Письма в ЖЭТФ, том 104, вып. 9, с. 651 – 657

Магнетотранспорт в тонких эпитаксиальных пленках Bi_2Se_3

*Л. Н. Овешников[+*1)], В. А. Прудкогляд[*], Е. И. Нехаева [+*], А. Ю. Кунцевич[*×], Ю. Г. Селиванов[*], Е. Г. Чижевский[*], Б. А. Аронзон[+*]*

[+]*Национальный исследовательский центр "Курчатовский Институт", 123182 Москва, Россия*

[*]*Физический институт им. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия*

[×]*Национальный исследовательский университет Высшая Школа Экономики, 101000 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 31 августа 2016 г.

После переработки 22 сентября 2016 г.

В работе исследовалась магнетопроводимость тонких пленок Bi_2Se_3 с защитным слоем Se, выращенных на подложках (111) BaF_2. Наблюдаемая отрицательная магнетопроводимость в малых полях, обусловленная эффектом слабой антилокализации, так же как и осцилляции Шубникова–де Гааза в больших полях, определяется только перпендикулярной к плоскости пленки компонентой магнитного поля. Полученные экспериментальные результаты могут быть разумно объяснены в предположении наличия в исследуемых пленках двумерных топологически защищенных электронных состояний. При этом вклад этих состояний в полную проводимость системы оказывается определяющим.

DOI: 10.7868/S0370274X16210086

Топологические изоляторы (ТИ) являются одним из наиболее перспективных новых классов соединений последних лет [1]. Большая часть ТИ представляют собой узкозонные полупроводники с сильным спин-орбитальным взаимодействием (СОВ). Сильное СОВ приводит к тому, что щель в спектре в объеме ТИ является инвертированной, а на границе с любым тривиальным изолятором, включая воздух, образуются топологически защищенные поверхностные состояния, спин которых жестко связан с направлением импульса [2]. Теория предсказывает возможность наблюдения в ТИ магнитоэлектрического эффекта [3], а также обнаружения майорановских фермионов [2], что делает ТИ перспективными для создания элементной базы квантовых компьютеров и ряда спинтронных приборов. Кроме того, в ТИ уже были наблюдены различные нетривиальные явления, включая плазмонные эффекты [4], квантовые аномальный и спиновый эффекты Холла [5, 6].

Поскольку для создания приборов на основе топологических поверхностных состояний требуется, чтобы именно эти состояния, а не остаточная проводимость по объему, определяли свойства системы, необходимо использовать тонкие пленки, в которых вклад объемных состояний в электронный транспорт оказывается минимален. Среди трехмерных ТИ одним из наиболее перспективных материалов считается Bi_2Se_3. Это связано с большой шириной запрещенной зоны (0.3 эВ) в объеме материала, а также сравнительно простым синтезом образцов. В литературе представлено несколько методов получения тонких пленок ($\lesssim 40$ нм) Bi_2Se_3: термическое [7] и магнетронное [8] напыление, эпитаксиальный рост [9], щепление монокристалла при помощи скотча или жидкое отшелушивание [10]. В большинстве случаев за счет образования вакансий атомов селена образцы оказываются сильно легированы (с объемной концентрацией электронов $\sim 10^{19}$ см$^{-3}$). Это приводит к возникновению существенной проводимости по объемным состояниям, что сильно затрудняет выделение вклада поверхностных состояний. Отдельной задачей является установление природы поверхностных состояний и их связи с топологией системы. Значительная часть подобных работ связана с исследованиями методом ARPES, с помощью которого было обнаружено наличие дираковского спектра поверхностных состояний в ТИ, предсказываемого теорией. В исследованиях электронного транспорта в ТИ наиболее строгим свидетельством наличия топологических состояний является наблюдение квантового аномального эффекта Холла [5]. Однако, такие работы исключительно редки. Более распространенным указанием на топологическую природу поверхностных состояний является наблюдение слабой антилокализации (САЛ) в отсутствие эффектов слабой локализации, и появление аномальной фазы осцилляций Шубникова–де Гааза (ШдГ), предсказанных в ТИ. Поскольку в настоящее время неизвестно, на-

1) e-mail: Oveshln@gmail.com

сколько возникновение и проявление топологических состояний в Bi_2Se_3 зависит от деталей роста пленок, следует выделять проявления особенностей ТИ при использовании конкретной технологии роста. Также важно понять особенности тривиальных объемных состояний и соотношение между вкладами этих и поверхностных состояний в транспортные свойства системы.

В настоящей работе с помощью простой классической модели магнетосопротивления оценен вклад каждой группы носителей заряда в проводимость высококачественных эпитаксиальных пленок Bi_2Se_3, проиллюстрирована роль квантовых явлений в температурной и магнитополевой зависимостях проводимости. Результаты проведенного анализа особенностей САЛ и осцилляций ШдГ указывают на топологическую природу поверхностных состояний в исследованных пленках. При этом установлено, что состояния в объеме пленки проявляются в магнитотранспорте как двумерные.

Эпитаксиальные слои Bi_2Se_3 выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на подложках (111) BaF_2 с использованием испарительной ячейки с бинарным Bi_2Se_3, а также ячейки с элементарным Se в установке ЭП-1201. Для управления стехиометрией растущего слоя соотношение потоков Se и Bi_2Se_3, измеряемых датчиком Альперта–Баярда, поддерживалось в диапазоне от 0.5 до 3.0. Рост пленок Bi_2Se_3 осуществлялся по двухступенчатой методике [11, 12], позволяющей избежать формирования разупорядоченного переходного слоя на границе с подложкой. В работе исследовалось два образца – 711 и 724, с толщиной пленок Bi_2Se_3 23 и 9.8 нм, покрытых защитным слоем Se толщиной порядка 35 нм. Защитный слой необходим для предотвращения деградации пленок на воздухе при подготовке к измерениям. Наблюдение интенсивных тяжей в картине дифракции быстрых электронов на протяжении всего процесса эпитаксии указывает на рост монокристаллических слоев с гладкой поверхностью. На рентгеновских дифрактограммах наблюдаются только разрешенные рефлексы серии ($0003l$). Это свидетельствуют о том, что исследуемые образцы однофазны, а базисная плоскость слоев пленок ориентирована перпендикулярно гексагональной оси C. Полученные данные вкупе с результатами атомно-силовой и электронной микроскопии свидетельствует о высоком кристаллическом и морфологическом качестве полученных пленок. В частности, на это указывает то, что полуширина кривой качания на рефлексе (0006) для данных пленок не превышает 0.1°, а линейные размеры характерных тригональных доменов составляют 3–4 мкм.

Для исследования магнитотранспортных свойств методом механического скрайбирования на поверхности образцов были сформированы мезаструктуры в виде холловских мостиков (см. рис. 1c). Отношение

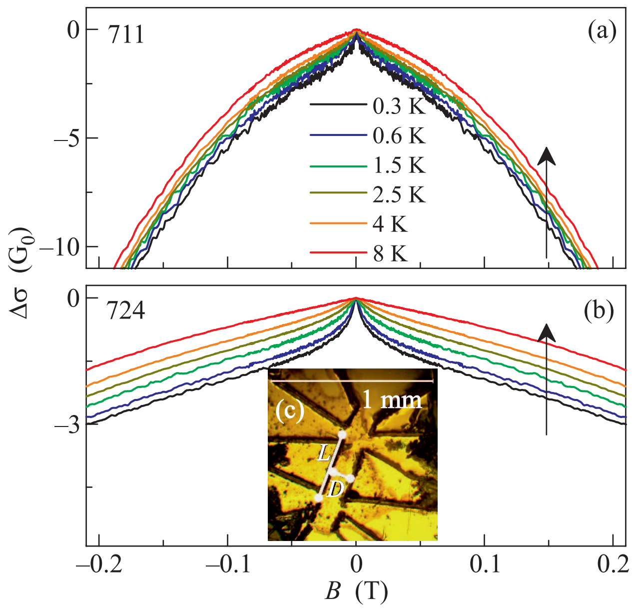

Рис. 1. (Цветной онлайн) Магнетопроводимость $\Delta\sigma(B) = \sigma(B) - \sigma(0)$ образцов 711 (a) и 724 (b) при различных температурах, черной стрелкой показано направление увеличения температуры; (c) – оптическое изображение образца 724 с отмеченной длиной L и шириной D проводящего канала

длины L проводящего канала к ширине D составляло 4.3 и 3.5 для образцов 711 и 724, соответственно. Измерения диагональной и холловской компонент тензора сопротивлений проводились на переменном токе амплитудой не более 300 нА и частотой от 10 до 130 Гц при помощи синхронного детектора в диапазоне температур от 0.3 до 8 К. Ток через образец выбирался из условия отсутствия перегрева электронной системы, наблюдавшегося по сопротивлению.

Используя связь тензоров, измеренные значения ρ_{xx} и ρ_{xy} были пересчитаны в проводимость σ. Поперечная магнетопроводимость $\Delta\sigma(B) = \sigma(B) - \sigma(0)$ образцов в единицах $G_0 = e^2/\pi h$ (e – заряд электрона, h – постоянная Планка) при различных температурах представлена на рис. 1. Из рисунка отчетливо видно, что в слабых магнитных полях наблюдается резкая отрицательная магнетопроводимость (МП), вызванная САЛ, которая заметно уменьшается при повышении температуры. При увеличении поля МП становится параболической, и ее форма слабо зависит от температуры.

Также были проведены исследования магнетосопротивления (МС) в наклонных магнитных полях, результаты представлены на рис. 2. Видно, что отклонение магнитного поля от нормали к плоскости образца, от которой отсчитывался угол, приводит к уменьшению МС. В то же время, кривые магнетосопротивления как функции только перпендикулярной компоненты магнитного поля хорошо совпадают, как это показано на вставках на рис. 2. Таким образом, наблюдаемая САЛ, а также параболическое магнитосопротивление в больших полях связаны с двумерной электронной подсистемой. Отдельно стоит отметить, что в магнитном поле, лежащем в плоскости пленки (черные кривые на рис. 2) магнетосопротивление исследуемых образцов оказывается малым и может быть связано с остаточной перпендикулярной компонентой поля или наличием сколов на поверхности пленки.

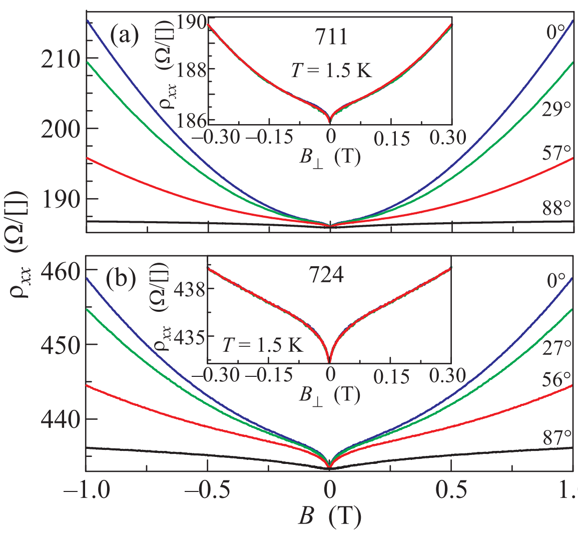

Рис. 2. (Цветной онлайн) Магнетосопротивление образцов 711 (a) и 724 (b) при температуре 1.5 K в наклонных магнитных полях; на вставках показаны три полученные кривые, соответствующие углам поворота 0°–60°, в зависимости от перпендикулярной компоненты магнитного поля, в таком представлении кривые сливаются в одну с точностью до ошибки измерений

Магнитосопротивление и эффект Холла для образца 711 в широком диапазоне (до 16 Тесла) магнитных полей при температуре 1.6 K показаны на рис. 3a. Наблюдаемое для обоих исследованных образцов положительное магнитосопротивление и нелинейный эффект Холла, как правило, связывают с наличием как минимум двух каналов про-

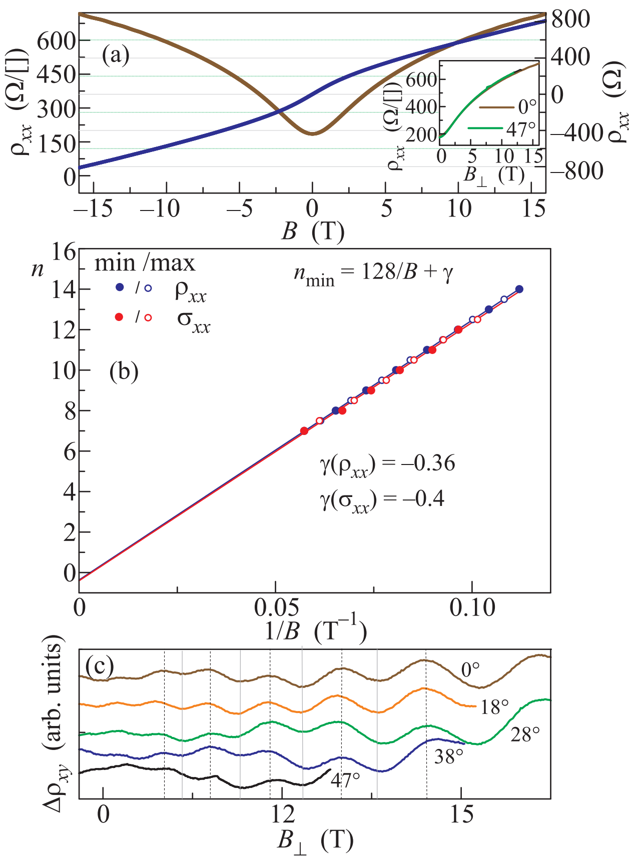

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Магнитосопротивление и холловское сопротивление образца 711 при температуре 1.6 K в широком диапазоне магнитных полей; на вставке – магнитосопротивление в зависимости от перпендикулярной компоненты поля для двух ориентаций магнитного поля (0° и 50° относительно нормали к поверхности пленки). (b) – Зависимость номера минимумов (закрашенные символы) и максимумов (пустые символы) осцилляций ρ_{xx} и σ_{xx} от магнитного поля, прямые – линейная аппроксимация, построенная по методу наименьших квадратов, на графике приведены значения γ, отсекаемые этими прямыми на оси ординат. (c) – Магнитоосцилляции сопротивления в зависимости от перпендикулярной составляющей поля для различных углов

водимости в системе с различными подвижностями. Однако, в нашем случае классическая двухзонная модель не позволила одновременно описать зависимости $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$ во всем диапазоне полей. В области меньших полей (менее 6 Тл) наблюдается удовлетворительное совпадение экспериментальных и теоретических кривых, при значениях транспортных параметров, близких к значениям, полученным с помощью формулы (1) в узком диапазоне полей < 0.5 Тл (см. далее). Важно отметить, что в обоих образцах присутствует группа носителей с высокой подвижностью. В сильных магнитных полях для обоих образцов наблюдаются осцилляции ШдГ, амплитуда которых для образца 711 составляет менее 1 % полного сопротивления (рис. 3a), а для образца 724 оказывается настолько малой, что различить эти осцилляции можно только на производной сопротивления по обратному магнитному полю. В сильных магнитных полях кривые МС образца 711 в зависимости от перпендикулярной компоненты поля при разных углах наклона (относительно нормали к плоскости пленки) совпадают, как показано на вставке на рис. 3a. Положение минимумов осцилляций ШдГ после вычитания фонового МС зависит только от перпендикулярной компоненты магнитного поля, как это показано на рис. 3c. То есть и в наблюдаемых осцилляциях ШдГ, и в монотонном МС в сильных полях электроны, в том числе и объемные, проявляются как двумерные. Отметим, что при наклоне поля (50°) параллельная компонента $B_\parallel$ составляет до 10 Тл и связанная с ней магнитная длина $l_B \approx (26/\sqrt{B_\parallel})$ нм становится гораздо меньше чем толщина слоя Bi_2Se_3. Как показано экспериментально, например, в работах [13, 14], орбитальные эффекты приводят к дополнительному положительному магнитосопротивлению квантовых ям. Существенно, что вклады от обеих подгрупп носителей заряда отчетливо видны в эффекте Холла (рис. 3a), т.е. их вклады в проводимость системы оказываются сравнимыми. Наблюдаемое отсутствие влияния на МС параллельного поля свидетельствует о том, что все носители в системе в транспортных явлениях ведут себя как двумерные. Это поведение существенно отличается от результатов, представленных в работах [15, 16]. В этих работах магнетосопротивление (в частности осцилляции ШдГ) монокристаллов Bi_2Se_3 микрометровой толщины имеет характер, аналогичный случаю, когда вся система образуется множеством параллельно соединенных двумерных подсистем, толщиной порядка квинтслоя каждая (≈ 1 нм). А исследованные в настоящей работе образцы демонстрируют отчетливое наличие второй группы носителей заряда, связанных с состояниями в объеме пленки ТИ, при этом в магнитотранспорте эти состояния проявляются как двумерные.

Отдельно следует обсудить фазу осцилляций ШдГ, которая, как принято считать, связана с нетривиальной фазой Берри в топологических изоляторах [17]. Как правило, эту фазу определяют, экстраполируя зависимость номера минимума (или максимума) магнетосопротивления от $1/B$ к нулю (т.е. к $B \to \infty$). Тем не менее, в представленных в литературе данных имеется существенный разброс, их интерпретация оказывается не однозначна, поскольку целому числу заполненных уровней Ландау соответствует минимум проводимости, который совпадает с минимумом сопротивления, только когда в системе имеется один тип носителей. То есть для более строгого определения фазы необходимо анализировать минимумы осцилляций проводимости, как это сделано в [15]. Кроме того, когда в системе сосуществуют несколько групп носителей, сохраняться должна их полная концентрация, а не концентрация поверхностных состояний, поэтому в квантующих магнитных полях будет происходить перераспределение носителей, что может существенно осложнить анализ [18]. Сопоставляя осцилляции проводимости и сопротивления, фаза осцилляций ШдГ в образце 711 (рис. 3b) оказалась $\approx -(0.7 \div 0.8)\pi$, что указывает на наличие топологической защиты двумерных состояний, аналогичные результаты получены и для образца 724. При этом отклонение от теоретически предсказанной фазы π обычно связывают с влиянием параболического вклада в законе дисперсии, а также эффектом Зеемана в подобных системах [19].

Как уже говорилось ранее, экспериментальные кривые $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$ удовлетворительно описываются в рамках классических представлений в полях до 6 Тл. При этом магнитополевая зависимость проводимости в диапазоне слабых магнитных полей (< 0.5 Тл) связана с носителями с большей подвижностью μ_S и концентрацией n_S, а вклад второй подгруппы носителей (объемных) σ_V с малой подвижностью практически не зависит от магнитного поля. Таким образом, квадратичный участок экспериментальных кривых в полях выше 0.1–0.2 Тл, где слабая антилокализация существенно подавлена, аппроксимировался формулой:

$$\sigma(B) = \sigma_V + \frac{en_S\mu_S}{1+\mu_S^2 B^2}. \qquad (1)$$

Стоит отметить, что в таком виде σ_V учитывает не только проводимость по объемным состояниям, но и другие поправки к проводимости, имеющие слабые полевые зависимости. Из данных, представленных на рис. 2, 3, следует, что квадратичная часть магнетосопротивления, связанная с параметрами n_S и μ_S, также как и наблюдаемые осцилляции ШдГ и САЛ, обусловлена электронами с двумерным энергетическим спектром. При этом величина n_S качественно не влияет на наблюдаемые тенденции, а определяет только количественное соотношение σ_V и $\sigma_S = en_S\mu_S$. Концентрации n_S были определены по осцилляциям ШдГ в предположении отсутствия спинового вырождения и составили $3.1 \cdot 10^{12}$ и $3.3 \cdot 10^{12}$ см$^{-2}$

для образцов 711 и 724, соответственно. В результате проведенной обработки, согласно (1), выяснено, что для данных образцов вклад поверхностных состояний в полную проводимость системы является основным. Кроме определения подвижности μ_S, составившей ≈ 0.86 и $0.38\,\text{м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ для образцов 711 и 724, использование соотношения (1) позволило получить значение полной друдевской проводимости $\sigma_V + \sigma_S$, т.е. адекватно оценить величину положительной добавки $\delta\sigma$ за счет САЛ.

Температурная зависимость полной проводимости образцов $\sigma(B = 0) \equiv \sigma_0$ является немонотонной, как это показано на рис. 4a. При этом вклад

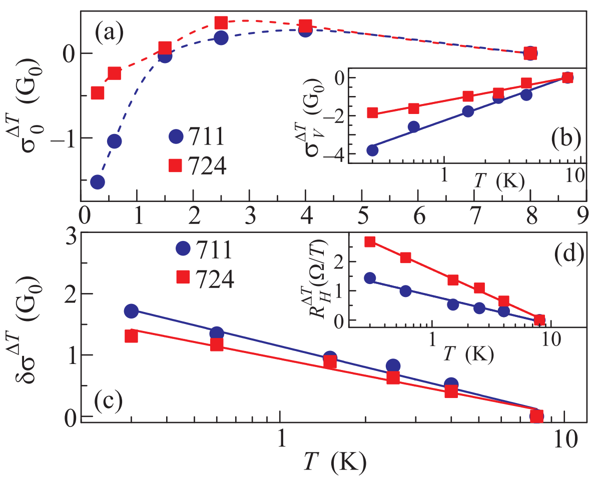

Рис. 4. (Цветной онлайн) Температурные зависимости изменения величин $\sigma_0^{\Delta T} = \sigma_0(T) - \sigma_0(8K)$ (a), $\sigma_V^{\Delta T}$ (b), $\delta\sigma^{\Delta T}$ (c), и холловской константы в малых полях $R_H^{\Delta T}$ (d), линии проведены для наглядности

σ_S, согласно (1), не имеет четкой температурной зависимости, а σ_V уменьшается при охлаждении. При этом уменьшение σ_V имеет характер, близкий к логарифмическому (рис. 4b). Уменьшение проводимости ТИ, имеющего выраженную положительную добавку, связанную с САЛ, при охлаждении носит название "транспортного парадокса". Данное явление неоднократно наблюдалось, и теория предсказывает несколько возможных причин его возникновения [20]. Однако, в работе [21] было показано, что в подобных пленках основное уменьшение проводимости связано с e-e взаимодействием. В нашем случае на это также указывает логарифмический рост холловской константы в слабых полях (рис. 4d). Температурная зависимость наблюдаемой добавки $\delta\sigma = \sigma_0 - (\sigma_V + \sigma_S)$ в общую проводимость оказывается линейна в логарифмическом масштабе, как это показано на рис. 4c. Это подтверждает то, что $\delta\sigma$ обусловлена эффектом антилокализации в двумерной электронной подсистеме. Отдельно стоит отметить, что отсутствие видимых признаков слабой локализации на полевых зависимостях нетривиально для обычных двумерных систем [22], но согласуется с теоретическими представлениями об интерфейсных состояниях в ТИ [20]. При этом за счет того, что в исследуемых образцах в квантовых поправках фигурируют длины, превосходящие толщину пленки, амплитуда поправок оказывается логарифмической функцией температуры, что соответствует двумерному случаю, хотя, кроме поверхностных состояний, вклад в наблюдаемые квантовые поправки могут вносить и объемные носители заряда.

Из полученных экспериментальных данных также возможно определение механизма сбоя фазы в исследуемых образцах. При этом следует отметить, что для поверхностных состояний $k_F l > 50$ (k_F – фермиевский волновой вектор, l – длина свободного пробега), т.е. в рассмотрении можно применять стандартную теорию квантовых поправок. Магнетополевая зависимость интерференционных поправок в диффузионном режиме обычно описывается формулой Хиками–Ларкина–Нагаоки (ХЛН) [23], которая может быть представлена в следующей форме:

$$\frac{\Delta(1/\rho_{xx}(B))}{G_0} = \alpha\left[\psi\left(\frac{1}{2} + \frac{\hbar}{4el_\phi^2 B}\right) - \ln\left(\frac{\hbar}{4el_\phi^2 B}\right)\right], \tag{2}$$

где ψ – дигамма функция, $l_\phi = \sqrt{D\tau_\phi}$ и τ_ϕ – длина и время дефазировки соответственно, а $D = v_F^2\tau/2$. В таком виде формула (2) содержит два подгоночных параметра и несколько физических констант. В отличие от более классической формулы ХЛН, содержащей τ_ϕ, результаты, полученные с помощью формулы (2), никак не зависят конкретных значений транспортных параметров системы.

На рис. 5a представлен результат аппроксимации экспериментальных данных формулой (2) для образца 724. Видно, что наблюдается хорошее согласие. Получившиеся значения длины дефазировки (рис. 5b) оказываются достаточно близки для двух образцов. Для обоих образцов получается, что $l_\phi \sim T^{-1/2}$, это соответствует доминантной роли e–e рассеяния в качестве основного механизма сбоя фазы. Отдельно стоит отметить, что для образца 711 точка, соответствующая 8 K (рис. 5b) явно отклоняется от проведенной прямой. Причиной может служить тот факт, что за счет высокой подвижности длина свободного пробега l в этом образце оказывается достаточно большой и при 8 K неравенство $l_\phi/l \gg 1$ перестает выполняться, что приводит к ошибкам в численных результатах при аппроксима-

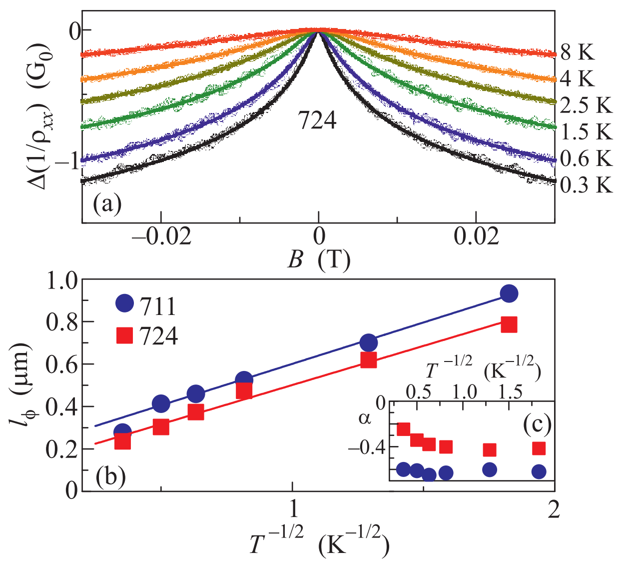

Рис. 5. (Цветной онлайн) (a) – Магнитополевая зависимость $\Delta(1/\rho_{xx}(B)) = 1/\rho_{xx}(B) - 1/\rho_{xx}(0)$ для образца 724 при различных температурах, точки – экспериментальные данные, линии – аппроксимация по формуле (2). (b) – Температурная зависимость длины дефазировки l_ϕ. (c) – Полученные значения префактора α

ции по формуле (2). Также стоит отметить, что значение префактора α для образца 711 оказывается почти в два раза больше, чем для образца 724. В литературе представлено множество возможных причин отклонения префактора от теоретического значения $\alpha = -0.5$ [24]. Обсуждение отклонений полученных здесь величин α от теоретического значения выходит за рамки данной статьи. Важно отметить, что несмотря на хорошее согласие теории ХЛН и экспериментальных данных изначальная теория ХЛН была составлена для тривиальных систем, в ней не учитываются особенности ТИ. То есть для более строгого описания данных в базовую теорию необходимо вносить ряд модификаций [25].

В заключении стоит отметить, что на основании классической модели МС, в рамках данной работы была определена доминантная роль поверхностных двумерных состояний в переносе заряда, также была проиллюстрирована роль квантовых поправок в формировании немонотонной температурной зависимости проводимости. Наличие аномальной фазы наблюдаемых осцилляций ШдГ и наблюдение САЛ, в отсутствии явных следов слабой локализации, указывает на топологическую природу поверхностных состояний. Уменьшение толщины пленки приводит к уменьшению подвижности и величины префактора (в формуле ХЛН). При этом основным механизмом дефазировки в исследованных образцах является неупругость e–e рассеяния. Отдельно следует подчеркнуть, что в образцах присутствует вторая группа носителей заряда, ассоциируемых с состояниями в объеме пленки, однако, в магнитотранспорте они проявляются как двумерная подсистема, что существенно отличается от результатов, представленных в [15, 16].

Измерения при низких температурах в магнитных полях до 19 Тл были проведены в ЦКП ФИАН при частичной поддержке гранта РФФИ # 14-02-00586. Л.Н.О., В.А.П., Е.И.Н. и Б.А.А. благодарны Минобрнауки за частичную поддержку проведенных работ в рамках госконтракта # 14.613.21.0019 (RFMEFI61314X0019). Ю.Г.С. и Е.Г.Ч. благодарны гранту РНФ # 14-12-00879 за финансовую поддержку. А.Ю.К. благодарен гранту РФФИ # 16-29-03330.

1. M. Z. Hasan and C. L. Kane, Rev. Mod. Phys. **82**, 3045 (2010).
2. J. E. Moore, Nature **464**, 194 (2010).
3. X.-L. Qi, R. Li, J. Zang, and S.-C. Zhang, Science **323**, 1184 (2009).
4. F. Giorgianni, E. Chiadroni, A. Rovere et al. (Collaboration), Nature Commun. **7**, 11421 (2016).
5. C.-Z. Chang, J. Zhang, X. Feng et al. (Collaboration), Science **340**, 167 (2013).
6. M. Konig, S. Wiedmann, C. Brune, A. Roth, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, X.-L. Qi, and S.-C. Zhang, Science **318**, 766 (2007).
7. M. Zhang, L. Lv, Z. T. Wei, C. S. Guo, X. S. Yang, and Y. Zhao, Materials Lett. **123**, 87 (2014).
8. W. J. Wang, K. H. Gao, and Zh. Q. Li, Scientific Rep. **6**, 25291 (2016).
9. L. Zhang, R. Hammond, M. Dolev, M. Liu, A. Palevski, and A. Kapitulnik, Appl. Phys. Lett. **101**, 153105 (2012).
10. X. Wang, Y. Du, S. Dou, and C. Zhang, Phys. Rev. Lett. **108**, 266806 (2012).
11. H. D. Li, Z. Y. Wang, X. Kan, X. Guo, H. T. He, Z. Wang, J. N. Wang, T. L. Wong, N. Wang, and M. H. Xie, New J. Physics **12**, 103038 (2010).
12. N. Bansal, Y. S. Kim, E. Edrey, M. Brahlek, Y. Horibe, K. Iida, M. Tanimura, G.-H. Li, T. Feng, H.-D. Lee, T. Gustafsson, E. Andrei, and S. Oh, Thin Solid Films **520**, 224 (2011).
13. I. L. Drichko, I. Yu. Smirnov, A. V. Suslov, O. A. Mironov, and D. R. Leadley, Phys. Rev. B **79**, 205310 (2009).
14. X. Zhou, B. Schmidt, C. Proust, G. Gervais, L. N. Pfeiffer, K. W. West, and S. Das Sarma, Phys. Rev. Lett. **107**, 086804 (2011).
15. С. И. Веденеев, Д. А. Князев, В. А. Прудкогляд, Т. А. Романова, А. В. Садаков, ЖЭТФ **148**, 75 (2015).

16. M. Petrushevsky, E. Lahoud, A. Ron et al. (Collaboration), Phys. Rev. B **86**, 045131 (2012).
17. D. Xiao, M.-C. Chang, and Q. Niu, Rev. Mod. Phys. **82**, 1959 (2010).
18. A.R. Wright and R.H. McKenzie, Phys. Rev. B **87**, 085411 (2013).
19. A.A. Taskin and Y. Ando, Phys. Rev. B **84**, 035301 (2011).
20. H.-Z. Lu and S.-Q. Shen, Proc. of SPIE **9167**, 91672E (2014).
21. A.Yu. Kuntsevich, A.A. Gabdullin, V.A. Prudkogliad, Yu.G. Selivanov, E.G. Chizhevskii, and V.M. Pudalov, arXiv:1607.02034.
22. В.Ф. Гантмахер, *Электроны в неупорядоченных средах*, Физматлит, М. (2013), 288 с.
23. S. Hikami, A.I. Larkin, and Y. Nagaoka, Prog. Theor. Phys. **63**(2), 707 (1980).
24. G.M. Minkov, A.V. Germanenko, and I.V. Gornyi, Phys. Rev. B **70**, 245423 (2004).
25. P. Adroguer, W.E. Liu, D. Culcer, and E.M. Hankiewicz, Phys. Rev. B **92**, 241402(R) (2015).