

Одновременное наблюдение циклотронного резонанса дырок и электронов в двойной квантовой яме HgTe/CdHgTe в условиях эффекта “оптического затвора”

Л. С. Бовкун^{+,*}, С. С. Криштопенко^{×,°}, В. Я. Алешкин^{*}, Н. Н. Михайлов[∇], С. А. Дворецкий[∇], Ф. Тепп^{× 1)},
М. Орлита⁺, В. И. Гавриленко^{*}, А. В. Иконников[°]

⁺Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses, CNRS-UGA-EMFL-UPS-INSA, FR-38042 Grenoble, France

^{*}Институт физики микроструктур РАН – филиал Федерального исследовательского центра Институт прикладной физики имени А. В. Гапонова-Грехова РАН, 603950 Н. Новгород, Россия

[×]Laboratoire Charles Coulomb, UMR CNRS 5221, Université de Montpellier, 34095 Montpellier, France

[°]Физический факультет, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

[∇]Институт физики полупроводников имени А. В. Ржанова Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 13 октября 2023 г.

После переработки 3 ноября 2023 г.

Принята к публикации 7 ноября 2023 г.

В работе в гетероструктуре HgTe/CdHgTe с двойной квантовой ямой выполнены спектральные исследования фотопроводимости при различных температурах ($T = 5–70$ К), а также исследования магнитопоглощения и магнитотранспорта при $T = 4.2$ К в условиях эффекта “оптического затвора”. Исследования спектров магнитопоглощения при дозированном оптическом воздействии позволили одновременно наблюдать линии поглощения, связанные как с циклотронным резонансом электронов, так и циклотронным резонансом дырок. Сосуществование электронов и дырок в двойной квантовой яме HgTe/CdHgTe с относительно большой шириной запрещенной зоны (~ 80 мэВ) указывает на возникновение индуцированного светом сильно неоднородного распределения носителей заряда в плоскости струкуры. Полученные экспериментальные результаты наглядно демонстрируют недостатки управления положением уровня Ферми в гетероструктурах с квантовыми ямами КЯ HgTe/CdHgTe с помощью “оптического затвора”.

DOI: 10.31857/S123456782323012X, EDN: mvtghw

1. Введение. Квантовые ямы (КЯ) HgTe/CdHgTe демонстрируют огромное разнообразие физических свойств, что, в первую очередь, связано с качественной перестройкой зонного спектра при изменении толщины КЯ [1–3]: от тривиального изолятора через систему безмассовых двумерных (2D) дираковских фермионов [4–10] к 2D топологическому изолятору [11–13] и далее через 2D полуметалл [14–17] к трехмерному (3D) топологическому изолятору [18, 19]. Двойные квантовые ямы (ДКЯ) HgTe обладают еще большими разнообразием фазовых состояний – в дополнение к указанным выше возможностям в них могут реализовываться состояние “двуслойного графена” и состояние “двойной инверсии” [20]. В первом случае ширина запрещенной зоны может регулироваться с помощью электрического поля, во втором – си-

стема может рассматриваться как топологический изолятор более высокого порядка [21].

Разнообразие различных топологических фаз, а также возможность перестройки ширины запрещенной зоны за счет приложения электрического поля предоставляют потенциально большие возможности для практического применения ДКЯ HgTe/CdHgTe в электронике и оптоэлектронике. Ключевым элементом использования ДКЯ HgTe/CdHgTe в реальных устройствах является возможность управления положением уровня Ферми, концентрацией и типом носителей заряда. В частности, для использования квантованных значений проводимости, наблюдаемой в фазе топологического изолятора [22], необходимо, чтобы уровень Ферми находился в запрещенной зоне объемных состояний. Традиционно, управление положением уровня Ферми в ДКЯ HgTe/CdHgTe достигается путем изготовления структур с электрическими затворами [23–25]. Однако это является технологически сложной задачей, особенно в случае

¹⁾F. Teppe, M. Orlita.

²⁾e-mail: antikon@physics.msu.ru

малых (~ 1 мкм и меньше) структур или больших (несколько мм и больше) затворов.

Альтернативным (и более простым) способом изменения положения уровня Ферми в структурах с КЯ HgTe/CdHgTe является использование эффекта остаточной фотопроводимости (ОФП) [26–28]. Такой способ известен как “оптический затвор” [29, 30] или как “оптическое легирование” [8, 31]. Эффект “оптического затвора” заключается в том, что проводимость 2D системы сначала меняется под действием света, а затем это новое состояние сохраняется и после его выключения. В большинстве 2D систем использование эффекта “оптического затвора” может приводить лишь к изменению (увеличению или уменьшению) концентрации носителей заряда (см., например, [32–37]), однако в некоторых системах, в том числе в КЯ HgTe/CdHgTe также может наблюдаться и смена типа проводимости [10, 27, 38]. В частности, в работе [10] было обнаружено, что дозированная подсветка зеленым светом в бесщелевых одиночных КЯ HgTe/CdHgTe приводит к смене типа носителей заряда от дырок к электронам. При этом фактически в работе [10] демонстрируется “одинаковость” электрического и “оптического” затворов. Смена типа проводимости при подсветке была также продемонстрирована и в ДКЯ HgTe/CdHgTe с шириной запрещенной зоны порядка 80 мэВ [38]. Однако в работе [38] изучались лишь два состояния: “темновое” с дырочным типом проводимости и “засвеченное” с электронной проводимостью, обусловленное длительным воздействием света. Также в ДКЯ HgTe/CdHgTe была продемонстрирована возможность *обратимой* смены типа проводимости под действием света с различными энергиями кванта [27]. Все это позволяет надеяться на то, что использование “оптического затвора” в структурах с КЯ HgTe/CdHgTe позволит за счет варьирования длительности подсветки управлять положением уровня Ферми, в том числе фиксируя его в точке зарядовой нейтральности.

Целью данной работы является выявление поведения уровня Ферми при дозированном оптическом воздействии в структурах с ДКЯ HgTe/CdHgTe с относительно большой шириной запрещенной зоны. Выбор объекта исследований был обусловлен тем, что схожий образец уже демонстрировал смену знака проводимости в условиях эффекта “оптического затвора” [38], а средние значения ширины запрещенной зоны (~ 80 мэВ) в выбранной структуре должны значительно превосходить масштаб ее флуктуаций. Одним из наиболее прямых методов исследования зонной структуры объемных материалов и гетеро-

структур с КЯ является спектроскопия магнитопоглощения, которая в случае слабых магнитных полей (циклотронный резонанс (ЦР)) при различных положениях уровня Ферми позволяет напрямую реконструировать зонный спектр [7, 17]. При измерениях в квантующих магнитных полях зонная структура может быть восстановлена путем сопоставления теоретических расчетов переходов между уровнями Ландау с экспериментально наблюдаемыми особенностями спектров магнитопоглощения [6, 7, 15, 38–46]. Дополнительная информация о ширине запрещенной зоны, а также ее изменении с температурой может быть также получена из результатов исследований спектров фотопроводимости (ФП) [47, 48].

В настоящей работе исследуются спектры магнитопоглощения, фотопроводимости, а также транспортные свойства в ДКЯ HgTe/CdHgTe в условиях эффекта “оптического затвора”. В первой части работы на основании сравнения экспериментальных результатов и модельных расчетов на основе 8-зонного гамильтониана Кейна уточняются параметры ширины слоев в образце с ДКЯ HgTe/CdHgTe. Во второй части работы приводятся результаты исследований магнитопоглощения и эффекта Холла при низких температурах в ДКЯ HgTe/CdHgTe при дозированном оптическом воздействии синим светом. Показано, что последовательная подсветка приводит к смене типа носителей зарядов с дырочного на электронный, что проявляется как в результатах транспортных измерений, так и в спектрах магнитопоглощения. В то же время при некоторой промежуточной подсветке получен неожиданный результат – в спектрах магнитопоглощения удается одновременно наблюдать линии поглощения, связанные как с ЦР электронов, так и ЦР дырок. Сосуществование электронов и дырок в условиях остаточной проводимости в образце с шириной запрещенной зоны порядка 80 мэВ указывает на возникновение сильно неоднородного распределения носителей заряда в плоскости образца в условиях эффекта “оптического затвора”.

2. Методы исследований. Исследуемая структура была выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs (013) толщиной 400 мкм [49, 50]. На подложке выращивался буфер, состоящий из 30 нм слоя ZnTe и толстого (5 мкм) релаксированного слоя CdTe. Активная часть структуры состояла из нижнего барьера $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ толщиной 30 нм, двух КЯ HgTe толщиной d , разделенных туннельным барьером $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ толщиной t , и верхнего барьера $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ толщиной 30 нм. Поверх всей структуры выращивался покровный слой CdTe толщиной

40 нм. Структура специально не легировалась. Номинальные ростовые параметры структуры: $x = 0.64$, $d = 4.5$ нм, $t = 3.0$ нм.

Исследования спектров ФП были выполнены с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 70v в диапазоне температур 5–70 К. Для этого на образец размерами 4×5 мм наносились по краям полосковые контакты. В качестве источника излучения использовался глобар, в качестве светоделиителя – Mylar Multilayer. Образец размещался в проточном криостате Oxford Instruments OptistatCF, который устанавливался в спектрометр так, чтобы образец находился в фокусе пучка излучения. В криостате использовались окна из полипропилена и майлара. Перед образцом размещался холодный фильтр из черного полиэтилена. Спектральные характеристики всех используемых оптических элементов и фильтров позволяли наблюдать спектры ФП в диапазоне 4–120 мэВ за исключением области непрозрачности светоделиителя 87–92 мэВ. Спектральное разрешение составляло 1 мэВ.

Исследования магнитопоглощения выполнялись в Национальной лаборатории сильных магнитных полей (LNCMI-G) в Гренобле (Франция) с помощью фурье-спектрометра Bruker 80v в постоянных магнитных полях до 11 Тл и в МГУ им. М. В. Ломоносова с помощью квантово-каскадных лазеров (ККЛ) терагерцевого диапазона при развертке магнитного поля до 4.5 Тл при $T = 4.2$ К. В первом случае образцы размером 5×5 мм располагались в световодной вставке в центре сверхпроводящего соленоида в жидком гелии. Рядом с образцом размещался светодиод, позволяющий осуществлять дозированную подсветку образца синим светом. Между вставкой и фурье-спектрометром располагался фильтр из черного полиэтилена или селенида цинка. Исследования выполнялись в геометрии Фарадея – ось роста ДКЯ HgTe/CdHgTe была параллельна магнитному полю и направлению распространения излучения. В качестве источника излучения использовался глобар, в качестве светоделиителей – Mylar Multilayer или KBr. 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. Спектральное разрешение составляло 0.5 мэВ.

Измерения в МГУ им. М. В. Ломоносова выполнялись с помощью импульсных ККЛ с частотами 2.27 и 3.0 ТГц, использовавшихся в качестве источников монохроматического излучения (длительность импульса 10–20 мкс, частота повторения 19 Гц). Изме-

рения магнитопоглощения также проводились в геометрии Фарадея. Также имелась возможность подсвечивать образец синим светом. В качестве приемника использовался кристалл Ge:Ga. Прошедшее через образец излучение детектировалось приемником, сигнал с которого усиливался и подавался на стробинтегратор. Параллельно с этими измерениями записывались измерения эффекта Холла, позволяющие определять концентрацию и тип носителей заряда. Для этого на образцы размерами 4×5 мм были нанесены точечные индиевые контакты в холловской геометрии.

Для расчетов зонной структуры, уровней Ландау и матричных элементов переходов исследуемых образцов использовался 8-зонный гамильтониан Кейна в аксиальном приближении для структур с ориентацией (013) [6, 46]. Учитывалась встроенная деформация, вызванная различием постоянных решеток буфера CdTe, барьеров $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ и КЯ HgTe. Для определения координатных зависимостей огибающих функции в направлении, перпендикулярном плоскости КЯ, использовалось разложение по плоским волнам. Влияние магнитного поля учитывалось с помощью подстановки Пайерлса, поперечная часть огибающих функций раскладывалась по волновым функциям свободного электрона в однородном магнитном поле. Для численных расчетов огибающих функций и связанных с ними энергий электронов структура рассматривалась как сверхрешетка из слабо связанных квантовых ям с периодом, при котором взаимодействие между ямами не оказывало видимого влияния на энергетический спектр системы. Для описания влияния температуры на зонную структуру ДКЯ HgTe/CdHgTe в 8-зонном гамильтониане Кейна учитывались температурные зависимости ширины запрещенной зоны в HgTe и CdHgTe, разрыва зон на гетерогранице, постоянных решеток материалов слоев, а также упругих констант. Более подробно метод расчета описан в [3]. Зависимость квазиклассической циклотронной массы от концентрации носителей заряда определялась на основе закона дисперсии носителей заряда в конкретной зоне.

3. Результаты и обсуждение.

3.1. Зонные параметры. Согласно результатам расчетов, приведенных в [20], исследуемая структура должна обладать нормальным зонным спектром (все электроноподобные подзоны находятся выше по энергии, чем дырочноподобные). Наши экспериментальные исследования также подтверждают это. На рисунке 1а представлены спектры ФП, измеренные при разных температурах. Видно, что с ростом температуры красная граница ФП смещается в сторо-

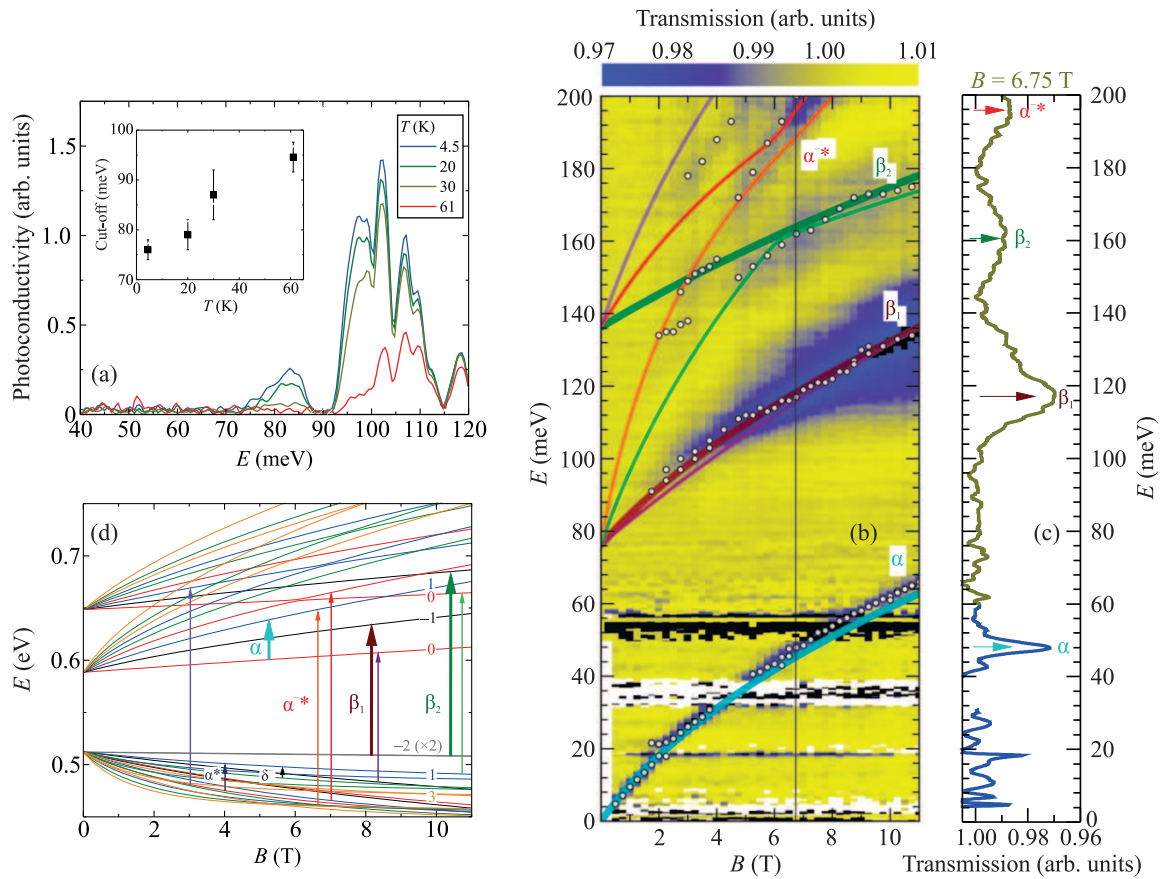


Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Спектры ФП двойной КЯ HgTe/CdHgTe, полученные при различных температурах. Серая полоса – область непрозрачности используемого светоделиителя Mylar Multilayer. На вставке: зависимость положения красной границы ФП от температуры (точки) и рассчитанная температурная зависимость ширины запрещенной зоны. (b) – Карта магнитопоглощения и (c) – отдельный спектр магнитопоглощения двойной КЯ HgTe/CdHgTe. Более темные области соответствуют более сильному поглощению. Символы – данные из работы [38]. Линии – рассчитанные переходы между уровнями Ландау с учетом скорректированных параметров. Карта и спектр составлены из двух наборов измерений при использовании разных фильтров и светоделиителей: для измерений при энергиях, меньших 60 мэВ использовался черный полиэтилен и Mylar Multilayer, при энергиях, больших 60 мэВ, – ZnSe и KBr. Тонкая вертикальная линия на карте соответствует магнитному полю 6.75 Тл, для которого приведен спектр. (d) – Рассчитанные уровни Ландау с учетом скорректированных параметров слоев ДКЯ. Нумерация уровней соответствует [6, 39, 46]. Стрелками обозначены наблюдаемые переходы (в обозначениях работ [39, 41, 42, 46]). Верхний уровень Ландау валентной зоны –2 фактически двукратно вырожден вследствие симметричности ДКЯ

ну больших энергий. Это однозначно указывает на то, что исследуемая структура обладает нормальным зонным спектром [48]. Кроме того, данные спектры позволяют оценить ширину запрещенной зоны E_g как 76 ± 3 мэВ при низких температурах. Это очень близко к величине 77 мэВ, указанной в работе [38] для этой же структуры, и существенно превышает значение 31 мэВ, определенное из расчетов зонного спектра с использованием номинальных ростовых параметров. Все это указывает на то, что реальные параметры слоев ДКЯ заметно отличаются от ростовых параметров, определенных с помощью эллипсомерии.

Магнитооптические исследования также подтверждают сделанное предположение. На рисунке 1b показаны полученные в условиях максимальной засветки синим светом (уровень Ферми в зоне проводимости) спектры магнитопоглощения, представленные в виде карты, а на рис. 1c – спектр магнитопоглощения, снятый в магнитном поле 6.75 Тл. В спектрах, в первую очередь, выделяются две основные линии α и β_1 . Первая линия соответствует внутризонному переходу, ее экстраполяция в нулевое магнитное поле дает нулевое значение энергии. Вторая линия соответствует межзонным (одному или нескольким) переходам, ее экстраполяция в нулевое магнитное по-

ле дает ненулевое значение энергии (см., например, [42, 48]) и позволяет оценить ширину запрещенной зоны. Указанное значение составляет 76 ± 2 мэВ, что полностью совпадает с данными по ФП.

Как отмечалось выше, расчеты зонного спектра с использованием номинальных параметров слоев материалов дают величину запрещенной зоны 31 мэВ, поэтому для адекватного теоретического описания наблюдаемых спектров магнитопоглощения необходима корректировка параметров ДКЯ, используемых в расчетах. Аналогичная корректировка использовалась и в работах [38, 41], в которых изучалось магнитопоглощение в других ДКЯ HgTe, выращенных на той же ростовой установке. Поскольку наш образец был выращен в том же ростовом цикле, что и структуры с ДКЯ HgTe/CdHgTe, исследуемые в работе [41], при корректировке параметров ДКЯ мы также проводили уменьшение ширины слоев d и туннельного барьера t , сохраняя долю Cd в барьерах неизменной. Тем не менее, для достижения хорошего согласия между расчетами и экспериментальными данными потребовалась также допустить наличие ненулевой доли кадмия y в слоях КЯ $\text{Hg}_{1-y}\text{Cd}_y\text{Te}$. В конечном итоге, согласие с экспериментальными результатами было достигнуто при следующих параметрах: $x = 0.64$, $y = 0.02$, $d = 4.0$ нм, $t = 2.8$ нм (рис. 1b). При таких параметрах образца линии α в спектрах магнитопоглощения соответствует внутризонный переход $0 \rightarrow 1$ в зоне проводимости, а линии β_1 – межзонные переходы $-2 \rightarrow -1$ и $-1 \rightarrow 0$ (рис. 1d). Более того, при этих параметрах теоретические расчеты не только хорошо описывают поведение других линий в спектрах магнитопоглощения с изменением магнитного поля (рис. 1b), но также и температурную зависимость красной границы ФП (см. вставку на рис. 1a).

3.2. Магнитопоглощение при различных длительностях оптической подсветки. После уточнения реальных параметров слоев образца становится возможным исследование более тонких эффектов. В частности, изучение трансформации линий магнитопоглощения при переходе от дырочного к электронному типу проводимости при использовании “оптического затвора”. На рисунке 2 показаны спектры магнитопоглощения, полученные в “темновых” условиях и после засветки образцов дозированным синим светом. Как видно из рис. 2а, в спектрах магнитопоглощения, полученных в “темновых” условиях, наблюдаются три основные линии: две при энергиях, меньших 30 мэВ (α^* и δ^-), и одна при энергии, большей 100 мэВ (β_1). Последняя линия, как уже говорилось выше, соответствует межзонным

переходам $-2 \rightarrow -1$ и $-1 \rightarrow 0$ (рис. 1d). Расчеты матричных элементов переходов показывают, что основной вклад вносит переход $-2 \rightarrow -1$. Межзонные переходы существенно более чувствительны к флуктуациям параметров структуры (и связанными с ними флуктуациями запрещенной зоны), чем внутризонные переходы. Это приводит к тому, что ширина линии β_1 оказывается заметно большей, чем ширина линий α , α^* и δ^- (рис. 1с, 2). Последние две, очевидно, связаны с внутризонными переходами, поскольку их энергия во всем диапазоне магнитных полей не превышает ширину запрещенной зоны (76 мэВ).

Измерения эффекта Холла показывают, что в “темновых” условиях структура имеет дырочный тип проводимости (кривая 1 на рис. 3а). Кроме того, из рис. 2а можно заметить, что величина магнитного поля (около 5–6 Тл), с которого начинается “возгорание” линии β_1 , совпадает с магнитным полем, в котором интенсивность линий α^* и δ^- существенно убывает. Поскольку основной вклад в линию β_1 дает переход $-2 \rightarrow -1$, то можно утверждать, что “возгорание” линии β_1 связано с появлением электронов на одном из уровней -2 (рис. 1d), что соответствует фактору заполнения $\nu = 2$ (соответствующая концентрация дырок – $\sim 2.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$). В этом случае затухание линий α^* и δ^- будет связано с полным заполнением электронами конечного уровня 1 в валентной зоне (рис. 1d). Это позволяет связать линии α^* и δ^- со внутризонными переходами в валентной зоне $0 \rightarrow 1$ и $2 \rightarrow 1$, соответственно (рис. 1d). Некоторое расхождение положения линии α^* и перехода $0 \rightarrow 1$, а также неполное исчезновение линий α^* и δ^- в полях, больших 5–6 Тл, может быть объяснено “замешиванием” близко расположенных уровней Ландау за счет эффектов понижения симметрии [42, 45], которые в настоящей работе не учитывались. Значения концентраций носителей заряда, полученных из анализа транспортных измерений, слегка отличаются от тех, при которых достигаются факторы заполнения уровней Ландау, обсуждаемых выше. Для темнового случая (кривая 1 на рис. 3а) концентрация дырок, определенная из наклона холловской кривой, составляет всего $0.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Скорее всего, такая ситуация связана с пиннингом уровня Ферми на боковом максимуме валентной зоны, дырки в котором не дают вклад в квантовый эффект Холла (КЭХ) [25], что приводит к меньшему значению концентрации при транспортных измерениях в слабых полях.

При использовании оптической подсветки происходит качественное изменение спектров магнитопоглощения за счет эффекта ОФП, ярко выраженно-

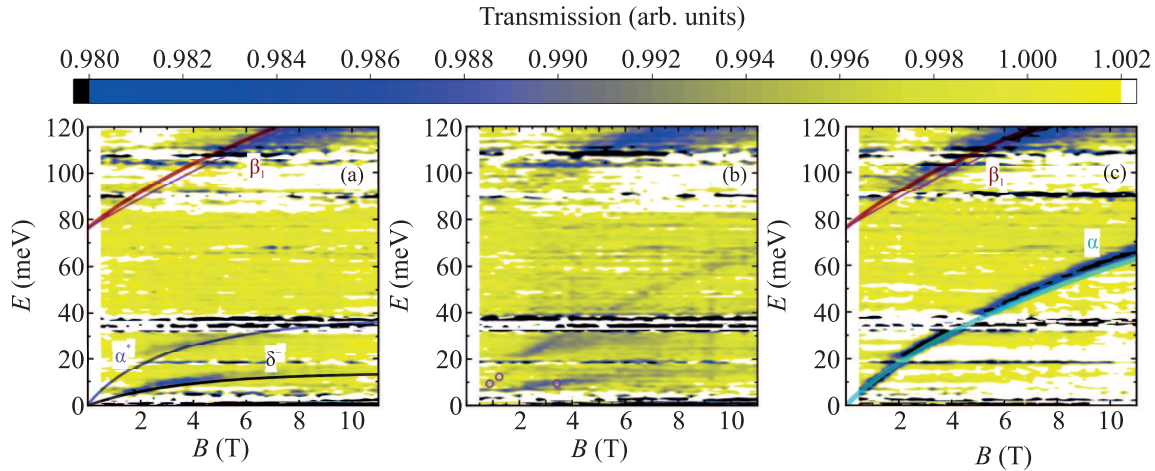


Рис. 2. (Цветной онлайн) Карты магнитопоглощения двойной КЯ HgTe/CdHgTe, полученные: (a) – в “темновых” условиях, (b) – после кратковременной (< 1 с) подсветки синим светом и (c) – после длительной (> 10 с) подсветки синим светом. Более темные области соответствуют более сильному поглощению. Цветные линии отвечают рассчитанным переходам между уровнями Ландау. При измерениях спектров магнитопоглощения использовались фильтр из черного полиэтилена и светоделитель Mylar Multilayer. Открытые символы на рис. 2b – положения линий магнитопоглощения при измерениях с помощью ККЛ. Рис. 2с фактически частично повторяет рис. 1b

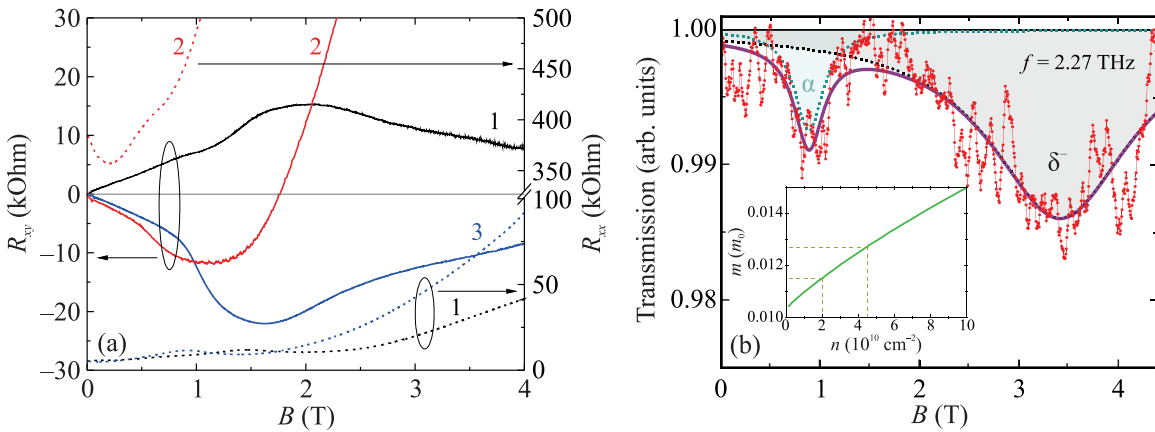


Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Зависимости холловского (R_{xy} , сплошные линии) и продольного (R_{xx} , штриховые линии) сопротивлений от магнитного поля, измеренные после освещения структуры синим светом. 1 – темновые условия, 2 – после кратковременной (< 1 с) подсветки синим светом, 3 – после длительной (> 10 с) подсветки синим светом. Положительные значения R_{xy} соответствуют дырочному типу проводимости. (b) – Спектр магнитопоглощения двойной КЯ HgTe/CdHgTe, измеренный с помощью ККЛ при фиксированной частоте излучения и развертке магнитного поля после кратковременной подсветки синим светом, и аппроксимация спектра с помощью суммы двух лоренцианов. В спектре наблюдаются линия α , соответствующая ЦР электронов и линия δ^- , соответствующая ЦР дырок. На вставке: зависимость циклотронной массы от концентрации электронов в нижней подзоне зоны проводимости. Штриховыми линиями указаны значения масс, определенных из спектров магнитопоглощения в слабых магнитных полях, и соответствующие им значения концентраций электронов.

го в двойных КЯ HgTe/CdHgTe [27]. Например, после долговременной (> 10 с) подсветки синим светом (рис. 2с) вместо линий α^* и δ^- появляется одна “мощная” линия α , положение которой отлично согласуется с переходом $0 \rightarrow 1$ в зоне проводимости, отвечающему ЦР электронов в квантовом пределе. В слабых полях (< 2 Тл) положение этой линии линейно

зависит от магнитного поля и соответствует линии “классического” ЦР электронов с циклотронной массой $0.0127m_0$. Используя рассчитанную зависимость циклотронной массы от концентрации в зоне проводимости (см. вставку на рис. 3b), можно оценить концентрацию электронов как $4.5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Это значение хорошо соответствует значению, полученному

из оценки концентрации по положению плато КЭХ $\nu = 1$ (кривая 3 на рис. 3а). Наблюдение линии ЦР электронов при оптической подсветке хорошо согласуется с транспортными измерениями (рис. 3а), которые подтверждают смену типа проводимости при подсветке (знак эффекта Холла для кривых 1 и 3 на рис. 3а различен).

Наибольший интерес представляют спектры магнитопоглощения в ДКЯ HgTe/CdHgTe, полученные после кратковременной (< 1 с) подсветки синим светом (рис. 2с). Карта магнитопоглощения при этом качественно представляет собой суперпозицию карт, полученных в “темновом” случае и в случае максимальной подсветки. Действительно, как видно из рис. 2б, в спектрах магнитопоглощения одновременно присутствуют как линии α^* и δ^- , связанные с ЦР дырок, так и линия α , связанная с ЦР электронов. Одновременное наблюдение ЦР электронов и дырок также подтверждается результатами измерений магнитопоглощения с помощью ККЛ при фиксированной частоте и развертке магнитного поля (рис. 3б). Отметим, что “возгорание” линии β_1 и “гашение” линий α^* и δ^- на рис. 2б происходит в несколько меньших полях (около 4–5 Тл), чем в темновом случае (рис. 2а) – это свидетельствует о меньшей концентрации дырок ($\sim 2.0 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$). В то же время “классический” ЦР электронов дает массу $0.0115m_0$, что соответствует концентрации электронов $2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ (см. вставку на рис. 3б). Подчеркнем, что возможность одновременного наблюдения ЦР электронов и дырок сохраняется в течение нескольких часов после выключения оптической подсветки.

Полученные экспериментальные результаты по одновременному наблюдению линий поглощения электронов и дырок в ДКЯ HgTe/CdHgTe с относительно большой шириной запрещенной зоны являются неожиданными и указывают на возникновение сильно неоднородного распределения носителей заряда в плоскости структуры в условиях эффекта “оптического затвора”. Насколько нам известно, возникновение подобных неоднородностей в распределении носителей заряда в условиях ОФП впервые наблюдалось в гетероструктурах с КЯ InAs/AlSb при измерении биений осцилляций продольного магнитосопротивления (осцилляций Шубникова–де Гааза) [51]. В частности, было показано, что появление двух частот в осцилляциях магнитосопротивления напрямую зависело от времени оптической подсветки образца – биения осцилляций присутствовали только для определенной дозы подсветки, в то время как при большой доле подсветки биений не наблюдалось.

Возникновение биений осцилляций Шубникова–де Гааза при этом объяснялось появлением областей с различной плотностью носителей заряда на пути тока в холловской геометрии. По всей видимости, в нашем случае, кратковременная подсветка образца с ДКЯ HgTe/CdHgTe приводит к неоднородному распределению носителей заряда в условиях эффекта “оптического затвора”.

Поскольку в случае ДКЯ HgTe/CdHgTe тип проводимости также зависит от времени подсветки, одновременное появление электронов и дырок при определенной дозе света, обусловленного появлением фотоиндуцированной неоднородности распределения заряда, представляется разумным. Здесь прослеживается прямая аналогия с возникновением биений осцилляций Шубникова–де Гааза в КЯ InAs/AlSb при определенной дозе подсветки [51]. Однако вместо биений осцилляций, в случае ДКЯ HgTe/CdHgTe сосуществование электронов и дырок, пространственно-разделенных в плоскости образца, приводит к выраженной нелинейности холловского сопротивления R_{xy} (кривая 2 на рис. 3а). Очевидно, что масштаб такого неравновесного пространственного разделения электронов и дырок в плоскости ДКЯ должен значительно превышать пространственный масштаб перекрытия их волновых функций для исключения возможности их взаимной рекомбинации. Отметим, что указанный механизм сосуществования электронов и дырок в условиях ОФП не является уникальным свойством ДКЯ HgTe/CdHgTe – он может проявлять себя в любых гетероструктурах с КЯ с нормальным или инвертированным зонным спектром, эффект ОФП в которых приводит к смене типа проводимости. К сожалению, теория для количественного описания возникновения неоднородного распределения носителей заряда в условиях эффекта “оптического затвора” в зависимости от времени оптической подсветки в настоящий момент отсутствует. Однако полученные нами экспериментальные результаты уже сейчас наглядно демонстрируют недостатки управления положением уровня Ферми в гетероструктурах с КЯ HgTe/CdHgTe с помощью “оптического затвора”.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант # 22-22-00382).

Авторы благодарят за поддержку Национальную лабораторию сильных магнитных полей LNCMI-G, члена европейской лаборатории сильных магнитных полей (European Magnetic Field Laboratory).

1. L. G. Gerchikov and A. Subashiev, Phys. Status Solidi B **160**, 443 (1990).

2. B. A. Bernevig, T. L. Hughes, and S. C. Zhang, *Science* **314**, 1757 (2006).
3. S. S. Krishtopenko, I. Yahniuk, D. B. But, V. I. Gavrilenko, W. Knap, and F. Teppe, *Phys. Rev. B* **94**, 245402 (2016).
4. B. Buttner, C. X. Liu, G. Tkachov, E. G. Novik, C. Brune, H. Buhmann, E. M. Hankiewicz, P. Recher, B. Trauzettel, S. C. Zhang, and L. W. Molenkamp, *Nat. Phys.* **7**, 418 (2011).
5. З. Д. Квон, С. Н. Данилов, Д. А. Козлов, К. Цот, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, С. Д. Ганичев, *Письма в ЖЭТФ* **94**, 895 (2011).
6. M. Zholudev, F. Teppe, M. Orlita et al. (Collaboration), *Phys. Rev. B* **86**, 205420 (2012).
7. J. Ludwig, Yu. B. Vasilyev, N. N. Mikhailov, J. M. Poumirol, Z. Jiang, O. Vafek, and D. Smirnov, *Phys. Rev. B* **89**, 241406(R) (2014).
8. V. Dziom, A. Shuvaev, N. N. Mikhailov, and A. Pimenov, *2D Mater.* **4**, 024005 (2017).
9. M. Marcinkiewicz, S. Ruffenach, S. S. Krishtopenko et al. (Collaboration), *Phys. Rev. B* **96**, 035405 (2017).
10. A. Shuvaev, V. Dziom, J. Gospodarič, E. G. Novik, A. A. Dobretsova, N. N. Mikhailov, Z. D. Kvon, and A. Pimenov, *Nanomaterials* **12**, 2492 (2022).
11. M. König, S. Wiedmann, C. Brüne, A. Roth, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, X. L. Qi, and S. C. Zhang, *Science* **318**, 766 (2007).
12. A. Roth, C. Brüne, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, J. Maciejko, X. L. Qi, and S. C. Zhang, *Science* **325**, 294 (2009).
13. E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon, G. M. Gusev, A. D. Levin, O. E. Raichev, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretzky, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 126802 (2015).
14. З. Д. Квон, Е. Б. Ольшевецкий, Д. А. Козлов, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, *Письма в ЖЭТФ* **87**, 588 (2008).
15. M. S. Zholudev, A. V. Ikonnikov, F. Teppe, M. Orlita, K. V. Maremyanin, K. E. Spirin, V. I. Gavrilenko, W. Knap, S. A. Dvoretzky, and N. N. Mikhailov, *Nanoscale Res. Lett.* **7**, 534 (2012).
16. А. А. Грешнов, Ю. Б. Васильев, Н. Н. Михайлов, Г. Ю. Васильева, Д. Смирнов, *Письма в ЖЭТФ* **97**, 108 (2013).
17. J. Gospodarič, A. Shuvaev, N. N. Mikhailov, Z. D. Kvon, E. G. Novik, and A. Pimenov, *Phys. Rev. B* **104**, 115307 (2021).
18. C. Brüne, C. X. Liu, E. G. Novik, E. M. Hankiewicz, H. Buhmann, Y. L. Chen, X. L. Qi, Z. X. Shen, S. C. Zhang, and L. W. Molenkamp, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 126803 (2011).
19. D. A. Kozlov, Z. D. Kvon, E. B. Olshanetsky, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, and D. Weiss, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 196801 (2014).
20. S. S. Krishtopenko, W. Knap, and F. Teppe, *Sci. Rep.* **6**, 30755 (2016).
21. S. S. Krishtopenko, *Sci. Rep.* **11**, 21060 (2021).
22. M. Z. Hasan and C. L. Kane, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 3045 (2010).
23. G. M. Gusev, E. B. Olshanetsky, F. G. G. Hernandez, O. E. Raichev, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretzky, *Phys. Rev. B* **101**, 241302(R) (2020).
24. G. M. Gusev, E. B. Olshanetsky, F. G. G. Hernandez, O. E. Raichev, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretzky, *Phys. Rev. B* **103**, 035302 (2021).
25. M. V. Yakunin, S. S. Krishtopenko, W. Desrat, S. M. Podgornyykh, M. R. Popov, V. N. Neverov, S. A. Dvoretzky, N. N. Mikhailov, F. Teppe, and B. Jouault, *Phys. Rev. B* **102**, 165305 (2020).
26. К. Е. Спирин, Д. М. Гапонова, К. В. Маремьянин, В. В. Румянцев, В. И. Гавриленко, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, *Физика и техника полупроводников* **52**, 1482 (2018).
27. I. Nikolaev, A. Kazakov, K. Drozdov, M. Bannikov, K. Spirin, R. Menshchikov, S. Dvoretzky, N. Mikhailov, D. Khokhlov, and A. Ikonnikov, *J. Appl. Phys.* **132**, 234301 (2022).
28. M. K. Sotnichuk, A. S. Kazakov, I. D. Nikolaev, K. A. Drozdov, R. V. Menshchikov, S. A. Dvoretzky, N. N. Mikhailov, D. R. Khokhlov, and A. V. Ikonnikov, *Photonics* **10**, 877 (2023).
29. A. L. Yeats, Y. Pan, A. Richardella, P. J. Mintun, N. Samarth, and D. D. Awschalom, *Sci. Adv.* **1**, e1500640 (2015).
30. И. Д. Николаев, Т. А. Уаман Светикова, В. В. Румянцев, М. С. Жолудев, Д. В. Козлов, С. В. Морозов, С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов, В. И. Гавриленко, А. В. Иконников, *Письма в ЖЭТФ* **111**, 682 (2020).
31. C. Zoth, P. Olbrich, P. Vierling, K.-M. Dantscher, V. V. Bel'kov, M. A. Semina, M. M. Glazov, L. E. Golub, D. A. Kozlov, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, and S. D. Ganichev, *Phys. Rev. B* **90**, 205415 (2014).
32. A. Kastalsky and J. C. M. Hwang, *Solid State Commun.* **51**, 317 (1984).
33. L. C. Tsai, C. F. Huang, J. C. Fan, Y. H. Chang, and Y. F. Chen, *J. Appl. Phys.* **84**, 877 (1998).
34. W. C. Wang, L. C. Tsai, J. C. Fan, and Y. F. Chen, *J. Appl. Phys.* **86**, 3152 (1999).
35. A. S. Chaves and H. Chacham, *Appl. Phys. Lett.* **66**, 727 (1995).
36. В. Я. Алшкин, В. И. Гавриленко, Д. М. Гапонова, А. В. Иконников, К. В. Маремьянин, С. В. Морозов, Ю. Г. Садофьев, S. R. Johnson, and Y. H. Zhang, *Физика и техника полупроводников* **39**, 30 (2005).
37. К. Е. Спирин, К. П. Калинин, С. С. Криштопенко, К. В. Маремьянин, В. И. Гавриленко, Ю. Г. Садофьев, *Физика и техника полупроводников* **46**, 1424 (2012).

38. Л. С. Бовкун, С. С. Криштопенко, А. В. Иконников, В. Я. Алешкин, А. М. Кадыков, S. Ruffenach, C. Consejo, F. Teppe, W. Knap, M. Orlita, B. Piot, M. Potemski, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, В. И. Гавриленко, *Физика и техника полупроводников* **50**, 1554 (2016).
39. M. Schultz, U. Merkt, A. Sonntag, U. Rossler, R. Winkler, T. Colin, P. Helgesen, T. Skauli, and S. Løvold, *Phys. Rev. B* **57**, 14772 (1998).
40. А. В. Иконников, М. С. Жолудев, К. В. Маремьянин, К. Е. Спиринов, А. А. Ластовкин, В. И. Гавриленко, С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов, *Письма в ЖЭТФ* **95**, 452 (2012).
41. L. S. Bovkun, A. V. Ikonnikov, V. Ya. Aleshkin, K. V. Maremyanin, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretiskii, S. S. Krishtopenko, F. Teppe, B. A. Piot, M. Potemski, M. Orlita, and V. I. Gavrilenko, *Opto-Electronics Review* **27**, 213 (2019).
42. L. S. Bovkun, A. V. Ikonnikov, V. Ya. Aleshkin, K. E. Spirin, V. I. Gavrilenko, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretiskii, F. Teppe, B. A. Piot, M. Potemski, and M. Orlita, *J. Phys. Condens. Matter* **31**, 145501 (2019).
43. A. V. Ikonnikov, S. S. Krishtopenko, O. Drachenko et al. (Collaboration), *Phys. Rev. B* **94**, 155421 (2016).
44. Л. С. Бовкун, А. В. Иконников, В. Я. Алешкин, С. С. Криштопенко, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, М. Потемски, Б. Пио, М. Орлита, В. И. Гавриленко, *Письма в ЖЭТФ* **108**, 352 (2018).
45. М. С. Жолудев, Ф. Теп, С. В. Морозов, М. Орлита, К. Консейо, С. Руфенах, В. Кнап, В. И. Гавриленко, С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов, *Письма в ЖЭТФ* **100**, 895 (2014).
46. A. V. Ikonnikov, M. S. Zholudev, K. E. Spirin et al. (Collaboration), *Semicond. Sci. Technol.* **26**, 125011 (2011).
47. В. В. Румянцев, А. В. Иконников, А. В. Антонов, С. В. Морозов, М. С. Жолудев, К. Е. Спиринов, В. И. Гавриленко, С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов, *Физика и техника полупроводников* **47**, 1446 (2013).
48. А. В. Иконников, Л. С. Бовкун, В. В. Румянцев, С. С. Криштопенко, В. Я. Алешкин, А. М. Кадыков, М. Орлита, М. Потемски, В. И. Гавриленко, С. В. Морозов, С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов, *Физика и техника полупроводников* **51**, 1588, (2017).
49. S. Dvoretzky, N. Mikhailov, Y. Sidorov, V. Shvets, S. Danilov, B. Wittman, and S. Ganichev, *J. Electron. Mater.* **39**, 918 (2010).
50. N. N. Mikhailov, R. N. Smirnov, S. A. Dvoretzky, Y. G. Sidorov, V. A. Shvets, E. V. Spesivtsev, and S. V. Rykhliitski, *Int. J. Nanotechnol.* **3**, 120 (2006).
51. S. Brosig, K. Ensslin, R. J. Warburton, C. Nguyen, B. Brar, M. Thomas, and H. Kroemer, *Phys. Rev. B* **60**, R13989(R) (1999).