

Зонный спектр в гетероструктурах HgTe/CdHgTe *p*-типа и его перестройка с изменением температуры

© А.В. Иконников^{1,2}, Л.С. Бовкун^{1,3}, В.В. Румянцев^{1,2}, С.С. Криштопенко^{1,4}, В.Я. Алешкин^{1,2}, А.М. Кадыков^{1,4}, М. Orlita³, М. Potemski³, В.И. Гавриленко^{1,2}, С.В. Морозов^{1,2}, С.А. Дворецкий⁵, Н.Н. Михайлов^{5,6}

¹ Институт физики микроструктур Российской академии наук, 603950 Нижний Новгород, Россия

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, Россия

³ Laboratoire National des Champs Magnetiques Intenses (LNCMI-G), CNRS-UJF-UPS-INSA, FR-38042 Grenoble, France

⁴ Laboratoire Charles Coulomb (L2C), UMR CNRS 5221 & UM, 34095 Montpellier, France

⁵ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия

⁶ Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, Россия

E-mail: antikon@ipmras.ru

(Получена 27 апреля 2017 г. Принята к печати 12 мая 2017 г.)

Выполнены исследования спектров магнитопоглощения и спектров межзонной фотопроводимости при различных температурах в квантовых ямах HgTe/CdHgTe с дырочным типом проводимости. Показано, что в образце с нормальной зонной структурой наблюдается сдвиг положения красной границы в сторону больших энергий с ростом температуры, что указывает на увеличение ширины запрещенной зоны в квантовой яме. В образце с инвертированной структурой впервые наблюдалось смещение красной границы в сторону меньших энергий, связанное с топологическим фазовым переходом от инвертированной зонной структуры к прямой с увеличением температуры. Результаты экспериментальных исследований находятся в согласии с теоретическими расчетами зонной структуры, выполненными на основе модели Кейна.

DOI: 10.21883/FTP.2017.12.45168.30

1. Введение

Предсказание состояния квантового спинового эффекта Холла [1] стимулировало возрождение интереса к топологическим фазам в твердом теле. В последовавших работах было теоретически показано [2] и экспериментально продемонстрировано [3] существование фазы двумерного (2D) топологического изолятора (ТИ) в квантовых ямах (КЯ) HgTe/CdHgTe с инвертированной зонной структурой. В таких объектах переход от нормальной зонной структуры к инвертированной происходит при увеличении ширины d КЯ HgTe. Если ширина КЯ HgTe меньше критической d_c (~ 6.3 нм для доли Cd в барьере 0.7), зонный спектр аналогичен спектру 2D систем на основе узкозонных полупроводников $A^{III}B^V$: нижняя подзона с электронной симметрией (E1) лежит выше по энергии, чем верхняя подзона с дырочной симметрией (HH1). В этом случае система может находиться в фазе тривиального изолятора, когда уровень Ферми лежит в запрещенной зоне. При $d = d_c$ законы дисперсии электронов и дырок вблизи точки пересечения зон описываются дираковским конусом, расположенным в центре зоны Бриллюэна [4]. При $d > d_c$ имеет место инверсия, и нижняя подзона E1 лежит ниже верхней „дырочной“ подзоны HH1. Эта инверсия и приводит к возникновению состояния 2D ТИ [2,3].

При дальнейшем увеличении ширины КЯ HgTe/CdHgTe минимум зоны проводимости, расположенный в центре зоны Бриллюэна, и боковой максимум валентной зоны сближаются, и при $d > d_{sm}$ (~ 12 нм) в КЯ реализуется состояние 2D полуметалла [5].

К настоящему времени зонная структура КЯ HgTe/CdHgTe исследована достаточно подробно как транспортными (см. [3–10] и ссылки в них), так и магнитооптическими методами (см. [11–18] и ссылки в них). Однако подавляющая часть исследований была выполнена на образцах с электронным типом проводимости. К примеру, было показано, что инверсия зон в КЯ HgTe/CdHgTe приводит к пересечению нижнего уровня Ландау зоны проводимости ($n = -2$) и верхнего уровня валентной зоны ($n = 0$) [11]. В дальнейшем было продемонстрировано, что имеет место антипересечение этих уровней, что вызвано их взаимодействием, связываемым с отсутствием центра инверсии в объемном кристалле [13,15,16].

В то же время исследования валентной зоны в КЯ HgTe/CdHgTe выполнялись лишь транспортными методами (см., например, [7–9]), при этом управление концентрацией носителей осуществлялось с помощью затвора. В работе [7] было показано, что для полуметаллической КЯ наблюдается огромное количественное

различие в экспериментальных и расчетных в рамках $k \cdot p$ -метода спектрах дырок. В образцах с шириной КЯ, меньшей [8] или близкой к критической [9], согласие между экспериментальными данными и теоретическими расчетами было достигнуто, однако для этого потребовалось предположить наличие встроенного электрического поля в структуре, что пока не подтверждается другими экспериментальными методами. В данной работе исследования в КЯ HgTe/CdHgTe (p -типа) были выполнены магнитооптическими методами. На основании расчетов, выполненных в рамках модели Кейна, были идентифицированы наблюдаемые переходы и уточнены параметры структур.

Помимо изучения зонного спектра, актуальной задачей является исследование возможности его трансформации и управления переходом между фазами не только за счет изменения параметров гетероструктур (ширина ямы и доля кадмия в яме и барьерах), но и с помощью внешних условий (электрическое поле, температура, давление). Последнее открывает дополнительные возможности для создания перспективных „топологических“ приборов, работающих с использованием краевых каналов проводимости [19]. К настоящему времени теоретически рассматривались возможности осуществления фазового перехода в КЯ HgTe/CdHgTe между состояниями тривиального и топологического изоляторов с помощью внешнего электрического поля [20,21], температуры [10,21,22] и давления [22]. Экспериментально качественное изменение зонного спектра и наличие такого перехода при изменении температуры впервые было продемонстрировано с помощью транспортных [10] и магнитооптических измерений [23]. Было показано, что увеличение температуры приводит к перестройке зонной структуры от инвертированной к нормальной.

В настоящей работе перестройка спектра при изменении температуры демонстрируется с помощью измерений межзонной фотопроводимости, что позволяет достаточно простым способом определять энергетический зазор между валентной зоной и зоной проводимости в центре зоны Бриллюэна при различных температурах. Для расчета температурной зависимости этой энергии используются параметры структуры, уточненные при проведении магнитооптических измерений.

2. Методика эксперимента

Исследуемые структуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке GaAs (013) (см. [24]). Последовательно выращивались буферный слой ZnTe (50 нм), релаксированный буфер CdTe (5 мкм), нижний барьерный слой $Cd_xHg_{1-x}Te$ толщиной ~ 30 нм, КЯ HgTe толщиной d , верхний барьер $Cd_xHg_{1-x}Te$ толщиной 30 нм и покровный слой CdTe толщиной ~ 45 нм. Параметры структур указаны в таблице. Ширина квантовой ямы выбиралась таким образом, чтобы один образец имел нормальную зонную

Характеристики исследованных образцов при $T = 4.2$ К

Образец	x	d , нм	p_s , 10^{10} см^{-2}	Зонная структура
1 (160126)	0.7 (0.74)	5	6.5	Нормальная
2 (160203)	0.72 (0.76)	8 (7.8)	9.8	Инвертированная

Примечание. В скобках указаны значения, определенные из результатов магнитооптических исследований.

структуру, а второй — инвертированную. Образцы специально не легировались.

Исследования магнитопоглощения выполнялись с помощью фурье-спектрометра Bruker 113v в постоянных магнитных полях до 11 Тл в LNCMI-G. Спектральное разрешение составляло 4 см^{-1} . Образцы размером 5×5 мм располагались в световодной вставке в центре сверхпроводящего соленоида в жидком гелии. Между вставкой и фурье-спектрометром располагался фильтр из черного полиэтилена. Исследования выполнялись в геометрии Фарадея — ось роста структуры была параллельна магнитному полю и направлению распространения излучения. Температура измерений составляла 4.2 К. В качестве источника излучения использовался глобар. Прошедшее через образец излучение детектировалось композитным кремниевым болометром, сигнал с болометра подавался на аналого-цифровой преобразователь фурье-спектрометра. Полученные спектры нормировались на спектр в нулевом магнитном поле. Концентрация и тип носителей заряда в образце определялись методом Ван дер Пау, для чего по краям образца были нанесены 4 точечных контакта.

Спектры межзонной фотопроводимости исследовались с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v в ИФМ РАН. Спектральное разрешение составляло 8 см^{-1} . В качестве источника излучения использовался глобар. Образцы размером 5×5 мм с двумя полосковыми индиевыми контактами размещались в световодной вставке в сосуде Дьюара (при измерениях при $T = 4.2$ и 77 К) или в оптическом криостате замкнутого цикла. Поскольку данные структуры в темновых условиях при низкой температуре имели p -тип проводимости, подсветка синим светом, в отличие от структур n -типа [14], приводила к уменьшению концентрации дырок и возрастанию сопротивления образца. Поэтому для получения максимального сигнала фотопроводимости образцы после охлаждения засвечивались с помощью синего светодиода. При измерениях в световодной вставке диод располагался непосредственно рядом с образцом, а между вставкой и фурье-спектрометром располагался фильтр из черного полиэтилена. При измерениях в криостате замкнутого цикла светодиод размещался внутри спектрометра рядом с выходным окном, а в качестве фильтра использовался белый полиэтилен.

3. Методы расчетов

Для интерпретации наблюдаемых переходов в спектрах магнитопоглощения были выполнены расчеты зон-

ной структуры и уровней Ландау в аксиальном приближении аналогично [14,15] в рамках модели Кейна 8×8 для структур с ориентацией (013). Учитывалась встроенная деформация, вызванная различием постоянных решеток буфера CdTe, барьеров $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ и КЯ HgTe. Параметры материалов брались такие же, как в работе [10]. Для вычисления зависимости огибающих функций от координат в направлении, перпендикулярном плоскости квантовой ямы, применялось разложение по плоским волнам. Магнитное поле учитывалось с помощью подстановки Пайерлса, при этом поперечная часть огибающих функций раскладывалась по волновым функциям свободного электрона в однородном магнитном поле. При численных расчетах огибающих функций и соответствующих им энергий электронов структура представлялась в виде сверхрешетки слабо связанных КЯ. Период решетки выбирался таким образом, чтобы взаимодействие КЯ не оказывало заметного влияния на энергетический спектр.

Расчет зонных спектров при различных температурах выполнялся аналогично расчету, использовавшемуся для нахождения уровней Ландау, однако аксиальное приближение не использовалось. Влияние температуры учитывалось за счет учета температурных зависимостей ширины запрещенной зоны в HgTe и CdTe, разрыва зон на гетерогранице, постояннойной решетки слоев, а также упругих констант C_{11} , C_{12} и C_{44} [25]. Более подробно метод расчета описан в [22].

4. Результаты и обсуждение

Рассмотрим сначала результаты магнитооптических исследований. На рис. 1 представлены типичные спектры магнитопоглощения и сводная картина положения линии поглощения для образца 1, который имеет нормальную зонную структуру. Наиболее ярко в спектрах проявляются 3 линии: β , α^- и β^- . Обозначения этих линий введены по аналогии с обозначениями линий магнитопоглощения в гетероструктурах HgTe/CdHgTe с электронным типом проводимости (см., например, [11,13,15]). Для интерпретации этих линий в рамках изотропной модели Кейна были рассчитаны уровни Ландау (рис. 2). Принимая во внимание энергии переходов, правила отбора, положение уровня Ферми и изменение интенсивностей линий с магнитным полем, можно идентифицировать наблюдаемые линии в спектрах следующим образом.

Линия β соответствует межзонному переходу $-2 \rightarrow -1$, она начинает проявляться в спектрах в магнитных полях ~ 2.6 Тл, соответствующих фактору заполнения $\nu \approx 1$, когда уровень Ферми „переходит“ на уровень -2 , и последний начинает заполняться электронами. Данный переход также наблюдался в КЯ HgTe n -типа, как с нормальным [15,18], так и инвертированным [11,13–15] зонным спектром. Линия α^- тоже является межзонным переходом с уровня 1 валентной зоны на уровень 0 зоны проводимости. Она „возгорается“ в поле ~ 1.3 Тл, соответствующем фактору заполнения 2.

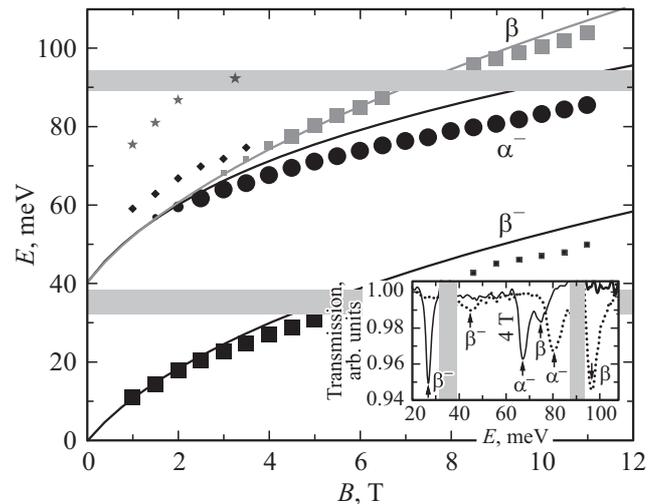


Рис. 1. Рассчитанные зависимости энергий переходов (линии) и положения спектральных линий магнитопоглощения (символы) в образце 1. На вставке — типичные спектры магнитопоглощения, измеренные в магнитных полях 4 Тл (сплошная кривая) и 9 Тл (точечная кривая). Серые полосы соответствуют сильному отражению от подложки GaAs (меньшая по энергии) и поглощению в черном полиэтилене (большая по энергии).

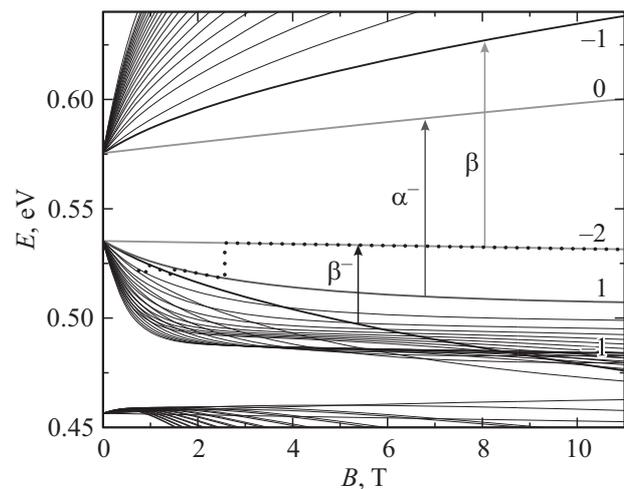


Рис. 2. Рассчитанные уровни Ландау для образца 1. Числа обозначают номера уровней Ландау. Точками показано положение уровня Ферми, соответствующее измеренной концентрации дырок. Вертикальными линиями показаны наблюдаемые переходы.

Наконец, линию β^- можно интерпретировать как внутрizonный переход в валентной зоне между уровнями -1 и -2 . В пользу этой интерпретации, помимо хорошего совпадения с расчетом, говорит „стремление“ линии к нулевой энергии в нулевом магнитном поле, а также меньшая ширина линии по сравнению с межзонными переходами β и α^- (см. вставку на рис. 1). Линии, связанные с межзонными переходами, уширяются за счет флуктуаций толщины КЯ в образце, поскольку последняя влияет в первую очередь на ширину

запрещенной зоны. Отметим, что подобные переходы наблюдались в работе [15], однако в ней ошибочно полагалось, что структуры имеют n -тип проводимости, что привело к неправильной интерпретации.

В образце 2 с инвертированным зонным спектром наблюдалась другая картина положений линий магнитопоглощения (рис. 3). В спектрах интенсивными являются 2 линии, обозначенные как γ_1^* и γ_2^* . По всей видимости, данные линии связаны с переходами $-1 \rightarrow 0$ с уровней -1 первой и второй подзон размерного квантования валентной зоны на уровень 0, который из-за инверсии также принадлежит валентной зоне (рис. 4). Инверсия зон также должна приводить к антикроссингу уровней 0 и -2 вблизи критического магнитного поля (около 5 Тл в данном образце) и появлению в спектрах запрещенных в аксиальном приближении переходов, как это имеет место в структурах с электронным типом проводимости [13,15,16]. По-видимому, расщепление линии γ_2^* в поле 5 Тл как раз связано с данным антикроссингом. Для линии γ_1^* такое расщепление наблюдать не удастся, поскольку в полях ~ 5 Тл эта линия попадает в полосу остаточных лучей в подложке GaAs (рис. 3).

Отсутствие в спектрах линии β_1^- , соответствующей переходу с верхнего уровня -1 в валентной зоне на уровень -2 в зоне проводимости (рис. 4), связано с тем, что этот переход полностью попадает в полосу остаточных лучей в подложке во всем диапазоне доступных магнитных полей. Тем не менее отсутствие переходов β_2^- ($-1 \rightarrow -2$) и β ($-1 \rightarrow -2$) не вполне понятно: в сильных магнитных полях уровень Ферми находится как раз на уровне Ландау -2 , так что возможны переходы как с этого уровня, так и на него. Возможно, интенсивность этих переходов оказалась недостаточной для того, чтобы разрешить их в спектрах. В любом случае этот вопрос требует дальнейших исследований.

Результаты более детальных магнитооптических исследований гетероструктур HgTe/CdHgTe с дырочным типом проводимости будут опубликованы дополнительно. Наилучшее согласие экспериментальных данных и результатов расчетов было достигнуто при небольшом изменении параметров структур (см. таблицу). В дальнейшем при рассмотрении влияния температуры на зонные спектры в расчет закладывались именно они.

Исходя из данных магнитопоглощения и их теоретической интерпретации можно определить разность энергий между валентной зоной и зоной проводимости в точке $k = 0$. Для образца 1 эта величина составила около 40 мэВ, для образца 2 — около 23 мэВ.

Обратимся теперь к исследованиям межзонной фотопроводимости в гетероструктурах HgTe/CdHgTe. На вставке на рис. 5 показаны спектры ФП, измеренные при $T = 4.2$ и $T = 77$ К в образце 1 с нормальной зонной структурой. В спектрах хорошо видна красная граница поглощения. Видно, что увеличение температуры привело к сдвигу красной границы в область высоких энергий. Падение сигнала вблизи 700 см^{-1} связано с поглощением в используемом светоделиателе (MylarML) и фильтре (черный полиэтилен).

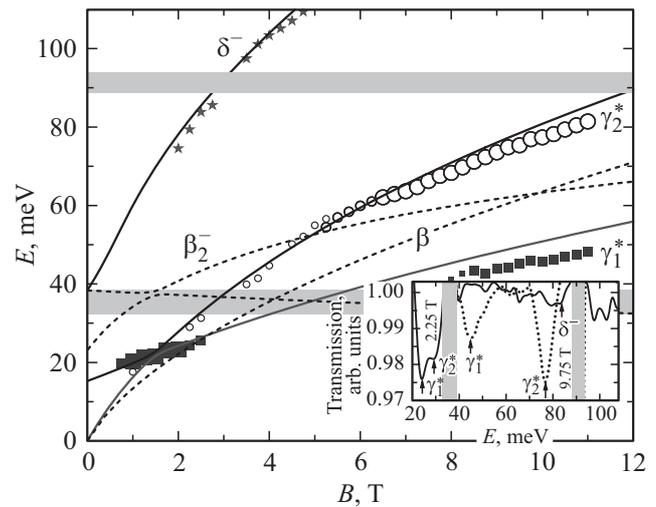


Рис. 3. Рассчитанные зависимости энергий переходов (линии) и положения спектральных линий магнитопоглощения (символы) в образце 2. Пунктирными линиями показаны возможные, но не обнаруженные переходы. На вставке — типичные спектры магнитопоглощения, измеренные в магнитных полях 2.25 Тл (сплошная кривая) и 9.75 Тл (точечная кривая). Серые полосы соответствуют сильному отражению от подложки GaAs (меньшая по энергии) и поглощению в черном полиэтилене (большая по энергии).

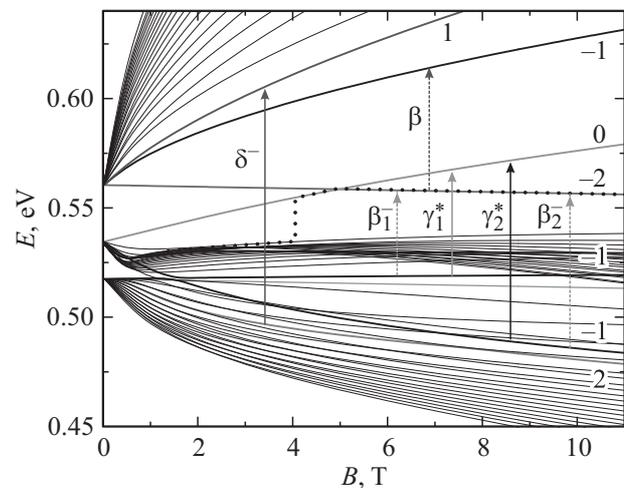


Рис. 4. Рассчитанные уровни Ландау для образца 2. Числа обозначают номера уровней Ландау. Точками показано положение уровня Ферми, соответствующее измеренной концентрации дырок. Вертикальными сплошными линиями показаны наблюдаемые переходы, пунктирными линиями — возможные переходы.

Типичные спектры ФП в образце 2 с инвертированной зонной структурой представлены на вставке к рис. 6. В отличие от образца 1, в данном случае увеличение температуры приводит к сдвигу края поглощения в длинноволновую область. Стрелками отмечены положения красной границы межзонных переходов. Провалы в спектрах в области 145 и 120 см^{-1} связаны с поглощением на

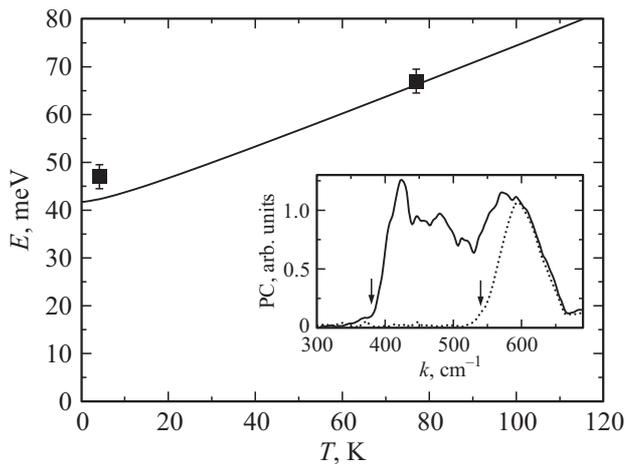


Рис. 5. Зависимости красной границы ФП (точки) и разности энергий между валентной зоной и зоной проводимости (линии) от температуры в образце 1. На вставках — спектры ФП, полученные при $T = 4.2$ К (сплошная кривая) и $T = 77$ К (точечная кривая). Вертикальными стрелками указаны красные границы поглощения.

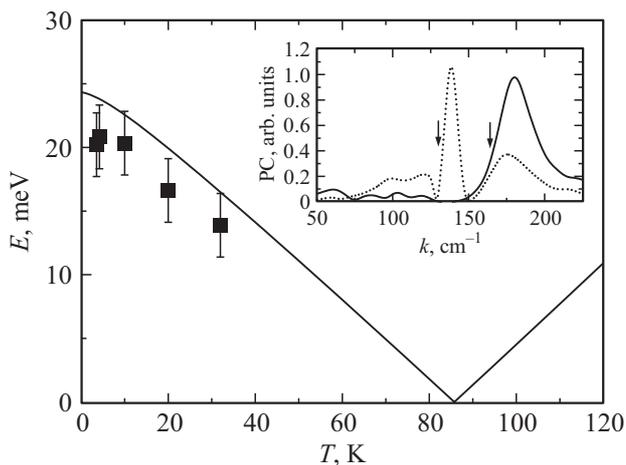


Рис. 6. Зависимости красной границы ФП (точки) и разности энергий между валентной зоной и зоной проводимости (линии) от температуры в образце 2. На вставках — типичные спектры ФП, полученные при $T = 4.2$ К (сплошная кривая) и 20 К (точечная кривая). Вертикальными стрелками указаны красные границы поглощения.

ТО фононах в барьерах [12,26]. Зависимости положения красной границы фотопроводимости от температуры для образцов 1 и 2 представлены на рис. 5 и 6 соответственно. Сплошной линией на рисунках показан результат расчета разности энергий между валентной зоной и зоной проводимости в точке $k = 0$.¹ Наблюдается хорошее согласие результатов расчета и экспериментальных данных для образца 1 (рис. 5) и удовлетворительное

¹ Эта величина совпадает с шириной запрещенной зоны в образце 1 с нормальным зонным спектром, так как он является прямозонным. Образец 2 является непрямозонным, поскольку боковой максимум валентной зоны лежит выше по энергии (см., например, [18,22]).

для образца 2 (рис. 6), в котором экспериментальные значения систематически немного меньше рассчитанных. Данное отличие, скорее всего, связано с отличием ростовых параметров в физически разных образцах, исследовавшихся при измерениях фотопроводимости и магнитопоглощения, поскольку они были взяты из разных частей выращенной структуры. Незначительное различие между разностями энергий между валентной зоной и зоной проводимости в центре зоны Бриллюэна, определенными из расчета их температурной зависимости и расчета уровней Ландау, связано с использованием в последнем случае аксиального приближения.

Как видно из рис. 5 и 6 вид зависимостей энергетического зазора между валентной зоной и зоной проводимости в точке $k = 0$ принципиально отличается для структур с нормальным и инвертированным зонным спектром. Как показано в работах [10,22], основное влияние температура оказывает на положение подзоны E1 — с ростом температуры энергия подзоны в точке $k = 0$ увеличивается. В образцах с нормальным зонным спектром это просто приводит к увеличению ширины запрещенной зоны. В образцах же с инвертированным зонным спектром, в которых подзона E1 изначально лежит ниже подзоны HH1, увеличение температуры приводит к уменьшению разности энергий между подзонами E1 и HH1 при $k = 0$, а затем и к переходу от инвертированного спектра к нормальному при некоторой критической температуре T_c . Для образца 2 значение этой температуры составляет около 85 К, что очень близко к значению 90 К, экспериментально определенного в работе [22] для образца со схожими параметрами.

Таким образом, с помощью исследований межзонной фотопроводимости продемонстрировано, что в гетероструктурах HgTe/CdHgTe с КЯ с нормальной зонной структурой увеличение температуры приводит к увеличению энергетического зазора между зонами в точке $k = 0$. В то же время в структурах с инвертированным спектром увеличение температуры приводит сначала к уменьшению этого зазора, а затем к переходу от инвертированной структуры к нормальной. Следовательно, исследования межзонной фотопроводимости при различных температурах могут использоваться в качестве метода определения типа зонной структуры в КЯ HgTe/CdHgTe.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (16-02-00672, 16-32-60172), грантов президента РФ МК-6923.2016.2, МК-1136.2017.2, НШ-7577.2016.2 и РАН. В работе использовано оборудование ЦКП ИФМ РАН „Физика и технология микро- и наноструктур“.

Список литературы

- [1] C.L. Kane, E.J. Mele. Phys. Rev. Lett., **95**, 146802 (2005); Phys. Rev. Lett., **95**, 226801 (2005).
- [2] B.A. Bernevig, T.L. Hughes, S.C. Zhang. Science, **314**, 1757 (2006).

- [3] M. Konig, S. Wiedmann, C. Brune, A. Roth, H. Buhmann, L.W. Molenkamp, X.-L. Qi, S.-C. Zhang. *Science*, **318**, 766 (2007).
- [4] B. Buttner, C.X. Liu, G. Tkachov, E.G. Novik, C. Brüne, H. Buhmann, E.M. Hankiewicz, P. Recher, B. Trauzettel, S.C. Zhang, L.W. Molenkamp. *Nat. Phys.*, **7**, 418 (2011).
- [5] З.Д. Квон, Е.Б. Ольшанецкий, Д.А. Козлов, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий. *Письма ЖЭТФ*, **87**, 588 (2008).
- [6] M.V. Yakunin, A.V. Suslov, S.M. Podgornykh, S.A. Dvoretzky, N.N. Mikhailov. *Phys. Rev. B*, **85**, 245321 (2012).
- [7] G.M. Minkov, A.V. Germanenko, O.E. Rut, A.A. Sherstobitov, S.A. Dvoretzki, N.N. Mikhailov. *Phys. Rev. B*, **88**, 155306 (2013).
- [8] G.M. Minkov, A.V. Germanenko, O.E. Rut, A.A. Sherstobitov, S.A. Dvoretzki, N.N. Mikhailov. *Phys. Rev. B*, **89**, 165311 (2014).
- [9] G.M. Minkov, A.V. Germanenko, O.E. Rut, A.A. Sherstobitov, M.O. Nestoklon, S.A. Dvoretzki, N.N. Mikhailov. *Phys. Rev. B*, **93**, 155304 (2016).
- [10] S. Wiedmann, A. Jost, C. Thienel, C. Brüne, P. Leubner, H. Buhmann, L.W. Molenkamp, J.C. Maan, U. Zeitler. *Phys. Rev. B*, **91**, 205311 (2015).
- [11] M. Schultz, U. Merkt, A. Sonntag, U. Rössler, R. Winkler, T. Colin, P. Helgesen, T. Skauli, S. Løvold. *Phys. Rev. B*, **57**, 14772 (1998).
- [12] А.В. Иконников, А.А. Ластовкин, К.Е. Спири, М.С. Жолудев, В.В. Румянцев, К.В. Маремьянин, А.В. Антонов, В.Я. Алешкин, В.И. Гавриленко, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов, Ю.Г. Садофьев, N. Samal. *Письма ЖЭТФ*, **92**, 837 (2010).
- [13] M. Orlita, K. Masztalesz, C. Faugeras, M. Potemski, E.G. Novik, C.Brüne, H. Buhmann, L.W. Molenkamp. *Phys. Rev. B*, **83**, 115307 (2011).
- [14] A.V. Ikonnikov, M.S. Zholudev, K.E. Spirin, A.A. Lastovkin, K.V. Maremyanin, V.Y. Aleshkin, V.I. Gavrilenko, O. Drachenko, M. Helm, J. Wosnitza, M. Goiran, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzki, F. Teppe, N. Diakonova, C. Consejo, B. Chenaud, W. Knap. *Semicond. Sci. Technol.*, **26**, 125011 (2011).
- [15] M. Zholudev, F. Teppe, M. Orlita, C. Consejo, J. Torres, N. Dyakonova, M. Czapkiewicz, J. Wróbel, G. Grabecki, N. Mikhailov, S. Dvoretzki, A. Ikonnikov, K. Spirin, V. Aleshkin, V. Gavrilenko, W. Knap. *Phys. Rev. B*, **86**, 205420 (2012).
- [16] М.С. Жолудев, Ф. Теп, С.В. Морозов, М. Орлита, К. Консейон, С. Руфенах, В. Кнап, В.И. Гавриленко, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов. *Письма ЖЭТФ*, **100**, 895 (2014).
- [17] J. Ludwig, Yu.B. Vasilyev, N.N. Mikhailov, J.M. Poumirol, Z. Jiang, O. Vafek, D. Smirnov. *Phys. Rev. B*, **89**, 241406(R) (2014).
- [18] A.V. Ikonnikov, S.S. Krishtopenko, O. Drachenko, M. Goiran, M.S. Zholudev, V.V. Platonov, Yu.B. Kudasov, A.S. Korshunov, D.A. Maslov, I.V. Makarov, O.M. Surdin, A.V. Philippov, M. Marcinkiewicz, S. Ruffenach, F. Teppe, W. Knap, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, V.I. Gavrilenko. *Phys. Rev. B*, **94**, 155421 (2016).
- [19] L.A. Wray. *Nat. Phys.*, **8**, 705 (2012).
- [20] W. Yang, K. Chang, S.-C. Zhang. *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 056602 (2008).
- [21] J. Li, K. Chang. *Appl. Phys. Lett.*, **95**, 222110 (2009).
- [22] S.S. Krishtopenko, I. Yahniuk, D.B. But, V.I. Gavrilenko, W. Knap, F. Teppe. *Phys. Rev. B*, **94**, 245402 (2016).
- [23] M. Marcinkiewicz, S. Ruffenach, S.S. Krishtopenko, A.M. Kadykov, C. Consejo, D.B. But, W. Desrat, W. Knap, J. Torres, A.V. Ikonnikov, K.E. Spirin, S.V. Morozov, V.I. Gavrilenko, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzki, F. Teppe. <http://arXiv:1702.06869> (2017).
- [24] S. Dvoretzky, N. Mikhailov, Y. Sidorov, V. Shvets, S. Danilov, B. Wittman, S. Ganichev. *J. Electron. Mater.*, **39**, 918 (2010).
- [25] P. Capper, J. Garland, S. Kasap, A. Willoughby. *Mercury Cadmium Telluride—Growth, Properties and Applications* (Wiley, Chichester, 2011).
- [26] D.N. Talwar, M. Vandevyver. *J. Appl. Phys.*, **56**, 1601 (1984).

Редактор Г.А. Оганесян

The band spectrum of *p*-type HgTe/CdHgTe heterostructures and its transformation with temperature

A.V. Ikonnikov^{1,2}, L.S. Bovkun^{1,3}, V.V. Rumyantsev^{1,2}, S.S. Krishtopenko^{1,4}, V.Ya. Aleshkin^{1,2}, A.M. Kadykov^{1,4}, M. Orlita³, M. Potemski³, V.I. Gavrilenko^{1,2}, S.V. Morozov^{1,2}, S.A. Dvoretzky⁵, N.N. Mikhailov^{5,6}

¹ Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, 603950 Nizhny Novgorod, Russia

² Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, 603950 Nizhny Novgorod, Russia

³ Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses (LNCMI-G), CNRS-UJF-UPS-INSA, FR-38042 Grenoble, France

⁴ Laboratoire Charles Coulomb (L2C), UMR CNRS 5221 & UM, 34095 Montpellier, France

⁵ Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch Russian Academy of Sciences, 630090 Novosibirsk, Russia

⁶ Novosibirsk State University, 630090 Novosibirsk, Russia

Abstract Magnetoabsorption and interband photoconductivity in *p*-type HgTe/CdHgTe quantum wells have been studied at various temperatures. In the sample with normal band structure the photoconductivity threshold is shown to shift towards higher energies with the temperature that indicates the bandgap increase. In the sample with inverted band structure the temperature increase results in the photoconductivity threshold shift toward lower energies, this effect being associated with the topological phase transition from the inverted to the normal band ordering. The results of the experimental studies are in a good agreement with the band structure theoretical calculations based on the Kane model.