

Связанные состояния короткодействующего дефекта на поверхности собственного антиферромагнитного топологического изолятора в неколлинеарной фазе

В. Н. Меньшов¹, Е. В. Чулков²

¹Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

²Санкт-Петербургский государственный университет, 199034 С.-Петербург, Россия

[×]Departamento de Polímeros y Materiales Avanzados: Física, Química y Tecnología, Facultad de Ciencias Químicas, Universidad del País Vasco UPV/EHU, 20080 San Sebastian/Donostia, Basque Country, Spain

Поступила в редакцию 24 октября 2023 г.

После переработки 24 октября 2023 г.

Принята к публикации 1 ноября 2023 г.

В данной работе теоретически исследуются особенности электронных состояний на поверхности собственного антиферромагнитного топологического изолятора, содержащего дефекты. Наш подход учитывает роль электростатического потенциала и вариацию ориентации магнитных моментов в приповерхностных слоях. Описано изменение спектральных характеристик поверхностных состояний при трансформации намагниченности из равновесной антиферромагнитной фазы А-типа в ферромагнитную фазу через неколлинеарную текстуру. Показано, что в антиферромагнитном топологическом изоляторе с одноосной анизотропией, внешнее магнитное поле, приложенное вдоль легкой оси, может вызвать значительную модуляцию величины обменной щели в спектре поверхностных состояний и даже инвертировать ее знак. Моделируя влияние уединенного дефекта как возмущение поверхностного потенциала на конечном масштабе, мы аналитически исследуем формирование связанного состояния и его поведение в зависимости от силы потенциального и обменного рассеяния на дефекте и ширины обменной щели. Продемонстрировано, что энергетический уровень связанного состояния испытывает резкий сдвиг в окрестности спин-флоп перехода. Полученные теоретические результаты позволяют дать последовательное объяснение недавних экспериментальных данных по сканирующей туннельной спектроскопии антиузельных дефектов на поверхности прототипного антиферромагнитного топологического изолятора MnBi_2Te_4 во внешнем магнитном поле.

DOI: 10.31857/S1234567823230088, EDN: aarfrp

Введение. Исследования недавно открытого антиферромагнитного (АФМ) топологического изолятора (ТИ) MnBi_2Te_4 [1] – первого в ряду материалов, сочетающих собственный магнитный порядок и нетривиальную топологию электронной зонной структуры – значительно продвинуло и обогатило наше представление о квантовых эффектах в твердом теле [2–7]. Кристаллическая структура этого уникального материала представляет последовательность семислойных блоков (СБ) Те-Ві-Те-Мп-Те-Ві-Те. В основном состоянии MnBi_2Te_4 магнитные моменты на атомах марганца выстраиваются в дальний АФМ порядок А-типа [1]. Комбинация симметрии относительно обращения времени и трансляционной симметрии магнитной решетки позволяет классифицировать MnBi_2Te_4 как топологически

нетривиальный материал с трехмерным инвариантом $Z_2 = 1$ [8]. Нарушение комбинированной симметрии на поверхности (0001) MnBi_2Te_4 должно приводить к открытию энергетической щели в спектре топологического электронного состояния. Совместимость собственного магнитного порядка с зонной топологией в MnBi_2Te_4 служит основой для реализации целого ряда явлений в тонких пленках данного материала, таких как квантовый аномальный эффект Холла (КАЭХ) [4, 5], фаза аксионного изолятора (АИ) [6] и другие эффекты, потенциально важные с точки зрения спинтронных приложений [2–7]. Более того, в пленках с четным числом СБ, помещенных во внешнем магнитном поле, наблюдается переход из состояния АИ в состояние КАЭХ [9, 10].

Важнейшей предпосылкой для достижения режима квантованной проводимости является наличие в поверхностном спектре топологических состояний

¹e-mail: vnmenshov@mail.ru

обменной щели, в пределах которой фиксируется химический потенциал [2]. Расчеты из первых принципов предсказывают довольно значительную величину щели до 88 мэВ [1]. Однако фотоэмиссионные (ARPES) измерения спектров поверхностных состояний в MnBi_2Te_4 дают противоречивые результаты. Одни группы наблюдают в поверхностной электронной структуре щель, хотя и разной величины в диапазоне несколько десятков мэВ [11–13], другие – бесщелевое состояние [14–18]. Многие исследователи склоняются к тому мнению, что модуляция обменной щели в широких пределах связана со структурным несовершенством поверхностной области исследуемых образцов MnBi_2Te_4 [11–13, 19, 20]. Согласно экспериментальным и теоретическим данным [21–23] в этом материале присутствуют антиузельные дефекты: атомы Mn, занимающие узлы в слоях Bi (Mn_{Bi}), и атомы Bi, замещающие атомы Mn (Bi_{Mn}) в середине СБ. В такой парадигме уменьшение величины щели или ее отсутствие может быть связано с ростом концентрации дефектов Bi_{Mn} и Mn_{Bi} [11, 20, 24], что определяется условиями приготовления образцов.

Другая специфическая черта АФМ ТИ типа MnBi_2Te_4 состоит в сравнительно слабой АФМ связи между ферромагнитными (ФМ) слоями соседних СБ и не сильно выраженной магнито-кристаллической анизотропии вдоль легкой оси, перпендикулярной базисной плоскости (0001). Поэтому внешнее магнитное поле умеренной величины $H < 5$ Тл способно перестроить магнитный порядок, часто провоцируя формирование сложных неколлинеарных текстур как на поверхности толстых образцов [25], так и в тонких пленках [26–30]. Изучая в пленках MnBi_2Te_4 толщиной от 4 до 8 СБ топологический переход во внешнем поле между режимами КАЭХ и АИ, авторы [10] обнаружили инверсию спектральной щели в области неколлинеарной фазы. В [31] отмечается усиление флуктуаций магнитосопротивления в тонких пленках MnBi_2Te_4 при метамагнитном переходе между АФМ фазой и фазой со скошенным (*canted*) АФМ порядком. В недавней работе [32] посредством сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии показано существование связанных состояний электронов на антиузельных дефектах Mn_{Bi} в приповерхностном СБ MnBi_2Te_4 . Примечательно, в процессе перемагничивания образцов локальная плотность состояний вблизи дефекта Mn_{Bi} резко меняется, когда магнитные моменты испытывают спин-флоп переход.

Понимание поведения топологических электронных состояний в обменном поле со сложной ориентационной и пространственной конфигурацией явля-

ется актуальной темой, которая развивалась в ряде теоретических исследований. В статьях [33, 34] были подробно описаны состояния, индуцированные на поверхности ТИ коллинеарными магнитными доменными стенками с различной текстурой. В [35] изучение связанных состояний было обобщено на случай неколлинеарных доменных стенок. Вопрос о спектральных свойствах поверхностных и краевых состояний, а также состояний на доменных стенках, в пленке собственного АФМ ТИ, подверженной переходу из режима АИ в режим КАЭХ, рассматривался в работе [36]. В настоящей статье мы аналитически изучаем поведение связанных состояний, формирующихся вблизи короткодействующего магнитного дефекта на поверхности АФМ ТИ, испытывающего трансформацию из АФМ фазы в ФМ фазу под влиянием внешнего магнитного поля. Такая задача весьма актуальна, поскольку объединяет два принципиальных для электронных свойств АФМ ТИ типа MnBi_2Te_4 аспекта – неколлинеарную намагниченность и собственные дефекты.

Модель для поверхностных состояний собственного АФМ ТИ. Кристаллическая структура соединения MnBi_2Te_4 вдоль направления роста \mathbf{e}_z формируется из СБ $\text{Te}(1)$ - $\text{Bi}(1)$ - $\text{Te}(2)$ - Mn - $\text{Te}(3)$ - $\text{Bi}(2)$ - $\text{Te}(4)$, между которыми действуют слабые ван-дер-ваальсовские силы. Топологические свойства определяются четырьмя низкоэнергетическими состояниями, сформированными из p_z -орбиталей атомов во внешних слоях СБ: связывающими $|\text{Bi}(1, 2), \sigma\rangle$ и антисвязывающими $|\text{Te}(1, 4), \sigma\rangle$, комбинациями, где индекс $\sigma = \uparrow\downarrow$ обозначает проекцию спина на ось квантования \mathbf{e}_z . Матричный элемент A оператора скорости перемешивает состояния с противоположной четностью и проекцией спина. В базисе u_Γ , сформированном из этих четырех состояний, в окрестности Γ точки зоны Бриллюэна $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ гамильтониан принимает вид [37]:

$$H_t(\mathbf{k}) = (\Xi - Bk^2)\tau_z \otimes \sigma_0 + A\tau_x \otimes (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{k}), \quad (1)$$

где σ_α и τ_β ($\alpha, \beta = 0, x, y, z$) обозначают матрицы Паули в спиновом и орбитальном пространстве, соответственно, Ξ и B определяют энергетическую щель и кривизну зон в спектре объемных состояний при $\mathbf{k} = 0$. Мы используем изотропную версию модели, удерживая квадратичные по импульсу $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z)$ слагаемые. При достаточно большой спин-орбитальной связи энергетические уровни состояний $|\text{Bi}(1, 2), \sigma\rangle$ и $|\text{Te}(1, 4), \sigma\rangle$ инвертированы вблизи Γ точки, что выражается условием $\Xi B > 0$, соответствующим нетривиальному инварианту $Z_2 = 1$.

Во внутренних слоях Te2-Mn-Te3 каждого СБ благодаря суперобменной связи моменты на $3d$ -атомах выстраиваются ферромагнитным (ФМ) образом. Намагниченности $\mathbf{m}^{(n)}$ в соседних СБ направлены антипараллельно друг к другу: $\mathbf{m}^{(n)} = -\mathbf{m}^{(n\pm 1)}$, n – индекс СБ. Дальний АФМ порядок А-типа с поляризацией, ортогональной базисной плоскости (x, y) , $\mathbf{m}^{(n)} = (0, 0, m_z^{(n)})$, $m_z^{(n)} \sim (-1)^n$, наблюдается в объеме MnBi_2Te_4 ниже температуры Нееля $T_N \approx 24$ К [1]. В известных АФМ ТИ энергия магнито-кристаллической анизотропии относительно невелика, поэтому внешнее магнитное поле умеренной величины способно переориентировать магнитные моменты относительно легкой оси \mathbf{e}_z , провоцируя подчас формирование сложных неколлинеарных текстур [25]. Будем рассматривать только однородные в плоскости (x, y) конфигурации намагниченности, где компоненты $\mathbf{m}^{(n)} = (m_x^{(n)}, m_y^{(n)}, m_z^{(n)})$ меняются от одного СБ к другому. В дополнение к гамильтониану (1) мы вводим магнитное слагаемое H_{ex} , как сумму обменных энергий всех СБ в базе $u\Gamma$:

$$H_{ex}(z) = c \sum_n \begin{pmatrix} M_z^{(n)} & M_{\pm}^{(n)} \\ M_{\pm}^{(n)} & -M_z^{(n)} \end{pmatrix} \delta(z - z_n), \quad (2)$$

где $M_z^{(n)} = \text{diag}(J_1, J_2)m_z^{(n)}$, $M_{\pm}^{(n)} = \text{diag}(J_3, J_4)m_{\pm}^{(n)}$, $m_{\pm}^{(n)} = m_x^{(n)} \pm im_y^{(n)}$, $\delta(z)$ – дельта-функция, z – пространственная координата вдоль направления роста слоев. Обменный потенциал считаем локализованным в середине n -го СБ при $z_n = nc - z_0$, c – толщина СБ. Кроме того, в дальнейшем подразумеваем, что амплитуда намагниченности включена в матричные элементы обменных интегралов $J_{1,2,3,4}$ и фиксирована, $|\mathbf{m}^{(n)}| = 1$. Таким образом, вектор $\mathbf{m}^{(n)}$ определяет только ориентацию моментов в n -м СБ.

Рассмотрим образец собственного АФМ ТИ, занимающий трехмерное полупространство $z > 0$. Учитывая, что топологические электроны, определенные в (1), помимо обменного поля (2) подвержены действию электростатического поверхностного потенциала (ПП) $H_b(\mathbf{r})$ [20, 38, 39], запишем полный функционал электронной энергии в виде:

$$\Omega = \int d\mathbf{r} \Theta^+(\mathbf{r}) [H_t(-i\nabla) + H_b(\mathbf{r}) + H_{ex}(z)] h(z) \Theta(\mathbf{r}), \quad (3)$$

где спинорные огибающие функции $\Theta(\mathbf{r})$ описывают низкоэнергетические состояния, $h(z)$ – функция Хевисайда, $\mathbf{r} = (x, y, z)$. Предполагая, что ПП локализован вблизи границы образца с характерной длиной $\sim d$, которая значительно короче пространственного масштаба затухания огибающей волновой функции

$\Theta(\mathbf{r}) \sim \exp(-qz)$, $dq \ll 1$, можно использовать аппроксимацию, $H_b(\mathbf{r}) = U(x, y)d\delta(z)$. Пространственные вариации ПП вдоль поверхности мы связываем с флуктуациями концентрации антиузельных дефектов [20, 24]. Кроме того, матрицу ПП представим в диагональной форме $U = \text{diag}\{U_1, U_2, U_3\}$. Суммирование в $H_{ex}(z)$ (2) проводится по индексу СБ $n = 1, 2, 3, \dots$, где отсчет начинается от выходящего на поверхность СБ. Полагаем $z_0 = c/2$, так что ближайший к поверхности ФМ слой находится на расстоянии $z = z_1 = c/2$ от нее.

Поверхностные состояния АФМ ТИ с неколлинеарной текстурой намагниченности. Сначала обсудим ситуацию с бесконечной и однородной в плоскости (x, y) поверхностью, другими словами, поверхностью с усредненным ПП $U = \langle U(x, y) \rangle = \text{const}$. В таком случае, варьируя функционал (3), мы приходим к одномерной граничной задаче:

$$[H_t(\boldsymbol{\kappa}, -i\partial_z) + H_{ex}(z) - E]\Theta(\boldsymbol{\kappa}, z) = 0, \quad (4)$$

$$\left[\frac{\delta H_t(\boldsymbol{\kappa}, -i\partial_z)}{\delta(-i\partial_z)} - 2dU \right] \Theta(\boldsymbol{\kappa}, z) = 0, \quad (5)$$

где импульс $\boldsymbol{\kappa} = (k_x, k_y)$ играет роль параметра, $\partial_z = \partial/\partial z$. Нас интересуют собственные состояния задачи (4)–(5), затухающие вдали от поверхности, $\Theta(\boldsymbol{\kappa}, z \rightarrow \infty) = 0$ и имеющие энергию внутри объемной запрещенной зоны, $E_S(\boldsymbol{\kappa}) < \Xi$. В общем случае вряд ли можно найти точное решение этой задачи. Поэтому мы применим процедуру теории возмущений на редуцированном базисе [20, 38, 39], которая позволяет исходную трехмерную модель АФМ ТИ в полупространстве свести к эффективному двумерному гамильтониану $H_S(\boldsymbol{\kappa})$. Подробности процедуры изложены в [20]. Здесь выделим основные моменты.

В отсутствии обменного поля, $H_{ex}(z) = 0$, уравнения (4)–(5) допускают точное решение при $\boldsymbol{\kappa} = 0$. Чтобы упростить вычисления, мы выберем следующее соотношение между матричными элементами ПП: $U_1 = -U_2 = U$ [20]. В таком случае легко определить энергию, $E_0 = 0$, и огибающую волновой функции, $\Theta_0(z) = (1, i, 1, -i)^t \theta_0(z)$, где t означает операцию транспонирования. Пространственный профиль поверхностного состояния

$$\theta_0(z) = D \left[\exp(-q_1 z) + \frac{\sqrt{\lambda - 1} - \tilde{U}}{\sqrt{\lambda - 1} + \tilde{U}} \exp(-q_2 z) \right] \quad (6)$$

существенно зависит от величины и знака ПП, где $\tilde{U} = \frac{dq_0 U}{\Xi}$, $q_0 = \sqrt{\frac{\Xi}{B}}$, $\lambda = \frac{A^2}{4B\Xi}$. В свою очередь, мас-

штаб спада огибающей $\sim q_{1,2}^{-1}$ определяется параметрами гамильтониана (1) как $q_{1,2} = q_0[\sqrt{\lambda} \pm \sqrt{\lambda-1}]$. Нормировочная константа D удовлетворяет условию $2 \int_0^\infty dz \theta_0^2(z) = 1$. Не ограничивая общность рассмотрения, далее остановимся на случае $\lambda > 1$.

Несложно убедиться, что пара спиноров $\Phi^\uparrow(z) = (1, i, 0, 0)^t \theta_0(z)$ и $\Phi^\downarrow(z) = (0, 0, 1, -i)^t \theta_0(z)$ составляет ортонормированный базис [20]. Рассчитывая в этом базисе матричные элементы для возмущения $\sim H_{ex}$ и $\sim \kappa$, получаем поверхностный гамильтониан

$$H_S(\kappa) = A(k_x \sigma_y - k_y \sigma_x) + J_\parallel (Q_x \sigma_x + Q_y \sigma_y) + J_z Q_z \sigma_z, \quad (7)$$

где введены продольный $Q_{x,y}$ и поперечный Q_z Q -факторы

$$Q_{x,y,z} = 2c \sum_{n=1}^{\infty} m_{x,y,z}^{(n)} \theta_0^2(z_n), \quad (8)$$

$J_z = \frac{J_1+J_2}{2}$, $J_\parallel = \frac{J_3-J_4}{2}$. Отвечающий гамильтониану (7) поверхностный спектр $E_S^\pm(\kappa) = \pm \sqrt{J_z^2 Q_z^2 + (A k_y - J_\parallel Q_x)^2 + (A k_x + J_\parallel Q_y)^2}$ имеет форму дираковского конуса, который смещен из центра зоны Бриллюэна на волновой вектор $\kappa_0 = \frac{J_\parallel}{A}(-Q_y, Q_x)$ и имеет в точке $\kappa = \kappa_0$ энергетическую щель $2\Delta = 2J_z Q_z$. Щель 2Δ и смещение κ_0 имеют обменную природу, однако их величина и знак определяются электростатическими условиями на поверхности АФМ ТИ согласно явной функциональной зависимости огибающей (6) от силы ПП U . Отметим, что 2Δ и κ_0 прямо связаны с ориентацией намагниченности в СБ, $\mathbf{m}^{(n)}$, которая может меняться во внешнем магнитном поле.

Для прототипного АФМ ТИ MnBi_2Te_4 глубина проникновения волновой функции топологического поверхностного состояния внутрь объема материала, $\sim q_{1,2}^{-1}$, составляет один-два примыкающих к поверхности СБ [11, 12, 19]. Принимая во внимание этот факт, можно оборвать суммирование по n в (8), удержав первые два члена ряда. Вклад последующих СБ с $n \geq 3$ является пренебрежимо малым в силу экспоненциальной зависимости (6). Полагая для определенности $m_y^{(n)} = 0$ и вводя азимутальный угол ϑ_n так, что $m_x^{(n)} = \sin \vartheta_n$ и $m_z^{(n)} = \cos \vartheta_n$, перепишем уравнение (8) в редуцированном виде:

$$Q_{x,z}(\vartheta_1, \vartheta_2) = \quad (9)$$

$$= 2c \left[\left\{ \begin{array}{c} \sin \vartheta_1 \\ \cos \vartheta_1 \end{array} \right\} \theta_0^2\left(\frac{c}{2}\right) + \left\{ \begin{array}{c} \sin \vartheta_2 \\ \cos \vartheta_2 \end{array} \right\} \theta_0^2\left(\frac{3c}{2}\right) \right],$$

где верхняя строка дает ориентационную зависимость продольного Q -фактора, нижняя – поперечного. С физической точки зрения уравнение (9) корректно описывает, как спиновая степень свободы поверхностного состояния АФМ ТИ откликается на отклонение намагниченности от коллинеарной конфигурации. Каждой паре углов ϑ_1 и ϑ_2 соответствует энергетическая обменная щель $2\Delta = 2J_z Q_z(\vartheta_1, \vartheta_2)$ и импульсное обменное смещение $\kappa_0 = \mathbf{e}_y \frac{J_\parallel}{A} Q_x(\vartheta_1, \vartheta_2)$ в спектре поверхностных состояний $E_S^\pm(\kappa)$.

Внешнее магнитное поле \mathbf{H} сравнительно малой амплитуды, направленное вдоль легкой оси намагничивания АФМ ТИ, слабо искажает полностью компенсированную коллинеарную текстуру А-типа, свойственную основному состоянию. С ростом поля при критическом значении $H = H_f$ происходит спин-флоп переход с резким поворотом моментов в подрешетках. Затем моменты постепенно ориентируются вдоль направления \mathbf{H} и окончательно выстраиваются строго параллельно при достижении поля насыщения H_s . Если же \mathbf{H} направлено перпендикулярно легкой оси, моменты в подрешетках изменяют ориентацию от АФМ к ФМ постепенно с ростом поля во всем диапазоне от 0 до H_s . Такое поведение $\mathbf{m}^{(n)}(\mathbf{H})$ экспериментально зарегистрировано как в MnBi_2Te_4 с легкой осью \mathbf{e}_z [28, 30, 32, 40, 41], так и в планарном АФМ EuIn_2As_2 , который обладает легкой плоскостью (x, y) и поэтому рассматривается в качестве кандидата в АИ [42].

На рисунке 1 представлена зависимость поперечного Q -фактора от ориентации моментов в поверхностных СБ, $Q_z(\vartheta_1, \vartheta_2)$, для частного случая с характерными значениями параметров $\tilde{U} = -1$, $\lambda = 1.1$ и $c = 1$. С ростом поля \mathbf{H} магнитная подсистема АФМ ТИ трансформируется из равновесного состояния при $H = 0$ в строго ФМ состояние при $H \geq H_s$, проходя через последовательность неколлинеарных текстур $\{\vartheta_1(H), \vartheta_2(H)\}$. Оптимальная траектория такого перехода, $\{\vartheta_1(H), \vartheta_2(H)\}_O$, определяется минимумом энергии магнитной подсистемы в пространстве возможных конфигураций. Зная оптимальную траекторию, можно оценить зависимость щели от внешнего поля, $2\Delta(H)$.

Рассмотрим подробно наиболее интересный случай, когда АФМ ТИ с одноосной анизотропией помещен во внешнее поле $\mathbf{H} = H\mathbf{e}_z$. Измерения намагниченности в образцах MnBi_2Te_4 [28, 30, 32, 40, 41, 43] показывают резкий спин-флоп переход при $H = H_f$. Микромагнитные симуляции для пленок MnBi_2Te_4 , выполненные в работах [28, 32], воспроизводят в интервале $H_f < H < H_s$ магнитную фазу со скошенной текстурой моментов подрешеток, для кото-

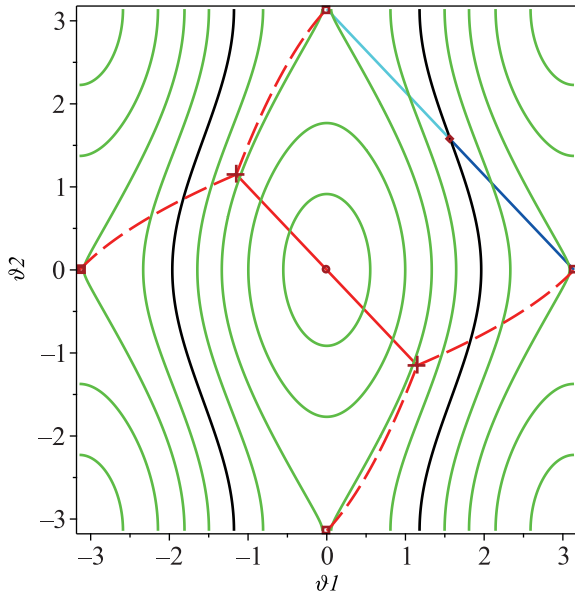


Рис. 1. (Цветной онлайн) Зависимость поперечного Q -фактора от ориентации намагниченности в приповерхностных СБ собственного АФМ ТИ с одноосной анизотропией, представленная эквидистантными контурными линиями, вдоль которых $Q_z(\vartheta_1, \vartheta_2)$ принимает постоянные значения: 0 (черные кривые), ± 0.2 , ± 0.4 , ± 0.6 , ± 0.8 (зеленые кривые). Функция $Q_z(\vartheta_1, \vartheta_2)$ монотонно возрастает с уменьшением $|\vartheta_{1,2}|$ и достигает максимума в ФМ фазе при $\vartheta_{1,2} = 0$. Четыре оптимальных траектории $\{\vartheta_1(H), \vartheta_2(H)\}_O$ перехода из АФМ фазы в ФМ фазу с ростом поля $\mathbf{H} = H\mathbf{e}_z$ ($H > 0$) изображены красным цветом: непрерывная прямая линия $\vartheta_1 = -\vartheta_2$ соответствует САФМ конфигурации, существующей в интервале $H_f < H < H_s$; пунктирные линии качественно изображают изменение текстуры намагниченности в слабом поле $H < H_f$; крестиками обозначены точки спин-флоп перехода. Две оптимальных траектории перехода из АФМ фазы в ФМ фазу с $\vartheta_1 = \vartheta_2 = \frac{\pi}{2}$ в поле $\mathbf{H} = H\mathbf{e}_x$ ($H > 0$) представлены голубой и синей прямыми. Использованы безразмерные параметры: $\tilde{U} = \frac{dU}{\sqrt{B\Xi}} = -1$, $\tilde{c} = c\sqrt{\frac{\Xi}{B}} = 1$ и $\lambda = 1.1$

рой будем использовать аббревиатуру САФМ. Такая текстура обладает нескомпенсированной поляризацией вдоль внешнего поля, достигающей насыщения при $H = H_s$. В нашем подходе ее можно описать как $\vartheta_1(H) = -\vartheta_2(H)$, где $|\sin \vartheta_1(H)| \sim H_s - H$. На рисунке 2 представлена зависимость поперечного Q -фактора от силы ПП, $Q_z(U)$, для различных значений угла ϑ_1 , который задает отклонение моментов от направления внешнего поля в САФМ фазе. Можно видеть, что щель, $2\Delta(H)$, заметно возрастает с уменьшением угла ϑ_1 , хотя при этом она может быть как больше, так и меньше амплитуды равновесной щели $2|\Delta(H = 0)|$. В свою очередь послед-

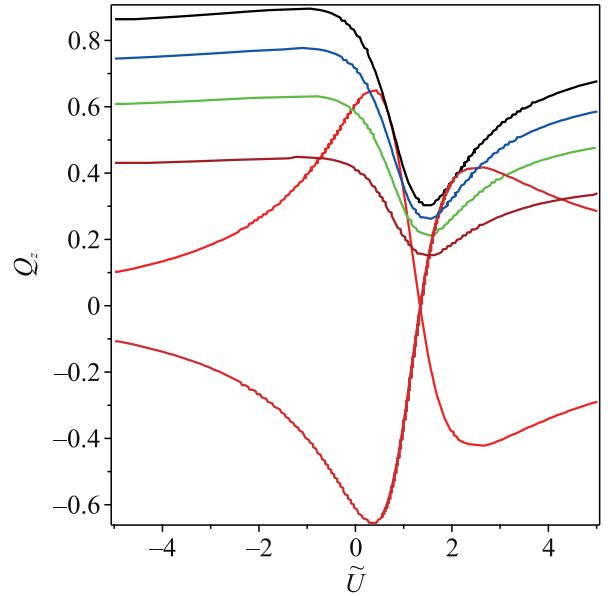


Рис. 2. (Цветной онлайн) Эволюция поперечного Q -фактора для АФМ ТИ с одноосной анизотропией при вариации неколлинеарной текстуры намагниченности от АФМ фазы до полностью насыщенной ФМ фазы. Угол ϑ_1 для скошенной магнитной текстуры принимает значения $\frac{\pi}{3}$ (коричневая линия), $\frac{\pi}{4}$ (зеленая), $\frac{\pi}{6}$ (синяя) при фиксированных параметрах: $\lambda = 1.1$ и $\tilde{c} = c\sqrt{\frac{\Xi}{B}} = 1$. Намагниченность в примыкающем к поверхности СБ ($c n = 1$) в основном состоянии направлена параллельно, $m_z^{(1)} = 1$ (красная линия), или антипараллельно, $m_z^{(1)} = -1$ (оранжевая), приложенному внешнему полю $\mathbf{H} = H\mathbf{e}_z$ ($H > 0$). Вдоль горизонтальной оси отложена безразмерная переменная $\tilde{U} = \frac{dU}{\sqrt{B\Xi}}$

няя, $2\Delta(H = 0)$, меняет знак при критической силе ПП $U = U_0$ ($\tilde{U}_0 \approx 1.37$ при заданных параметрах на рис. 2), т.е. $Q_z(U_0)$. Таким образом, стартуя из основного АФМ состояния $\{\vartheta_1 = 0, \vartheta_2 = \pm\pi\}$, если $U > U_0$ (или $\{\vartheta_1 = \pm\pi, \vartheta_2 = 0\}$, если $U < U_0$), в области слабых полей при некотором значении $H_t^{(1)} < H_f^{(1)}$ (или $H_t^{(2)} < H_f^{(2)}$), система пройдет через неколлинеарную конфигурацию $\{\vartheta_1(H_t^{(1)}), \vartheta_2(H_t^{(1)})\}_O$ (или $\{\vartheta_1(H_t^{(2)}), \vartheta_2(H_t^{(2)})\}_O$), которой отвечает бесщелевое состояние поверхностных электронов с $\Delta(H_t^{(1)}) = 0$ (или $\Delta(H_t^{(2)}) = 0$). Очевидно, $H_f^{(1)} \neq H_f^{(2)}$ и $H_t^{(1)} \neq H_t^{(2)}$. Другими словами, когда в основном состоянии АФМ ТИ моменты на поверхности с $U > U_0$ параллельны внешнему полю, $\mathbf{m}^{(1)}(H = 0) \uparrow\uparrow \mathbf{H}$, или когда $U < U_0$ и моменты антипараллельны полю, $\mathbf{m}^{(1)}(H = 0) \downarrow\uparrow \mathbf{H}$, может наблюдаться поверхностный топологический переход, при котором число Черна, имеющее в рамках гамильтони-

на $H_S(\boldsymbol{\kappa})$ (7) вид $C = \text{sgn}(\Delta)/2$, совершает квантовый скачок единичной величины. Действительно, на рис. 1 из четырех оптимальных траекторий две пересекают линию $Q_z = 0$ между АФМ и САФМ фазами (эта часть траекторий показана пунктирными линиями). Точное определение критических значений $H_f^{(1,2)}$ и $H_t^{(1,2)}$, а также конфигурации $\{\vartheta_1(H_t^{(1,2)}), \vartheta_2(H_t^{(1,2)})\}_O$ является отдельной сложной задачей. Заметим, что благодаря вырождению по энергии допустима пара зеркально-симметричных относительно оси \mathbf{e}_z траекторий, соответствующих текстурам $\{\vartheta_1(H), \vartheta_2(H)\}_O$ и $\{-\vartheta_1(H), -\vartheta_2(H)\}_O$. На доменной стенке, разделяющей такие текстуры, возможно формирование связанных состояний поверхностных электронов [35, 36].

Теперь рассмотрим ситуацию, когда планарный АФМ ТИ помещен в поле $\mathbf{H} = H\mathbf{e}_x$. В основном состоянии, когда $\vartheta_1 = -\vartheta_2 = \pm\pi/2$, а также в коллинеарном ФМ состоянии, когда $\vartheta_1 = \vartheta_2 = \pi/2$, обменная щель отсутствует, $\Delta = 0$. Однако, внешнее поле в интервале $0 < H < H_s$ провоцирует формирование неколлинеарной конфигурации с выходом магнитных моментов из базисной плоскости (x, y) и, соответственно, открывает спектральную щель конечной величины $2|\Delta(H)|$. В результате спин-флоп перехода в интервале $H_f < H < H_s$ возникает САФМ фаза, в которой намагниченность можно описать как $\vartheta_2(H) = \pi - \vartheta_1(H)$, где $|\cos \vartheta_1(H)| \sim H_s - H$. Используя такую связь между углами, мы описываем на рис. 3 зависимость $Q_z(U)$ для скошенной текстуры намагниченности при различных значениях угла ϑ_1 . Как видим, размер обменной щели $2|\Delta(H)|$ падает с полем, но в зависимости от силы ПП может менять знак. Заметим также, что существуют две оптимальных траектории с текстурами $\{\vartheta_1(H), \pi - \vartheta_2(H)\}_O$ и $\{\pi - \vartheta_1(H), \vartheta_2(H)\}_O$, зеркально-симметричными относительно оси \mathbf{e}_x .

Поведение Q -фактора с силой ПП в фазе с САФМ порядком, возникающем при $0 < H < H_s$ в случае, когда одноосный АФМ ТИ помещен в поле $\mathbf{H} = H\mathbf{e}_x$ (оптимальные траектории показаны на рис. 1), или когда планарный АФМ ТИ помещен в поле $\mathbf{H} = H\mathbf{e}_z$, легко понять из рис. 3 или 2, соответственно. Также несложно оценить импульсное смещение спектра $E_S^\pm(\boldsymbol{\kappa})$ как функцию силы ПП, $\boldsymbol{\kappa}_0(U)$, если обратить внимание, что согласно уравнению (9) $Q_x(\vartheta_1, \vartheta_2) = Q_z(\vartheta_1 - \pi/2, \vartheta_2 - \pi/2)$.

Короткодействующий дефект на поверхности АФМ ТИ с неколлинеарной текстурой намагниченности. Перейдем к изучению вопроса, как дефект формирует связанное электронное состояние

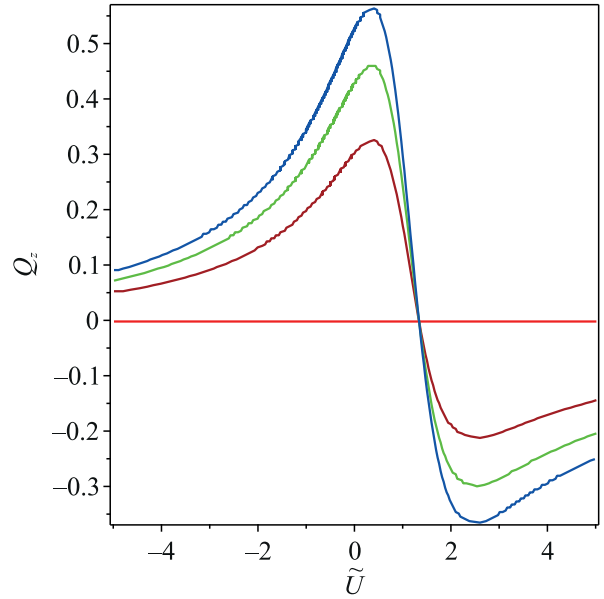


Рис. 3. (Цветной онлайн) Эволюция поперечного Q -фактора для АФМ ТИ с анизотропией в базисной плоскости при вариации неколлинеарной текстуры намагниченности от АФМ фазы до полностью насыщенной ФМ фазы. Угол ϑ_1 для скошенной магнитной текстуры принимает значения $\frac{\pi}{3}$ (коричневая линия), $\frac{\pi}{4}$ (зеленая), $\frac{\pi}{6}$ (синяя) при фиксированных параметрах: $\lambda = 1.1$ и $\tilde{c} = c\sqrt{\frac{\Xi}{B}} = 1$. Как в АФМ, так и в ФМ фазе $Q_z = 0$ (красная горизонтальная линия). Вдоль горизонтальной оси отложена безразмерная переменная $\tilde{U} = \frac{dU}{\sqrt{B\Xi}}$

на поверхности АФМ ТИ с неколлинеарной текстурой намагниченности. Для этого необходимо решить уравнение

$$\left[H_S \left(k_x \rightarrow -i \frac{\partial}{\partial x}, k_y \rightarrow -i \frac{\partial}{\partial y} \right) + H_D(\boldsymbol{\rho}) \right] \times \begin{pmatrix} f_1 \\ f_2 \end{pmatrix} = E_D \begin{pmatrix} f_1 \\ f_2 \end{pmatrix}, \quad (10)$$

где в дополнение к поверхностному гамильтониану $H_S(\boldsymbol{\kappa})$ (7) введено слагаемое $H_D(\boldsymbol{\rho})$, описывающее возмущение ПП, порождаемое дефектом в малой окрестности точки $\boldsymbol{\rho}(x, y) = 0$. Решение уравнения (10) для спинорной функции $f_1(\boldsymbol{\rho}), f_2(\boldsymbol{\rho})^t$ обязано затухать вдали от дефекта, $f_{1,2}(\boldsymbol{\rho}) \rightarrow 0$ при $\rho \rightarrow \infty$. Соответствующий энергетический уровень E_D должен лежать внутри обменной щели, $|E_D| < |\Delta|$.

Чтобы адекватно учесть присутствие в поверхностной области АФМ ТИ MnBi_2Te_4 антиузельского дефекта Mn_{Bi} или Bi_{Mn} , которое связано с перераспределением зарядовой и спиновой плотности, мы

моделируем взаимодействие топологических электронов с дефектом в виде $H_D(\boldsymbol{\rho}) = [v\sigma_0 + (\boldsymbol{\mu} \cdot \boldsymbol{\sigma})]g(\boldsymbol{\rho})$. Это взаимодействие предполагается изотропным в плоскости (x, y) , $g(\boldsymbol{\rho}) = g(\rho)$. Компонента $\sim v$ связана с потенциальным рассеянием электрона на уединенном дефекте. Другая компонента, зависящая от спина, подразумевает наличие магнитного момента $\boldsymbol{\mu} = (\mu_x, \mu_y, \mu_z)$, причем сила обменной связи с дефектом учтена в величине $\mu = |\boldsymbol{\mu}|$. Специфика нашего рассмотрения состоит в сохранении конечного радиуса ρ_0 действия дефекта [44, 45]. В двумерной системе силы потенциала, который моделируется с помощью дельта-функции (т.е., когда $\rho_0 \rightarrow 0$), оказывается недостаточно, чтобы связать частицу. Следуя [44, 45], для пространственного распределения возмущения мы используем гауссиан $g(\rho) = \exp\left(-\frac{\rho^2}{\rho_0^2}\right)$.

Предполагаем, что масштаб изменения связанного состояния значительно превосходит радиус взаимодействия ρ_0 . В рамках принятых допущений получаем в явном виде (громоздкие выкладки опускаем) огибающую волновой функции вне области действия дефекта, т.е. когда $\rho > \rho_0$:

$$f_{1,2}(\boldsymbol{\rho}) = \frac{\rho_0^2}{2A^2} \left\{ [(E_D \pm \Delta)(v \pm \mu_z)K_0(P) + i\sqrt{\Delta^2 - E_D^2}K_1(P)e^{\pm i\eta}\mu_{\pm}] f_{1,2}(0) + [(E_D \pm \Delta)\mu_{\mp}K_0(P) + i\sqrt{\Delta^2 - E_D^2}K_1(P)e^{\pm i\eta}(v \mp \mu_z)] \times f_{2,1}(0) \right\} \exp(i\kappa_0 y), \quad (11)$$

где верхний знак $+$ или $-$ в правой стороне уравнения коррелирует с компонентой спина f_1 или f_2 , соответственно; $K_0(P)$ и $K_1(P)$ – модифицированная функция Бесселя нулевого и первого порядка [46] от безразмерного аргумента $P = \frac{\rho\sqrt{\Delta^2 - E_D^2}}{A}$, $\kappa_0 = \frac{J_{\parallel}Q_x}{A}$ (здесь имеется в виду, что $Q_y = 0$), $\mu_{\pm} = \mu_x \pm i\mu_y$, $\tan \eta = x/y$. Функция $f_{1,2}(\boldsymbol{\rho})$ испытывает в плоскости (x, y) осцилляции с периодом $2\pi/\kappa_0$ вдоль направления, ортогонального продольной компоненте результирующего обменного поля, и затухает как $P^{-1} \exp(-P)$ вдали от дефекта, где $P \gg 1$. Амплитуда огибающей на дефекте $f_{1,2}(0)$ определяется условием нормировки, а связь между $f_1(0)$ и $f_2(0)$ следует из системы уравнений:

$$f_{1,2}(0) = \mp \left[(v \pm \mu_z)f_{1,2}(0) + \mu_{\mp}f_{2,1}(0) \right] \times \frac{\Delta + E_D}{4A^2} \rho_0^2 \ln \left(\frac{\Delta^2 - E_D^2}{4A^2} \rho_0^2 \right). \quad (12)$$

Уравнения (12) записаны с учетом применимости предложенного подхода, когда выполняется условие

$\frac{\rho_0^2}{4} \frac{\Delta^2 - E_D^2}{A^2} \ll 1$. Вытекающее из (12) секулярное уравнение определяет энергетические уровни связанных состояний E_D в зависимости от v , $\boldsymbol{\mu}$ и Δ . Если магнитный момент дефекта имеет только нормальную компоненту, $\boldsymbol{\mu} = \mathbf{e}_z \mu_z$, система (12) распадается на два независимых уравнения. Первое из них дает решение $f_1(\boldsymbol{\rho}) \neq 0$ и $f_2(\boldsymbol{\rho}) = 0$ с энергией $E_D^{(1)}$, существующее при условии $(v + \mu_z)\Delta > 0$. Другое дает решение $f_1(\boldsymbol{\rho}) = 0$ и $f_2(\boldsymbol{\rho}) \neq 0$ с энергией $E_D^{(2)}$, если $(v - \mu_z)\Delta < 0$. Энергии $E_D^{(1)}$ и $E_D^{(2)}$ как функции потенциала дефекта v переходят друг в друга при инверсии относительно начала координат, $E_D^{(2)}(v) \leftrightarrow \leftrightarrow -E_D^{(1)}(-v)$. Для немагнитного дефекта ($\mu_z = 0$) при любом v существует только одно связанное состояние внутри щели. На рисунке 4 показана зависимость $E_D^{(1)} = E_D$ в случае $\mu_z = 0$ при $v > 0$ для

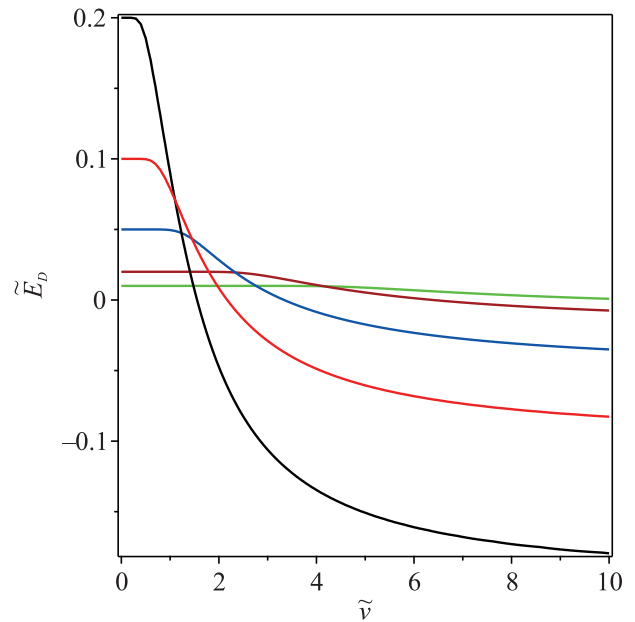


Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимость энергии связанного электронного состояния от силы потенциального рассеяния на немагнитном короткодействующем дефекте при различных величинах обменной щели в спектре поверхностных состояний АФМ ТИ. Используются безразмерные величины: $\tilde{E}_D = \frac{E_D \rho_0}{2A}$, $\tilde{v} = \frac{v \rho_0}{2A}$, $\tilde{\Delta} = \frac{\Delta \rho_0}{2A}$, где $\tilde{\Delta}$ принимает значения: 0.2 (черная линия), 0.1 (красная), 0.05 (синяя), 0.02 (коричневая), 0.01 (зеленая)

некоторых значений $\Delta > 0$. Можно видеть, что энергия связанного состояния $E_D(v)$ сильно варьируется с амплитудой обменной щели. Рисунок 5 демонстрирует, как зависимость $E_D(v)$ изменяется при включении магнитного момента на дефекте. Компонента μ_z сдвигает ветви $E_D^{(1)}$ и $E_D^{(2)}$ вдоль горизонтальной

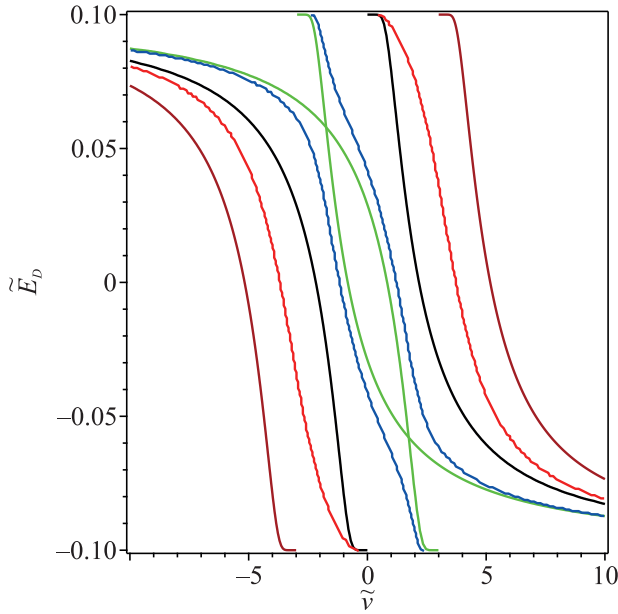


Рис. 5. (Цветной онлайн) Зависимость энергии связанного электронного состояния от силы потенциального рассеяния v при различных ориентациях магнитного момента $\mu = (\mu_x, 0, \mu_z)$ короткодействующего дефекта на поверхности АФМ ТИ, именно: $\tilde{\mu}_x = 0, \tilde{\mu}_z = 3$ (зеленые линии); $\tilde{\mu}_x = 0, \tilde{\mu}_z = -3$ (коричневые); $|\tilde{\mu}_x| = 1, |\tilde{\mu}_z| = \sqrt{8}$ (синие); $|\tilde{\mu}_x| = 3, |\tilde{\mu}_z| = 0$ (красные). Для сравнения черными линиями представлены уровни для немагнитного дефекта с $\mu_x = \mu_z = 0$. Использованы безразмерные величины: $\tilde{E}_D = \frac{E_D \rho_0}{2\Delta}$, $\tilde{v} = \frac{v \rho_0}{2\Delta}$, $\tilde{\mu}_{x,z} = \frac{\mu_{x,z} \rho_0}{2\Delta}$, $\tilde{\Delta} = \frac{\Delta \rho_0}{2\Delta}$, где $\tilde{\Delta} = 0.1$

оси в противоположных направлениях, не меняя их форму. Таким образом: когда $\mu_z < 0$, какое-либо связанное состояние отсутствует в интервале $|v| < |\mu_z|$; в свою очередь, когда $\mu_z > 0$, пара уровней одинаковой глубины и противоположного знака присутствуют в интервале $|v| < |\mu_z|$. Если имеется продольная компонента момента, $\mu_x \neq 0$, система (12) имеет два двухкомпонентных решения с $f_1(\rho) \neq 0$ и $f_2(\rho) \neq 0$, которые соответствуют двум ветвям связанных состояний. Как понятно из рис. 5, требуется относительно большая сила зависящего от спина рассеяния $\sim \mu_{x,z}$, чтобы заметно повлиять на положение энергетических уровней внутри щели.

Если радиус локализации связанного состояния, $\sim A/\sqrt{\Delta^2 - E_D^2}$, превышает среднее расстояние между ближайшими дефектами, приближение уединенного дефекта становится некорректным. Опираясь на экспериментальные оценки [24], антиузельные дефекты MnBi на поверхности MnBi_2Te_4 можно рассматривать как не взаимодействующие при их концентрации ниже 4%.

Обсуждение. Согласно вышеизложенным теоретическим доводам, вариацию положения уровня связанного состояния на антиузельном дефекте MnBi в АФМ ТИ MnBi_2Te_4 под влиянием внешнего магнитного поля \mathbf{H} можно представить в виде

$$\frac{dE_D}{d\mathbf{H}} = \frac{\partial E_D}{\partial \mathbf{m}^{(n)}} \frac{d\mathbf{m}^{(n)}}{d\mathbf{H}} + \frac{\partial E_D}{\partial \mu} \frac{d\mu}{d\mathbf{H}}. \quad (13)$$

Здесь первое слагаемое возникает из-за перестройки магнитного порядка $\mathbf{m}^{(n)}$, второе – из-за переориентации момента на дефекте MnBi . В поле умеренной величины (до ~ 10 Тл) эти два процесса коррелируют друг с другом, $\frac{d\mathbf{m}^{(n)}}{d\mathbf{H}} \approx \frac{d\mu}{d\mathbf{H}}$, так как в каждом СБ моменты на дефектах MnBi , $\sim \mu$, проявляют сильную АФМ связь с намагниченностью $\mathbf{m}^{(n)}$ центрального слоя, т.е. $\mu \uparrow \downarrow \mathbf{m}^{(n)}$ [43]. Кроме того, реально в середине СБ моменты Mn показывают ферромагнитный порядок из-за магнитных вакансий на дефектах Bi_{Mn} , поэтому в измерениях намагниченности наблюдают редуцированный средний момент от $2.66\mu_B$ [32] до $3.9\mu_B$ [43] на атом Mn . Именно образцы с ферромагнитными слоями в СБ подвержены спин-флоп переходу при $H_f \approx 3-4$ Тл и выстраиваются параллельно при $H_s \approx 6-9$ Тл [1, 10, 28, 30, 40, 43]. Полная поляризация в MnBi_2Te_4 , когда все моменты – и на атомах Mn_{Mn} и на дефектах MnBi – направлены вдоль поля и показывают среднее значение $4.6\mu_B$ на атом Mn , достигается в очень больших полях $H \approx 60$ Тл [43]. Положение уровня E_D , как описано выше (рис. 5), слабо откликается на изменение направления момента μ . К тому же, амплитуда μ , как правило, не превышает силу потенциального рассеяния v . С другой стороны, мы показали, что переориентация намагниченности в поверхностных СБ (при фиксированных v и μ) может существенно повлиять на размер обменной щели 2Δ (рис. 2). В свою очередь, $\frac{\partial E_D}{\partial \mathbf{m}^{(n)}} = \frac{\partial E_D}{\partial \Delta} \frac{d\Delta}{d\mathbf{m}^{(n)}}$, где изменение энергии состояния на дефекте прямо связано с изменением размера щели, $|E_D| < \Delta$ (рис. 4). Таким образом, основной вклад в $\frac{dE_D}{d\mathbf{H}}$ вносит изменение ориентации моментов в центральных слоях СБ $\mathbf{m}^{(n)}$ (первый член в (13)), которое наиболее выражено в неколлинеарной фазе в окрестности критического поля H_f . Причем величина поля спин-флоп перехода определяется траекторией перехода из АФМ фазы в ФМ фазу (или наоборот) и потому может принимать различные значения, $H_f^{(1)}$ или $H_f^{(2)}$, в зависимости от взаимной ориентации моментов подрешеток $\mathbf{m}^{(n)}$ при $\mathbf{H} = 0$ и приложенного поля $\mathbf{H} = H e_z$.

Связанное состояние порождает резкий пик плотности состояний, центрированный при энергии E_D внутри щели, который должен проявиться в тун-

нельной проводимости вблизи уровня Ферми. В работе [32] посредством низкотемпературной сканирующей микроскопии и спектроскопии на поверхности (0001) АФМ ТИ MnBi_2Te_4 ниже T_N было установлено формирование вблизи антиузельных дефектов MnBi связанных электронных состояний, локализованных на масштабе ~ 2.0 нм. Авторы изучили эволюцию локальной плотности состояний вблизи дефекта с ростом внешнего магнитного поля, перпендикулярного поверхности, от -8 до 8 Тл и обнаружили резкое изменение туннельных спектров в узкой окрестности (шириной $\delta H \sim 2$ Тл) двух критических полей -2.0 и 4.0 Тл, которые ассоциируются с поверхностными спин-флоп переходами. В остальной области исследования, которую занимают коллинеарные ФМ и АФМ фазы, изменение туннельных спектров оказалось незначительным. Разработанный выше теоретический подход по сути дела предлагает физический механизм обнаруженного в [32] нетривиального явления и на качественном уровне воспроизводит его основные черты.

Заключение. В данной работе мы аналитически исследовали не только поверхностные топологические состояния, но также связанные состояния на дефекте, свойственные собственному АФМ ТИ с неколлинеарной текстурой намагниченности. Наш подход основан на том характерном для собственных АФМ ТИ типа MnBi_2Te_4 факте, что длина проникновения поверхностного топологического состояния внутрь материала соизмерима с периодом АФМ порядка, а профиль электронной и спиновой плотности зависит от электростатического потенциала поверхности. Поэтому поверхностный спин-флоп переход в магнитной подсистеме, спровоцированный внешним полем, проявляется в основных характеристиках топологического состояния, в частности, в обменной щели. Мы показали, что электронный отклик системы на короткодействующее возмущение поверхностного потенциала проявляется как формирование связанного состояния, энергетический уровень которого определяется шириной обменной щели и силой возмущения. Наши результаты позволяют не только согласованно интерпретировать недавние эксперименты, но и вскрывают новые аспекты взаимосвязи магнитного порядка и нетривиальных электронных состояний в АФМ ТИ.

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке Санкт-Петербургского государственного университета (проект # 94031444).

1. M. M. Otrokov, I. I. Klimovskikh, H. Bentmann et al. (Collaboration), *Nature* **576**, 416 (2019).

2. Y. Tokura, K. Yasuda, and A. Tsukazaki, *Nat. Rev. Phys.* **1**, 126 (2019).
3. B. A. Bernevig, C. Felser, and H. Beidenkopf, *Nature* **603**, 41 (2022).
4. C.-Z. Chang, Ch.-X. Liu, and A. H. MacDonald, *Rev. Mod. Phys.* **95**, 011002 (2023).
5. H. Chi and J. S. Moodera, *APL Mater.* **10**, 090903 (2022).
6. A. Sekine and K. Nomura, *J. Appl. Phys.* **129**, 141101 (2021).
7. Y. Wang, F. Zhang, M. Zeng et al. (Collaboration), *Front. Phys.* **18**, 21304 (2023).
8. R. S. K. Mong, A. M. Essin, and J. E. Moore, *Phys. Rev. B* **81**, 245209 (2010).
9. C. Liu, Y. Wang, H. Li, Y. Wu, Y. Li, J. Li, K. He, Y. Xu, J. Zhang, and Y. Wang, *Nat. Mater.* **19**, 522 (2020).
10. D. Ovchinnikov, X. Huang, Z. Lin, Z. Fei, J. Cai, T. Song, M. He, Q. Jiang, C. Wang, H. Li, Y. Wang, Y. Wu, D. Xiao, J.-H. Chu, J. Yan, C.-Z. Chang, Y.-T. Cui, and X. Xu, *Nano Lett.* **21**, 2544 (2021).
11. A. M. Shikin, D. A. Estyunin, N. L. Zaitsev et al. (Collaboration), *Phys. Rev. B* **104**, 115168 (2021).
12. A. M. Shikin, D. A. Estyunin, I. I. Klimovskikh et al. (Collaboration), *Sci. Rep.* **10**, 13226 (2020).
13. А. М. Шикин, Д. А. Естюнин, Д. А. Глазкова, С. О. Фильнов, И. И. Климовских, *Письма в ЖЭТФ* **115**, 241 (2022).
14. Y.-J. Hao, P. Liu, Y. Feng et al. (Collaboration), *Phys. Rev. X* **9**, 041038 (2019).
15. H. Li, S.-Y. Gao, S.-F. Duan et al. (Collaboration), *Phys. Rev. X* **9**, 041039 (2019).
16. Y. Chen, L. Xu, J. Li et al. (Collaboration), *Phys. Rev. X* **9**, 041040 (2019).
17. P. Swatek, Y. Wu, L.-L. Wang, K. Lee, B. Schruck, J. Yan, and A. Kaminski, *Phys. Rev. B* **101**, 161109(R) (2020).
18. D. Nevola, H. X. Li, J.-Q. Yan, R. G. Moore, H.-N. Lee, H. Miao, and P. D. Johnson, *Phys. Rev. Lett.* **125**, 117205 (2020).
19. M. Garnica, M. M. Otrokov, P. C. Aguilar et al. (Collaboration), *npj Quantum Mater.* **7**, 7 (2022).
20. V. N. Men'shov, I. A. Shvets, and E. V. Chulkov, *Phys. Rev. B* **106**, 205301 (2022).
21. Z. Huang, M.-H. Du, J. Yan, and W. Wu, *Phys. Rev. Materials* **4**, 121202 (2020).
22. X. Wu, C. Ruan, P. Tang, F. Kang, W. Duan, and J. Li, *Nano Lett.* **23**, 5048 (2023).
23. A. Zeugner, F. Nietschke, A. U. Wolter et al. (Collaboration), *Chem. Mater.* **31**, 2795 (2019).
24. M. Liu, C. Lei, H. Kim, Y. Li, L. Frammolino, J. Yan, A. H. MacDonald, and C.-K. Shih, *Proc. Natl. Acad. Sci.* **119**, e2207681119 (2022).

25. P. M. Sass, J. Kim, D. Vanderbilt, J. Yan, and W. Wu, *Phys. Rev. Lett.* **125**, 037201 (2020).
26. Y. Deng, Y. Yu, M. Z. Shi, Z. Guo, Z. Xu, J. Wang, X. H. Chen, and Y. Zhang, *Science* **367**, 895 (2020).
27. S. H. Lee, Y. Zhu, Y. Wang et al. (Collaboration), *Phys. Rev. Research* **1**, 012011 (2019).
28. C. Lei, O. Heinonen, A. H. MacDonald, and R. J. McQueeney, *Phys. Rev. Materials* **5**, 064201 (2021).
29. S. Yang, X. Xu, Y. Zhu, R. Niu, C. Xu, Y. Peng, X. Cheng, X. Jia, Y. Huang, X. Xu, J. Lu, and Y. Ye, *Phys. Rev. X* **11**, 011003 (2021).
30. J. Cai, D. Ovchinnikov, Z. Fei, M. He, T. Song, Z. Lin, C. Wang, D. Cobden, J.-H. Chu, Y.-T. Cui, C.-Z. Chang, D. Xiao, J. Yan, and X. Xu, *Nat. Commun.* **13**, 1668 (2022).
31. M. P. Andersen, E. Mikheev, I. T. Rosen, L. Tai, P. Zhang, K. L. Wang, M. A. Kastner, and D. Goldhaber-Gordon, arXiv:2308.01183v1.
32. G. Qian, M. Shi, H. Chen, S. Zhu, J. Hu, Z. Huang, Y. Huang, X.-H. Chen, and H.-J. Gao, *Nano Res.* **16**, 1101 (2023).
33. I. P. Rusinov, V. N. Men'shov, and E. V. Chulkov, *Phys. Rev. B* **104**, 035411 (2021).
34. E. K. Petrov, V. N. Men'shov, I. P. Rusinov, M. Hoffmann, A. Ernst, M. M. Otrokov, V. K. Dugaev, T. V. Menshchikova, and E. V. Chulkov, *Phys. Rev. B* **103**, 235142 (2021).
35. В. Н. Меньшов, И. П. Русинов, Е. В. Чулков, Письма в ЖЭТФ **114**, 768 (2021) [V. N. Men'shov, I. P. Rusinov, and E. V. Chulkov, *JETP Lett.* **114**, 699 (2021)].
36. В. Н. Меньшов, Е. В. Чулков, Письма в ЖЭТФ **117**, 147 (2023) [V. N. Men'shov and E. V. Chulkov, *JETP Lett.* **117**, 147 (2023)].
37. C.-X. Liu, X.-L. Qi, H. J. Zhang, X. Dai, Z. Fang, S.-C. Zhang, *Phys. Rev. B* **82**, 045122 (2010).
38. V. N. Men'shov, I. A. Shvets, V. V. Tugushev, and E. V. Chulkov, *Phys. Rev. B* **96**, 075302 (2017).
39. В. Н. Меньшов, И. А. Швец, Е. В. Чулков, Письма в ЖЭТФ **110**, 777 (2019) [V. N. Men'shov, I. A. Shvets, and E. V. Chulkov, *JETP Lett.* **110**, 771 (2019)].
40. S. Yang, X. Xu, Y. Zhu, R. Niu, C. Xu, Y. Peng, X. Cheng, X. Jia, Y. Huang, X. Xu, J. Lu, and Y. Ye, *Phys. Rev. X* **11**, 011003 (2021).
41. J. Ge, Y. Liu, P. Wang, Z. Xu, J. Li, H. Li, Z. Yan, Y. Wu, Y. Xu, and J. Wang, *Phys. Rev. B* **105**, L201404 (2022).
42. Y. Zhang, K. Deng, X. Zhang, M. Wang, Y. Wang, C. Liu, J.-W. Mei, S. Kumar, E. F. Schwier, K. Shimada, C. Chen, and B. Shen, *Phys. Rev. B* **101**, 205126 (2020).
43. Y. Lai, L. Ke, J. Yan, R. D. McDonald, and R. J. McQueeney, *Phys. Rev. B* **103**, 184429 (2021).
44. J. Lu, W.-Y. Shan, H.-Z. Lu, and S.-Q. Shen, *New J. Phys.* **13**, 103016 (2011).
45. V. A. Sablikov and A. A. Sukhanov, *Phys. Status Solidi RRL* **8**, 853 (2014).
46. *Справочник по специальным функциям*, под ред. М. Абрамовица, И. Стиган, Наука, М. (1979).