

05,02

Сверхпроводящие спиновые вентили на основе спиральных магнетиков

© Н.Г. Пугач^{1,2}, М.О. Сафончик³, Д.М. Хайм⁴, В.О. Яговцев²

¹ Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

² Национальный исследовательский университет „Высшая школа экономики“, Москва, Россия

³ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

⁴ Институт квантовой физики, Ульмский университет, Ульм, Германия

E-mail: pugach@magn.ru

В качестве элементов сверхпроводящей памяти предлагается использовать структуры со спиральным антиферромагнетиком. Первая структура состоит из двух слоев, одного сверхпроводящего и одного магнитного со спиральной намагниченностью. Вторая является джозефсоновским контактом со спиральным магнетиком в качестве слабой связи. Описана схема переключения между логическими состояниями в предложенных структурах.

В работе использованы материалы проекта ТЗ-93 „Квантовые твердотельные системы“ в рамках Программы „Научный фонд Национального исследовательского университета „Высшая школа экономики“ (НИУ ВШЭ) и с использованием средств субсидии на государственную поддержку ведущих университетов Российской Федерации в целях повышения их конкурентоспособности среди ведущих мировых научно-образовательных центров, выделенной НИУ ВШЭ.

DOI: 10.21883/FTT.2018.11.46663.24NN

1. Введение

Около 20 лет назад появилась и начала активно развиваться сверхпроводниковая спинтроника — область нанoeлектроники квантовых систем. Главным физическим явлением, используемым в сверхпроводниковой спинтронике, является, так же как и в традиционной спинтронике, перенос спина электронов, ответственный за хранение и обработку информации. Однако в сверхпроводниковой спинтронике данный процесс происходит в сверхпроводящих структурах при очень низких температурах [1–3]. Одной из целей научно-исследовательских работ в обычной и сверхпроводниковой спинтронике является разработка элементов памяти для хранения информации в двоичном коде. Работа элементов памяти в сверхпроводниковой спинтронике может основываться на спин-вентильном эффекте, т.е. изменении критической температуры T_c и, как следствие, сверхпроводящего тока в сверхпроводниках, при перемagnetивании магнитных слоев, находящихся в контакте с контролируемым сверхпроводящим слоем.

Теоретически возможность создания подобных структур была описана около 20 лет назад [4–6]. В основе этих работ лежит эффект подавления сверхпроводимости вблизи границы перехода слоем несверхпроводящего магнитного металла, нанесенного на поверхность сверхпроводящего материала. В случае, если поместить между двумя слоями ферромагнетиков (F) слой сверхпроводника (S), сила эффекта будет меняться в за-

висимости от взаимного направления намагниченности в ферромагнитных слоях. В случае, если направления намагниченности параллельны, сверхпроводимость подавляется сильнее, чем в случае с антипараллельной ориентацией намагниченности.

Можно также использовать другую конфигурацию вентилей: слой ферромагнетика находится между еще одним ферромагнитным и сверхпроводящим слоем. Это возможно, поскольку сверхпроводящие корреляции дальнедействующие в таком масштабе, который намного больше расстояний между атомами в кристаллических решетках, т.е. существуют FSF [4,5] и SFF [7] спиновые вентили. Кроме того, разрабатывались спиновые вентили на основе магнитных материалов со спиральным магнитным упорядочением [8].

Работа триплетных спиновых вентилях основана на физическом механизме, отличном от описанного выше. Было продемонстрировано в теории [9–12], что неколлинеарная намагниченность в гетероструктурах S/F генерирует спин-триплетные корреляции, с ненулевой проекцией спина куперовских пар на ось квантования. При этом обменное поле не подавляет пары с одинаковой проекцией спинов электронов, что позволяет этим парам глубоко проникать в F-слой, увеличивая силу эффекта близости.

Эти корреляции, получившие название дальнедействующих триплетных корреляций (LRTC), были экспериментально обнаружены при исследовании дальнедействующего эффекта Джозефсона [13–15]. Наличие

LRTC в гибридных структурах позволяет куперовским парам покидать S-слой в большем количестве, чем при обычном эффекте близости. Влияние LRTC на эффект близости в спиновых вентильх было обнаружено в экспериментальных работах [16–22]. Прямая связь между образованием спин-поляризованных триплетных корреляций и подавлением T_c наблюдалась в сверхпроводящих спиновых вентильх в работах [20,23–26]. При этом было обнаружено, что критическая температура уменьшается сильнее в случае неколлинеарных намагниченностей, чем в коллинеарных конфигурациях (антипараллельных или параллельных). Полное переключение из состояния сверхпроводника в состояние нормального металла требует такого уменьшения критической температуры, которое преодолевает типичную ширину сверхпроводящего перехода и было достигнуто с использованием LRTC [24].

Тем не менее стоит заметить, что до сих пор неизвестно, возможно ли использовать триплетные корреляции для создания на их основе переключаемых структур в реальных устройствах. Проблема заключается в том, что в подобные структуры необходимо включать еще один слой антиферромагнетика для фиксации намагниченности F-слоя обменной магнитной связью. При этом второй (свободный) F-слой может иметь произвольное направление намагниченности, которым можно будет управлять. К тому же необходимо использовать дополнительные немагнитные слои для разделения и распаривания двух F-слоев, что приводит к необходимости введения еще нескольких медных слоев [25]. Следствием является необходимость использования различных немагнитных, магнитных и антиферромагнитных слоев, усложняющего технологию производства.

Для решения этих проблем в настоящей работе предлагается использовать магнетики, намагниченность которых является спиральной. Использование таких материалов должно существенно упростить структуру элементов до двух слоев: сверхпроводника и спирального магнетика с контролируемым направлением магнитной спирали. Такой подход может упростить технологию изготовления триплетных спиновых вентилях, а также решить проблему выборочного магнитного переключения в матрице из таких элементов (проблема полувывбора), что создает значительные преимущества при использовании спиновых вентилях для низкотемпературной магнитной памяти. Также здесь разрабатывается элемент памяти на основе джозефсоновского перехода с одним магнитным слоем (F) между сверхпроводящими электродами (S), (см. рис. 1), который имеет те же преимущества и совместим с другими логическими элементами на основе джозефсоновских контактов.

При использовании такого джозефсоновского перехода в качестве элемента магнитной памяти мы рассматриваем изменения угла α , который составляет направляющий вектор спирали $\mathbf{Q}$ с плоскостью контакта, для определения логических состояний.

На данный момент по сравнению с работами [8,27], где предложены устройства со спиральными магнетика-

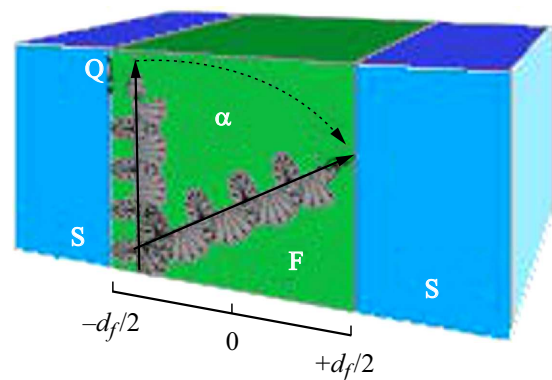


Рис. 1. Конфигурация рассматриваемого джозефсоновского перехода. Спиральный вектор $\mathbf{Q}$, который характеризует направление магнитных моментов в магнитной прослойке F между сверхпроводниками S, может иметь несколько выделенных направлений.

ми, достигнут значительный прогресс. Рассчитаны джозефсоновские спиновые вентили. А также удалось обобщить теорию, отказаться от некоторых приближений, что позволило исследовать спин-вентильный эффект в зависимости от направления магнитной спирали, толщины слоев и других параметров структуры. Это позволяет оптимизировать такие элементы.

В разделе 2 приводится модель, описывающая спиральную переориентацию в MnSi с использованием линейаризованных уравнений Узаделя. Решение этих уравнений служит основой для вычисления критической температуры бислоя и плотности критического тока джозефсоновского контакта. В разделе 3 подробно освещен вопрос, как могут быть введены логические состояния в рассматриваемой структуре, и приведено обсуждение результатов. Последний, 4-й раздел посвящен основным результатам работы.

2. Модель

Работа устройства основана на использовании магнитного слоя, переключаемого между состояниями с параллельным и наклонным к плоскости слоя спиральным вектором, описывающим магнитное упорядочение. Подходящими магнитными материалами являются, к примеру, соединения семейства MnSi (MnSi, CoSi, FeCoSi, MnGe, FeGe, MnFeGe), которые имеют спиральную намагниченность. Их спиральная магнитная структура, характеризуемая вектором $\mathbf{Q}$, может быть ориентирована в нескольких эквивалентных направлениях под влиянием слабого внешнего магнитного поля. Такое переключение ориентации возможно, потому что в подобных структурах реализована кубическая кристаллическая решетка без центральной симметрии, что создает 4 эквивалентных направления магнитной спирали в MnSi типа (111). В кристаллических решетках гольмия и эрбия, использовавшихся в экспериментах [15,21,28],

подобного не наблюдается, так как пленки MnSi обладают сильной магнитной анизотропией, что предотвращает существование эквивалентных спиральных направлений, поэтому они не являются лучшим выбором при конструировании сверхпроводниковой памяти.

Напротив, семейство пленок MnSi обладает слабой анизотропией в плоскости, что следует из существования скирмионов [29]. Существование „доменной“ структуры с различными спиральными направлениями в соседних доменах наблюдалось экспериментально в таких соединениях. Плоскостная магнитная анизотропия в магнитных пленках на ниобии может быть скомпенсирована [30–32]. Образование доменной структуры в спиральном магнетике не уменьшает энергии полей рассеяния. Она и так минимальна в антиферромагнитной в целом структуре. Доменная структура в таких материалах имеет причины не энергетические, а исторические. А значит, монодоменность образца — это вопрос его приготовления.

Предположим, что S -слой конечной толщины d_s покрывает слой F толщины d_f со спиральным вектором $\mathbf{Q}$, направленным вдоль оси OZ , которая может быть параллельной или наклоненной под большим углом к границе между слоями.

Предполагается, что в структуре реализуется диффузионный предел, поскольку настоящие сверхпроводящие наноструктуры, созданные при помощи напыления, обычно загрязнены. Примеси не оказывают существенного влияния на магнитную структуру MnSi , если они не нарушают серьезным образом его кристаллическую структуру без центра инверсии, что служит причиной спин-орбитального взаимодействия и приводит к образованию спиральной магнитной структуры. В таком случае сверхпроводящие длины когерентности в F - и S -слоях равны $\xi_{f,s} = \sqrt{D_{f,s}/2\pi T_{cb}}$, где $D_{f,s}$ — соответствующий коэффициент диффузии, а T_{cb} — критическая температура объемного сверхпроводника.

Линеаризованные транспортные уравнения Узделя применимы в пределе сильного рассеяния [33] и в окрестности T_c имеют вид

$$(D_{f,s}\nabla^2 - 2|\omega_n|)f_s = -2\pi\Delta + 2i\text{sgn}(\omega_n)\mathbf{I}\mathbf{f}_t, \\ (D_{f,s}\nabla^2 - 2|\omega_n|)\mathbf{f}_t = 2i\text{sgn}(\omega_n)\mathbf{I}\mathbf{f}_s, \quad (1)$$

где f_s — синглетная, а $\mathbf{f}_t = (f_x, f_y, f_z)$ — триплетные спиновые компоненты аномальной функции Грина, Δ — синглетный сверхпроводящий параметр порядка отличен от нуля в S -слое, $\mathbf{J} = J(\cos Qz, \sin Qz, 0)$ не равный нулю вектор, направленный вдоль локального направления намагниченности в F -слое, J — энергия ферромагнитного обмена. Так как $J_z = 0$, то третья триплетная компонента $f_z = 0$. Унитарное преобразование $f_{\pm} = (\mp f_x + i f_y) \exp(\pm i Qz)$ позволяет выбрать ось квантования вдоль локальной намагниченности. Учитывая, что синглетная функция Грина симметрична относительно мацубаровской частоты $\omega_n = \pi T(2n + 1)$, где n — целое число, будем в дальнейшем использовать уравнения (1) при $\omega_n \geq 0$.

Уравнения (1) дополняются граничными условиями Куприянова–Лукичева [34] на границе S - и F -слоев в зависимости от выбранной спиральной конфигурации

$$\xi_s \partial_n f_{s,x,y}^S = \gamma \xi_f \partial_n f_{s,x,y}, \quad f_{s,x,y}^S = f_{s,x,y} \pm \gamma_b \xi_f \partial_n f_{s,x,y}, \quad (2)$$

где $\gamma_b = R_b A \sigma_f / \xi_f$ — безразмерный параметр прозрачности, R_b — сопротивление S – F интерфейса, A — его площадь, а $\xi_{f,s}$ — удельная проводимость металла в слое F или S , безразмерный параметр интерфейса $\gamma = (\sigma_f / \sigma_s)(\xi_s / \xi_f)$, где $\sigma_{f,s}$ — удельная проводимость металла в слое F или S , n — нормаль к плоскости интерфейса.

Граничные условия (3) относятся к сверхпроводящим корреляциям, приходящим с каждой стороны интерфейса. Корреляции в сверхпроводнике описывают функции $f_{s,x,y}^S$, а функциями $f_{s,x,y}$ описывается F -слой, знак $+$ или $-$ выбирается для границы, где сверхпроводник справа или слева.

Уравнения Узделя (1) имеют решения для триплетных компонент в виде плоских волн. С помощью простых алгебраических преобразований получается замкнутая краевая задача для синглетной компоненты f_s^S со следующими граничными условиями на интерфейсе:

$$\xi_s \frac{\partial}{\partial n} f_s^S = -W f_s^S. \quad (3)$$

Величина W описывает эффект близости в слое магнетика. Это используется в дальнейших вычислениях в двух различных спиральных ориентациях в магнитном слое. Координатная зависимость параметра порядка Δ включена в уравнение Узделя для синглетной компоненты (1). Для вычисления критической температуры уравнение самосогласования

$$\ln \frac{T_{cb}}{T_c} = \pi T_c \sum_{\omega=-\omega}^{\infty} \left(\frac{1}{|\omega|} - \frac{f_s^S}{\pi \Delta} \right) \quad (4)$$

решалось численно с использованием метода фундаментального решения, описанного в работах [35,36].

Наконец, сверхпроводящий ток в структуре рассчитывался по следующей формуле

$$j \equiv j_c \sin \varphi \\ = \frac{\pi T}{e\rho} \sum_{\omega>0} \text{Im} \left[f_s^* \nabla f_s - \frac{1}{2} (f_-^* \nabla f_- + f_+^* \nabla f_+) \right]_{x=0}. \quad (5)$$

3. Обсуждение результатов

В этой модели был проведен расчет изменения критической температуры сверхпроводящего спинового вентиля, состоящего из слоя сверхпроводника на поверхности спирального антиферромагнетика при перемещении направляющего вектора спирали от параллельной ориентации до наклонной по отношению

к плоскости SF границы, что соответствует выделенным направлениям спиральной намагниченности в $MnSi$ с границей вдоль диагонали кубической кристаллической решетки. Расчет проводился для углов $\alpha = 0^\circ$ и $\alpha = 70.5^\circ$. Поскольку в $MnSi$ спиральный волновой вектор $\mathbf{Q}$ направлен вдоль $[111]$ и вдоль эквивалентных направлений кубической решетки, угол между этими направлениями равен $\alpha = \arccos(1/3) = 70.5^\circ$. Соединения переходных металлов семейства $MnSi$ кристаллизуются в нецентросимметричную кубическую структуру B20, что приводит к спиральной магнитной структуре с длиной волны $\lambda = 18$ nm. Мы предполагаем, что сверхпроводник не влияет на спиновую структуру слабого зонного магнетика $MnSi$. Обменная энергия оценивалась как $h = 100$ meV для электронов проводимости [8,27], сверхпроводящая длина когерентности $\xi_f = 4.2$ nm. Параметр границы $\gamma = 0.7$, причем он включает в себя проводимость материала.

Для модельного расчета мы выбрали S-слой из Nb, поскольку ниобиевая технология хорошо развита и обычно обеспечивает хорошую совместимость с другими элементами наноструктур. Объемный Nb имеет критическую температуру $T_c = 9.2$ K. Другие данные по Nb, необходимые для вычислений, взяты из нашей экспериментальной работы [22], например, $\xi_s = 11$ nm.

Результаты численных расчетов для T_c представлены на рис. 2 для двух различных спиральных конфигураций, т. е. $\mathbf{Q}$ направлен вне или в плоскости слоя. Переключение магнитной конфигурации от параллельной спирали к наклонной создает условия для появления LRTC. Связанное с этим проникновение куперовских пар из S-слоя эффективно увеличивает эффект близости и уменьшает T_c . Разница δT_c между двумя T_c , полученными для каждой магнитной конфигурации, увеличивается с приближением толщины S-слоя к критической толщине, соответствующей полному исчезновению сверхпроводимости. Естественно, в этом диапазоне толщины сверхпроводящие слои наиболее чувствительны к эффекту близости. Как ожидается, γ_b ослабляет сверхпроводящий эффект близости, но довольно важно то, что может быть достигнуто максимальное значение $\delta T_c \sim 0.5$ K при небольших, но реалистичных значениях γ_b . Такая величина расценивается как „гигантский“ спин-вентильный эффект [37].

В подобных структурах существует также эффект возвратной сверхпроводимости [38]. На рис. 3 показано, что при определенной толщине F- и S-слоев критическая температура в некотором диапазоне d_f при наклонной конфигурации равна нулю, а в параллельной она отлична от нуля. Именно этот диапазон толщин может оказаться удобным для реализации элементов памяти.

Предлагаемые в работе бислойные структуры подходят на роль элементов магнитной памяти для решения задач квантовой электроники. У предложенной в работе структуры существует, возможно, ключевое для приложений преимущество. В самом деле, переключение отдельного элемента в оперативной памяти компьютера

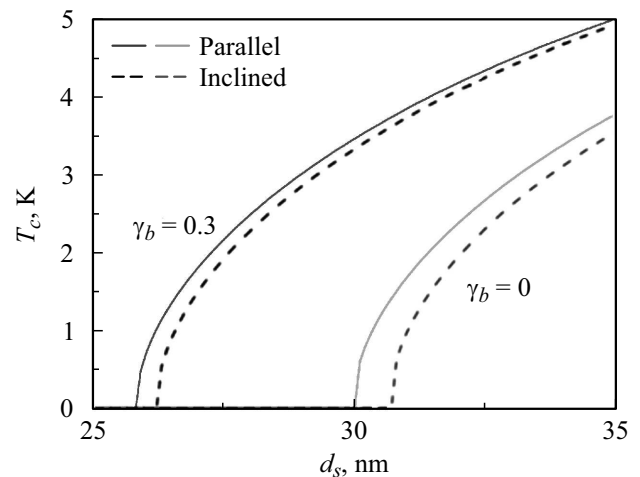


Рис. 2. Зависимость критической температуры при параллельной и наклонной ориентации вектора магнитной спирали от толщины сверхпроводящего слоя. Значения параметра прозрачности SF интерфейса приведены на рисунке.

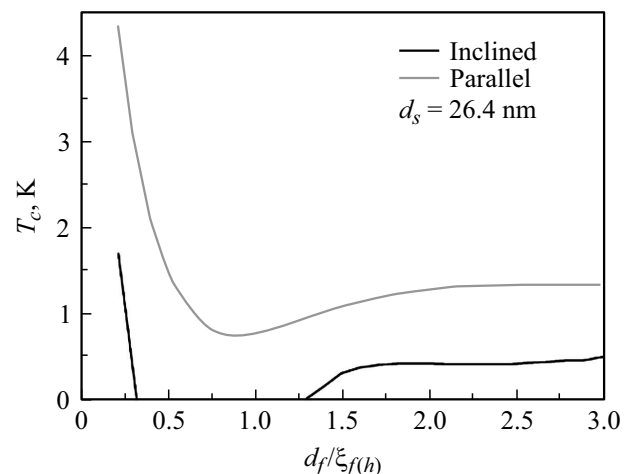


Рис. 3. Эффект возвратной сверхпроводимости при $d_s = 26.4$ nm. Критическая температура зависит как от толщины сверхпроводящего слоя, так и от направления спирального вектора.

(RAM) по схеме Савченко производится с помощью двух пересекающихся наборов из параллельных электродов. Когда записывающий сигнал посылается по двум пересекающимся электродам из разных наборов, элемент памяти, находящийся на пересечении, меняет состояние, в то время как элементы в том же самом ряду и в том же столбце матрицы получают только половину сигнала и их состояние не изменяется. Таким образом, записывающий сигнал должен быть способен изменить состояние элемента, а половинный сигнал не должен вызывать переключение. Это называется проблемой полувыбора. Она является одной из основных проблем при разработке сверхпроводниковой магнитной памяти [39].

Потенциальный барьер, разделяющий состояния спирального магнитного элемента с разными значениями

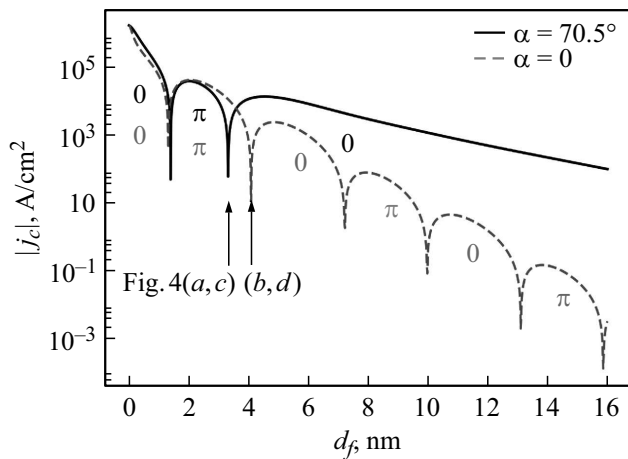


Рис. 4. Плотность критического тока $|j_c|$ как функция d_f , рассчитанная численно.

ми T_c , обеспечивает дискретность переключения такого элемента памяти, что должно решить проблему полувыбора. Этим свойством не обладают триплетные структуры, исследовавшиеся ранее, с непрерывным вращением намагниченности одного из ферромагнитных слоев [16–26].

Теперь рассмотрим зависимости плотности критического тока j_c от направления α вектора $\mathbf{Q}$, полученные для джозефсоновского устройства. Такое джозефсоновское устройство также может использоваться как элемент памяти [40,41].

Для анализа плотности критического тока выбрана температура около гелиевой $T = 0.5T_c$. Для вышепри-

веденных значений параметров график плотности критического тока приведен на рис. 4. Можно видеть, что для значений, больших $d_f \approx 4.2$ nm, значение плотности критического тока в конфигурации $\alpha = 70.5^\circ$ больше, чем в конфигурации $\alpha = 0^\circ$. Это означает, что наше предлагаемое устройство может переключаться путем изменения α между сверхпроводящим состоянием, которое может быть идентифицировано как логическое состояние 1, и состоянием нормальной проводимости, которое может быть идентифицировано как логическое состояние 0. Так как значения критической плотности тока находятся в том же диапазоне, что и для обычного ферромагнитного джозефсоновского контакта [31,42,43], предлагаемое устройство должно быть хорошо совместимо с другими логическими элементами на основе ферромагнитных джозефсоновских переходов.

Разница в плотности критического тока между обеими конфигурациями обусловлена LRTC [33,35,44]. Эти сверхпроводящие корреляции имеют отличную от нуля полную проекцию спина на ось квантования и поэтому могут проникать далеко в магнитную область и тем самым повышать критический ток.

Предлагаемое устройство имеет еще одно интересное приложение при значениях d_f , где состояние 0 (положительная плотность критического тока) одной α -конфигурации перекрывается с π -состоянием (отрицательная плотность критического тока) другой α -конфигурации. Это реализуется, например, в диапазоне между $d_f \approx 3.7$ nm и $d_f \approx 4.2$ nm. Здесь направление тока может быть связано с логическими состояниями, потому что его можно изменить путем изменения α .

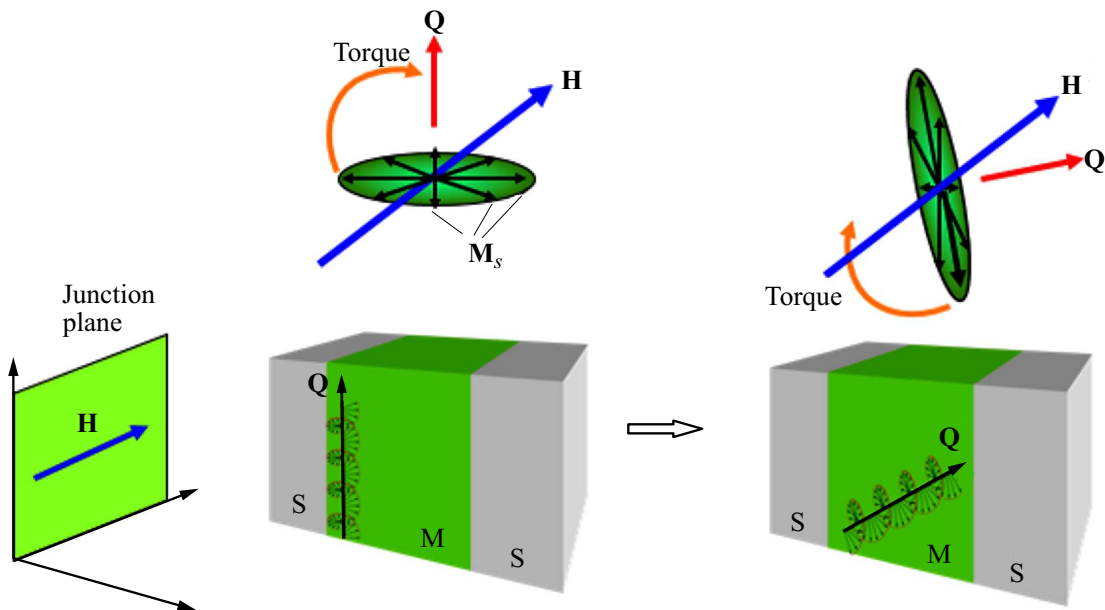


Рис. 5. Схема переключения между состояниями с параллельным интерфейсу и наклонным вектором спирали. Вектор напряженности магнитного поля находится в плоскости интерфейса и в плоскости магнитных моментов $\mathbf{F}_s$. Он вызывает вращающий момент, который меняет положение плоскости магнитных моментов в пространстве.

Перемагничивание между этими состояниями можно осуществлять с помощью коротких импульсов магнитного поля вдоль плоскости контакта, если длина импульса выбрана правильно, индуцируется прецессия спина, которая будет вращать магнитные моменты, тем самым вызывая изменение направления спиральной намагниченности (рис. 5).

Переключающее поле в плоскости контакта необходимо, так как оно может полностью проникать в F-слой, не создавая абрикосовских вихрей, и оно не подавляется сверхпроводимостью в электродах. Еще один импульс поля переключает магнитную систему в исходное состояние.

4. Заключение

В заключении, мы представляем новый тип элементов магнитной памяти для низкотемпературной спинтроники, состоящих из спирального антиферромагнетика, на который нанесен тонкий сверхпроводящий слой. Принцип действия основывается на контроле появления дальнедействующих триплетных сверхпроводящих корреляций. Было численно показано, что спин-вентильный эффект в этих структурах может достигать существенной величины. Существующие ранее элементы имеют более сложную структуру по сравнению с предложенной, что позволяет упростить процесс изготовления. Проблема полувывбора решается естественным образом, что делает такие структуры удобными для создания элементов низкотемпературной магнитной памяти. Также была вычислена плотность критического тока джозефсоновского перехода со спиральным магнетиком в качестве барьера. Амплитуда плотности критического тока изменяется в зависимости от направления направляющего вектора магнитной спирали, который может иметь различные выделенные направления. Данный эффект обусловлен LRTC. Предлагается использовать этот джозефсоновский переход как элемент сверхпроводящей памяти, где логические состояния определяются двумя внутренними направлениями вектора $\mathbf{Q}$. Можно сделать вывод, что предложенная схема однобарьерного устройства со стабильными основными состояниями, совместимого с другими джозефсоновскими устройствами, является перспективным кандидатом в качестве нового сверхпроводящего элемента памяти. Подводя итог, в работе предложено несколько реализаций магнитной памяти, — при помощи бислоя со спиральным антиферромагнетиком и при помощи джозефсоновского перехода.

Список литературы

- [1] M. Eschrig. Phys. Today **64**, 1, 43 (2011).
- [2] J. Linder, J.W.A. Robinson. Nature Phys. **11**, 307 (2015).
- [3] M. Eschrig. Rep. Prog. Phys. **78**, 104501 (2015).
- [4] A.I. Buzdin, A.V. Vedyayev, N.V. Ryzhanova. Europhys. Lett. **48**, 686 (1999).
- [5] L.R. Tagirov. Phys. Rev. Lett. **83**, 2058 (1999).
- [6] Ya.V. Fominov, A.A. Golubov, M.Yu. Kupriyanov. Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **77**, 609 (2003) [JETP Lett. **77**, 510 (2003)].
- [7] S. Oh, D. Youm, M.R. Beasley. Appl. Phys. Lett. **71**, 2376 (1997).
- [8] N.G. Pugach, M. Safonchik, T. Champel, M.E. Zhitomirsky, E. Lähderanta, M. Eschrig, C. Lacroix. Appl. Phys. Lett. **111**, 162601 (2017).
- [9] F.S. Bergeret, A.F. Volkov, K.B. Efetov. Phys. Rev. B **64**, 134506 (2001).
- [10] A. Kadigrobov, R.I. Shekhter, M. Jonson. Europhys. Lett. **54**, 394 (2001).
- [11] M. Eschrig, J. Kopu, J.C. Cuevas, G. Schon. Phys. Rev. Lett. **90**, 137003 (2003).
- [12] F.S. Bergeret, A.F. Volkov, K.B. Efetov. Rev. Mod. Phys. **77**, 1321 (2005).
- [13] R. S. Keizer, S.T.B. Goennenwein, T.M. Klapwijk, G. Miao, G. Xiao, A. Gupta. Nature **439**, 825 (2006).
- [14] T.S. Khaire, M.A. Khasawneh, W.P. Pratt, N.O. Birge. Phys. Rev. Lett. **104**, 137002 (2010).
- [15] J.W.A. Robinson, J.D.S. Witt, M.G. Blamire. Science **329**, 59 (2010).
- [16] K. Westerholt, D. Sprungmann, H. Zabel, R. Brucas, B. Hjorvarsson, D.A. Tikhonov, I.A. Garifullin. Phys. Rev. Lett. **95**, 097003 (2005).
- [17] M.G. Flokstra, N. Satchell, J. Kim, G. Burnell, P.J. Curran, S.J. Bending, J.F.K. Cooper, C.J. Kinane, S. Langridge, A. Isidori, N.G. Pugach, M. Eschrig, H. Luetkens, A. Suter, T. Prokscha, S.L. Lee. Nature Phys. **12**, 57 (2016).
- [18] V.I. Zdravkov, J. Kehrle, G. Obermeier, D. Lenk, H.-A. Krug von Nidda, C. Muller, M.Y. Kupriyanov, A.S. Sidorenko, S. Horn, R. Tidecks, L.R. Tagirov. Phys. Rev. B **87**, 144507 (2013).
- [19] A. Iovan, T. Golod, V.M. Krasnov. Phys. Rev. B **90**, 134514 (2014).
- [20] A.A. Jara, C. Safranski, I.N. Krivorotov, C.-T. Wu, A.N. MalmiKakkada, O.T. Valls, K. Halterman. Phys. Rev. B **89**, 184502 (2014).
- [21] X.L. Wang, A. Di Bernardo, N. Banerjee, A. Wells, F.S. Bergeret, M.G. Blamire, J.W.A. Robinson. Phys. Rev. B **89**, 140508 (2014).
- [22] M.G. Flokstra, T.C. Cunningham, J. Kim, N. Satchell, G. Burnell, P.J. Curran, S.J. Bending, C.J. Kinane, J.F.K. Cooper, S. Langridge, A. Isidori, N.G. Pugach, M. Eschrig, S.L. Lee. Phys. Rev. B **91**, 060501(R) (2015).
- [23] R.G. Deminov, L.R. Tagirov, R.R. Garifullin, T.Y. Karminskaya, M.Y. Kupriyanov, Y.V. Fominov, A.A. Golubov. J. Magn. Magn. Mater. **373**, 16 (2015).
- [24] P.V. Leksins, N.N. Garif'yanov, A.A. Kamashev, A.A. Validov, Y.V. Fominov, J. Schumann, V. Kataev, J. Thomas, B. Buchner, I.A. Garifullin. Phys. Rev. B **93**, 100502 (2016).
- [25] P.V. Leksins, A.A. Kamashev, J. Schumann, V.E. Kataev, J. Thomas, B. Buchner, I.A. Garifullin. Nano Res. **9**, 1005 (2016).
- [26] P.V. Leksins, N.N. Garif'yanov, I.A. Garifullin, Y.V. Fominov, J. Schumann, Y. Krupskaya, V. Kataev, O.G. Schmidt, B. Buchner. Phys. Rev. Lett. **109**, 057005 (2012).
- [27] Н.Г. Пугач, М.О. Сафончик. Письма в ЖЭТФ **107**, 5, 320 (2018).
- [28] N. Satchell, J.D.S. Witt, M.G. Flokstra, S.L. Lee, J.F.K. Cooper, C.J. Kinane, S. Langridge, G. Burnell. Phys. Rev. Appl. **7**, 044031 (2017).
- [29] S. Mühlbauer, B. Binz, F. Jonietz, C. Pfleiderer, A. Rosch, A. Neubauer, R. Georgii, P. Böni. Science **323**, 915 (2009).

- [30] A.A. Bannykh, J. Pfeiffer, V.S. Stolyarov, I.E. Batov, V.V. Ryazanov, M. Weides. Phys. Rev. B **79**, 054501 (2009).
- [31] D.M. Heim, N.G. Pugach, M.Yu. Kupriyanov, E. Goldobin, D. Koelle, R. Kleiner, N. Ruppelt, M. Weides, H. Kohlstedt. New J. Phys. **17**, 113022 (2015).
- [32] N.G. Pugach, M.Yu. Kupriyanov, E. Goldobin, R. Kleiner, D. Koelle. Phys. Rev. B **84**, 144513 (2011).
- [33] T. Champel, M. Eschrig. Phys. Rev. B **71**, 220506(R) (2005).
- [34] М.Ю. Куприянов, В.Ф. Лукичев. ЖЭТФ **94**, 139 (1988).
- [35] T. Champel, M. Eschrig. Phys. Rev. B **72**, 054523 (2005).
- [36] Ya.V. Fominov, N.M. Chtchelkatchev, A.A. Golubov. Phys. Rev. B **66**, 014507 (2002).
- [37] A. Singh, S. Voltan, K. Lahabi, J. Aarts. Phys. Rev. X **5**, 021019 (2015).
- [38] V. Zdravkov, A. Sidorenko, G. Obermeier, S. Gsell, M. Schreck, C. Müller, S. Horn, R. Tidecks, L.R. Tagirov. Phys. Rev. Lett. **97**, 057004 (2006).
- [39] I.V. Vernik, V.V. Bol'ginov, S.V. Bakurskiy, A.A. Golubov, M.Yu. Kupriyanov, V.V. Ryazanov, O.A. Mukhanov. IEEE Trans. Appl. Supercond. **23**, 1701208 (2013).
- [40] A. Vedyayev, C. Lacroix, N. Pugach, N. Ryzhanova. Europhys. Lett. **71**, 679 (2005).
- [41] A.V. Vedyayev, N.V. Ryzhanova, N.G. Pugach. J. Magn. Magn. Mater. **305**, 53 (2006).
- [42] V.A. Oboznov, V.V. Bol'ginov, A.K. Feofanov, V.V. Ryazanov, A.I. Buzdin. Phys. Rev. Lett. **96**, 197003 (2006).
- [43] D.M. Heim, N.G. Pugach, M. Yu. Kupriyanov, E. Goldobin, D. Koelle, R. Kleiner. J. Phys. Condens. Matter **25**, 215701 (2013).
- [44] A.F. Volkov, A. Anishchanka, K.B. Efetov. Phys. Rev. B **73**, 104412 (2006).

Редактор Ю.Э. Кутаев