

Энергетический спектр валентной зоны в квантовых ямах HgTe на пути от 2D к 3D топологическому изолятору

Г. М. Миньков⁺¹⁾, О. Э. Рут⁺, А. А. Шерстобитов^{+*}, С. А. Дворецкий^{×°}, Н. Н. Михайлов^{×°},
В. Я. Алешкин[∇]

⁺Уральский федеральный университет им. Б. Н. Ельцина, 620000 Екатеринбург, Россия

^{*}Институт физики металлов им. М. Н. Михеева Уральского отделения РАН, 620137 Екатеринбург, Россия

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

[°]Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

[∇]Институт физики микроструктур РАН, 603087 д. Афонино, Нижегородская обл., Россия

Поступила в редакцию 20 апреля 2023 г.

После переработки 6 мая 2023 г.

Принята к публикации 6 мая 2023 г.

Для определения параметров энергетического спектра валентной зоны в квантовых ямах (QW) HgTe шириной (d_{QW}) 20–200 нм измерены магнитополевые и температурные зависимости сопротивления и эффекта Холла. Сопоставление концентрации дырок, определенных из периода осцилляций Шубникова–де Гааза (SdH), и эффекта Холла показывает, что во всем диапазоне d_{QW} кратность вырождения состояний потолка валентной зоны равна 2, а циклотронная масса, m_h , определенная из температурной зависимости амплитуды осцилляций SdH, монотонно возрастает от $0.2m_0$ до $0.3m_0$ (m_0 – масса свободного электрона) с ростом концентрации дырок, p , от $2 \cdot 10^{11}$ до $6 \cdot 10^{11}$ см⁻². Проведено сопоставление с теоретическими зависимостями $m_h(p, d_{QW})$, рассчитанными в рамках 4-х зонной kP -модели. Эти расчеты предсказывают скачкообразный рост m_h примерно в 2 раза за счет попарного слияния боковых экстремумов при увеличении концентрации дырок, который при $d_{QW} = 20$ нм должен наблюдаться при $p = (4–4.5) \cdot 10^{11}$ см⁻² и при $p = 4 \cdot 10^{10}$ см⁻² в QW 200 нм. Это предсказание радикально отличается от экспериментальных зависимостей. Показано, что учет дополнительных факторов (электрическое поле в QW, величина деформации) не снимает противоречия между экспериментом и теорией. Это вызывает сомнения в том, что используемые kP расчеты адекватно описывают валентную зону при всех d_{QW} .

DOI: 10.31857/S1234567823120078, EDN: ewbpkj

1. Введение. Структуры с квантовыми ямами HgTe привлекают большое внимание по многим причинам: 1) QW формируется из бесщелевого полупроводника, а барьеры (HgCdTe) формируются из полупроводника с нормальным зонным упорядочением²⁾; 2) зонный спектр родительских материалов HgTe, HgCdTe детально изучен и их параметры хорошо известны; 3) расчеты энергетического спектра $E(k)$ в квантовых ямах на основе HgTe в рамках многозонного kP -метода хорошо развиты (см., например, [1–4] и ссылки в них). Они показывают, что в зависимости от ширины квантовой ямы d_{QW} ре-

ализуются самые разные типы энергетического спектра: от спектра, подобного спектру узкозонного полупроводника при d_{QW} меньше 6.3 нм, до полуметаллического при d_{QW} больше ≈ 15 нм; 4) теория предсказывает, что при $d_{QW} > 6.5$ нм QW HgTe является двумерным топологическим изолятором, когда наряду с двумерными состояниями формируются одномерные краевые состояния. А при d_{QW} больше 60–80 нм, она является трехмерным топологическим изолятором, когда образуются двумерные односпиновые поверхностные состояния с характерной длиной локализации в z -направлении много меньше, чем d_{QW} (z – направление, перпендикулярное плоскости QW); 5) технология выращивания структур HgCdTe/HgTe/HgCdTe хорошо разработана [5, 6].

Казалось бы, все это позволяет детально понять все свойства (транспортные, оптические и т.д.) структур HgCdTe/HgTe/HgCdTe.

¹⁾e-mail: Grigori.minkov@urfu.ru

²⁾Нормальным порядком зон в точке Γ в полупроводниках A_2B_6 является дважды вырожденный терм Γ_6 – зона проводимости, четырехкратно вырожденный терм Γ_8 образует валентную зону, состоящую из зон тяжелых и легких дырок и дважды вырожденный терм Γ_7 – спин-орбитально отщепленная валентная зона.

Теоретические расчеты предсказывают, что зона проводимости довольно простая – она близка к изотропной и непараболической. Ее спектр достаточно подробно изучен в структурах с $d_{\text{QW}} = (4-80)$ нм различными методами: оптическими, фотоэлектрическими в широком диапазоне энергий квантов, начиная с ТГц, магнитотранспортными [8–12]. Было показано, что в основном энергетический спектр разумно описывается в рамках 4-х зонной \mathbf{kP} -модели, а некоторые несоответствия теории с экспериментом обсуждались в [13].

Энергетический спектр валентной зоны значительно сложнее. Теория предсказывает, что при $d_{\text{QW}} < 7-7.5$ нм потолок валентной зоны расположен при $\mathbf{k} = 0$ и имеет кривизну (массу) близкую к кривизне зоны проводимости. При $d_{\text{QW}} > 7-7.5$ нм потолок валентной зоны формируется четырьмя боковыми экстремумами, так что в симметричных ямах кратность вырождения состояний потолка зоны $K = 8$ (2 за счет “спина”, 4 – количество боковых экстремумов). Вблизи экстремумов их анизотропия невелика и при $p < (5-9) \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$ циклотронная масса дырок, $m_h = (\hbar^2/\pi)dS/dE$, где S – площадь изоэнергетического сечения при энергии E , составляет $(0.2-0.3)m_0$.

Учет отсутствия инверсионной симметрии в структурах HgCdTe/HgTe/HgCdTe за счет асимметрии границ (*interface inversion asymmetry*, ИА), который в рамках 4-х зонной \mathbf{kP} -модели описывается одним параметром $g4$ [14], приводит к “спиновому” расщеплению состояний потолка валентной зоны, так что кратность вырождения уменьшается до 4-х. На рисунке 1 приведены изоэнергетические контуры верхнего отщепленного состояния, рассчитанные с учетом ИА в QW 8.3 нм с параметром $g4 = 0.8$. Этот рисунок показывает, что при уменьшении энергии (т.е. с ростом концентрации) до (18–18.5) мэВ изоэнергетические контуры двух приведенных на рисунке экстремумов сливаются, что должно приводить к удвоению циклотронной массы, m_h за счет удвоения dS/dE .

Экспериментально энергетический спектр валентной зоны в целом изучен значительно меньше [15–17]. Было показано, что при $d_{\text{QW}} (5-7)$ нм, когда экстремум валентной зоны находится при $\mathbf{k} = 0$, он сильно расщеплен за счет ИА [15, 17].

При $d > (7-7.5)$ нм, когда потолок валентной зоны формируется четырьмя латеральными экстремумами, энергетический спектр экспериментально изучен существенно меньше. В работе [18] было показано, что в QW с $d_{\text{QW}} = (8-20)$ нм при $p = (2-5) \times 10^{11}$ см $^{-2}$, эффективная масса близка к теоретиче-

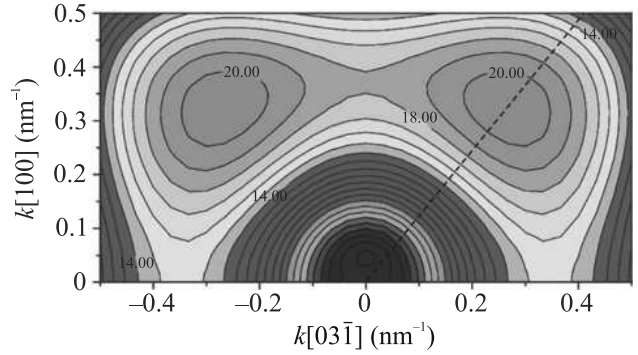


Рис. 1. (Цветной онлайн) Изоэнергетические контуры верхнего отщепленного состояния, рассчитанные с учетом ИА. Изоэнергетические контуры нижнего отщепленного состояния подобны и расположены примерно на 6 мэВ ниже по энергии. Ориентация подложки (013), ширина QW 8.3 нм, $g4 = 0.8$. Приведена половина картинка, вторая часть – зеркальное отображение. Энергия отсчитывается от $E(k = 0)$. Шаг 1 мэВ. Энергии для некоторых контуров показаны на графике. Пунктирная линия показывает направление, которое проходит через максимум $E(k)$

ской, но кратность вырождения, $K = 2$, а не 4, как должно быть с учетом ИА в симметричной яме. Было показано, что учет дополнительной асимметрии (например, различная ширины гетерограниц, или различные значения параметра, учитывающего вклад ИА на левой и правой стенках, $g4L$ и $g4R$, соответственно) приводит к 2-х кратному уменьшению K и, таким образом, позволяет снять это расхождение с теорией.

Экспериментальные исследования циклотронной массы дырок в QW с $d_{\text{QW}} = 8-20$ нм в диапазоне концентраций $p = (2-5) \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$, показали, что эффективная масса близка к теоретической [17]. Результаты этой работы приведены на рис. 2.

Сколь-нибудь детальные экспериментальные результаты при $d_{\text{QW}} > 20$ нм отсутствуют.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований эффективной массы дырок и кратности вырождения потолка валентной зоны в QW с $d_{\text{QW}} = (20-200)$ нм в диапазоне концентраций дырок $(2-6) \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$.

2. Экспериментальные результаты и обсуждение. Исследованные структуры Hg $_{1-x}$ Cd $_x$ Te/HgTe/Hg $_{1-x}$ Cd $_x$ Te ($x = 0.6-0.7$) были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs с ориентацией (013) с ширинами квантовых ям $d_{\text{QW}} = 22, 32, 46, 80, 88, 120, 200$ нм (кроме того, одна из структур с $d_{\text{QW}} = 80$ нм была выращена

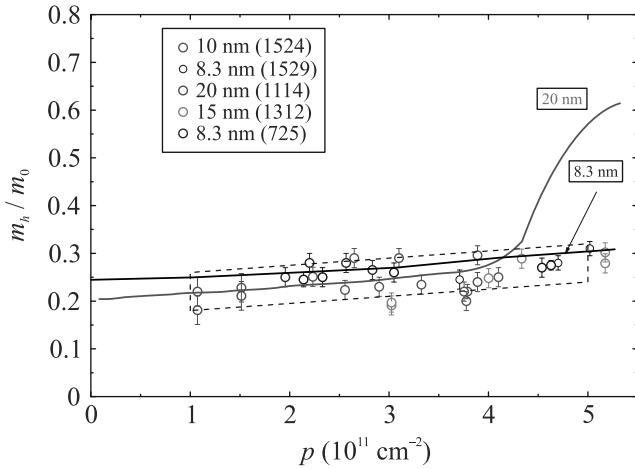


Рис. 2. (Цветной онлайн) Значения циклотронной массы дырок при различных концентрациях в структурах с d_{QW} от 8.3 до 20 нм (из работы [18]). Кривые – зависимости m_h/m_0 , рассчитанные для d_{QW} 8.3 и 20 нм при значениях $g4L = 0.8$, $g4R = 1$. Штриховой четырехугольник показывает область значений m_h/m_0 , в которой лежат все экспериментальные результаты

на подложке (100)). Измерения проводились на холловских мостиках с шириной канала 0.5 мм и расстоянием между потенциальными контактами 0.5 мм. После нанесения на поверхность мостиков подзатворного диэлектрика (парилена), в качестве затвора напылялся алюминий. Измерения проводились на постоянном токе, в линейном режиме, в диапазоне температур (1.3–4) К, в магнитных полях, B , до 5 Тл.

Экспериментальные результаты и их обработка одинакова для всех структур, исследованных в этой работе. Мы подробно рассмотрим их на примере структуры 180824 с $d_{QW} = 32$ нм.

Зависимости продольного сопротивления, R_{xx} , и коэффициента Холла, R_H , от магнитного поля, приведенные на рис. 3а, показывают, что в транспорте принимают участие по крайней мере 2 типа носителей: электроны, которые определяют зависимости R_{xx} и R_H от магнитного поля в малых магнитных полях, $B < 0.3$ – 0.5 Тл (аналогичные зависимости наблюдаются при всех $V_g < 0$). При $V_g > 0$ дырочный вклад в проводимость исчезает и R_{xx} , R_H определяются только электронами зоны проводимости. Это является следствием того, что при $d_{QW} > 14$ – 15 нм квантовая яма HgTe является полуметаллом: дно зоны проводимости, которое находится в центре зоны Бриллюэна, при $\mathbf{k} = 0$, расположено ниже по энергии, чем боковые экстремумы валентной зоны (вставка на рис. 3а). Зависимость концентрации дырок и

электронов от V_g приведена на рис. 3б. Концентрация электронов при $V_g < 0$ определялась из анализа зависимостей R_{xx} и R_H от магнитного поля в интервале $0.03 < B < 0.6$ Тл в модели проводимости двумя типами носителей, а при $V_g > 0$ из эффекта Холла при $B = 0.03$ Тл, $n = 1/eR_H$.

Концентрация дырок определялась как из анализа зависимостей R_{xx} и R_H от магнитного поля в интервале $0.05 < B < 1$ Тл в модели проводимости двумя типами носителей, так и из частоты (F) осциллирующей SdH, $p_{SdH} = (e/h)F \cdot K$ (рис. 4а). Рисунок 3б показывает, что при $K = 2$, p_{SdH} в пределах экспериментальной ошибки совпадает с холловской концентрацией дырок³⁾.

Рисунок 3б показывает также, что зависимость заряда квантовой ямы от V_g линейна во всем диапазоне V_g , что свидетельствует об отсутствии неучтенных каналов проводимости. Этот вывод подтверждается тем, что наклон зависимости $Q/(e \cdot V_g)$ в пределах ошибки совпадает с C/S_g , где C – емкость между 2D-газом и затвором, S_g – площадь затвора.

Для примера рассмотрим осцилляции $R_{xx}(B)$ в дырочной области при $V_g = -4$ В, приведенные на рис. 3а. Спектр Фурье осциллирующей части R_{xx} ($\delta R_{xx} = (R_{xx} - R^{\text{мон}})/R^{\text{мон}}$, где $R^{\text{мон}}$ – монотонная часть магнитосопротивления) при $V_g = -4$ В приведен на рис. 4а. Низкочастотная компонента спектра соответствует вкладу электронов в осцилляции $R_{xx}(B)$, а высокочастотная – вкладу дырок. Это сразу следует из температурной зависимости амплитуды этих компонент (рис. 4а). При увеличении T от 1.32 до 2.4 К амплитуда низкочастотной компоненты уменьшается всего лишь на 20% (это соответствует малой эффективной массе электронов), а амплитуда высокочастотной примерно в 5 раз.

Первый вывод, который можно сделать из рис. 3б и 4а, заключается в том, что кратность вырождения уровней Ландау в валентной зоне равна 2. Это следует из того, что концентрация дырок, определенная из периода высокочастотных осцилляций, считая, что уровни Ландау 2-хкратно вырождены, в пределах ошибки совпадает с холловской концентрацией.

Для определения эффективной массы дырок по температурной зависимости амплитуды осцилляций, Ampl , эти осцилляции были восстановлены обратным Фурье преобразованием отфильтрованного (как показано штриховой линией на рис. 4а) спектра Фу-

³⁾Эта работа посвящена изучению спектра валентной зоны, поэтому здесь мы не будем обсуждать поведение R_{xx} и R_H в электронной области. Подробный анализ для этой структуры в электронной области приведен в работе [18].

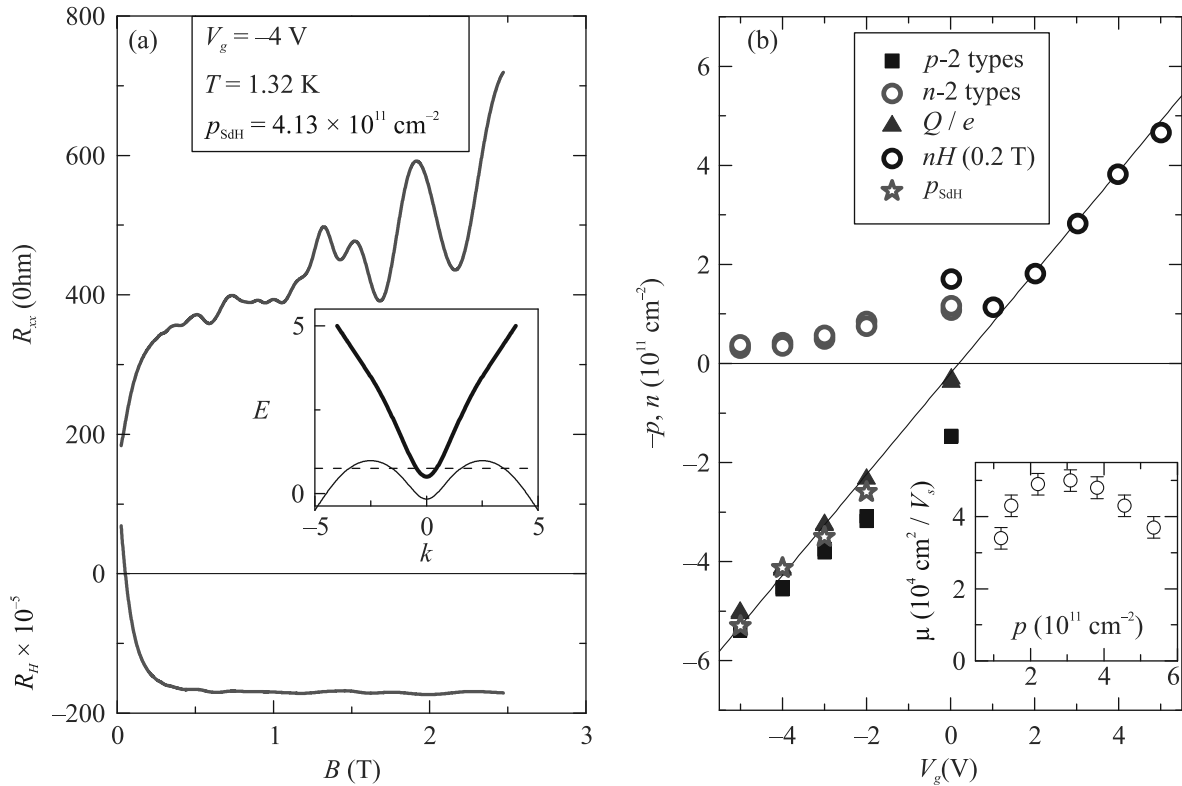


Рис. 3. (Цветной онлайн) (а) – Зависимости R_{xx} и R_H , от магнитного поля. На вставке – эскиз $E_c(k)$, $E_v(k)$ при $d_{\text{QW}} > 14$ нм. (б) – Зависимости концентраций дырков, p , и электронов, n , от V_g , найденных в модели проводимости двумя типами носителей при напряжении затвора $V_g < 0$, и p , определенной из периода осцилляций SdH, в предположении 2-х кратного вырождения уровней Ландау, и зависимость заряда ямы $Q/e = -p + n$ от V_g , где e – заряд электрона. На вставке – зависимость подвижности дырков от их концентрации

рье (рис. 4b). На рисунке 4с точками показаны значения Ampl для нескольких температур в магнитном поле 1.5 Тл. Приведенная на этом рисунке кривая, соответствует формуле Лифшица-Косевича, дающая наилучшее согласие с экспериментальными результатами. Оно достигается при $m_h/m_0 = 0.22$. Для оценки ошибки величина m_h/m_0 определялась при различных магнитных полях. Эти результаты приведены на рис. 4d. Таким образом, при $p = 4.05 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, $m_h/m_0 = 0.22 \pm 0.03$. Такие измерения и анализ были проведены во всем доступном интервале концентраций и эти результаты приведены на рис. 5 вместе с рассчитанной зависимостью $m_h(p)/m_0$.

Видно, что при концентрации дырков меньше $3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ m_h/m_0 хорошо согласуется как с результатами при $d_{\text{QW}} 8\text{--}20$ нм (рис. 2), так и с теоретической зависимостью. Но резкого роста m_h/m_0 , связанного с попарным слиянием боковых экстремумов, не наблюдается.

Рассчитанные зависимости m_h/m_0 от концентрации дырков, при некоторых d_{QW} , в диапазоне (20–200) нм приведены на рис. 6. На этом рисунке мы

привели экспериментальные результаты m_h/m_0 , полученные лишь в структурах с $d_{\text{QW}} = 200$ нм. Экспериментальные значения m_h/m_0 в структурах с $d_{\text{QW}} = 22, 32, 46, 60, 88, 120$ нм попадают в штриховой четырехугольник (экспериментальные значения мы не привели, потому что их слишком много и понять, к какой структуре относятся те или другие символы, очень трудно).

Видно, что концентрация дырков, при которой происходит скачок m_h/m_0 , связанный с попарным слиянием боковых экстремумов, очень сильно должен уменьшаться с ростом d_{QW} и при $d_{\text{QW}} = 200$ нм такой скачок должен наблюдаться при $p = 0.4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Однако экспериментальные значения m_h/m_0 при всех d_{QW} близки друг к другу и плавно возрастают от (0.2 ± 0.03) при $p = 2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ до (0.3 ± 0.03) при $p = 5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.

Можно подумать, что m_h/m_0 сильно зависит от ориентации QW. Мы имели возможность проверить это для QW с $d_{\text{QW}} = 80$ нм, которые мы имели с двумя ориентациями подложки – (013) и (100). Экспериментальные значения m_h/m_0 при различных концен-

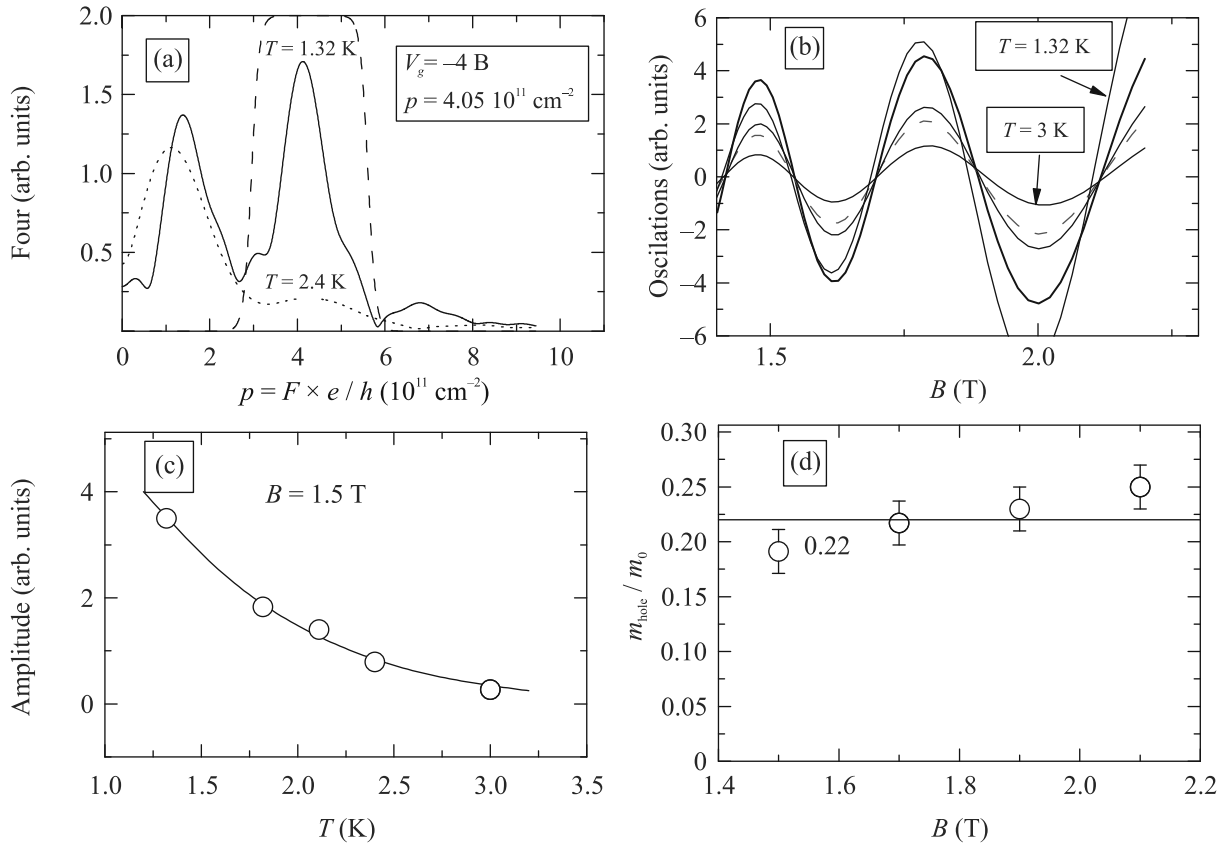


Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Спектр Фурье осцилляций R_{xx} , приведенных на рис. 3а; штриховой линией показан фильтр, для выделения вклада дырок в осцилляции R_{xx} . (b) – Осцилляции SdH дырок, найденные после фильтрации спектра Фурье, как показано на рис. 4а. (c) – Точки – амплитуда SdH осцилляций при различных температурах в поле 1.5 Тл. Кривая соответствует формуле Лифшица–Косевича с $m_h/m_0 = 0.22$. (d) – Значения m_h/m_0 , определенные при различных значениях B

трациях, приведенные на вставке рис. 6, показывают, что $m_h(p)/m_0$ в пределах экспериментальной ошибки от ориентации не зависит.

Таким образом, во всем диапазоне d_{QW} от 8 до 200 нм, при концентрациях дырок $(1.5\text{--}5.5) \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ кратность вырождения состояний вблизи потолка валентной зоны равна 2. Эффективная масса дырок при всех d_{QW} монотонно возрастает с ростом их концентрации с $m_h/m_0 = (0.2 \pm 0.03)$ до (0.3 ± 0.03) . Такое поведение разительно отличается от теоретического расчета спектра в рамках 4-х зонной \mathbf{kP} -модели, которым предсказывается скачкообразное (примерно в 2 раза) увеличение m_h/m_0 при концентрации дырок $(4\text{--}4.5) \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ в QW 20 нм и при концентрации дырок $0.4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ в QW 200 нм.

С чем могло бы быть связано такое отличие? 1) В эксперименте концентрация дырок изменялась напряжением затвора, т.е. при наличии электрического поля в яме (E_z), а расчет сделан для “пустого” спектра. Для более строгих самосогласованных расчетов

необходимо знать распределение заряда дырок по z , т.е. необходимо знать волновые функции при энергиях меньше энергии Ферми, при всех значениях k_x, k_y . Эта задача представляется слишком сложной и для оценки роли электрического поля в яме мы ограничимся рассмотрением влияния $E_z = \text{const}$). Результаты расчета зависимости m_h/m_0 от концентрации дырок при $E_z = 5 \cdot 10^2 \text{ V/cm}$, приведенные на рис. 7, показывают, что двукратно вырожденные состояния потолка валентной зоны расщепляются и скачок массы в одной ветви сдвигается в сторону меньших концентраций, а в другой – в сторону больших. В поле $5 \cdot 10^2 \text{ V/cm}$ при $p < 2.5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ заполнено лишь одно верхнее состояние, так что кратность вырождения в этом диапазоне должна быть равна 1, а $m_h/m_0 \approx 0.17$. При $2.5 \cdot 10^{10} < p < 5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ заполнены оба: верхнее и нижнее (обозначенные на рис. 7 как upper and bottom) состояния, так что кратность вырождения должна быть равна 2, а $m_h/m_0 \approx (0.17\text{--}0.18)$. При $5 \cdot 10^{10} < p < 1.2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ за-

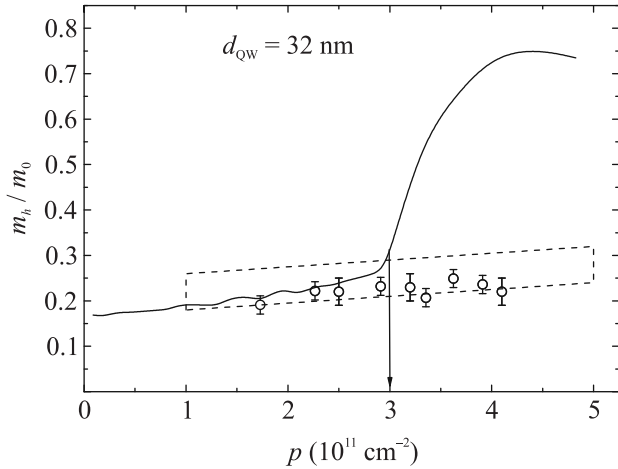


Рис. 5. Точки – масса дырок при различных концентрациях при $d_{QW} = 32$ нм. Кривая – рассчитанная зависимость m_h/m_0 . Стрелка показывает концентрацию дырок, при которой должны попарно сливаться боковые экстремумы, что приводит к резкому росту m_h/m_0 . Штриховой четырехугольник тот же, что на рис. 2. Он показывает область значений m_h/m_0 , в которой лежат все экспериментальные результаты при $8 < d_{QW} < 20$ нм [18]

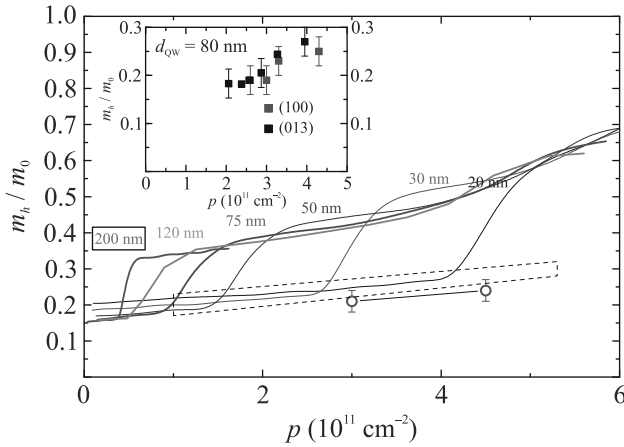


Рис. 6. (Цветной онлайн) Кривые – рассчитанные зависимости $m_h(p)/m_0$ при некоторых d_{QW} . Точки – экспериментальные значения для самой большой $d_{QW} = 200$ нм. Штриховой четырехугольник тот же, что на рис. 2 и 5. Он показывает область значений m_h/m_0 , в которой лежат все экспериментальные результаты при $8 < d_{QW} < 20$ нм (рис. 2) и при $d_{QW} = 22, 32, 46, 60, 88, 120$ нм. На вставке приведены экспериментальные значения m_h/m_0 для двух структур с $d_{QW} = 80$ нм с ориентациями подложки (013) и (100)

полнено верхнее состояние, масса в котором стала $m_h/m_0 \approx 0.36$ и нижнее с массой $m_h/m_0 \approx 0.18$. А при $p > 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ заполнены оба состояния с близкими массами $m_h/m_0 \approx (0.35-0.38)$. Таким

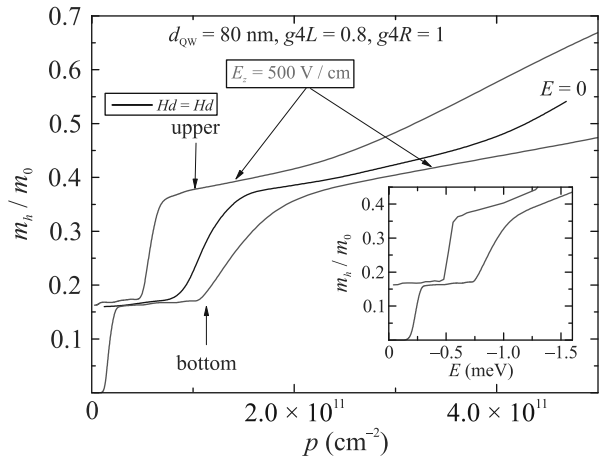


Рис. 7. (Цветной онлайн) Зависимости m_h/m_0 от концентрации в каждой из расщепленных электрическим полем E_z ветвях спектра (upper and bottom). На вставке – зависимости m_h/m_0 от энергии, отсчитанной от потолка валентной зоны, при различных значениях электрического поля E_z

образом, теория предсказывает, что в структуре с $d_{QW} 80$ нм при наличии электрического поля E_z , с ростом концентрации дырок должна изменяться как кратность вырождения, так и величина эффективной массы. Но при $p > 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ как и в отсутствие поля, кратность вырождения должна быть равна 2, а $m_h/m_0 \approx 0.4-0.45$.

Такое поведение m_h/m_0 не наблюдается – m_h/m_0 во всем интервале концентраций остается в интервале 0.2–0.3. Таким образом, расхождение теории с экспериментом не связано с тем, что на рис. 6 приведены результаты несамосогласованных расчетов.

2) Во всех расчетах мы полагали, что деформация в квантовой яме остается такой же, как в узких ямах. Но в широких ямах она может частично сниматься. Чтобы оценить роль этого фактора мы рассчитали зависимость $m_h(p)/m_0$ при двух значениях добавки к гамильтониану, H_p , учитывающей вклад деформации: H_p , соответствующей полной деформации (узкие ямы) и $0.5 H_p$ (рис. 8).

Видно, что концентрация, при которой должен наблюдаться скачок m_h/m_0 , практически не зависит от деформации.

Таким образом, причины разительного отличия зависимостей $m_h(p)/m_0$ от теоретических остается не известными. Это вызывает сомнения в том, что используемые kP расчеты адекватно описывают валентную зону при всех d_{QW} .

Следует отметить, что прямых экспериментальных свидетельств (доказательств) существования четырех достаточно высоких боковых экстремумов нет.

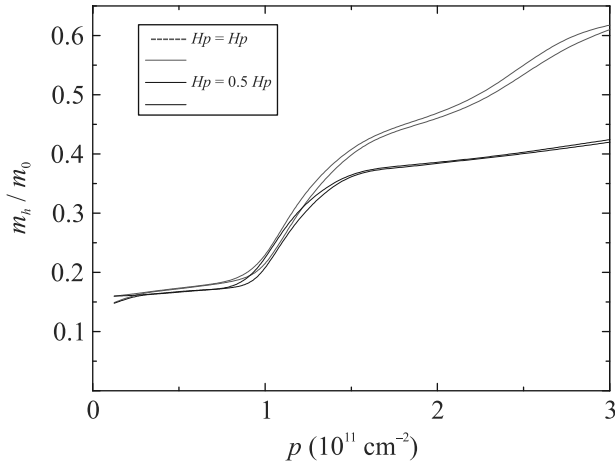


Рис. 8. (Цветной онлайн) Зависимость $m_h(p)/m_0$ при двух значениях добавки к гамльтониану, описывающему вклад деформации H_p и $0.5 H_p$

То, что при $d_{QW} < 20$ нм и $p < 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ удается согласовать эксперимент с теорией, таким доказательством не является.

В заключение, исследования энергетического спектра потолка валентной зоны в квантовых ямах HgTe шириной от 8 до 200 нм показывают, что при концентрации дырок $p < 6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, кратность вырождения состояний потолка валентной зоны равна 2, циклотронная масса дырок монотонно возрастает с ростом концентрации от $1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ до $5.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, с m_h от $0.2m_0$ до $0.3m_0$. Сопоставление с проведенными в рамках 4-х зонной kP -модели расчетами $m_h(p)/m_0$, показывает разительное отличие от экспериментальных зависимостей $m_h(p)/m_0$. Проведенные оценки роли электрического поля E_z в яме и роли деформации не могут объяснить отличия экспериментальных результатов от теоретических.

Причины такого отличия остаются неясными.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, грант # 075-15-2020-797 (13.1902.21.0024).

1. L. G. Gerchikov and A. Subashiev, Phys. Status Solidi b **160**, 443 (1990).
2. X. C. Zhang, A. Pfeuffer-Jeschke, K. Ortner, V. Hock, H. Buhmann, C. R. Becker, and G. Landwehr, Phys. Rev. B **63**, 245305 (2001).

3. E. G. Novik, A. Pfeuffer-Jeschke, T. Jungwirth, V. Latussek, C. R. Becker, G. Landwehr, H. Buhmann, and L. W. Molenkamp, Phys. Rev. B **72**, 035321 (2005).
4. Y. Ren, Z. Qiao, and Q. Niu, Rep. Progr. Phys. **79**(6), 066501 (2016); doi: 10.1088/0034-4885/79/6/066501.
5. C. R. Becker, V. Latussek, G. Landwehr, and L. W. Molenkamp, Phys. Rev. B **68**, 035202 (2003).
6. S. Dvoretzky, N. Mikhailov, Yu. Sidorov, V. Shvets, S. Danilov, B. Wittman, and S. Ganichev, ElectronicMaterials **39**, 918 (2010).
7. G. Landwehr, J. Gerschütz, S. Oehling, A. Pfeuffer-Jeschke, V. Latussek, and C. R. Becker, Physica E **6**, 713 (2000).
8. X. C. Zhang, A. Pfeuffer-Jeschke, K. Ortner, C. R. Becker, and G. Landwehr, Phys. Rev. B **65**, 045324 (2002).
9. K. Ortner, X. C. Zhang, A. Pfeuffer-Jeschke, C. R. Becker, G. Landwehr, and L. W. Molenkamp, Phys. Rev. B **66**, 075322 (2002).
10. Z. D. Kvon, E. B. Olshanetsky, E. G. Novik, D. A. Kozlov, N. N. Mikhailov, I. O. Parm, and S. A. Dvoretzky, Phys. Rev. B **83**, 193304 (2011).
11. X. C. Zhang, A. Pfeuffer-Jeschke, K. Ortner, V. Hock, H. Buhmann, C. R. Becker, and G. Landwehr, Phys. Rev. B **63**, 245305 (2001).
12. M. S. Zholudev, A. V. Ikonnikov, F. Teppe, M. Orlita, K. V. Maremyanin, K. E. Spirin, V. I. Gavrilenko, W. Knap, S. A. Dvoretzkiy, and N. N. Mihailov, Nanoscale Res. Lett. **7**, 534 (2012).
13. G. M. Minkov, V. Ya. Aleshkin, O. E. Rut, A. A. Sherstobitov, A. V. Germanenko, S. A. Dvoretzki, and N. N. Mikhailov, Physica E **116**, 113742 (2020).
14. E. L. Ivchenko, *Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures*, Alpha Science International, Harrow, UK (2005), p. 427.
15. Э. Д. Квон, М. Л. Савченко, Д. А. Козлов, Е. Б. Олшанецкий, А. С. Ярошевич, Н. Н. Михайлов, Письма в ЖЭТФ **112**(3), 174 (2020).
16. А. Ю. Кунцевич, Е. В. Тупиков, С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов, М. Резников, Письма в ЖЭТФ **111**(11), 750 (2020).
17. G. M. Minkov, A. V. Germanenko, O. E. Rut, A. A. Sherstobitov, M. O. Nestoklon, S. A. Dvoretzki, and N. N. Mikhailov, Phys. Rev. B **93**, 155304 (2016).
18. G. M. Minkov, V. Ya. Aleshkin, O. E. Rut, A. A. Sherstobitov, A. V. Germanenko, S. A. Dvoretzki, and N. N. Mikhailov, Phys. Rev. B **96**, 035310 (2017).