05,06,07

Модификация электронной структуры поверхности магнитного полупроводника с сильным эффектом Рашбы, вызванная присутствием доменных стенок

© В.Н. Меньшов[1,2,3], И.П. Русинов[1,2], Е.В. Чулков[2]

[1] Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
Москва, Россия
[2] Санкт-Петербургский государственный университет,
Санкт-Петербург, Россия
[3] Национальный исследовательский центр „Курчатовский институт“,
Москва, Россия

E-mail: v.menshov@lebedev.ru

Поступила в Редакцию 1 июля 2025 г.
В окончательной редакции 14 июля 2025 г.
Принята к публикации 14 июля 2025 г.

В настоящей работе мы теоретически изучаем, как рассеяние электронов на доменных стенках модифицирует электронную структуру поверхности магнитного полупроводника с сильным эффектом Рашбы. Показано, что гладкая граница между доменами с противоположной намагниченностью, перпендикулярной поверхности, индуцирует возникновение трех различных типов одномерных электронных состояний. Ниже континуума двумерных состояний формируется связанное состояние. В пределах локальной обменной энергетической щели возникают резонансное состояние с квазилинейным спектром и резонансные состояния с параболической дисперсией. Происхождение резонансных состояний связано с нетривиальной кривизной Берри благодаря нарушению инверсионной симметрии на поверхности. Описаны спектральные характеристики и спиновая поляризация указанных состояний в зависимости от величины расщепления Рашбы, амплитуды намагниченности в доменах и ширины границы между ними. Обсуждается возможное проявление резонансных состояний в магнитотранспортных экспериментах, например, на поверхности полярного полупроводника BiTeI, допированного атомами переходного металла.

Ключевые слова: эффект Рашбы, магнитная доменная стенка, обменная щель, резонансное состояние.

DOI: 10.61011/FTT.2025.08.61320.173-25

1. Введение

Сегодня на основе ван-дер-ваальсовых материалов, сочетающих сильную спин-орбитальную связь (СОС) с магнитным порядком, и гетероструктур на основе таких материалов предложено немало различных платформ для реализации и изучения новых явлений, среди которых выделяются квантовый аномальный эффект Холла (АЭХ) [1–3] и магнитоэлектрический эффект в фазе аксионного изолятора [4,5]. Объяснение этих эффектов зиждется на концепции кривизны Берри состояний системы в импульсном пространстве, которая занимает центральное место в топологической теории твердого тела [6,7]. Число Черна C, которое определяется интегралом кривизны Берри по заполненным состояниям, характеризует собственный АЭХ в двумерном (2D) магнетике [1,2]. В идеальной ситуации, когда пленка магнитного топологического изолятора (ТИ) находится в однодоменном состоянии, транспорт (при фиксации уровня Ферми в энергетической щели) осуществляется через бездиссипативное киральное краевое состояние, локализованное вдоль периметра образца, что материализуется в квантованной поперечной проводимости $\sigma_{xy} = Ce^2/h$ и отсутствии продольной проводимости $\sigma_{xx} = 0$, где $|C| = 1$ [1,2]. Знак топологического инварианта C и киральность связаны с направлением нормальной к пленке компоненты намагниченности. Однако, флуктуации магнитного порядка неизбежны в реальном материале. Как следствие, намагниченность образца приобретает мультидоменную текстуру при перемагничивании во внешнем поле. Такой процесс в ультратонкой пленке ТИ с собственным или примесным магнитным порядком сопровождается возникновением случайной сети проводящих каналов вдоль границ между магнитными доменами с противоположной поляризацией, которые одновременно являются топологическими границами. Поэтому одномерное (1D) электронное состояние, индуцированное магнитной доменной стенкой (ДС), также как и краевое состояние, принято называть топологически защищенным [8,9].

Существование киральных каналов с квантованной проводимостью на ДС и их вклад в транспортные свойства магнитных ТИ подтверждается экспериментальными данными [8–11]. Для примера можно сослаться на такие эффекты как падение магнитосопротивления с ростом концентрации ДС в области коэрцитивного поля [8] и перколяционный характер индуцированных внешним

полем топологических переходов между фазами квантового АЭХ и аксионного изолятора или тривиального изолятора [12]. Это указывает, что зарядовый транспорт в магнитных ТИ связан с распределением намагниченности в образце через сеть проводящих каналов, что предполагает сложную и богатую физику явления. Электронные состояния на магнитных доменных стенках в ТИ изучались теоретически в ряде работ [13–22].

Интерес к материалам и системам с топологическими особенностями зонной структуры и низкоразмерным состояниям электронов на структурных и фазовых границах в них не исчерпывается магнитными ТИ [23]. Однако, мало внимания уделяется поверхностным состояниям в магнитных полупроводниках с сильной СОС. Спектроскопические измерения и расчеты из первых принципов полярного полупроводника BiTeI показывают гигантское расщепление Рашбы поверхностных состояний [24–26]. Авторы [27–29] обнаружили, что допирование образцов BiTeI атомами V или Mn ведет к формированию на их поверхности ферромагнитного порядка с относительно высокой температурой Кюри. Этот феномен объясняется как результат косвенного взаимодействия примесных магнитных моментов через 2D состояния рашбовского типа [29]. Кроме того, было установлено, что магнитный порядок в разбавленном магнитном полупроводнике с эффектом Рашба (МПЭР) имеет мультидоменную структуру [28]. К сожалению, сообщения об изучении магнитотранспортных явлений в материале $Bi_{1-x}(V,Mn)_xTeI$ пока отсутствуют.

Недавно, было показано, что жесткая ДС приводит к возникновению на поверхности МПЭР резонансного состояния с линейной дисперсией в энергетическом интервале локальной обменной щели [30]. При слабом обменном расщеплении по отношению к расщеплению Рашбы такое состояние весьма устойчиво и поляризовано по спину. Принимая во внимание уникальные свойства резонансного состояния, в работе [31] было предсказано, что магнитная текстура, состоящая из пары параллельных доменных стенок, может реализовать почти полуквантованный аномальный эффект Холла с $|\sigma_{xy}| = e^2/2h$ на поверхности МПЭР.

В данной статье мы исследуем электронные состояния на поверхности разбавленного магнитного полупроводника с сильным расщеплением Рашбы и пространственно неоднородной намагниченностью. Рассматриваем ситуацию, когда примесные магнитные моменты упорядочены ортогонально поверхности, однако, предполагается присутствие ДС. Показано, что на уединенной границе между доменами с противоположной ориентацией намагниченности могут возникнуть 1D состояния различного типа. Во-первых, ДС порождает связанное состояние, отщепленное от 2D континуума. Во-вторых, зонная структура поверхности с эффектом Рашбы обладает нетривиальной кривизной Берри, что ведет к возникновению на ДС 1D резонансного состояния с квазилинейной дисперсией в пределах локальной обменной щели. В-третьих, в случае относительно широкой междоменной границы в обменной щели могут появиться резонансные состояния с параболическим спектром. Описаны основные свойства указанных состояний. В заключительной части статьи мы обсуждаем возможную роль электронных состояний, индуцированных ДС, в магнитотранспортных явлениях на поверхности разбавленного МПЭР, например, $Bi_{1-x}(V,Mn)_xTeI$.

2. Основная часть

В разбавленном МПЭР моменты, локализованные на магнитных атомах, формируют ФМ порядок в объеме образца и/или в его поверхностной области. Принимая во внимание нарушение как инверсионной симметрии вблизи поверхности трехмерного (3D) полупроводника так и симметрии по отношению к обращению времени, описываем движущийся вдоль поверхности электрон с импульсом $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ эффективным 2D гамильтонианом [32–34]

$$H(\mathbf{k}) = \frac{k^2}{2m^*}\sigma_0 - \alpha\big([\mathbf{k}\times\boldsymbol{\sigma}]\cdot\mathbf{e}_z\big) + JM(x,y)\sigma_z, \qquad (1)$$

где $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ — вектор из матриц Паули, σ_0 — единичная 2×2-матрица, $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$, m^* — эффективная масса носителей в поверхностной зоне, α — параметр Рашба. Далее используется (если это не оговорено специально) система единиц, где $\hbar = 1$. В разложении (1) по $\mathbf{k}$ вокруг центра зоны Бриллюэна $\overline{\Gamma}$ мы опускаем слагаемые выше второго порядка. Последнее слагаемое в (1) описывает связь спина электрона и намагниченности $\mathbf{M} = M\mathbf{e}_z$ через обменный интеграл J, где $\mathbf{e}_z$ — нормаль к поверхности. Поскольку речь идет о разбавленном магнитном полупроводнике, то подразумевается, что входящее в (1) распределение намагниченности $M(x,y)$ вдоль поверхности есть результат усреднения на масштабе, превышающем среднее расстояние между атомами магнитной примеси. Для определенности мы рассматриваем 2D электронные состояния, которые сформировались вблизи дна 3D зоны проводимости полупроводника, хотя аналогичным образом можно рассмотреть 2D дырочные состояния вблизи потолка 3D валентной зоны.

Напомним, связь импульса и спина, заложенная во втором слагаемом в гамильтониане (1), ведет к расщеплению 2D спектра на две параболические зоны с противоположной спиновой поляризацией даже в отсутствии магнитного порядка. В случае нетривиальной однородной намагниченности, $M(x,y) = M_0 = \text{const}$, поверхностные состояния становятся щелевыми в $\overline{\Gamma}$ точке, подчиняясь дисперсионному соотношению $E^{(\pm)}(k) = k^2/2m^* \pm \sqrt{\Delta_0^2 + \alpha^2 k^2}$, где $2\Delta_0 = 2JM_0$. При этом кривизна Берри в модели (1) принимает вид $\Omega^{(\pm)}(k) = \mp\alpha^2\Delta_0/\big(2\big[\Delta_0^2 + \alpha^2 k^2\big]^{3/2}\big)$ [6,7],

где $\Omega^{(+)}(k)/\Omega^{(-)}(k)$ относится к верхней/нижней энергетической ветви $E^{(+)}(k)/E^{(-)}(k)$, соответственно. Используя стандартное определение для числа Черна как $C = \int d^2\mathbf{k}\Omega(k)/2\pi$ [6,7], можно получить аналитическую зависимость $C(\mu)$ от положения уровня Ферми μ [31]. В тоже время, согласно [31] величина этой интегральной топологической характеристики существенно определяется безразмерным параметром $|\Delta_0|/E_{so}$, где $E_{so} = m^*\alpha^2/2$ — энергия расщепления Рашбы, а ее знак прямо коррелирует с направлением намагниченности. Следует обратить внимание на поведение величины $C(\mu)$ в энергетической области обменной щели при $\Delta_0^2 > \mu^2$. Например, если $E_{so} \ll |\Delta_0|$, число Черна становится исчезающе малой величиной, $C(\mu) \approx E_{so}/\Delta_0$. В противоположном случае, когда обменное расщепление сравнительно слабое, $E_{so} \gg |\Delta_0|$, топологический индекс приближается к полуцелому значению, $C(\mu) \approx \left[1 - \left(|\Delta_0|/4E_{so}\right)\right] \operatorname{sign}(\Delta_0)/2$. Вне обменной щели, то есть при $\mu^2 > \Delta_0^2$, величина $C(\mu)$ резко уменьшается.

Теперь проанализируем ситуацию с уединенной ДС. Предположим, что обменное поле $\Delta(x, y) = \Delta(x)$ непрерывно возрастает с координатой x, выходя на асимптотику $\Delta(x) \to \pm\Delta_0$, когда $(x/\varsigma) \to \pm\infty$, где ς — характерный масштаб изменения функции $\Delta(x)$. Далее для определенности полагаем, что $\Delta_0 > 0$ и ДС закреплена вдоль линии $x = 0$, т. е., $\Delta(x = 0, y) = 0$. Пара полубесконечных ФМ доменов, отличающихся друг от друга знаком намагниченности, могут быть охарактеризованы локальными числами Черна: положительным для правого домена, $C_r > 0$ при $x > 0$, и отрицательным для левого домена, $C_l < 0$ при $x < 0$. Таким образом, если уровень Ферми фиксирован внутри обменной щели, $|\mu| < \Delta_0$, и выполняется условие $E_{so} \gg \Delta_0$, топологический индекс испытывает близкое к единице (почти квантованное) изменение при переходе через ДС: $C_r - C_l \approx 1 - (\Delta_0/4E_{so})$. Такую ситуацию согласно принципу соответствия [35,36] можно трактовать как близкую к критической относительно появления 1D электронного состояния с особыми свойствами на границе $x = 0$.

Если пренебречь в (1) квадратичным по импульсу слагаемым, можно получить точное решение 1D задачи $H(x, k_y)\theta(x, k_y) = \varepsilon(k_y)\theta(x, k_y)$ для особого состояния, энергия которого линейно зависит от импульса, $\varepsilon^{(0)}(k_y) = \alpha k_y$, пересекая обменную щель в 2D спектре $E_0^{(\pm)}(k) = \pm\sqrt{\Delta_0^2 + \alpha^2 k^2}$ [2]. Соответствующая огибающая волновая функция, локализованная на ДС, может быть представлена в виде, $\theta^{(0)}(x) = \theta_0 \exp\left[-\alpha^{-1}\int_0^x \Delta(\xi)d\xi\right]$. Спектр и спиновая поляризация этого состояния не зависят от конкретного распределения обменного поля $\Delta(x)$, а определяются только асимптотическим ограничением, $\Delta(x \to \infty)\Delta(x \to -\infty) < 0$. То есть, основное состояние является топологически защищенным. Действительно, если формально устремить $m^* \to \infty$, получим $C_r - C_l = 1$. Состояние $\theta^{(0)}(x)$ является киральным: направление его спиновой поляризации вдоль оси $\mathbf{e}_x$ строго ортогонально направлению распространения электронного возбуждения вдоль ДС. В дополнение к топологически защищенному состоянию, ДС может индуцировать 1D тривиальные состояния Волкова-Панкратова (В-П) [37]. Их появление зависит от соотношения масштаба локализации основного состояния $\propto \alpha/\Delta_0$ и ширины ДС $\propto \varsigma$. Если первый превосходит второй, $(\Delta_0\varsigma/\alpha) \ll 1)$, в щели присутствует только состояние $\varepsilon^{(0)}(k_y)$, пространственное поведение которого можно аппроксимировать зависимостью $\theta^{(0)}(x) \sim \exp(-\Delta_0|x|/\alpha)$, характерной для $\Delta(x) = \Delta_0 \operatorname{sign}(x)$. В противном случае, $(\Delta_0\varsigma/\alpha) \gg 1$, в обменной щели возникают энергетические ветви со спектром $\varepsilon^{(\pm n)}(k_y) = \pm\sqrt{\left[\varepsilon^{(\pm n)}(0)\right]^2 + \alpha^2 k_y^2}$, $n = 1, 2, 3\ldots$, где $|\varepsilon^{(\pm n)}(0)| < \Delta_0$. Чем шире ДС, тем большее количество состояний $\varepsilon^{(\pm n)}(k_y)$ с $n > 0$ она индуцирует в пределах обменной щели.

Включение квадратичного слагаемого в (1) ведет к определенной модификации вышеописанных состояний. Вблизи $\overline{\Gamma}$ точки, где кинетическое слагаемое, $\propto k^2/2m^*$, сравнительно невелико, эта проблема была принципиально решена для низкоэнергетического состояния в работе [30]. Было показано, что рассеяние электронов на предельно узкой антифазной границе типа $\sigma_z\Delta_0 \operatorname{sign}(x)$ (когда $\varsigma = 0$) приводит к возникновению в области локальной обменной щели 1D резонансного состояния на поверхности полупроводника с сильным эффектом Рашбы. В приближении $\Delta_0 \ll 4E_{so}$ и $|k_y| \ll k_{so}$, где $k_{so} = \alpha m^*$, дисперсионное соотношение для такого состояния удается получить в явном виде: $\varepsilon_R^{(0)}(k_y) = \alpha k_y + \omega_R^{(0)} - i\Gamma_R^{(0)}$ [30]. Таким образом, модификация энергии состояния $\varepsilon^{(0)}(k_y)$ состоит в небольшом сдвиге $\omega_R^{(0)} = \Delta_0^2/4E_{so}$ и спектральном уширении $\Gamma_R^{(0)} = \Delta_0^3/8E_{so}^2$. Резонансное состояние является квази-связанным. Его огибающая функция, $\theta_R^{(0)}(x, k_y) = \theta^{(0)}(x) + \vartheta(x, k_y)$, кроме локализованной вблизи ДС компоненты приобретает осциллирующую компоненту, для которой справедлива оценка $\vartheta(x, k_y = 0) \sim \vartheta_\pm \exp(\pm 2ik_{so}x)$. Слабое спектральное уширение, $\Gamma_R^{(0)} \ll \Delta_0$, и малоамплитудная поправка к огибающей, $|\vartheta_\pm| \ll |\theta_0|$, есть следствие перекрытия энергии 1D состояния $\varepsilon_R^{(0)}(k_y)$ с нижней ветвью 2D состояний $E^{(-)}(k)$ [30]. Резонансное состояние сильно (с точностью до членов, порядка $(\Delta_0/E_{so})^2$) поляризовано по спину вдоль оси $\mathbf{e}_x$. С другой стороны, с ростом отношения Δ_0/E_{so} спектральная ветвь резонансного состояния $\varepsilon_R^{(0)}(k_y)$ размывается и его огибающая $\theta_R^{(0)}(x, k_y)$ делокализуется. Наконец, когда $E_{so} \ll \Delta_0$, 2D состояния теряют топологические черты и, соответственно, исчезают признаки 1D резонансного состояния в реальном и импульсном пространствах [30].

Чтобы прояснить эволюцию 1D состояний, возникающих на ДС конечной ширины, мы прибегли к численно-

му анализу в рамках приближения сильной связи, произведя решеточную регуляризацию гамильтониана (1). Рисунок 1 схематически иллюстрирует плавное изменение намагниченности вблизи ДС, которая индуцирует 1D резонансное состояние. Не теряя общности анализа, пространственное распределение обменного поля было аппроксимировано функцией $\Delta(x) = \Delta_0 \tanh(x/\varsigma)$. Накладывая периодические граничные условия, мы провели вычисления одночастичной спектральной функции. Более подробно эта процедура описана в [30]. Результаты расчетов спектрального поведения поверхностных состояний в ситуации сравнительно слабого обменного поля $\frac{\Delta_0}{E_{so}} = 0.4$ представлены на рис. 2. Выделены четыре качественно различных случая: (a) предельно жесткая ДС, когда $k_{so}\varsigma \ll 1$; (b) умеренно жесткая ДС, когда $k_{so}\varsigma < 1$; (c) ДС промежуточной ширины, $k_{so}\varsigma \approx 1$; (d) мягкая ДС, $k_{so}\varsigma > 1$. Можно легко отличить 2D поверхностные состояния в доменах от 1D резонансных состояний на ДС. Ветвь с квазилинейной дисперсией $\varepsilon_R^{(0)}(k_y)$ пролегает между проекциями зон $E^{(\pm)}(k)$. Примечательно, что единственное существенное изменение в поведении бесщелевого резонансного состояния с изменением ширины ДС, которое можно заметить на рис. 2, состоит в сужении спектрального размытия $\Gamma_R^{(0)}$ с ростом величины $k_{so}\varsigma$. Грубая оценка дает двухкратное уменьшение величины $\Gamma_R^{(0)}$ при $k_y = 0$, когда параметр $k_{so}\varsigma$ увеличивается от 0 до 1.3 (рис. 2). Эффект текстуры ДС на спектральное уширение резонансного состояния $\varepsilon_R^{(0)}(k_y)$ объясняется на качественном уровне тем, что в случае ДС конечной ширины электрон, локализованный на масштабе огибающей функции $\theta_R^{(0)}(x, k_y)$, испытывает действие обменного поля меньшей величины по сравнению с Δ_0. Рисунок 3 демонстрирует, что бесщелевое резонансное состояние проявляет свойство киральности: оно сильно поляризовано по спину вдоль оси $\mathbf{e}_x$, ортогональной как направлению ДС $\mathbf{e}_y$, так и ориентации намагниченности в доменах $\pm\mathbf{e}_z$.

Заметим, что при обращении направления намагниченности в исследуемой системе, другими словами, при формальной замене $\Delta(x)$ на $-\Delta(x)$, 1D бесщелевое состояние $\varepsilon_R^{(0)}(k_y)$ изменяет знаки скорости и спиновой поляризации.

На ДС также присутствует связанное состояние $\varepsilon_B(k_y)$, которое расположено ниже 2D зоны. Эффективный потенциал, пропорциональный величине градиента обменного поля, $|\partial\Delta(x)/\partial x|$, отщепляет от нижнего края ветви $E^{(-)}(k)$ связанное состояние $\varepsilon_B(k_y)$. Как видно из рис. 2, по мере увеличения ширины ДС, другими словами, с уменьшением величины градиента, энергетическая ветвь $\varepsilon_B(k_y)$ прижимается к отрезку $|k_y| \leq \sqrt{k_{so}^2 - (\Delta_0/\alpha)^2}$, соединяющему минимумы нижней 2D зоны.

В случае сравнительно узкой ДС, представленном на рис. 2 панелями (*a*) и (*b*), в интервале локальной

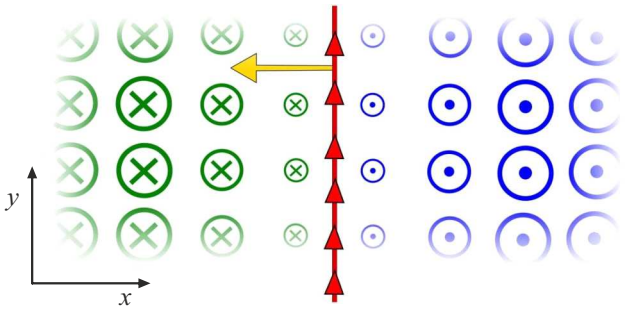

Рис. 1. Схематическая иллюстрация возникновения 1D резонансного состояния на уединенной ДС на поверхности МПЭР. Синие и зеленые окружности показывают изменение амплитуды и знака намагниченности $\mathbf{M}(x) = M(x)\mathbf{e}_z$ вблизи ДС на поверхности МПЭР. Красная линия символизирует однонаправленный характер резонансного состояния, желтая стрелка обозначает направление его спиновой поляризации.

обменной щели, $|E| < \Delta_0$, присутствует только резонансное состояние $\varepsilon_R^{(0)}(k_y)$. В случае ДС промежуточной ширины, $k_{so}\varsigma \approx 1$, как видно на панели (*c*), возникает пара состояний типа В-П [37], по одному состоянию у верхнего и нижнего края обменной щели, $\varepsilon_R^{(\pm 1)}(k_y)$. В случае сравнительно широкой ДС, например панель (*d*), в щели имеются состояния $\varepsilon_R^{(\pm n)}(k_y)$ с $n > 1$. Предельно широкая ДС ($k_{so}\varsigma \gg 1$) порождает множество состояний типа В-П, которые плотно заполняют всю обменную щель. Как видно из рисунка, состояния типа В-П $\varepsilon_R^{(\pm n)}(k_y)$ также являются резонансными, причем, они имеют заметно большее спектральное уширение $\Gamma_R^{(\pm n)}$ по сравнению с $\Gamma_R^{(0)}$. Спиновая поляризация 1D состояний В-П четко коррелирует с поляризацией проекции тех 2D состояний, от которых они происходят (рис. 3). Следует отметить, что хотя резонансные состояния типа В-П непосредственно не связаны с топологическими особенностями 2D спектра МПЭР, они обязательно возникают (наряду с бесщелевым резонансным состоянием) на достаточно широкой ДС, $k_{so}\varsigma > 1$.

3. Обсуждение и заключение

Выше мы описали спектральные свойства поверхности МПЭР, содержащей ДС конечной ширины. Конечно, среди 1D состояний, индуцированных ДС, наибольший интерес представляет резонансное бесщелевое состояние со спиновой плотностью, ортогональной ДС. Согласно оценкам, проведенным в [29,30] для случая жесткой ДС, подходящей платформой для экспериментального обнаружения такого состояния может служить разбавленный МПЭР $Bi_{1-x}(V,Mn)_xTeI$ [27–29]. Ван-дер-ваальсовый полупроводниковый материал BiTeI имеет объемную запрещенную зону ~ 0.38 eV, внутри которой присутствует 2D состояние Рашбы с рекордно высокой величиной параметра $\alpha = 3.85\,\text{meV}\cdot\text{Å}$ и расщеплением

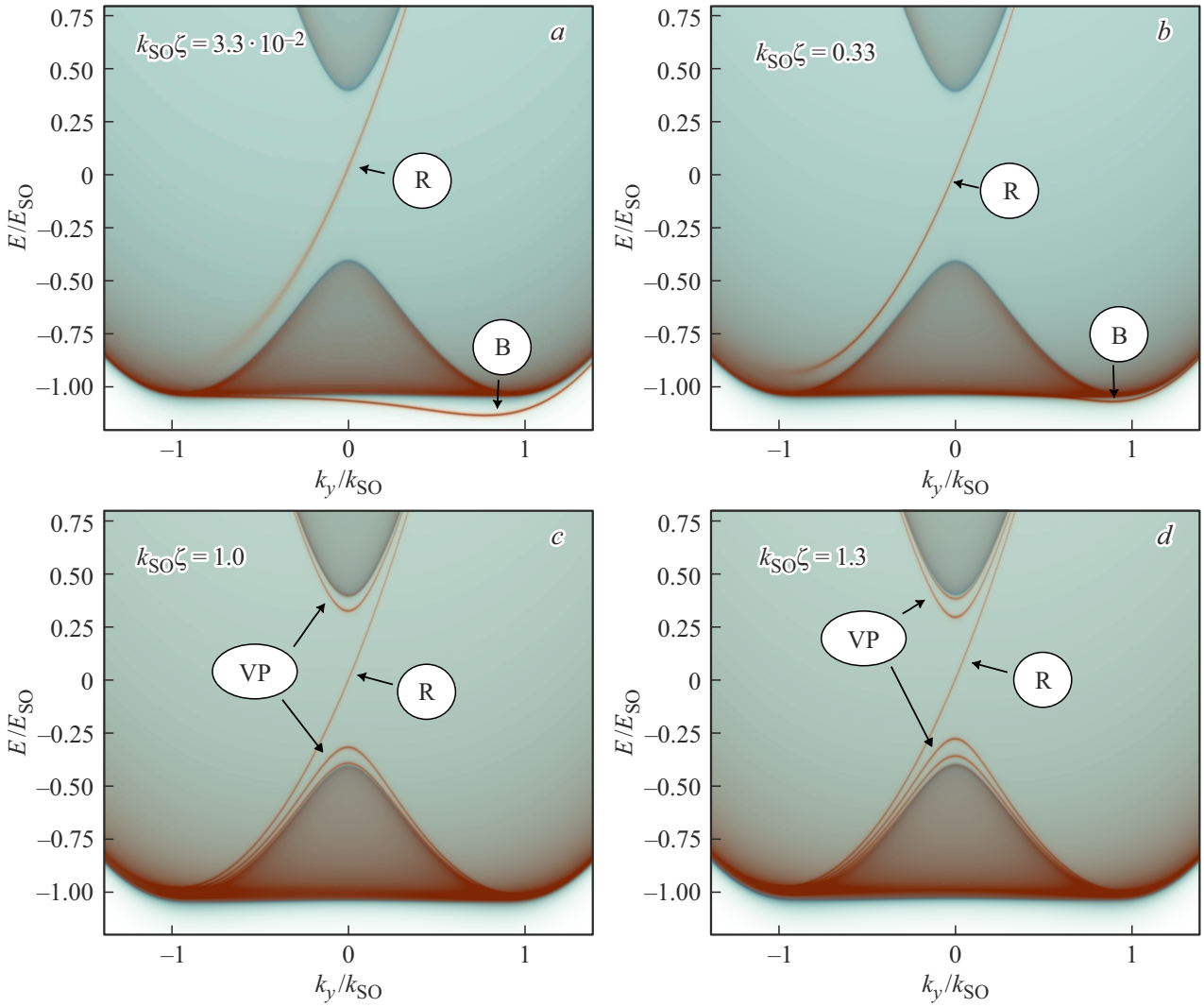

Рис. 2. Эволюция спектральных характеристик 1D электронных состояний на поверхности МПЭР, индуцированных уединенной амплитудной ДС, с увеличением ее ширины ς. Распределение обменного поля задано в виде $\Delta(x) = \Delta_0 \tanh(x/\varsigma)$. Четыре панели (*a*), (*b*), (*c*), (*d*) соответствуют ключевым моментам изменения дисперсии 1D состояний. Каждая панель отражает интенсивность спектральной функции для заданного безразмерного параметра $k_{so}\varsigma$. Отношение энергии обменного расщепления к энергии расщепления Рашбы задано величиной ($\Delta_0/E_{so} = 0.4$). Спектральные функции 1D состояний представлены тонкими линиями вишневого цвета на фоне проекции спектральной функции 2D состояний в магнитных доменах, $E^{(\pm)}(k)$. Символы R, VP и B обозначают соответственно бесщелевое резонансное состояние, $\varepsilon_R^{(0)}(k_y)$, резонансные состояния Волкова-Панкратова, $\varepsilon_R^{(\pm n)}(k_y)$ с $n > 0$, и связанное состояние, $\varepsilon_B(k_y)$.

$E_{so} \approx 0.1$ meV на поверхности, сформированной атомами Te [24]. Допирование BiTeI атомами V или Mn с концентрацией x от 2 до 3% ведет к открытию в точке $\overline{\Gamma}$ обменной щели $2\Delta_0$ до одной сотни meV благодаря поверхностному ферромагнитному упорядочению локальных моментов вдоль легкой оси $\mathbf{e}_z$ с относительно высокой температурой Кюри $T_C \approx 130$ K [27–29]. Следует ожидать, что граница между ферромагнитными доменами с поперечной намагниченностью на Te поверхности $Bi_{1-x}(V,Mn)_xTeI$ является источником долгоживущего спин-поляризованного резонанса с квазилинейным спектром $\sim \pm\alpha k_y$ и временем жизни $\tau_R^{(0)}$. Величина $\tau_R^{(0)} = \left[\Gamma_R^{(0)}\right]^{-1}$ определяется типичным временным интервалом, за который плотность вероятности возбуждения, $|\theta_R^{(0)}(x, k_y)|^2$, перемещающегося вдоль ДС в баллистическом режиме, перетекает в 2D состояние $E^{(-)}(k)$. Как показано выше, спектральное размытие $\Gamma_R^{(0)}$ несколько уменьшается с увеличением ширины ДС ς. То есть, резонансное состояние $\varepsilon_R^{(0)}(k_y)$ становится более устойчивым в смысле увеличения времени жизни $\tau_R^{(0)}$. Однако, с другой стороны, достаточно широкая ДС порождает резонансные состояния типа В-П $\varepsilon_R^{(n)}(k_y)$, которые будут шунтировать вклад резонансного состояния $\varepsilon_R^{(0)}(k_y)$ в транспортные и магнитотранспортные

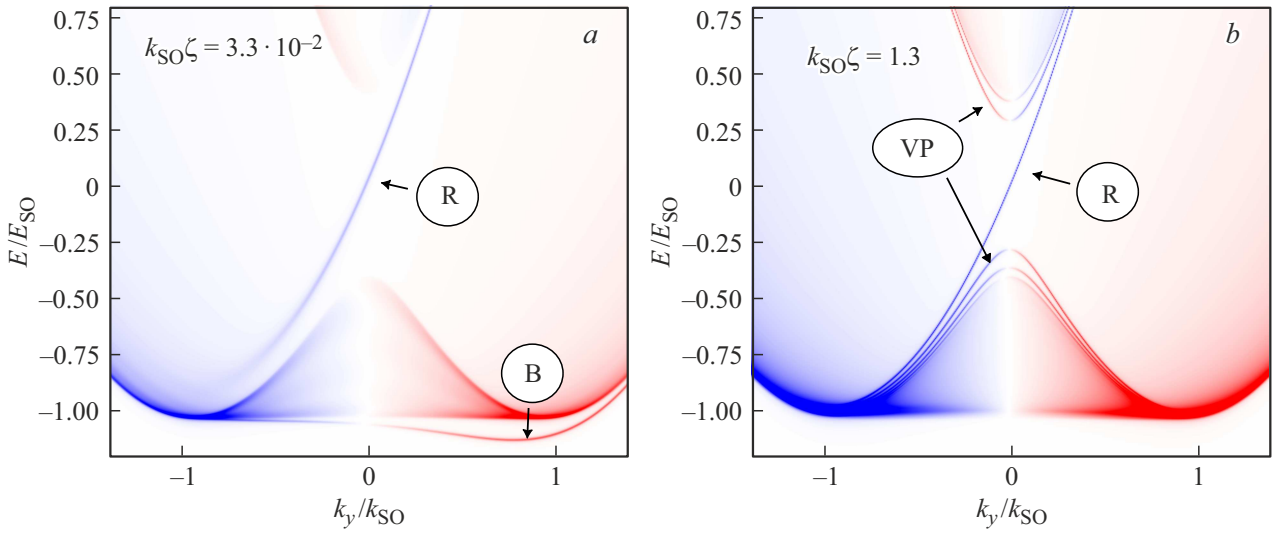

Рис. 3. Спиновая поляризация 1D электронных состояний на поверхности МПЭР, индуцированных одиночной амплитудной ДС. На панелях отражена интенсивность спектральной функции с учетом разрешения по спину для двух различных значений безразмерного параметра $k_{so}\varsigma$. Отношение энергии обменного расщепления к энергии расщепления Рашба задано величиной $(\Delta_0/E_{so}) = 0.4$. Положительная/отрицательная поляризация вдоль оси $\mathbf{e}_x$ представлена синим/красным цветом. Символы R, VP и B обозначают соответственно бесщелевое резонансное состояние, $\varepsilon_R^{(0)}(k_y)$, резонансные состояния Волкова-Панкратова, $\varepsilon_R^{(\pm n)}(k_y)$ с $n > 0$, и связанное состояние, $\varepsilon_B(k_y)$.

явления, когда уровень Ферми μ оказывается за пределами энергетического интервала $\varepsilon_R^{(-1)}(0) < \mu < \varepsilon_R^{(1)}(0)$. И с увеличением ς этот интервал сужается. Очевидно, аналогичный вопрос будет возникать при попытке наблюдать состояние $\varepsilon_R^{(0)}(k_y)$ с помощью сканирующей туннельной спектроскопии.

В настоящей работе мы исследовали возникновение 1D электронных состояний на магнитной ДС на поверхности МПЭР и их модификацию с изменением ширины ДС. Показано, что бесщелевое резонансное состояние, которое следует трактовать как маркер нетривиальной кривизны Берри 2D состояний, не только сохраняет квазилинейную дисперсию и спиновую поляризацию, но становится более устойчивым с увеличением ширины ДС. Кроме того, ДС может индуцировать тривиальные состояния, именно: связанное состояние и резонансное состояние типа Волкова-Панкратова, поведение которых зависит от ширины ДС. Таким образом, представляется целесообразным расширить область систем, которые сочетают магнитное упорядочение и особенности зонной структуры, на магнитные полупроводники с сильным эффектом Рашбы и сконцентрировать внимание на поиске низкодиссипативных одномерных состояний электронов на границах различных магнитных фаз в таких материалах.

Финансирование работы

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке Санкт-Петербургского Государственного Университета, проект № 125022702939-2.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] C.-Z. Chang, C.-X. Liu, A.H. MacDonald. Rev. Mod. Phys. **95**, *1*, 011002 (2023).
[2] Y. Tokura, K. Yasuda, A. Tsukazaki. Nature Reviews Physics **1**, *1*, 126 (2019).
[3] M.M. Otrokov, T.V. Menshchikova, M.G. Vergniory, I.P. Rusinov, A.Yu. Vyazovskaya, Yu.M. Koroteev, G. Bihlmayer, A. Ernst, P.M. Echenique, A. Arnau, E.V. Chulkov. 2D Materials **4**, *2*, 025082, (2017).
[4] Y. Zhao, Q. Liu. Appl. Phys. Lett. **119**, *6*, 060502 (2021).
[5] J.-X. Qiu, B. Ghosh, J. Schütte-Engel, T. Qian, M. Smith, Y.-T. Yao, J. Ahn, Y.-F. Liu, A. Gao, Ch. Tzschaschel, H. Li, I. Petrides, D. Bérubé, T. Dinh, T. Huang, O. Liebman, E.M. Been, J.M. Blawat, K. Watanabe, T. Taniguchi, K.C. Fong, H. Lin, P.P. Orth, P. Narang, C. Felser, T.-R. Chang, R. McDonald, R.J. McQueeney, A. Bansil, I. Martin, N. Ni, Q. Ma, D.J.E. Marsh, A. Vishwanath & Su-Yang Xu. Nature **641**, *5*, 62 (2025).
[6] D. Xiao, M.C. Chang, & Q. Niu. Rev. Mod. Phys. **82**, *3*, 1959 (2010).
[7] N. Nagaosa, J. Sinova, S. Onoda, A.H. MacDonald, & N.P. Ong. Rev. Mod. Phys. **82**, *2*, 1539 (2010).
[8] J.G. Checkelsky, J.T. Ye, Y. Onose, Y. Iwasa, & Y. Tokura. Nat. Phys. **8**, *10*, 729 (2012).
[9] I.T. Rosen, E.J. Fox, X. Kou, L. Pan, Kang L. Wang, D. Goldhaber-Gordon. Quantum Materials **2**, *12*, 69 (2017).
[10] Y. Shi, Y. Bai, Y. Li, Y. Feng, Q. Li, H. Zhang, Y. Chen, Y. Tong, J. Luan, R. Liu, P. Ji, Z. Gao, H. Guo, J. Zhang, Y. Wang, X. Feng, K. He, X. Zhou, J. Shen. Phys. Rev. Materials **8**, *12*, 124202 (2024).

[11] Y.-F. Zhao, R. Zhang, J. Cai, D. Zhuo, L.-J. Zhou, Z.-J. Yan, M. H. W. Chan, X. Xu & C.-Z. Chang. Nature Communications, **14**, *1*, 770 (2023).
[12] M. Allen, Y. Cui, M.E. Yue, M. Mogi, M. Kawamura, I.C. Fulga, D. Goldhaber-Gordon, Y. Tokura, Z.-X. Shen. Proc. Natl Acad. Sci. USA, **116**, *29*, 14511 (2019).
[13] R. Wakatsuki, M. Ezawa, N. Nagaosa. Sci. Rep. **5**, *9*, 13638 (2015).
[14] P. Upadhyaya, Y. Tserkovnyak. Phys. Rev. B **94**, *2*, 020411(R) (2016).
[15] Y. Ferreiros, F.J. Buijnsters, M.I. Katsnelson. Phys. Rev. B **92**, *8*, 085416 (2015).
[16] В.Н. Меньшов, Е.В. Чулков. Письма в ЖЭТФ **117**, *2*, 147 (2023).
[17] В.Н. Меньшов, И.А. Швец, Е.В. Чулков. Письма в ЖЭТФ **110**, *12*, 777 (2019).
[18] V.N. Men'shov, I.A. Shvets, E.V. Chulkov. Phys. Rev. B **106**, *20*, 205301 (2022).
[19] I.P. Rusinov, V.N. Men'shov, E.V. Chulkov. Phys. Rev. B **104**, *3*, 035411 (2021).
[20] В.Н. Меньшов, И.П. Русинов, Е.В. Чулков. Письма в ЖЭТФ **114**, *11*, 768 (2021).
[21] V.N. Men'shov, I.A. Shvets, E.V. Chulkov. Phys. Rev. B **99**, *11*, 115301 (2019).
[22] E.K. Petrov, V.N. Men'shov, I.P. Rusinov, M. Hoffmann, A. Ernst, M.M. Otrokov, V.K. Dugaev, T.V. Menshchikova, E.V. Chulkov. Phys. Rev. B **103**, *23*, 235142 (2021).
[23] N.P. Armitage, E.J. Mele, A. Vishwanath. Rev. Mod. Phys. **90**, *1*, 015001 (2018).
[24] K. Ishizaka, M.S. Bahramy, H. Murakawa, M. Sakano, T. Shimojima, T. Sonobe, K. Koizumi, S. Shin, H. Miyahara, A. Kimura, K. Miyamoto, T. Okuda, H. Namatame, M. Taniguchi, R. Arita, N. Nagaosa, K. Kobayashi, Y. Murakami, R. Kumai, Y. Kaneko, Y. Onose and Y. Tokura. Nature Materials **10**, *6*, 521 (2011).
[25] S.V. Eremeev, I.A. Nechaev, Yu.M. Koroteev, P.M. Echenique, E.V. Chulkov. Phys. Rev. Lett., **108**, *24*, 246802 (2012).
[26] G. Landolt, S.V. Eremeev, Yu.M. Koroteev, B. Slomski, S. Muff, M. Kobayashi, V.N. Strocov, T. Scmitt, Z.S. Aliev, M.B. Babanly, I.R. Amiraslanov, E.V. Chulkov, J. Osterwalder, J.H. Dil. Phys. Rev. Lett. **109**, *11*, 116403 (2012).
[27] I.I. Klimovskikh, A.M. Shikin, M.M. Otrokov, A. Ernst, I.P. Rusinov, O.E. Tereshchenko, V.A. Golyashov, J. Sánchez-Barriga, A.Yu. Varykhalov, O. Rader, K.A. Kokh, E.V. Chulkov. Scientific Reports **7**, *6*, 3353 (2017).
[28] A.M. Shikin, A.A. Rybkina, I.I. Klimovskikh, O.E. Tereshchenko, A.S. Bogomyakov, K.A. Kokh, A. Kimura, P.N. Skirdkov, K.A. Zvezdin, A.K. Zvezdin. 2D Mater. **4**, *2*, 025055 (2017).
[29] A.M. Shikin, A.A. Rybkina, D.A. Estyunin, I.I. Klimovskikh, A.G. Rybkin, S.O. Filnov, A.V. Koroleva, E.V. Shevchenko, M.V. Likholetova, V.Yu. Voroshnin, A.E. Petukhov, K.A. Kokh, O.E. Tereshchenko, L. Petaccia, G. Di Santo, S. Kumar, A. Kimura, P.N. Skirdkov, K.A. Zvezdin, A.K. Zvezdin. Scientific Reports **11**, *12*, 23332 (2021).
[30] I.P. Rusinov, V.N. Men'shov, E.V. Chulkov. Phys. Rev. B **110**, *19*, 195405 (2024).
[31] В.Н. Меньшов, И.П. Русинов, Е.В. Чулков. Письма в ЖЭТФ, **121**, *5*, 393 (2025).
[32] G. Bihlmayer, O. Rader, R. Winkler. New J. Phys. **17**, *5*, 050202 (2015).
[33] A. Manchon, H.C. Koo, J. Nitta, S.M. Frolov, R.A. Duine. Nature Materials **14**, *9*, 871 (2015).
[34] G. Bihlmayer, P. Noël, D.V. Vyalikh, E.V. Chulkov, A. Manchon. Nature Reviews Physics **4**, *8*, 642 (2022).
[35] M.Z. Hasan, C.L. Kane. Rev. Mod. Phys. **82**, *4*, 3045 (2010).
[36] X.L. Qi, S.C. Zhang. Rev. Mod. Phys. **83**, *4*, 1057 (2011).
[37] Б.А. Волков, О.А. Панкратов. Письма в ЖЭТФ **42**, *4*, 145 (1985).

Редактор Т.Н. Василевская