

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 известно 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 спинного 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.2026.07.63648.6NH

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 вейлевских 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 десяти-

летий. 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 симметрией, характерной для систем с симметрией относительно операции обращения времени [10]:

$$\varepsilon_{\mathbf{k},\sigma} = \varepsilon_{-\mathbf{k},-\langle\sigma\rangle}, \quad (1)$$

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 крамеровскому 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,а. 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 неперiodическими в

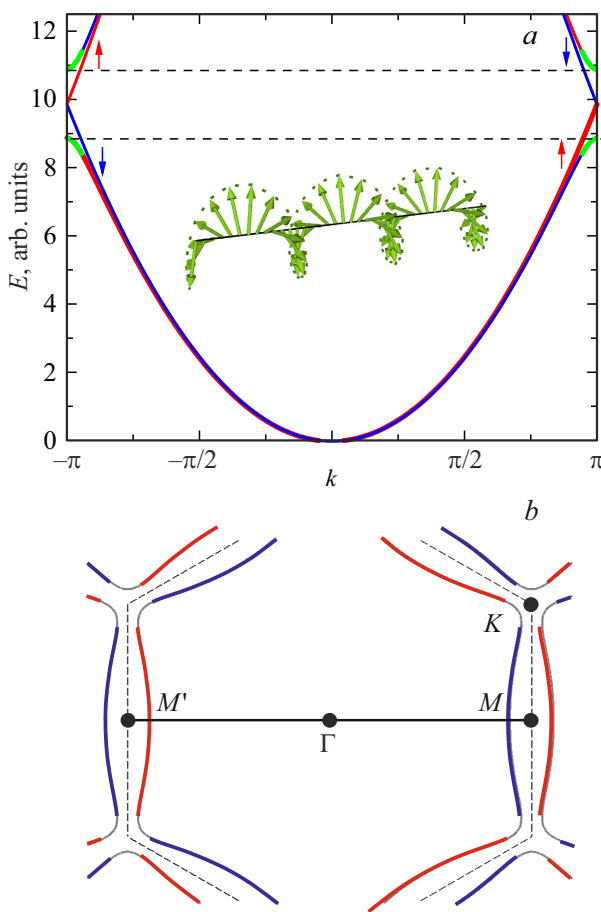


Рис. 1. *a* — дисперсия электрона в 1D модели (точное решение [17] при $B = 1$, $K = 2\pi$), на вставке схематичное изображение геликоидального поля, пунктирные линии ограничивают область энергий, где существует топологический металл; *b* — текстурированная по спину поверхность Ферми в 2D модели почти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

ли [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 дельтафосфит 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 $4\mu\text{m}$ 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 (УАНЕ) [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]

$$\hat{H}\Psi(z) = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta\Psi(z) + \mu_B gSB [\hat{\sigma}_x \cos(Kz) + \hat{\sigma}_y \sin(Kz)] \Psi(z) = E\Psi(z), \quad (2)$$

где E — энергия частицы, B — амплитуда геликоидального магнитного поля, $\Psi(z)$ — 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]

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

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

$$\begin{aligned} \left(p - \frac{K}{2}\right)^2 + \lambda\mathcal{B} &= \varepsilon, \\ \left(p + \frac{K}{2}\right)^2 + \lambda^{-1}\mathcal{B} &= \varepsilon, \end{aligned} \quad (4)$$

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

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

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

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

Из формулы (5) видно, что при любом значении энергии ε имеется четыре решения. Между тем, в области энергий, отмеченной пунктирными линиями на рис. 1, а, имеется только две дисперсионные ветви. Вещественные решения (5) естественно совпадают с дисперсионными соотношениями, полученными в работе [17] (см. рис. 1, а). 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, а). Если предположить геликоидальное магнитное поле слабым по сравнению с кинетической энергией электронов, т.е. $\varepsilon K^2 \gg \mathcal{B}^2$, то выражение (5) может быть упрощено:

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

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

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

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 $\varepsilon = (K/2)^2$ и $\mathcal{B} = 1$ может быть получен из системы (4) и выражения (5): $p_{\pm\pm} = \pm 6.2852$, $\xi_{\uparrow\pm} = -0.9999$, $\xi_{\downarrow\pm} = 0.01266$, $\xi_{\uparrow-} = 0.01266$ 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:

$$\begin{aligned} \Psi_{++}(z) &= e^{ip_{++}z} \begin{pmatrix} e^{-i\pi z} \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{ikz} \\ 0 \end{pmatrix}, \\ \Psi_{--}(z) &= e^{ip_{--}z} \begin{pmatrix} 0 \\ e^{i\pi z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ e^{-ikz} \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (8)$$

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 значениях параметра $\mathcal{B}^2/(\varepsilon K^2)$, эта модель является хорошим приближением в интересующей нас области энергий

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

которая соответствует состояниям топологического металла.

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

$$\Psi_{+-}(z) = e^{\eta z} \begin{pmatrix} i e^{-i\pi z} \\ e^{i\pi z} \end{pmatrix}, \quad \Psi_{--}(z) = e^{-\eta z} \begin{pmatrix} -i e^{-i\pi z} \\ e^{i\pi z} \end{pmatrix}, \quad (9)$$

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

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

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 :

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

где

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

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:

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

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 спинный 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 переверт 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-

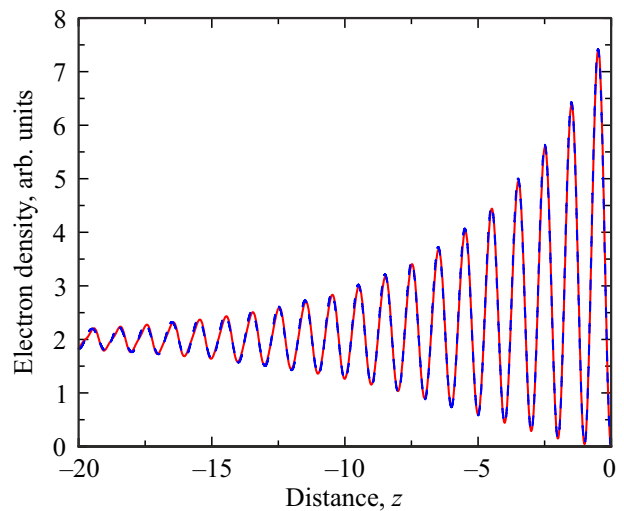


Рис. 2. Электронная плотность вблизи бесконечно высокой потенциальной стенки: сплошная красная линия — точное решение, пунктирная синяя — модельное решение.

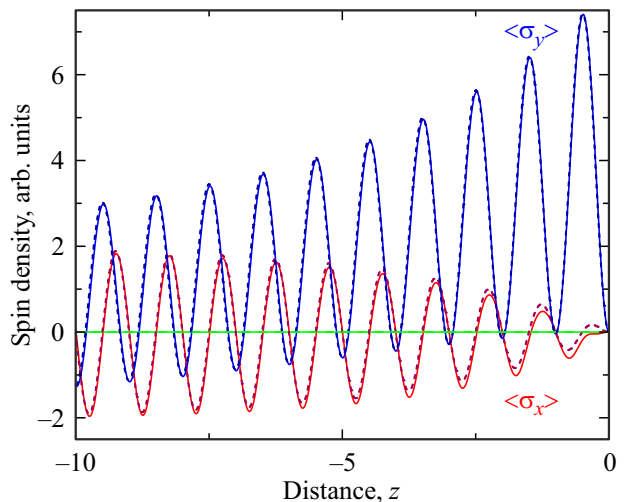


Рис. 3. Спиновая плотность вблизи бесконечно высокой потенциальной стенки: сплошные линии — точное решение, пунктирные — модельное решение, красные линии — x -проекция, синие линии — y -проекция, зеленая линия — z -проекция (равна нулю).

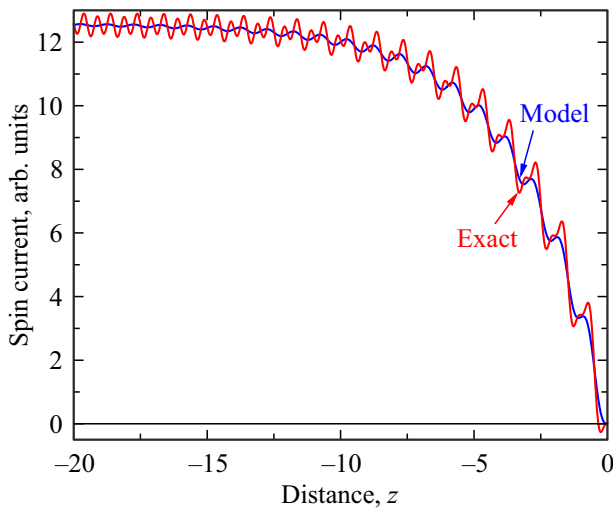


Рис. 4. Спиновый ток вблизи бесконечно высокой потенциальной стенки: красная линия — точное решение, синяя — модельное решение.

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

$$\Psi(z) = \Psi_{++}(z) + b\Psi_{-+}(z) + c\Psi_{+-}(z) + d\Psi_{--}(z), \quad (14)$$

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

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

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:

$$\cos(2Lk) \cosh(2L\eta) = 1. \quad (16)$$

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

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

где N — целое число.

Пример расчета спиновой плотности и спинного 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 спинного тока на границах может приводить к возникновению

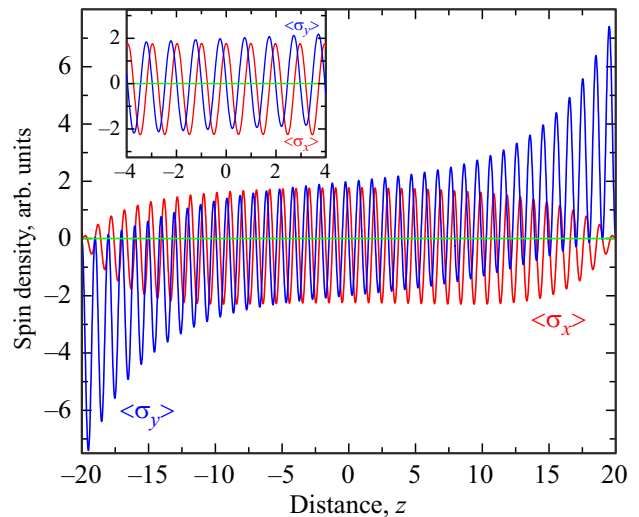


Рис. 5. Спиновая плотность в потенциальной яме: красная линия — x -проекция, синяя линия — y -проекция, зеленая линия — z -проекция (равна нулю).

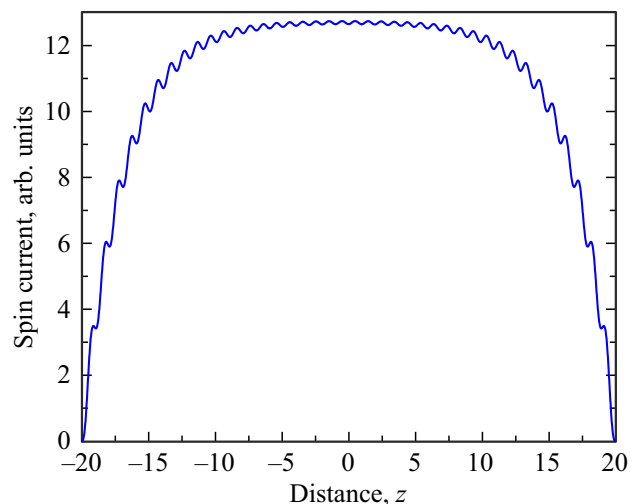


Рис. 6. Спиновый ток в потенциальной яме.

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 $\Psi_L(z)$ в общем виде по-прежнему описывается выражением (10), а в области положительной z — затухающими волновыми функциями:

$$\Psi_R(z) = d \begin{pmatrix} e^{-\lambda z} \\ 0 \end{pmatrix} + f \begin{pmatrix} 0 \\ e^{-\lambda z} \end{pmatrix}, \quad (18)$$

где d и f — константы. Условия сшивки решений (9) и (15) $\Psi_L(0) = \Psi_R(0)$ и $d\Psi_L(0)/dz = d\Psi_R(0)/dz$ приводит к системе уравнений

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

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. Прделаем 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

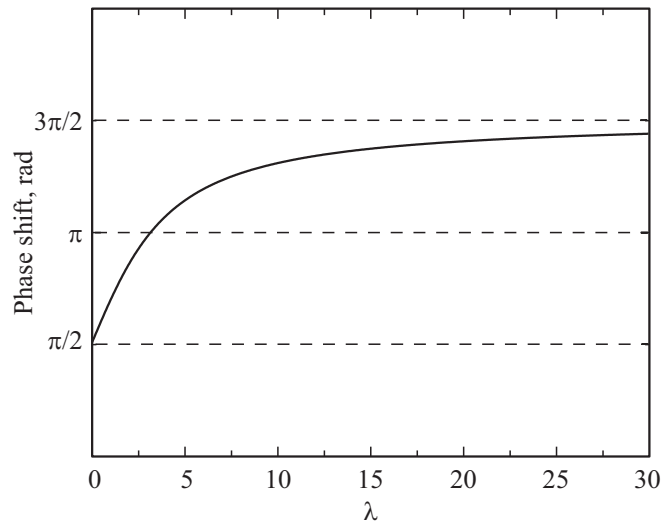


Рис. 7. Сдвиг фазы между спиновыми компонентами волны в потенциальной стенке конечной высоты.

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

$$\Psi_R(z) \sim e^{-\lambda z} \begin{pmatrix} 1 \\ e^{i\alpha} \end{pmatrix}. \quad (20)$$

Из рис. 7 видно, что в пределах низкого ($\lambda \rightarrow 0$) и высокого барьера ($\lambda \rightarrow \infty$) 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 $|k-K, \bar{\sigma}\rangle$ для определенной проекции спина электрона на ось квантования σ . Для другой проекции взаимодействие практически отсутствует. Есть только слабое перемешивание состояний $|k, \bar{\sigma}\rangle$ 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 геликоида $a = 8.8 \text{ \AA}$ (утроенное значение периода решетки PdCrO_2 [23,25]), массу подвижных носителей — равной массе свободного электрона, амплитуду обменного эффективного поля — $B = 200 \text{ Т}$. Тогда получаем $E_F \approx 0.5 \text{ eV}$, величину диапазона энергий, при котором может реализоваться топологический металл, — $2\mu_B B \approx 23 \text{ meV}$, ширину слоя, в котором происходит затухание спинового тока у потенциальной стенки, — $\delta = a(2\eta)^{-1} \approx 18 \text{ nm}$. Заметим, что это значение много меньше длины свободного пробега PdCrO_2 ($4 \mu\text{m}$ [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 стоячая 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 поляризацией, 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. *Phys. 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. Akaiki, 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. Žarbo, 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