Письма в ЖЭТФ, том 104, вып. 6, с. 415 – 423

Двойная квантовая яма в системе HgTe/CdHgTe со спектром двуслойного графена и проявляющиеся в ней особенности квантового магнитотранспорта

М. В. Якунин[+*1)], С. С. Криштопенко[×], С. М. Подгорных[+*], М. Р. Попов[+], В. Н. Неверов[+], Н. Н. Михайлов[°], С. А. Дворецкий[°]

[+]Институт физики металлов им. Михеева УрО РАН, 620137 Екатеринбург, Россия

[*]Институт естественных наук, Уральский федеральный университет им. Ельцина, 620002 Екатеринбург, Россия

[×]Институт физики микроструктур РАН, 603087 д. Афонино Нижегородской обл., Россия

[°]Институт физики полупроводников им. Ржанова СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 5 августа 2016 г.

В работе выполнены исследования квантового эффекта Холла (КЭХ) в двойной квантовой яме (ДКЯ) HgTe/CdHgTe с туннельно-прозрачным барьером и энергетическим спектром, похожим на зонную структуру двуслойного графена. Получено экспериментальное доказательство существования туннельной щели между состояниями легких носителей – по наличию пика в магнитосопротивлении (МС) в параллельном слоям магнитном поле. В образце с дырочной проводимостью обнаружена нетрадиционная структура КЭХ: на плато с номером $i = 2$ присутствует ярко выраженный пик, и склонам этого аномального пика соответствуют два пика продольного МС. При этом в значительно больших полях наблюдается устойчивый переход плато–плато 2–1, его положение соответствует существенно большей плотности дырок, чем это следует из картины КЭХ в малых полях. Мы интерпретируем аномальный пик как возвратный КЭХ между состояниями 2–1–2. Положение аномального пика устойчиво к ИК освещению и к наклону магнитного поля, хотя эти воздействия сильно влияют на его амплитуду. Из сопоставления с рассчитанной картиной магнитных уровней мы связываем аномальный пик с пересечением электроно-подобного и дырочно-подобного уровней в валентной зоне. Также мы связываем различие между величинами плотности дырок, определяемой в слабых полях и из перехода 2–1 в сильных, с эффектами перераспределения дырок между локализованными состояниями в боковых максимумах валентной подзоны и делокализованными в наложенных уровнях легких дырок.

DOI: 10.7868/S0370274X16180089

Введение. Энергетический спектр (квази)двумерного слоя HgTe формируется из уровней легких носителей (обозначенных Ei на рис. 1, они формируются комбинацией состояний зоны Γ_6 и состояний с моментом $\pm 1/2$ зоны Γ_8) и тяжелых (HHi, формируются состояниями $\pm 3/2$ зоны Γ_8), притом взаимное расположение подзон размерного квантования этих семейств радикальным образом зависит от толщины слоя d. При толщине менее критической $d < d_c \approx 6.3$ нм все подзоны Ei расположены выше подзон HHi, формируя нормальный энергетический спектр. При $d > d_c$ нижняя подзона семейства E ($E1$) опускается ниже верхней подзоны семейства HH (HH_1), эти две подзоны переворачиваются, и порядок расположения подзон становится инвертированным [1]. При критической толщине две соприкасающиеся подзоны $E1$ и HH_1 формируют дираковский спектр. Структуры с инверсным и квазидираковским спектром интересны тем, что в них формируются бесщелевые краевые состояния, превращающие эти объекты в топологические изоляторы [2]. Создание двойных квантовых ям (ДКЯ) со слоями HgTe формирует новые степени свободы в конструировании нетрадиционного энергетического спектра от возможности регулирования величины перекрытия зон и реализации особых условий для квантового эффекта Холла [3] до построения систем с комбинированным межслойным взаимодействием между принципиально различающимися состояниями E и HH.

Эксперимент. ДКЯ с квазидираковским спектром получена молекулярно-лучевой эпитаксией на подложке GaAs ориентацией (013) с последующей серией буферных структур и состоит из двух сло-

1)e-mail: yakunin@imp.uran.ru

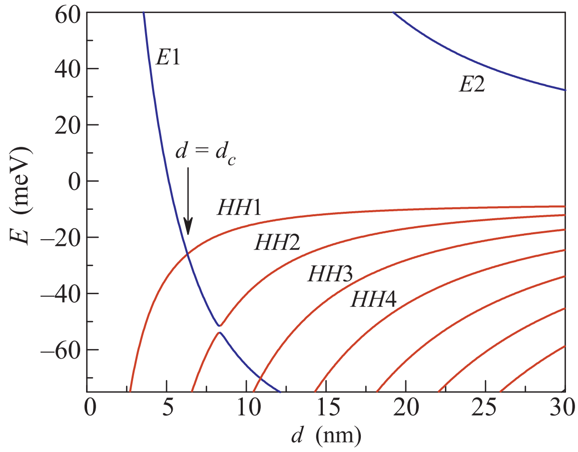

Рис. 1. (Цветной онлайн) Взаимное расположение уровней размерного квантования состояний электронного типа Ei и тяжелых дырок HHi в квантовой яме HgTe в зависимости от ее ширины в системе HgTe/$Cd_{0.7}Hg_{0.3}$Te на плоскости (031)

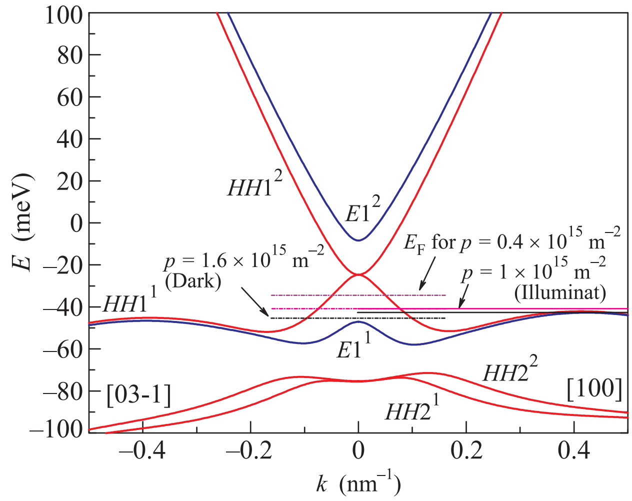

Рис. 2. (Цветной онлайн) Энергетический спектр исследованной ДКЯ, если у нее симметричный профиль. При $k = 0$ между состояниями HH туннельной щели нет, но есть большая туннельная щель между состояниями E. С ростом k имеет место сильная гибридизация состояний E и HH. Указаны положения E_F для концентрации дырок, определенной в области малых полей из $\rho_{xy}(B)$ $(0.4 \cdot 10^{15}\,\text{м}^{-2})$ и в области больших полей по переходу плато–плато 2–1 до подсветки $(1.6 \cdot 10^{15}\,\text{м}^{-2})$ и после $(1 \cdot 10^{15}\,\text{м}^{-2})$, как если бы не было боковых максимумов. На самом деле в двух последних случаях положение E_F стабилизируется выше, на боковых максимумах, из-за большой там плотности состояний

ев HgTe толщиной $d_w = 6.5$ нм, разделенных барьером $Cd_xHg_{1-x}Te$ с $x = 0.71$ шириной 3 нм, и окруженных широкими барьерами из того же материала; специально не легированы. С помощью фотолитографии образец создан в виде двойного холловского креста, впаянные контакты на контактных площадках прошивают оба слоя HgTe. Измерялось продольное $\rho_{xx}(B)$ и холловское $\rho_{xy}(B)$ магнитосопротивление (МС) при температуре 1.8 K до полей 12 T с возможностью прецизионного поворота образца относительно магнитного поля в установках PPMS фирмы Quantum Design и OXFORD. Исследования проведены для серии образцов из одной пластины: результаты идентичны, здесь приводятся результаты для одного из них.

Комбинация состояний с разной туннельной связью в энергетическом спектре ДКЯ. Энергетический спектр рассчитывался в рамках одноэлектронного 8-зонного $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ метода с учетом слагаемых, описывающих влияние эффектов упругой деформации, из совместных решений уравнений Шредингера и Пуассона в потенциальном профиле ДКЯ [4]. Для параметров нашего образца спектр имеет вид на рис. 2. В нем фигурируют состояния $E1$, $HH1$ и $HH2$ одиночной ямы с рис. 1, расщепленные в ДКЯ на два состояния $(E, HH)i^1$ и $(E, HH)i^2$ (что для ДКЯ в традиционной изолированной зоне соответствовало бы симметричному и антисимметричному состояниям, однако в нашем случае порядок их следования по энергии не очевиден). Необычность этого энергетического спектра в том, что актуальны одновременно состояния, между которыми при $k = 0$ туннельная щель исчезающе мала – состояния HH, – и состояния типа E, образующие здесь квазидираковские зоны, между которыми формируется большая туннельная щель вследствие исчезающе малой массы. При этом с ростом k состояния обоих типов взаимно гибридизуются, формируя весьма нетривиальный спектр, в центральной части похожий на спектр двуслойного графена. Тот факт, что между состояниями HH туннельной щели практически нет, установлен экспериментально в ДКЯ в этой же гетеросистеме, но со слоями толщиной 20 нм [3]. Там измерения в параллельном слоям магнитном поле не выявили существенных особенностей МС $\rho(B_\|)$, хотя в традиционных ДКЯ, например, в гетеросистемах на основе n-GaAs, моменты прохождения краев туннельной щели через уровень Ферми проявляются в таких экспериментах достаточно ярко (см. например, [5, 6]).

На рис. 3 результаты измерения $\rho(B_\|)$ в рассматриваемой ДКЯ приведены в сравнении с аналогичными измерениями в этой же гетеросистеме на одиночном слое HgTe толщиной 20 нм [7] и ДКЯ из слоев HgTe по 20 нм [3]. Магнитное поле выставлялось строго параллельно слоям в прецизионном вращате-

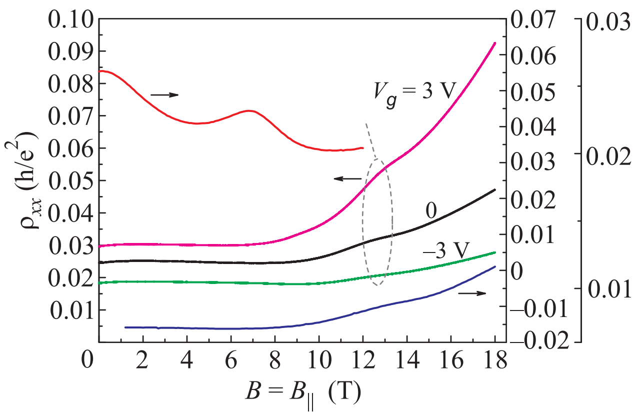

Рис. 3. (Цветной онлайн) МС в параллельном поле $\rho_{xx}(B_{\|})$ ДКЯ со слоями 6.5 нм (верхняя кривая), в сравнении с аналогичными результатами в той же гетеросистеме, но с широкими слоями: в одиночном слое 20 нм n-типа (нижняя кривая) [7] и в ДКЯ со слоями 20 нм p-типа при трех напряжениях затвора V_g

ле по установлению нуля холловского МС в небольшом магнитном поле. После фиксации нужного положения вращателя величина $\rho_{xy}(B)$ в развертке по полю не превышала долей процента от величин в перпендикулярном поле. Из рис. 3 видно, что в $\rho(B_{\|})$ ДКЯ с квазидираковским спектром присутствует достаточно ярко выраженный пик, какого нет ни в широком одиночном слое HgTe, ни в ДКЯ с широкими слоями. В широких слоях есть слабая особенность в интервале 11–14 Т, однако ее амплитуда в 5–20 раз меньше, чем в ДКЯ с узкими слоями, она традиционно наблюдается в двумерных слоях и связана, вероятно, с эффектами спиновой поляризации [7]. Примечательно, что на рис. 3 не видно существенной разницы в картинах $\rho(B_{\|})$ одиночной и двойной КЯ со слоями 20 нм, притом даже тип проводимости не влияет. Мы пока не провели детальных расчетов эволюции спектра рис. 2 с параллельным полем, из которых еще предстоит установить, край какой из зон – $E1^1$ или $HH1^1$ – пересекает уровень Ферми, отображаясь экспериментально в наличии пика $\rho(B_{\|})$. При этом уровень Ферми, вероятно, зафиксирован в боковых максимумах, вследствие большой там плотности состояний. Более вероятно, что за наблюдаемый пик отвечает край подзоны $E1^1$, так как это край одиночной подзоны, достаточно сильно отщепленной за счет межслойного взаимодействия, а не граница двух смыкающихся подзон HH, между которыми туннельная щель исчезающе мала. Между состояниями HH, однако, может присутствовать щель иной природы при перекосе профиля потенциала ДКЯ (см. ниже). Но известно [8], что в зоне проводимости традиционной ДКЯ в параллельном поле проявляются только сингулярности, связанные с туннельной щелью.

Возвратный квантовый эффект Холла в ДКЯ со спектром двуслойного графена. Мы обнаружили весьма необычную картину КЭХ в ДКЯ с квазидираковским спектром (рис. 4). В полях менее примерно 1.4 Т наблюдается традиционная картина КЭХ, в которой сами плато и переходные области между ними на зависимости $\rho_{xy}(B)$ центрованы относительно наклонной прямой, экстраполированной из классического холловского МС в области слабых полей. В этой части $\rho_{xy}(B)$ соответствует концентрации двумерного дырочного газа $p_s = 0.4 \cdot 10^{15}\,\text{м}^{-2}$. Однако дальнейший ход $\rho_{xy}(B)$ с ростом поля нетрадиционен: начинающийся переход плато–плато 2–1 возвращается назад на плато $i = 2$, которое растягивается в неожиданно широкий интервал полей. Таким образом на месте ожидаемого перехода плато–плато 2–1 формируется пик холловского МС неизвестной природы. Далее плато $i = 2$ все же переходит в устойчивое плато $i = 1$, однако положение этого перехода существенно сдвинуто в большие поля от экстраполированного из слабых полей хода классического МС $\rho_{xy}(B)$. Концентрация дырок, рассчитанная по положению перехода 2–1 (т.е. для $i = 1.5$): $p_s = 1.66 \cdot 10^{15}\,\text{м}^{-2}$. Обнаруженный аномальный пик $\rho_{xy}(B)$ отображается и в продольном МС в виде аналогичного пика $\rho_{xx}(B)$ в том же поле. Также в $\rho_{xx}(B)$ имеется пик, отвечающий стабильному переходу плато–плато 2–1 в сильном поле, который находится, как и положено, против середины этого перехода в $\rho_{xy}(B)$. Картина $\rho_{xy}(B)$ при противоположной полярности поля в высокой степени антисимметрична, а $\rho_{xx}(B)$ симметрична, что исключает связь природы аномального пика с перемешиванием двух компонент МС и присутствием макронеоднородностей.

Обнаруженный аномальный пик необычайно устойчив к изменениям в системе. При наклоне магнитного поля аномальный пик не меняет своего положения относительно перпендикулярной компоненты поля $B_{\perp}$, но при этом параллельная компонента поля подавляет этот пик, так что при угле наклона поля относительно нормали $\theta \approx 44°$ аномальный пик исчезает и в $\rho_{xy}(B)$, и в $\rho_{xx}(B)$ (рис. 4). После ИК подсветки сопротивление образца остаточным образом увеличивается примерно на 40 %, что может указывать на уменьшение концентрации дырок. Однако это удивительным образом не отражается ни в изменении наклона классического холловского МС, ни в положениях осцилляций в по-

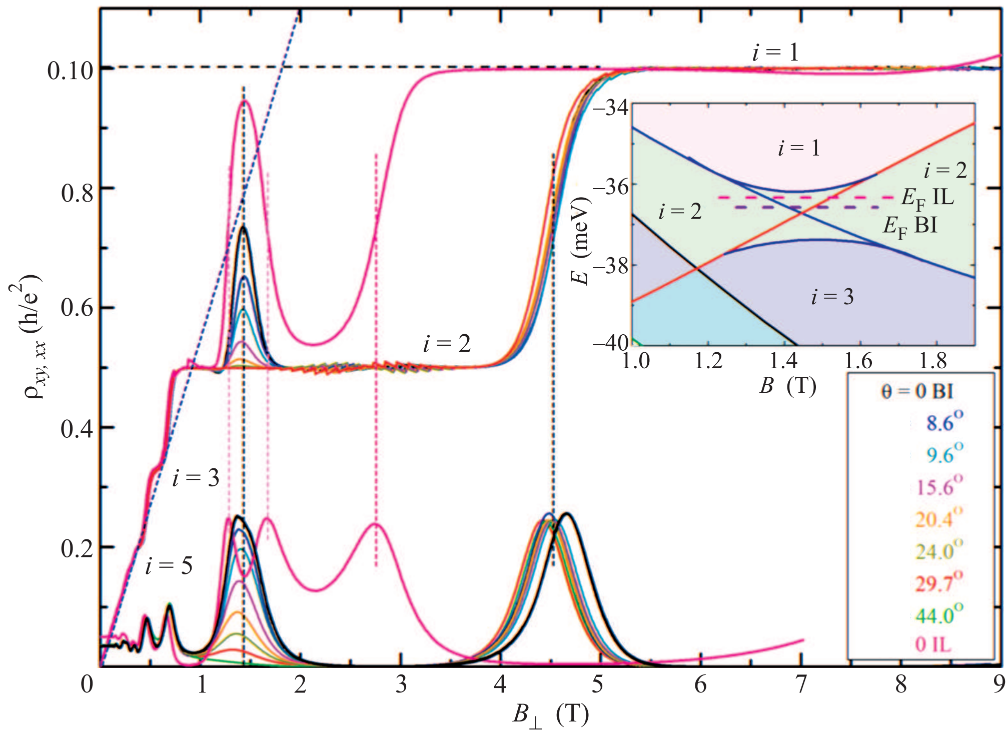

Рис. 4. (Цветной онлайн) Холловское МС в сопоставлении с продольным в охлажденном в темноте образце (BI) в перпендикулярном и наклонных полях в функции перпендикулярной компоненты поля. То же после освещения образца (IL, розовые кривые: большой пик ρ_{xy} с существенно смещенным в слабые поля стабильным переходом 2–1 и ρ_{xx} с инвертированной вершиной аномального пика). На вставке: фрагмент картины уровней в месте прохождения E_F через перешеек между двумя секторами щели $i = 2$. Представлено два положения E_F: до подсветки (BI, ниже) и после (IL) относительно точки пересечения уровней в перпендикулярном поле. Скругленные линии отображают предполагаемый формирующийся антикроссинг в наклонном поле, в результате чего два сектора щели $i = 2$ непрерывно перетекают друг в друга, а уровень Ферми теперь не выходит за пределы сформировавшейся таким образом непрерывной щели, так что исчезает причина формирования аномального пика

лях до аномального пика и положении самого пика (рис. 4). Ширина осцилляций также не меняется, так что рост сопротивления не связан с падением подвижности. В то же время подсветка сильно влияет на $\rho_{xy}(B)$ в бóльших полях: амплитуда аномального пика увеличивается, почти достигая плато КЭХ с $i = 1$, и его ширина увеличивается. Также стабильный переход плато–плато 2–1 сильно смещается в меньшие поля, так что теперь его положение дает $p_s = 1.0 \cdot 10^{15}$ м$^{-2}$. Интересно, что в $\rho_{xx}(B)$ после подсветки характер особенности в поле аномального пика изменяется: центральная часть этого пика переворачивается, и он превращается в минимум на фоне двух окружающих его максимумов (рис. 4). Положения этих максимумов соответствуют серединам склонов аномального пика в $\rho_{xy}(B)$. Если рассматривать левый склон как незавершившийся переход плато–плато 2–1, то левый максимум в $\rho_{xx}(B)$ соответствует середине этого перехода, как и должно быть для традиционного КЭХ в связи с пересечением уровнем Ферми полосы делокализованных состояний в центре некоторого магнитного уровня, разделяющего состояния КЭХ $i = 2$ и $i = 1$. Наличие правого пика против середины правого склона аномального пика $\rho_{xy}(B)$, отображающего обратный переход 1–2, есть нечто новое и может указывать на пересечение уровнем Ферми аналогичной полосы делокализованных состояний, но в обратную сторону, из состояния КЭХ $i = 1$ в $i = 2$. Вероятно, в состоянии образца до подсветки указанные два максимума в $\rho_{xx}(B)$ просто не разрешились.

Энергетический спектр на рис. 2 рассчитан для симметричного профиля потенциала ДКЯ. Однако отклонения от симметрии из-за несовершенства геометрии структуры, несимметричного распределения примесей, наличия поверхностных зарядов, и тем более – при приложении поперечного электрического поля в структуре с затвором приведут к качественным изменениям этого спектра: в нем открывается щель между ветвями подзон $HH1$ [4]. Пример тако-

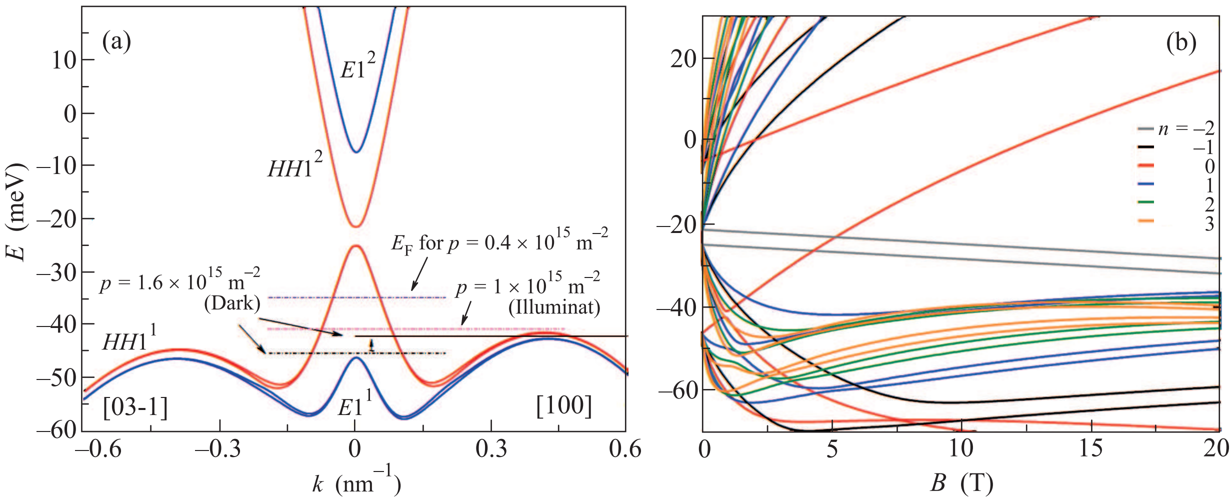

Рис. 5. (Цветной онлайн) Энергетический спектр исследуемой ДКЯ в случае асимметрии профиля потенциала (a) и соответствующая ему картина магнитных уровней (b) с номерами от $n = -2$ до $n = 3$ (различаются цветом)

го спектра для исследуемой структуры – на рис. 5a, где заложена предельная асимметрия распределения акцепторов относительно ДКЯ для суммарной концентрации дырок в ДКЯ $p_s = 1.66 \cdot 10^{15}\,\text{м}^{-2}$.

В продолжение расчетов энергетического спектра исследуемой ДКЯ [4] были получены соответствующие им картины магнитных уровней: см. рис. 5b, где в используемых здесь обозначениях уровней взяты номера их гармоник, начиная с $n = -2$. Кроме вееров дырочных и электронных уровней, происхождение которых из спектра рис. 5a в общем понятно из квазиклассических соображений, имеются аномальные уровни. Это, прежде всего, два медленно смещающихся вниз уровня "нулевой моды" [9, 10], соответствующие $n = -2$. В симметричном профиле потенциала ДКЯ эти два уровня совпадают, а щель между ними появляется только в асимметричном потенциале и напрямую связана со щелью в энергетическом спектре между подзонами $HH1$ в асимметричной ДКЯ (рис. 5a). Нестандартно поведение с полем и уровней с $n = 0$, особенно того, что стартует с края подзоны $E1^1$: несмотря на то, что это дырочная подзона, поскольку имеет отрицательную кривизну $E(k)$, выходящий из нее уровень $n = 0$ с полем движется вверх, как электронный. Примечательной особенностью картины уровней валентной подзоны здесь является скопление большого количества уровней в интервале энергий вблизи бокового максимума. На рис. 5b представлены только уровни с $n \leq 3$, тогда как на самом деле имеется бесконечное число уровней с бо́льшими n вплоть до бесконечности, и все эти уровни выходят на энергию бокового экстремума. Поэтому уровни плотно заполняют всю область энергии ниже бокового максимума, начиная с нулевого поля [3], формируя высокую плотность состояний в окрестностях энергии этого максимума.

При сопоставлении рассчитанной картины магнитных уровней с полученной структурой КЭХ (рис. 6) важно понять, где в массивах уровней будет проходить уровень Ферми. А это определяется тем, какие уровни дают электронный (отрицательный) вклад в холловскую проводимость, а какие – дырочный (положительный). При наличии аномальных уровней ответы неочевидны. Можно показать, что знак этого вклада определяется тем, в какую сторону смещается конкретный уровень по мере приближения к краю образца [11, 12]: если вверх, то электронный, если вниз – то дырочный. Во всех известных нам расчетах (например, [12, 13]) направление смещения уровня при приближении его к краю и направление его смещения с магнитным полем одинаковы. Именно по последнему признаку мы будем различать электронные и дырочные уровни в результатах расчетов, не зависимо от того из какой подзоны уровень выходит, стартуя с нулевого поля. В таком случае медленно смещающиеся вниз из точки соприкосновения подзон $HH1$ уровни $n = -2$ на рис. 5b следует считать дырочными. Тогда это два самых верхних дырочных уровня, и щель с $i = 1$ для наблюдаемого КЭХ положительного знака в области сильных полей (где нет заполненных электронных уровней) будет лежать между этими уровнями (см. рис. 6b при $B > 3.8$ Т. Факт существования дырочного плато КЭХ с $i = 1$ вплоть до самых больших измеренных полей в наших экспериментах указывает на несовпадение этих двух уровней, а следователь-

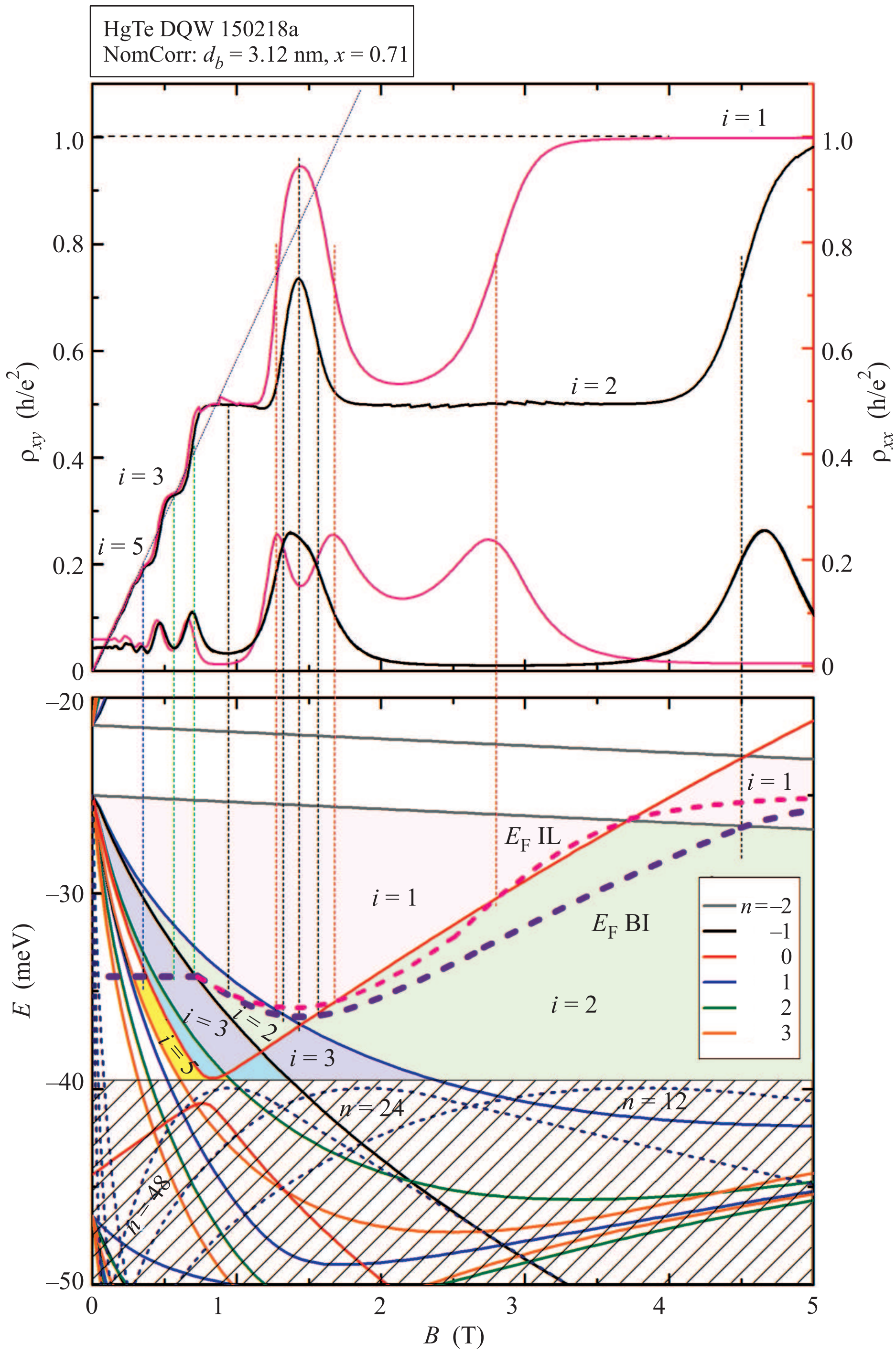

Рис. 6. (Цветной онлайн) Сопоставление особенностей КЭХ (a) с рассчитанной картиной магнитных уровней (b). Закраска щели определенным цветом соответствует определенному результирующему фактору i заполнения уровней. Исходя из расположения особенностей КЭХ, построена эволюция уровня Ферми $E_F(B)$ для неосвещенного образца (BI, жирная штриховая нижняя) и после ИК подсветки (IL, жирная штриховая верхняя). Заштрихованная область на рис. (b) отображает бесконечный набор уровней в подзоне с боковым максимумом; здесь представлены только отдельные уровни, чтобы не закрывать всю картину

но – на исходную асимметрию ДКЯ. По таким же соображениям, уровень $n = 0$, стартующий из подзоны $E1^1$ (что есть нижний край туннельной щели) и двигающийся вверх, будем считать электронным. Тогда щель $i = 1$ для дырок между уровнями нулевой моды с $n = -2$ ограничивается со стороны меньших полей именно этим электронным уровнем. Область энергий выше данного электронного уровня, но ниже дырочных, соответствует смешанной электронно-дырочной проводимости [14]. При заполнении одного электронного уровня он компенсирует в холловской проводимости один из вышележащих заполненных дырочных уровней, поэтому продолжение щели $i = 1$ в меньшие поля теперь оказывается ниже пары уровней $n = -2$ и выше данного электронного уровня $n = 0$: см. рис. 6b, где щели с одинаковыми номерами закрашены одинаковыми цветами. Таким образом щель $i = 1$ оказывается состоящей из двух секторов, разделенных перешейком, и причиной тому является внедрение электронного уровня в массив дырочных уровней. Такая же ситуация имеет здесь место и для щелей с большими номерами $i = 2, 3, \ldots$

Поскольку эксперимент указывает на возможные изменения концентрации свободных дырок с магнитным полем, то при построении эволюции уровня Ферми $E_F(B)$ в системе магнитных уровней будем исходить именно из экспериментальных положений переходов плато–плато, руководствуясь следующими принципами. (i) По крайней мере, в области энергий выше бокового максимума, где магнитные уровни не формируют квазибесконечный массив и плотность состояний относительно невелика, делокализованное состояние в пределах связанного с магнитным уровнем пика плотности состояний конечной ширины совпадает с энергией рассчитанного уровня. Поэтому середина наблюдаемого перехода плато–плато соответствует прохождению E_F через определенный уровень. (ii) Дырки заполняют дырочные уровни выше E_F, а электроны заполняют электронные уровни ниже E_F, поэтому в щели между электронными и дырочными уровнями фактор заполнения дырочных уровней равен разности количества дырочных уровней выше E_F и количества электронных уровней ниже E_F. При таких построениях (рис. 6) получается, что наблюдаемое широкое плато КЭХ с $i = 2$ соответствует прохождению уровня Ферми через два примыкающие и разделенные перешейком сектора щели с $i = 2$. И как раз в поле этого перешейка, т.е. при пересечении дырочного уровня $n = 1$ и электронного уровня $n = 0$, находится наблюдаемый аномальный пик. Если E_F, будучи частично стабилизирован в хвостах массива уровней из окрестности бокового максимума, двигаясь из больших полей в меньшие, проходит несколько выше точки пересечения рассматриваемых уровней, то при этом он в небольшом интервале полей заходит в щель $i = 1$. Поэтому $\rho_{xy}(B)$ здесь стремится вверх к плато $i = 1$, однако не достигает его, поскольку вскорости E_F выходит назад в щель $i = 2$. Таким образом, именно внедрение электронного уровня в массив дырочных, приводящее к наличию перемычки в щели $i = 2$, является причиной возвратного характера КЭХ, наблюдаемого здесь в виде аномального пика. Похожий аномальный пик в КЭХ в условиях смешанной проводимости наблюдался в другой гетеросистеме с наложенными веерами электронных и дырочных уровней – InAs/GaSb [15, 16], но не анализировался.

При дальнейшем уменьшении магнитного поля E_F идет по вееру дырочных уровней, где нумерация щелей учитывает как два вышележащих дырочных уровня нулевой моды, так и нижележащий электронный уровень. Примечательно, что отсутствие четных номеров КЭХ с $i \geq 4$, согласуется с нашей интерпретацией, поскольку в нашей картине этим номерам соответствуют более узкие щели.

Наблюдаемое смещение стабильного перехода плато–плато 2–1 в меньшие поля после освещения соответствует перемещению в меньшие поля точки перехода E_F из щели $i = 2$ в щель $i = 1$ (красная штриховая кривая на рис. 6b). Этому соответствует общая тенденция смещения E_F вверх, что должно отражать уменьшение суммарной концентрации дырок. В результате в области перешейка щели $i = 2$ E_F зайдет глубже в щель $i = 1$, чем это было в неосвещенном образце, и усиливается тенденция для $\rho_{xy}(B)$ выйти на плато $i = 1$. Поэтому амплитуда аномального пика увеличивается. Смещение перехода 2–1 в меньшие поля требует, чтобы E_F зашел в щель $i = 1$ слева от ее перешейка (рис. 6b). Настораживает то, что проход E_F через этот перешеек не отображается экспериментально. Возможно, на самом деле в точке рассчитанного пересечения уровней $n = 0$ и нижнего $n = 2$, образующего перешеек в щели $i = 1$, на самом деле имеет место антикроссинг вследствие гибридизации этих уровней [17]. Либо удаление этой точки от нижележащих уровней (и тем самым подавление влияния их хвостов состояний) позволяет уровню Ферми пройти точно через точку пересечения уровней, не выше и не ниже, если сравнивать с аналогичной ситуацией в щели $i = 2$.

Как известно в традиционных гетеросистемах, добавление параллельной компоненты магнитного поля приводит к формированию антипересечений между уровнями различных подзон (см., например, [18–20]). Расчета картины уровней в гетерослоях HgTe в наклонных полях пока нет, но если предположить, что с наклоном поля формируется антипересечение в рассматриваемой точке в поле аномального пика, то это означало бы выход E_F в этом месте в полноценную щель $i = 2$, т.е. ликвидацию причины формирования аномального пика: см. вставку на рис. 4, где в увеличенном масштабе представлен фрагмент картины уровней с рис. 6 в окрестностях перешейка щели $i = 2$, а также предполагаемая эволюция пересекающихся здесь уровней в антикроссинг с наклоном поля. В результате аномальный пик будет затухать с наклоном поля, притом что его положение вместе с соответствующим (анти)пересечением уровней остаются в фиксированном поле $B_\perp$.

Возвратное поведение КЭХ наблюдалось в ряде работ в иных системах, при пересечении магнитных уровней из-за заселенности двух [21] и более [18, 19] подзон размерного квантования, при совпадении соседних спиновых подуровней в наклонных полях при большом g-факторе [22]. Также возвратный КЭХ ярко проявляется в условиях формирования коллективизированных электронных фаз [23, 24], однако условия нашего эксперимента (не столь высокие подвижности, не столь низкие температуры) едва ли могут соответствовать этому случаю. Но нам не известны работы, где отдельная особенность КЭХ столь сильно смещалась бы в поле, выпадая из общей серии, как это имеет место у нас для стабильного перехода 2–1. Возможно, в наших структурах идет некая игра между локализованными и делокализованными состояниями дырок, по-разному проявляющаяся в сильных и относительно слабых полях. Большая плотность уровней вблизи энергии боковых максимумов приводит к условиям, как в традиционном двумерном слое в слабых полях, когда из-за наложения большого числа близкорасположенных уровней имеет место всплывание делокализованных состояний (см., например, [25, 26]), точнее, опускание их вниз, если это дырки. Тогда квазибесконечный набор уровней вблизи бокового максимума служит в качестве резервуара для вышележащих дырочных уровней, по аналогии с эффектами, наблюдавшимися в одиночных слоях этой же гетеросистемы в фиксированных полях с изменением затворного напряжения [27]. В слабых полях E_F стабилизируется в хвостах уровней бокового максимума, и только делокализованные состояния, привязанные к вышележащим уровням, проявляются в КЭХ (рис. 6). При этом изменение общей концентрации дырок (после подсветки) не приведет к заметному сдвигу E_F, поскольку его положение определяется высокой плотностью состояний, локализованных в этих хвостах. С ростом поля дырки всплывают из этого резервуара в выше лежащие дырочные уровни по мере увеличения количества состояний в последних. В результате в сильных полях уже полная концентрация дырок определяет положения особенностей КЭХ, что мы и наблюдаем в эксперименте. Авторы надеются, что полученные нетривиальные экспериментальные результаты послужат стимулом для проведения детальных теоретических исследований, в рамках предлагаемого либо иных механизмов.

Авторы благодарны Г.М. Минькову и А.А. Шерстобитову за полезные обсуждения и помощь в проведении процессов фотолитографии на образцах и нанесение затвора. Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема “Спин”, # 01201463330) при частичной поддержке фонда ФИ УрО РАН (проект 15-9-2-21) и РФФИ (проект # 14-02-00151).

1. M. König, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, T. Hughes, C.-X. Liu, X.-L. Qi, and S.-C. Zhang, J. Phys. Soc. Jpn. **77**, 031007 (2008).
2. M. Z. Hasan and C. L. Kane, Rev. Mod. Phys. **82**, 3045 (2010).
3. M. V. Yakunin, A. V. Suslov, M. R. Popov, E. G. Novik, S. A. Dvoretsky, and N. N. Mikhailov, Phys. Rev. B **93**, 085308 (2016).
4. S. S. Krishtopenko, W. Knap, and F. Teppe, Nature: Scientific Rep. **6**, 30755 (2016).
5. М. В. Якунин, Г. А. Альшанский, Ю. Г. Арапов, В. Н. Неверов, Г. И. Харус, Н. Г. Шелушинина, Б. Н. Звонков, Е. А. Ускова, А. де Виссер, Л. Пономаренко, ФТП **39**, 118 (2005).
6. M. V. Yakunin, G. Galistu, and A. de Visser, Physica E **40**, 1451 (2008).
7. M. V. Yakunin, A. V. Suslov, S. M. Podgornykh, S. A. Dvoretsky, and N. N. Mikhailov, Phys. Rev. B **85**, 245321 (2012).
8. S. K. Lyo, Phys. Rev. B **50**, 4965 (1994).
9. M. Orlita, K. Masztalerz, C. Faugeras, M. Potemski, E. G. Novik, C. Brune, H. Buhmann, and L. W. Molenkamp, Phys. Rev. B **83**, 115307 (2011).
10. M. Schultz, U. Merkt, A. Sonntag, U. Rossler, R. Winkler, T. Colin, P. Helgesen, T. Skauli, and S. Lovold, Phys. Rev. B **57**, 14772 (1998).
11. A. Hansen, E. H. Hauge, J. Hove, and F. A. Maao, arXiv: cond-mat/9703026 (1997).
12. M. J. Schmidt, E. G. Novik, M. Kindermann, and B. Trauzettel, Phys. Rev. B **79**, 241306 (2009).
13. M. König, S. Wiedmann, C. Brüne, A. Roth, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, X.-L. Qi, Sh.-Ch. Zhang, Science **318**, 766 (2007).
14. E. E. Mendez, L. Esaki, and L. L. Chang, Phys. Rev. Lett. **55**, 2216 (1985).
15. K. Takashina, R. J. Nicholas, B. Kardynal, N. J. Mason, D. K. Maude, and J. C. Portal, Physica E **12**, 161 (2002).

16. K. Takashina, R. J. Nicholas, B. Kardynal, N. J. Mason, D. K. Maude, and J. C. Portal, Semicond. Sci. Technol. **21**, 1758 (2006).
17. K. Suzuki, K. Takashina, S. Miyashita, and Y. Hirayama, Phys. Rev. Lett. **93**, 016803 (2004).
18. G. M. Gusev, A. A. Quivy, T. E. Lamas, J. R. Leite, O. Estibals, and J. C. Portal, Phys. Rev. B **67**, 155313 (2003).
19. K. Ensslin, C. Pistitsch, A. Wixforth, M. Sundaram, P. F. Hopkins, and A. C. Gossard, Phys. Rev. B **45**, 11407 (1992).
20. K. Suzuki, S. Miyashita, K. Takashina, and Y. Hirayama, Physica E **20**, 232 (2004).
21. X. Y. Lee, H. W. Jiang, and W. J. Schaff, Phys. Rev. Lett. **83**, 3701 (1999).
22. J. C. Chokomakoua, N. Goel, S. J. Chung, M. B. Santos, J. L. Hicks, M. B. Johnson, and S. Q. Murphy, Phys. Rev. B **69**, 235315 (2004).
23. J. P. Eisenstein, K. B. Cooper, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **88**, 076801 (2002).
24. J. S. Xia, W. Pan, C. L. Vicente, E. D. Adams, N. S. Sullivan, H. L. Stormer, D. C. Tsui, L. N. Pfeiffer, K. W. Baldwin, and K. W. West, Rev. Lett. **93**, 176809 (2004).
25. I. Glozman, C. E. Johnson, and H. W. Jiang, Phys. Rev. Lett. **74**, 594 (1995).
26. T. V. Shahbazyan and M. E. Raikh, Phys. Rev. Lett. **75**, 304 (1995); F. D. M. Haldane and K. Yang, Phys. Rev. Lett. **78**, 298 (1997).
27. Д. А. Козлов, З. Д. Квон, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, Письма в ЖЭТФ **100**, 824 (2014).