

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ  
СВОЙСТВА

УДК 538.945;538.955

ОБРАТНЫЙ ЭФФЕКТ БЛИЗОСТИ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ  
СВЕРХПРОВОДНИК–ФЕРРОМАГНИТНЫЙ ДИЭЛЕКТРИК

© 2023 г. Д. В. Селезнев<sup>a, \*</sup>, В. О. Яговцев<sup>a</sup>, Н. Г. Пугач<sup>a</sup>, Я. В. Туркин<sup>a, b</sup>,  
Е. Г. Екомасов<sup>c, d</sup>, Б. Г. Львов<sup>a</sup>

<sup>a</sup>Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”,  
бул. Покровский, 11, Москва, 101000 Россия

<sup>b</sup>Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского,  
пр. Академика Вернадского, 4, Симферополь, 295007 Россия

<sup>c</sup>Уфимский университет науки и технологий, ул. Заки Валиди, 32, Уфа, 450076 Россия

<sup>d</sup>Башкирский государственный педагогический университет им. М. Акмуллы,  
ул. Октябрьской революции, 3а, Уфа, 450008 Россия

\*e-mail: selezmsu@ya.ru

Поступила в редакцию 29.10.2022 г.

После доработки 17.11.2022 г.

Принята к публикации 24.11.2022 г.

Наведенная за счет обратного эффекта близости намагниченность в сверхпроводнике исследуется в гибридных структурах, содержащих сверхпроводник и ферромагнитный изолятор. Исследование проводится в рамках метода квазиклассических функций Грина, в котором уравнения Узалея численно решаются с граничными условиями, подходящими для сильно спин-поляризованных ферромагнитных материалов. Изучалась конверсия синглетных сверхпроводящих корреляций в триплетные в результате эффекта близости с ферромагнетиком и ее проявления в особенностях электронной плотности состояний, наведенной намагниченности и подавлении сверхпроводящего параметра порядка. Показано, что намагниченность может менять знак внутри сверхпроводящего слоя. Приведено сравнение распределения намагниченности с данными, полученными авторами в предыдущих работах.

*Ключевые слова:* сверхпроводимость, сверхпроводник–ферромагнитный изолятор, обратный эффект близости, наведенная намагниченность, плотность состояний

DOI: 10.31857/S0015323022601593, EDN: KYXYRR

ВВЕДЕНИЕ

В классической электронике для передачи информации служат зарядовые токи, а в спинтронике для этой цели предполагается применять спин-поляризованные токи [1]. Тепло, выделяющееся в процессе использования спин-поляризованных токов, может являться нежелательным паразитным эффектом. Использование сверхпроводников в магнитных наноструктурах может значительно снизить этот нагрев, повысив энергоэффективность устройств. Идея минимизации нагрева лежит в основе сверхпроводящей спинтроники. Ее элементы, такие как магнитная память [2–6], должны быть совместимы с устройствами криогенной электроники и квантовой логики на сверхпроводниках.

В последние 30 лет устройства и элементы сверхпроводниковой спинтроники активно разрабатываются многими научными группами [7–11]. Основным направлением этих исследова-

ний было теоретическое и экспериментальное описание гибридных наноструктур. В частности, исследуют эффект близости в структурах сверхпроводник–ферромагнетик (S–F). Основными его особенностями являются пространственные осцилляции амплитуды сверхпроводящих корреляций, проникающие внутрь ферромагнетика [9, 10, 12, 13], и появление триплетных сверхпроводящих корреляций при неоднородной намагниченности слоев [1, 2]. При неоднородной спиновой текстуре это приводит к дальнедействующему эффекту близости [2, 3], что было продемонстрировано в экспериментальных исследованиях. В настоящее время известно, что эффект близости приводит к изменению критической температуры сверхпроводников в двухслойных и многослойных S–F-структурах, осцилляциям джозефсоновского тока в контактах с ферромагнитной прослойкой и дальнедействующему эффекту Джозефсона [7–10, 14, 15]. Устройства сверхпроводящей спинтроники рас-

считаются как перспективные для создания чувствительных сенсоров и элементной базы квантовых компьютеров [10, 16]. В том числе перспективными являются спиновые вентили, которые можно использовать как аналог транзистора [17–19].

Обратный эффект близости, заключающийся в проникновении намагниченности в сверхпроводник при контакте с ферромагнетиком, был впервые описан в работе [20]. В дальнейшем показано, что триплетные сверхпроводящие корреляции являются причиной ненулевой намагниченности, наведенной в сверхпроводнике из-за обратного эффекта близости [21–26]. В теоретической работе [27] наведенная намагниченность в таких структурах оценена при наличии дальнедействующих триплетных сверхпроводящих корреляций. Однако обнаружить ее в металлических бислоях оказалось непростой задачей. В экспериментальных исследованиях [8, 9] были продемонстрированы свидетельства наведенной намагниченности в сверхпроводнике в контакте с ферромагнитным металлом.

В теории для описания эффектов близости вводится параметр на границе – угол спинового смешивания [28, 29]. Он количественно определяет, насколько большим становится относительный сдвиг фазы между электронами синглетной куперовской пары после отражения от S–F-границы. Это различие фаз электронов со спином вверх и вниз приводит к дисбалансу плотностей состояний электронов с разными спинами, что приводит к возникновению наведенной намагниченности. В результате создается магнитное поле, которое зависит от концентрации куперовских пар. В отсутствие сверхпроводимости магнитный обмен с близлежащими атомными слоями немагнитного металла будет ограничен гораздо более коротким масштабом длины [30].

Позднее были экспериментально продемонстрированы явления, связанные с обратным эффектом близости в структурах, содержащих ферромагнитные изоляторы (S–FI) [28, 31]. Обратный эффект близости в таких структурах был продемонстрирован в экспериментах [32–34]. К ним относятся расщепление плотности состояний сверхпроводника за счет эффективного обменного поля, создаваемого близостью с ферромагнитным изолятором [32], и возможность манипулирования переносом спина путем добавления ферромагнитных изоляторов к сверхпроводящему слою [34].

В ряде теоретических и экспериментальных работ исследовали плотность состояний в S–FI-структурах [35–37]. В экспериментальной работе [35] и в теоретической работе [37] показано возникновение пика плотности состояний при нулевой энергии (нулевой пик). В теоретической работе [36] показаны осцилляции в плотности со-

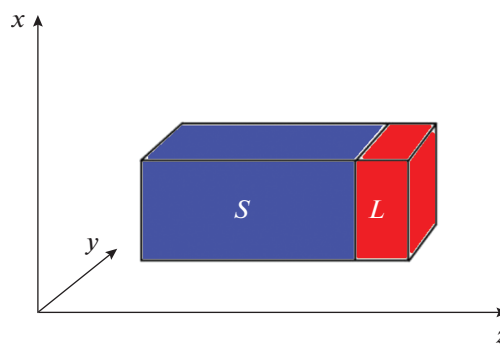


Рис. 1. Схематическое изображение моделируемой S–FI структуры.

стояний в зависимости от толщины F-слоя. В данной работе рассчитана плотность состояний и проведена проверка согласия полученных результатов с уже известными для подобных структур.

В наших предыдущих работах по обратному эффекту близости в структурах сверхпроводник–ферромагнетик рассматривали наведенную в сверхпроводящем слое намагниченность в зависимости от координаты, угла спинового смешивания и прозрачности S–FI-границы [5, 38]. Полученные в них данные согласовывали с фундаментальными теоретическими работами Токояши и Райнера [20, 39].

В настоящей работе теоретически исследуется плотность состояний и наведенная намагниченность в таких структурах на основе численного расчета, позволяющего отказаться от ранее сделанных приближений для линеаризации уравнений Узалея [5, 38, 40]. Описание основано на квазиклассическом приближении с использованием уравнений Узалея с граничными условиями, подходящими для случая сильной спиновой поляризации ферромагнетика [28, 29]. Эти уравнения применимы в грязном пределе для сверхпроводника, в котором длина свободного пробега электрона намного меньше длины когерентности куперовской пары. Этот предел соблюдается во многих сверхпроводящих структурах, полученных напылением и осаждением.

Описываемая нами структура схематично показана на рис. 1. Слой S – слой сверхпроводника, FI – ферромагнитный изолятор.

В разд. 2 представлена модель, описывающая бислоем S–FI с использованием уравнений Узалея. Решение этих уравнений служит основой для расчета плотности состояний электронов и намагниченности, наведенной в сверхпроводнике. Раздел 3 посвящен результатам численных расчетов, показано, как плотность состояний и намагниченность зависят от параметров модели. В разд. 4 обсуждаются основные результаты работы.

## МОДЕЛЬ

Для расчета эффектов близости в сверхпроводящих гетероструктурах в грязном пределе применяется транспортное уравнение Узаделя для матричной функции Грина  $\hat{g}$ , являющейся матрицей в расширенном пространстве Намбу  $\times$  спин:

$$iD\partial_z(\hat{g}\partial_z\hat{g}) = [(\varepsilon + i\eta)\tau_3 + \hat{\Delta}, \hat{g}],$$

где  $\varepsilon$  – энергия квазичастицы,  $\eta$  – описывает неупругое рассеяние,  $\tau_3$  – третья матрица Паули в пространстве Намбу,  $\hat{\Delta}$  – матрица параметра порядка,  $\Delta$  – параметр порядка,  $D$  – коэффициент диффузии электронов, ось  $z$  направлена перпендикулярно слоям структуры. Параметр сверхпроводящего порядка описывается матрицей:

$$\hat{\Delta} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & -\Delta \\ 0 & 0 & \Delta & 0 \\ 0 & -\Delta^* & 0 & 0 \\ \Delta^* & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}.$$

В расширенном пространстве Намбу  $\times$  спин функция Грина является матрицей  $4 \times 4$ , диагональные компоненты которой в пространстве Намбу описывают электроны, антидиагональные – куперовские пары:

$$\hat{g} = \begin{bmatrix} g_{\uparrow\uparrow} & g_{\uparrow\downarrow} & f_{\uparrow\uparrow} & f_{\uparrow\downarrow} \\ g_{\downarrow\uparrow} & g_{\downarrow\downarrow} & f_{\downarrow\uparrow} & f_{\downarrow\downarrow} \\ -f_{\uparrow\uparrow}^* & -f_{\uparrow\downarrow}^* & -g_{\uparrow\uparrow}^* & -g_{\uparrow\downarrow}^* \\ -f_{\downarrow\uparrow}^* & -f_{\downarrow\downarrow}^* & -g_{\downarrow\uparrow}^* & -g_{\downarrow\downarrow}^* \end{bmatrix}.$$

Уравнения Узаделя для S–FI-структуры дополняются следующими граничными условиями [28]:  $\partial_z\hat{g} = 0$  – на границе с внешней средой и  $GL(\hat{g}\partial_z\hat{g}) = \hat{I}(\varphi, \hat{g})$  – на границе с ферромагнитным изолятором. Здесь  $G$  – объемная проводимость материала,  $L$  – толщина слоя материала,  $\hat{I}$  – матрица токов, протекающих через границу. В области контакта сверхпроводника с ферромагнитным диэлектриком граничные условия зависят от угла спинового смешивания  $\varphi$ .

Для численного расчета функцию Грина необходимо параметризовать, чтобы она удовлетворяла условию нормировки  $\hat{g}^2 = \hat{1}$ :

$$\hat{g} = \begin{bmatrix} N & 0 \\ 0 & \tilde{N} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 + \tilde{\gamma} & 2\gamma \\ 2\tilde{\gamma} & 1 + \tilde{\gamma} \end{bmatrix}.$$

Здесь  $\gamma(z, +\varepsilon)$ ,  $\tilde{\gamma}(z, +\varepsilon)$  – параметры Риккати,  $N = (1 - \tilde{\gamma})^{-1}$ ,  $\tilde{N} = (1 - \tilde{\gamma})^{-1}$  – нормировочные матрицы. Используя параметризацию Риккати,

уравнения Узаделя и граничные условия можно записать в следующем виде:

$$D(\partial_z^2\gamma + 2(\partial_z\gamma)\tilde{\gamma}N(\partial_z\gamma)) + i(a\gamma - \gamma d + \gamma c\gamma - b) = 0,$$

$$D(\partial_z^2\tilde{\gamma} + 2(\partial_z\tilde{\gamma})\gamma\tilde{N}(\partial_z\tilde{\gamma})) - i(d\tilde{\gamma} - \tilde{\gamma}a + \tilde{\gamma}b\tilde{\gamma} - c) = 0,$$

$$\partial_z\gamma = (2GLN)^{-1}(I_{12} - I_{11}),$$

$$\partial_z\tilde{\gamma} = (2GL\tilde{N})^{-1}(I_{21} - I_{22}),$$

здесь коэффициенты  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $d$  определяются из следующей матрицы  $2 \times 2$ :

$$\begin{bmatrix} a & b \\ c & d \end{bmatrix} = (\varepsilon + i\eta)\hat{\tau}_3 + \hat{\Delta}(z).$$

Синглетные  $f_s$  и триплетные  $f_t$  функции Грина определяются из следующих соотношений:

$$f_s = \frac{f_{\uparrow\downarrow} - f_{\downarrow\uparrow}}{2}, \quad f_t = \frac{f_{\uparrow\downarrow} + f_{\downarrow\uparrow}}{2}.$$

Параметр порядка рассчитывали на основе соотношения самосогласования, которое справедливо в режиме слабой связи  $n_0\lambda \ll 1$ , где  $n_0$  – плотность состояний на уровне Ферми,  $\lambda$  – константа спаривания теории БКШ, далее  $\Delta_0$  – параметр порядка объемного сверхпроводника

$$\frac{\Delta(z)}{\Delta_0} = \frac{1}{2}n_0\lambda \int_0^{\text{sh}(1/n_0\lambda)} d\left(\frac{\varepsilon}{\Delta_0}\right) \text{th}\left(\frac{\pi\varepsilon/\Delta_0}{2e^c T/T_c}\right) \times \\ \times \left( (N\gamma)_{12} - (N\gamma)_{21} - (\tilde{N}\tilde{\gamma})_{12}^* + (\tilde{N}\tilde{\gamma})_{21}^* \right),$$

где  $c$  – константа Эйлера–Маскерони [28]. Плотность состояний (DoS) вычисляется на основе нормальных компонент функции Грина:

$$n(\varepsilon) = \text{Re}\left(\frac{g_{\uparrow\uparrow}(\varepsilon) + g_{\downarrow\downarrow}(\varepsilon)}{2}\right) = \frac{1}{2}\text{Tr}(\text{Re}(N(1 + \tilde{\gamma}))).$$

Разрешенные по спину плотности состояний строятся следующим образом:

$$n_{\uparrow}(\varepsilon) = \text{Re}\left(\frac{g_{\uparrow\uparrow}}{2}\right) = \frac{1}{4}\text{Tr}((1 + \hat{\tau}_3)\text{Re}(N(1 + \tilde{\gamma})));$$

$$n_{\downarrow}(\varepsilon) = \text{Re}\left(\frac{g_{\downarrow\downarrow}}{2}\right) = \frac{1}{4}\text{Tr}((1 - \hat{\tau}_3)\text{Re}(N(1 + \tilde{\gamma}))).$$

Для расчета наведенной намагнитченности использовали следующую формулу:

$$\mathbf{M}(z) = \mu_B n_0 \int_{-\infty}^{+\infty} d\varepsilon \text{Tr}(\hat{\sigma}_3 \hat{g}(z, \varepsilon)),$$

$\mu_B$  – магнетон Бора,  $\hat{\sigma}_3$  – матрица Паули. Плотность состояний появляется как сумма двух спиновых компонент нормальной функции Грина, а наведенная намагнитченность – как их разность. Можно ожидать, что особенности DoS (отклонения от теории БКШ, связанные с возникновением

ем триплетных сверхпроводящих корреляций) и намагниченности будут проявляться при таких значениях параметров, при которых спиновые возмущения гриновской функции будут наибольшими.

### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В качестве сверхпроводника был взят алюминий. Сверхпроводящий слой был выбран достаточно толстым, порядка 10 длин когерентности. Структуру моделировали при следующих параметрах [5]:  $T_c = 1.2$  К, проводимость  $\sigma = 3.8 \times 10^7$  Ом<sup>-1</sup>м<sup>-1</sup>,  $D = 8.68 \times 10^{-3}$  с<sup>-1</sup>м<sup>2</sup>,  $\xi = 100$  нм. На рис. 2 представлены распределения параметра сверхпроводящего порядка и наведенной намагниченности по толщине металлического слоя вдоль координаты  $z$ . В точке  $z = 0$  находится граница сверхпроводника с вакуумом или воздухом, в точке  $z = 1000$  нм – граница сверхпроводник–ферромагнитный диэлектрик. На рис. 2а показана зависимость параметра порядка в сверхпроводнике от координаты. Здесь  $\Delta_b$  – параметр порядка в объемном сверхпроводнике при заданной температуре. Как и следует ожидать, параметр порядка подавляется на длинах порядка длины когерентности (здесь для “грязного” алюминия ее выбрали равной 100 нм), и с ростом угла спинового смешивания подавление параметра порядка растет. Сравнение с аналитическим расчетом в линейном приближении [5, 38] показывает более слабое относительное подавление параметра порядка вблизи  $T_c$ . Поскольку триплетные компоненты образуются из синглетных, общее подавление сверхпроводимости температурой уменьшает и этот эффект. Однако качественно полученные из аналитической модели данные согласуются с численными.

На рис. 3 видно, что максимум центрального пика DoS достигается в точке  $l = 0$ , и при удалении от границы S–FI центральный пик становится все слабее, а границы сверхпроводящей щели – все более ярко выраженными. Видно, какой вклад в его формирование вносят обе спиновые компоненты (рис. 3в–3е). Кроме того, при увеличении угла спинового смешивания нулевой пик в DoS расплывается и становится более гладким. Это, по-видимому, связано с подавлением сверхпроводимости вблизи S–FI-границы (рис. 4). Очевидно, что при  $\phi = 0$  плотность состояний на границе повторяет DoS в объемном сверхпроводнике по теории БКШ. При увеличении  $\phi$  величина нулевого пика проходит через максимум. Эта особенность возникает при том же  $\phi$ , при котором проявляется немонотонность наведенной намагниченности в S-слое. На рис. 4 видно, что при угле спинового смешивания  $\phi = 0.04$ , соответствующем максимуму намагниченности (рис. 5), DoS также достигает своего максимума.

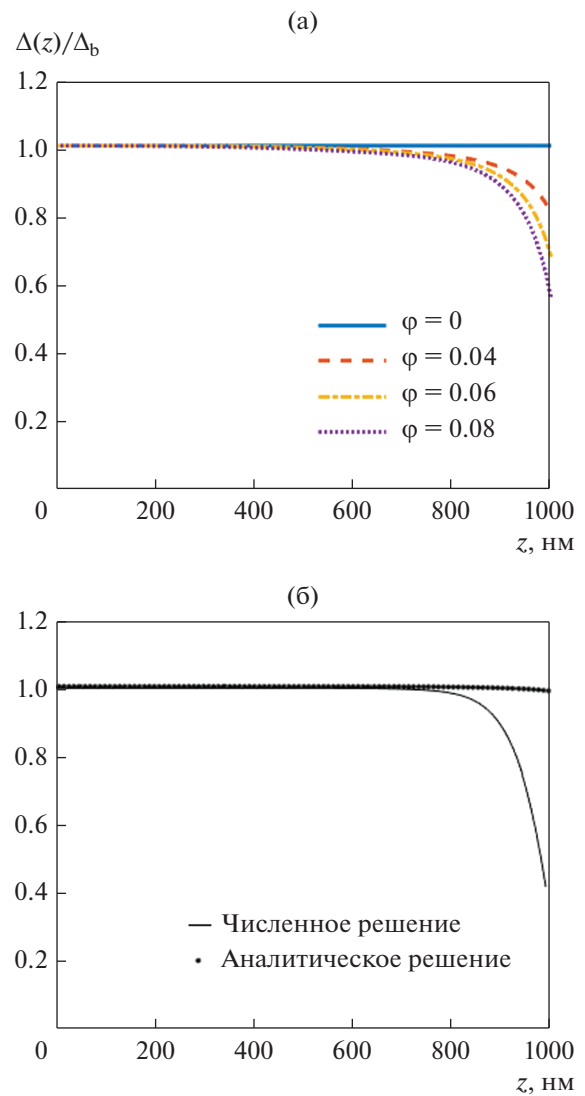
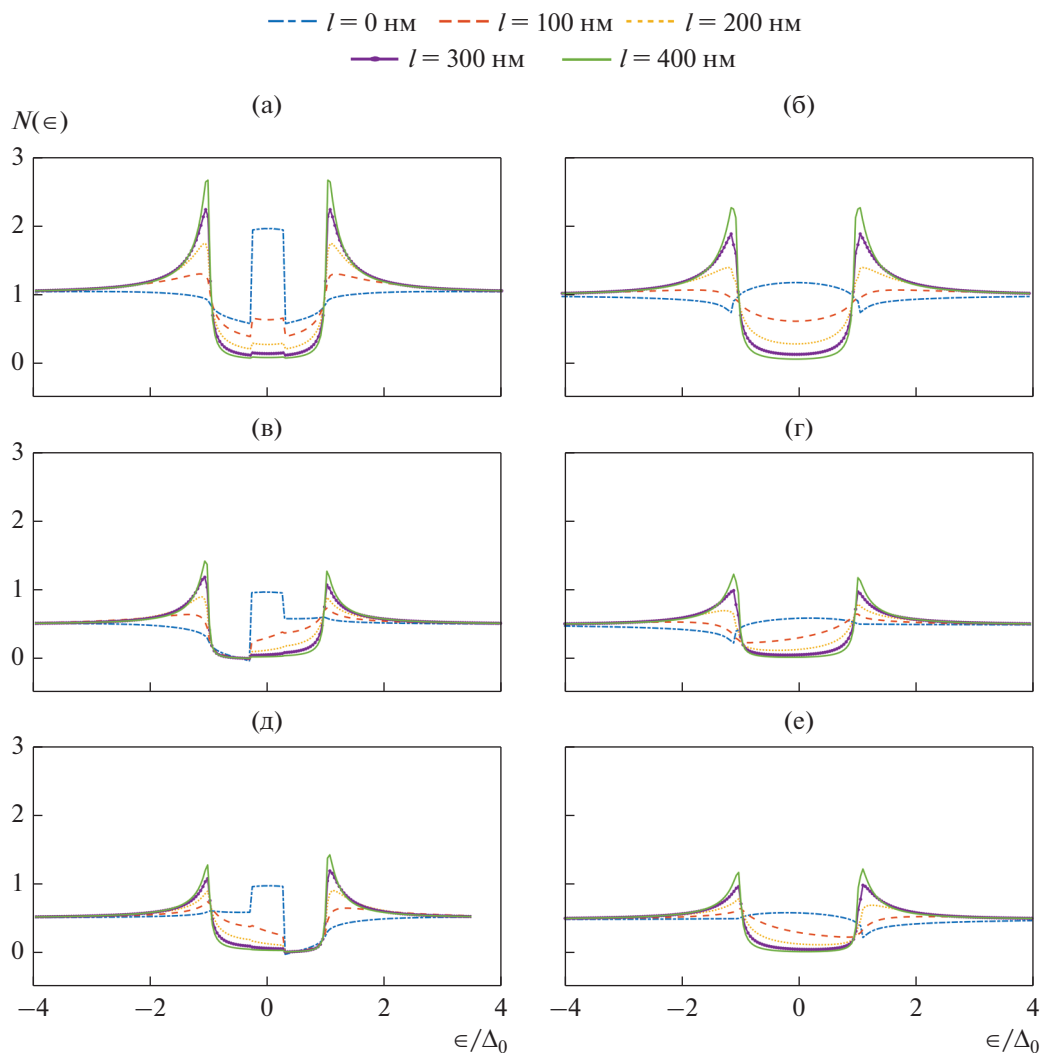


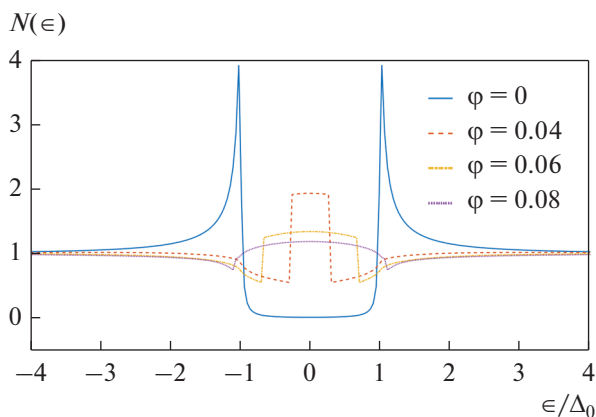
Рис. 2. Зависимость параметра порядка от координаты при разных значениях угла спинового смешивания  $\phi$ ,  $T = 0$  (а); сравнение с аналитическим расчетом в приближении температур близких к критической при  $\phi = 0.04$ ,  $T = 0.8T_c$  (б).

На рис. 5а показана координатная зависимость наведенной намагниченности при разных углах спинового смешивания  $\phi$ . При нулевом угле спинового смешивания она тождественно равна нулю, что соответствует контакту сверхпроводника с немагнитным изолятором. При увеличении угла спинового смешивания ее величина начинает расти ( $\phi = 0.04$  на графике).

Наиболее интересная зависимость намагниченности получается при угле спинового смешивания  $\phi = 0.08$ , в этом случае видно, что намагниченность имеет пик, который был предсказан в предыдущих работах [5, 38]. Однако на графике наблюдается не только пик, но и изменение знака намагниченности в точке  $x = 990$  нм. Этот резуль-



**Рис. 3.** Зависимость полной (а, б) и разрешенной по спину (в–е) DoS от энергии при разных значениях координаты при угле спинового смешивания  $\varphi$ , равном 0.04 (а, в, д) и 0.08 (б, г, е), здесь  $l$  – расстояние до границы S–FI вдоль оси  $z$ .



**Рис. 4.** Зависимость DoS от энергии на границе S–FI при разных значениях угла спинового смешивания  $\varphi$ .

тат не был получен ранее. Он может быть связан с перекомпенсацией наведенной намагниченности в сверхпроводящем конденсате аналогично теории Волкова [22].

Немонотонная зависимость наведенной намагниченности от угла спинового смешивания согласуется с поведением плотности состояний на S–FI-границе (рис. 4), которая ведет себя немонотонным образом в зависимости от  $\varphi$ .

На рис. 5б видно, что полученные из аналитической модели данные качественно согласуются с численными. Однако аналитический расчет менее точно отражает обратный эффект близости, поскольку он использует линейаризованное уравнение Узалея. Поэтому подавление параметра порядка в аналитическом расчете оказалось меньше, чем в численном. Намагниченность же, напротив, больше. Она является результатом

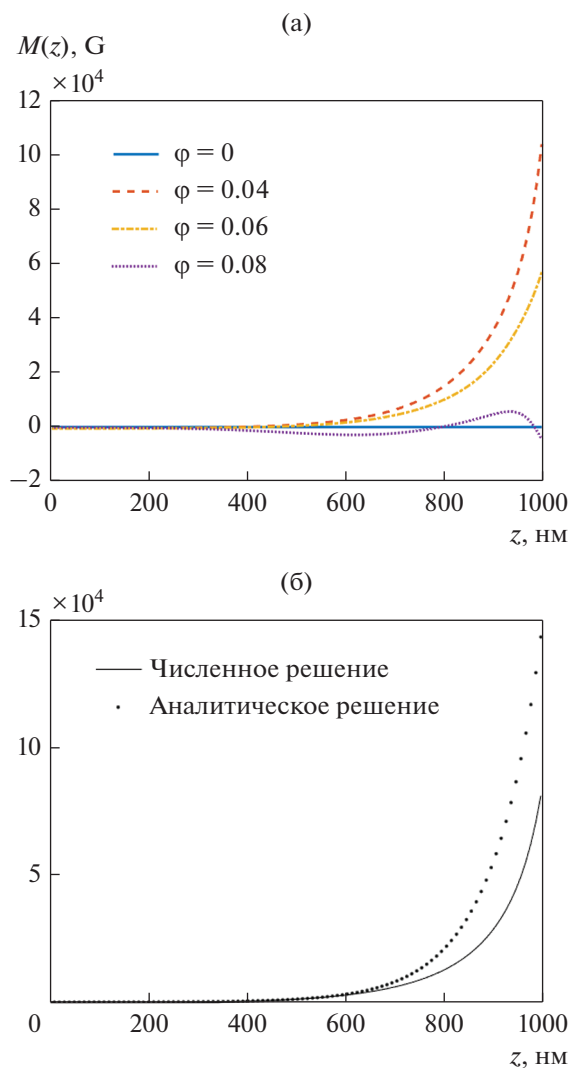


Рис. 5. Зависимость намагниченности от координаты при разных значениях угла спинового смешивания  $\varphi$  (а); сравнение намагниченности, полученной в аналитической модели, с численной моделью (б).

конверсии синглетной компоненты в триплетную. Из-за меньшего подавления синглетной компоненты в аналитическом случае полученная аналитически намагниченность превышает полученную численным расчетом.

Наши результаты согласуются с результатами работ [36, 37] – в бислоях ферромагнетик-сверхпроводник возникают особенности DoS, связанные с триплетной намагниченностью. Характерной чертой наличия триплетных сверхпроводящих корреляций является возникновение нулевого пика в плотности состояний в  $S$ -слое [35]. В работе [28], в которой записано использованное нами граничное условие, также обнаруживается данный нулевой пик. Нами показано, что он может быть либо ярко выражен, либо размываться при удалении от границы с ферромаг-

нетиком, но поведение нулевого пика не монотонно, т.е. есть оптимальный угол спинового смешивания, на котором пик максимален.

Мы подтвердили полученные при помощи аналитического расчета данные о том, что зависимость наведенной намагниченности от координаты и от угла спинового смешивания имеют максимумы, а не являются монотонно возрастающими величинами. Причиной такого поведения является подавление синглетных сверхпроводящих корреляций при приближении к  $S$ – $FI$ -границе или при увеличении угла спинового смешивания. Поскольку триплетные корреляции возникают из синглетных компонент, может появляться максимум намагниченности (рис. 5а).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе мы рассмотрели полную плотность электронных состояний и ее спин-зависимые компоненты, продемонстрировали связь между ней и наведенной намагниченностью в сверхпроводнике и подтвердили наши аналитические расчеты, сделанные в прошлых работах на основе той же модели [5, 38] в линейном приближении.

Обнаружена особенность плотности состояний в зависимости от угла спинового смешивания. Она связана с немонотонным поведением наведенной намагниченности в  $S$ -слое при том же значении угла спинового смешивания, так как обе величины получаются из разрешенных по спину компонент.

Интересным новым результатом является нелинейный характер пространственного распределения намагниченности в сверхпроводнике – наведенная намагниченность может не только иметь максимум в зависимости от расстояния до  $S$ – $FI$ -границы, но и менять знак при определенных значениях параметров.

Данные результаты можно использовать для понимания формирования обратного эффекта близости в сверхпроводящих структурах с ферродиелектриками, которые сейчас активно используются в низкотемпературной спинтронике. Например, можно предположить, что можно подобрать такие значения толщины сверхпроводника, чтобы наведенная в сверхпроводнике намагниченность у его противоположной границы имела нужный знак.

Расчеты плотности состояний были поддержаны Министерством науки и высшего образования Российской Федерации, Мегагрант № 075-15-2022-1108. Исследование наведенной намагниченности осуществлено в рамках Программы фундаментальных исследований НИУ ВШЭ. Расчет сверхпроводящего параметра порядка выполнен в рамках проекта “Зеркальные лаборатории” НИУ ВШЭ.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Žutić I., Fabian J., Sarma S.D. Spintronics: Fundamentals and applications // *Rev. Mod. Phys.* 2004. V. 76. № 2. P. 323–410.
2. Пугач Н.Г., Сафончик М.О., Хайм Д.М., Яговцев В.О. Сверхпроводящие спиновые вентили на основе спиральных магнетиков // *ФТТ*. 2018. Т. 60. № 11. С. 2196–2202.
3. Gusev N.A., Dgheparov D.I., Pugach N.G., Belotelov V.I. Magnonic control of the superconducting spin valve by magnetization reorientation in a helimagnet // *Appl. Phys. Lett.* 2021. V. 118. № 23. P. 232601.
4. Pugach N. G., Safonchik M., Champel T., Zhitomirsky M.E., Lähderanta E., Eschrig M., Lacroix C. Superconducting spin valves controlled by spiral re-orientation in B20-family magnets // *Appl. Phys. Lett.* 2017. V. 111. № 16. P. 162601.
5. Yagovtsev V.O., Gusev N.A., Pugach N.G., Eschrig M. The inverse proximity effect in strong ferromagnet–superconductor structures // *Supercond. Sci. Tech.* 2021. V. 34. № 2. P. 025003.
6. Pugach N.G., Safonchik M.O., Belotelov V.I., Ziman T., Champel T. Superconducting spin valve under magnonic control // *arXiv preprint*. 2021. arXiv:2110.00369.
7. Linder J., Robinson J.W. Superconducting spintronics // *Nat. Phys.* 2015. V. 11. № 4. P. 307–315.
8. Blamire M.G., Robinson J.W.A. The interface between superconductivity and magnetism: understanding and device prospects // *J. Phys. Cond. Matt.* 2014. V. 26. № 45. P. 453201.
9. Buzdin A.I. Proximity effects in superconductor-ferromagnet heterostructures // *Rev. Mod. Phys.* 2005. V. 77. № 3. P. 935–976.
10. Eschrig M. Spin-polarized supercurrents for spintronics: a review of current progress // *Rep. Prog. Phys.* 2015. V. 78. № 10. P. 104501.
11. Bergeret F.S., Volkov A.F., Efetov K.B. Odd triplet superconductivity and related phenomena in superconductor-ferromagnet structures // *Rev. Mod. Phys.* 2005. V. 77. № 4. P. 1321–1373.
12. Heim D.M., Pugach N.G., Kupriyanov M.Y., Goldobin E., Koelle D., Kleiner R. Ferromagnetic planar Josephson junction with transparent interfaces: a  $\phi$  junction proposal // *J. Phys. Cond. Matt.* 2013. V. 25. № 21. P. 215701.
13. Heim D.M., Pugach N.G., Kupriyanov M.Y., Goldobin E., Koelle D., Kleiner R., Ruppelt N., Weides M., Kohlstedt H. The effect of normal and insulating layers on  $0-\pi$  transitions in Josephson junctions with a ferromagnetic barrier // *New J. Phys.* 2015. V. 17. № 11. P. 113022.
14. Stoutimore M.J.A., Rossolenko A.N., Bolginov V.V., Oboznov V.A., Rusanov A.Y., Baranov D.S., Pugach N., Frolov S.M., Ryazanov V.V., Van Harlingen D.J. Second-harmonic current-phase relation in Josephson junctions with ferromagnetic barriers // *Phys. Rev. Lett.* 2018. V. 121. № 17. P. 177702.
15. Pugach N.G., Kupriyanov M.Yu., Vedyayev A.V., Lacroix C., Goldobin E., Koelle D., Kleiner R., Sidorenko A.S. Ferromagnetic Josephson junctions with steplike interface transparency // *Phys. Rev. B.* 2009. V. 80. № 13. P. 134516.
16. Klenov N., Kornev V., Vedyayev A., Ryzhanova N., Pugach N., Romyantseva T. Examination of logic operations with silent phase qubit // *J. Phys. Conf. Ser.* 2008. V. 97. № 1. P. 012037.
17. Gaifullin R.R., Deminov R.G., Aliyev M.N., Tagirov L.R. Superconducting spin-valves in spintronics // *Magn. Res. Sol.* 2019. V. 21. № 3.
18. Devizorova Z., Buzdin A. Superconductivity-driven helical magnetic structure in  $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$  ferromagnetic superconductor // *Phys. Rev. B.* 2019. V. 100. № 10. P. 104523.
19. Leksin P.V., Kamashev A.A., Schumann J., Kataev V.E., Thomas J., Büchner B., Garifullin I.A. Boosting the superconducting spin valve effect in a metallic superconductor/ferromagnet heterostructure // *Nano Res.* 2016. V. 9. № 4. P. 1005–1011.
20. Tokuyasu T., Sauls J.A., Rainer D. Proximity effect of a ferromagnetic insulator in contact with a superconductor // *Phys. Rev. B.* 1988. V. 38. № 13. P. 8823–8833.
21. Fazio R., Lucheroni C. Local density of states in superconductor-ferromagnetic hybrid systems // *EPL* 1999. V. 45. № 6. P. 707–713.
22. Bergeret F.S., Volkov A.F., Efetov K.B. Induced ferromagnetism due to superconductivity in superconductor-ferromagnet structures // *Phys. Rev. B.* 2004. V. 69. № 17. P. 174504.
23. Champel T., Eschrig M. Effect of an inhomogeneous exchange field on the proximity effect in disordered superconductor-ferromagnet hybrid structures // *Phys. Rev. B.* 2005. V. 72. № 5. P. 054523.
24. Linder J., Yokoyama T., Sudbø A. Theory of superconducting and magnetic proximity effect in S/F structures with inhomogeneous magnetization textures and spin-active interfaces // *Phys. Rev. B.* 2009. V. 79. № 5. P. 054523.
25. Bergeret F.S., Verso A., Volkov A.F. Spin-polarized Josephson and quasiparticle currents in superconducting spin-filter tunnel junctions // *Phys. Rev. B.* 2012. V. 86. № 6. P. 060506.
26. Bergeret F.S., Verso A., Volkov A.F. Electronic transport through ferromagnetic and superconducting junctions with spin-filter tunneling barriers // *Phys. Rev. B.* 2012. V. 86. № 21. P. 214516.
27. Pugach N.G., Buzdin A.I. Magnetic moment manipulation by triplet Josephson current // *Appl. Phys. Lett.* 2012. V. 101. № 24. P. 242602.
28. Ouassou J.A., Pal A., Blamire M., Eschrig M., Linder J. Triplet Cooper pairs induced in diffusive s-wave superconductors interfaced with strongly spin-polarized magnetic insulators or half-metallic ferromagnets // *Sci. Rep.* 2017. V. 7. № 1. P. 1–16.
29. Eschrig M., Cottet A., Belzig W., Linder J. General boundary conditions for quasiclassical theory of superconductivity in the diffusive limit: application to strongly spin-polarized systems // *New J. Phys.* 2015. V. 17. № 8. P. 083037.
30. Kiwi M. Origin of the magnetic proximity effect // *MRS Online Proc. Lib.* 2002. 746.
31. Giazotto F., Solinas P., Braggio A., Bergeret F. S. Ferromagnetic-insulator-based superconducting junctions as sensitive electron thermometers // *Phys. Rev. App.* 2015. V. 4. № 4. P. 044016.

32. *Pal A., Blamire M.G.* Large interfacial exchange fields in a thick superconducting film coupled to a spin-filter tunnel barrier // *Phys. Rev. B.* 2015. V. 92. № 18. P. 180510.
33. *Li B., Roschewsky N., Assaf B.A., Eich M., Epstein–Martin M., Heiman D., Münzenberg M., Moodera J.S.* Superconducting spin switch with infinite magnetoresistance induced by an internal exchange field // *Phys. Rev. Lett.* 2013. V. 110. № 9. P. 097001.
34. *Wolf M.J., Sürgers C., Fischer G., Beckmann D.* Spin-polarized quasiparticle transport in exchange-split superconducting aluminum on europium sulfide // *Phys. Rev. B.* 2014. V. 90. № 14. P. 144509.
35. *Boden K.M., Pratt Jr. W.P., Birge N.O.* Proximity-induced density-of-states oscillations in a superconductor/strong-ferromagnet system // *Phys. Rev. B.* 2011. V. 84. № 2. P. 020510.
36. *Knežević M., Trifunovic L., Radović Z.* Signature of the long-range triplet proximity effect in the density of states // *Phys. Rev. B.* 2012. V. 85. № 9. P. 094517.
37. *Alidoust M., Halterman K., Valls O.T.* Zero-energy peak and triplet correlations in nanoscale superconductor/ferromagnet/ferromagnet spin valves // *Phys. Rev. B.* 2015. V. 92. № 1. P. 014508.
38. *Яговцев В.О., Пугач Н.Г.* Намагниченность, наведенная в сверхпроводнике из-за эффекта близости с ферромагнитным диэлектриком // *ФММ.* 2020. Т. 121. № 3. С. 277–282.
39. *Alexander J.A.X., Orlando T.P., Rainer D., Tedrow P.M.* Theory of Fermi-liquid effects in high-field tunneling // *Phys. Rev. B.* 1985. V. 31. № 9. P. 5811–5825.
40. *Яговцев В.О., Пугач Н.Г., Екомасов Е.Г., Львов Б.Г.* Намагниченность в бислоях сверхпроводник–ферромагнитный металл, вызванная обратным эффектом близости // *ФММ.* 2021. Т. 122. № 9. С. 908–916.
41. *Bakurskiy S.V., Neilo A.A., Klenov N.V., Soloviev I.I., Golubov A.A., Kupriyanov M.Y.* Density of states and current–voltage characteristics in SISFS junctions // *Supercond. Sci. Tech.* 2021. V. 34. № 8. P. 3085007.
42. *Li B., Miao G.X., Moodera J.S.* Observation of tunnel magnetoresistance in a superconducting junction with Zeeman-split energy bands // *Phys. Rev. B.* 2013. V. 8. № 16. P. 161105.