

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

Физический факультет
Кафедра общей физики и физики конденсированного состояния

**Температурные зависимости проводимости и спектров
фотопроводимости двойных квантовых ям HgTe/CdHgTe**

Выполнил студент

421 группы

Николаев И. Д.

Научный руководитель

к.ф.-м.н. Иконников А.В.

Москва

2020

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	2
1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ	4
1.1 Зонная структура твердых растворов КРТ	4
1.2 Одиночные квантовые ямы на основе HgTe/CdHgTe	7
1.3 Двойные квантовые ямы HgTe/CdHgTe	11
1.4 Примесные состояния в твердых растворах и квантовых ямах на основе КРТ	13
1.5 Остаточная фотопроводимость в гетероструктурах с квантовыми ямами	17
2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА.....	20
2.1 Исследуемые образцы	20
2.2 Транспортные измерения	21
2.3 Измерения спектров фотопроводимости	22
3. РЕЗУЛЬТАТЫ	24
3.1 Транспортные измерения	24
3.2 Измерения спектров фотопроводимости	28
4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ	33
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	41
СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ИСТОЧНИКОВ	43

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время узкозонные полупроводники широко используются для создания устройств оптоэлектроники, работающих в инфракрасном (ИК) диапазоне. В качестве примеров таких полупроводников можно указать InSb, InAs, GaSb, PbS, PbTe, а также твердые растворы PbSnSe, PbSnTe и CdHgTe (кадмий — ртуть — теллур, КРТ) [1]. Последний раствор занимает лидирующее положение среди материалов, на основе которых создаются фотоэлектрические детекторы излучения среднего ИК диапазона, в том числе на окна прозрачности атмосферы 3–5 мкм и 8–14 мкм [2, 3]. Широкое использование $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ обусловлено как возможностью непрерывной перестройки ширины запрещенной зоны от 1,6 эВ вплоть до нуля при изменении состава x , так и высокой чистотой и совершенством материала, а также отработанными ротовыми технологиями и технологиями изготовления приборов [4, 5].

Большой контроль над зонным спектром может быть достигнут при переходе от объёмных материалов к гетероструктурам с квантовыми ямами (КЯ). Такие гетероструктуры на основе КРТ за последнее десятилетие вызвали огромный интерес исследователей. В первую очередь это связано с тем, что КЯ HgTe/CdHgTe при определенном наборе параметров являются двумерными топологическими изоляторами (ТИ) [6]. При ненулевой ширине запрещенной зоны, запрещающей протекание тока в «объеме», в них имеются краевые проводящие каналы, носители заряда в которых защищены от рассеяния в силу симметрии обращения времени [7]. Кроме того, КЯ HgTe/CdHgTe обладают и рядом других интересных свойств, в частности, с увеличением толщины КЯ зонная структура меняется от нормальной к инвертированной, проходя при некоторой критической толщине через бесщелевое состояние с линейным законом дисперсии (подобно графеновому) [7, 8]. Дальнейшее увеличение толщины КЯ приводит к сближению минимума зоны проводимости, расположенного в центре зоны Бриллюэна, и бокового максимума валентной зоны, и в КЯ реализуется состояние двумерного (2D) полуметалла [9].

Еще более разнообразными свойствами обладают структуры с двойными квантовыми ямами (ДКЯ) на основе твердых растворов HgCdTe . Возможности по управлению зонной структурой в них еще шире, чем в одиночных КЯ, так как можно изменять не только ширину КЯ и их состав, но и толщину барьера между ними. В зависимости от соотношения этих параметров может быть получен широкий спектр состояний образца — тривиальный изолятор, ТИ, полуметаллическое состояние и специфичное для ДКЯ HgTe/CdHgTe состояние, подобное двумерному графену [10]. В последнем случае, например, можно управлять шириной запрещенной зоны внешним электрическим полем [11]. Исследования таких структур еще только начинаются, поэтому наиболее актуальной задачей является определение их реального зонного спектра.

Одной из особенностей, присущей как твердым растворам CdHgTe , так и гетероструктурам на их основе, является образование вакансий ртути даже в структурах высшего качества. Вакансия возникает из-за слабой связи $\text{Hg} — \text{Te}$ [12, 13]. Помимо увеличения концентрации дырок в валентной зоне, она оказывает значительное влияние на времена межзонной рекомбинации [2], что важно с точки зрения практических приложений. Кроме того, в CdHgTe существует проблема отсутствия «простого» мелкого акцептора (каким, например, является В для Si). Поэтому для получения структур p -типа часто вакансии ртути создают намеренно, например, с помощью отжига [14], что, естественно, сказывается на качестве структур. Все это, наряду с изучением зонной структуры, делает определение энергетического спектра примесных состояний в гетероструктурах на основе КРТ крайне востребованным.

Целью работы является получение информации об энергетических спектрах гетероструктур на основе КРТ с двойными КЯ и выявление энергетических характеристик примесных состояний в таких структурах. Для этого в широком диапазоне температур проводились транспортные измерения и измерения спектров фотопроводимости двойных КЯ HgTe/CdHgTe с ростовыми параметрами, соответствующим различным типам зонного спектра.

1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

1.1 Зонная структура твердых растворов КРТ

Твердый раствор $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ сочетает в себе свойства и CdTe , и HgTe : при больших долях кадмия x зонная структура раствора подобна зонной структуре CdTe , а при малых x — зонной структуре HgTe . CdTe является прямозонным полупроводником с шириной запрещенной зоны $E_g = 1,6$ эВ, который имеет нормальную зонную структуру: волновые функции неприводимого представления Γ_6 , соответствующего s -электронам, формируют зону проводимости; ниже по энергии находятся двукратно вырожденные валентные зоны легких и тяжелых дырок, сформированные волновыми функциями представления Γ_8 , соответствующего p -электронам. Еще ниже расположена спин-отщепленная валентная зона Γ_7^1 (рис. 1) [3].

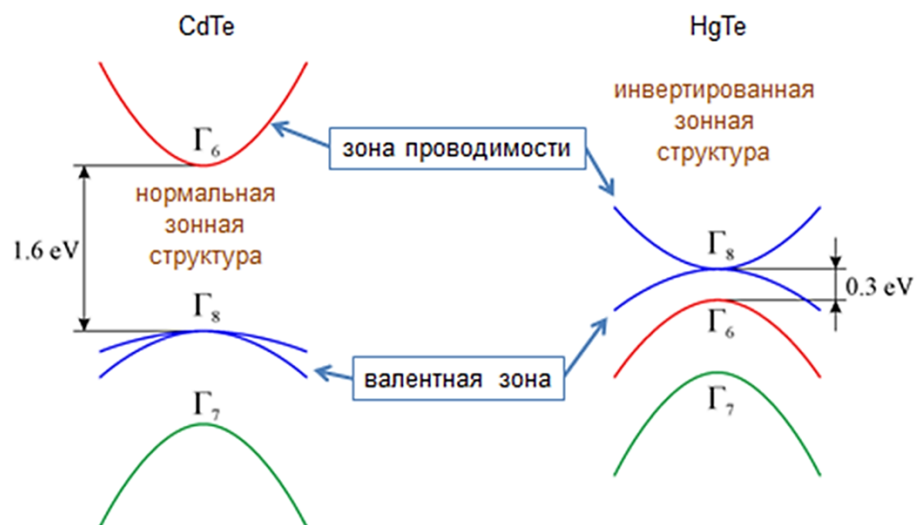


Рисунок 1. Зонная структура CdTe и HgTe .

HgTe , в свою очередь, имеет инвертированную зонную структуру: зона Γ_6 находится ниже Γ_8 и является валентной зоной легких дырок, меняя знак своей кривизны по сравнению с CdTe . При этом одна из зон Γ_8 имеет положительную кривизну и является зоной проводимости, а другая имеет отрицательную

¹ В действительности не совсем корректно называть неприводимую группу представлений зоной, однако в данном случае квантовая структура зон не критична, и подобное допущение удобно для последующего изложения.

кривизну и является валентной зоной тяжелых дырок. При этом эти зоны смыкаются в Γ -точке, т. е. образуется полупроводник с нулевой запрещенной зоной. Для полупроводников с инверсной зонной структурой иногда вводят величину $E_0 = E(\Gamma_6) - E(\Gamma_8)$, называемую отрицательной запрещенной зоной. Она не является шириной запрещенной зоны в общепринятом смысле, лишь определяет взаимодействие между зоной проводимости и зоной легких дырок. Для HgTe абсолютное значение E_0 составляет 0,3 эВ.

Добавление в теллурид ртути атомов кадмия приводит к перестройке зонной структуры и образованию энергетической щели. Основным результатом добавления CdTe является смещение уровня Γ_6 , образованного s -электронами металла, в область больших энергий. При этом происходит плавная перестройка от энергетического спектра HgTe к энергетическому спектру CdTe (рис. 2) [15, 16].

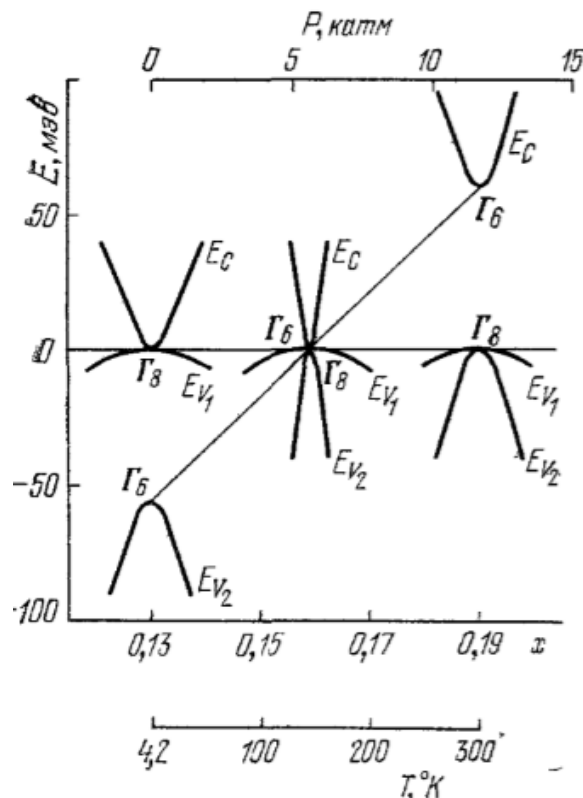


Рисунок 2. Переход бесщелевой полупроводник ($\text{Cd}_{0,13}\text{Hg}_{0,87}\text{Te}$) — обычный полупроводник под действием гидростатического давления, температуры или изменения состава. Зависимость от состава получена при температуре 4,2 К [15].

Меняя долю кадмия 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. Температура и внешнее давление также влияют на зонную структуру $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. Для зависимости $E_g(x, T)$ были предложены различные интерполяционные формулы, причем зависимость от x всегда оказывается близка к линейной интерполяции между соответствующими значениями для CdTe (1,6 эВ) и HgTe (−0,3 эВ), а точка инверсии зон соответствует $x = 0,16–0,17$ (рис. 3) [17, 18, 19].

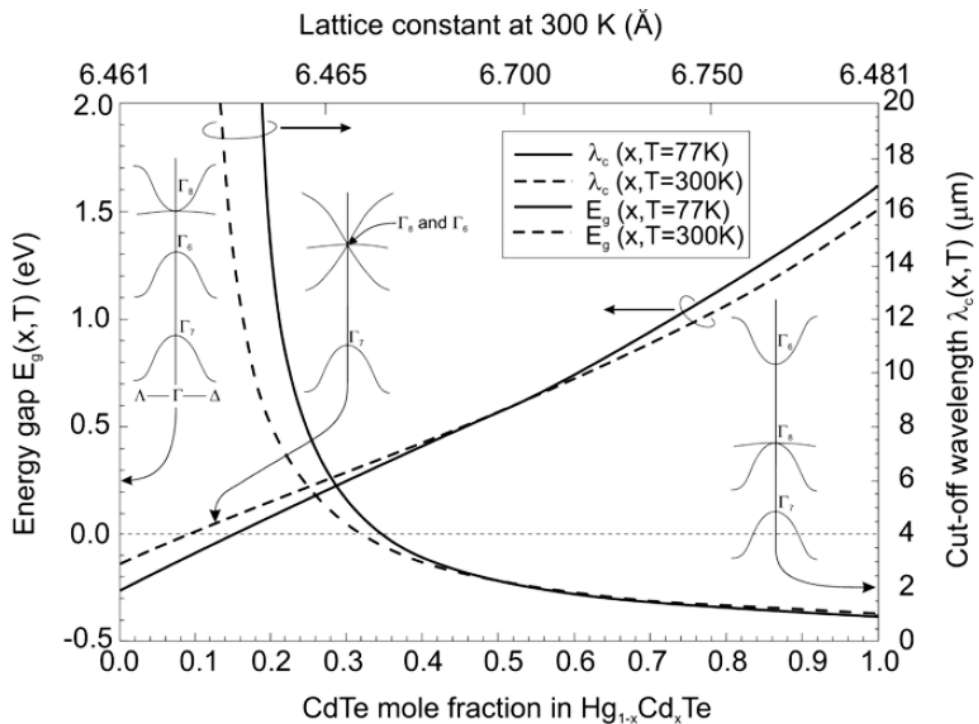


Рисунок 3. Ширина запрещенной зоны E_g в твердых растворах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ в зависимости от состава x [3].

Для составов с большой концентрацией кадмия ($x > 0.5$) E_g уменьшается с ростом температуры, что является типичным для большинства полупроводников. Однако для составов бедных кадмием ($x < 0.5$) ширина запрещенной зоны с ростом температуры увеличивается (рис. 4) [17, 20].

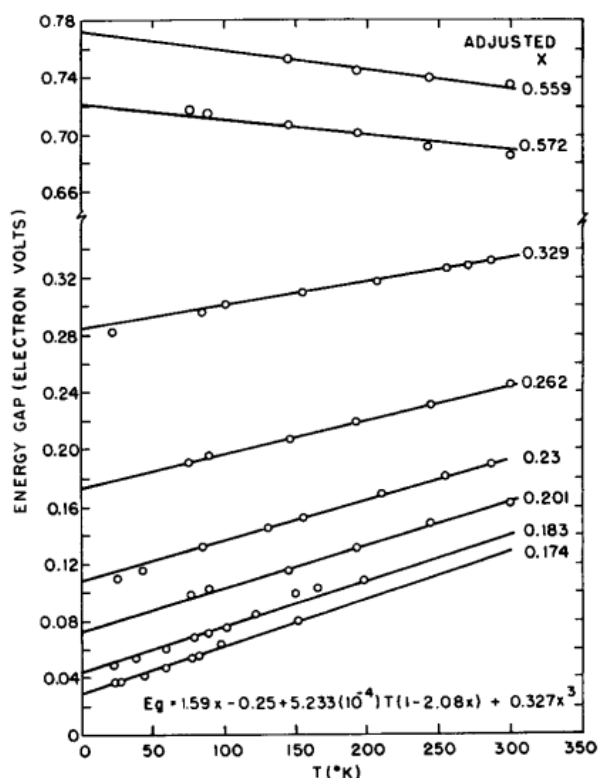


Рисунок 4. Температурные зависимости ширины запрещенной зоны $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при различных значениях x [17].

1.2 Одиночные квантовые ямы на основе $\text{HgTe}/\text{CdHgTe}$

Зонная структура квантовой ямы из материала с инвертированным расположением зон (в простейшем случае — из чистого HgTe) и барьерами из «нормального» материала (например, CdTe) определяется ее шириной d . При небольших значениях d волновые функции электронов в яме могут проникать в барьеры, «наследуя» их свойства, что приводит к формированию нормальной зонной структуры. Если же ширина ямы достаточно велика, то зонная структура ямы соответствует материалу самой ямы, то есть является инвертированной. Существует так называемое критическое значение ширины КЯ d_c , при котором E_g обращается в ноль [6, 7].

В КЯ $\text{HgTe}/\text{CdHgTe}$ зоны Γ_6 и Γ_8 оказываются «замешанными» друг с другом, формируя электроноподобную подзону $E1$ и дырочноподобную подзону $H1$. При ширине ямы, меньшей критической, $E1$ лежит выше $H1$. Увеличение ширины ямы приводит к тому, что $H1$ смещается вверх по энергии, а $E1$ —

вниз. При критическом значении ширины ямы происходит их пересечение, в этом случае закон дисперсии для электронов и дырок оказывается линейным (дираковский конус), подобно тому, что имеет место в графене [6, 7]. Однако, в отличие от графена, в котором дираковский конус присутствует в двух долинах, в КЯ HgTe/CdHgTe он расположен в центре зоны Бриллюэна (рис. 5). При дальнейшем увеличении ширины КЯ происходит инверсия зон: подзона E1 оказывается ниже по энергии, чем подзона H1, и в спектре состояний снова открывается щель [7, 21] (рис. 6, рис. 7).

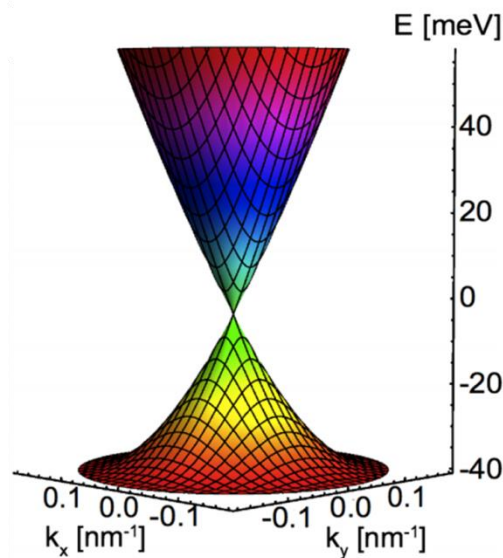


Рисунок 5. Закон дисперсии КЯ HgTe/CdHgTe при $d = d_c$, представляющий собой дираковский конус [8].

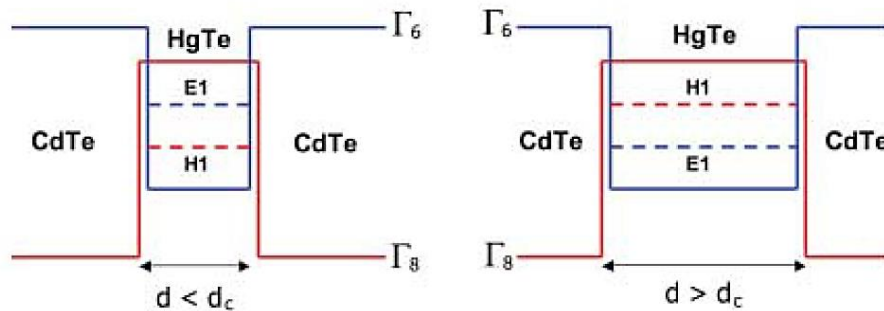


Рисунок 6. Квантовая яма CdTe/HgTe/CdTe в нормальном состоянии $E1 > H1$ при $d < d_c$ и в инвертированном состоянии $H1 > E1$ при $d > d_c$ [7].

КЯ HgTe/CdHgTe с инверсией зон являются двумерными (2D) топологическими изоляторами: на краях образца возникают защищенные от

рассеяния симметрией обращения времени состояния, по которым может осуществляться бездиссипативный транспорт в отсутствие магнитного поля [6, 7, 8, 22]. При этом наличие энергетической щели запрещает проводимость в объеме материала. Наличие таких защищенных состояний может оказаться весьма полезным для ряда практических приложений.

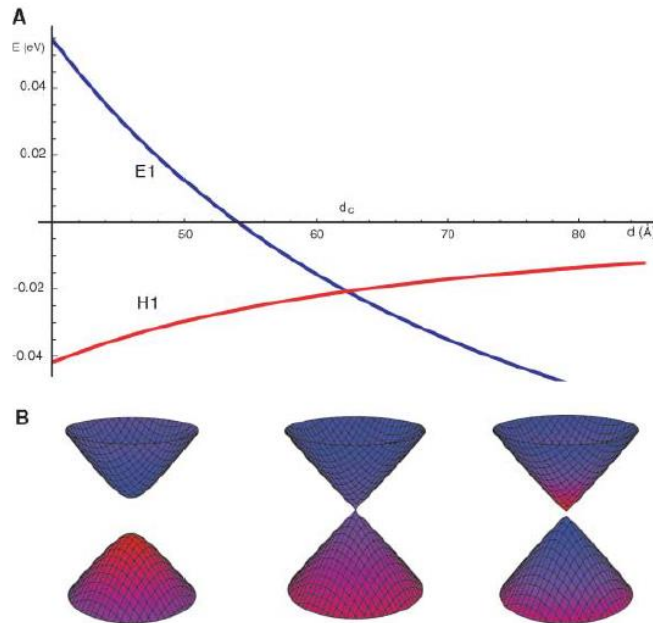


Рисунок 7. (А) Рассчитанная зависимость энергий подзон E1 и N1 в КЯ HgTe/CdTe от ширины ямы. (В) Закон дисперсии $E(k_x, k_y)$ для подзон E1 и N1 при $d = 4, 6,35$ и 7 нм (слева направо). Красный цвет обозначает, что доминирующими в этой точке являются дырочноподобные состояния, синий — электроноподобные; в фиолетовых областях состояния замешаны [7].

Инвертированная зонная структура широких КЯ HgTe/CdHgTe имеет еще одну интересную особенность — валентная зона имеет боковой максимум, энергия которого возрастает при увеличении ширины ямы. В достаточно широкой яме боковой максимум расположен выше центрального, т.е. зонная структура является непрямозонной. Если сделать яму ещё шире, энергия бокового максимума валентной зоны может превысить энергию дна зоны проводимости (рис. 8). В такой яме благодаря перекрытию зон в равновесии может существовать электронный и дырочный двумерный газ, т.е. образец является полуметаллом [23].

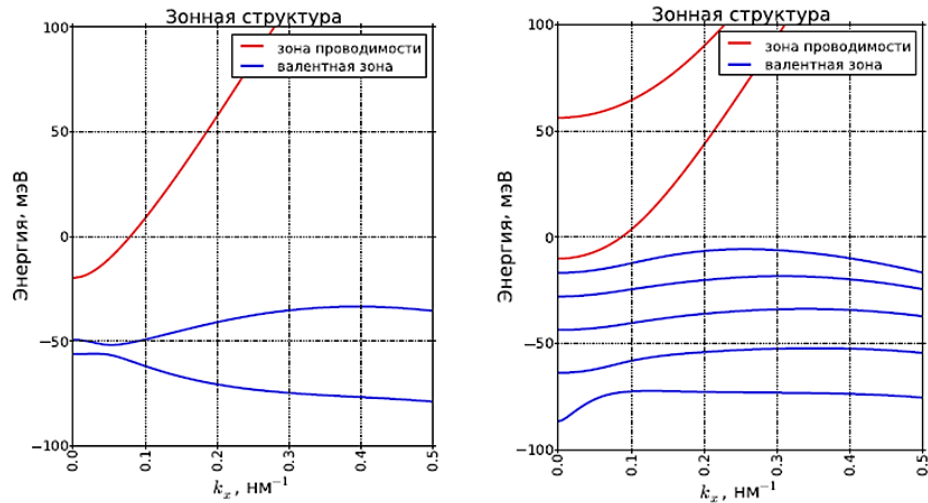


Рисунок 8. Рассчитанная зонная структура квантовой ямы $\text{HgTe}/\text{Cd}_{0.7}\text{Hg}_{0.3}\text{Te}$ (013) толщиной 8 нм (слева) и 20 нм (справа) при $T = 0$ К. Зонная структура, представленная справа, соответствует состоянию полуметалла [21].

Также стоит отметить, что зонная структура КЯ и, в частности, критическое значение ее ширины могут изменяться в зависимости от материалов, из которых изготовлены КЯ и барьеры. Поэтому использование гетероструктур на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$ открывает дополнительные возможности для управления зонным спектром носителей в КЯ [21] (рис. 9).

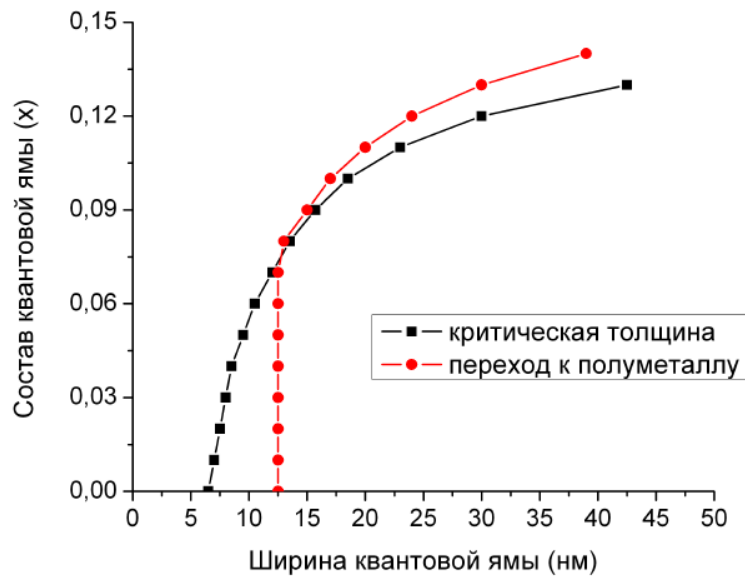


Рисунок 9. Диаграмма типов зонной структуры квантовой ямы $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{Cd}_{0.7}\text{Hg}_{0.3}\text{Te}$ (013) в зависимости от ширины и состава ямы при $T = 0$ [21].

1.3 Двойные квантовые ямы HgTe/CdHgTe

Как было сказано выше, одиночная квантовая яма HgTe при критическом значении ширины имеет зонную структуру, подобную графену (смыкание зон и линейный закон дисперсии). Продолжая аналогию, можно ожидать, что двойная квантовая яма (ДКЯ) HgTe с туннельно-прозрачным барьером при определенном наборе параметров будет по своим свойствам напоминать двухслойный графен [24]. На сегодняшний день известно, что ДКЯ HgTe, в зависимости от таких параметров, как ширина одиночных ям d и толщина барьера между ними t , могут обладать разнообразными видами энергетического спектра, в том числе и характерным для двухслойного графена. Например, в работе [25] было показано, что при приложении достаточно сильного вертикального электрического поля возможна инверсия зон: дырочно-подобная подзона H1, «относящаяся» к одной КЯ, оказывается выше по энергии, чем электронно-подобная E1, относящаяся к другой КЯ, даже если отдельные КЯ имеют нормальную зонную структуру, т.е. имеет место топологический переход к инвертированной зонной структуре. Подробное теоретическое исследование ДКЯ HgTe было проведено в работе [10].

На рис. 10 представлены результаты расчетов зонной структуры симметричных ДКЯ HgTe/CdHgTe с прямоугольным профилем потенциала. В частности, приводятся зависимость энергии подзон E и H в точке $k = 0$ от t (толщины барьера между КЯ) в двух случаях: когда толщина d каждой из двух КЯ $d_c/2 < d < d_c$ (A) и когда $d > d_c$. (B), где d_c — критическая толщина для одиночной КЯ. Если t стремится к бесконечности, состояния в каждой яме идентичны состояниям в одиночной яме (ямы «не чувствуют» друг друга). При туннельной прозрачности барьера происходит расщепление каждой пары подзон на четные и нечетные состояния. Если t стремится к нулю, то энергии подзон стремятся к соответствующим значениям в одиночной КЯ толщиной $2d$.

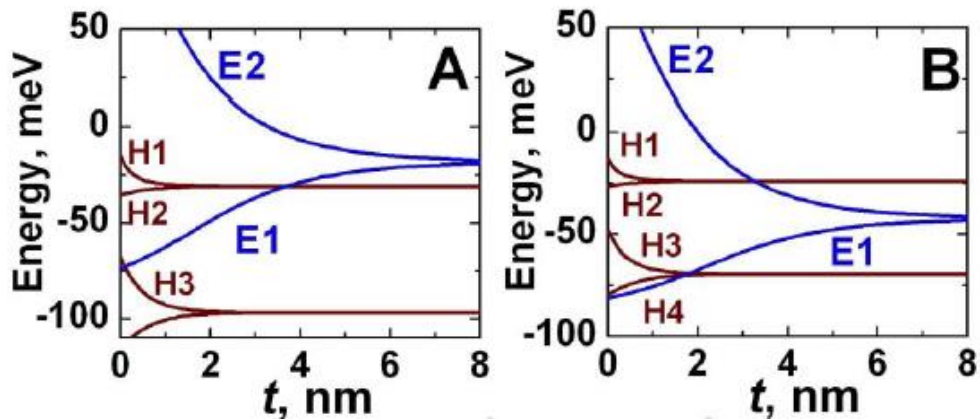


Рисунок 10. Зависимость энергий E и H в точке $k = 0$ для двойных КЯ $\text{HgTe}/\text{CdHgTe}$ от толщины разделительного барьера t в случаях $d_c/2 < d < d_c$ (A) и $d > d_c$ (B) [10].

На рис. 11 представлена фазовая диаграмма двойных КЯ на основе HgTe . При $d_c/2 < d < d_c$ $E2$ всегда лежит выше $H2$, а $E1$ при достаточно низкой толщине барьера оказывается ниже $H1$, и за счет касания подзон $H1$ и $H2$ образуется бесщелевая структура, соответствующая двухслойному графену. При малых значениях t происходит расщепление $H1$ и $H2$, зонная структура при этом отвечает состоянию топологического изолятора. В другом случае, когда $d > d_c$, подзона $E1$ всегда лежит ниже $H1$, и тип зонной структуры определяется в основном взаимным расположением подзон $E2$ и $H2$. При достаточно больших значениях t $E2$ лежит ниже $H2$, то есть имеет место двойная инверсия зон. Можно было бы ожидать, что в такой ситуации сформируется состояние топологического изолятора. Однако из-за взаимодействия краевых состояний в их спектре открывается щель, и зонная структура в итоге соответствует тривиальному изолятору. При малых t не наблюдается инверсии $E2$ и $H2$, и, в зависимости от наличия расщепления подзоны $H2$, энергетический спектр ДКЯ отвечает состоянию либо двухслойного графена, либо топологического изолятора. Также стоит отметить, при определенных значениях толщины барьера и ширины ямы возникает полуметаллическое состояние, характеризующееся тем, что боковой максимум валентной зоны оказывается выше дна зоны проводимости.

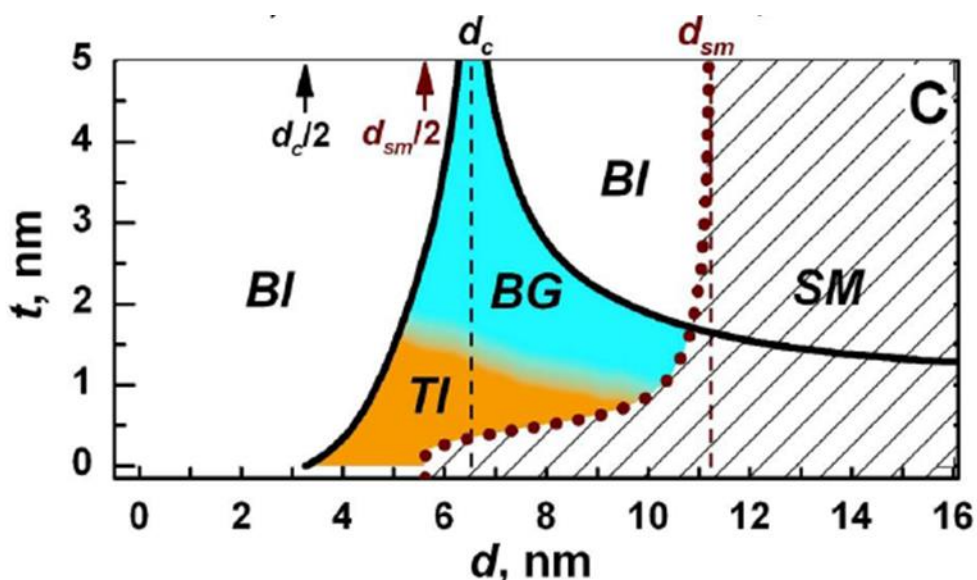


Рисунок 11. Фазовая диаграмма ДКЯ HgTe/CdHgTe. d_c и d_{sm} обозначают значения ширины одиночной КЯ, при которых возникают бесщелевая структура и состояние полуметалла, соответственно. Жирные черные кривые соответствуют образованию дираковского конуса в Γ -точке. Белые области на диаграмме соответствуют состоянию зонного изолятора, оранжевая — состоянию топологического изолятора, голубая – состоянию двухслойного графена. Заштрихованная область обозначает полуметаллическое состояние [10].

1.4 Примесные состояния в твердых растворах и квантовых ямах на основе КРТ

Как уже отмечалось во Введении, изучение примесных и дефектных центров в твердых растворах КРТ и гетероструктурах на их основе является важной для практических приложений задачей, так как их наличие оказывает существенное влияние на времена межзонной рекомбинации [3].

Большинство донорных состояний в КРТ считаются мелкими, их энергии ионизации составляют доли мэВ [2, 26]. Хотя в литературе имеются упоминания и о глубоких донорах, например, в работе [27] исследования методом релаксационной спектроскопии глубоких уровней (DLTS) обнаружили в CdTe n -типа 11 различных типов ловушек с энергиями активации, варьирующимися от 0,2 до 0,86 эВ.

Большой интерес в изучении примесных и дефектных состояний в материалах КРТ вызывают состояния, действующие как акцепторы. Это связано с имеющейся в настоящее время проблемой получения материалов КРТ p -типа

[28]. Элементы I группы (Li, Na, Cu, Ag, Au) сразу являются электрически активными при внедрении их в КРТ, однако они очень легко диффундируют за пределы области легирования в процессе роста и последующего отжига. Этому недостатка лишены элементы V группы (N, P, As, Sb, Bi), но легирование ими всегда требует активации — дополнительного отжига, который заставляет эти элементы встраиваться не на место Cd или Hg, а на место Te. С легированием донорами такой проблемы нет: индий, к примеру, образует мелкие донорные уровни, не диффундирует, имеет высокую электрическую активность и не влияет на концентрацию собственных дефектов. Нельзя также не отметить, что в материалах на основе КРТ всегда присутствуют вакансии ртути, возникающие из-за слабой связи Hg—Te [11]. Такие вакансии также действуют как акцепторы. Это приводит, например, к тому, что в большинстве случаев после роста CdHgTe имеет проводимость *p*-типа [28].

Существует достаточно большое число работ, посвященных изучению вакансий в твердых растворах КРТ. Однако указанные в них значения энергий ионизации лежат в достаточно широком диапазоне, а иногда и противоречат друг другу. Так, в работе [29] при исследовании растворов $Cd_{1-x}Hg_xTe$ для вакансий катионов найден уровень с энергией ионизации 10–12 мэВ, которая практически не зависит от состава в диапазоне $x = 0,2-0,4$. Близкие значения были получены и в работе [30], однако в этот раз отмечалась существенная зависимость энергии ионизации от доли кадмия. В более поздних работах вакансии ртути стали приписывать несколько энергий ионизации. Например, в работе [31] были обнаружены примесные состояния, лежащие на 18 и 27 мэВ выше края валентной зоны. В работе [12] при исследовании спектров фотопроводимости (ФП) эпитаксиальных пленок КРТ *p*-типа с долей кадмия x от 0,19 до 0,295 были получены энергии ионизации двойного акцептора 10 и 19 мэВ, причем эти значения слабо зависели от состава образцов. Похожие значения были получены в работе [32], где в спектрах фотолюминесценции (ФЛ) в эпитаксиальной пленке $Hg_{0,81}Cd_{0,19}Te$ обнаружены линии,

соответствующие квантам излучения с энергиями 5–12 мэВ и 16–25 мэВ. Все описываемые особенности связывались именно с вакансией ртути, являющейся двухзарядным акцептором.

Исследования акцепторных состояний в гетероструктурах с квантовыми ямами на основе КРТ фактически только начинаются. Можно указать работы [32, 33, 34], в которых исследовались узкозонные гетероструктуры ($E_g < 80$ мэВ) с нормальным зонным спектром. В спектрах ФП [33] и ФЛ [32, 34] наблюдались субщелевые полосы, часть из которых (5–16 мэВ и 20–35 мэВ) связывались с возбуждением вакансии ртути. Связь наблюдаемых полос именно с двухзарядным акцептором в указанных работах устанавливалась на основе расчётов.

Отметим, что описание подобных центров оказывается значительно более сложным по сравнению, например, с мелкими водородоподобными центрами. Двухвалентные акцепторы могут находиться в трех различных состояниях:

- 1) С акцептором могут быть связаны две дырки (нейтральный A_2^0 -центр);
- 2) С акцептором может быть связана одна дырка (однократно заряженный A_2^{-1} -центр);
- 3) Акцепторный центр может не иметь связанных дырок (полностью ионизованный A_2^{-2} -центр.

Энергия ионизации A_2^{-1} -центра больше, чем энергия ионизации A_2^0 -центра, поскольку из-за кулоновского взаимодействия, «оторвать» одну дырку от нейтрального акцептора проще, чем «оторвать» дырку от уже отрицательно заряженного однократно ионизованного акцептора. При этом после однократной ионизации A_2^0 -центр становится A_2^{-1} -центром.

При измерении спектров ФП или ФЛ наблюдаемые линии связываются именно с ионизацией A_2^0 - и A_2^{-1} -центров. Возможные переходы дырок между этими уровнями и валентной зоной показаны на рис. 12.

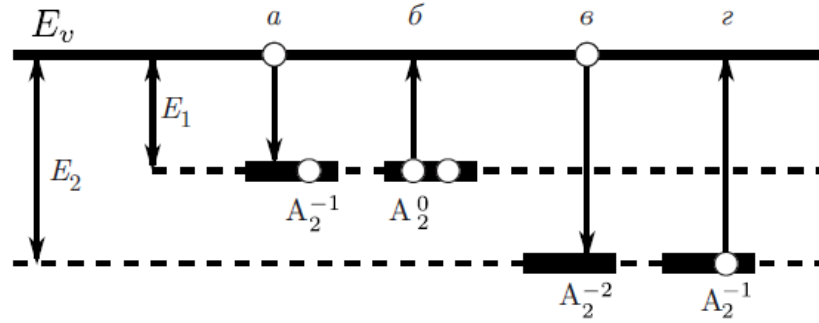


Рисунок 12. Схема оптических переходов дырок с участием состояний двухзарядных акцепторных центров. Показаны энергии ионизации A_2^0 -центра (E_1) и A_2^{-1} -центра (E_2). Переходы a и $в$ приводят к появлению линий в спектрах ФЛ, а переходы $б$ и $г$ – в спектрах ФП [32]

В работе [34] было показано, что энергии ионизации A_2^0 - и A_2^{-1} -центров достаточно сильно зависят от положения акцепторного центра в структуре (рис. 13). Это может приводить к тому, что в спектрах ФП или ФЛ могут формироваться две линии, отвечающие ионизации одного и того же центра: в одном случае акцептор находится в барьере, а в другом — внутри КЯ.

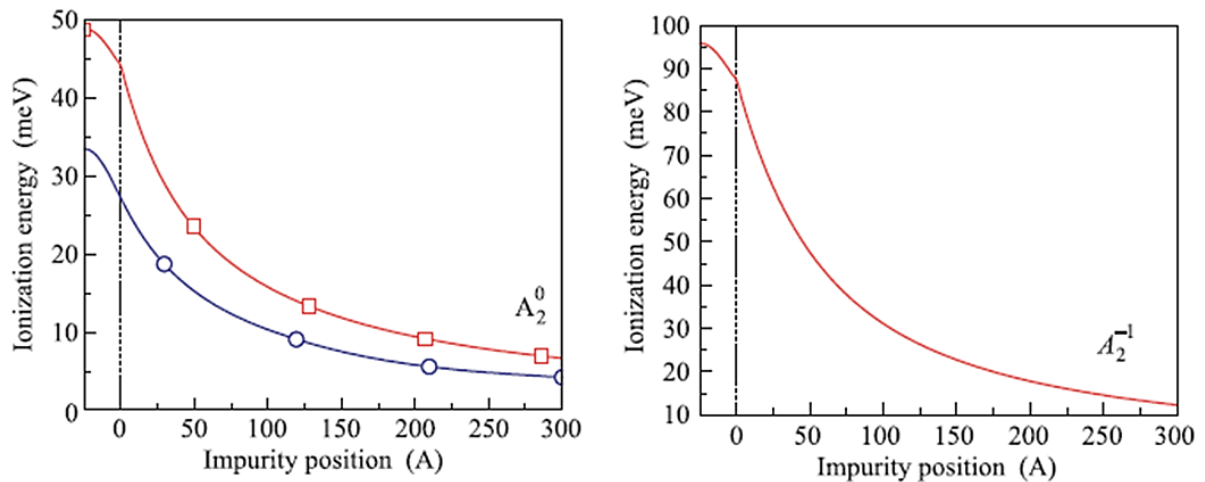


Рисунок 13. Рассчитанные в [34] зависимости энергии ионизации A_2^0 -центров (слева) и A_2^{-1} -центров (справа) от положения вакансии в гетероструктуре. За начало отсчета ($z = 0$) выбрана гетерограница (пунктирная линия). Красные линии соответствуют зависимостям, полученным с учетом влияния наведенных на гетерогранице зарядов, синие – без их учета.

Естественно ожидать наличия акцепторных центров и в гетероструктурах с ДКЯ HgTe/CdHgTe. Однако работ, посвященных данной теме, к настоящему времени опубликовано не было.

1.5 Остаточная фотопроводимость в гетероструктурах с квантовыми ямами

При экспериментальном исследовании зонной структуры полупроводников зачастую возникает необходимость изучать зависимость тех или параметров от концентрации и типа носителей заряда. Обычно для этого либо используются наборы образцов с одинаковыми параметрами, но разной степенью легирования, либо создаются МДП-структуры (металл-диэлектрик-полупроводник) с затвором.

Альтернативным (и более простым) способом является использование эффекта остаточной фотопроводимости (ОФП), т. е. изменение электропроводности образца, *сохраняющееся* после воздействия на него электромагнитного излучения. В большинстве случаев имеет место положительная ОФП, т.е. увеличение проводимости после подсветки. Данное явление наблюдается, например, в гетеропереходе GaAs/AlGaAs — подсветка светом видимого или ближнего ИК диапазона приводила к увеличению начальной электронной концентрации $4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в 2–2,5 раза [35]. Было выявлено два основных механизма увеличения концентрации электронов и проводимости при подсветке: фотоионизация глубоких DX-центров в слое AlGaAs и генерация электрон-дырочных пар в GaAs с их последующим разделением встроенным электрическим полем [35, 36]. Положительная ОФП также наблюдалась и в других гетероструктурах с КЯ, например, в AlGaSb/InAs [37], SiGe/Si [38], InGaAs/InP [39], HgTe/CdHgTe [40].

В материалах АЗВ5 наряду с положительной ОФП часто наблюдается и отрицательная ОФП, к примеру, в InAs/AlSb [41], AlGaSb/InAs [42], GaAs/AlGaAs [43]. Знак эффекта ОФП может зависеть от типа легирования структур, их состава, интенсивности и длины волны подсветки.

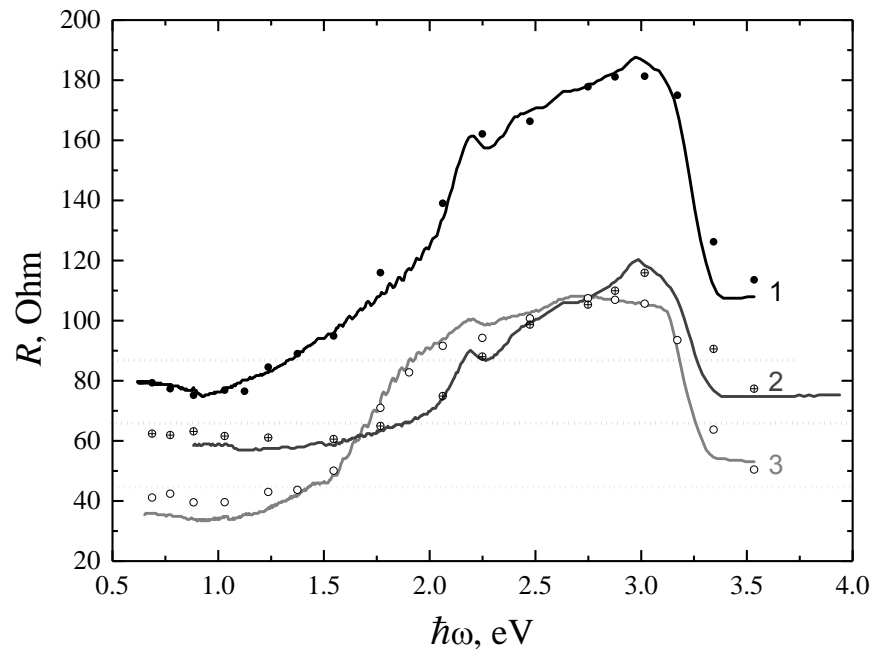


Рисунок 14. Спектры фотопроводимости номинально нелегированных гетероструктур InAs/AlSb [44]. Сплошные кривые получены при постоянно включенной подсветке и непрерывной развертке длины волны излучения (от больших энергий квантов к меньшим), точки соответствуют остаточным (после выключения подсветки) значениям сопротивления, полученным при последовательном увеличении энергии квантов подсветки. Горизонтальными точечными линиями показаны темновые (после охлаждения до первого включения подсветки) значения сопротивлений образцов.

Наиболее интересным с практической точки зрения случаем является наличие как положительной, так и отрицательной ОФП в одной и той же структуре. В этом случае говорят о биполярной остаточной фотопроводимости. Используя источники света с разной длиной волны, можно как увеличивать, так и уменьшать концентрацию носителей заряда. Биполярная ОФП наблюдалось, например, в гетероструктурах InAs/AlSb с одиночными [44] и двойными [45] КЯ. Подсветка синим светом ($\lambda \sim 420$ нм) приводила к уменьшению проводимости относительно темновой в 2—3 раза, а подсветка ИК светом ($\lambda \sim 1200$ нм) приводила к увеличению проводимости в 1,2—1,5 раза (рис. 14). При этом концентрацию носителей заряда можно было менять обратимым образом.

Недавно биполярная ОФП была обнаружена и в гетероструктурах HgTe/CdHgTe с двойными КЯ с туннельно-прозрачным барьером [46]. Ключевым отличием от структур с одиночными КЯ оказалась не только возможность изменять концентрацию носителей при подсветке, но и менять

тип проводимости с дырочного на электронный в некоторых образцах. В частности, в одном из образцов при подсветке синим светом удалось изменить концентрацию и тип проводимости с $p = 1,2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ на $n = 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. А при последующем освещении светом с длиной волны $\lambda \sim 1200 \text{ нм}$ удалось увеличить электронную концентрацию до $9 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ (см. рис. 2 из работы [46]).

Важно также отметить, что в случае остаточной фотопроводимости установившееся значение сопротивления после достаточно длительной засветки определяется только длиной волны падающего излучения, т.е. не зависит от предыдущих состояний образца и практически не меняется после выключения подсветки. При записи спектров ОФП (рис. 14, рис. 15) это подтверждалось согласием данных, полученных при непрерывном медленном изменении длины волны излучения от меньших значений к большим (кривые) и при поточечной записи от больших длин волн к меньшим (символы).

Таким образом, используя эффект ОФП, в ДКЯ HgTe/CdHgTe можно последовательно изменять тип проводимости от дырочного к электронному, чего не наблюдалось ранее в структурах с одиночными КЯ HgTe/CdHgTe.

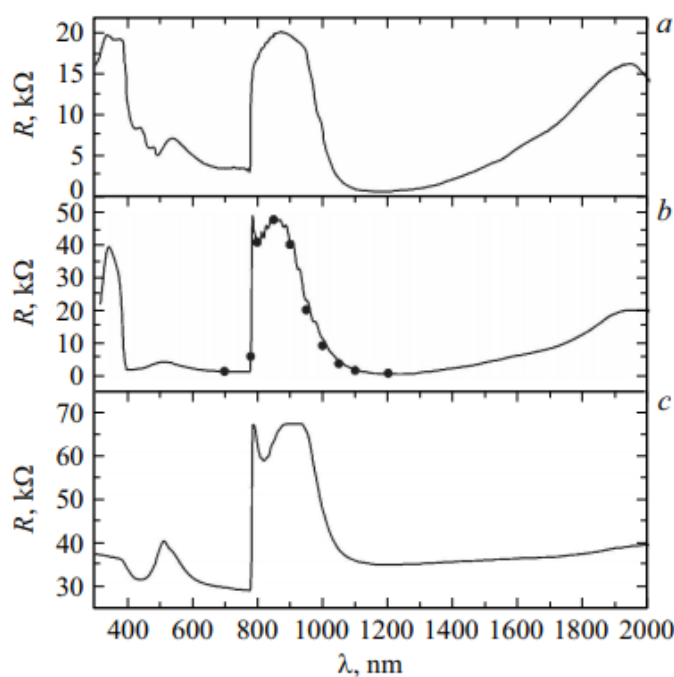


Рисунок 15. Спектры остаточной проводимости для различных ДКЯ HgTe/CdHgTe. Символы на спектре *b* соответствуют поточечному методу измерения ОФП [46].

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

2.1 Исследуемые образцы

Исследуемые образцы были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на полуизолирующих подложках GaAs (013) [47]. 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 выращивался покрывающий слой CdTe толщиной 40 нм, препятствующий испарению ртути. Структуры специально не легировались. Параметры образцов приведены в Таблице 1. Значения параметров контролировались в процессе роста структур с помощью эллипсометрии [48].

Таблица 1 Номинальные параметры исследуемых образцов. В скобках указаны значения, определенные по данным магнитооптических измерений.

№ образца	Доля кадмия в барьерных слоях x	Ширина КЯ d_{QW} , нм	Толщина барьера t_{bar} , нм	Тип зонной структуры
150217	0,64	4,5 (3,6)	3	Нормальная [49]
150218	0,71	6,5 (6,3)	3 (2,8)	Бесщелевая [50]
150219	0,67	8,5 (8,4)	3 (2,8)	Инвертированная [50]
151223	0,38	6,0	3	Бесщелевая

В Таблице 1 также указан тип зонной структуры, определенной из магнитооптических исследований или на основании расчетов работы [10] (для образца 151223).

2.2 Транспортные измерения

Для характеристики образцов измерялось их сопротивление, а также эффект Холла в широком диапазоне температур 4,2–300 К. Исследуемые образцы, с характерными размерами 5×3 мм, размещались на панели DIP 8. На образец наносились 6 индиевых контактов так, как это показано на рис. 16.

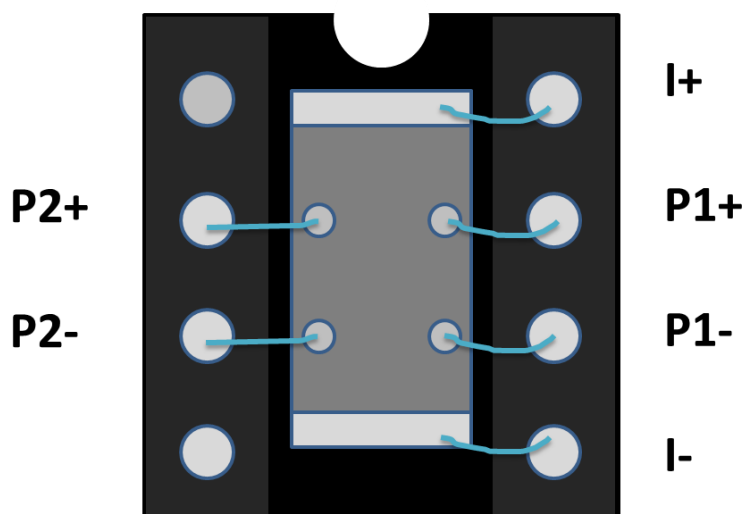


Рисунок 16. Панель DIP 8, в которой расположен исследуемый образец с нанесенными контактами.

Панель с укрепленным на ней образцом помещалась внутрь латунной камеры, полностью экранирующей внешнее излучение. Также в камере располагались синий светодиод и небольшая лампа накаливания, что позволяло изучать влияние подсветки на исследуемые свойства образцов. Латунная камера на конце специальной вставки помещалась в криостат с жидким гелием, который, в свою очередь, находился в криостате с жидким азотом. Температура регулировалась изменением высоты камеры над уровнем жидкого гелия, измерение температуры осуществлялось при помощи термопары, один конец которой находился вблизи образца, а другой — в теплоизолирующем сосуде с таящим льдом при 273 К.

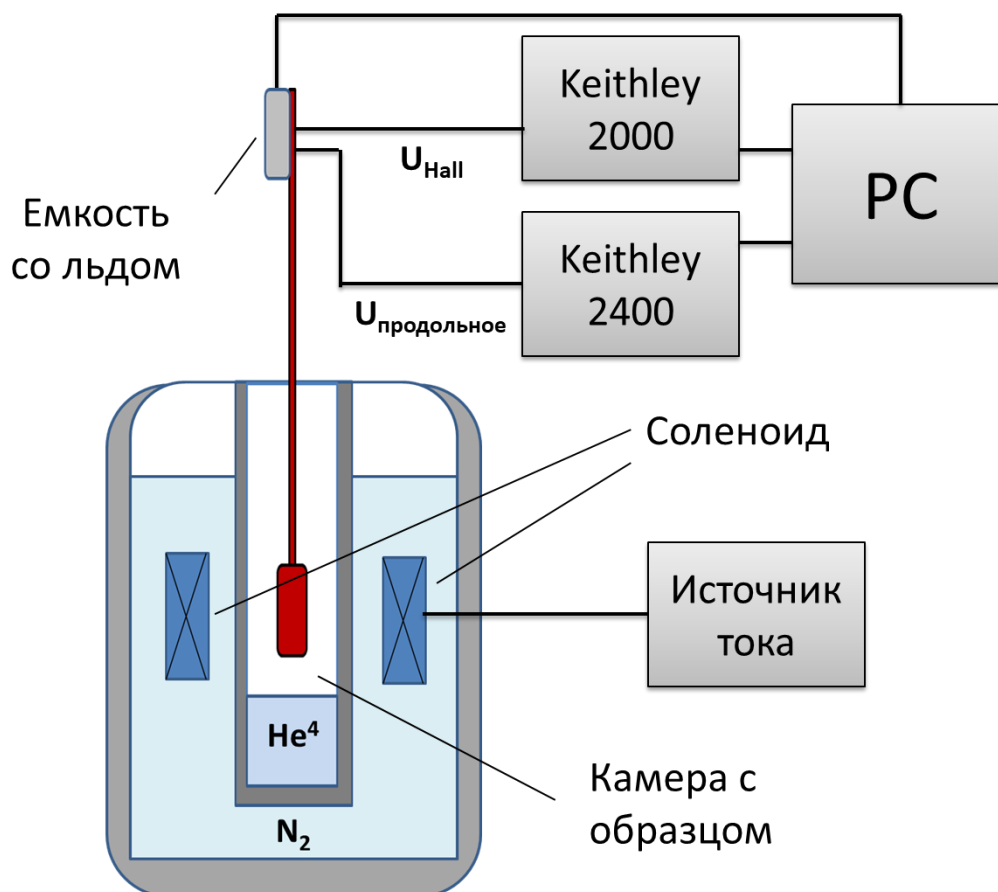


Рисунок 17. Схема установки для транспортных измерений

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 0,05 Тл создавалось при помощи резистивного соленоида, размещенного в сосуде с жидким азотом таким образом, что исследуемый образец всегда находился в его центре (рис. 17).

2.3 Измерения спектров фотопроводимости

Измерения спектров ФП исследуемых образцов производились с помощью Фурье-спектрометра Bruker Vertex 70v при низких температурах в диапазоне 4–80 К (рис. 18). В качестве источника использовался глобар, в качестве светоделителя — Mylar Multilayer. Образцы, аналогичные используемым для

транспортных измерений, размещались на специальной вставке в фокусе пучка излучения внутри проточного криостата Oxford Instruments OptistatCF. В криостате использовались окна из полиэстера и лавсана. Дополнительно расположенный перед образцом фильтр был сделан из черного полиэтилена с достаточно гладкой функцией пропускания, не имеющей резких спектральных особенностей.

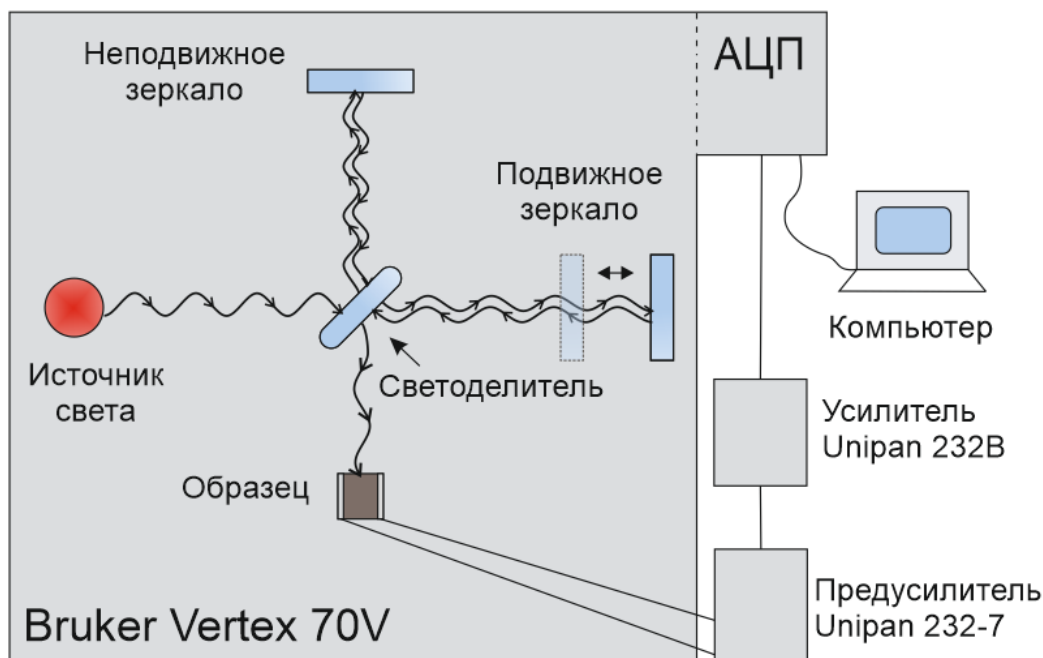


Рисунок 18. Схема установки для измерения спектров ФП.

На образец наносились полосовые индиевые контакты, через которые подавалось напряжение смещения ~ 0.8 В. Также рядом с образцом размещался синий светодиод, что позволяло изучать влияние подсветки на вид спектров ФП. Сигнал с образца через усилитель Unipan 232 с полосовым фильтром подавался на АЦП спектрометра. Запись спектров производилась с разрешением 8 см^{-1} (≈ 1 мэВ). Рабочий диапазон установки составлял $30\text{--}680 \text{ см}^{-1}$ ($4\text{--}84$ мэВ).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1 Транспортные измерения

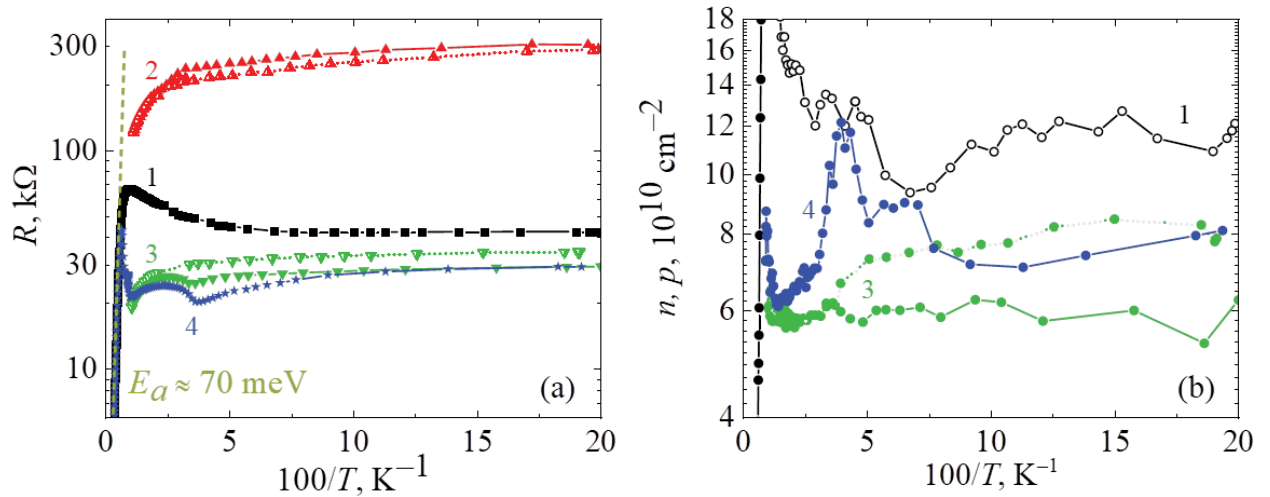


Рисунок 19. а) Зависимости удельного сопротивления образца 150217 от обратной температуры, полученные в темновых условиях (кривая 1) и после кратковременного освещения лампой накаливания (кривые 2 и 3) или синим светодиодом (кривая 4). Сплошные и точечные линии для кривых 2 и 3 соответствуют нагреванию и последующему охлаждению образца без включения подсветки. б) Зависимости концентрации носителей заряда от обратной температуры для тех же условий, что и на рис. 1а. Открытые символы соответствуют дырочному типу проводимости, сплошные — электронному.

На рис. 19 представлены в координатах Аррениуса температурные зависимости сопротивления и концентрации в структуре 150217. В высокотемпературной области при $T > 180$ К наблюдается активационный участок, который соответствует области собственной проводимости. Энергия активации, определенная по наклону этого линейного участка, составляет $E_a \approx 70$ мэВ. С понижением температуры сопротивление и концентрация выходят на постоянные значения. Концентрация в темновых условиях при низких температурах составляет $p \approx 1.1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Проводимость при этом является дырочной. Короткая подсветка лампой накаливания приводит к резкому возрастанию сопротивления (кривая 2 на рис. 19а). Концентрацию, равно как и подвижность в этих условиях измерить не удаётся. После повторной кратковременной подсветки лампой накаливания при низкой температуре сопротивление образца уменьшается практически до первоначальных значений

(кривая 3 на рис. 19а). Однако тип проводимости при этом меняется на электронный. Концентрация носителей заряда составляет $n \approx 6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Дополнительная подсветка синим диодом в условиях, когда образец уже был переведен в «электронное» состояние, приводит к той же ситуации, что и вторая подсветка лампой накаливания (кривые 3 и 4 на рис. 19а).

После выключения подсветки сопротивление образца практически не изменяется. Также нагрев образца до $T = 100 \text{ К}$ и последующее обратное охлаждение также слабо меняет установившиеся значения сопротивления и концентрации. Все это говорит об устойчивом эффекте ОФП в данной структуре.

Характерные величины подвижности при низких температурах в образце 150217 составляют $\sim 2000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ для дырок и $\sim 4000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ для электронов.

В структуре 150218 на температурных зависимостях сопротивления и концентрации выраженного активационного участка не наблюдается (рис. 20). При понижении температуры проводимость меняется с электронной на дырочную, концентрация дырок в темновых условиях при низких температурах составляет $p \approx 7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, подвижность — $\sim 1200 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Подсветка приводит к уменьшению концентрации и подвижности до $\sim 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ и $\sim 400 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, соответственно. Уменьшение концентрации дырок после подсветки подтверждается также уменьшением температуры, при которой происходит изменение типа проводимости с электронного на дырочный (рис. 20). При низких температурах в данной структуре подсветка не приводит к смене типа носителей заряда.

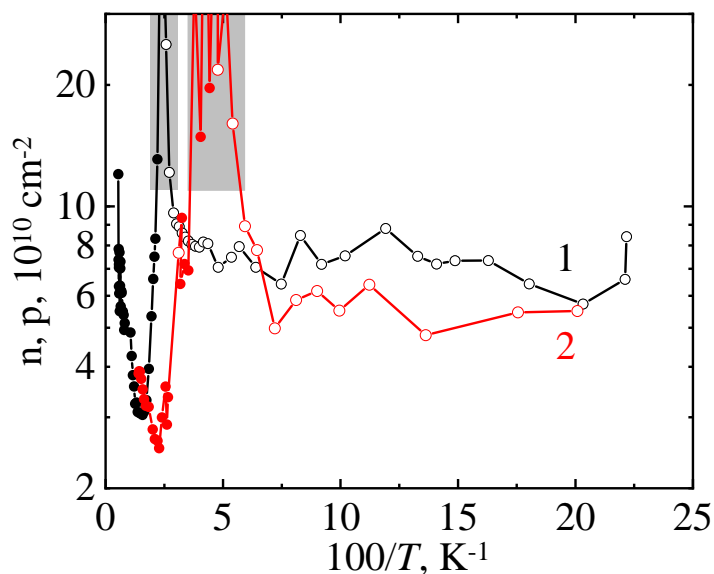


Рисунок 20. Зависимости концентрации носителей в образце 150218 от обратной температуры, полученные в темновых условиях (кривая 1) и при постоянной подсветке лампой накаливания (кривая 2). Серые области соответствуют смене типа проводимости, значения концентрации в этих областях не достоверны. Открытые символы соответствуют дырочному типу проводимости, сплошные — электронному.

На рис. 21 показаны температурные зависимости концентрации носителей заряда для структуры 150219 в темновых условиях и после длительной подсветки лампой накаливания. Так же, как и для предыдущего образца, понижение температуры приводит к смене типа проводимости с электронного на дырочный. Однако такая смена происходит при более низких температурах, чем в структуре 150218. При этом концентрация дырок при $T = 5$ К в темновых условиях составляет $1,7 \cdot 10^{11}$ см⁻², а подсветка уменьшает ее до $1,0 \cdot 10^{11}$ см⁻². Более низкие температуры «смены» типа проводимости в данной структуре, по всей видимости, связаны с высокой подвижностью электронов. По данным транспортных измерений она достигает $150\,000$ см²/В·с при $T = 30$ К. Подвижность дырок в тоже время остаётся на уровне ~ 3500 см²/В·с.

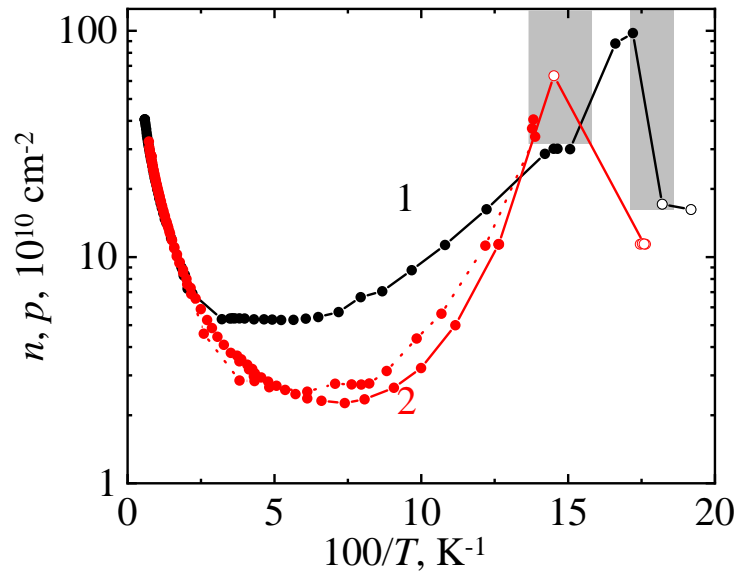


Рисунок 21. Зависимости концентрации носителей в образце 150219 от обратной температуры, полученные в темновых условиях (кривая 1) и после подсветки лампой накаливания (кривая 2). Сплошные и точечные линии для кривой 2 соответствуют нагреванию и последующему охлаждению образца без включения подсветки. Серые области соответствуют смене типа проводимости, значения концентрации в этих областях не достоверны. Открытые символы соответствуют дырочному типу проводимости, сплошные — электронному.

Температурные зависимости сопротивления и концентрации для структуры 151223 представлены на рис. 22. Полученные данные демонстрируют некоторое сходство этой структуры со структурой 150217:

1. В высокотемпературной области при $T > 100$ К наблюдается активационный участок с $E_a \approx 56$ мэВ (рис. 22а).
2. При низких температурах образец обладает дырочной проводимостью, концентрация носителей заряда составляет $p \approx 1,8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.
3. В образце наблюдается выраженный эффект ОФП, кратковременная подсветка видимым светом приводит к смене типа проводимости при низких температурах на электронный. Концентрация электронов при этом достигает 10^{11} см^{-2} .

Подвижность дырок при $T = 5$ К в темновых условиях в структуре 151223 составляет ~ 250 $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, подвижность электронов после подсветки достигает 23 000 $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ при $T = 5$ К.

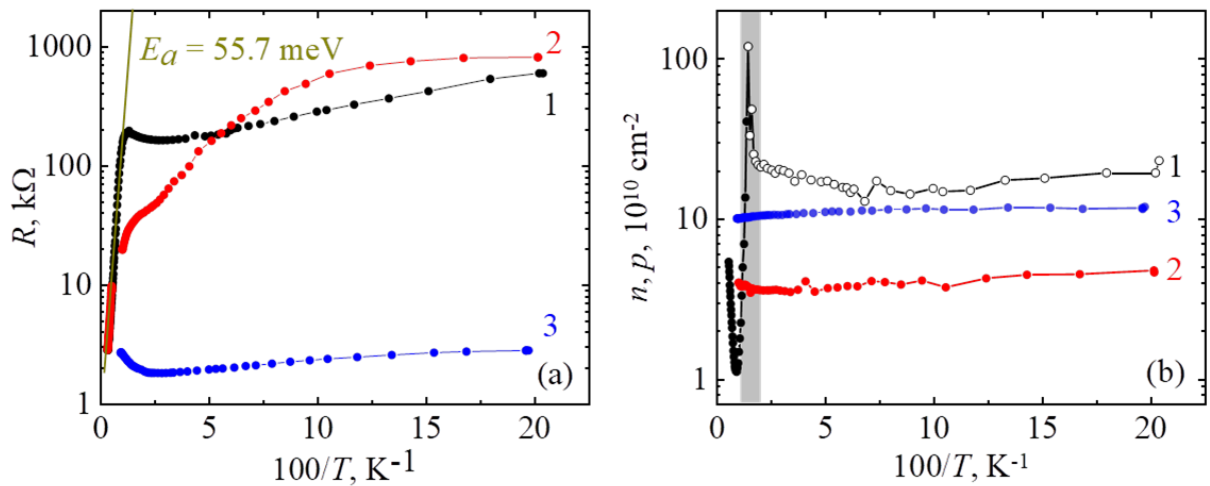


Рисунок 22. а) Зависимости удельного сопротивления образца 151223 от обратной температуры, полученные в темновых условиях (кривая 1), после кратковременного освещения лампой накаливания (кривая 2) или при постоянной подсветке синим диодом (кривая 3). б) Зависимости концентрации носителей заряда от обратной температуры для тех же условий. Открытые символы соответствуют дырочному типу проводимости, сплошные — электронному. Серая область соответствует смене типа проводимости, значения концентрации в этой области не достоверны.

3.2 Измерения спектров фотопроводимости

На рис. 23 приведены спектры ФП для структуры 150217, измеренные при различных температурах. Наблюдаемая ФП при энергиях, больших 74 мэВ, очевидно, связана с межзонными переходами. Поскольку она выходит за пределы рабочего спектрального диапазона измерительной системы, спектры оказываются «изрезанными» поглощением на оптических элементах и фильтрах. Тем не менее, можно заметить сдвиг красной границы поглощения в сторону больших энергий с увеличением температуры.

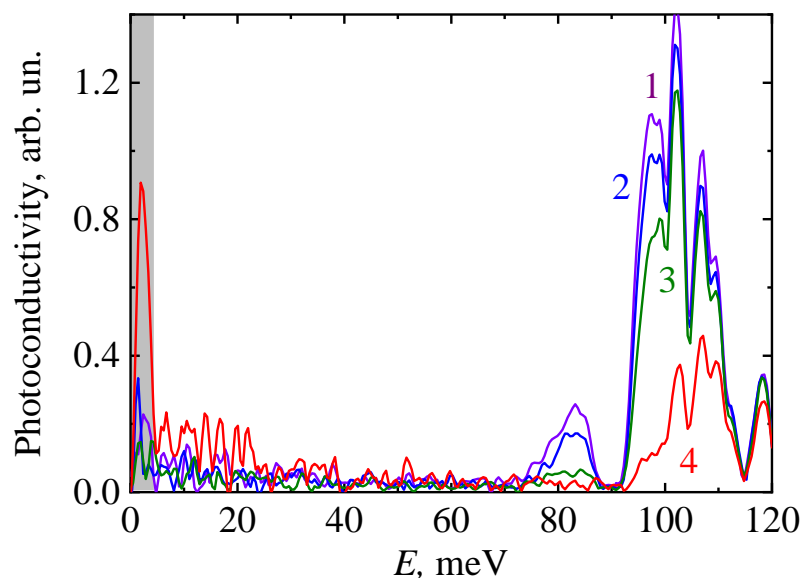


Рисунок 23. Спектры ФП для образца 150217, измеренные при различных температурах: кривая 1 – 4,5 К, кривая 2 – 20 К, кривая 3 – 30 К, кривая 4 – 61 К. Серая полоса обозначает спектральную область, выходящую за пределы полосы пропускания светодетектора Mylar Multilayer.

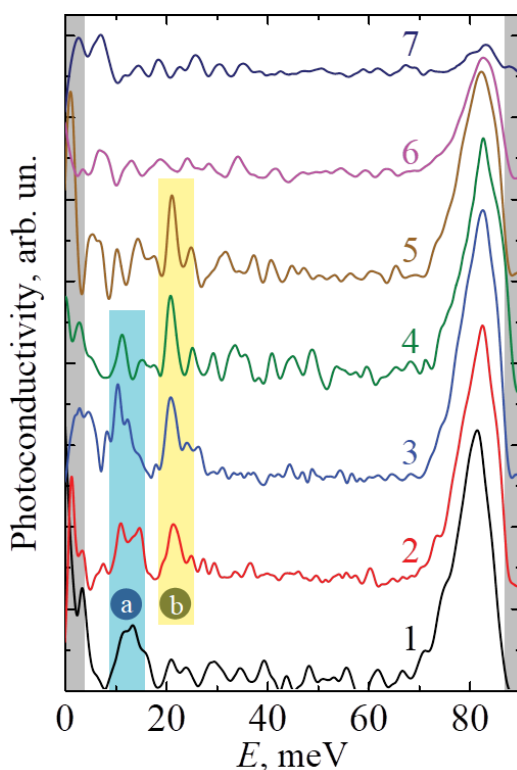


Рисунок 24. Спектры ФП для образца 150217, полученные в «темновых» условиях (кривая 1) и после кратковременных подсветок синим светодиодом (кривые 2–7) при $T = 5$ К. Кривые сдвинуты по оси ординат относительно друг друга на фиксированную величину. Полосы а и б — наблюдаемые в спектрах субщелевые особенности. Серые полосы по краям рисунка обозначают спектральные области, выходящие за пределы полосы пропускания светодетектора Mylar Multilayer.

Наибольший интерес в спектрах ФП этой структуры представляют субщелевые полосы ФП на 8–16 мэВ (полоса а) и 19–25 мэВ (полоса б). На рис. 24 показаны спектры ФП, снятые при $T = 5$ К сразу после охлаждения (кривая 1) и после кратковременных последовательных подсветок синим светодиодом (кривые 2–7). Хорошо видно, что полоса а присутствует в темновых условиях (кривая 1) и постепенно исчезает после серии кратковременных подсветок (кривые 2–5). В то же время полоса б изначально не наблюдается (кривая 1) и появляется только после подсветки (кривая 2). При последующих подсветках данная полоса сначала сохраняется, а затем исчезает (кривая 6), причем уже после того, как исчезла полоса а.

В спектрах ФП структуры 152018 межзонного поглощения обнаружить не удалось (как в темновых условиях, так и после подсветки). По-видимому, это связано с тем, что образец имеет бесщелевую зонную структуру [50], а это, в свою очередь, приводит к очень малым временам жизни неравновесных носителей заряда. Однако после максимальной подсветки удалось наблюдать слабую полосу ФП в диапазоне 20–28 мэВ при $T = 5$ К.

Для структуры 150219 удалось зарегистрировать межзонное поглощение в спектрах ФП (рис. 25), однако красную границу поглощения определить не удается, поскольку она маскируется «примесными» полосами на 10–17 мэВ (полоса а) и 21–35 (полоса б) мэВ. Резко выраженные провалы на 19 и 36 мэВ связаны с поглощением на CdTe-подобных ТО-фононах в верхнем барьере [51] и деструктивной интерференцией при отражении от подложки GaAs в области остаточных лучей [52]. Природа остальных особенностей в спектре ФП в области больших энергий пока не установлена.

Непрерывная подсветка синим светом вызывает существенное изменение спектров ФП (рис. 26): интенсивность полосы б возрастает в несколько раз, а полосы а — более чем на порядок. На их фоне область межзонной ФП становится неразличима.

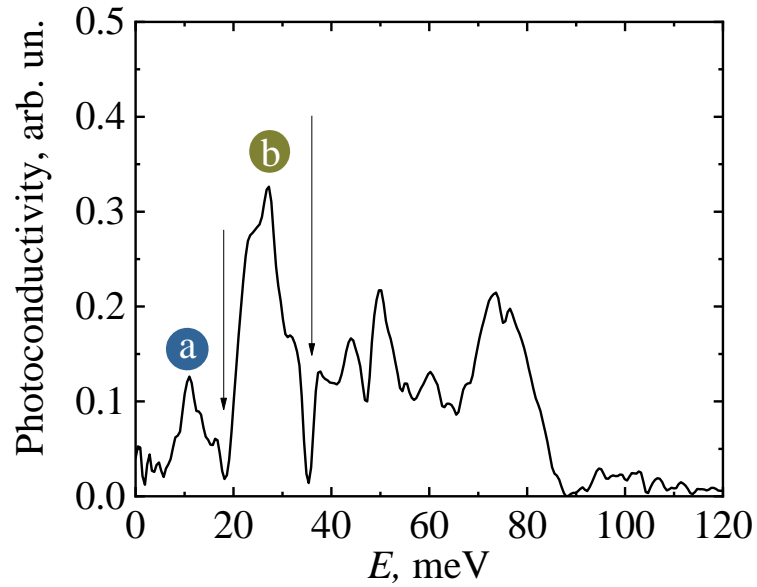


Рисунок 25. Спектр ФП для образца 150219, полученный при $T = 5$ К в темновых условиях. Стрелками показаны провалы на 19 и 36 мэВ.

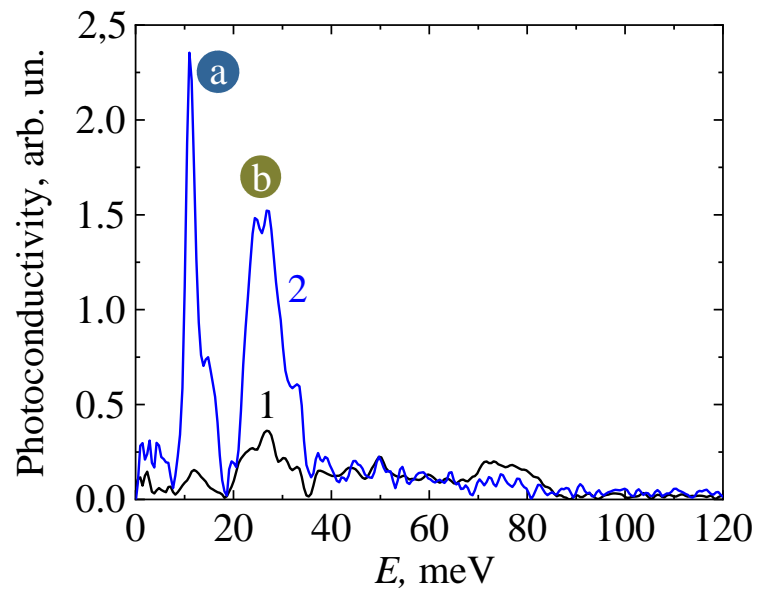


Рисунок 26. Спектры ФП для образца 150219, полученные при $T = 5$ К в темновых условиях (кривая 1) и при постоянной подсветке синим светодиодом (кривая 2).

Увеличение температуры приводит к постепенному уменьшению интенсивностей полос а и б, причем интенсивность полосы а «спадает быстрее» (рис. 27).

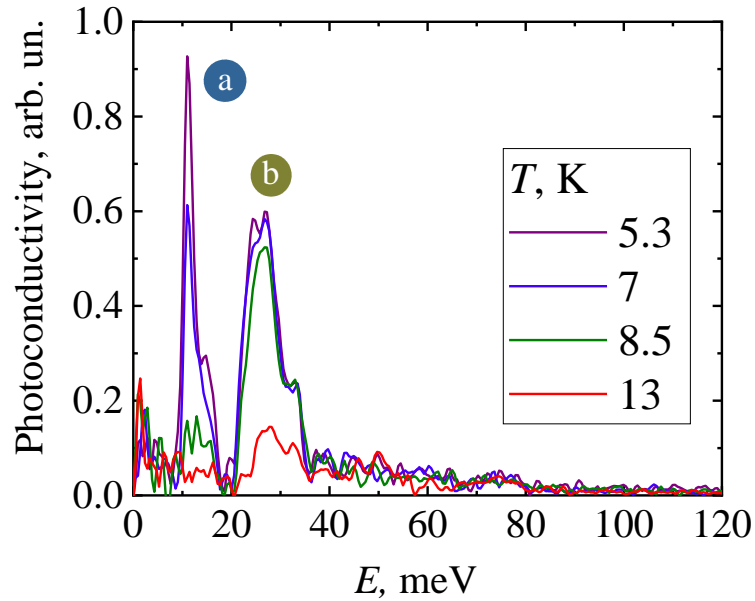


Рисунок 27. Спектры ФП для образца 150219, измеренные при различных температурах. В образце 151223, так же, как и в образце 150217, наблюдается хорошо выраженная межзонная ФП, красная граница которой смещается в область больших энергий с ростом температуры (рис. 28). Субщелевые особенности тщательно не исследовались: удалось зарегистрировать только полосу 9–15 мэВ, исчезающую при длительной подсветке.

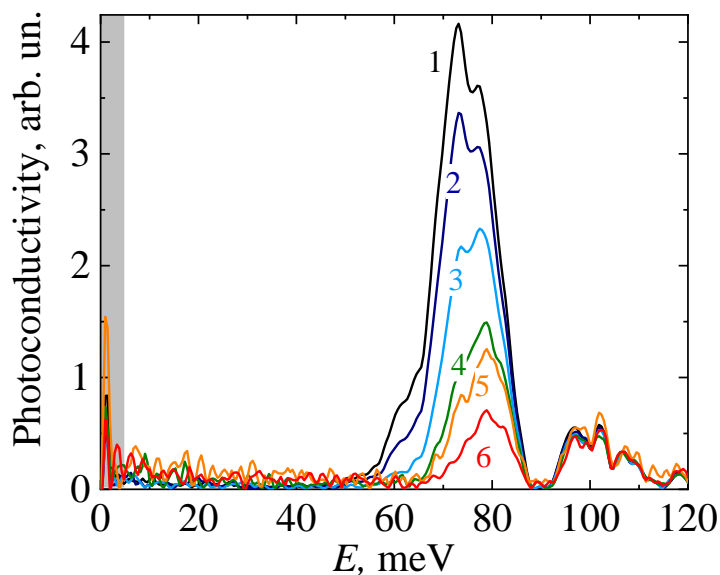


Рисунок 28. Спектры ФП для образца 151223, измеренные при различных температурах: 1 — 4,4 К, 2 — 19 К, 3 — 29 К, 4 — 40 К, 5 — 50 К, 6 — 60 К. Серая полоса обозначает спектральную области, выходящую за пределы полосы пропускания светоделителя Mylar Multilayer.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Смена типа проводимости при подсветке в структуре 150217, выявленная при транспортных исследованиях (рис. 19), также наблюдалась в работе [49], в которой подсветка приводила к качественному изменению спектров магнитопоглощения в этой же структуре. Определенные в результате измерений эффекта Холла в слабых полях при гелиевых температурах значения концентраций дырок $p \approx 1.1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (в темновых условиях) и электронов $n \approx 6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ (при максимально подсветке) находятся в хорошем согласии с данными, приведенными в [49] ($p_l \approx 0.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $n_l \approx 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$). Большее значение концентрации дырок, полученное в данной работе, скорее всего, связано с полной экранировкой внешнего фонового излучения.

Для структур 150218 и 150219 измеренные в темновых условиях значения концентраций дырок ($p \approx 7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ и $p \approx 1.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, соответственно) в точности совпали со значениями, указанными в работе [50]. Значения концентраций носителей заряда при подсветке в работе [50] не приводились.

Как уже отмечалось, структуры 150217 и 151223 демонстрируют определенное сходство. В отсутствие подсветки при низких температурах они обладают электронным типом проводимости, а после достаточно длительной подсветки тип проводимости меняется на дырочный. При этом каждая следующая подсветка приводит к увеличению концентрации дырок. Другими словами, можно утверждать, что для данных структур подсветки приводят к постепенному уменьшению дырочной концентрации и переходу через изолирующее состояние вновь к проводящему, но уже определяемому электронами. Т.е. при подсветке уровень Ферми, находясь сначала в валентной зоне, поднимается вверх по энергии, затем проходит запрещенную зону, и наконец, оказывается в зоне проводимости.

Освещение структуры 150217 синим светом приводит к той же ситуации, что и подсветка лампой накаливания (кривые 3 и 4 на рис. 19). Это же наблюдается и

в образце 151223. Это связано с тем, что в этих структурах наблюдается хорошо выраженный эффект ОФП, поэтому достаточно длительное воздействие светом приводит к установлению какой-то равновесной концентрации, величина которой зависит только от длины волны света [46]. Длина волны используемого синего светодиода при $T = 4.2$ К составляет $\lambda \approx 440$ нм, максимум излучения лампы накаливания $\lambda \approx 1500$ нм. Согласно [46], длительное воздействие светом с такими длинами волн приводит к установлению примерно одинаковой электронной концентрации для структуры 150217. Очевидно, аналогичный эффект имеет место и для структуры 151223.

Таким образом, для рассматриваемых структур выбор источника подсветки (лампа накаливания или светодиод синего света) оказался неважным — в любом случае, подсветка приводит к уменьшению концентрации дырок (и смене типа проводимости в ряде случаев). Однако с практической точки зрения более удобным оказывается использование светодиода (лампу накаливания нельзя быстро включить и выключить). Поэтому при исследованиях спектров ФП мы использовали только светодиод.

Перейдем теперь к рассмотрению спектров ФП. В структурах 150217 и 151223 наблюдалось смещение красной границы межзонной ФП в область больших энергий с ростом температуры. Зависимость положения красной границы межзонной ФП от температуры для образца 150217 приведена на рис. 29. Сравнение с теоретическими расчетами², выполненными В. Я. Алешкиным из ИФМ РАН, показывает, что наилучшего согласия с экспериментальными данными удастся добиться при выборе толщин КЯ равных 3,72 нм. Близкое к этому значение (3,7 нм) было также получено из анализа магнитооптических измерений [49]. Значение ширины запрещенной зоны при $T = 0$, равное $E_g = 73$ мэВ, также близко к значению 79 мэВ, определенному в работе [49].

² Расчет зонной структуры выполнен к-р методом в аксиальном приближении с учетом встроенной деформации. Рассматривались 4 зоны. Влияние температуры учитывалось за счет учета температурных зависимостей ширины запрещенной зоны в HgTe и CdTe, разрыва зон на гетерогранице, постоянной решетки слоев, а также упругих констант.

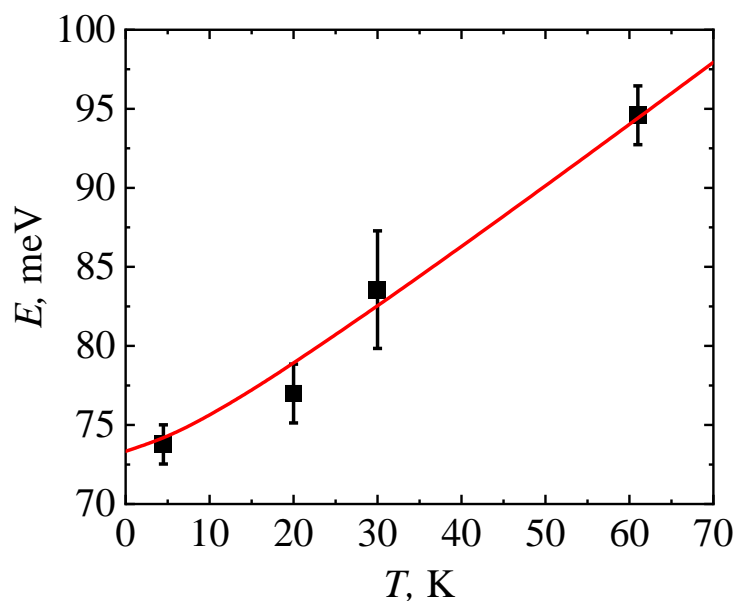


Рисунок 29. Зависимость положения красной границы межзонной ФП от температуры для образца 150217. Точки соответствуют экспериментальным значениям, полученным из измерения спектров ФП, кривая — теоретическим расчетам при значении толщины ямы 3,72 нм.

Структура 151223, согласно расчетам, выполненным в работе [10], должна обладать бесщелевой зонной структурой. Однако наличие красной границы поглощения (рис. 28) и характер ее смещения с ростом температуры (рис. 30) однозначно указывает на нормальную зонную структуру. Хорошего согласия рассчитанного положения красной границы с экспериментальными данными удастся добиться, либо уменьшая толщину КЯ с 6 до 2,8 нм (кривая 2 на рис. 30), либо считая, что КЯ представляет собой слой не чистого HgTe, а раствора $\text{Cd}_{0,1}\text{Hg}_{0,9}\text{Te}$ (кривая 1 на рис. 30). Так как CdTe обладает нормальной зонной структурой, повышение содержания кадмия в КЯ бесщелевого образца могло бы привести к исчезновению инверсии подзон E_1 и H_1 , и, соответственно, к «трансформации» зонной структуры в неинвертированную. Для выяснения реальных параметров КЯ в образце 151223 необходимо использование других методов исследований, например, просвечивающей электронной микроскопии или исследования магнитопоглощения. Тем не менее, можно утверждать, что ширина запрещенной зоны в этой структуре при $T = 0$ составляет ≈ 55 мэВ.

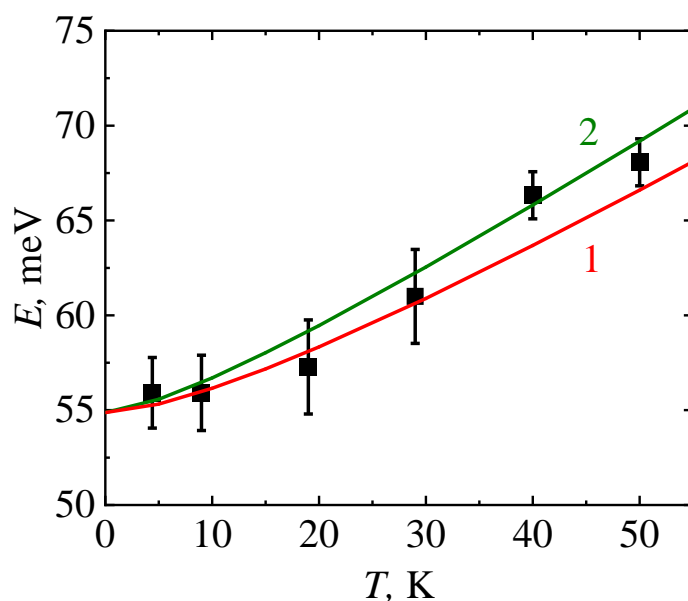


Рисунок 30. Зависимость положения красной границы межзонной ФП от температуры для образца 151223. Черные точки соответствуют экспериментальным значениям, полученным из измерения спектров ФП, кривые – теоретическим расчетам в предположении, что КЯ представляет собой слой $\text{Cd}_{0,1}\text{Hg}_{0,9}\text{Te}$ (кривая 1) и при значении толщины ямы 2,8 нм (кривая 2).

Сравнение величин оптической E_g , определенных из температурной зависимости красной границы межзонного поглощения в спектрах ФП (рис. 23, 28), с термической шириной запрещенной зоны, определенной из температурной зависимости сопротивления (рис. 19а, 22а) для структур 150217 и 151223 показывает, что вторая почти строго в 2 раза превышает первую для обоих образцов. Возможно, это связано со значительными флуктуациями потенциала, из-за которых термически возбужденным носителям заряда приходится дополнительно преодолевать значительный барьер до достижения порога подвижности. Однако нельзя исключать и какие-то другие механизмы, проявляющиеся именно в структурах с ДКЯ.

Обратимся теперь к анализу поведения субщелевых полос, наблюдаемых в спектрах ФП структуры 150217. Как уже говорилось ранее, основным дефектом в специально не легированных структурах на основе КРТ является вакансия ртути. Она является двухзарядным акцептором. На рис. 31 представлена схема, иллюстрирующая расположение энергетических уровней двухзарядного акцептора относительно зон. «Удвоение» подзон валентной зоны возникает из-

за двойной КЯ, поскольку барьер между ними оказывается значительно менее туннельно-прозрачным для дырок, чем для электронов.

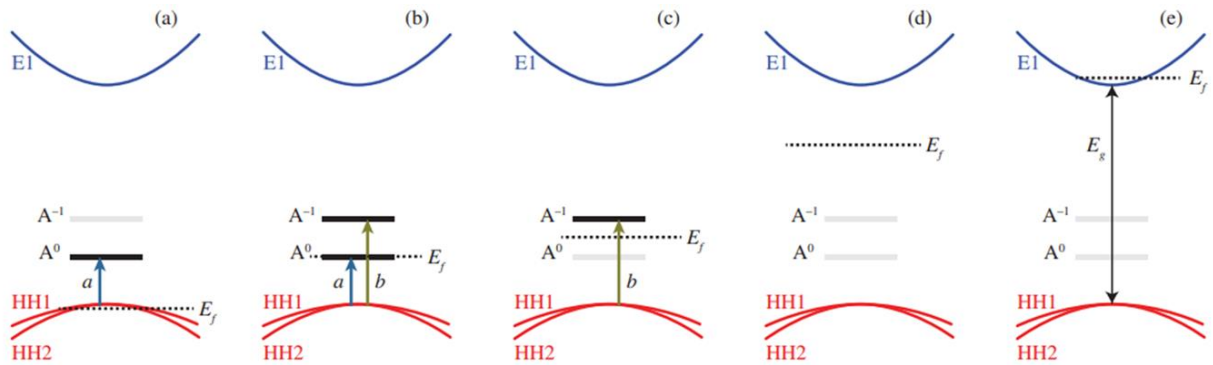


Рисунок 31. Схема, иллюстрирующая наблюдаемые в спектрах фотопроводимости образца 150217 примесные переходы. E_1 — первая подзона размерного квантования зоны проводимости, HH1 и HH2 — подзоны валентной зоны. Схема зон взята из работы [49]. E_f — положение уровня Ферми. A^0 — энергия частичной ионизации (отрыв одной дырки) нейтральной вакансии ртути, A^{-1} — энергия полной ионизации (отрыв второй дырки) однократно ионизованной вакансии ртути. Серым цветом обозначены энергии переходов, невозможных при заданном положении уровня Ферми.

После охлаждения образец обладает дырочной проводимостью, и уровень Ферми близок к потолку валентной зоны (рис. 31а). В этом случае все вакансии ртути будут нейтральными. Соответственно, в спектрах ФП будут наблюдаться переходы с энергией A^0 , соответствующие отрыву одной дырки (переходу электронов из валентной зоны на нейтральный акцептор). Именно такие переходы и отвечают за наблюдаемую в спектрах полосу а (кривая 1 на рис. 24). Важно отметить, что отсутствие полосы b на кривой 1 говорит о том, что энергии A^0 и A^{-1} соответствуют именно ионизации двухзарядного акцептора, а не каких-то двух отдельных однозарядных акцепторов. В последнем случае, в ситуации, когда уровень Ферми находится в валентной зоне, в спектрах ФП сразу бы наблюдались обе полосы а и b.

После кратковременной подсветки уровень Ферми поднимается и доходит до энергии A^0 . В этом случае часть нейтральных акцепторов становится однократно ионизованными (рис. 31b). При данных условиях в спектрах ФП будут наблюдаться обе полосы а и b, связанные ионизацией нейтральных и однократно заряженных акцепторов соответственно (кривые 2 и 3 на рис. 24).

Дальнейшая подсветка будет приводить ко все большей ионизации нейтральных акцепторов, что приведет к уменьшению интенсивности полосы а (кривая 4 на рис. 24). Наконец, когда уровень Ферми окажется выше энергии A^0 (рис. 31с), все акцепторы будут однократно ионизованы, и в спектрах ФП останется только полоса b (кривая 5 на рис. 24).

При еще большем повышении энергии Ферми все акцепторы оказываются полностью (двукратно) ионизованными (рис. 31d), что приводит к исчезновению всех субщелевых особенностей спектров ФП (кривая 6 на рис. 24). Наконец, когда уровень Ферми попадает в зону проводимости (рис. 31e), возрастает собственная электронная проводимость образца, из-за чего зарегистрировать межзонную ФП становится сложнее (кривая 7 на рис. 24).

Спектральное положение полос а (8–16 мэВ) и b (19–25 мэВ) хорошо совпадает с данными, полученными для энергий ионизации вакансии ртути в различных одиночных КЯ HgTe с нормальной зонной структурой [32, 33, 34]. Такое совпадение, вместе с наблюдаемыми изменениями интенсивностей полос при изменении положения уровня Ферми, позволяют связать полосу а с ионизацией нейтральной вакансии ртути, а полосу b – с ионизацией уже однократно ионизованной вакансии.

В образце 150219 с инвертированной зонной структурой также наблюдались 2 полосы поглощения а и b, также, предположительно, связываемые с вакансиями ртути (рис. 25, 26). Спектральные положения этих полос (10–17 мэВ и 21–35 мэВ) несколько отличаются от положения полос в структуре 150217. Это, по-видимому, вызвано различием типов зонной структуры и величин запрещенной зоны в этих образцах. По данным работы [50], ширина запрещенной зоны в структуре 150219 составляет 6 мэВ. В этом случае состояния нейтрального и однократно ионизованного акцептора оказываются резонансными.

На рис. 32 представлена схема, иллюстрирующая наблюдаемые в спектрах ФП примесные переходы. Наличие в спектрах обеих полос а и б в «темновых» условиях (рис. 25) указывает на положение уровня Ферми вблизи энергии A^0 , то есть образец должен иметь проводимость n -типа. Такое возможно, т. к. измерения спектров ФП проводятся в условиях постоянной фоновой засветки образца излучением глобара. Это может приводить как к смене типа проводимости, так и к наличию двух квазиуровней Ферми в зоне проводимости и в валентной зоне. Соответственно, наблюдаемые полосы а и б в образце 150219 связаны с переходами из валентной зоны с энергиями A^0 и A^{-1} . Такие переходы обладают несколько большим матричным элементом по сравнению с межзонными переходами из-за наличия в зоне проводимости резонансных уровней вакансии ртути. Это и приводит к преобладанию полос а и б на фоне межзонного поглощения (рис. 25).

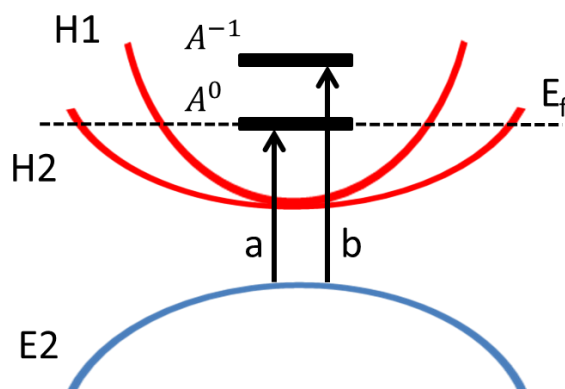


Рисунок 32. Схема, иллюстрирующая наблюдаемые в спектрах фотопроводимости образца 150219 примесные переходы. E_f — положение уровня Ферми. A^0 — энергия частичной ионизации (отрыв одной дырки) нейтральной вакансии ртути, A^{-1} — энергия полной ионизации (отрыв второй дырки) однократно ионизированной вакансии ртути.

Включение *непрерывной* подсветки синим светом приводит к резкому возрастанию интенсивностей полос а и б. Аналогичное явление наблюдалось и в гетероструктурах HgTe/CdHgTe с одиночными квантовыми ямами n -типа [33]. Очевидно, в данном случае в образце присутствуют как неравновесные дырки, так и неравновесные электроны. Наличие большого количества неравновесных дырок приводит к возможности быстрого опустошения резонансных состояний. С другой стороны, наличие неравновесных электронов приводит к возможности

ионизации нейтральных акцепторов. Поэтому наблюдаемый рост интенсивности полос а и б при непрерывной подсветке связан с определенным соотношением темпов генерации, рекомбинации и захвата носителей на примесные состояния. Определение конкретных значений таких времен требует проведения других исследований.

Наблюдаемые в условиях непрерывной подсветки в спектрах ФП примесные полосы а и б по-разному эволюционируют с ростом температуры (рис. 33) — интенсивность полосы а уменьшается быстрее, чем полосы б. Аналогичное поведение наблюдалось для примесных особенностей в эпитаксиальных пленках КРТ [53]. Наиболее вероятно, что это связано с ионизацией нейтральных акцепторов с ростом температуры и превращением их в однократно ионизованные. Интенсивность всех линий спадает с ростом температуры из-за температурного гашения, но на фоне этого, чем быстрее уменьшается интенсивность полосы а, тем медленнее будет уменьшаться интенсивность полосы б.

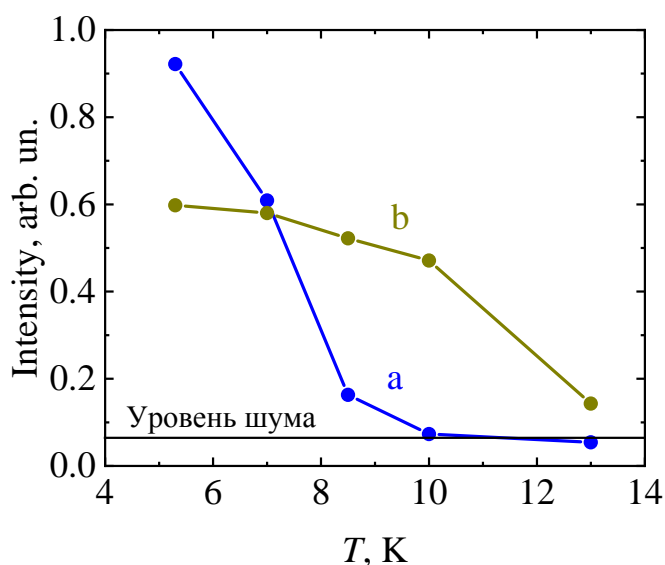


Рисунок 33. Температурные зависимости интенсивностей «примесных» полос а (кривая 1) и б (кривая 2) спектров ФП образца 150219, измеренных при непрерывной подсветке синим диодом.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключении формулируем основные результаты:

- Выполнены исследования электрофизических свойств гетероструктур HgTe/CdHgTe с двойными квантовыми ямами с различными типами зонного спектра в диапазоне температур $T = 5\text{--}300$ К. Определены значения концентраций и подвижностей носителей заряда. В образцах с нормальной зонной структурой обнаружен хорошо выраженный эффект остаточной фотопроводимости, позволяющий за счет подсветки видимым светом последовательно менять тип проводимости от дырочного к электронному.
- Методом фурье-спектроскопии исследованы спектры фотопроводимости в гетероструктурах HgTe/CdHgTe с двойными квантовыми ямами HgTe/CdHgTe в диапазоне температур $T = 4,4\text{--}60$ К. Для ряда образцов в спектрах в области энергий 55–75 мэВ наблюдалась хорошо выраженная граница межзонного поглощения, положение которой сдвигалось в сторону больших энергий при увеличении температуры. Это однозначно указывает на нормальную зонную структуру этих образцов. Сопоставление с теоретическими расчетами позволило уточнить ростовые параметры указанных образцов.
- В образцах с нормальной зонной структурой в спектрах фотопроводимости обнаружены субщелевые полосы на 8–16 мэВ и 19–25 мэВ. Используя эффект остаточной фотопроводимости, была прослежена трансформация спектров ФП при прохождении положения уровня Ферми от края валентной зоны до зоны проводимости через запрещенную зону. Анализ изменения интенсивности наблюдаемых полос, а также сравнение их положения с данными из других работ, позволили утверждать, что данные полосы поглощения связаны с

ионизацией именно двухзарядного акцептора, а не отдельных различных однозарядных состояний.

- В образце с инвертированной зонной структурой с малой шириной запрещенной зоны ($E_g \approx 6$ мэВ) в спектрах фотопроводимости на фоне межзонного поглощения обнаружены «примесные» полосы, спектральное положение которых (10–17 мэВ и 21–35 мэВ) заметно отличается от таковых в образце с нормальной зонной структурой. Исследования спектров фотопроводимости при разной температуре выявили различный характер изменения интенсивностей этих полос с ростом температуры. Наблюдаемые полосы связываются с переходами на уровни двухзарядного акцептора, которые в данном образце являются резонансными.

СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Rogalski A. Progress in focal plane array technologies // Progress in Quantum Electronics. — 2012. — Т. 36. — №. 2–3. — С. 342–473.
2. Rogalski A. HgCdTe infrared detector material: history, status and outlook // Reports on Progress in Physics. — 2005. — Т. 68. — №. 10. — С. 2267.
3. Rogalski A. History of infrared detectors // Opto–Electronics Review. — 2012. — Т. 20. — №. 3. — С. 279–308.
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. Büttner B. et al. Single valley Dirac fermions in zero-gap HgTe quantum wells // Nature Physics. — 2011. — Т. 7. — №. 5. — С. 418–422.
9. Квон З. Д. и др. Двумерная электронно-дырочная система в квантовой яме на основе HgTe // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 2008. — Т. 87. — №. 9. — С. 588–591.

-
10. Krishtopenko S. S., Knap W., Teppe F. Phase transitions in two tunnel-coupled HgTe quantum wells: Bilayer graphene analogy and beyond // *Scientific Reports*. — 2016. — Т. 6. — С. 30755.
 11. Zhang Y. et al. Direct observation of a widely tunable bandgap in bilayer graphene // *Nature*. — 2009. — Т. 459. — №. 7248. — С. 820–823.
 12. Rumyantsev V. V. et al. Terahertz photoconductivity of double acceptors in narrow gap HgCdTe epitaxial films grown by molecular beam epitaxy on GaAs (013) and Si (013) substrates // *Semiconductor Science and Technology*. — 2017. — Т. 32. — №. 9. — С. 095007.
 13. Cheung D. T. An overview on defect studies in MCT // *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*. — 1985. — Т. 3. — №. 1. — С. 128–130.
 14. Бахтин П. А. и др. Влияние низкотемпературного отжига на электрофизические параметры пленок n -CdHgTe // *Физика и техника полупроводников*. — 2004. — Т. 38. — №. 10. — С. 1207—1210.
 15. Берченко Н. Н., Пашковский М. В. Теллурид ртути — полупроводник с нулевой запрещенной зоной // *Успехи физических наук*. — 1976. — Т. 119. — №. 6. — С. 223—255.
 16. 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.
 17. Schmit, J.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.
 18. 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.

19. 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.

20. Chu J., Sher A. *Physics and properties of narrow gap semiconductors*. — New York: Springer, 2008. — С. 308.

21. 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.

22. Roushan P. et al. Topological surface states protected from backscattering by chiral spin texture // *Nature*. — 2009. — Т. 460. — №. 7259. — С. 1106–1109.

23. 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.

24. Ohta T. et al. Controlling the electronic structure of bilayer graphene // *Science*. — 2006. — Т. 313. — №. 5789. — С. 951–954.

25. Michetti P. et al. Tunable quantum spin Hall effect in double quantum wells // *Physical Review B*. — 2012. — Т. 85. — №. 12. — С. 125309.

26. Chu J., Sher A. *Device physics of narrow gap semiconductors*. — Springer Science & Business Media, 2009.

27. Khattak G. M., Scott C. G. Characteristics of deep levels in n -type CdTe // *Journal of Physics: Condensed Matter*. — 1991. — Т. 3. — №. 44. — С. 8619.

28. Lei W., Antoszewski J., Faraone L. Progress, challenges, and opportunities for HgCdTe infrared materials and detectors // *Applied Physics Reviews*. — 2015. — Т. 2. — №. 4. — С. 041303.

-
29. Li, B. Study of impurity states in p -type $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ using far-infrared spectroscopy // *Applied Physics Letters*. — 1998. — Т. 73. № 11. — С. 1538.
30. Sasaki T. et al. Mercury annealing effect on the electrical properties of HgCdTe grown by molecular beam epitaxy // *Journal of crystal growth*. — 1992. — Т. 117. — №. 1–4. — С. 222–226.
31. Мынбаев К. Д. и др. Акцепторные состояния в гетероэпитаксиальных слоях CdHgTe , выращенных молекулярно–лучевой эпитаксией // *Физика и техника полупроводников*. — 2015. — Т. 49. — №. 3. — С. 379–384.
32. Козлов Д. В. и др. Терагерцевая фотолюминесценция двойных акцепторов в объемных эпитаксиальных слоях HgCdTe и гетероструктурах $\text{HgTe}/\text{CdHgTe}$ с квантовыми ямами // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. — 2018. — Т. 154. — №. 6. — С. 1226–1231.
33. Козлов Д. В. и др. Вакансии ртути как двухвалентные акцепторы в структурах $\text{HgTe}/\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с квантовыми ямами // *Физика и техника полупроводников*. — 2016. — Т. 50. — №. 12. — С. 1690–1696.
34. Козлов Д. В. и др. Особенности фотолюминесценции двойных акцепторов в гетероструктурах $\text{HgTe}/\text{CdHgTe}$ с квантовыми ямами в терагерцевом диапазоне // *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики*. — 2019. — Т. 109. — №. 10. — С. 679–684.
35. Kastalsky A., Hwang J. C. M. Study of persistent photoconductivity effect in n -type selectively doped $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ heterojunction // *Solid state communications*. — 1984. — Т. 51. — №. 5. — С. 317–322.
36. 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.

-
37. 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.
38. Tsai L. C. et al. Persistent photoconductivity in SiGe/Si quantum wells // *Journal of Applied Physics*. — 1998. — Т. 84. — №. 2. — С. 877–880.
39. 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.
40. 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.
41. Tuttle G., Kroemer H., English J. H. Electron concentrations and mobilities in $\text{AlSb}/\text{InAs}/\text{AlSb}$ quantum wells // *Journal of Applied Physics*. — 1989. — Т. 65. — №. 12. — С. 5239–5242.
42. 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.
43. Prasad S. et al. Transport and persistent photoconductivity in atomic-planar-doped $\text{GaAs-AlAs}/\text{GaAs}$ heterostructures // *Journal of Applied Physics*. — 1988. — Т. 63. — №. 5. — С. 1793–1795.
44. 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.
45. Спирин 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.

46. Спирин 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.

47. Mikhailov N. N. et al. Growth of Hg_{1-x}Cd_xTe nanostructures by molecular beam epitaxy with ellipsometric control // International Journal of Nanotechnology. — 2006. — Т. 3. — №. 1. — С. 120–130.

48. 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.

49. Бовкун Л. С. и др. Магнитоспектроскопия двойных квантовых ям HgTe/CdHgTe // Физика и техника полупроводников. — 2016. — Т. 50. — №. 11. — С. 1554–1560.

50. Bovkun L. S. et al. Magnetospectroscopy of double HgTe/CdHgTe QWs with inverted band structure in high magnetic fields up to 30 T // Opto–Electronics Review. — 2019. — Т. 27. — №. 2. — С. 213–218.

51. Talwar D. N., Vandevyver M. Vibrational properties of HgCdTe system // Journal of Applied Physics. — 1984. — Т. 56. — №. 6. — С. 1601–1607.

52. Brodsky M. H., Lucovsky G. Infrared Reflection Spectra of Ga_{1-x}In_xAs: A New Type of Mixed-Crystal Behavior // Physical Review Letters. — 1968. — Т. 21. — №. 14. — С. 990.

53. Уаман С. Т. А. и др. Эволюция примесной фотопроводимости в эпитаксиальных пленках CdHgTe при изменении температуры // Физика и техника полупроводников. — 2019. — Т. 53. — №. 9. — С. 1297–1302.