

Нелинейный коэффициент Холла в пленках трехмерного топологического изолятора

Н. П. Степина^{ID} ⁺¹⁾, А. О. Баженов^{ID} ^{+*}, А. В. Шумилин^{ID} [×], Е. Ю. Жданов^{ID} ^{+*}, Д. В. Ищенко^{ID} ⁺,
В. В. Кириенко^{ID} ⁺, М. С. Аксенов^{ID} ⁺, О. Е. Терещенко^{ID} ^{+*}

⁺ Институт физики полупроводников имени Ржанова, 630090 Новосибирск, Россия

^{*} Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

[×] Jozef Stefan Institute, 1000 Ljubljana, Slovenia

Поступила в редакцию 28 июня 2024 г.

После переработки 9 июля 2024 г.

Принята к публикации 10 июля 2024 г.

Исследовано магнетосопротивление и эффект Холла в транзисторных структурах, изготовленных на пленках трехмерного топологического изолятора $(\text{Bi,Sb})_2(\text{Te,Se})_3$. Показано, что отрицательное магнетосопротивление в слабых полях описывается квантовыми поправками к проводимости с величиной, которая зависит от напряжения на затворе и увеличивается при приближении к точке зарядовой нейтральности. Коэффициент Холла R_H нелинеен в слабых магнитных полях при всех напряжениях на затворе, при этом наиболее сильная нелинейность R_H наблюдается при больших отрицательных затворных напряжениях. В больших полях наклон зависимости коэффициента Холла от магнитного поля меняет свой знак в зависимости от затворного напряжения.

DOI: 10.31857/S0370274X24080086, EDN: KHVXGK

1. Введение. Трехмерные топологические изоляторы (ТИ) – это необычный класс веществ, в которых объем материала – это узкозонный полупроводник, а на поверхности реализуются уникальные металлические состояния, защищенные от рассеяния назад на немагнитных примесях и дефектах [1, 2]. Их энергетический спектр представляет собой спиральный безмассовый конус Дирака, в котором направление спинового момента ортогонально волновому вектору и однозначно с ним связано [3, 4]. Причиной возникновения металлических состояний является инверсия зон, обусловленная сильным спин-орбитальным взаимодействием. Уникальные поверхностные свойства ТИ делают их потенциально важными как для исследования фундаментально значимых научных проблем, так и для создания мультифункциональных топологических приборов в области электроники низких энергий, спинтроники, термоэлектроники, информационных процессов и квантовых компьютеров [5, 6]. Однако существенной проблемой в изучении и использовании поверхностных свойств ТИ является шунтирующее действие объема вследствие высокой концентрации свободных носителей заряда из-за структурных дефектов, при которой уровень Ферми оказывается в

разрешенной зоне [7–11]. На положение уровня Ферми влияет также изгиб зон на поверхности ТИ и соответствующее образование тривиального двумерного электронного или дырочного газа. В связи с этим проблема интерпретации магнетотранспортных характеристик и выделение вклада поверхностных состояний в общую проводимость системы является крайне актуальной задачей.

Несмотря на то, что транспортные свойства трехмерных ТИ активно изучаются последнее десятилетие, до сих пор нет устоявшегося представления о механизмах магнетосопротивления (МС) и эффекта Холла в таких системах. Так, в температурных зависимостях проводимости, как правило, не наблюдается явного проявления слабой антилокализации (САЛ), которая должна преобладать в материалах с сильным спин-орбитальным взаимодействием [12, 13]. По всей видимости, основной вклад в проводимость дают объемные состояния, причем температурная зависимость проводимости определяется квантовой поправкой, связанной со слабой локализацией (СЛ) или электрон-электронным взаимодействием, а не со слабой антилокализацией [14]. МС, наблюдаемое в ТИ, как правило, положительно, что указывает на САЛ, однако его величина зачастую гораздо больше, чем предсказывается теоретически. Так, значение префактора α , получен-

¹⁾e-mail: stepina@isp.nsc.ru

ное из подгонки выражением (1) Хиками–Ларкина–Нагаоки (ХЛН) [15] низкополевой магнетопроводимости, должно быть близко к $\alpha = -1/2$ для одного канала проводимости, и $\alpha = -1$ для двух соответственно. В работах [16–19] наблюдаются значения α , много большие 1. Ранее [20] мы показали, что МС пленок трехмерного ТИ $(\text{Bi}, \text{Sb})_2(\text{Te}, \text{Se})_3$ (BSTS) положительно с характерным для САЛ пиком в слабых магнитных полях, однако описание его в рамках квантовых поправок к проводимости приводит к аномально большой, порядка 2–3, величине α . Одновременно коэффициент Холла изменялся в классически слабых магнитных полях с величиной, достигающей 10%. Оба эти эффекта были объяснены исходя из предположения, что в образцах уровень Ферми вблизи одной из поверхности находился близко к точке Дирака и открытие щели в спектре напрямую влияло на транспортные свойства образца.

Чтобы понять, действительно ли эффект открытия щели приводит к резкому усилению МС и нелинейности эффекта Холла, т.е. зависимости коэффициента Холла от магнитного поля, либо есть другие механизмы, ответственные за наблюдаемые явления, в данной работе были исследованы транзисторные структуры на основе пленок BSTS с верхним затвором, который позволял варьировать положение уровня Ферми относительно точки Дирака и соответственно менять вклад объемных, поверхностных топологических и тривиальных состояний в транспортные характеристики системы. Показано, что в зависимости от затворного напряжения существенно изменяется МС и нелинейность эффекта Холла, выделены три основных вклада в зависимость коэффициента Холла от магнитного поля при разных затворных напряжениях и рассмотрены их возможные механизмы.

2. Детали эксперимента. Пленки BSTS были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на установке “Ангара” на очищенных методом RCA подложках $\text{Si}(111) - (7 \times 7)$ при температуре подложки $T = 300^\circ\text{C}$. Для пассивации оборванных связей кремния, которые уменьшают длину диффузии адатомов и приводят к ухудшению качества растущего слоя, в начале процесса поверхность насыщалась атомами теллура. Затем осаждался тонкий ($\sim 2\text{--}4$ нм) буферный слой Bi_2Te_3 с использованием источников Te и Bi при избыточном давлении халькогена. Рост пленки BSTS производился из двух источников: SbTeSe_2 , выращенного методом Бриджмена, и Bi. В данной работе исследованы 2 структуры (72a и 72m), изготовленные из одной выращенной пленки, состав которой, определенный с помощью

рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии, измеренный на установке Nanoscan 50, соответствует формуле соединения $\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_{1.2}\text{Se}_{1.8}$. Толщина пленки по данным атомно-силовой микроскопии составила 20 нм. Небольшая разница в положении точки зарядовой нейтральности (ТЗН) на затворной характеристике двух образцов связана с возможной неоднородностью пленки и/или разным изгибом зон на поверхности. Подробно режимы роста пленок описаны в работе [21].

Структуры типа холловского мостика создавались с помощью фотолитографии и химического травления. Длина проводящего канала составляла величину 500 микрон, ширина – 100 микрон, расстояние между холловскими контактами и ближайшим токовым составляло примерно треть от длины канала. Пассивирующий подзатворный диэлектрик Al_2O_3 толщиной 20 нм осаждался с помощью плазменно-стимулированного атомно-слоевого осаждения (PE-ALD) с использованием триметилалюминия и O_2 в качестве прекурсоров при температуре 250°C на установке Flexal ALD (Oxford Instruments). Поверх Al_2O_3 методом химического осаждения из газовой фазы при пониженном давлении (LP-CVD) дополнительно осаждался слой SiO_2 толщиной 120 нм. Металлические затворные контакты и контакты к BSTS пленке формировались напылением Au/Ti с толщиной 200/30 нм соответственно.

Измерения проводились в транспортном дьюаре при температуре 4.2 К, в магнитном поле от 0 до ~ 4 Тл при разных направлениях тока и магнитного поля, а также в окфордском сухом криостате в диапазоне температур 1.7–50 К. Полученные данные для МС (эффекта Холла) были симметризованы (антисимметризованы), чтобы удалить вклад эффекта Холла (МС) из-за возможной несимметричности контактов.

3. Результаты и обсуждение. Затворная характеристика сопротивления $R_{xx}(U_g)$, измеренная при температуре $T = 4.2$ К в двух направлениях по напряжению затвора U_g для пленки 72a и в одном для 72m, показана на рис. 1. Виден небольшой гистерезис при измерении в разных направлениях по U_g , поэтому в дальнейшем все измерения МС и эффекта Холла проводились при изменении затворного напряжения от положительных к отрицательным значениям. Максимум сопротивления, обычно соответствующий ТЗН, наблюдается в районе $-40 \div -50$ В для образца 72a и при $-60 \div -70$ В для образца 72m. С учетом толщины диэлектрика, оценочное значение падения напряжения на образце составляет ~ 250 мВ при напряжении 100 В на затворе.

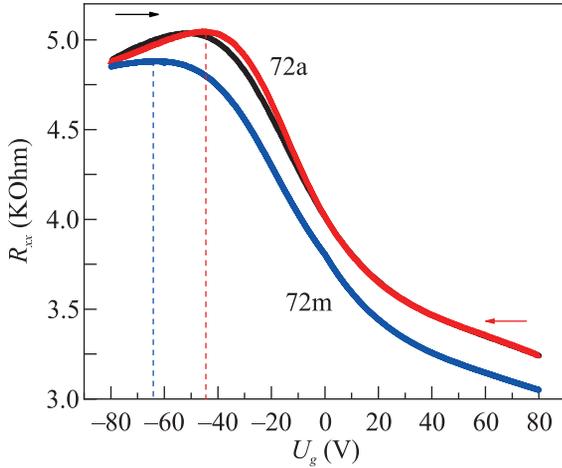


Рис. 1. (Цветной онлайн) Изменение сопротивления R_{xx} от затворного напряжения для образца 72а и 72м. Красная линия (синяя линия) – из положительного к отрицательному напряжению на затворе для образца 72а (72м), черная – наоборот (для образца 72а), $T = 4.2$ К

Магнетопроводимость (МП) $\Delta\sigma(B) = \sigma(B) - \sigma(0)$, измеренная при $T = 1.7$ К для образца 72а, показана на рис. 2 для разных напряжений на затворе. Отрицательная МП с узким пиком в малых магнитных полях в подобных системах обычно связывается со слабой антилокализацией.

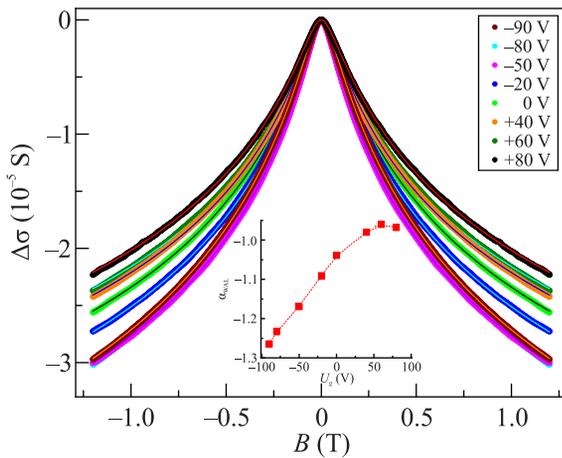


Рис. 2. (Цветной онлайн) Изменение магнетопроводимости $\Delta\sigma$ образца 72а от затворного напряжения ($T = 1.7$ К). Линии – аппроксимация формулой ХЛН. Вставка – изменение коэффициента α от затворного напряжения

Для двумерной системы с низким уровнем беспорядка (с безразмерной проводимостью $g = k_F l_{tr} \gg 1$, где k_F – волновой вектор на уровне Ферми, l_{tr} – длина свободного пробега), МП в слабых магнитных по-

лях $B \ll B_{tr} = \hbar/2e(l_{tr}^2)$ описывается уравнением ХЛН [15]:

$$\Delta\sigma(B) = \alpha \frac{e^2}{\pi h} \left[\Psi \left(\frac{B_0}{B} + \frac{1}{2} \right) - \ln \left(\frac{B_0}{B} \right) \right]. \quad (1)$$

Здесь $B_0 = \hbar/4e(L_\varphi)^2$, L_φ – длина фазовой когерентности, α – константа, равная $-1/2$ для САЛ с одним проводящим каналом, $\Psi(x)$ – дигамма функция. Линиями на рис. 2 показана аппроксимация МП формулой ХЛН. Изменение коэффициента α с затворным напряжением показано на вставке к рис. 2. Видно, что эксперимент достаточно хорошо описывается уравнением (1), при этом коэффициент α меняется от -1 до -1.4 при изменении затворного напряжения от положительных к отрицательным значениям. Подобная зависимость α наблюдалась в работе [22] при измерении МП в BSTS пленке, помещенной между подложкой Si/SiO₂ и h-BN чешуйкой, служащей верхним диэлектриком. Извлеченное из аппроксимации формулой ХЛН значение α достигало значения -1.4 при приближении к ТЗН и падало до значения $\alpha = -1$, когда уровень Ферми отдалялся от нее. В этой работе было теоретически показано, что подобная ситуация может быть связана с САЛ, определяющейся двумя поверхностными каналами проводимости с относительно высоким беспорядком $g = k_F l_{tr} \sim 1$. В этом случае, согласно результатам [22], однопетлевое приближение, приводящее к выражению (1), недостаточно и необходимо учитывать поправки к проводимости, пропорциональные $1/g$, а также поправки, связанные с электрон-электронным взаимодействием, что и приводит к увеличению α .

Значения $\alpha > 1$ наблюдалось также в работах [16–19], при этом авторы [16, 18] наблюдали $|\alpha| > 1$ только при повышенных температурах, тогда как авторы работы [17] – только при низких, т.е. завышенное значение α , наблюдаемое разными авторами, объяснить одним механизмом нельзя.

Формально, измеренная в данной работе проводимость соответствует $g \approx 6$, что предполагает обычное значение $\alpha = -1/2$ для одного канала в выражении ХЛН. Однако, как правило, в BSTS структурах значительная часть проводимости связана не с поверхностью, а с тривиальными состояниями в объеме [23, 24]. В нашей предыдущей работе [20], основываясь на анализе экспериментальных данных по МС в рамках модели прямого влияния открытия щели на проводимость, мы определили, что в аналогичных пленках BSTS без затвора топологические состояния отвечают примерно за 20% проводимости (см. рис. 7b в [20]). Если предположить, что в исследуемых в

этой работе пленках соотношение объемной и поверхностной проводимости аналогично, то значение $k_{Fl_{tr}}$ для поверхностных состояний оказывается похожим на полученное в работе [22]. Авторы работы [22] показали, что учет поправок второго порядка дает увеличение коэффициента $|\alpha|$ до $|\alpha| = 1 + 1/(\pi k_{Fl}) \approx 1.3$. Таким образом, величина САЛ для образца, который мы анализируем в данной работе, может быть объяснена с учетом квантовых поправок второго порядка.

На рисунке 3 показана зависимость коэффициента Холла (R_H) от магнитного поля для пленки 72a, измеренная при разных затворных напряжениях. При большинстве напряжений на затворе наблюдается относительно небольшая ($\sim 2-3\%$) нелинейность эффекта Холла (зависимость коэффициента Холла от магнитного поля) в малых полях, сопоставимых с полями, характерными для САЛ. Кроме этого, наблюдается медленное изменение коэффициента Холла в больших полях: рост (уменьшение по абсолютной величине) при положительных напряжениях на затворе и уменьшение (рост по абсолютной величине) – при отрицательных. Изменение наклона коэффициента Холла хорошо проявляется в пленке 72m (см. рис. 4), измеренной до магнитного поля 4 Тл. В этой структуре ТЗН смещена в более отрицательные напряжения (см. рис. 1).

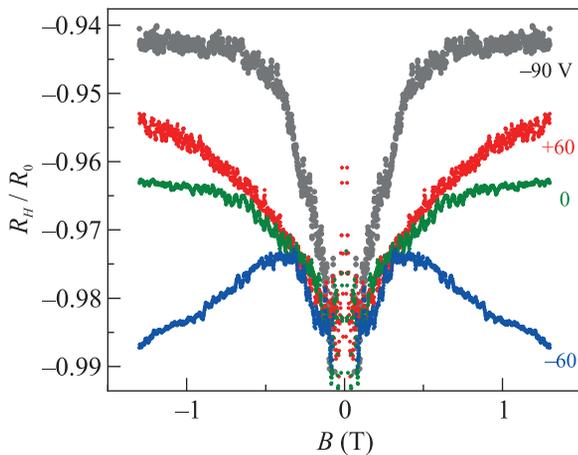


Рис. 3. (Цветной онлайн) Коэффициент Холла, измеренный при $T = 4.2$ К и разных затворных напряжениях на пленке 72a

Известно, что некоторое изменение коэффициента Холла с магнитным полем в двумерных системах может быть связано с комбинацией слабой (анти)локализации и влияния электрон-электронного взаимодействия на проводимость [25] или же с комбинацией слабой (анти)локализации и макроскопической неоднородности образца [26]. Эти эффекты

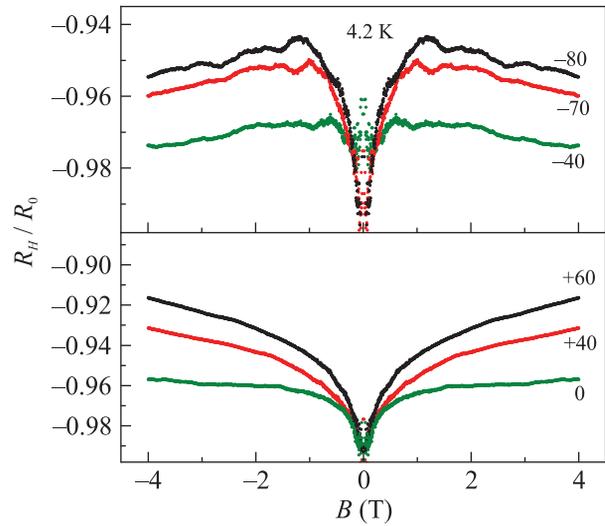


Рис. 4. (Цветной онлайн) Коэффициент Холла, измеренный при $T = 4.2$ К и разных затворных напряжениях на пленке 72m

достаточно универсальны и могут проявляться при любых напряжениях на затворе. Мы считаем, что небольшая нелинейность эффекта Холла в малых полях, наблюдаемая в пленке 72m (рис. 4) и при большинстве напряжений в пленке 72a (рис. 3), связана с одним из этих эффектов. Однако изменение знака наклона зависимости $R_H(B)$ в больших полях при приложении отрицательных затворных напряжений должно быть связано с какими-то другими механизмами магнетосопротивления или иметь полностью другое объяснение. В частности, плавное изменение коэффициента Холла с магнитным полем может быть следствием вклада в проводимость нескольких компонент с различной подвижностью (например тривиальных состояний в объеме и топологических на поверхности) [27, 28]. Кроме того, при больших отрицательных напряжениях на затворе может возникать и третья компонента: тривиальный двумерный газ, состоящий из дырочных состояний объема, локализованных вблизи поверхности полем затвора. Подвижность этих состояний будет отличаться и от подвижности в объеме и от подвижности в топологических состояниях. Эта дополнительная компонента может привести к изменению наклона R_H в больших магнитных полях.

Примечательно, что в нашей предыдущей работе [20], где исследовались пленки BSTS без затвора, наблюдались гораздо более высокие значения α и более сильная нелинейность эффекта Холла, которые были объяснены исходя из предположения о близости уровня Ферми на одной из поверхностей образца к точке Дирака топологических состояний. В настоя-

щей работе подобные сильные эффекты не наблюдались в полной мере ни в одном из исследованных образцов. Мы считаем, что появление затвора привело к дополнительному изгибу зон и увеличению энергии Ферми на поверхности образца. Соответственно, для большинства приложенных напряжений (в том числе отрицательных), уровень Ферми все еще находится значительно выше точки Дирака поверхностных состояний и эффекты открытия щели подавлены. Тем не менее в пленке 72a наблюдается значительное изменение коэффициента Холла в малых полях при напряжении $V_g = -90$ В. Более сильные отрицательные напряжения не могли быть приложены из-за возникновения пробоя. Можно предположить, что этот эффект связан с приближением уровня Ферми к точке Дирака и началом влияния открытия щели на транспортные свойства пленки. Это предположение дополнительно подтверждается при измерении нелинейности эффекта Холла при различных температурах. Оба эффекта, с которыми может быть связана его нелинейность в малых полях, не зависящая от положения затвора, описанные в работах [25, 26], связывают зависимость $R_H(B)$ со слабой антилокализацией посредством некоторого дополнительного механизма. Известно, что при повышении температуры длина сбоя фазы L_φ уменьшается, что должно приводить к уширению зависимостей проводимости и коэффициента Холла от магнитного поля. Именно это и наблюдалось в наших образцах при положительных напряжениях на затворе, см. рис. 5а. Тем не

менее ситуация отличается для больших отрицательных напряжений (рис. 5b): при увеличении температуры изменяется только часть зависимости $R_H(B)$, соответствующая большим полям, в то время как ее низкополевая часть сохраняет и форму и амплитуду при увеличении температуры от 4.2 К до 20 К. Подобная слабая температурная зависимость нелинейности эффекта Холла согласуется с тем, что следует ожидать, если за нелинейность отвечает влияние эффекта открытия щели в дираковском спектре на транспорт, описанное в работе [20]. Тем не менее, поскольку нелинейность при напряжении -90 В не сопровождается резким увеличением α , мы считаем, что вопрос, является ли механизм, связанный с открытием щели, ответственным за наблюдаемую нелинейность R_H при больших отрицательных напряжениях, требует дополнительного исследования.

Таким образом, мы показали, что МС и эффект Холла существенно зависят от затворного напряжения. Выделены три основных эффекта в зависимости коэффициента Холла от магнитного поля, наблюдающиеся при разных положениях затвора и температурах: универсальный характер изменения $R_H(B)$ порядка 2–3 % в малых полях, разный знак наклона $R_H(B)$ при положительных и отрицательных затворных напряжениях и резкое увеличение нелинейности эффекта Холла, до ~ 10 %, в малых магнитных полях при больших отрицательных затворных напряжениях. Этот эффект дополнительно выделяется тем, что имеет слабую температурную зависимость. Наличие нескольких эффектов, по-разному зависящих от напряжения на затворе и температуры, дает надежду на возможность использования измерения нелинейности эффекта Холла для исследования квантового транспорта в пленках ТИ даже в случае сильного вклада объемных состояний в транспортные свойства.

Финансирование работы. Данная работа финансировалась за счет средств гранта Российского научного фонда и правительства Новосибирской области # 24-22-20066, <https://rscf.ru/project/24-22-20066/>. Авторы благодарят А. В. Ненашева за полезные обсуждения.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

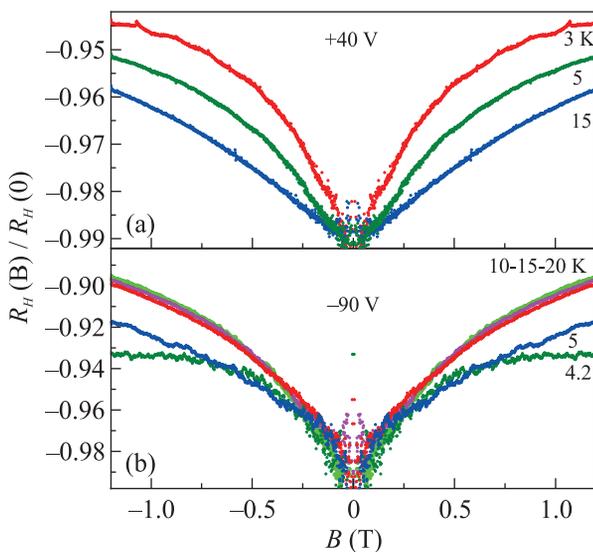


Рис. 5. (Цветной онлайн) Коэффициент Холла, измеренный при двух затворных напряжениях и разных температурах для образца 72a

1. H. Zhang, Ch.-X. Liu, X.-L. Qi, Xi. Dai, Zh. Fang, and Sh-Ch. Zhang, *Nat. Phys.* **5**, 438 (2009).
2. J. Zhang, C.-Z. Chang, Z. Zhang, J. Wen, X. Feng, K. Li, M. Liu, K. He, L. Wang, X. Chen, Q.-K. Xue, X. Ma, and Y. Wang, *Nat. Commun.* **2**, 574 (2011).

3. B. A. Bernevig and S. C. Zhang, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 106802 (2006).
4. L. Fu and C. L. Kane, *Phys. Rev. B* **76**, 045302 (2007).
5. A. Stern, *Nature* **464**, 187 (2010).
6. O. Breunig and Y. Ando, *Nat. Rev. Phys.* **4** 184 (2022).
7. D. X. Qu, Y. S. Hor, J. Xiong, R. J. Cava, and N. P. Ong, *Science* **329**, 821 (2010).
8. Ol. Chiatti, Ch. Riha, D. Lawrenz, M. Busch, S. Dusari, J. Sanchez-Barriga, A. Mogilatenko, L. V. Yashina, S. Valencia, A. A. Ünal, Ol. Rade, and S. F. Fischer. *Sci. Rep.* **6**, 27483 (2016).
9. V. A. Golyashov, K. A. Kokh, and O. E. Tereshchenko, *Physical Review Materials* **7**, 124204 (2023).
10. O. E. Tereshchenko, K. A. Kokh, V. V. Atuchin, K. N. Romanyuk, S. V. Makarenko, V. A. Golyashov, A. S. Kozhukhov, I. P. Prosvirin, and A. A. Shklyaeв, *JETP Lett.* **94**, 465468 (2011).
11. L. He, F. Xiu, X. Yu, M. Teague, W. Jiang, Y. Fan, X. Kou, M. Lang, Y. Wang, G. Huang, N. C. Yeh, and K. L. Wang, *Nano Lett.* **12**, 1486 (2012).
12. M. Liu, C. Z. Chang, Z. Zhang, Y. Zhang, W. Ruan, K. He, L. L. Wang, X. Chen, J. F. Jia, S. C. Zhang, Q. K. Xue, X. C. Ma, and Y. Wang, *Phys. Rev. B* **83**, 165440 (2011).
13. R. K. Gopal, S. Singh, R. Chandra, and Ch. Mitra, *AIP Adv.* **5**, 047111 (2015).
14. H.-Zh. Lu and Sh.-Q. Shen, *Phys. Rev. B* **84**, 125138 (2011).
15. S. Hikami, A. Larkin, and Y. Nagaoka, *Prog. Theor. Phys.* **63**, 707 (1980).
16. B. A. Assaf, T. Cardinal, P. Wei, F. Katmis, J. S. Moodera, and D. Heimann, *Appl. Phys. Lett.* **102**, 012102 (2013).
17. N. Kumar Singh, D. Rawat, D. Dey, A. Elsukova, Per O. Å Persson, Per Eklund, A. Taraphder, and A. Soni, *Phys. Rev. B* **105**, 045134 (2022).
18. P. Sahu, J.-Ya. Chen, J. C. Myers, and J.-P. Wang, *Appl. Phys. Lett.* **112**, 122402 (2018).
19. Ch. Shekhar, C. E. Viol Barbosa, B. Yan, S. Ouardi, W. Schnelle, G. H. Fecher, and C. Felser, *Phys. Rev. B* **90**, 165140 (2014).
20. N. P. Stepina, A. O. Bazhenov, A. V. Shumilin, A. Yu. Kuntsevich, V. V. Kirienko, E. Yu. Zhdanov, D. V. Ishchenko, and O. E. Tereshchenko, *Phys. Rev. B* **108**, 115401 (2023).
21. N. P. Stepina, D. V. Ishchenko, V. A. Golyashov, A. O. Bazhenov, E. S. Goldyreva, I. O. Akhundov, A. S. Tarasov, K. A. Kokh, and O. E. Tereshchenko, *Cryst. Growth Des.* **22**(12), 7255 (2022).
22. G. Shi, F. Gao, Z. Li, R. Zhang, I. Gornyi, D. Gutman, and Y. Li, *Nature Communications*, **14**, 2596 (2023).
23. Ch. Zhang, H.-Zh. Lu, Sh.-Q. Shen, Y. P. Chen, and F. Xiu, *Sci. Bull.* **63**, 580 (2018).
24. M. K. Ghimire, D. Kim, and Y. D. Park, *AIP Adv.* **12**, 055021 (2022).
25. G. M. Minkov, A. V. Germanenko, O. E. Rut, A. A. Sherstobitov, and B. N. Zvonkov, *Phys Rev B* **82**, 035306 (2010).
26. A. Yu. Kuntsevich, L. A. Morgun, and V. M. Pudalov, *Phys. Rev. B* **87**, 205406 (2013).
27. H. Zhang, H. Li, H. Wang, G. Cheng, H. He, and J. Wang, *Appl. Phys. Lett.* **113**, 113503 (2018).
28. W. Wang, W. Q. Zou, L. He, J. Peng, R. Zhang, X. S. Wu, and F. M. Zhang, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **48**, 205305 (2015).