

Критическая температура наноструктуры сверхпроводник/ферромагнетик вблизи магнитного скирмиона

В. А. Туманов¹⁾, В. Е. Зайцева, Ю. Н. Прошин

Казанский федеральный университет, 420008 Казань, Россия

Поступила в редакцию 1 июля 2022 г.

После переработки 26 августа 2022 г.

Принята к публикации 27 августа 2022 г.

Рассмотрен контакт сверхпроводника с киральным ферромагнетиком, содержащим сложные магнитные структуры: спиральную или коническую текстуру, скирмион, киральный поплавок. Более подробно рассмотрен случай одиночного скирмиона. Влияние таких магнитных неоднородностей на критическую температуру становится существенным только для спиновых структур масштаба порядка 100 нм и ниже. Решетки скирмионов и одиночные скирмионы такого размера недавно наблюдались экспериментально в тонких магнитных слоях. В рамках теории эффекта близости в грязном пределе предлагается приближенный подход, позволяющий рассчитывать критическую температуру в таких системах. Значительное влияние наноразмерных спиновых вихрей на критическую температуру в сочетании с топологической устойчивостью и малой плотностью тока, необходимой для их движения, позволяет эффективно использовать такие системы в качестве сверхпроводящих спиновых вентиляей.

DOI: 10.31857/S1234567822190065, EDN: khvfw

Контакт сверхпроводника (S) с ферромагнитным металлом (F) весьма привлекателен для исследования из-за возможности сосуществования ферромагнитного и сверхпроводящего упорядочения в пределах одного образца [1–7]. Теоретически и экспериментально исследуется возможность применения таких систем в сверхпроводящей микроэлектронике [8–10]. Куперовские пары при этом проникают в однородный ферромагнитный слой на относительно небольшую глубину порядка $\sqrt{D_f/I}$, где D_f – коэффициент диффузии в ферромагнетике, I – эффективное обменное поле. Обменное взаимодействие сверхпроводящих электронов с электронами в магнетике вызывает при этом большое количество интересных и практически важных явлений. В частности, в последние годы возрос интерес к изучению эффекта близости сверхпроводника с киральным магнетиком, в котором возможно существование стабильных магнитных скирмионов. Такой интерес обусловлен, в числе прочего, наблюдением в ряде экспериментальных работ [11–13] магнитных вихрей размером несколько нанометров [14]. В отличие от магнитных неоднородностей микронного масштаба, такие магнитные структуры оказывают существенное влияние на термодинамические и транспортные свойства S/F систем. Так, например, эффект близости сверхпроводника с киральным ферромагнетиком в геликои-

дальной фазе обсуждается в работах [15, 16]. Влияние сверхпроводника на стабильность скирмиона в S/F системе рассмотрено в работе [17]. В работе [18] изучена возможность образования вихря Абрикосова в сверхпроводнике на фоне скирмиона неелевского типа в ферромагнитном слое с учетом спин-орбитального взаимодействия. Связанное состояние скирмиона и вихря рассмотрено в работе [19] и показано, что при определенных условиях возможно смещение вихря относительно центра скирмиона. В работе [20], в числе прочих результатов, методом конечных элементов рассчитано распределение сверхпроводящего тока в S/F/S системе, содержащей скирмион. Теория эффекта близости в S/F системах, содержащих магнитные неоднородности, хорошо разработана [1–3], однако многие трехмерные задачи сложны в техническом отношении. Одна из таких задач – это вычисление критической температуры S/F системы, содержащей магнитный вихрь или доменную стенку [21, 22]. В данной работе мы предлагаем приближенный подход к решению подобных задач. Подход основан на переходе к новому базису путем унитарного преобразования в пространстве спина коллективизированного электрона. Как было показано ранее [23], такой подход можно применить к гамильтониану в приближении эффективного обменного поля, в данной работе мы применим унитарное преобразование к уравнениям Узаделя, полученным в работе [24] для неоднородной по направлению намагни-

¹⁾e-mail: tumanvadim@yandex.ru

ченности. Далее рассмотрим слой сверхпроводника и ферромагнетика в грязном пределе, когда длины когерентности в сверхпроводнике и ферромагнетике $\xi_{s(f)}$ значительно превышают соответствующие длины свободного пробега $l_{s(f)}$ [1, 3]. Уравнение Узаделя в этом случае для ферромагнитного слоя при произвольно направленной в пространстве намагниченности можно записать в виде [24]

$$\frac{D_f}{2} \hat{\nabla}^2 \hat{F}_f(\mathbf{r}, \omega) - |\omega| \hat{F}_f(\mathbf{r}, \omega) - \frac{i}{2} \text{sgn} \omega \left\{ (\mathbf{I}, \hat{\sigma}), \hat{F}_f(\mathbf{r}, \omega) \right\} = 0, \quad (1)$$

$$(\mathbf{I}, \hat{\sigma}) = I \begin{pmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) e^{-i(\varphi)} \\ \sin(\theta) e^{i(\varphi)} & -\cos(\theta) \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где \hat{F} – матричная функция Узаделя, D_f – коэффициент диффузии в ферромагнитном слое, \mathbf{I} – эффективное обменное поле, ω – мацубаровская частота. Δ – сверхпроводящий параметр порядка. θ и φ – полярный и азимутальный углы, определяющие направление намагниченности. Здесь и далее для простоты принято, что $k_B = \mu_B = \hbar = 1$, где k_B – постоянная Больцмана, μ_B – магнетон Бора.

Совершим локальный поворот в спиновом базисе:

$$\hat{F}(\mathbf{r}, \omega) = \hat{U}^{-1} \tilde{F}(\mathbf{r}, \omega) \hat{U}, \quad (3)$$

где \hat{U} – унитарная матрица поворота, выбранная таким образом, что $\hat{U}(\mathbf{I}, \hat{\sigma}) \hat{U}^{-1} = I \hat{\sigma}_3$ имеет вид

$$U = \begin{pmatrix} \cos(\theta/2) e^{i\gamma} & \sin(\theta/2) e^{i(\gamma-\varphi)} \\ -\sin(\theta/2) e^{-i(\gamma-\varphi)} & \cos(\theta/2) e^{-i\gamma} \end{pmatrix}, \quad (4)$$

а $\gamma(\mathbf{r})$ – произвольная действительная функция координат. Произвольность $\gamma(\mathbf{r})$ отвечает инвариантности уравнения относительно локальных поворотов вокруг оси z в пространстве спина коллективизированного электрона. Для преобразованной матричной функции Узаделя \tilde{F} уравнение принимает вид

$$\frac{D_f}{2} \tilde{D}^2 \tilde{F}(\mathbf{r}, \omega) - |\omega| \tilde{F}(\mathbf{r}, \omega) - \frac{iI}{2} \text{sgn} \omega \left\{ \tilde{F}(\mathbf{r}, \omega), \hat{\sigma}_3 \right\} = 0. \quad (5)$$

Удлиненная производная \tilde{D} в данном случае определяется как $\tilde{D}\hat{f} = \nabla\hat{f} + [\hat{A}, \hat{f}]$, $\hat{A} = \hat{U}\nabla\hat{U}^{-1}$. Точно такой же вид она имеет для функций Грина в уравнениях Горькова. Преобразованием (3) уравнение (1) можно привести к виду (5) для произвольной зависимости направления намагниченности от координат.

В обобщенных граничных условиях Куприянова–Лукичева [25] градиент также заменяется на удлиненную производную. Приведем для примера граничные условия для двухслойной S/F системы

$$\frac{4D_s}{v_s\sigma_s} (\nabla\tilde{F}_s, \mathbf{n}) = \frac{4D_f}{v_f\sigma_f} (\tilde{D}\tilde{F}_f, \mathbf{n}) = \tilde{F}_f - \tilde{F}_s, \quad (6)$$

где $v_{s(f)}$ – скорости Ферми, $\sigma_{s(f)}$ – параметры прозрачности границы со стороны S и F слоя [3]. Нормаль в данном случае направлена из S в F слой. Отметим, что при наличии двух и более внутренних границ могут потребоваться повороты функции Узаделя вида (3) для согласования базиса в спиновом пространстве. На свободной границе ферромагнетика и сверхпроводника граничные условия имеют вид

$$(\nabla\tilde{F}_s, \mathbf{n}) = 0, \quad (\tilde{D}\tilde{F}_f, \mathbf{n}) = 0. \quad (7)$$

В краевую задачу также входит уравнение Узаделя в сверхпроводящем слое

$$\frac{D_s}{2} \nabla^2 \tilde{F}(\mathbf{r}, \omega) - |\omega| \tilde{F}(\mathbf{r}, \omega) = -\Delta_s \hat{1}. \quad (8)$$

Краевая задача должна быть дополнена уравнением самосогласования [1, 2]

$$\Delta_s \ln \left(\frac{T_c}{T_{cs}} \right) = \pi T_c \sum_{\omega>0}^{\omega_D} \text{Tr} \left(\tilde{F}(x, \omega) - \frac{\Delta_s}{\omega} \right), \quad (9)$$

где T_{cs} – критическая температура уединенного сверхпроводника, ω_D – частота Дебая. Уравнение самосогласования оказывается инвариантным относительно унитарных преобразований функции \tilde{F} . В уравнениях (1), (7), (8) явно не учитывается магнитное поле, создаваемое ферромагнитным слоем. Внутри ферромагнитного слоя его вклад мал по сравнению с эффективным обменным полем. В сверхпроводящем слое его напряженность зависит от конфигурации намагниченности во всем образце, в том числе от намагниченности в значительном удалении от рассматриваемой области контакта. Как правило, поле, создаваемое достаточно тонкой ферромагнитной пленкой, слабо и, по мнению большинства авторов (см., например, работу [26] или обзоры [1–3]), в случае хорошего металлического контакта основное влияние на критическую температуру имеет проникновение куперовских пар в ферромагнетик. Нужно отметить однако, что при рассмотрении связанного состояния скирмиона и вихря Абрикосова магнитное поле играет очень важную роль [18, 19]. Таким образом в нашей модели не описываются контакты с сверхпроводниками 2 рода при магнитных полях выше H_{c1} .

Преобразования (3) позволяют значительно упростить краевую задачу для многих магнитных фаз, реализуемых в киральных магнетиках. Так, в частности, если ферромагнетик находится в геликоидальной фазе, волновой вектор которой направлен вдоль границы, все компоненты матричной функции Узаделя зависят только от координаты, перпендикулярной границе. В работе [24] такой подход позволил вычислить ток Джозефсона через слой неоднородного ферромагнетика. Критическая температура S/F системы для такой конфигурации намагниченности была вычислена ранее в работе [15] методом фундаментального решения [27]. Рассматривалась критическая температура при двух различных ориентациях магнитной спирали: вдоль и перпендикулярно границе. Разница критических температур зависела от толщин слоев и качества контакта, а также от периода магнитной спирали. Было показано, что критическая температура оказывается выше в случае расположения спирали вдоль границы. Наши результаты для такой системы, приведенные ниже (см., например, пунктирную и штрих-пунктирную кривые на рис. 1), согласуются с результатами работы [15], что усиливает доверие к использованию предложенного выше метода. Попробуем теперь найти критическую температуру контакта сверхпроводника с ферромагнетиком в конической фазе. Локальное унитарное преобразование в сочетании с произвольным выбором функции $\gamma(\mathbf{r})$ в (4) позволяет свести краевую задачу к одномерной системе уравнений второго порядка с постоянными коэффициентами. Дальнейшие расчеты производятся стандартным способом в приближении постоянного в пределах слоя параметра порядка [28–30]. Оно хорошо зарекомендовало себя за сочетание простоты и хорошего совпадения с более строгим подходом фундаментального решения [27]. Полученная функция Узаделя подставляется в уравнение самосогласования (9), которое решается численно. Приведем зависимость критической температуры двухслойной S/F системы от толщины ферромагнетика для различных ориентаций намагниченности в ферромагнетике относительно S/F границы. Наряду с уже изученными случаями магнитного геликоида, волновой вектор которого направлен нормально к S/F границе или лежит в ее плоскости [15], мы рассмотрели коническую фазу с полярным углом $\pi/6$ (см. рис. 1). Набор использованных параметров теории, выбранных нами в качестве примера, близок к экспериментальным параметрам, полученным в работе [31] для контакта ванадия ($T_{cs} = 5.4$) и железа с характерным значением эффективного обменного поля I порядка 1000 К.

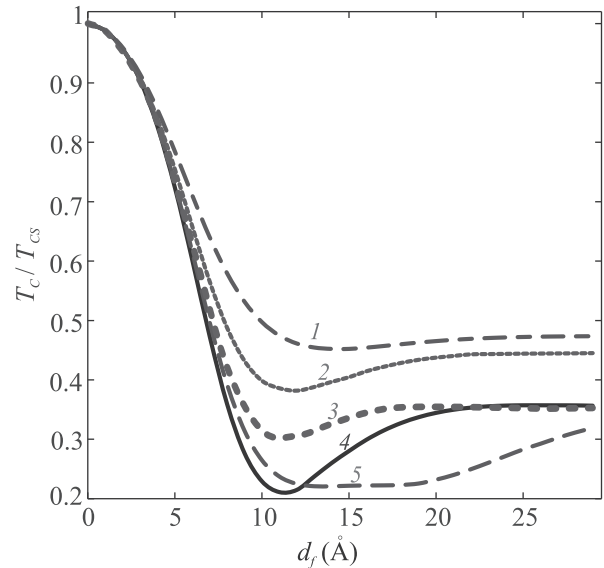


Рис. 1 (Цветной онлайн) Зависимость критической температуры S/F контакта для некоторых геометрий геликоидальной и конической фазы от толщины ферромагнитного слоя d_f . Кривая 1 соответствует геликоидальной намагниченности ферромагнитного слоя, волновой вектор магнитной структуры направлен вдоль S/F границы; 2 – коническая фаза, волновой вектор вдоль границы; 3 – коническая фаза, волновой вектор перпендикулярен границе; 4 – однородная намагниченность; 5 – геликоидальная намагниченность, волновой вектор перпендикулярен границе. Период магнитных текстур $L_D = 52 \text{ \AA}$. Параметры системы: толщина сверхпроводящего слоя $d_s = 113.5 \text{ \AA}$, $l_s = 120 \text{ \AA}$, $\xi_s = 125 \text{ \AA}$, $2I\tau_f = 0.3$, где τ_f – время свободного пробега в ферромагнетике, $\sigma_s = 6$, $n_{sf} = (v_s N_s)/(v_f N_f) = 4$, где $N_{s(f)}$ – плотность состояний на поверхности Ферми

Вычисление критической температуры S/F системы с произвольной конфигурацией намагниченности представляет собой в общем случае существенно более сложную задачу. Для таких спиновых текстур, как магнитные вихри и доменные стенки, уравнение (1) не сводится к уравнению с постоянными коэффициентами преобразованием вида (3). Однако, преобразованная функция Узаделя значительно слабее меняется по фазе вдоль S/F границы. Это связано с тем, что фаза компонент функций Узаделя задается преимущественно направлением намагниченности и толщиной ферромагнитного слоя на данном участке границы. Для модифицированной функции $\tilde{F}(\mathbf{r}, \omega)$ направление намагниченности всегда одинаково в силу определения. Это позволяет нам применить для оценки критической температуры системы приближенный подход. Иерархия слагаемых в уравнении (5) достаточно сложна. Наибольшими слагаемыми,

как правило, являются член со второй производной от функции Узаделя (в перпендикулярном направлении к границе) и выражение, содержащее произведение эффективного обменного поля с функцией Узаделя. Для наиболее значимых в уравнении самосогласования слагаемых, отвечающих небольшим мацубровским частотам, соответствующее слагаемые в уравнении (5) также не слишком велики. Прочие слагаемые в составе удлиненной производной являются поправками по отношению к главным слагаемым для практически реализуемых скирмионов. Изменение в функции Узаделя в плоскости границы в этом случае обусловлено изменением этих поправок от точки к точке. Соответствующие градиенты в силу выше сказанного достаточно малы, особенно для крупных скирмионов ($r \gg \xi_s$). Можно предложить также оценку из более общих соображений, подходящую для мелкомасштабных магнитных вихрей. Сверхпроводящий параметр порядка в толще сверхпроводника может существенно меняться на расстояниях, превышающих сверхпроводящую длину когерентности ξ_s . Тогда, в силу уравнения самосогласования и граничных условий (7), функция Узаделя в ферромагнитном слое меняется по модулю в плоскости границы столь же медленно. В уравнении (5) мы пренебрегаем производными от функции Узаделя в плоскости как величинами порядка $1/\xi_s$. Здесь мы принимаем во внимание, что изменения фазы в плоскости границы мы практически полностью учитываем за счет локального унитарного преобразования (3). Такое достаточно грубое приближение позволяет нам свести уравнение (5) к системе обыкновенных дифференциальных уравнений. Обратимся к величине $\hat{\mathbf{A}}$. В общем случае она имеет вид

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{A}} = & -\frac{i}{2}(\sin(2\gamma - \varphi)\hat{\sigma}_1 + \cos(2\gamma - \varphi)\hat{\sigma}_2)\nabla\theta + \\ & + i\hat{\sigma}_3 \left(\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \nabla\varphi - \nabla\gamma \right) + \\ & + \frac{i \sin \theta}{2}(\cos(2\gamma - \varphi)\hat{\sigma}_1 + \sin(2\gamma - \varphi)\hat{\sigma}_2)\nabla\varphi. \end{aligned} \quad (10)$$

В силу произвольности функции $\gamma(\mathbf{r})$ это выражение можно упростить. Потребуем равенства нулю диагональной компоненты эффективного тензорного поля

$$\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \nabla\varphi = \nabla\gamma. \quad (11)$$

В нашем приближении каждая точка плоскости границы независима от других в рамках краевой задачи, и мы можем выбрать значение γ произвольно:

$2\gamma = \phi + \pi/2$. После таких упрощений эффективное тензорное поле принимает вид

$$\hat{\mathbf{A}} = -\frac{i}{2}\hat{\sigma}_1\nabla\theta + \frac{i \sin \theta}{2}\hat{\sigma}_2\nabla\varphi. \quad (12)$$

Учитывая (11), дивергенция эффективного тензорного поля $\hat{\mathbf{A}}$, входящая в выражение $\tilde{D}^2\tilde{F}(\mathbf{r}, \omega)$, запишется в виде

$$\begin{aligned} (\nabla, \hat{\mathbf{A}}) = & -\frac{i}{2}\hat{\sigma}_1\Delta\theta + \frac{i \sin \theta}{2}\sigma_2\Delta\varphi + \\ & + \frac{i \sin 2\theta}{4}\hat{\sigma}_1(\nabla\varphi)^2. \end{aligned} \quad (13)$$

При решении уравнения Узаделя в сверхпроводящем слое здесь также удобно пользоваться приближением постоянного в пределах слоя сверхпроводящего параметра порядка. Эти приближения позволяют нам разбить нашу задачу на одномерные краевые задачи для каждой пары координат в плоскости границы и решить их стандартным способом для систем второго порядка с постоянными коэффициентами. При решении уравнения самосогласования (9), в рамках этого подхода, мы усредняем функцию Узаделя в S слое по координате, перпендикулярной границе и решаем его численно. В плоскости границы мы усредняем (сглаживаем) функцию Узаделя с гауссовым весом на масштабе ξ_s , так как на меньшем масштабе не представляется возможным определить критическую температуру сверхпроводящего перехода. В дополнении к этому, входящий в уравнение самосогласования след матричной функции Узаделя меняется вдоль границы очень слабо. Несмотря на грубость данного подхода, так можно качественно оценить локальное влияние магнитного вихря на критическую температуру. Для нахождения профиля намагниченности мы воспользовались методом, описанным в работе [13], для экспериментально наблюдаемого мелкомасштабного одиночного скирмиона. Зависимость полярного угла от координаты можно найти из уравнения

$$\begin{aligned} \theta''_{\rho\rho} + \frac{\theta'_\rho}{\rho} + \frac{2 \sin^2 \theta}{\rho} - \frac{\sin 2\theta}{2} \left(\frac{1}{\rho^2} + k \right) - \\ - h \sin \theta = 0; \quad \theta(0) = \pi; \theta(\infty) = 0, \end{aligned} \quad (14)$$

где $\rho = \frac{2\pi r}{L_D}$, r – расстояние до центра скирмиона, L_D – период магнитного геликоида в отсутствии внешнего поля и анизотропии, k и h – параметры в функционале плотности микромагнитной энергии (см. подробнее [13]). Поведение азимутального угла зависит от типа скирмиона. Радиус скирмиона определяется как [32]

$$r_s = r_0 - \frac{\theta_0}{(\theta'_r)_{r=r_0}}, \quad (15)$$

где (r_0, θ_0) – точка перегиба профиля намагниченности $\theta(r)$.

Как и следовало ожидать, влияние на критическую температуру вблизи магнитной неоднородности определяется ее масштабом по сравнению со сверхпроводящей длиной когерентности. На рисунке 2 представлена критическая температура сверх-

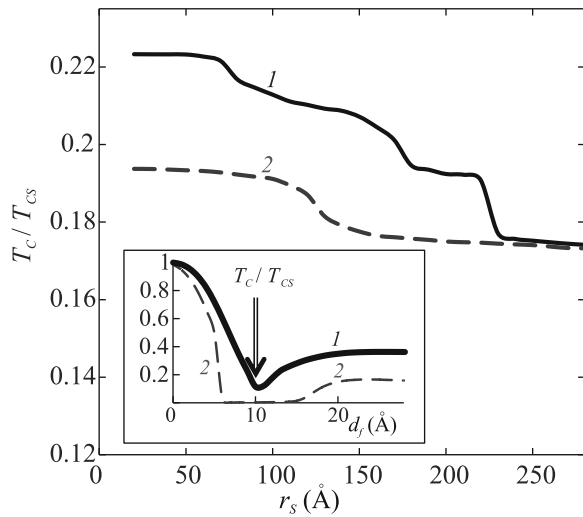


Рис. 2 (Цветной онлайн) Зависимость критической температуры T_c S/F системы от радиуса r_s изолированного скирмиона при различных толщинах ферромагнитного и сверхпроводящего слоя. На вставке показана зависимость T_c контакта S/F от толщины d_f ферромагнитного слоя при однородном намагничивании. Кривая 1 соответствует толщине S слоя $d_s = 112 \text{ \AA}$ и толщине F слоя $d_f = 10 \text{ \AA}$; 2 – S слоя $d_s = 100 \text{ \AA}$, F слоя $d_f = 25 \text{ \AA}$. Параметры системы: $l_s = 120 \text{ \AA}$, $\xi_s = 125 \text{ \AA}$, $2I\tau_f = 0.3$, $\sigma_s = 4$, $n_{sf} = 4$

проводника вблизи одиночного скирмиона, локализованного в соседнем слое ферромагнитного металла, от радиуса скирмиона при различных толщинах S и F слоев. Описанный эффект очень чувствителен к толщине сверхпроводящего слоя и прозрачности границы. Согласно расчетам, наиболее яркий эффект наблюдается при толщинах ферромагнетика (d_f), соответствующих первому минимуму $T_c(d_f)$. При такой толщине ферромагнетика неоднородная намагниченность меняет условия интерференции компоненты функции Узаделя, отвечающей парам, проникшим в ферромагнитный слой из сверхпроводника, и компонентой, отраженной от свободной границы ферромагнетика. Это ожидаемо вызывает достаточно сложную зависимость критической температуры от размера скирмиона. Однако, мы не можем уверенно исключить небольших искажений, вызванных методом усреднения функции Узаделя вдоль

S/F границы при размере скирмиона, близком к ξ_s . Главный качественный результат выглядит вполне разумным: в области локализации скирмиона критическая температура оказывается выше, чем у остальных участков бислоя. Разница температур может быть увеличена путем специального подбора толщин сверхпроводника и ферромагнетика при условии высокой прозрачности границ. Киральный поплавок [33] оказывает качественно схожее влияние на сверхпроводимость, но он может существовать только в достаточно толстых ферромагнитных пленках.

Варьируя толщину сверхпроводящего слоя можно добиться ситуации, когда сверхпроводимость будет проявляться в сверхпроводящем слое только вблизи скирмиона. На рисунке 3 приведено схемати-

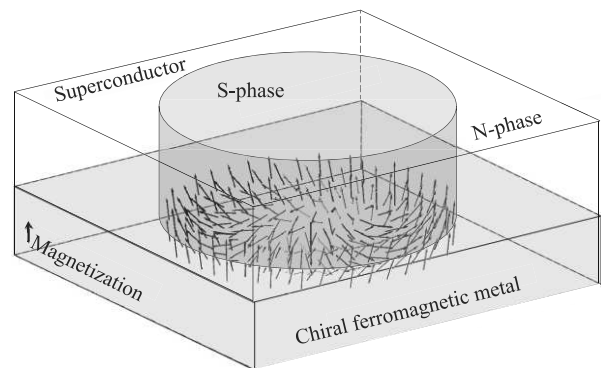


Рис. 3. (Цветной онлайн) Схематическое изображение локализации сверхпроводящей фазы вблизи скирмиона для плоского контакта S/F. Вдали от наноразмерного скирмиона намагниченность в F-слое однородна и над этими областями при значимых температурах сверхпроводимость в S-слое отсутствует

ческое представление своеобразного островка сверхпроводимости. Этот эффект проявляется при контакте с магнитными вихрями, характерный размер которых порядка сверхпроводящей длины когерентности. Нужно отметить, что при других параметрах системы возможно связанное состояние скирмиона с вихрем Абрикосова, эта ситуация рассмотрена в работах [18, 35, 34]. Влияние скирмиона на критическую температуру в этом случае планируется рассмотреть в дальнейших работах наряду с практически важным случаем сильного внешнего магнитного поля. Необходимо отметить также, что рассмотренный в данной работе эффект близости не единственный механизм взаимодействия вихря Абрикосова и магнитного скирмиона. Как показано, в частности, в работах [17–19] электромагнитное взаимодействие играет в таких системах очень важную роль и является достаточным для формирования такого свя-

занного состояния. В случае сверхпроводящего островка, связанного с вихрем нанометрового масштаба, критическая температура составляет примерно 10–20 % критической температуры уединенного сверхпроводника. При удалении от островка концентрация куперовских пар убывает экспоненциально на масштабе ξ_s . На рисунке 4 показана зависимость критической температуры островка от размеров скирмиона.

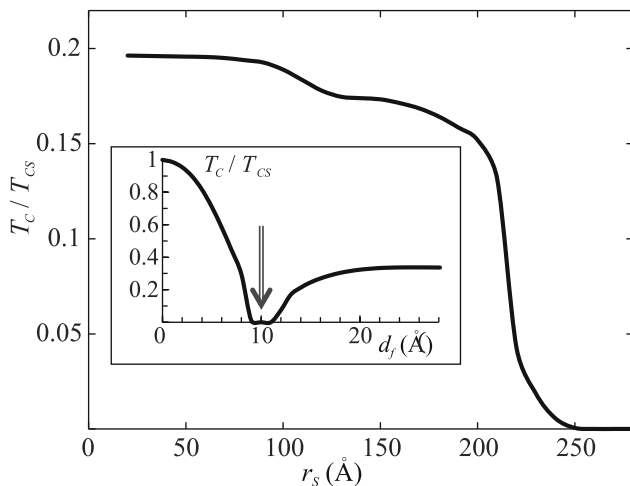


Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимость критической температуры T_c сверхпроводящего островка от радиуса r_s изолированного скирмиона для S/F контакта. На вставке показана зависимость T_c от d_f при однородном намагничивании. Параметры системы: $d_s = 111 \text{ \AA}$, $l_s = 120 \text{ \AA}$, $\xi_s = 125 \text{ \AA}$, $2I\tau_f = 0.3$, где τ_f , $\sigma_s = 4$, $n_{sf} = 4$, $k = 1.3$, $h = 0.01$, $d_f = 10 \text{ \AA}$

Существенное влияние наноразмерных спиновых вихрей на критическую температуру в сочетании с топологической защищенностью и низкой плотностью тока, необходимой для их движения [36–38], позволяет эффективно использовать такие системы в качестве сверхпроводящих спиновых клапанов [39–41]. Например, сверхпроводящий островок, локализованный между сверхпроводящими берегами, может выступать в качестве подвижного мостика для сверхпроводящего спинового клапана (см. рис. 5). Толщина сверхпроводящего слоя и температура подбираются таким образом, чтобы S/F система была близка к переходу в сверхпроводящее состояние. Появление скирмиона в этой области вызовет переход перемишки в сверхпроводящее состояние.

В рамках теории эффекта близости в грязном пределе предложен приближенный подход, позволяющий рассчитать критическую температуру для контакта сверхпроводника с неоднородным магнетиком. Были рассмотрены контакт с ферромагне-

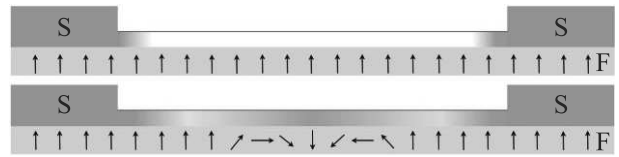


Рис. 5. (Цветной онлайн) Схематическое изображение спинового клапана, основанного на повышении критической температуры сверхпроводника в области локализации скирмиона. Интенсивность заливки в сверхпроводящем слое символизирует концентрацию куперовских пар. Перемещение вихря в область между контактами создает условия для протекания сверхпроводящего тока между сверхпроводящими берегами (нижний рисунок)

тиком в конической фазе и контакт с уединенным скирмионом на фоне однородной намагниченности. Наибольшее влияние на критическую температуру скирмион ожидаемо оказывает в случае достаточно тонких слоев ферромагнетика и высокой прозрачности интерфейса S/F. Путем специального подбора толщин слоев можно добиться, чтобы сверхпроводимость возникала только в области локализации спинового вихря. Получившийся сверхпроводящий островок, связанный с магнитным скирмионом, потенциально может быть использован в качестве подвижного мостика для сверхтока.

Работа выполнена за счет средств Программы стратегического академического лидерства Казанского (Приволжского) федерального университета.

1. A. I. Buzdin, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 935 (2005).
2. K. B. Efetov, I. A. Garifullin, A. F. Volkov, and K. Westerholt, *Springer Tracts Mod. Phys.* **227**, 251 (2008).
3. Ю. А. Изюмов, Ю. Н. Прошин, М. Г. Хусаинов, *УФН* **172**, 113 (2002).
4. Е. А. Кошина, В. Н. Криворучко, *ФНТ* **43**, 754 (2017).
5. V. Krunavakarn, *Phys. Lett. A* **383**, 1341 (2019).
6. Р. Р. Гайфуллин, В. Н. Кушнир, Р. Г. Деминов, Л. Р. Тагиров, М. Ю. Куприянов, А. А. Голубов, *ФТТ* **61**, 1585 (2019).
7. С. В. Миронов, А. В. Самохвалов, А. И. Буздин, А. С. Мельников, *Письма в ЖЭТФ* **113**, 102 (2021).
8. R. Caruso, D. Massarotti, A. Miano, V. V. Bolginov, A. B. Hamida, L. N. Karelina, G. Campagnano, I. V. Vernik, F. Tafuri, V. V. Ryazanov, and O. A. Mukhanov, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **28**, 1 (2018).
9. А. А. Максимовская, В. И. Ружицкий, Н. В. Кленов, С. В. Бакурский, М. Ю. Куприянов, И. И. Соловьев, *Письма в ЖЭТФ* **115**, 786 (2022).

10. Л. Н. Карелина, Н. С. Шуравина, А. С. Ионина, С. В. Бакурский, С. В. Егорова, И. А. Головчанский, В. И. Чичкове, В. В. Больгинова, В. В. Рязанова, Письма в ЖЭТФ **116**, 108 (2022).
11. S. Heinze, K. Bergmann, M. Menzel, J. Brede, A. Kubetzka, R. Wiesendanger, G. Bihlmayer, and S. Blügel, *Nature Phys.* **7**, 713 (2011).
12. N. Romming, C. Hanneken, M. Menzel, J. E. Bickel, B. Wolter, K. von Bergmann, A. Kubetzka, and R. Wiesendanger, *Science* **341**, 636 (2013).
13. A. O. Leonov, T. L. Monchesky, N. Romming, A. Kubetzka, A. N. Bogdanov, and R. Wiesendanger, *New J. Phys.* **18**, 065003 (2016).
14. И. Ф. Шарафуллин, Х. Т. Дъеп, Письма в ЖЭТФ **114**, 610 (2021).
15. N. G. Pugach, M. Safonchik, T. Champel, M. E. Zhitomirsky, E. Lähderanta, M. Eschrig, and C. Lacroix, *Appl. Phys. Lett.* **111**, 162601 (2017).
16. N. G. Pugach, M. O. Safonchik, V. I. Belotelov, T. Ziman, and T. Champel, arXiv 2110.00369 (2021).
17. V. L. Vadimov, M. V. Sapozhnikov, and A. S. Mel'nikov, *Appl. Phys. Lett.* **113**, 032402 (2018).
18. J. Baumard, J. Cayssol, F. S. Bergeret, and A. Buzdin, *Phys. Rev. B* **99**, 014511 (2019).
19. E. S. Andriyakhina and I. S. Burmistrov, *Phys. Rev. B* **103**, 174519 (2021).
20. D. S. Rabinovich, I. V. Bobkova, and A. M. Bobkov, *Phys. Rev. B* **98**, 184511 (2018).
21. M. Houzet and A. I. Buzdin, *Phys. Rev. B* **74**, 214507 (2006).
22. В. А. Туманов, Ю. В. Горюнов, Ю. Н. Прошин, Письма в ЖЭТФ **107**, 449 (2018).
23. V. A. Tumanov and Y. N. Proshin, *J. Low Temp. Phys.* **185**, 460 (2016).
24. Ya. V. Fominov, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, *Phys. Rev. B* **75**, 104509 (2007).
25. М. Куприянов, В. Лукичев, ЖЭТФ **94**, 139 (1988).
26. F. S. Bergeret, K. B. Efetov, and A. I. Larkin, *Phys. Rev. B* **62**, 11872 (2000).
27. Ya. V. Fominov, N. M. Chtchelkatchev, and A. A. Golubov, *Phys. Rev. B* **66**, 014507 (2002).
28. М. В. Авдеев, Ю. Н. Прошин, ЖЭТФ **144**, 1251 (2013).
29. М. В. Авдеев, Ю. Н. Прошин, ЖЭТФ **102**, 106 (2015).
30. О. Н. Борисова, В. А. Туманов, Ю. Н. Прошин, *Физика Металлов и Металловедение* **121**, 482 (2020).
31. I. A. Garifullin, D. A. Tikhonov, N. N. Garif'yanov, L. Lazar, Yu. V. Goryunov, S. Ya. Khlebnikov, L. R. Tagirov, K. Westerholt, and H. Zabel, *Phys. Rev. B* **66**, 020505-R (2002).
32. A. Hubert and R. Schäfer, *Magnetic domains: the analysis of magnetic microstructures*, Springer, Heidelberg (2008).
33. F. N. Rybakov, A. B. Borisov, S. Blügel, and N. S. Kiselev, *New J. Phys.* **18**, 045002 (2016).
34. A. P. Petrović, M. Raju, X. Y. Tee, A. Louat, I. Maggio-Aprile, R. M. Menezes, M. J. Wyszyński, N. K. Duong, M. Reznikov, C. Renner, and M. V. Milošević, *Phys. Rev. Lett.* **126**, 117205 (2021).
35. R. M. Menezes, J. F. Neto, C. C. de Souza Silva, and M. V. Milošević, *Phys. Rev. B* **100**, 014431 (2019).
36. J. Iwasaki, M. Mochizuki, and N. Nagaosa, *Nat. Commun.* **4**, 1463 (2013).
37. S. L. Zhang, W. W. Wang, D. M. Burn, H. Peng, H. Berger, A. Bauer, C. Pfleiderer, G. van Der Laan, and T. Hesjedal, *Nat. Commun.* **9**, 2115 (2018).
38. K. W. Moon, D. H. Kim, S. G. Je, B. S. Chun, W. Kim, Z. Q. Qiu, S. B. Choe, and C. Hwang, *Sci. Rep.* **6**, 20360 (2016).
39. S. Oh, D. Youm, and M. Beasley, *Appl. Phys. Lett.* **71**, 2376 (1997).
40. L. R. Tagirov, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2058 (1999).
41. A. I. Buzdin, A. V. Vedyayev, and N. V. Ryzhanova, *Europhys. Lett.* **48**, 686 (1999).