

**ЧЕТЫРЕХСЛОЙНЫЕ НАНОСТРУКТУРЫ ФЕРРОМАГНЕТИК-
СВЕРХПРОВОДНИК: КРИТИЧЕСКИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И
УПРАВЛЯЮЩИЕ УСТРОЙСТВА**

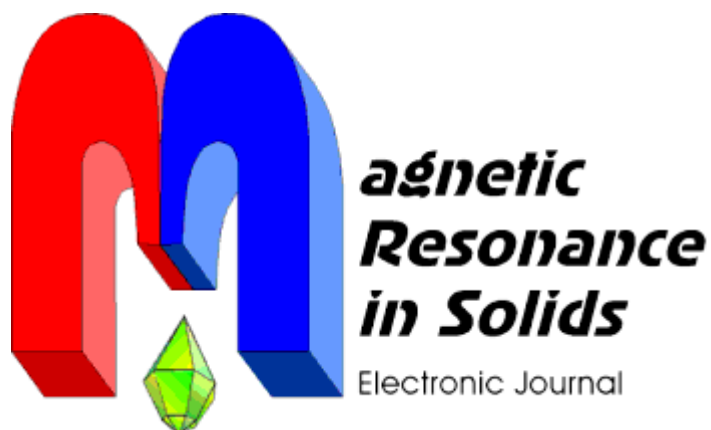
Ю.Н. Прошин

Казанский государственный университет, Казань

**FOUR-LAYERED FERROMAGNET – SUPERCONDUCTOR NANOSTRUCTURES:
CRITICAL TEMPERATURES AND CONTROL DEVICES**

Yu.N. Proshin

Kazan State University, 420008 Kazan, Russia



*Volume 6, No. 1,
pages 181-190, 2004*

<http://mrsej.ksu.ru>

**ЧЕТЫРЕХСЛОЙНЫЕ НАНОСТРУКТУРЫ ФЕРРОМАГНЕТИК-СВЕРХПРОВОДНИК:
КРИТИЧЕСКИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И УПРАВЛЯЮЩИЕ УСТРОЙСТВА**

Ю.Н. Прошин

Казанский государственный университет, Казань

На основе развитой ранее теории эффекта близости для искусственных наноструктур ферромагнитный металл/сверхпроводник (FM/S) последовательно рассмотрены четырехслойные системы FM/S/FM'/S', состоящие из сравнительно грязных металлов. Проведено исследование зависимостей критических температур от толщины слоев в широком диапазоне параметров. Доказано, что данная система может иметь различные критические температуры для слоев S и S'. Показано, что четырехслойные системы являются наиболее перспективным кандидатом для использования в сверхпроводящей спиновой электронике и могут служить элементной базой для создания микроэлектронной аппаратуры принципиально нового типа, совмещающей преимущества сверхпроводящего и магнитного каналов записи информации в одном образце.

**FOUR-LAYERED FERROMAGNET – SUPERCONDUCTOR NANOSTRUCTURES:
CRITICAL TEMPERATURES AND CONTROL DEVICES**

Yu.N. Proshin

Kazan State University, 420008 Kazan, Russia

Four-layered FM/S/FM'/S' systems consisting of rather dirty superconducting (S) and ferromagnetic (FM) metals are sequentially considered on the basis of the original proximity effect theory early proposed for the artificial ferromagnetic metal/superconductor (FM/S) nanostructures. The dependences of critical temperatures on thicknesses of layers in a wide range of parameters are investigated. It is proved, this system can have different critical temperatures for layers S and S'. It is shown, that four-layered systems are the most perspective candidate for use in superconducting spin electronics and can serve element base for creation of the microelectronic equipment of essentially new type combining advantages of superconducting and magnetic record channels in one sample.

Введение

Сверхпроводимость и ферромагнетизм являются антагонистическими явлениями, и их сосуществование в однородных материалах требует специальных достаточно трудно выполнимых условий. Этот антагонизм проявляется, прежде всего, в их отношении к магнитному полю. Сверхпроводник стремится вытолкнуть магнитное поле (эффект Мейснера), тогда как ферромагнетик концентрирует силовые линии поля в своем объеме (эффект магнитной индукции). Первое объяснение подавления сверхпроводимости ферромагнитным упорядочением в переходных металлах было дано Гинзбургом [1], указавшим, что в этих металлах магнитная индукция превышает критическое поле.

С точки зрения микроскопической теории этот антагонизм также понятен: притяжение между электронами создает куперовские пары в синглетном состоянии, а обменное взаимодействие, приводящее к ферромагнетизму, стремится выстроить электронные спины параллельно. Поэтому, когда зеемановская энергия электронов пары в обменном поле I превысит энергию связи, мерой которой является сверхпроводящая щель Δ , сверхпроводящее состояние будет разрушено. В отличие от критического поля H_c , действующего на орбитальные состояния электронов пары, обменное поле действует на электронные спины (спиновые степени свободы), поэтому обусловленное им разрушение сверхпроводимости называют парамагнитным эффектом.

В силу указанных причин сосуществование сверхпроводящего и ферромагнитного параметров порядка (ПП) в однородной системе маловероятно, однако в искусственно приготовленных слоистых системах FM/S, состоящих из чередующихся слоев ферромагнитного металла (FM) и сверхпроводника (S), оно легко достижимо. Благодаря эффекту близости, возможно наведение в слое FM сверхпроводящего ПП, а с другой стороны, соседняя пара слоев FM будет взаимодействовать друг с другом через слой S. В таких системах возникает богатая физика, которой можно управлять, меняя толщину FM и S слоев или же помещая структуру FM/S во внешнее магнитное поле.

Современные технологии изготовления слоистых структур, такие как молекулярно-лучевая эпитаксия, позволяют наносить слои атомной толщины и изучать свойства таких гетерогенных систем FM/S в зависимости от толщины ферромагнитного (d_f) или сверхпроводящего (d_s) слоя. Многочисленные эксперименты по структурам FM/S (контактам и сверхрешеткам) выявили нетривиальные зависимости температуры сверхпроводящего перехода T_c от толщины ферромагнитного слоя (см. ссылки в обзоре [2]). Особый интерес представляет изучение многослойных структур F/S, где могут устанавливаться различные типы взаимного магнитного порядка в слоях F за счет косвенного взаимодействия их через слои S. В самое последнее время были предложены логические элементы нового типа (спиновые переключатели) на основе взаимосвязи сверхпроводящего и магнитного ПП в трехслойных [3,4] FM/S/FM- и многослойных [2,5-8] FM/S- структурах. Таким образом, общетеоретический интерес к проблеме взаимного влияния сверхпроводимости и магнетизма в структурах FM/S, а также богатый экспериментальный материал и возможные технические применения делают обсуждаемую проблему весьма актуальной.

В пионерских работах [9,10] для сверхрешетки FM/S была сформулирована краевая задача для парной амплитуды (волновой функции куперовской пары) в грязном сверхпроводнике и была вычислена температура сверхпроводящего перехода как функция d_f , которая давала как монотонный спад T_c , так и осциллирующую зависимость. Осцилляции $T_c(d_f)$ связывались с конкуренцией между 0-фазным и π -фазным типами сверхпроводимости в соседних слоях S. Однако, использованные в [9,10] граничные условия справедливы только в пределе высокой прозрачности поверхности раздела ферромагнетик-сверхпроводник. В последующих работах [11-14] граничные условия для краевой задачи были выведены из микроскопической теории, и они оказываются справедливыми при любой степени прозрачности границы. На основе решения более общих уравнений краевой задачи с учетом комплексного характера коэффициента диффузии были предсказаны и другие типы поведения $T_c(d_f)$: возвратная и периодически-возвратная сверхпроводимость [2,11-14]. Причем и осцилляции, и возвратное поведение $T_c(d_f)$ проявлялись как в простых двухслойных FM/S, так и в трехслойных FM/S/FM системах, в которых в принципе нет π -фазной сверхпроводимости [2,11-13]! Заметим, что предсказанный нашей теорией возвратный характер сверхпроводимости был недавно экспериментально обнаружен в трехслойной системе Fe/V/Fe [15].

Сейчас можно считать доказанным [2], что сверхпроводимость в системах FM/S является комбинацией спаривания по механизму БКШ с нулевым суммарным импульсом в слоях S и спаривания по механизму Ларкина-Овчинникова-Фульде-Феррелла (ЛОФФ) [16,17] с отличным от нуля трехмерным (3D) импульсом пар \mathbf{k} в FM-слоях. Именно такое состояние приводит к осциллирующей зависимости $T_c(d_f)$ при высокой прозрачности контакта, тогда как при низкой или умеренной прозрачности зависимость $T_c(d_f)$ может принять сглаженный монотонный характер (см., например, работу Хусаинова в этом сборнике).

Необходимо особо отметить, что теория эффекта близости [9-14] для *сверхрешеток* FM/S, учитывающая обратное влияние сверхпроводимости на магнетизм слоев FM, появилась лишь недавно [2,5-8]. В то же время для аналогичных структур ферромагнитный диэлектрик/сверхпроводник (FI/S) [18,19] было показано, что дальнедействующий обмен РККИ между соседними слоями FI через прослойки S приводит к слоистому антиферромагнитному сверхпроводящему (АФС) состоянию. В АФС состоянии фазы магнитного ПП в соседних слоях FI сдвинуты на π , что существенно ослабляет распаривающее действие парамагнитного эффекта обменного поля для слоев S и повышает T_c . Такого рода взаимная подстройка сверхпроводящего и магнитного параметров упорядочения, приводящая к квантовой связи между границами раздела и реализации π -фазного магнетизма, имеет место и в сверхрешетках FM/S [2,5-8]. В недавней работе на сверхрешетках Gd/La [20] было экспериментально подтверждено, что состояния с антиферромагнитным упорядочением соседних слоев FM переходят в сверхпроводящее состояние при значительно более высоких температурах по сравнению со

сверхрешетками с ферромагнитным порядком слоев FM.

Отметим здесь особо, что упомянутые теоретические работы [3-8,18,19] во многом были обусловлены фундаментальным результатом, полученным в 1979 году Кочелаевым с сотрудниками [21]. Они показали, что радиус действия усредненного по примесям потенциала РККИ, равный в нормальном металле длине свободного пробега l_s , с переходом в сверхпроводящее состояние резко увеличивается до масштабов длины когерентности ξ . Таким образом, косвенный обмен РККИ в "грязном" сверхпроводнике приобретает дальнедействующий вклад антиферромагнитного знака.

Спиновые переключатели тока на основе гетероструктур FM/S

Принцип работы спиновых устройств переключения тока (spin switch) на основе трехслойных систем FM/S/FM был предложен в работах [3,4] для сравнительно простого случая "куперовского предела", когда толщины слоев d_s и d_f значительно меньше соответствующих длин когерентности ξ_s и ξ_f . Теоретически было показано, что "антиферромагнитная" (АФ) конфигурация такой трехслойной системы с противоположно направленными намагниченностями FM слоев энергетически более выгодна по сравнению с "ферромагнитной" (Ф) конфигурацией. Другими словами АФ конфигурация имеет более высокую температуру перехода в сверхпроводящее состояние T_c . Физически это связано с уменьшением распаривающего действия обменного поля слоя FM на сверхпроводящие пары в АФ конфигурации, с частичной компенсацией парамагнитного эффекта. Если зафиксировать направление намагниченности в одном из слоев FM за счет магнитной связи с еще одним внешним слоем диэлектрического антиферромагнетика, то взаимную ориентацию намагниченностей слоев FM можно менять, например, достаточно слабым внешним магнитным полем H , большим значения соответствующего коэрцитивного поля H_{coer} . Таким образом, при подходящем выборе параметров системы и при включении магнитного поля $H > H_{coer}$, которое меняет взаимное направления намагниченностей с АФ на Ф, возможен переход из сверхпроводящего состояния в нормальное: из состояния с нулевым сопротивлением в резистивное. При выключении магнитного поля восстанавливаются АФ ориентация намагниченностей (π -фазный магнетизм) и сверхпроводящие свойства системы. Этот эффект и был предложен для использования в переключателях тока.

Заметим, что данная схема работы "нет магнитного поля – есть сверхпроводящий ток, есть магнитное поле – нет сверхпроводящего тока", известна очень давно и может быть реализована в значительно более простом "устройстве", состоящем из одной сверхпроводящей пластины без слоев FM. Действительно, магнитное поле H , большее, чем критическое поле H_c , переводит изолированную пластину S в нормальное (N) несверхпроводящее состояние, и, наоборот, выключение поля возвращает системе сверхпроводящие свойства. Величина критического поля H_c определяется разностью критической и рабочей температур $T_c - T$ и может быть сделана сколь угодно малой. Конечно, общим ограничением для использования подобных управляющих устройств являются достаточно низкие температуры, при которых возможна обычная сверхпроводимость. Хотя, возможно, подобные схемы сверхпроводящей электроники могут работать и для высокотемпературных сверхпроводящих материалов.

Рассматривая переключатели сверхпроводящего тока нельзя не отметить еще несколько более ранних работ, посвященных подобным устройствам с одним каналом записи и работающим на переходе из сверхпроводящего в нормальное состояние. В работе [22] была предложена экспериментальная модель прибора на основе системы FM/I/S, в котором сверхпроводимость подавлялась за счет краевых магнитных полей, возникающих из-за специальной геометрии переключателя. Трехслойное устройство F'/F''/S, в котором слабое магнитное поле меняло направление намагниченности во внутреннем достаточно тонком слое F', теоретически исследовалось в работе [24]. При изменении взаимного упорядочения намагниченностей M' и M'' с антипараллельного на параллельное устройство переходило из S в N состояние.

Отметим также, что была сделана экспериментальная попытка наблюдения эффекта "спинового переключения тока" на трехслойной системе CuNi/Nb/CuNi [24]. Удалось в принципе показать, что АФС состояния имеют более высокую температуру критического перехода. К сожалению, из-за неоптимального выбора параметров системы разница между T_c (АФС) и T_c (ФС) не превышала 0.005 К.

Значительно более богатой физикой обладают многослойные системы FM/S, в которых, кроме отмеченной конкуренции между магнитными состояниями, возникает конкуренция между 0- и π -фазными типами сверхпроводимости. Действительно, подробный анализ, проведенный нами в работах [2,5-8] на основе ранее развитой теории эффекта близости [11-14] для контакта грязных S и F металлов, показал, что сверхрешетки FM/S с большим количеством слоев обладают значительно большим числом состояний, а, следовательно, и логических вариантов работы возможных устройств хранения и обработки информации. При этом удалось найти варианты раздельного управления магнитным и сверхпроводящим каналом записи информации в отличие от трехслойных систем. Было показано, что для любых мультислоев с грязными S и F металлами ($l_{s,f} \ll \xi_{s,f} \ll d_{s,f}$), существует пороговая толщина d_s^π , ниже которой реализуются π -фазные по магнетизму состояния и которая меняется в пределах от $0.6\xi_{s0}$ до $0.85\xi_{s0}$ (здесь ξ_{s0} – длина когерентности БКШ). Критическая толщина сверхпроводящих слоев d_s^c , при которой T_c обращается в нуль, для АФС состояний всегда меньше, чем для ФС состояний. Таким образом, для сверхрешеток с $d_s^c < d_s < d_s^\pi$ сверхпроводимость будет иметь чисто АФС природу, причем этот диапазон толщин при специально подобранных параметрах

может превышать $0.3\xi_{s0}$ [5-8], а для определенных толщин d_s из этого интервала разница $T_c(\text{АФС}) - T_c(\text{ФС})$ может стать очень существенной. Последние обстоятельства важны для устойчивой работы предлагаемых спиновых управляющих устройств. При обратном соотношении $d_s > d_s^\pi$ связь между намагниченностями соседних слоев FM через S прослойку становится пренебрежимо малой и выигрывают более симметричные ФС состояния.

Итак, как мы видим, сверхрешетки FM/S обладают рядом теоретических преимуществ по сравнению с трехслойными структурами для создания принципиальных рабочих схем предлагаемых управляющих устройств, предназначенных для хранения и обработки информации. Однако с практической точки зрения в мультислойной системе при большом количестве слоев достаточно трудно организовать управление внешним магнитным полем направлениями намагниченностей в отдельных слоях FM*. Более перспективными с прикладной точки зрения являются сверхрешетки с конечным числом слоев, как с точки зрения изготовления, так и "послойного" управления магнитным полем. Наиболее простыми FM/S системами, допускающими конкуренцию 0- и π -фазных состояний по магнетизму и по сверхпроводимости, являются 4-х и 5-слойные системы с двумя S-слоями. Качественно, без учета соответствующих граничных условий, они были рассмотрены в наших работах [2,7,8], где было показано, что число различных состояний, отличающихся как магнитным порядком, так и наличием (отсутствием) сверхпроводимости, и возникающих при изменении магнитного поля может достигать пяти.

Учет граничных условий в четырехслойной системе FM/S/FM'/S' должен привести к неэквивалентности слоев S и S', а, следовательно, и к *разным* критическим температурам для этих слоев. Ниже мы покажем, как это может отразиться на логических схемах работы предлагаемых управляющих устройств для записи, хранения и обработки информации. Мы получим фазовые диаграммы состояний четырехслойных систем FM/S/FM'/S' с последовательным учетом граничных условий, сравним их с диаграммами сверхрешеток, и, наконец, рассмотрим принципиальные схемы работы возможных устройств, созданных на их основе.

Четырехслойная FM/S/FM'/S' структура

Рассмотрим четырехслойную систему FM/S/FM'/S' с чередованием слоев вдоль оси z (см. рис.1). Указанные на рисунке толщины слоев взяты из соображений симметрии [2]. Выбор такой системы позволяет учитывать возможную смену фаз сверхпроводящего и магнитного ПП при переходе через FM или S слои соответственно и исследовать взаимную подстройку конкурирующих типов спаривания БКШ и ЛОФФ, с одной стороны, и магнетизма, с другой стороны. Для простоты будем рассматривать 1D-случай, когда ПП и парная амплитуда зависят только от z. Обобщение на 3D-случай проводится достаточно просто (см., например, [2,25]). Заметим только, что при рассматриваемом ниже выборе параметров, различие между 1D- и 3D-вариантами теории не очень существенно [5,6].

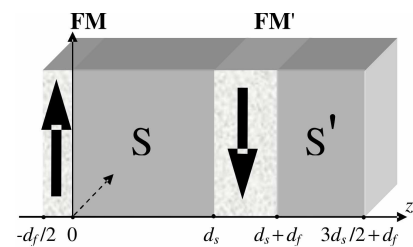


Рис.1. Светлым показаны слои FM, темным – слои S. Вертикальные стрелки показывают направления намагниченностей, играющие роль магнитного ПП

По рецептам работы [13], можно получить краевую задачу для функции Горькова-Узаделя $F(z, \omega)$. Запишем дифференциальные уравнения в слоях S и в слоях FM соответственно

$$\left[\omega - \frac{D_s}{2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] F_s(z, \omega) = \Delta_s(z), \quad \left[\omega + iI + \frac{D_f}{2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] F_f(z, \omega) = \Delta_f(z). \quad (1)$$

Здесь $\omega = \pi T(2n+1)$ – мацубаровская частота; $D_{s(f)} = v_{s(f)} l_{s(f)}/3$ и $\Delta_{s(f)}$ – коэффициенты диффузии* электронов и сверхпроводящие ПП в слоях S(FM) соответственно. $v_{s(f)}$ и $l_{s(f)}$ – фермиевские скорости и длины свободных пробегов квазичастиц в слоях S(FM).

Соответствующие уравнениям (1) граничные условия на i -ой поверхности раздела ($z_1 = 0, z_2 = d_s, z_3 = d_s + d_f$) связывают поток парной амплитуды с ее скачком на внутренних границах раздела и имеют вид

$$\frac{4}{\sigma_s v_s} D_s \frac{\partial F_s(z, \omega)}{\partial z} \Big|_{z=z_i} = \frac{4}{\sigma_f v_f} D_f \frac{\partial F_f(z, \omega)}{\partial z} \Big|_{z=z_i} = \pm [F_s(z_i \pm 0, \omega) - F_f(z_i \mp 0, \omega)] \quad (2a)$$

Верхние знаки берутся на границе FM/S, нижние – на границе S/FM. Поток через внешние границы ($z_0 = -d_f/2, z_4 = 3d_s/2 + d_f$) отсутствует

$$\frac{4}{\sigma_f v_f} D_f \frac{\partial F_f(z, \omega)}{\partial z} \Big|_{z=z_0} = \frac{4}{\sigma_s v_s} D_s \frac{\partial F_s(z, \omega)}{\partial z} \Big|_{z=z_4} = 0. \quad (2b)$$

* "Управление" сразу всеми намагниченностями приводит к необходимости использования дополнительных последовательностей выключающих полей, возвращающих систему в исходное состояние.

* Мы используем обычный коэффициент диффузии в слое FM, а не комплексный, как в [2,5-8,11-14], в соответствии с дискуссией [25], тем более что используемое ниже значение параметра $2I\tau \ll 1$ делает эту разницу незначительной.

В (2) $\sigma_{s(f)}$ – коэффициенты прозрачности границы соответственно со стороны металлов S и FM (см. [2,13]) и могут меняться от нуля до бесконечности, удовлетворяя соотношению детального баланса $\sigma_s v_s N_s = \sigma_f v_f N_f$, где $N_{s(f)}$ – плотности состояний. Для вычисления критических температур этой системы FM/S в зависимости от прозрачности границы раздела, толщин слоев, и т.д. решим систему уравнений (1) и (2) совместно с уравнениями самосогласования Горькова [2,13]

$$\Delta(z)_s = 2\lambda_s \pi T \operatorname{Re} \sum_{\omega>0} F_s(z, \omega), \quad \Delta(z)_f = 2\lambda_f \pi T \operatorname{Re} \sum_{\omega>0} F_f(z, \omega) \quad (3)$$

где $\lambda_{s(f)}$ – константы межэлектронных взаимодействий в слоях S и FM.

Мощное распаривающее действие обменного поля ($I \gg \pi T_{cs}$, где T_{cs} – критическая температура изолированного слоя S) является основным механизмом разрушения сверхпроводимости в системах FM/S. Для простоты положим, что в слоях FM $\lambda_f = 0$ ($\Delta_f = 0$), и будем искать решения уравнений (1)-(3) в виде линейной комбинации симметричных и антисимметричных относительно центров S- и FM-слоев функций. Отсутствие потока пар через внешние границы приводит к неэквивалентности решений для внутренних и внешних слоев рассматриваемой системы FM/S/FM'/S'. Будем искать решения краевой задачи (1)-(3) в виде

$$F_f = B \frac{\cos k_f(z + d_f/2)}{\cos(k_f d_f/2)}, \quad -d_f/2 < z < 0 \quad (4a)$$

$$F_s = A \frac{\cos k_s(z - d_s/2)}{\cos(k_s d_s/2)} + C \frac{\sin k_s(z - d_s/2)}{\sin(k_s d_s/2)}, \quad 0 < z < d_s \quad (4b)$$

$$F_f' = B' \frac{\cos k_f'(z - d_s - d_f/2)}{\cos(k_f' d_f/2)} + D' \frac{\sin k_f'(z - d_s - d_f/2)}{\sin(k_f' d_f/2)}, \quad d_s < z < (d_f + d_s) \quad (4c)$$

$$F_s' = A' \frac{\cos k_s'(z - d_f - 3d_s/2)}{\cos(k_s' d_s/2)}, \quad (d_f + d_s) < z < (d_f + 3d_s/2). \quad (4d)$$

Здесь $k_{s(f)}$ – не зависящие от частоты компоненты волнового вектора, описывающие пространственные изменения парной амплитуды F поперек слоев (вдоль оси z).

В результате для приведенной температуры сверхпроводящего перехода контакта FM/S $t = T_c/T_{cs}$ получается обычное уравнение типа уравнения Абрикосова-Горькова [2,13]

$$\ln t = \Psi\left(\frac{1}{2}\right) - \operatorname{Re} \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{D_s k_s^2}{4\pi T_{cs} t}\right), \quad (5)$$

где $\Psi(x)$ – дигамма-функция, а параметр распаривания $D_s k_s^2$ является решением другого трансцендентного уравнения (своего для каждой из возможных фаз).

Подставляя (4) в (2) получим систему 6 уравнений на коэффициенты A, B, C, A', B', D'

$$\begin{cases} B + \alpha A + \beta C = 0; \\ \gamma B - A + C = 0; \\ \alpha A - \beta C + B' - D' = 0 \\ -A - C + \gamma' B' - \delta' D' = 0; \\ B' + D' + \alpha' A' = 0; \\ \gamma' B' + \delta' D' - A' = 0 \end{cases} \quad (6)$$

где введены обозначения

$$\alpha = \frac{4D_s k_s}{\sigma_s v_s} \operatorname{tg} \frac{k_s d_s}{2} - 1; \quad \beta = \frac{4D_s k_s}{\sigma_s v_s} \operatorname{ctg} \frac{k_s d_s}{2} + 1; \quad \gamma = -\frac{4D_f k_f}{\sigma_f v_f} \operatorname{tg} \frac{k_f d_f}{2} + 1; \quad \delta = \frac{4D_f k_f}{\sigma_f v_f} \operatorname{ctg} \frac{k_f d_f}{2} + 1, \quad (7)$$

а штрих рядом с буквами означает, что эта величина относится к слою S' (α') или FM' (γ', δ') (см. рис. 1), причем этот штрих появляется и у соответствующего волнового вектора k_s' или k_f' справа от знака равенства в выражениях (7). Комплексное значение последнего при $2I\tau_f \ll 1$ и $I \gg \pi T_{cs}$ зависит от константы диффузии, величины и знака обменного поля и определяется

$$k_f^2 = (k_f')^2 = -\frac{2iI}{D_f}; \quad k_f^2 = -\frac{2iI}{D_f}; \quad (k_f')^2 = \frac{2iI}{D_f} = (k_f^2)^* \quad (8)$$

соответственно при параллельной ориентации намагниченностей в слоях FM и FM', и при антипараллельной, когда магнитный ПП меняет свою фазу на π , т.е. $I' = -I$.

Полученные выражения, во-первых, включают конкуренцию между 0-фазным и π -фазным типами сверхпроводимости, которая имела место и в прежних теориях эффекта близости [9-14]. Во-вторых, они конфигурационным образом учитывают взаимодействие локализованных моментов слоев FM и FM' через

сверхпроводящую прослойку S. Таким образом к известной конкуренции между 0- и π -фазной сверхпроводимостью в сверхрешетках FM/S добавляется также конкуренция между 0- и π -фазными типами магнетизма.

Параметры распаривания $D_s k_s^2$ и $D_s (k_s')^2$ должны определяться из условия нетривиальной совместности (6), а уравнение (5) на приведенную температуру t может, вообще говоря, привести к разным критическим температурам T_c и T_c' для слоев S и S' соответственно.

С физической точки зрения различие в критических температурах понятно: рассмотрим, например, конфигурацию с ферромагнитным (Ф) порядком, когда намагниченности в слое FM и FM' параллельны друг другу, и антиферромагнитную (АФ) конфигурацию, когда они антипараллельны. Слой S' граничит с ферромагнитным слоем FM' лишь с *одной* стороны и *направление* намагниченности в слое FM' на сверхпроводящие свойства слоя S' *не влияет*, влияет только величина обменного поля I . С другой стороны очевидно, что для достаточно тонкого слоя S ($d_s < d_s^\pi$) в АФ конфигурации действие обменных полей будет компенсироваться, а в Ф ситуации они будут усиливать друг друга, это приводит к тому, что для слоя S $T_c(\Phi) < T_c(\text{АФ})$. Поскольку для слоя S' $T_c(\Phi) = T_c(\text{АФ})$, то, следовательно, будут отличаться и критические температуры для слоев S и S' соответственно – $T_c(S)$ и $T_c(S')$.

Определитель системы (6) удается факторизовать и получить следующую систему уравнений на k_s и k_s' . Для Ф порядка – это случаи Фа и Фб:

$$\begin{aligned} \text{Фа} &\rightarrow \begin{cases} \alpha\gamma + 1 = 0, & \text{для слоя S} \\ \alpha'\gamma + 1 = 0, & \text{для слоя S'} \end{cases}, \\ \text{Фб} &\rightarrow \begin{cases} 2\alpha\gamma\beta\delta + (\beta - \alpha)(\gamma + \delta) = 2, & \text{для слоя S} \\ \alpha'\delta + 1 = 0, & \text{для слоя S'} \end{cases}, \end{aligned} \quad (9)$$

и для АФ порядка, когда согласно второму уравнению в (8) – $k_f' = k_f^*$, – случаи АФа и АФб:

$$\begin{aligned} \text{АФа} &\rightarrow \begin{cases} \alpha\beta|\gamma|^2 + (\beta - \alpha)\text{Re}\gamma = 1, & \text{для слоя S} \\ \alpha'\gamma^* + 1 = 0, & \text{для слоя S'} \end{cases}, \\ \text{АФб} &\rightarrow \begin{cases} 2\alpha\gamma\beta\delta^* + (\beta - \alpha)(\gamma + \delta^*) = 2, & \text{для слоя S} \\ \alpha'\delta^* + 1 = 0, & \text{для слоя S'} \end{cases}. \end{aligned} \quad (10)$$

Формально мы имеем по 4 различных фазы Фа, Фб, АФа и АФб для слоев S и S', каждая из них определяет состояние обоих слоев. Однако, легко видеть, что решения для слоя S' не зависят от относительной ориентации намагниченностей: решение второго уравнения для случая Фа совпадает с решением второго уравнения для случая АФа, то же верно и для вторых уравнений Фб и АФб. Таким образом, для слоя S' мы имеем только 2 отличающихся решения.

Более того, эти решения попадают под соответствующую классификацию известных решений для сверхрешетки [2,5,6] (см. также статью Хусайнова в этой книге). Парно совпадающие решения для слоя S' Фа=АФа и Фб=АФб соответственно равны решениям 00 и $\pi 0$: первый символ отвечает фазе сверхпроводящего ПП, второй – фазе магнитного ПП. Для слоя S мы тоже имеем два известных решения для сверхрешеток – это Фа, совпадающая с 00 решением, и АФа, совпадающая с 0π решением (0-фазным по сверхпроводимости и π -фазным по магнетизму), и 2 совершенно новых решения – Фб и АФб, появление которых связано с наличием внешних граничных условий, из-за чего парные амплитуды (4a),(4d) содержат только четные косинусные решения.

В 00 состоянии $C = D' = 0$ – парные амплитуды являются четными функциями относительно центров слоев S и FM', а в $\pi 0$ фазе ($C = B = 0$) – $F(z, \omega)$ в слое FM' становится нечетной. В состоянии 0π , где $D' = 0$, а $B' \neq 0$ коэффициенты A и C не равны 0, т.е. парная амплитуда в S-слое четностью не обладает. Примесь синусных решений к косинусным в выражении (4b) отражает частичную компенсацию парамагнитного эффекта обменного поля I для слоя S в АФС состоянии с антипараллельной ориентацией намагниченностей соседних слоев FM.

Сверхпроводящее состояние рассматриваемой системы является результатом конкуренции четырех различных состояний для слоя S и двух состояний для слоя S'. С увеличением толщины сверхпроводящих слоев выигрыш за счет частичной компенсации парамагнитного эффекта обменного поля в АФС состоянии уменьшается и при $d_s > d_s^\pi$ становится ничтожно мал. В этом случае симметричные ФС решения 00 и $\pi 0$, приводящие к меньшим потокам куперовских пар через границы раздела S/FM, обладают немного более высокой критической температурой. Однако разница $T_c(\text{ФС}) - T_c(\text{АФС})$ при $d_s > d_s^\pi$ крайне незначительна и вряд ли интересна для практического использования.

Фазовые диаграммы и управляющие элементы

Система уравнений (5,8-10), с учетом (7), позволяет исследовать зависимость приведенных критических температур t и t' четырехслойной системы FM/S/FM'/S' от толщины сверхпроводящих (d_s) и магнитных (d_f) прослоек при различных соотношениях параметров теории σ_s , $2I\tau_f = l_f/a_f$, $n_{sf} = N_s v_s / N_f v_f$, d_s/ξ_{s0} , d_f/a_f , l_s/ξ_{s0} , где $a_f = v_f/2I$ – длина спиновой жесткости.

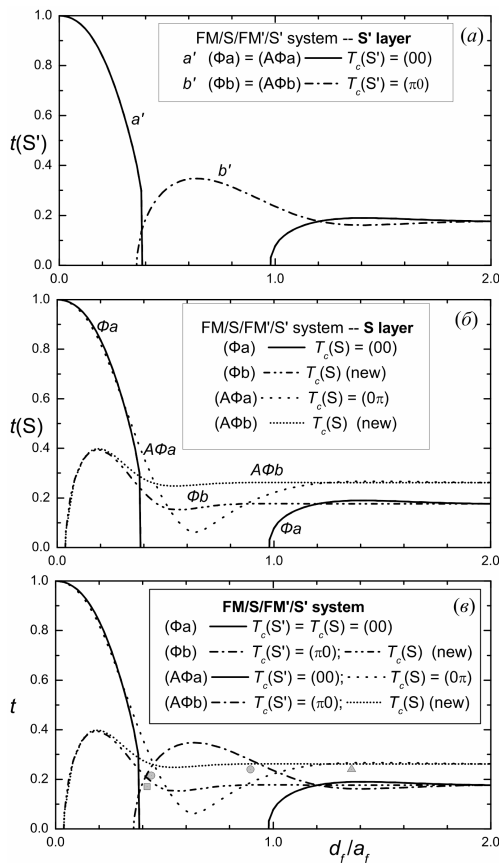


Рис.2. Зависимость приведенной критической температуры $t = T_c/T_{c_s}$ четырехслойной системы FM/S/FM'/S' от приведенной толщины слоя FM d_f/a_f при следующих значениях параметров: $\sigma_s = 15$; $2I_f = 0.1$; $n_{sf} = 1.4$; $l_s = 0.25\xi_{s0}$ и $d_s = 0.72\xi_{s0}$. (а) – фазовая диаграмма слоя S', (б) – слой S, (в) – общая для обоих слоев

слоях, то это состояние можно записать как $\uparrow S \downarrow N$ или $\downarrow S \uparrow N$. Наличие таких фаз у четырехслойных структур выгодно отличает их от сверхрешеток FM/S, и, тем более, от трехслойных структур FM/S/FM, и расширяет область их возможного использования.

Изучение диаграмм состояний $T_c(d_f)$ на рис. 2 помогает оптимизировать выбор параметров четырехслойной системы FM/S/FM'/S', делая возможным управление ее сверхпроводящими и магнитными состояниями, например, с помощью слабого внешнего магнитного поля. Это, в принципе, позволяет создать управляющие устройства на базе четырехслойной системы FM/S/FM'/S'. Рассмотрим несколько вариантов выбора рабочих точек. На последней диаграмме (рис. 2в) они указаны малыми серыми треугольником, квадратом и двумя кружками. Более подробно разберем схему работы устройства при выборе параметров системы, соответствующей любому из кружков ($t \approx 0.22$, $d_f \approx 0.44a_f$ или $t \approx 0.24$, $d_f \approx 0.9a_f$).

Зафиксируем ориентацию намагниченности внешнего слоя FM, например, вверх (\uparrow) за счет пиннинга в контакте с магнитным диэлектриком. Как мы видим из рисунка, в отсутствие магнитного поля система находится в своем основном АФС состоянии $\uparrow S \downarrow S$. Для переориентации намагниченности слоя FM' из АФ положения в Ф потребуются магнитные поля H , большие их коэрцитивного поля H_{coer} . Такие поля (по оценкам $H_{coer} \sim 10-100$ Э) слишком слабы для существенного изменения фазовых диаграмм четырехслойной структуры, обладающей сразу двумя каналами записи информации: на сверхпроводящем токе и на магнитном порядке. Наложением внешнего поля H , большего H_{coer} и направленного по направлению поля пиннинга (по направлению намагниченности в слое FM) мы переведем систему в Ф состояние, при этом с фазовой диаграммы исчезнут все АФ кривые и система совершит переход из АФС состояния в смешанное Ф состояние: $\uparrow S \downarrow S \rightarrow \uparrow N \uparrow S$. При этом изменится информация, записанная на сверхпроводящем токе в слое S, и информация, записанная на магнитном порядке.

Если теперь подействовать на систему полем, большим критического поля H_c , то система перейдет в ФН состояние: $\uparrow N \uparrow S \rightarrow \uparrow N \uparrow N$. При этом изменится информация, записанная на сверхпроводящем токе в слое S', и сохранится информация, записанная на магнитном порядке и на резистивном токе в слое S. При выключении поля на любом шаге система вернется в исходное АФС состояние $\uparrow S \downarrow S$.

Если подействовать на систему полем, противоположной ориентации (направленным "вниз"), большим критического поля H_c , то система перейдет в АФН состояние: $\uparrow S \downarrow S \rightarrow \uparrow N \downarrow N$. В этом случае меняется только

Результат численного расчета – набор фазовых диаграмм $t(d_f)$ при специально подобранных физически наиболее интересных значениях параметров теории, когда критические температуры возможных состояний наиболее сильно отличаются, – приведен на рис.2. В частности толщина S слоя $d_s = 0.72\xi_{s0}$ была выбрана так, чтобы она находилась в рабочем интервале теории $d_s^\pi > d_s > \xi_s \sim 0.27\xi_{s0}$.

На рис. 2а приведены кривые a' и b' , отвечающие состоянию слоя S'. Видно, что при величине $d_f \sim 0.38$ и $d_f \sim 1.21$ происходит переключение с 0-фазного типа сверхпроводимости на π -фазный, и обратно. На рис.2б показана конкуренция 4 различных состояний для слоя S'. Начиная примерно с $d_f \sim 0.35a_f$, кривые $A\Phi a$ и $A\Phi b$ (АФС состояния) полностью перекрывают кривые Φa и Φb , отвечающие ФС состояниям. В соответствии с теорией фазовых переходов второго рода, при данных условиях реализуется то состояние, которое обладает более низкой свободной энергией (более высокой T_c). Таким образом, в отсутствие магнитного поля, если слой S находится в сверхпроводящем состоянии, то намагниченности слоев FM и FM' будут направлены в противоположные стороны (АФ конфигурация) – это и есть результат влияния сверхпроводимости на магнетизм.

На рис. 2в сведены вместе кривые, отвечающие поведению обоих сверхпроводниковых слоев четырехслойной системы. Хорошо видно, что на фазовой диаграмме наряду со знакомыми стандартными областями, в которых *оба* слоя S и S' находятся либо в нормальной (N) фазе – выше огибающей, либо в сверхпроводящей (S) фазе, существуют достаточно заметные области, в которых *только один* слой находится в фазе S, а другой – в N. Действительно, если система, находится под кривой $b'(S')$, но выше кривой $A\Phi b(S)$, а это возможно в диапазоне температур $0.25 < t < 0.32$ и толщин $0.45 < d_f/a_f < 0.92$, то система приобретает такой вид FM/N/FM'/S'. На фазовой диаграмме есть такие две небольшие области, одна левее $d_f/a_f \sim 0.45$, где $A\Phi a(S)$ располагается выше кривых $a'(S')$ и $b'(S')$, а другая правее $d_f/a_f \sim 0.92$, где кривые $A\Phi b(S)$ и $A\Phi a(S)$ проходят выше $b'(S')$ и $a'(S')$, в обеих областях четырехслойная система становится FM/S/FM'/N', а если с помощью стрелок показать направление намагниченностей в FM

информация, записанная на сверхпроводящих токах, а информация, записанная на взаимной ориентации намагниченностей слоев FM, сохраняется. Отметим, что выбором положения рабочей точки по отношению к кривой сверхпроводящего перехода $T_c(d_f)$ на рис.2 мы всегда можем добиться нужной величины поля H_c , сделав ее меньше, чем поле H_p , необходимое для снятия пиннинга. Дополнительный переход $\uparrow N \downarrow N \rightarrow \downarrow N \downarrow N$ в системе FM/S/FM/S' возникает при действии поля $H > H_p$ в том же направлении "вниз". Приготовленная таким образом система S/FM/S/FM имеет уже максимальное число логически различных состояний – пять ($\uparrow S \downarrow S$, $\uparrow N \uparrow S$, $\uparrow N \uparrow N$, $\uparrow N \downarrow N$, $\downarrow N \downarrow N$).

При выборе параметров системы, соответствующей квадрату ($t \approx 0.17$, $d_f \approx 0.42a_f$), мы получим принципиальную схему, аналогичную разобранный в [2,7,8] для сверхрешеток. При последовательном изменении магнитного поля, направленного "вверх": $0 \rightarrow H_{\text{соер}} \rightarrow H_c$, имеем следующую цепочку переходов: $\uparrow S \downarrow S \rightarrow \uparrow S \uparrow S \rightarrow \uparrow N \uparrow N$. Соответственно, при изменении поля в обратном направлении: $0 \rightarrow H_c \rightarrow H_p$, имеем следующие переходы: $\uparrow S \downarrow S \rightarrow \uparrow N \downarrow N \rightarrow \downarrow N \downarrow N$. Снова мы получили цепочку из 5 различных состояний, но при этом информация записанная на сверхпроводящем токе менялась синхронно в обоих слоях S.

Наконец, при выборе параметров системы, соответствующей треугольнику ($t \approx 0.24$, $d_f \approx 1.36a_f$) мы получим "короткую" цепочку при изменении магнитного поля "вверх": $0 \rightarrow H_{\text{соер}}$, при этом $\uparrow S \downarrow N \rightarrow \uparrow N \downarrow N$. И "длинную" при изменении поля в обратном направлении: $0 \rightarrow H_c \rightarrow H_p$, $\uparrow S \downarrow N \rightarrow \uparrow N \downarrow N \rightarrow \downarrow N \downarrow N$. Всего 4 различных состояния.

Рис. 2 пригоден также для анализа диаграмм состояний $T_c(d_f)$ трехслойных структур FM/S/FM, в которых π -фазная сверхпроводимость невозможна в принципе. Для этого необходимо удалить кривые Φb и $A\Phi b$ на рис. 2б, отвечающему фазовой диаграмме слоя S (естественно, при этом в трехслойке оба слоя FM имеют одинаковую толщину $d_f/2$). Очевидно, что логически различных вариантов записи информации у трислоев FM/S/FM [3,4] (даже при найденном нами оптимальном наборе параметров) значительно меньше, чем у сверхрешеток и четырехслоев FM/S/FM/S'.

Следует заметить, что интервал параметров теории, при которых π -фазный магнетизм проявляется наиболее ярко, достаточно узок. В частности, он чрезвычайно чувствителен к параметру $2I\tau_f$ и n_{sf} . Например, при $2I\tau_f \gg 0.1$ и n_{sf} порядка единицы и меньше, разность $|t(A\Phi C) - t(\Phi C)|$ становится меньше 0.02 и π - и 0-магнитные состояния мультислойных систем FM/S практически неразличимы. Знание физически интересной области параметров теории, где конкуренция АФС и ФС состояний приводит к мультикритическому поведению фазовых диаграмм $T_c(d_f)$, должно помочь при отработке технологии приготовления сверхрешеток FM/S с новыми π -магнитными свойствами.

Заключение

В рамках современной теории эффекта близости последовательно рассмотрены четырехслойные системы FM/S/FM/S', состоящие из сравнительно грязных S и FM металлов. Найдены критические температуры, проведено исследование зависимостей критических температур от толщины слоев в широком диапазоне параметров, найдена физически интересная область их значений. Доказано, что данная система может иметь различные критические температуры для слоев S и S'.

Показано, что четырехслойные системы являются наиболее перспективным кандидатом для использования в сверхпроводящей спиновой электронике. Подобные системы могут работать по нескольким принципиальным схемам, включая те, которые были разработаны ранее для трехслойных систем и сверхрешеток. С другой стороны четырехслойная система FM/S/FM/S' имеет ряд важных преимуществ перед предложенными ранее схемами и может служить элементной базой для создания микроэлектронной аппаратуры принципиально нового типа, совмещающей преимущества и сверхпроводящего, и магнитного каналов записи информации в *одном* образце. Подчеркнем, что эти каналы могут *раздельно* управляться внешним полем.

Заметим, что преимущества таких спиновых устройств связаны с достаточно малыми размерами (толщины d_f порядка 0.5 – 5 нм, толщина $d_s \sim 25 - 80$ нм), достаточно высокой скоростью переключения (оценки [22] дают от 10^{-10} сек до 10^{-12} сек в зависимости от используемых материалов), достаточно высокими критическими токами (они примерно совпадают с токами для изолированных сверхпроводников [4]).

Автор благодарен своему Учителю Борису Ивановичу Кочелаеву за постоянную поддержку и внимание к работе. Автор также признателен постоянно соавтору последних лет Хусаинову М.Г., многие приведенные в работе результаты получены при его непосредственном участии.

Работа частично поддержана фондами РФФИ (04-0216761) и CRDF (REC-007).

Литература

1. Гинзбург В.Л. // ЖЭТФ. 1956. Т. 31. С. 202.
2. Изюмов Ю.А., Прошин Ю.Н., Хусаинов М.Г. // УФН. 2002. Т. 172. С. 113.
3. Buzdin A.I., Vedyayev A.V., Ryzhanova N.V. // Europhys.Lett.. 1999. V. 48. P. 686.
4. Tagirov L.R. // Phys. Rev. Lett. 1999 V. 83. P. 2058.
5. Хусаинов М.Г., Изюмов Ю.А., Прошин Ю.Н. // Письма в ЖЭТФ. 2001. Т. 73. С. 386.
6. Proshin Yu.N., Izyumov Yu.A., Khusainov M.G. // Phys. Rev B. 2001. V. 64, 064522.
7. Proshin Yu.N., Izyumov Yu.A., Khusainov M.G. // Supercond. Sci. Techn. 2002. V. 15, P. 285.
8. Proshin Yu.N., Izyumov Yu.A., Khusainov M.G. // Physica C. 2002. V. 367/1-4. P. 181.

9. Radović Z., *et al.* // Phys. Rev. B. 1991. V. 44. P. 759.
10. Буздин А.И., Вуйичич Б., Куприянов М.Ю. // ЖЭТФ. 1992. Т. 74. С. 124.
11. Khusainov M.G., Proshin Yu.N. // Phys. Rev. B. 1997. V. 56, P. 14283.
12. Прошин Ю.Н., Хусаинов М.Г. // Письма в ЖЭТФ. 1997. Т. 66. С. 527.
13. Прошин Ю.Н., Хусаинов М.Г. // ЖЭТФ. 1998. Т. 113. С. 1708.
14. Изюмов Ю.А., Прошин Ю.Н., Хусаинов М.Г. // Письма в ЖЭТФ. Т. 71, 202 2000.
15. Garifullin I.A. *et al.* // Phys. Rev. B. 2002. V. 66, 020505(R).
16. Ларкин А.И., Овчинников Ю.Н. // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. С. 1136.
17. Fulde P., Ferrell R.A. // Phys. Rev. 1964. V. A135. P. 550.
18. Хусаинов М.Г. // ЖЭТФ. 1996. Т. 109. С. 524.
19. Хусаинов М.Г. // ЖЭТФ, 1996. Т. 110. С. 966.
20. Goff *at al.* // JMMM 240, 592 (2002)
21. Кочелаев Б.И., Тагиров Л.Р., Хусаинов М.Г. // ЖЭТФ. 1979. Т. 76. С. 578.
22. Clinton T.W., Johnson M. // Appl. Phys. Lett. 1997. V. 70. P. 1170.
23. Oh S, Youm D, Beasley M R. // Appl.Phys.Lett. 1997. V. 71. P. 2376.
24. Gu *at al.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. 267001.
25. Хусаинов М.Г., Прошин Ю.Н. // УФН. 2003. Т. 173, С. 1385.