Декабрь 2003 г. **Том 173, № 12**

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

Неоднородные сверхпроводящие состояния в структурах ферромагнитный металл/сверхпроводник

(Ответ на комментарий Я.В. Фоминова, М.Ю. Куприянова, М.В. Фейгельмана к обзору Ю.А. Изюмова, Ю.Н. Прошина, М.Г. Хусаинова "Конкуренция сверхпроводимости и магнетизма в гетероструктурах ферромагнетик/сверхпроводник")

М.Г. Хусаинов, Ю.Н. Прошин

PACS numbers: **74.50.+r**, **74.62.–c**

В нашем недавнем обзоре [1] был изучен эффект близости в слоистых структурах FM/S (FM — ферромагнитный металл, S — сверхпроводник). В последовавшем затем комментарии Фоминова, Куприянова и Фейгельмана [2] было сделано два основных замечания (почему-то к обзору, а не к оригинальным работам [3–9], на основе которых он был написан). Первое замечание касается наших трехмерных (3D) граничных условий на аномальную функцию Горькова в контакте FM/S, ярким следствием которых являются новые 3D состояния Ларкина–Овчинникова–Фульде–Ферреллa (ЛОФФ) [10, 11]. Второе замечание связано с величиной мнимой поправки к коэффициенту диффузии $D_{\rm f}$ в ферромагнитном металле. Ниже мы кратко формулируем ответы на эти замечания.

1. Граничные условия и 3D ЛОФФ состояния

К сожалению, авторов комментария [2] постоянно подводит непонимание двух простых фактов. Во-первых, ферромагнитный металл существенно отличается от обычного нормального металла (NM), что было доказано в классических работах ЛОФФ [10, 11]. Во-вторых, граничные условия Куприянова–Лукичева (КЛ) [12] не являются универсальными. Они справедливы лишь для контактов NM/S и, вообще говоря, не годятся для структур FM/S, что и было показано в наших работах [6, 7].

В частности, в комментарии [2] утверждается, что допущение о существовании 3D состояний ЛОФФ является следствием ошибочной трактовки граничных условий КЛ [12]. Однако само это утверждение уже является ошибочным. Мы никогда не исходили из граничных условий КЛ, справедливых только для контакта NM/S в грязном пределе. Для контактов FM/S, рассматриваемых в обзоре [1], мы вывели новые, более общие граничные условия для функций Горькова–Узаделя $F_{\rm s}$ и $F_{\rm f}$ [7], которые имеют вид (в обозначениях обзора [1])

$$\frac{4D_{\rm s}}{\sigma_{\rm s}v_{\rm s}}\,\frac{\partial F_{\rm s}(\boldsymbol{\rho},z,\omega)}{\partial z}\bigg|_{z=+0}=\frac{4D_{\rm f}}{\sigma_{\rm f}v_{\rm f}}\,\frac{\partial F_{\rm f}(\boldsymbol{\rho},z,\omega)\exp\left(-{\rm i}\mathbf{g}\boldsymbol{\rho}\right)}{\partial z}\bigg|_{z=-0}=$$
$$=F_{\rm s}(\boldsymbol{\rho},+0,\omega)-F_{\rm f}(\boldsymbol{\rho},-0,\omega)\exp\left(-{\rm i}\mathbf{g}\boldsymbol{\rho}\right), \qquad (1)$$

где $\mathbf{g}$ — двумерный (2D) вектор обратной решетки *поверхностных состояний* ЛОФФ в плоскости контакта FM/S; $g=|\mathbf{g}|\sim(I/D_{\rm f})^{1/2}$. Эти граничные условия (1) существенно отличаются от условий КЛ (совпадение имеет место лишь при $g=I=0$). Из (1) следует, что поток пар БКШ из S-слоя в FM-слой равен обратному потоку пар ЛОФФ, отдающих избыточный 2D импульс $\mathbf{g}$ решетке и превращающихся в пары БКШ (первое равенство). Причем оба потока определяются перепадом плотности этих пар на границе S/FM (второе равенство). Умножив обе части (1) на $\exp({\rm i}\mathbf{g}\boldsymbol{\rho})$, получаем второе граничное условие, из которого видно, что поток пар ЛОФФ через интерфейс FM/S, в свою очередь, равен обратному потоку пар БКШ, приобретающих недостающий импульс $\mathbf{g}$ у решетки и превращающихся в пары ЛОФФ. Таким образом, процессы перехода и взаимного превращения пар БКШ и ЛОФФ на FM/S-границе являются *процессами рассеяния с перебросом*, в результате которых 2D импульс пар ЛОФФ $\mathbf{g}$ оказывается запертым в FM-слое.

Производя фурье-преобразование уравнения (1) по 2D радиус-вектору $\boldsymbol{\rho}$, получаем

$$\frac{4D_{\rm s}}{\sigma_{\rm s}v_{\rm s}}\,\frac{\partial F_{\rm s}(\mathbf{q}_{\rm s},z,\omega)}{\partial z}\bigg|_{z=+0}=\frac{4D_{\rm f}}{\sigma_{\rm f}v_{\rm f}}\,\frac{\partial F_{\rm f}(\mathbf{q}_{\rm f},z,\omega)}{\partial z}\bigg|_{z=-0}=$$
$$=F_{\rm s}(\mathbf{q}_{\rm s},+0,\omega)-F_{\rm f}(\mathbf{q}_{\rm f},-0,\omega)\,, \qquad (2)$$

где $\mathbf{q}_{\rm f}=\mathbf{q}_{\rm s}+\mathbf{g}$. Собственно, это и есть граничные условия (3.23), приведенные в нашем обзоре [1]. Вывод этих 3D граничных условий, как отмечено в [7], аналогичен выводу наших 1D условий, который подробно изложен в [5]. Граничные условия (2), как и соответствующие дифференциальные уравнения (3.22) на $F_{\rm s(f)}(\mathbf{q}_{\rm s(f)},z,\omega)$, допускают два типа решений. Во-первых, остаются старые решения с $\mathbf{q}_{\rm f}=\mathbf{q}_{\rm s}$ и $\mathbf{g}=0$ (переброс импульса пар происходит только по нормали к FM/S-границе). Во-вторых, появляются новые 3D решения с $\mathbf{q}_{\rm f}=\mathbf{q}_{\rm s}+\mathbf{g}$ и $\mathbf{g}\neq 0$ (переброс импульса осуществляется еще и вдоль FM/S-границы). Из условия минимума свободной энергии (максимума $T_{\rm c}$) следует, что $\mathbf{q}_{\rm s}$ строго равно нулю. Это неудивительно, так как при БКШ-типе спаривания в S-слое парная амплитуда $F_{\rm s}(\boldsymbol{\rho},z,\omega)$ должна иметь знакопостоянный характер. В то же время в FM-слое имеет место спаривание по механизму ЛОФФ с отличным от нуля 3D когерентным импульсом пар $\mathbf{k}=(\mathbf{q}_{\rm f},k_{\rm f})$ и осциллирующей парной амплитудой $F_{\rm f}(\boldsymbol{\rho},z,\omega)$. Из уравнений (3.25)–(3.27) в обзоре [1] следует, что величина 2D импульса пар ЛОФФ $q_{\rm f}=g$, остающаяся произвольной, должна определяться путем оптимизации, т.е. из условия максимума $T_{\rm c}$.

Граничные условия (1), (2) остаются корректными (вопреки утверждению авторов комментария [2]) и в случае идеально прозрачной границы, т.е. при $\sigma_{\rm s},\sigma_{\rm f}\to\infty$. В этом

М.Г. Хусаинов. Казанский государственный университет,
420008 Казань, ул. Кремлевская 18, Российская Федерация
Казанский государственный технический университет,
филиал "Восток",
422981 Чистополь, ул. Энгельса 127а, Российская Федерация
Тел. (84342) 9-47-46. E-mail: mgkh@vostok-inc.com
Ю.Н. Прошин. Казанский государственный университет,
420008 Казань, ул. Кремлевская 18, Российская Федерация
Тел. (8432) 31-55-42. Факс (8432) 38-09-94
E-mail: Yurii.Proshin@ksu.ru

Статья поступила 15 октября 2003 г.

случае из (1) следует условие непрерывности парной амплитуды на границе раздела FM/S:

$$F_{\rm s}(\boldsymbol{\rho},+0,\omega) = F_{\rm f}(\boldsymbol{\rho},-0,\omega)\exp(-{\rm i}\mathbf{g}\boldsymbol{\rho})\,. \tag{3}$$

Учитывая, что $F_{\rm s}(\boldsymbol{\rho},z,\omega) = F_{\rm s}(z,\omega)$, а

$$F_{\rm f}(\boldsymbol{\rho},z,\omega) = F_{\rm f}(z,\omega)\exp({\rm i}\mathbf{g}\boldsymbol{\rho})\,,$$

видим, что никакого скачка аномальной функции Грина, изменяющегося вдоль FM/S-границы, нет. Необходимо иметь в виду, что диффузионное описание поведения функций Горькова $F_{\rm f(s)}(\boldsymbol{\rho},z,\omega)$, которое дается уравнениями (3.22) в обзоре [1] и граничными условиями (1), (2), является асимптотически сглаженным. Оно справедливо лишь на масштабах порядка длин когерентности $\xi_{\rm f} = (D_{\rm f}/I)^{1/2}$ и $\xi_{\rm s} = (D_{\rm s}/2\pi T)^{1/2}$, значительно превышающих длины свободного пробега $l_{\rm f}$ и $l_{\rm s}$. Такой подход не описывает реального поведения функций $F_{\rm f(s)}(\boldsymbol{\rho},z,\omega)$ вблизи поверхности раздела $z=0$, т.е. не охватывает *особых поверхностных состояний* ЛОФФ+БКШ, заключенных в слое толщиной порядка $(l_{\rm f}+l_{\rm s})$ на FM/S-границе. Именно в этом поверхностном слое происходит взаимная подстройка и сшивка волновых функций ЛОФФ и БКШ, удовлетворяющая квантовомеханическому условию непрерывности $\psi_{\rm s}(\boldsymbol{\rho},+0,\omega) = \psi_{\rm f}(\boldsymbol{\rho},-0,\omega)$. Однако в масштабах огрубленного диффузионного подхода к эффекту близости толщина поверхностного слоя $(l_{\rm f}+l_{\rm s})$ пренебрежимо мала. Поэтому становится возможным приведенное выше описание поверхностных эффектов в терминах 2D решетки пар ЛОФФ и процессов переброса с асимптотическим условием сшивки (3) для прозрачной границы FM/S.

Таким образом, граничные условия (3.23) в обзоре [1] являются корректными и адекватными физической природе слоистых FM/S-систем. Следующая из этих условий конкуренция между старыми 1D состояниями ($\mathbf{q}_{\rm f} = \mathbf{q}_{\rm s} = \mathbf{g} = 0$) и новыми 3D состояниями ЛОФФ ($\mathbf{q}_{\rm s} = 0$; $\mathbf{q}_{\rm f} = \mathbf{g} \neq 0$) приводит к каскаду фазовых переходов 3D–1D–3D и немонотонному поведению $T_{\rm c}$ с ярко выраженным минимумом или единичным всплеском [1], как в большинстве экспериментов.

Вышеизложенное показывает, что истинная теория эффекта близости в структурах FM/S должна быть трехмерной. К сожалению, не все это понимают и продолжают публиковать частные, а иногда просто неправильные результаты, следующие из 1D теории эффекта близости. Эти результаты, несомненно, нужно пересмотреть в свете 3D граничных условий типа (1), (2) и откорректировать должным образом.

2. Коэффициент диффузии

Что касается комплексного коэффициента диффузии, необходимо отметить следующее. Во-первых, нами действительно было показано [3–9], что в грязном пределе (в частности, при $2I\tau_{\rm f} \ll 1$) коэффициент диффузии $D_{\rm f}(I)$ является комплексным, т.е.

$$D_{\rm f}(I) = \frac{D_{\rm f}}{1+2{\rm i}I\tau_{\rm f}}\,. \tag{4}$$

Малая мнимая добавка порядка $2I\tau_{\rm f}$ отвечает за примесь к диффузионному типу движения квазичастиц еще и распространения волнового типа в сильном обменном поле I ферромагнитного металла. В этом проявляется еще одно отличие контактов FM/S от NM/S-систем, не позволяющее использовать граничные условия КЛ с вещественным коэффициентом $D_{\rm f}$ напрямую даже в случае 1D ЛОФФ состояний.

Во-вторых, на момент поступления нашего обзора в *УФН* (июнь 2001 г.) действительно считалось, что коэффициент диффузии $D_{\rm f}(I)$ имеет вид (4), и никто этого не оспаривал. Численные поправки [13], состоящие в замене фактора $2I\tau_{\rm f}$ на $2I\tau_{\rm f}/5$, появились только через год и, естественно, не могли быть отражены в этом обзоре. Указанные поправки являются результатом выхода за рамки диффузионного приближения, что требует, вообще говоря, отдельного рассмотрения. Дело в том, что замена $2I\tau_{\rm f}$ на $2I\tau_{\rm f}/5$ в [13] есть лишь результат эффективного сведения однородного дифференциального уравнения четвертой степени на $F_{\rm f}$ к уравнению второй степени, а вовсе не результат действительной перенормировки $D_{\rm f}$, следующий из микроскопической теории. Проще всего в этом убедиться, разлагая по $kl_{\rm f}/(1+2{\rm i}I\tau_{\rm f})$ точное характеристическое уравнение (полученное в [5])

$$\frac{kl_{\rm f}}{\arctan\left[kl_{\rm f}/(1+2{\rm i}I\tau_{\rm f})\right]} - 1 = 0\,, \tag{5}$$

эквивалентное однородному уравнению на $F_{\rm f}(\mathbf{k},\omega)$, где $k^2 = q_{\rm f}^2 + k_{\rm f}^2$. Из уравнения (5), кстати, легко видеть, что в любом порядке разложения будет фигурировать перенормированная длина свободного пробега $l_{\rm f}/(1+2{\rm i}I\tau_{\rm f})$, которая и приведет к перенормировке (4) в коэффициенте разложения при k^2. Строго говоря, коэффициент диффузии, стоящий при второй производной функции Горькова–Узаделя, по-прежнему будет иметь вид (4), так как уравнения на $F_{\rm f}(\boldsymbol{\rho},z,\omega)$ в действительности не являются однородными (см. формулы (3.12) и (3.22) в обзоре [1]). Только в пренебрежении правой частью (3.12), (3.22), т.е. положив $\Delta_{\rm f} = 0$ и учтя слагаемые, пропорциональные k^4 в (5), можно получить поправку к диффузионному приближению в решении характеристического уравнения (5). Однако, повторяем, это не имеет отношения к перенормировке коэффициента диффузии.

С другой стороны, учет производных высших порядков от $F_{\rm f}$ приведет к соответствующему "уточнению" и граничных условий (1), (2). В этом случае аналогичное выкладкам [13] сведение к эффективным диффузионным граничным условиям приведет к другой перенормировке $D_{\rm f}$, отличной уже и от $2I\tau_{\rm f}/5$. Поэтому в грязном пределе при $2I\tau_{\rm f} \ll 1$ нужно или вообще отказаться от мнимой поправки к $D_{\rm f}$, или же использовать чисто диффузионное приближение с перенормировкой (4), которая одна и та же как для уравнений, так и для граничных условий.

Авторы благодарны Институту физики комплексных систем им. Макса Планка (г. Дрезден, Германия) за замечательные условия для работы, а также П. Фульде и участникам его семинара за обсуждение настоящих результатов. Один из авторов (МГХ) благодарен руководителям и участникам семинара Института теоретической физики им. Л.Д. Ландау за внимание к работе и полезные обсуждения. Работа поддержана грантами РФФИ 01-02-17534, 01-02-17822 и CRDF (REC-007).

Список литературы

1. Изюмов Ю А, Прошин Ю Н, Хусаинов М Г *УФН* **172** 113 (2002)
2. Фоминов Я В, Куприянов М Ю, Фейгельман М В *УФН* **173** 113 (2003)
3. Прошин Ю Н, Хусаинов М Г *Письма в ЖЭТФ* **66** 527 (1997)
4. Khusainov M G, Proshin Yu N *Phys. Rev. B* **56** R14283 (1997); **62** 6832 (2000)
5. Прошин Ю Н, Хусаинов М Г *ЖЭТФ* **113** 1708 (1998); **116** 1882 (1999)
6. Khusainov M, Izyumov Yu A, Proshin Yu N *Physica B* **284–288** 503 (2000)
7. Изюмов Ю А, Прошин Ю Н, Хусаинов М Г *Письма в ЖЭТФ* **71** 202 (2000)
8. Хусаинов М Г, Изюмов Ю А, Прошин Ю Н *Письма в ЖЭТФ* **73** 386 (2001)
9. Proshin Yu N, Izyumov Yu A, Khusainov M G *Phys. Rev. B* **64** 064522 (2001)
10. Ларкин А И, Овчинников Ю Н *ЖЭТФ* **47** 1136 (1964)
11. Fulde P, Ferrell R A *Phys. Rev.* **135** A550 (1964)
12. Куприянов М Ю, Лукичев В Ф *ЖЭТФ* **94** 139 (1988)
13. Buzdin A, Baladié I *Phys. Rev. B* **67** 184519 (2003); cond-mat/0212031