

03,12

Квантовые осцилляции магнетосопротивления в гетероструктурах HgCdTe/HgTe/HgCdTe с инвертированным зонным спектром

© А.С. Боголюбский¹, С.В. Гудина¹, В.Н. Неверов¹, К.В. Туруткин¹, С.М. Подгорных¹,
Н.Г. Шелушина¹, М.В. Якунин¹, Н.Н. Михайлов², С.А. Дворецкий²

¹ Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН,
Екатеринбург, Россия

² Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,
Новосибирск, Россия

E-mail: svporova@imp.uran.ru

Поступила в Редакцию 8 июля 2021 г.

В окончательной редакции 13 июля 2021 г.

Принята к публикации 16 июля 2021 г.

Обсуждаются эффекты, наблюдающиеся в режиме осцилляций Шубникова–де Гааза в гетероструктуре HgCdTe/HgTe/HgCdTe с широкой (20.3 nm) квантовой ямой HgTe с инвертированной зонной структурой. В топологически тривиальной 2D-системе обнаружен сдвиг на π фазы магнитоосцилляций. Представлено тщательное экспериментальное исследование и теоретический анализ данных для понимания физических причин аномального фазового сдвига. Значение эффективной массы электронов $m_c/m_0 = (0.022 \pm 0.002)$, полученное из области двукратно вырожденных пиков магнетосопротивления, примерно вдвое меньше теоретических оценок. В области более сильных магнитных полей для невырожденных пиков магнетосопротивления имеем $m_c/m_0 = (0.034 \pm 0.003)$, что хорошо согласуется как с предсказаниями теории, так и с экспериментальными результатами, полученными из анализа активационной проводимости в режиме квантового эффекта Холла. Обсуждаются причины такого расхождения.

Ключевые слова: теллурид ртути, полупроводниковые гетероструктуры, осцилляции Шубникова–де Гааза, квантовый эффект Холла, эффективная масса.

DOI: 10.21883/FTT.2021.12.51654.33s

1. Введение

Благодаря особенностям зонной структуры квантовые ямы HgTe позволяют исследователям совершать множество интригующих наблюдений. 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 . При изменении ширины одиночные квантовые ямы (КЯ) HgTe между барьерами, образованными CdTe (или HgCdTe с большой запрещенной щелью), могут быть реализованы в двух существенно различных вариантах энергетической структуры [1–3]. Для квантовых ям малой ширины открытая щель формируется между подзоной электрон-подобных легких частиц ($E1$) симметрии Γ_6 и подзоной тяжелых дырок ($H1$) симметрии Γ_8 , что соответствует нормальному (тривиальному) порядку зон. С увеличением ширины КЯ подзона $E1$ опускается ниже подзоны тяжелых дырок и приобретает дырочный характер, в то время как подзона $H1$ становится электронноной. Такие квантовые ямы обладают инверсной зонной структурой.

Последнее обстоятельство приводит ко множеству необычных следствий. В частности, состояния s - и p -типа пересекаются при критическом значении толщины d_c без антипересечения, и энергетическая щель при $d = d_c$ исчезает, наблюдается дираковский закон

дисперсии [1–3]. Показано [2], что инверсия зон как функция увеличения d соответствует квантовому фазовому переходу между состояниями тривиального изолятора и квантового спинового холловского изолятора (2D топологический изолятор (ТИ)). Таким образом, в квантовых ямах HgTe/(CdHg)Te было продемонстрировано существование в одном материале существенно различных по топологии фаз.

В топологически нетривиальных системах, реализующихся на основе состояний, описывающихся дираковским законом дисперсии (монослойный графен, бесщелевая КЯ HgTe, краевые двумерные состояния ТИ и т. д.), наблюдается так называемая фаза Берри, фазовый сдвиг на π магнитных осцилляций или смещение положений квантовых холловских плато [4–10], дополнительная фаза, приобретаемая безмассовыми дираковскими фермионами при движении по циклотронной орбите из-за вырождения в точке Дирака.

В широких квантовых ямах HgTe/Cd(Hg)Te $d \geq 18$ nm с инвертированной структурой энергетических зон существует новая двумерная электронная система — двумерный полуметалл (ПМ) [3,11]. Для инвертированного энергетического спектра квантовой ямы HgTe первая подзона размерного квантования тяжелых дырок $H1$ становится нижней подзоной проводимости [1]. Таким образом, подуровень $H1$ принадлежит ветви тяжелых дырок зоны Γ_8 с z -компонентой полного импульса

$J_z = \pm 3/2$, но теория [12,13] предсказывает для нее электрон-подобную эффективную массу.

Экспериментальное восстановление энергетического спектра особенно важно для систем со сложной зонной структурой, где картина уровней Ландау (УЛ) не определяется только циклотронной энергией с данной эффективной массой, как для простой системы с параболическим законом дисперсии. Исследование эффекта Шубникова–де Гааза (ШдГ) является мощным методом изучения энергетического спектра электронов в полупроводниках, поскольку дает информацию о площади экстремальной поверхности Ферми (о концентрации электронов), анализ температурных и магнитопольевых зависимостей амплитуды осцилляций позволяет определить эффективную массу, а также сделать выводы о механизмах релаксации носителей заряда и спиновом расщеплении энергетических уровней [14–16]. Кроме того, исследование магнетопроводимости в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ) может дать богатую информацию об энергетическом спектре и свойствах двумерного электронного газа, в частности, активационный анализ является надежным способом определения энергетических щелей между уровнями Ландау и плотности локализованных состояний в щелях подвижности, а также оценки эффективной массы и g -фактора носителей заряда [17–21].

Целью настоящей работы является обобщение результатов наших работ [22–24] по исследованию полуметаллической фазы в широкой квантовой яме HgTe шириной 20.3 nm, выращенной на подложке (013) GaAs, симметрично модуляционно-легированной In с обеих сторон от квантовой ямы. Формально эта структура находится в фазе ПМ, но легирование In обеспечивает положение уровня Ферми в зоне проводимости выше боковых максимумов валентной зоны. Поэтому проводимость в нашей системе осуществляется по электронным состояниям подзоны размерного квантования Γ_1 зоны Γ_8 с параболическим (вблизи дна зоны) законом дисперсии. Режим квантового эффекта Холла подробно исследован в наших работах [25–28]. Здесь мы хотим обратить внимание на некоторые уникальные свойства системы, обнаруженные в режиме осцилляций Шубникова–де Гааза, и сравнить их с данными КЭХ.

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Измерения производились в центре коллективного пользования „Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов“ Института физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН на установке для измерения физических свойств PPMS-9 Quantum Design, USA. Измерены компоненты тензора магнетосопротивления в магнитных полях B до 9 Т при фиксированных температурах $T = (2.2–50)$ К.

В работе исследуется проводимость в квантовой яме HgTe шириной 20.3 nm, с инвертированной зонной структурой, выращенной на подложке GaAs, ориентированной в плоскости (013), заключенной между слоями $Hg_{1-x}Cd_xTe$ с $x = (0.60–0.73)$ и модуляционно симметрично легированной In с шириной спейсеров 10 nm. Образец имеет форму холловского мостика. Концентрация электронов, определенная из эффекта Холла $n_H = (1.53 \pm 0.05) \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$ и подвижность $\mu_H = 21.7 \pm 0.5 \text{ m}^2/\text{V} \cdot \text{s}$. Некоторые особенности технологии получения гетероструктур HgCdTe/HgTe/HgCdTe можно найти в [29,30] (см. также ссылки там).

2.1. Осцилляции Шубникова–де Гааза

На рис. 1 приведены зависимости продольного, ρ_{xx} , и холловского, ρ_{xy} , сопротивлений от магнитного поля B в полях до 9 Т при $T = 2.2$ К с переходом в режим квантового эффекта Холла (КЭХ) в сильных магнитных полях. Четко наблюдаются плато КЭХ с номерами $i = 1, 2$ и 3 при $\rho_{xx}(B) \rightarrow 0$ в соответствующих интервалах магнитных полей.

Начнем с анализа экспериментальных результатов, полученных в режиме осцилляций ШдГ при температурах (2.2–10) К в магнитных полях до 2.5 Т.

На рис. 2 представлена область осцилляций ШдГ в полях $B < B^{**} = 2.5$ Т, а на вставке крупно показана область нерасщепленных по спину пиков ($B < B^* = 1$ Т). Видно, что снятие спинового вырождения происходит при $1 \text{ Т} < B < 1.2 \text{ Т}$.

Отметим важную характерную особенность в области спин-нерасщепленных, дважды вырожденных пиков ρ_{xx} ($B < B^*$): пики $\rho_{xx}(B)$ наблюдаются для четных значений фактора заполнения, $\nu = 8, 10, 12$ (см. рис. 2). Это противоречит обычной ситуации для спин-вырожденно-

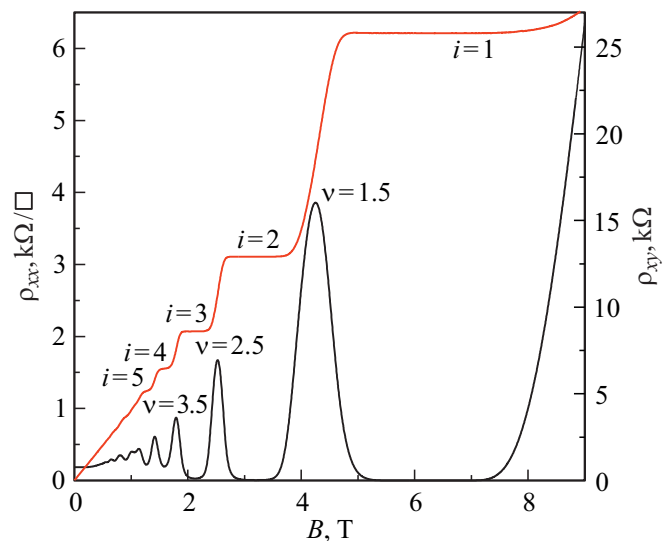


Рис. 1. Зависимости продольного, ρ_{xx} , и холловского, ρ_{xy} , сопротивлений от магнитного поля при $T = 2.2$ К.

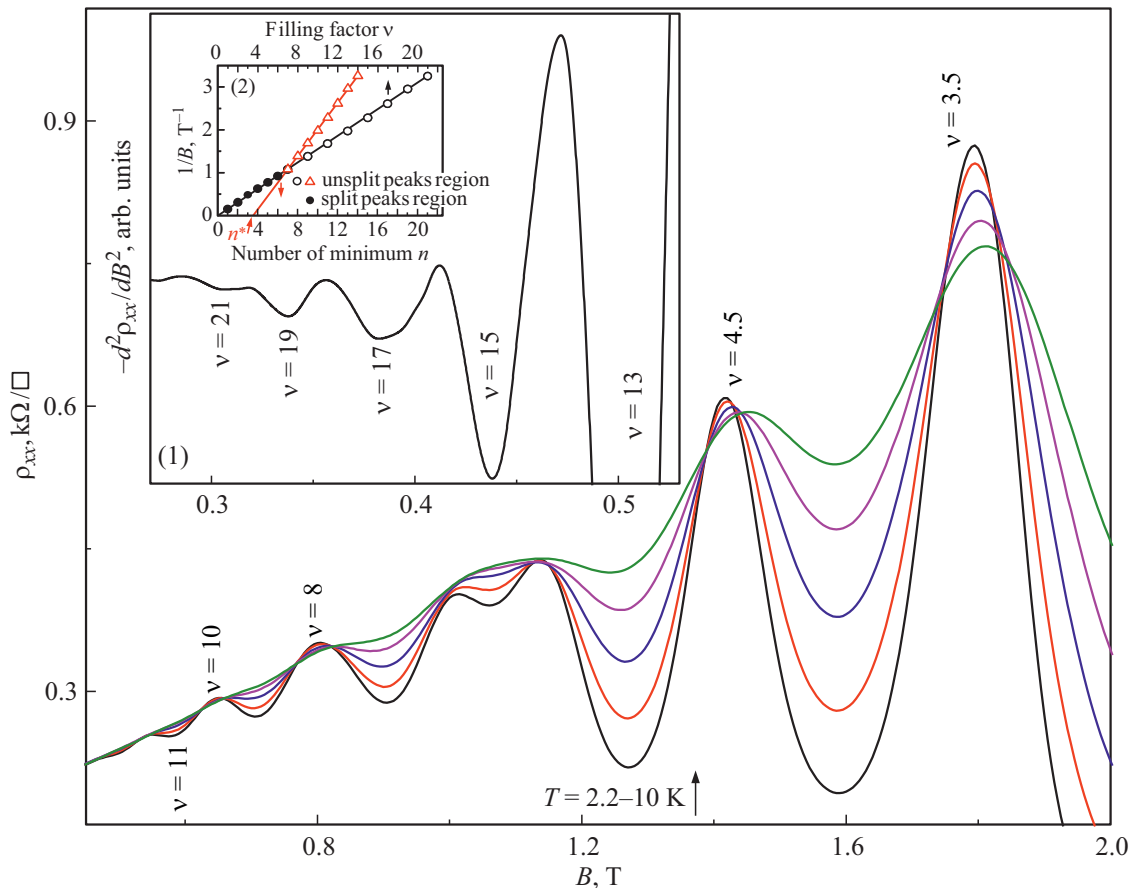


Рис. 2. Область осцилляций Шубникова–де Гааза при различных температурах в полях $B < B^{**} = 2.5$ Т. На вставках: (1) область спин-нерасщепленных пиков ($B < B^* = 1$ Т); (2) построение Берри — значения обратного магнитного поля $1/B_{\min}$ в зависимости от фактора заполнения ν и номера n наблюдаемых минимумов магнетосопротивления, экстраполяция $1/B_{\min}(n)$ в $1/B \rightarrow 0$ из области нерасщепленных пиков ($\nu \geq 7$) стремится к $n^* \cong 3.5$.

го случая с минимумами ρ_{xx} для четных ν . Обсудим природу этого фазового сдвига немного позже.

Концентрация носителей заряда, определенная из области $B < B^*$ по положению единственного пика Фурье-спектра осцилляций ШдГ, с учетом степени спинового вырождения $\nu_s = 2$ в данной области магнитных полей $n_{2D} = (1.53 \pm 0.05) \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$, что идеально совпадает со значениями концентрации носителей заряда, полученной из коэффициента Холла ($n_H = 1/eR_H = (1.53 \pm 0.05) \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$).

На рис. 2 показаны также осцилляции Шубникова–де Гааза в полях $B < B^{**} = 2.5$ Т при различных фиксированных температурах $T = 2.2\text{--}10$ К.

Из температурной зависимости амплитуды осцилляций при фиксированном значении магнитного поля, и при условии, что квантовое время жизни, τ_q , не зависит от температуры, можно определить циклотронные эффективные массы носителей заряда [15,16]. Зная эффективную массу, из отношения амплитуд осцилляций в полях B и B_0 , при фиксированной температуре, можно оценить квантовое время жизни, τ_q . Из анализа температурной зависимости отношения амплитуд осцилляций

ШдГ, показанных на рис. 2, получены значения m_c/m_0 для различных максимумов ρ_{xx} (разных ν). Результаты сведены в таблицу.

2.2. Фазовый анализ осцилляций Шубникова–де Гааза

Вернемся к фазовому анализу осцилляций ШдГ. Итак, в нашей системе наблюдается сдвиг на π фазы осцилляций ШдГ. В топологически нетривиальных системах, таких как графен, фазовый сдвиг осцилляций ШдГ и, в то же время, положение плато КЭХ при полужелых значениях фактора заполнения, рассматривается как проявление фазы Берри, приобретенной дираковскими фермионами, движущимися в магнитном поле [4–6,31,32]. Подчеркнем, что в графене замечательным следствием фазы Берри, связанной с точкой Дирака, является существование уровня Ландау с нулевой энергией.

Для фазового анализа квантовых осцилляций применяют так называемое построение Берри (см. [6] и ссылки там) — график положения в магнитном поле,

Параметры исследуемого образца, определенные разными методами: значения магнитного поля B и фактора заполнения ν для положения максимумов осцилляций ШдГ; эффективная масса m_c/m_0 ; фактор Ланде g

Метод определения	B, T	ν	m_c/m_0	g
осцилляции ШдГ	1.79	3.5	0.033 ± 0.005	
	1.42	4.5	0.034 ± 0.005	
осцилляции ШдГ	0.8	8	0.022 ± 0.002	–
	0.645	10		
	0.54	12		
Активация в режиме КЭХ	3.15; 2.1	2; 3	0.037 ± 0.005	80 ± 5
Теория [38]	–	$k_{\parallel} \ll \pi/d_{QW}$	0.047	61.5
Теория [43]	–	2, 3 3.5, 4.5		72 ± 1 76.7 ± 3.5

$1/B$, n -го минимума (максимума) в зависимости от его номера $n(n + 1/2)$. Тогда прямые, соответствующие линейной аппроксимации, пересекают ось n в некоторой точке $n = n^*$: с целочисленным значением n^* для топологически тривиальных систем и с полуцелым n^* для топологически нетривиальных.

Для графена экстраполяция прямой $1/B_{\min}(n)$ к полуцелому (!) значению $n^* = 1/2$ при $1/B \rightarrow 0$ (см. рис. 3, b в [32]) считается проявлением фазы Берри, обусловленной своеобразной топологией структуры зон графена с линейным законом дисперсии и исчезающе малой эффективной массой вблизи точки Дирака.

Наличие однодолинной точки Дирака в бесщелевых квантовых ямах HgTe, выращенных при критической толщине $d_c \simeq 6.3 \text{ nm}$ [33], было продемонстрировано на графике Берри, где номера глубоких минимумов осцилляций ШдГ, лежа на прямой линии, которая экстраполируется к $n^* = 1/2$.

На второй вставке (2) рис. 2 приведены зависимости значений обратных магнитных полей $1/B_{\min}$, соответствующие положениям минимумов магнетосопротивления для исследуемого образца, в двух вариантах: от фактора заполнения ν и от порядкового номера n наблюдаемого минимума. Видно, что зависимость $1/B$ от фактора заполнения ν (определяемого как $h/(e^2 \rho_{xy})$) экстраполируется в ноль при $1/B \rightarrow 0$, что естественно следует из определения ν как числа занятых уровней Ландау $\nu = n_s/n_B \sim 1/B$, где n_s и $n_B = eB/h$ — концентрация электронов и число состояний на уровне Ландау на единицу площади, соответственно (см. обсуждение в [6]).

Как сказано выше, для идентификации нетривиального фазового сдвига необходимо использовать только зависимость $1/B_{\min}$ от номера n минимума ρ_{xx} , независимо

от степени вырождения пика [6,32]. Легко найти, что для частичного снятия вырождения (УЛ вырождены при $\nu > \nu^*$, а вырождение снято при $\nu < \nu^*$) минимальное значение n связано с фактором заполнения ν как $n = (\nu + \nu^*)/2$, а значит для $1/B \rightarrow 0 (\nu \rightarrow 0)$ имеем $n \rightarrow n^* = \nu^*/2$.

Таким образом, если пронумеровать минимумы удельного сопротивления, есть две возможности для значений отсечки $1/B(n)$: целое число n^* (если нет дополнительного нулевого УЛ, четное ν^*) и полуцелое число n^* (если такой УЛ существует и ν^* нечетное).

Вернемся к рис. 2. В нашем случае экстраполяция зависимости $1/B_{\min}$ от n к $1/B \rightarrow 0$ из области нерасщепленных пиков ($B < B^*$) дает в пределе $n^* \simeq 3.5$, то есть полуцелое (!) значение отсечки. Конкретное значение $n^* = 3.5$ связано с тем, что вырождение спина сохраняется только до $\nu = 7$. При $\nu < 7$ все УЛ невырождены, понятия ν и n совпадают, и на графике на рис. 2 мы имеем одну прямую, которая идет в ноль при $1/B \rightarrow 0$.

2.3. Теоретические аргументы

Двумерный электронный газ в широкой квантовой яме HgTe ($d > d_c \simeq 6.3 \text{ nm}$) характеризуется крайне специфическим энергетическим спектром с инвертированной зонной структурой, малой эффективной массой ($m_c \simeq (0.02-0.03)m_0$) и, соответственно, большим расщеплением уровней Ландау. В инвертированном режиме в квантовой яме HgTe первая размерно-квантованная подзона тяжелых дырок H1 имеет электронный характер [12,34] и является зоной проводимости. При $d_{QW} > 8 \text{ nm}$ верхней валентной зоной становится вторая размерно-квантованная подзона тяжелых дырок H2 с немонотонным законом дисперсии. Существенное перекрытие (порядка нескольких meV) 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 [11]. В квантовой яме с концентрацией электронов $n \geq 1.5 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$ этот эффект нельзя почувствовать экспериментально, поскольку уровень Ферми лежит выше области перекрытия.

Спектр уровней Ландау для исследуемой структуры HgTe/Hg_{0.35}Cd_{0.65}Te ([001]), рассчитанный 8-зонным **кр**-методом в изотропном приближении, показан на рис. 3, a . Маркировка уровней Ландау соответствует обозначениям работы [13]. От второй подзоны пространственного квантования показан только необычно ведущий себя и актуальный для данного исследования уровень $0 \downarrow (H2)$. Видно, что уровни Ландау существенно неэквидистантны и нелинейны по магнитному полю, что связано со смешанной природой подзон H1 и H2 в инверсном режиме из-за суперпозиции состояний тяжелых дырок и легких частиц при конечном значении

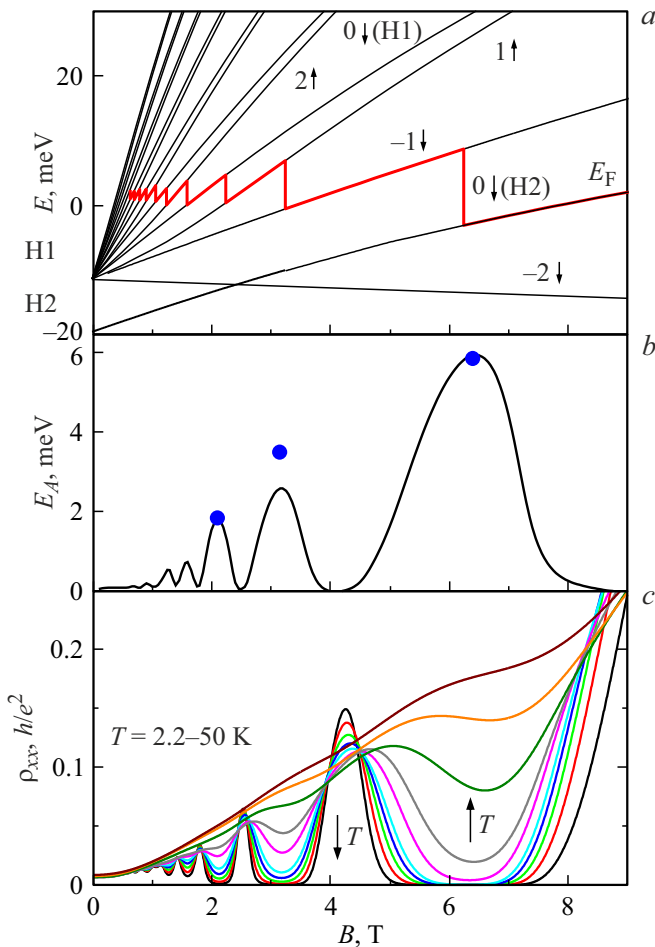


Рис. 3. (a) Спектр уровней Ландау для первой подзоны пространственного квантования Н1 и актуальный уровень Ландау от второй подзоны пространственного квантования Н2 носителей заряда для исследуемой квантовой ямы n -HgTe/Hg_{0.3}Cd_{0.7}Te (001) $d_{QW} = 20$ nm, $n = 1.5 \cdot 10^{11}$ cm⁻². (b) Энергия активации в зависимости от магнитного поля. Символами показаны теоретические оценки величин соответствующих щелей, полученные из расчетной картины уровней Ландау, представленной на рис. 3, a для $\nu = 1, 2$ и 3. (c) Магнитополевые зависимости продольного ρ_{xx} сопротивления при $T = (2.2-50)$ К для исследуемого образца.

волнового вектора k_{\parallel} . Только наинизший уровень Ландау ($N = -2 \downarrow$) подзоны Н1 содержит чистые состояния тяжелых дырок, которые не смешиваются с состояниями легких частиц [13,35].

Итак, в широких квантовых ямах HgTe в фазе ПМ ($d > 18$ nm) как край зоны проводимости, так и край валентной зоны, являются ветвями тяжелых дырок Н1 и Н2 зоны Γ_8 соответственно (см., например, рис. 1, d в [3]). Поэтому для рассмотрения спектра этих квантовых ям (хотя бы при малых k) можно использовать гамильтониан Латтинжера, описывающий зону Γ_8 объемного кристалла, четырехкратно вырожденную в Γ -точке [36].

В рамках сферического приближения гамильтониан Латтинжера имеет вид (см., например, [35,37]):

$$H_L = \frac{\hbar^2}{2m_0} \left[\left(\gamma_1 + \frac{5}{2} \gamma \right) k^2 - 2\gamma (\mathbf{k} \cdot \mathbf{J}) \right], \quad (1)$$

где γ_1 и $\gamma \equiv \gamma_2 = \gamma_3$ — параметры Латтинжера, \mathbf{J} — оператор углового момента ($\mathbf{J} = 3/2$), m_0 — масса свободного электрона.

Во внешнем магнитном поле B гамильтониан (1) приобретает дополнительный вклад [36,37]:

$$H_z = 2\mu_B \kappa (\mathbf{J} \cdot \mathbf{B}), \quad (2)$$

где $\mu_B = e\hbar/(2m_0)$ — магнетон Бора, κ — магнитная константа Латтинжера, оператор k в (1) заменяется на $k - (e/c)\mathbf{A}$, \mathbf{A} — векторный потенциал приложенного магнитного поля. Для магнитного поля, перпендикулярного плоскости 2D-системы (направление z), из (2) имеем

$$H_z = 2\mu_B \kappa J_z B \quad (3)$$

с $J_z = \pm 3/2$ для тяжелых дырок и $J_z = \pm 1/2$ для легких носителей зоны Γ_8 .

Спектр уровней Ландау в квантующем магнитном поле объемного HgTe был получен и проанализирован на основе теории Латтинжера для сложной вырожденной зоны Γ_8 [34] в работе [38].

При $k_z = 0$, магнитные уровни расщепляются на два „букета“, a ($J_z = 3/2; -1/2$) и b ($J_z = 1/2; -3/2$), с энергиями $E_{a,b}(n) = \varepsilon_{a,b}(n)\hbar\omega_0$, где $n = 0, 1, 2, \dots$ и $\omega_0 = eB/m_0$ — циклотронная частота свободных электронов.

Комбинированный эффект размерного квантования в квантовой яме и квантующего магнитного поля приводит к сложному спектру уровней Ландау в подзонах Н1 и Н2 зоны Γ_8 (см., например, [13]). Аналитическое решение возможно в пределе слабого поля, когда можно пренебречь смешиванием состояний из разных подзон размерного квантования. В этом случае энергии УЛ для ветвей с $J_z = \pm 3/2$ получаются в виде [39,40]:

$$E^{\pm}(L) = \varepsilon^{\pm}(L)\hbar\omega_0;$$

$$\varepsilon^{\pm}(L) = (\gamma_1 + \gamma) \left(L \mp \frac{3}{2} \right) \pm \frac{3}{2} \kappa \quad (4)$$

с $L = -1, 0, 1, \dots$ для E^- и $L = 2, 3, 4, \dots$ для E^+ .

Выражение (4) можно представить в эквивалентной стандартной форме [39,40]:

$$E^{\pm}(N) = \left(N + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega_c \pm g\mu_B B, \quad (5)$$

где $N = 0, 1, 2, \dots$ ($N = L + 1$ для E^- и $N = L - 2$ для E^+), $\omega_c = eB/m_c$, а

$$m_c = m_0/\gamma_1 \quad \text{и} \quad g = -6\kappa \quad (5a)$$

— циклотронная эффективная масса и эффективный g -фактор.

Сравнивая циклотронное расщепление, $\Delta_C = \hbar\omega_c = (\gamma_1 + \gamma)\hbar\omega_0$, и энергетическую щель между двумя спиновыми подуровнями с $J_Z = \pm 3/2$ (зеemanовское расщепление), $\Delta_Z = g\mu_B B$, записанную в следующей форме [37–40]:

$$\Delta_Z = (\varepsilon_{3/2} - \varepsilon_{-3/2})\hbar\omega_0 = 3\kappa\hbar\omega_0, \quad (6)$$

мы имеем

$$\Delta_Z - \Delta_C = [3\kappa - (\gamma_1 + \gamma)]\hbar\omega_0. \quad (7)$$

Принимая во внимание значения параметров HgTe ($\gamma_1 = 12.8$, $\gamma = 8.4$ и $\kappa = 10.5$) [38,41], имеем $3\kappa > (\gamma_1 + \gamma)$, и, по крайней мере, для малых k_{\parallel} , спиновое расщепление, больше чем орбитальное, $\Delta_Z > \Delta_C$.

Этот вывод подтверждается и необычным поведением уровня Ландау ($N = -2 \downarrow$) подзоны Н1. В [12,40] показано, что этот уровень имеет одинаковую природу в 2D и 3D системах, и в обозначениях [38] его энергия может быть представлена следующим образом: $E_b(0) = (e\hbar B/m)\varepsilon_b(0)$, где $\varepsilon_b(0) = 1/2 \cdot (\gamma_1 + \gamma) - 3/2\kappa$. Подставляя в выражение для $\varepsilon_b(0)$ известные значения параметров Латтинжера для HgTe [38,41], находим, что $3\kappa > (\gamma_1 + \gamma)$, и, следовательно, энергия уровня $N = -2 \downarrow$ уменьшается линейно с увеличением магнитного поля (см. рис. 3, а), обнаруживая тем самым дырочный характер. Все остальные уровни Ландау подзоны Н1, благодаря взаимодействию с состояниями легких частиц, демонстрируют электронный характер, их энергия увеличивается с ростом магнитного поля.

Уровень Ландау подзоны Н2 с $N = 0 \downarrow$ становится наивысшим уровнем Ландау в этой подзоне при $B \geq 5$ Т как следствие смешивания состояний тяжелых и легких носителей. 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 Н2, приводит к пересечению состояний подзон проводимости и валентной при некотором значении магнитного поля B_c (см. рис. 3, а).

В нашей структуре наинизший уровень Ландау $N = -2 \downarrow$ подзоны Н1 зоны проводимости и уровень $N = 0 \downarrow$ подзоны Н2 валентной зоны пересекаются при $B_c \sim 2.5$ Т, и 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 Н2 фигурирует как наинизший уровень Ландау зоны проводимости.

Таким образом, теоретические значения параметров носителей заряда в нижней части 2D-подзоны Н1 для КЯ HgTe равны (см. выражения (5а)) $g = 63.0$ и $m_c/m_0 = 0.047$. Однако, экспериментальные оценки циклотронной и зеemanовской энергии из активационного анализа в сильных магнитных полях могут противоречить этим значениям g и m_c/m_0 из-за смешанной природы подзон тяжелых дырок при конечном k_{\parallel} , что

приводит к выраженной нелинейности зависимости УЛ от B в режиме инвертированной зонной структуры (см., например, [13]). Отметим, что такое большое значение g -фактора для квантовой ямы HgTe с инвертированной зонной структурой связано с p -симметрией состояний в размерно-квантованной подзоне Н1 с полным угловым моментом $J = 3/2$ и z -проекциями „квазиспина“ $J_Z = \pm 3/2$, в отличие от стандартной ситуации с $S_Z = \pm 1/2$. Перенормировка g -фактора относительно его значения на дне зоны $g = 6\kappa$ связана с магнитно-индуцированным смещением состояний тяжелых дырок с состояниями легких дырок [13,37].

2.4. Активационный анализ проводимости в режиме КЭХ

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 [17–19]:

$$\rho_{xx}(T) \propto \exp(-E_A/k_B T), \quad (8)$$

где $E_A = |E_F - E_N|$.

Термоактивационная проводимость хорошо видна в областях магнитных полей, соответствующих плато КЭХ (минимумам ρ_{xx}) (рис. 3, с). Энергия активации E_A как функция B , полученная из соотношения (8) путем подгонки зависимости $\rho_{xx}(T)$ при фиксированном значении магнитного поля (фактора заполнения), для исследуемого образца представлена на рис. 3, б. 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 нетеплового уширения УЛ, Γ . Схема орбитальных и спиновых щелей для подзоны проводимости Н1 дана на рис. 4, а.

На рис. 3, б также показано сравнение определенных значений энергий активации с теоретическими оценками, полученными из закона дисперсии уровней Ландау, представленном на рис. 3, а: расчетные значения полуширин щелей, $\Delta_{\nu}/2$, для $\nu = 1, 2$ и 3 обозначены символами. Видно, что экспериментально полученные значения энергетических щелей хорошо соответствуют расчетам в рамках $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ модели. В частности, мы не наблюдаем проявления сильного спин-орбитального расщепления Рашбы, вызываемого асимметрией потенциала квантовой ямы (см., например, рис. 1, с в [3]).

Проанализируем полученные результаты, чтобы определить значения эффективной массы и g -фактора носителей заряда. Для $\nu = 1$ в исследуемом образце щель Δ_1 (между уровнем Ландау $N = 0 \downarrow$ подзоны Н2 и уровнем Ландау $N = -1 \downarrow$ подзоны Н1) соответствует магнитному полю $B_1 = 6.3$ Т. Графически из рис. 3, *a* видно, что Δ_1 должно быть близко по величине к щели между размерно-квантованными уровнями тяжелых дырок Н1 и Н2 при $B = 0$:

$$\Delta_1 \cong E_{Н1} - E_{Н2} = 3\varepsilon_h,$$

где $\varepsilon_h = \frac{\pi^2}{2} \frac{\hbar^2}{m_{hh}d^2}$, m_{hh} — объемная масса тяжелых дырок. Для $m_{hh} = 0.25m_0$ [35] и $d = 20$ нм имеем $3\varepsilon_h = 9.6$ меВ, что близко к экспериментальному значению $\Delta_1 \approx 12$ меВ.

Рассмотрим поведение щелей подвижности между уровнями Ландау, соответствующим факторам заполнения $\nu = 2$ и $\nu = 3$. В соответствии со схемой уровней Ландау с $\Delta_Z > \Delta_c$ (рис. 4, *a*) имеем

$$\begin{aligned} \Delta_2 &= \Delta_Z(B_2) - \Delta_c(B_2), \\ \Delta_3 &= 2\Delta_c(B_3) - \Delta_Z(B_3). \end{aligned} \quad (9a)$$

После простых преобразований из (9a) имеем ($X_i = \Delta_i/\mu_B B_i$):

$$g - 2m_0/m_c = X_2 \quad (9b)$$

и

$$4m_0/m_c - g = X_3, \quad (9b)$$

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

Используя экспериментальные значения $\Delta_2 = 5$ меВ, $\Delta_3 = 3.6$ меВ и $B_2 = 3.3$ Т, $B_3 = 2.2$ Т и $\mu_B = 5.8 \cdot 10^{-2}$ меВ/Т 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 $g = 80 \pm 5$.

Отметим, что в случае если бы зеемановское расщепление было меньше циклотронного ($\Delta_Z < \Delta_c$) в подзоне Н1 (см. схему уровней Ландау на вставке к рис. 1 в [42]), мы бы имели

$$\begin{aligned} \Delta_2 &= \Delta_c(B_2) - \Delta_Z(B_2), \\ \Delta_3 &= \Delta_Z(B_3). \end{aligned} \quad (10a)$$

Тогда были бы справедливы соотношения

$$2m_0/m_c - g = X_2$$

и

$$g = X_3 \quad (10b)$$

и получены следующие значения параметров: $m_c/m_0 = 0.037$ (как и в предыдущем случае) и $g = 28 \pm 2$. Отметим, что из уравнений (9b) для случая $\Delta_Z > \Delta_c$ и уравнений (10b) для $\Delta_Z < \Delta_c$ для эффективной массы находим одно и то же выражение: $m_0/m_c = (X_2 + X_3)/2$. Полученные значения параметров носителей заряда систематизированы в таблице.

2.5. Фазовый анализ и аналогия с графеном

Если предположить, что спиновое расщепление сравнимо с циклотронным, $g\mu_B B \gtrsim \hbar\omega_c$ (и для этого, как показывает анализ на основе гамильтониана Латтинжера (см. выше), есть причина, а именно, соотношение γ -параметров зоны в HgTe), тогда мы получим схему УЛ и соответствующую ей плотность состояний в квантующем магнитном поле, представленные на рис. 4.

Область спин-нерасщепленных пиков при $B < B^*$ соответствует условию $|g\mu_B B - \hbar\omega_c| < \Gamma$. В этом случае двукратное вырождение пиков связано с близостью энергий для соседних уровней Ландау с противоположно направленными спинами, $N \downarrow$ и $(N-1) \uparrow$ (см. рис. 4, *a*). Таким образом, мы имеем систему дважды вырожденных уровней Ландау с „дополнительным“ невырожденным уровнем для $N = 0 \downarrow$ (см. рис. 4, *a*).

Ситуация похожа на монослойный графен [6–8], разница заключается в том, что пики в графене являются четырехкратно вырожденными. Самый нижний УЛ с $N = 0$ в графене появляется при $E = 0$, и каждый уровень, включая нулевой УЛ, имеет 4-кратное вырождение (2 спина \times 2 псевдоспина). Такая степень вырождения связана с наличием двух углеродных подрешеток. Нулевой УЛ в диракоподобном спектре графена наполовину заселен электронами (2-кратное вырождение) и наполовину дырками (2-кратное вырождение) (см., например, лестницу уровней Ландау на рис. 2, *c* [6] или рис. 1, *d* [8]).

Если сосредоточиться только на одной (например, электронной) ветви спектра, то это свойство подразумевает, что вырождение для $N = 0 \downarrow$ вдвое меньше, чем для любого другого N . Это объясняет „получелые“ плато КЭХ [7]

$$\rho_{xy}^{-1} = \nu_s(i + 1/2)e^2/h$$

при значениях фактора заполнения $\nu = \nu_s(i + 1/2)$ (где для графена $\nu_s = 4$ и $i = 0, 1, 2, \dots$).

В нашей системе эти соображения применимы для $\nu_s = 2$ (в области, где нет спинового расщепления, $\nu > 7$) и, таким образом, минимумы ρ_{xx} должны быть при нечетных $\nu = 2(i + 1/2)$ ($i \geq 3$) и максимумы ρ_{xx} — при четных $\nu = 2i$ ($i \geq 4$), как это фактически и наблюдается в эксперименте (см. рис. 2).

Однако, стоит подчеркнуть, что, хотя поведение $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$ для графена как в области магнитных полей, где наблюдаются осцилляции ШдГ, так и в режиме КЭХ, обусловлено фундаментальными физическими причинами; наблюдаемые же нами особенности имеют „техническое“ происхождение: это связано с определенным соотношением параметров (γ и κ параметры Латтинжера) в конкретной зоне (зона Γ_8) конкретного материала (HgTe).

В нашей системе двукратное вырождение уровней снимается в полях $B > B^*$, что соответствует условию $|g\mu_B B - \hbar\omega_c| > \Gamma$, и спектр уровней Ландау становится „нормальным“: все уровни Ландау одинаково невырождены (см. рис. 4, *c*). Следовательно, в этом диапазоне

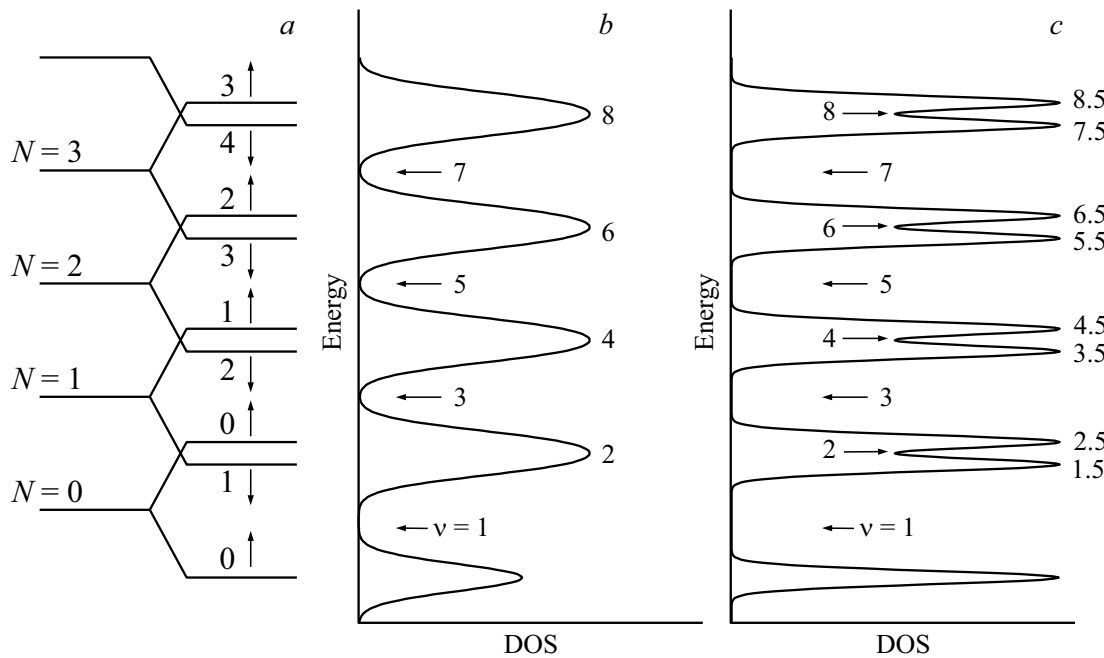


Рис. 4. Схематическое изображение спектра уровней Ландау при конкретном значении магнитного поля (a). Номера УЛ $N \uparrow$ и $N \downarrow$ показаны рядом с уровнями Ландау. Плотность состояний (DOS), соответствующая приведенной схеме УЛ без спинового расщепления, $B < B^*$ (b) и со спиновым расщеплением $B > B^*$ (c). Факторы заполнения ν указаны рядом с пиками и провалами DOS.

полей нет аномального фазового сдвига, и наблюдается обычный КЭХ с целочисленными номерами плато $i = 1, 2, 3$ и пиками $\rho_{xx}(B)$ при $\nu = 1.5, 2.5$ и 3.5 (см. рис. 1).

С другой стороны, в графене из-за малого значения g -фактора ($g \cong 2$) спиновое вырождение не снимается даже в области магнитных полей до 14 Т [7]. Таким образом, разница в степени вырождения для УЛ с $N = 0$ (в 2 раза) и оставшихся уровней Ландау (в 4 раза) также сохраняется в режиме КЭХ, что приводит к аномальному фазовому сдвигу и, как следствие, к полувещным плато КЭХ: $(\frac{h}{4e^2})\sigma_{xy} = \pm \frac{1}{2}; \pm \frac{3}{2} \pm \frac{5}{2}$ и т.д.

2.6. Обсуждение значений эффективной массы и g -фактора

Итак, выше мы показали, что двукратное вырождение пиков ρ_{xx} при $B < B^*$ обусловлено близостью энергий соседних уровней Ландау с противоположно направленными спинами $N \downarrow$ и $(N - 1) \uparrow$ (см. рис. 4), что соответствует условию $|\epsilon_{(N-1)\uparrow} - \epsilon_{N\downarrow}| < \Gamma$.

Для осцилляций ШдГ это может означать, что „правильная“ эффективная масса для исследуемой квантовой ямы HgTe может быть получена только в достаточно сильных магнитных полях, когда вырождение уровней Ландау $\epsilon_{(N-1)\uparrow}$ и $\epsilon_{N\downarrow}$ полностью снято: $|\epsilon_{(N-1)\uparrow} - \epsilon_{N\downarrow}| > \Gamma$.

Действительно, в этой области магнитных полей при $B > 1.4$ Т мы получаем значение $m_c/m_0 = (0.034 \pm 0.005)$, что хорошо согласуется с активационным анализом КЭХ (см. таблицу) и теоретическими

оценками для конечного k_{\parallel} [43]:

$$m_0/m_c = \gamma_1 + \gamma - S_2, \tag{11}$$

где S_2 — вклад в величину эффективной массы во втором порядке теории возмущений, обусловленный смешиванием состояний легких частиц и тяжелых дырок в квантовой яме.

Аналогичное рассмотрение с использованием теории возмущений дает выражение для расщепления наинищшего размерно-квантованного уровня тяжелых дырок по J_z :

$$\epsilon_{3/2} - \epsilon_{-3/2} = \hbar\omega_0(3\kappa - S_2) \tag{12}$$

Тогда для оценки g -фактора на уровне Ферми можно использовать соотношение Вимбауэра и др. [43] для подзоны H1:

$$g - 6\kappa = 2[m_0/m_c - (\gamma_1 + \gamma)], \tag{13}$$

которое учитывает смешивание состояний легких и тяжелых носителей при $k_{\parallel} \neq 0$. Для $m_c/m_0 = (0.034 \pm 0.005)$ мы получаем $g = (76.7 \pm 3.5)$, что также хорошо согласуется с данными из режима КЭХ.

Из таблицы видно, что анализ по формуле Лифшица–Косевича [15,16] в слабых полях, $B < 1$ Т, в области нерасщепленных по спину, дважды вырожденных пиков ρ_{xx} дает значение $m_c/m_0 = (0.022 \pm 0.002)$ в соответствии с результатами некоторых других авторов [29,30,42,44].

Но это значение противоречит как теоретическим оценкам [38,43], так и нашим экспериментальным результатам по анализу активационной проводимости в режиме КЭХ (см. таблицу): $m_c/m_0 = 0.037$ и $g = 80 \pm 5$.

В работе [4] исследован энергетический спектр зоны проводимости в квантовых ямах $\text{HgTe}/\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с шириной КЯ $d_{\text{КЯ}} = (4.6-20.2)$ nm в широком диапазоне концентрации электронов. Показано, что эффективная масса, полученная из температурной зависимости амплитуды осцилляций ШдГ, для структур с $d < d_c$ близка к расчетным значениям во всем диапазоне концентраций электронов. Однако, с увеличением ширины КЯ, при $d > (7-8)$ nm, экспериментально полученные значения m_c/m_0 становятся заметно меньше расчетных. При $d = 20.2$ nm отношение расчетных и экспериментальных масс достигает двух, что мы также наблюдаем в слабом магнитном поле. Миньков и др. [44] полагают, что наблюдаемое поведение эффективной массы электронов обусловлено перенормировкой спектра из-за электрон-электронного взаимодействия.

С другой стороны, в кремниевых инверсионных слоях также зафиксировано существенное различие между эффективной массой носителя, полученной из анализа осцилляций ШдГ в слабых магнитных полях и из теоретических оценок [45]. Систематическое исследование температурной зависимости осцилляций ШдГ проводилось для различных значений B , приложенного напряжения на затворе, легирования в объеме образца. Было обнаружено, что значения эффективной массы, полученные в результате такого анализа, не ведут себя регулярным образом, как должно быть, если основную роль играет внутренний эффект, такой как электрон-электронное взаимодействие. Полученные результаты позволяют предположить, что эффективные массы, полученные из анализа осцилляций ШдГ в слабых магнитных полях, зависят от особенностей природы рассеивателей в системе.

Согласно одной из физических моделей, описанных в [45], видимое уменьшение m_c может быть связано с возмущением циклотронной частоты, ω_c , флуктуациями потенциала, а именно с изменением ω_c при движении электрона в медленно меняющемся случайном потенциале. Отметим, что именно крупномасштабный характер флуктуаций примесного потенциала был установлен в исследуемом образце из анализа скейлинговых закономерностей в режиме КЭХ [25-28].

3. Заключение

В двумерных системах богатая информация об электронном спектре может быть получена при изучении квантовых осцилляций Шубникова-де Гааза в продольном магнетосопротивлении. Мы исследовали режим осцилляций ШдГ в магнитных полях B до 2.5 Т при температурах $T = (2.2-10)$ К в гетероструктуре $\text{HgCdTe}/\text{HgTe}/\text{HgCdTe}$ с шириной квантовой ямы HgTe 20.3 nm. В исследованной КЯ с инвертированной зонной

структурой проводимость осуществляется электронами подзоны размерного квантования H1 . В HgTe соотношение параметров Латтинжера зоны Γ_8 таково, что спиновое расщепление в подзоне H1 сравнимо с орбитальным, по крайней мере, для малых k_{\parallel} .

В магнитных полях при $\omega_c \tau > 1$ мы обнаружили еще одно интересное проявление специфичности этой системы, а именно, сдвиг на π фазы магнитных осцилляций в области двукратно вырожденных пиков. Мы показали, что в исследуемой системе HgTe аномальный фазовый сдвиг осцилляций ШдГ обусловлен определенным соотношением зонных параметров в подзоне Γ_8 , а не топологической нетривиальностью системы.

Нетривиальность исследуемой системы состоит в том, что формально подуровень H1 принадлежит ветви тяжелых дырок зоны Γ_8 с $J_z = \pm 3/2$, а дисперсия подзоны H1 соответствует электронам. Столь большое значение z -компоненты квазиспина $|J_z| = 3/2$, приводит к необычной ситуации, когда зеемановское расщепление больше циклотронной энергии.

В схеме уровней Ландау это приводит к дополнительному невырожденному уровню при $N = 0$ и, как следствие, к сдвигу на π фазы магнитоосцилляций. По аналогии с графеном этот сдвиг наглядно демонстрируется на построении Берри.

Анализ температурной зависимости амплитуды осцилляций ШдГ в слабых магнитных полях, $B < 1$ Т, в области спин-нерасщепленных пиков приводит к значению $m_0/m_c = (0.022 \pm 0.002)$ в соответствии с результатами некоторых других авторов [29,30,42,44], но в противоречии с теорией, а также и с нашими экспериментальными данными по анализу активационной проводимости в режиме КЭХ ($m_c/m_0 = 0.037 \pm 0.005$ и $g = 80 \pm 5$).

С другой стороны, в промежуточных магнитных полях, $1.2 \text{ Т} < B < 2.5 \text{ Т}$, в области спин-расщепленных пиков получены значения $m_c/m_0 = (0.034 \pm 0.003)$ и $g = (76.7 \pm 3.5)$ в хорошем согласии с активационным анализом в режиме КЭХ и с теоретическими оценками для конечного k_{\parallel} .

Мы предполагаем, что из-за специфики инвертированного энергетического спектра подзоны H1 „правильное“ значение эффективной массы может быть получено только в достаточно сильных магнитных полях, когда полностью снято перекрытие близлежащих уровней Ландау с разными номерами и противоположно направленными спинами. Обсуждаются также другие физические причины такого расхождения.

Отметим, что большое значение g -фактора для квантовой ямы HgTe с инвертированной зонной структурой обусловлено p -симметрией состояний в размерно-квантованной подзоне H1 зоны Γ_8 с полным угловым моментом $J = 3/2$ и z -проекциями „квазиспина“ $J_z = \pm 3/2$, в отличие от стандартной ситуации с $S_z = \pm 1/2$.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования России (тема „Электрон“).

Благодарности

Измерения выполнены в центре коллективного пользования „Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов“ Института физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН. Авторы благодарны E Novik за расчеты зонной структуры.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

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] B.A. Bernevig, T.L. Hughes, S.C. Zhang. *Science* **314**, 1757 (2006).
- [3] S.S. Krishtopenko, I. Yahniuk, D.B. But, V.I. Gavrilenko, W. Knap, F. Teppe. *Phys. Rev. B* **94**, 245402 (2016).
- [4] D. Xiao, M.C. Chang, Q. Niu. *Rev. Mod. Phys.* **82**, 1959 (2010).
- [5] A.A. Taskin, Y. Ando. *Phys. Rev. B* **84**, 035301 (2011).
- [6] A.Yu. Kuntsevich, A.V. Shupletsov, G.M. Minkov. *Phys. Rev. B* **97**, 195431 (2018).
- [7] 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).
- [8] Y. Zhang, Y.-W. Tan, H.L. Stormer, P. Kim. *Nature* **438**, 201 (2005).
- [9] S. Das Sarma, S. Adam, E.H. Hwang, E. Rossi. *Rev. Mod. Phys.* **83**, 407 (2011).
- [10] S. Huang, J. Kim, W.A. Shelton, E.W. Plummer. *Rongying Jin. PNAS* **114**, 6256 (2017).
- [11] Z.D. Kvon, E.B. Olshanetsky, E.G. Novik, D.A. Kozlov, N.N. Mikhailov, I.O. Parm, S.A. Dvoretzky. *Phys. Rev. B* **83**, 193304 (2011).
- [12] М.И. Дьяконов, А.В. Хаецкий. *ЖЭТФ* **82**, 1584 (1982). [M.I. Dyakonov, A.V. Khaetskii. *Sov. Phys. — JETP* **55**, 917 (1982)].
- [13] 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).
- [14] B. Davydov, I. Pomeranchuk. *J. Phys.* **2**, 147 (1940).
- [15] И.М. Лифшиц, А.М. Косевич. *ЖЭТФ* **29**, 730 (1955). [I.M. Lifshitz, A.M. Kosevich. *Sov. Phys. — JETP* **2**, 636 (1956)].
- [16] I.M. Lifshits, A.M. Kosevich. *J. Phys. Chem. Solids* **4**, 1 (1958).
- [17] М.Г. Гаврилов, Т.В. Кукушкин. *Письма в ЖЭТФ* **43**, 103 (1986). [M.G. Gavrilov, T.V. Kukushkin. *JETP Lett.* **43**, 79 (1986)].
- [18] D. Weiss, E. Stahl, G. Weiman, K. Ploog, K. von Klitzing. *Surf. Sci.* **170**, 285 (1986).
- [19] H.P. Wei, A.M. Chang, D.C. Tsui, M. Rozeghi. *Phys. Rev. B* **32**, 7016 (1985).
- [20] 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).
- [21] Yu.G. Arapov, G.I. Harus, V.N. Neverov, N.G. Shelushinina, M.V. Yakunin, O.A. Kuznetsov. *ЖЭТФ* **123**, 118 (2003). [Yu.G. Arapov, G.I. Harus, V.N. Neverov, N.G. Shelushinina, M.V. Yakunin, O.A. Kuznetsov. *JETP* **96**, 118 (2003)].
- [22] С.В. Гудина, В.Н. Неверов, Е.В. Ильченко, А.С. Боголюбский, Г.И. Харус, Н.Г. Шелушинина, С.М. Подгорных, М.В. Якунин, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий. *ФТП* **52**, 16 (2018). [S.V. Gudina, V.N. Neverov, E.V. Ilchenko, A.S. Bogolubskii, G.I. Harus, N.G. Shelushinina, S.M. Podgornykh, M.V. Yakunin, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky. *Semiconductors* **52**, 12 (2018)].
- [23] В.Н. Неверов, А.С. Боголюбский, С.В. Гудина, С.М. Подгорных, К.В. Туруткин, М.Р. Попов, Н.Г. Шелушинина, М.В. Якунин, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий. *ФТП* **54**, 830 (2020). [V.N. Neverov, A.S. Bogolubskii, S.V. Gudina, S.M. Podgornykh, K.V. Turutkin, M.R. Popov, N.G. Shelushinina, M.V. Yakunin, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky. *Semiconductors* **54**, 982 (2020)].
- [24] S.V. Gudina, A.S. Bogolubskii, A.S. Klepikova, V.N. Neverov, K.V. Turutkin, S.M. Podgornykh, N.G. Shelushinina, M.V. Yakunin, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky. *J. Magn. Magn. Mater.* **524**, 167655 (2021).
- [25] Ю.Г. Арапов, С.В. Гудина, В.Н. Неверов, С.М. Подгорных, М.Р. Попов, Г.И. Харус, Н.Г. Шелушинина, М.В. Якунин, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий. *ФТП* **49**, 1593 (2015). [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. Dvoretzky. *Semiconductors* **49**, 1545 (2015)].
- [26] Y.G. Arapov, S.V. Gudina, V.N. Neverov, S.M. Podgornykh, M.R. Popov, G.I. Harus, N.G. Shelushinina, M.V. Yakunin, S.A. Dvoretzky, N.N. Mikhailov. *J. Low Temp. Phys.* **185**, 665–672 (2016).
- [27] S.V. Gudina, Y.G. Arapov, V.N. Neverov, S.M. Podgornykh, M.R. Popov, N.G. Shelushinina, M.V. Yakunin, S.A. Dvoretzky, N.N. Mikhailov. *Phys. Status Solidi C* **13**, 473 (2016).
- [28] S.V. Gudina, Yu.G. Arapov, V.N. Neverov, S.M. Podgornykh, M.R. Popov, E.V. Deriushkina, N.G. Shelushinina, M.V. Yakunin, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky. *Физика низких температур* **45**, 476 (2019). [S.V. Gudina, Yu.G. Arapov, V.N. Neverov, S.M. Podgornykh, M.R. Popov, E.V. Deriushkina, N.G. Shelushinina, M.V. Yakunin, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky. *Low Temp. Phys.* **45**, 412 (2019)].
- [29] Е.В. Олшанетский, С. Сассине, З.Д. Квон, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, Ж.С. Портал, А.Л. Асеев. *Письма в ЖЭТФ* **84**, 661 (2006). [E.B. Olshanetsky, S. Sassine, Z.D. Kvon, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, J.C. Portal, A.L. Aseev. *JETP Lett.* **84**, 565 (2006)].
- [30] З.Д. Квон, Е.В. Олшанетский, Н.Н. Михайлов, Д.А. Козлов. *Физика низких температур* **35**, 21 (2009) [Z.D. Kvon, E.B. Olshanetsky, N.N. Mikhailov, D.A. Kozlov. *Low Temp. Phys.* **35**, 6 (2009)].
- [31] M.Z. Hasan, C.L. Kane. *Rev. Mod. Phys.* **82**, 3045 (2010).
- [32] 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).
- [33] B. Büttner, C.X. Liu, G. Tkachov, E.G. Novik, C. Brüne, H. Buhmann, E.M. Hankiewicz, P. Recher, B. Trauzettel, S.C. Zhang, L.W. Molenkamp. *Nature Phys.* **7**, 418 (2011).
- [34] L.G. Gerchikov, A. Subashiev. *Phys. Status Solidi B* **160**, 443 (1990).

- [35] M.S. Zholudev, A.V. Ikonnikov, F. Teppe, M. Orlita, K.V. Marmeyanin, K.E. Spirin, V.I. Gavrilenko, W. Knap, S.A. Dvoretzkiy, N.N. Mikhailov. *Nanoscale Res. Lett.* **7**, 534 (2012).
- [36] J.M. Luttinger. *Phys. Rev.* **102**, 1030 (1956).
- [37] М.А. Семина, Р.А. Сурис. *ФТП* **49**, 817 (2015). [M.A. Semina, R.A. Suris. *Semiconductors* **49**, 797 (2015)].
- [38] Y. Guldner, C. Rigaux, M. Grynberg, A. Mysielski. *Phys. Rev. B* **8**, 3875 (1973).
- [39] R.W. Martin, R.J. Nicholas, G.J. Rees, S.K. Heywood, N.J. Mason, P.J. Walker. *Phys. Rev. B* **42**, 9237 (1990).
- [40] Ю.Г. Арапов, О.А. Кузнецов, В.Н. Неверов, Г.И. Харус, Н.Г. Шелушина, М.В. Якунин. *ФТП* **36**, 550 (2002). [Yu.G. Arapov, O.A. Kuznetsov, V.N. Neverov, G.I. Harus, N.G. Shelushinina, M.V. Yakunin. *Semiconductors* **36**, 519 (2002)].
- [41] I.M. Tsidilkovski, G.I. Harus, N.G. Shelushinina. *Adv. Phys.* **34**, 43 (1985).
- [42] M.V. Yakunin, S.M. Podgornykh, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzkiy. *Physica E* **42**, 948 (2010).
- [43] T. Wimbauer, K. Oettinger, A.L. Efros, B.K. Meyer, H. Brugger. *Phys. Rev. B* **50**, 8889 (1994).
- [44] G.M. Minkov, V.Ya. Aleshkin, O.E. Rut, A.A. Sherstobitov, A.V. Germanenko, S.A. Dvoretzki, N.N. Mikhailov. *Physica E* **116**, 113742 (2020).
- [45] T. Ando, A.B. Fowler, F. Stern. *Rev. Mod. Phys.* **54**, 437 (1982).

Редактор Ю.Э. Китаев