

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
им. М. В. ЛОМОНОСОВА

Физический факультет

На правах рукописи

Гусакова Дарья Юрьевна

ТЕОРИЯ НЕОДНОРОДНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР
ФЕРРОМАГНЕТИК/СВЕРХПРОВОДНИК И МАГНИТНЫХ
ГЕЛИКОИДОВ

Специальность 01.04.11 — физика магнитных явлений

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Москва — 2005

Работа выполнена на кафедре магнетизма физического факультета Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова.

Научные руководители: доктор физико-математических наук,
профессор А. В. Ведяев
кандидат физико-математических наук,
доцент О. А. Котельникова

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор Ю. Г. Рудой
кандидат физико-математических наук,
ст.н.с К. И. Кугель

Ведущая организация: Технический университет МИРЭА
(Московский институт радиотехники,
электроники и автоматики)

Защита состоится 17 февраля 2005 года в 15 час. 30 мин. на заседании диссертационного совета К501.001.02 в Московском государственном университете им. М. В. Ломоносова по адресу: 119992, ГСП-2, Москва, Ленинские горы, МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет, аудитория ЮФА.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке физического факультета МГУ им. М. В. Ломоносова.

Автореферат разослан 17 января 2005 года.

Ученый секретарь совета

кандидат физико-математических наук

И. А. Никанорова

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. В настоящее время разрабатывается новая технология цифровых устройств на основе сверхпроводников. Не так давно были предложены логические элементы нового типа (спиновые переключатели) на основе взаимосвязи сверхпроводящего и магнитного параметров порядка в многослойных структурах с чередующимися слоями сверхпроводника и ферромагнетика. Таким образом, теоретический интерес к проблеме изучения условий существования сверхпроводимости, а также взаимного влияния сверхпроводимости и магнетизма в слоистых структурах делают обсуждаемую тему весьма актуальной. Тот факт, что, несмотря на богатый экспериментальный материал, не всегда существует однозначное объяснение явлений, имеющих место в многослойных структурах, содержащих слои сверхпроводника, а так же возможность технического применения подталкивают теоретиков к изучению свойств неоднородных гетероструктур. Стремительное развитие современных технологий создания новых искусственных материалов, обладающих интересными магнитными свойствами (магнитные геликоидальные структуры), так же требует интенсивного теоретического исследования.

В последнее время большое внимание уделяется изучению микроскопических свойств и различных механизмов рассеяния в объемных материалах и слоистых структурах, поэтому актуальность темы диссертации определяется как перспективами практического применения исследуемых структур, так и фундаментальным аспектом этих исследований.

Целью данной работы являлось:

1. Исследование влияния s - d рассеяния электронов в объемном сверхпроводнике на критическую температуру перехода в сверхпроводящее состояние.

2. Расчет пространственного и энергетического распределения электронной плотности состояний в двухслойной структуре ферромагнетик-сверхпроводник с учетом s - d рассеяния электронов в ферромагнитном слое.

3. Исследование поведения электронной плотности состояний в спин-вентильной структуре со сверхпроводящими электродами.

4. Расчет пространственного распределения вектора намагниченности в магнитной геликоидальной структуре в присутствии магнитной неоднородности и приложенного внешнего магнитного поля.

Основные результаты диссертации, которые выносятся на защиту можно сформулировать следующим образом:

1. Впервые в рамках двухзонной модели с наличием s - d гибридизации рассмотрены свойства металлического сверхпроводящего переходного металла с примесями. Показано, что из-за рассеяния части s -электронов в d -зону, в которой нет механизма, отвечающего за образование сверхпроводящих куперовских пар, температура перехода в сверхпроводящее состояние понижается. Получено аналитическое уравнение зависимости критической температуры от величины параметра s - d рассеяния электронов.

2. Выяснено влияние s - d рассеяния электронов на электронную плотность состояний в ферромагнетике, находящемся в контакте со сверхпроводником. В качестве метода расчета электронной плотности состояний использовался метод температурных функций

Грина в рамках уравнений Горькова, описывающих сверхпроводящие свойства. Полученный результат может прояснить механизм образования сверхпроводимости в гибридных структурах, содержащих ферромагнитные слои.

3. Изучен вопрос о поведении плотности состояний в спин-вентильной структуре S/F/N/F/S со сверхпроводящими электродами (F - ферромагнетик, S - сверхпроводник, N - тонкая прослойка из нормального металла). Следует отметить, что в большинстве теоретических работ структуры типа S/F/N/F/S изучались в так называемом "грязном" пределе и для небольших значений энергии, то есть с использованием квазиклассических уравнений Узаделя в рамках однозонной модели ферромагнитного металла. Такое приближение не учитывает s-d электронное рассеяние, которое является основным механизмом рассеяния в 3d-металлах, отвечающим за их кинетические свойства и проводимость. В данной работе ограничения, связанные с использованием уравнений Узаделя, были сняты, применением полных уравнений Горькова, в которых учитывалось s-d рассеяние электронов проводимости в ферромагнитных слоях. Высказанное ранее некоторыми авторами предположение о расходимости сверхпроводящего тока Джозефсона в случае антипараллельной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев из-за возможной логарифмической особенности в электронной плотности состояний не подтвердилось, что с физической точки зрения представляет собой достоверный результат. В рассмотренной модели не наблюдалось расходимости плотности состояний на уровне Ферми для случая низких температур, что позволило сделать вывод о подавлении любой расходимости тока мощным механизмом s-d электронного рассеяния.

4. В рамках теории фазовых переходов Ландау рассмотрена модель магнитного геликоида в приложенном внешнем поле в присутствии точечного дефекта. С помощью гриновских функций получено общее решение нелинейной задачи с учетом всех членов в функционале свободной энергии кубического магнетика без центра инверсии. Рассчитано распределение вектора намагниченности в плоскости, перпендикулярной оси геликоида и приложенному магнитному полю. Свойства таких неоднородных магнитных состояний характерны для широкого класса систем, и полученные зависимости носят универсальный характер.

Результаты, полученные в диссертационной работе, могут послужить стимулом к дальнейшему развитию теории многослойных магнитных структур со сверхпроводящими контактами, а предложенный метод расчета отклика магнитных структур на внешнее возмущение может быть использован в других областях физики твердого тела. Достоверность полученных результатов подтверждается использованием при расчетах апробированных методов квантовой механики и математической физики, а также сравнением полученных результатов с результатами, полученными другими методами в "упрощенных" предельных случаях и сравнением теоретических предсказаний с экспериментальными данными.

Апробация работы. Основные результаты диссертации докладывались и обсуждались на международных и всероссийских конференциях: "Moscow International Symposium on Magnetism", Moscow, 2002; XXX Международной зимней школе физиков-теоретиков "Коуровка", Екатеринбург-Челябинск, 2004; Школе-Семинаре "Новые магнитные материалы микроэлектроники" НМММ XIX, Москва, 2004;

Joint European magnetic symposia JEMS'04, Dresden, Germany, 2004.

Публикации. Основное содержание диссертации изложено в 11 печатных работах, список которых приведен в конце автореферата.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, двух приложений и списка литературы. Общий объем работы составляет 103 страницы, включая 17 рисунков и библиографический список из 74 наименований.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность рассматриваемой темы, научная новизна и практическая ценность исследований, сформулированы цели и приведены основные результаты работы. Кратко описана структура диссертации.

Первая глава носит обзорный характер.

В параграфе 1.1 приводятся ссылки на основные работы по исследованию влияния различных механизмов рассеяния на сверхпроводящие свойства вещества. Рассматриваются особенности переходных металлов, и механизм s-d рассеяния в двухзонной модели переходного металла.

В параграфе 1.2 дан обзор литературы по спин-зависящему транспорту в мультислойных структурах с чередующимися слоями ферромагнетика и сверхпроводника. Описан эффект близости в таких структурах. Приведены данные экспериментов по изучению немонотонного поведения критической температуры перехода в сверхпроводящее состояние в зависимости от толщины ферромагнитных прослоек. Рассмотрены основные уравнения и приближения, используемые авторами теоретических работ,

вовлеченных в исследование многослойных структур, содержащих сверхпроводящие слои. Рассмотрены особенности так называемых джозефсоновских контактов, в частности, спин-вентильных структур со сверхпроводящими электродами, и, в заключение, сформулированы вопросы, возникшие в работах других авторов и отчасти послужившие мотивацией исследования электронной плотности состояний в слоистых структурах ферромагнетик/сверхпроводник.

Параграф 1.3 посвящен явлению перехода магнитной структуры в геликоидальное состояние при определенных параметрах. Перечислены эксперименты, в которых наблюдались подобные структуры, а также приведены ссылки на теоретические работы, послужившие основой для изучения магнитных геликоидов.

В последующих главах изложены оригинальные результаты, полученные автором диссертации.

Во второй главе в рамках двухзонной s-d модели рассматривается сверхпроводящий 3d металл с примесями. Предполагается, что носителями сверхпроводящего тока в образце являются куперовские пары, образованные из s электронов с противоположным направлением спинов. Почти локализованные электроны d зоны не участвуют в образовании куперовских пар. В модели, описываемой теорией БКШ, процесс взаимодействия электронов с образованием куперовских пар происходит только в узкой области энергий вблизи поверхности Ферми. Как известно, переходные металлы отличаются большой плотностью состояний на уровне Ферми – $N(0)$. С одной стороны, рост плотности состояний на уровне Ферми способствует сверхпроводимости, с другой – как будет показано ниже, повышение вероятности рассеяния s-электронов проводимости в d-зону отрицательно

влияет на сверхпроводящие свойства. Столкновения, при которых происходит рассеяние s-электронов в d-зону, приводят к увеличению электросопротивления металла.

Гамильтониан модели в формализме вторичного квантования имеет вид:

$$\begin{aligned}\hat{H} &= \hat{H}_e + \hat{H}_{int} + \hat{H}_{sd}, \\ \hat{H}_e &= \sum_{\sigma} \int d\mathbf{r} \left[\psi_{\sigma}^{s+} \left(-\frac{\hbar^2}{2m_s} \nabla^2 \right) \psi_{\sigma}^s + \psi_{\sigma}^{d+} \left(-\frac{\hbar^2}{2m_d} \nabla^2 \right) \psi_{\sigma}^d \right], \\ \hat{H}_{int} &= \int d\mathbf{r} \left[\Delta(\mathbf{r}) \psi_{\uparrow}^{s+} \psi_{\downarrow}^{s+} + \text{э.с.} \right], \\ \hat{H}_{sd} &= \sum_{\sigma} \int d\mathbf{r} \hat{\gamma}_{sd}(\mathbf{r}) \left[\psi_{\sigma}^{s+} \psi_{\sigma}^d + \psi_{\sigma}^{d+} \psi_{\sigma}^s \right],\end{aligned}\quad (1)$$

здесь \hat{H}_e – гамильтониан, описывающий кинетические энергии s- и d-электронов, гамильтониан \hat{H}_{int} отвечает куперовскому спариванию s-электронов, \hat{H}_{sd} – гамильтониан s-d гибридизации электронов; $\psi_{\sigma}^{s(d)+}$, $\psi_{\sigma}^{s(d)}$ – соответственно операторы рождения и уничтожения s(d) электронов с проекцией спина σ на ось OZ ; m_s и m_d – массы s- и d-электронов, соответственно, $\hat{\gamma}_{sd}(\mathbf{r})$ – параметр s-d гибридизации электронов, параметр сверхпроводящего порядка $\Delta(\mathbf{r})$ удовлетворяет самосогласованному уравнению

$$\Delta(\mathbf{r}) = |g| \langle \psi_{\downarrow}(\mathbf{r}) \psi_{\uparrow}(\mathbf{r}) \rangle, \quad (2)$$

g -постоянная куперовского спаривания.

В обычном случае (однозонная модель сверхпроводника) матричная гриновская функция удовлетворяет уравнению

$$(i\omega \hat{I} - \hat{H})G(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \hat{I}\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2), \quad (3)$$

где \hat{H} учитывает наличие только одного типа электронов, ω – энергетический параметр, \hat{I} – единичная матрица, δ – дельта-функция

Дирака. При учете s-d гибридизации уравнение (3) перестает быть линейным, однако решается с помощью теории возмущений. В рамках этой теории \widehat{G} представляется в виде разложения в ряд по степеням малого по сравнению с кинетической энергией электронов параметру s-d гибридизации γ :

$$\begin{aligned} \widehat{G}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = & \widehat{G}^0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) + \widehat{G}^0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}')\widehat{\gamma}_{sd}(\mathbf{r}')\widehat{G}(\mathbf{r}', \mathbf{r}_2) + \\ & + \widehat{G}^0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}')\widehat{\gamma}_{sd}(\mathbf{r}')\widehat{G}^0(\mathbf{r}', \mathbf{r}'')\widehat{\gamma}_{sd}(\mathbf{r}'')\widehat{G}(\mathbf{r}'', \mathbf{r}_2) + (\widehat{\gamma}^3), \end{aligned} \quad (4)$$

где член, пропорциональный $\widehat{\gamma}^2$ описывает случайное рассеяние на примесях. После операции усреднения по всем конфигурациям примесей, используется обычное уравнение самосогласования для сверхпроводящего параметра порядка, из которого, с учетом найденной аномальной гриновской функции, находится критическая температура перехода в сверхпроводящее состояние.

Аналитическое уравнение зависимости критической температуры от величины параметра s-d рассеяния электронов имеет вид:

$$\psi\left(\frac{1}{2} + \gamma^* \frac{T_c^0}{T_c}\right) - \psi\left(\frac{1}{2}\right) + \ln \frac{T_c}{T_c^0} = \ln(b\gamma^* + 1). \quad (5)$$

Графическое решение уравнения (5) для наибольшего и наименьшего возможных значений параметра b (для табличных величин T_c^0 и ω_D) представлено на рис. 1.

Как видно из рисунка, даже при небольшом количестве примесей (рассеивающих центров в неконцентрированном неупорядоченном сплаве) сверхпроводящие свойства металла сильно ухудшаются. Из-за рассеяния части s-электронов в d-зону, в которой нет механизма, отвечающего за образование куперовских пар, температура перехода в сверхпроводящее состояние понижается.

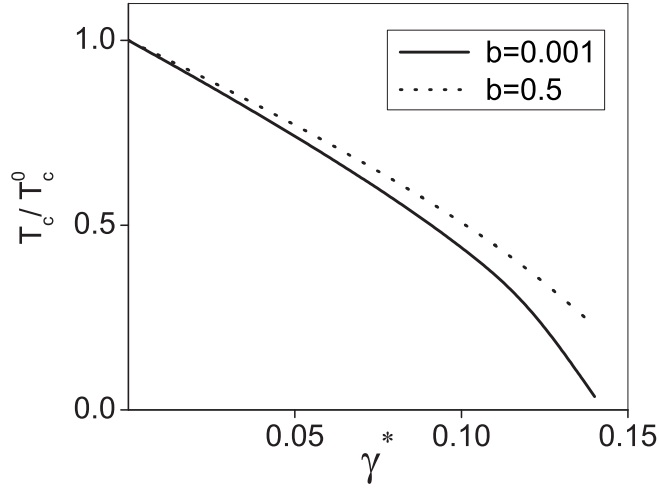


Рис. 1: Зависимость относительной критической температуры T_c/T_c^0 перехода в сверхпроводящее состояние от безразмерного параметра s-d гибридизации электронов γ^* , T_c^0 – критическая температура перехода в сверхпроводящее состояние чистого переходного металла, T_c – критическая температура металла с примесями.

В третьей главе рассмотрен эффект близости в двухслойной структуре ферромагнетик/сверхпроводник (рис. 2). Оценено влияние s-d рассеяния электронов на плотность состояний с учетом двухзонной модели ферромагнитного металла. Предполагалось, что в F-слое присутствуют два типа электронов – s-электроны проводимости и почти локализованные d-электроны. В качестве S-слоя рассматривался обычный сверхпроводник с синглетным спариванием электронов. Полубесконечные слои сверхпроводника S слева и ферромагнетика F справа имеют общую границу в точке $z = 0$, ось z направлена перпендикулярно S/F границе. Тогда гамильтониан электронов в F-слое имеет вид:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{sd} = \sum_{\sigma} \int d\mathbf{r} \left(\psi_{\sigma}^{+s} \left(-\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m_s} \right) \psi_{\sigma}^s + \psi_{\sigma}^{+d} \left(-\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m_d} \right) \psi_{\sigma}^d \right) + \sum_{\sigma} \sum_n \int d\mathbf{r} \delta(\rho - \rho_n) \gamma_n [\psi_{\sigma}^{+s} \psi_{\sigma}^d + \psi_{\sigma}^{+d} \psi_{\sigma}^s], \quad (6)$$

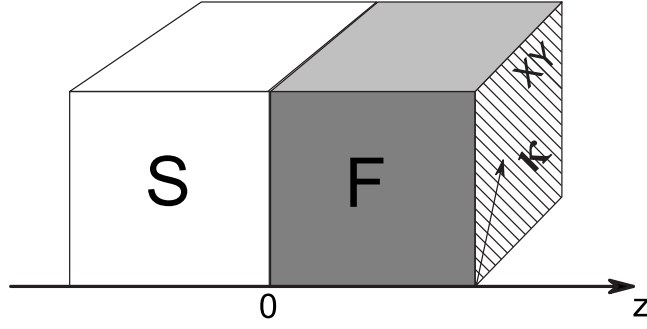


Рис. 2: Рассматриваемая двухслойная структура сверхпроводник/ферромагнетик.

$$\text{и в S-слое: } \hat{H} = \sum_{\sigma} \int d\mathbf{r} \psi_{\sigma}^{+s} \left(-\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m_s} \right) \psi_{\sigma}^s + \int d\mathbf{r} [\Delta(\mathbf{r}) \psi_{\uparrow}^{+s} \psi_{\downarrow}^{s+} + \text{э.с.}], \quad (7)$$

где $\psi_{\sigma}^{+s(d)}$ и $\psi_{\sigma}^{s(d)}$ – операторы рождения и уничтожения s(d)-электронов с направлением спина σ , $\Delta(\mathbf{r})$ – параметр порядка сверхпроводящей фазы (ПП), $m_{s(d)}$ – массы s(d)-электронов, γ_n – параметр случайного s-d рассеяния на узле n . В вычислениях далее используется усредненная по всем возможным конфигурациям примесей величина параметра гибридизации $\gamma = \overline{\gamma_n}$ и $(\Delta\gamma)^2 = \overline{\gamma_n^2} - \overline{\gamma_n}^2$.

В качестве метода расчета электронной плотности состояний как и во второй главе использовался метод температурных функций Грина в рамках уравнений Горькова, описывающих сверхпроводящие свойства.

С учетом в гамильтониане (6) члена, ответственного за s-d рассеяние электронов, полная система уравнений Горькова для нормальной и аномальной гриновских функций в ферромагнитном слое становится достаточно сложной. Она перестает быть линейной и требует решения в помощь теории возмущений, где в качестве малого параметра выступает параметр γ , который можно считать малым по сравнению с кинетической энергией электронов. В сверхпроводящем слое система уравнений Горькова имеет свой обычный вид. С использованием

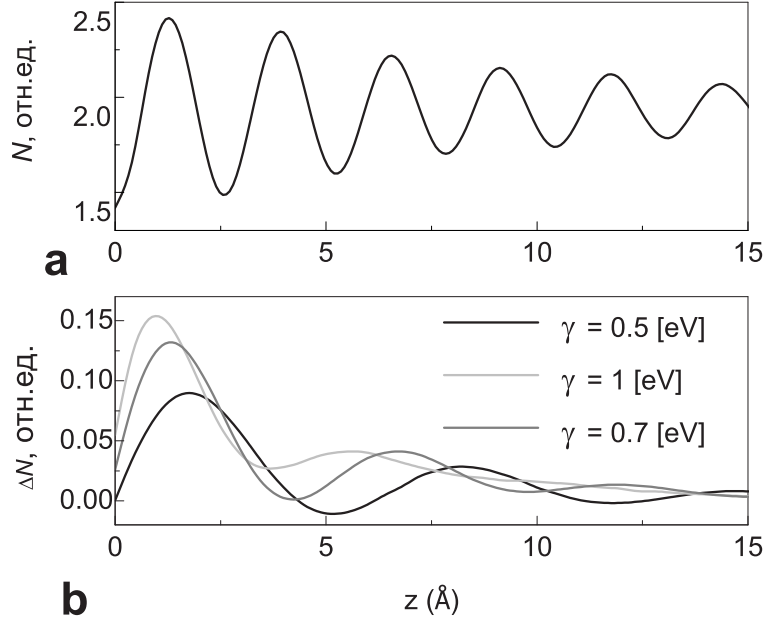


Рис. 3: Зависимость плотности электронных состояний в ферромагнетике от расстояния z до границы раздела ферромагнетик/сверхпроводник ($\omega = 0$): (a) нулевой порядок по параметру s-d рассеяния электронов γ , (b) третий порядок по параметру s-d рассеяния электронов γ ($k_{Fs}^\uparrow = 1.2 \text{ \AA}^{-1}$, $k_{Fs}^\downarrow = 0.42 \text{ \AA}^{-1}$, $(\Delta\gamma)^2 = 0.1 \text{ eV}^2$).

разложения (4), в котором учтены все члены, были исследованы нулевой и высшие порядки по параметру γ . Система уравнений Горькова в F-слое решалась методом последовательных приближений. Гриновские функции предыдущих порядков по γ , входящих в уравнения F-слоя, считались известными. На F/S границе использовались условия непрерывности нормальных и аномальных гриновских функций s-электронов и их производных.

Для вычисления пространственной зависимости плотности электронных состояний были найдены нормальные гриновские функции, которые представляют собой набор плоских волн с различными волновыми векторами. В третьем порядке по параметру γ выражение для нормальной гриновской функции F-слоя содержит член, в который

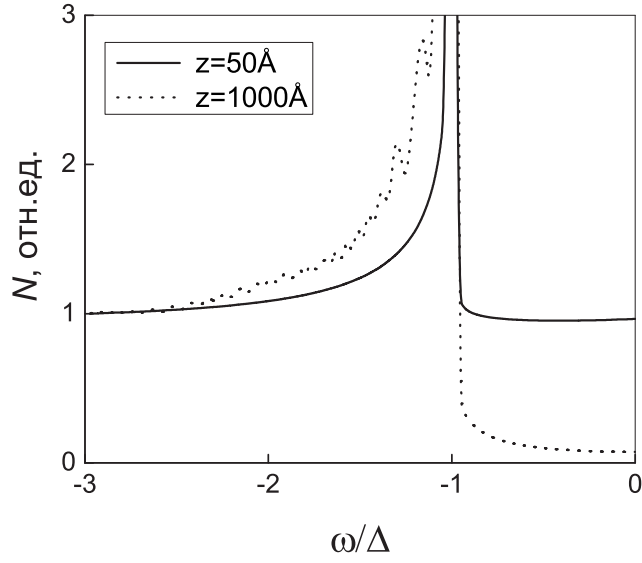


Рис. 4: Энергетическое распределение электронной плотности состояний в сверхпроводнике вблизи границы ферромагнетик/сверхпроводник (сплошная линия) и вдали от границы (пунктирная линия).

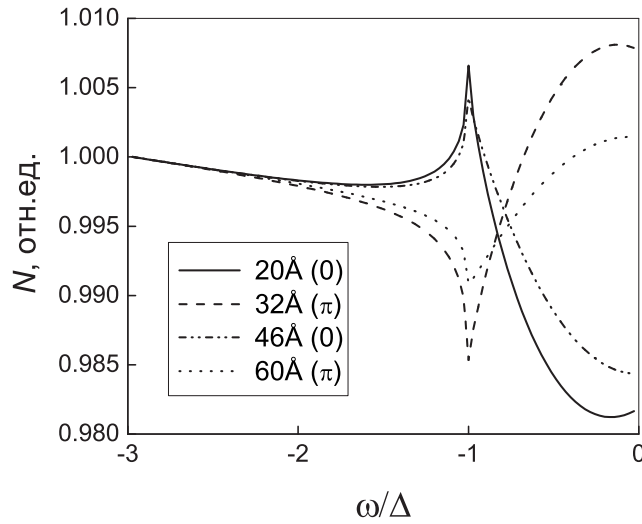


Рис. 5: Энергетическое распределение электронной плотности состояний в ферромагнетике на различных расстояниях z до границы ферромагнетик/сверхпроводник. Нулевая энергия соответствует уровню Ферми, величина энергетической щели в сверхпроводнике $\Delta = 1.4$ meV, величина обменного поля в ферромагнетике $h = 10$ meV.

входит экспонента с аргументом, пропорциональным удвоенной разности Ферми-импульсов s-электронов с противоположными направлениями спинов ($k_{Fs}^{\uparrow} - k_{Fs}^{\downarrow}$). Этот член дает заметный вклад в увеличение характерного периода осцилляций из-за s-d рассеяния электронов (рис. 3). Так же в третьем порядке по γ наблюдается более резкое затухание осцилляций плотности состояний.

Так же были вычислены энергетические зависимости электронной плотности состояний F- и S-слоев. В S-слое вдали от границы раздела плотность электронных состояний приближается к своей обычной БКШ форме (рис. 4), а вблизи границы, из-за влияния ферромагнетика, наблюдается аналог бесщелевой сверхпроводимости. В F-слое вблизи границы наблюдается "переключение" плотности состояний из "0" в " π "-состояние с изменением расстояния до границы (рис. 5).

В четвертой главе рассматривается спин-вентильная структура S/F/N/F/S (рис. 6), состоящая из двух полубесконечных сверхпроводящих электродов (S), разделенных двумя тонкими ферромагнитными слоями (F) с интерфейсами, перпендикулярными оси z . Толщина прослойки из нормального металла (N) считалась пренебрежимо малой по сравнению с толщиной ферромагнитных слоев. Для простоты было положено, что оба сверхпроводника эквивалентны, и оба ферромагнитных слоя имеют одинаковую толщину a , при этом a намного меньше размеров структуры в плоскости, перпендикулярной оси z . Границы раздела S/F расположены в точках $z = \pm a$. Взаимная ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев может меняться от параллельной к антипараллельной. Гамильтониан системы электронов в F- и S-слоях имеет вид, аналогичный (6) и (7), соответственно.

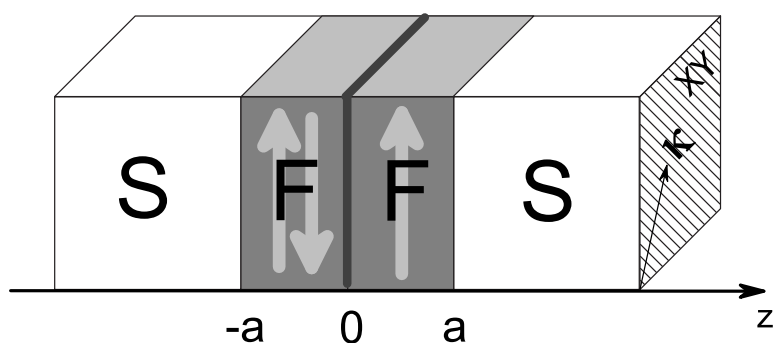


Рис. 6: Рассматриваемая спин-вентильная структура со сверхпроводящими электродами.

Некоторые авторы, изучавшие описанные многослойные системы, указывают на возможное бесконечное увеличение критического тока Джозефсона в таких структурах при некоторых условиях в случае антипараллельной конфигурации намагниченностей ферромагнитных прослоек. Такое увеличение тока они объясняют наличием сингулярности в электронной плотности состояний на уровне Ферми, которое наблюдается в случае равенства обменного поля ферромагнетика локальному значению эффективной энергетической щели, индуцированной в ферромагнетике из-за близости сверхпроводника. Следует отметить, что в большинстве теоретических работ структуры типа S/F/N/F/S изучались в так называемом "грязном" пределе и для небольших значений энергии, то есть с использованием квазиклассических уравнений Узаделя в рамках однозонной модели ферромагнитного металла. Такое приближение не учитывает s-d электронное рассеяние, которое является основным механизмом рассеяния в 3d-металлах, отвечающим за их кинетические свойства и проводимость. Ограничения, связанные с употреблением уравнений Узаделя, были сняты в данной работе. Как и в третьей главе для расчета электронной плотности состояний использовался метод

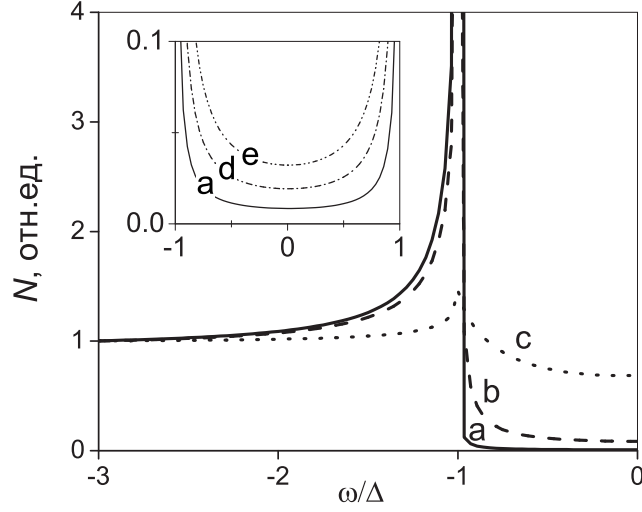


Рис. 7: Энергетическое распределение электронной плотности состояний на границе ферромагнетик/сверхпроводник ($z = -a$) в случае антипараллельной намагниченности соседних ферромагнитных слоев для небольших значений величины обменного поля $h \sim \Delta$, $\Delta = 1.4 \cdot 10^{-3} eV$. а) $a = 7 \text{ \AA}$, $l_{\uparrow} = 500 \text{ \AA}$; б) $a = 7 \text{ \AA}$, $l_{\uparrow} = 100 \text{ \AA}$; в) $a = 7 \text{ \AA}$, $l_{\uparrow} = 10 \text{ \AA}$; г) $a = 15 \text{ \AA}$, $l_{\uparrow} = 500 \text{ \AA}$; д) $a = 25 \text{ \AA}$, $l_{\uparrow} = 500 \text{ \AA}$.

температурных функций Грина в рамках полных уравнений Горькова с учетом двухзонной модели ферромагнетика.

Антипараллельная конфигурация. Результаты, полученные в данной работе для тех же значений величины обменного поля, что и в работах других авторов (которые получили расходимость тока Джозефсона при антипараллельной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев), представлены на рис. 7. Можно видеть, что плотность состояний демонстрирует поведение типа БКШ снаружи от энергетической щели и обычные особенности в точках $\omega = \Delta$. Внутри энергетической щели, хотя плотность состояний и не обращается в ноль, никаких особенностей или пиков тоже не наблюдается. Тот факт, что плотность состояний внутри щели не обращается в ноль (как в обычной теории БКШ) можно объяснить разрушающим действием s-d рассеяния электронов в F-слоях, которое приводит к уменьшению числа куперовских пар. Кривые а, б, в,

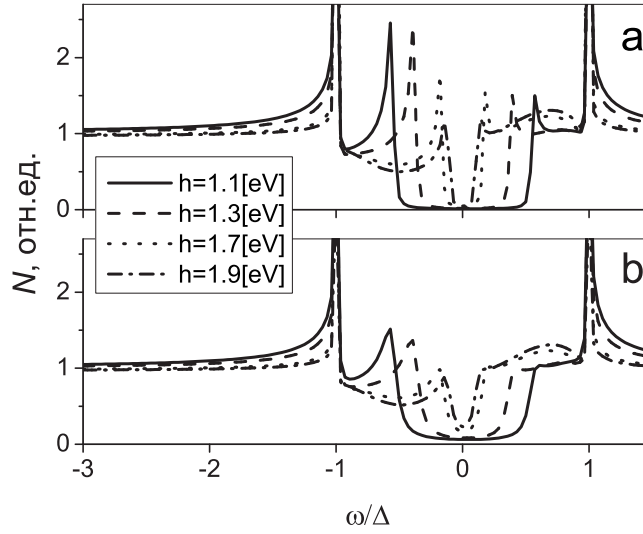


Рис. 8: Энергетическое распределение электронной плотности состояний на границе ферромагнетик/сверхпроводник ($z = -a$) в случае антипараллельной намагниченности соседних ферромагнитных слоев для больших значений величины обменного поля. Импульс Ферми в сверхпроводнике: $k_s = 1 \text{ \AA}^{-1}$. Импульс электрона со спином вверх в ферромагнетике: $k^\uparrow = 1 \text{ \AA}^{-1}$, величина свободного пробега электронов со спином вверх в ферромагнетике (a) $l_\uparrow = 500 \text{ \AA}$, (b) $l_\uparrow = 100 \text{ \AA}$.

построены для различных значений величины свободного пробега $l_{\uparrow(\downarrow)}$ электронов со спином вверх(вниз) в F-слое. В случае небольших величин свободного пробега электронов (т.е. случай сильного s-d рассеяния) провал плотности состояний внутри энергетической щели становится меньше и сама плотность состояний приближается к своему объемному значению в обычном ферромагнитном металле. Вставка на рис. 7 демонстрирует изменение плотности состояний внутри энергетической щели в зависимости от толщины ферромагнитных прослоек a . Для больших значений a плотность состояний принимает значение ближе к нулю, как в объемном сверхпроводнике.

Пики в плотности состояний появляются в случае больших значений обменной энергии в ферромагнетике $h \sim 10^3 \Delta$ (случай сильного ферромагнетизма). Снаружи от щели плотность состояний имеет

обычное БКШ поведение, а внутри щели появляются два симметричных пика (см. рис. 8(a)). Как и в работах других авторов с изменением величины обменного поля они могут быть сдвинуты близко к уровню Ферми ($\omega = 0$), однако в то же самое время, величина их уменьшается, и в точке $\omega = 0$ не наблюдается никакой расходимости. Для меньших значений величин свободного пробега в ферромагнитном слое и для больших величин s-d рассеяния (рис. 8(b)) пики сглаживаются и теряют свою заостренную форму.

И в случае маленьких значений величин обменного поля в ферромагнетике, и в случае больших, плотность состояний не выявляет никаких особенностей на уровне Ферми, что хорошо согласуется с вычисленными ранее зависимостями тока Джозефсона в антипараллельном случае в рассматриваемой структуре.

Параллельная конфигурация. При параллельной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев для небольших значений величины обменного поля $h \sim \Delta$ плотность состояний практически не отличается от антипараллельного случая 7. Однако, для больших значений h , в отличие от антипараллельного случая, имеет место многократное электронное отражение внутри F-слоев, что графически проявляется в наличии нескольких пиков в плотности состояний внутри энергетической щели (см. рис. 9). Этот факт может быть объяснен следующим образом. Антипараллельная конфигурация более предпочтительна для относительно беспрепятственного распространения куперовских пар, электроны в которой имеют противоположно направленные спины. Возможное разрушение куперовской пары в первом ферромагнитном слое как бы компенсируется во втором слое с противоположным направлением

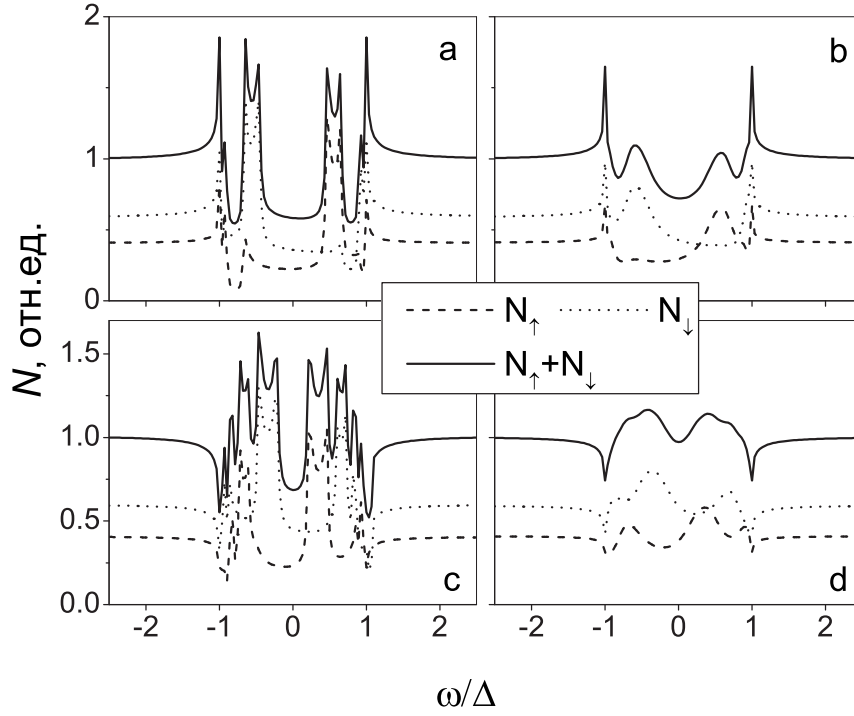


Рис. 9: Энергетическое распределение электронной плотности состояний в точке $z = 0$ в случае параллельной намагниченности соседних ферромагнитных слоев для значений величины обменного поля $h \sim 10^3 \Delta$, $k_s = 1 \text{ \AA}^{-1}$, $k^\uparrow = 1 \text{ \AA}^{-1}$; (а) "0" состояние: $a = 14 \text{ \AA}$, $l_\uparrow = 500 \text{ \AA}$; (б) "0" состояние: $a = 14 \text{ \AA}$, $l_\uparrow = 100 \text{ \AA}$; (с) " π " состояние: $a = 19 \text{ \AA}$, $l_\uparrow = 500 \text{ \AA}$; (д) " π " состояние: $a = 19 \text{ \AA}$, $l_\uparrow = 100 \text{ \AA}$. Сплошная линия соответствует суммарной плотности состояний для электронов со спином вверх и со спином вниз: $N_\uparrow + N_\downarrow$.

магнитного момента и инверсной заполненностью уровней со спином вверх и со спином вниз. Тогда как в параллельном случае для больших величин обменного поля $h \gg \Delta$, когда энергии электронов со спином вверх и со спином вниз значительно отличаются, только один электрон из пары, чья энергия имеет близкие значения в S- и F-слое, может перемещаться относительно свободно. Таким образом, первоначальная пара легко разрушается и имеют место многократные отражения, аналогичные отражениям в потенциальной яме.

Энергетические зависимости электронной плотности состояний в параллельном случае (рис. 9) построены для различных величин

свободного пробега электронов. Для увеличивающихся значений величины s-d рассеяния электронов в F-слоях многочисленные неровности сглаживаются. Из-за осцилляций сверхпроводящего ПП, наведенного в F-слоях, в "π" состоянии форма плотности состояний как бы переворачивается относительно нормального "0" состояния. Вместо обычного БКШ поведения с пиками в точках $\omega = \pm\Delta$, плотность состояний имеет впадины при тех же самых значениях энергии. В работе ряда авторов полученные знакопеременные зависимости тока Джозефсона от толщины ферромагнитных слоев в параллельной конфигурации свидетельствуют о наличии так называемых "0" и "π" состояний. Этот факт подтвержден выполненным в диссертации расчетом энергетической зависимости плотности состояний при некоторых фиксированных толщинах ферромагнитных слоев.

В рассмотренной модели не наблюдается расходимости плотности состояний на уровне Ферми для низких температур, что позволяет сделать вывод о подавлении любой расходимости тока мощным механизмом s-d электронного рассеяния.

В пятой главе в рамках теории фазовых переходов Ландау рассматривается модель магнитного геликоида в приложенном внешнем поле в присутствии точечного дефекта. Функционал свободной энергии такой системы записывается как

$$F = \frac{n\theta}{M_S^2} \int \left(\tau \mathbf{M}^2 + \frac{b}{2} \mathbf{M}^4 + a^2 (\nabla M_x)^2 + a^2 (\nabla M_y)^2 + a^2 (\nabla M_z)^2 + \right. \\ \left. + \lambda \mathbf{M} \cdot \text{rot} \mathbf{M} - \gamma \mathbf{M}^2 \delta(r) - H M_z \right) d^3 \mathbf{r}, \quad (8)$$

где величина θ порядка температуры магнитного фазового перехода T_{C0} , n - плотность магнитных моментов, M_S - намагниченность насыщения при нулевой температуре, H - внешнее магнитное поле, $\tau = (T - T_{C0})/T_{C0}$. Два первых члена в выражении для свободной энергии

представляют собой разложение вблизи точки Кюри по степеням вектора намагниченности \mathbf{M} , играющего роль параметра порядка в общей теории фазовых переходов второго рода. Отметим, что T_{C0} - критическая температура ферромагнитного перехода в отсутствие члена $\sim \mathbf{M} \cdot \text{rot}\mathbf{M}$. С учетом этого члена переход в геликоидальную магнитную структуру происходит при температуре T_C выше, чем температура ферромагнитного перехода, то есть $(T_C - T_{C0})/T_{C0} = \tau_0 = (\lambda/2a)^2$. В кубическом кристалле без центра инверсии наличие малого линейного по производным члена $\sim \lambda \mathbf{M} \cdot \text{rot}\mathbf{M}$ в выражении для свободной энергии приводит к возникновению геликоидальной магнитной сверхструктуры, налагающейся на основную ферромагнитную структуру. Знак параметра λ в данном веществе определяет энергетически выгодное направление вращения вектора \mathbf{M} в нем. Член, пропорциональный $-\gamma \mathbf{M}^2 \delta(\mathbf{r})$, описывает локальное увеличение температуры магнитного перехода вблизи точечного дефекта. Коэффициент магнитной жесткости a по порядку величины сравним с межатомными расстояниями.

Равновесное состояние системы определяется решением системы дифференциальных уравнений Эйлера, минимизирующих функционал энергии (8):

$$\begin{pmatrix} \widehat{\Delta}_{zz} - \tau & \widehat{L}_{z\rho} & \widehat{L}_{z\phi} \\ \widehat{L}_{\rho z} & \widehat{\Delta}_{\rho\rho} - \tau & \widehat{L}_{\rho\phi} \\ \widehat{L}_{\phi z} & \widehat{L}_{\phi\rho} & \widehat{\Delta}_{\phi\phi} - \tau \end{pmatrix} \Big|_{\vec{r}} \begin{pmatrix} M^{\star z}(\vec{r}') \\ M^\rho(\vec{r}') \\ M^\phi(\vec{r}') \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f^z(\vec{r}) \\ f^\rho(\vec{r}) \\ f^\phi(\vec{r}) \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Здесь введены цилиндрические координаты для пространственной переменной $\vec{r} = (z, \rho \cos\phi, \rho \sin\phi)$, $\widehat{\Delta}_{zz} = \Delta$, $\widehat{\Delta}_{\rho\rho} = \Delta - \frac{1}{\rho^2}$, $\widehat{\Delta}_{\phi\phi} = \Delta - \frac{1}{\rho^2}$, Δ - лапласиан, записанный в цилиндрических координатах. Компоненты оператора \widehat{L}_{ij} равны, соответственно,

$$\widehat{L}_{z\rho} = -\widehat{L}_{\rho z} = \frac{\lambda}{\rho} \frac{\partial}{\partial \phi}, \quad \widehat{L}_{\rho\phi} = -\widehat{L}_{\phi\rho} = \lambda \frac{\partial}{\partial z} - \frac{2}{\rho^2} \frac{\partial}{\partial \phi}, \quad \widehat{L}_{\phi z} = -\widehat{L}_{z\phi} - \frac{\lambda}{\rho^2} = \lambda \frac{\partial}{\partial \rho}.$$

В правую часть уравнения входят функции

$$f^z(\mathbf{r}) = -C \frac{\delta(\rho)\delta(z)}{2\pi\rho} + bM^{\star z} \cdot \mathbf{M}^2, \quad f^\rho(\mathbf{r}) = bM^\rho \cdot \mathbf{M}^2, \quad f^\phi(\mathbf{r}) = bM^\phi \cdot \mathbf{M}^2.$$

Здесь $C = \gamma(M_{(z=0,\rho=0)}^z + \frac{H}{2\tau})$, $M^{\star z}$ - разница между полным магнитным моментом M^z в направлении z и его однородной пространственной частью $\frac{H}{2\tau}$: $M^{\star z} = M^z - \frac{H}{2\tau}$. Магнитный момент дефекта направлен вдоль оси z .

Уравнения (9) сложно решить аналитически, поэтому использовалась следующая процедура – сначала были найдены собственные функции и собственные значения системы уравнений (9) с нулевой правой частью и составлены гриновские функции системы. Формальное решение системы уравнений (9) имеет вид:

$$M^i(\vec{r}_1) = \sum_j \int d\vec{r}_2 G^{ij}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) f^j(\vec{r}_2).$$

Однако в функции f входят неизвестные M^j , поэтому данное интегральное уравнение решалось методом итераций.

На рис. 10 показан результат численного расчета эволюции магнитной структуры при включении внешнего магнитного поля. Магнитное поле приложено вдоль оси z . Можно видеть, что степень завихренности увеличивается с увеличением поля (рисунки а, б, в, г расположены в порядке возрастания значения магнитного поля: $H_a < H_b < H_c < H_d$), при этом в образовании вихревой структуры за счет обменного взаимодействия с соседями начинают участвовать все более удаленные от дефекта магнитные моменты.

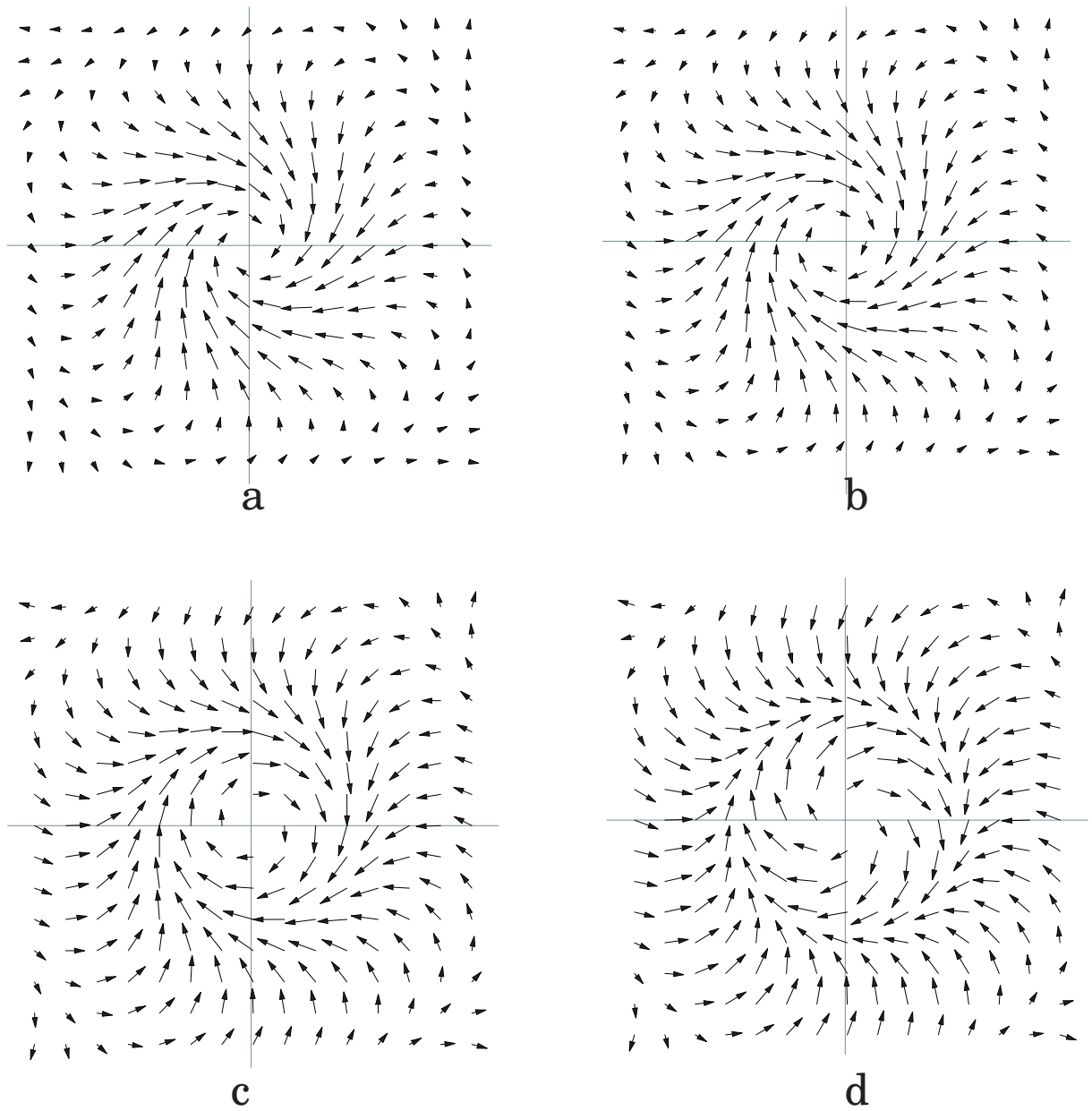


Рис. 10: Распределение вектора намагниченности в плоскости, перпендикулярной оси z геликоида в приложенном внешнем магнитном поле ($z = z_1 - z_2 = 2\pi$). $H_a : H_b : H_c : H_d = 3 : 4 : 5 : 6$.

В приложении А приведены коэффициенты, входящие в выражения для гриновских функций двухслойной F/S структуры (гл. 3).

В приложении В приведены коэффициенты, входящие в выражения для гриновских функций в ферромагнитных слоях спин-вентильной структуры со сверхпроводящими электродами (гл. 4).

В заключении сформулированы основные результаты диссертации.

Основное содержание работы изложено в следующих публикациях:

1. Буздин А. И., Ведяев А. В., Гусакова Д. Ю., Котельникова О. А. Подавление сверхпроводимости в сплавах переходных металлов. // Вестн. Моск. Ун-та. Сер. 3 "Физика. Астрономия". – 2003.– Т. 1. – С. 36-39.

2. Buzdin A., Gusakova D., Kotel'nikova O., Vedyayev A. The suppression of superconductivity in alloys of s-d metals. // Moscow International Symposium on Magnetism.– Moscow. – June. - 2002. – Books of abstracts 21PO2-08. – P.63.

3. Ведяев А. В., Буздин А. И., Гусакова Д. Ю., Котельникова О.А. Влияние s-d рассеяния на плотность электронных состояний в структуре ферромагнетик-сверхпроводник // II-Байкальская международная конференция "Магнитные Материалы". – Иркутск. – Сентябрь. – 2003. – Тезисы. –С. 37-38.

4. Ведяев А. В., Буздин А. И., Гусакова Д. Ю., Котельникова О.А. Плотность электронных состояний в структуре ферромагнетик/сверхпроводник с учетом s-d рассеяния электронов. // XXX Международная зимняя школа физиков-теоретиков "Коуровка-2004". Челябинск-Екатеринбург. – Февраль. – 2004. – Тезисы 41-А. – С. 41.

5. Гусакова Д. Ю., Пугач Н. Г. Изучение свойств ферромагнитных сэндвичей со сверхпроводящими контактами // Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам "Ломоносов-2004", секция "Физика", сборник тезисов. – Москва: физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова. – Апрель. – 2004. – Тезисы. – С. 269-270.

6. Vedyayev A., Buzdin A., Gusakova D., Kotel'nikova O. Influence of s-d scattering on the electron density of states in ferromagnet/ superconductor bilayer // Joint European Magnetic Symposia. – Dresden. Germany. – September. – 2004. – Books of abstracts AS-09. – P. 48.

7. Vedyayev A.V., Ryzhanova N. V., Gusakova D. Yu., Pugach N. G., Lacroix. C. Spin-valve ferromagnetic sandwiches with superconducting electrodes. // Joint European Magnetic Symposia.– Dresden. Germany. – September. – 2004. – Books of abstracts AS-95. – P. 39.

8. Ведяев А. В., Гусакова Д.Ю., Пугач Н.Г., Рыжанова Н.В. Свойства джозефсоновского контакта со спин-вентильной прослойкой. // Школа-семинар Новые Магнитные Материалы Микроэлектроники XIX. – Москва. – Июнь. – 2004.– Тезисы ВЮ-18. – P. 677-678.

9. Гусакова Д. Ю., Ведяев А. В., Котельникова О. А., Буздин А. И. Распределение вектора намагниченности в геликоидальной структуре с точечным дефектом // ЖЭТФ – 2004. – Т. 126, Вып. 6(12). – С.1-7.

10. Gusakova D., Vedyayev A., Kotelnikova O, Ryzhanova N, Buzdin A. Influence of s-d scattering on the electron density of states in ferromagnet/superconductor bilayer. // arXiv: cond-mat/0401037 (2004)

11. Gusakova D., Vedyayev A., Kotel'nikova O., Ryzhanova N. Density of states in spin-valve structure with superconducting electrodes. // arXiv: cond-mat/0411470 (2004)