

УДК 537.312.62+538.14+541.123.3

ЭФФЕКТ БЛИЗОСТИ В МАЛОСЛОЙНЫХ ГИБРИДНЫХ НАНОСИСТЕМАХ ФЕРРОМАГНЕТИК/СВЕРХПРОВОДНИК И ВОЗМОЖНОСТЬ СОЗДАНИЯ НАНОУСТРОЙСТВ ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ

Ю.Н. Прошин, И.И. Попов, Р.Г. Лучкин, М.Г. Хусаинов

Аннотация

Проведен обзор литературы по созданию спиновых переключателей на основе эффекта близости для слоистых наноструктур ферромагнитный металл/сверхпроводник (F/S). Проанализированы фазовые диаграммы как малослойных гибридных наносистем F/S, так и сверхрешеток F/S. Показано, что в четырехслойной системе F/S/F'/S' слои S и S' могут иметь различные критические температуры и критические поля. При оптимальном наборе параметров эта система обладает наибольшим числом возможных состояний по сравнению с изученными ранее слоистыми наносистемами F/S и является наиболее перспективным кандидатом для использования в сверхпроводящей спиновой наноэлектронике. Предложена принципиальная схема прибора записи и обработки информации, совмещающего в одном образце сразу два канала записи и обработки информации (на проводящих свойствах и магнитном порядке). Сверхпроводящие и магнитные свойства такой системы могут разделяться слабым внешним магнитным полем.

Введение

Ферромагнетизм и сверхпроводимость – два конкурирующих явления дальнего порядка, и их сосуществование в однородных материалах требует специальных, трудновыполнимых условий. Этот антагонизм понятен с микроскопической точки зрения: сильное обменное поле локализованных спинов ферромагнетика стремится разрушить куперовские пары. В отличие от критического поля H_c , действующего на орбитальные состояния электронов пары, критическое поле I_c действует на электронные спины (спиновые степени свободы), поэтому обусловленное им разрушение сверхпроводимости называют *парамагнитным эффектом*.

С другой стороны, более сорока лет назад при изучении свойств плоского контакта между нормальным металлом (N) и сверхпроводником (S) де Женом [1] было введено понятие об *эффекте близости* (proximity effect) – частичной передаче сверхпроводящих свойств нормальному металлу в меру прозрачности границы раздела S/N и, как следствие, появлении сверхпроводимости во всей гетероструктуре N/S в целом. Чуть позже Хаузер и др. показали в эксперименте [2], что сосуществование сверхпроводящего и ферромагнитного параметров порядка возможно в искусственно приготовленных гибридных системах FM/Pb, состоящих из чередующихся слоев ферромагнитного металла (FM) и сверхпроводящего свинца.

В последние 10–15 лет многослойные наносистемы FM/S изучались особенно интенсивно как экспериментально, так и теоретически (см. обзоры последних лет [3–7] и приведенные в них ссылки). Благодаря эффекту близости сверхпроводящий параметр порядка может быть индуцирован в слой F, с другой стороны, за счет

косвенного взаимодействия магнитных моментов слоев F через электроны проводимости слоев S в слоях F могут устанавливаться различные типы взаимного магнитного порядка. В таких системах возникает богатая физика, которой можно управлять, изменяя толщину слоев F и S или помещая системы F/S во внешнее магнитное поле. Современные технологии изготовления слоистых структур, такие, как молекулярно-лучевая эпитаксия, позволяют наносить слои атомной толщины и изучать свойства таких неоднородных систем F/S в зависимости от толщины ферромагнитного (d_f) или сверхпроводящего (d_s) слоя. Многочисленные эксперименты на двух- и трехслойных системах, а также в сверхрешетках F/S выявили нетривиальные зависимости температуры сверхпроводящего перехода T_c от толщины ферромагнитного слоя d_f . При этом толщины d_f менялись от 0 до 5–7 нм, толщины d_s зависели от конкретных материалов и были порядка десятков нанометров.

Фундамент современной теории эффекта близости для систем F/S [3–6] был заложен в работах Буздина и др. [8, 9]. В этих пионерских работах для *сверхрешетки* F/S была вычислена температура сверхпроводящего перехода T_c как функция d_f , которая давала как монотонный спад T_c , так и осциллирующую зависимость. Осцилляции $T_c(d_f)$ связывались с периодическим переключением основного состояния системы между 0-фазным и π -фазным сверхпроводящими состояниями из-за того, что система выбирает состояние с более высокой температурой сверхпроводящего перехода T_c . В π -фазном сверхпроводящем состоянии параметр порядка Δ в соседних S-слоях F/S сверхрешетки имеет противоположный знак в отличие от 0-фазного состояния, в котором Δ имеет один и тот же знак для всех слоев S. Экспериментальное доказательство наличия π -фазного сверхпроводящего состояния в джозефсоновских системах S/F/S обсуждалось в обзоре [7].

В последующих работах [10–12] граничные условия, справедливые при любой степени прозрачности границы F/S, были выведены из микроскопической теории. Решение соответствующей краевой задачи [10–16] объясняет механизм осциллирующей зависимости T_c модуляцией потока парной амплитуды из слоя S в слой F. Эта модуляция вызвана изменением толщины F-слоя d_f . На этой основе были также предсказаны и другие типы поведения $T_c(d_f)$: возвратная [10–12, 17] и периодически возвратная сверхпроводимость [10–12]. Заметим, что и осцилляции, и возвратное поведение $T_c(d_f)$ были теоретически обоснованы и для простых двухслойных F/S, и для трехслойных F/S/F систем, в которых π -фазная сверхпроводимость в принципе невозможна. Предсказанный нами возвратный характер сверхпроводимости был недавно экспериментально обнаружен в трехслойной системе Fe/V/Fe [18] и в двухслойной системе Nb/Cu_{1-x}Ni_x [19].

Сейчас можно считать доказанным [3], что сверхпроводимость в системах F/S является комбинацией спаривания по механизму БКШ с нулевым суммарным импульсом в слоях S и спаривания по механизму Ларкина – Овчинникова – Фульде – Феррелла (ЛОФФ) [20, 21] с отличным от нуля трехмерным импульсом пар \mathbf{k} в слоях F. Появление импульса $k \simeq I/v_f$ у пар ЛОФФ обусловлено расщеплением Ферми-поверхности, вызванным внутренним обменным полем ферромагнетика I (v_f – скорость Ферми в слоях F).

Недавно была предложена теория эффекта близости для систем F/S, учитывающая обратное влияние сверхпроводимости на магнетизм слоев F и взаимную ориентацию их намагниченностей. Этот аспект эффекта близости, в частности, изучался для трехслойных спиновых «переключателей тока» F/S/F теоретически [22, 23] и экспериментально [24, 25], а также для «управляющих устройств» на основе сверхрешеток F/S [3, 26]. Наши работы последних лет [27, 28] показали, что более привлекательными для создания управляющих устройств нового типа, сочетающих

в себе преимущества сразу двух – магнитного и сверхпроводящего – каналов записи информации, являются четырехслойные системы FM/S/FM/S, работающие на основе взаимной подстройки сверхпроводящего и магнитного параметров порядка.

В следующем разделе разберем более подробно предложенные ранее варианты таких спиновых устройств на основе наноструктур F/S. Далее в разделе 2 мы сравним фазовые диаграммы как хорошо исследованных систем F/S (двух- и трехслойных и сверхрешеток) (рис. 1, *a-c, e*), так и сравнительно мало изученных четырехслойных наносистем F/S/F'/S' (рис. 1, *d*) при одинаковых параметрах. Определим область параметров, при которых данные наноструктуры будут иметь наибольшее число возможных сверхпроводящих и магнитных состояний, хорошо различимых экспериментально. Обсудим возможные различия критической температуры для соседних слоев S. В разделе 3 рассмотрим принципиальную схему работы устройства обработки информации на основе четырехслойной системы S/F/S'/F' и обсудим *физическую* модель ячейки памяти на этой основе.

1. Спиновые переключатели на основе эффекта близости для наноструктур F/S

Принцип работ спиновых устройств переключения тока на основе трехслойных систем F/S/F был предложен в 1999 г. [22, 23] для случая «куперовского предела», когда толщины сверхпроводящего (d_s) и ферромагнитного (d_f) слоев много меньше соответствующих длин когерентности ξ_s и ξ_f . Теоретически было показано, что «антиферромагнитная» (AFM) конфигурация такой трехслойной системы с антипараллельной ориентацией намагниченностей F-слоев (как показано на рис. 1, *b*) имеет более высокую температуру перехода T_c по сравнению с «ферромагнитной» (FM) конфигурацией, когда намагниченности в обоих F-слоях направлены в одну сторону. Другими словами, AFM-конфигурация энергетически более выгодна, и антиферромагнитное сверхпроводящее (AFMS) состояние является основным состоянием этой системы при $T < T_c$ в отсутствие внешнего магнитного поля. Природа такого поведения T_c связана с *уменьшением* распаривающего действия обменного поля I слоев F на сверхпроводящие пары в AFM-конфигурации, то есть с частичной *компенсацией* так называемого *парамагнитного эффекта* обменного поля I .

При наложении слабого магнитного поля H , большего, чем значение соответствующего коэрцитивного поля $H_{\text{соер}}$ для слоя F, можно изменить AFM-ориентацию намагниченностей на FM. Таким образом, при подходящем выборе параметров системы возможен переход из сверхпроводящего (AFMS) состояния в нормальное (FMN): из состояния с нулевым сопротивлением в резистивное. При выключении магнитного поля AFM-ориентация намагниченностей и сверхпроводящие свойства системы восстанавливаются. Заметим, что в определенном смысле F/S/F переключатель действует так же, как обычный изолированный сверхпроводник, который переходит в нормальное состояние при наложении поля H , превышающего критическое поле H_c . Величина критического поля H_c определяется разностью критической и рабочей температур образца ($T_c - T$) и может быть сделана сколь угодно малой.

Необходимо подчеркнуть, что в общем случае наноструктуры F/S обладают двумя каналами записи информации: сверхпроводящим, обусловленным проводящими свойствами слоев S, и магнитным, обусловленным ориентацией намагниченностей слоя F. Тем не менее, трехслойное устройство F/S/F, предложенное в работах [22, 23], имело только два возможных состояния и работало на переходе между сверхпроводящим (S) и нормальным (N) состояниями, вызванном измене-

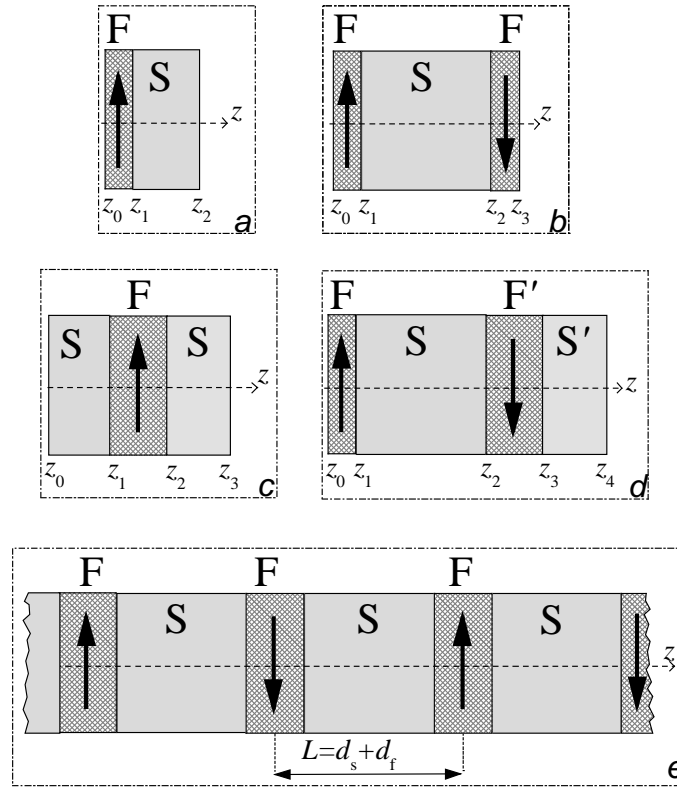


Рис. 1. Геометрия различных слоистых наноструктур F/S. Показаны четыре малослойные системы: двухслойная F/S (a), две трехслойные F/S/F (b) и S/F/S (c), четырехслойная F/S/F'/S' (d) системы, а также сверхрешетка F/S (e), с большим числом повторяющихся слоев S и F. Для рисунков (a–d): $z_1 = 0$, толщины внешних слоев F и S равны $d_f/2$ и $d_s/2$, где d_f и d_s – толщины внутренних слоев F и S соответственно. В случае (e) полагается, что все слои, сделанные из F(S)-материала, имеют одну и ту же толщину d_f (d_s), и показан период сверхрешетки L . Вертикальные стрелки показывают направления намагниченностей, играющие роль магнитного параметра порядка

нием взаимной ориентации намагниченностей в соседних F-слоях. Эти изменения управлялись магнитным полем H . Сверхпроводящий и магнитный каналы записи информации такого спинового переключателя изменялись одновременно, а магнитный порядок полностью определял «сверхпроводящую информацию». Отметим также, что была сделана экспериментальная попытка наблюдения эффекта «спинового переключателя тока» на трехслойной системе CuNi/Nb/CuNi [24, 25]. Авторам удалось показать, что AFMS-состояния имеют более высокую температуру критического перехода, чем FMS-состояния. Однако из-за неоптимального выбора параметров системы разница между $T_c(\text{AFMS})$ и $T_c(\text{FMS})$ была мала: например, в работе [24] она не превышала 0.005 К.

Схемы более сложного «спинового устройства» с пятью возможными состояниями на базе сверхрешетки F/S, в которой сверхпроводящим и магнитным каналами записи информации можно было управлять отдельно, были предложены в работах [3, 26]. Действительно, в мультислойных системах F/S, кроме отмеченной конкуренции между магнитными состояниями, возникает конкуренция между 0- и π -фазными типами сверхпроводимости, поэтому сверхрешетки обладают большим

потенциалом для фундаментальных исследований и практических приложений. В сверхрешетках F/S (см. рис. 1, *e*) парная амплитуда F удовлетворяет периодическим условиям

$$F(z + L, I) = e^{i\varphi}(z, I)e^{i\chi}, \quad (1)$$

где $L = d_s + d_f$ – период решетки, φ и χ – фазы сверхпроводящего (Δ) и магнитного (I) параметров порядка соответственно. Как следует из проведенного детального анализа в работах [3, 26] на основе ранее развитой теории эффекта близости [10–12, 17] для случая контакта грязных S- и F-металлов, сверхпроводящие состояния сверхрешетки F/S могут быть описаны с помощью четырех различных сочетаний $\varphi\chi$:

$$00, \quad \pi 0, \quad 0\pi, \quad \pi\pi. \quad (2)$$

Таким образом, сверхрешетка F/S обладает двумя ферромагнитными сверхпроводящими (FMS) состояниями (00, 0 π) и двумя антиферромагнитными сверхпроводящими (AFMS) состояниями (0 π и $\pi\pi$). В AFMS-состояниях фазы χ в соседних слоях F сдвинуты на π , то есть обменное поле I имеет противоположные знаки в соседних F-слоях. Эти состояния (0 π и $\pi\pi$) с антипараллельным направлением соответствующих намагниченностей можно считать проявлением π -фазного магнетизма. Кстати, в этих состояниях (как и в π -фазных сверхпроводящих) вектор решетки становится равным $2L$, и в общем случае в качестве элементарной ячейки решетки выступает четырехслойная структура F/S/F/S [3, 26]. Подчеркнем, что эта четырехслойная *ячейка* существенно отличается от *малослойной* системы F/S/F'/S', рассматриваемой в настоящей статье и приведенной на рис. 1, *d*, прежде всего за счет граничных условий! Заметим, что в случае сверхрешетки F/S [3, 27, 28] так же, как и в трехслойной F/S/F системе [22, 23], антиферромагнитное расположение намагниченностей всех слоев F ведет к значительному понижению распаривающего эффекта обменного поля I для слоев S и повышению критической температуры слоистых систем. Это теоретическое предсказание [27, 28] было подтверждено экспериментально для сверхрешеток Gd/La [29]. Гофф и др. наблюдали, что сверхрешетки с антиферромагнитной ориентацией намагниченностей в соседних слоях Gd претерпевают переход в сверхпроводящее состояние при более высокой температуре в сравнении с образцом с ферромагнитной ориентацией намагниченностей в слоях Gd.

С другой стороны, наличие сложной конкуренции четырех состояний (2) приводит к большему числу комбинаций магнитных (FM или AFM) и проводящих (S и N) свойств сверхрешеток (до 5 различных состояний) по сравнению с предложенным ранее трехслойным вариантом, в котором рассматривались только 2 состояния (FMN или AFMS). Таким образом, сверхрешетки F/S обладают значительно большим числом состояний, а следовательно, и логических вариантов работы возможных устройств хранения и обработки информации. При этом были предложены варианты раздельного управления магнитным и сверхпроводящим каналами записи информации [3, 26].

Итак, сверхрешетки F/S обладают рядом теоретических преимуществ по сравнению с трехслойными структурами для создания принципиальных рабочих схем управляющих наноразмерных устройств. Однако с практической точки зрения в мультислойной системе при большом количестве слоев достаточно трудно организовать управление внешним магнитным полем направлениями намагниченностей в отдельных F-слоях. Более перспективными являются малослойные системы с ограниченным количеством слоев с точки зрения как изготовления, так и «последующего» управления магнитным полем.

Наиболее простыми F/S-системами, допускающими конкуренцию между 0- и π -фазными состояниями по магнетизму и сверхпроводимости, являются четырехслойные F/S/F'/S' и пятислойные F/S/F'/S'/F'' системы с двумя сверхпроводящими и слоями. В дальнейшем мы будем рассматривать только четырехслойную систему, поскольку результаты недавних исследований в рамках современной теории эффекта близости [30, 31] показали, что она обладает рядом преимуществ по сравнению с пятислойной системой (большее число состояний, более сложная фазовая диаграмма с возможностью несвязанной сверхпроводимости).

Рассматривая сверхпроводящие переключатели тока, отметим еще несколько более ранних работ [32, 33], посвященных подобным устройствам с одним каналом записи и работающих на переходе из сверхпроводящего в нормальное состояние. В работе [32] была предложена модель сверхпроводящего переключателя тока на основе системы F/I/S, (I – диэлектрик), в котором сверхпроводимость подавлялась за счет краевых полей размагничивания, возникающих из-за специальной геометрии образца.

Переключающее устройство на основе трехслойной системы F'/F''/S, в котором слабое магнитное поле меняло направление намагниченности во внутреннем относительно тонком слое F'', теоретически исследовалось в работе [33]. При изменении взаимного упорядочения намагниченностей M' и M'' с антипараллельного на параллельное устройство переходило из S- в N-состояние.

Заканчивая этот раздел, носящий обзорный характер, выделим, на наш взгляд, две основные проблемы, которые возникли при рассмотрении трехслойной системы F/S/F как спинового устройства. Это малое количество предложенных авторами [22, 23] различных состояний системы (всего два). Кроме того, эти состояния трудно различимы на эксперименте [24], что свидетельствует о неоптимальном подборе параметров системы.

2. Обсуждение фазовых диаграмм слоистых систем F/S

Некоторые слоистые структуры F/S интенсивно изучались в последние годы как экспериментально, так и теоретически. Главным образом исследовались двухслойные F/S (рис. 1, a), трехслойные F/S/F (рис. 1, b), S/F/S (рис. 1, c) системы и F/S сверхрешетки с большим числом слоев (рис. 1, e). Соответствующие ссылки можно найти в недавних обзорах [3–7]. В этой статье мы рассмотрим как эти системы, так и сравнительно мало исследованную четырехслойную наноструктуру F/S/F'/S' (рис. 1, d) со специфическими граничными условиями. Штрихи у букв S и F указывают на возможное различие в свойствах слоев, изготовленных из идентичных материалов.

Предложенная геометрия малослойных систем (см. рис. 1) позволила нам получить аналитические уравнения для критических температур [30, 31], найти их решения и затем сравнить полученные результаты для четырехслойных структур с результатами для двухслойных, трехслойных систем и сверхрешеток. Интересующихся детальными вычислениями мы отошлем к указанным работам, здесь же рассмотрим физическую картину явления и обсудим возможные приложения.

При нахождении критической температуры мы допускали наличие типичного соотношения между энергетическими параметрами системы $\varepsilon_F \gg I \gg T_{cs}$, где ε_F – энергия Ферми и T_{cs} – критическая температура материала S. Мы также предполагали выполнение условия грязного предела $l_s \ll \xi_s \ll \xi_{s0}$, $l_f \ll a_f \ll \xi_f$. Здесь $l_{s(f)} = v_{s(f)}\tau_{s(f)}$ – длина свободного пробега для слоя S(F) соответственно; $a_f = v_f/2I$ – длина спиновой жесткости; $v_{s,f}$ – скорость Ферми; $\xi_{s,f} = (D_{s,f}/2\pi T_{cs})^{1/2}$ – сверхпроводящая длина когерентности; ξ_{s0} – длина ко-

герентности БКШ; $D_{s(f)} = v_{s(f)}l_{s(f)}/3$ – коэффициент диффузии. Индексы s и f относятся к S- и FM-слоям соответственно. При описании систем мы выйдем за рамки простого случая куперовского предела и рассмотрим значительно более общий случай ($d_s > \xi_s$), соответствующий условиям большинства проводимых экспериментов. Для простоты будем рассматривать одномерный вариант теории, когда и параметр порядка, и парная амплитуда зависят только от z [3, 34], что, впрочем, не скажется на основных выводах настоящей работы.

Получение замкнутых выражений для критической температуры в рассматриваемом случае сводится к решению уравнений Узаделя для слоев S и F. Заметим, что взаимодействие между сверхпроводящими и магнитными слоями обеспечивается соответствующими граничными условиями, которые связывают поток парной амплитуды с ее скачком на границе раздела слоев [3, 10–12]. Очень важно для дальнейшего то обстоятельство, что поток парной амплитуды сквозь внешние границы (см. рис. 1) отсутствует, и *внешние* слои находятся в *принципиально другом* окружении по сравнению с *внутренними* слоями.

Последнее условие отличает малослойные системы (рис. 1) от сверхрешеток F/S, в которых парная амплитуда F удовлетворяет периодическим условиям (1).

Конечно, критическая температура рассматриваемых систем F/S существенным образом зависит от прозрачности границ $\sigma_{s(f)}$, толщины слоев $d_{s(f)}$, величины обменного поля I и других параметров этих структур. Введем, следуя работе [3], безразмерные величины, характеризующую систему. Из них два параметра описывают слои F:

- параметр $2I\tau_f = l_f/a_f$ ($0 \leq I\tau_f < \infty$). Распаривающее действие обменного поля I является главным механизмом разрушения сверхпроводимости в системах F/S;

- $\tilde{d} = d_f/a_f$ – приведенная толщина слоев F.

Два параметра описывают слои S:

- d_s/ξ_{s0} – приведенная толщина слоев S;

- l_s/ξ_{s0} – приведенная длина свободного пробега электронов проводимости.

И, наконец, два параметра описывают интерфейс S/F:

- $\sigma_{s(f)}$ – прозрачность границы со стороны S(F) ($0 \leq \sigma_{s(f)} < \infty$). Они удовлетворяют соотношению детального баланса $\sigma_s v_s N_s = \sigma_f v_f N_f$, где $N_{s(f)}$ – плотность состояний на уровне Ферми;

- параметр $n_{sf} = N_s v_s / N_f v_f$ (для контактов реальных металлов n_{sf} лежит, как правило, в пределах от 0.1 до 10).

Не входя в тонкости расчета, которые можно найти в работах [3, 30, 31], мы для обсуждения принципа работы возможных спиновых устройств нанoeлектроники приведем лишь решения в виде фазовых диаграмм (см. ниже рис. 2, 3) – зависимостей критической температуры от толщины ферромагнитного слоя – $T_c(d_f)$. Или в безразмерных величинах $t_c(\tilde{d})$ или $t'_c(\tilde{d})$ для слоев S и S' соответственно, где $t_c = T_c/T_{cs}$ – приведенная критическая температура.

С учетом возможности применения изучаемых систем как спиновых устройств переключения тока был проведен поиск такого набора параметров, для которого возможно было бы осуществить реальное наблюдение различных состояний изучаемых систем. После выполнения многочисленных компьютерных экспериментов были найдены области значений параметров, удовлетворяющих этим условиям. Оптимальный набор параметров, при которых различие между состояниями становится заметным, должен быть следующим: границы F/S должны быть достаточно прозрачными ($\sigma_s \gtrsim 5 \gg 1$), ферромагнитный металл должен быть достаточно грязным или/и достаточно слабым в магнитном отношении ($2I\tau_f \lesssim 0.15 \ll 1$) и, наконец, параметр $n_{sf} > 1$. С экспериментальной точки зрения эти ограничения,

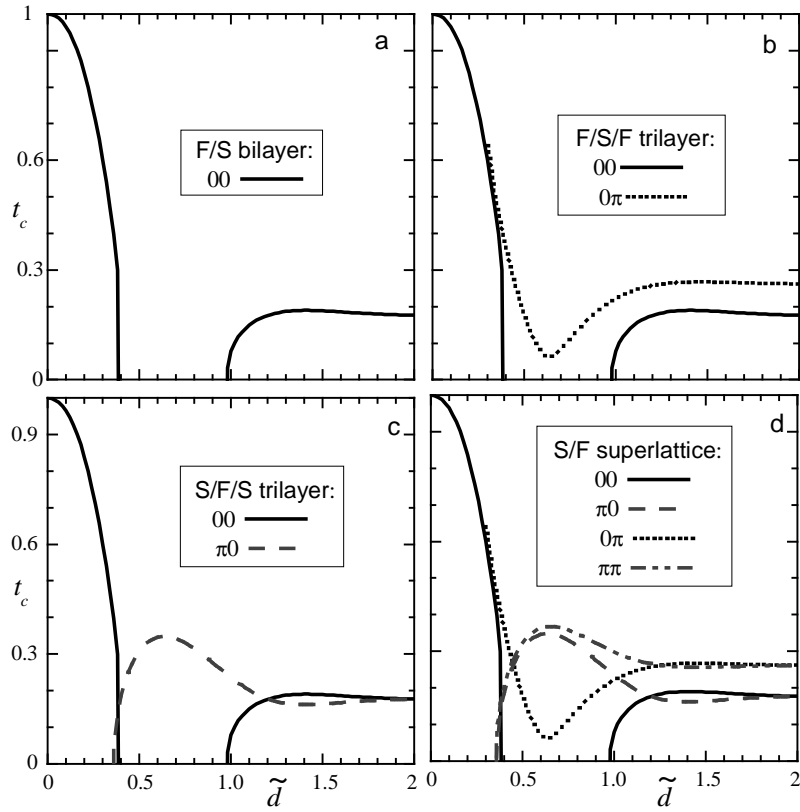


Рис. 2. Фазовые диаграммы ($t_c - \tilde{d}$) наноструктур F/S при значениях параметров: $\sigma_s = 15$, $2I\tau_f = 0.1$, $n_{sf} = 1.4$, $l_s = 0.25\xi_{s0}$ и $d_s = 0.72\xi_{s0}$. *a*) фазовая диаграмма двухслойной системы F/S с одним возможным состоянием (00); *b*) фазовая диаграмма трехслойной системы F/S/F для FMS (00) и AFMS (0 π) состояний; *c*) фазовая диаграмма трехслойной системы S/F/S с конкуренцией между 0-фазной и π -фазной сверхпроводимостью; *d*) фазовая диаграмма сверхрешетки F/S, где толщины всех слоев F равны d_f и толщины всех слоев S равны d_s

наложенные на значения параметров, не выглядят слишком жесткими. Заметим, однако, что в обратном случае, при неоптимальном подборе параметров, разница между состояниями становится практически неразличима (см. выше обсуждение эксперимента для трехслойной системы CuNi/Nb/CuNi [24]) и, соответственно, такие системы вряд ли могут быть использованы в практических приложениях.

2.1. Двух-, трех- и многослойные системы. В силу симметрии для всех рассматриваемых систем без потери общности можно считать, что намагниченность в крайнем левом внешнем слое F всегда направлена вверх (рис. 1, *a-c*).

Набор фазовых диаграмм $T_c(d_f)$ для двухслойных, трехслойных систем и сверхрешеток при оптимальных значениях параметров показан на рис. 2. Эти системы хорошо исследованы (см., например, обзоры [3–7] и ссылки в них), но эти рисунки позволяют нам интерпретировать фазовые диаграммы всех состояний слоистых систем F/S с единых позиций и сравнить их друг с другом и с четырехслойной системой F/S/F'/S' (см. рис. 3 ниже).

Возможные состояния систем мы будем классифицировать в соответствии с обсуждением соотношений (2). Так, для самой простой двухслойной системы F/S

(рис. 2, *a*) существует только одно решение (00), и состояние системы не зависит от направления намагниченности и знака сверхпроводящего параметра порядка Δ . Заметим, что в рассматриваемом случае критическая температура имеет возвратный характер. Такой вид зависимости $T_c(d_f)$ был впервые предсказан в работах [10, 11] и позднее наблюдался в двухслойной системе Nb/Cu_{1-x}Ni_x [19].

В трехслойной системе F/S/F (рис. 2, *b*) присутствует конкуренция двух различных магнитных состояний (00) и (0 π). Первое из них совпадает с решением для двухслойной системы (рис. 2, *a*). Благодаря частичной компенсации парамагнитного эффекта обменного поля I состояние с противоположно направленными намагниченностями (π -магнитное состояние) имеет более высокую критическую температуру, чем состояние (00). Следовательно, состояние (0 π) энергетически более выгодно, и, согласно теории фазовых переходов второго рода, трехслойная система F/S/F всегда находится в AFMS-состоянии при $T \leq T_c(0\pi)$. Если же наложить внешнее магнитное поле H , большее, чем коэрцитивное поле $H_{\text{соер}}$, то мы переведем трехслойную систему в FM-состояние, в котором намагниченности обоих слоев F сонаправлены. Если при этом $T > T_c(0\pi)$, то система перейдет в нормальное состояние. Как отмечалось в разделе 1, эти системы были предложены для построения сверхпроводящих спиновых устройств переключения тока с **двумя** состояниями [22, 23].

Состояния трехслойной системы S/F/S' не зависят от ориентации намагниченности в слое F, это соответствует фазе $\chi = 0$ магнитного параметра порядка (см. уравнение (1)). Критические температуры системы зависят только от относительного знака сверхпроводящего параметра порядка Δ в слоях S и S' ($\varphi = 0, \pi$). Таким образом, возникают два известных состояния (00) и (π 0).

Заметим, что для трехслойных систем S/F/S (рис. 2, *c*) с увеличением толщины слоя F наблюдаются спонтанные переходы. Первый – при $\tilde{d} \simeq 0.4$ из 0-фазного сверхпроводящего состояния (00), когда оба слоя S имеют одинаковый знак сверхпроводящего параметра порядка Δ , в π -фазное сверхпроводящее состояние (π 0), когда Δ в слоях S имеет различный знак. Обратный переход наблюдается при $\tilde{d} \simeq 1.2$. Такие переходы наблюдались на трехслойных системах S/F/S (π -контактах) в экспериментах с токами Джозефсона (см., например, обзор Рязанова и др. [7]). В настоящее время предпринимаются экспериментальные попытки создания на совокупности этих π -контактов элементарных логических элементов [7, 35].

Наконец рассмотрим фазовые диаграммы для всех четырех состояний сверхрешетки F/S (рис. 2, *d*). Именно для сверхрешеток [3, 27, 28], строго говоря, и была предложена классификация состояний (2), которой мы сейчас пользуемся. В этих работах [3, 27, 28] детально обсуждались свойства таких многослойных систем, связанные с *полной* конкуренцией между 0- и π -фазной сверхпроводимостью и 0- и π -фазным магнетизмом. Причем в силу симметрии ясно, что состояния сверхрешетки включают в себя состояния обоих трехслойных систем (F/S/F (рис. 2, *b*) и S/F/S (рис. 2, *c*)) и состояние ($\pi\pi$) с π -фазной сверхпроводимостью и AFM-упорядочением намагниченностью всех слоев F.

Подчеркнем, что в AFM-состоянии благодаря частичной компенсации парамагнитного эффекта обменного поля сверхрешетки F/S имеют более высокую T_c , чем в FM-состоянии. Сложность фазовых диаграмм сверхрешеток F/S позволила нам предложить на их основе спиновые переключатели с пятью возможными состояниями, которыми можно управлять с помощью слабого внешнего магнитного поля [26].

Заканчивая краткий обзор фазовых диаграмм изучавшихся ранее систем F/S, подчеркнем, что все слоистые структуры F/S, представленные на рис. 2, имеют

одну и ту же критическую температуру T_c для всех слоев S, а следовательно, и для всего образца. Это понятно и с физической точки зрения, поскольку каждый из S-слоев находится в эквивалентном локальном магнитном окружении: либо намагниченности соседних слоев сонаправлены (FM) – тогда происходит усиленное подавление сверхпроводимости за счет парамагнитного эффекта, либо направлены в разные стороны (AFM) – в этом случае имеется частичная компенсация парамагнитного эффекта.

Напротив, для четырехслойной системы F/S/F'/S' решения для S и S' (F и F') могут различаться. Это факт отражает главное свойство этой системы: неэквивалентность слоев одинакового типа, – которое приводит к различию в общем случае сверхпроводящих свойств слоев S и S'. Возникает различие критических температур, или так называемая *несвязанная* сверхпроводимость, которую более подробно разберем в следующем подразделе.

2.2. Несвязанная сверхпроводимость в четырехслойных системах.

На рис. 3 представлен набор фазовых диаграмм для четырехслойной системы F/S/F'/S'. Для системы F/S/F'/S' очень существенна неэквивалентность слоев S(F) и S'(F'). В общем случае они имеют различное локальное окружение. Напомним, что для обозначения кривых, соответствующих состояниям слоя S' используются штрихованные обозначения.

На рис. 3, *a* и *b* показан набор зависимостей $T_c(d_f)$ соответственно для FM- и AFM-типов упорядочения намагниченностей слоев F и F'. Как и следовало ожидать с физической точки зрения, кривые для S' слоя не зависят от магнитной конфигурации: FM(*a'*) = AFM(*c'*) и FM(*b'*) = AFM(*d'*). Более того, кривая *a'* для слоя S' полностью совпадает с кривой *a* для слоя S, так как оба из них описывают одно и то же состояние (00). Все это легко объясняется, так как на внешний слой S' действует только один ферромагнитный слой (F'). В результате состояние этого слоя S' зависит только от величины обменного поля в ближайшем слое F' и не зависит ни от его знака, ни от взаимной упорядоченности намагниченностей M и M'. Другими словами, слой S' всегда находится в локальном ферромагнитном (FM) окружении, и поэтому для этого слоя π -магнитные состояния просто не существуют.

Остальные состояния для внутреннего слоя S (кривая *b* для FM-состояния и кривые *c* и *d* для AFM-состояния) имеют различные зависимости как в сравнении со слоем S', так и друг с другом. Так, например, FM(*b'*)-кривая для внешнего слоя S' характеризует состояние (π 0), уже известное нам по трехслойной системе S/F/S (рис. 2, *b*) и по сверхрешетке F/S (рис. 2, *d*). А вот кривая FM(*b*) для внутреннего слоя S является *совершенно новым* решением!

Ее наличие обусловлено внешними граничными условиями: отсутствием потока парной амплитуды через внешние границы, – в противоположность периодическим граничным условиям (1) для сверхрешетки F/S. Это состояние есть одно из двух *новых* π -фазных сверхпроводящих состояний, и, для того чтобы отличить их от *известных сверхрешеточных решений*, мы будем обозначать *новые* решения с помощью тильды: $\widetilde{\pi\chi}$, где $\chi = 0, \pi$ – фаза магнитного параметра порядка. Таким образом, состояние FM(*b*) может быть обозначено как состояние $\widetilde{\pi 0}$ четырехслойной системы.

Как следует из сравнения рис. 2 и 3, четырехслойные системы имеют большее количество физически различных состояний по сравнению с трехслойной системой F/S/F и даже сверхрешеткой F/S.

Действительно, некоторые состояния четырехслойной системы аналогичны состояниям в других системах: состояние (00) (есть во всех системах); (π 0) (в сверх-

решетке и в трехслойке S/F/S); (0π) (в сверхрешетке и в F/S/F). Новые состояния $(\widetilde{\pi}0)$ (кривая FM(b) на рис. 3, a) и $(\widetilde{\pi}\pi)$ (кривая AFM(d) на рис. 3, b) ассоциируются с π -фазной сверхпроводимостью и их нет для сверхрешетки (рис. 2, d). Главное отличие между новыми $(\widetilde{\pi}\chi)$ и известными $(\pi\chi)$ состояниями – в положении максимума. Для внутреннего слоя S он сдвигается к меньшим значениям толщины d_f по сравнению со случаем для сверхрешетки из-за внешних граничных условий.

Особенности четырехслойной системы приводят к различным критическим температурам различных слоев S. Чтобы увидеть это, более детально рассмотрим FM-конфигурацию (рис. 3, a). Для 00 -состояния нет разницы между t_c и t'_c , поскольку кривые $a \equiv a'$, а вот случай π -фазной сверхпроводимости более интересен, так как существует отличие между t'_c -кривой $b'(\pi 0)$ для внешнего слоя S' и t_c -кривой $b(\widetilde{\pi}0)$ для внутреннего слоя S. В действительности для каждого сверхпроводящего слоя реализуется состояние, которое обладает более низкой свободной энергией (кривая, соответствующая более высокой T_c). В случае FM-конфигурации это будут *огibaющие* кривые $a'-b'-a'$ и $a-b-a$ для слоев S' и S соответственно. Это приводит к переключению с 0 -фазного типа сверхпроводимости на π -фазный и обратно при изменении толщины \tilde{d} (при $\tilde{d} \simeq 0.4$ и $\tilde{d} \simeq 1.2$ соответственно) так же, как это обсуждалось выше для системы S/F/S (рис. 2, c).

В случае π -фазной сверхпроводимости параметр порядка Δ имеет противоположный знак для слоев S- и S'. Вышеупомянутое различие поведения T_c в слоях S и S' (кривые b и b' на рис. 3, a соответственно) приводит к **разнице критическими температурами** t_c и t'_c . Например, при $\tilde{d} = 1.5$ приведенная критическая температура t_c слоя S равна 0.177 и $t'_c = 0.163$, при $\tilde{d} = 0.5$ различие увеличивается: $t'_c = 0.308$ и $t_c = 0.16$. И, наконец, при $\tilde{d} = 0.6$ различие становится почти максимальным: $t'_c = 0.346$ и $t_c = 0.154$. Все три разобранных случая показаны на рис. 3, a стрелками.

Заметим, что это достаточно заметная разница между двумя критическими температурами T_c и T'_c , которая может наблюдаться экспериментально: например, если в качестве сверхпроводящего материала использовать ниобий, то последняя разница была бы равна 1.7 К. Для того чтобы создать FM-упорядоченность намагниченностей разных слоев F, образцы должны быть охлаждены в магнитном поле (field-cooled) (см., например, экспериментальную работу [29]).

Появление различий критической температуры есть проявление иерархии критических температур, возникающей в четырехслойной системе F/S/F'/S'. Природа этого достаточно очевидна, так как, во-первых, слои S и S' расположены в различном магнитном окружении и, во-вторых, они имеют разные граничные условия. В частности, это выражается в рассмотренном выше сдвиге пика новой $(\widetilde{\pi}0)$ -зависимости из-за внешних граничных условий. Заметим, что по этой же причине **критические поля** H_c и H'_c будут **различными** для слоев S и S' соответственно.

Если система F/S/F'/S' находится в AFM-конфигурации, мы имеем схожую картину (рис. 3, b), но в этом случае число кривых увеличивается до четырех. При этом все замеченные выше особенности кривых также сохраняются. Как и в случае FM-конфигурации, фазовые кривые для слоя S' одинаковы для FM- и AFM-ориентации намагниченностей. Для внутреннего слоя S получается два различных решения. Одно из них совпадает с известным решением 0π для сверхрешетки (кривая c), а второе является новым решением $\widetilde{\pi}\pi$ (кривая d). Конкуренция между 0 - и π -фазными сверхпроводимостями приводит к появлению соответствующих результирующих *огibaющих* кривых фазового перехода второго рода для слоя S' ($a'-b'-a'$) и слоя S ($c-d-c$).

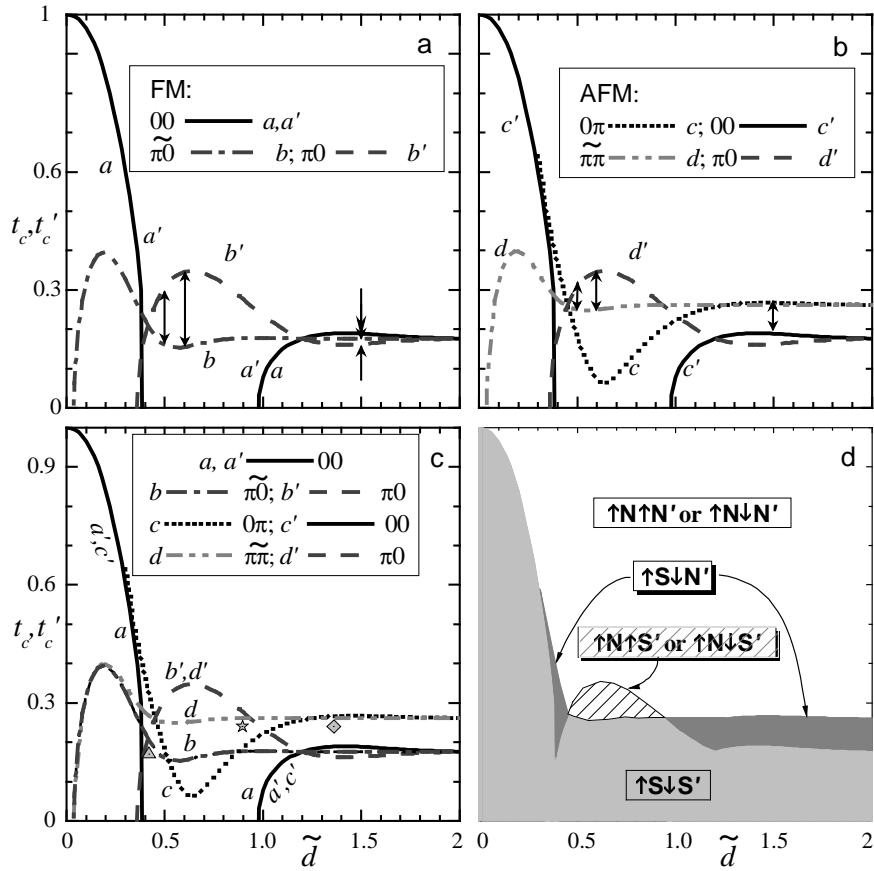


Рис. 3. Фазовые диаграммы $(t_c - \tilde{d})$ четырехслойной F/S/F'/S' системы при значениях параметров теории, соответствующих рис. 2. Кривые t'_c , соответствующие критической температуре внешнего S', обозначены буквами со штрихами (a' - d'); кривые t_c для внутреннего слоя S – просто буквами (a - d). На панелях a и b стрелки показывают различие $(t_c - t'_c)$ между состояниями, которые обсуждаются в основном тексте. a) фазовая диаграмма для FM-упорядочения намагниченностей обоих F-слоев; b) фазовая диаграмма для AFM-упорядочения намагниченностей; c) общая фазовая диаграмма для четырехслойной системы F/S/F'/S'. Символы (Δ , \leftrightarrow , \downarrow), обозначают «рабочие» точки предлагаемого управляющего устройства и обсуждаются в разделе 3; d) обобщенная фазовая диаграмма четырехслойной системы. Вертикальные стрелки показывают направление намагниченности в соответствующем ферромагнитном слое. Для обозначения сверхпроводящего и нормального состояний сверхпроводящих слоев используются буквы S и N соответственно

Напомним, что в AFM-состоянии с антипараллельной ориентацией намагниченностей соседних слоев F частичная компенсация парамагнитного эффекта обменного поля I имеет место только для состояний слоя S (0π и $\tilde{\pi}\pi$).

Как и в рассмотренном выше FM-случае, различие между t_c и t'_c может наблюдаться экспериментально на подготовленных образцах с AFM-упорядоченностью намагниченностей слоев F и F'.

Возьмем теперь общий случай, и пусть система сама выбирает свое состояние в соответствии с теорией фазовых переходов второго рода, когда реализуется состояние, которое обладает более низкой свободной энергией (более высокой T_c). Для

удобства анализа сведем все фазовые кривые, показанные на рис. 3, a , b , в общую диаграмму (рис. 3, c). Как мы видим, на фазовой диаграмме (рис. 3, c) имеется пять *различных* кривых.

Заметим, что при $\tilde{d} = 0.5$ состояние ($\widetilde{\pi\pi}$) (кривая d на рис. 3, b и c) имеет более высокую *критическую температуру* $t_c \approx 0.25$ по сравнению с остальными возможными состояниями для слоя S, но она ниже, чем температура $t'_c \approx 0.31$ для состояния ($\pi 0$) слоя S' (совпадающие кривые b' и d' на рис. 3, c). Таким образом, при высоких температурах, когда приведенная температура $t > t'_c \approx 0.31$, для образца с приведенной толщиной $\tilde{d} = 0.5$ оба слоя S и S' будут находиться в нормальном (N) состоянии. Ниже t'_c слой S' становится сверхпроводящим (S), но слой S остается в N-состоянии, пока $t_c > t > t_c \approx 0.25$. Наконец, при $t < t_c$ выигрывает AFMS-состояние (AFM (d , $d' \equiv b'$)), и для всей системы мы имеем случай π -фазной сверхпроводимости и π -фазного магнетизма.

При $\tilde{d} = 1.5$ получаем следующую цепочку переходов второго рода:

$$\uparrow N \downarrow N (\text{или } \uparrow N \uparrow N) \xrightarrow{t_c \approx 0.27} \uparrow S \downarrow N \xrightarrow{t'_c \approx 0.19} \uparrow S \downarrow S$$

(см. подпись к рис. 3, d для объяснения системы обозначений). Таким образом, при понижении температуры также выигрывает AFMS-состояние (AFM(c , $c' \equiv d'$)), но это состояние соответствует 0-фазной сверхпроводимости.

Аналогичный анализ может быть проведен для всего диапазона приведенных толщин слоя F ($0 < \tilde{d} < 2$). Выигрывает состояние с более высокой критической температурой, и для системы в целом реализуется одно из состояний, представленных на полной фазовой диаграмме, приведенной на рис. 3, d . На этой диаграмме существуют четыре различные области: при высоких температурах оба слоя S и S' находятся в нормальном состоянии, и взаимное расположение намагниченностей в слоях F и F' оказывается неважным. Кроме того, существует две области, закрашенные в темно-серый цвет, с «*несвязанной сверхпроводимостью*» (*decoupled superconductivity*) в антиферромагнитном состоянии, для которого внутренний слой S является сверхпроводящим (S), а другой слой S' является нормальным (N). Область с полосами также соответствует состоянию с «несвязанной сверхпроводимостью», но при этом уже внешний слой S' является сверхпроводящим, а внутренний слой S – нормальным. Наконец, при низких температурах и/или при малых толщинах d_f система находится в AFMS-состоянии (светло-серая область).

Таким образом, мы можем отметить, что детали фазовых диаграмм существенно зависят от выбора параметров системы. Мы нашли такую оптимальную область значений параметров, при которых различия между состояниями становятся наблюдаемыми, и показали, что четырехслойная система F/S/F'/S' может находиться в состоянии с «*несвязанной сверхпроводимостью*». Кроме того, было найдено, что, если *внутренний* слой S находится в *сверхпроводящем* состоянии, то ориентация намагниченностей всегда будет *антиферромагнитной*. Это результат *обратного* влияния *сверхпроводимости* на *магнетизм*.

3. Схема управляющего устройства

Богатство фазовых диаграмм и сочетание различных сверхпроводящих и магнитных состояний в наноструктурах F/S позволяют предложить новый принцип работы спиновых переключателей тока и намагниченности. В этом разделе мы предлагаем принципиальную схему «управляющего устройства», основанного на четырехслойной системе F/S/F'/S'. Для технического удобства добавим к левому

внешнему слою один дополнительный слой магнитного диэлектрика (MI) с целью фиксации направления намагниченности \mathbf{M} во внешнем слое F. Одним из возможных следствий этого является возврат нашей системы в начальное состояние после выключения магнитного поля. В противном случае необходимо было бы использовать дополнительную последовательность выключающих полей. И еще раз подчеркнем в этой связи преимущества практического использования четырехслойной системы по сравнению с сверхрешетками F/S [3, 26], поскольку для системы F/S/F'/S' легче изменить взаимную ориентацию намагниченностей слоев F. Таким образом, формально наша система становится MI/F/S/F'/S'. Однако это практически не влияет на предыдущий анализ фазовых диаграмм, проведенный для рассматриваемой четырехслойной системы, поэтому ниже мы будем использовать «привычные» обозначения для четырехслойной системы F/S/F'/S'.

Мы можем управлять состоянием системы F/S посредством наложения слабого внешнего магнитного поля H , которое незначительно изменяет фазовую диаграмму образца при фиксированной температуре [3, 22–28]. В этом случае существуют характеристические значения внешнего магнитного поля, при которых происходят изменения состояния рассматриваемой системы. Это, во-первых, коэрцитивное поле $H_{\text{соег}}$, при котором направление намагниченности \mathbf{M}' в слое F' может быть переориентировано. Затем критические поля H_c и H'_c , которые разрушают сверхпроводимость соответственно в слоях S и S'. И, наконец, поле пиннинга H_p , при превышении которого направление намагниченности \mathbf{M} во внешнем слое F, зафиксированное внешним слоем MI, может быть изменено. Для определенности положим также, что внутрислойное ферромагнитное упорядочение локализованных спинов в слоях F и F' осуществляется по типу «легкая ось», а величины указанных критических полей соотносятся следующим образом: $H_{\text{соег}} < H_c < H_p$ (при использовании ферромагнетиков типа «легкая плоскость» $H_{\text{соег}}$ стремится к нулю).

Изучение фазовых диаграмм (рис. 3, *c*, *d*) позволяет оптимизировать выбор параметров четырехслойной F/S/F'/S' системы, делая возможным управление ее сверхпроводящими и магнитными состояниями. Предположим, что система находится в одной из «рабочих точек», показанных символами (ρ , \leftrightarrow , \downarrow) на диаграмме (рис. 3, *c*). Каждая из этих рабочих точек характеризует образец, который описывается определенным набором параметров (d_f , σ_s , $2I\tau_f$ и т. д.), включая выбор рабочей температуры образца. В отсутствие магнитного поля система находится в своем основном AFM-состоянии. Накладывая внешнее магнитное поле, мы можем изменить состояние системы. Изменения величины и направления магнитного поля также приводят к переходам системы между различными состояниями. Заметим, что система в указанных точках может иметь несколько логически различных состояний (вплоть до 7 состояний в ρ случае).

Разберем это подробнее на основе одной из рабочих точек, например точки \leftrightarrow , которая находится под кривой b' и d на рис. 3, *c*. Итак, образец рассматриваемой четырехслойки F/S/F'/S' с параметрами, указанными в подписи к рис. 2, и с приведенной толщиной $\tilde{d}_{\leftrightarrow} \approx 0.9$ находится при приведенной «рабочей» температуре образца $t_{\leftrightarrow} = T_{\leftrightarrow}/T_{cs} \approx 0.24$. Система в этой рабочей точке (далее просто – *точке*) может иметь до шести различных состояний. Изменяя вначале внешнее магнитное поле H , направленное вдоль поля пиннинга, которое задает направление намагниченности во внешнем левом слое F (назовем это направление – направлением «вверх»), можно вызвать переходы системы между основным антиферромагнитным сверхпроводящим (AFMS) состоянием, смешанным (FM) состоянием с несвязанной сверхпроводимостью и ферромагнитным нормальным (FMN) состоянием. Наложением внешнего магнитного поля противоположной ориентации

можно вызвать три других перехода между основным (AFMS) состоянием, смешанным (AFM) состоянием, (AFMN) состоянием и, наконец, (FMN) состоянием.

Рассмотрим это более детально, зафиксировав ориентацию намагниченности внешнего слоя F, например, вверх (\uparrow), как показано на рис. 1, d. При $H = 0$ система находится в AFMS-состоянии (см. рис. 4-1). Если приложить слабое внешнее магнитное поле \mathbf{H} , большее, чем коэрцитивное ($H_{\text{coer}} < H < H_c$) в направлении намагниченности \mathbf{M} слоя F и поля пиннинга ($\mathbf{H} \uparrow \uparrow \mathbf{H}_p$), то направление намагниченности \mathbf{M}' в слое F' изменится на противоположное. Система перейдет в состояние с ферромагнитной ориентацией намагниченностей, и кривые AFM-состояния (c и d) *исчезнут* с фазовой диаграммы. Оставшиеся кривые ($a = a'$, b' и b) изменятся лишь незначительно (рис. 4-2).

Переходя к описанию *двухканального* прибора, в котором информация может быть записана на проводящих свойствах слоев S и S', а также на ориентации намагниченностей слоев F и F', мы можем говорить о *раздельном* управлении каждым из каналов. Так, можно сказать, что в результате перехода

$$\uparrow S \downarrow S \xrightarrow{H_{\text{coer}}} \uparrow N \uparrow S,$$

разобранного выше, информация, записанная на сверхпроводящих свойствах слоя S', *сохранилась*. Информация, записанная на взаимной ориентации намагниченностей слоев F и F' и сверхпроводящем токе внутреннего слоя S, *изменилась*. Заметим, что этот последний переход из сверхпроводящего в нормальное состояние, который управляется внешним магнитным полем, можно назвать переходом с практически бесконечным магнитосопротивлением. Действительно, при этом система из сверхпроводящего состояния с нулевым сопротивлением перейдет в резистивное нормальное.

Если теперь подействовать на систему полем, большем критического поля для внешнего слоя S' ($H > H'_c$), то сверхпроводимость в этом слое также исчезает, и вся система переходит в FMN-состояние (рис. 4-3). Другими словами, при этом переходе *изменяется* информация, записанная на *проводящих свойствах* слоя S'.

Таким образом, мы имеем следующую цепочку переходов (см. панели 1-3 рис. 4):

$$\uparrow S \downarrow S \xrightarrow{H_{\text{coer}}} \uparrow N \uparrow S \xrightarrow{H'_c} \uparrow N \downarrow N.$$

Наложением внешнего магнитного поля противоположной ориентации ($\mathbf{H} \downarrow \uparrow \mathbf{H}_p$) можно вызвать три других перехода в системе. В принципе, необходимо различать критические поля для слоев S и S'. Кроме того, эти поля будут различными для одного и того же четырехслойного образца в AFM- и FM-конфигурациях. В частности, для рабочей точки «звездочка» и AFM-упорядочения мы имеем, что $H'_c > H_c$, поскольку различие $[t'_c(\pi 0) - t_{\leftrightarrow}]$ больше, чем $[t_c(\widetilde{\pi\pi}) - t_{\leftrightarrow}]$ (на рис. 3, c и рис. 4-1 при $\tilde{d} = \tilde{d}_{\leftrightarrow}$, кривая b' проходит выше кривой d).

Заметим, что в большинстве случаев мы можем добиться нужных величин соответствующих критических полей H_c и H'_c путем выбора положения рабочей точки по отношению к кривым сверхпроводящего перехода $T_c(d_f)$ и $T'_c(d_f)$ соответственно (см. рис. 3). Добавим также, что изменением рабочей температуры T и d_f всегда можно сделать H_c меньше, чем поле H_p , которое необходимо для снятия пиннинга намагниченности \mathbf{M} во внешнем слое F.

Если H чуть больше H_c , но меньше H'_c , то система претерпевает переход из основного AFMS-состояния в смешанное AFM-состояние:

$$\uparrow S \downarrow S \xrightarrow{H_c} \uparrow N \downarrow S$$

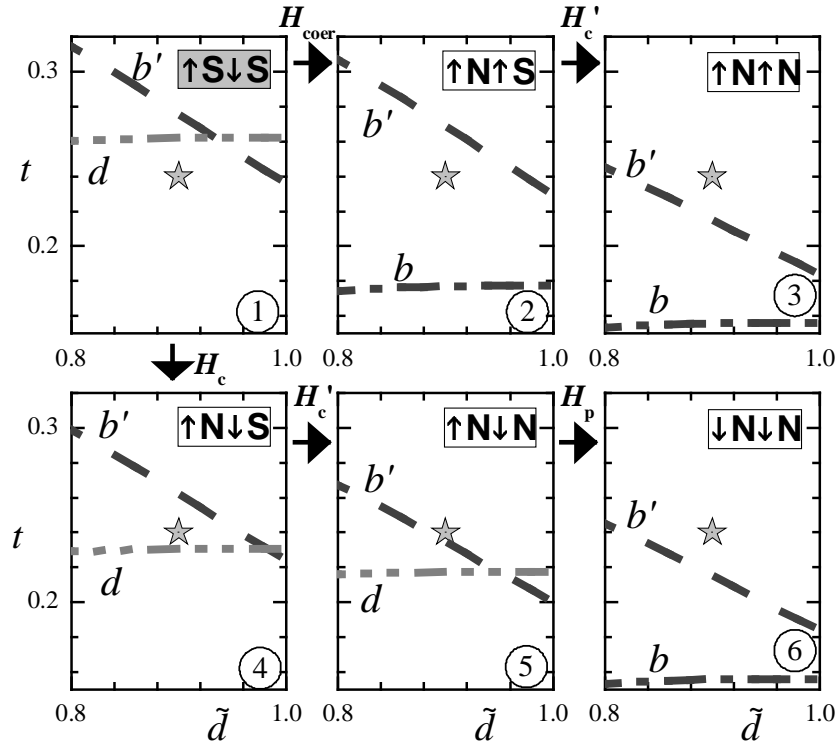


Рис. 4. Качественная схема цепочки фазовых переходов в системе с первоначальным состоянием «звездочка» под влиянием внешнего магнитного поля H . В каждой из панелей (1–6) для слоев S и S' показаны только те фазовые кривые, которые соответствуют энергетически более выгодным состояниям. Панель 1 соответствует точке «звездочка» на рис. 3, с при отсутствии внешнего магнитного поля ($H = 0$). Панели 2 и 3 (4–6) соответствуют направлению внешнего поля \mathbf{H} «вверх» («вниз»). Все параметры и система обозначений соответствуют использованным ранее на рис. 2 и 3

(см. панели 1 и 4 на рис. 4). В этом случае меняется только информация, записанная с использованием проводящих свойств слоя S , в то время как информация, записанная на взаимной ориентации намагниченностей слоев F и F' и сверхпроводящем токе слоя S' , остается неизменной.

Следующие переходы в этой серии наблюдаются при дальнейшем увеличении магнитного поля (от $H'_c < H < H_p$ до $H > H_p$) в том же направлении «вниз»:

$$\uparrow N \downarrow S \xrightarrow{H'_c} \uparrow N \downarrow N \xrightarrow{H_p} \downarrow N \downarrow N$$

(см. панели 4–6 на рис. 4).

Таким образом, система $F/S/F'/S'$, приготовленная в состоянии «звездочка», имеет *шесть* логически различных состояний: $\uparrow S \downarrow S$, $\uparrow N \uparrow S$, $\uparrow N \uparrow N$, $\uparrow N \downarrow S$, $\uparrow N \downarrow N$, $\downarrow N \downarrow N$ (см. рис. 4). Напомним, что в случае симметричной F/S сверхрешетки сверхпроводящие свойства изменяются синхронно во всех слоях S , поэтому подобное устройство на ее основе имеет максимум *пять* логически разных состояний [2, 23]. Заметим также, что для спинового переключателя на основе трехслойной системы $F/S/F$ были предложены только *два* состояния [21, 22].

Выбрав другие параметры системы ($t \approx 0.24$, $\tilde{d} \approx 1.4$), которым на рис. 3 соответствует рабочая точка «ромб», получим *четыре* рабочих состояния. В от-

существование магнитного поля система находится в области, которая соответствует смешанному AFM-состоянию (см. рис. 3, *c*, *d*), для которого внутренний слой S является сверхпроводящим, а внешний слой S' – нормальным. В этом случае мы получим «короткую» цепочку переходов при изменении магнитного поля «вверх» (то есть $\mathbf{H} \uparrow \uparrow \mathbf{H}_p$):

$$\uparrow S \downarrow N \xrightarrow{H_{\text{coer}}} \uparrow N \uparrow N.$$

«Длинная» цепочка переходов наблюдается при изменении магнитного поля в обратном направлении (то есть $\mathbf{H} \downarrow \uparrow \mathbf{H}_p$)

$$\uparrow S \downarrow N \xrightarrow{H_c} \uparrow N \downarrow N \xrightarrow{H_p} \downarrow N \downarrow N.$$

Таким образом, всего существует только **четыре** различных состояния.

Наконец, при выборе рабочей точки «треугольник» ($t_p \approx 0.17$, $\tilde{d}_p \approx 1.4$) на рис. 3, возможно получить **семь** логически разных состояний. Последовательно изменяя магнитное поле, направленное вверх, имеем следующую цепочку переходов системы:

$$\uparrow S \downarrow s \xrightarrow{H_{\text{coer}}} \uparrow S \uparrow S \xrightarrow{H_c} \uparrow N \uparrow S \xrightarrow{H'_c} \uparrow N \uparrow N.$$

Изменяя направление поля на противоположное, можно получить следующую цепочку:

$$\uparrow S \downarrow S \xrightarrow{H'_c} \uparrow S \downarrow N \xrightarrow{H_c} \uparrow N \downarrow N \xrightarrow{H_p} \downarrow N \downarrow N.$$

При этом мы использовали то, что $H_c < H'_c$ для FM-конфигурации и $H_c > H'_c$ для AFM-конфигурации, что следует из фазовых диаграмм (рис. 3). Заметим, что если «треугольник» немного передвинуть влево ($\tilde{d}_{p, \text{new}} \approx 0.42$), то $H_c = H'_c$ для FM-конфигурации, и мы снова получим цепочку из **шести** различных состояний.

В заключение раздела приведем вариант *физической реализации модели ячейки памяти* на четырехслойной структуре F/S/F'/S', на которую одеты три обмотки: записи (1), опроса (2) и считывания (3) (рис. 5). Более подробно подобная модель разобрана в работе [36] на базе трехслойной системы F/S/F. Как мы видели, «спиновое устройство» переключения тока на базе трехслойной F/S/F системы (даже с найденным нами оптимальным набором параметров) имеет меньшее число логически различных способов записи информации, чем четырехслойная система.

В отсутствие магнитного поля (тока в обмотке 1) система находится в основном AFMS-состоянии $\uparrow S \downarrow S'$. Для переориентации намагниченностей в ферромагнитных слоях по обмотке 1 пропускается ток соответствующего направления и величины. Для считывания информации через обмотку 2 пропускают импульс тока, который создает магнитное поле в направлении, переводящем систему в исходное состояние. Если была записана информация, то опрашиваемый импульс создает в ней переменный поток магнитной индукции, наводящей в обмотке считывания 3 импульс тока. В обратном случае перемагничивания не происходит, и в обмотке считывания сигнал не появляется. При выключении магнитного поля восстанавливаются AFM-ориентация намагниченностей и сверхпроводящие свойства системы $\uparrow S \downarrow S'$.

Использование подобных логических приборов с двумя каналами записи существенно повышает вертикальную плотность записи информации. Прежние магнитные элементы, или криотроны, обладали только одним каналом записи информации [37].

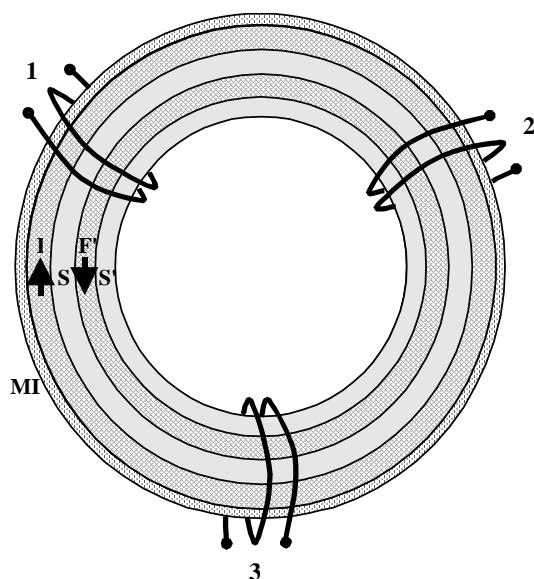


Рис. 5. Схематическое изображение ячейки памяти с двумя каналами записи информации, управляемыми отдельно: 1 – обмотка записи, 2 – обмотка опроса, 3 – обмотка считывания. Буквами F обозначены слои ферромагнитного металла, S – сверхпроводника, MI – магнитного диэлектрика. Стрелками показано направление намагниченности слоев F

Заключение

Теоретические исследования, проведенные в рамках данной работы, показали, что четырехслойная F/S/F'/S' система обладает наилучшими свойствами для использования в сверхпроводящей спиновой электронике (сверхпроводящей спинтронике). Эта система может быть использована для создания микроэлектронной аппаратуры принципиально нового типа, совмещающей преимущества сверхпроводящего и магнитного каналов записи информации, что связано с проводящими свойствами обоих слоев S и S' и взаимным упорядочением намагниченностей ферромагнитных слоев. Оба этих канала могут отдельно управляться слабыми внешними магнитными полями.

В работе предложено и исследовано несколько принципиальных схем таких наноустройств на базе четырехслойной системы F/S/F'/S'. В том числе был рассмотрен способ физической реализации многовариантной ячейки памяти. Показано, что предложенное управляющее устройство может иметь до семи различных состояний, а переходами между этими состояниями можно управлять при помощи внешнего магнитного поля. За счет выбора материалов и параметров системы эти поля могут быть сделаны достаточно слабыми. Кроме того, дополнительными преимуществами таких спиновых наноустройств служат их достаточно малые размеры (толщина $d_f \sim 0.5\text{--}5$ нм, $d_s \sim 25\text{--}80$ нм), относительно высокие скорости переключения (оценки [33] дают от 10^{-10} до 10^{-11} с $^{-1}$ в зависимости от используемых материалов) и довольно высокие критические поля (они приблизительно совпадают с полями изолированных сверхпроводников [23]).

Естественно, что низкие «гелиевые» температуры, при которых возможна обычная «холодная» сверхпроводимость, будут являться своего рода камнем преткновения на пути использования этих типов наноэлектронных устройств. Однако простейшие сверхпроводящие устройства на основе F/S-наноструктур с S-слоями, сделанными из высокотемпературных материалов [38], позволят работать при более

высоких «азотных» температурах. Неслучайно в последнее время экспериментаторы и теоретики активно исследуют наноструктуры типа $\text{LaCaMnO}/\text{YBaCuO}$ [39, 40], полученные путем чередования слоев ферромагнитного манганита и высокотемпературного сверхпроводника. В них обнаружено сосуществование и дальнедействующее взаимное влияние сверхпроводимости и магнетизма. Поэтому несомненно, что проблемы исследования и изучения перспектив создания приборов на основе наноструктур F/S, сочетающих сверхпроводимость и ферромагнетизм, будут оставаться в ближайшее время на пике интересов теоретиков, экспериментаторов и инженеров-исследователей.

При выборе материалов и технологии для изготовления систем F/S с заранее заданными сверхпроводящими и магнитными свойствами должно помочь проведенное исследование фазовых диаграмм малослойных наноструктур и сверхрешеток в рамках современной теории эффекта близости, учитывающей оригинальные граничные условия. Изучена зависимость критической температуры этих наноструктур от толщины слоев F в широком диапазоне параметров и найдена физически интересная область их значений, характеризующаяся наибольшим числом возможных состояний.

Для четырехслойной структуры F/S/F'/S' показано, что неэквивалентность внешних и внутренних границ для слоев S и S', наряду с конкуренцией между 0- и π -фазными магнитными и сверхпроводящими состояниями, приводит к иерархии критических температур и полей, а также к появлению несвязанной сверхпроводимости. Эти предсказания могут быть экспериментально проверены как для общего случая, так и для специально подготовленных образцов.

Заметим, что предварительные оценки показывают, что иерархия критических температур может возникнуть и в слоистых системах с несовпадающими толщинами различных слоев, сделанных из одинаковых материалов.

Авторы благодарны Н.М. Иванову, Л.А. Терентьевой, Е.Л. Парфеновой за помощь при подготовке данной статьи к печати. Авторы также признательны РФФИ (проект № 05-02-16369) за частичную поддержку работы.

Summary

Yu.N. Proshin, I.I. Popov, R.G. Luchkin, M.G. Khusainov. The proximity effect in the few-layered hybrid ferromagnet/superconductor nanostructures and a possibility of creation of data controlling nanodevices.

The creation of spin switches based on the proximity effect for layered nanostructures ferromagnetic metal/superconductor (F/S) is reviewed. The phase diagrams of both few-layered hybrid nanostructures F/S and superlattices F/S are analyzed. It is shown that the four-layered nanostructure F/S/F'/S' can possess different critical temperatures and critical fields for the neighboring S layers. By the optimal set of parameters, this system has the greatest amount of possible states in comparison with previously investigated layered F/S nanostructures. Due to this reason, four-layered nanostructure F/S/F'/S' is the most perspective candidate for usage in superconducting spin nanoelectronics (spintronics). The conceptual scheme of data controlling and recording device with superconducting and magnetic channels in a common sample is proposed. The superconducting and magnetic properties can be separately managed by weak magnetic field.

Литература

1. *De Gennes P.G.* Boundary effects in superconductors // *Rev. Mod. Phys.* – 1964. – V. 36, No 1. – P. 225–237.

2. *Hauser J.J., Theuerer H.C., Werthamer N.R.* Proximity effect between superconducting and magnetic films // *Phys. Rev.* 1966. – V. 142, No 1. – P. 18–126.
3. *Изюмов Ю.А., Прошин Ю.Н., Хусаинов М.Г.* Конкуренция сверхпроводимости и магнетизма в гетероструктурах ферромагнетик/сверхпроводник // *Усп. физ. наук.* – 2002. – Т. 172. – С. 113–154.
4. *Golubov A.A., Kupriyanov M.Y., P'ichev E.* The current-phase relation in Josephson junctions // *Rev. Mod. Phys.* – 2004. – V. 76. – P. 411–469.
5. *Buzdin A.* Proximity effects in superconductor-ferromagnet heterostructures // *Rev. Mod. Phys.* – 2005. – V. 77. – P. 935–976.
6. *Bergeret F.S., Volkov A.F., Efetov K.B.* Odd triplet superconductivity and related phenomena in superconductor-ferromagnet structures // *Rev. Mod. Phys.* – 2005. – V. 77. – P. 1321–1373.
7. *Ryazanov V.V., Oboznov V.A., Prokofiev A.S., Bolginov V.V., Feofanov A.K.* Superconductor-Ferromagnet-Superconductor p-junctions // *Low Temp. Phys.* – 2004. – V. 136. – P. 385–400.
8. *Буздин А.И., Вуйвичич Б., Куприянов М.Ю.* Структуры сверхпроводник-ферромагнетик // *ЖЭТФ.* – 1992. – Т. 101, Вып. 1. – С. 231–240.
9. *Radovic Z., Ledvij M., Dobrosaljevic-Grujic L., Buzdin A.I., Clem J.R.* Transition temperature of superconductor-ferromagnet superlattices // *Phys. Rev. B.* – 1991. – V. 44, No 2. – P. 759–764.
10. *Khusainov M.G., Proshin Yu.N.* Possibility of periodically reentrant superconductivity in ferromagnet/superconductor layered structures // *Phys. Rev. B.* – 1997. – V. 56, No 22. – P. R14283–R14286.
11. *Прошин Ю.Н., Хусаинов М.Г.* О проявлениях состояния Ларкина–Овчинникова–Ферелла–Фульде в биметаллических структурах ферромагнетик-сверхпроводник // *Письма в ЖЭТФ.* – 1997. – Т. 66, № 8. – С. 527–532.
12. *Прошин Ю.Н., Хусаинов М.Г.* О природе немонотонного поведения критической температуры в биметаллических структурах ферромагнетик-сверхпроводник // *ЖЭТФ.* – 1998. – Т. 113, Вып. 5. – С. 1708–1730.
13. *Aarts J., Geers J.M.E., Bruck E., Golubov A.A., Coehoorn R.* Interface transparency of superconductor/ferromagnet multilayers // *Phys. Rev. B.* – 1997. – V. 56, No 5. – P. 2779–2787.
14. *Fominov Y.V., Chtchelkatchev N.M., Golubov A.A.* Critical Temperature of Superconductor/Ferromagnet Bilayers // *Письма в ЖЭТФ.* – 2001. – Т. 74. – С. 101–104.
15. *Fominov Y.V., Chtchelkatchev N.M., Golubov A.A.* Nonmonotonic critical temperature in superconductor/ferromagnet bilayers // *Phys. Rev. B.* – 2002. – V. 66, No 1. – P. 014507-1–014507-13.
16. *Bagrets A., Lacroix C., Vedyayev A.* Theory of proximity effect in superconductor-ferromagnet heterostructures // *Phys. Rev. B.* – 2003. – V. 68, No 5. – P. 054532-1–054532-13.
17. *Изюмов Ю.А., Прошин Ю.Н., Хусаинов М.Г.* Мультикритическое поведение фазовых диаграмм слоистых структур ферромагнетик-сверхпроводник // *Письма в ЖЭТФ.* – 2000. – Т. 71, № 4. – С. 202–209.
18. *Garifullin I.A., Tikhonov D.A., Garif'yanov N.N., Lazar L., Goryunov Yu.V., Khlebnikov S.Ya., Tagirov L.R., Westerholt K., Zabel H.* Re-entrant superconductivity in superconductor/ferromagnet V/Fe layered system // *Phys. Rev. B.* – 2002. – V. 66, No 2. – P. 020505-1–020505-4.

19. *Zdravkov V., Sidorenko A., Obermeier G., Gsell S., Schreck M., Mueller C., Horn S., Tidecks R., Tagirov L.R.* Reentrant Superconductivity in Nb/Cu_{1-x}Ni_x Bilayers // *Phys. Rev. Lett.* – 2006. – V. 97. – P. 057004-1–057004-4.
20. *Ларкин А.И., Овчинников Ю.Н.* Неоднородное состояние сверхпроводников // *ЖЭТФ.* – 1964. – Т. 47, Вып. 3(9). – С. 1136–1146.
21. *Fulde P., Ferrell R.A.* Superconductivity in strong spin-exchange field // *Phys. Rev.* – 1964. – V. 135, No 3A. – P. 550–563.
22. *Buzdin A.I., Vedyayev A.V., Ryzhanova N.V.* Spin-orientation dependent superconductivity in S/F/S structures // *Europhys. Lett.* – 1999. – V. 48. – P. 686–691.
23. *Tagirov L.R.* Low-field superconducting spin-switch based on a superconductor/ferromagnet multilayer // *Phys. Rev. Lett.* – 1999. – V. 83, No 3. – P. 2058–2061.
24. *Gu J.Y., You C.Y., Jiang J.S., Pearson J., Bazaliy Y.B., Bader S.D.* Magnetization-orientation dependence of the superconduction transition temperature in the ferromagnet-superconductor-ferromagnet system: CuNi/Nb/CuNi // *Phys. Rev. Lett.* – 2002. – V. 89, No 26. – P. 267001-1–267001-4.
25. *Potenza A., Marrows C.H.* Superconductor-ferromagnet CuNi/Nb/CuNi trilayers as superconducting spin-valve core structures // *Phys. Rev. B.* – 2005. – V. 71. – P. 180503-1–180503-4.
26. *Proshin Y.N., Izyumov Y.A., Khusainov M.G.* Ferromagnet/Superconductor Superlattices as Logical Devices with Two Recording Channels // *Supercond. Sci. Technol.* – 2002. – V. 15. – P. 285–289.
27. *Хусаинов М.Г., Изюмов Ю.А., Прошин Ю.Н.* р-фазный магнетизм в сверхрешетках ферромагнетик-сверхпроводник // *Письма в ЖЭТФ.* – 2001. – Т. 73, № 4. – С. 386–391.
28. *Proshin Y.N., Izyumov Y.A., Khusainov M.G.* π magnetic states of ferromagnet/superconductor superlattices // *Phys. Rev. B.* – 2001. – V. 64, No 6. – P. 064522-1–064522-5.
29. *Goff J.P., Deen P.P., Ward R.C.C., Wells M.R., Langridge S., Dalgleish R., Foster S., Gordeev S.* Interplay between superconductivity and magnetism in Gd/La superlattices // *JMMM.* – 2002. – V. 240. – P. 592–594.
30. *Proshin Yu.N., Zimin A., Fazleev N.G., Khusainov M.G.* Hierarchy of critical temperatures in four-layered ferromagnet/superconductor nanostructures and control devices // *Phys. Rev. B.* – 2006. – V. 73. – P. 184514-1–184514-12.
31. *Izyumov Y.A., Khusainov M.G., Proshin Yu.N.* Adjustment of superconductivity and ferromagnetism in the few-layered ferromagnet – superconductor nanostructures // *ФНТ.* – 2006. – Т. 32, № 8–9. – С. 1065–1077.
32. *Oh S., Youm D., Beasley M.R.* A superconductive magnetoresistive memory element using controlled exchange interaction // *Appl. Phys. Lett.* – 1997. – V. 71. – P. 2376–2378.
33. *Clinton T.W., Johnson M.* Mesoscopic magnetoquenched superconducting valve // *Appl. Phys. Lett.* – 1997. – V. 70. – P. 1170–1172.
34. *Хусаинов М.Г., Прошин Ю.Н.* Неоднородные сверхпроводящие состояния в структурах ферромагнитный металл/сверхпроводник // *Усп. физ. наук.* – 2003. – Т. 173, № 12. – С. 1385–1386.
35. *Ryazanov V.V., Oboznov V.A., Rossolenko A.N., Bolginov V.V.* Coexistence 0- and p-states in Josephson SFS junctions // *EASTMAG-2007 (23–26 Aug., Kazan).* Abstract book. – Kazan, 2007. – P. 149.

36. Терентьева Л.А., Иванов Н.М., Саттаров Д.С., Прошин Ю.Н., Хусаинов М.Г. Двухканальная запись информации на основе слоистых структур ферромагнетик-сверхпроводник // Электронное приборостроение. – 2005. – Вып. 4(45). – С. 65–74.
37. Гершунский Б.С. Основы электроники. – Киев: Вища шк., 1982. – 248 с.
38. Habermeier H.-U., Cristiani G. $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7/\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$ superlattices showing simultaneously ferromagnetic and superconducting order // Physica Status Solidi (a). – 2004. – V. 201, No 7. – P. 1436–1440.
39. Sefrioui Z., Arias D., Pena V., Villegas J.E., Varela M., Prieto P., Leon C., Martinez J.L., Santamaria J. Ferromagnetic/superconducting proximity effect in $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ superlattices // Phys. Rev. B. – 2003. – V. 67. – P. 214511-1–214511-5.
40. Holden T., Habermeier H.-U., Cristiani G., Golnik A., Boris A., Pimenov A., Humlick J., Lebedev O.I., Van Tendeloo G., Keimer B., Bernhard C. Proximity induced metal-insulator transition in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7/\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$ superlattices // Phys. Rev. B. – 2004. – V. 69, No 6. – P. 064505-1–064505-7.

Поступила в редакцию
05.09.07

Прошин Юрий Николаевич – доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой теоретической физики Казанского государственного университета.
E-mail: *Yuri.Proshin@ksu.ru*

Попов Иван Игоревич – студент физического факультета Казанского государственного университета.

Лучкин Руслан Григорьевич – студент физического факультета Казанского государственного университета.

Хусаинов Мансур Гарифович – доктор физико-математических наук, доцент, заведующий кафедрой естественно-научных дисциплин филиала «Восток» КГТУ им. А.Н. Туполева, г. Чистополь.