводит к доминирующему вкладу электронов в проводимость. Таким образом, при $T = 77$ К образец 150218 будет иметь электронный тип

проводимости во всем исследуемом спектральном диапазоне, что и приводит к схожести спектров ОФП.

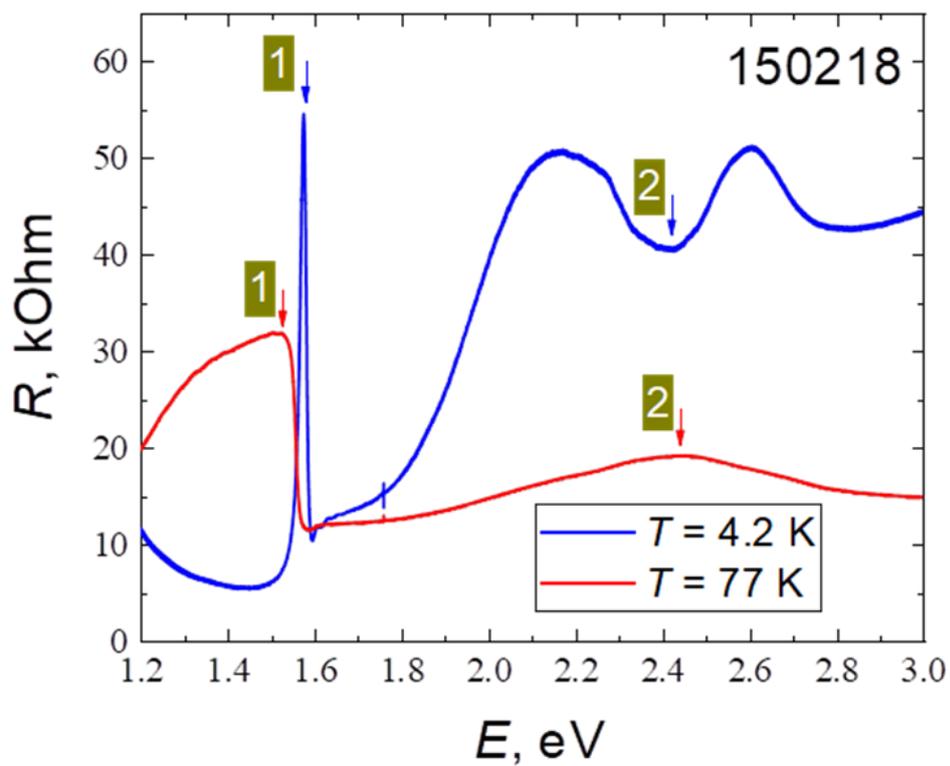


Рисунок 33. Спектры ОФП образца 150218, измеренные при значениях температуры 4,2 К и 77 К. Стрелками обозначены спектральные особенности 1 и 2.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

С целью установления механизмов, приводящих к возникновению эффекта ОФП в ДКЯ КРТ, было проведено сопоставление энергий особенностей, наблюдаемых в спектрах ОФП, с параметрами зонного спектра исследуемых образцов. В качестве примера на рис. 34 представлена энергетическая диаграмма для образца 151223. Значения ширины запрещенной зоны различных слоев рассчитывались с помощью формулы (1). Величина разрыва зон на гетерограницах находилась с использованием формулы (2) с учетом предположения, что данный параметр линейно зависит от доли кадмия в слоях. Значения спин орбитальной энергии для чистых CdTe и HgTe были взяты из работы [41], а для твердых растворов получены с помощью линейной интерполяции между данными значениями.

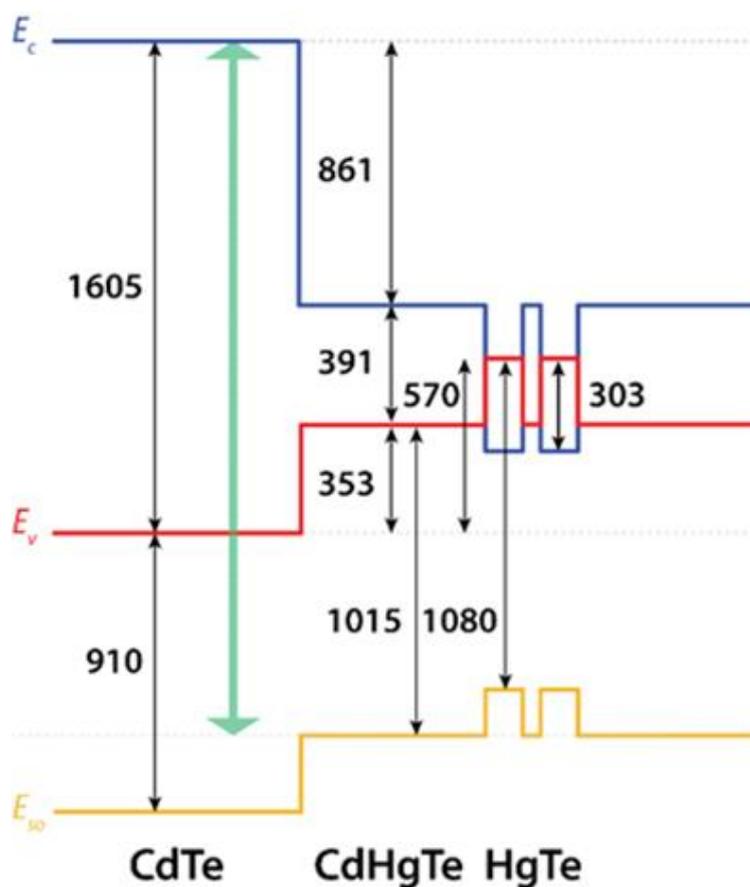


Рисунок 34. Энергетическая диаграмма для образца 151223 при $T = 4.2$ К. Энергии указаны в мэВ. Подложка справа (на рисунке не показана). Зонные параметры взяты из работы [41].

Энергия особенности 1, практически одинаковая для всех исследуемых образцов, хорошо согласуется с шириной запрещенной зоны покровного слоя CdTe. Чуть меньшая энергия особенности по сравнению с шириной запрещенной зоны CdTe может быть связана с проникновением ртути (~ 2%) из барьеров в покровный слой, что приводит к небольшому уменьшению ширины запрещенной зоны в нем по сравнению со значением для чистого CdTe. Еще одним подтверждением того, что особенность 1 связана именно с межзонными переходами в покровном слое, является сдвиг данной особенности в сторону меньших энергий с ростом температуры (рис. 32 и рис. 33), что хорошо согласуется с уменьшением ширины запрещенной зоны в прямозонном CdTe с ростом температуры (см. рис. 4).

Спектральное положение особенности 2, как уже отмечалось ранее, несколько отличается для разных образцов. Для образца 151223 данной особенности соответствует энергия 2,27 эВ (рис. 27). Если обратиться к энергетической диаграмме, приведенной на рис. 34, можно заметить, что указанная энергия соответствует энергии перехода между спин-отщепленной зоной в барьерном слое CdHgTe и зоной проводимости в покровном слое CdTe. Параметром, определяющим энергию данного перехода, является содержание кадмия в барьерных слоях x , которое различно для всех исследуемых структур (см. Табл. 1)

Зависимости положения особенности 2 и энергии перехода между спин-отщепленной зоной в барьерном слое $Cd_xHg_{1-x}Te$ и зоной проводимости в покровном слое CdTe от доли кадмия x показаны на рис. 35. Данные значения приведены с учетом погрешности, обусловленной шириной спектральной линии монохроматора. Как видно из рис. 35, имеется отличное согласие расчетной энергии с экспериментальными данными, что подтверждает вывод о том, что особенность 2 в спектрах ОФП действительно связана с забросом электронов из спин-отщепленной зоны барьерного слоя CdHgTe в зону проводимости покровного слоя CdTe.

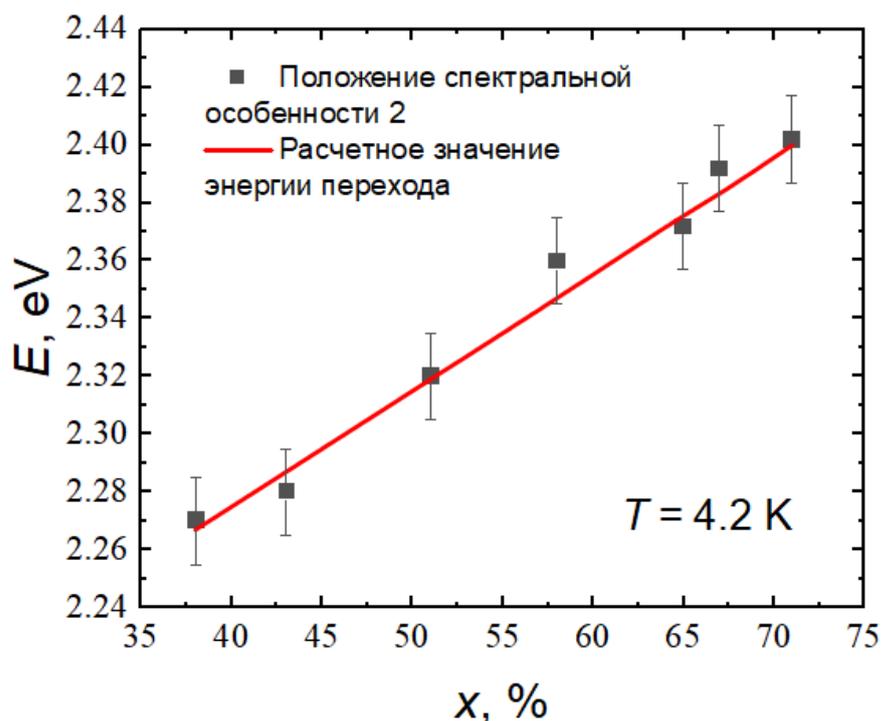


Рисунок 35. Рассчитанная теоретически зависимость энергии перехода между спин-отщепленной зонной барьерного слоя CdHgTe и зоной проводимости покровного слоя CdTe (красная линия) и полученные из анализа спектров экспериментальные значения энергии особенности 2 с учетом погрешности монохроматора (символы). $T = 4.2 \text{ K}$.

Объяснение самих механизмов ОФП проще всего начать с рассмотрения структуры 170320 (рис. 24), в которой независимо от подсветки сохраняется электронный проводимости. Как уже говорилось ранее, в этой структуре все особенности спектра ОФП определяются изменением концентрации электронов в КЯ. Также уже отмечалось, что в этих структурах присутствует встроенное электрическое поле, вызванное разделением зарядов между КЯ и поверхностью (как показано в работе [71], основным «поставщиком» носителей заряда в КЯ является именно поверхность).

При энергиях кванта света больше 1,6 эВ — ширины запрещенной зоны покровного слоя CdTe — имеет место генерация электронно-дырочных пар в покровном слое CdHgTe. За счет высокой подвижности электроны, диффундируя, достигают КЯ, несмотря на необходимость движения против встроенного электрического поля. Это приводит к существенно большей ((1,7–2,0)·10¹¹ см⁻²) концентрации электронов в КЯ по сравнению с темновым

значением ($1,0 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$) при освещении светом с энергией кванта 1,6–3,2 эВ (рис. 24) и резкому изменению концентрации электронов в яме при переходе через 1,6 эВ (спектральная особенность 1). Дырки же, несмотря на увлечение их встроенным электрическим полем, наиболее вероятно, захватываются ловушками, в роли которых могут выступать, к примеру, вакансии ртути, представляющие собой двухзарядные акцепторы [9, 72]. Естественно, значение установившейся концентрации при освещении светом с определенной энергией будет определяться многими факторами, например, скоростями дрейфа и диффузии и временами жизни носителей. В частности, увеличение количества электронов в КЯ будет приводить к увеличению встроенного поля, которое будет препятствовать диффузии электронов от поверхности к КЯ и «помогать» дыркам двигаться в этом направлении.

Появление в спектре ОФП особенности 2, как было показано выше, обусловлено забросом электронов из спин-отщепленной зоны барьерного слоя CdHgTe в зону проводимости покровного слоя CdTe. Фактически может иметь место переход с некоторого примесно-дефектного резонансного состояния в валентной зоне CdTe, либо с некоторого «виртуального» уровня, связанного со спин-отщепленной зоной в барьере CdHgTe. Несмотря на то, что такой заброс электронов, по сути, тоже является генерацией электрон-дырочной пары в покровном слое CdTe, он приводит к появлению существенно менее «энергичных» электронов и, возможно, более «энергичных» дырок, чем в случае «обычной» межзонной генерации. Соответственно, баланс в поставке носителей в КЯ смещается в сторону дырок. Это и приводит к уменьшению концентрации электронов в КЯ и появлению особенности 2 в спектре ОФП структуры 170320 в виде пика.

Еще раз подчеркнем здесь, что особенность 2 есть следствие смещения баланса поставки носителей в сторону дырок. Поэтому для образцов, в которых при освещении светом с энергией 2–2,8 эВ наблюдается электронный тип проводимости (170203 — рис. 24, 151223, 151224, 160122 — рис. 26),

особенность 2 на спектрах ОФП проявляется в виде пика сопротивления. А для образцов с дырочным типом проводимости в этой области (150218 — рис. 28, 150219, 151225 — рис. 30) — в виде провала.

Аналогичные рассуждения можно применить при рассмотрении диапазона энергий 1,1–1,6 эВ. В этом случае генерация электрон-дырочных пар происходит не в покровном слое CdTe, а в барьерном слое CdHgTe (наибольшее среди исследуемых структур значение ширины запрещенной зоны барьерного слоя CdHgTe — 1,025 эВ в структуре 150218 — меньше минимальной рассматриваемой энергии). По мере увеличения энергии от 1,1 к 1,6 эВ наблюдается уменьшение концентрации электронов в структуре 170203 или даже смена типа проводимости и увеличение концентрации дырок в ряде других структур. Также аналогично приведенным выше рассуждениям можно предположить, что происходит изменение баланса в поставке носителей в КЯ в сторону дырок. Причина такого изменения до конца неясна — в указанном диапазоне не наблюдается каких-либо ярко выраженных спектральных особенностей, сопоставление энергий которых с энергетической диаграммой структур способствовало бы установлению механизмов, лежащих в основе смещения равновесия в сторону дырок. Можно лишь вслед за авторами работы [16] предположить, что в данной области спектра имеют место переходы с достаточно широкого по значениям энергии ансамбля глубоких центров, расположенных в барьерных слоях CdHgTe, на дно зоны проводимости. В результате указанных переходов возникают высокоэнергетичные дырки, которые достигают КЯ, что уменьшает концентрацию электронов в ней.

При достижении энергии 1,6 эВ «включается» поглощение света и генерация электронно-дырочных пар в покровном слое CdTe. Этот механизм, судя по всему, оказывается намного эффективнее/интенсивнее, чем остальные, что приводит к резкому увеличению концентрации электронов в КЯ.

Для остальных структур с темновой проводимостью p -типа рассуждения остаются такими же: в диапазоне 1,1–1,6 эВ идет генерация электрон-дырочных пар в барьерном слое CdHgTe, которая приводит к появлению электронов в КЯ при энергии кванта 1,1 эВ (рис. 27, 28, 31). Увеличение энергии приводит к смещению баланса «поставки» носителей заряда в сторону дырок, что приводит к изолирующему состоянию (рис. 26) или даже дырочному типу проводимости (рис. 28, 31). К сожалению, пока не удалось выявить механизм, ответственный за смещение баланса. К примеру, сравнение спектров ОФП в образцах с нормальной ЗС (рис. 26) показывает, что начало роста сопротивления в области 1,3–1,4 эВ и положение максимума сопротивления в области 1,35–1,5 эВ не коррелируют с составом барьера. Можно предположить, что в данном диапазоне имеет место смена типа проводимости с электронного на дырочный, а то, как именно это происходит (и, соответственно, наблюдается на спектрах ОФП) определяется не только зонной диаграммой, но и совокупностью многих факторов, включающих в себя времена жизни носителей заряда. Поэтому рост сопротивления, а затем его спад в диапазоне 1,1–1,6 эВ для структур 151223, 151224 и 160122 (рис. 26) могут быть связаны, в том числе, с индивидуальными особенностями последних.

Переход через точку 1,6 эВ сопровождается включением генерации электрон-дырочных пар в покровном слое CdTe, что во всех случаях приводит к резкой смене типа проводимости с дырочного на электронный. В спектрах ОФП это сопровождается резким пиком сопротивления (особенность 1), что вызвано переходом через изолирующее состояние.

Дальнейшее увеличение энергии кванта в диапазоне 1,6–3,1 эВ сопровождается уменьшением концентрации электронов и, в ряде случаев, сменой типа проводимости с электронного на дырочный, что связано с «включением» перехода из спин-отщепленной зоны барьерного слоя в зону проводимости покровного слоя. Максимальное влияние этого механизма проявляется на спектрах ОФП в виде особенности 2.

Отдельно следует рассмотреть вопрос о смене типа проводимости во всех рассматриваемых структурах при изменении энергии кванта падающего света. Резкая смена типа проводимости имеет место только при «включении» межзонной генерации в покровном слое CdTe, то есть при достижении энергией кванта падающего света значения, равного ширине запрещенной зоны указанного слоя. В остальных случаях смена типа проводимости происходит постепенно, то есть в определенном диапазоне энергий кванта падающего света в структуре одновременно существуют электроны и дырки, что подтверждается знакопеременным эффектом Холла.

Сосуществование носителей двух разных типов может быть связано с тем, что воздействие света приводит к изменению концентрации или даже типа носителей заряда только в КЯ, расположенной ближе к покровному слою, в то время как во второй КЯ всегда имеется определенная концентрация дырок для образцов с темновой проводимостью *p*-типа или электронов для образцов с темновой проводимостью *n*-типа. Это вызвано, во-первых, тем, что, по сути, барьер между ямами является туннельно-прозрачным только для электронов, но не для дырок [17], а, во-вторых, за счет распределения зарядов в КЯ профили КЯ могут быть искажены так, что образуются 2 «отдельных» потенциальных ямы для носителей заряда. Таким образом, итоговые тип и величина проводимости в структуре будут определяться соотношением носителей заряда в отдельных КЯ. Резкая смена типа проводимости при «включении» генерации в покровном слое CdTe, вероятно, объясняется крайне высокой интенсивностью данного процесса, который приводит к быстрому установлению «единой» концентрации в КЯ.

Анализ спектров ОФП и измерений КЭХ для различных структур с ДКЯ HgTe/CdHgTe позволяет определить, подсветка с какими значениями длины волны может использоваться для наиболее эффективного управления типом проводимости. Для структур с темновой проводимостью *p*-типа резкая смена типа проводимости происходит только при энергии кванта падающего света

1,6 эВ за счет «включения» межзонной генерации в покровном слое, а во всех остальных случаях смена типа проводимости происходит плавно. Поэтому наиболее эффективным способом обратимым образом изменять тип проводимости структур может являться использование двух источников света с энергиями кванта, одна из которых немного меньше значения 1,6 эВ (для получения дырочной проводимости), а другая немного больше указанного значения (для получения электронной проводимости). В качестве таких источников света можно использовать ИК-светодиоды с длинами волн, лежащих в пределах 720-750 нм и 800-820 нм.

При этом нельзя утверждать, что для любых структур с ДКЯ HgTe/CdHgTe подобный метод гарантированно позволит обратимым образом изменять тип проводимостью. Примером может служить структура 170320, сохраняющая электронный тип проводимости во всем используемом диапазоне. Тем не менее, даже для этой структуры именно в окрестности энергии кванта падающего света 1,6 эВ наблюдается наиболее резкое изменение концентрации электронов. Поэтому использование двух источников света с энергиями кванта немного меньше и немного больше данного значения позволит в случае структуры 170320 изменять концентрацию практически в 2 раза. Таким образом, даже в случае невозможности смены типа проводимости с помощью подсветок, использование источников света с указанными энергиями фотонов позволит достаточно эффективно управлять концентрацией носителей в структуре. Представляется, что этот метод также может быть эффективен для управления концентраций носителей заряда и в гетероструктурах HgTe/CdHgTe с одиночными КЯ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключении формулируем основные результаты:

- При различных температурах выполнены исследования эффекта ОФП в гетероструктурах $\text{HgTe}/\text{CdHgTe}$ с ДКЯ с различными наборами параметров, соответствующих разным типам зонной структуры. При помощи источников света с различными значениями длины волны продемонстрирована возможность обратимым образом изменять не только концентрацию, но и тип носителей заряда при низких температурах. Показано, что для всех исследуемых структур эффект ОФП сохраняется вплоть до температур ~ 120 К.
- С помощью решеточного монохроматора при $T = 4,2$ К и $T = 77$ К измерены спектры ОФП гетероструктур $\text{HgTe}/\text{CdHgTe}$ с двойными квантовыми ямами. При гелиевой температуре также проведены измерения КЭХ, позволившие получить зависимость типа и концентрации носителей заряда от энергии кванта падающего света. В спектрах ОФП всех исследуемых структур выявлены две характерные особенности. Первая из них расположена вблизи энергии 1,6 эВ и представляет собой, в зависимости от типа темновой проводимости структуры, либо резкий скачок сопротивления, либо острый пик сопротивления. Вторая особенность для различных структур расположена в диапазоне 2,2–2,4 эВ и представляет собой либо локальный максимум, либо локальный минимум сопротивления. Сопоставление энергий этих особенностей с зонными диаграммами исследуемых структур позволило установить, что спектральное положение особенности 1 соответствует ширине запрещенной зоны покровного слоя CdTe , а положение особенности 2 — разнице энергий между спин-отщепленной зоной барьерного слоя CdHgTe и зоной проводимости покровного слоя CdTe .
- На основании анализа спектров ОФП и результатов измерений КЭХ определены процессы, определяющие тип и концентрацию носителей

заряда в гетероструктурах HgTe/CdHgTe с ДКЯ при освещении светом с различными энергиями кванта. К ним относятся межзонная генерация электрон-дырочных пар в слоях CdTe и CdHgTe, переходы с ансамбля глубоких центров в барьерных слоях CdHgTe на дно зоны проводимости, а также заброс электронов из спин-отщепленной зоны барьерного слоя CdHgTe в зону проводимости покровного слоя CdTe. От энергии кванта падающего света зависит «включение» и «выключение» указанных процессов, а также соотношение их интенсивности, чем в конечном итоге и определяются установившиеся тип и концентрация носителей заряда.

- Предложен метод наиболее эффективной смены типа проводимости в структурах HgTe/CdHgTe с ДКЯ, основанный на использовании двух источников света с длинами волн, лежащими в пределах 720-750 нм и 800-820 нм. В случае невозможности смены типа проводимости с помощью подсветок данный метод, тем не менее, обеспечивает наиболее эффективное изменение концентрации носителей заряда в структуре.

СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Rogalski A. HgCdTe infrared detector material: history, status and outlook // Reports on Progress in Physics. — 2005. — Т. 68. — №. 10. — С. 2267.
2. Rogalski A. History of infrared detectors // Opto–Electronics Review. — 2012. — Т. 20. — №. 3. — С. 279–308.
3. Rogalski A. HgCdTe infrared detector material: history, status and outlook // Reports on Progress in Physics. — 2005. — Т. 68. — №. 10. — С. 2267.
4. Mikhailov N. N. et al. Growth of $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ nanostructures by molecular beam epitaxy with ellipsometric control // International Journal of Nanotechnology. — 2006. — Т. 3. — №. 1. — С. 120–130.
5. Varavin V. S. et al. HgCdTe epilayers on GaAs: growth and devices // Solid State Crystals 2002: Crystalline Materials for Optoelectronics. — International Society for Optics and Photonics, 2003. — Т. 5136. — С. 381–396.
6. König M. et al. Quantum spin Hall insulator state in HgTe quantum wells // Science. — 2007. — Т. 318. — №. 5851. — С. 766–770.
7. Bernevig B. A., Hughes T. L., Zhang S. C. Quantum spin Hall effect and topological phase transition in HgTe quantum wells // Science. — 2006. — Т. 314. — №. 5806. — С. 1757–1761.
8. Schultz M. et al. Crossing of conduction-and valence-subband Landau levels in an inverted HgTe/CdTe quantum well // Physical Review B. — 1998. — Т. 57. — №. 23. — С. 14772.
9. Николаев И. Д. и др. Зондирование состояний двухзарядного акцептора в гетероструктурах на основе CdHgTe с помощью оптического затвора // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 2020. — Т. 111. — №. 10. — С. 682–688.

-
10. Tuttle G., Kroemer H., English J. H. Electron concentrations and mobilities in AlSb/InAs/AlSb quantum wells // *Journal of Applied Physics*. — 1989. — Т. 65. — №. 12. — С. 5239–5242.
 11. Tsai L. C. et al. Persistent photoconductivity in SiGe/Si quantum wells // *Journal of Applied Physics*. — 1998. — Т. 84. — №. 2. — С. 877–880.
 12. Алешкин В. Я. и др. Спектры остаточной фотопроводимости в гетероструктурах InAs/AlSb с квантовыми ямами // *Физика и техника полупроводников*. — 2005. — Т. 39. — №. 1. — С. 30–34.
 13. Спири́н К. Е. и др. Особенности остаточной фотопроводимости в гетероструктурах InAs/AlSb с двойными квантовыми ямами с туннельно-прозрачным барьером // *Физика и техника полупроводников*. — 2012. — Т. 46. — №. 11. — С. 1424–1429.
 14. Chaves A. S., Chacham H. Negative photoconductivity in semiconductor heterostructures // *Applied physics letters*. — 1995. — Т. 66. — №. 6. — С. 727–729.
 15. Спири́н К. Е. и др. Спектры остаточной фотопроводимости в гетероструктурах с квантовыми ямами HgTe/CdHgTe // *Физика и техника полупроводников*. — 2019. — Т. 53. — №. 10. — С. 1401–1404.
 16. Спири́н К. Е. и др. Биполярная остаточная фотопроводимость в гетероструктурах HgTe/CdHgTe (013) с двойными квантовыми ямами // *Физика и техника полупроводников*. — 2018. — Т. 52. — №. 12. — С. 1482–1485.
 17. Krishtopenko S. S., Кнап W., Тeppe F. Phase transitions in two tunnel-coupled HgTe quantum wells: Bilayer graphene analogy and beyond // *Scientific Reports*. — 2016. — Т. 6. — С. 30755.
 18. Sengupta P. et al. Design principles for HgTe based topological insulator devices // *Journal of Applied Physics*. — 2013. — Т. 114. — №. 4. — С. 043702.

-
19. Overhof H. A model calculation for the energy bands in the $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ mixed crystal system // *physica status solidi (b)*. — 1971. — Т. 45. — №. 1. — С. 315–321.
20. Берченко Н. Н., Пашковский М. В. Теллурид ртути — полупроводник с нулевой запрещенной зоной // *Успехи физических наук*. — 1976. — Т. 119. — №. 6. — С. 223–255.
21. Schmit J. L., Stelzer E. L. Temperature and Alloy Compositional Dependences of the Energy Gap of $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ // *Journal of Applied Physics*. — 1969. — Т. 40. — №. 12. — С. 4865–4869.
22. Stankiewicz J., Girit W. Pressure and temperature dependence of the energy Gap in $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ // *physica status solidi (b)*. — 1972. — Т. 49. — №. 1. — С. 387–393.
23. Seiler, D.G. Temperature and composition dependence of the energy gap of $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ by two-photon magnetoabsorption techniques // *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*. — 1990. — Т. 8. — №. 2. — С. 1237.
24. Laurenti, J. P. Temperature dependence of the fundamental absorption edge of mercury cadmium telluride // *Journal of Applied Physics*. — 1990. — Т. 67. — №. 10. — С. 6454–6460.
25. Chu J., Sher A. *Physics and properties of narrow gap semiconductors*. — New York: Springer, 2008. — С. 308.
26. Büttner B. et al. Single valley Dirac fermions in zero-gap HgTe quantum wells // *Nature Physics*. — 2011. — Т. 7. — №. 5. — С. 418–422.
27. Semenoff G. W. Condensed-matter simulation of a three-dimensional anomaly // *Physical Review Letters*. 1984. — Т. 53. — №. 26. — С. 2449.
28. DiVincenzo D. P., Mele E. J. Self-consistent effective-mass theory for intralayer screening in graphite intercalation compounds // *Physical Review B*. — 1984. — Т. 29. — №. 4. — С. 1685.

-
29. Neto A. H. C. et al. The electronic properties of graphene // *Reviews of modern physics*. — 2009. — Т. 81. — №. 1. — С. 109.
30. Kvon Z. D. et al. Cyclotron resonance of Dirac fermions in HgTe quantum wells // *JETP letters*. — 2012. — Т. 94. — №. 11. — С. 816–819.
31. Kozlov D. A. et al. Weak localization of Dirac fermions in HgTe quantum wells // *JETP letters*. — 2013. — Т. 96. — №. 11. — С. 730–734.
32. Roushan P. et al. Topological surface states protected from backscattering by chiral spin texture // *Nature*. — 2009. — Т. 460. — №. 7259. — С. 1106–1109.
33. Zhang H. et al. Topological insulators in Bi₂Se₃, Bi₂Te₃ and Sb₂Te₃ with a single Dirac cone on the surface // *Nature physics*. — 2009. — Т. 5. — №. 6. — С. 438–442.
34. Hou Y. et al. Progress on 2D topological insulators and potential applications in electronic devices // *Chinese Physics B*. — 2020. — Т. 29. — №. 9. — С. 097304.
35. Квон З. Д. и др. Двумерный полуметалл в квантовых ямах на основе HgTe // *Физика низких температур*. — 2011. — Т. 37. — № 3. — С. 258–268.
36. Kvon Z. D. et al. Two-dimensional electron-hole system in a HgTe-based quantum well // *JETP Letters*. — 2008. — Т. 87. — №. 9. — С. 502–505.
37. Gusev G. M. et al. Quantum Hall effect near the charge neutrality point in a two-dimensional electron-hole system // *Physical Review Letters*. — 2010. — Т. 104. — №. 16. — С. 166401.
38. Kvon Z. D., Olshanetsky E. B., Novik E. G. DA Kozlov, NN Mikhailov, IO Parm, and SA Dvoretzky // *Phys. Rev. B*. — 2011. — Т. 83. — С. 193304.
39. Квон З. Д. и др. Топологические изоляторы на основе HgTe // *Успехи физических наук*. — 2020. — Т. 190. — №. 7. — С. 673–692.

-
40. Жолудев М. С. — Терагерцовая спектроскопия квантовых ям $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико–математических наук. Нижний Новгород. — 2013 г. 130 стр.
41. Krishtopenko S. S. et al. Pressure- and temperature-driven phase transitions in HgTe quantum wells // *Physical Review B*. — 2016. — Т. 94. — №. 24. — С. 245402.
42. Malcolm J. D., Nicol E. J. Magneto-optics of massless Kane fermions: Role of the flat band and unusual Berry phase // *Physical Review B*. — 2015. — Т. 92. — №. 3. — С. 035118.
43. Latussek V. et al. Deformation potentials of the semimetal HgTe // *Physical Review B*. — 2005. — Т. 71. — №. 12. — С. 125305.
44. Becker C. R. et al. Band structure and its temperature dependence for type-III $\text{HgTe}/\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ superlattices and their semimetal constituent // *Physical Review B*. — 2000. — Т. 62. — №. 15. — С. 10353.
45. Ohta T. et al. Controlling the electronic structure of bilayer graphene // *Science*. — 2006. — Т. 313. — №. 5789. — С. 951–954.
46. Yankowitz M. et al. Band structure mapping of bilayer graphene via quasiparticle scattering // *APL Materials*. — 2014. — Т. 2. — №. 9. — С. 092503.
47. Michetti P. et al. Tunable quantum spin Hall effect in double quantum wells // *Physical Review B*. — 2012. — Т. 85. — №. 12. — С. 125309.
48. Michetti P., Trauzettel B. Devices with electrically tunable topological insulating phases // *Applied Physics Letters*. — 2013. — Т. 102. — №. 6. — С. 063503.
49. Budich J. C., Trauzettel B., Michetti P. Time reversal symmetric topological exciton condensate in bilayer HgTe quantum wells // *Physical review letters*. — 2014. — Т. 112. — №. 14. — С. 146405.

-
50. Bovkun L. Investigation of the band structure of quantum wells based on gapless and narrow-band semiconductors HgTe and InAs: дис. — Université Grenoble Alpes; Académie des sciences de Russie, 2018.
51. Krishtopenko S. S. Higher-order topological insulator in cubic semiconductor quantum wells // *Scientific reports*. — 2021. — Т. 11. — №. 1. — С. 1–13.
52. Anderson D. A. et al. Transport and persistent photoconductivity in InGaAs/InP single quantum wells // *Applied Physics Letters*. — 1986. — Т. 49. — №. 20. — С. 1360–1362.
53. Kane M. J. et al. Transport in InGaAs/InP heterostructures grown by MOCVD // *Surface Science*. — 1986. — Т. 170. — №. 1–2. — С. 470–479.
54. Kastalsky A., Hwang J. C. M. Study of persistent photoconductivity effect in *n*-type selectively doped AlGaAs/GaAs heterojunction // *Solid state communications*. — 1984. — Т. 51. — №. 5. — С. 317–322.
55. Lang D. V., Logan R. A., Jaros M. Trapping characteristics and a donor-complex (DX) model for the persistent-photoconductivity trapping center in Te-doped $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ // *Physical Review B*. — 1979. — Т. 19. — №. 2. — С. 1015.
56. Mooney P. M. Deep donor levels (DX centers) in III—V semiconductors // *Journal of Applied Physics*. — 1990. — Т. 67. — №. 3. — С. R1–R26.
57. Chen J. et al. Observation of negative persistent photoconductivity in an *n*-channel GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ single heterojunction // *Applied physics letters*. — 1992. — Т. 60. — №. 17. — С. 2113–2115.
58. Gauer C. et al. Photoconductivity in AlSb/InAs quantum wells // *Semiconductor Science and Technology*. — 1993. — Т. 8. — №. 1S. — С. S137.
59. Садофьев Ю. Г. „Необычная “остаточная фотопроводимость в квантовой яме InAs/AlSb // *Физика и техника полупроводников*. — 2005. — Т. 39. — №. 1. — С. 106–111.

-
60. Wang W. C. et al. Positive and negative persistent photoconductivities in semimetallic $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}/\text{InAs}$ quantum wells // *Journal of Applied Physics*. — 1999. — Т. 86. — №. 6. — С. 3152–3158.
61. Lo I. et al. Negative persistent photoconductivity in the $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{Sb}/\text{InAs}$ quantum wells // *Applied Physics Letters*. — 1992. — Т. 60. — №. 6. — С. 751–753.
62. Ikonnikov A. V. et al. Cyclotron resonance and interband optical transitions in HgTe/CdTe (013) quantum well heterostructures // *Semiconductor Science and Technology*. — 2011. — Т. 26. — №. 12. — С. 125011.
63. Olbrich P. et al. Giant photocurrents in a Dirac fermion system at cyclotron resonance // *Physical Review B*. — 2013. — Т. 87. — №. 23. — С. 235439.
64. Bovkun L. S. et al. Magneto spectroscopy of double $\text{HgTe}/\text{CdHgTe}$ QWs with inverted band structure in high magnetic fields up to 30 T // *Opto-Electronics Review*. — 2019. — Т. 27. — №. 2. — С. 213–218.
65. Yakunin M. V. et al. Unconventional reentrant quantum Hall effect in a $\text{HgTe}/\text{CdHgTe}$ double quantum well // *Physical Review B*. — 2020. — Т. 102. — №. 16. — С. 165305.
66. Mikhailov N. N. et al. Growth of $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ nanostructures by molecular beam epitaxy with ellipsometric control // *International Journal of Nanotechnology*. — 2006. — Т. 3. — №. 1. — С. 120–130.
67. Varavin V. S. et al. HgCdTe epilayers on GaAs: growth and devices // *Solid State Crystals 2002: Crystalline Materials for Optoelectronics*. — International Society for Optics and Photonics, 2003. — Т. 5136. — С. 381–395.
68. Бовкун Л. С. и др. Магнитоспектроскопия двойных квантовых ям $\text{HgTe}/\text{CdHgTe}$ // *Физика и техника полупроводников*. — 2016. — Т. 50. — №. 11. — С. 1554–1560.

-
69. Иконников А. В. и др. Зонный спектр в гетероструктурах HgTe/CdHgTe p-типа и его перестройка с изменением температуры // Физика и техника полупроводников. — 2017. — Т. 51. — №. 12. — С. 1588–1593.
70. Störmer H. L. et al. Dependence of electron mobility in modulation-doped GaAs-(AlGa) As heterojunction interfaces on electron density and Al concentration // Applied Physics Letters. — 1981. — Т. 39. — №. 11. — С. 912–914.
71. Иконников А. В. и др. // не опубликовано.
72. Козлов Д. В. и др. Вакансии ртути как двухвалентные акцепторы в структурах HgTe/Cd_xHg_{1-x}Te с квантовыми ямами // Физика и техника полупроводников. — 2016. — Т. 50. — №. 12. — С. 1690–1696.