

# Активационная проводимость в квантовых ямах HgTe/CdHgTe при целочисленных факторах заполнения уровней Ландау: роль случайного потенциала

© Л.С. Бовкун<sup>1,2</sup>, А.В. Иконников<sup>1,3</sup>, В.Я. Алешкин<sup>1,4</sup>, С.С. Криштопенко<sup>1</sup>, А.В. Антонов<sup>1</sup>, К.Е. Спирин<sup>1</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>5,6</sup>, С.А. Дворецкий<sup>5</sup>, В.И. Гавриленко<sup>1,4</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур Российской академии наук, 603950 Нижний Новгород, Россия

<sup>2</sup> Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses, CNRS-UJF-UPS-INSA, 25 rue des Martyrs 38042 Grenoble, France

<sup>3</sup> Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

<sup>4</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, Россия

<sup>5</sup> Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>6</sup> Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

E-mail: bovkun@ipmras.ru

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

В квантовых ямах HgTe/CdHgTe шириной 8 нм с концентрацией электронов  $(1.7-13) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  проведены исследования осцилляций Шубникова–де-Гааза в диапазоне температур от 1.6 до 40 К. Из анализа температурной зависимости амплитуды осцилляций при целочисленных факторах заполнения определены значения щелей между уровнями Ландау и квантовое время рассеяния. Экспериментальные значения щелей находятся в хорошем согласии с результатами одноэлектронных расчетов энергий уровней в рамках 8-зонной модели Кейна. Полученные экспериментальные значения ширины плотности состояний свидетельствуют о сильном экранировании обменного взаимодействия в квантовых ямах HgTe/CdHgTe.

DOI: 10.21883/FTP.2017.12.45175.38

## 1. Введение

Квантовые ямы (КЯ) HgTe/CdHgTe обладают рядом замечательных свойств, которые привлекают большое внимание исследователей. В частности, в зависимости от толщины КЯ в ней может реализоваться состояние тривиального изолятора (нормальная зонная структура), бесщелевое состояние с коническим законом дисперсии (при критической толщине ямы  $d_{qw} \approx 6.3 \text{ нм}$ ) и инвертированная зонная структура с состоянием двумерного (2D) топологического изолятора (ТИ) [1] или полуметалла [2]. При толщинах КЯ вблизи критической имеет место „симметрия“ законов дисперсии электронов и дырок с малыми значениями эффективной массы носителей заряда  $m^*$  (сообщалось о наблюдении  $m^* \approx 0.003m_0$  [3], где  $m_0$  — масса свободного электрона) и соответственно с большими величинами энергий магнитного квантования. С другой стороны, сильное спин-орбитальное взаимодействие приводит к большим значениям спиновых расщеплений состояний и эффективного  $g$ -фактора электронов (достигающих значений 50 и выше [4–6]). В результате в КЯ HgTe/CdHgTe наблюдаются выраженный квантовый эффект Холла (КЭХ) и осцилляции Шубникова–де-Гааза (ШдГ) даже в магнитных полях  $\sim 0.1 \text{ Тл}$  [3] и при высоких температурах [7,8].

Одним из основных методов исследования зонной структуры КЯ HgTe/CdHgTe являются магнитооптиче-

ские измерения резонансного поглощения в квантующих магнитных полях в терагерцовом (ТГц) диапазоне, в который попадают как внутризонные (циклотронный резонанс, ЦР), так и межзонные переходы носителей заряда (см., например, [3–6,9,10]). Однако этот метод не позволяет определять расстояния между соседними уровнями Ландау с противоположными спинами, поскольку такие переходы запрещены правилами отбора в электродипольном приближении. В то же время магнитотранспортные измерения позволяют проследить последовательное перемещение уровня Ферми по уровням Ландау, положение которого в образце можно изменять с помощью затвора. Таким образом, возможно восстановить картину уровней Ландау в магнитном поле [11,12].

В настоящей работе для определения расстояний между соседними уровнями Ландау в зоне проводимости в КЯ HgTe/CdHgTe использовались измерения активационной проводимости в перпендикулярных магнитных полях [13–15]. Если уровень Ферми лежит в области локализованных состояний между соседними уровнями Ландау, то термическое возбуждение электронов в делокализованные состояния на вышележащем уровне приводит к активационному поведению проводимости с ростом температуры. Таким образом, анализируя температурную зависимость амплитуды осцилляций ШдГ при различных факторах заполнения уровней Ландау  $\nu$ , можно определить величину щели подвижности  $\Delta_T$ .

Параметры исследуемых образцов. Образцы представлены в порядке возрастания 2D концентрации электронов  $n_s$

Ростовые папарметры			Транспортные данные (1.6 К)			Модель Лифшица–Косевича		
Образец	$d_{qw}$ , нм	$x$	$n_s$ , $10^{11}$ см $^{-2}$	$\mu$ , $10^3$ см $^2$ /В·с	$\tau_{tr}$ , пс	$m_{LK}^*$ , $m_0$	$\Gamma_L$ , мэВ	$\alpha$
101221*	8.0	41	1.70	198	2.25	0.020	5.6	38.6
091223	8.0	62	1.90	77	0.74	0.017	8.3	18.7
091222*	8.0	70	3.40	45	0.54	0.021	10.3	17
091223*	8.0	62	3.60	80	1.10	0.024	5.5	18.4
101109	8.0	77	5.50	100	1.49	0.026	4.9	22.6
130212	8.3	78	13.0	70	1.46	0.037	5.8	25.3

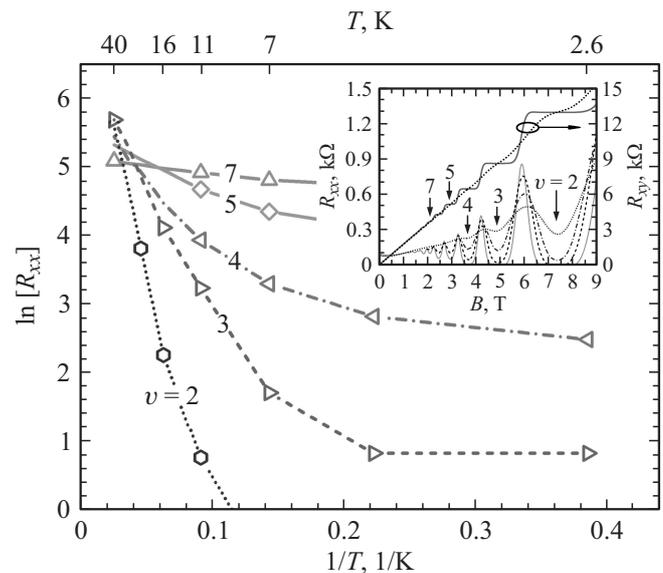
Подобная методика ранее позволила обнаружить постоянную ненулевую плотность состояний между уровнями Ландау в структурах GaAs/Al $_x$ Ga $_{1-x}$ As [14].

## 2. Эксперимент

В работе исследовались образцы с КЯ HgTe/CdHgTe с близкими ростовыми параметрами, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs(013) [16,17]. Последовательно выращивались буферный слой ZnTe, релаксированный буфер CdTe, нижний барьерный слой Cd $_x$ Hg $_{1-x}$ Te, КЯ HgTe толщиной 8 нм, верхний барьерный слой Cd $_x$ Hg $_{1-x}$ Te и покровный слой CdTe. С целью создания 2D электронного газа барьеры легировались мелкими донорами (индием) симметрично с двух сторон от КЯ.

Измерения КЭХ и осцилляций ШдГ проводились при развертке магнитного поля до 12 Тл в интервале температур от 1.6 до 40 К. Использовалась криогенная система замкнутого цикла из двух криостатов, в одном из которых находился сверхпроводящий соленоид с теплым отверстием диаметром 52 мм (Cryofree SC magnet). В это отверстие вставлялся второй криостат (Optistat PT) с регулируемой температурой (от 1.6 К и выше), где располагался исследуемый образец. Концентрация  $n_s$  2D электронов определялась по периоду осцилляций ШдГ в обратном магнитном поле и наклону зависимости холловского сопротивления  $R_{xy}$  от магнитного поля. Типичные зависимости продольного  $R_{xx}$  и поперечного сопротивления от магнитного поля представлены на вставке к рис. 1. Значения  $n_s$ , полученные двумя методами, согласуются в пределах погрешности определения концентрации, что свидетельствует об отсутствии параллельных каналов проводимости в исследуемых образцах. Дополнительным подтверждением отсутствия параллельных каналов является обращение в нуль продольного сопротивления в сильных магнитных полях.

Ростовые параметры, электрофизические параметры и параметры, определенные из теории Лифшица–Косевича (вводятся и обсуждаются в дальнейшем), для исследуемых образцов представлены в таблице. Знак звездочка (\*) соответствует параметрам образцов, которые были кратковременно подсвечены синим светодиодом [18]. За счет эффекта остаточной фотопроводимости



**Рис. 1.** Графики Аррениуса для образца 091223\*; некоторые маркеры в области высоких температур не изображены для упрощения восприятия; в подписях к кривым указаны целочисленные значения фактора заполнения уровней Ландау. На вставке приведены зависимости  $R_{xx}$  ( $T = 2.6, 11, 22, 40$  К) и  $R_{xy}$  ( $T = 2.6$  К для сплошной,  $T = 40$  К для точечной) от магнитного поля. Вертикальными стрелками указаны значения магнитного поля, соответствующие целочисленным значениям  $\nu$ .

концентрация электронов в этих образцах увеличилась и оставалась постоянной на протяжении эксперимента (о чем свидетельствует воспроизводимость минимумов продольного магнетосопротивления при различных температурах).

## 3. Результаты и обсуждение

### 3.1. Определение щели подвижности $\Delta_T$

При низких температурах осцилляции Шубникова–де-Гааза возникают в том случае, если энергетическая щель между уровнями Ландау вблизи уровня Ферми превосходит ширину плотности состояний соседних уровней. В больших магнитных полях, в которых плотности состояний уровней Ландау не перекрываются,

наблюдается обращение продольной проводимости и  $R_{xx}$  в нуль. С ростом температуры возрастает вероятность теплового заброса электронов на уровень Ландау, лежащий над уровнем Ферми, что в свою очередь приводит к увеличению проводимости. Если величина щели подвижности  $\Delta_T$  между соседними уровнями Ландау значительно превосходит тепловую энергию  $k_{BT}$ , то зависимость магнитосопротивления от температуры при фиксированном магнитном поле описывается выражением [19–21]

$$\sigma_{xx} = \sigma_0 \exp(\Delta_T/2k_{BT}),$$

где  $\Delta_T$  и  $\sigma_0$  не зависят от температуры. Типичные зависимости  $R_{xx}$  в минимумах, соответствующих целочисленным факторам заполнения  $\nu$ , от обратной температуры представлены на рис. 1.

Величина щели подвижности  $\Delta_T$  определяется из наклона кривых на графике Аррениуса в области высоких температур. При низких температурах наблюдается уменьшение наклона кривых и даже насыщение зависимостей, что, по-видимому, связано с доминированием механизма прыжковой проводимости [22,23]. Для больших факторов заполнения (больше  $\nu = 6$ ) в области слабых полей, в которой начинают проявляться осцилляции ШдГ, параметр  $\Delta_T$  очень мал из-за значительного перекрытия плотностей состояний уровней Ландау. С ростом напряженности магнитного поля  $\Delta_T$  увеличивается, в нашем случае монотонно для всех гетероструктур, кроме образца 130212 с максимальной концентрацией (см. далее).

### 3.2. Уширение уровней Ландау

Наличие случайного потенциала рассеивателей в 2D системах приводит к уширению уровней Ландау. Для описания плотности состояний обычно рассматривается несколько моделей плотности состояний на уровнях Ландау в магнитном поле, в частности лоренцева [22,24,25], гауссова [19,26] или полуэллиптическая [27] форма плотности состояний. В работах [28,29], посвященных КЯ HgTe/CdHgTe, использовалась гауссова модель плотности состояний с параметром  $\Gamma_G \propto (B)^{1/2}$ . Отметим, такая корневая зависимость ширины плотности состояний от магнитного поля соответствует случаю короткодействующего ( $\delta$ -коррелированного) случайного потенциала [27,30]. В более поздней работе [31] для расчета плотности состояний в асимметрично легированных гетероструктурах HgTe/Hg<sub>0.3</sub>Cd<sub>0.7</sub>Te использовалась модель с параметром  $\Gamma$ , не зависящим от магнитного поля.

В рамках теории Лифшица–Косевича [32,33] существует подход, позволяющий напрямую определить характер рассеивателей в системе и вычислить параметр уширения уровней Ландау, что было проделано для различных высокоподвижных 2D систем (см., например, [34]). Однако для КЯ HgTe/CdHgTe этот подход полноценно использовался лишь в нашей предыдущей работе [35]. В работе [36] подобным образом была

определена лишь величина эффективной массы в КЯ HgTe с нормальной зонной структурой.

Исследование осцилляций магнитосопротивления в магнитном поле при различных температурах позволяет определять значения эффективной массы  $m^*$  и квантового времени рассеяния носителей заряда  $\tau_q$  (которое определяет уширение уровней Ландау). Осцилляции  $\Delta R_{xx}$  в слабых магнитных полях можно описать с помощью формулы [37,38]:

$$\Delta R_{xx}/R_0 = 4 \frac{\psi}{\sin h(\psi)} \exp\left(\frac{-\pi}{\omega_c \tau_q}\right) \cos\left(\frac{2\pi \varepsilon_F}{\hbar \omega_c} - \Phi\right), \quad (1)$$

где  $R_0$  — сопротивление образца в нулевом магнитном поле,  $\omega_c = eB/m^*c$  — циклотронная частота,  $\varepsilon_F$  — энергия Ферми, величина  $\psi = 2\pi^2 k_{BT}/\hbar \omega_c$  определяет температурную зависимость амплитуды осцилляций ШдГ,  $\Phi$  — фаза осцилляций. Выражение (1) соответствует случаю лоренцева профиля плотности состояний на уровнях Ландау [39,40]. В этом случае формулу (1) при фиксированной температуре можно представить в виде

$$\Delta R_{xx}/R_0 = A \cdot \exp(-2\pi \Gamma_L/\hbar \omega_c), \quad (2)$$

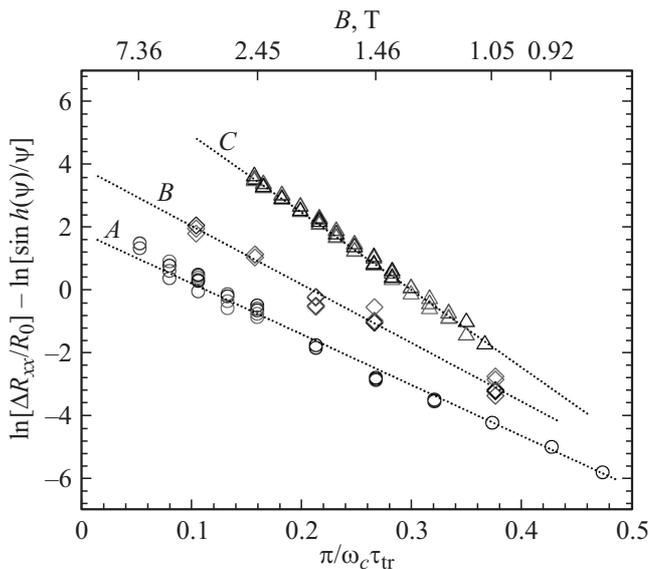
где  $A$  — подгоночный параметр, а  $\Gamma_L = \hbar/2\tau_q$  — ширина плотности делокализованных состояний на уровнях Ландау. Аналогичные вычисления для случая гауссова профиля плотности состояний приводят к следующему выражению для амплитуды осцилляций ШдГ [40]:

$$\Delta R_{xx}/R_0 = A \cdot \exp\left(-\pi^2 |\Gamma_G/\hbar \omega_c|^2\right). \quad (3)$$

Таким образом, анализируя зависимость логарифма амплитуды осцилляций ШдГ от обратного магнитного поля при различных значениях температуры, можно по характеру полевой зависимости (линейная или квадратичная) определить форму и величину уширения плотности состояний на уровнях Ландау в конкретном образце. Типичные графики Дингла (закрепившееся в литературе название [33]) для различных образцов представлены на рис. 2.

Значение эффективной массы  $m^*$  определялось путем подгонки методом наименьших квадратов из условия максимального приближения друг к другу точек на рис. 2. Результаты анализа в рамках теории Лифшица–Косевича представлены в таблице. Полученные значения эффективной массы находятся в хорошем согласии с результатами эксперимента по наблюдению циклотронного резонанса (091223 в работе [18], 091222 в работе [10] — образец А) и качественно согласуются с теоретической зависимостью эффективной массы от концентрации.

Все исследуемые образцы демонстрируют линейную зависимость логарифма сопротивления  $R_{xx}$  от обратного магнитного поля. Наклон линейной зависимости на рис. 2 соответствует величине  $\alpha = \tau_{tr}/\tau_q$  и определяет характер рассеяния: равен единице для случая короткодействующего ( $\delta$ -коррелированного) потенциала



**Рис. 2.** Графики Дингла [33] для некоторых образцов: A — 091223\* с линейной аппроксимацией  $y = 5.5 - 18.4x$ , B — 091223 с линейной аппроксимацией  $y = 3.88 - 18.7x$ , C — 130212 с линейной аппроксимацией  $y = 3.53 - 25.3x$  (смещен на +2 по оси ординат для улучшения восприятия).

рассеяния и превышает единицу для случайного потенциала с конечной корреляционной длиной [24]. В нашем случае значения параметра  $\alpha$  лежат в диапазоне 17–38. Транспортное время рассеяния определялось по формуле  $\tau_{tr} = (\mu m^*/e)$ , после чего вычислялся параметр  $\Gamma_L = \hbar/2\tau_q = \alpha \hbar/2\tau_{tr}$ . Как видно из таблицы, ширина плотности состояний на уровнях Ландау  $\Gamma_L$  в исследуемых образцах составляет 5 мэВ и более. Таким образом, считать область делокализованных состояний на уровнях Ландау бесконечно узкой, как это было сделано в работах [7,8], — некорректно.

Представляется интересным сравнить результаты до и после кратковременной подсветки синим светодиодом образца 091223. Подсветка приводит к изменению электрофизических параметров: концентрация  $n_s$  и эффективная масса  $m^*$  возрастают от  $1.9 \cdot 10^{11}$  до  $3.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и от 0.017 до  $0.024 m_0$ , подвижность  $\mu$  при этом также увеличивается с  $7.7 \cdot 10^4$  до  $8 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . Последнее означает увеличение транспортного времени рассеяния  $\tau_{tr}$  с 0.74 до 1.1 пс при практически неизменной подвижности, что обусловлено заметным изменением эффективной массы. Как видно из рис. 2, параметр  $\alpha$  (угловой коэффициент графика Дингла) изменяется при этом незначительно, что в конечном итоге приводит к уменьшению параметра  $\Gamma_L$  с 8.3 до 5.5 мэВ. Подобное изменение может быть связано с увеличением экранирования случайного потенциала при повышении концентрации носителей.

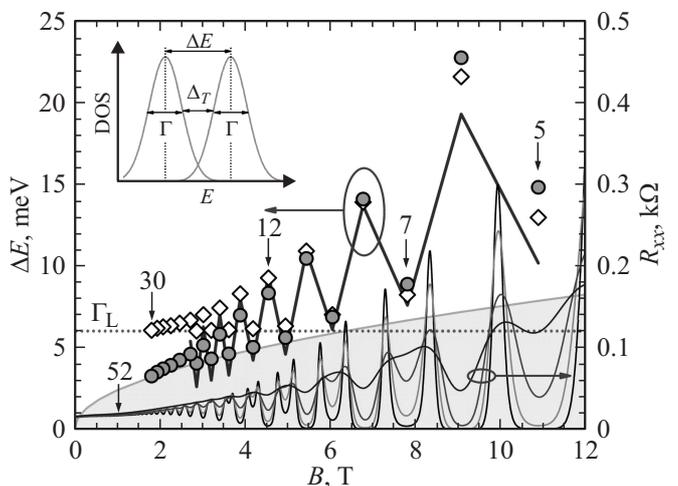
### 3.3. Определение энергетических щелей

В предыдущих разделах были описаны методики определения  $\Delta_T$  и  $\Gamma_L$ . В рамках нашей модели эти

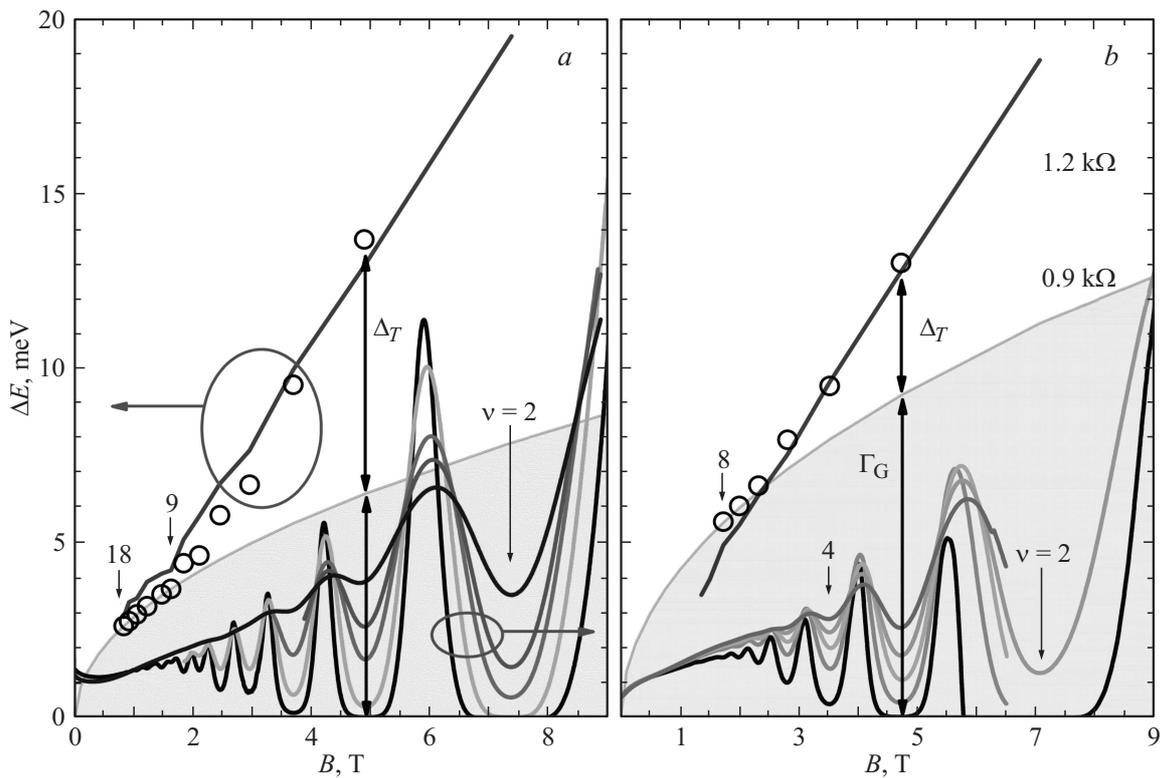
величины позволяют определить энергетические зазоры  $\Delta E$  (см. вставку на рис. 3) [34]:

$$\Delta E = \Delta_T + \Gamma, \tag{4}$$

где  $\Gamma$  — ширина плотности состояний на уровнях Ландау (см. далее). Отметим, что выбранный нами способ определения  $\Delta E$  не является общепринятым. Так, в ряде ранних исследований, выполненных на инверсионных слоях в Si и на гетеропереходах GaAs/AlGaAs, считалось, что параметр  $\Delta_T$  необходимо удваивать ввиду ненулевой „фоновой“ плотности состояний между уровнями Ландау (см., например, [14]). Удвоение параметра  $\Delta_T$  предлагалось и в недавней работе, посвященной КЯ HgTe/CdHgTe [7]. Мы полагаем, во-первых, что плотность состояний на хвостах уровней Ландау очень мала, и из анализа активационной проводимости мы находим полное значение щели подвижности между делокализованными состояниями на соседних уровнях Ландау. Во-вторых, наш подход учитывает влияние случайного потенциала для каждого конкретного образца посредством определения параметра  $\Gamma$ . Ранее оценки  $\Gamma$  для структур с КЯ GaAs/AlGaAs давали малые величины и поэтому область делокализованных состояний считалась очень узкой. Значения  $\Gamma$ , определенные в этой работе, говорят о необходимости учета уширения уровней Ландау в структурах на основе КРТ. Остановимся более подробно на выборе модели для описания плотности состояний на уровнях Ландау.



**Рис. 3.** Осцилляции ШДГ в образце 130212 (сплошные линии, правая ось,  $T = 1.6, 6.4, 19.2, 38.4 \text{ К}$ ) и значения  $\Delta E$  (символы, левая ось) при целочисленных факторах заполнения уровней Ландау (отмечены вертикальными стрелками). Серая область соответствует зависимости  $\Gamma_G(B)$ , величина  $\Gamma_L = 5.8 \text{ мэВ}$  показана точечной горизонтальной линией. Кружками и ромбами отмечены значения  $\Delta E$  для гауссовой и лоренцевой модели плотности состояний на уровнях Ландау соответственно. Ломаная сплошная линия соединяет рассчитанные в рамках модели Кейна значения щелей между уровнями Ландау при целочисленных значениях  $\nu$ . На вставке проиллюстрирован способ определения  $\Delta E$  при конечной ширине плотностей состояний соседних уровней Ландау.



**Рис. 4.** Осцилляции ШдГ в образцах 091223\* (a) и 091222\* (b) (сплошные линии, правые оси,  $T = 1.6, 6.4, 12.8, 18, 25.6$  К) и значения  $\Delta E$  (кружки, левые оси) при целочисленных факторах заполнения уровней Ландау (некоторые отмечены вертикальными стрелками и подписаны). Сплошные серые области соответствуют зависимостям  $\Gamma_G(B)$ . Ломаные сплошные линии соединяют рассчитанные в рамках модели Кейна значения щели между уровнями Ландау при целочисленных значениях  $\nu$ .

Как уже отмечалось, для описания плотности состояний обычно рассматривается несколько моделей уширения уровней Ландау, в частности лоренцева, гауссова или полуэллиптическая форма. Последняя модель имеет нефизично резкие края плотности состояний, являющиеся следствием самосогласованного борновского приближения, поэтому нами она в дальнейшем не рассматривалась. В лоренцевой модели ширина уровней Ландау  $\Gamma_L$  не зависит от магнитного поля. В гауссовой модели плотности состояний ширина уровней Ландау пропорциональна  $B^{1/2}$  и равна

$$\Gamma_G = \sqrt{\hbar^2 \omega_c / 2\pi \tau_q} = \sqrt{\hbar \omega_c \Gamma_L / \pi}. \quad (5)$$

Далее мы покажем, что именно гауссова модель плотности состояний позволяет наилучшим образом описать полученные результаты для КЯ HgTe/CdHgTe. Заметим, что формула (3) предполагает квадратичную зависимость логарифма сопротивления от обратного магнитного поля для случая гауссова уширения, независимого от поля. Однако для ширины уровней Ландау в виде (5) зависимость на графике Дингла будет уже линейной. Из вышесказанного следует, что наблюдаемая нами линейная зависимость логарифма  $\Delta R_{xx}(1/B)$  соответствует двум случаям уширения уровней Ландау: Лоренца  $\Gamma_L = \text{const}(B)$  и Гаусса  $\Gamma_G(B) \propto B^{1/2}$ .

Далее при описании результатов экспериментов мы использовали модель гауссова уширения, величина которого пропорциональна  $B^{1/2}$ . На рис. 3 представлены результаты для образца 130212 с наибольшей концентрацией носителей. При низких температурах в нем наблюдалось большое число минимумов осцилляций ШдГ начиная с  $\nu = 52$  при  $B \approx 1$  Тл вплоть до  $\nu = 5$  при  $B \approx 11$  Тл. Экспериментально определяемая величина  $\Delta\Gamma$  присутствует на рис. 3 в неявном виде и соответствует разности  $\Delta E - \Gamma$ . Видно, что для четных значений фактора заполнения наблюдаются более глубокие минимумы осцилляций  $R_{xx}$ , чем для нечетных, что говорит о том, что „орбитальное“ расщепление уровней Ландау превышает спиновое, как это имеет место в большинстве 2D полупроводниковых систем. Этот вывод подтверждается и „осциллирующей“ расчетной зависимостью расстояний между соседними уровнями Ландау на уровне Ферми (см. разд. 4 и рис. 3): в эксперименте мы наблюдаем хорошее соответствие для  $\nu = 7-12$ . Как видно из рис. 3, в этом интервале магнитных полей результаты определения щелей между уровнями Ландау в рамках лоренцевой модели уширения уровней также удовлетворительно согласуются с расчетом. Однако в более слабых магнитных полях (т.е. при  $\nu > 12$ ) лоренцева модель, предполагающая неизменную ширину уровней Ландау, дает нефизичные результаты. В частности,

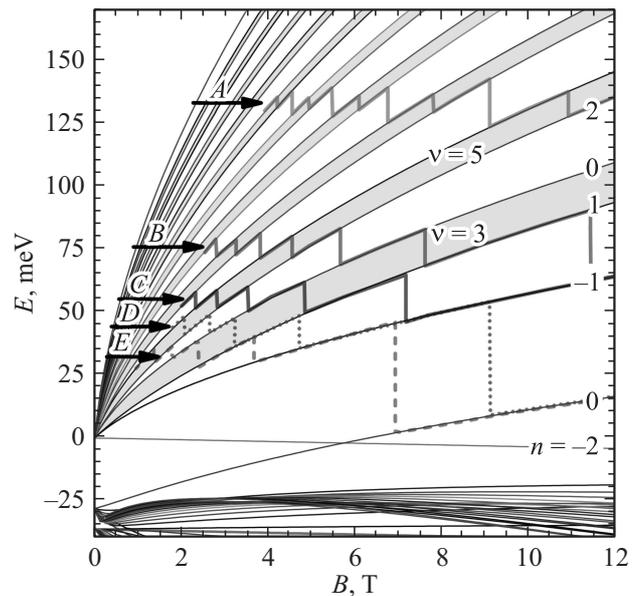
она предсказывает ширину плотности состояний, кратно превышающую расстояния между уровнями Ландау, в то время как отчетливые осцилляции ШдГ наблюдаются вплоть до  $\nu = 52$ . Таким образом, гауссова модель плотности состояний является более предпочтительной для определения энергетических щелей между уровнями Ландау из магнитотранспортных измерений.

На рис. 4 представлены результаты определения  $\Delta E$  для двух образцов 091222\* и 091223\* с близкими значениями концентрации носителей (см. таблицу). Их ростовые параметры также близки и слегка отличаются лишь долей Cd в барьерах. Соответственно эти образцы имеют практически идентичную зонную структуру. В то же время подвижность в образце 091223\* ( $\mu = 8 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ) значительно выше, чем в образце 091222\* ( $\mu = 4.5 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ). В первом случае осцилляции ШдГ наблюдаются начиная с  $\nu = 18$  в поле 0.83 Тл, а во втором — лишь с  $\nu = 10$  в поле 1.36 Тл. Все это указывает на существенно большее уширение уровней Ландау в образце 091222\* вследствие случайного потенциала. Действительно, анализ, выполненный в рамках модели Лифшица–Косевича, дает для этих образцов различные значения параметров  $\Gamma_L$ : 5.5 мэВ для образца 091223\* и 10.3 мэВ для 091222\*. Однако для первого образца наблюдаются существенно большие энергии активации  $\Delta_T$  (см. рис. 4). Поэтому значения щелей между соседними уровнями Ландау при целочисленных факторах заполнения, определяемые из соотношения  $\Delta_E = \Delta_T + \Gamma_G$ , в обоих образцах практически одинаковы.

Отметим, что в отличие от образца 130212, в котором наблюдаются „осцилляции“  $\Delta E$  (рис. 3), в образцах 091223\* и 091222\* в тех же самых магнитных полях расстояния между соседними уровнями Ландау монотонно возрастают с ростом магнитного поля (рис. 4). Это обстоятельство отражает тот факт, что для уровней Ландау с малыми номерами спиновое расщепление оказывается того же порядка, что и орбитальное.

#### 4. Сопоставление с результатами расчетов уровней Ландау

Исследованные в работе образцы имеют близкие ростовые параметры и соответственно схожую зонную структуру. Для сопоставления с экспериментально определенными значениями  $\Delta E$  в работе были выполнены расчеты энергий уровней Ландау для каждого из образцов (часть результатов уже была представлена на рис. 3, 4). Расчеты проводились в одноэлектронном приближении с использованием 8-зонного  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$  гамильтониана Кейна, с учетом слагаемых, описывающих влияние эффектов упругой деформации на энергетический спектр (см., например, [41]). Результаты расчета уровней Ландау для образца 091222 представлены на рис. 5 (уровни Ландау для остальных образцов отличаются несущественно).



**Рис. 5.** Спектр уровней Ландау в аксиальной модели Кейна  $8 \times 8$  для параметров структуры  $d = 8 \text{ нм}$  и  $xb = 0.7$  (что соответствует образцу 091222). Буквенные обозначения соответствуют образцам: A — 130212, B — 101109, C — 091222\* и 091223\*, D — 091223, E — 101221\*. Спиновые энергетические щели начиная с  $\nu = 3$  залиты серым цветом. Зигзагообразными линиями изображены положения уровня Ферми для исследованных в работе образцов. По правому краю подписаны номера некоторых уровней Ландау.

Зонная структура исследуемых образцов является инвертированной: нижним уровнем Ландау в зоне проводимости является „дырочный“ уровень с номером  $-2$ , а верхним уровнем в валентной зоне — „электронный“ уровень 0 (ср. с [42,43]), которые пересекаются в поле  $B \approx 6 \text{ Тл}$ . Ломаными линиями на рис. 5 схематично показано изменение положения уровня Ферми с ростом магнитного поля в исследованных образцах при заданных значениях концентрации (образец 091223\*, параметры которого близки к 091222\*, на рис. 5 не представлен). Видно, что при больших значениях энергии Ферми (образцы 130212, 101109) спиновые расщепления (при четных  $\nu$ ) уровней Ландау меньше „орбитальных“ (при нечетных  $\nu$ ). В образцах 091222\* и 091223 эти расщепления близки по величине. В образце 101221\* с наименьшей концентрацией электронов (и соответственно с наименьшей энергией Ферми в нулевом магнитном поле) спиновое расщепление в сильных магнитных полях уже превышает „орбитальное“, что является следствием инвертированной зонной структуры образца.

Как уже отмечалось при обсуждении полученных результатов для образцов 130212, 091223\*, 091222\*, представленных на рис. 3, 4, экспериментально полученные значения щелей между соседними уровнями Ландау находятся в хорошем соответствии с результатами расчетов, выполненных в одноэлектронном приближении с использованием 8-зонного  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$  гамильтониана Кейна.

Также удовлетворительное согласие было получено и для трех других исследованных в работе образцов. Отметим, что эффект перестройки зонной структуры с температурой, обсуждавшийся в работах [44–46], скажется в первую очередь на ширине запрещенной зоны и не приводит к заметному изменению щели  $\Delta E$  между соседними уровнями Ландау в зоне проводимости вплоть до максимальной температуры 40 К, при которой проводились измерения (кроме, естественно, нижнего уровня 0, который после пересечения с уровнем  $-2$  „переходит“ в зону проводимости). Таким образом, полученные нами экспериментальные результаты хорошо описываются одноэлектронными расчетами.

Однако известно, что значения спиновой щели в различных 2D системах, полученные из анализа температурной зависимости амплитуды осцилляций ШдГ при нечетных факторах заполнения уровней Ландау, могут существенно отличаться от одноэлектронных значений вследствие обменного взаимодействия между 2D электронами [47–49]. Впервые теория перенормировки спиновой щели была предложена Андо и Емурой [47] для 2D систем с параболическим законом дисперсии, в которых эффективная масса электронов не зависит от концентрации. Позднее теория обменного усиления спиновой щели была также развита для узкозонных КЯ с прямой зонной структурой на основе  $A^{III}B^V$  полупроводников [48,49]. Расчеты существенно усиленной „многочастичной“ щели с использованием гауссовой модели для описания плотности состояний, выполненные для КЯ InGaAs/InP [34] и InAs/AlSb [50,51], находились в хорошем согласии с экспериментальными значениями, полученными из исследования магнитотранспорта в этих структурах. Отметим, что ширина плотности состояний на уровнях Ландау  $\Gamma_G(B)$  в работах [34,50,51] не превышала 1 мэВ в магнитном поле 1 Тл.

Отсутствие обменной перенормировки спинового расщепления при нечетных факторах заполнения в исследованных образцах связано со значительно большими значениями ширины уровней Ландау  $\Gamma_G(B)$  (см. рис. 3, 4), чем в других узкозонных 2D системах [34,50,51]. Обменная перенормировка спиновой щели в таких системах определяется не только степенью спиновой поляризации, но и диэлектрической проницаемостью 2D электронов, отвечающей за экранирование „многочастичного“ взаимодействия [47,48]. Действительно, диэлектрическая проницаемость 2D электронного газа определяется значением плотностей состояний уровней Ландау на уровне Ферми [48], которое возрастает при увеличении  $\Gamma_G(B)$  из-за перекрытия „гауссовых“ хвостов соседних спин-расщепленных уровней. Увеличение перекрытия спин-расщепленных уровней приводит как к уменьшению спиновой поляризации, так и к увеличению диэлектрической проницаемости и усилению экранирования обменного взаимодействия. Таким образом, за счет большой ширины уровней Ландау в наших образцах обменная перенормировка спиновой щели при нечетных факторах заполнения оказывается незаметной на

фоне больших „одноэлектронных“ значений спинового расщепления.

Отметим, что сделанный ранее в предыдущей работе вывод о влиянии обменных эффектов на спиновые расщепления в КЯ HgTe/CdHgTe шириной 20 нм [35] связан с использованием модели постоянного (независящего от магнитного поля) уширения уровней Ландау. Повторный анализ полученных в [35] экспериментальных данных с использованием гауссовой модели с корневой зависимостью ширины плотности состояний от магнитного поля (см. формулу (5)) также дает хорошее согласие полученных значений щелей между уровнями Ландау с результатами „одноэлектронных“ расчетов в рамках модели Кейна.

Наконец, надо отметить, что полученные в работе значения ширины плотности состояний на уровнях Ландау, представленные в таблице и на рис. 3, 4, заметно превышают ширину линий циклотронного резонанса, наблюдаемого в тех же образцах как в классических, так и в квантовых магнитных полях. В частности, для образца 091223\* [10,18] ширина линии циклотронного резонанса в поле 2 Тл оказывается равной 2.3 мэВ, что почти в 2 раза меньше значений  $\Gamma_G$  (2 Тл) на рис. 4, а. Это может указывать на более сложную форму (существенно отличную от гауссовой) плотности состояний на уровнях Ландау, в которой на фоне широкого контура имеется более узкая „резонансная“ часть, определяющая наблюдаемую ширину линии циклотронного резонанса.

## 5. Заключение

В работе выполнены исследования магнитотранспорта в гетероструктурах с инвертированными КЯ HgTe/CdHgTe шириной 8 нм с различной концентрацией электронов от  $1.7 \cdot 10^{11}$  до  $1.3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . В магнитных полях до 12 Тл выполнены измерения осцилляции Шубникова–де-Гааза в широком интервале температур 1.6–40 К. Из анализа температурной зависимости амплитуды осцилляций ШдГ при целочисленных факторах заполнения определены значения щелей между уровнями Ландау и квантовое время рассеяния. Для описания полученных результатов использовалась гауссова модель плотности состояний на уровнях Ландау с корневой зависимостью ширины от магнитного поля. Экспериментальные значения щелей между уровнями Ландау находятся в хорошем согласии с результатами одноэлектронных расчетов энергий уровней в рамках 8-зонной модели Кейна. Полученные экспериментальные значения ширины плотности состояний свидетельствуют о сильном экранировании обменного взаимодействия в наших образцах.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 16-12-10317). Авторы признательны Б. Пио (B. Piot) за полезные обсуждения. В работе использовалось оборудование ЦКП ИФМ РАН „Физика и технология микро- и наноструктур“.

## Список литературы

- [1] B.A. Bernevig, T.L. Hughes, S.-C. Zhang. *Science*, **314** (5806), 1757 (2006).
- [2] З.Д. Квон, Е.Б. Ольшанецкий, Д.А. Козлов, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий. *Письма ЖЭТФ*, **87** (9), 588 (2008).
- [3] А.В. Иконников, А.А. Ластовкин, К.Е. Спириин, М.С. Жолудев, В.В. Румянцев, К.В. Маремьянин, А.В. Антонов, В.Я. Алешкин, В.И. Гавриленко, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов, Ю.Г. Садофьев, N. Samal. *Письма ЖЭТФ*, **92** (11), 837 (2010).
- [4] X.C. Zhang, K. Ortner, A. Pfeuffer-Jeschke, C.R. Becker, G. Landwehr. *Phys. Rev. B*, **69** (11), 115340 (2004).
- [5] M.V. Yakunin, S.M. Podgornykh, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky. *Phys. E: Low-dim. Systems and Nanostructur.*, **42** (4), 948 (2010).
- [6] M.V. Yakunin, A.V. Suslov, S.M. Podgornykh, S.A. Dvoretzky, N.N. Mikhailov. *Phys. Rev. B*, **85** (24), 245321 (2012).
- [7] D.A. Kozlov, Z.D. Kvon, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, S. Weishäupl, Y. Krupko, J.C. Portal. *Appl. Phys. Lett.*, **105** (13), 132102 (2014).
- [8] T. Khouri, M. Bendias, P. Leubner, C. Brüne, H. Buhmann, L.W. Molenkamp, U. Zeitler, N.E. Hussey, S. Wiedmann. *Phys. Rev. B*, **93** (12), 125308 (2016).
- [9] M.S. Zholudev, A.V. Ikonnikov, F. Teppe, M. Orlita, K.V. Maremyanin, K.E. Spirin, V.I. Gavrilenko, W. Кнар, S.A. Dvoretzky, N.N. Mihailov. *Nanoscale Res. Lett.*, **7** (1), 534 (2012).
- [10] M. Zholudev, F. Teppe, M. Orlita, C. Consejo, J. Torres, N. Dyakonova, M. Czapkiewicz, J. Wróbel, G. Grabecki, N. Mikhailov, S. Dvoretzky, A. Ikonnikov, K. Spirin, V. Aleshkin, V. Gavrilenko, W. Кнар. *Phys. Rev. B*, **86** (20), 205420 (2012).
- [11] B. Buttner, C.X. Liu, G. Tkachov, E.G. Novik, C. Brune, H. Buhmann, E.M. Hankiewicz, P. Recher, B. Trauzettel, S.C. Zhang, L.W. Molenkamp. *Nat. Phys.*, **7** (5), 418 (2011).
- [12] A.M. Kadykov, S.S. Krishtopenko, B. Jouault, W. Desrat, M. Marcinkiewicz, J. Torres, S. Ruffenach, C. Consejo, N. Dyakonova, D. But, K. Spirin, S. Morozov, V. Gavrilenko, N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, Z.D. Kvon, W. Кнар, F. Teppe. *Тр. XXI Междунар. симп. „Нанозифика и нанозлектроника“* (Нижний Новгород, Россия, 2017) т. 2, с. 465.
- [13] И.В. Кукушкин, С.В. Мешков, В.Б. Тимофеев. *Успехи физ. наук*, **155** (6), 219 (1988).
- [14] М.Г. Гаврилов, И.В. Кукушкин. *Письма ЖЭТФ*, **43** (2), 79 (1986).
- [15] E. Stahl, D. Weiss, G. Weimann, K. von Klitzing, K. Ploog. *J. of Phys. C: Sol. St. Phys.*, **18** (26), L783 (1985).
- [16] N.N. Mikhailov, R.N. Smirnov, S.A. Dvoretzky, Y.G. Sidorov, V.A. Shvets, E.V. Spesivtsev, S.V. Rykhlytski. *Int. J. Nanotechnology*, **3** (1), 120 (2006).
- [17] S. Dvoretzky, N. Mikhailov, Y. Sidorov, V. Shvets, S. Danilov, B. Wittman, S. Ganichev. *J. Electron. Mater.*, **39** (7), 918 (2010).
- [18] A.V. Ikonnikov, M.S. Zholudev, K.E. Spirin, A.A. Lastovkin, K.V. Maremyanin, V.Y. Aleshkin, V.I. Gavrilenko, O. Drachenko, M. Helm, J. Wosnitzer, M. Goiran, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, F. Teppe, N. Diakonova, C. Consejo, B. Chenaud, W. Кнар. *Semicond. Sci. Techn.*, **26** (12), 125011 (2011).
- [19] A. Usher, R.J. Nicholas, J.J. Harris, C.T. Foxon. *Phys. Rev. B*, **41** (2), 1129 (1990).
- [20] D. Weiss, E. Stahl, G. Weimann, K. Ploog, K. von Klitzing. *Surf. Sci.*, **170** (1), 285 (1986).
- [21] H.P. Wei, A.M. Chang, D.C. Tsui, M. Razeghi. *Phys. Rev. B*, **32** (10), 7016 (1985).
- [22] A. Isihara, L. Smrcka. *J. Phys. C: Sol. St. Phys.*, **19** (34), 6777 (1986).
- [23] B.I. Shklovskii, A.L. Efros. *Variable Range Hopping Conduction*. In: *Electronic Properties of Doped Semiconductors*, ed. by B.I. Shklovskii, A.L. Efros (Springer, Berlin–Heidelberg: Berlin–Heidelberg, 1984) p. 202.
- [24] P.T. Coleridge, R. Stoner, R. Fletcher. *Phys. Rev. B*, **39** (2), 1120 (1989).
- [25] P.T. Coleridge. *Phys. Rev. B*, **44** (8), 3793 (1991).
- [26] A. Endo, Y. Iye. *J. Phys. Soc. Jpn*, **77** (6), 064713 (2008).
- [27] T. Ando, Y. Uemura. *J. Phys. Soc. Jpn*, **36** (6), 1521 (1974).
- [28] G. Landwehr, J. Gerschütz, S. Oehling, A. Pfeuffer-Jeschke, V. Latussek, C.R. Becker. *Phys. E: Low-Dim. Systems and Nanostructur.*, **6** (1–4), 713 (2000).
- [29] X.C. Zhang, A. Pfeuffer-Jeschke, K. Ortner, C.R. Becker, G. Landwehr. *Phys. Rev. B*, **65** (4), 045324 (2002).
- [30] M. Califano, T. Chakraborty, P. Pietiläinen, C.M. Hu. *Phys. Rev. B*, **73** (11), 113315 (2006).
- [31] Y.S. Gui, C.R. Becker, N. Dai, J. Liu, Z.J. Qiu, E.G. Novik, M. Schäfer, X.Z. Shu, J.H. Chu, H. Buhmann, L.W. Molenkamp. *Phys. Rev. B*, **70** (11), 115328 (2004).
- [32] I.M. Lifshitz, A.M. Kosevich. *ЖЭТФ*, **29** (4), 730 (1956).
- [33] D. Shoenberg. *Magnetic Oscillations in Metals*. Cambridge Monographs on Physics (Cambridge, Cambridge University Press, 1984).
- [34] С.С. Криштопенко, К.В. Маремьянин, К.П. Калинин, К.Е. Спириин, В.И. Гавриленко, Н.В. Байдусь, Б.Н. Звонков. *ФТП*, **49** (12), 196 (2015).
- [35] Л.С. Бовкун, С.С. Криштопенко, М.С. Жолудев, А.В. Иконников, К.Е. Спириин, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов, Ф. Тeppe, W. Кнар, В.И. Гавриленко. *ФТП*, **49** (12), 1676 (2015).
- [36] A. Pfeuffer-Jeschke, F. Goschenhofer, S.J. Cheng, V. Latussek, J. Gerschütz, C.R. Becker, R.R. Gerhardt, G. Landwehr. *Phys. B: Condens. Matter*, **256–258**, 486 (1998).
- [37] Ю.Ф. Комник, И.Б. Беркутов, В.В. Андриевский, О.А. Миронов, М. Миронов, Д. Ледли. *Физика низких температур*, **32** (1), 109 (2006).
- [38] И.Б. Беркутов, В.В. Андриевский, Ю.Ф. Комник, О.А. Миронов, М. Миронов, Д. Ледли. *Физика низких температур*, **35** (2), 188 (2009).
- [39] P.T. Coleridge. *Semicond. Sci. Techn.*, **12** (1), 22 (1997).
- [40] B.A. Piot, D.K. Maude, M. Henini, Z.R. Wasilewski, K.J. Friedland, R. Hey, K.H. Ploog, A.I. Toropov, R. Airey, G. Hill. *Phys. Rev. B*, **72** (24), 241201 (2005).
- [41] S.S. Krishtopenko, I. Yahniuk, D.B. But, V.I. Gavrilenko, W. Кнар, F. Teppe. *Phys. Rev. B*, **94** (24), 245402 (2016).
- [42] M. Orlita, K. Masztalerz, C. Faugeras, M. Potemski, E.G. Novik, C. Brüne, H. Buhmann, L.W. Molenkamp. *Phys. Rev. B*, **83** (11), 115307 (2011).
- [43] М.С. Жолудев, Ф. Тeppe, С.В. Морозов, М. Orlita, C. Consejo, S. Ruffenach, W. Кнар, В.И. Гавриленко, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов. *Письма ЖЭТФ*, **100** (12), 895 (2014).
- [44] В.В. Платонов, Ю.Б. Кудасов, И.В. Макаров, Д.А. Маслов, О.М. Сурдин, М.С. Жолудев, А.В. Иконников, В.И. Гавриленко, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий. *ФТП*, **49** (12), 1660 (2015).

- [45] M. Marcinkiewicz, S. Ruffenach, S.S. Krishtopenko, A.M. Kadykov, C. Consejo, D.B. But, W. Desrat, E. Knap, J. Torres, A.V. Ikonnikov, K.E. Spirin, S.V. Morozov, V.I. Gavrilenko, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, F. Teppe. *Phys. Rev. B*, **96** (3), 035405 (2017).
- [46] A.V. Ikonnikov, S.S. Krishtopenko, O. Drachenko, M. Goiran, M.S. Zholudev, V.V. Platonov, Y.B. Kudasov, A.S. Korshunov, D.A. Maslov, I.V. Makarov, O.M. Surdin, A.V. Philippov, M. Marcinkiewicz, S. Ruffenach, F. Teppe, W. Knap, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, V.I. Gavrilenko. *Phys. Rev. B*, **94** (15), 155421 (2016).
- [47] T. Ando, Y. Uemura. *J. Phys. Soc. Jpn*, **37** (4), 1044 (1974).
- [48] S.S. Krishtopenko, V.I. Gavrilenko, M. Goiran. *J. Phys.: Condens. Matter*, **23** (38), 385601 (2011).
- [49] S.S. Krishtopenko, V.I. Gavrilenko, M. Goiran. *J. Phys.: Condens. Matter*, **24** (13), 135601 (2012).
- [50] С.С. Криштопенко, К.П. Калинин, В.И. Гавриленко, Ю.Г. Садофьев, М. Goiran. *ФТП*, **46** (9), 1186 (2012).
- [51] S.S. Krishtopenko, V. Gavrilenko, M. Goiran. *Sol. St. Phenomena*, **190**, 554 (2012).

Редактор Г.А. Оганесян

### Activated conductivity in HgTe/CdHgTe quantum wells at integer Landau level filling factors: role of disorder potential

L.S. Bovkun<sup>1,2</sup>, A.V. Ikonnikov<sup>1,3</sup>, V.Ya. Aleshkin<sup>1,4</sup>, S.S. Krishtopenko<sup>1</sup>, A.V. Antonov<sup>1</sup>, K.E. Spirin<sup>1</sup>, N.N. Mikhailov<sup>5,6</sup>, S.A. Dvoretzky<sup>5</sup>, V.I. Gavrilenko<sup>1,4</sup>,

<sup>1</sup> Institute for Physics of Microstructures,  
Russian Academy of Sciences,  
603950 Nizhny Novgorod, Russia

<sup>2</sup> Laboratoire National des Champs Magnétiques  
Intenses, CNRS-UJF-UPS-INSA, 25 rue des Martyrs  
38042 Grenoble, France

<sup>3</sup> Lomonosov Moscow State University,  
119991 Moscow, Russia

<sup>4</sup> Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod,  
603950 Nizhny Novgorod, Russia

<sup>5</sup> Laboratoire National des Champs Magnétiques  
Intenses, CNRS-UJF-UPS-INSA,  
38042 Grenoble, France

<sup>6</sup> The Institute of Semiconductor Physics,  
Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences,  
630090 Novosibirsk, Russia

<sup>5</sup> Novosibirsk State University,  
630090 Novosibirsk, Russia

**Abstract** Shubnikov-de Haas oscillations have been studied in HgTe/CdHgTe quantum wells 8 nm wide with electron concentration  $(1.7-13) \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  at  $T = 1.6-70 \text{ K}$ . It allows determining both activation energies at integer Landau level filling factors and quantum relaxation time. The energy gaps between Landau levels (calculated as the sum of the activation energy and the level width) are in a good agreement with single particle calculation results within 8-band Kane model. Reported values of Landau level broadening is adequate and indicates a strong screening of collective phenomena on spin splitting in HgTe/CdHgTe system.