Моделирование уровней Ландау, холловского и продольного сопротивления в топологическом андерсоновском изоляторе в квантовой яме $HgTe/Hg_{0.3}Cd_{0.7}Te$

© Д.В. Хомицкий [1], Е.А. Лаврухина [2], А.В. Тележников [1], М.С. Жолудев [3]

[1] Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского (физический факультет),
603022 Нижний Новгород, Россия
[2] Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Научно-исследовательский физико-технический институт,
603022 Нижний Новгород, Россия
[3] Институт физики микроструктур Российской академии наук, 603087 Нижний Новгород, Россия

E-mail: khomitsky@phys.unn.ru

Поступила в Редакцию 23 июня 2025 г.
В окончательной редакции 14 августа 2025 г.
Принята к публикации 14 августа 2025 г.

Исследуются уровни Ландау, условия наблюдения квантования холловского сопротивления и поведение продольного сопротивления краевых состояний в магнитном поле для квантовой ямы $HgTe/Hg_{0.3}Cd_{0.7}Te$ ориентации (013) и ширины 14.1 нм со спектром полуметалла, вблизи точки зарядовой нейтральности. Основываясь на результатах недавних экспериментов для такой структуры с беспорядком в фазе топологического андерсоновского изолятора и привлекая теорию локализации краевых состояний в магнитном поле, проводится моделирование порога наблюдения плато холловского сопротивления, а также зависимости продольного сопротивления для краевых состояний от магнитного поля, для различной температуры. Результаты моделирования находятся в хорошем соответствии с экспериментальными данными.

Ключевые слова: топологический андерсоновский изолятор, полуметалл, краевые состояния, локализация, холловское сопротивление, продольное сопротивление.

DOI: 10.61011/FTP.2025.06.61569.7731

1. Введение

Топологические изоляторы (ТИ) на основе квантовых ям (КЯ) $HgTe/Hg_{1-x}Cd_xTe$ представляют собой один из первых и глубоко изученных примеров этой интенсивно исследуемой фазы вещества [1,2]. Одним из атрибутов этой фазы является локализованный характер объемных состояний, в зоне которых находится уровень Ферми, вместе с наличием делокализованных краевых состояний. Локализация состояний в объеме на уровне Ферми может возникать как вследствие нахождения его в запрещенной зоне, так и благодаря беспорядку, локализующему изначально распространяющиеся объемные состояния. В последнем случае при формировании краевых делокализованных состояний говорят о топологическом андерсоновском изоляторе (ТАИ) [3–5].

Наличие щели в спектре объемных состояний между валентной зоной и зоной проводимости является атрибутом „классических“ ТИ. Между тем в квантовых ямах $HgTe/Hg_{1-x}Cd_xTe$ при определенной кристаллографической ориентации и толщине ямы возникает полуметаллический спектр, при котором зона проводимости на несколько мэВ перекрывается с валентной зоной [6,7]. Вблизи точки зарядовой нейтральности, около которой может меняться положение уровня Ферми, в системе существует два типа носителей — электроны и дырки. Если в такой структуре появляется достаточно сильный беспорядок, то при понижении температуры вначале локализуются дырки, а затем электроны. При этом, как показывают эксперименты [8], наблюдаются признаки существования краевых состояний, через которые идет основной транспорт при низких температурах, когда объемные состояния локализуются из-за беспорядка.

В недавних экспериментах [9] для структуры на основе квантовой ямы $HgTe/Hg_{0.3}Cd_{0.7}Te$ с ориентацией (013) и толщиной 14 нм, характеризующейся сильным беспорядком, были получены результаты о поведении продольной и холловской проводимости в магнитном поле с индукцией до 1.5 Тл. Было обнаружено, что в слабом магнитном поле образец ведет себя как двумерный топологический изолятор со слабо зависящим от магнитного поля продольным сопротивлением, регистрируемым как в локальной, так и в нелокальной геометрии. Холловское сопротивление при этом зависит от температуры и принимает различные значения. Затем по достижении сравнительно слабого порогового поля $B_0 \sim 5$ мТ начинается сильный рост продольного сопротивления, которое возрастает при низкой температуре $T = 0.1$ K на 2 порядка в поле $B_1 \sim 0.1$ Тл. Холловское сопротивление при этом демонстрирует сильные осцилляции. Такое поведение было классифицировано в работе [9] как фаза андерсоновского изолятора, когда краевые состояния испытывают локализацию. Наконец,

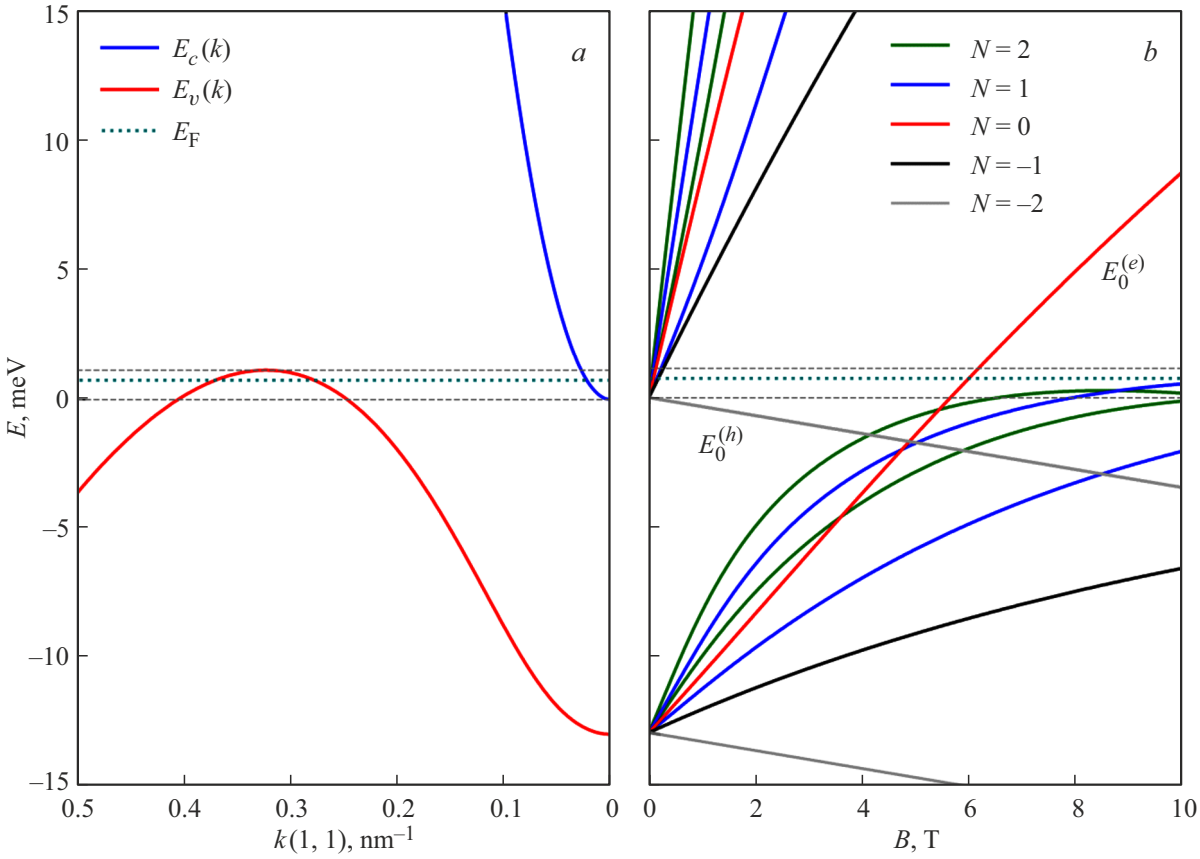

Рис. 1. *a* — спектр в квантовой яме $HgTe/Hg_{0.3}Cd_{0.7}Te$ вдоль направления (1,1) при $k_x = k_y$. Область перекрытия электронной $E_c(k)$ и дырочной $E_v(k)$ зон ограничена пунктирами, E_F показывает уровень Ферми; *b* — структура уровней Ландау с индексом волновой функции N, где выделены уровни $E_0^{(e)}$ и $E_0^{(h)}$ с линейным законом дисперсии.

по достижении магнитным полем величины $B_c \sim 0.4$ Тл характер сопротивлений вновь меняется: продольное сопротивление начинает сильно (на 2–3 порядка) убывать, а холловское сопротивление выходит на плато h/e^2, слабо зависящее от температуры. В работе [9] был сделан вывод, что данный режим отвечает фазе квантового эффекта Холла (КЭХ) с числом заполненных уровней Ландау $\nu = 1$. Представляет большой интерес выяснить, чем определяются характерные пороговые значения магнитного поля B_0 и B_c, а также построить количественную картину зависимости продольного и холловского сопротивлений от магнитного поля.

В данной работе мы попытаемся ответить на некоторые из поставленных в работе [9] вопросов, построив модельные оценки полученных в ней результатов. Мы будем использовать результаты теории квантового эффекта Холла в присутствии беспорядка [10] и теории локализации краевых состояний в ТИ в присутствии магнитного поля [11]. В разд. 2 мы рассмотрим структуру уровней Ландау в рассматриваемой системе и квантование холловского сопротивления при наличии беспорядка. В разд. 3 мы обсудим моделирование поведения продольной проводимости в магнитном поле. Выводы по работе представлены в разд. 4.

2. Моделирование уровней Ландау и квантование холловской проводимости

Нашей первой задачей является моделирование уровней Ландау для двумерного спектра в квантовой яме $HgTe/Hg_{0.3}Cd_{0.7}Te$ с ориентацией (013) и толщиной 14 нм. Зонная структура интересующей нас системы в отсутствии магнитного поля была рассчитана в работе [6]. Методы расчета спектра в рамках 8-зонной модели Кейна, в том числе в магнитном поле, изложены в ряде работ (см., например, [12–17]). Конечный результат этого расчета приведен на рис. 1, где на панели *a* показан спектр вдоль направления $k_x = k_y$ двумерной зоны Бриллюэна. Наблюдается перекрытие электронной и дырочной зон на маштабе ~ 3 мэВ, что отвечает структуре полуметалла [6]. На рис. 1, *a* область перекрытия выделена пунктирными линиями. Если уровень Ферми находится вблизи точки зарядовой нейтральности, как в экспериментах [9], то он также лежит внутри этой области. Уровни Ландау в перпендикулярном плоскости ямы магнитном поле показаны на рис. 1, *b*, где индексы N отмечают состояния вектора-столбца, построенного из уровней Ландау с различным номером [12–15]. Как

известно, в системе со взаимодействующими зонами уровни Ландау демонстрируют нелинейную зависимость от магнитного поля, за исключением двух „нулевых“ уровней $E_0^{(e)}$ и $E_0^{(h)}$ [12–17]. Эти два уровня имеют линейный закон дисперсии при отсутствии слагаемых в гамильтониане, отвечающих за смешивание состояний тяжелых и легких дырок из-за наличия интерфейса [16,17], которое в нашей модели мы не учитываем. Уровень $E_0^{(e)}$, отвечающий электронной базисной функции, начинается из лежащей ниже области перекрытия энергетической зоны, что обусловлено инверсией спектра в данной структуре.

Обсудим вклад уровней Ландау на рис. 1, *b* в квантование холловской проводимости. В экспериментах [9] формирование холловского плато наблюдалось в поле, начиная с $B_c \sim 0.4$ Тл. В таком поле, как это следует из рис. 1, *b*, при положении уровня Ферми вблизи точки зарядовой нейтральности, т. е. рядом с серединой области перекрытия электронной и дырочной зон, вклад в холловское сопротивление дает электронный уровень $E_0^{(e)}$, относящийся к „нулевым“ уровням, линейным по магнитному полю. Он остается ниже уровня Ферми в полях вплоть до 6 Тл, что обеспечивает формирование холловской ступеньки с фактором заполнения $\nu = 1$, когда холловское сопротивление выходит на величину $R_H = h/(\nu e^2)$ с $\nu = 1$, что и наблюдалось в экспериментах [9]. Что касается дырочных уровней, то под уровнем Ферми со стороны заполненных состояний для дырок располагается только один уровень $E_0^{(h)}$, также относящийся к „нулевым уровням“, как это видно на рис. 1, *b*. Он пересекает уровень Ферми уже в слабом магнитном поле ~ 0.1 Тл и не дает вклада в холловское сопротивление в более сильных полях.

Возникает вопрос — почему в холловском сопротивлении в эксперименте [9] не прослеживается вклад дырочного уровня $E_0^{(h)}$ в полях ниже $B_c \sim 0.4$ Тл. Для ответа на этот вопрос воспользуемся результатом теории квантового эффекта Холла в присутствии беспорядка [10]. Согласно ей, наблюдение состояния КЭХ возможно, если выполнено условие

$$\omega_c \tau > 1, \tag{1}$$

где циклотронная частота

$$\omega_c = eB/m^* c \tag{2}$$

зависит от эффективной массы m^*, а τ — есть время жизни между актами упругого рассеивания. Условие (1) эквивалентно условию

$$\hbar\omega_c > \hbar/\tau, \tag{3}$$

которое означает, что расстояние между центрами уровней Ландау должно превосходить их уширение $\hbar/\tau$. Для оценки уширения уровней Ландау из-за беспорядка воспользуемся результатами экспериментов [9]. Можно оценить величину этого уширения через энергию активации V_a, экспериментально определенную с помощью температурной зависимости сопротивления в нулевом магнитном поле $R = R_0 \exp(V_a/2kT)$ [9]. Отсюда мы получим, что

$$\hbar/\tau \sim V_a = 1.7 \text{ мэВ}. \tag{4}$$

Согласно (4), время жизни составляет

$$\tau \sim 3.6 \cdot 10^{-13} \text{ с}. \tag{5}$$

Эффективные массы электронов и дырок, согласно экспериментальным результатам [6], находятся в интервале $(0.02-0.03)m_0$ для электронов и $(0.2-0.3)m_0$ для дырок. Выбирая значение $0.025m_0$ для электронов и оценивая время жизни согласно (5), мы получаем из (1), что наблюдение режима КЭХ для электронов возможно в полях

$$B > B_c, \tag{6}$$

где $B_c = 0.39$ Тл. Экспериментальные результаты [9] свидетельствуют о том, что переход от режима изолятора к режиму КЭХ происходит при магнитном поле, удовлетворяющем условию (6).

Рассуждения, приведенные выше, позволяют объяснить отсутствие дырочного вклада в холловское сопротивление. Согласно (1)–(6), дырки начнут давать вклад в магнитном поле начиная с $B_c(h) \sim 3.9$ Тл, так как их эффективная масса на порядок превосходит массу электронов [6]. Эти соображения находятся в соответствии с утверждениями в работах [8,9], согласно которым дырки локализуются раньше электронов. Эксперименты в работе [9] были ограничены величиной магнитного поля в 1.5 Тл, поэтому вклад дырок в холловское сопротивление не наблюдался.

3. Расчет продольного сопротивления в магнитном поле

Поведение продольного сопротивления как функции магнитного поля в образцах схожей геометрии с образцами из интересующих нас экспериментов [9], но в яме толщиной 8.3 нм, исследовалось экспериментально в работе [18]. Там было обнаружено падение продольной проводимости как с понижением температуры, так и с ростом магнитного поля. Была предложена активационная по смыслу формула для зависимости проводимости от магнитного поля и температуры

$$G \sim \exp(-\Delta_b/kT). \tag{7}$$

Зависящая от магнитного поля энергия активации Δ_b построена на рис. 2, *d*–*e* в работе [18]. По физическому смыслу она отвечает щели в спектре краевых состояний, которая рассчитана, например, в работе [17]. Мы хотим воспользоваться выражением вида (7) для расчета зависимости локального сопротивления R_{loc} в обсуждаемой экспериментальной работе [9]. Механизмы локализации

краевых состояний в ТИ в магнитном поле обсуждались в ряде работ (см., например, [11,13,16]). Мы воспользуемся некоторыми результатами из работы [11], где процессы рассеивания на потенциале беспорядка рассматриваются совместно с электрон-электронным взаимодействием.

– В двумерных топологических изоляторах с беспорядком существует пороговое магнитное поле B_0, ниже которого продольное сопротивление образца определяется не зависящей от магнитного поля длиной локализации l_u, определяемой потенциалом беспорядка и зависящей от длины проводящего сегмента по формуле

$$R(L) = R_0 \exp(L/l_u), \tag{8}$$

где R_0 имеет величину порядка кванта сопротивления h/e^2.

– При превышении магнитным полем порогового значения B_0 сопротивление будет зависеть от длины локализации l_b в магнитном поле по тому же закону (8) с заменой l_u на l_b, при этом от магнитного поля длина локализации зависит по формуле

$$l_b = \hbar v/\Delta_b, \tag{9}$$

где v — характерная групповая скорость краевых состояний, Δ_b — щель, открываемая в спектре краевых состояний, т.е. упомянутая выше в (7) энергия активации. Переход происходит в магнитном поле B_0, при котором длина локализации l_b в (9) сравнивается с длиной локализации l_u от потенциала беспорядка. При дальнейшем росте магнитного поля длина l_b в (9) продолжает уменьшаться, и локализация происходит на ее масштабе как на наименьшем из двух (l_u, l_b). Типичная зависимость l_b от магнитного поля, согласно [11], имеет вид

$$l_b \sim B^{-2/(3-2\,\mathrm{K})}, \tag{10}$$

где параметр Латтинжера K определяет силу электрон-электронного взаимодействия и связанных с ним процессов рассеивания, в том числе в присутствии потенциала беспорядка. Предел $K \to 0$ отвечает сильному взаимодействию, когда формула (10) дает зависимость $l_b \sim B^{-2/3}$.

Оценим длину локализации l_u в зависимости от потенциала беспорядка, т.е. в нулевом магнитном поле, следующим образом. Согласно данным экспериментов, представленным в работе [9], при низких температурах локальное сопротивление достигает величины 10^6 Ом. Это означает, что по сравнению с квантом сопротивления $r_0 = h/e^2 = 26$ кОм сопротивление возрастает на 2 порядка, т.е., согласно (8), параметр

$$x = \ln(R/R_0) = L/l_u \tag{11}$$

равен $\ln(10^2) \sim 4.61$. Характерная длина L проводящего сегмента в работе [9], на которой выполняются измерения локального сопротивления R_{loc}, составляла $L \sim 100$ мкм. Это означает, что, согласно (11), длину

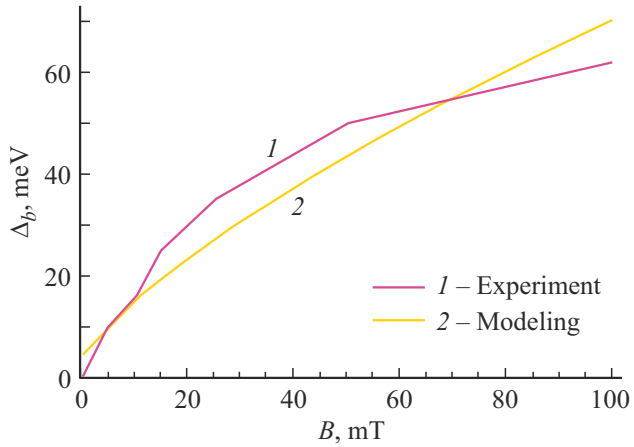

Рис. 2. Экспериментальные результаты для щели в спектре Δ_b, полученные в работе [18] (*1*) вместе с результатами моделирования по формуле (13) (*2*).

локализации краевых состояний из-за беспорядка можно оценить как

$$l_u \sim 20\,\text{мкм}. \tag{12}$$

Это значение существенно превышает оценки длины локализации для объемных состояний с характерным временем жизни (5).

Оценка (12) позволяет определить пороговое магнитное поле, при котором длина локализации в магнитном поле (10) сравнивается с (12). Для этого воспользуемся экспериментальными данными из работы [18] для величины щели Δ_b. Зависимость Δ_b имеет нелинейный характер в полях, превышающих 25 мТ. Мы аппроксимируем ее следующим образом, чтобы получить наилучшее согласие с данными экспериментов [18]:

$$\Delta_b(B) = \Delta_0\big((1 + B/B_0)^{2/3} + c\big), \tag{13}$$

где $\Delta_0 = 10$ мкэВ и $B_0 = 5$ мТ, а постоянная $c = 1 - 2^{2/3}$. Значения Δ_0 и B_0 выбраны из условия достижения в поле B_0 такого значения $\Delta_b = \Delta_0$, при котором длина локализации (9) в магнитном поле сравняется с длиной локализации (12) из-за беспорядка. График функции (13) показан на рис. 2 оранжевой кривой *1*, рядом с которой розовая ломаная линия *2* соединяет точки, построенные по экспериментальным данным из работы [18]. На рис. 2 видно, что имеется достаточно хорошее согласие с экспериментом в интервале магнитных полей от 0 до 100 мТ, для которого были получены экспериментальные результаты в работе [18].

Отметим, что приближение (13) в соответствии с (9) приводит к зависимости длины локализации от магнитного поля в виде $l_b \sim B^{-2/3}$, что согласно общей теории [11], из которой следует формула (10), означает сильное электрон-электронное взаимодействие в пределе $K \to 0$.

Перейдем к расчету локального сопротивления R_{loc}. Вначале рассчитаем локальное сопротивление при различной температуре по формуле, близкой к (7). Экспериментальные результаты в работе [9] говорят о том, что сопротивление зависит от экспоненты от отношения Δ_0/kT в меньшей по величине степени, чем единица. Наиболее удовлетворительно получается аппроксимировать экспериментальные результаты зависимостью

$$R(T, B < B_0) = R_0 \exp\big((\Delta_0/kT)^{1/2}\big), \qquad (14)$$

где величина $R_0 \sim 10^5$ Ом, т. е. превосходит квант сопротивления r_0 в ~ 4 раза. Формула (14) может применяться в слабых магнитных полях $B < B_0$, где $B_0 = 5$ мТ, когда локализация определяется длиной (12), не зависящей от магнитного поля. Графики функции (14), построенные для температуры $T = 2,\ 1,\ 0.5,\ 0.2,\ 0.1$ K, показаны в левой части рис. 3 горизонтальными линиями, нарисованными до значения $B = B_0$. Эта область отвечает топологическому изолятору с беспорядком, т. е. топологическому андерсоновскому изолятору.

Начиная с магнитного поля $B = B_0$, мы пользуемся приближением того же вида, что и (14), но в котором щель в спектре $\Delta_b(B)$, или энергия активации, уже не равна Δ_0, а зависит от магнитного поля и аппроксимируется формулой (13). Сопротивление в этом режиме равно

$$R(T, B > B_0) = R_0 \exp\big((\Delta_b(B)/kT)^{1/2}\big). \qquad (15)$$

Графики функции (15), построенные для того же набора значений температуры, $T = 2,\ 1,\ 0.5,\ 0.2,\ 0.1$ K, построены в правой части рис. 3. Это режим изолятора, при котором происходит уменьшение длины локализации краевых состояний с ростом магнитного поля.

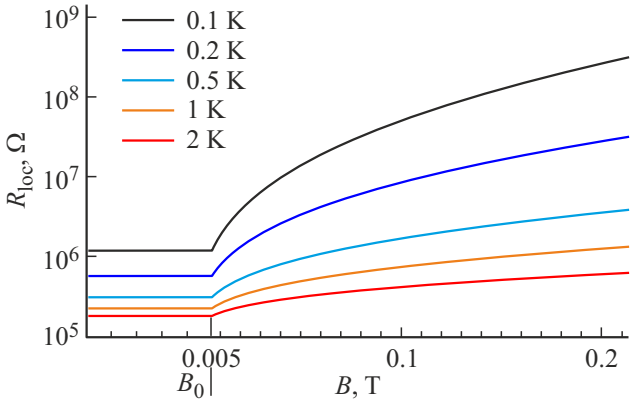

Рис. 3. Моделирование продольного (локального) сопротивления R_{loc} для экспериментов [9], выполненное согласно (14) и (15). Различные кривые отвечают различной температуре. Область слева от порогового поля $B_0 = 5$ мТ отвечает топологическому изолятору с фиксированной длиной локализации l_u краевых состояний, область справа от B_0 отвечает спадающей согласно (10) с показателем $K = 0$ длине локализации в магнитном поле.

Следует отметить, что режимы (14) и (15) отвечают физически одной и той же системе, так как краевые состояния продолжают существовать, но с переходом от (14) к (15) длина их локализации становится переменной величиной, уменьшающейся с ростом магнитного поля. Поэтому переход от топологического изолятора к обычному в смысле поведения сопротивления на рис. 3, по нашему мнению, следует считать количественным, но не качественным. В целом согласие результатов на рис. 3 с экспериментальными данными из работы [9] в полях до ~ 300 мТ можно считать удовлетворительным.

В качестве правой границы интервала магнитного поля на рис. 3 выбрано значение $B_2 = 200$ мТ. Согласно данным экспериментов [9], при значениях $B > B_2$ наблюдается спадание локального и нелокального сопротивлений из-за перехода к режиму квантового эффекта Холла, описанного в разд. 2 данной работы. В поле $B_c \sim 390$ мТ, согласно (6), уже создаются условия наблюдения КЭХ для объемных состояний, которые оставались локализованными и не участвовали в транспорте при низких температурах. Поэтому наши приближения в полях порядка и выше B_2 теряют силу, так как транспорт краевых состояний с растущим сопротивлением начинает трансформироваться в транспорт объемных и краевых состояний в режиме квантового эффекта Холла. Детальный расчет этих переходных режимов и микроскопической структуры краевых состояний в магнитном поле представляет собой интересную задачу для будущих исследований.

4. Заключение

Проведено моделирование спектра и уровней Ландау для состояний в квантовой яме $HgTe/Hg_{0.3}Cd_{0.7}Te$ с ориентацией (013) и толщиной 14 нм в фазе топологического андерсоновского изолятора с сильным беспорядком с целью построения теоретических оценок недавних экспериментов [9] по транспорту. Показано, что порог квантования холловского сопротивления, который проявляется при превышении циклотронной частотой величины уширения уровней Ландау из-за беспорядка, соответствует экспериментальным данным. Построена модель зависимости продольного сопротивления от магнитного поля для транспорта через краевые состояния, учитывающая щель в спектре из-за беспорядка, переходящую в щель, растущую с магнитным полем согласно экспериментальным данным. Полученные зависимости сопротивления от магнитного поля для различной температуры находятся в хорошем согласии с экспериментальными результатами. Для построения детальной картины краевых состояний в топологическом андерсоновском изоляторе в магнитном поле предполагается продолжение исследований в будущем, в первую очередь акцент будет сделан на построении микроскопических моделей.

Финансирование работы

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания FSWR-2023-0035.

Благодарности

Авторы выражают признательность З.Д. Квону, Д.А. Худайбердыеву, С.А. Тарасенко, В.Ю. Качоровскому, а также многим участникам XXIX Симпозиума „Нанофизика и наноэлектроника“ за многочисленные полезные обсуждения данной работы.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] X.-L. Qi, S.-C. Zhang. Rev. Mod. Phys., **83**, 1057 (2011). DOI: 10.1103/RevModPhys.83.1057
[2] З.Д. Квон, Д.А. Козлов, Е.Б. Ольшанецкий, Г.М. Гусев, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий. УФН, **190** (7), 673 (2020). DOI: 10.3367/UFNr.2019.10.038669
[3] J. Li, R.-L. Chu, J.K. Jain, S.-Q. Shen. Phys. Rev. Lett., **102**, 136806 (2009). DOI: 10.1103/PhysRevLett.102.136806
[4] C.W. Groth, M. Wimmer, A.R. Akhmerov, J. Tworzydło, C.W.J. Beenakker. Phys. Rev. Lett., **103**, 196805 (2009). DOI: 10.1103/PhysRevLett.103.196805
[5] B.D. Assunção, G.J. Ferreira, C.H. Lewenkopf. Phys. Rev. B, **109**, L201102 (2024). DOI: 10.1103/PhysRevB.109.L201102
[6] J. Gospodarič, A. Shuvaev, N.N. Mikhailov, Z.D. Kvon, E.G. Novik, A. Pimenov. Phys. Rev. B, **104**, 115307 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevB.104.115307
[7] Н.Н. Васильев, З.Д. Квон, Н.Н. Михайлов, С.Д. Ганичев. Письма в ЖЭТФ, **113** (7), 463 (2021). DOI: 10.31857/S1234567821070077
[8] З.Д. Квон, Е.Б. Ольшанецкий, М.А. Дрофа, Н.Н. Михайлов. Письма в ЖЭТФ, **114** (6), 377 (2021). DOI: 10.31857/S1234567821180087
[9] D.A. Khudaiberdiev, Z.D. Kvon, M.S. Ryzhkov, D.A. Kozlov, N.N. Mikhailov, A. Pimenov. Physical Review Research, **7**, L022033 (2025). DOI: 10.1103/PhysRevResearch.7.L022033
[10] S. Kivelson, D.-H. Lee, S.-C. Zhang. Phys. Rev. B, **46**, 2223 (1992). DOI: 10.1103/PhysRevB.46.2223
[11] Y.-Z. Chou, R.N. Nandkishore, L. Radzihovsky. Phys. Rev. B, **98**, 054205 (2018). DOI: 10.1103/PhysRevB.98.054205
[12] E.G. Novik, A. Pfeuffer-Jeschke, T. Jungwirth, V. Latussek, C.R. Becker, G. Landwehr, H. Nuhmann, L.W. Molenkamp. Phys. Rev. B, **72**, 035321 (2005). DOI: 10.1103/PhysRevB.104.115307
[13] B. Scharf, A. Matos-Abiague, J. Fabian. Phys. Rev. B, **86**, 075418 (2012). DOI: 10.1103/PhysRevB.86.075418
[14] M.S. Zholudev, A.V. Ikonnikov, F. Teppe, M. Orlita, K.V. Maremyanin, K.E. Spirin, V.I. Gavrilenko, W. Knap, S.A. Dvoretskiy, N.N. Mikhailov. Nanoscale Res. Lett., **7**, 534 (2012). DOI: 10.1186/1556-276X-7-534
[15] M. Zholudev, F. Teppe, M. Orlita, C. Consejo, J. Torres, N. Dyakonova, M. Czapkiewicz, J. Wr.bel, G. Grabecki, N. Mikhailov, S. Dvoretskii, A. Ikonnikov, K. Spirin, V. Aleshkin, V. Gavrilenko, W. Knap. Phys. Rev. B, **86**, 205420 (2012). DOI: 10.1103/PhysRevB.86.205420
[16] M.V. Durnev, S.A. Tarasenko. Phys. Rev. B, **93**, 075434 (2016). DOI: 10.1103/PhysRevB.93.075434
[17] М.В. Дурнев, Г.В. Будкин, С.А. Тарасенко. ЖЭТФ, **162** (4), 570 (2022). DOI: 10.31857/S0044451022100133
[18] S.U. Piatrusha, E.S. Tikhonov, Z.D. Kvon, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretsky, V.S. Khrapai. Phys. Rev. Lett., **123**, 056801 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevLett.123.056801

Редактор А.Н. Смирнов

Modeling of Landau levels, Hall and longitudinal resistance in the topological Anderson insulator based on $HgTe/Hg_{0.3}Cd_{0.7}Te$ quantum well

D.V. Khomitsky[1], *E.A. Lavrukhina*[2], *A.V. Telezhnikov*[1], *M.S. Zholudev*[3]

[1] Department of Physics, National Research State University of Nizhny Novgorod,
603022 Nizhny Novgorod, Russia
[2] Physical and Technical Research Institute,
National Research State University of Nizhny Novgorod,
603022 Nizhny Novgorod, Russia
[3] Institute for the Physics of Microstructures,
Russian Academy of Sciences,
603087 Nizhny Novgorod, Russia

Abstract The Landau levels, the conditions of the Hall resistance quantization and the behavior of the longitudinal resistance of the edge states in the magnetic field are studied for the $HgTe/Hg_{0.3}Cd_{0.7}Te$ quantum well with (013) orientation and 14.1 nm width, corresponding to the semi-metallic spectrum and near the charge neutrality point. Based on recent experiments for such structure with a disorder in the phase of a topological Anderson insulator and applying the localization theory for the edge states in a magnetic field, the modeling of the observation threshold of the Hall conductance plateau is performed, as well as of the dependence of the longitudinal resistance of the edge states, at different temperature. The modeling results are in a good agreement with the experimental data.