Письма в ЖЭТФ, том 109, вып. 12, с. 835 – 841

Осцилляции Шубникова–де Гааза в трехмерном топологическом изоляторе на основе напряженной пленки HgTe в наклонном магнитном поле

Д. А. Козлов[+*1)], *Й. Зиглер*[×2)], *Н. Н. Михайлов*[+], *С. А. Дворецкий*[+], *Д. Вайс*[×2)]

[+]*Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова, 630090 Новосибирск, Россия*

[*]*Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия*

[×]*Experimental and Applied Physics, University of Regensburg, D-93040 Regensburg, Germany*

Поступила в редакцию 10 мая 2019 г.
После переработки 10 мая 2019 г.
Принята к публикации 16 мая 2019 г.

Работа посвящена особенностям формирования уровней Ландау в трехмерном топологическом изоляторе на основе напряженной пленки теллурида ртути толщиной 80 нм в наклонном магнитном поле. Экспериментально изучено магнетосопротивление оснащенных затвором холловских мостиков при температуре 1.9 К и в магнитном поле до 10 Тл. Затвор позволял изменять положение уровня Ферми из валентной зоны в зону проводимости, минуя объемную щель. Образцы устанавливались на поворотной платформе, позволяющей произвольным образом изменять угол между направлением магнитного поля и перпендикуляром к плоскости образца от 0 до 90°. Обнаружено, что осцилляции Шубникова–де Гааза формируются при условии, когда перпендикулярная компонента магнитного поля превышает 0.4 Тл, вне зависимости от приложенного затворного напряжения. Однако чувствительность системы к параллельной компоненте магнитного поля принципиальным образом зависит от приложенного затворного напряжения: в условиях, когда уровень Ферми находится в объемной щели и проводимость определяется поверхностными состояниями, амплитуда и положение осцилляций Шубникова–де Гааза относительно перпендикулярной компоненты поля остаются неизменными даже в условиях, когда параллельная компонента поля в 2 раза превышает перпендикулярную. В сильных магнитных полях наблюдается эффект подавления амплитуды осцилляций параллельной компонентной поля. Напротив, если уровень Ферми находится в валентной зоне или зоне проводимости, то параллельная компонента поля не только влияет на амплитуду осцилляций, но и приводит к их перестройке, например, формированию новых минимумов, связанных с Зеемановским расщеплением. Обнаруженное поведение системы укладывается в современные представления о спиновой поляризации поверхностных состояний трехмерных топологических изоляторов и вырожденных по спину объемных носителей.

DOI: 10.1134/S0370274X19120075

Трехмерные топологические изоляторы (3D ТИ) представляют собой новый класс веществ с сильным спин-орбитальным (СО) взаимодействием, изолирующим объемом и проводящими двумерными поверхностными состояниями [1–4]. Одной из характерных особенностей носителей на поверхностных состояниях топологических изоляторов является их линейный или близкий к линейному закон дисперсии, а также жесткая связь спина с импульсом [4, 5], приводящая к топологической защите электронов на поверхностных состояниях от обратного рассеяния. Напряженные пленки теллурида ртути являются трехмерными топологическими изоляторами [6] с величиной объемной щели порядка 15 мэВ [7, 8] и высокой подвижностью электронов до 4×10^5 см$^{-2}$/В $\cdot$ с [9, 10]. Экспериментально в 3D ТИ на основе HgTe изучался транспортный отклик в классическом и квантующем перпендикулярном магнитном поле [7–11]; емкостной отклик [12]; проводилась фотоэлектронная спектроскопия с угловым разрешением [13]; исследовалась фотопроводимость, а также другие магнитооптические эффекты [14–18]. В недавних работах изучался транспортный отклик наноструктур на основе 80 нм пленок HgTe: сверхрешетки антиточек [19] и интерферометра Ааронова–Бома [20].

Однако, несмотря на разнообразие используемых экспериментальных подходов и методик, до сих пор систематически не исследованы особенности формирования уровней Ландау в этой системе. В частности,

[1)] e-mail: dimko@isp.nsc.ru
[2)] J. Ziegler, D. Weiss.

нет полной ясности относительно способа идентификации принадлежности этих уровней к той или иной группе носителей в условиях сосуществования этих групп, не измерены энергетические щели и уширение уровней (за исключением одной из первых работ, выполненной на образцах со значительно более низким качеством и с ошибочной интерпретацией результатов [21]), наконец, экспериментально не проверено даже наличие или отсутствие Зеемановского расщепления у поверхностных носителей. Ситуация, на первый взгляд, кажется странной на фоне достаточно хорошо исследованных ям меньшей толщины (15–30 нм), где к настоящему времени не только подробно изучены особенности формирования осцилляций Шубникова-де Газа (ШдГ) [22–27] и квантового эффекта Холла [28, 29], но даже особенности рассеяния носителей [30] и терагерцовая фотопроводимость [31]. Однако такое состояние дел для тонких пленок HgTe связано как с чрезвычайно богатой и неоднозначной экспериментальной картиной наблюдаемых осцилляций [9, 12], так и со сложностью теоретического расчета уровней Ландау с реалистичным учетом их зависимости от приложенного к системе затворного напряжения и распределения поперечного электрического поля внутри пленки. Данная работа направлена на частичное закрытие этих пробелов в знаниях о напряженных тонких пленках HgTe и посвящена изучению ШдГ-осцилляции в наклонном магнитном поле.

Исследуемые экспериментальные образцы были изготовлены на основе пленки HgTe толщиной 80 нм, выращенной с помощью описанной в [10, 32] технологии молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Поперечный разрез изготовленной структуры представлен на рис. 1a; поверхностные состояния находятся на границах указанного синим цветом слоя HgTe. Для проведения магнитотранспортных измерений с помощью стандартной фотолитографии и химического травления были изготовлены десятиконтактные холловские мостики размером 50×450 мкм, центральная часть которых была снабжена Ti/Au металлическим затвором. В качестве подзатворного диэлектрика был использован 80 нм слой Al_2O_3. Образцы помещались в криостат с откачкой паров He^4, что позволяло охлаждать образец до температуры $T = 1.9$ K и прикладывать магнитное поле величиной до 10 Тл с применением поворотной платформы, позволяющей произвольным образом менять угол α между перпендикуляром к плоскости образца и направлением магнитного поля. Измерения магнитотранспорта проводились на частотах от 4 до 12 Гц при использовании стандартной техники синхронного детектирования и тянущего тока 0.5 мкА, исключающего эффекты разогрева электронно-дырочного газа.

Приступим теперь к изложению результатов работы. Начнем с характеризации образцов. Зависимость $\rho_{xx}(V_g)$, представленная на рис. 1c, типична для исследуемой системы. Она обладает главным максимумом, расположенным вблизи точки зарядовой нейтральности, сопровождаемым сменой знака холловского сопротивления $\rho_{xy}(V_g)$, измеренного в магнитном поле $B = 0.5$ Тл, приложенном перпендикулярно к плоскости образца. Слева от максимума проводимость в основном формируется объемными дырками с небольшой долей поверхностных электронов, которые сохраняют ненулевую концентрацию даже при максимальном удалении влево от точки зарядовой нейтральности. При движении направо от максимума ρ_{xx} концентрация дырок быстро обращается в нуль, а уровень Ферми заходит в объемную щель. Начиная с этого момента, проводимость системы формируется исключительно топологическими электронами, расположенными на верхней и нижней поверхностях пленки. При дальнейшем увеличении V_g уровень Ферми переходит в зону объемной проводимости, и к поверхностным электронам добавляются объемные.

Отметим, что зависимость $\rho_{xx}(V_g)$, измеренная в нулевом поле на различных образцах, даже изготовленных в разное время и из различных шайб, демонстрируют воспроизводимость с точностью не хуже, чем 10 %. Благодаря такой высокой повторяемости значительно упрощается задача характеризации системы. Характеризация начинается с определения границ объемной щели, т.е. величин затворного напряжения, соответствующих потолку валентной зоны (E_v на рис. 1c и d) и дну зоны проводимости (E_c). Характеризация проводится с помощью анализа, аналогичного описанному в работе [12], суть которого состоит в следующем. При фиксированных затворных напряжениях измеренные зависимости $\rho_{xx}(B_\perp)$ и $\rho_{xy}(B_\perp)$ подгоняются двухкомпонентной (электронно-дырочной) классической моделью Друде, что позволяет определить величины как полной электронной N_s, так и дырочной концентраций P_s (см. рис. 1d). Пересечение полученной зависимости $P_s(V_g)$ с горизонтальной осью соответствует потолку валентной зоны E_v. Далее, в электронной области затворных напряжений дополнительно анализируется период слабополевой части (т.е. при $B_\perp < 1.2$–1.5 Тл) осцилляций ШдГ. Известно, что в исследуемой системе осцилляции в этой области магнитных полей преимущественно формируются элек-

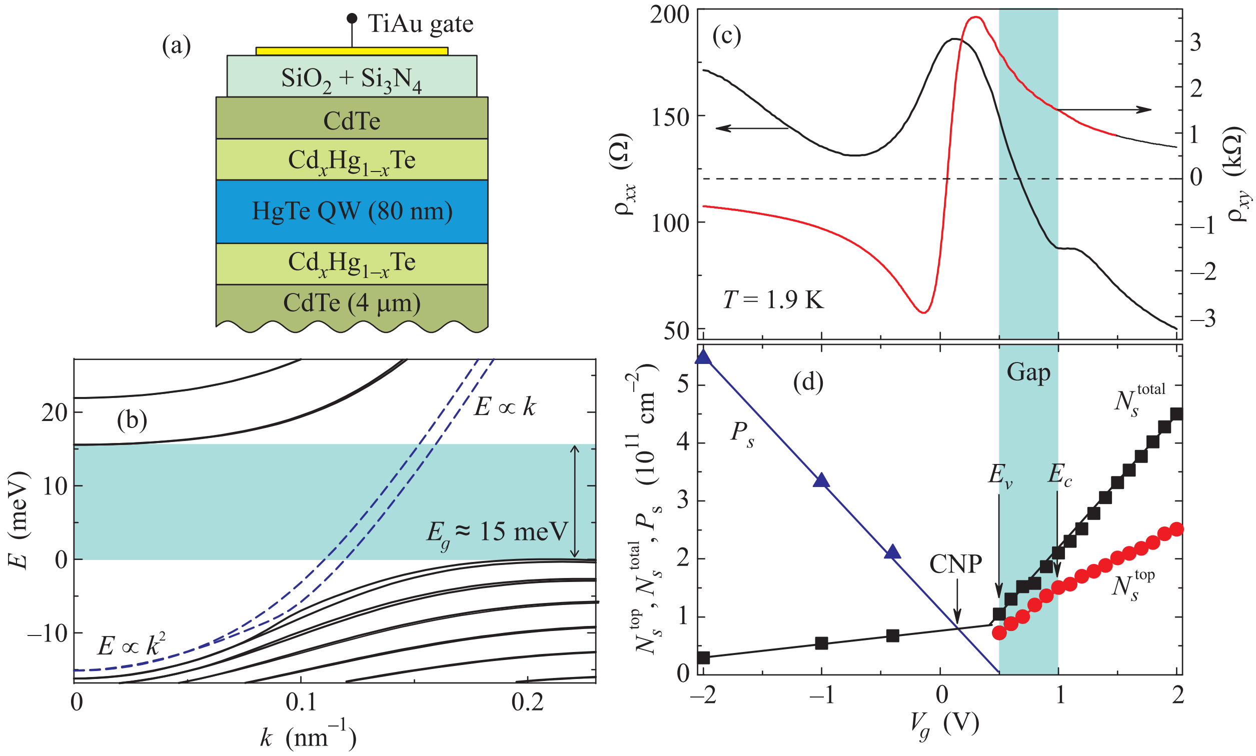

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Поперечный разрез исследованной гетеростуктуры. (b) – Рассчитанная зонная структура 80 нм пленки HgTe (013) (из [17]). Сплошные линии соответствуют подзонам размерного квантования зоны проводимости и валентной зоны. Пунктирные линии соответствуют законам дисперсии дираковских электронов с верхней и нижней поверхностей. (c) – Зависимости $\rho_{xx}(V_g)$ и $\rho_{xy}(V_g)$ для холловского мостика, измеренные при $T = 1.9$ K и $B = 0$ и 0.5 Тл, соответственно. (d) – Зависимости концентрации электронов на верхней поверхности (N_s^{top}), полной электронной (N_s^{total}) и дырочной (P_s) концентрации от V_g. На панелях (c) и (d) вертикальные стрелки с обозначениями "CNP", "E_v" и "E_c" указывают на оси V_g точку зарядовой нейтральности, потолок объемной валентной зоны и дно объемной зоны проводимости, соответственно. На панелях (b), (c) и (d) голубым цветом отмечены области объемной щели

тронами, расположенными на верхней поверхности [9, 12]. Соответственно, из периода осцилляций можно извлечь величину концентрации N_s^{top} этих носителей и построить ее зависимость от V_g. На этой зависимости (рис. 2d) отчетливо виден излом в точке E_c, отражающий скачкообразное уменьшение парциальной скорости заполнения dN_s^{top}/dV_g при заходе уровня Ферми в зону проводимости. Проведенный таким образом анализ позволил идентифицировать точки E_v и E_c как 0.5 и 1.05 В, соответственно. Диапазон затворных напряжений и энергий, соответствующий объемной энергетической щели, обозначен на рис. 1 голубым цветом.

Перейдем теперь к оригинальным результатам. На рисунке 2 представлены магнитополевые зависимости $\rho_{xx}(B_\perp)$ в отсутствие параллельной компоненты магнитного поля при положительных (рис. 2a) и отрицательных (рис. 2b) затворных напряжениях. Во всем диапазоне затворных напряжений наблюдается положительное магнетосопротивление (ПМС), что связано как с сосуществованием нескольких групп носителей (параболическое ПМС в слабых полях), так и квантовомеханическими эффектами, приводящими к изменению транспортного времени. На электронной стороне ШдГ-осцилляции возникают в магнитном поле 0.3–0.4 Тл, разгораются при увеличении поля, и их относительная амплитуда достигает десятков процентов при $B_\perp = 5$ Тл. По мере увеличения затворного напряжения отчетливо наблюдается уменьшение периода осцилляций и начинает проявляться их более сложная структура с несколькими характерными частотами. В области отрицательных затворных напряжений ШдГ-осцилляции менее выражены, что связано, по-видимому, с меньшей величиной циклотронных щелей и, как следствие, большим влиянием температурного уширения функции распределения Ферми–Дирака. Отметим, что даже при максимальных значениях магнитного поля в ва-

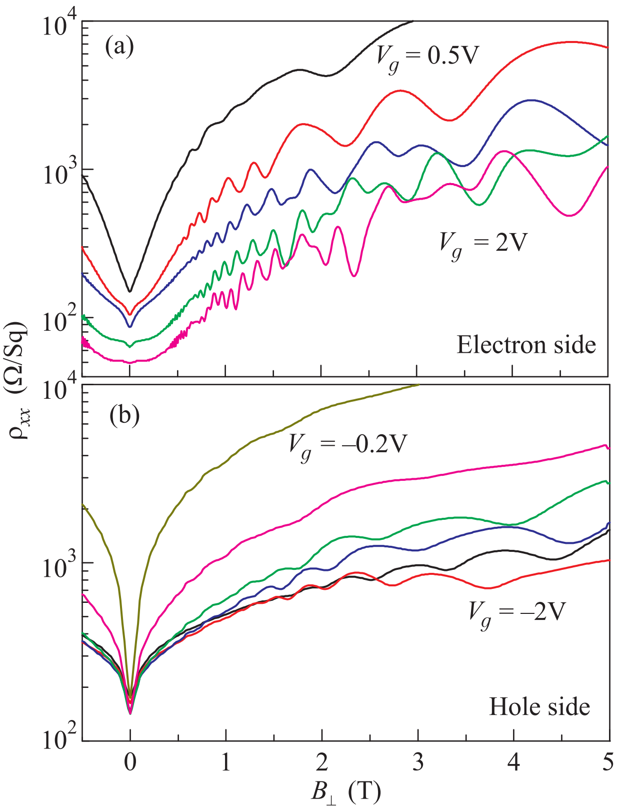

Рис. 2. (Цветной онлайн) Магнетосопротивление исследуемой системы в перпендикулярном магнитном поле при различных значениях затворного напряжения. (a) – Электронная сторона, затворные напряжения: 0.5, 0.8, 1.2, 1.6 и 2.0 В. (b) – Дырочная сторона, затворные напряжения: −0.2, −0.6, −1, −1.2, −1.6, −2 В

лентной зоне на магнетосопротивлении наблюдается лишь одна характерная частота, что указывает на отсутствие Зеемановского расщепления и формирования двукратно вырожденных по спину дырочных уровней Ландау.

Поведение ШдГ-осцилляций в наклонных магнитных полях было подробно исследовано в диапазоне затворных напряжений от −2 до 2 В с шагом 0.1–0.2 В. Обнаружено, что чувствительность системы к параллельной компоненте магнитного поля зависит от положения уровня Ферми. Для визуализации этого эффекта были выбраны четыре состояния системы при затворных напряжениях 1.8, 0.7, −1.2 и −2 В, что соответствует положению уровня Ферми в зоне проводимости, в объемной щели, в валентной зоне и далеко в валентной зоне соответственно. Четыре состояния системы соответствуют строкам на рис. 3, пронумерованным от (I) до (IV). По вертикали этот же рисунок разделен на три столбца. В панелях, расположенных в первом столбце рис. 3a, представлены зависимости магнетосопротивления при углах между нормалью к образцу и магнитным полем от 0 до 60°, построенные в зависимости от перпендикулярной компоненты магнитного поля. В панелях второго столбца рис. 3b показаны осциллирующие части магнетосопротивления, полученные вычитанием монотонной составляющей из данных первого столбца, и построенные в обратном перпендикулярном магнитном поле. Наконец, в столбце (c) показаны Фурье-спектры осциллирующей части.

Наиболее простая и понятная картина осцилляций наблюдается в валентной зоне при $V_g = -2$ В (рис. 3a(IV) и b(IV)). В отсутствие параллельной компоненты поля ШдГ-осцилляции формируются вырожденными по спину дырочными уровнями Ландау, период которых определяется разностной концентрацией $P_s - N_s$ [9, 12]. В подтверждение этой картины на Фурье-спектре осцилляций наблюдается выраженный пик (черная кривая на рис. 3c(IV)), положение которого совпадает с расчетным $f_\mathrm{h} = (P_s - N_s)/(2e/h)$. На этом же спектре также наблюдается пик на удвоенной частоте $2f_\mathrm{h}$, но со значительно меньшей амплитудой, что указывает на скорое открытие спиновой щели в больших магнитных полях. Наличие ненулевой параллельной компоненты магнитного поля $B_\parallel$ приводит к увеличению спиновых щелей, пропорциональных $(B_\parallel^2 + B_\mathrm{perp}^2)^{1/2}$, и одновременному уменьшению циклотронных щелей. Эффект монотонно возрастает по мере увеличения α и достигает максимума при $\alpha = 60°$, когда спиновое вырождение при $B_\perp > 2.5$ Тл снимается и частота наблюдаемых осцилляций удваивается. В Фурье-спектре осцилляций этому соответствует увеличение амплитуды второго пика с частотой $2f_\mathrm{h}$ и уменьшение амплитуды пика f_h. Отметим также едва различимый пик, наблюдаемый на Фурье-спектрах, на частоте $f_\mathrm{e} \approx 2$ Тл, отражающий ШдГ осцилляции, наблюдаемые при $B_\perp < 1.2$ Тл (рис. 3b(IV)). Природа этих осцилляций связана с ненулевой концентрацией поверхностных электронов, чьи уровни Ландау разрешаются в значительно меньших магнитных полях, чем дырочные, и исчезают (т.е. поднимаются по энергии выше, чем уровень Ферми) при бо́льших полях из-за своей малой концентрации менее $0.5 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$. Амплитуда и положение пика f_e остаются практически неизменными, что говорит о нечувствительности поверхностных электронов к параллельной компоненте поля.

Похожее поведение системы сохраняется и при уменьшении абсолютной величины затворного напряжения до −1.2 В (рис. 3 (III)). В слабых полях на магнетосопротивлении также наблюдаются элек-

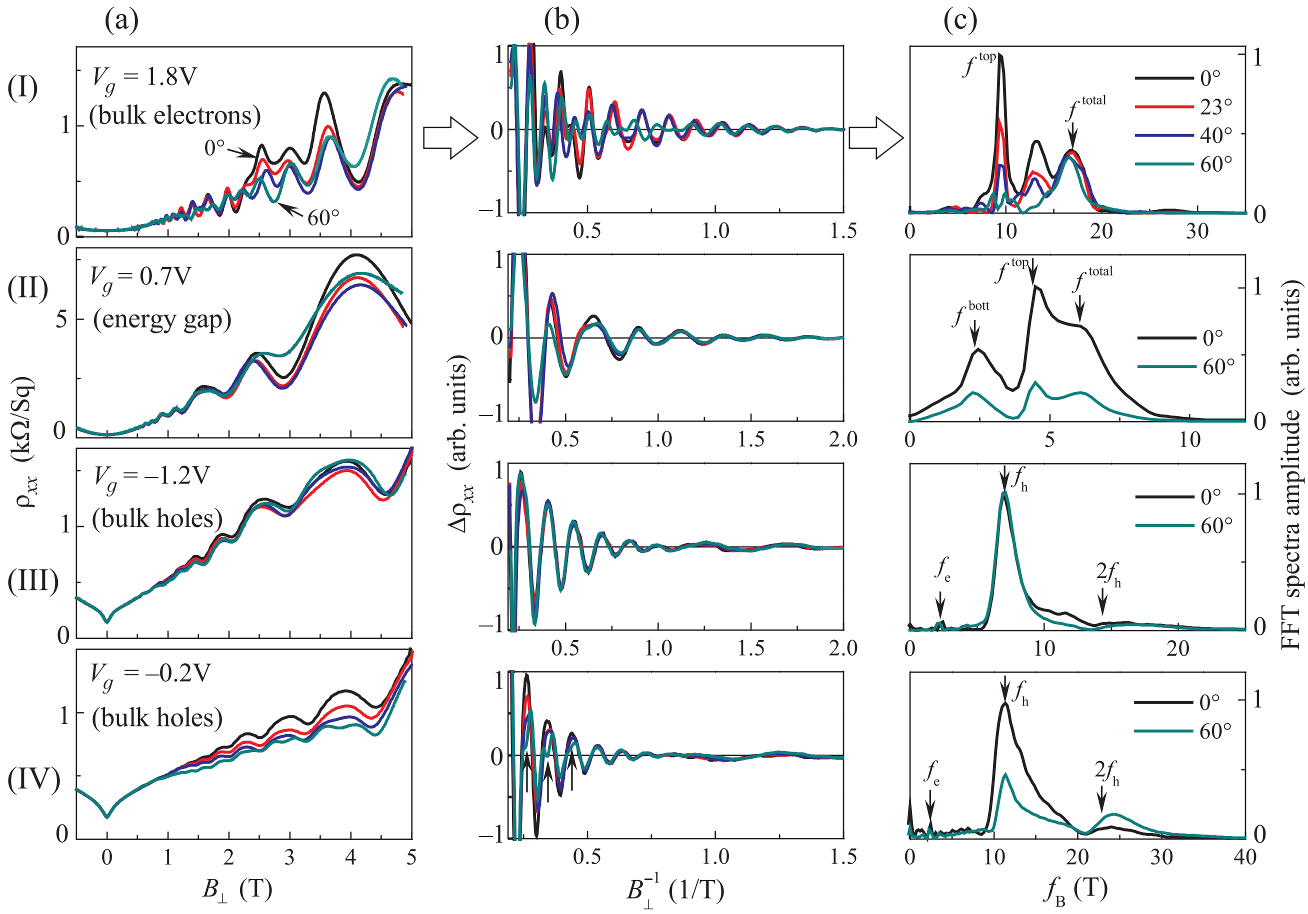

Рис. 3. (Цветной онлайн) Магнетосопротивление, его осциллирующая часть и ее Фурье-спектр для четырех различных положений уровня Ферми в системе. Колонка (a) – магнетосопротивление $\rho_{xx}(B_\perp)$ при четырех различных значениях угла α между перпендикуляром к поверхности структуры и направлением магнитного поля: $0°$, $23°$, $40°$ и $60°$. Колонка (b) – осциллирующая часть магнетосопротивления $\Delta\rho_{xx}$, полученная вычитанием монотонной составляющей $\langle\rho_{xx}\rangle$, в зависимости от $B_\perp^{-1}$. Стрелками на нижней панели отмечено Зеемановское расщепление. (c) – Фурье-спектр осциллирующей части магнетосопротивления. Стрелками обозначены пики с частотами, соответствующие концентрациям различных групп носителей (см. основной текст). Различным строкам соответствуют 4 состояния системы, задающиеся затворными напряжениями, равными 1.8, 0.7, -1.2 и -2 В для строк (I), (II), (III) и (IV), соответственно. При этом уровень Ферми оказывается в зоне проводимости (I), в объемной щели (II), в валентной зоне (III) и далеко в валентной зоне (IV)

тронные ШдГ-осцилляции с выросшей до ≈ 2.5 Тл частотой (рис. 3c(III)), переходящие в вырожденные по спину дырочные осцилляции в больших полях. Отметим, что на спектре Фурье теперь практически отсутствует второй пик с частотой $2f_\mathrm{h}$, что говорит либо об уменьшении g-фактора системы, либо об увеличении беспорядка и большем размытии уровней Ландау. Влияние параллельной компоненты магнитного поля ослаблено, поскольку даже при максимальном отклонении $\alpha = 60°$ влияние на осцилляции практически отсутствует. По-видимому, для разрешения спиновых щелей необходимо большая абсолютная величина магнитного поля, либо меньшая температура.

Перейдем теперь к $V_g = 0.7$ В (рис. 3 (II)). При этой величине затворного напряжения уровень Ферми оказывается в объемной щели, поэтому в системе присутствуют лишь электроны на верхней и нижней поверхностях пленки HgTe. Благодаря большему расстоянию между уровнями Ландау поверхностных электронов, а также из-за отсутствия других типов носителей, уже начиная с $B_\perp = 0.4$ Тл, в магнетосопротивлении наблюдаются однородные ШдГ-осцилляции (рис. 3a(II) и b(II)). В их спектре, представленном на рис. 3c(II), отчетливо различаются три пика, с частотами $f^\mathrm{bott} \approx 2.5$ Тл, $f^\mathrm{top} \approx 4.5$ Тл и $f^\mathrm{total} \approx 7$ Тл, отражающими концентрацию электронов на нижней и верхней поверхности, а также их полную концентрацию. Отметим, что из-за топологической природы поверхностных состояний их уровни Ландау всегда являются невырожденными по спину, поэтому в спектре отсутствуют пики с удвоенными частотами. Влияние параллельной компоненты магнитного поля на магнетосопротивление в состоянии топологического изолятора существенно отличается от предыдущих двух случаев. Во-первых, как отчетливо видно на рис. 3a(II), параллельное поле не влияет на монотонную составляющую магнетосопротивления. Во-вторых, в диапазоне $B_\perp$ от 0.4 до 2.5 Тл отсутствует и влияние на ШдГ-осцилляции. Однако в сильных магнитных полях введение параллельной компоненты приводит к подавлению амплитуды осцилляций, что отражается и в уменьшении высоты всех трех пиков на Фурье-спектре осцилляций. Природа этого эффекта не ясна, но, возможно, она связана с частичным подавлением топологической защиты параллельным магнитным полем и уменьшением квантового времени жизни носителей.

Наконец, перейдем к состоянию $V_g = 1.8$ В, представленному на рис. 3 (I). При этом затворном напряжении уровень Ферми находится в зоне проводимости, а система демонстрирует самую богатую картину осцилляций. В слабых магнитных полях (т.е. при $B_\perp < 1.2$ Тл) поведение системы аналогично рассмотренным ранее случаям, т.е. в магнетосопротивлении наблюдаются однородные осцилляции (рис. 3a(I) и b(I)), формируемые исключительно поверхностными электронами, и нечувствительные к параллельной компоненте магнитного поля. В больших магнитных полях начинают также разыгрываться осцилляции, формируемые объемными электронами, вызванные вырожденными по спину уровнями Ландау. Спектр осцилляций оказывается настолько сложным, что в нем однозначно идентифицируются лишь пики, соответствующие концентрации электронов на верхней поверхности с частотой $f^{\mathrm{top}} \approx 9.5$ Тл, а также полной электронной концентрации с частотой $f^{\mathrm{total}} \approx 17$ Тл. Влияние параллельной компоненты поля оказывается наиболее драматичным, по сравнению с предыдущими случаями: по мере увеличения α наблюдается не только перестройка амплитуды осцилляций, но и отчетливо меняется их фаза, а также положение суммарных минимумов (рис. 3b(I)). В Фурье-спектре это отражается в виде подавления пиков с частотами 9.5 и 12.5 Тл, с последующим расщеплением первого пика на два со значительно меньшими амплитудами и частотами 9 и 10 Тл. Такое поведение можно объяснить одновременным подавлением ШдГ-осцилляций от поверхностных электронов параллельным магнитным полем и перестройкой спектра объемных носителей за счет изменения спинового расщепления. Наконец, можно предположить, что промежуточный пик на Фурье-спектре отражает суммарную концентрацию поверхностных электронов, поскольку он подавляется параллельной компонентой поля с той же скоростью, что и пик с частотой f^{top}.

В заключение, в данной работе были исследованы осцилляции Шубникова–де Гааза в трехмерном топологическом изоляторе на основе напряженной пленки HgTe толщиной 80 нм в наклонном магнитном поле. Обнаружено, что, независимо от приложенного затворного напряжения, начиная с перпендикулярного магнитного поля 0.5 Тл, в магнетосопротивлении наблюдаются осцилляции, отражающие формирование уровней Ландау от поверхностных электронов. В больших магнитных полях осцилляции имеют другой период и структуру, поскольку в их формировании уже участвуют все виды носителей. При этом поведение осцилляций и их чувствительность к параллельной компоненте магнитного поля зависит от положения уровня Ферми. При затворных напряжениях, когда уровень Ферми находится в объемной щели и проводимость определяется поверхностными состояниями, амплитуда и положение осцилляций относительно перпендикулярной компоненты поля остаются практически неизменными даже в условиях, когда параллельная компонента поля в 2 раза превышает перпендикулярную. Это правило нарушается в сильном магнитном поле: если параллельная компонента магнитного поля превышает 4 Тл, то это подавляет амплитуду шубниковских осцилляций от поверхностных электронов. Если же уровень Ферми находится в валентной зоне или зоне проводимости, то параллельная компонента поля не только влияет на амплитуду осцилляций, но и приводит к формированию новых минимумов, связанных с Зеемановским расщеплением. Обнаруженное поведение укладывается в современные представления о спиновой поляризации поверхностных состояний и вырожденных по спину объемных носителей.

Работа поддержана Российским Научным Фондом (грант # 18-72-00189).

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 and S.-C. Zhang, Rev. Mod. Phys. **83**, 1057 (2011).
4. Y. Ando, J. Phys. Soc. Japan **82**, 102001 (2013).
5. C. L. Kane and E. J. Mele, Phys. Rev. Lett. **95**, 226801 (2005).

6. L. Fu and C. L. Kane, Phys. Rev. B **76**, 045302 (2007).
7. C. Brune, C. X. Liu, E. G. Novik, E. M. Hankiewicz, H. Buhmann, Y. L. Chen, X. L. Qi, Z. X. Shen, S. C. Zhang, and L. W. Molenkamp, Phys. Rev. Lett. **106**, 126803 (2011).
8. C. Brune, C. Thienel, M. Stuiber, J. Bottcher, H. Buhmann, E. G. Novik, C.-X. Liu, E. M. Hankiewicz, and L. W. Molenkamp, Phys. Rev. X **4**, 041045 (2014).
9. D. A. Kozlov, Z. D. Kvon, E. B. Olshanetsky, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretsky, and D. Weiss, Phys. Rev. Lett. **112**, 196801 (2014).
10. Д. А. Козлов, З. Д. Квон, М. Л. Савченко, D. Weiss, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, ФНТ **41**(2), 109 (2015).
11. М. Л. Савченко, Д. А. Козлов, З. Д. Квон, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий. Письма в ЖЭТФ **104**(5), 311 (2016).
12. D. A. Kozlov, D. Bauer, J. Ziegler, R. Fischer, M. L. Savchenko, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretsky, and D. Weiss, Phys. Rev. Lett. **116**, 166802 (2016).
13. O. Crauste, Y. Ohtsubo, P. Ballet, P. A. L. Delplace, D. Carpentier, C. Bouvier, T. Meunier, A. Taleb-Ibrahimi, and L. Levy, arXiv:1307.2008.
14. A. M. Shuvaev, G. V. Astakhov, C. Brune, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, and A. Pimenov, Semicond. Sci. Technol. **27**, 124004 (2012).
15. A. M. Shuvaev, G. V. Asthkhov, G. Tkachov, C. Brune, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, and A. Pimenov, Phys. Rev. B. **87**, 121104(R) (2013).
16. A. Shuvaev, A. Pimenov, G. V. Astakhov, M. Muhlbauer, C. Brune, H. Buhmann, and L. W. Molenkamp, Appl. Phys. Lett. **102**, 241902 (2013).
17. K. Dantscher, D. A. Kozlov, P. Olbrich, C. Zoth, P. Faltermeier, M. Lindner, G. V. Budkin, S. A. Tarasenko, V. V. Bel'kov, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretsky, D. Weiss, B. Jenichen, and S. D. Ganichev, Phys. Rev. B **92**, 165314 (2015).
18. J. Gospodaric, V. Dziom, A. Shuvaev, A. A. Dobretsova, N. N. Mikhailov, Z. D. Kvon, and A. Pimenov, Phys. Rev. B **99**, 115130 (2019).
19. H. Maier, J. Ziegler, R. Fischer, D. Kozlov, Z. D. Kvon, N. Mikhailov, S. A. Dvoretsky, and D. Weiss, Nat. Commun. **8**, 2023 (2017).
20. J. Ziegler, R. Kozlovsky, C. Gorini, M.-H. Liu, S. Weishäupl, H. Maier, R. Fischer, D. A. Kozlov, Z. D. Kvon, N. Mikhailov, S. A. Dvoretsky, K. Richter, and D. Weiss, Phys. Rev. B **97**, 035157 (2018).
21. E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon, S. S. Kobylkin, D. A. Kozlov, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretskii, and J. C. Portal, JETP Lett. **93**, 526 (2011).
22. К. Е. Спирин, А. В. Иконников, А. А. Ластовкин, В. И. Гавриленко, С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов, Письма в ЖЭТФ **92**(1), 65 (2010).
23. G. M. Minkov, A. V. Germanenko, O. E. Rut, A. A. Sherstobitov, S. A. Dvoretski, and N. N. Mikhailov, Phys. Rev. B **88**(15), 1 (2013).
24. Г. М. Миньков, О. Е. Рут, А. А. Шерстобитов, С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов, Письма в ЖЭТФ **104**(4), 241 (2016).
25. G. M. Minkov, O. E. Rut, A. A. Sherstobitov, S. A. Dvoretski, and N. N. Mikhailov, Physica E **91**, 203 (2017).
26. G. M. Minkov, V. Y. Aleshkin, O. E. Rut, A. A. Sherstobitov, A. V. Germanenko, S. A. Dvoretski, and N. N. Mikhailov, Physica E **110**, 95 (2019).
27. Л. С. Бовкуна, А. В. Иконников, В. Я. Алешкин, М. Орлита, М. Потемски, Б. А. Пио, С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов, В. И. Гавриленко, Письма в ЖЭТФ **109**(3), 184 (2019).
28. S. V. Gudina, Yu. G. Arapov, V. N. Neverov, S. M. Podgornykh, M. R. Popov, E. V. Deriushkina, N. G. Shelushinina, M. V. Yakunin, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretsky, Low Temp. Phys. **45**, 412 (2019).
29. С. В. Гудина, В. Н. Неверов, Е. В. Ильченко, А. С. Боголюбский, Г. И. Харус, Н. Г. Шелушинина, С. М. Подгорных, М. В. Якунин, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, ФТП **52**(1), 16 (2018).
30. А. А. Добрецова, Л. С. Брагинский, М. В. Энтин, З. Д. Квон, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, Письма в ЖЭТФ **101**(5), 360 (2015).
31. М. Л. Савченко, З. Д. Квон, С. Кандуссио, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, С. Д. Ганичев, Письма в ЖЭТФ **108**(4), 253 (2018).
32. З. Д. Квон, Е. Б. Ольшанецкий, Д. А. Козлов, Е. Г. Новик, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, ФНТ **37**(3), 258 (2011).