

# Механизмы дальнего действия баллистического транспорта в сверхпроводящей спинтронике

А.В. Самохвалов, А.С. Мельников, А.И. Буздин

*Представлен краткий обзор механизмов, обеспечивающих дальний джозефсоновский транспорт между двумя синглетными сверхпроводниками в баллистических гибридных структурах сверхпроводник/ферромагнетик/сверхпроводник (SFS) с неоднородностью обменного поля в реальном или импульсном пространстве. Предложенные механизмы основаны на подавлении деструктивной интерференции электронных и дырочных состояний в ферромагнетике, обусловленной действием обменного поля, что обеспечивает медленное затухание синглетной компоненты парной корреляционной функции в ферромагнетике и заметный джозефсоновский ток в SFS-структуре.*

**Ключевые слова:** спинтроника, гибридные структуры сверхпроводник – ферромагнетик, эффект Джозефсона, эффект близости, триплетная сверхпроводимость

PACS numbers: 74.45.+c, 74.78.Na, 85.25.Cp

DOI: 10.3367/UFNr.2016.02.037769

## Содержание

1. Введение (640).
  2. Эффект близости и дальнедействующие триплетные корреляции в гибридных структурах сверхпроводник – ферромагнетик (641).
  3. Дальнедействующий джозефсоновский транспорт через ферромагнитный бислой (642).
  4. Дальнедействующий джозефсоновский транспорт в ферромагнитном проводе со спин-орбитальным взаимодействием (643).
  5. Синглетный джозефсоновский транспорт при рассеянии с переворотом спина в баллистических структурах сверхпроводник – ферромагнетик – сверхпроводник (644).
  6. Заключение (645).
- Список литературы (645).

## 1. Введение

Развитие современных информационных технологий требует постоянного прогресса в области создания новых электронных (оптоэлектронных) устройств с

высоким быстродействием. До последнего времени развитие этой области в основном было связано с использованием различных полупроводников и гетероструктур на их основе. В то же время анализ и поиск возможных новых принципов работы, других перспективных материалов и структур представляются весьма актуальными и своевременными. Среди таких перспективных систем можно упомянуть метаматериалы различных типов с управляемыми электродинамическими параметрами и нанoeлектромеханические устройства, в которых обеспечивается связь между электронными и механическими степенями свободы такой системы. В частности, интерес исследователей привлекают возможные преимущества использования в таких системах сверхпроводников, что позволило бы снизить потери на диссипацию. Комбинация двух материалов с конкурирующими типами спинового упорядочения — сверхпроводника (S) и ферромагнетика (F) — открывает дополнительную уникальную возможность управлять сверхтекучим (бездиссипативным) транспортом, оказывая влияние на спиновую степень свободы, что может служить основой для реализации нового класса устройств сверхпроводящей спинтроники и наноплазмоники.

Хорошо известно, что возможность бездиссипативного спинового транспорта обеспечивается формированием вследствие эффекта близости [1] у SF-границы неоднородного сверхпроводящего состояния, подобного состоянию Ларкина – Овчинникова – Фульде – Феррелла (ЛОФФ) [2, 3], для которого характерно существование куперовских пар с ненулевым суммарным импульсом. Совместное влияние эффекта близости и обменного взаимодействия в гетерогенных гибридных SF-структурах вызывает появление в ферромагнетике сверхпро-

**А.В. Самохвалов, А.С. Мельников.**

Институт физики микроструктур РАН,  
ГСП-105, 603950 Нижний Новгород, Российская Федерация;  
Нижегородский государственный университет  
им. Н.И. Лобачевского,  
просп. Гагарина 23, 603950 Нижний Новгород,  
Российская Федерация

E-mail: samokh@ipm.sci-nnov.ru, melnikov@ipm.sci-nnov.ru

**А.И. Буздин.** University of Bordeaux,  
LOMA UMR-CNRS 5798, F-33405 Talence Cedex, France  
E-mail: a.bouzdine@loma.u-bordeaux1.fr

Статья поступила 4 апреля 2016 г.

водящих корреляций, амплитуда которых затухает и осциллирует в направлении, перпендикулярном границе [4–6]. Наиболее эффективным взаимодействием между S- и F-подсистемами оказывается в том случае, когда происходит генерация дальнедействующих спин-триплетных куперовских пар с проекцией спина  $\pm 1$  [7, 8], что реализуется в некоторых пространственно неоднородных магнитных конфигурациях [7, 9–12] и/или на специально сформированном SF-интерфейсе [13, 14].

В настоящей статье мы рассмотрим несколько новых механизмов, обеспечивающих возникновение дальнедействующих сверхпроводящих корреляций в гибридных SF-структурах с баллистическим типом проводимости.

## 2. Эффект близости и дальнедействующие триплетные корреляции в гибридных структурах сверхпроводник – ферромагнетик

Эффект близости на границе немагнитного (N) металла связан с явлением андреевского отражения квазичастиц [15] на SN-границе, которое обеспечивает в металле коррелированное движение квазичастиц (электронов и дырок) и, как следствие, отличную от нуля амплитуду сверхпроводящего параметра порядка  $\Delta$  даже в отсутствие потенциала спаривания [16]. В баллистических ("чистых") немагнитных металлах, где спиновая структура пары электрон–дырка не играет роли, волновые векторы падающего электрона ( $q_u$ ) и отражённой дырки ( $q_v$ ) с энергией  $\varepsilon$  ( $0 < \varepsilon \ll \varepsilon_F$ ), отсчитываемой от энергии Ферми  $\varepsilon_F = \hbar k_F V_F/2$ , незначительно отличаются как от  $k_F$  ( $q_{u,v} = k_F \sqrt{1 \pm \varepsilon/\varepsilon_F}$ ), так и друг от друга. Различие волновых векторов  $\delta q = q_u - q_v \simeq k_F \varepsilon/\varepsilon_F$  приводит на траектории длиной  $L$  к появлению разности фаз  $\gamma \sim \delta q L$  между электронной ( $u$ ) и дырочной ( $v$ ) частями двухкомпонентной волновой функции  $\hat{\psi} = (u, v)$ . Поскольку вычисление любых измеряемых величин (плотности тока, кондактанса и т.д.) предполагает усреднение по различным траекториям, т.е. вычисление суперпозиции быстроосциллирующих вкладов  $uv^* \sim \exp(i\gamma)$  от разных траекторий, подобная дефазировка  $u$ - и  $v$ -компонент волновой функции  $\hat{\psi}$  приводит к деструктивной интерференции на характерной длине дефазировки  $L_p \sim 1/\delta q = \hbar V_F/\varepsilon$  и к степенному закону спада амплитуды  $\Delta$  вглубь нормального металла с характерным масштабом  $L_p \sim \xi_N = \hbar V_F/2\pi T_c$ , где  $T_c$  — критическая температура сверхпроводящего перехода [17, 18].

В ферромагнитных металлах с обменным полем  $h$  квазичастицы приобретают дополнительную энергию, которая оказывается различной для андреевских электрона и дырки, принадлежащих разным спиновым подзонам [19]. Здесь мы будем рассматривать только синглетные сверхпроводники, в которых куперовские пары образуются в спин-синглетном состоянии ( $\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow$ ), предполагая, что триплетный канал спаривания отсутствует. Волновые векторы квазичастиц с энергией  $\varepsilon \ll h \ll \varepsilon_F$  и противоположным направлением проекции спина различаются на величину  $\delta q = q_{u(\uparrow)} - q_{v(\downarrow)}$ , так что  $|\delta q| \simeq 2h/\hbar V_F$ , а знак  $\delta q$  определяется спиновой структурой компонент волновой функции  $\hat{\psi}$  относительно направления обменного поля. Заметим, что знак  $\delta q$  меняется на противоположный в двух очевидных случаях: 1) при инверсии направления обменного поля ( $\mathbf{h} \rightarrow -\mathbf{h}$ ); 2) при рассеянии пары электрон–дырка с переворотом спина. Действие обменного поля  $h$  на траектории длиной  $L$

приводит к появлению разности фаз  $\gamma \sim \delta q L = \pm L/\xi_h$  между  $u$ - и  $v$ -компонентами волновой функции  $\hat{\psi}$  [9, 20], где  $\xi_h = \hbar V_F/2h$  — характерная длина, определяемая величиной обменного поля  $h$ . В однородном обменном поле деструктивная интерференция, вызванная подобной дефазировкой, приводит к быстрому степенному затуханию парной волновой функции в ферромагнетике на характерном масштабе  $L_p \sim \xi_h = \hbar V_F/2h$ . В диффузных ("грязных") сверхпроводящих системах корреляции сохраняются на расстоянии порядка  $L_d \sim \xi_f = \sqrt{\hbar D_f/h}$ , зависящем от коэффициента диффузии  $D_f$ , и затухают по экспоненциальному закону. В обоих случаях масштаб затухания обычно очень мал, не более 10 нм даже для слабых ферромагнетиков типа CuNi [21].

Эти простые качественные представления о сильном подавлении синглетной сверхпроводимости в ферромагнетике с однородным обменным полем, однако, противоречат целому ряду экспериментальных наблюдений аномально большой длины затухания сверхпроводящих корреляций в F-металле. Так, в экспериментах [22] наблюдался заметный сверхток через тонкий проводник из кобальта длиной около 0,5 мкм, что на несколько порядков больше характерного масштаба затухания синглетного сверхпроводящего параметра порядка в кобальте  $L_d$ . Такой гигантский эффект близости в ферромагнитных металлах обычно объясняют возбуждением спин-триплетных сверхпроводящих корреляций ( $\uparrow\uparrow$ ) и ( $\downarrow\downarrow$ ), образованных электронами с параллельными проекциями спинов [7, 8] (см. также обзор [23]). Поскольку такие триплетные пары не разрушаются обменным полем, сверхпроводящие корреляции заметно затухают в ферромагнетике на том же расстоянии  $L_p(L_d) \sim \xi_N \gg \xi_h(\xi_f)$  от FS-границы, что и в нормальном (неферромагнитном) металле. Это приводит к эффекту дальнего действия (распространение сверхпроводящих корреляций на аномально большие расстояния в FS-гибридах [24]) и сильному эффекту Джозефсона в SFS-структурах с ферромагнитным слоем, толщина которого заметно превышает характерный масштаб  $\xi_h$  (или  $\xi_f$ ) [25].

Важным вопросом для реализации механизма дальнего действия является способ конверсии синглетных куперовских пар ( $\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow$ ), образующихся в сверхпроводнике, в триплетные пары ( $\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow$ ), ( $\uparrow\uparrow$ ) и ( $\downarrow\downarrow$ ) в ферромагнетике. Условия генерации триплетных пар с параллельными спинами можно прояснить, используя стандартную параметризацию квазиклассической аномальной функции Грина в ферромагнетике  $f = f_s + \mathbf{f}_t \hat{\sigma}$ , где  $f_s$  — амплитуда синглетной компоненты, вектор  $\mathbf{f}_t$  описывает триплетную компоненту, а  $\hat{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$  — вектор матриц Паули. Компонента вектора  $\mathbf{f}_t$ , параллельная намагниченности  $\mathbf{M}$ , описывает триплетную составляющую ( $\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow$ ) с нулевой проекцией суммарного спина на ось квантования и затухает в ферромагнетике на том же масштабе  $\xi_{h,f}$ , что и синглетная часть  $f_s$ . Дальнедействующие триплетные компоненты с проекцией спина пары  $\pm 1$  возникают, если вектор  $\mathbf{f}_t$  неколлинеарен намагниченности  $\mathbf{M}$  [26, 27], причём для эффективной генерации оптимальной является неоднородность обменного поля с характерным пространственным масштабом  $\xi_{h,f}$  [10]. Оптимальными для наблюдения дальнедействующего триплетного эффекта Джозефсона являются многослойные SF'FF''S-структуры с неколлинеарными магнитными моментами в различных ферромагнитных слоях [25, 28]. Подчеркнём, что в данном случае джозеф-

соновский ток обеспечивается распространением именно триплетных корреляций с параллельными спинами в "толстом" ( $d_F \gg \xi_{h,f} \sim d_F, d_{F''}$ ) центральном домене F, поэтому такой механизм уместно назвать триплетным механизмом дальнего действия.

### 3. Дальнедействующий джозефсоновский транспорт через ферромагнитный бислой

Неоднородное обменное поле  $\mathbf{h}$ , созданное доменной структурой ферромагнетика, может способствовать сохранению сверхпроводимости в FS-гибридах и в условиях, соответствующих чистому пределу, когда характерная длина свободного пробега электронов в ферромагнетике заметно превышает его размеры [9, 20]. Создаваемую обменным полем деструктивную разность фаз  $\gamma$  можно существенно уменьшить или даже сделать равной нулю, если направление обменного поля изменяется вдоль квазиклассической траектории [9]. Полная компенсация деструктивной разности фаз  $\gamma$  и дальнедействующий эффект Джозефсона реализуются в "чистом" SFS-контакте, если в качестве F-барьера использовать бислой (рис. 1а), состоящий из двух ферромагнитных слоёв (доменов) одинаковой толщины  $d_1 = d_2 \ll \xi_s$  с противоположным направлением обменного поля в слоях [9, 20, 29]. В этом случае набег фаз при баллистическом пролёте каждого из слоёв  $\gamma_{1,2}$  различаются только знаком:  $\gamma_{1,2} = \pm d_{1,2}/\xi_h$ . В результате суммарный набег фаз  $\gamma = \gamma_1 + \gamma_2$  в ферромагнетике обращается в нуль и деструктивный эффект обменного поля отсутствует. В этом случае амплитуда сверхпроводящего параметра порядка затухает вглубь ферромагнетика с неоднородным обменным полем на той же длине, что и в нормальном металле. Качественная иллюстрация такого процесса показана на рис. 1б. В общем случае, когда

$d_1 \neq d_2$ , а обменные поля  $\mathbf{h}_1$  и  $\mathbf{h}_2$  в слоях одинаковы по величине ( $|\mathbf{h}_1| = |\mathbf{h}_2| = h$ ) и повернуты на произвольный угол  $\alpha$  относительно друг друга, легко получить следующее выражение для сдвига фаз  $\gamma(\theta)$  в двумерном (2D) переходе с F-бислоем [29]:

$$\cos \gamma(\theta) = \cos^2 \frac{\alpha}{2} \cos(\delta_1 + \delta_2) + \sin^2 \frac{\alpha}{2} \cos(\delta_1 - \delta_2), \quad (1)$$

где  $\cos \theta = (\mathbf{n}, \mathbf{n}_F)$  — угол между направлением траектории и нормалью к FS-границе,  $\delta_{1,2} = d_{1,2}/(\xi_h \cos \theta)$ . Суммируя по всем траекториям, можно получить следующее соотношение между током  $I$  и разностью фаз  $\varphi$  короткого двумерного джозефсоновского SFS-перехода:

$$I(\varphi) = \sum_n I_{cn} \sin(n\varphi) = \sum_n a_n g_n \sin(n\varphi), \quad (2)$$

$$g_n = \int_0^{\pi/2} d\theta \cos \theta \cos(n\gamma(\theta)).$$

Коэффициенты  $a_{1,2}$  совпадают с амплитудами фурье-гармоник ток-фазового соотношения SNS-перехода с той же геометрией и для первых двух гармоник при  $T \approx T_c$  определяются следующими выражениями:

$$a_1 = \frac{eT_c}{8\hbar} N \left( \frac{\Delta(T)}{T_c} \right)^2, \quad a_2 = -\frac{eT_c}{384\hbar} N \left( \frac{\Delta(T)}{T_c} \right)^4, \quad (3)$$

где  $\Delta(T)$  — зависящий от температуры  $T$  сверхпроводящий параметр порядка в электродах контакта,  $N$  — число поперечных мод в переходе. Выражение (1) позволяет записать первую гармонику ток-фазового соотношения  $I(\varphi) = \sum_n I_{cn} \sin(n\varphi)$  в следующем удобном виде:

$$I_{c1} = \cos^2 \frac{\alpha}{2} I_{c1} \left( \frac{d_1 + d_2}{\xi_h} \right) + \sin^2 \frac{\alpha}{2} I_{c1} \left( \frac{d_1 - d_2}{\xi_h} \right), \quad (4)$$

выразив её через критический ток  $I_{c1}(\delta)$  первой гармоники SFS-перехода с толщиной F-слоя  $d = d_1 + d_2 = \delta \xi_h$  и однородным обменным полем  $h$ , для которого  $\cos(\gamma(\theta)) = \delta / \cos \theta$ . Для "толстого" 2D-перехода ( $d \gg \xi_h$ ) выражение (4) даёт медленное степенное затухание критического тока  $I_{c1}$  с увеличением толщины ферромагнитного барьера ( $I_{c1} \propto (d/\xi_h)^{-1/2}$ ) из-за деструктивной интерференции вкладов от разных траекторий [30]. В симметричном случае ( $d_1 = d_2$ ) из (4) немедленно получаем дальнедействующую компоненту джозефсоновского тока:  $I_1^{LR} = I_{c1}(0) \sin^2(\alpha/2) \sin \varphi$ , которая не зависит от толщины ферромагнитного бислоя  $d$ .

В работе [31] аналогичная задача рассмотрена в одномерной модели. В этом случае дальнедействующий эффект Джозефсона возникает даже в случае однородной намагниченности ферромагнетика и наличие композитного F-слоя не приводит к качественно новым эффектам.

Отметим, что дальнедействующая компонента сверхтока (4) сохраняется при любом отличном от нуля угле  $\alpha$  между магнитными моментами в соседних F-слоях. Эффект дальнего действия наблюдается также и для второй гармоники ток-фазового соотношения  $I_{c2}^{LR} = -a_2 \sin^2(\alpha/2)$  и сохраняется даже в случае, когда  $d_1 \neq d_2$  и  $d_{1,2} \gg \xi_h$ . Это согласуется с недавними теоретическими результатами, полученными в работах [32, 33], где показано наличие дальнедействующего эффекта Джозефсона для чётных гармоник ток-фазовой зависимости. Этот простой пример демонстрирует возмож-

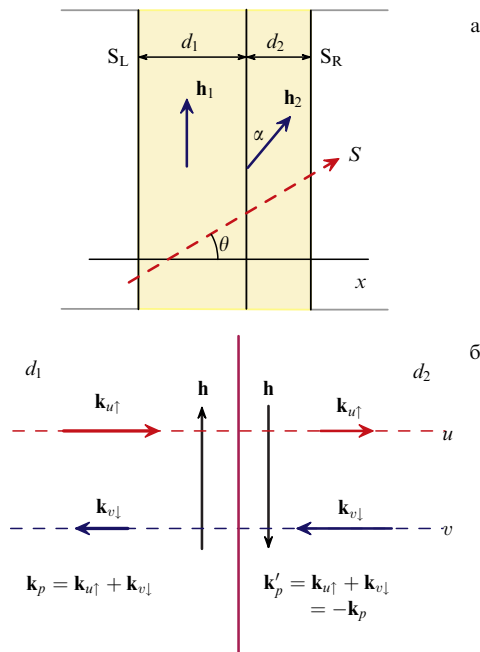


Рис. 1. (а) SFS-джозефсоновский переход с ферромагнитным бислоем в качестве барьера. Траектория квазичастиц показана штриховой линией. (б) Спиновая структура  $\mathbf{q} = \mathbf{k}_{u\uparrow} - \mathbf{k}_{v\downarrow}$  волновой функции пары  $\psi$  в ферромагнитном бислое с противоположным направлением обменного поля в слоях.

ность существенно изменять характерный масштаб затухания сверхпроводящего параметра порядка в F-барьере и, как следствие, транспортные свойства баллистических джозефсоновских SFS-систем, изменяя структуру обменного поля в ферромагнетике.

#### 4. Дальнедействующий джозефсоновский транспорт в ферромагнитном проводе со спин-орбитальным взаимодействием

Принципиально иной механизм дальнего действия в мезоскопических SFS-структурах недавно был предложен для описания баллистического транспорта в тонком ферромагнитном проводе с пространственно однородной намагниченностью [29]. Необходимое для дальнего действия изменение эффективного обменного поля  $\mathbf{h}$  вдоль произвольной квазиклассической траектории появляется вследствие многократных отражений от поверхности ферромагнетика со спин-орбитальным взаимодействием, которое приводит к зависимости обменного поля от направления импульса квазичастицы:  $\mathbf{h} = \mathbf{h}(\mathbf{k})$  [34]. Поскольку при нормальном отражении квазичастиц от поверхности провода изменяются направление их движения и импульс  $\mathbf{k}$  (рис. 2), обменное поле  $\mathbf{h}(\mathbf{k})$  также будет менять своё направление относительно траектории. Такое периодическое неоднородное обменное поле оказывает сильное влияние на величину фазового набег  $\gamma$  и может привести к подавлению разбаланса фаз между электронными и дырочными частями волновой функции для большой группы квазиклассических траекторий даже в однодоменном ферромагнетике. Фазовый набег  $\gamma(\theta)$  можно вычислить, решив линеаризованные уравнения Эйлера-Бергера [35] для квазиклассической аномальной функции Грина в ферромагнетике  $f = f_s + \mathbf{f}_t \hat{\sigma}$ ,

$$-i\hbar V_F \frac{\partial f_s}{\partial s} + 2\mathbf{h}\mathbf{f}_t = \epsilon(k)f_s, \quad -i\hbar V_F \frac{\partial \mathbf{f}_t}{\partial s} + 2f_s\mathbf{h} = \epsilon(k)\mathbf{f}_t, \quad (5)$$

на траектории  $s$ , образующей угол  $\theta$  с поверхностью провода. Если в системе отсутствует анизотропия, описываемая каким-либо полярным вектором, то простейшая зависимость эффективного обменного поля  $\mathbf{h}$  имеет вид  $\mathbf{h}(\mathbf{k}) = \mathbf{h}_0 + \beta_{\text{SO}}(\mathbf{h}_0, \mathbf{k})\mathbf{k}/k_F^2$ , где  $\mathbf{h}_0$  — псевдовектор, определяемый магнитным моментом  $\mathbf{M}$  ферромагнетика,  $\beta_{\text{SO}}$  — константа, определяемая спин-орбитальным (SO) взаимодействием,  $k_F$  — волновое число, соответствующее импульсу Ферми  $p_F = \hbar k_F$ . Обменное поле  $\mathbf{h}$  на ломаной траектории, которая учитывает зеркальное отражение от поверхности, изменяется с

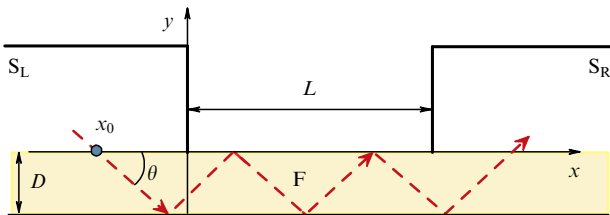


Рис. 2. Схематическое изображение квазидвумерного SFS-джозефсоновского перехода, образованного ферромагнитным проводом толщиной  $D$ . Траектория квазичастицы, которая испытывает многократные отражения от свободной поверхности провода, показана штриховой линией.

периодом  $s_\theta = 2D/\sin\theta$ . Решив уравнения (5) по теории возмущений (аналогично тому, как это делается с помощью метода слабой связи в зонной теории твёрдых тел), можно получить следующее выражение для дальнедействующей составляющей  $f_s^{\text{LR}}$  синглетной компоненты  $f_s(s)$  квазиклассической аномальной функции Грина  $f$ :

$$f_s^{\text{LR}} = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{8|H_{q_m}|^2}{(\hbar V_F q_m - 2h_x)^2 + 8|H_{q_m}|^2}, \quad (6)$$

которая не зависит от длины траектории, и поэтому она не будет подавлена из-за деструктивной интерференции различных лучей при усреднении по различным траекториям. Здесь  $H_q = -2i\beta_{\text{SO}}h_0 \sin^2\theta \cos\theta/(Dq)$  — амплитуда фурье-гармоники периодической функции  $h_y(s) = \sum_q H_q \exp(iqs)$ , соответствующая векторам обратной решётки  $q = q_m = 2\pi(2m+1)/s_\theta$ ,  $m = 0, \pm 1, \dots$ . Соответствующая  $f_s^{\text{LR}}$  дальнедействующая компонента первой гармоники ток-фазового соотношения для  $T \simeq T_c$  имеет вид

$$I_1^{\text{LR}} = I_{\text{cl}}^{\text{LR}} \sin\varphi = a_1 \sin\varphi \int_0^{\pi/2} d\theta \cos\theta f_s^{\text{LR}}(s_R). \quad (7)$$

Предполагая, что при  $|H_{q_m}| \rightarrow 0$  резонансы являются достаточно узкими и слабо перекрываются друг с другом, и аппроксимируя  $f_s^{\text{LR}}$  (6) суммой  $\delta$ -функций, можно представить выражение для критического тока  $I_1^{\text{LR}}$  в виде суммы по системе резонансных углов  $\theta_m$ , определяемых из условия  $\sin\theta_m = 2h_x D/[\pi\hbar V_F(2m+1)]$ :

$$I_{\text{cl}}^{\text{LR}} \simeq a_1 \sum_{m \geq m^*} \frac{\sqrt{2}\pi\hbar V_F \beta_{\text{SO}}}{h_0 D} \sin^3\theta_m \cos\theta_m, \quad (8)$$

где  $m^*$  — наименьшее целое число (или ноль), удовлетворяющее условию  $2m^* + 1 \geq D/(\pi\xi_h)$ . В пределе  $D \gg \hbar V_F/(2h_x)$  резонансные углы  $\theta_m$  плотно расположены в диапазоне  $0 < \theta_m < \pi/2$  и  $I_{\text{cl}}^{\text{LR}} \simeq a_1 \sqrt{2}\beta_{\text{SO}}/3$ .

На рисунке 3 показана зависимость амплитуды дальнедействующей компоненты первой гармоники сверхтока  $I_{\text{cl}}^{\text{LR}}$  от толщины F-провода  $D$ . Осцилляции критиче-

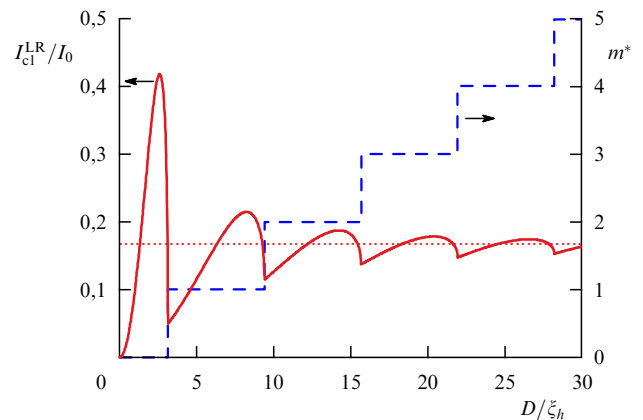


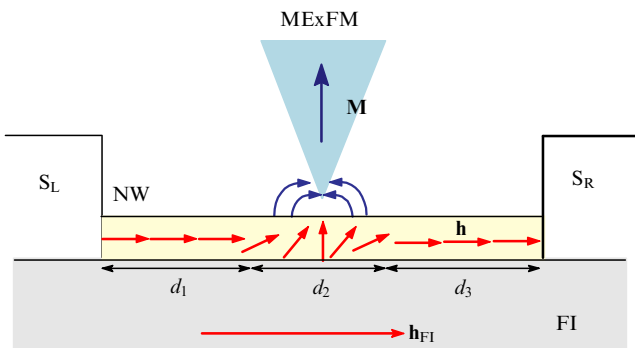
Рис. 3. Зависимость амплитуды дальнедействующей компоненты первой гармоники сверхтока  $I_{\text{cl}}^{\text{LR}}$  (8) (сплошная линия) и номера  $m^*$  (штриховая линия) от толщины F-провода  $D$ . Для сравнения горизонтальной пунктирной линией показано асимптотическое значение амплитуды  $I_{\text{cl}}^{\text{LR}}$  для  $D \gg \xi_h$ , определяемое выражением  $I_{\text{cl}}^{\text{LR}} \simeq a_1 \sqrt{2}\beta_{\text{SO}}/3$  ( $I_0 = a_1 2\sqrt{2}\beta_{\text{SO}}$ ).

ского тока  $I_{cl}^{LR}(D)$  при изменении толщины провода с периодом  $\Delta D = 2\pi\xi_h$  вызваны изменением числа резонансных (брэгговских) квазиклассических траекторий, вдоль которых сдвиг фаз  $\gamma$  между электронной и дырочной частями волновой функции отсутствует. Понятно, однако, что существование такой дальнедействующей компоненты сверхтока весьма чувствительно как к конфигурации SFS-структуры, так и к возможному беспорядку, возникающему, например, из-за нарушения зеркального отражения траекторий от поверхности провода. Однако, как и в случае ферромагнитного бислоя, дальнедействующий сверхток на высших (чётных) гармониках оказывается устойчивым к беспорядку и нечувствительным к геометрии SFS-структуры [29].

### 5. Синглетный джозефсоновский транспорт при рассеянии с переворотом спина в баллистических структурах сверхпроводник–ферромагнетик–сверхпроводник

Рассмотрим ещё один способ подавления деструктивной интерференции, вызванной влиянием обменного поля ферромагнетика, предложенный в [36]. Разность фаз  $\gamma$  между электронной и дырочной компонентами волновой функции на квазиклассической траектории можно существенно уменьшить, если сформировать неоднородность обменного поля  $\mathbf{h}$ , которая рассеивает куперовскую пару, меняя её спиновую структуру на противоположную. Подобная локализованная неоднородность может быть создана, например, магнитным зондом обменно-силового микроскопа (Magnetic Exchange Force Microscopy — MExFM) или другим источником сильно неоднородного магнитного поля, способного вызвать перемагничивание участка ферромагнитного канала с характерным размером  $\sim \xi_h$  (рис. 4). Созданная подобным "магнитным затвором" область, в которой направление обменного поля  $\mathbf{h}$  отличается от исходного, является причиной появления дальнедействующей синглетной компоненты джозефсоновского тока.

Для описания процесса рассеяния куперовских пар с изменением их спинового состояния удобно ввести новые функции  $f_{\pm} = f_s \pm f_{tx}$ , образованные из компонент аномальной функции Грина  $f$ . Функции  $f_{\pm}$  описы-



**Рис. 4.** Схематическое изображение изучаемой SFS-структуры: тонкий слой нормального немагнитного металла (NW) на поверхности ферромагнитного изолятора (FI), который индуцирует в металле эффективное обменное поле  $\mathbf{h}$ . Зонд обменно-силового микроскопа (MExFM) с намагниченностью  $\mathbf{M}$  перемагничивает домен в центральной части структуры, создавая неоднородность обменного поля  $\mathbf{h}$ .

вают пары с нулевой суммарной проекцией спина на ось квантования и обращённой (инвертированной) спиновой структурой:  $(\uparrow\downarrow)$  и  $(\downarrow\uparrow)$ . Как отмечалось, суммарный импульс синглетной пары  $\hbar\mathbf{q} = \hbar\mathbf{k}_{\uparrow} - \hbar\mathbf{k}_{\downarrow}$  не равен нулю из-за обменного расщепления спиновых подзон ( $|\mathbf{k}_{\uparrow}| > |\mathbf{k}_{\downarrow}|$  и  $|\mathbf{q}| \sim 1/\xi_h$ ). Уравнения Эйленберга для функций  $f_{\pm}$  существенно упрощаются, если обменное поле однородно и направлено вдоль оси квантования  $x$ :

$$\mp i\hbar V_F \frac{\partial f_{\pm}}{\partial s} + 2hf_{\pm} = 0. \quad (9)$$

Присутствие домена  $d_2$  (рассеивателя) с иным неколлинеарным направлением обменного поля приводит к "запутыванию" компонент  $f_+$  и  $f_-$ , так что на границе правого электрода получим следующие значения компонент функции  $f_{\pm}$  ( $d_2 \ll d_1 \approx d_3$ ):

$$f_{\pm}(s_R) = a_{\pm} \exp[-iq(s_{d_1} \pm s_{d_3})] + b_{\pm} \exp[+iq(s_{d_1} \mp s_{d_3})], \quad (10)$$

где  $s_{d_i} = d_i/\cos\theta$ , а коэффициенты  $a_{\pm}$  и  $b_{\pm}$  зависят от параметров рассеивателя (толщины домена  $d_2$ , угла поворота обменного поля  $\alpha$ ). При условии  $d_1 = d_3$ , т.е. при расположении домена  $d_2$  точно в центре слабой связи, быстро осциллирующий множитель при первом или втором слагаемом исчезает. Это свидетельствует об эффекте дальнедействия, поскольку синглетная компонента

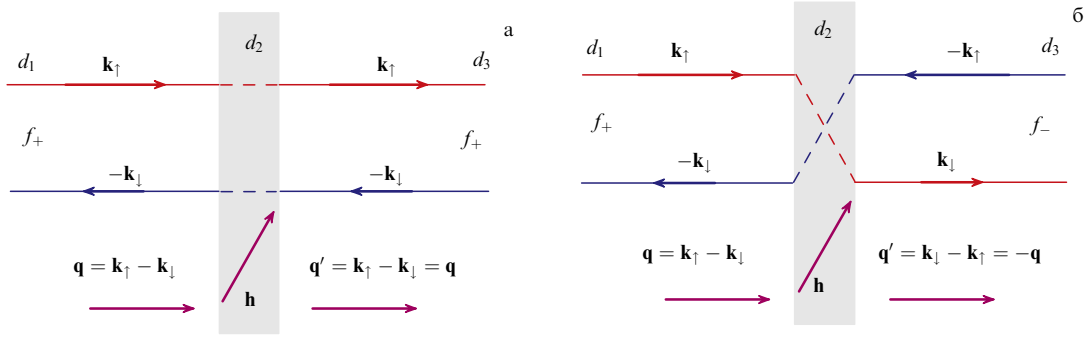
$$f_s(s_R) = \frac{1}{2} \left\{ a_+ \exp[-iq(s_{d_1} + s_{d_3})] + b_- \exp[+iq(s_{d_1} + s_{d_3})] \right\} + \frac{1}{2}(a_- + b_+) \quad (11)$$

содержит слагаемое  $(a_- + b_+)/2$ , в котором "быстрая" зависимость от угла  $\theta$  отсутствует.

Схематично процесс рассеяния электронов, образующих куперовскую пару, на неоднородности обменного поля показан на рис. 5. В зависимости от параметров домена  $d_2$  суммарный импульс синглетной пары  $\hbar\mathbf{q}$  при таком рассеянии может или остаться неизменным,  $\hbar\mathbf{q}' = \hbar\mathbf{q}$  (рис. 5а), или изменить своё направление на противоположное,  $\hbar\mathbf{q}' = -\hbar\mathbf{q}$  (рис. 5б). В первом случае ( $a_- = 0, b_+ = 0$ ) спиновая структура пары по отношению к обменному полю  $\mathbf{h}$  не изменяется ( $f_{\pm} \rightarrow f_{\pm}$ ) и суммарный набег фаз между электронной и дырочной частями волновой функции  $\gamma \approx (d_1 + d_3)/\xi_h$  оказывается большим, что приводит к сильной деструктивной интерференции электронных и дырочных состояний на характерной длине  $\sim \xi_h$ . Во втором случае ( $a_+ = 0, b_- = 0$  — рассеяние с переворотом спина) спиновая структура синглетной пары по отношению к обменному полю изменяется на противоположную ( $f_{\pm} \rightarrow f_{\mp}$ ), набег фаз на участках  $d_1$  и  $d_3$  различаются знаком, а суммарный набег фаз  $\gamma \approx (d_1 - d_3)/\xi_h$  зависит от относительного положения рассеивающего домена  $d_2$ . При симметричном расположении рассеивателя ( $d_1 \approx d_3$ ) суммарный набег фаз  $\gamma$  в ферромагнетике близок к нулю и деструктивный эффект обменного поля для составляющей  $(a_- + b_+)/2$  волновой функции  $f_s(s_R)$  (11) является малым или отсутствует.

Таким образом, синглетная компонента  $f_s$  аномальной функции Грина в ферромагнетике с локализованной неоднородностью обменного поля в сере-





**Рис. 5.** (а) Рассеяние куперовской пары на неоднородности обменного поля  $\mathbf{h}$  без переворота спина электронов. Спиновая структура пары  $\mathbf{q} = \mathbf{k}_\uparrow - \mathbf{k}_\downarrow$  остаётся неизменной по отношению к полю  $\mathbf{h}$ :  $\mathbf{q}' = \mathbf{q}$ . (б) Рассеяние куперовской пары на неоднородности обменного поля  $\mathbf{h}$  с переворотом спина электронов. Спиновая структура пары изменяется на противоположную:  $\mathbf{q}' = \mathbf{k}_\downarrow - \mathbf{k}_\uparrow = -\mathbf{q}$ . Рассеивающий домен с неоднородностью обменного поля  $\mathbf{h}$  выделен серым цветом.

дине структуры будет затухать на том же расстоянии  $\xi_n = \sqrt{D_f/(2\pi T_c)} \gg \xi_h$ , что и в немагнитном металле. Это свидетельствует о появлении дальнего действия джозефсоновского транспорта в рассматриваемой гибридной SFS-системе. Ещё раз подчеркнём, что в данном случае речь идёт о стимуляции сверхтока синглетных пар, тогда как в [7, 8] говорится о триплетном механизме дальнего действия.

На рисунке 6 показаны примеры расчётов зависимости критического тока  $I_{c1}^{LR}$  от смещения центрального домена  $x_0$  относительно центра слабой связи для нескольких значений толщины  $90^\circ$ -домена  $d_2$  со ступенчатым профилем обменного поля  $\mathbf{h}(x) = h\mathbf{x}_0 [0 \leq x \leq d_1, d - d_3 \leq x \leq d]; h\mathbf{y}_0 [d_1 \leq x \leq d_1 + d_2]$ . Критический ток очень чувствителен к положению домена  $d_2$  и заметно изменяется как по величине, так и по знаку при изменении положения домена. При смещении домена  $d_2$  от центра структуры ( $x_0 \neq 0$ ) наблюдается последовательность переходов контакта из 0-состояния в  $\pi$ -состояние и обратно, причём при симметричном расположении домена  $d_2$  ( $d_1 = d_3$ )  $I_{c1}^{LR} < 0$ , т.е. для дальнего действия компоненты джозефсоновского тока SFS-структура представляет собой  $\pi$ -контакт. Таким образом, изменяя положение  $x_0$  магнитного зонда (и тем самым положение и свойства индуцированной неоднородности обменного поля), можно добиться существен-

ного изменения как величины, так и знака критического тока  $I_{c1}$  такой джозефсоновской связи, т.е. модифицировать ток-фазовое соотношение контакта  $I(\varphi)$  в целом. Интересным следствием сильной зависимости критического тока  $I_c$  SFS-структуры от положения магнитного зонда  $x_0$  является возможность эффективной манипуляции джозефсоновским транспортом в SFS-системах с помощью воздействия на спиновую структуру куперовской пары. При  $0-\pi$ -переходе, как отмечалось выше, первая гармоника исчезает ( $I_{c1}^{LR} = 0$ ) и доминирующей становится вторая гармоника ток-фазового соотношения.

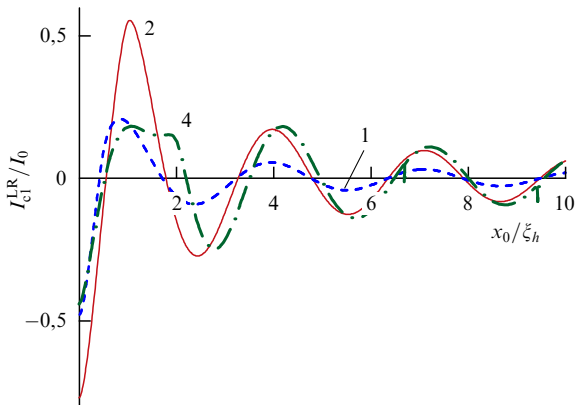
**6. Заключение**

Рассмотренные механизмы дальнего действия в гибридных SFS-структурах с баллистическим типом проводимости основаны на подавлении деструктивной интерференции электронных и дырочных состояний из-за спинового расщепления в обменном поле ферромагнетика. Неоднородное в реальном или импульсном пространстве обменное поле обеспечивает эффективную взаимную конверсию синглетных (затухающих) сверхпроводящих корреляций в триплетные (незатухающие), что обеспечивает медленное затухание синглетной компоненты парной корреляционной функции в ферромагнетике и заметный джозефсоновский ток в SFS-структуре. Возникающее при этом эффективное взаимодействие между сверхпроводящей и ферромагнитной подсистемами позволяет управлять сверхтекучим (бездиссипативным) транспортом, оказывая влияние на спиновую степень свободы, что обеспечивает необходимое условие для любого из устройств сверхпроводящей спинтроники и наноплазмоники.

Авторы благодарят за финансовую поддержку Программу РАН, Российский фонд фундаментальных исследований (грант 15-02-04116). Результаты разделов 3, 4 получены при поддержке грантом 15-12-10020 Российского научного фонда.

**Список литературы**

1. Holm R, Meissner W *Z. Phys.* **74** 715 (1932)
2. Ларкин А И, Овчинников Ю Н *ЖЭТФ* **47** 1136 (1964); Larkin A I, Ovchinnikov Yu N *Sov. Phys. JETP* **20** 762 (1965)
3. Fulde P, Ferrell R A *Phys. Rev.* **135** A550 (1964)



**Рис. 6.** Зависимость критического тока  $I_{c1}^{LR}$  от смещения  $x_0$  центрального  $90^\circ$ -домена  $d_2$ .  $d_2 = \xi_h$  — штриховая кривая;  $d_2 = 2\xi_h$  — сплошная кривая;  $d_2 = 4\xi_h$  — штрихпунктирная кривая. Числа около кривых — значения  $d_2/\xi_h$ ;  $T = 0,9T_c$ ,  $d = 50\xi_h$ ;  $I_0 = (eT_c N/8h)(\Delta/T_c)^2$ .

4. Буздин А И, Булаевский Л Н, Панюков С В *Письма в ЖЭТФ* **35** 147 (1982); Buzdin A I, Bulaevskii L N, Panyukov S V *JETP Lett.* **35** 178 (1982)
5. Буздин А И, Куприянов М Ю *Письма в ЖЭТФ* **53** 308 (1991); Buzdin A I, Kupriyanov M Yu *JETP Lett.* **53** 321 (1991)
6. Буздин А И, Вуйич В, Куприянов М Ю *ЖЭТФ* **101** 231 (1992); Buzdin A I, Vujicic B, Kupriyanov M Yu *Sov. Phys. JETP* **74** 124 (1992)
7. Bergeret F S, Volkov A F, Efetov K B *Phys. Rev. Lett.* **86** 4096 (2001)
8. Kadigrobov A, Shekhter R I, Jonson M *Europhys. Lett.* **54** 394 (2001)
9. Buzdin A I, Mel'nikov A S, Pugach N G *Phys. Rev. B* **83** 144515 (2011)
10. Fominov Ya V, Volkov A F, Efetov K B *Phys. Rev. B* **75** 104509 (2007)
11. Silaev M A *Phys. Rev. B* **79** 184505 (2009)
12. Kalenkov M S, Zaikin A D, Petrashov V T *Phys. Rev. Lett.* **107** 087003 (2011)
13. Linder J, Sudbø A *Phys. Rev. B* **75** 134509 (2007)
14. Eschrig M, Löfwander T *Nature Phys.* **4** 138 (2008)
15. Андреев А Ф *ЖЭТФ* **46** 1823 (1964); Andreev A F *Sov. Phys. JETP* **19** 1228 (1964)
16. Blonder G E, Tinkham M, Klapwijk T M *Phys. Rev. B* **25** 4515 (1982)
17. Falk D S *Phys. Rev.* **132** 1576 (1963)
18. McMillan W L *Phys. Rev.* **175** 559 (1968)
19. de Jong M J M, Beenakker C W J *Phys. Rev. Lett.* **74** 1657 (1995)
20. Blanter Ya M, Hekking F W J *Phys. Rev. B* **69** 024525 (2004)
21. Рязанов В В и др. *Письма в ЖЭТФ* **77** 43 (2003); Ryazanov V V et al. *JETP Lett.* **77** 39 (2003)
22. Wang J et al. *Nature Phys.* **6** 389 (2010)
23. Bergeret F S, Volkov A F, Efetov K B *Rev. Mod. Phys.* **77** 1321 (2005)
24. Giroud M et al. *Phys. Rev. B* **58** R11872 (1998)
25. Khaire T S et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 137002 (2010)
26. Champel T, Eschrig M *Phys. Rev. B* **71** 220506(R) (2005)
27. Ivanov D A, Fominov Ya V *Phys. Rev. B* **73** 214524 (2006)
28. Houzet M, Buzdin A I *Phys. Rev. B* **76** 060504(R) (2007)
29. Mel'nikov A S et al. *Phys. Rev. Lett.* **109** 237006 (2012)
30. Kanschelle F, Cayssol J, Buzdin A I *Phys. Rev. B* **78** 134505 (2008)
31. Pajović Z et al. *Phys. Rev. B* **74** 184509 (2006)
32. Trifunovic L *Phys. Rev. Lett.* **107** 047001 (2011)
33. Trifunovic L, Popović Z, Radović Z *Phys. Rev. B* **84** 064511 (2011)
34. Kadigrobov A et al. *Europhys. Lett.* **67** 948 (2004)
35. Eilenberger G Z. *Phys.* **214** 195 (1968)
36. Samokhvalov A V, Shekhter R I, Buzdin A I *Sci. Rep.* **4** 5671 (2014)

### Long-range ballistic transport mechanisms in superconducting spintronics

**A.V. Samokhvalov, A.S. Mel'nikov**

*Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, GSP-105, 603950 Nizhny Novgorod, Russian Federation; Lobachevsky State University of Nizhni Novgorod, prosp. Gagarina 23, 603950 Nizhny Novgorod, Russian Federation*  
*E-mail: samokh@ipm.sci-nnov.ru, melnikov@ipm.sci-nnov.ru*

**A.I. Buzdin**

*University of Bordeaux, LOMA UMR-CNRS 5798, F-33405 Talence Cedex, France*  
*E-mail: a.bouzdine@loma.u-bordeaux1.fr*

We present a review of mechanisms responsible for the long-range Josephson transport in ballistic hybrid structures superconductor/ferromagnet/superconductor (SFS) with the exchange field modulated either in coordinate or momentum space. These mechanisms are based on the suppression of the destructive interference of electronic and hole waves in the ferromagnet caused by the exchange field. The interference suppression results in the slow decay of the singlet component of the pair correlation function in a ferromagnet and increase in the Josephson current in SFS structures.

**Keywords:** spintronics, superconductor–ferromagnet hybrids, Josephson effect, proximity effect, triplet superconductivity

PACS numbers: **74.45. + c**, 74.78.Na, 85.25.Cp

Bibliography — 36 references

*Received 4 April 2016*

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **186** (6) 640–646 (2016)

*Physics–Uspekhi* **59** (6) (2016)

DOI: 10.3367/UFNr.2016.02.037769

DOI: 10.3367/UFNe.2016.02.037769