

Взаимное влияние доменных стенок и сверхтока в топологическом джозефсоновском контакте

К. Е. Турышев, Ю. Г. Махлин¹⁾

Международная лаборатория физики конденсированного состояния,
Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, 101000 Москва, Россия

Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 10 ноября 2024 г.

После переработки 10 ноября 2024 г.

Принята к публикации 13 ноября 2024 г.

Рассматривается интерферометр на основе киральных майорановских и дираковских мод в гибридном джозефсоновском контакте сверхпроводник/ферромагнетик/сверхпроводник на поверхности топологического материала. Такие одномерные киральные моды участвуют в переносе джозефсоновского тока, что приводит к необычному ток-фазовому соотношению. На ток оказывают влияние доменные стенки в магнитной прослойке. Показано, что сверхток зависит от расстояния между доменными стенками, а с другой стороны, он определяет взаимодействие между стенками и, как следствие, динамику магнитного слоя.

DOI: 10.31857/S0370274X25010098, EDN: LNGJEW

Майорановские нулевые моды активно изучаются теоретически и экспериментально в связи с их необычными физическими свойствами, в том числе нетривиальной обменной статистикой, и возможностью их использования для реализации топологических квантовых вычислительных устройств [1–3]. Фу и Кане предложили реализовать их как краевые моды в топологических джозефсоновских контактах между сверхпроводящими пленками на поверхности топологического изолятора [4, 5] и продемонстрировали возникновение майорановских краевых состояний. Транспортные свойства киральных краевых мод, локализованных на границе, подробно анализируются, в частности, для установления связи свойств зарядово-нейтральных майорановских возбуждений и электрического тока, доступного для экспериментального детектирования [6].

Фазово-чувствительные измерения в таких структурах продемонстрировали эффект Джозефсона [7, 8], и их результаты согласуются с топологическими свойствами контакта [9–11]. Проводятся дальнейшие эксперименты, изучающие в том числе физику майорановских мод [12, 13].

Шапиро с соавторами [14] исследовали джозефсоновский ток в топологическом контакте с магнитной прослойкой и доменными стенками в магнетике. В такой структуре возникают Т-образные перекрестки с расщеплением дираковской моды на две

майорановские или обратным слиянием. Был вычислен джозефсоновский ток и показана его дробно-периодическая зависимость от магнитного потока Ааронова–Бома в петле интерферометра между доменными стенками, связанная с нелокальным характером куперовских пар в системе. В настоящей работе исследуется гибридизация нулевых мод на соседних доменных стенках и ее влияние на ток. Это явление существенно для близких доменных стенок, и представляет интерес описание переходного режима между случаями далеких [14] и близких стенок, когда остается единственный домен. Полученные результаты, с одной стороны, показывают влияние магнитной структуры на сверхток. С другой стороны, они демонстрируют, что сверхток также влияет на магнитную динамику. Действительно, джозефсоновская энергия в рассматриваемой системе зависит от расстояния между доменными стенками, что определяет их взаимодействие. Его следует принимать во внимание при описании динамики магнитной структуры.

Рассмотрим трехмерный сильный топологический изолятор с целью в объемном спектре и бесщелевым спектром поверхностных состояний. Поверхностные состояния описываются дираковским гамильтонианом $\hat{H}_{TI} = -iv(\sigma_z \partial_z + \sigma_x \partial_x)$, где σ_i – спиновые матрицы Паули, а v – скорость поверхностных мод. Сверхпроводниковые и магнитные пленки на поверхности индуцируют соответственно сверхпроводящие и магнитные корреляции в поверхност-

¹⁾e-mail: makhlin@itp.ac.ru

ном слое благодаря эффекту близости, и гамильтониан Боголюбова–де Жена принимает вид

$$\hat{H} = -iv\tau_z(\sigma_z\partial_z + \sigma_x\partial_x) - \sigma_y M(x, z) + \Delta(x, z)\tau_+ + \Delta^*(x, z)\tau_- , \quad (1)$$

где $\tau_{\pm} = (\tau_x \pm i\tau_y)/2$ задают матрицы Паули в боголюбовском пространстве.

На границе сверхпроводящего и магнитного домена распространяется локализованная майорановская подщелевая мода [4]

$$\chi = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ ie^{i\Phi_{SC}} \end{pmatrix} e^{-\theta(x)\frac{M}{v}x + \theta(-x)\frac{|\Delta|}{v}x + ipz} \quad (2)$$

с линейным спектром $\varepsilon = vp$ при низких энергиях. В то же время на доменной стенке между двумя магнитными доменами с противоположными намагниченностями $\pm M$ возникает дираковская подщелевая мода

$$\chi = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} e^{-\frac{M}{v}|x| + ipz} \quad (3)$$

с аналогичным спектром $\varepsilon = vp$.

В рассматриваемой структуре эти моды трансформируются друг в друга на Т-образных перекрестках. В пренебрежении энергетической зависимостью матрицы рассеяния, в общем случае для такого перекрестка она имеет вид [6]:

$$\begin{pmatrix} \psi_{\varepsilon} \\ \psi_{-\varepsilon}^{\dagger} \end{pmatrix} = S_{\text{fuse}} \begin{pmatrix} \eta_{\varepsilon} \\ \chi_{\varepsilon} \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где

$$S_{\text{fuse}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e^{i\alpha} & 0 \\ 0 & e^{-i\alpha} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & i \\ 1 & -i \end{pmatrix}, \quad (5)$$

а параметр α определяется геометрией перекрестка.

Аналогично для расщепления на таком перекрестке [6]

$$\begin{pmatrix} \eta_{\varepsilon} \\ \chi_{\varepsilon} \end{pmatrix} = S_{\text{split}} \begin{pmatrix} \psi_{\varepsilon} \\ \psi_{-\varepsilon}^{\dagger} \end{pmatrix}, \quad (6)$$

где

$$S_{\text{split}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ i & -i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\alpha'} & 0 \\ 0 & e^{-i\alpha'} \end{pmatrix}. \quad (7)$$

В работе [14] исследован джозефсоновский контакт, представляющий собой интерферометр, показанный на рис. 1. На границе между сверхпроводя-

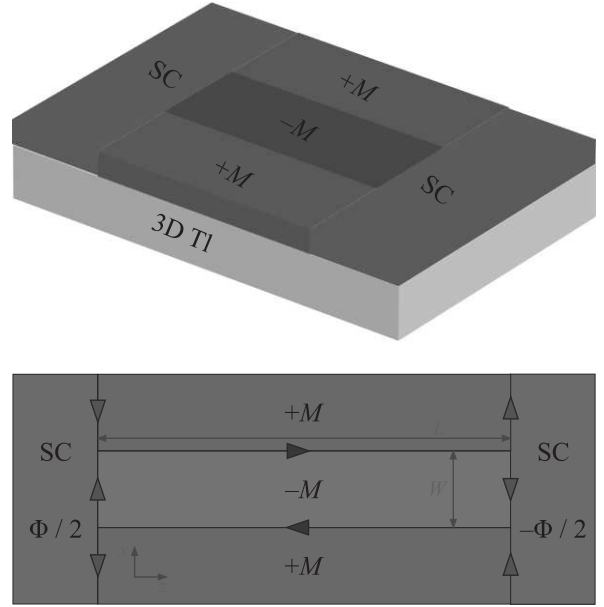


Рис. 1. (Цветной онлайн) В верхней части: джозефсоновский контакт на поверхности трехмерного топологического изолятора. Магнитная прослойка состоит из трех доменов, разделенных доменными стенками. В нижней части: вид сверху, майорановские моды (красные стрелки) локализованы на SM-границах, дираковские моды (синие стрелки) на доменных стенках

щими контактами и магнитной прослойкой возникают майорановские киральные моды, а на доменных стенках между магнитными доменами киральные дираковские моды. Ток определяется процессами слияния майорановских мод и расщепления дираковских мод на перекрестках. Он зависит от разности фаз между сверхпроводниками и магнитного потока в петле интерферометра.

В настоящей работе исследуется сверхток в случае достаточно близких доменных стенок, когда гибридизация граничных мод становится существенной. Это происходит на расстояниях порядка магнитной длины когерентности, которая определяет глубину проникновения подщелевых состояний в объем магнетика (3).

С физической точки зрения гибридизация подщелевых мод на двух доменных стенках может рассматриваться как перераспределение между двумя киральными модами. Ниже джозефсоновский ток вычисляется в формализме теории рассеяния, что обобщает анализ в работе [14], дополняя его рассеянием между дираковскими модами на доменных стенках. Для упрощения рассмотрения и отделения процессов слияния и расщепления на перекрестках от гибридизации и рассеяния назад рассматривается модель,

в которой гибридизация ограничена пространственной областью вдали от сверхпроводников. В принципе, это может быть реализовано, если магнитная щель подавлена в достаточно узкой области и/или две доменные стенки сближаются на небольшом пространственном интервале. В общем случае для определения матрицы рассеяния, связанной с такой гибридизацией, следует решать задачу на всей длине доменных стенок. Такой анализ будет произведен в последующей работе, однако на наш взгляд рассматриваемая модель отражает физику системы.

В таком подходе задача разделяется на две части, вычисление индуцированной гибридизацией матрицы рассеяния между дираковскими модами на доменных стенках и использование этой матрицы для вычисления джозефсоновского тока. Настоящая работа посвящена второй подзадаче, описанию транспорта с использованием наиболее общей матрицы рассеяния, выраженной через амплитуды отражения r и прохождения t . В дальнейшем их зависимость от энергии в интересующем нас интервале предполагается несущественной.

Определим майорановские моды χ_l, η_l, γ_l на левом и χ_r, η_r, γ_r на правом берегу контакта, см. рис. 2. Для входящих мод подразумевается равновесное распределение,

$$\langle \chi_l^\dagger(\varepsilon) \chi_l(\varepsilon) \rangle = \langle \chi_r^\dagger(\varepsilon) \chi_r(\varepsilon) \rangle = v^{-1} n_F(\varepsilon), \quad (8)$$

с равными температурами (ср. рассмотрение термоэлектрического эффекта в отсутствие гибридизации [15]).

Перейдем к рассмотрению дираковских мод $\psi_{al}, \psi_{ar}, \psi_{br}, \psi_{bl}$, локализованных на доменных стенках в магнитной прослойке. Вызванное гибридизацией рассеяние описывается матрицей

$$\begin{pmatrix} \psi_{ar} \\ \psi_{bl} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t_a & r_r \\ r_l & t_b \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_{al} \\ \psi_{br} \end{pmatrix}, \quad (9)$$

где ψ_{al}, ψ_{bl} обозначают дираковские моды около левого берега контакта, а ψ_{ar}, ψ_{br} — около правого, см. рис. 2. Учитывая пространственную зависимость мод, для рассеяния между модами на берегах контакта получаем $t_{a/b}(\varepsilon) = e^{i\varepsilon L/v} t_{a/b}$ и $r_{r/l}(\varepsilon) = e^{2i\varepsilon L_{r/l}/v} r_{r/l}$, где $L_{l/r}$ — эффективное расстояние от левого/правого берега до области рассеяния.

Будем также предполагать, что магнитный поток проходит сквозь домен $-M$ магнитной прослойки вдали от области рассеяния. Это упрощает рассмотрение, но не должно принципиально влиять на интересующие нас явления. Определим фазы Ааронова–Бома ϕ_l и ϕ_r (потoki, умноженные на 2π и деленные

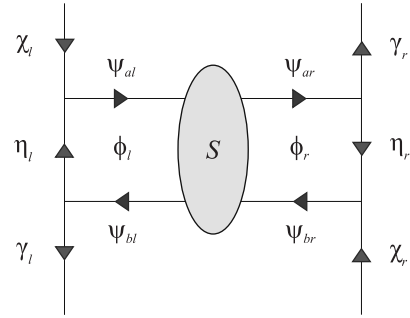


Рис. 2. (Цветной онлайн) Киральные фермионные краевые моды. Красными стрелками отмечены майорановские моды $\chi_l, \eta_l, \gamma_l, \chi_r, \eta_r, \gamma_r$ на SM границах, синими — дираковские на доменных стенках между доменами $+M$ и $-M$. Для мод χ_l, η_l, γ_l координата отсчитывается от левого верхнего перекрестка, а для χ_r, η_r, γ_r — от правого нижнего. $\phi_{l,r}$ обозначают фазы Ааронова–Бома по обе стороны области рассеяния, отмеченной символом S

на квант потока Φ_0) слева и справа от области рассеяния. Полная фаза Ааронова–Бома в интерференционной петле равна $\phi_{AB} = \phi_l + \phi_r$.

Изучим теперь влияние рассеяния на джозефсоновский ток. Ток можно вычислить как разность вкладов дираковских мод вдали (по левую или правую сторону) от области рассеяния:

$$j = \langle \psi_{al}^\dagger \psi_{al} \rangle - \langle \psi_{bl}^\dagger \psi_{bl} \rangle. \quad (10)$$

Дираковские моды можно выразить через майорановские,

$$\psi_{al}(\varepsilon) = e^{i(\alpha - \Phi/4)} \frac{\eta_l(\varepsilon) + i\chi_l(\varepsilon)}{\sqrt{2}}, \quad (11)$$

$$\psi_{ar}(\varepsilon) = e^{-i(\alpha' - \Phi/4)} e^{-i\varepsilon W/v} \frac{\eta_r(\varepsilon) - i\gamma_r(\varepsilon)}{\sqrt{2}}, \quad (12)$$

$$\psi_{bl}(\varepsilon) = e^{-i(\alpha' + \Phi/4)} e^{-i\varepsilon W/v} \frac{\eta_l(\varepsilon) - i\gamma_l(\varepsilon)}{\sqrt{2}}, \quad (13)$$

$$\psi_{br}(\varepsilon) = e^{i(\alpha + \Phi/4)} \frac{\eta_r(\varepsilon) + i\chi_r(\varepsilon)}{\sqrt{2}}, \quad (14)$$

что приводит к следующему выражению для оператора тока:

$$\hat{j}_\varepsilon = \frac{1}{2} (\chi_l^\dagger \chi_l - \gamma_l^\dagger \gamma_l) + \frac{i}{2} (\eta_l^\dagger \chi_l - \chi_l^\dagger \eta_l) + \frac{i}{2} (\eta_l^\dagger \gamma_l - \gamma_l^\dagger \eta_l). \quad (15)$$

Здесь фазы $\pm\Phi/2$ сверхпроводящих контактов восстановлены при помощи калибровочного преобразования.

Майорановские моды с энергиями $\pm\varepsilon$ не являются независимыми, $\eta(-\varepsilon) = \eta^\dagger(\varepsilon)$ и отвечают одному и

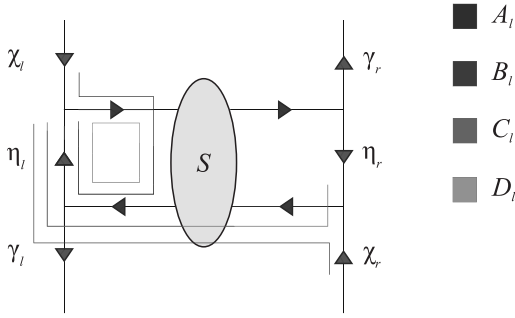


Рис. 3. (Цветной онлайн) Траектории рассеяния между майорановскими краевыми модами, отвечающие амплитудам A_l , B_l , C_l , D_l . Аналогичные траектории на правом контакте соответствуют A_r , B_r , C_r , D_r

тому же возбуждению. По этой причине удобно работать с суммой спектральной плотности тока при противоположных значениях энергии:

$$j_\varepsilon + j_{-\varepsilon} = \text{Im} \left\langle \left[\chi_l, \eta_l^\dagger \right] \right\rangle + \text{Im} \left\langle \left[\gamma_l, \eta_l^\dagger \right] \right\rangle. \quad (16)$$

Поскольку левые и правые входящие моды χ_l и χ_r не скоррелированы, их вклады в полный ток можно вычислять независимо (вклад левых/правых входящих мод мы далее обозначаем с помощью верхних индексов (l/r)). При рассмотрении вклада от правых входящих мод ток на левом берегу течет только через нижний Т-образный перекресток, так как на верхнем заряженного возбуждения в таком случае образоваться не может (с формальной точки зрения мы оставляем только вклад от χ_r в η_l , и первое среднее в (16) обращается в ноль). В результате получаем следующее выражение для спектральной плотности тока:

$$j_\varepsilon + j_{-\varepsilon} = \text{Im} \left\langle \left[\gamma_l^{(r)}, \eta_l^{(r)\dagger} \right] \right\rangle - \text{Im} \left\langle \left[\gamma_r^{(l)}, \eta_r^{(l)\dagger} \right] \right\rangle, \quad (17)$$

Полный ток при этом принимает вид

$$j = \frac{e}{\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} d\varepsilon \cdot n_F(\varepsilon) \left(J_\varepsilon^{(r)} - J_\varepsilon^{(l)} \right) \quad (18)$$

и содержит вклады от левых и правых входящих мод.

Чтобы выразить все майорановские моды через две входящие, мы рассматриваем рассеяние вдоль разных траекторий и получаем уравнения самосогласования для петель на рис. 3:

$$\eta_l = A_l \chi_l + B_l \chi_r + C_l \eta_r + D_l \eta_l, \quad (19)$$

$$\eta_r = A_r \chi_r + B_r \chi_l + C_r \eta_l + D_r \eta_r. \quad (20)$$

Чтобы их получить, можно мысленно разделить отрезок моды η на две части и выразить входящие η через χ и выходящие.

Амплитуды перехода по путям на рис. 3 имеют вид

$$A_l = -r_l(\varepsilon) e^{i \frac{\varepsilon W}{v}} \sin(2\tilde{\alpha} + \phi_l), \quad (21)$$

$$B_l = -t_b(\varepsilon) e^{i \frac{\varepsilon W}{v}} \sin \frac{4\tilde{\alpha} + \phi_{AB} + \Phi}{2}, \quad (22)$$

$$C_l = t_b(\varepsilon) e^{i \frac{\varepsilon W}{v}} \cos \frac{4\tilde{\alpha} + \phi_{AB} + \Phi}{2}, \quad (23)$$

$$D_l = r_l(\varepsilon) e^{i \frac{\varepsilon W}{v}} \cos(2\tilde{\alpha} + \phi_l), \quad (24)$$

$$A_r = -r_r(\varepsilon) e^{i \frac{\varepsilon W}{v}} \sin(2\tilde{\alpha} + \phi_r), \quad (25)$$

$$B_r = -t_a(\varepsilon) e^{i \frac{\varepsilon W}{v}} \sin \frac{4\tilde{\alpha} + \phi_{AB} - \Phi}{2}, \quad (26)$$

$$C_r = t_a(\varepsilon) e^{i \frac{\varepsilon W}{v}} \cos \frac{4\tilde{\alpha} + \phi_{AB} - \Phi}{2}, \quad (27)$$

$$D_r = r_r(\varepsilon) e^{i \frac{\varepsilon W}{v}} \cos(2\tilde{\alpha} + \phi_r), \quad (28)$$

где введено обозначение $2\tilde{\alpha} = \alpha + \alpha'$. Принимая во внимание наши дальнейшие приближения и для прозрачности наших вычислений, эти выражения приведены для случая симметричного по энергии рассеяния в магнитной прослойке, $S^*(-\varepsilon) = S(\varepsilon)$, имеющего место для уравнения (1).

Решая уравнения самосогласования и подставляя полученные выражения для η и γ , находим спектральную плотность тока:

$$\begin{aligned} J_\varepsilon^{(r)} - J_\varepsilon^{(l)} = & \text{Im} \left\{ \left[-C_l + A_l \frac{B_l[1 - D_r] + C_l A_r}{[1 - D_l][1 - D_r] - C_l C_r} + \right. \right. \\ & \left. \left. + B_l \frac{A_r[1 - D_l] + C_r B_l}{[1 - D_l][1 - D_r] - C_l C_r} \right] \times \right. \\ & \left. \times \left[\frac{B_l[1 - D_r] + C_l A_r}{[1 - D_l][1 - D_r] - C_l C_r} \right]^* - \right. \\ & \left. - \left[-C_r + A_r \frac{B_r[1 - D_l] + C_r A_l}{[1 - D_l][1 - D_r] - C_l C_r} + \right. \right. \\ & \left. \left. + B_r \frac{A_l[1 - D_r] + C_l B_r}{[1 - D_l][1 - D_r] - C_l C_r} \right] \times \right. \\ & \left. \times \left[\frac{B_r[1 - D_l] + C_r A_l}{[1 - D_l][1 - D_r] - C_l C_r} \right]^* \right\}. \quad (29) \end{aligned}$$

Полный ток (18) получается из данного выражения после умножения на функцию распределения Ферми $n_F(\varepsilon)$ и интегрирования по энергиям. Как можно было ожидать, в него через амплитуды A/D входят фазы $\phi_{l,r}$, что приводит к размытию периодичности

по полной фазе Ааронова–Бома (см. работу [14]), вызванному гибридизацией.

В частных случаях полученный результат может быть упрощен. При определенных значениях фаз Ааронова–Бома $\phi_{l,r}$ амплитуды перехода по петлям с участием рассеяния обращаются в ноль, $D_l = D_r = 0$. Это позволяет привести выражение (18) к сумме по мацубаровским частотам. Для симметричного случая ($L_l = L_r = L/2$) и $\phi_l + 2\tilde{\alpha} = -(\phi_r + 2\tilde{\alpha}) = \pi/2$ получаем:

$$j = 4\frac{e}{\hbar}\pi T t^2 \sin \Phi \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{2e^{\omega_n/E_T} - t^2(1 + \cos \Phi)}. \quad (30)$$

Для $\phi_l + 2\tilde{\alpha} = \phi_r + 2\tilde{\alpha} = -\pi/2$ получаем:

$$j = 4\frac{e}{\hbar}\pi T t^2 \sin \Phi \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{2e^{\omega_n/E_T} + t^2(1 - \cos \Phi)}, \quad (31)$$

где $E_T = \hbar v/2(L + W)$ – энергия Таулесса. В пределе нулевой температуры суммы заменяются интегралами, и формула (30) сводится к выражению

$$j(T = 0) = -2\frac{e}{\hbar}E_T \sin \Phi \cdot \frac{\ln(1 - t^2 \frac{1 + \cos \Phi}{2})}{1 + \cos \Phi}, \quad (32)$$

а выражение (31) принимает вид

$$j(T = 0) = 2E_T \frac{e}{\hbar} \sin \Phi \cdot \frac{\ln(1 + t^2 \frac{1 - \cos \Phi}{2})}{1 - \cos \Phi}. \quad (33)$$

Сделаем несколько замечаний. Во-первых, в отсутствие гибридизации, т.е. в пределе полного прохождения, $t \rightarrow 1$, ток-фазовое соотношение (32) имеет особенность [14] с логарифмической расходимостью джозефсоновской индуктивности $(dj/d\Phi)^{-1}$ при $\Phi = 0$. Выражение (32) описывает, как эта особенность размывается при наличии гибридизации.

Кроме того, обобщение расчетов на асимметричный случай $L_l \neq L_r$ и на произвольные матрицы рассеяния показывает, что результаты (30)–(33) остаются неизменными. Наконец, в общем случае фазы α, α' на левом и правом сверхпроводящем контакте могут различаться; обозначим соответствующие фазы как $\alpha_l, \alpha'_l, \alpha_r, \alpha'_r$. Как показывает расчет, результаты при этом отличаются только сдвигом разности фаз $\Phi \mapsto \Phi - \alpha_l + \alpha'_l + \alpha_r - \alpha'_r$ (см. [15] для случая без гибридизации). Эта комбинация фаз набирается в петле интерферометра при андреевском отражении на обоих сверхпроводящих контактах. Такой сдвиг разности фаз Φ приводит, в частности, к появлению тока при $\Phi = 0$, что соответствует так называемому ϕ_0 -контакту [16].

Отметим, что джозефсоновская энергия, соответствующая выражениям (32), (33), может рассматриваться как энергия взаимодействия доменных стенок, а ее производная по расстоянию между ними как сила. Полученные результаты могут в дальнейшем использоваться для анализа динамики доменных стенок в магнитной прослойке.

В работе проанализирован джозефсоновский ток в интерферометре, образованном двумя доменными стенками в магнитной прослойке между сверхпроводящими электродами с учетом гибридизации киральных фермионных состояний, локализованных на стенках. С одной стороны, такой анализ описывает влияние магнитной структуры на сверхток. С другой стороны, полученные результаты демонстрируют эффективное взаимодействие доменных стенок. Его следует учитывать при полноценном описании динамики магнитной прослойки.

Авторы благодарны А. Шнирману за полезные обсуждения.

Финансирование работы. Работа была поддержана грантом Российского научного фонда # 24-12-00357 (начальная часть для симметричной ситуации # 21-42-04410).

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

1. C. Nayak, S. H. Simon, A. Stern, M. Freedman, and S. Das Sarma, Rev. Mod. Phys. **80**, 1083 (2008).
2. S. Das Sarma, M. Freedman, and C. Nayak, NJP Quant. Info. **1**, 15001 (2015).
3. A. Yu. Kitaev, Ann. Phys. **303**(1), 2 (2003).
4. L. Fu and C. L. Kane, Phys. Rev. Lett. **100**, 096407 (2008).
5. L. Fu and C. L. Kane, Phys. Rev. Lett. **102**, 216403 (2009).
6. A. R. Akhmerov, J. Nilsson, and C. W. J. Beenakker, Phys. Rev. Lett. **102**, 216404 (2009).
7. J. R. Williams, A. J. Bestwick, P. Gallagher, S. S. Hong, Y. Cui, A. S. Bleich, J. G. Analytis, I. R. Fisher, and D. Goldhaber-Gordon, Phys. Rev. Lett. **109**, 056803 (2012).
8. F. Qu, F. Yang, J. Shen, Y. Ding, J. Chen, Z. Ji, G. Liu, J. Fan, X. Jing, C. Yang, and L. Lu, Sci. Rep. **2**, 339 (2012).
9. S. Ghatak, O. Breunig, F. Yang, Z. Wang, A. Taskin, and Y. Ando, Nano Lett. **18**, 5124 (2018).
10. I. Sochnikov, L. Maier, C. A. Watson, J. R. Kirtley, C. Gould, G. Tkachov, E. M. Hankiewicz, C. Brüne, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, and K. A. Moler, Phys. Rev. Lett. **114**, 066801 (2015).

11. M. Kayyalha, A. Kazakov, I. Miotkowski, S. Khlebnikov, L. P. Rokhinson, and Y. P. Chen, npj Quantum Mater. **5**, 7 (2020).
12. Y. Zhang, Z. Lyu, X. Wang, E. Zhuo, X. Sun, B. Li, J. Shen, G. Liu, F. Qu, and L. Lü, Chin. Phys. B **31**(10), 107402 (2022).
13. A. C. Potter and L. Fu, Phys. Rev. B **88**, 121109 (2013).
14. D. S. Shapiro, A. Shnirman, and A. D. Mirlin, Phys. Rev. B **93**, 155411 (2016).
15. D. S. Shapiro, D. E. Feldman, A. D. Mirlin, and A. Shnirman, Phys. Rev. B **95**, 195425 (2017).
16. A. Buzdin, Phys. Rev. Lett. **101**, 107005 (2008).