Письма в ЖЭТФ, том 109, вып. 11, с. 761 – 768 

# Динамика доменных стенок в Фульде–Феррелл сверхпроводнике

*В. Д. Пластовец*[+1)], *Д. Ю. Водолазов*[*]

[+]*Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, 603950 Н. Новгород, Россия*

[*]*Институт физики микроструктур РАН, 603087 Н. Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 9 апреля 2019 г.
После переработки 18 апреля 2019 г.
Принята к публикации 25 апреля 2019 г.

В работе теоретически исследован механизм переключения между различными состояниями квазиодномерного сверхпроводника, находящегося в фазе Фульде–Феррелла, при наличии транспортного тока. В рамках нестационарной модели Гинзбурга–Ландау показано, что при токе, больше некоторого критического, переключение происходит за счет появления на границе с нормальным металлом либо в "слабом" месте внутри сверхпроводника конечных областей с ненулевым электрическим полем и их движения вдоль сверхпроводника. Установлено, что каждому такому солитону электрического поля соответствует своя движущаяся доменная стенка, разделяющая части сверхпроводника с противоположным направлением сверхскоростей и в области которой величина модуля сверхпроводящего параметра порядка конечна. Последнее обстоятельство отличает такие солитоны от других известных солитонов в токонесущих сверхпроводниках: движущихся вихрей Абрикосова или Джозефсона.

DOI: 10.1134/S0370274X19110080

В 1960-ых гг. было теоретически показано, что в присутствии сильного зеемановского расщепления (с энергией $\mu_B B$ порядка энергетической щели в спектре квазичастиц в сверхпроводнике) в сверхпроводнике возможна реализация так называемого состояния Фульде–Феррелла–Ларкина–Овчинникова (ФФЛО), характеризуемого пространственными осцилляциями сверхпроводящего параметра порядка $\Psi$ в основном состоянии [1, 2]. Причем в состоянии Фульде–Феррелла (ФФ) происходят осцилляции фазы $\Psi \sim e^{i\mathbf{qr}}$ ($q$ – волновой вектор, величина которого пропорциональна скорости сверхпроводящих электронов), тогда как в состоянии Ларкина–Овчинникова (ЛО) происходят осцилляции модуля сверхпроводящего параметра порядка $\Psi \sim \cos(\mathbf{qr})$. Экспериментально такое состояние может быть реализовано в тонких сверхпроводящих пленках (либо квазидвумерных сверхпроводниках), помещенных в параллельное магнитное поле [3–5], либо в гибридных структурах сверхпроводник–ферромагнетик S/F, где роль магнитного поля играет обменное поле ферромагнетика [6]. В последнем случае можно различить ФФЛО состояние с осцилляциями $\Psi$ поперек [6, 7] и вдоль [8] S/F слоев.

В недавней работе [9] был рассмотрен вопрос об устойчивости состояния Фульде–Феррелла при наличии сверхпроводящего тока (сверхпроводящей плотности тока $j$) в сверхпроводнике. Теоретический анализ проводился в рамках модифицированного феноменологического функционала Гинзбурга–Ландау и была рассмотрена одномерная ситуация. Было показано, что наличие транспортного тока снимает вырождение (связанное с одинаковой энергией состояний с противоположно направленными $q$) и делает энергетически более выгодным состояние с $\mathbf{q} \uparrow\downarrow \mathbf{j}$, а состояние с $\mathbf{q} \uparrow\uparrow \mathbf{j}$ становится метастабильным, но устойчивым, из-за наличия энергетического барьера между этими состояниями. При достаточно большом токе, когда $j > j_{c1}$, энергетический барьер исчезает и в данной системе может быть реализовано только состояние с $\mathbf{q} \uparrow\downarrow \mathbf{j}$ (сверхпроводящее состояние теряет устойчивость при большем токе, когда $j > j_{c2} > j_{c1}$). Кроме того, было обнаружено, что при нулевом токе в таком сверхпроводнике возможно существование доменной стенки, разделяющей области сверхпроводника с противоположно направленными $q$.

С другой стороны, в работе [10] на основе расчетов в рамках модели Узаделя было также показано, что конечный сверхток снимает вырождение продольного ФФ состояния, реализуемого в S/F/N структуре (здесь N – нормальный металл) и рассчитанная зависимость сверхтока, текущего в плоскости гибридной структуры, от сверхскорости качественно соответствует зависимости, полученной в работе [9]. Кроме того, в данной работе было показано, что ЛО состояние имеет более высокую энергию,

[1)]e-mail: plastovec26@gmail.com

чем ФФ состояние при рассмотренных параметрах S/F/N структуры. Полученный результат говорит о том, что S/F/N структура является подходящей модельной системой как для теоретического, так и экспериментального исследования свойств ФФ состояний в сверхпроводниках. Последнее обстоятельство связано с тем, что она может быть реализована на практике для реалистичных параметров S, F и N слоев [11].

В нашей работе мы ставим вопрос о механизме переключения между ФФ состояниями с противоположным направлением $q$, об устойчивости таких состояний при наличии контакта сверхпроводника с нормальным металлом или наличии дефектов (“слабых” мест) и сужений в сверхпроводнике, а также о механизме возникновения доменной стенки. Решение этой проблемы в рамках модели Узаделя для S/F/N структуры требует решения двумерной задачи (вдоль и поперек слоев), что является трудоемкой задачей при наличии тока. Поэтому мы исследовали эту задачу, используя феноменологический функционал Гинзбурга–Ландау и его обобщение на нестационарный случай [9].

Мы показали, что доменная стенка возникает либо вблизи SN границы, либо в “слабом” месте (сужении) сверхпроводника, если плотность тока превышает некоторое критическое значение $j \leqslant j_{c1}$ и сверхпроводник изначально находился в метастабильном состоянии с $\mathbf{q} \uparrow\uparrow \mathbf{j}$. Под действием тока доменная стенка двигается вдоль сверхпроводника и изменяет локально $q$, так как в области доменной стенки существует электрическое поле. Таким образом, при токе большем некоторого критического возникают электрические солитоны, локализованные около движущихся доменных стенок, движение которых переключает ФФ сверхпроводник из метастабильного в основное состояние. Так как в области доменной стенки модуль параметра порядка конечен, то такие солитоны отличаются от других известных солитонов в сверхпроводниках – движущихся вихрей Абрикосова или Джозефсона, в области которых есть точка, где $|\Psi| = 0$. Другим отличием является направление движения солитонов – в ФФ сверхпроводнике солитоны движутся по или против тока, тогда как вихри двигаются перпендикулярно току в достаточно “грязных” сверхпроводниках с малой длиной свободного пробега электронов.

При расчетах мы используем феноменологический функционал Гинзбурга–Ландау (ГЛ), предложенный в работе [9]:

$$F = \alpha|\Psi|^2 + \beta\left|\partial_x\Psi\right|^2 + \gamma|\Psi|^4 + \delta\left|\partial_x^2\Psi\right|^2, \qquad (1)$$

где $\partial_x = \frac{\partial}{\partial x}$. Важно отметить, что для устойчивости неоднородного состояния (ФФ или ЛО) необходимо, чтобы $\alpha, \beta < 0$ и $\gamma, \delta > 0$. Проведенный в работе [9] анализ показал, что для выбранных знаков коэффициентов ФФ состояние более выгодно, чем ЛО состояние, что также было подтверждено и нашими численными расчетами.

Для исследования динамики $\Psi$ воспользуемся приближением нестационарной модели ГЛ для функционала (1), которое можно записать в калибровочно инвариантной форме следующим образом [9, 12]:

$$-\Gamma\left(\frac{\partial\Psi}{\partial t} - i\frac{2e}{\hbar}\varphi\Psi\right) = \frac{\delta F}{\delta\Psi^*}, \qquad (2)$$

где $e > 0$ – заряд электрона, $\varphi$ — электрический потенциал, $\Gamma$ – действительный параметр. Полная плотность тока $j$ в нестационарном случае будет состоять из нормальной $j_n$ и сверхпроводящей $j_s$ компонент. Нормальный ток определяется следующим образом:

$$j_n = -\sigma_n\frac{\partial\varphi}{\partial x}, \qquad (3)$$

где $\sigma_n$ – проводимость сверхпроводника в нормальном состоянии, а выражение для $j_s$ было получено ранее в работе [9]. Введем безразмерные величины для параметра порядка $\Psi(x)$ и координаты $x$ с помощью $\Psi_0 = \sqrt{|\alpha|/|\gamma|}$ и $\xi = \sqrt{|\beta|/|\alpha|}$ следующим образом:

$$\Psi = \Psi_0\Psi', \quad x = \xi x'.$$

Таким образом мы получаем систему нестационарных уравнений ГЛ для эволюции параметра порядка и электрического потенциала:

$$u\left(\partial_t\Psi + i\varphi\Psi\right) = -\zeta\partial_x^4\Psi - \partial_x^2\Psi - \Psi(|\Psi|^2 - 1), \qquad (4)$$

$$j = -\partial_x\varphi + \\ + \mathrm{Im}\left\{\Psi^*\partial_x\Psi - \zeta\left(\left(\partial_x\Psi\right)^*\partial_x^2\Psi - \Psi^*\partial_x^3\Psi\right)\right\}, \qquad (5)$$

где $\zeta = |\alpha|\delta/|\beta|^2$, $u = \Gamma/\Gamma_0$. Плотность тока измеряется в единицах $j_0 = 4e\Psi_0^2|\beta|/\hbar\xi$, время – в $t_0 = \hbar^2\sigma_n/8e^2\Psi_0^2|\beta|$, коэффициент релаксации $u$ – в $\Gamma_0 = |\alpha|t_0$, электрический потенциал – в $\varphi_0 = 4e\Psi_0^2|\beta|/\hbar\sigma_n$, электрическое поле – в $E_0 = \varphi_0/\xi$.

Уравнения (4)–(5) решались численно для сверхпроводящих квазиодномерных нитей (проводов), которые приведены в контакт с нормальным металлом на обоих концах. Чтобы обеспечить обращение сверхпроводящего тока $j_s$ в нуль на S/N границах, аналогично [13] запишем граничные условия для электрического потенциала и параметра порядка в следующем виде:

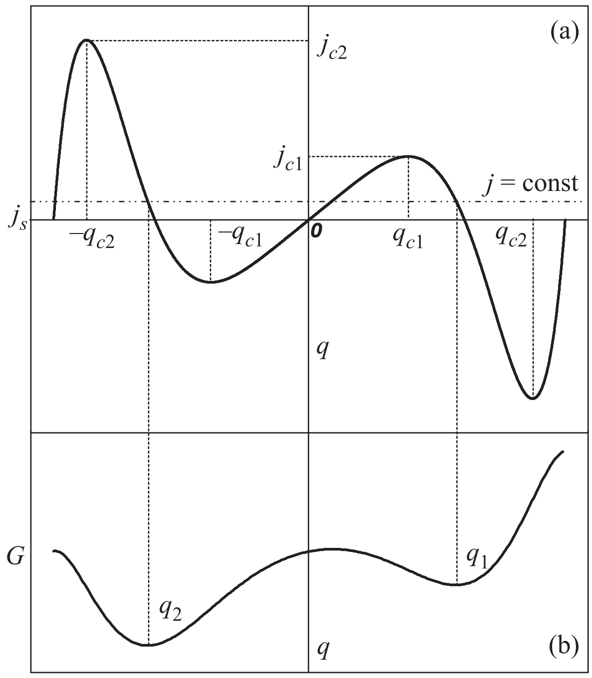


Рис. 1. (a) – Зависимость $j_s(q)$. (b) – $G(q)$ для $\zeta = 0.5$. Серой пунктирной линией обозначен заданный ток $j$, для которого рассчитана энергия $G(q)$ на рисунке (b). $j_{c1,c2}$ – критические значения плотности тока, $q_{c1,c2}$ – соответствующие им критические значения волнового вектора $q$. Значения $q$, отвечающие метастабильному и основному состояниям обозначены как $q_1$ и $q_2$, соответственно

$$\partial_x \Psi(0,t) = \partial_x \Psi(L,t) = 0, \tag{6}$$

$$\Psi(0,t) = \Psi(L,t) = 0, \tag{7}$$

$$\partial_x \varphi(0,t) = \partial_x \varphi(L,t) = -j, \tag{8}$$

где $L$ – длина сверхпроводника, $j$ – полная плотность тока из уравнения (5).

Квазиодномерность в нашем случае означает, что толщина и ширина сверхпроводящего провода должны быть меньше сверхпроводящей длины когерентности. Также можно ожидать, что наши результаты могут быть справедливы и когда толщина и ширина сверхпроводящего провода меньше глубины проникновения магнитного поля. Последнее условие обеспечивает однородность распределения плотности тока по сечению провода и однородность распределения $\Psi$ по толщине и ширине сверхпроводника.

По аналогии с работой [9] рассмотрим вначале случай бесконечно длинной сверхпроводящей нити, находящейся в стационарном сверхпроводящем состоянии с $j \neq 0$. Ища решение уравнения (5) в виде $\Psi = |\Psi| e^{iqx}$ (с $q = \mathrm{const}$ и $|\Psi| = \mathrm{const}$), нетрудно получить зависимость сверхпроводящего тока $j_s$ от волнового вектора $q$:

$$j_s(q) = |\Psi|^2(q)(1 - 2\zeta q^2)q, \tag{9}$$

$$|\Psi|^2(q) = 1 + q^2 - \zeta q^4. \tag{10}$$

Зафиксируем параметр $\zeta = 0.5$. Зависимость $j_s(q)$ представлена на рис. 1 вместе с плотностью свободной энергии Гиббса $G(q) = -\frac{1}{2}|\Psi|^4(q) + 2jq$.

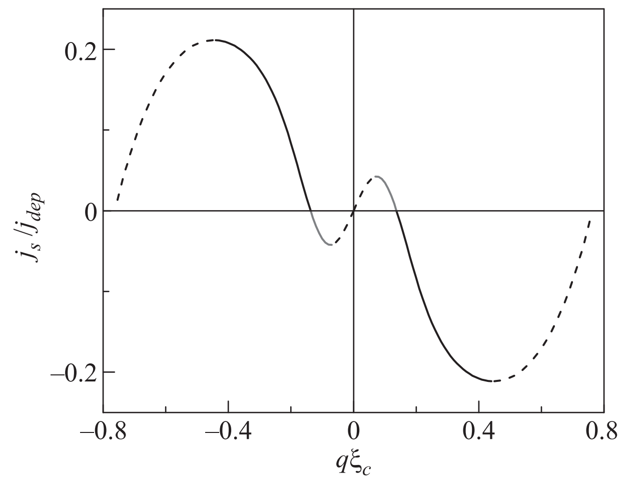


Рис. 2. Зависимость $j_s(q)$, рассчитанная в рамках модели Узаделя для S/F/N структуры (детали расчета приведены в [10]). Сплошные участки линии соответствуют устойчивым (черные) и метастабильным (серые), пунктирные – неустойчивым токонесущим ФФ состояниям. Параметры S/F/N структуры: толщины слоев $d_S = 1.4\xi_c$, $d_F = 0.15\xi_c$, $d_N = \xi_c$, $T = 0.2T_{c0}$, отношение проводимостей $\sigma_N/\sigma_S = 150$, $\sigma_F/\sigma_S = 1$, обменная энергия ферромагнетика $E_{ex} = 25k_BT_{c0}$, $\xi_c = (\hbar D_S/k_BT_{c0})^{1/2}$, $j_{dep}$ – плотность тока распаривания S слоя при $T = 0$, $T_{c0}$ – критическая температура сверхпроводника и $D_S$ – коэффициент диффузии в сверхпроводнике

Видно, что зависимость $j_s(q)$ качественно повторяет результат, показанный на рис. 2 и который был получен из численного решения уравнения Узаделя для гибридной S/F/N системы [10]. При заданной плотности тока $0 < j < j_{c1}$ (для определенности будем в дальнейшем использовать значения $j > 0$) в системе имеются два устойчивых решения: $q_1(j)$ и $q_2(j)$, причем $q_1$ является метастабильным, а $q_2$ – основным (такое обозначение будет использоваться дальше). Для выбранного значения параметра $\zeta$ критические значения плотности тока принимают численные значения $j_{c1}/j_0 = 0.5$, $j_{c2}/j_0 = 1.428$. При $j = j_{c1}$ энергетический барьер между состояниями $q_1$ и $q_2$ исчезает, и метастабильное состояние становится неустойчивым. При $j > j_{c2}$ сверхпроводник не может находиться в сверхпроводящем состоянии.

В случае сверхпроводника конечной длины, на концах которого расположены нормальные резервуа-

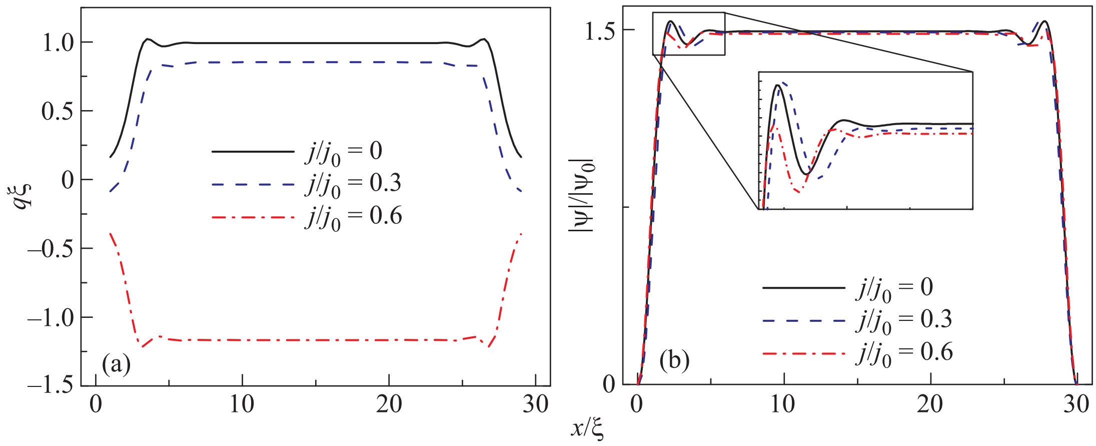


Рис. 3. (Цветной онлайн) Пространственное распределение $q(x)$ (a) и $|\Psi(x)|$ (b) для провода длиной $L = 30$ при разных значениях плотности тока $j$ в стационарном состоянии

ры, как волновой вектор $q$, так и модуль сверхпроводящего параметра порядка будут зависеть от координаты. Пример решения уравнений (4)–(5) с граничными условиями (6)—(8) представлен на рис. 3. На нем изображены три вида состояний: метастабильное при $j = 0.3 < j_{c1}$, стабильное при $j = 0.6 > j_{c1}$ и вырожденное состояние при $j = 0$.

Так как конвертация заданного в системе тока $j$ из нормального в сверхпроводящий происходит вблизи границ сверхпроводника, то вдали от границ $j_s = j$ и величины $q$ и $|\Psi|$ принимают равновесные значения, которые получаются при решении уравнений (9) и (10). Также из рисунка 3 видно, что в приграничных областях существуют осцилляции модуля параметра порядка, что является следствием контакта сверхпроводника с нормальным металлом. Отметим, что данные осцилляции отсутствуют в обычном сверхпроводнике [14].

Для определения устойчивости конкретных состояний системы перейдем к рассмотрению задачи эволюции параметра порядка во времени. В расчетах мы задаем начальное распределение как $\Psi = e^{iq_1 x}$ и следим за изменением $q(x,t)$ и $|\Psi|(x,t)$ во времени. Результаты численных расчетов показывают, что при малых значениях $j$ метастабильные состояния с $q = q_1$ являются устойчивыми, однако при увеличении плотности тока наблюдается переход из метастабильного состояния (даже если $j < j_{c1}$) в энергетически более выгодное основное состояние, что показано на рис. 4.

Таким образом, наличие нормальных контактов может сделать метастабильные состояния (устойчивые при $0 < j < j_{c1}$ в бесконечной однородной проволоке) неустойчивыми при некоторой новой критической плотности тока $j_c < j_{c1}$. Расчеты показывают, что на величину $j_c$ не влияет длина сверхпроводника $L$, но имеет место зависимость $j_c$ от величины параметра $u$, которая изображена на рис. 5. Этот результат означает, что формирование неустойчивости зависит от глубины проникновения электрического поля $l_E$ в сверхпроводник, так как величины $u$ и $l_E$ связаны как $l_E^2 \sim 1/u$ [9, 14]. С увеличением $l_E$ критическая плотность тока $j_c$ растет, что напоминает рост критической плотности тока неустойчивости SN границы в обычном сверхпроводнике при уменьшении $u$ [14]. Последний эффект связан с уменьшением сверхпроводящей плотности тока в области SN границы (где $|\Psi|$ подавлен) при увеличении $u$, что и приводит к неустойчивости метастабильного ФФ состояния для больших $j$ при увеличении $l_E$.

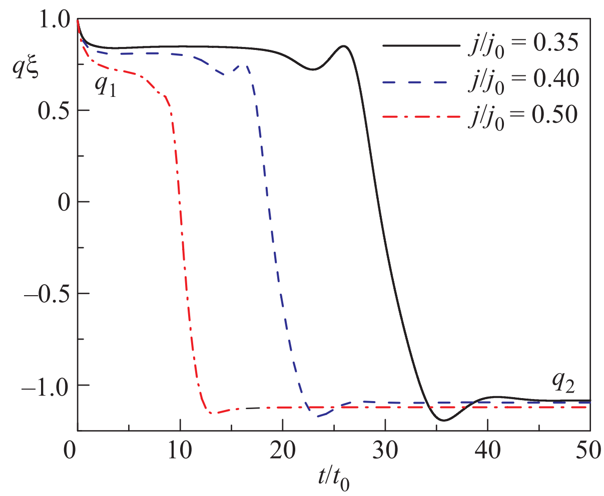


Рис. 4. (Цветной онлайн) Временная зависимость волнового вектора $q(t)$ в центре проволоки $x = L/2$ ($L = 30$, $u = 6$) для разных значений плотности тока

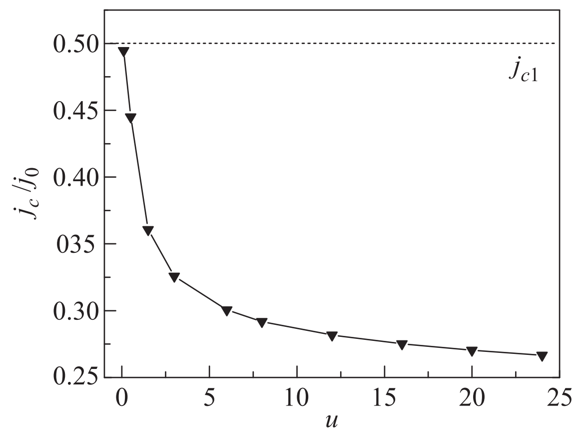


Рис. 5. Зависимость критического значения плотности тока $j_c$ от параметра $u$ при $L = 30$

Обсудим детали процесса переключения между состояниями с разными $q$. На рисунке 6 изображены пространственные структуры электрического поля $E$, модуля параметра порядка $|\Psi|$ и волнового числа $q$ в разные моменты времени с начальным условием, соответствующим метастабильному состоянию с волновым вектором $q = q_1$ и $j > j_c$.

Из-за подавления $|\Psi|$ возле границы с нормальным металлом неустойчивость развивается в этом месте. У границ проволоки начинаются появляться доменные стенки и связанные с ними электрические солитоны (см. момент времени $t = 20$). Затем доменные стенки отходят от границ, окончательно формируются и двигаются настречу друг другу (рис. 6a2) вдоль сверхпроводника, изменяя значение $q$ в областях, где они прошли. При $t = 149$ доменные стенки встречаются на середине нити, сливаются и аннигилируют. Аннигиляция доменых стенок схожа с аннигиляцией вихрей и антивихрей в сверхпроводниках - в момент аннигиляции происходит усиление локального электрического поля (рис. 6a3). Чтобы полный ток сохранялся, в области аннигиляции появляется текущий в противоположном направлении сверхток.

Движение доменной стенки при ненулевом токе $j$ легко понять. В области изменения $q(x)$ при $q \approx 0$ сверхток в уравнении (5) определяется членами $j_s \approx |\Psi|^2 q + \zeta|\Psi|^2\partial_x^2 q$. Наличие таких членов связано с несимметричностью стенки ($q_1 \neq q_2$) при $j \neq 0$, и их вклад будет ненулевым, но малым по сравнению с $j$. Поэтому в этой области должен существовать нормальный ток (электрическое поле). Поле меняет скорость сверхпроводящих электронов, распределение $q(x)$ около доменной стенки изменяется, что и выглядит как ее движение.

На рисунке 7 представлена характерная зависимость скорости движения солитона по сверхпроводнику от тока $v_{\text{sol}}(j)$, где скорость измеряется в единицах $v_0 = \xi/t_0$. При $0 < j < j_c$ солитоны в нашей системе не зарождаются на SN границах, поэтому в этом диапазоне токов доменная стенка была задана через начальное условие при $t = 0$: $q = -1(x < L/2), q = 1(x > L/2)$, после чего исследовалась ее скорость движения при заданном токе. Так как с увеличением тока электрическое поле в области доменной стенки увеличивается, то это приводит к более быстрому изменению сверхскорости и увеличению $v_{sol}$ при увеличении плотности тока.

Таким образом за счет движения доменных стенок (и связанных с ними солитонов электрического поля) происходит переключение из метастабильного ФФ состояния в основное. Важно отметить, что особенностью данного механизма переключения является отсутствие зануления $|\Psi|$ где-либо в проволоке (за исключением границ с нормальным металлом), характерного для процесса проскальзывания фазы в обычном сверхпроводящем проводе (в этом случае также есть локализованное, на масштабе $l_E$ вблизи центра проскальзывания фазы электрическое поле [14]) или движения вихрей Абрикосова/Джозефсона, для которых также характерно наличие локализованного, вблизи кора вихрей, электрического поля.

Вышеописанный переходный процесс происходит при плотностях тока в пределах $(-j_{c1}, j_{c1})$ и при $(j > j_{c2})$ система переходит в резистивное состояние, которому соответствует либо образование центра/центров проскальзывания фазы, либо переход ФФ сверхпроводника в нормальное состояние, в зависимости от величины параметра $u$.

Мы также обнаружили, что доменная стенка может появиться не только вблизи контакта сверхпроводника с нормальным металлом, но и при наличии “слабого” места (сужения) в проволоке, в области такого места/сужения. Мы рассмотрели два случая: локально подавленное $T_c$ в центре провода, играющее роль “слабого” места, и вариация поперечного сечения проволоки $S$. В первом случае, при достаточно сильном подавлении $T_c$, в “слабом” месте возникал центр проскальзывания фазы (ЦПФ) при $j < j_c$, когда проволока находилась в метастабильном состоянии, однако это не приводило к появлению доменной стенки. Только при токе $j > j_c$ в “слабом” месте возникали две доменные стенки, которые двигались в противоположных направлениях и встречались с доменными стенками, появившимися вблизи SN границ. При этом процесс проскальзывания фазы в “слабом” месте прекращался. Данный результат легко

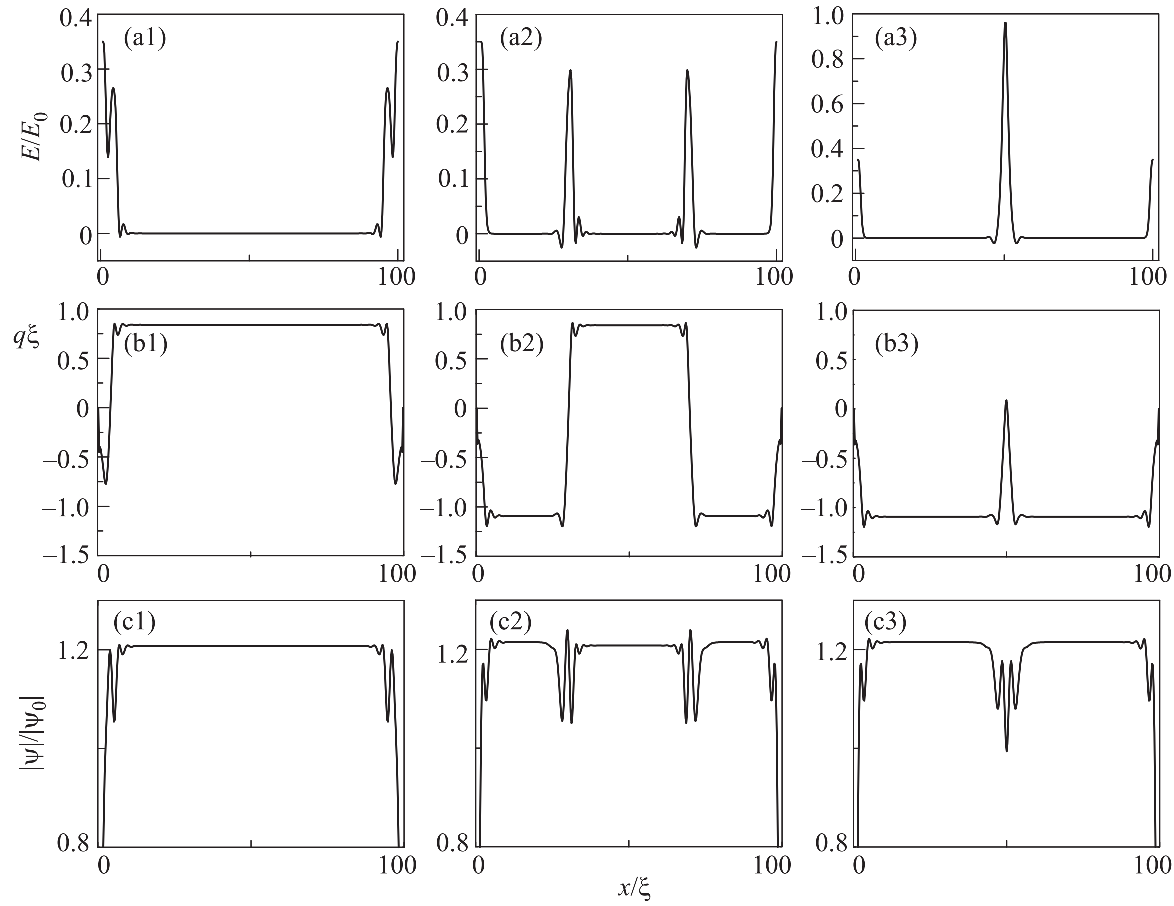


Рис. 6. Распределение электрического поля $E(x)$ (a), волнового числа $q(x)$ (b) и модуля параметра порядка $|\Psi(x)|$ (c) для проволоки длиной $L = 100$ при $u = 6$, $j = 0.35$ в разные моменты времени: $t = 20$ (1), $t = 95$ (2), $t = 149$ (3). При $t = 0$ сверхпроводник находится в метастабильном состоянии

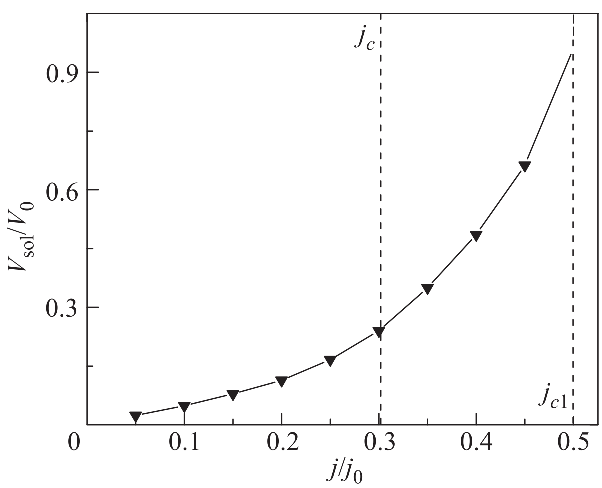


Рис. 7. Зависимость скорости солитона от плотности тока $j$. Пунктирными линиями показаны критические значения плотности тока $j_{c1}$ и $j_c$ при $u = 6$

понять, так как в центре проскальзывания фазы $|\Psi|$ сильно подавлен и ЦПФ можно представить как две последовательно расположенные SN и NS границы, неустойчивые при $j > j_c$. Подавление процесса проскальзывания фазы также можно понять, так как в ФФ фазе по сути существуют два тока распаривания: $j_{c1}$ и $j_{c2}$, соответствующие метастабильному и основному состоянию, проистекающие из различной зависимости $|\Psi|(j)$, – см., например, уравнение (9). Поэтому при переключении в основное состояние $|\Psi|$ вырастает, что означает усиление сверхпроводящих свойств.

Во втором случае, при достижении плотностью тока в узком месте значения $j_{c1}$, в сужении возникал нормальный ток, так как полный ток не мог переноситься только за счет сверхпроводящей компоненты. Возникающее электрическое поле изменяло $q$ на величину, соответствующую основному состоянию, при этом в сужении возникали две доменные стенки, которые двигались в сторону нормальных контактов.

Таким образом, нормальные контакты или неоднородности можно рассматривать как "слабые" места, где в первую очередь возникает неустойчивость метастабильного (при плотности тока $j = j_c \leqslant \leqslant j_{c1}$) или основного (при плотности тока $j < j_{c2}$) ФФ состояния, что похоже на обычный сверхпроводник [14]. Неустойчивость метастабильного состояния приводит к появлению движущихся доменных стенок, переключающих ФФ сверхпроводник в основное состояние.

Мы также установили (решая двумерную задачу и используя граничные условия с вакуумом в $Y$-направлении – см. уравнения (14)-(15) в [13]), что в мостике с конечной шириной $W \ll L$ также существует только два вырожденных состояния – с $\pm q$, направленным вдоль мостика. Отличие конечной геометрии от бесконечной (в которой нет выделенного направления и все направления имеют одинаковую энергию) связано с наличием границ. Из граничных условий с вакуумом следует, что $q|_n = 0$, т.е. по сути возле границы возникает половина доменной стенки, если $q$ перпендикулярен границе [13]. Из общих соображений понятно, что наличие доменной стенки приводит к повышению энергии (для модельного функционала (1) это было показано в [9]), поэтому волновой вектор $q$ будет выбирать такое направление, чтобы обеспечить наименьший объем доменных стенок - т.е. он будет направлен по более длиной стороне ФФ сверхпроводника, что мы и обнаружили в наших 2D численных расчетах. Ясно, что этот результат будет справедлив и для S/F/N структуры, так как из граничных условий для аномальных и нормальных функций Грина на границе с вакуумом также следует, что $q|_n = 0$. Таким образом результаты, полученные в рамках 1D модели могут быть распространены и на 2D мостик с $W \ll L$ и одним только требованием, что его ширина была бы меньше глубины проникновения магнитного поля, чтобы обеспечить условие однородного течения тока.

Обсудим теперь возможность экспериментального обнаружения данного эффекта. Как видно из рис. 2, зависимость $j(q)$, рассчитанная для гибридной S/F/N структуры, сходна с зависимостью $j(q)$, следующей из модельного функционала (1). Микроскопические расчеты, проведенные в работе [10], подтверждают наличие энергетического барьера между ФФ состояниями с противоположно направленными $q$ пока $j < j_{c1}$, тогда как сверхпроводящее состояние становится неустойчивым при $j > j_{c2}$. Поэтому можно ожидать, что полученные в нашей работе результаты будут справедливы для S/F/N структуры при определенных материальных параметрах, когда в ней может быть реализовано ФФ состояние [11]. А именно, она должна состоять из "грязного" сверхпроводника с большим удельным сопротивлением (например, NbN, MoSi, NbTiN, и т.д.), низкоомного нормального металла (например Al, Ag, Au или Cu), и ферромагнетика (Fe, Ni, CuNi и т.д.). Толщины S и N слоев должны быть не больше 2–3 сверхпроводящих длин когерентности (для NbN это порядка 5 нм), а толщина F слоя должна быть порядка $\xi_F$ – характерной глубины проникновения сверхпроводящих корреляций в ферромагнетик [6] (составляет от долей нанометра для сильных ферромагнетиков, до нескольких нанометров для слабых ферромагнетиков) [11].

Метастабильное ФФ состояние в мостике, изготовленном из такой S/F/N структуры, может быть приготовлено при уменьшении тока от $I < I_{c2} = j_{c2}S$ до $I > -I_{c1} = -j_{c1}S$ ($S$ – поперечное сечение мостика). При дальнейшем уменьшении тока до $I < -I_{c1}$ мостик должен перейти в основное состояние, а в сверхпроводнике должен появиться импульс напряжения, длительность которого зависит от длины мостика и скорости движения доменной стенки. Оценка скорости доменной стенки является сложной задачей из-за отсутствия вывода связи коэффициентов в функционале (1) с параметрами S/F/N системы. Кроме того, необходимо учитывать, что как и в обычных сверхпроводящих проводах неравновесные эффекты могут значительно влиять на время релаксации $|\Psi|$ [15], что может сильно изменить (замедлить) скорость движения доменной стенки. Если для оценки использовать $\xi \sim 5$нм и в качестве $t_0 = \hbar/k_BT_c \sim 1$ пс ($T_c = 10$ K), то мы получим $v_0 \sim 5 \cdot 10^5$ см/с. Мы не ожидаем пиннига доменной стенки на неоднородностях (по аналогии с пининнгом вихрей), так как около доменной стенки вариации $|\Psi|$ незначительны, она занимает все ширину мостика и сквозь нее не может течь сверхток.

Работа выполнена при поддержке программы РАН и Госзадания "Фундаментальная физика наноструктурированных сверхпроводников и гибридных систем".

В. Д. Пластовец и Д. Ю. Водолазов также благодарят Фонд развития теоретической физики и математики БАЗИС (грант 18-1-2-64-2) за оказанную поддержку.

1. A. I. Larkin and Yu. N. Ovchinnikov, Sov. Phys. JETP **20**, 762 (1965).
2. P. Fulde and R. A. Ferrell, Phys. Rev. **135**, A550 (1964).
3. H. Mayaffre, S. Krämer, M. Horvatić, C. Berthier, K. Miyagawa, K. Kanoda, and V. F. Mitrovic, Nat. Phys. **10**, 928 (2014).

4. C. C. Agosta, J. Jin, W. A. Coniglio, B. E. Smith, K. Cho, I. Stroe, C. Martin, S. W. Tozer, T. P. Murphy, E. C. Palm, J. A. Schlueter, and M. Kurmoo, Phys. Rev. B **85**, 214514 (2012).
5. R. Beyer, B. Bergk, S. Yasin, J. A. Schlueter, and J. Wosnitza, Phys. Rev. Lett. **109**, 027003 (2012).
6. A. I. Buzdin, Rev. Mod. Phys. **77**, 936 (2005).
7. A. S. Sidorenko, V. I. Zdravkov, J. Kehrle, R. Morari, G. Obermeier, S. Gsell, M. Schreck, C. Müller, M. Yu. Kupriyanov, V. V. Ryazanov, S. Horn, L. R. Tagirov, and R. Tidecks, JETP Lett. **90**, 139 (2009).
8. S. Mironov, A. Melnikov, and A. Buzdin, Phys. Rev. Lett. **109**, 237002 (2012).
9. K. V. Samokhin and B. P. Truong, Phys. Rev. B **96**, 214501 (2017).
10. P. M. Marychev and D. Yu. Vodolazov, Phys. Rev. B **98**, 214510 (2018).
11. S. V. Mironov, D. Vodolazov, Yu. Yerin, A. V. Samokhvalov, A. S. Mel'nikov, and A. Buzdin, Phys. Rev. Lett. **121**, 077002 (2018).
12. N. B. Kopnin, *Theory of Nonequilibrium Superconductivity*, Clarendon, Oxford (1997).
13. K. V. Samokhin and B. P. Truong, Phys. Rev. B **99**, 014503 (2019).
14. Б. И. Ивлев, Н. Б. Копнин, УФН **138**, 342 (1982).
15. M. Tinkham, *Introduction to superconductivity*, McGraw-Hill, N.Y. (1996).