

Эффективная масса и g -фактор электронов в широких квантовых ямах теллурида ртути *

© С.В. Гудина¹, В.Н. Неверов¹, Е.В. Ильченко¹, А.С. Боголюбский¹, Г.И. Харус¹, Н.Г. Шелушнина¹, С.М. Подгорных^{1,2}, М.В. Якунин^{1,2}, Н.Н. Михайлов^{3,4}, С.А. Дворецкий^{3,5}

¹ Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук, 620137 Екатеринбург, Россия

² Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, 620002 Екатеринбург, Россия

³ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия

⁴ Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

⁵ Национальный исследовательский Томский государственный университет, 634050 Томск, Россия

E-mail: svporova@imp.uran.ru

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

Измерены магнитополевые ($0 < B < 9$ Тл) зависимости продольного и холловского сопротивлений при фиксированных температурах ($2 < T < 50$ К) для системы $\text{HgCdTe}/\text{HgTe}/\text{HgCdTe}$ с квантовой ямой HgTe шириной 20.3 нм. Активационный анализ кривых магнитосопротивления был использован в качестве инструмента для определения щелей подвижности между соседними уровнями Ландау. Значения энергии активации, полученные из температурных зависимостей продольного сопротивления в областях плато квантового эффекта Холла с факторами заполнения $\nu = 1, 2, 3$, позволили сделать оценки эффективной массы и g -фактора электронов в исследуемой системе. Получены указания на возможность больших значений g -фактора ($\cong 80$).

DOI: 10.21883/FTP.2018.01.45312.39

1. Введение

В гетероструктурах на основе HgTe и CdTe скомбинированы широкозонный (CdTe) и бесщелевой (HgTe) полупроводники, основные зоны в которых образуются состояниями симметрии Γ_8 и Γ_6 . В последние годы, благодаря развитию технологии молекулярно-лучевой эпитаксии, для экспериментальных исследований стали доступны высокоподвижные структуры на основе HgTe (см., например, [1] и ссылки в ней). Слоистые квантовые структуры, образованные HgTe и CdTe , привлекают внимание благодаря большому разнообразию возможностей реализации зонной структуры в образцах.

В зависимости от ширины одиночные квантовые ямы (QW) HgTe между барьерами, образованными CdTe (или HgCdTe с большой запрещенной щелью), могут быть реализованы в двух различных режимах [1,2]. Для квантовых ям малой ширины открытая щель формируется между подзоной электроноподобных легких частиц (E_1) и подзоной тяжелых дырок (H_1), что соответствует нормальному (обычному) порядку зон. С увеличением ширины QW подзона E_1 опускается ниже подзоны тяжелых дырок H_1 , в то время как подзона H_1 становится электронной. Такие квантовые ямы обладают инверсной зонной структурой. Инверсный режим наступает, когда ширина QW, d_{QW} , становится больше критической $d_c \cong 6.3$ нм.

Известно, что эффективное зондирование спектра уровней Ландау (LL) можно осуществить с помощью

анализа активационной проводимости в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ). В такого рода экспериментах могут быть определены расстояния между соседними уровнями Ландау и плотность локализованных состояний в щелях подвижности при сканировании их уровнем Ферми [3–7].

Экспериментальное восстановление энергетического спектра особенно важно для систем со сложной зонной структурой, где картина LL не определяется только циклотронной энергией с данной эффективной массой, как для простой системы с параболическим законом дисперсии.

Что касается 2D структур на основе HgTe , то в работе [8] энергии активации были определены из температурных зависимостей продольного сопротивления в области плато КЭХ ($\nu = 1, 2$) в квантовой яме HgTe шириной 6.6 нм в магнитных полях до 34 Тл при азотных температурах. Были получены указания на большие значения g -фактора (~ 30 –40).

В квантовых ямах HgTe шириной меньше и больше критической d_c ($d_{\text{QW}} = 5.9$ и 11 нм) с конечной запрещенной щелью КЭХ был исследован вплоть до температур 50 К [9]. Из измерений температурно-зависимого магнитотранспорта были извлечены значения расстояний между LL: 40–45 мэВ для $\nu = 1$ и 25 мэВ для $\nu = 2$, в хорошем согласии со спектром уровней Ландау, рассчитанным в рамках $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ модели.

В нашей предыдущей работе [10] мы исследовали переходы плато–плато КЭХ в широком интервале тем-

ператур $T = 2.9\text{--}50\text{ К}$ в системе $\text{HgCdTe}/\text{HgTe}/\text{HgCdTe}$ с инвертированной зонной структурой. В следующей работе [11] впервые представлены данные по прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка в областях плато КЭХ в гетероструктуре $\text{HgTe}/\text{HgCdTe}$. Настоящая работа посвящена восстановлению спектра LL в квантовой яме HgTe в той же системе с помощью квантового эффекта Холла.

2. Характеристика образцов

Мы представляем исследование квантовой проводимости в квантовой яме HgTe шириной 20.3 нм , выращенной на подложке GaAs , ориентированной в плоскости (013). Структура была симметрично легирована In на расстоянии 10 нм . Концентрация электронов составляла $n_S = 1.5 \cdot 10^{15}\text{ м}^{-2}$, подвижность была $22\text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$.

Двумерный электронный газ (2DEG) в широкой квантовой яме HgTe ($d > d_c \cong 6.3\text{ нм}$) характеризуется крайне специфическим энергетическим спектром с инвертированной зонной структурой, малой эффективной массой $m_c \approx (0.02\text{--}0.03)m_0$ и соответственно большим расщеплением уровней Ландау. Зонные структуры объемных HgTe и CdTe и простая модель, описывающая свойства соответствующих подзон квантовой ямы HgTe/CdTe , представлены в работе [12].

В инвертированном режиме в квантовой яме HgTe первая размерно-квантованная подзона тяжелых дырок $H1$ имеет электронный характер [13] и является зоной проводимости. При $d_{\text{QW}} > 8\text{ нм}$ верхней валентной зоной становится вторая размерно-квантованная подзона тяжелых дырок $H2$ с немонотонным законом дисперсии.

Существенное перекрытие (порядка нескольких мэВ) зоны проводимости $H1$ с боковыми экстремумами валентной зоны $H2$ может быть получено, если в расчетах принять во внимание напряжение, возникающее в слое HgTe из-за несоответствия постоянных решетки HgTe и CdTe [14]. В квантовой яме с концентрацией электронов $n \geq 1.5 \cdot 10^{15}\text{ м}^{-2}$ этот эффект нельзя почувствовать экспериментально, поскольку уровень Ферми лежит выше области перекрытия.

В системе, которую мы исследуем, проводимость обеспечивается электронами зоны $H1$ с экстремально малыми значениями эффективной массы носителей: для $n = 1.5 \cdot 10^{15}\text{ м}^{-2}$ эффективная масса на уровне Ферми $m_c = (0.022\text{--}0.026)m_0$ [15,16], и с большим значением g -фактора, $g \cong 50$ [16].

Спектр уровней Ландау, рассчитанный для структуры $\text{HgTe}/\text{Hg}_{0.35}\text{Cd}_{0.65}\text{Te}$ ([001]) с $d_{\text{QW}} = 20\text{ нм}$ в изотропном приближении, показан на рис. 1. Нумерация уровней Ландау соответствует обозначениям работы [17]. Отметим, что имеются опубликованные расчеты для КЯ $\text{HgTe}/\text{CdHgTe}$ (013) такой же ширины [18].

На рис. 1 от второй подзоны пространственного квантования показан только ведущий себя необычно и актуальный для данного исследования уровень $0\downarrow(H2)$. Видно, что уровни Ландау существенно неэквидистантны и нелинейны по магнитному полю, что связано со

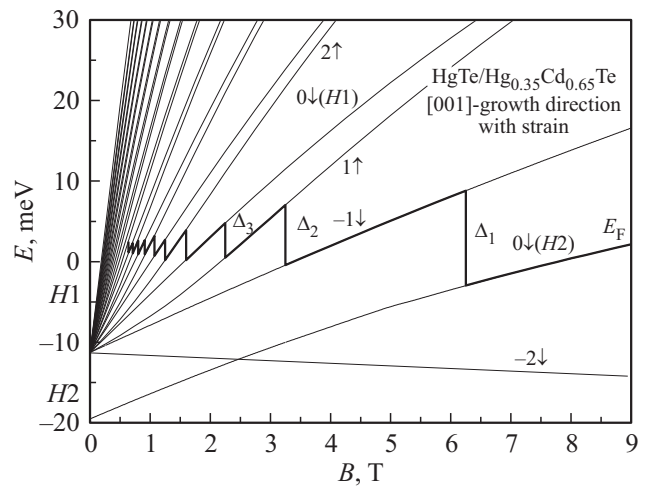


Рис. 1. Изменение уровней Ландау при изменении магнитного поля для первой подзоны пространственного квантования $H1$ и актуальный уровень Ландау от второй подзоны $H2$ пространственного квантования носителей заряда для квантовой ямы $n\text{-HgTe}/\text{Hg}_{0.3}\text{Cd}_{0.7}\text{Te}$ (001) $d_{\text{QW}} = 20\text{ нм}$, $n = 1.5 \cdot 10^{11}\text{ см}^{-2}$.

смешанной природой подзон $H1$ и $H2$ в инверсном режиме из-за взаимодействия между состояниями тяжелых дырок и легких частиц при конечном значении волнового вектора k_{\parallel} . Только наинизший уровень Ландау ($N = -2\downarrow$) подзоны $H1$ содержит чистые состояния тяжелых дырок, которые не смешиваются с состояниями легких частиц [17,18] (см. также работу [19] и ссылки в ней).

В работе [19] показано, что этот уровень имеет одинаковую природу в 2D и 3D системах, и в обозначениях Галднера и др. [20] его энергия может быть представлена следующим образом: $E_b(0) = (e\hbar B/m)\varepsilon_b(0)$, где

$$\varepsilon_b(0) = \frac{1}{2}(\gamma_1^L + \gamma^L) - \frac{3}{2}\kappa^L, \quad (1)$$

γ_1^L, γ^L и κ^L — параметры Латтинжера для зоны Γ_8 в обозначениях Пиджина и Брауна [21]. Отметим, что зависимость от магнитного поля энергии однокомпонентной волновой функции наинизшего уровня Ландау подзоны $H1$ в работе Криштопенко и др. [22] соответствует выражению (1).

Зная параметры Латтинжера для HgTe ($\gamma_1^L = 12.8$, $\gamma^L = 8.4$ и $\kappa^L = 10.5$ [20]), находим

$$3\kappa^L > (\gamma_1^L + \gamma^L), \quad (2)$$

и в соответствии с (1) энергия уровня $N = -2$ уменьшается линейно с увеличением магнитного поля (см. рис. 1), обнаруживая тем самым дырочный характер. Все остальные уровни Ландау подзоны $H1$, благодаря взаимодействию с состояниями легких частиц, демонстрируют электронный характер: их энергия увеличивается с ростом магнитного поля.

Комбинированное действие пространственного ограничения и квантуемого магнитного поля на четырехкратно вырожденную в объемном кристалле при $k = 0$

зону Г8 приводит к сложному виду спектра магнитных уровней двумерной системы [19]. В пределе малых магнитных полей, когда энергия магнитных подуровней много меньше расстояния Δ_{H1} между подуровнями размерного квантования тяжелых дырок и легких носителей, возможно аналитическое решение. В этом случае уровни Ландау основной размерно-квантованной подзоны тяжелых дырок линейно смещаются с магнитным полем [23–25]:

$$E^+(N) = \left\{ (\gamma_1^L + \gamma^L) \left(N \mp \frac{3}{2} \right) \pm \frac{3}{2} \kappa^L \right\} \hbar\omega_0, \quad (3)$$

где $N = -1, 0, 1, \dots$ для E^- ; $N = 2, 3, 4, \dots$ для E^+ ; γ_1^L, γ^L и κ^L — параметры Латтинжера и $\hbar\omega_0 = eB/m_0$, m_0 — масса свободного электрона. Выражение (3) можно представить в эквивалентной форме:

$$E^\pm(L) = \left(L + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega_c \pm \frac{g^*}{2} \mu_B B, \quad (4)$$

где $L = 0, 1, 2, \dots$ ($L = N + 1$ для E^- и $L = N - 1$ для E^+), $\hbar\omega_c = \frac{\hbar e B}{m_c}$, μ_B — магнетон Бора, эффективная масса вблизи дна подзоны $H1$, $m_c = m_0/(\gamma_1^L + \gamma^L)$, и эффективный g -фактор, $g^* = 6\kappa^L$ (см. также работы [26,27] по зеемановскому расщеплению уровней размерного квантования тяжелых дырок зоны Г8).

Вводя обозначения для спинового (зеемановского) $\Delta_Z = 6\kappa^L \mu_B B$ и орбитального (циклотронного) $\Delta_c = \hbar\omega_c$, $\omega_c = eB/m_c$, расщеплений для энергий электронов вблизи дна зоны проводимости $H1$, согласно (2) находим, что $\Delta_Z > \Delta_c$. Таким образом, специфичность квантовых ям на основе HgTe в режиме инверсного расположения зон заключается в том, что номинально (в обозначениях уровней Ландау с помощью доминирующей компоненты спина при энергиях вблизи дна подзоны $H1$, $k_{\parallel} \approx 0$) спиновое расщепление в зоне проводимости оказывается больше орбитального расщепления (по крайней мере при энергиях электронов вблизи дна зоны проводимости $H1$), что схематически представлено на вставке рис. 4. Такое соотношение спинового и циклостронного расщеплений есть следствие конкретных численных значений параметров Латтинжера в HgTe (см. формулу (2)).

Кроме того, получаем оценки для эффективной массы и g -фактора основной размерно-квантованной подзоны $H1$ тяжелых дырок КЯ HgTe (при достаточно малых энергиях): $m_c = m_0/(\gamma_1^L + \gamma^L) = 0.047m_0$; $g^* = 6\kappa^L = 61.5$.

В более высоком магнитном поле при $\hbar\omega_c \geq \Delta_{H1}$ перемешивание состояний легких и тяжелых дырок приводит к тому, что зависимость уровней Ландау от магнитного поля становится существенно нелинейной, что приводит к их неэквидистантности.

Из рис. 1 видно, что уровень Ландау подзоны $H2$ с $N = 0 \downarrow$ становится наивысшим уровнем Ландау в этой подзоне при $B \geq 5$ Тл как следствие смешивания

тяжелых и легких состояний. Необычное поведение уровня $N = -2 \downarrow$ зоны проводимости в квантовых ямах HgTe с инверсным порядком зон, вместе со специфичной дисперсией уровня $N = 0 \downarrow$ верхней валентной подзоны $H2$, приводит к пересечению состояний подзон проводимости и валентной при некотором значении магнитного поля B_c .

Такое поведение является характерным для широких квантовых ям на основе HgTe и было исследовано теоретически и экспериментально (см., например, [28]). В расчете для КЯ HgTe (001) наинизший уровень Ландау $N = -2 \downarrow$ подзоны $H1$ зоны проводимости и уровень $N = 0 \downarrow$ подзоны $H2$ валентной зоны пересекаются при $B_c \approx 2.5$ Тл (см. рис. 1). Отметим, что расчет для структуры КЯ HgTe (013) [18] с $d_W = 20.2$ нм показывает, что B_c чуть больше 2 Тл (см. рис. 1 из работы [18]).

Как следствие, уровень $N = -2 \downarrow$ является неактуальным (несущественным) в нашей ситуации, и в реальной области исследования при $B \gg B_c$ только уровень $N = 0 \downarrow$ подзоны $H2$ фигурирует как наинизший уровень Ландау зоны проводимости.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Мы использовали метод исследования термоактивационной магнитопроводимости для воссоздания спектра двумерного электронного газа в квантующих магнитных полях в широкой квантовой яме HgTe с инвертированной зонной структурой в системе HgCdTe/HgTe/HgCdTe. Были проведены измерения продольного (ρ_{xx}) и холловского (ρ_{xy}) сопротивлений в магнитных полях до 9 Тл в интервале температур $T = 2-50$ К (рис. 2).

На рис. 2 представлены магнитопольные зависимости ρ_{xx} для исследуемого образца при $T = 2.9-50$ К и ρ_{xy} ($T = 2.9$ К). Можно видеть особенности, характерные для КЭХ, такие как области плато на зависимостях

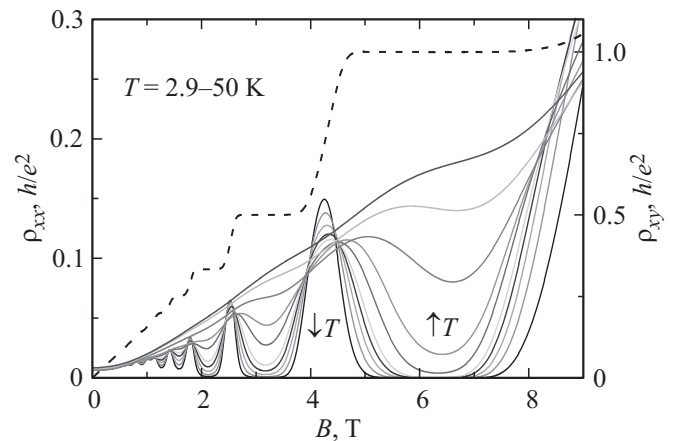


Рис. 2. Магнитопольные зависимости продольного (ρ_{xx}) (при $T = 2.9-50$ К) и холловского (ρ_{xy}) ($T = 2.9$ К) сопротивлений для исследуемого образца.

$\rho_{xy}(B)$, которым соответствуют глубокие минимумы на зависимостях $\rho_{xx}(B)$ для факторов заполнения до $\nu = 3$. Термоактивационная проводимость видна в областях магнитных полей, соответствующих плато КЭХ.

Наша первоначальная цель (см. рис. 1) — определить энергии активации продольного сопротивления ρ_{xx} в режиме КЭХ для $\nu = 1, 2$ и 3.

3.1. Энергия активации

В настоящее время общепринято, что возникновение плато с квантованными значениями сопротивления на зависимостях $\rho_{xy}(B)$, при соответствующих минимумах на зависимостях $\rho_{xx}(B)$, связано с существованием щелей подвижности в плотности состояний неупорядоченной 2D системы в сильном магнитном поле [29].

Когда уровень Ферми в режиме КЭХ оказывается в щели между соседними уровнями Ландау, наблюдается термоактивированное поведение ρ_{xx} (или σ_{xx}) благодаря возбуждению электронов в узкую полосу делокализованных состояний (шириной Γ) вблизи середины уширенного беспорядком уровня Ландау.

Как правило, используется предположение, что делокализованные состояния с дискретными значениями энергий $E = E_N$ разделены щелями подвижности $\Delta \gg k_B T$, что приводит к соотношению [3–5]

$$\rho_{xx}(T) \propto \exp(-E_A/k_B T), \quad (5)$$

где $E_A = |E_F - E_N|$.

Активационное поведение проводимости $\sigma_{xx}(T)$ для исследованного образца вблизи $\nu = 1$ и 2 проиллюстрировано на рис. 3, *a, b*. Показана подгонка зависимостей $\sigma_{xx}(T)$ законом Аррениуса (5) (прямые линии на

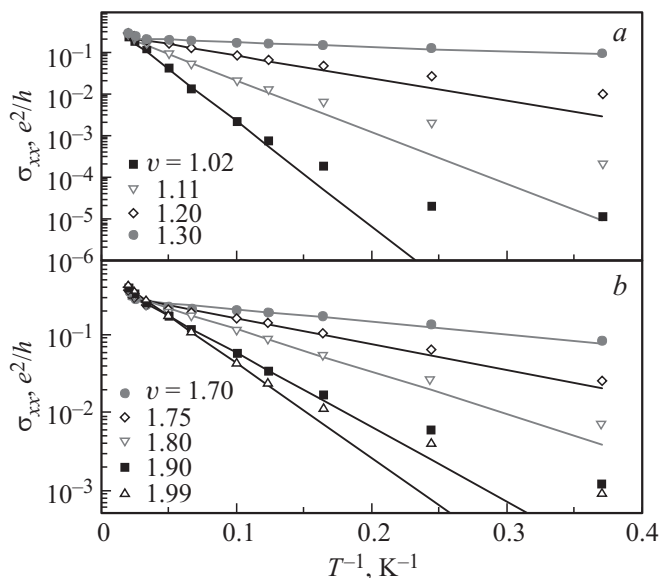


Рис. 3. Продольная проводимость σ_{xx} в логарифмическом масштабе от обратной температуры для исследованного образца вблизи $\nu = 1$ (*a*) и 2 (*b*). Прямыми линиями показана подгонка зависимостей $\sigma_{xx}(T)$ законом Аррениуса (5).

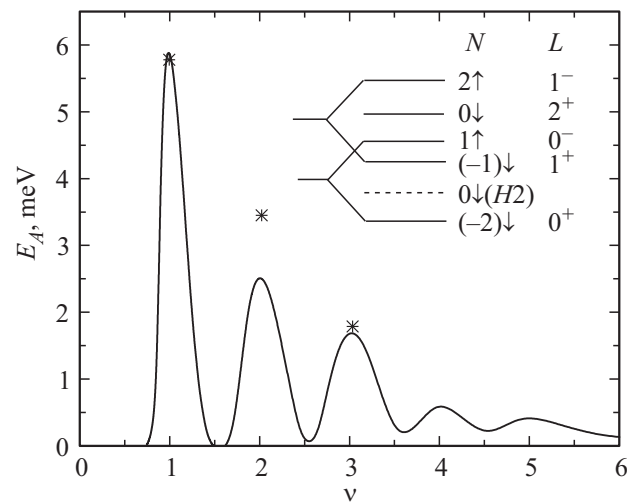


Рис. 4. Энергия активации в зависимости от фактора заполнения. Звездочками показаны теоретические оценки величин соответствующих щелей, полученные из расчетной картины уровней Ландау, представленной на рис. 1 для $\nu = 1, 2$ и 3. На вставке — схема уровней Ландау вблизи дна размерноквантованного уровня тяжелых дырок (уровня $H1$) для широкой КЯ HgTe ($\Delta_z > \Delta_c$). Обозначения: L — нумерация по формуле (4), N — нумерация по работе Novik et al. [17].

рис. 3) в диапазоне более чем один (для $\nu = 2$) или даже три (для $\nu = 1$) порядка величины проводимости при $T > 10$ К. Отклонение экспериментальных точек от прямой линии при $T \leq 10$ К объясняется вкладом проводимости с переменной длиной прыжка по локализованным состояниям на уровне Ферми E_F , которая обычно доминирует при достаточно низких T (см. [11]).

Энергия активации E_A как функция B для факторов заполнения вблизи $\nu = 1, 2$ и 3 для исследуемого образца представлена на рис. 4. Энергия активации достигает своего максимума E_A^{\max} при целочисленном значении фактора заполнения ν . Ширина щели подвижности, оцениваемая как $\Delta = 2E_A^{\max}$, тесно связана с разностью энергий между соседними уровнями Ландау $\Delta = |E_N - E'_N|$ в пределах погрешности порядка Г.

На рис. 4 также показано сравнение полученных значений энергий активации с теоретическими оценками, извлеченными из закона дисперсии уровней Ландау, представленными на рис. 1: расчетные значения полуширин щелей, $\Delta_\nu/2$, для $\nu = 1, 2$ и 3 обозначены звездочками. Видно, что экспериментально полученные значения энергетических щелей хорошо соответствуют расчетам в рамках $k \cdot p$ модели.

3.2. Оценка эффективной массы и g-фактора

Проанализируем полученные результаты более детально. Для $\nu = 1$ в исследуемом образце щель Δ_1 (между уровнем Ландау $N = 0\downarrow$ подзоны $H2$ и уровнем Ландау $N = -1\downarrow$ подзоны $H1$) соответствует магнитному полю $B_1 = 6.3$ Тл. Графически из рис. 1 видно,

что Δ_1 должно быть близко по величине к щели между размерно-квантованными уровнями тяжелых дырок $H1$ и $H2$ при $B = 0$:

$$\Delta_1 \cong E_{H1} - E_{H2} = 3\varepsilon_h, \quad (6)$$

где $\varepsilon_h = \frac{\pi^2}{2} \frac{\hbar^2}{m_{hh}d^2}$, m_{hh} — объемная масса тяжелых дырок. Для $m_{hh} = 0.25m_0$ [20] и $d = 20$ нм имеем $3\varepsilon_h = 9.6$ мэВ, что близко к экспериментальному значению $\Delta_1 \approx 12$ мэВ.

Заметим, что значение энергетической щели при $\nu = 1$, $\Delta_1 \approx 40$ мэВ, полученное в работе [9] для квантовой ямы HgTe шириной $d = 11$ нм, хорошо соответствует оценкам, сделанным с помощью выражения (6).

Рассмотрим поведение щелей подвижности между уровнями Ландау, соответствующими факторам заполнения $\nu = 2$ и 3. Если реализуется схема уровней Ландау с $\Delta_Z > \Delta_c$ (см. вставку на рис. 4), то справедливы соотношения:

$$\begin{aligned} \Delta_2 &= \Delta_Z(B_2) - \Delta_c(B_2), \\ \Delta_3 &= 2\Delta_c(B_3) - \Delta_Z(B_3), \end{aligned} \quad (7a)$$

где Δ_c и Δ_Z — циклотронное и зеемановское расщепление соответственно. После простых преобразований из (7a) имеем ($X_i = \Delta_i/\mu_B B_i$):

$$\begin{aligned} g - 2m_0/m_c &= X_2, \\ 4m_0/m_c - g &= X_3, \end{aligned} \quad (7b)$$

откуда находим $m_0/m_c = (X_2 + X_3)/2$; $g = 2X_2 + X_3$.

Используя экспериментальные значения $\Delta_2 = 5$ мэВ, $\Delta_3 = 3.6$ мэВ и $B_2 = 3.3$ Тл, $B_3 = 2.2$ Тл и $\mu_B = 5.8 \cdot 10^{-2}$ мэВ/Тл и пренебрегая зависимостью от поля эффективной массы и g -фактора для $B_3 < B < B_2$, мы получаем следующие оценки для параметров: $m_c/m_0 = 0.037 \pm 0.005$ и $g = 80 \pm 5$.

Сравним с теоретическими значениями параметров вблизи дна двумерной подзоны тяжелых дырок [23–27]: $g = 6\kappa^L$ ($\cong 60$ для HgTe) и $m_0/m_c = (\gamma_1 + \bar{\gamma})$ ($m_c/m_0 = 0.047$ для HgTe). Из рис. 1 видно, что с ростом магнитного поля (энергии) кривые зависимости уровней Ландау от B идут все круче (т.е. $m_c(E)$ убывает), тогда в соответствии с формулами (7)–(9) работы [26] (см. также формулу (11) работы [27]) $g(E)$ должно возрастать. Действительно, найденная нами масса на уровне Ферми (0.037 ± 0.005) m_0 на 20–30% меньше значения на дне зоны ($0.047m_0$), тогда как найденное значение $g = (80 \pm 5)$ на 20–30% больше оценки $g \approx 60$.

Заметим, что в случае, когда зеемановское расщепление меньше циклотронного ($\Delta_Z < \Delta_c$) в подзоне $H1$ (см. схему уровней Ландау на вставке к рис. 1 из работы [16]),

$$\begin{aligned} \Delta_2 &= \Delta_c(B_2) - \Delta_Z(B_2), \\ \Delta_3 &= \Delta_Z(B_3). \end{aligned} \quad (8a)$$

Тогда были бы справедливы соотношения

$$\begin{aligned} 2m_0/m_c - g &= X_2, \\ g &= X_3, \end{aligned} \quad (8b)$$

из которых следуют такие значения параметров: $m_c/m_0 = 0.037$ (как и в предыдущем случае) и $g = 28 \pm 2$. Отметим, что из уравнений (7b) для случая $\Delta_Z > \Delta_c$ и уравнений (8b) для $\Delta_Z < \Delta_c$ для эффективной массы находим одно и то же выражение: $m_0/m_c = (X_2 + X_3)/2$.

Отметим, что оценки циклотронной и зеемановской энергий, сделанные из активационного анализа в сильных магнитных полях, могут сильно отличаться от значений g и m_c/m_0 для энергий вблизи дна подзоны тяжелых дырок, также как от оценок циклотронной энергии, сделанных из анализа осцилляций Шубникова–де-Гааза в области слабых магнитных полей. Причиной является смешанная природа подзон тяжелых дырок при конечных $k_{||}$, что выражается в нелинейности полевой зависимости уровней Ландау в квантовых ямах HgTe с инверсной зонной структурой.

Экспериментально полученные ранее значения g -фактора и эффективной массы для квантовых ям HgTe противоречивы и зависят от ширины квантовой ямы и концентрации электронов. Так, для относительно узких квантовых ям было обнаружено, что $g = |20| \pm 5$ для симметрично легированных образцов с шириной ямы $d = 9$ нм ($n = 6.6 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$) [30] и $g \approx 20$ для квантовой ямы HgTe ($n = 4.66 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$) шириной 11 нм [9]. Для широкой квантовой ямы HgTe с $d = 20$ нм ($n = 1.5 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$) получено значение $|g| = 50–60$ [16].

В работе [30] циклотронная масса была определена из температурной зависимости осцилляций Шубникова–де-Гааза (ШдГ) в слабых магнитных полях для шести модуляционно легированных квантовых ямах n -HgTe ($d = 4.5$ нм). Получены следующие значения эффективных масс: $0.025m_0$ при $n = (4–6) \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$ и $0.034m_0$ при $n = 1 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$ в соответствии с теоретическими расчетами полуклассической циклотронной массы, основанными на 8×8 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ модели.

В работе [31] проведено исследование обменного усиления g -фактора электронов в КЯ HgTe/CdHgTe шириной 20 нм. Из анализа амплитуды осцилляций ШдГ в слабых магнитных полях определена эффективная масса электронов на уровне Ферми, зависящая от концентрации 2D электронов: $m_c = 0.0265m_0$ и $0.030m_0$ в образцах с $n_s = 4.8 \cdot 10^{11}$ и $7.3 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$ соответственно. Полученные значения находятся в хорошем согласии с результатами измерений циклотронного резонанса, также проведенных в этих структурах, и теоретическими расчетами, выполненными с использованием 8-зонного $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ гамилтониана.

Для определения g -фактора для КЯ HgTe/CdHgTe в работе [31] использован метод активационной магнитопроводимости. Из анализа температурной зависимо-

сти минимумов магнитосопротивления вблизи нечетных значений фактора заполнения ν уровней Ландау были определены значения эффективного g -фактора электронов, зависящие от концентрации 2D электронов и фактора заполнения: $g = 40-80$ и $g = 10-20$ для $\nu = 3-9$ в образцах с $n_S = 4.8 \cdot 10^{11}$ и $7.3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ соответственно. Резкое возрастание g -фактора при увеличении фактора заполнения связывается с непараболичностью закона дисперсии электронов. Авторы полагают, что найденные значения эффективного g -фактора существенно превышают „одноэлектронные“ и связывают это с обменным усилением g -фактора, зависящим от концентрации 2D электронов.

В работе [32] эффективная масса m была определена из температурной зависимости амплитуд осцилляций Шубникова-де-Гааза: $m = 0.026$ и $0.030m_0$ для QW с $d = 11 \text{ нм}$ ($n = 3.45 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$) и QW с $d = 9 \text{ нм}$ ($n = 6.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$) соответственно, в хорошем согласии со значениями $m = 0.0265$ и $0.0303m_0$, рассчитанными авторами в рамках $8 \times 8 \text{ k} \cdot \text{p}$ модели.

В работе [33] был исследован циклотронный резонанс на ИК-фотопроводимости в квантовых ямах HgTe с $d = 8, 16$ и 21 нм . Сравнительное определение эффективной массы носителей по температурной зависимости осцилляций Шубникова-де-Гааза, использовавшееся ранее в этих материалах, авторы продемонстрировали, что исследование фотопроводимости является гораздо более точным методом. Было обнаружено, что значения эффективной массы, полученные методом циклотронного резонанса, зависят от концентрации 2D электронов: в каждом из исследованных образцов с разной шириной квантовой ямы значения эффективной массы увеличивались от $(0.0260 \pm 0.0005)m_0$ при $n = 2.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ до $(0.0335 \pm 0.0005)m_0$ при $n = 9.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

4. Заключение

Нами была исследована активационная проводимость в областях плато КЭХ в системе HgCdTe/HgTe/HgCdTe с инвертированной зонной структурой в магнитных полях до 9 Тл в широком диапазоне температур $T = 2-50 \text{ К}$, что оказалось возможным благодаря высокой энергетической шкале квантового эффекта Холла в HgTe. Были определены энергии активации σ_{xx} в режиме КЭХ для $\nu = 1, 2$ и 3. Показано, что экспериментально полученные значения энергетических щелей хорошо описываются в рамках $\text{k} \cdot \text{p}$ модели.

По полученным значениям щелей были сделаны оценки эффективной массы и g -фактора электронов в исследуемой системе. Получены указания на большие значения g -фактора ($\cong 80$).

Заметим, что интервалы температур, в которых наблюдается КЭХ, значительно различаются для разных материалов: от гелиевых и субгелиевых температур для структур на основе III-V до комнатных температур для монослойного графена (см., например, [34]). Для

структур на основе HgTe область наблюдения КЭХ простирается до азотных температур (см., например, работы [8]) благодаря большим величинам циклотронного и зеемановского расщеплений.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме „Электрон“ № 01201463326, при поддержке программы ФИ УрО РАН, 15-9-2-21.

Список литературы

- [1] M. Konig, S. Wiedmann, C. Brune, A. Roth, H. Buhmann, L.W. Molenkamp, X.-L. Qi, S.-C. Zhang. *Science*, **318**, 766 (2007).
- [2] S.S. Krishtopenko, I. Yahniuk, D.B. But, V.I. Gavrilenko, W. Knap, F. Tepe. *Phys. Rev. B*, **94**, 245402 (2016).
- [3] M.G. Gavrilov, T.V. Kukushkin. *Pis'ma v JETP*, **43**, 79 (1986).
- [4] D. Weiss, E. Stahl, G. Weiman, K. Ploog, K. von Klitzing. *Surf. Sci.*, **170**, 285 (1986).
- [5] H.P. Wei, A.M. Chang, D.C. Tsui, M. Rozeghi. *Phys. Rev. B*, **32**, 7016 (1985).
- [6] Yu.G. Arapov, G.I. Harus, V.N. Neverov, N.G. Shelushinina, M.V. Yakunin, G.A. Alshanskii, O.A. Kuznetsov. *Nanotechnology*, **11**, 351 (2000).
- [7] Yu.G. Arapov, G.I. Harus, V.N. Neverov, N.G. Shelushinina, M.V. Yakunin, O.A. Kuznetsov. *JETP*, **96**, 118 (2003).
- [8] D.A. Kozlov, Z.D. Kvon, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretckii, S. Weishäupl, Y. Krupko, J.-C. Portal. *Appl. Phys. Lett.*, **105**, 132102 (2014).
- [9] T. Khouri, M. Bendias, P. Leubner, C. Brüne, H. Buhmann, L.W. Molenkamp, U. Zeitler, N.E. Hussey, S. Wiedmann. *Phys. Rev. B*, **93**, 125308 (2016).
- [10] Yu.G. Arapov, S.V. Gudina, V.N. Neverov, S.M. Podgornykh, M.R. Popov, G.I. Harus, N.G. Shelushinina, M.V. Yakunin, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretckiy. *Semiconductors*, **49**, 1593 (2015).
- [11] Yu.G. Arapov, S.V. Gudina, V.N. Neverov, S.M. Podgornykh, M.R. Popov, N.G. Shelushinina, G.I. Harus, M.V. Yakunin, S.A. Dvoretckiy, N.N. Mikhailov. *J. Low Temp. Phys.*, **185**, 665 (2016).
- [12] M. Konig, H. Buhmann, L. Molenkamp, T. Hughes. *J. Phys. Soc. Jpn.*, **77**, 031007 (2008).
- [13] M.I. D'yakonov, A.V. Khaetskii. *JETP*, **55**, 917 (1982); L.G. Gerchikov, A. Subashiev. *Phys. Status Solidi B*, **160**, 443 (1990).
- [14] Z.D. Kvon, E.B. Olshanetsky, E.G. Novik, D.A. Kozlov, N.N. Mikhailov, I.O. Parm, S.A. Dvoretckiy. *Phys. Rev. B*, **83**, 193304 (2011).
- [15] E.B. Olshanetsky, S. Sassine, Z.D. Kvon et al. *Письма ЖЭТФ*, **84**, 661 (2006); З.Д. Квон, Е.Б. Ольшанецкий, Н.Н. Михайлов, Д.А. Козлов. *ФНТ*, **35**, 10 (2009).
- [16] M.V. Yakunin, S.M. Podgornykh, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretckiy. *Physica E*, **42**, 948 (2010).
- [17] E.G. Novik, A. Pfeuffer-Jeschke, T. Jungwirth, V. Latussek, C.R. Becker, G. Landwehr, H. Buhmann, L.W. Molenkamp. *Phys. Rev. B*, **72**, 035321 (2005).
- [18] M.S. Zholudev, A.V. Ikonnikov, F. Tepe, M. Orlita, K.V. Maremyanin, K.E. Spirin, V.I. Gavrilenko, W. Knap, S.A. Dvoretckiy, N.N. Mikhailov. *Nanoscale Res. Lett.*, **7**, 534 (2012).

- [19] Ю.Г. Арапов, Н.А. Городилов, М.В. Якунин, В.Н. Неверов, А.В. Германенко, Г.М. Миньков. Письма ЖЭТФ, **59**, 247 (1994).
- [20] Y. Guldner, C. Rigaux, M. Grynberg, A. Mycielski. Phys. Rev. B, **8**, 3875 (1973).
- [21] C.R. Pidgeon, R.N. Brown. Phys. Rev., **146**, 515 (1966).
- [22] S.S. Krishtopenko, W. Кнар, F. Терре. Sci. Rept., **6**, 30755 (2016). Supplementary materials.
- [23] R.W. Martin, R.J. Warburton, R.G. Nicolas, G.J. Rees, S.K. Haywood, N.J. Mason, R.G. Walker, M. Enemy, L.K. Howard. Proc. XX Int. Conf. Phys. Semicond. (Thessaloniki, 1990) p. 909.
- [24] Н.А. Городилов, О.А. Кузнецов, Л.К. Орлов, Р.А. Рубцова, А.Л. Чернов, Н.Г. Шелушинина, Г.Л. Штрапенин. Письма ЖЭТФ, **56**, 409 (1992).
- [25] Ю.Г. Арапов, О.А. Кузнецов, В.Н. Неверов, Г.И. Харус, Н.Г. Шелушинина, М.В. Якунин. ФТП, **36**, 550 (2002).
- [26] T. Wimbauer, K. Oettinger, A.L. Efros, В.К. Meyer, H. Brugger. Phys. Rev. B, **50**, 8889 (1994).
- [27] М.А. Семина, Р.А. Сурис. ФТП, **49**, 817 (2015).
- [28] M. Schultz, U. Merkt, A. Sonntag, U. Rössler, R. Winkler, T. Colin, P. Helgesen, T. Skauli, S. Løvold. Phys. Rev. B, **57**, 14772 (1998).
- [29] B. Huckestein. Rev. Mod. Phys., **67**, 357 (1995).
- [30] A. Pfeuffer-Jeschke, F. Goschenhofer, S.J. Cheng, V. Latussek, J. Gerschütz, C.R. Becker, R.R. Gerhardt, G. Landwehr. Physica B, **256–258**, 486 (1998).
- [31] Л.С. Бовкун, С.С. Криштопенко, М.С. Жолудев, А.В. Иконников, К.Е. Спириц, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов, F. Терре, W. Кнар, В.И. Гавриленко. ФТП, **49**, 1676 (2015).
- [32] X.C. Zhang, A. Pfeuffer-Jeschke, K. Ortner, V. Hock, H. Buhmann, C.R. Becker, G. Landwehr. Phys. Rev. B, **63**, 245305 (2001).
- [33] Z.-D. Kvon, S.N. Danilov, N.N. Mikhailov, S. Dvoretzky, W. Prettl, S. Ganichev. cond-mat/0708.2175.
- [34] K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Morozov, D. Jiang, M.I. Katsnelson, I.V. Grigorieva, S.V. Dubonos, A.A. Firsov. Nature. **438**, 197 (2005).

Редактор А.Н. Смирнов

Electron effective mass and g -factor in wide HgTe quantum wells

S.V. Gudina¹, V.N. Neverov¹, E.V. Ilchenko¹, A.S. Bogolubskii¹, G.I. Harus¹, N.G. Shelushinina¹, S.M. Podgornykh^{1,2}, M.V. Yakunin^{1,2}, N.N. Mikhailov^{3,4}, S.A. Dvoretzky^{3,5}

¹ Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Branch of Russian Academy of Sciences, 620137 Yekaterinburg, Russia

² Yeltsin Ural Federal University, 620002 Yekaterinburg, Russia

³ Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of Russian Academy of Sciences, 630090 Novosibirsk, Russia

⁴ Novosibirsk State University, 630090 Novosibirsk, Russia

⁵ National Research Tomsk State University, 634050 Tomsk, Russia

Abstract The magnetic field ($0 < B < 9$ T) dependences of longitudinal and Hall resistivities at fixed temperatures ($2 < T < 50$ K) for HgCdTe/HgTe/HgCdTe system with HgTe quantum well width of 20.3 nm have been measured. The inter-Landau level distances have been derived from the activation analysis of the experimental magnetoresistivity traces. The activation energies determined from the temperature dependence of the longitudinal resistivity in the regions of quantized Hall plateaus (for the filling factors ν of 1, 2 and 3) have allowed to estimate the electron effective mass and g -factor. The indications on the possibility of large values of the g -factor ($\cong 80$) were found.