05,12

Топологический металл в одномерной наноструктуре

© Ю.Б. Кудасов

Саровский физико-технический институт,
Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ“,
Саров, Россия
Российский федеральный ядерный центр —
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,
Саров, Россия

E-mail: kudasov@ntc.vniief.ru

Поступила в Редакцию 6 марта 2026 г.
В окончательной редакции 9 марта 2026 г.
Принята к публикации 13 марта 2026 г.

В магнетиках с геликоидальным магнитным упорядочением может сформироваться состояние топологического металла с особой электронной структурой. Для получения полного набора ортогональных волновых функций известное точное решение одномерной задачи о движении частицы в геликоидальном магнитном поле было расширено на состояния с комплексными волновыми векторами. Рассмотрено движение электрона в такой среде в ограниченных одномерных структурах: потенциальная стенка, потенциальная яма, туннелирование через широкий потенциальный барьер из топологического в нормальный металл. Показано существование спинового тока в таких структурах и отсутствие при этом накопления спина на границах. Туннелирование позволяет инжектировать в нормальный металл электроны с геликоидальной спиновой поляризацией.

Ключевые слова: геликоидальное упорядочение, топологическая зонная структура, квантовая яма, потенциальный барьер, туннелирование, инжекция носителей заряда.

DOI: 10.61011/FTT.2026.07.63648.6HH

Введение

В последние десятилетия большое внимание уделялось исследованию топологии зонной структуры кристаллических веществ [1–3]. В основном эти работы были сосредоточены на топологических изоляторах и их краевых состояниях [3], в которых подвижные носители заряда обладают огромной подвижностью [4,5]. Также изучались зонные структуры с топологическими дефектами, какие возникают, например, в дираковских и вейелевских полуметаллах [6]. Ключевой теоретической концепцией для описания всех этих состояний является фаза Берри и производные величины, такие, как связность и кривизна Берри [7]. К настоящему времени виды таких топологических структур подробно классифицированы [8], а также разработаны методы вычисления топологических инвариантов [1,2].

С другой стороны, недавно было показано, что в металлах с геликоидальным магнитным упорядочением может возникать топологически нетривиальная зонная структура [9,10]. Причем она не связана с фазой Берри и производными величинами, а определяется формой дисперсионной поверхности в пространстве состояний — непрерывная многозначная неприводимая функция от волнового вектора, т. е. накрывающее пространство в топологических терминах [11].

Движение электрона в геликоидальном магнитном поле изучается уже на протяжении нескольких десятилетий. Для этого использовались методы зонной теории и теории возмущений [12–14], теория пространственных спиновых групп [15], обобщенная теорема Блоха для геликоидальных систем [16], точное одномерное решение [17,18], а также другие методы [19]. Уже достаточно давно было установлено, что ветви дисперсионных кривых (поверхностей) образуют бесщелевую структуру [12]. Кроме того, было показано, что дисперсионные зависимости $\varepsilon_{\mathbf{k},\sigma}$ обладают специфической симметрий, характерной для систем с симметрией относительно операции обращения времени [10]:

$$\varepsilon_{\mathbf{k},\sigma} = \varepsilon_{-\mathbf{k},-\langle\sigma\rangle}, \tag{1}$$

где $\mathbf{k}$ — волновой вектор, $\langle\sigma\rangle$ — среднее значение спина, что является неочевидным результатом, так как эта симметрия должна нарушаться в присутствии магнитного поля [20]. Более того, когда период геликоидального магнитного упорядочения соизмерим с периодом решетки, возникает вырождение подобное крамерсовскому во всей зоне Бриллюэна за исключением особых точек [10].

Дисперсионная кривая для точного решения 1D задачи движения электрона в геликоидальном магнитном поле [17] показана на рис. 1, *a*. Обращает на себя внимание область энергий, где существует только пара решений: электрон со спином вверх, движущийся направо, и электрон с противоположным спином, движущийся налево. Следует обратить внимание на то, что дисперсионные ветви оказываются непериодическими в

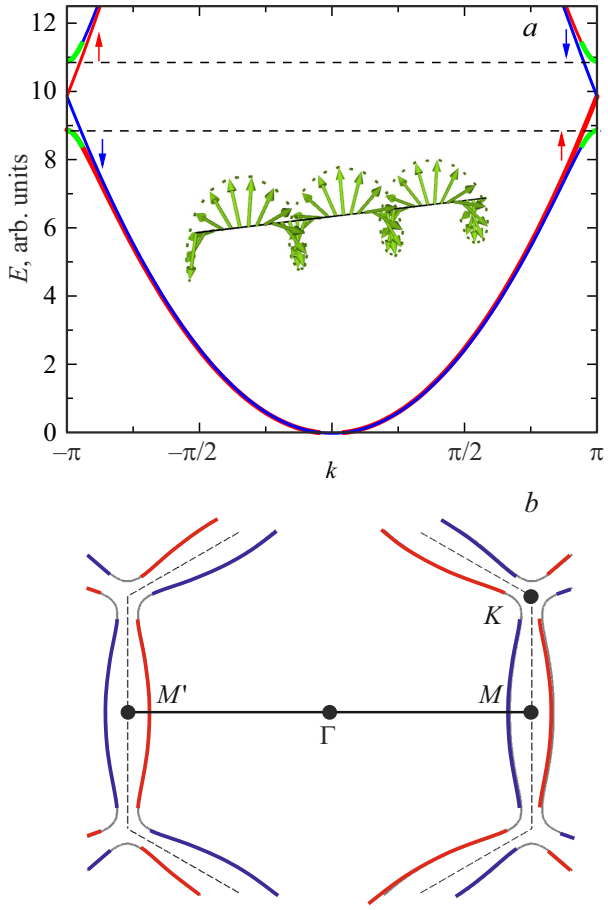


Рис. 1. *a* — дисперсия электрона в 1D модели (точное решение [17] при $B = 1$, $K = 2\pi$), на вставке схематичное изображение геликоидального поля, пунктирные линии ограничивают область энергий, где существует топологический металл; *b* — текстурированная по спину поверхность Ферми в 2D модели почти свободных электронов для гексагонального слоя в эффективном магнитном поле, соответствующем 120° упорядочению [21]. Спиновая поляризация показана цветом (синий и красный) для поляризации спин-вверх и спин-вниз.

пределах зоны Бриллюэна, которая определяется периодом геликоиды. В работах [9–11] было показано, что такая электронная структура связана с нетривиальной топологией дисперсионных кривых (или поверхностей для 2D систем). В частности, можно заметить, что дисперсионная кривая непериодична в магнитной зоне Бриллюэна (на рис. 1, *a* изолированная дисперсионная ветвь показана уширенной линией). Эта особенность воспроизводится в расчетах для кристаллических систем с магнитной геликоидальной сверхструктурой методами почти свободных электронов [14,21] и сильной связи [10,11]. Аналогичные решения возникают в некоторой области энергий и для 2D систем. В результате формируется одиночная поверхность Ферми со спиновой структурой, показанной на рис. 1, *b*. Вдоль направления $M'-\Gamma-M$ дисперсионные кривые аналогичны 1D модели [21]. Состояния, соответствующие положению уровня Ферми в диапазоне, обозначенному горизонтальными пунктирными кривыми на рис. 1, *a* для 1D структур, или с поверхностью Ферми, представленной на рис. 1, *b* для 2D систем, следуя работам [9–11], будем называть топологическим металлом. Нетрудно, например, заметить, что состояние 1D топологического металла (рис. 1, *a*) должно приводить к незатухающему спиновому току [9]. Однако при этом остается открытым вопрос об электронной структуре вблизи границ. Было показано также, что состояние топологического металла может приводить к необычным транспортным свойствам, в частности, к аномально высокой проводимости [14] и невзаимности электронного транспорта [21,22].

В качестве возможного примера реализации топологического металла в реальных соединениях рассматривался металлический делафоссит $PdCrO_2$ [10,14,21–24]. Это слоистое соединение со сложной магнитной структурой геликоидального типа (в гексагональных слоях ионов хрома — 120°-упорядочение [25]), обладающего рекордными значениями электропроводности при нормальных условиях в плоскости ab для соединений со сложной магнитной структурой, приближающейся к электропроводности элементарных металлов с наилучшей проводимостью (серебро, медь, алюминий, золото). Следует отметить также необычайно большую длину свободного пробега электронов в $PdCrO_2$, достигающую $4\,\mu$m при низкой температуре [24]. Кроме крайне высокой проводимости $PdCrO_2$ обладает рядом других неожиданных транспортных свойств: невзаимность электронной проводимости [26] и необычный аномальный эффект Холла (UAHE) [27]. Другим вариантом создания топологического металла может быть искусственная Ван-дер-Ваальсова слоистая структура, состоящая из чередующихся проводящих и магнитных слоев (с геликоидальным порядком) [28].

В настоящей работе изучаются особенности электронной структуры 1D топологического металла в пространственно ограниченных структурах: бесконечно высокая потенциальная стенка, квантовая яма и потенциальная стенка конечной высоты. Последнее решение используется для выявления особенностей туннелирования частиц из топологического в нормальный металл через широкий барьер. Исследование выполняется в рамках 1D модели. В следующем разделе точные решения, полученные в работе [17], расширены на случай комплексных волновых векторов для составления полного набора базисных функций.

1. Электрон в геликоидальном поле: точное 1D решение и приближенная модель

Точное решение для одномерного движения электрона в геликоидальном магнитном поле с учетом только зеемановского слагаемого было получено в работе [17].

Предположим, что магнитное поле лежит в плоскости xy и представляет собой геликоиду с периодом a вдоль направления z. Тогда уравнение Шредингера системы может быть записано как [17]

$$\hat{H}\mathbf{\Psi}(z) = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\mathbf{\Psi}(z) + \mu_{\mathrm{B}}\, gSB\left[\hat{\sigma}_x \cos(Kz) + \hat{\sigma}_y \sin(Kz)\right]\mathbf{\Psi}(z) = E\mathbf{\Psi}(z), \qquad (2)$$

где E — энергия частицы, B — амплитуда геликоидального магнитного поля, $\mathbf{\Psi}(z)$ — двухкомпонентная спинорная волновая функция, μ_{B} — магнетон Бора, $g = 2$ — g-фактор, $S = 1/2$ — спин электрона, $\hbar$ — постоянная Планка, m — масса электрона и $\hat{\sigma}_{x(y)}$ — матрицы Паули, $K = 2\pi/a$.

Решение уравнения (2), как обычно, ищем в виде [17]

$$\mathbf{\Psi}(z) = e^{ipz}\begin{pmatrix}\xi_\uparrow e^{-i\frac{K}{2}z}\\ \xi_\downarrow e^{i\frac{K}{2}z}\end{pmatrix}. \qquad (3)$$

Переход к безразмерным переменным $\mathcal{E} = 2mE/\hbar^2$, $\mathcal{B} = (2m\mu_{\mathrm{B}}B)/\hbar^2$ и последующая подстановка выражения (3) в уравнение (2) приводит к алгебраической системе

$$\left(p - \frac{K}{2}\right)^2 + \lambda\mathcal{B} = \mathcal{E},$$
$$\left(p + \frac{K}{2}\right)^2 + \lambda^{-1}\mathcal{B} = \mathcal{E}, \qquad (4)$$

где $\lambda = \xi_\downarrow/\xi_\uparrow$. В работах [12,13,17] было найдено решение в виде $E(p)$, определяющее закон дисперсии (рис. 1, a). Важно заметить, что при этом выпадает часть решений, так как волновой вектор и, соответственно, p предполагаются вещественными. Поэтому мы будем искать решения в виде $p(E)$:

$$p_{\pm\pm} = \pm\sqrt{\left(\frac{K}{2}\right)^2 + \mathcal{E} \pm \sqrt{\mathcal{E}K^2 + \mathcal{B}^2}}, \qquad (5)$$

где первый индекс $\pm$ соответствует знаку выражения в правой части, а второй — знаку под корнем. Величину λ можно найти подстановкой решения системы (4) в следующее выражение

$$\lambda = \mathcal{B}^{-1}\left[\mathcal{E} - \left(p - \frac{K}{2}\right)^2\right]. \qquad (6)$$

Из формулы (5) видно, что при любом значении энергии $\mathcal{E}$ имеется четыре решения. Между тем, в области энергий, отмеченной пунктирными линиями на рис. 1, a, имеется только две дисперсионные ветви. Вещественные решения (5) естественно совпадают с дисперсионным соотношениями, полученными в работе [17] (см. рис. 1, a). Однако $p_\pm$ — могут оказаться мнимыми. Это, как раз, и есть выпавшие решения, которые отсутствуют в работе [17] и предшествующих работах [12,13].

Нас будет интересовать область топологического металла, в которой возникают мнимые решения (между горизонтальными пунктирными кривыми на рис. 1, a). Если предположить геликоидальное магнитное поле слабым по сравнению с кинетической энергией электронов, т. е. $\mathcal{E}K^2 \gg \mathcal{B}^2$, то выражение (5) может быть упрощено:

$$p_{\pm\pm} = \pm\sqrt{\left(\frac{K}{2} \pm \sqrt{\mathcal{E}}\right)^2 \pm \frac{\mathcal{B}^2}{2\sqrt{\mathcal{E}}K}}, \qquad (7)$$

где под корнем знаки в скобке и перед вторым слагаемым одинаковые. Вблизи границ зон Бриллюэна $\mathcal{E} \approx (K/2)^2$. Тогда вещественные решения $p_{\pm+} \approx \pm K/2$, что соответствует практически свободным электронам. Так как $K/2 - \sqrt{\mathcal{E}} \approx 0$, мнимые решения имеют вид

$$p_{\pm-} \approx \pm i\,\frac{\mathcal{B}}{\mathcal{E}^{1/4}K^{1/2}} = \pm i\eta.$$

Здесь и ниже для численных оценок мы будем выражать длину в единицах периода геликоиды a, т. е. будем полагать $K = 2\pi$. Пример точного решения при $\mathcal{E} = (K/2)^2$ и $\mathcal{B} = 1$ может быть получен из системы (4) и выражения (5): $p_{\pm+} = \pm 6.2852$, $\xi_{\uparrow+} = -0.9999$, $\xi_{\downarrow+} = 0.01266$, $\xi_{\uparrow-} = 0.01266$ и $\xi_{\downarrow-} = 0.9999$, где знаки в нижних индексах ξ соответствуют первому индексу p. Эти решения в форме (4) можно заменить приближенными модельными решениями:

$$\mathbf{\Psi}_{++}(z) = e^{ip_{++}z}\begin{pmatrix}e^{-i\pi z}\\ 0\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}e^{ikz}\\ 0\end{pmatrix},$$
$$\mathbf{\Psi}_{-+} = e^{ip_{-+}z}\begin{pmatrix}0\\ e^{i\pi z}\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}0\\ e^{-ikz}\end{pmatrix}, \qquad (8)$$

где $k = 3.1436$. Таким образом, вещественные решения представляют собой волновые функции частиц с определенной проекцией спина на ось z, двигающихся в противоположных направлениях. Для слабых магнитных полей, т. е. при малых значения параметра $\mathcal{B}^2/(\mathcal{E}K^2)$, эта модель является хорошим приближением в интересующей нас области энергий

$$\mathcal{E} \in [(K/2)^2 - \mathcal{B},\ (K/2)^2 + \mathcal{B}],$$

которая соответствует состояниям топологического металла.

Теперь рассмотрим точные решения с мнимыми $p_{\pm-}$, которые получены с тем же набором параметров: $p_{\pm-} = \mp i\,0.1591$, $\xi_{\uparrow+} = -0.0179 + 0.7069i$, $\xi_{\downarrow+} = 0.7071$, $\xi_{\uparrow-} = -0.0179 - 0.7069i$ и $\xi_{\downarrow-} = 0.7071$.

$$\mathbf{\Psi}_{+-}(z) = e^{\eta z}\begin{pmatrix}i\,e^{-i\pi z}\\ e^{i\pi z}\end{pmatrix},\ \mathbf{\Psi}_{--} = e^{-\eta z}\begin{pmatrix}-i\,e^{-i\pi z}\\ e^{i\pi z}\end{pmatrix}, \qquad (9)$$

где $\eta = 0.1591$.

Решения (8) и (9) составляют полный набор линейно независимых функций, который позволяет решать задачи в ограниченных структурах.

2. Бесконечно высокая потенциальная стенка

Рассмотрим частицу, которая двигается в среде, описанной в предыдущем разделе, при $z < 0$ и падает на бесконечно высокую потенциальную стенку $U(z) \to \infty$ при $z \geq 0$. Общее решение такой задачи можно записать как

$$\Psi(z) = \Psi_{++}(z) + b\Psi_{-+}(z) + c\Psi_{+-}(z), \qquad (10)$$

где b и c — константы. Здесь первое слагаемое описывает электрон со спином вверх, движущийся к границе, второе — электрон со спином вниз, отраженный от нее, третий — слой шириной $\delta = (2\eta)^{-1}$ (по электронной плотности) с геликоидальной структурой. Граничное условие для волновой функции имеет вид $\hat{\varphi}(0) = 0$. Для модельных решений (8), (9) константы легко определяются: $b = -i$ и $c = i$.

Используя выражение (10), можно найти электронную плотность $\rho = \Psi^{\dagger}(z)\Psi(z)$, спиновую плотность (для i-ой проекции спина) $\rho_i = \hbar/2\Psi^{\dagger}(z)\hat{\sigma}_i\Psi(z)$. Что касается плотности спинового тока, то существует некоторая неоднозначность в его определении [29]. Следуя работам [30,31], дифференцируем ρ_z по времени и определим плотность спинового тока для z-проекции J_z:

$$\dot{\rho}_z = \mathrm{div}(J_z) + G_z, \qquad (11)$$

где

$$J_z = -\frac{i\hbar^2}{4m}\left[(\nabla\Psi^{\dagger})\hat{\sigma}_z\Psi - \Psi^{\dagger}\hat{\sigma}_z\nabla\Psi\right]. \qquad (12)$$

Второе слагаемое в правой части (11) связано с тем, что z-проекция спина не является интегралом движения для гамильтониана (2), и представляет собой источник спинового тока:

$$G_z = \frac{i}{2}\Psi^{\dagger}[\hat{H}\hat{\sigma}_z]\Psi = \mu_B B\Psi^{\dagger}\left(\hat{\sigma}_y\cos(Kz) - \hat{\sigma}_x\sin(Kz)\right)\Psi. \qquad (13)$$

Результаты расчета этих величин для модельного и точного решений приведены на рис. 2–4.

Электронная плотность представляет собой функцию с сильными осцилляциями (рис. 2), затухающими при удалении от стенки, причем модельное и точное решения совпадают. Спиновая плотность для z-проекции равна нулю, а для x- и y- при удалении от стенки формируется геликоидальная структура (сдвиг $\pi/2$ между компонентами, как видно на рис. 3). Имеется незначительное расхождение между точным и модельным решением вблизи стенки. Наконец, из рис. 4 видно, что вдали от стенки существует суммарный спиновый ток (z-проекция), который спадает к нулю в слое толщиной δ вблизи стенки. Имеется также быстро осциллирующая часть спинового тока, причем для точного решения она не исчезает при удалении от стенки и остается в виде „ряби“. Полученные результаты можно интерпретировать следующим образом. Частица со спином вверх налетает на стенку. При этом в слое толщиной δ вблизи стенки происходит одновременно переворот спина и смена направления движения частицы.

Из приведенных выше графиков видно, что модельное решение хорошо согласуется с точным, но при этом является значительно более простым. Поэтому ниже мы проводим расчеты с использованием только модельных решений (8) и (9).

3. Одномерная квантовая яма

Рассмотрим состояние частицы в 1D топологическом металле, ограниченном бесконечно высокими потенци-

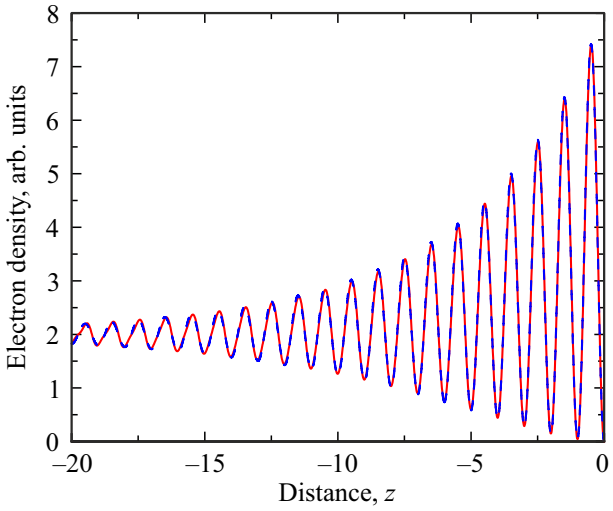


Рис. 2. Электронная плотность вблизи бесконечно высокой потенциальной стенки: сплошная красная линия — точное решение, пунктирная синяя — модельное решение.

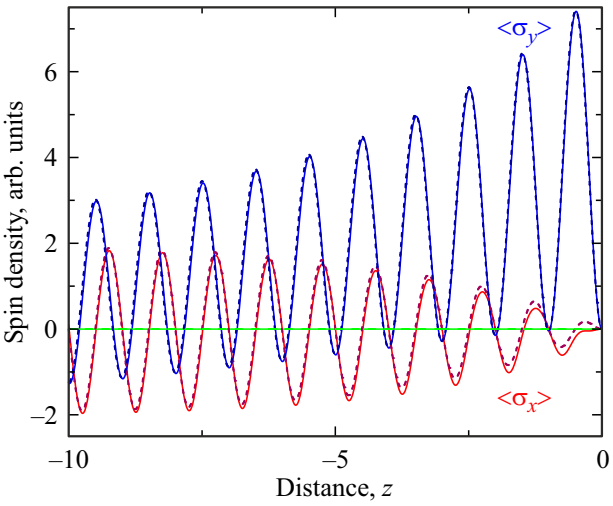


Рис. 3. Спиновая плотность вблизи бесконечно высокой потенциальной стенки: сплошные линии — точное решение, пунктирные — модельное решение, красные линии — x-проекция, синие линии — y-проекция, зеленая линия — z-проекция (равна нулю).

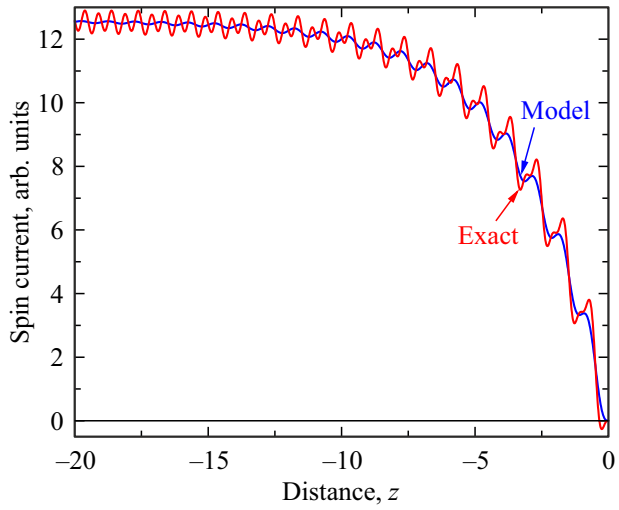


Рис. 4. Спиновый ток вблизи бесконечно высокой потенциальной стенки: красная линия — точное решение, синяя — мо- дельное решение.

альными стенками на интервале $-L < z < L$. Общее решение в этом случае можно представить как

$$\mathbf{\Psi}(z) = \mathbf{\Psi}_{++}(z) + b\mathbf{\Psi}_{-+}(z) + c\mathbf{\Psi}_{+-}(z) + d\mathbf{\Psi}_{--}(z), \tag{14}$$

где b, c, d — константы. Граничные условия $\mathbf{\Psi}(-L) = \mathbf{\Psi}(L) = 0$ для модельной волновой функции приводят к системе уравнений:

$$\begin{aligned} e^{ikL} + i(ce^{\eta L} - de^{-\eta L})e^{-i\pi L} &= 0, \\ e^{-ikL} + i(ce^{-\eta L} - de^{\eta L})e^{i\pi L} &= 0, \\ be^{-ikL} + (ce^{\eta L} + de^{-\eta L})e^{i\pi L} &= 0, \\ be^{ikL} + (ce^{-\eta L} + de^{\eta L})e^{-i\pi L} &= 0. \end{aligned} \tag{15}$$

Из первых двух уравнений можно определить константы c и d, а из двух оставшихся определить b и условие для стационарного состояния. В результате прямых вычислений получаем это условие в виде:

$$\cos(2Lk)\cosh(2L\eta) = 1. \tag{16}$$

Выражение (16) можно рассматривать как неявную функцию размера ямы $(2L)$ от параметров, определяющих состояние электрона в топологическом металле (k и η). Либо при заданных L и η можно найти условие на волновой вектор k. В последнем случае оно выражается в явном виде

$$k = \pm\frac{\arccos[\cosh(2L\eta)]}{2L} + 2\pi N, \tag{17}$$

где N — целое число.

Пример расчета спиновой плотности и спинового тока показан на рис. 5 и 6 для $L = 20$. Проекция спиновой плотности на ось z равна нулю, а осциллирующие x- и y-проекции сдвинуты фазе примерно на $\pi/2$, т. е. в квантовой яме формируется стоячая волна с геликоидальной спиновой поляризацией.

Из графика, представленного на рис. 6, видно, что в 1D квантовой яме на основе топологического существует незатухающий спиновый ток (z-компонента спина). Он генерируется и затухает в слоях толщиной δ на границах ямы. В тоже самое время, накопления спина на границах не происходит (z-компонента спиновой плотности равна нулю). Известно, что незатухающий спиновый ток может возникать в магнетиках с некомпланарной магнитной структурой [32] или в полупроводниковых структурах за счет эффекта Рашбы [33]. Более того, было показано, что генерация и затухание спинового тока на границах может приводить к возникновению

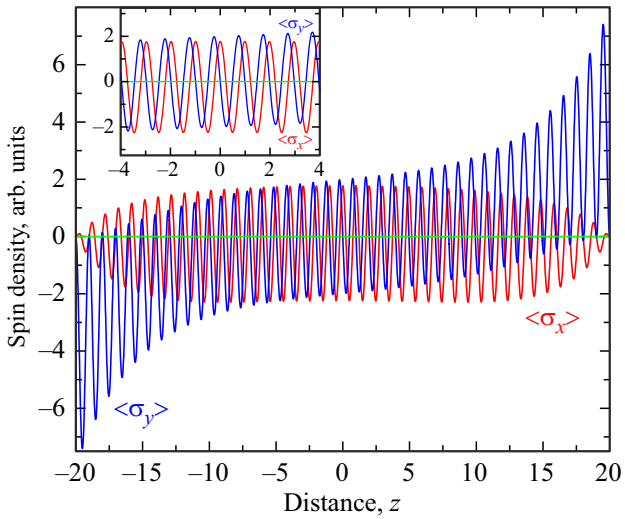


Рис. 5. Спиновая плотность в потенциальной яме: красная линия — x-проекция, синяя линия — y-проекция, зеленая линия — z-проекция (равна нулю).

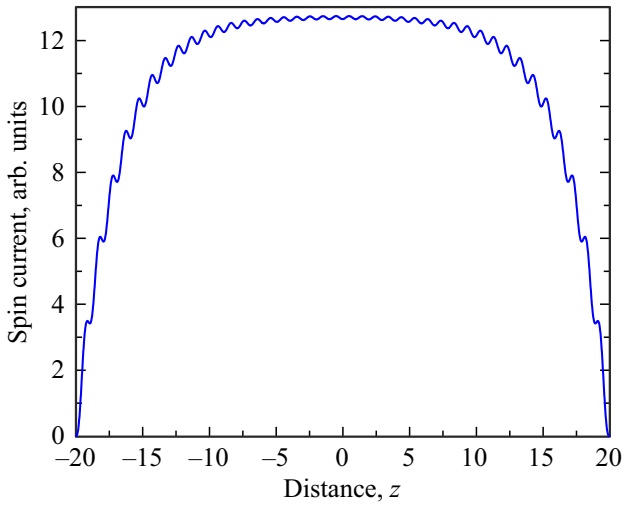


Рис. 6. Спиновый ток в потенциальной яме.

механического момента и изгибу образца [33]. В этой же работе был предложен способ наблюдения изгиба под действием незатухающего спинового тока с использованием кантилевера силового зондового микроскопа. Хотя эти результаты были получены для полупроводников, они могут быть перенесены на случай топологического металла.

4. Туннельный эффект и инжекция носителей

Обобщим результаты раздела 3 на случай отражения частицы от потенциальной стенки конечной высоты. При $z < 0$ частица движется в топологическом металле, и при $z \geq 0$ в однородном потенциале конечной высоты $U > E$. Волновая функция частицы в области отрицательной координаты $\mathbf{\Psi}_L(z)$ в общем виде попрежнему описывается выражением (10), а в области положительной z — затухающими волновыми функциями:

$$\mathbf{\Psi}_R(z) = d \begin{pmatrix} e^{-\lambda z} \\ 0 \end{pmatrix} + f \begin{pmatrix} 0 \\ e^{-\lambda z} \end{pmatrix}, \qquad (18)$$

где d и f — константы. Условия сшивки решений (9) и (15) $\mathbf{\Psi}_L(0) = \mathbf{\Psi}_R(0)$ и $d\mathbf{\Psi}_L(0)/dz = d\mathbf{\Psi}_R(0)/dz$ приводит к системе уравнений

$$\begin{aligned} 1 + ic &= d, \\ b + c &= f, \\ ik + ic(\eta - i\pi) &= -\lambda d, \\ -ikb + c(\eta + i\pi) &= -\lambda f, \end{aligned} \qquad (19)$$

которая легко решается относительно констант b, c, d и f.

Исключим d и f из третьего и четвертого уравнений (19) при помощи соответственно первого и второго уравнений. Из полученной пары уравнений выразим b через c: $b = ic/c^*$, т.е. $|b| = 1$, что неудивительно, так как условия на границе обеспечивают равенство потоков падающих и отраженных частиц. Теперь выразим c из первого уравнения и подставим полученное выражение в третье. Проделаем то же самое со вторым и четвертым уравнениями. Тогда из полученное пары уравнений можно выразить f через d: $f = bd^*$. Таким образом, амплитуды затухающих волн в стенке одинаковы $|d| = |f|$. С другой стороны, сдвиг фаз между ними $\alpha = \arg(f) - \arg(d)$ зависит от высоты стенки, как показано на рис. 7.

Полученное выше решение позволяет исследовать прохождение частицы через широкий барьер ($\lambda L \gg 1$, где L — ширина барьера), используя сшивку решений на второй границе, либо, что эквивалентно, метод Бардина [34]. С правой стороны барьера, мы полагаем среду с дисперсией электронов, соответствующей нормальному металлу $E = k^2$. Для упрощения предполагается отсутствие рассогласования между зонными структурами

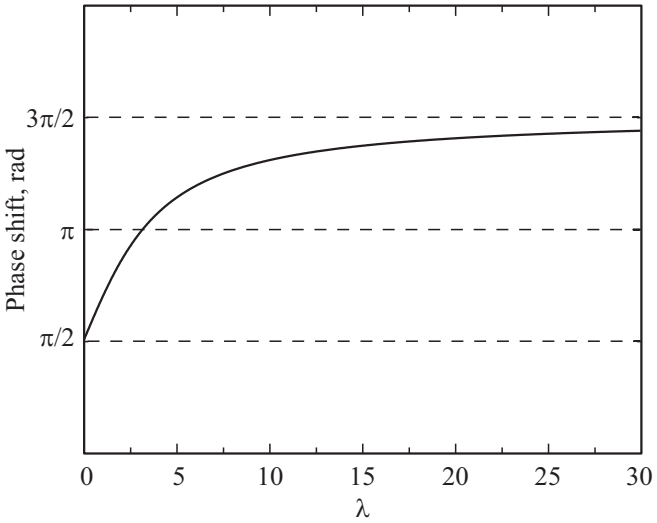


Рис. 7. Сдвиг фазы между спиновыми компонентами волны в потенциальной стенке конечной высоты.

(эффективными массами) левого и правого контактов. Электрон, инжектированный из левого контакта в правый, имеет волновую функцию вида

$$\mathbf{\Psi}_R(z) \sim e^{-\lambda z} \begin{pmatrix} 1 \\ e^{i\alpha} \end{pmatrix}. \qquad (20)$$

Из рис. 7 видно, что в пределах низкого ($\lambda \to 0$) и высокого барьера ($\lambda \to \infty$) инжектированный электрон имеет геликоидальную спиновую структуру с противоположной спиральностью для этих пределов.

5. Обсуждение и заключение

В настоящей работе 1D решения для металла с геликоидальным упорядочением, полученные ранее [12,13,17], дополнены волновыми функциями, содержащими комплексные волновые вектора. В результате был получен полный набор ортогональных базисных функций, позволяющий находить решения уравнения Шредингера вблизи границ раздела сред для состояний топологического металла. Решения с комплексными волновыми векторами представляют собой экспоненциально затухающие геликоидальные состояния электрона. Заметим, что трехмерная задача движения электрона в геликоидальном поле, зависящем от одной переменной, сводится к гамильтониану (2) [17].

Вблизи границы магнитной зоны Бриллюэна, когда для невзаимодействующих электронов $E_k^0 \approx E_{k-K}^0$ происходит сильное перемешивание состояний $|k, \sigma\rangle$ и $|k-K, \overline{\sigma}\rangle$ для определенной проекции спина электрона на ось квантования σ. Для другой проекции взаимодействие практически отсутствует. Есть только слабое перемешивание состояний $|k, \overline{\sigma}\rangle$ и $|k+K, \sigma\rangle$ (при малой амплитуде геликоидального поля B), так

как $E_k^0 \ll E_{k+K}^0$. Это позволяет использовать следующее модельное представление: проекция спина на ось квантования для состояния электрона с вещественным значением волнового числа k в режиме топологического металла является хорошим квантовым числом.

Оценим характерные численные значения параметров для решений, полученных выше. Примем в качестве периода геликоиды $a = 8.8$ Å (утроенное значение периода решетки $PdCrO_2$ [23,25]), массу подвижных носителей — равной массе свободного электрона, амплитуду обменного эффективного поля — $B = 200$ T. Тогда получаем $E_F \approx 0.5$ eV, величину диапазона энергий, при котором может реализоваться топологический металл, — $2\mu_B B \approx 23$ meV, ширину слоя, в котором происходит затухание спинового тока у потенциальной стенки, — $\delta = a(2\eta)^{-1} \approx 18$ nm. Заметим, что это значение много меньше длины свободного пробега $PdCrO_2$ ($4\,\mu$m [24]). Отсюда видно, что можно создать, в том числе, и потенциальную яму размерами много большими, чем δ.

В 1D топологическом металле, ограниченном стенками (т.е. в потенциальной яме), образуется стояная геликоидальная волна и существует незатухающий спиновой ток. Однако, на границах накопления спиновой плотности не происходит. Этот результат можно интерпретировать следующим образом: вблизи границы в слое толщиной порядка δ происходит одновременно переворот спина и смена волнового вектора на противоположный.

Из результатов, полученных в предыдущем разделе, видно, что туннельный контакт между топологическим и нормальным металлом может выступать в качестве инжектора электронов с геликоидальной поляриз ацией, в отличие от, например, поляризации спина подвижных носителей заряда вдоль оси квантования при их инжекции из ферромагнитного в нормальный металл. Такой элемент может представлять интерес, например, для развития хиральной спинтроники [35].

Благодарности

Автор признателен проф. А.А. Фраерману за полезные обсуждения работы.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках научной программы Национального центра физики и математики по направлению № 7 „Исследование в сильных и сверхсильных магнитных полях“.

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] A. Bansil, H. Lin, T. Das. Rev. Mod. Phys. **88**, 021004 (2016).
[2] M.Z. Hasan, C.L. Kane. Rev. Mod. Phys. **82**, 3045 (2010).
[3] G. Tkachev. Topological Insulators. The Physics of Spin Helicity in Quantum Transport. Taylor & Francis Group LLC, Boca Raton (2016).
[4] B.A. Bernevig, C. Felser, H. Beidenkopf. Nature **603**, 41 (2022).
[5] X. Yao, J. Gaudet, R. Verma, D.E. Graf, H.-Y. Yang, F. Bahrami, R. Zhang, A.A. Aczel, S. Subedi, D.H. Torchinsky, J. Sun, A. Bansil, S.-M. Huang, B. Singh, P. Blaha, P. Nikolic, F. Tafti. Rev. Rev. X **13**, 011035 (2023).
[6] N.P. Armitage, E.J. Mele, A. Vishwanath. Rev. Mod. Phys. **90**, 015001 (2018).
[7] M.V. Berry, Proc. R. Soc. Lond. A **392**, 45 (1984).
[8] C.-K. Chiu, J.C. Teo, A.P. Schnyder, S. Ryu. Rev. Mod. Phys. **88**, 035005 (2016).
[9] Ю.Б. Кудасов. ПЖЭТФ **120**, 430 (2024).
[10] Yu.B. Kudasov. Phy. Rev. B **109**, L140402 (2024).
[11] Yu.B. Kudasov. Appl. Phys. Lett. **128**, 083102 (2026).
[12] И.Е. Дзялошинский. ЖЭТФ **47**, 336 (1964).
[13] R.J. Elliott, F.A. Wedgwood. Proc. Phys. Soc. **81**, 846 (1963).
[14] Ю.Б. Кудасов. ПЖЭТФ **113**, 168 (2021).
[15] W. Brinkman, R.J. Elliott. Proc. Roy. Soc. A **294**, 343 (1966).
[16] L.M. Sandratskii. J. Phys.: Cond. Matt. **3**, 8565 (1991).
[17] M. Calvo. Phys. Rev. B **18**, 5073 (1978).
[18] M. Calvo. Phys. Rev. B **19**, 5507 (1979).
[19] Э.Л. Нагаев. Магнетики со сложными взаимодействиями. Наука, М. (1988).
[20] E.P. Wigner. Group Theory and Its Application to the Quantum Mechanics of Atomic Spectra. Academic Press (1959).
[21] Ю.Б. Кудасов. ФТТ **65**, 937 (2023).
[22] Yu.B. Kudasov. arXiv: 2412.16726v1 (2024).
[23] Ю.Б. Кудасов. ФТТ **67**, 1312 (2025).
[24] A.P. Mackenzie. Rep. Prog. Phys. **80**, 032501 (2017).
[25] H. Takatsu, G. Nenert, H. Kadowaki, H. Yoshizawa, M. Enderle, S. Yonezawa, Y. Maeno, J. Kim, N. Tsuji, M. Takata, Y. Zhao, M. Green, C. Broholm. Phys. Rev. B **89**, 104408 (2014).
[26] M. Akaike, Y. Nii, H. Masuda, Y. Onose. Phys. Rev. B **103**, 184428 (2021).
[27] H. Takatsu, S. Yonezawa, S. Fujimoto, Y. Maeno. Phys. Rev. Lett. **105**, 137201 (2010).
[28] C.-Z. Chang. Nat. Mater. **19**, 484 (2020).
[29] Z. An, F.Q. Liu, Y. Lin, C. Liu. Sci. Rep. **2**, 388 (2012).
[30] B.K. Nikolić, L. P. Zârbo, S. Souma. Phys. Rev. B **73**, 075303 (2006).
[31] E.B. Sonin. arXiv: cond-mat/0703468v1 (2007).
[32] D. Loss, P. Goldbart, A.V. Balatsky. Phys. Rev. Lett. **65**, 1655 (1990).
[33] E.B. Sonin. Phys. Rev. Lett. **99**, 266602 (2007).
[34] J. Bardeen. Phys. Rev. Lett. **6**, 57 (1961).
[35] В.В. Устинов, И.А. Ясюлевич. УФН **195**, 1062 (2025).

Редактор А.Н. Смирнов