

Федеральное агентство научных организаций РФ  
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского  
Казанского научного центра Российской академии наук

На правах рукописи

Камашев Андрей Андреевич

**Экспериментальное исследование роли  
триплетного спаривания в эффекте  
сверхпроводящего спинового клапана**

01.04.11 – физика магнитных явлений

**ДИССЕРТАЦИЯ**

на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук,  
профессор Гарифуллин И. А.

Казань – 2016

# Содержание

<b>Введение</b> . . . . .	4
<b>Глава 1. Методика эксперимента</b> . . . . .	33
1.1. Приготовление образцов . . . . .	33
1.2. Характеризация магнитных свойств методом SQUID-магнито- метрии . . . . .	41
1.3. Характеризация сверхпроводящих свойств . . . . .	47
<b>Глава 2. Стабилизация сверхпроводящих свойств образцов спи-         нового клапана <math>\text{CoO}_x/\text{Fe1}/\text{Cu}/\text{Fe2}/\text{Pb}</math></b> . . . . .	56
2.1. Образцы . . . . .	56
2.2. Характеризация магнитных и сверхпроводящих свойств . . . . .	61
2.3. Эффект сверхпроводящего спинового клапана . . . . .	68
<b>Глава 3. Триpletная сверхпроводимость в образцах спинового         клапана <math>\text{CoO}_x/\text{Fe1}/\text{Cu}/\text{Fe2}/\text{Cu}/\text{Pb}</math></b> . . . . .	82
3.1. Образцы . . . . .	83
3.2. Экспериментальные результаты . . . . .	84
3.3. Обсуждение экспериментальных результатов . . . . .	89
<b>Глава 4. Исследование эффекта сверхпроводящего спиново-         го клапана и tripletной сверхпроводимости в образцах         <math>\text{CoO}_x/\text{Py1}/\text{Cu}/\text{Py2}/\text{Cu}/\text{Pb}</math></b> . . . . .	99
4.1. Образцы . . . . .	100
4.2. Экспериментальные данные . . . . .	105
4.3. Обсуждение экспериментальных результатов . . . . .	120

<b>Заключение</b> . . . . .	125
<b>Литература</b> . . . . .	127
Список публикаций автора . . . . .	141

# Введение [А1-А3]

**Актуальность темы.** Исследования взаимодействия двух антагонистических явлений — сверхпроводимости и ферромагнетизма — проводятся с середины 60-х годов XX века. Противоположность этих явлений, заключается в том, что ферромагнетизм предполагает параллельную (P) ориентацию спинов, а сверхпроводимость — антипараллельную (AP), так как спины электронов, входящих в куперовскую пару, противоположно направлены. Изначально взаимодействие этих двух явлений изучалось в интерметаллических соединениях и сплавах. Эта область исследований до сих пор вызывает большой интерес (см., например, [1, 2] и обзор [3]). В связи с произошедшим в последнее время технологическим прогрессом в приготовлении высококачественных тонкопленочных слоистых металлических пленок (мультислоев) и сверхрешеток (монокристаллических слоистых структур) (см., например, обзор [4]) вектор исследований был смещен в сторону искусственно созданных многослойных гетероструктур (см., например, обзоры [5–14]). Интерес к структурам, состоящим из ферромагнитных и сверхпроводящих слоев, связан с тем, что в них сверхпроводимость (С) и ферромагнетизм (Ф) пространственно разнесены. Эффекты, которые наблюдаются в таких структурах, получили название эффекта близости сверхпроводник/ферромагнетик (С/Ф)<sup>1</sup>. обменное взаимодействие между спинами локализованных моментов и электронов проводимости  $H = -J(\bar{S}\bar{\sigma})$ , где  $J$  - обмен-

---

<sup>1</sup> Вообще говоря, эффект близости заключается в следующем. Если привести в соприкосновение два материала с различными свойствами, то вблизи границы раздела этих материалов их свойства перемешиваются. В случае, когда эти два материала не ограничены в пространстве, свойства такого образца определяются свойствами каждого из этих материалов в отдельности. При достаточно малых толщинах слоев их свойства подвергаются модификации. Именно этот эффект взаимного изменения свойств слоев, находящихся в контакте, и называют эффектом близости. Если эти слои являются ферромагнетиком и сверхпроводником, то это и есть эффект близости С/Ф.

ный интеграл взаимодействия спинов электронов проводимости и локализованных моментов,  $\bar{S}$  - спин локализованных электронов,  $\bar{\sigma}$  - спин электронов проводимости, в ферромагнетике обычно намного превышает энергию связи электронов в куперовской паре. Это приводит к сильному разрушению куперовских пар под влиянием обменного взаимодействия. Как следствие этого, куперовские пары проникают из С-слоя в Ф-слой лишь на малую глубину, которая в теории эффекта близости С/Ф, ассоциируется с глубиной проникновения куперовских пар в Ф-слой [15–17],  $\xi_h = \sqrt{\hbar D_F / h}$ , где  $D_F$  - диффузионная константа электронов в ферромагнетике,  $h$  - обменное поле, действующее в ферромагнетике. Для чистого железа  $\xi_h \sim 0.8$  нм (см., например, [18]). Обменное поле разрушает куперовские пары в Ф-слое и придает им конечный импульс. Ввиду этого амплитуда их волновой функции в Ф-слое экспоненциально спадает и пространственно осциллирует [10, 11, 19]. В тонкопленочных гетероструктурах С/Ф были обнаружены различные физические эффекты, связанные с влиянием ферромагнетизма на сверхпроводимость, такие как немонотонная зависимость температуры перехода в сверхпроводящее состояние ( $T_c$ ) от толщины Ф-слоя [18, 20, 21], эффект спинового экранирования, Джозефсоновская  $\pi$ -связь для систем С/Ф/С (см., например, [22–32] и обзор [10]) и др.

Теоретически было предсказано, что и сверхпроводимость влияет на ферромагнитный порядок. При определенных условиях в двухслойных структурах С/Ф под воздействием сверхпроводимости может возникнуть так называемое криптоферромагнитное состояние в Ф-слое, представляющее собой ферромагнитное состояние в областях размером меньше длины когерентности сверхпроводника, находящихся в контакте с Ф-слоем [8, 33, 34]. Такого рода магнитное упорядочение не оказывает такого же сильного разрушающего влияния на сверхпроводимость, как ферромагнетизм. Это связано с тем, что на куперовские пары действует усредненное значение обменного поля. Экспери-

ментальное подтверждение этого было получено при исследовании структуры  $V/Pd_{1-x}Fe_x$  [35]. Еще одним ярким примером влияния сверхпроводимости на ферромагнетизм в тонких гетероструктурах является эффект спинового экранирования или обратный эффект близости. В теоретических расчетах [36, 37] было продемонстрировано, что в  $S/\Phi$  системах при температурах ниже  $T_c$  в  $S$ -слое вблизи границы раздела  $S/\Phi$  возникает спиновая поляризация с направлением, которое противоположно направлению намагниченности  $\Phi$ -слоя. Физику данного эффекта можно понять следующим образом. Рассмотрим двухслойную систему  $S/\Phi$  с толщиной слоя ферромагнетика порядка глубины проникновения куперовских пар в  $\Phi$ -слой ( $\xi_h$ ). Обменное поле направляет спины электронов проводимости в  $\Phi$ -слое преимущественно в одном направлении. Если один из электронов куперовской пары находится в  $\Phi$ -слое, то его спин оказывается ориентированным вдоль направления, заданного направлением намагниченности ферромагнетика. При этом, спин второго электрона куперовской пары, который располагается в  $S$ -слое, должен быть ориентирован против данного направления, из-за условия антипараллельности спинов электронов, входящих в куперовскую пару. Вследствие этого, в  $S$ -слое возникает поляризация спинов электронов проводимости с направлением, противоположным намагниченности  $\Phi$ -слоя. Глубина проникновения спиновой поляризации в  $S$ -слой определяется длиной когерентности куперовских пар в  $S$ -слое ( $\xi_S$ ). Экспериментальное подтверждение этого явления было получено в системах  $Pd_{1-x}Fe_x/V/Pd_{1-x}Fe_x$  и  $Ni/V/Ni$  [38–40].

В случае интерметаллических соединений наблюдается мощное подавление сверхпроводимости ферромагнитным порядком [3]. В этой связи, можно предположить, что удобным объектом исследования выступают искусственно приготовленные тонкопленочные гетероструктуры, в которых сверхпроводимость и ферромагнетизм пространственно разнесены. Для того чтобы грубо оценить, насколько сильно должна подавляться сверхпроводимость, рассмот-

рим двухслойную структуру С/Ф в куперовском пределе, то есть в том случае, когда толщины слоев сверхпроводника ( $d_S$ ) и ферромагнетика ( $d_F$ ) меньше, чем соответствующие длина когерентности  $\xi_S$  и глубина проникновения  $\xi_h$ . Это означает, что толщины обоих слоев будут задействованы в рассматриваемом процессе. Пусть граница раздела С/Ф обладает абсолютной прозрачностью, то есть куперовские пары свободно проникают в ферромагнетик и выходят из него. Эти условия позволяют записать выражение для эффективного обменного поля, усредненного по всему образцу:

$$H_{ex}^{eff} = \frac{H_{ex}d_F + 0 \cdot d_S}{d_S + d_F} \simeq H_{ex} \frac{d_F}{d_S}. \quad (1)$$

Отсюда, можно оценить толщину ферромагнитного слоя, при которой сверхпроводимость в структуре С/Ф будет полностью подавлена. На спины электронов, входящих в куперовскую пару, действует эффективное обменное поле  $H_{ex}^{eff}$ , в котором они приобретают зеемановскую энергию  $g\mu_B H_{ex}^{eff}$ . Сверхпроводимость будет полностью подавлена в том случае, когда эта энергия достигнет энергии связи в куперовских парах  $\Delta$ :

$$\Delta = g\mu_B H_{ex}^{eff} = g\mu_B H_{ex} \frac{d_S}{d_F}. \quad (2)$$

Пусть, в качестве слоя ферромагнетика выступает железо (Fe), а в качестве сверхпроводника свинец (Pb). Температура перехода в сверхпроводящее состояние для Pb  $T_c \sim 7.2$  К, что соответствует  $\Delta \sim 1.7 \cdot 10^{-15}$  эрг, поскольку в соответствии с микроскопической теорией сверхпроводимости Бардина-Купера-Шриффера (БКШ) [41–43])  $\Delta = 1.75 \cdot k_B T_c$ , где  $k_B$  - постоянная Больцмана. Это означает, что при толщине слоя железа  $d_F \sim 1.7 \cdot 10^{-3} \cdot d_S$  сверхпроводимость в такой структуре будет полностью подавлена. Такая оценка показывает, что одного монослоя железа достаточно, чтобы полностью подавить сверхпроводимость в слое свинца толщиной  $\sim 650$  Å. Таким образом, сверхпроводимость должна сильно подавляться ферромагнетизмом. Однако,

на самом деле этого не происходит. Это связано со следующими причинами. Первая причина - это ограничение квантово-механической прозрачности границы раздела С/Ф для электронов проводимости. Зона проводимости в ферромагнетике расщеплена. Это означает, что электроны проводимости со спином вверх и со спином вниз имеют различные энергии и соответственно импульсы. Из квантовой механики известно, что коэффициент прохождения электронов через границу раздела двух металлов пропорционален квадрату разности фермиевских импульсов. В случае границы С/Ф даже, когда импульс одного электрона куперовской пары совпадает с одним из импульсов в ферромагнетике, импульс другого электрона с противоположным направлением спина обязательно не совпадет. Вторая причина - отсутствие гибридизации зон проводимости Ф- и С- металлов, как, например, в системе Fe/Pb [18]. Третья причина - это то, что в некоторых мультислойных системах, например, в системе Fe/Nb [44], на границе раздела между слоями Fe и Nb образуется промежуточный слой. Этот слой возникает из-за взаимной диффузии металлов. Таким образом, сверхпроводящий слой не имеет прямого контакта с ферромагнетиком.

При исследовании эффекта близости С/Ф в тонкопленочных гетероструктурах была обнаружена осцилляционная зависимость температуры сверхпроводящего перехода от толщины ферромагнитного слоя при фиксированной толщине сверхпроводящего слоя. Существует несколько причин осцилляции  $T_c$ .

Первая причина - Джозефсоновская  $\pi$ -связь в С/Ф/С структурах, возникающая вследствие того, что амплитуда волновой функции куперовских пар осциллирует в Ф-слое. При определенных толщинах ферромагнетика сверхпроводящая парная функция может иметь разность фаз на границе обеих поверхностях Ф-слоя, равную  $\pi$  [16, 22, 28, 45]. Радович и др. [16] показали, что система с  $\pi$ -связью может обладать более высокой  $T_c$ , чем система с



нулевой разницей фаз.

Вторая причина - взаимная диффузия атомов соседних слоев через границу С/Ф. Диффузия приводит к формированию промежуточного слоя между ферромагнетиком и сверхпроводником, свойства этого слоя зависят от толщины ферромагнетика. В связи с этим, влияние этого слоя на температуру перехода в сверхпроводящее состояние становится немонотонным. Мюге и др. [44, 46, 47] провели исследование трехслойной тонкопленочной гетероструктуры Fe/Nb/Fe. Образцы были приготовлены методом радиочастотного распыления. Для данной структуры наблюдалось немонотонное поведение  $T_c$  от толщины слоя Fe  $d_{Fe}$  при различных фиксированных толщинах слоя Nb  $d_{Nb}$ . В результате детального анализа магнитных и сверхпроводящих свойств данных образцов Мюге и др. [44, 46, 47] сделали вывод, что немонотонное поведение  $T_c$  невозможно объяснить реализацией  $\pi$ -связи, поскольку в структуре исследованных образцов имелся лишь один сверхпроводящий слой, а для реализации  $\pi$ -связи необходимо, как минимум, два С-слоя.

Третья причина осцилляции  $T_c$  - реализация аналога состояния Ларкина-Овчинникова-Фульде-Феррелла (ЛОФФ) [48, 49]. Данная теоретическая модель предполагала возникновение в массивных образцах неоднородного сверхпроводящего состояния. Для искусственно приготовленных многослойных тонкопленочных систем, в которых сверхпроводимость и ферромагнетизм пространственно разнесены, обменное поле приводит к пространственной осцилляции амплитуды парной волновой функции куперовской пары в Ф-слое. Это связано с тем, что при проникновении куперовской пары из С-слоя (где импульсы электронов, составляющих куперовскую пару, равны) в Ф-слой импульсы этих электронов различаются, вследствие того, что электроны пары попадают в различные подзоны в зоне проводимости (подзоны со спином вверх и спином вниз). Возникновение такого состояния в сверхрешетках С/Ф было, в частности, теоретически предсказано Буздиным и др. в

работах [16, 17]. Теория для двухслойных систем С/Ф, в которых осцилляции  $T_c$  не связаны с установлением  $\pi$ -связи, была разработана Ю. Н. Прошиным и М. Г. Хусаиновым в работах [50–52], а также независимо от них Л. Р. Тагировым [18, 53]. Качественное представление физики данного явления изложено Демлером и др. в работе [19]. Таким образом, многие вопросы, связанные с эффектом близости С/Ф, были успешно разрешены.

В 1997 году группа профессора Бисли из Стэнфордского университета [54] предложила теоретическую модель спинового клапана, основанную на том, что степень разрушения куперовских пар в С/Ф системах, зависит от взаимной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев в структуре Ф1/Ф2/С. Таким образом, подавление сверхпроводимости в такой структуре могло бы осуществляться контролируемым путем. При этом по версии работы [54] значение температуры перехода в сверхпроводящее состояние при антипараллельной (AP) ориентации намагниченностей  $T_c^{AP}$  оказывается выше, чем при параллельной (P) ориентации  $T_c^P$ . Физический смысл данного явления основывается на эффекте близости С/Ф и состоит в том, что среднее значение обменного поля, которое действует на куперовские пары в ферромагнитной части системы меньше для антипараллельной ориентации, чем для параллельной ориентации. Исторически первые экспериментальные работы, посвященные реализации переключающего устройства на основе тонкопленочных структур, состоящих из С- и Ф- слоев, были опубликованы Deutscher и Meunier [55], а также Clinton и Johnson [56–59]. Последние предложили сверхпроводящий клапан, в котором подавление сверхпроводимости осуществляется благодаря дипольным магнитным полям, формируемым на краях ферромагнитных пленок. Однако эти устройства не имеют никакого отношения к эффекту близости С/Ф.

Другой возможный вариант сверхпроводящего спинового клапана, основанный на эффекте близости С/Ф, был предложен теоретически Тагировым

[60] и Буздиным и др. [61, 62] в 1999 г. Это конструкция несколько отличалась от первой [54], и предполагала трехслойную систему  $\Phi 1 / C / \Phi 2$ . Был опубликован целый ряд экспериментальных работ (см., например, [63–70]), в которых наблюдался эффект спинового клапана в структурах  $\Phi 1 / C / \Phi 2$ . Однако, величина эффекта  $\Delta T_c = T_c^{AP} - T_c^P$  во всех экспериментальных работах была меньше ширины перехода в сверхпроводящее состояние  $\delta T_c$  (см., например, Рис. 1).

Таким образом, достичь полного переключения между нормальным и сверхпроводящим состояниями так и не удалось. Большой интерес в данной области физики вызван не только фундаментальным значением исследований, но и возможным практическим применением для будущих нужд спинтроники. Все это говорит об актуальности исследований в этом направлении.

Относительно недавно в работах [71] и [72] были получены данные, которые утверждают, что конструкция  $\Phi 1 / \Phi 2 / C$  является перспективнее, чем  $\Phi 1 / C / \Phi 2$ . Образцы представляли собой многослойную гетероструктуру из пленки ванадия V, находящегося в контакте со сверхрешеткой  $[\text{Fe}_2\text{V}_{11}]_{20}$  с антиферромагнитно связанными слоями железа Fe через слои ванадия V определенной толщины. Рассматривалась последовательность, состоящая из двух атомных слоев Fe и одиннадцати атомных слоев V, повторенная двадцать раз, которая находилась в контакте с толстым слоем ванадия, способным переходить в сверхпроводящее состояние. Магнитной частью образцов служила сверхрешетка  $[\text{Fe}_2\text{V}_{11}]_{20}$  из-за ряда технических преимуществ по сравнению с классической трехслойной структурой  $\Phi 1 / C / \Phi 2$ . Одним из таких преимуществ выступает высококачественная граница раздела Fe/V и, как следствие, отсутствие диффузии на границах слоев. С другой стороны, в такой структуре существует серьезный недостаток - высокое значение магнитного поля  $H_{sat} = 6$  кЭ, которое необходимо, чтобы в сверхрешетке AP ориентацию намагниченностей слоев железа перевести в P ориентацию. В

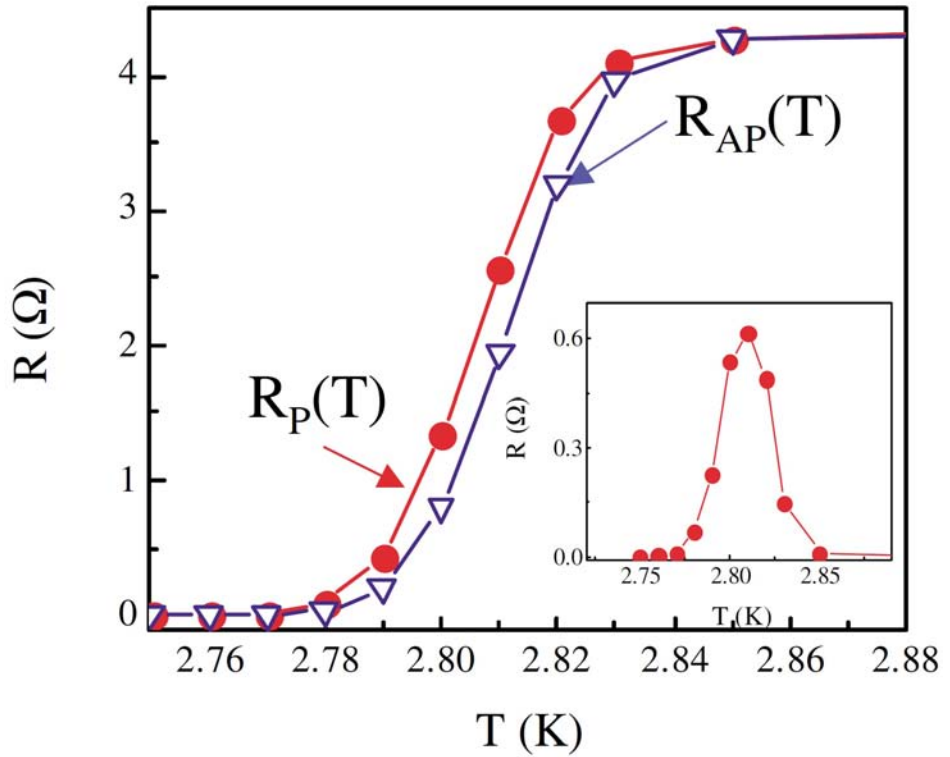


Рис. 1. Сверхпроводящие переходы образца  $\text{Pu}(4 \text{ нм})/\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}(5 \text{ нм})/\text{Nb}(18 \text{ нм})/\text{CuNi}(5 \text{ нм})/\text{Pu}(4 \text{ нм})/\text{FeMn}(6 \text{ нм})$  в P и AP ориентациях намагниченностей ферромагнитных слоев в поле  $H = \pm 300 \text{ Ое}$ . Величина эффекта  $\Delta T_c \sim 10 \text{ мК}$ , ширины сверхпроводящих переходов  $\delta T_c \sim 50 \text{ мК}$ . На вставке изображена кривая  $\Delta R(T) = R_P(T) - R_{AP}(T)$  [63].

данном устройстве переключение между параллельной и антипараллельной ориентациями намагниченностей возможно при приложении магнитного поля  $+6$  кЭ, что не позволяет осуществить мгновенное переключение. Вместе с тем, детальный анализ температурной зависимости критического поля для такой системы показал (см. Рис. 2), что потенциально величина эффекта сверхпроводящего спинового клапана может достигать значения 200 мК, при ширине перехода 100 мК.

После анализа данных, полученных для двух различных теоретически предложенных конструкций [54, 60], основным объектом исследований нашей группы была выбрана конструкция клапана  $\Phi 1/\Phi 2/C$  [54], поскольку она представлялась более перспективной для экспериментальной реализации сверхпроводящего спинового клапана, чем конструкция  $\Phi 1/C/\Phi 2$  [60].

Впервые полный эффект переключения спинового клапана из сверхпроводящего состояния в нормальное и наоборот был экспериментально реализован в системе  $CoO_x/Fe1/Cu/Fe2/In$  в 2010 году нашей группой [73]. Была изучена серия образцов  $CoO_x(4 \text{ нм})/Fe1(d_{Fe1})/Cu(4 \text{ нм})/Fe2(d_{Fe2})/In(230 \text{ нм})$  с варьируемыми толщинами слоев Fe1 и Fe2,  $d_{Fe1} = 2.4, 2.9, 2.6$  нм и  $d_{Fe2} = 0.5, 0.6, 2.6$  нм соответственно. Наиболее интересный результат был получен для образца  $CoO_x/Fe1(2.4 \text{ нм})/Cu(4 \text{ нм})/Fe2(0.5 \text{ нм})/In(230 \text{ нм})$ , где величина эффекта составляла  $\Delta T_c = 19$  мК при ширине сверхпроводящего перехода 7 мК. Это позволило впервые экспериментально продемонстрировать полное включение/выключение сверхпроводящего тока, благодаря эффекту сверхпроводящего спинового клапана (см. Рис. 3).

В 2011 году была опубликована статья [74], посвященная детальному исследованию зависимости величины эффекта сверхпроводящего спинового клапана  $\Delta T_c$  от толщины  $d_{Fe2}$  для систем сверхпроводящего спинового клапана  $CoO_x/Fe1/Cu/Fe2(d_{Fe2})/In$ . В этой работе было экспериментально установлено, что величина эффекта  $\Delta T_c$  осциллирует с изменением знака при изме-

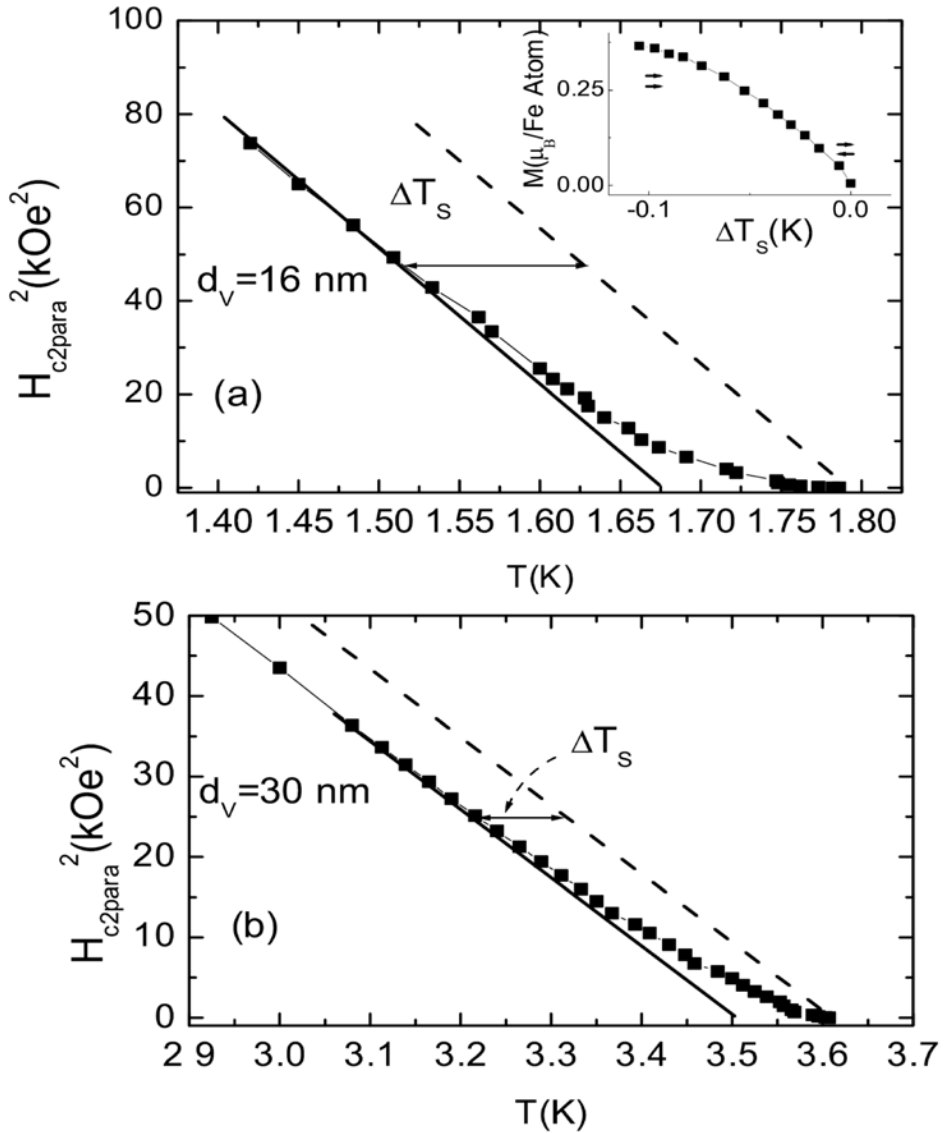


Рис. 2. Зависимость квадрата критического поля в параллельной ориентации от температуры для образцов  $[\text{Fe}_2\text{V}_{11}]_{20}/\text{V}(16\text{nm})$  (a) и  $[\text{Fe}_2\text{V}_{11}]_{20}/\text{V}(30\text{nm})$  (b). В соответствии с теорией температурная зависимость верхнего критического поля в параллельной ориентации поля относительно тонкой пленки описывается законом  $H_c^{par} \sim (T - T_c)^{1/2}$ . Сплошная линия - экстраполяция температурной зависимости для высоких полей, а штриховая линия ожидаемая теоретическая кривая, если намагниченность сверхрешетки не меняется.

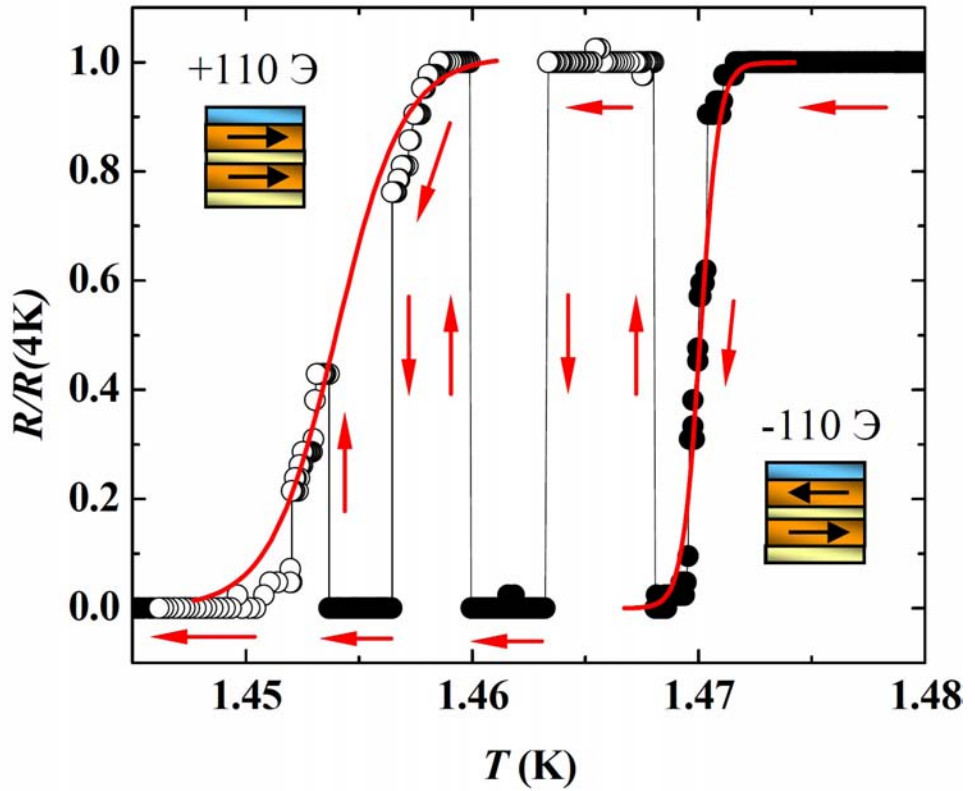


Рис. 3. Переключение между нормальным и сверхпроводящим состояниями в образце сверхпроводящего спинового клапана  $\text{CoO}_x/\text{Fe1}(2.4 \text{ нм})/\text{Cu}(4 \text{ нм})/\text{Fe2}(0.5 \text{ нм})/\text{In}(230 \text{ нм})$  в процессе медленного охлаждения. Магнитное поле параллельное плоскости образца переключалось между значениями  $H_0 = -110 \text{ Э}$  (●) и  $H_0 = +110 \text{ Э}$  (○) [73].

нении толщины слоя Fe2 (см. Рис. 4). Физический смысл этого явления связан с квантовой интерференцией парных волновых функций, отраженных от границы раздела С/Ф и внешней границы Ф-слоя [75]. Таким образом, не всегда AP конфигурация намагниченностей Ф-слоев является предпочтительной для сверхпроводимости, как это предполагалось в работе Oh и др. [54]. Структура изученных образцов была такова, что слой Fe1 значительно превышал  $\xi_h$ . С точки зрения теории это означает, что слой Fe1 бесконечно толстый.

Недавно [76] было показано, что аккуратный анализ процессов, происходящих при проникновении куперовской пары из С-слоя в Ф-слой, предсказывает генерацию триплетной компоненты в сверхпроводящем конденсате в Ф-слое. В однородном ферромагнетике эта компонента имеет нулевую проекцию спина на ось квантования ( $S_z = 0$ ). При исследовании транспортных свойств мы не можем экспериментально обнаружить триплетную компоненту с нулевым спином вследствие того, что она проникает в Ф-слой на такую же малую глубину, как и синглетная компонента сверхпроводящего конденсата. Однако, при наличии магнитных неоднородностей полный спин куперовской пары  $S_z = \pm 1$  [76], и ее можно зафиксировать по аномально глубокому проникновению сверхпроводящего конденсата в ферромагнетик. Эта компонента также появляется в системах Ф1/Ф2/С с неколлинеарным направлением намагниченностей Ф-слоев [77] или с пространственной зависимостью обменного поля или величины момента в ферромагнетике [78–80].

В 2010 году теория сверхпроводящего спинового клапана для конструкций Ф1/Ф2/С была развита для случая неколлинеарной взаимной ориентации между намагниченностями ферромагнитных слоев. В теоретической работе Фоминова и др. [75] эффективное граничное условие для реальной ком-



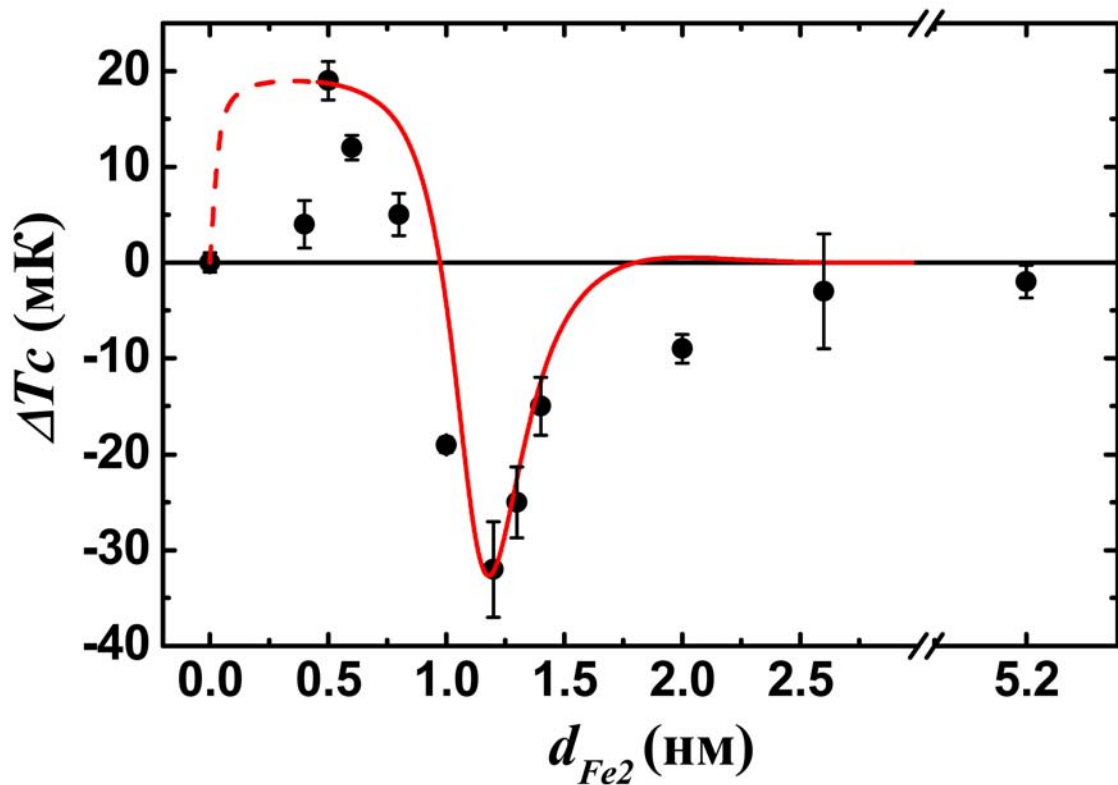


Рис. 4. Зависимость величины эффекта сверхпроводящего спинового клапана  $\Delta T_c$  от толщины  $d_{Fe2}$  слоя Fe2 при переключающем магнитном поле  $H_0 = \pm 110$  Э. Сплошной линией изображена теоретическая кривая, представляющая собой зависимость  $[W(0) - W(\pi)]/W(0)$  от толщины слоя Ф2 в системе Ф1/Ф2/С (см. работу Фоминова и др. [75])[74].

поненты аномальной Гриновской функции выглядит следующим образом:

$$\xi_S \frac{df_0}{dx} = W f_0. \quad (3)$$

Из выражения (3) видно, что параметр  $W$ , являющийся характеристикой магнитной части структуры, показывает насколько подавлено  $T_c$  в системе. Другими словами, чем больше  $W$ , тем ниже  $T_c$ , чем меньше  $W$ , тем выше  $T_c$ . Вследствие этого получается, что для качественного описания экспериментально полученного  $T_c$  можно использовать параметр  $W$ , который легко теоретически вычислить. В данной теоретической работе длина когерентности сверхпроводника и ферромагнетика:

$$\xi_S = \sqrt{\hbar D_S / 2\pi k_B T_{cS}}, \quad (4)$$

$$\xi_F = \sqrt{\hbar D_F / 2\pi k_B T_{cS}}, \quad (5)$$

где  $T_{cS}$  - температура перехода в сверхпроводящее состояние объемного сверхпроводника,  $k_B$  - постоянная Больцмана,  $D_S$  и  $D_F$  - коэффициенты диффузии электронов в С- и Ф- слоях, соответственно.

Расчеты показывают, что в системе сверхпроводящего спинового клапана  $\Phi 1/\Phi 2/C$  при неколлинеарной ориентации намагниченности слоев  $\Phi 1$  и  $\Phi 2$  в сверхпроводящем конденсате возникает триплетная компонента с проекцией спина  $S_z = \pm 1$  на направление намагниченности в слое  $\Phi 1$ . Свидетельством их проявления является характерный минимум в зависимости  $T_c$  от  $\alpha$ , где  $\alpha$  - угол между намагниченностями ферромагнитных слоев (см. Рис. 5 из [75]).

Первые экспериментальные работы, посвященные обнаружению триплетных компонент сверхпроводимости, были связаны с изучением явлений в Джозефсоновских контактах в  $\Phi 1/C/\Phi 2$  [81–84]. В этих системах Джозефсоновский ток протекал через ферромагнитную часть, толщина которой

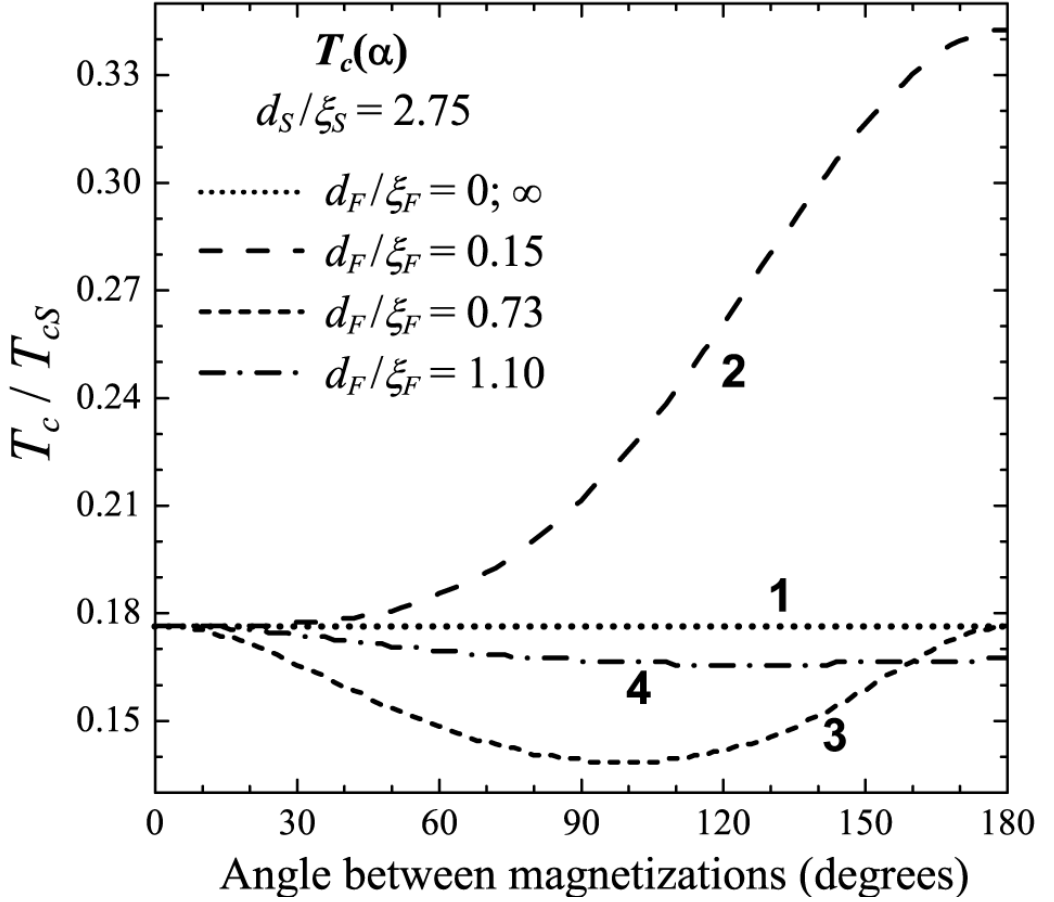


Рис. 5. Зависимость  $T_c/T_{cS}$  от угла между намагниченностями ферромагнитных слоев для F1/F2/S системы. В случаях  $d_{F2}=0$  и  $d_{F2}=\infty$  (кривая 1)  $T_c$  не зависит от угла. Кривые 2 и 4 соответствуют прямому и обратному эффекту спинового клапана, соответственно. Кривая 3 демонстрирует эффект триплетного спинового клапана[75]).

значительно превышала глубину проникновения синглетной компоненты в ферромагнетик. Было проведено несколько экспериментов по проводимости ферромагнитных проводов с берегами из сверхпроводящего материала (см., например, [12, 13, 36, 76, 81, 85–90]). В этом случае также оказывалось, что сверхпроводящий ток сохраняется при длине ферромагнитного провода, превышающей глубину проникновения куперовской пары в ферромагнетик. Несмотря на то, что практически все эксперименты указывают на наличие триплетной сверхпроводимости в С/Ф/С системах, их интерпретация не всегда выглядит однозначной. В частности, в ряде экспериментов глубина проникновения сверхпроводящего конденсата оказывается больше, чем предсказывается для триплетной компоненты (см. Выражение (5)). В связи с этим предлагались альтернативные интерпретации аномально глубокого проникновения куперовских пар в Ф-слой [91]. В этом смысле обнаружение минимума в  $T_c$ , предсказанное Фоминовым и др. [75], явилось бы прямым свидетельством генерации триплетной компоненты в сверхпроводящем конденсате, поскольку измеряемой величиной является  $T_c$  - главное свойство сверхпроводника.

Со стороны эксперимента исследование специфических угловых зависимостей  $T_c$  на примере Ф1/Ф2/С структур с индием в качестве сверхпроводящего слоя было провести очень сложно. Это связано с тем, что индий обладает низкими сверхпроводящими параметрами, а именно низким значением критического поля в перпендикулярном к С-слою направлении. Это значит, что малейшая неточность в позиционировании образца в установке может привести к сильному искажению экспериментальных результатов, поскольку неточность в установке плоскости образца в пределах 1 градуса относительно направления внешнего магнитного поля приводит к губительному подавлению  $T_c$  и к ее сильной угловой зависимости. В этом смысле использование свинца в качестве С-слоя дает явное преимущество, связанное с тем, что сви-

нец обладает гораздо большими значениями критического поля по сравнению с индием. Выбор свинца в качестве С-слоя также связан с тем, что только два сверхпроводника - индий и свинец - не образуют интерметаллических соединений с железом [92, 93]. Таким образом, образцы сверхпроводящего спиновое клапана  $\Phi 1/\Phi 2/C$  на основе комбинаций Fe/Pb позволяют исследовать угловые зависимости  $T_c(\alpha)$ , которые несут в себе информацию о триплетных компонентах, что само по себе является интересной академической задачей.

Работы [94, 95] посвящены изучению именно таких систем. Образцы имели следующую структуру  $\text{CoO}_x/\text{Fe1}/\text{Cu}/\text{Fe2}/\text{Pb}$ . Исследовались угловые зависимости  $T_c$  от  $\alpha$ . Были изучены 6 образцов сверхпроводящего спинового клапана  $\text{CoO}_x/\text{Fe1}(2.5 \text{ нм})/\text{Cu}(4 \text{ нм})/\text{Fe2}(d_{\text{Fe2}})/\text{Pb}(35 \text{ нм})$  с варьируемой толщиной слоя Fe2  $d_{\text{Fe2}} = 0.6, 0.7, 0.9, 1.0, 1.3, 1.5 \text{ нм}$ , а также опорный образец  $\text{CoO}_x/\text{Cu}(7 \text{ нм})/\text{Fe2}(1 \text{ нм})/\text{Pb}(35 \text{ нм})$ , в котором слой Fe1 заменен на немагнитный слой Cu. Основным результатом работ заключался в том, что для всех образцов за исключением опорного удалось обнаружить весьма специфические зависимости  $T_c$  от угла между намагниченностями  $M_{\text{Fe1}}$  и  $M_{\text{Fe2}}$  с минимумом вблизи ортогональной конфигурации намагниченностей  $\Phi$ -слоев (см. Рис. 6).

Намагниченность  $M_{\text{Fe1}}$  предварительно фиксировалась антиферромагнитным слоем  $\text{CoO}_x$  в процессе охлаждения образца в магнитном поле. Направление  $M_{\text{Fe2}}$  изменялось путем вращения образца в магнитном поле  $+1 \text{ кЭ}$ . Из полученных данных видно, что при монотонном изменении угла между намагниченностями от  $0^\circ$  до  $180^\circ$ , то есть при плавном переходе от P состояния в AP состояние, величина  $T_c$  изменяется немонотонно. Она проходит через минимум вблизи ортогональной конфигурации намагниченностей. Для опорного же образца изменения  $T_c$  не выходит за пределы экспериментальной ошибки, которая связана с шириной сверхпроводящих переходов. Также на Рис. 6 изображены кривые, описывающие поведение параметра  $W$

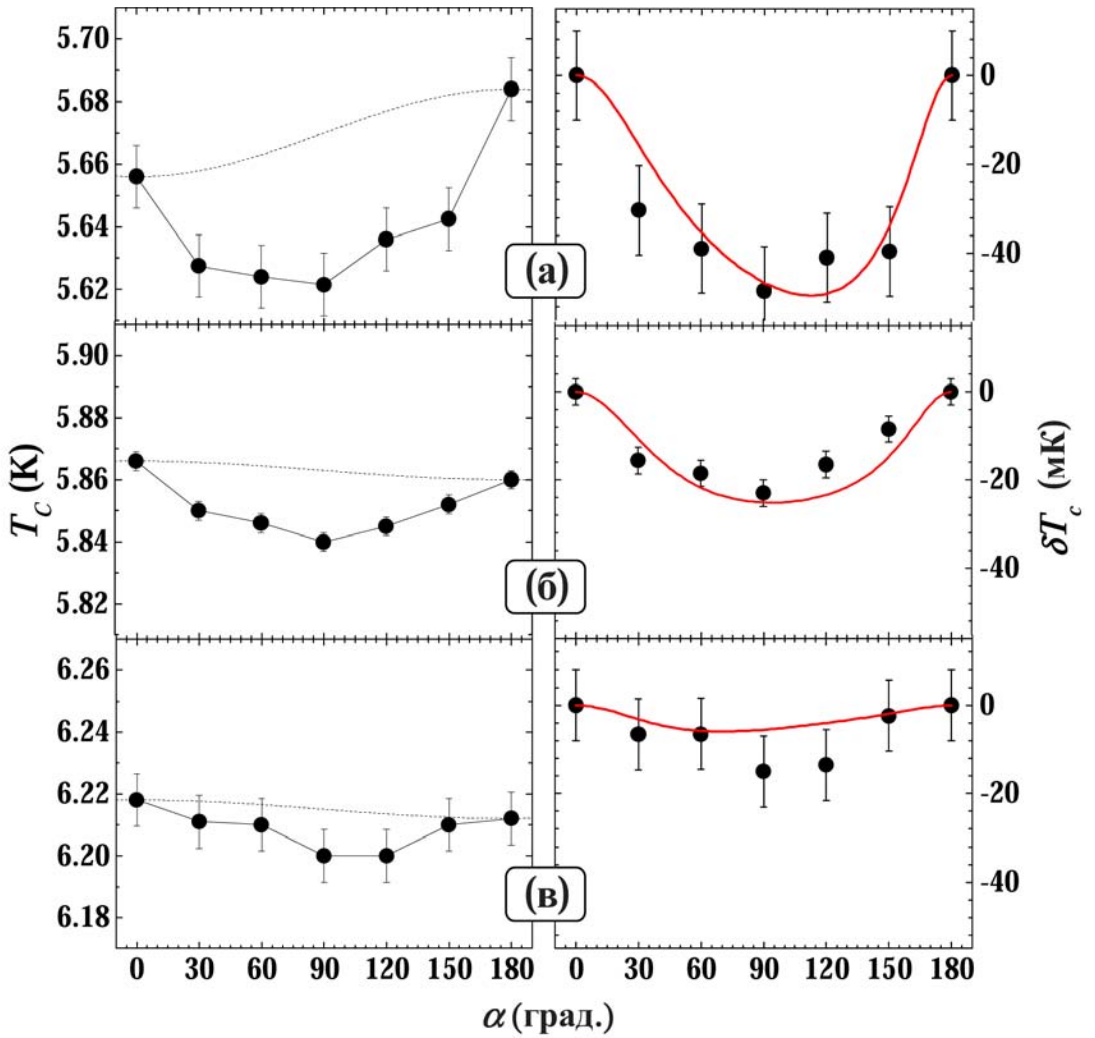


Рис. 6. Левая часть: Зависимость  $T_c$  от угла между намагниченностями слоев Fe1 и Fe2, измеренная в магнитном поле  $H = 1$  кЭ для образцов с  $d_{Fe2} = 0.6$  (а), 1.0 (б), 1.5 нм (в). Штриховыми линиями представлены опорные кривые, демонстрирующие поведение  $\Delta T_c(\alpha)$ , если триплетные компоненты не учитываются в расчетах. Сплошными линиями изображены теоретические расчеты  $\delta W$ . Правая часть: отклонение зависимости  $T_c(\alpha)$  от опорной кривой для образцов с  $d_{Fe2} = 0.6$  (а), 1.0 (б), 1.5 нм (в) [95].

в структурах  $\Phi 1/\Phi 2/C$  согласно теории [75]. Как можно заметить, теоретически рассчитанное поведение параметра  $W$  удовлетворительно описывает полученные экспериментальные результаты.

Из теории сверхпроводящего спинового клапана [75] следует что, характерный минимум в  $T_c$  является прямым свидетельством генерации триплетной компоненты при неколлинеарных ориентациях намагниченностей. Подавление  $T_c$  в изученной системе происходит благодаря утечке куперовских пар в  $\Phi$ -слой. В этом смысле генерация дальнедействующей триплетной компоненты (ДТК) при неколлинеарных ориентациях намагниченностей открывает дополнительный канал для такой утечки. Вследствие этого подавление  $T_c$  усиливается. Следует отметить, что триплетная компонента сверхпроводящего конденсата генерируются из синглетной (превращение вследствие воздействия обменного поля), уменьшая амплитуду синглетной компоненты в слое сверхпроводника, истощая таким образом сверхпроводящий конденсат. Этот эффект может оказаться значительным, поскольку величины синглетной компоненты, индуцированной эффектом близости, и дальнедействующей триплетной компоненты могут оказаться одного порядка вблизи интерфейса  $\Phi 2/C$ .

**В качестве первого этапа выполнения данной диссертационной работы необходимо было проанализировать все результаты, полученные нашей группой на первых этапах изучения особенностей функционирования сверхпроводящего спинового клапана. Это было сделано в обзорных работах [А1 — А3], написанных при участии автора данной диссертационной работы.**

После первого наблюдения триплетного эффекта сверхпроводимости [95] очень скоро выяснилось, что система  $CoO_x/Fe1/Cu/Fe2/Pb$  нестабильна. Ее сверхпроводящие свойства быстро деградировали в течение двух-трех недель. Данное обстоятельство не позволяло детально исследовать наблюдае-

мые эффекты, то есть остро встала проблема стабилизации свойств образцов. Таким образом, другой целью данной диссертационной работы явилась стабилизация сверхпроводящих свойств структур  $\Phi 1/\Phi 2/C$ . После чего необходимо будет исследовать эффект спинового клапана и проявление триплетных компонент сверхпроводимости в этих модифицированных структурах.

Теория Фоминова и др. [75] в работе [94] была дополнена на случай конечной толщины обоих  $\Phi$ -слоев. Согласно теории, максимум  $\Delta T_c$  в зависимости от толщин  $Fe_1$  и  $Fe_2$  должен достигаться при толщинах слоев  $Fe_1$  и  $Fe_2$ , меньших 0.5 нм. В эксперименте не удается напылить образцы с толщиной слоя  $Fe$  меньше, чем 0.5 нм. Это связано с тем, что, вследствие начального островкового роста, слой железа толщиной меньше 0.5 нм оказывается несплошным и его воздействие на сверхпроводимость становится неоднозначным. Согласно теории, универсальной координатой толщин в зависимости  $\Delta T_c(d_F)$  является отношение  $d_F/\xi_h$ . Это говорит о том, что для того, чтобы выйти в область толщин  $\Phi$ -слоя, при которых можно достичь максимальных значений эффекта спинового клапана, необходимо увеличивать  $\xi_h = \sqrt{\hbar D_F/\hbar}$ . Следовательно, для того, чтобы наблюдать максимум  $\Delta T_c$  в последующем, необходимо будет выбирать ферромагнетик, в котором обменное поле  $h$  будет меньше, чем в железе. Это означает, что необходимо использовать магниторазбавленный материал.

В качестве первого шага в этом направлении мы использовали пермаллой ( $Pu = Ni_{0.81}Fe_{0.19}$ ), хотя, априори, не очевидно, что в пермаллое величина  $h$  меньше, чем в железе. Тем не менее, нам удалось показать, что  $h$  в пермаллое в 2 раза меньше, чем в железе. В соответствии с теорией, использование материала с меньшим  $h$  сдвинет теоретически предсказанный максимум в область больших толщин, и мы сможем экспериментально пронаблюдать максимум  $\Delta T_c$ . Таким образом, следующей целью данной диссертационной ра-



боты являлось всестороннее исследование эффекта сверхпроводящего спинового клапана и триплетной сверхпроводимости в структурах  $\Phi 1/\Phi 2/C$ , где в качестве ферромагнитного материала будет использоваться пермаллой ( $Pu = Ni_{0.81}Fe_{0.19}$ ).

Во всех предыдущих работах нашей группы экспериментальные данные по  $T_c$  сравнивались с параметром теории  $W$  (см. Выражение (3)). В данной диссертационной работе также устранен этот недостаток анализа экспериментальных данных по  $T_c$ . **Заключительной целью данной диссертационной работы явилось прямое сравнение теоретически рассчитанного и экспериментального полученного  $T_c$ .**

На основании вышеизложенного можно сформировать основные **цели данной диссертационной работы:**

1. Добиться стабилизации сверхпроводящих свойств образцов сверхпроводящего спинового клапана структуры  $CoO_x/Fe1/Cu/Fe2/Pb$ ;
2. Установить роль триплетного спаривания в эффекте сверхпроводящего спинового клапана для структур  $CoO_x/Fe1/Cu/Fe2/Cu/Pb$  со стабильной границей  $Fe2/Pb$  и  $CoO_x/Pu1/Cu/Pu2/Cu/Pb$ , где в качестве ферромагнитного материала используется пермаллой ( $Pu = Ni_{0.81}Fe_{0.19}$ ).

Для достижения поставленных целей в диссертационной работе надо было решить **следующие задачи:**

1. Приготовить образцы сверхпроводящего спинового клапана  $CoO_x/Fe1/Cu/Fe2/Pb$  с дополнительным слоем меди в границе раздела  $Fe2/Pb$ ;
2. Исследовать влияние дополнительного слоя меди в границе раздела  $Fe2/Pb$  на магнитные и сверхпроводящие свойства образцов  $CoO_x/Fe1/Cu/Fe2/Cu/Pb$ ;

3. Исследовать зависимость  $T_c$  от угла между намагниченностями ферромагнитных слоев в серии образцов сверхпроводящего спинового клапана  $\text{CoO}_x/\text{Fe1}/\text{Cu}/\text{Fe2}/\text{Cu}/\text{Pb}$  с варьируемой толщиной слоев Fe1 и Fe2;
4. Разработать технологию приготовления тонкопленочных гетероструктур  $\text{CoO}_x/\text{Py1}/\text{Cu}/\text{Py2}/\text{Cu}/\text{Pb}$  с воспроизводимыми параметрами;
5. Исследовать особенности эффекта сверхпроводящего спинового клапана и триплетной сверхпроводимости при различных толщинах промежуточного слоя ферромагнетика Py2 в структурах  $\text{CoO}_x/\text{Py1}/\text{Cu}/\text{Py2}/\text{Cu}/\text{Pb}$ ;
6. Произвести прямое сравнение экспериментальных данных с теоретическим расчетом  $T_c$  в рамках теории Фоминова и др. для структур  $\Phi1/\Phi2/\text{C}$ .

**Научная новизна результатов заключается в следующем:**

1. Установлено, что промежуточный слой меди в границе раздела Fe2/Pb в структуре  $\text{CoO}_x/\text{Fe1}/\text{Cu}/\text{Fe2}/\text{Cu}/\text{Pb}$  позволяет стабилизировать сверхпроводящие свойства образцов и увеличить прозрачность границы Fe2/Pb;
2. Показано, что замена ферромагнитного материала в системах  $\text{CoO}_x/\Phi1/\text{Cu}/\Phi2/\text{Cu}/\text{Pb}$  с железа (Fe) на пермаллой ( $\text{Py} = \text{Ni}_{0.81}\text{Fe}_{0.19}$ ) позволяет увеличить величину эффекта сверхпроводящего спинового клапана в 3 раза;
3. Впервые показана роль морфологии сверхпроводящего слоя на величину эффекта сверхпроводящего спинового клапана в структурах  $\Phi1/\Phi2/\text{C}$ . В работе было продемонстрировано, что если С-слой имеет шероховатую структуру, то величина эффекта сверхпроводящего

спинового клапана  $\Delta T_c$  в образцах  $\text{CoO}_x/\text{Py1}/\text{Cu}/\text{Py2}/\text{Cu}/\text{Pb}$  составляет менее 10 мК. Противоположный результат был получен для образцов  $\text{CoO}_x/\text{Py1}/\text{Cu}/\text{Py2}/\text{Cu}/\text{Pb}$  с гладким С-слоем, величина эффекта для таких структур составляет порядка 100 мК и больше;

4. Впервые наблюдался эффект «изолированного» триплетного вклада в эффект сверхпроводящего спинового клапана при определенных параметрах структуры в образцах  $\text{CoO}_x/\text{Py1}/\text{Cu}/\text{Py2}/\text{Cu}/\text{Pb}$ ;
5. Впервые было проведено прямое сравнение теоретически рассчитанного и экспериментального полученного  $T_c$  для структур  $\Phi 1/\Phi 2/\text{C}$ .

#### **Научная и практическая ценность работы:**

1. Полученные результаты позволят в дальнейшем сконструировать сверхпроводящий спиновый клапан с оптимальными параметрами, а также служат новой ступенью в понимании физики взаимодействия между сверхпроводимостью и ферромагнетизмом;
2. Наблюдение «изолированного» (отдельного наблюдения) триплетного вклада в эффект спинового клапана позволяет говорить о том, что физика явления нами полностью контролируется.

#### **На защиту выносятся следующие результаты и положения:**

1. Введение дополнительного слоя меди в границу раздела  $\text{Fe2}/\text{Pb}$  приводит к стабилизации сверхпроводящих свойств образцов  $\text{CoO}_x/\text{Fe1}/\text{Cu}/\text{Fe2}/\text{Cu}/\text{Pb}$ ;
2. Замена ферромагнитного материала с железа (Fe) на пермаллой ( $\text{Py} = \text{Ni}_{0.81}\text{Fe}_{0.19}$ ) в структурах  $\text{CoO}_x/\Phi 1/\text{Cu}/\Phi 2/\text{Cu}/\text{Pb}$  ведет к увеличению эффекта сверхпроводящего спинового клапана  $\Delta T_c$  в несколько раз;

3. Морфология сверхпроводящего слоя определяет величину эффекта сверхпроводящего спинового клапана  $\Delta T_c$  в структурах  $\Phi 1/\Phi 2/C$ ;
4. Триpletный вклад в эффект спинового клапана зависит от параметров структуры  $CoO_x/Pu1/Cu/Pu2/Cu/Pb$ ;
5. Экспериментальные данные по  $T_c$  подтверждают теоретические расчеты, сделанные в рамках теории Фомина и др. для структур  $\Phi 1/\Phi 2/C$ .

**Достоверность** результатов работы определяется комплексным характером выполненных экспериментальных исследований, тщательным выбором методики приготовления образцов и всех деталей эксперимента, многократной повторяемостью экспериментальных результатов, а также их согласование с теоретическими расчетами.

**Личный вклад автора.** Оптимизация режимов напыления образцов сверхпроводящего спинового клапана структуры  $\Phi 1/\Phi 2/C$ ; первичная аттестация образцов; исследование магнитных свойств образцов при помощи SQUID-магнитометрии; исследование транспортных свойств образцов путем измерения температуры сверхпроводящего перехода по изменению электросопротивления; обработка и интерпретация полученных экспериментальных данных; участие в подготовке и оформлении статей в печать.

**Апробация работы.** Основные результаты диссертации докладывались на следующих конференциях: XVIII Международный симпозиум “Нанофизика и наноэлектроника” (Нижний Новгород, 2014), *XVII International Youth Scientific School “Actual Problems of Magnetic Resonance and Its Application”* (Казань, 2014), *The International Conference “Spin Physics, Spin Chemistry and Spin Technology”* (Санкт-Петербург, 2015), “XXXVII Собрание по физике низких температур” (Казань, 2015)<sup>2</sup>, 17th International

---

<sup>2</sup> Курсивом выделены конференции, на которых автор лично выступал с устным докладом.

Conference on Nanotechnology, Optoelectronics and Photonics (Стокгольм, 2015), The 11th International Conference on Materials and Mechanisms of Superconductivity (Женева, 2015), XX Международный симпозиум “Нанофизика и нанoeлектроника” (Нижний Новгород, 2016), *Superconductors - based sensors and quantum technologies Workshop 2016 (Москва, 2016)*.

**Публикации.** Основные результаты диссертации отражены в 8 научных публикациях, опубликованных в рецензируемых журналах, рекомендованных ВАК, и в материалах и тезисах вышеперечисленных конференций.

**Объем и структура диссертации.** Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, списка цитируемой литературы, состоящего из 112 наименований, списка публикаций автора по теме диссертации. Работа изложена на 142 страницах текста, содержит 37 рисунков и 4 таблицы.

**Во введении** представлен краткий обзор современного состояния проблемы, обозначена актуальность работы, изложена научная и практическая значимость, формулируются цели и задачи исследований.

**В первой главе** описана методика эксперимента и оборудование, которое использовалось в ходе приготовления и характеристики магнитных и транспортных свойств образцов. В начале главы представлены описания установки молекулярно-лучевой эпитаксии и радиочастотного распыления, которые использовались для приготовления многослойных тонкопленочных гетероструктур. Приводятся различные результаты по оптимизации режимов приготовления пленок. Далее представлено описание метода SQUID-магнитометрии и установки 7T VSM SQUID фирмы Quantum design, которая использовалась для магнитной характеристики свойств образцов. Приведены экспериментальные результаты по изучению петель магнитного гистерезиса в технических образцах. В заключении первой главы представлено описание установки для исследования транспортных свойств образцов, что включает в себя: описание заливного криостата дьюар в дьюаре; описание методики изме-

рения сопротивления образцов, температуры и способа определения качества и чистоты образцов.

**Вторая глава** посвящена стабилизации свойств границы раздела Fe2/Pb в образцах  $\text{CoO}_x/\text{Fe1}/\text{Cu}/\text{Fe2}/\text{Pb}$  путем введения дополнительного слоя меди. Представлены зависимости  $T_c(d_{\text{Cu}})$  и  $T_c(d_{\text{Pb}})$  для структур без дополнительного слоя меди и с дополнительным слоем. Сделан вывод о том, что введение дополнительного слоя меди в границу раздела Fe2/Pb позволило стабилизировать сверхпроводящие свойства образцов и улучшить прозрачность границы раздела Fe2/Pb. В данной главе представлено описание магнитных и транспортных свойств образцов  $\text{CoO}_x/\text{Fe1}/\text{Cu}/\text{Fe2}/\text{Cu}/\text{Pb}$ . Представлены результаты исследования эффекта сверхпроводящего спинового клапана для структур с дополнительным слоем меди и без него. В данной главе приведен теоретический расчет микроскопических параметров систем Ф1/Ф2/С. Главным результатом данной главы является стабилизация сверхпроводящих свойств образцов спинового клапана  $\text{CoO}_x/\text{Fe1}/\text{Cu}/\text{Fe2}/\text{Cu}/\text{Pb}$ .

**Третья глава** посвящена наблюдению дальнедействующих триплетных компонент сверхпроводимости в структурах сверхпроводящего спинового клапана  $\text{CoO}_x/\text{Fe1}/\text{Cu}/\text{Fe2}/\text{Cu}/\text{Pb}$ . Подробно изложена методика исследования угловой зависимости  $T_c$  от угла ( $\alpha$ ) между намагниченностями ферромагнитных слоев  $M_{\text{Fe1}}$  и  $M_{\text{Fe2}}$ . Проведено сравнение угловых зависимостей  $T_c(\alpha)$  для  $\text{CoO}_x/\text{Fe1}/\text{Cu}/\text{Fe2}/\text{Cu}/\text{Pb}$  структур и для опорного образца, где вся магнитная часть заменена на слой меди. Сравнительный анализ показал, что эффект триплетной сверхпроводимости связан именно с взаимодействием ферромагнетизма и сверхпроводимости, так как для опорного образца никаких эффектов не наблюдалось. В качестве основного результата приведены данные угловой зависимости  $T_c(\alpha)$  для структур  $\text{CoO}_x/\text{Fe1}/\text{Cu}/\text{Fe2}/\text{Cu}/\text{Pb}$ . Сделан вывод о том, что в структурах  $\text{CoO}_x/\text{Fe1}/\text{Cu}/\text{Fe2}/\text{Cu}/\text{Pb}$  наблюдается триплетная компонента сверхпроводящего конденсата, при этом вели-

чина эффекта в этих структурах превышает величину эффекта в образцах  $\text{CoO}_x/\text{Fe1}/\text{Cu}/\text{Fe2}/\text{Pb}$ . Увеличение эффекта связано с улучшением прозрачности границы раздела  $\text{Fe2}/\text{Pb}$  в образцах с дополнительным слоем меди. Также в данной главе приведен теоретический анализ, полученных экспериментальных данных.

**Четвертая глава** посвящена всестороннему исследованию эффекта близости  $S/\Phi$  в структурах  $\text{CoO}_x/\text{Py1}/\text{Cu}/\text{Py2}/\text{Cu}/\text{Pb}$  ( $\text{Py} = \text{Ni}_{0.81}\text{Fe}_{0.19}$ ). В начале главы представлено подробное электронно-микроскопическое изучение структур  $\text{CoO}_x/\text{Py1}/\text{Cu}/\text{Py2}/\text{Cu}/\text{Pb}$ . Проведен сравнительный анализ структур  $\text{CoO}_x/\text{Py1}/\text{Cu}/\text{Py2}/\text{Cu}/\text{Pb}$  напыленных при двух различных температурах подложки ( $T_{sub}$ ). Проведены исследования эффекта сверхпроводящего спинового клапана для образцов  $\text{CoO}_x/\text{Py1}/\text{Cu}/\text{Py2}/\text{Cu}/\text{Pb}$  с  $T_{sub} = 300$  К и  $T_{sub} = 150$  К. Сделан вывод о важной роли морфологии сверхпроводящего слоя на эффект сверхпроводящего спинового клапана. Согласно проведенным исследованием, установлено, что структура  $\text{CoO}_x/\text{Py1}/\text{Cu}/\text{Py2}/\text{Cu}/\text{Pb}$  с  $T_{sub} = 150$  К является более перспективной для достижения максимальных значений  $\Delta T_c$  и наблюдения эффекта триплетной сверхпроводимости. Проведены исследования дальнедействующей триплетной компоненты сверхпроводимости в образцах  $\text{CoO}_x/\text{Py1}/\text{Cu}/\text{Py2}/\text{Cu}/\text{Pb}$  с  $T_{sub} = 150$  К при различных толщинах слоя  $\text{Py2}$ . Осуществлено переключение между нормальным и сверхпроводящим состоянием для образца с толщиной  $d_{Py2} = 1$  нм путем поворота направления намагниченностей  $M_{Py1}$  и  $M_{Py2}$  с  $180^\circ$  к  $90^\circ$ . Переключение было достигнуто путем сочетания классического эффекта сверхпроводящего спинового клапана и триплетного эффекта. Для образца с толщиной  $d_{Py2} = 1.7$  нм был получен эффект спинового клапана, обусловленный исключительно триплетной компонентой. Для данного образца классический эффект сверхпроводящего спинового клапана равнялся нулю, а триплетный эффект достигал порядка 40 мК. В качестве основного результата приведе-

ны данные переключения между нормальным и сверхпроводящим состоянием для образца  $\text{CoO}_x/\text{Pb}(3 \text{ нм})/\text{Cu}(4 \text{ нм})/\text{Pb}(1 \text{ нм})/\text{Cu}(2 \text{ нм})/\text{Pb}(70 \text{ нм})$  и наблюдение “изолированной” триплетной сверхпроводимости для образца  $\text{CoO}_x/\text{Pb}(3 \text{ нм})/\text{Cu}(4 \text{ нм})/\text{Pb}(1.7 \text{ нм})/\text{Cu}(2 \text{ нм})/\text{Pb}(70 \text{ нм})$ . Также в данной главе, впервые проведено прямое сравнение экспериментальных данных с теоретическим расчетом  $T_c$  в рамках теории Фоминова и др. для структур  $\Phi_1/\Phi_2/\text{C}$ .

**В Заключении** кратко перечислены основные результаты исследований и сформулированы основные выводы, полученные автором.



# Глава 1

## Методика эксперимента

### Аннотация

В данной главе описаны методы молекулярно-лучевой эпитаксии и радиочастотного распыления, которые использовались для приготовления образцов. Изложены режимы, при которых были приготовлены различные серии исследованных образцов. В рамках данной главы представлен метод характеристики магнитных свойств образцов при помощи VSM SQUID-магнитометра. В заключении данной главы приведено описание оборудования, на котором производилась основная часть измерений (криостат дьюар в дьюаре), описан метод измерения температуры сверхпроводящего перехода и метод измерения электросопротивления.

### 1.1. Приготовление образцов

Для приготовления образцов использовалась установка молекулярно-лучевой эпитаксии - МВЕ (Molecular-Beam Epitaxy). Термин “эпитаксия” используют, когда говорят о процессе закономерного нарастание одного кристаллического слоя на поверхности другого. В нашем случае, это выращивание тонких монокристаллических слоев на поверхности монокристаллической подложки. Кроме молекулярно-лучевой эпитаксии, еще существует газовая и жидкостная. Технология молекулярно-лучевой эпитаксии была создана в конце 1960-х годов Дж. Р. Артуром и Альфредом Чо. Одной из самых первых работ, в которых использовался метод МВЕ, была работа Земеля и др. [96]. Авторы с помощью молекулярных пучков получили идеальные эпитаксиальные пленки PbS на монокристаллических подложках NaCl. Основа ме-

тогда заключается в том, что атомы испаренного в молекулярном источнике вещества осаждаются на поверхность кристаллической подложки. Эпитаксиальное наращивание состоит в образовании центров кристаллизации и последовательном формировании двухмерной решетки из островков, растущих вдоль поверхности подложки. После смыкания островков начинается постепенный послойный рост пленки. Таким образом, метод молекулярно-лучевой эпитаксии необходим для выращивания кристаллических структур с заданной ориентацией в сверхвысоком вакууме с помощью пучков атомов или молекул, которые являются компонентами данной выращиваемой тонкопленочной структуры. Сверхвысокий вакуум  $p < 10^{-10}$  мбар позволяет выращивать высококачественные тонкопленочные кристаллические структуры с наивысшей степенью чистоты [97]. В зависимости от необходимой кристаллографической ориентации пленки идет подбор соответствующей подложки. Температура подложки поддерживается постоянной в течение роста отдельного слоя или всей пленки в целом.

На Рис. 1.1 (а) изображено схематическое изображение установки, на которой приготавливались образцы. Система МВЕ обладает скоростными заслонками, которые необходимы для прерывания потока атомов из эффузионных ячеек и электронно-лучевого испарителя. Держатель подложки в основной камере тоже обладает дополнительной заслонкой. Термическое испарение материалов производится при помощи эффузионных ячеек или электронно-лучевого испарителя. Первый метод используется только для материалов, которые обладают невысокой температурой испарения. Вторым методом подходит для всех материалов.

При испарении из эффузионных<sup>1</sup> ячеек или ячеек (элементов) Кнудсе-

---

<sup>1</sup> Эффузия - процесс, при котором отдельные атомы и молекулы проникают через отверстие без столкновений между собой. Это происходит, если диаметр отверстия значительно меньше, чем длина свободного пробега атомов и молекул [98].

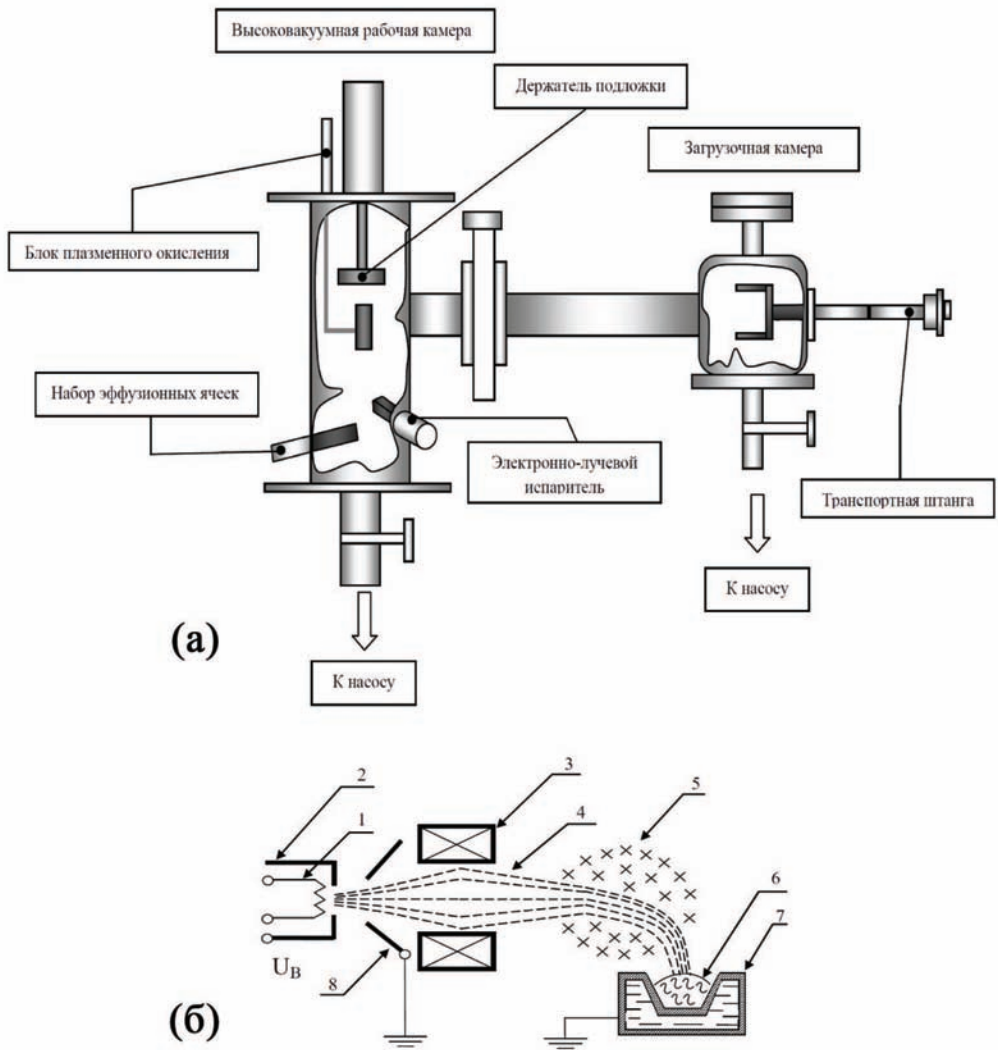


Рис. 1.1. Схематическое изображение (а) системы молекулярно-лучевой эпитаксии и (б) электронно-лучевого испарителя. На рисунке цифрами обозначено следующее: 1 - катод, 2 - электрод потенциала катода, 3 - магнитная линза, 4 - электронный пучок, 5 - поперечное магнитное поле, 6 - испаряемый материал, 7 - водоохлаждаемый тигель, 8 - анод.

на (см. [99]) материал помещают в тигель и нагревают посредством излучения от печки. В тигле материал и пар находятся в термическом равновесии. Скорость роста контролируется температурой тигля, которая фиксируется очень точно. При использовании данного метода скорость роста достаточно стабильна, и имеется возможность контроля толщины пленки по времени роста. Максимальная температура ячейки зависит от материала, из которого изготовлен тигель, и от используемого материала [47]. Такой метод испарения материала можно использовать только в том случае, если используемый материал не вступает в реакцию с материалом тигля и не образует с ним соединений. Вследствие этого, тигельные испарители изготавливают из тугоплавких металлов (W, Ta, Mo), окислов металлов ( $Al_2O_3$ , BeO,  $ZrO_2$ ,  $ThO_2$  и др.) и графита [100].

В системе электронно-лучевого испарения используемый материал помещается в водоохлаждаемый медный тигель и локально нагревается электронным лучом. Пучок электронов, который образуется вследствие термоэмиссии катода, ускоряется высоким напряжением (5-10 кВ) и фокусируется магнитным полем на испаряемый материал. На Рис. 1.1 (б) схематически представлено испарение материала при помощи электронного луча. При этом локальный нагрев мишени может достигать температур до  $3000^0$  С, что позволяет применять данный метод для материалов с очень высокими температурами испарения. Данный способ испарения в вакууме является важным способом получения тонких пленок [101]. В случае электронно-лучевого испарения поверхность материала непосредственно нагревается бомбардирующими ее электронами. Такой способ подвода энергии дает ряд преимуществ электронно-лучевому испарению по сравнению с традиционными методами, при которых энергия подводится к испаряемой поверхности через стенку тигля. При прямом нагреве наиболее высокой температурой во всем устройстве обладает испаряемая поверхность. Это позволяет получать покрытия высокой

чистоты, потому что почти полностью исключается реакция испаряемого материала с материалом водоохлаждаемого медного тигля. Еще одним плюсом использования метода электронно-лучевого испарения является возможность управлять электронным пучком во времени и пространстве. Это позволяет задавать поток энергии в испаряемое вещество, управлять скоростью испарения и контролировать распределение плотности потоков пара. В устройство электронно-лучевого испарителя входят электронная пушка и водоохлаждаемый медный тигель с набором ячеек для испаряемых материалов. Под действием ускоряющего напряжения между катодом и тиглем поток электронов устремляется на испаряемый материал. После нескольких серий напыления образцов, выполненной нашей группой, именно метод электронно-лучевого испарителя и был выбран в качестве используемого, вследствие его универсальности, а главное получения наиболее чистых напыленных пленок.<sup>2</sup>

В рабочей камере (см. Рис. 1.1 (а)) имеется система регистрации толщин выращиваемых пленок и скорости напыления. Эта система состоит из водоохлаждаемого кварцевого осциллятора, который непосредственно расположен вблизи подложки. В основе данного метода измерения толщины пленки лежит изменение частоты колебаний кварцевого кристалла при осаждении на нем напыляемого вещества. При этом частота кварцевого генератора находится в прямо пропорциональной зависимости от осажденной на кристалл массы материала [100].

Для того, чтобы существовала возможность напыления 8 различных образцов за один вакуумный цикл, был сконструирован специальный держатель образцов (см. Рис. 1.2). Путем вращения данного держателя возможно

---

<sup>2</sup> При этом мы обращали внимание не столько на структуру полученных пленок, сколько на их чистоту. В значительной степени это касается чистоты сверхпроводящих слоев. Было установлено что, чем выше скорость испарения материала, тем чище С-слой, тем больше сверхпроводящая длина когерентности.

переключение между различными образцами в одном вакуумном цикле. Напыление образцов в ходе одного вакуумного цикла позволяет исключить роль влияния условий приготовления на свойства образцов. Изменяя температуру медного блока (см. Рис. 1.2) (нагревать или охлаждать), на котором крепятся подложки образцов, можно менять температуру подложек в ходе приготовления образцов в широком температурном диапазоне.

Испарение материалов происходило следующим образом. В начале специальный держатель подложек (см. Рис. 1.2) помещался в загрузочную камеру, где создавалось промежуточное давление  $10^{-7}$  мбар. Далее, держатель перемещался в рабочую камеру при помощи транспортной штанги и фиксировался над электронно-лучевым испарителем. Ускоряющее напряжение выставлялось равным  $\sim 5$  кВ. Ток эмиссии подстраивался в зависимости от напыляемого материала. В качестве подложек образцов были выбраны двухдюймовые высококачественные монокристаллы  $\text{MgO}(100)$ . В процессе напыления использовались сверхчистые мишени Co, Fe, Ru, Cu и Pb с чистотой выше значения  $4N$ , что говорит о концентрации примеси менее 0.01 %. Форма подложек выбиралась прямоугольных размеров  $\sim 10 \text{ мм} \times 2.5 \text{ мм}$ . Такая форма подложек является оптимальной для получения образцов желательного профиля в отношении дальнейших измерений.

На первом этапе приготовления образцов на подложку производилось нанесение слоя кобальта толщиной  $\sim 3 - 4$  нм. Далее держатель образцов при помощи транспортной штанги перемещался из рабочей камеры в загрузочную. После чего в загрузочную камеру напускался кислород по давлению 100 мбар. Таким образом, производилось окисление слоя кобальта в течение 90 минут. Получаемый в этом процессе нестехиометричный оксид кобальта  $\text{CoO}_x$  имеет температуру Нееля  $T_N \sim 250$  К, ниже которой это вещество приобретает антиферромагнитные (АФ) свойства. В связи с этим, если проводить охлаждение образцов сверхпроводящего спинового клапана в доста-

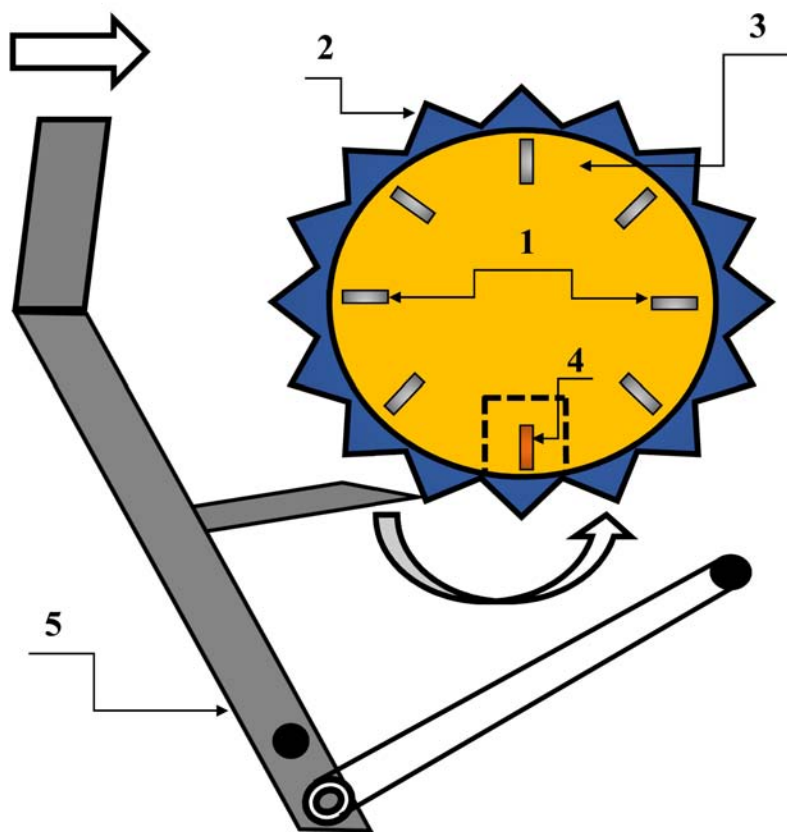


Рис. 1.2. Схематическое изображение держателя образцов. На рисунке цифрами обозначено следующее: 1 - подложки образцов, 2 - шестеренка, которая позволяет вращать медный блок с подложками, 3 - медный блок, на котором крепятся подложки, 4 - образец, на который напыляется необходимый материал, 5 - устройство для поворота шестеренки. Стрелками указаны направления вращения.

точно большом магнитном поле, приложенном в плоскости образца вдоль определенного направления, то вдоль этого заданного направления намагниченность ферромагнитного слоя, который имеет контакт с оксидом кобальта, будет захвачена за счет полей анизотропии АФ-слоя. [102, 103] Это позволит разнести коэрцитивные силы ферромагнитных слоев и изменять взаимную ориентацию намагниченностей слоев, используя небольшое внешнее магнитное поле.

После завершения процесса окисления слоя Со давление в загрузочной камере вновь восстанавливалось до  $10^{-7}$  мбар, далее держатель образцов снова перемещался в рабочую камеру и производилось дальнейшее напыление слоев железа, пермаллоя, меди и свинца в необходимой последовательности. Было установлено, что оптимальная скорость роста слоев Со, Fe, Ру и Си составляет порядка  $0.5 \text{ \AA}/\text{с}$ . Для свинца оптимальная скорость напыления составляла порядка  $40 \text{ \AA}/\text{с}$  для конструкций спинового клапана, где в качестве ферромагнетика использовалось железо, и порядка  $12 \text{ \AA}/\text{с}$  для конструкций с пермаллоем. Для стабилизации границы раздела Ф2/С введен дополнительный слой меди между Ф2 и С. Использование свинца в качестве сверхпроводника требовало покрытие всех образцов защитным слоем, так как образцы проявляли нестабильность сверхпроводящих параметров в атмосфере. Это связано с тем, что свинец окисляется в атмосфере, а это, в свою очередь, приводит к деградации образца. Исходя из этого, все образцы были покрыты защитным слоем диэлектрика. В качестве диэлектрика был выбран нитрид кремния ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ). Напыление защитного слоя производилось методом радиочастотного распыления.

Используя метод радиочастотного распыления, можно получать тонкие пленки с поверхностной и межповерхностной шероховатостью менее 2 - 3 монослоев. При напылении в тлеющем разряде с поверхности мишени нейтральные атомы выбиваются вследствие бомбардировки положительными ионами.



Как правило эти ионы благородных газов, например, аргона. Выбивание нейтральных атомов мишени вызвано передачей импульса положительного иона поверхностному атому мишени. Атомы мишени конденсируются на поверхности подложки, тем самым формируя тонкую пленку. Извлечение атомов с поверхности мишени - это только одна сторона комплексного процесса, который происходит во время бомбардировки мишени положительными ионами. Наряду с этим происходят следующие процессы: нагревание мишени; эмиссия вторичных электронов; эмиссия положительных или отрицательных ионов.

Напыление защитного слоя нитрида кремния производилось нами в системе DCA m600. Использовалась мишень диаметром 10 - 12 см, изготовленная из чистых (99.99 %) материалов.

На первом этапе напыления защитного слоя, рабочая камера системы DCA m600 откачивалась до вакуума  $10^{-8}$  мбар. Положение держателя образцов относительно мишени контролировалось при помощи компьютера. Держатель образцов располагался непосредственно над мишенью, после чего осуществлялось напыление слоя  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . Оптимальная скорость роста слоя нитрида кремния составляла порядка  $2 \text{ \AA}/\text{с}$ . В качестве рабочего газа использовался чистый аргон подаваемый в виде потока под давлением  $5 \times 10^{-3}$  мбар.

На Рис. 1.3 схематически представлена конструкция полученных образцов с защитным слоем нитридом кремния.

## **1.2. Характеризация магнитных свойств методом SQUID-магнитометрии**

Магнитные свойства образцов характеризовались методом SQUID-магнитометрии (Superconducting Quantum Interference Device). Данный метод обладает высокой чувствительностью и позволяет измерять намагниченность пленок толщиной в несколько ангстрем [104]. В данной работе использовался 7Т

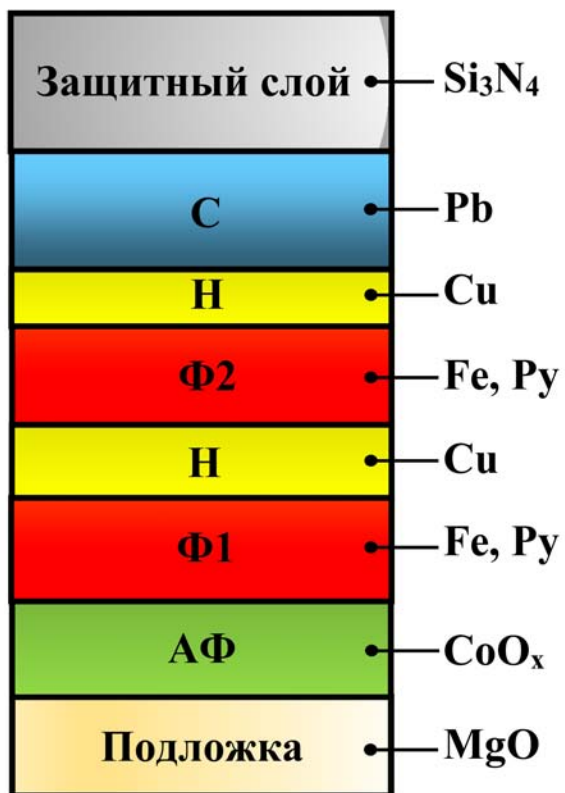


Рис. 1.3. Дизайн приготовленных образцов.

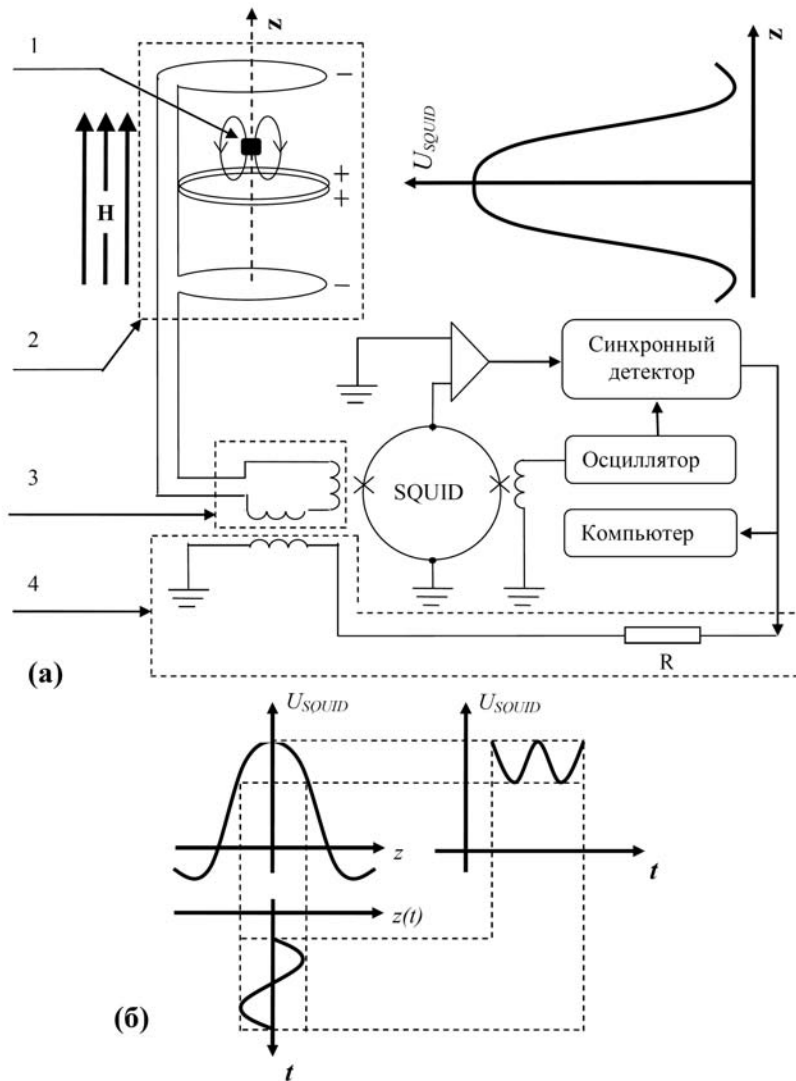


Рис. 1.4. (а) Блок-схема VSM SQUID-магнитометра. 1 - образец; 2 - приемные катушки; 3 - сверхпроводящий трансформатор магнитного потока; 4 - отрицательная обратная связь. (б) Вибрационный метод SQUID-измерений намагниченности образца.  $U_{SQUID}$  - сигнал SQUID-датчика;  $z$  - координата образца в приемной части магнитометра;  $t$  - время.

VSM (Vibrating Sample Magnetometer) SQUID-магнитометр фирмы Quantum Design. Этот SQUID-магнитометр позволял исследовать слабомагнитные вещества в широком температурном диапазоне (4.2 К - 300 К). Блок-схема 7Т VSM SQUID-магнитометра представлена на Рис. 1.4.

Измерительный блок вместе с образцом находится в магнитном поле, которое создается сверхпроводящим соленоидом. Максимальное значение магнитного поля составляет  $H = 70$  кЭ. В ходе измерений образец последовательно проходит через включенные навстречу друг другу сверхпроводящие приемные катушки. Прохождение намагниченного образца через эти катушки вызывает в них изменение магнитного потока. Это, в свою очередь, приводит к тому, что в катушках возникает ток, который зависит от положения образца в приемной части устройства. Сверхпроводящий трансформатор магнитного потока передает сигнал на SQUID-датчик. Изменение магнитного потока на точечном контакте SQUID-датчика приводит к периодическому изменению проводящих свойств контактов, а, следовательно, вызывает на них падение напряжения  $U_{squid}$ . Падение напряжения  $U_{squid}$  является функцией намагниченности и положения образца (см. Рис. 1.4). Отличительная особенность 7Т VSM SQUID-магнитометра от стандартных SQUID-магнитометров заключается в том, что образец по мере движения через приемные катушки совершает дополнительные колебания с частотой  $\omega = 14$  Гц. Это позволяет увеличить скорость проведения экспериментов.

В приемной части устройства образец совершает колебания с частотой  $\omega$  и амплитудой  $B$ . Позиция образца в приемной части устройства определяется как:

$$z(t) = B \times \sin(\omega t) \quad (1.1)$$

Это вызывает падение напряжения на SQUID-датчике  $U_{squid}$ , как функцию

времени (см. Рис. 1.4 (б)):

$$U_{squid}(t) = AB^2 \times \sin^2(\omega t), \quad (1.2)$$

где  $A$  - фактор, зависящий от магнитного момента образца. Поскольку  $\sin^2(\omega t) = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos(2\omega t)$ , то сигнал падения напряжения обладает частотой в 2 раза больше, чем частота колебания образца. Таким образом, синхронное детектирование сигнала производится на частоте  $2\omega$ . Это позволяет избавиться от механических шумов, связанных с частотой вибрации образца. После синхронного детектирования сигнал используется, как сигнал обратной связи через сопротивление  $R$  (см. Рис. 1.4 (а)), что позволяет поддерживать полный магнитный поток в SQUID-датчике неизменным [105].

В ходе измерений образец крепился на кварцевом стержне. Длина кварцевого стержня гораздо больше, чем расстояние между приемными катушками, поэтому при движении образца в приемной части устройства сигнал от кварцевого стержня компенсируется. Образцы фиксировались так, что направление внешнего магнитного поля было параллельно их легкой оси намагничивания, лежащей вдоль плоскости образца. На первом этапе измерений производилась процедура охлаждения образца в магнитном поле  $H = +4$  кЭ от комнатной температуры до температуры  $T = 10$  К. Значение температуры 10 К было выбрано исходя из того, что температура перехода в сверхпроводящее состояние объемного свинца составляет  $T_{срб} = 7.2$  К, а для измерений свойств магнитной части необходимо, чтобы образец находился в нормальном состоянии. Далее производилось измерение зависимости намагниченности образца  $M$  от магнитного поля  $H$ . На Рис. 1.5 представлены зависимости  $M(H)$ , нормированные на площадь образцов, для трех различных структур. Как видно из Рис. 1.5, коэрцитивные силы для одиночной пленки Ру и образца  $\text{CoO}_x/\text{Ru}/\text{Cu}$  сильно отличаются. Это позволяет реализовать Р и АР конфигурации намагниченностей в образцах сверхпроводящего спиново-

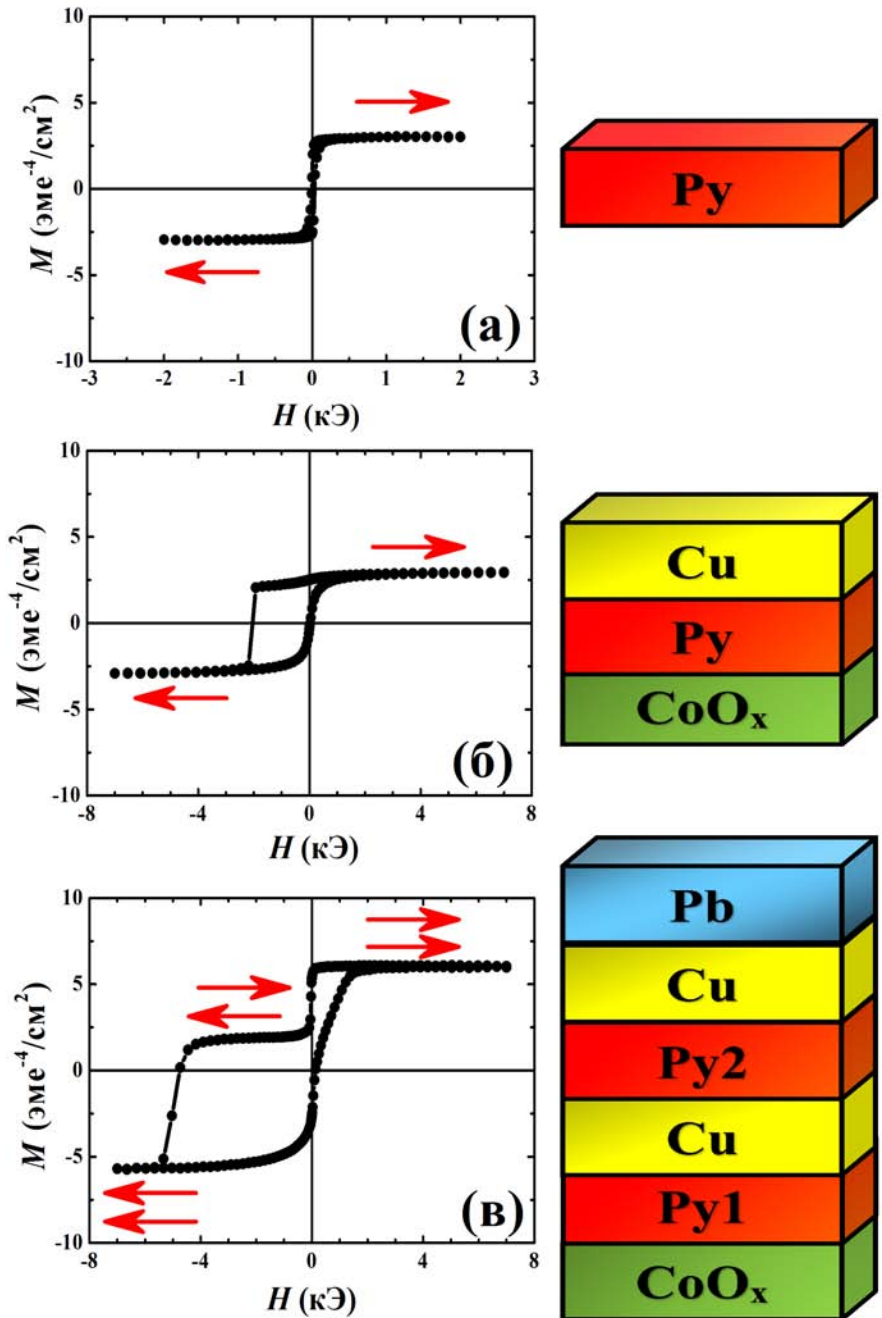


Рис. 1.5. Петли магнитного гистерезиса (зависимости  $M(H)$ ): (а) для одиночной пленки Ru(3 нм); (б) для образца  $\text{CoO}_x/\text{Ru}(3.5 \text{ нм})/\text{Cu}(4 \text{ нм})$ ; (в) для образца сверхпроводящего спинового клапана  $\text{CoO}_x/\text{Ru}1(2.5 \text{ нм})/\text{Cu}(4 \text{ нм})/\text{Ru}2(2.5 \text{ нм})/\text{Cu}(1.2 \text{ нм})/\text{Pb}(70 \text{ нм})$ . Измерения проводились после процедуры охлаждения в магнитном поле +4 кЭ от комнатной температуры до  $T = 10 \text{ К}$ .

го клапана с полным набором магнитных слоев (см. Рис. 1.5 (в)). Зависимость  $M(H)$ , приведенная на Рис. 1.5 (в), характерна для всех, исследуемых нами образцов сверхпроводящего спинового клапана.

### 1.3. Характеризация сверхпроводящих свойств

Для измерения температуры сверхпроводящего перехода по изменению электросопротивления образца использовался заливной криостат - система дьюар в дьюаре. Схематическое изображение криостата представлено на Рис. 1.6. Устройство данного криостата позволяет проводить измерения до температур  $\sim 1.2$  К. Для проведения измерений в магнитном поле криостат устанавливался между полюсами электромагнита стандартного ЭПР-спектрометра X - диапазона (10 ГГц) фирмы Bruker. Максимальное магнитное поле, которое может быть достигнуто в такой системе, составляет величину порядка 10 кЭ.

На первом этапе измерений при включенном магнитном поле 4 кЭ во внешний дьюар заливался азот. Это было необходимо для того, чтобы зафиксировать намагниченность слоя  $\Phi 1$  и первично охладить всю систему. Далее по истечению нескольких часов происходила заливка гелия в основной гелиевый дьюар, который через капилляр соединялся с внутренним гелиевым дьюаром, в который помещалась температурная ячейка с образцом. Капилляр заканчивался игольчатым натекателем жидкого гелия. В начальный момент времени этот игольчатый натекаТЕЛЬ находится в открытом состоянии, вентили В1 и В4 закрыты, В2 и В3 открыты (см. Рис. 1.6). Температурная ячейка представляла собой массивный медный цилиндр, внутри которого расположены: угольное сопротивление фирмы Allen Bradley с сопротивлением 230 Ом (при комнатной температуре); контактная площадка, к которой подсоединялись выводы от образца; нагреватель, предназначенный для повышения

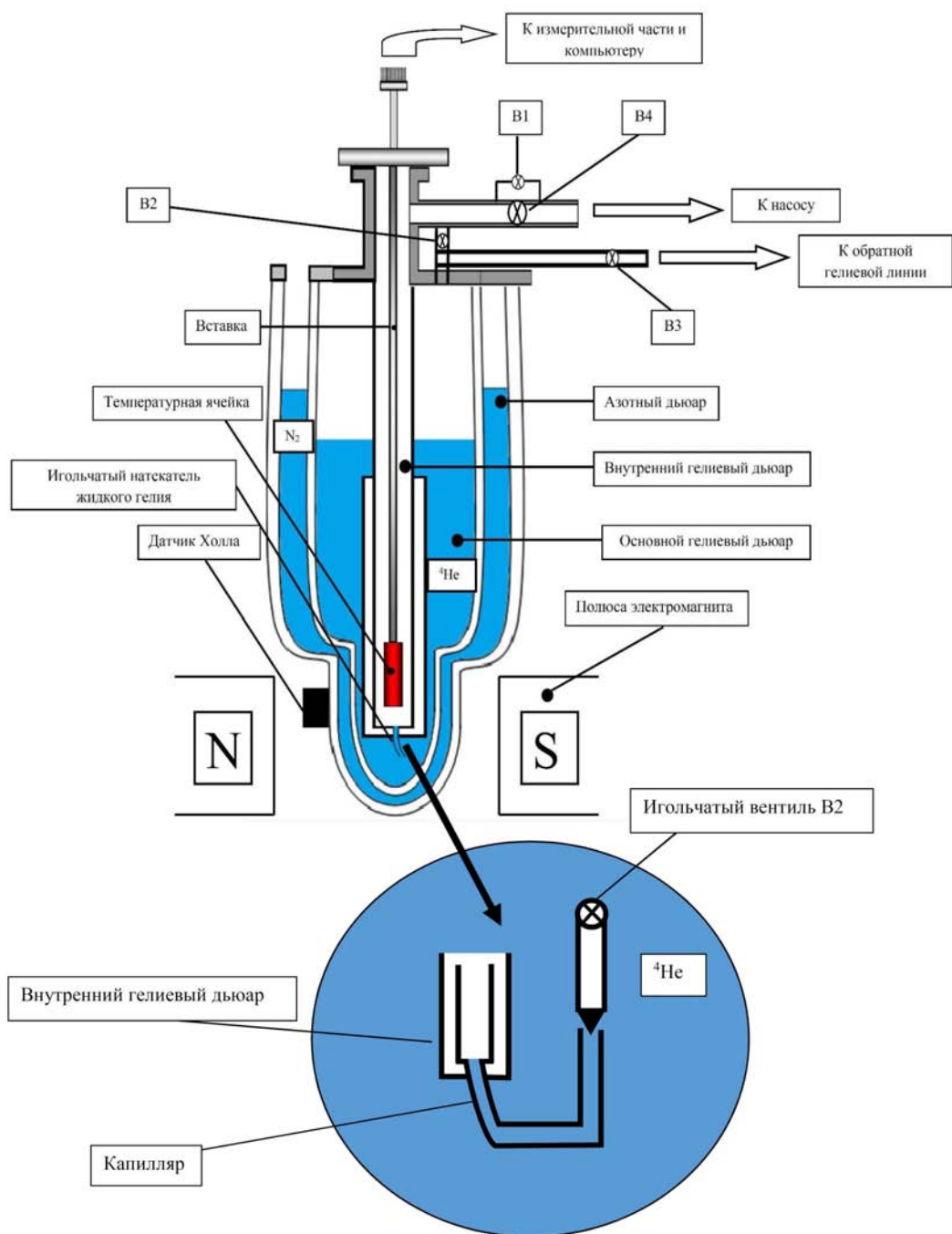


Рис. 1.6. Установка для измерения транспортных свойств в диапазоне температур 1.2 - 300 К в магнитном поле. На вставке схематически представлено устройство игольчатого натекателя жидкого гелия.



температуры во время измерений.

По истечению некоторого времени, когда вся система охладилась, уровень гелия в основном гелиевом дьюаре и внутреннем гелиевом дьюаре, в котором находилась температурная ячейка с образцом, становится одинаковым. После чего снималось внешнее магнитное поле и определялось в каком состоянии находится образец. Для продолжения эксперимента нам было важно знать в сверхпроводящем состоянии образец или нет при температуре 4.2 К в нулевом магнитном поле. Если сопротивление образца равнялось нулю при температуре 4.2 К, значит  $T_c$  данного образца находится выше по температуре. Для того, чтобы подняться вверх по температуре, необходимо было начать греть печку в измерительной ячейке. Гелий вытеснялся из внутреннего гелиевого дьюара в основной и образец начинал подогреваться парами гелия. В случае же, когда сопротивление образца не равнялось нулю при температуре 4.2 К, это значило, что  $T_c$  данного образца находится ниже по температуре. Для таких образцов необходимо производить откачку паров гелия из внутреннего гелиевого дьюара с температурной ячейкой с помощью форвакуумного насоса высокой производительности (60 л/с), расположенного в подвальном помещении и соединенном с криостатом посредством трубы диаметром (150 мм). Регулирование скорости откачки производится при помощи двух вентилях В1 и В4. При откачки паров гелия из внутреннего гелиевого дьюара вентиль В2 закрывался, что позволяло с минимальной потерей жидкого гелия получать температуру до 1.2 К. Измерение магнитного поля осуществлялось при помощи датчика Холла. Такой метод позволяет определить реальное магнитное поле, действующее на образец, с точностью  $\pm 0.3$  Э.

Измерение температуры происходило при помощи угольного сопротивления фирмы Allen Bradley. Особенность данного сопротивления в том, что при

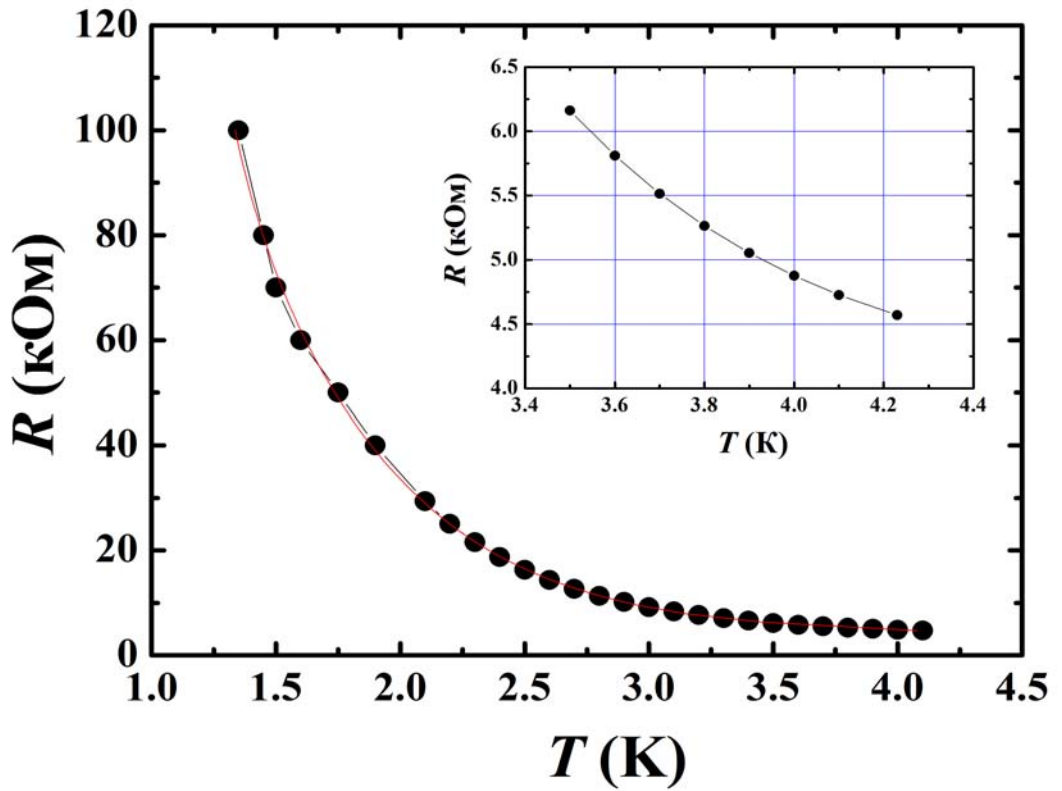


Рис. 1.7. Зависимость сопротивления угольного датчика Allen Bready от температуры.

комнатной температуре зависимость сопротивления от температуры несильная и при комнатной температуре равно 230 Ом. При температурах ниже гелиевых данная зависимость очень сильная и в гелии сопротивление равно 4 кОм. Калибровка, использованного нами угольного сопротивления, производилась по эталлоному полупроводниковому термометру (см. Рис. 1.7). Данное сопротивление помещалось внутрь специального медного блока, на котором крепился образец внутри температурной ячейки (см. Рис. 1.8). Это позволяло обеспечить максимально точное определение температуры образца. Точность измерения температуры при помощи сопротивления Allen Bradley зависит от температурного интервала, в котором проводятся измерения. Основные экспериментальные данные в этой работе были получены в интервале температур 3.5 - 4.2 К. Согласно вставке на Рис. 1.7, в этом интервале температур электросопротивление термометра меняется от 4.5 до 5.5 кОм. Это означает, что в среднем электросопротивление меняется на 2 кОм/град. Наша система уверенно позволяет регистрировать падение напряжения на термометре с погрешностью  $\pm 10^{-4}$ . Следовательно, мы в состоянии регистрировать температуру с точностью до 2 мК. Более того, реперная точка  $T = 4.23$  К (температура кипения жидкого гелия при нормальном давлении), которой корректировалась реальная температура образца в этом интервале температур, позволяет надеяться, что даже абсолютная температура образца близка к температуре термометра, расположенного в непосредственной близости к нему.

Измерение электросопротивления образца производилось при помощи стандартной четырехконтактной методики. Четырехконтактная методика измерения электросопротивления необходима для того, чтобы исключить сопротивление контактов на образце и подводящих проводов. Нанесение контактов на образец является непростой технической задачей. Мы использовали 2 различных метода нанесения контактов на образец, которые, на наш

взгляд, являются наиболее качественными и стабильными. Оба эти метода будут описаны далее. Первый метод предполагает нанесение контактов с помощью серебряной пасты, второй метод предполагает использование прижимных контактов из бериллиевой бронзы.

Для образцов, которые были приготовлены в ходе данной диссертационной работы, была необходима предварительная процедура снятия изоляционного (защитного) слоя на небольших участках, расположенных вдоль длинной стороны образца (см. Рис. 1.3). Далее, в случае первого метода нанесения контактов, на эти участки помещались тонкие золотые провода диаметром 25 мкм и наносилась проводящая серебряная паста. Консистенция серебряной пасты должна быть тщательно подобрана. Если она будет слишком густая, то закрепить контакт на образце будет практически невозможно, если же она будет слишком жидкая, то она будет растекаться по образцу и, тем самым увеличивать площадь контакта, а это, в свою очередь, может привести к срыву контакта при охлаждении образца до низких температур. Правильное нанесение контактов является очень важной задачей, ведь неправильный подбор консистенции серебряной пасты, неправильное позиционирование контактов на образце, все это может привести к порче контактов во время измерений, а это, как следствие, приведет к срыву всего эксперимента.

Второй метод нанесения контактов предполагал использование прижимных контактов из бериллиевой бронзы. Схематически медный блок с прижимными контактами из бериллиевой бронзы представлен на Рис. 1.8. Контакты здесь являются стационарными, то есть отсутствует необходимость нанесения новых контактов на образец от эксперимента к эксперименту. Контакты в данном случае представляют собой «пружинки», которые прижимают образец к медному блоку (см. Рис. 1.8). Был проведен ряд экспериментов, который позволил определить оптимальные параметры данных контактов (длину, толщину, положение). Измерения сопротивления образцов до и после эксперимен-

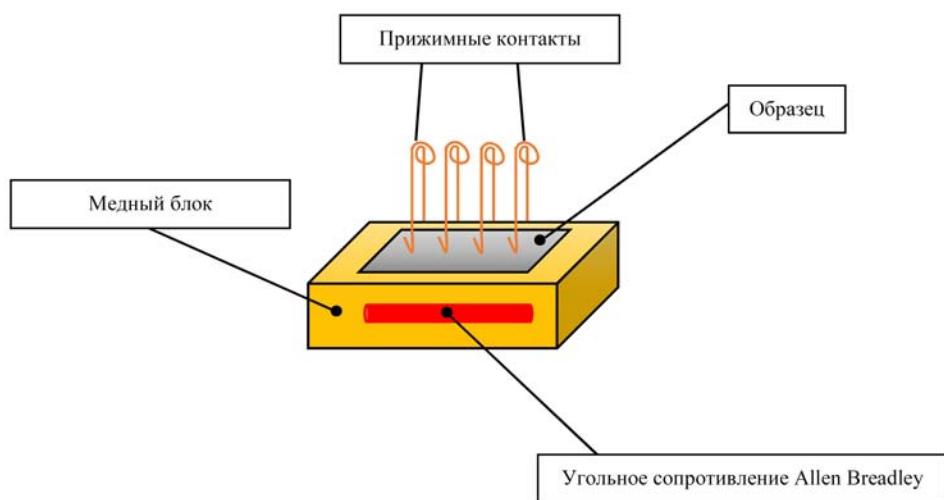


Рис. 1.8. Схематическое изображение медного блока с прижимными контактами из бериллиево-медной бронзы.

тов, показали, что контакты устойчивы к низкотемпературным измерениям и не изменяют своего положения на образце в ходе эксперимента. Как показывают проведенные нами исследования, оба описанных метода нанесения контактов на образец являются качественными и стабильными. Каждый из этих методов обладает своими преимуществами. Использование второго метода нанесения контактов занимает гораздо меньше времени по сравнению с первым, так как нет необходимости подбирать консистенцию серебряной пасты и наносить контакты из золотого провода на образец. Также в случае использования прижимных контактов отсутствует необходимость в дополнительной предварительной процедуре снятия изоляционного (защитного) слоя на небольших участках образца, как это происходит при использовании первого метода. Однако, первый метод обладает важным преимуществом над вторым, этот метод является универсальным и подходит для образцов любой геометрии. В случае прижимных контактов, необходимо использовать образец прямоугольной формы, при этом его длина не может быть меньше, чем суммарное расстояние между прижимными контактами. Таким образом, в зависимости от образца и его геометрии использовался первый или второй метод нанесения контактов на образец.

Согласно правилу Маттиссена полное удельное электрическое сопротивление металлического образца определяется суммой различных вкладов (см., например, [106]). Это означает, что в металлах полное удельное электросопротивление  $\rho$  определяется фононным  $\rho_{phon}$  и примесным  $\rho_{imp}$  вкладами. Фононный вклад при высоких температурах уменьшается линейно с температурой, а при температурах ниже температуры Дебая  $\theta_D$  зависит от температуры как  $T^5$ . Примесный вклад  $\rho_{imp}$  не зависит от температуры и определяется только рассеянием на примесях, в том числе и рассеянием на дефектах и границах зерен. Отношение удельных электросопротивлений  $RRR$  (Residual Resistivity

Ratio)<sup>3</sup> :

$$RRR = \frac{R(300\text{K})}{R(T_c)} = \frac{\rho_{phon}(300\text{K}) + \rho_{imp}(T_c)}{\rho_{imp}(T_c)}. \quad (1.3)$$

Величина  $RRR$  служит мерой структурного качества и чистоты образца. Она может быть определена непосредственно из измеряемых значений полного сопротивления образца  $R$  при двух значениях температуры: при комнатной температуре (300 К) и температуры порядка  $T_c$ . Значение  $RRR$  не зависит от геометрии и размеров образца. Для всех образцов, исследованных в данной работе, значение  $RRR$  лежит в интервале  $10 \leq RRR \leq 15$ . Такие значения  $RRR$  свидетельствует о высокой чистоте слоя Pb в исследуемых образцах.

---

<sup>3</sup>  $RRR$  - это отношение электросопротивления при комнатной температуре к электросопротивлению при температуре перед сверхпроводящим переходом.

# Стабилизация сверхпроводящих свойств образцов спинового клапана $\text{CoO}_x/\text{Fe1}/\text{Cu}/\text{Fe2}/\text{Pb}$ [A4, A5]

### Аннотация

Данная глава посвящена стабилизации свойств границы раздела Fe2/Pb в образцах  $\text{CoO}_x/\text{Fe1}/\text{Cu}/\text{Fe2}/\text{Pb}$  путем введения дополнительного слоя меди. Представлены зависимости  $T_c(d_{Cu})$  и  $T_c(d_{Pb})$  для структур без дополнительного слоя меди и с дополнительным слоем. Сделан вывод о том, что введение дополнительного слоя меди в границу раздела Fe2/Pb позволило не только стабилизировать сверхпроводящие свойства образцов, но и улучшить прозрачность границы раздела Fe2/Pb. В данной главе представлено описание магнитных и транспортных свойств образцов  $\text{CoO}_x/\text{Fe1}/\text{Cu}/\text{Fe2}/\text{Cu}/\text{Pb}$ . Представлены результаты исследования эффекта сверхпроводящего спинового клапана для структур с дополнительным медным слоем и без него. Главным результатом данной главы является стабилизация сверхпроводящих свойств образцов спинового клапана.

### 2.1. Образцы

В предыдущих работах нашей группы [94, 95] изучались структуры  $\text{CoO}_x/\text{Fe1}/\text{Cu}/\text{Fe2}/\text{Pb}$ . Как показали исследования, эти образцы обладали нестабильными сверхпроводящими свойствами. Деградация образцов происходила в течение двух - трех недель. Образцы приготавливались в Институте твердого тела и материаловедения (IFW) в городе Дрездене. В связи с



этим, быстрая деградация не позволяла провести детальное изучение транспортных свойств образцов сверхпроводящего спинового клапана конструкции  $\text{CoO}_x/\text{Fe1}/\text{Cu}/\text{Fe2}/\text{Pb}$  в Казани. Сначала, мы предположили, что деградация сверхпроводящих свойств образцов связана с взаимной диффузией атомов между слоями Fe и Pb через интерфейс Fe2/Pb. И таким образом, введение дополнительного слоя меди в границу раздела между слоями Fe2 и Pb слоев должно оказаться действенным для предотвращения взаимной диффузии. В качестве материала для дополнительного слоя была выбрана медь.

Схематически конструкция исследуемых нами образцов представлена в Главе 1 (см. Рис. 1.3). Образцы были приготовлены классическим методом электронно-лучевого испарения в сверхвысоком вакууме на установке МВЕ, которая подробно описана в Главе 1. Для напыления слоев использовались следующие скорости напыления:  $0.5 \text{ \AA}/\text{с}$  для слоев Co, Fe и Cu;  $40 \text{ \AA}/\text{с}$  для слоя свинца.

Первые исследования эффекта близости в образцах Fe/Pb показали, что стабильность границы раздела между Fe и Pb ограничена по времени. На Рис. 2.1 показана деградация сверхпроводящих свойств систем Fe/Pb.

Согласно Рис. 2.1 в течение первых нескольких недель в структурах без дополнительного слоя меди ширина сверхпроводящего перехода возрастает до 1.5 K. Температура перехода в сверхпроводящее состояние сдвигается в сторону бóльших значений и приближается к значению 7.2 K, что соответствует  $T_c$  объемного сверхпроводящего свинца (см. Рис. 2.1). Непродолжительный отжиг свежеприготовленных образцов при температуре  $\sim 100^\circ\text{C}$  приводил к их мгновенной деградации. Такое поведение сверхпроводящих свойств образцов может говорить об ослаблении подавления  $T_c$  через интерфейс Fe/Pb. Сначала мы считали, что причиной этого является взаимная диффузия атомов Fe и Pb через интерфейс Fe/Pb. И, действительно, введение дополнительного тонкого слоя меди толщиной  $d_{\text{Cu}} = 1.2 \text{ нм}$  стабилизирует интерфейс

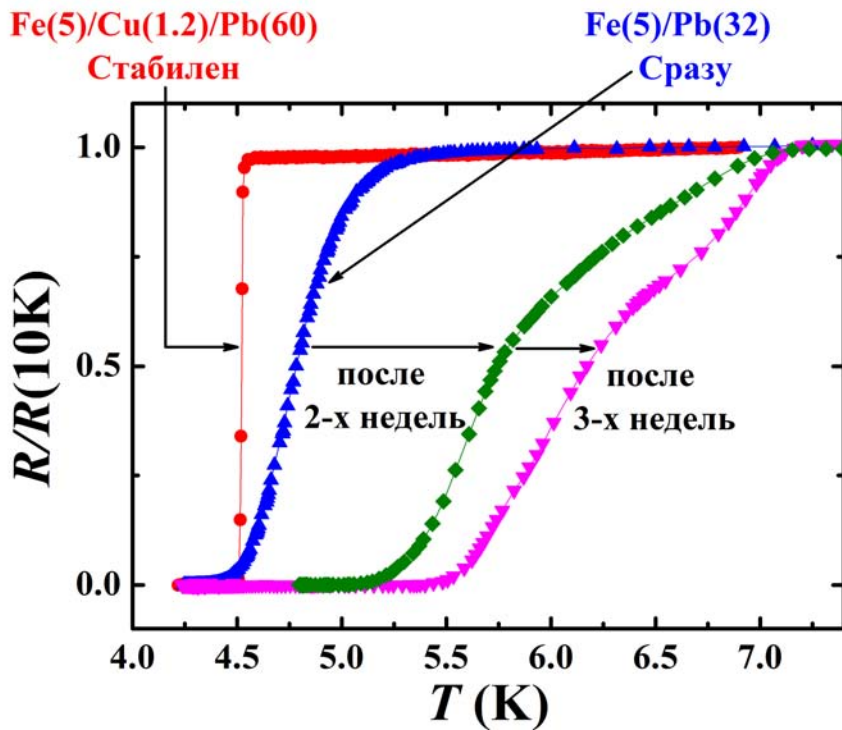


Рис. 2.1. Временная эволюция сверхпроводящих свойств для образцов без дополнительного слоя меди Fe(5 нм)/Pb(32 нм) и с дополнительным слоем меди Fe(5 нм)/Cu(1.2 нм)/Pb(60 нм).

Fe/Pb и останавливает уширение сверхпроводящих переходов и сдвиг  $T_c$  (см. Рис. 2.1).

На самом деле наиболее вероятной причиной быстрой деградации сверхпроводящих свойств системы  $\text{CoO}_x/\text{Fe1}/\text{Cu}/\text{Fe2}/\text{Pb}$  является следующее. Диаграмма состояний системы Fe/Pb показывает, что эти два материала не смешиваются даже в жидком состоянии. Таким образом, взаимная диффузия этих материалов через границу раздела маловероятна. Отсутствие смешивания железа и свинца даже в жидком состоянии означает, что эти два материала не смачивают друг друга. На слой железа мы наносим слой свинца. Сначала свинец растет в виде островков, затем островки перекрываются. Ширина сверхпроводящих переходов изначально большая, вследствие шероховатости слоя Pb и переменной толщины этого слоя на масштабах, больших длины когерентности сверхпроводника. При комнатной температуре, которая составляет половину величины температуры плавления свинца, коэффициент диффузии атомов свинца оказывается значительным. Это приводит к тому, что атомы свинца коагулируют в островки, что ведет к раздвоению сверхпроводящих переходов на Рис. 2.1. Введение же дополнительного тонкого слоя меди толщиной  $d_{Cu} = 1.2$  нм в границу раздела Fe/Pb останавливает уширение сверхпроводящих переходов и сдвиг  $T_c$  (см. Рис. 2.1). Это объясняется тем, что медь смачивает и железо и свинец. Таким образом, слой свинца напыляется сплошным на поверхность слоя меди. Вследствие этого наблюдается стабилизация сверхпроводящих свойств системы  $\text{CoO}_x/\text{Fe1}/\text{Cu}/\text{Fe2}/\text{Pb}$  после введения дополнительного слоя меди в границу раздела Fe2/Pb.

Важно заметить, что дополнительный слой меди практически прозрачен для куперовских пар, проникающих из С-слоя в Ф-слой. Глубина проникновения куперовских пар в немагнитный (Н) металл, как правило, связана с длиной когерентности куперовских пар  $\xi_N$  внутри Н-слоя. Исследования зависимости  $T_c(d_{Cu})$  в бислоях Cu/Pb показывают, что  $T_c$  монотонно уменьша-

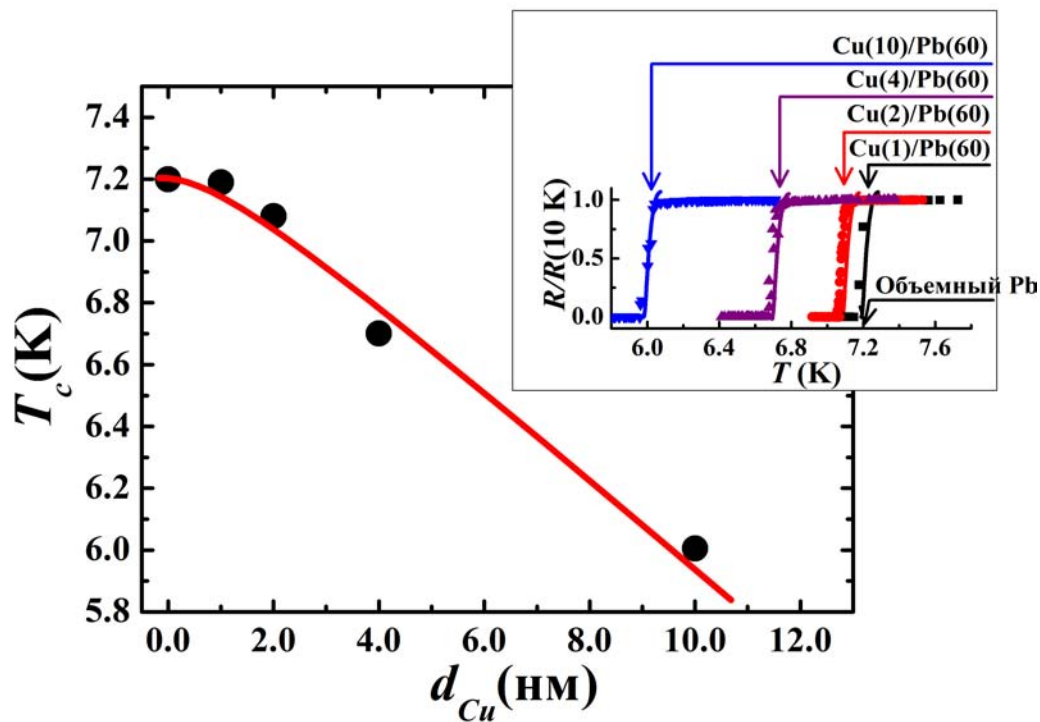


Рис. 2.2. Зависимость  $T_c$  от толщины слоя меди для бислойных структур  $\text{Cu}(d_{Cu})/\text{Pb}(60\text{ нм})$ . Сплошная линия - кривая «для глаз». На вставке изображены характерные сверхпроводящие переходы, соответствующим данным основного графика  $T_c(d_{Cu})$ .

ется с ростом  $d_{Cu}$  (см. Рис. 2.2). Этот результат говорит о том, что глубина проникновения куперовских пар превышает толщину дополнительного слоя меди по меньшей мере в 10 раз. Таким образом, можно сделать вывод о том, что толщина слоя меди  $d_{Cu} = 1.2$  нм является оптимальной толщиной, при которой стабилизируется интерфейс Fe/Pb и не происходит усиление подавление  $T_c$  в системе Fe/Cu/Pb.

## 2.2. Характеризация магнитных и сверхпроводящих свойств

### 2.2.1. Магнитные измерения

На первом этапе, были исследованы магнитные свойства образцов с помощью 7T VSM SQUID магнитометра (7 Tesla Vibrating Sample Magnetometer SQUID). Данная установка подробно описана в Главе 1 данной диссертационной работы. Были проведены измерения зависимости намагниченности  $M$  от магнитного поля  $H$  для определения интервала магнитных полей, в которых достигаются AP и P ориентации намагниченностей слоев Fe1 и Fe2. На Рис. 2.3 (а) приведена петля магнитного гистерезиса для образца  $CoO_x(2.5 \text{ нм})/Fe1(5 \text{ нм})/Cu(4 \text{ нм})/Fe2(1 \text{ нм})/Cu(1.2 \text{ нм})/Pb(60 \text{ нм})$ . Поле прикладывалось вдоль оси легкого намагничивания, находящуюся в плоскости образца вдоль длинной оси. На первом этапе исследования магнитных свойств образцы охлаждались от комнатной температуры до температуры 10 К в магнитном поле +4 кЭ, которое прикладывалось в плоскости пленки. Далее измерение намагниченности осуществлялось при температуре 10 К. При этом магнитное поле изменялось от +3 кЭ до -3 кЭ и обратно до значения +3 кЭ.

Оба значения магнитного поля +3 кЭ и -3 кЭ соответствуют параллельной ориентации намагниченностей слоев Fe1 и Fe2. В первом случае вдоль

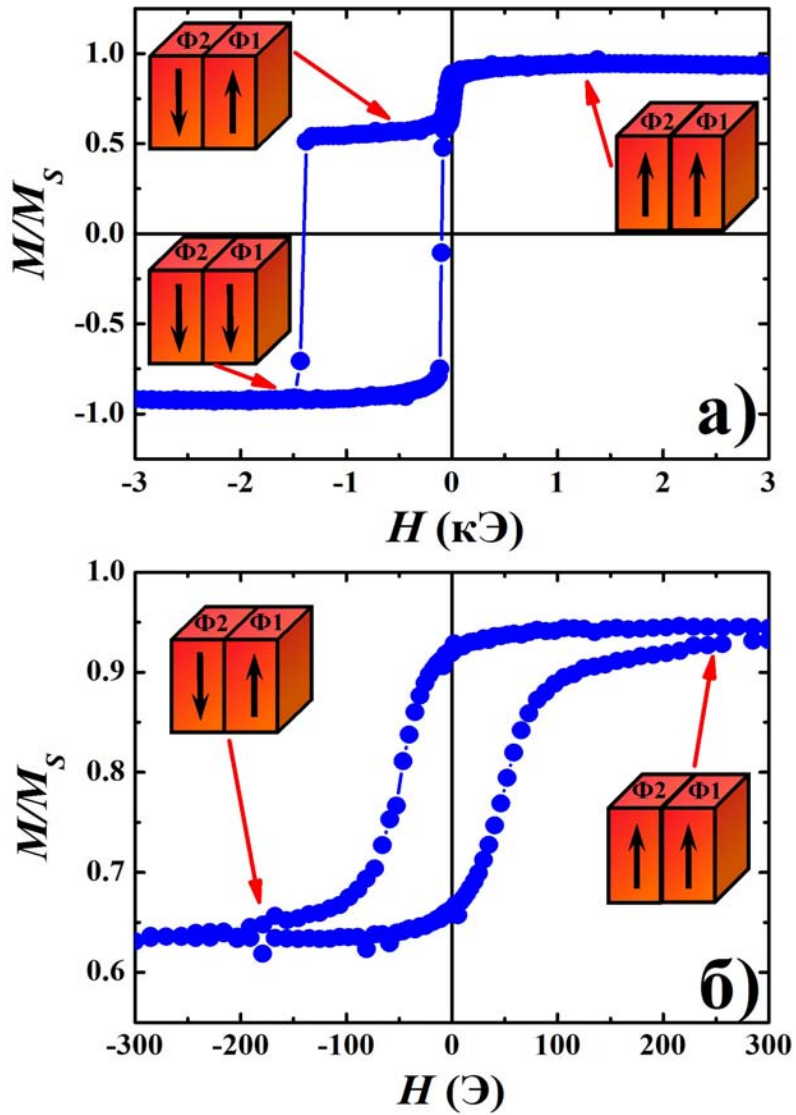


Рис. 2.3. (а) Петля магнитного гистерезиса для образца  $\text{CoO}_x(2.5 \text{ нм})/\text{Fe1}(5 \text{ нм})/\text{Cu}(4 \text{ нм})/\text{Fe2}(1 \text{ нм})/\text{Cu}(1.2 \text{ нм})/\text{Pb}(60 \text{ нм})$ . (б) Малая петля магнитного гистерезиса для того же образца, полученная при изменении магнитного поля от  $+0.3 \text{ кЭ}$  до  $-0.3 \text{ кЭ}$  и обратно до значения  $+0.3 \text{ кЭ}$ . Амплитуда изменения намагниченности на малой петле гистерезиса пропорциональна толщине слоя железа Fe2.

направления поля, в котором производилось охлаждение образца, во втором - в противоположной ориентации. Для всех образцов при уменьшении поля от  $+3$  кЭ до  $+0.25$  кЭ намагниченность постоянна. Это соответствует тому, что намагниченности ферромагнитных пленок параллельны и находятся в насыщении. При дальнейшем уменьшении поля от значения  $-0.015$  кЭ намагниченность слоя Fe2 начинает уменьшаться и выходит на плато при  $H = -0.1$  кЭ. При этом, намагниченность слоя Fe1 остается зафиксированной в исходном направлении до приложения магнитного поля величиной  $-1.3$  кЭ, ввиду контакта данного слоя с антиферромагнитным слоем  $\text{CoO}_x$ . Это ведет к тому, что в диапазоне магнитных полей от  $-0.1$  кЭ до  $-1.3$  кЭ достигается антипараллельная взаимная ориентация намагниченностей слоев Fe1 и Fe2. При дальнейшем изменении поля от  $-1.3$  кЭ до  $-1.5$  кЭ намагниченность слоя Fe1 отрывается от направления заморозки образца и начинает изменять свое значение, и в диапазоне магнитных полей от  $-1.5$  кЭ до  $-3$  кЭ реализуется параллельная ориентация намагниченностей слоев железа в направлении противоположном начальной параллельной ориентации. На качественном уровне такой вид магнитных петель гистерезиса характерен для всех образцов.

Для изучения намагниченности промежуточного слоя железа Fe2 были записаны также малые петли гистерезиса. На Рис. 2.3 (б) приведена малая петля гистерезиса для образца  $\text{CoO}_x(2.5 \text{ нм})/\text{Fe1}(5 \text{ нм})/\text{Cu}(4 \text{ нм})/\text{Fe2}(1 \text{ нм})/\text{Cu}(1.2 \text{ нм})/\text{Pb}(60 \text{ нм})$ . Измерения проводились следующим образом. После процедуры охлаждения в магнитном поле  $+4$  кЭ магнитное поле изменялось от  $+0.3$  кЭ до  $-0.3$  кЭ и обратно до значения  $+0.3$  кЭ. При этом происходило измерение намагниченности. Таким образом, в этом диапазоне полей все изменения суммарной намагниченности образца обусловлены слоем Fe2 с незафиксированной намагниченностью. Из этих данных следует, что после процедуры охлаждения образца в поле параллельная и антипараллельная ориентации могут быть гарантировано достигнуты путем приложения

магнитного поля  $+0.3$  кЭ и  $-0.3$  кЭ, соответственно.

### 2.2.2. Транспортные измерения

Для наблюдения эффекта близости С/Ф в структурах Ф1/Ф2/С необходимости провести процедуру определения оптимальной толщины сверхпроводящего слоя. Для того, чтобы сделать С-слой чувствительным к магнитной части системы, его толщина должна быть достаточно мала. Только в этом случае взаимная ориентация намагниченностей ферромагнитных слоев будет оказывать существенное влияние на величину  $T_c$  в структурах Ф1/Ф2/С. Для определения оптимальной толщины слоя свинца в наших системах была исследована зависимость  $T_c(d_{Pb})$  для структур Fe/Pb и Fe/Cu/Pb (см. Рис. 2.4).

При больших толщинах слоя свинца температура сверхпроводящего перехода медленно уменьшается с уменьшением  $d_{Pb}$ . Величина  $T_c$  начинает стремительно уменьшаться при толщинах слоя Pb  $d_{Pb} < 80$  нм. При  $d_{Pb} \leq 40$  нм величина  $T_c$  меньше, чем 1.5 К. Согласно Рис. 2.4, оптимальная толщина слоя Pb находится в пределах между 40 нм и 80 нм. При малых значениях  $d_{Pb}$  ширина сверхпроводящего перехода ( $\delta T_c$ ) оказывается очень большой, порядка 0.5 К. Вероятнее всего, это связано с шероховатостью слоя Pb, которой невозможно пренебречь при малых значениях  $d_{Pb}$ , где производная  $\partial T_c / \partial d_{Pb}$  становится большой. Для образцов с толщиной слоя Pb  $d_{Pb} = 60$  нм величина  $T_c = 4.5$  К при достаточно малой ширине сверхпроводящего перехода  $\delta T_c \sim 50$  мК. Величина  $T_c$  у этих образцов существенно ниже, чем у объемного свинца. Это говорит о том, что происходит подавление сверхпроводимости ферромагнетизмом. Следует отметить, во-первых, что для структур с  $d_{Pb} = 60$  нм подавление  $T_c$  составляет порядка 3 К при толщине слоя Fe  $d_{Fe} = 5$  нм, а во-вторых, величина  $d_{Pb} = 60$  нм лишь немного превышает длину коге-



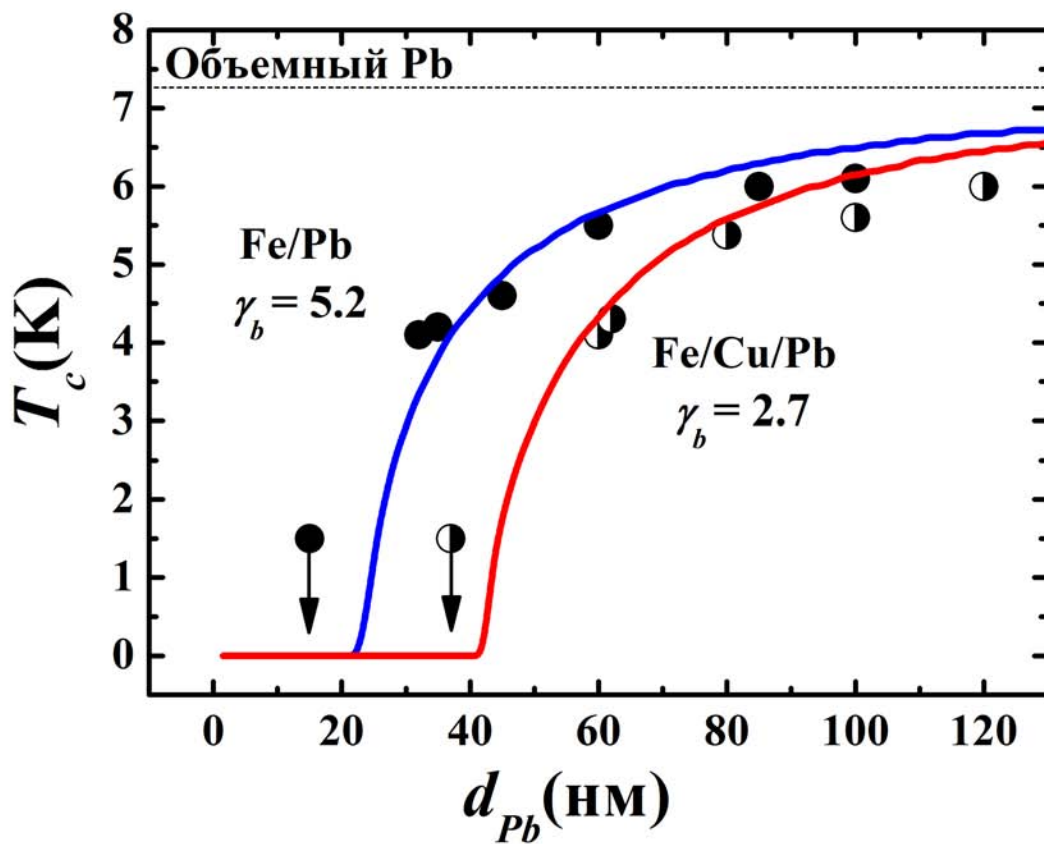


Рис. 2.4. Зависимость  $T_c(d_{Pb})$  при фиксированных значениях  $d_{Fe} = 5$  нм для двухслойных структур Fe/Pb (●) и трехслойных структур Fe/Cu/Pb (◐). Сплошные линии - теоретические кривые, рассчитанные согласно теории Фоминова и др. [107]. Здесь  $\gamma_b$  - это параметр прозрачности границы Fe/Pb.

рентности в сверхпроводнике (в наших образцах  $\xi_S = 42$  нм, теоретический расчет параметров системы будет представлен в пункте 2.3.2 данной диссертационной работы). Таким образом, можно сделать вывод о том, что  $d_{Pb} = 60$  нм является оптимальной толщиной сверхпроводящего слоя в наших системах. Согласно Рис. 2.4, величина  $T_c$  для системы Fe(5 нм)/Pb(60 нм) без дополнительного слоя Cu выше, чем для системы Fe(5 нм)/Cu(1.2 нм)/Pb(60 нм). При  $d_{Pb} = 60$  нм разница в значениях  $T_c$  для структур Fe(5 нм)/Pb(60 нм) и Fe(5 нм)/Cu(1.2 нм)/Pb(60 нм) оценивается в 1 К. Такая разница в значениях  $T_c$  не может быть обусловлена контактом между слоями Cu и Pb, так как разница в величине  $T_c$  между структурами Cu(1.2 нм)/Pb(60 нм) и Pb(60 нм) составляет меньше, чем 0.1 К (см. Рис. 2.2). Скорее всего, этот сдвиг обусловлен более низким качеством границы раздела в случае Fe/Pb, чем в системах Fe/Cu/Pb. Таким образом, можно сделать вывод о том, что введение дополнительного слоя меди в границу раздела между слоем Fe и Pb не только стабилизирует сверхпроводящие свойства системы, но и улучшает прозрачность границы раздела для куперовских пар из С-слоя, тем самым, увеличивая воздействие ферромагнетизма на сверхпроводимость. В связи с этим,  $T_c$  в структурах Fe(5 нм)/Cu(1.2 нм)/Pb(60 нм) ниже, чем в структурах Fe(5 нм)/Pb(60 нм).

Следующим логичным шагом, после определения оптимальной толщины сверхпроводящего слоя, является исследование влияния ферромагнетизма на сверхпроводимость в конструкции сверхпроводящего спинового клапана  $CoO_x/Fe1/Cu/Fe2/Cu/Pb$ . Самым простым путем для такого исследования является отдельное изучение влияния каждого магнитного слоя из системы  $CoO_x/Fe1(5 \text{ нм})/Cu(4 \text{ нм})/Fe2(0.9 \text{ нм})/Cu(1.2 \text{ нм})/Pb(60 \text{ нм})$ , где последовательно будут заменяться ферромагнитные слои Fe на немагнитный слой Cu той же толщины (см. Рис. 2.5).

Процесс разрушения куперовских пар, проникающих из С-слоя, в слоях

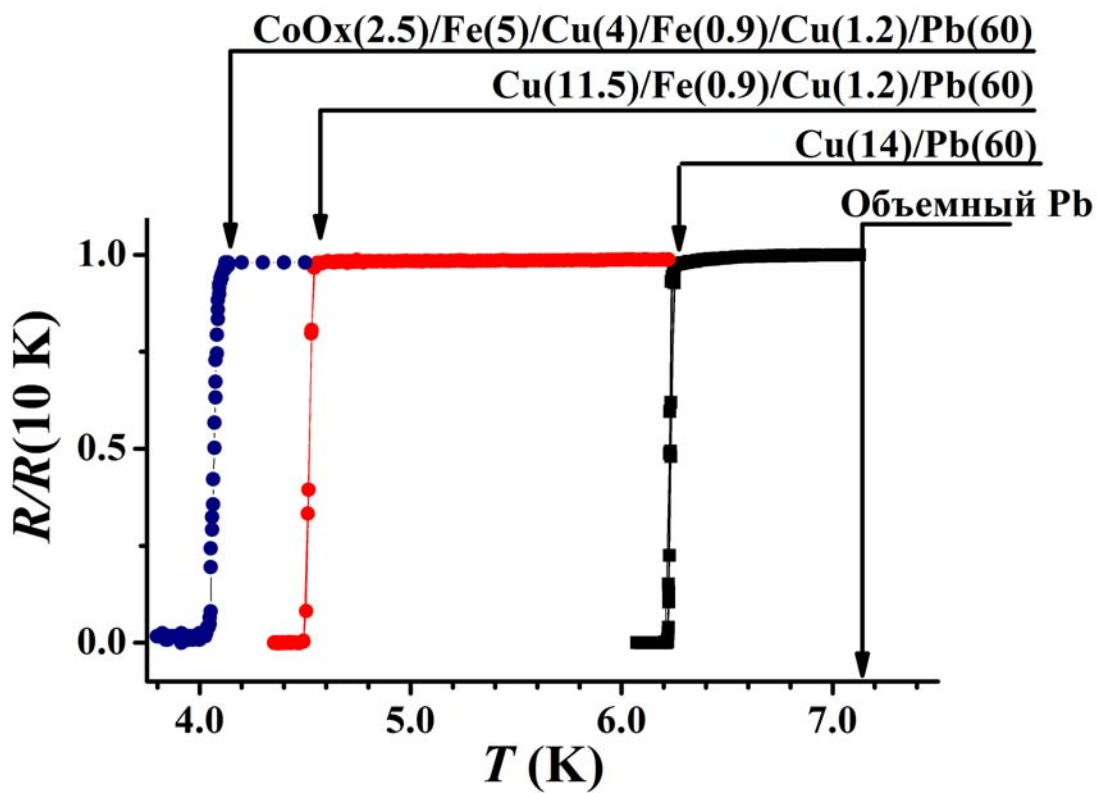


Рис. 2.5. Эволюция сверхпроводящих переходов для системы  $\text{CoO}_x/\text{Fe}_1/\text{Cu}/\text{Fe}_2/\text{Cu}/\text{Pb}$  в результате последовательного замещения магнитных слоев Fe на немагнитные слои Cu.

Fe и слоях Cu различный. Это приводит к различным значениям  $T_c$ . Как и следовало ожидать, самое низкое  $T_c = 4$  К наблюдалось для полной сборки магнитных слоев в системе  $\text{CoO}_x/\text{Fe1}(5 \text{ нм})/\text{Cu}(4 \text{ нм})/\text{Fe2}(0.9 \text{ нм})/\text{Cu}(1.2 \text{ нм})/\text{Pb}(60 \text{ нм})$ . Когда магнитная часть  $\text{CoO}_x/\text{Fe1}(5 \text{ нм})/\text{Cu}(4 \text{ нм})$  была заменена на слой немагнитной  $\text{Cu}(11.5 \text{ нм})$  той же суммарной толщины, значение  $T_c$  увеличилось до 4.5 К. И, наконец, когда вся магнитная часть  $\text{CoO}_x/\text{Fe1}(5 \text{ нм})/\text{Cu}(4 \text{ нм})/\text{Fe2}(0.9 \text{ нм})/\text{Cu}(1.2 \text{ нм})$  была замещена на слой  $\text{Cu}(14 \text{ нм})$  той же суммарной толщины, значение  $T_c$  резко увеличилось до 6.25 К. Эти результаты показывают, что куперовские пары из С-слоя проникают в оба ферромагнитных слоя Fe1 и Fe2. Таким образом, можно с полной уверенностью утверждать, что и слой Fe1 и слой Fe2 оказывают влияние на величину  $T_c$  в системах сверхпроводящего спинового клапана  $\text{CoO}_x/\text{Fe1}/\text{Cu}/\text{Fe2}/\text{Cu}/\text{Pb}$ .

## 2.3. Эффект сверхпроводящего спинового клапана

### 2.3.1. Экспериментальные результаты

После того, как удалось стабилизировать сверхпроводящие свойства образцов, появилась возможность детального изучения транспортных свойств в структурах  $\text{CoO}_x/\text{Fe1}/\text{Cu}/\text{Fe2}/\text{Cu}/\text{Pb}$ . Для проведения транспортных измерений использовалась установка, детально описанная в Главе 1 данной диссертационной работы.  $T_c$  определяется как середина сверхпроводящего перехода. Для устранения ошибок измерения  $T_c$ , связанных с неточностью установки образца относительно направления магнитного поля, на предварительной стадии проводилась процедура юстировки образца при помощи лазера. Образец крепился на вставке таким образом, чтобы магнитное поле было направлено в плоскости образца вдоль легкой оси намагничивания. На первой стадии образец охлаждался в магнитном поле +4 кЭ от комнатной температуры до

температуры жидкого гелия. При этом значении магнитного поля намагниченности слоев Fe1 и Fe2 параллельны друг другу (см. Рис. 2.3 (а)). Далее проводилась запись электросопротивления образца для нескольких значений магнитных полей от +1 кЭ до -1 кЭ, включительно. Неточность установки образца в данном случае не может влиять на величину  $T_c$ . Это связано, с тем что при смене знака угол между линиями напряженности магнитного поля и плоскостью образца не меняется при смене знака магнитного поля. Таким образом, при переключении направления поля компонента магнитного поля, возникшая в результате неточности установки образца и перпендикулярная его плоскости, по абсолютной величине не изменится.

Величина эффекта сверхпроводящего спинового клапана  $\Delta T_c = T_c^{AP} - T_c^P$  определяется как разница между температурами перехода в сверхпроводящее состояние в AP( $T_c^{AP}$ ) и в P( $T_c^P$ ) ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев. После первоначальной процедуры охлаждения в магнитном поле +4 кЭ намагниченность слоя Fe1 закреплена в положительном направлении антиферромагнитным слоем  $\text{CoO}_x$ , вплоть до приложения магнитного поля -1.5 кЭ (см. Рис. 2.3 (а)). Намагниченность слоя Fe2 свободна и при прикладывании небольшого магнитного поля в обратном направлении от первоначального, взаимная ориентация намагниченностей ферромагнитных слоев может быть изменена с P на AP (см. Рис. 2.3 (б)). Поле насыщения для пленки Fe2 составляет порядка 0.5 кЭ. Это означает, что магнитного поля в 0.5 кЭ достаточно для того, что изменить взаимную ориентацию намагниченностей пленок Fe1 и Fe2 без формирования доменной структуры в слое Fe2.

Для исследования зависимости величины эффекта сверхпроводящего спинового клапана от толщины слоя Fe2  $\Delta T_c(d_{Fe2})$  были приготовлены 2 серии образцов  $\text{CoO}_x/\text{Fe1}(2.5 \text{ нм})/\text{Cu}(4 \text{ нм})/\text{Fe2}(d_{Fe2})/\text{Cu}(1.2 \text{ нм})/\text{Pb}(60 \text{ нм})$  и  $\text{CoO}_x/\text{Fe1}(2.5 \text{ нм})/\text{Cu}(4 \text{ нм})/\text{Fe2}(d_{Fe2})/\text{Pb}(60 \text{ нм})$ . Первая серия образцов приготовлена с дополнительным слоем меди, вторая серия - без. Для обеих

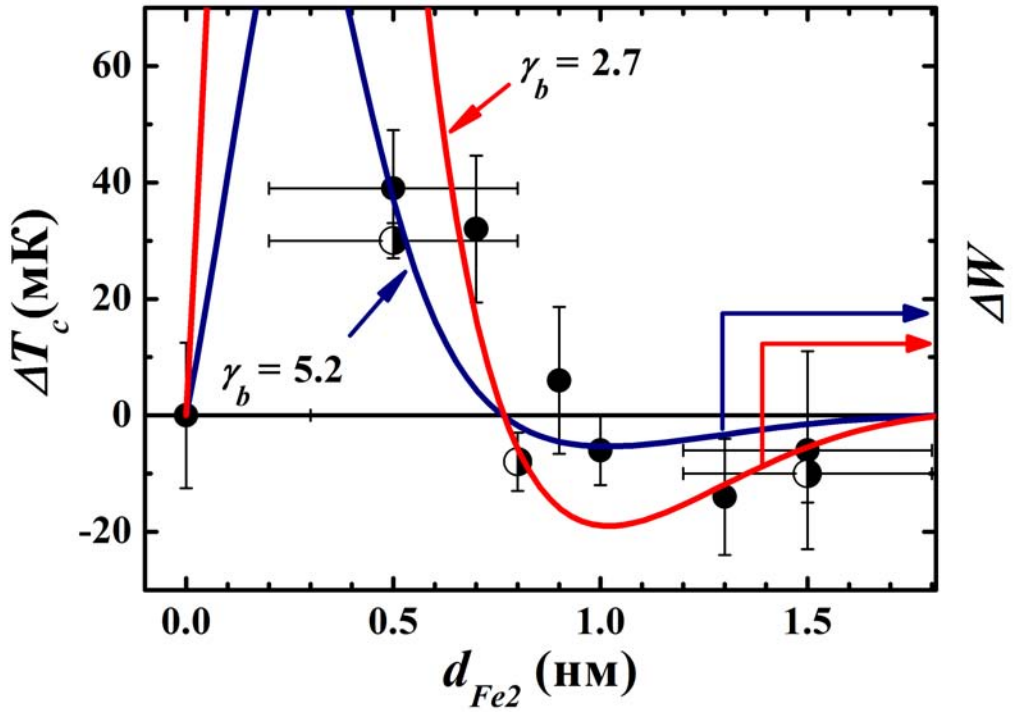


Рис. 2.6. Зависимость величины эффекта сверхпроводящего спинового клапана от толщины слоя  $Fe_2$  для  $CoO_x/Fe_1/Cu/Fe_2/Pb$  (●) и  $CoO_x/Fe_1/Cu/Fe_2/Cu/Pb$  (●). Сплошные линии - теоретические кривые, рассчитанные согласно теории Фомина и др. [75]. Здесь  $\gamma_b$  - это параметр прозрачности границы  $Fe/Pb$ .

серий образцов толщина слоя Fe2  $d_{Fe2}$  варьируется, толщины других слоев фиксированы. Толщина слоя Fe1 фиксирована и составляет  $d_{Fe1} = 2.5$  нм, что намного превышает глубину проникновения куперовских пар в слой железа  $\xi_h = 0.8$  нм. Результаты исследований  $\Delta T_c(d_{Fe2})$  для обеих серий образцов представлены на Рис. 2.6.

Зависимость  $\Delta T_c(d_{Fe2})$  демонстрирует четко выраженное осцилляционное поведение (см. Рис. 2.6). Во-первых, при толщине слоя Fe2  $d_{Fe2} = 0.5$  нм величина  $\Delta T_c$  достигает максимального значения  $+40$  мК. Положительное значение  $\Delta T_c$  означает прямой эффект сверхпроводящего спинового клапана, то есть  $T_c^{AP} > T_c^P$ . При увеличении  $d_{Fe2}$  до 0.8 нм наблюдается снижение величины  $\Delta T_c$  до значения 0 мК. Следует отметить, что при дальнейшем увеличении толщины слоя Fe2  $d_{Fe2}$  выше 1 нм величина  $\Delta T_c$  падает до отрицательного минимума  $-15$  мК при  $d_{Fe2} \sim 1.3$  нм. Отрицательное значение  $\Delta T_c$  говорит об обратном эффекте сверхпроводящего спинового клапана, то есть  $T_c^{AP} < T_c^P$ . Далее с увеличением  $d_{Fe2}$  величина  $\Delta T_c$  плавно приближается к нулю. Важно также отметить, что осцилляционное поведение зависимости  $\Delta T_c(d_{Fe2})$  характерно для обеих серий образцов, содержащих Fe/Pb и Fe/Cu/Pb интерфейсы (см. Рис. 2.6). Аналогичный результат уже наблюдался в нашей группе в образцах  $CoO_x/Fe1/Cu/Fe2/In$  (см. [74, 94]).

Для того, чтобы исследовать зависимость величины эффекта сверхпроводящего спинового клапана от толщины слоя Fe1  $\Delta T_c(d_{Fe1})$  были приготовлены 2 серии образцов  $CoO_x/Fe1(d_{Fe1})/Cu(4 \text{ нм})/Fe2(d_{Fe2})/Cu(1.2 \text{ нм})/Pb(60 \text{ нм})$  с фиксированными толщинами слоя Fe2 0.5 нм и 0.9 нм, соответственно. Результаты для серии образцов с  $d_{Fe2} = 0.5$  нм представлены на Рис. 2.7.

Можно увидеть, что зависимость на Рис. 2.7 имеет незначительный максимум  $\Delta T_c(d_{Fe1})$  при значениях  $d_{Fe1}$  порядка 0.8 нм. Максимальное значение  $\Delta T_c(d_{Fe1})$  при близких толщинах слоев  $d_{Fe1}$  и  $d_{Fe2}$  может быть связано с более полной компенсацией среднего обменного поля в пространстве между

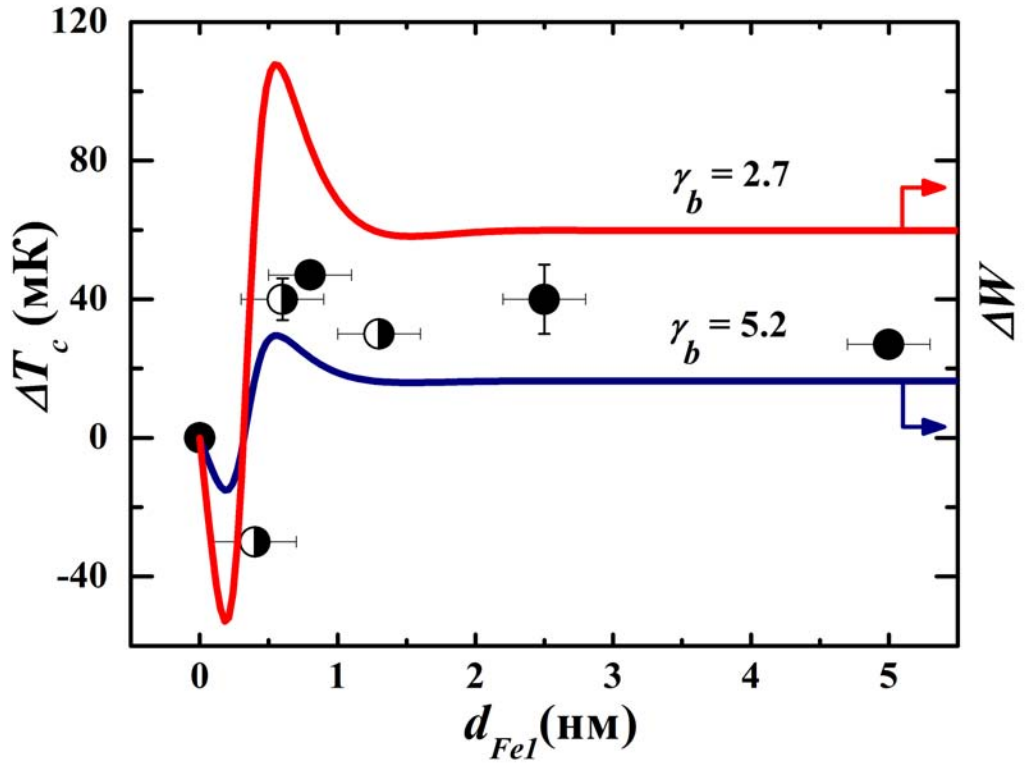


Рис. 2.7. Зависимость величины эффекта сверхпроводящего спинового клапана от толщины слоя Fe1. Результаты получены для образцов с фиксированной толщиной слоя Fe2  $d_{Fe2} = 0.5$  нм. (●) и (◐) соответствуют образцам  $CoO_x/Fe1/Cu/Fe2/Cu/Pb$ , полученным в двух различных вакуумных циклах. Сплошные линии - теоретические кривые, рассчитанные согласно теории Фомина и др.[75]. Здесь  $\gamma_b$  - это параметр прозрачности границы Fe/Pb.



Fe1 и Fe2. С увеличением  $d_{Fe2}$  с 0.5 нм до 0.9 нм величина  $\Delta T_c$  приближается к 0 мК, согласно Рис. 2.6. С дальнейшим увеличением  $d_{Fe2}$  величина  $\Delta T_c$  начинает расти, но по-прежнему остается очень малой. Другой интересной особенностью зависимости  $\Delta T_c(d_{Fe1})$  является наличие отрицательного минимума, предсказанного теорией, при очень малых толщинах слоя Fe1  $d_{Fe1}$ . Такого рода осцилляции зависимости  $\Delta T_c(d_{Fe1})$  носят тот же характер, что и осцилляции зависимости  $\Delta T_c(d_{Fe2})$  на Рис. 2.6. Эти осцилляции объясняются квантовой интерференцией парной волновой функции куперовских пар на границе раздела С- и Ф- слоев (см. [74]).

Согласно нашей методики роста образцов, мы технологически не можем напылять сплошные слои Fe толщиной  $d_{Fe} \leq 0.5$  нм. Однако, для границы  $CoO_x/Fe1$  мы обнаружили окисление слоя Fe1. Глубина окисления слоя Fe1 составляет порядка 0.4 нм - 0.6 нм. Вследствие этого, при приготовлении образца  $CoO_x/Fe1(1 \text{ нм})/Cu/Fe2/Cu/Pb$  удается эффективно уменьшить толщину слоя Fe1 на 0.4 нм - 0.6 нм и получить образец  $CoO_x/Fe1(0.4 \text{ нм} - 0.6 \text{ нм})/Cu/Fe2/Cu/Pb$ . Таким образом, удалось уменьшить толщину слоя Fe1 до толщин порядка 0.3 нм - 0.4 нм (см. Рис. 2.7).

Полное переключение сверхпроводящего тока удалось осуществить в образце спинового клапана  $CoO_x/Fe1(0.8 \text{ нм})/Cu(4 \text{ нм})/Fe2(0.5 \text{ нм})/Cu(1.2 \text{ нм})/Pb(60 \text{ нм})$ , в котором достигается максимальное значение величины  $\Delta T_c$  (см. Рис. 2.7). Разница в величине  $T_c$  между AP и P ориентациями намагниченностей ферромагнитных слоев отчетливо видно на Рис. 2.8.

Температура перехода в сверхпроводящее состояние при AP ориентации намагниченностей превышает значение  $T_c$  для P ориентации на 40 мК, что оказывается порядка ширины сверхпроводящего перехода  $\delta T_c$ . Это позволяет полностью включать и выключать сверхпроводящий ток, протекающий в плоскости образца в температурном диапазоне в пределах  $\Delta T_c$  путем изменения взаимной ориентации намагниченности ферромагнитных слоев Fe1 и Fe2

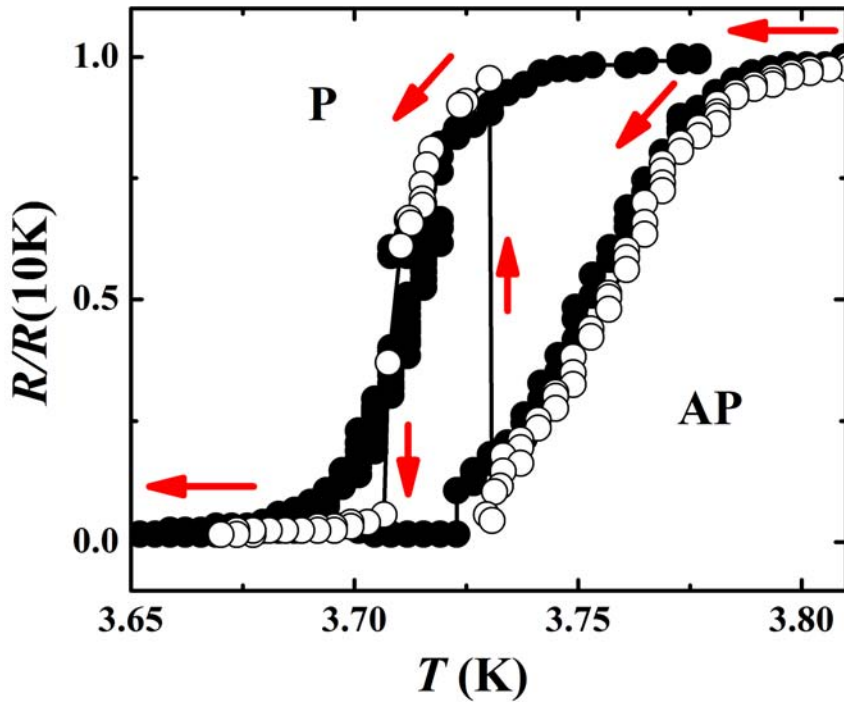


Рис. 2.8. (●) - сверхпроводящие переходы для параллельной ( $H = +1$  кЭ) и антипараллельной ( $H = -1$  кЭ) ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев Fe1 и Fe2 для образца  $\text{CoO}_x/\text{Fe1}(0.8 \text{ нм})/\text{Cu}(4 \text{ нм})/\text{Fe2}(0.5 \text{ нм})/\text{Cu}(1.2 \text{ нм})/\text{Pb}(60 \text{ нм})$ . (○) - мгновенное переключение между сверхпроводящим и нормальным состоянием, благодаря изменению ориентации ферромагнитных слоев Fe1 и Fe2 от AP ( $H = -1$  кЭ) к P ( $H = +1$  кЭ) во время медленной развертки температуры.

с АР на Р. Для того, чтобы это продемонстрировать, мы выполнили измерения сопротивления образца, медленно изменяя температуру в диапазоне  $\Delta T_c$  и переключая магнитное поле между +1 кЭ и -1 кЭ (см. Рис. 2.8).

Полный эффект переключения сверхпроводящего спинового клапана впервые был экспериментально продемонстрирован нашей группой в 2010 году на конструкции  $\text{CoO}_x/\text{Fe1}/\text{Cu}/\text{Fe2}/\text{In}$  [73]. В данном случае переключение было получено на конструкции  $\text{CoO}_x/\text{Fe1}/\text{Cu}/\text{Fe2}/\text{Cu}/\text{Pb}$ , где в качестве сверхпроводящего слоя был использован свинец, обладающий более высокими критическими параметрами, чем индий. Соответственно  $T_c$  и величина эффекта  $\Delta T_c$  для образцов со свинцом выше, чем для образцов с индием.

### 2.3.2. Обсуждение экспериментальных результатов

В Главе 1 данной диссертационной работы мы ввели параметр  $RRR$ . Величина  $RRR$  служит мерой структурного качества и чистоты образца. Для наших образцов значение  $RRR$  лежит в интервале  $10 \leq RRR \leq 15$ . Такие значения  $RRR$  свидетельствует о высокой чистоте слоя Pb в исследуемых образцах.

При комнатной температуре в удельном сопротивлении слоя Pb доминирует фоновый вклад  $\rho_{phon}^S(300\text{K}) = 21 \mu\Omega \text{ см}$  (см., например, [108]). Таким образом, из значения  $RRR$  можно оценить остаточное сопротивление  $\rho_{imp}^S$ . Мы получили, что  $\rho_{imp}^S = 1.47 \mu\Omega$ . Соотношения Пиппарда [106]:

$$\sigma = e^2 S_F l / 12\pi^3 \hbar, \quad \gamma^e = k_B^2 S_F / 12\pi \hbar v_F, \quad (2.1)$$

дают

$$v_F l = \left( \frac{\pi k_B}{e} \right)^2 \left( \frac{1}{\gamma^e \rho} \right). \quad (2.2)$$

Здесь,  $S_F$  - это площадь поверхности Ферми;  $l$  и  $v_F$  - это длина свободного пробега и скорость Ферми электронов проводимости, оба значения

усреднены по поверхности Ферми;  $\gamma^e$  удельный коэффициент теплоемкости. Для Pb  $\gamma^e = 1.6 \cdot 10^3$  эрг/К<sup>2</sup>см<sup>3</sup> (см. [108]), мы получили, что  $v_F^S l_S = 3 \cdot 10^2$  см<sup>2</sup>/с, следовательно, диффузионная константа в С-слое  $D_S = v_F^S l_S / 3 = 10^2$  см<sup>2</sup>/с. В нашем случае,  $v_F^S = 1.8 \cdot 10^8$  см/с (см. [108]). Это означает, что длина свободного пробега электронов проводимости в Pb  $l_S = 17$  нм.

Мы использовали теоретическую модель Фоминова и др. [75] для расчета наших экспериментальных результатов. Авторы этой модели исследовали критическую температуру трехслойных систем Ф1/Ф2/С при произвольных углах между намагниченностями ферромагнитных слоев вдоль плоскости образцов. В данной теоретической работе длина когерентности сверхпроводника и ферромагнетика определяются Выражениями (4) и (5) (см. Введение). Согласно Выражению (4) (см. Введение), в наших образцах  $\xi_S = 42$  нм.

Для расчета  $\xi_F$  необходимо рассчитать остаточное удельное сопротивление Fe. Мы не можем рассчитать отдельно сопротивление каждого слоя в многослойной системе. Поэтому для того, чтобы рассчитать остаточное удельное сопротивление были приготовлены однослойные и двухслойные пленки. Как показывали измерения остаточного сопротивления Fe оно может быть различным в зависимости от системы. Для наших систем мы оценили как наиболее оптимистичный вариант  $\rho_{imp}^F = 10 \mu\Omega$  см. Тогда согласно уравнению (2.2)  $v_F^F l_F = 10$  см<sup>2</sup>/с,  $D_F = 3.3$  см<sup>2</sup>/с и  $l_F = 1.0$  нм. Таким образом, из Выражения (5) (см. Введение) длина когерентности в Fe  $\xi_F = 7.5$  нм.

В теоретической работе Фоминова и др. [75] граничные условия [109] для аномальной Гриновской функции на границе раздела Ф2/С содержат параметр материалов границы  $\gamma$  и параметр прозрачности границы  $\gamma_b$ , которые определяются следующим образом:

$$\gamma = \frac{\rho_{imp}^S \xi_S}{\rho_{imp}^F \xi_F}, \quad \gamma_b = \frac{R_b \mathcal{A}}{\rho_{imp}^F \xi_F}. \quad (2.3)$$

Здесь,  $\rho_{imp}^S$  и  $\rho_{imp}^F$  - удельные сопротивления С- и Ф- слоев в нормаль-

ном состоянии;  $R_b$  - сопротивление границы  $\Phi 2/C$  в нормальном состоянии;  $A$  - площадь контакта  $\Phi 2/C$ ;  $\xi_S$  и  $\xi_F$  длины когерентности  $S$ - и  $F$ - слоев. Значение  $\gamma_b = 0$  соответствует полностью прозрачной границе  $\Phi 2/C$ .

Согласно уравнениям (2.1) и (2.2) были рассчитаны необходимые микроскопические параметры системы  $\Phi 1/\Phi 2/C$  для сравнения теории Фомина и др. [75, 107] и полученных экспериментальных результатов. Данные параметры представлены с 1 по 13 строчку в Таблице 2.1.

Таблица 2.1. Микроскопические параметры системы  $\Phi 1/\Phi 2/C$

Номер	Параметр	Fe/Pb	Fe/Cu/Pb
1	$\rho_{imp}^S, \mu\Omega \text{ см}$	1.47	1.47
2	$v_F^S, \text{ см/с}$	$1.8 \cdot 10^8$	$1.8 \cdot 10^8$
3	$v_F^S l_S, \text{ см}^2/\text{с}$	300	300
4	$D_S, \text{ см}^2/\text{с}$	100	100
5	$\xi_S, \text{ нм}$	42	42
6	$l_S, \text{ нм}$	17	17
7	$\rho_{imp}^F, \mu\Omega \text{ см}$	10	10
8	$v_F^F, \text{ см/с}$	$10^8$	$10^8$
9	$v_F^F l_F, \text{ см}^2/\text{с}$	10	10
10	$D_F, \text{ см}^2/\text{с}$	3.3	3.3
11	$\xi_F, \text{ нм}$	7.5	7.5
12	$l_F, \text{ нм}$	1.0	1.0
13	$\gamma$	0.78	0.78
14	$\gamma_b$	5.2	2.7

Начнем теоретический анализ полученных экспериментальных результатов с зависимости  $T_c(d_{Pb})$  при фиксированных значениях  $d_{Fe} = 5 \text{ нм}$ , пред-

ставленной на Рис. 2.4. При больших толщинах слоя свинца  $T_c$  медленно уменьшается с уменьшением  $d_{Pb}$ . Ниже  $d_{Pb} = 60$  нм и 35 нм для Fe/Cu/Pb и Fe/Pb, соответственно,  $T_c$  резко уменьшается; при  $d_{Pb} < 38$  нм и  $d_{Pb} < 15$  нм сверхпроводимость исчезает (1.2 - 1.4 К минимальные температуры, которые мы можем достигнуть на нашей установке).

Теория предполагает «грязный» предел для С- и Ф- слоев [109], то есть  $l_{F,S} \ll \xi_{F,S}$ . Критическая толщина сверхпроводящего слоя  $d_S^{crit}$  определяется, как толщина, ниже которой отсутствует сверхпроводимость в двухслойной С/Ф системе, то есть  $T_c(d_S^{crit}) = 0$ . В соответствии с теорией Фоминова и др. [107] значение  $d_S^{crit}$  может быть получено в пределе  $(\gamma/\gamma_b)(d_S/\xi_S) \ll 1$  как:

$$\frac{d_S^{crit}}{\xi_S} = 2\gamma_E \frac{\gamma}{\gamma_b}, \quad (2.4)$$

где  $\gamma_E \approx 1.78$  - константа Эйлера. Из Рис. 2.4 видно, что для систем Fe/Pb и Fe/Cu/Pb  $d_S^{crit} = 22$  нм и  $d_S^{crit} = 42$  нм, соответственно. Таким образом, для систем Fe/Pb получаем  $d_S^{crit}/\xi_S \simeq 0.52$  и для систем Fe/Cu/Pb  $d_S^{crit}/\xi_S \simeq 1$ . В соответствии с уравнениями (2.3) и (2.4), получаем, что для систем Fe/Pb  $\gamma_b = 5.2$  и для систем Fe/Cu/Pb  $\gamma_b = 2.7$ . Эти значения представлены в Таблице 2.1. Используя параметры, представленные в Таблице 2.1, были построены сплошные теоретические кривые на Рис. 2.4, согласно теории Фоминова и др. [107]. Как видно из Рис. 2.4, экспериментальные данные достаточно неплохо согласуются с теорией. Таким образом, из транспортных измерений были определены все параметры исследуемых образцов (см. Таблицу 2.1), в частности была определена критическая толщина сверхпроводящего слоя  $d_S^{crit}$ .

Перейдем к теоретическому анализу полученных экспериментальных результатов по зависимостям  $\Delta T_c(d_{Fe2})$  и  $\Delta T_c(d_{Fe1})$ . Сплошные линии на Рис. 2.6 и Рис. 2.7 соответствуют теоретическим расчетам, описанным в работе [75] для структур Ф1/Ф2/С. Под параметром  $W$  понимается величина, которая

показывает насколько подавлено  $T_c$  в системе. Другими словами, чем больше  $W$ , тем ниже  $T_c$ , чем меньше  $W$ , тем выше  $T_c$ . Вследствие этого получается, что аналогом  $T_c$  качественно является параметр  $W$ , который можно легко теоретически описать. Расчет параметра  $W$  предложен в статье Фомина и др. [75], как:

$$-\xi_S \frac{df_0}{dx} = W f_0 \Big|_{x=0}. \quad (2.5)$$

Параметр  $W$  несет в себе всю информацию о ферромагнетиках (толщина, длина когерентности и т.д.). Аналогом  $\Delta T_c$  является параметр  $\Delta W$ . Под параметром  $\Delta W$  понимают, что  $\Delta W = W^P - W^{AP}$ , где  $W^P$  соответствует параллельной ориентации намагниченности ферромагнитных слоев,  $W^{AP}$  - антипараллельной ориентации. Расчет параметра  $W^P$  выполняется, следующим образом:

$$W^P = 2k_h \xi_S \frac{\sigma_F}{\sigma_S} \times \frac{\cosh(d_1 + d_2) - \cos(d_1 + d_2)}{\sinh(d_1 + d_2) - \sin(d_1 + d_2) + 2\kappa \tanh(k_\omega d_S)}, \quad (2.6)$$

где

$$d_1 = 2k_h d_{Fe1}, \quad d_2 = 2k_h d_{Fe2}, \quad \kappa = \frac{\sigma_S k_\omega}{\sigma_F k_h}. \quad (2.7)$$

Здесь  $\sigma_S$  и  $\sigma_F$  являются константами проводимости С- и Ф- слоев. Волновые вектора  $k_\omega = \sqrt{2\omega/D_S}$  и  $k_h = \sqrt{h/D_F}$  ( $\omega$  - частота Мацубары, которая принята для оценки как  $\pi T_c$ ). Предполагается, что  $T_c/h$ , поэтому  $\kappa \ll 1$ . Расчет  $W^{AP}$  проходил по следующей формуле:

$$W^{AP} = 2k_h \xi_S \frac{\sigma_F \mathcal{N}}{\sigma_S \mathcal{D}}, \quad (2.8)$$

где

$$\begin{aligned} \mathcal{N} = & \cosh d_1 \cosh d_2 - \cos d_1 \cos d_2 - \\ & - \sin d_1 \sinh d_2 - \sinh d_1 \sin d_2, \end{aligned} \quad (2.9)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{D} = & \cosh d_1 \sinh d_2 + \sinh d_1 \cos d_2 - \\ & - \sin d_1 \cosh d_2 - \cos d_1 \sin d_2 + 2\kappa \tanh(k_\omega d_S). \end{aligned} \quad (2.10)$$

Основываясь на этих данных и были построены теоретические зависимости  $\Delta W$  от толщины слоя  $\Phi 2$  и  $\Phi 1$  на Рис. 2.6 и Рис. 2.7, соответственно.

Из Рис. 2.7 видно, что экспериментально максимальное значение эффекта  $\Delta T_c$  достигается при близких толщинах ферромагнитных слоев Fe1 и Fe2. Это объясняется тем, что при близких толщинах происходит полная компенсация обменного поля в слое Cu, находящемся между слоями Fe1 и Fe2, куда попадают куперовские пары из С-слоя. Таким образом, можно сделать вывод, что для получения наибольшей величины эффекта сверхпроводящего спинового клапана необходимо, чтобы толщины ферромагнитных слоев были близки по величине и меньше, чем глубина проникновения волновой функции куперовских пар в ферромагнетик. Образец наиболее близкий по своим свойствам к этим критериям - это образец  $\text{CoO}_x/\text{Fe1}(0.8 \text{ нм})/\text{Cu}(4 \text{ нм})/\text{Fe2}(0.5 \text{ нм})/\text{Cu}(1.2 \text{ нм})/\text{Pb}(60 \text{ нм})$ . На этом образце удалось осуществить полное включение/выключение сверхпроводящего тока (см. рис.2.8). При толщинах  $d_{Fe1} = 0.8 \text{ нм}$  и  $d_{Fe2} = 0.5 \text{ нм}$  величина эффекта составила  $\Delta T_c = 40 \text{ мК}$ .

### **Выводы**

В ходе исследований, описанных в данной главе, были получены следующие основные результаты. Во-первых, удалось стабилизировать сверхпроводящие свойства границы раздела Fe2/Pb в образцах  $\text{CoO}_x/\text{Fe1}/\text{Cu}/\text{Fe2}/\text{Pb}$  путем введения дополнительного слоя меди. Было качественно показано, что введение дополнительного слоя меди в границу раздела Fe2/Pb не только ста-



билизирует сверхпроводящие свойства, но и улучшает прозрачность границы раздела Fe2/Pb. Введение слоя меди толщиной  $d_{Cu} = 1.2$  нм не оказывает дополнительного влияния на степень подавления  $T_c$  в образцах сверхпроводящего спинового клапана  $CoO_x/Fe1/Cu/Fe2/Cu/Pb$ . Во-вторых, на модифицированных образцах спинового клапана  $CoO_x/Fe1/Cu/Fe2/Cu/Pb$  со стабильными сверхпроводящими свойствами удалось изучить зависимости  $\Delta T_c(d_{Fe2})$  и  $\Delta T_c(d_{Fe1})$ . Ранее подробно изучить такие зависимости не удавалось, так как происходила быстрая деградация сверхпроводящих свойств образцов. Далее удалось осуществить полное переключение сверхпроводящего тока в образце  $CoO_x/Fe1(0.8 \text{ нм})/Cu(4 \text{ нм})/Fe2(0.5 \text{ нм})/Cu(1.2 \text{ нм})/Pb(60 \text{ нм})$  путем изменения взаимной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев с антипараллельной на параллельную. В-третьих, был проведен теоретический анализ полученных экспериментальных результатов. Из транспортных изменений были определены все микроскопические параметры исследуемых образцов. Теоретический анализ показал хорошее качественное согласие теории и эксперимента. Здесь было проведено сравнение экспериментально полученного  $T_c$  и теоретически рассчитанного параметра  $W$ .

Основным результатом исследований, описанных в данной главе, является стабилизация сверхпроводящих свойств образцов спинового клапана  $CoO_x/Fe1/Cu/Fe2/Pb$  путем введения дополнительного слоя меди в границу раздела Fe2/Pb.

## Глава 3

# Триpletная сверхпроводимость в образцах спинового клапана $\text{CoO}_x/\text{Fe1}/\text{Cu}/\text{Fe2}/\text{Cu}/\text{Pb}$ [A4, A5]

### Аннотация

Данная глава посвящена наблюдению дальнедействующей tripletной компоненты (ДТК) сверхпроводимости в структурах сверхпроводящего спинового клапана  $\text{CoO}_x/\text{Fe1}/\text{Cu}/\text{Fe2}/\text{Cu}/\text{Pb}$ . В данной главе подробно изложена методика исследования угловой зависимости  $T_c$  от угла ( $\alpha$ ) между намагниченностями ферромагнитных слоев  $M_{\text{Fe1}}$  и  $M_{\text{Fe2}}$ . Проведено сравнение угловых зависимостей  $T_c(\alpha)$  для  $\text{CoO}_x/\text{Fe1}/\text{Cu}/\text{Fe2}/\text{Cu}/\text{Pb}$  структур и для опорного образца, где вся магнитная часть заменена на немагнитный слой меди. Сравнительный анализ показал, что эффект tripletной сверхпроводимости связан именно с взаимодействием ферромагнетизма и сверхпроводимости, так как для опорного образца никаких эффектов не наблюдалось. В качестве основного результата приведены данные угловой зависимости  $T_c(\alpha)$  для структур  $\text{CoO}_x/\text{Fe1}/\text{Cu}/\text{Fe2}/\text{Cu}/\text{Pb}$ . Сделан вывод о том, что в структурах  $\text{CoO}_x/\text{Fe1}/\text{Cu}/\text{Fe2}/\text{Cu}/\text{Pb}$  наблюдается tripletная компонента сверхпроводящего конденсата, при этом величина tripletного эффекта в этих структурах превышает величину эффекта в образцах  $\text{CoO}_x/\text{Fe1}/\text{Cu}/\text{Fe2}/\text{Pb}$ . Увеличение этого эффекта связано с улучшением прозрачности границы раздела  $\text{Fe2}/\text{Pb}$ . Также в данной главе приведен теоретический анализ, полученных экспериментальных данных.

### 3.1. Образцы

Эффект триплетной сверхпроводимости в системах  $\Phi 1/\Phi 2/C$  проявляется в немонотонном изменении величины  $T_c$  при плавном изменении угла ( $\alpha$ ) между намагниченностями ферромагнитных слоев  $M_{Fe1}$  и  $M_{Fe2}$  от параллельной ориентации P ( $\alpha = 0^0$ ) к антипараллельной AP ( $\alpha = 180^0$ ). При этом наблюдается минимум  $T_c$  при неколлинеарной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев Fe1 и Fe2 (см. [75]). Такое поведение  $T_c$  является характерным проявлением дальнедействующей триплетной компоненты (ДТК) сверхпроводящего конденсата в система  $\Phi 1/\Phi 2/C$ . Следует отметить, что  $T_c$  системы определяется из критической температуры синглетной компоненты сверхпроводящего конденсата и что триплетные сверхпроводящие корреляции генерируются из синглетных (превращение вследствие воздействия обменного поля), уменьшая амплитуду синглетной компоненты в слое сверхпроводника, истощая таким образом сверхпроводящий конденсат. Этот эффект значителен, поскольку величины синглетной компоненты, индуцированной эффектом близости, и дальнедействующей триплетной компоненты могут оказаться одного порядка вблизи интерфейса  $\Phi 2/C$  (если толщина прилегающего слоя ферромагнетика меньше длины когерентности в нем).

Предыдущие исследования нашей группы (см. [95]) показали, что структуры  $CoO_x/Fe1/Cu/Fe2/Pb$  являются перспективными для исследования эффекта триплетной сверхпроводимости. Однако, стабильность сверхпроводящих свойств таких систем была ограничена во времени. Нам удалось стабилизировать сверхпроводящие свойства образцов  $CoO_x/Fe1/Cu/Fe2/Pb$  путем введения дополнительного слоя меди в границу раздела  $Fe2/Pb$  (см. Главу 2). Поэтому после изменения структуры сверхпроводящего спинового клапана, необходимо было исследовать влияние дополнительного слоя меди на величину эффекта триплетной сверхпроводимости в модифицированных образцах

спинового клапана  $\text{CoO}_x/\text{Fe1}/\text{Cu}/\text{Fe2}/\text{Cu}/\text{Pb}$ .

Для исследования угловой зависимости температуры перехода в сверхпроводящее состояние  $T_c$  от угла  $\alpha$  между намагниченностями ферромагнитных слоев  $M_{Fe1}$  и  $M_{Fe2}$  была приготовлена серия образцов TR 210. Параметры образцов серии TR 210 представлены в Таблице 3.1. Образцы были приготовлены классическим методом электронно-лучевого испарения в сверхвысоком вакууме на установке МВЕ, которая подробно описана в Главе 1. Серия образцов TR 210 состояла из 3 образцов с варьируемой толщиной слоя Ф2  $d_{Fe2}$  при постоянной толщине слоя Ф1  $d_{Fe1} = 3$  нм и одного опорного образца  $\text{Cu}(14 \text{ нм})/\text{Pb}(60 \text{ нм})$ , в структуре которого антиферромагнитный и ферромагнитные слои замещены немагнитным слоем меди.

Таблица 3.1. Параметры серии образцов TR 210

Образец	Толщина слоев (нм)						
	$\text{CoO}_x$	Fe1	Cu	Fe2	Cu	Pb	$\text{Si}_3\text{N}_4$
TR 210а	2.5	3	4	0.6	1.2	60	85
TR 210б	2.5	3	4	0.8	1.2	60	85
TR 210в	2.5	3	4	1	1.2	60	85
TR 210г					14	60	85

### 3.2. Экспериментальные результаты

Исследование транспортных свойств серии TR 210 происходило аналогичным образом, как это описано в Главе 2 при исследовании эффекта сверхпроводящего спинового клапана в образцах  $\text{CoO}_x/\text{Fe1}/\text{Cu}/\text{Fe2}/\text{Cu}/\text{Pb}$ . Существенное отличие заключалось в том, что образцы серии TR 210 вращались

внутри установки. Вращение образцов в магнитном поле было необходимо для того, чтобы плавно менять угол между намагниченностями  $M_{Fe1}$  и  $M_{Fe2}$  ферромагнитных слоев Fe1 и Fe2.

Наиболее интересные результаты удалось получить для образца  $CoO_x/Fe1(3 \text{ нм})/Cu(4 \text{ нм})/Fe2(0.8 \text{ нм})/Cu(1.2 \text{ нм})/Pb(60 \text{ нм})$  TR 210в. В дальнейшем именно для этого образца будут представлены результаты. На Рис. 3.1 (б) и (в) представлены угловые зависимости разности между  $T_c(\alpha)$  и  $T_c(0^0)$  при параллельной ориентации намагниченностей ( $\alpha = 0^0$ ) для образца TR 210в. Для сравнения магнитных и сверхпроводящих свойств образца TR 210в, на Рис. 3.1 (а) представлена магнитная петля гистерезиса, измеренная при температуре 10 К. После процедуры охлаждения во внешнем магнитном поле  $+4 \text{ кЭ}$  намагниченности  $M_{Fe1}$  и  $M_{Fe2}$  ферромагнитных слоев Fe1 и Fe2 параллельны друг другу ( $\alpha = 0^0$ ) и направлены вдоль направления внешнего магнитного поля. Намагниченность  $M_{Fe1}$  слоя Fe1 зафиксирована антиферромагнитным слоем  $CoO_x$  вдоль направления первоначально приложенного магнитного поля. Намагниченность слоя Fe2 свободна и может изменять свое направление при приложении небольшого магнитного поля  $0.2 - 0.25 \text{ кЭ}$  (см. Рис. 3.1(а)). Для того, чтобы быть полностью уверенными в том, что мы работаем в полях насыщения намагниченности слоя Fe2, мы используем сильные магнитные поля  $H = +0.5 \text{ кЭ}$  (б) и  $H = +1 \text{ кЭ}$  (в) для вращения намагниченности слоя Fe2 (см. Рис. 3.1).

Конечно, предположение о том, что намагниченность слоя Fe1 не отклоняется от своего первоначального положения при вращении образца в магнитном поле, должно быть проверено более тщательно. Небольшое отклонение намагниченности слоя Fe1 от его фиксированной ориентации может происходить даже в поле  $H = 0.5 \text{ кЭ}$ . Кроме того, максимумы в угловой зависимости  $T_c(\alpha)$  возникают при углах, которые не соответствуют коллинеарной ориентации намагниченностей  $M_{Fe1}$  и  $M_{Fe2}$ . В пункте 3.3 данной главы, вводятся

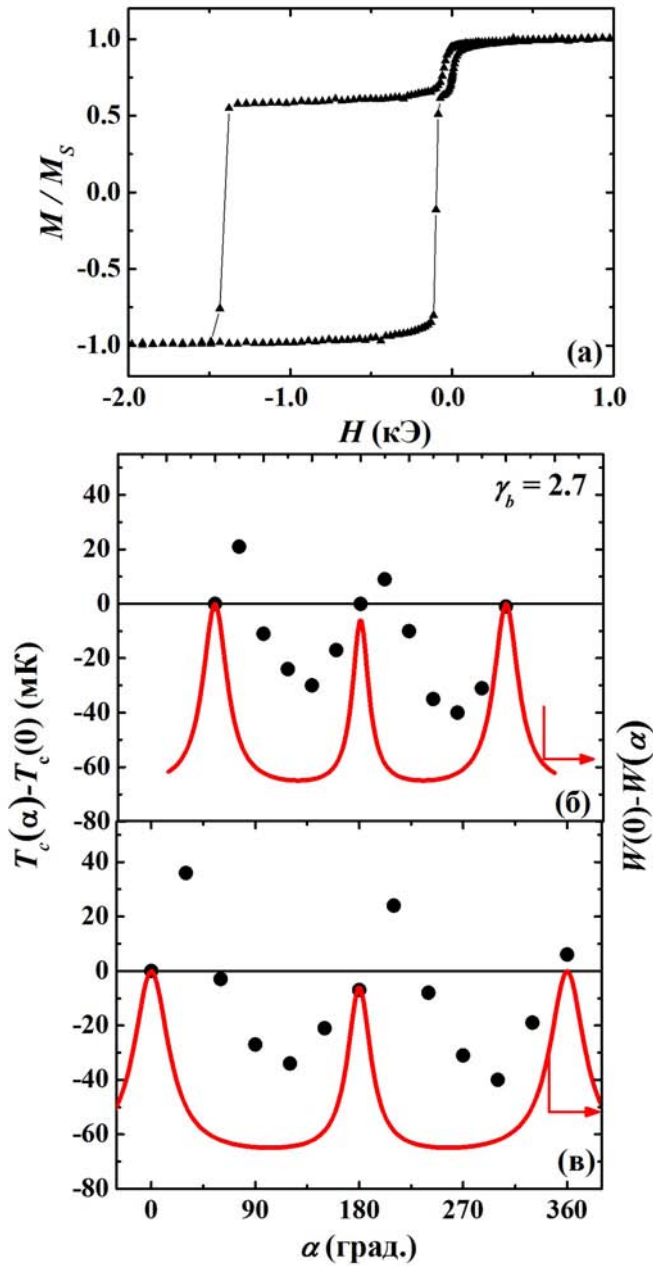


Рис. 3.1. (а) Магнитная петля гистерезиса для образца TR 210в, измеренная при температуре 10 К. Угловые зависимости  $T_c(\alpha) - T_c(0^0)$  при магнитных полях  $H = +0.5$  кЭ (б) и  $H = +1$  кЭ (в). Сплошные линии  $W(0^0) - W(\alpha)$  - теоретические кривые, рассчитанные согласно теории Фомина и др. [75]. Здесь  $\gamma_b$  - это параметр прозрачности границы Fe/Рь.

поправки к углу между намагниченностями  $M_{Fe1}$  и  $M_{Fe2}$  ферромагнитных слоев Fe1 и Fe2.

Из Рис. 3.1 (б) и (в) четко видно, что зависимость  $T_c$  от  $\alpha$  немонотонная. Минимум  $T_c$  достигается при неколлинеарной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев. Такое поведение  $T_c$ , согласно теории Фомина и др. [75], говорит о характерном проявлении ДТК в образцах серии TR 210. Для характеристики величины триплетного эффекта в наших системах введем следующие выражение:

$$\delta T_c(\pi/2) = T_c(\pi/2) - [T_c(0) + T_c(\pi)]/2. \quad (3.1)$$

На Рис. 3.2 представлена зависимость величины  $\delta T_c(\pi/2)$  от толщины слоя Fe2  $d_{Fe2}$ . Из Рис. 3.2 видно, что результаты для образцов со стабильными сверхпроводящими свойствами  $CoO_x/Fe1/Cu/Fe2/Cu/Pb$  воспроизводят результаты для образцов  $CoO_x/Fe1/Cu/Fe2/Pb$ . При этом видно, что величина эффекта триплетной сверхпроводимости для структур с дополнительным слоем меди больше, чем для структур без него. Это связано с улучшением прозрачности границы раздела Fe2/Pb (см. Главу 2).

Согласно Рис. 3.2, значение  $\delta T_c(\pi/2)$  поднимается до 67 мК при уменьшении  $d_{Fe2}$  до 0.8 нм. Увеличение  $d_{Fe2}$  приводит к уменьшению величины эффекта  $\delta T_c(\pi/2)$ . Скорее всего, физика этого снижения связана с подавлением амплитуды синглетных компонент сверхпроводимости на границе раздела Fe1/Fe2. Это в свою очередь, приводит к подавлению амплитуды триплетных компонент сверхпроводимости, так как триплетные компоненты возникают из синглетных. Стоит напомнить, что характерная глубина проникновения синглетных компонент сверхпроводящего конденсата в слой железа достаточно мала,  $\xi_h \sim 0.8$  нм. Таким образом, наибольшая величина триплетного эффекта ожидается при наименьшей толщине  $d_{Fe2}$ .

Для того, чтобы убедиться, что полученные нами результаты не являют-

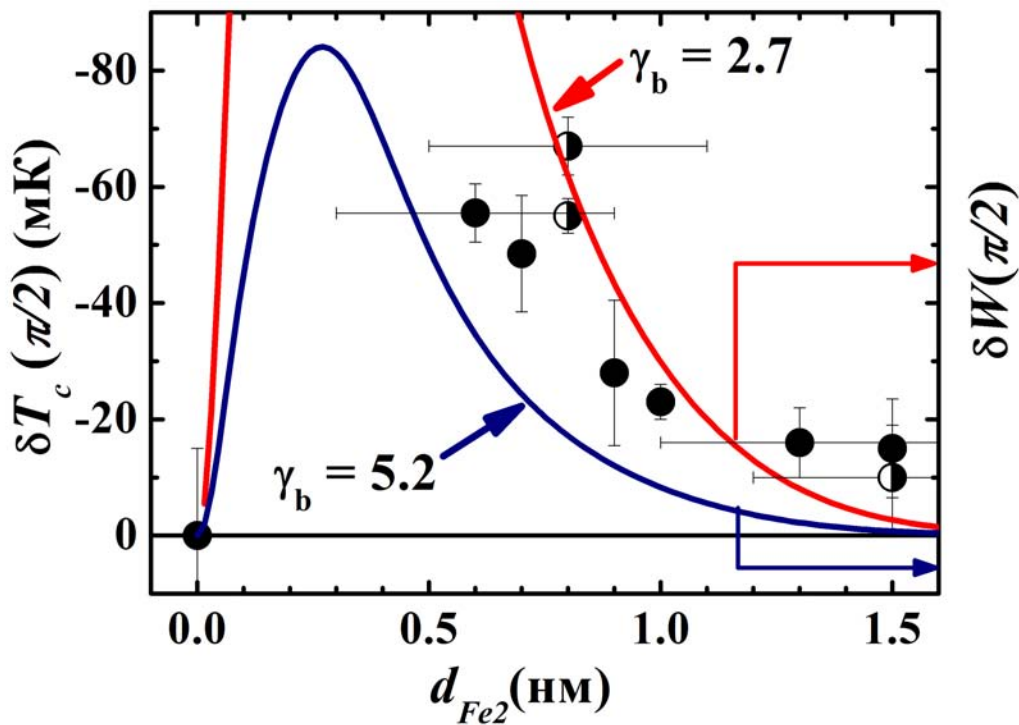


Рис. 3.2. Зависимость величины триплетного эффекта  $\delta T_c(\pi/2)$  от толщины слоя Fe2  $d_{Fe2}$  для структур  $CoO_x/Fe1/Cu/Fe2/Cu/Pb$  (●) и  $CoO_x/Fe1/Cu/Fe2/Pb$  (○). Сплошные линии  $\delta W(\pi/2)$  - теоретические кривые, рассчитанные согласно теории Фомина и др. [75]. Здесь  $\gamma_b$  - это параметр прозрачности границы Fe/Pb.



ся систематической ошибкой в позиционировании образца, нами был изучен опорный образец Cu(14 нм)/Pb(60 нм) TR 210г, в котором вся магнитная часть заменена на слой меди. Замена магнитной части на слой меди должна продемонстрировать отсутствие минимума в температуре перехода в сверхпроводящее состояние на зависимости  $T_c$  от  $\alpha$ . Из Рис. 3.3, на котором изображена зависимость  $T_c$  от  $\alpha$  для образца TR 210г, следует, что изменения  $T_c$  не выходят за пределы экспериментальной ошибки, которая связана с шириной сверхпроводящих переходов. Это свидетельствует о том, что полученные нами результаты по исследованию ДТК сверхпроводящего конденсата соответствуют действительности.

### 3.3. Обсуждение экспериментальных результатов

Для теоретического анализа, полученных экспериментальных данных, мы использовали микроскопические параметры, которые были рассчитаны согласно теории Фоминова и др. [75] в Главе 2 (см. Таблицу 2.1). Теория Фоминова и др. [75] описывает поведение ДТК сверхпроводящего конденсата в структурах  $\Phi 1/\Phi 2/C$  и распространяется на случай конечной прозрачности  $\Phi 2/C$  [110, 111].

Для экспериментальных зависимостей на Рис. 2.6 и Рис. 2.7 аналогом  $\Delta T_c = T_c^{AP} - T_c^P$  для теоретических расчетов является  $\Delta W = W^P - W^{AP}$ , где  $W$  - параметр, который показывает насколько подавлено  $T_c$  в системе. Расчет параметра  $W$  представлен в Главе 2. Основываясь на данных, полученных в Главе 2, сделан вывод о том, что аналогом  $T_c(\alpha) - T_c(0^0)$  на Рис. 3.1 является  $W(0^0) - W(\alpha)$ . Аналогом величины триплетного эффекта на Рис. 3.2 является  $\delta W(\pi/2) = [W(0^0) + W(\pi)]/2 - W(\pi/2)$ . Исходя из этих данных, были построены теоретические зависимости  $W(0^0) - W(\alpha)$  и  $\delta W(\pi/2)$  на Рис. 3.1 и Рис. 3.2, соответственно. Как видно из Рис. 3.1 и Рис. 3.2, теоретический

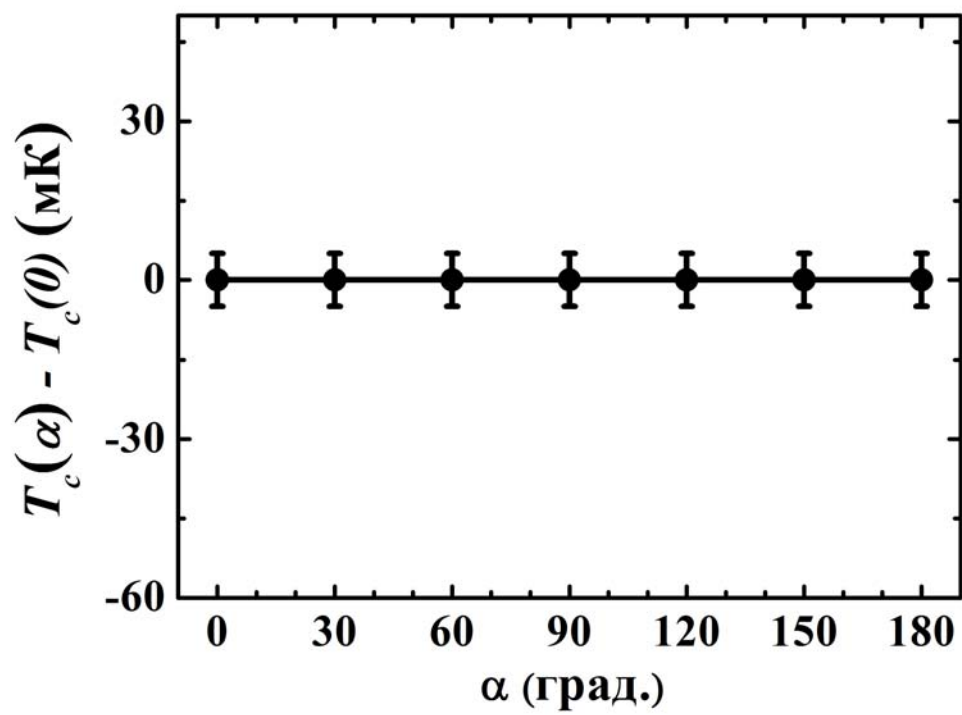


Рис. 3.3. Вращение опорного образца TR 210г в магнитном поле  $H = 0.5$  кЭ. Поле прикладывалось вдоль плоскости образца. Эффект не наблюдается.

анализ показал хорошее качественное согласие теории и эксперимента.

Из результатов, представленных на Рис. 3.1, видно, что существуют минимумы в зависимости температуры перехода в сверхпроводящее состояние  $T_c$  от угла  $\alpha$  между намагниченностями ферромагнитных слоев  $M_{Fe1}$  и  $M_{Fe2}$ . Следует отметить, что  $\alpha$  не является истинным углом между намагниченностями  $M_{Fe1}$  и  $M_{Fe2}$  ферромагнитных слоев Fe1 и Fe2. Это следует из того, что максимумы в угловой зависимости  $T_c(\alpha)$  возникают при углах, которые не соответствуют коллинеарной ориентации намагниченностей  $M_{Fe1}$  и  $M_{Fe2}$ . Согласно теории Фоминова и др. [75], максимумы угловой зависимости  $T_c(\alpha)$  должны достигаться при  $\alpha = 0^0, 180^0, 360^0$ . Сдвиг максимумов угловой зависимости  $T_c(\alpha)$ , вероятнее всего, связан с тем, что антиферромагнитный слой  $CoO_x$  не жестко фиксирует намагниченность слоя железа Fe1. Это вызвано технологией напыления слоя антиферромагнетика  $CoO_x$  для образцов  $CoO_x/Fe1/Cu/Fe2/Cu/Pb$  со стабильными сверхпроводящими свойствами. В действительности, в образцах  $CoO_x/Fe1/Cu/Fe2/Pb$  без дополнительного слоя меди, которые имели нестабильные сверхпроводящие свойства, такой проблемы не было. Однако, в образцах  $CoO_x/Fe1/Cu/Fe2/Pb$  существовала другая проблема, проблема – шероховатости слоя антиферромагнетика, и как следствие, всех последующих слоев. В модифицированных образцах  $CoO_x/Fe1/Cu/Fe2/Cu/Pb$  со стабильными сверхпроводящими свойствами, данная проблема была устранена, но появилась проблема в фиксации антиферромагнетиком намагниченности Fe1. Связана эта проблема с тем, что принудительное окисление слоя Co, при котором слой  $CoO_x$  оказывается шероховатым слоем, а как следствие и последующие слои, было заменено на естественное окисление в атмосфере кислорода. Впоследствии выяснилось, что действительно все слои становятся менее шероховатыми и остаются сплошными до более малых толщин. Вместе с тем, сила удержания полученного

таким образом  $\text{CoO}_x$  Ф-слоя Fe1 оказывается несколько меньше, чем было ранее в образцах  $\text{CoO}_x/\text{Fe1}/\text{Cu}/\text{Fe2}/\text{Pb}$ . Поэтому при вращении образца в плоскости внешнего магнитного поля обе намагниченности слоев Fe1 и Fe2 вращаются вместе с образцом, правда, в различной степени. Естественно, намагниченность слоя Fe2 следует направлению внешнего магнитного поля, а намагниченность слоя Fe1 - намного меньше. Вследствие этого угол  $\alpha$  не является истинным углом между намагниченностями, а является лишь углом вращения образца. Для того, чтобы рассчитать истинный угол  $\alpha^{cor}$  между намагниченностями ферромагнитных слоев Fe1 и Fe2, мы использовали классическую модель однодоменной ферромагнитной пленки в магнитном поле с учетом анизотропии [112]. Для каждой из пленок записываем свободную энергию в магнитном поле. Учитывая то, что кристаллическая структура железа кубическая, для пленки Fe2 имеем:

$$E = K_1 \sin^2(\theta) - MH \sin(\phi - \theta), \quad (3.2)$$

где  $K_1$  - константа кубической анизотропии 1-го порядка, угол  $\theta$  - угол между легкой осью и намагниченностью  $M$ ,  $\phi$  - угол между легкой осью и полем  $H$ .

Для пленки Fe1:

$$E = K_1 \sin^2(\theta) + K_{11} \sin^2(\theta/2) - MH \sin(\phi - \theta), \quad (3.3)$$

где  $K_1$  - константа кубической анизотропии,  $K_{11}$  - константа связанная с взаимодействием ферромагнетика с антиферромагнетиком, угол  $\theta$  - угол между легкой осью и намагниченностью  $M$ ,  $\phi$  - угол между легкой осью и полем  $H$ .

Уравнение (3.2) соответствует слою Fe2, намагниченность которого является свободной. Уравнение (3.3) соответствует слою Fe1, намагниченность которого закреплена. Дополнительное слагаемое  $K_{11} \sin^2(\theta/2)$  в уравнение (3.3) появилось из-за взаимодействия пленки Fe1 с антиферромагнетиком. На первой стадии были симулировали петли гистерезиса для того, чтобы

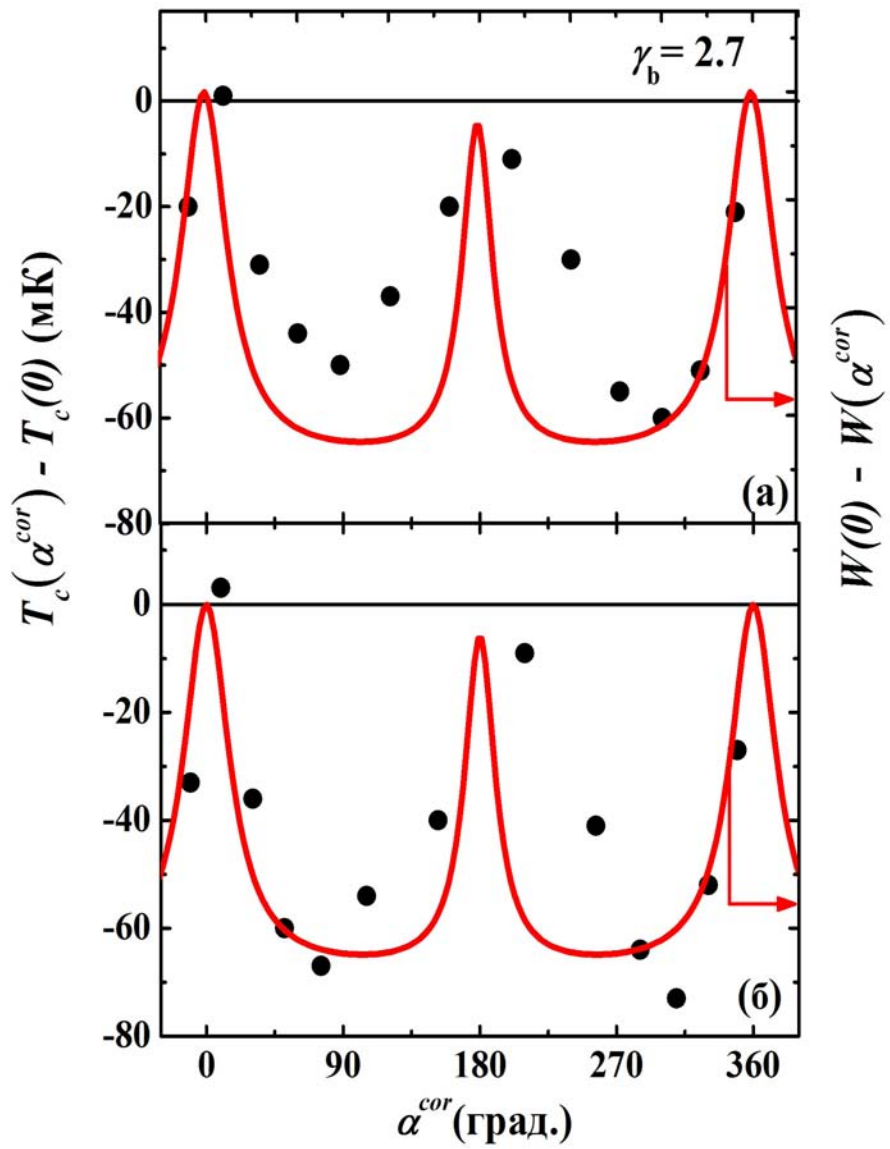


Рис. 3.4. Угловые зависимости  $T_c(\alpha^{cor}) - T_c(0^0)$  при магнитных полях  $H = +0.5$  кЭ (а) и  $H = +1$  кЭ (б). Сплошные линии  $W(0^0) - W(\alpha^{cor})$  - теоретические кривые, рассчитанные согласно теории Фомина и др. [75]. Здесь  $\gamma_b$  - это параметр прозрачности границы Fe/Pb.

определить коэффициенты  $K_1$  и  $K_{11}$ . Используя значения  $K_1$ ,  $K_{11}$  и уравнения (3.2) и (3.3), мы определили угол  $\alpha^{cor}$  между намагниченностями  $M_{Fe1}$  и  $M_{Fe2}$  ферромагнитных слоев Fe1 и Fe2. На рисунке 3.4 представлены экспериментальные результаты зависимости  $T_c(\alpha) - T_c(0^0)$  от угла  $\alpha^{cor}$ , где  $\alpha^{cor}$  - вычисленный угол между намагниченностями ферромагнитных слоев Fe1 и Fe2.

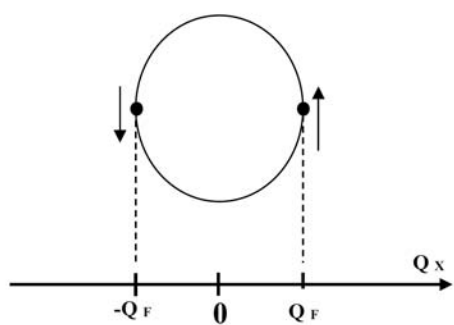
Сравнение Рис. 3.1 и Рис. 3.4 показывает, что истинные значения углов между намагниченностями слоев Fe1 и Fe2  $\alpha^{cor}$  отличаются от  $\alpha$  примерно на  $10^0$ .

На Рис. 3.4 наблюдается минимум  $T_c$  вблизи перпендикулярной ориентации намагниченностей, что говорит о проявлении ДТК сверхпроводящего конденсата.

Почему минимум  $T_c$  возникает именно при неколлинерной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев? Механизм формирования триплетных компонент можно наглядно объяснить в рамках рассуждений, которые были изложены в статье Демлера и др. [19]. Куперовские пары (см. рис. 3.5) состоят из электронов проводимости с антипараллельными спинами и описываются комбинацией волновых функций  $|\uparrow\downarrow\rangle$  и  $|\downarrow\uparrow\rangle$ .

Проникая из С-слоя в Ф-слой, куперовские пары с волновой функцией  $|\uparrow\downarrow\rangle$  приобретают момент импульса  $Q = 2h/\vartheta_F$ . Здесь  $h$  - обменное поле, а  $\vartheta_F$  - скорость Ферми. Это связано с тем, что в Ф-слое действует обменное поле, выстраивающее все спины параллельно друг другу, в том числе, и спины куперовских электронов. Таким образом, энергия каждого электрона в составе куперовской пары изменится на определенную величину. Причем знак этой величины зависит от ориентации спина электрона относительно направления обменного поля. Волновая функция, описывающая все куперовские пары, содержит также и функцию  $|\downarrow\uparrow\rangle$ , которая относится к комплементарной паре электронов с моментом импульса -  $Q$ . Таким образом, полная волновая функ-

**C-слой**



**Ф-слой**

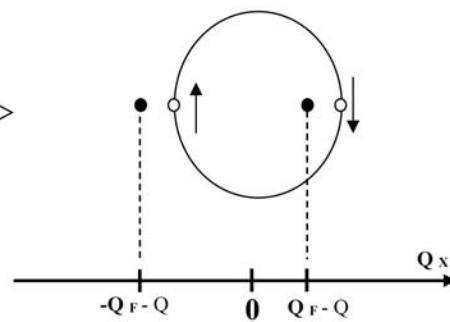
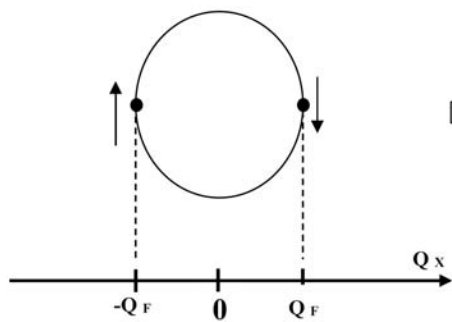
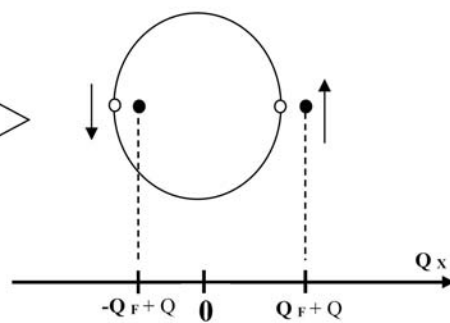


Рис. 3.5. Куперовские пары в C-слое и Ф-слое.

ция куперовских пар в  $\Phi$ -слое пространственно осциллирует как  $\cos(Qx)$ , где  $x$  - координата центра массы куперовской пары. Это является причиной осцилляционного поведения явлений, связанных с эффектом близости  $C/\Phi$  [10]. Однако, в работе Демлера и др. [19] авторы не уделили должного внимания триплетным компонентам сверхпроводимости, которые неизбежно возникают в процессе расчета. Волновая функция, описывающая синглетное состояние двух спинов в  $C$ -слое (синглетная куперовская пара), представляет собой антисимметричную комбинацию волновых функций  $|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle$  (для краткости нормирующий множитель опущен). В  $\Phi$ -слое эта комбинация волновых функций изменится. Каждое слагаемое  $|\uparrow\downarrow\rangle$  и  $|\downarrow\uparrow\rangle$  будет входить в нее с экспоненциальным множителем, степень которого содержит  $Q$  или  $-Q$  для  $|\uparrow\downarrow\rangle$  и  $|\downarrow\uparrow\rangle$ , соответственно. Это приводит к следующей волновой функции в  $\Phi$ -слое [14]:

$$e^{iQx} |\uparrow\downarrow\rangle - e^{-iQx} |\downarrow\uparrow\rangle = (|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle)\cos Qx + (|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle)i\sin Qx, \quad (3.4)$$

где множитель при косинусе представляет собой синглетную компоненту, а множитель при синусе - триплетную компоненту с нулевой проекцией спина на ось  $z$  ( $S_z = 0$  в направлении обменного поля  $h$ ). Если теперь ввести другое неколлинеарное направление, ориентация которого не совпадает с  $h$ , например, второй ферромагнетик с направлением намагниченности перпендикулярным намагниченности первого ферромагнетика, то ось квантования можно повернуть. В новой системе координат триплетная компонента с нулевой проекцией перейдет в комбинацию триплетных компонент с  $S_z = \pm 1$  (т.е.  $|\uparrow\uparrow\rangle$  и  $|\downarrow\downarrow\rangle$ ).

Эти компоненты, в отличие от синглетной и триплетной с  $S_z = 0$ , не разрушаются обменным полем и могут проникать в  $\Phi$ -слой на большие расстояния. В этом отношении проникновение триплетной компоненты с  $S_z = \pm 1$  в



Ф-слой похоже на проникновение синглетной компоненты в слой немагнитного металла. Поэтому их часто называют дальнедействующими триплетными компонентами сверхпроводящего конденсата.

С чем связано то, что проявление триплетных компонент сверхпроводимости ведет к подавлению  $T_c$ ? В системе Ф1/Ф2/С подавление  $T_c$  для С-слоя происходит благодаря «утечке» куперовских пар в Ф-слой. Формирование триплетных компонент ведет к появлению дополнительного канала для этой утечки, и, следовательно, ведет к уменьшению  $T_c$ . Также следует обратить внимание на то, что под действием обменного поля триплетные компоненты формируются из синглетных компонент, уменьшая их амплитуду в С-слое. Это приводит к «иссыканию источника» сверхпроводимости во всей системе. Данный процесс играет существенную роль, поскольку амплитуды синглетной и триплетных компонент могут оказаться сопоставимы на границе раздела С/Ф (в случае, если толщина Ф-слоя меньше длины когерентности в ферромагнетике).

Таким образом, минимум  $T_c$  при ортогональной ориентации намагниченностей  $M_{Fe1}$  и  $M_{Fe2}$  ферромагнитных слоев является характерной особенностью возникновения триплетных компонент сверхпроводимости.

## **Выводы**

В ходе исследований, описанных в данной главе, были получены следующие основные результаты. Во-первых, было обнаружено проявление дальнедействующих триплетных компонент сверхпроводящего конденсата в образцах спинового клапана  $CoO_x/Fe1/Cu/Fe2/Cu/Pb$ . Во-вторых, было качественно показано, что величина триплетного эффекта в образцах  $CoO_x/Fe1/Cu/Fe2/Cu/Pb$  с дополнительным слоем меди больше, чем у образцов  $CoO_x/Fe1/Cu/Fe2/Pb$ . Увеличение этого эффекта связано с тем, что введение дополнительного слоя меди в границу раздела  $Fe2/Pb$  не только стабилизирует сверхпроводящие свойства, но и улучшает прозрачность границы

раздела Fe2/Pb. В-третьих, был проведен теоретический анализ полученных экспериментальных результатов, который показал хорошее качественное согласие теории и эксперимента. Был проведен теоретический расчет реального значения угла ( $\alpha^{cor}$ ) между намагниченностями  $M_{Fe1}$  и  $M_{Fe2}$  ферромагнитных слоев Fe1 и Fe2. Разница между углом ( $\alpha$ ), измеренным во время эксперимента, и теоретически рассчитанным углом ( $\alpha^{cor}$ ) составила порядка  $10^0$ . Эта разница связана с тем, что антиферромагнитный слой  $CoO_x$  не жестко фиксирует намагниченность слоя железа Fe1 вследствие того, что поле отрыва намагниченности слоя Fe1 от направления поля анизотропии АФ-слоя сравнимо с приложенным внешним полем. Поэтому при вращении образца в плоскости внешнего магнитного поля обе намагниченности слоев Fe1 и Fe2 вращаются вместе с образцом, правда, в различной степени.

Основным результатом исследований, описанных в данной главе, является наблюдение дальнедействующих триплетных компонент сверхпроводимости в образцах спинового клапана  $CoO_x/Fe1/Cu/Fe2/Cu/Pb$  со стабильными сверхпроводящими свойствами.

**Исследование эффекта сверхпроводящего  
спинового клапана и триплетной  
сверхпроводимости в образцах  
 $\text{CoO}_x/\text{Py1}/\text{Cu}/\text{Py2}/\text{Cu}/\text{Pb}$  [А6-А8]**

**Аннотация**

В данной главе представлены результаты исследования эффекта сверхпроводящего спинового клапана и триплетной сверхпроводимости для структур  $\text{CoO}_x/\text{Py1}/\text{Cu}/\text{Py2}/\text{Cu}/\text{Pb}$ . Была установлена важнейшая роль морфологии сверхпроводящего слоя в работе сверхпроводящего спинового клапана. Было исследовано 2 серии образцов сверхпроводящего спинового клапана: с шероховатым и гладким сверхпроводящим слоем. Серия образцов с шероховатой поверхностью получена при напылении на подложку, находящуюся при комнатной температуре, а серия образцов с гладкой поверхностью - при температуре подложки  $T_{sub} \sim 150$  К. Сравнительный анализ магнитных и сверхпроводящих свойств обеих серий образцов показал, что качество интерфейса (С/Ф) не является критическим для эффекта близости С/Ф, если говорить о подавлении критической температуры сверхпроводящего слоя. Исследование же величины эффекта сверхпроводящего спинового клапана для этих серий образцов показало, что  $\Delta T_c$  для образцов с гладким сверхпроводящим слоем составляет порядка 100 мК, а для серии с шероховатым слоем составляет менее 10 мК. Для образцов  $\text{CoO}_x/\text{Py1}/\text{Cu}/\text{Py2}/\text{Cu}/\text{Pb}$  с гладким сверхпроводящим слоем экспериментально изучено сверхпроводящее триплетное спаривание, индуцированное эффектом близости С/Ф. Оптимизация параметров этой структуры позволила продемонстрировать полное переключение между

нормальным и сверхпроводящим состояниями при изменении взаимной ориентации намагниченностей  $\Phi$ -слоев от антипараллельной к ортогональной. Для того, чтобы наблюдать в чистом виде триpletный вклад в эффект сверхпроводящего спинового клапана, был использован осциллирующий характер величины обычного эффекта (переключение намагниченностей от AP к P конфигурации) спинового клапана  $\Delta T_c$  от толщины слоя  $Pu_2 d_{Py_2}$ . Для образца с толщиной пермаллоя, при которой  $\Delta T_c$ , вызванная обычным эффектом спинового клапана, зануляется, наблюдался «чистый» tripletный вклад в эффект спинового клапана, угловая зависимость которого представляет собой симметричную кривую с минимумом вблизи ортогональной конфигурации намагниченностей ферромагнитных слоев  $Pu_1$  и  $Pu_2$ . В данной главе также впервые проведено прямое сравнение экспериментальных данных с теоретическим расчетом  $T_c$  в рамках теории Фомина и др. для структур  $\Phi_1/\Phi_2/C$ .

## 4.1. Образцы

### 4.1.1. Выбор материала ферромагнитного слоя

В 2013 году нами были проведены исследования зависимости величины эффекта сверхпроводящего спинового клапана от толщин слоев  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  в структурах  $CoO_x/Fe_1/Cu/Fe_2/Cu/Pb$  [A4, A5]. Из анализа полученных экспериментальных данных было установлено, что в соответствии с теорией [75] максимальная величина эффекта сверхпроводящего спинового клапана  $\Delta T_c$  должна наблюдаться при толщинах слоев  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  порядка половины глубины проникновения куперовских пар в ферромагнетик  $\xi_h$ , который для железа составляет величину порядка 0.8 нм. В эксперименте на нашем оборудовании нам не удается напылить образцы с толщиной сплошного слоя железа  $\sim 0.5$  нм и меньше.

Это связано с тем, что слой железа при таких толщинах становится несплошным, вследствие начального островкового роста, и его воздействие на сверхпроводимость становится неоднозначным. Универсальной координатой толщин в зависимости  $\Delta T_c(d_{Fe1, Fe2})$  является отношение  $d_F/\xi_h$ . Это говорит о том, что для того, чтобы выйти в область достижимых нами толщин Ф-слоя необходимо увеличивать  $\xi_h$ . Следовательно, для того, чтобы наблюдать теоретически предсказанный максимум  $\Delta T_c$  необходимо выбрать ферромагнетик с меньшим значением обменного поля  $h$ , чем у железа. В качестве первого и наиболее простого шага в этом направлении мы решили использовать пермаллой ( $Pu = Ni_{0.81}Fe_{0.19}$ ), хотя, априори, и не очевидно, что величина  $h$  в пермаллое меньше, чем в железе. Тем не менее, наши исследования зависимости  $T_c$  от толщины слоя пермаллоя показали, что величина обменного поля в пермаллое приблизительно в 2 раза меньше чем, в железе.

#### **4.1.2. Морфология сверхпроводящего слоя по данным просвечивающей электронной микроскопии**

Для начала мы детально исследовали влияние условий приготовления образцов и их дизайна на морфологию. Для этого был использован просвечивающий электронный микроскоп FEI TEM/STEM Technai F30 при ускоряющем напряжении 30 кВ. Прозрачные для электронов поперечные срезы были приготовлены с помощью сфокусированного ионного пучка в установке Zeiss 1540XB. Рентгеновская дисперсионная спектроскопия подтвердила присутствие тонкого слоя пермаллоя. Границы раздела между отдельными слоями отчетливо видны на Рис. 4.1. Просвечивающая электронная микроскопия показала, что в структуре MgO/Pu/Pb, приготовленной при температуре подложки 300 К, слой свинца растет в виде перекрывающихся островков с размерами 0.2 - 1 мкм (см. Рис. 4.1 (б, в)). Что же касается структуры

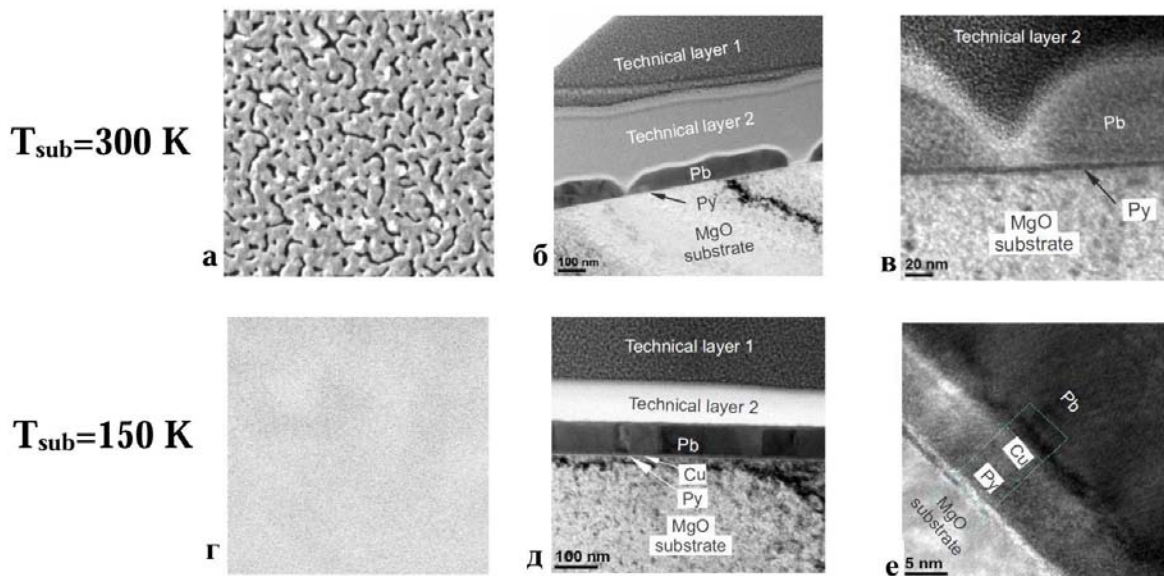


Рис. 4.1. Микрофотографии поверхности образцов, приготовленных при температурах подложки 300 К и 150 К, соответственно. Электронно-микроскопические изображения тонкого поперечного среза образца  $\text{Py}(5 \text{ nm})/\text{Pb}(70 \text{ nm})$ , приготовленного при температуре подложки 300 К, представлены на (а), (б) и (в); на (г), (д) и (е) представлены изображения для образца  $\text{Py}(5 \text{ nm})/\text{Cu}(2 \text{ nm})/\text{Pb}(70 \text{ nm})$ , приготовленного при температуре подложки 150 К.

MgO/Pu/Cu/Pb, напыленной при температуре подложки 150 К, то изображение, полученное с помощью просвечивающей электронной микроскопии, свидетельствует о гладкой поверхности слоя свинца и границ раздела Pu/Cu/Pb (см. Рис. 4.1 (д, е)). Толщина сверхпроводящего слоя была оценена, как  $d_{Pb} = 70$  нм. Слабый контраст между изображениями слоев Cu и Pu не позволил оценить их толщину по отдельности. Общая толщина слоев Pu/Cu составляет  $8.6 \pm 0.1$  нм, что находится в согласии с номинальными толщинами слоев Pu и Cu,  $d_{Pb} = 5$  нм и  $d_{Cu} = 2$  нм.

### 4.1.3. Описание образцов

Список приготовленных образцов для исследований представлен в Таблице 4.1. Согласно данным электронно-микроскопических исследований морфология этих образцов может быть схематически представлена так, как показано на Рис. 4.2. Ранее в [A4, A5] нами было показано, что деградация сверхпроводящих свойств образцов, содержащих границу раздела Pb/Fe, может быть преодолена путем введения тонкого слоя меди между С- и Ф- слоями. Вместе с тем из сравнения Рис. 4.2 (а) и 4.2 (б) видно, что этот слой не оказывает заметного влияния на морфологию сверхпроводящего слоя. Главным фактором оказывается температура подложки. На Рис. 4.2 (в) показано устройство образца спинового клапана.

Образцы были приготовлены классическим методом электронно-лучевого испарения в сверхвысоком вакууме на установке МВЕ, которая подробно описана в Главе 1. Были изучены свойства образцов, полученных в двух различных режимах. Серии образцов Ia, Ib и Iv были получены при напылении на подложку, находящуюся при комнатной температуре, а серии образцов IIa, IIб и IIв - при температуре подложки 150 К. Для напыления слоев использовались следующие скорости напыления:  $0.5 \text{ \AA}/\text{с}$  для слоев Pu и Cu;  $2 \text{ \AA}/\text{с}$  и

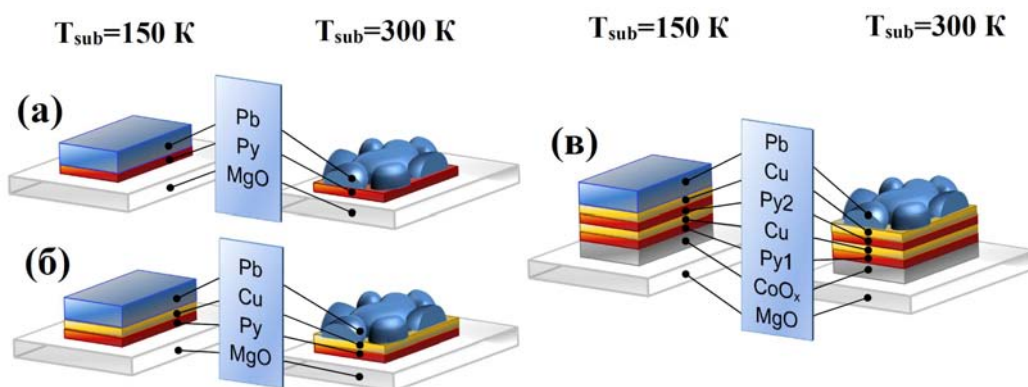


Рис. 4.2. Схематическое изображение образцов: двухслойные структуры (а), трехслойные структуры (б) и структуры сверхпроводящего спинового клапана (в) с шероховатыми (правая сторона) и гладкими (левая сторона) С-слоями.

Таблица 4.1. Параметры I и II серии образцов

Серия образца	Температура подложки	Параметры структуры (нм)
Ia	300 К	Py(5)/Pb(x), x=60, 70, 75, 150, 240
Iб	300 К	Py(5)/Cu(2)/Pb(x), x=70, 90, 200
Iв	300 К	CoO <sub>x</sub> /Py1(3)/Cu(4)/Py2(1)/Cu(2)/Pb(70)
IIa	150 К	Py(5)/Pb(x), x=70, 95, 120
IIб	150 К	Py(5)/Cu(2)/Pb(x), x=47, 70, 80, 125, 155
IIв	150 К	CoO <sub>x</sub> /Py1(3)/Cu(4)/Py2(1)/Cu(2)/Pb(70)



12 Å/с для шероховатых и гладких слоев свинца, соответственно [А6].

## 4.2. Экспериментальные данные

### 4.2.1. Влияние морфологии сверхпроводящего слоя на свойства образцов

Температура сверхпроводящего перехода образцов измерялась по изменению электросопротивления 4-х контактным методом. На Рис. 4.3 представлены характерные сверхпроводящие переходы для образцов с шероховатым и гладким С-слоем для структур  $\text{Ru/Pb}$  и  $\text{Ru/Cu/Pb}$ . Сравнение сверхпроводящих переходов образцов  $\text{Ru/Pb}$  и  $\text{Ru/Cu/Pb}$ , приготовленных при температуре подложки 300 К (см. Рис. 4.3 (а) и Рис. 4.3 (б)), показывает, что дополнительный слой меди не оказывает влияния на степень подавления  $T_c$  в этих структурах. Для обеих структур сверхпроводящие переходы оказываются узкими с одинаковым значением  $T_c$ . Противоположные результаты были получены для образцов  $\text{Ru/Pb}$ , приготовленных при температуре подложки 150 К (см. Рис. 4.3 (в)). Сверхпроводящие переходы демонстрируют несколько ступенек, свидетельствующих о неоднородности толщины слоя свинца. Введение дополнительного слоя меди между слоями  $\text{Ru}$  и  $\text{Pb}$  коренным образом изменяет качество сверхпроводящего перехода (см. Рис. 4.3 (г)), делая его более совершенным для структур.

Влияние ферромагнитного порядка на сверхпроводящие свойства структуры  $\Phi_1/\Phi_2/\text{C}$  зависит от нескольких параметров сверхпроводящего слоя. Один из самых важных параметров - толщина сверхпроводящего слоя ( $d_S$ ). Чем тоньше сверхпроводящий слой, тем сильнее подавляется  $T_c$ , и, следовательно, можно ожидать большего значения величины эффекта сверхпроводящего спинового клапана. Как правило, оптимальную толщину сверхпрово-

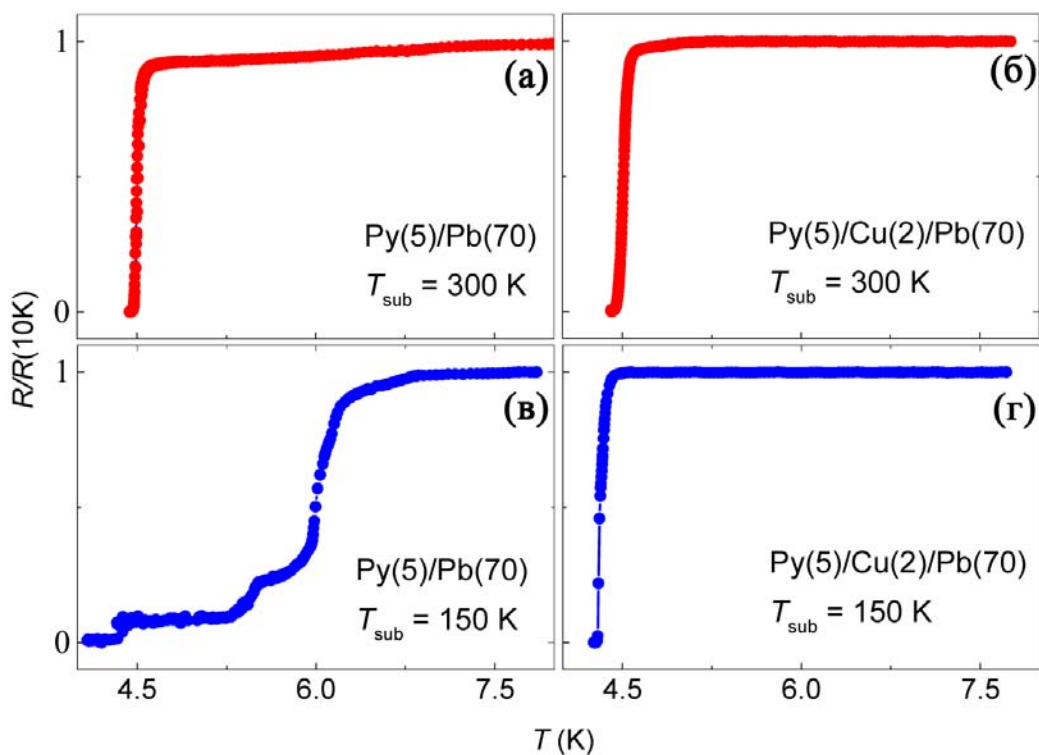


Рис. 4.3. Характеризация сверхпроводящих свойств образцов  $\text{Py}(5 \text{ нм})/\text{Pb}(70 \text{ нм})$  и  $\text{Py}(5 \text{ нм})/\text{Cu}(2 \text{ нм})/\text{Pb}(70 \text{ нм})$ . (а), (б) - сверхпроводящие переходы для образцов с шероховатым слоем  $\text{Pb}$  ( $T_{\text{sub}} = 300 \text{ K}$ ); (в), (г) - сверхпроводящие переходы для образцов с гладким слоем  $\text{Pb}$  ( $T_{\text{sub}} = 150 \text{ K}$ ).

дующего слоя определяют из зависимости  $T_c(d_S)$ . В принципе, такую кривую можно рассчитать и теоретически (см. [15, 16, 107]). Для того, чтобы экспериментально установить влияние морфологии сверхпроводящего слоя, были проведены измерения зависимости  $T_c$  от толщины слоя Pb  $d_{Pb}$  для структур Ru/Pb и Ru/Cu/Pb с шероховатым и гладким сверхпроводящим слоем при фиксированной толщине  $d_{Ru} = 5$  нм, которая намного превышает глубину проникновения  $\xi_h$  куперовских пар в ферромагнитный пермаллой. Результат на Рис. 4.4 позволил определить оптимальную толщину С-слоя. Из Рис. 4.4 видно, что при больших толщинах свинца  $T_c$  медленно уменьшается с уменьшением  $d_{Pb}$ . Ниже  $d_{Pb} \sim 120$  нм значение  $T_c$  начинает резко уменьшаться. При  $d_{Pb} < 40$  нм  $T_c$  становится меньше 1.5 К. При  $d_{Pb} < 70$  нм ширина сверхпроводящего перехода оказывается очень большой, порядка 0.4 К. Имея в виду, что влияние магнитного слоя структуры тем сильнее, чем ближе толщина сверхпроводящего слоя к длине когерентности сверхпроводника (для наших образцов  $\xi_S = 42$  нм)  $d_{Pb} = 70$  нм была выбрана как оптимальная толщина.

Как видно из Рис. 4.4, образцы показывают схожее поведение  $T_c(d_{Pb})$ , подтверждая, что дополнительный слой меди не оказывает влияния на эффект близости С/Ф. Представленные на Рис. 4.4 зависимости демонстрируют также отсутствие влияния морфологии сверхпроводящего слоя образцов на характер подавления  $T_c$ . Сплошной линией на Рис. 4.4 представлена теоретическая кривая  $T_c(d_{Pb})$ , рассчитанная в соответствии с теорией Фоминова и др. (см. [107]). Был проведен сравнительный анализ экспериментальных данных с теоретическими расчетами Фоминова и др., используя следующие параметры: длины когерентности для С- и Ф- слоев  $\xi_S = 42$  нм,  $\xi_F = 13$  нм; величина обменного поля в ферромагнетике  $h = 0.3$  эВ; длина свободного пробега электронов в сверхпроводнике  $l_S = 30$  нм, в ферромагнетике  $l_F = 3$  нм; параметры прозрачности  $\gamma = 0.74$  и  $\gamma_b = 2.2$ . Анализ показал удовлетво-

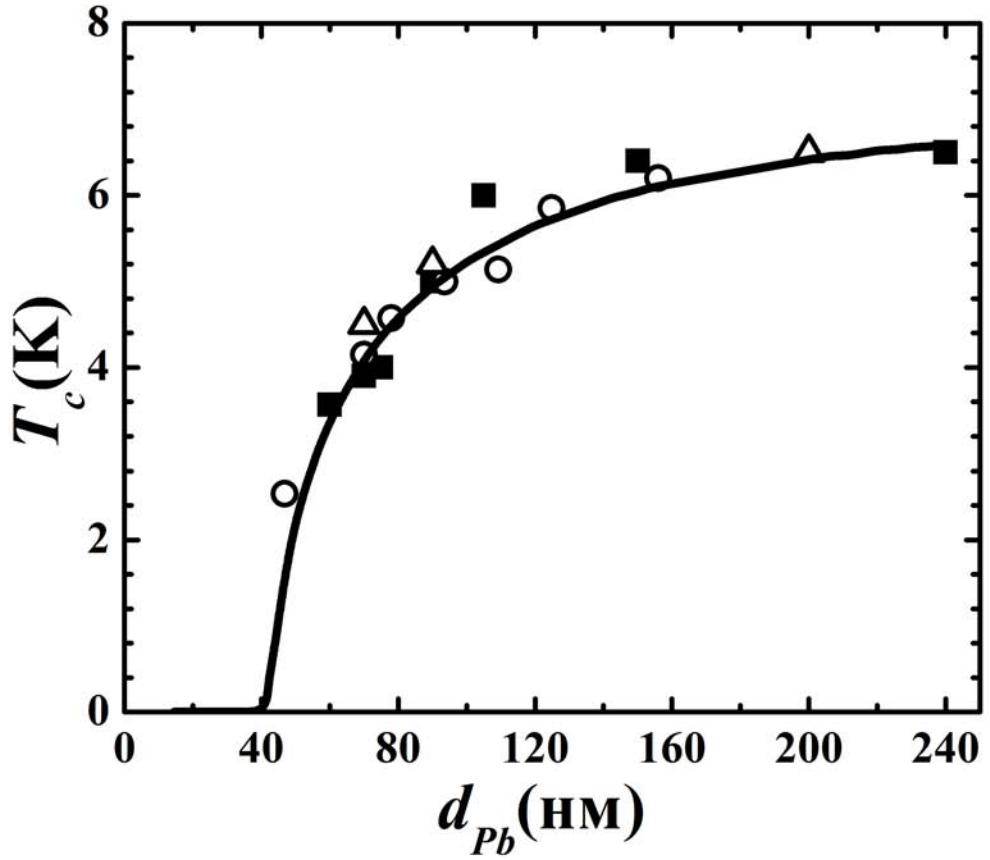


Рис. 4.4. Зависимость  $T_c$  от толщины сверхпроводящего слоя РЬ  $d_{Pb}$  для структур Ру/РЬ и Ру/Сu/РЬ с шероховатым слоем свинца (■ и △, соответственно), и для структур Ру/Сu/РЬ с гладким слоем свинца (○). Сплошная линия - теоретическая кривая, рассчитанная согласно теории [107].

рительное согласие теории и экспериментальных данных (см. Рис. 4.4).

Основываясь на данных по зависимости  $T_c(d_{Py})$  при фиксированном значении  $d_{Pb}$ , величина  $\xi_h$ , в случае с пермаллоем, была оценена, как 1.5 нм (см. Рис. 4.5). Из зависимости  $T_c(d_{Py})$  на Рис. 4.5 видно, что с увеличением толщины слоя пермаллоя от 0 до 0.5 нм  $T_c$  уменьшается. При толщинах  $d_{Py} \sim 0.5 - 0.75$  нм  $T_c$  достигает минимума, после чего с увеличением  $d_{Py}$  начинает расти. Температура перехода в сверхпроводящее состояние практически перестает зависеть от  $d_{Py}$  при толщинах  $d_{Py} > 2.5 - 3$  нм. Согласно теории, величина  $\xi_h$  рассчитывается, как удвоенная толщина ферромагнитного слоя, при которой достигаются минимальные значения  $T_c$  на зависимости  $T_c(d_F)$ . Из Рис. 4.5 видно, что минимальные значения  $T_c$  достигаются при толщинах  $d_{Py} \sim 0.5 - 0.75$  нм. Таким образом величина  $\xi_h$ , в случае с пермаллоем, составляет  $\sim 1.5$  нм.

Для структуры сверхпроводящего спинового клапана  $\text{CoO}_x/\text{Py1}(3 \text{ нм})/\text{Cu}(4 \text{ нм})/\text{Py2}(1 \text{ нм})/\text{Cu}(2 \text{ нм})/\text{Pb}(70 \text{ нм})$  с шероховатым и гладким сверхпроводящим слоем характеристика при помощи SQUID-магнитометра не выявила различий в магнитных свойствах для этих структур. При этом для структур с шероховатым сверхпроводящим слоем при переключении между AP и P ориентацией намагниченностей ферромагнитных слоев, величина эффекта сверхпроводящего спинового клапана  $\Delta T_c$  оказалась меньше 10 мК (см. Рис. 4.6 (а)). В тоже время для структуры сверхпроводящего спинового клапана с гладким сверхпроводящим слоем  $\Delta T_c$  достигает 100 мК и более (см. Рис. 4.6 (б)).

#### 4.2.2. Эффект сверхпроводящего спинового клапана

В этой части главы будут изложены результаты исследования образцов сверхпроводящего спинового клапана  $\text{CoO}_x/\text{Py1}/\text{Cu}/\text{Py2}/\text{Cu}/\text{Pb}$ , которые бы-

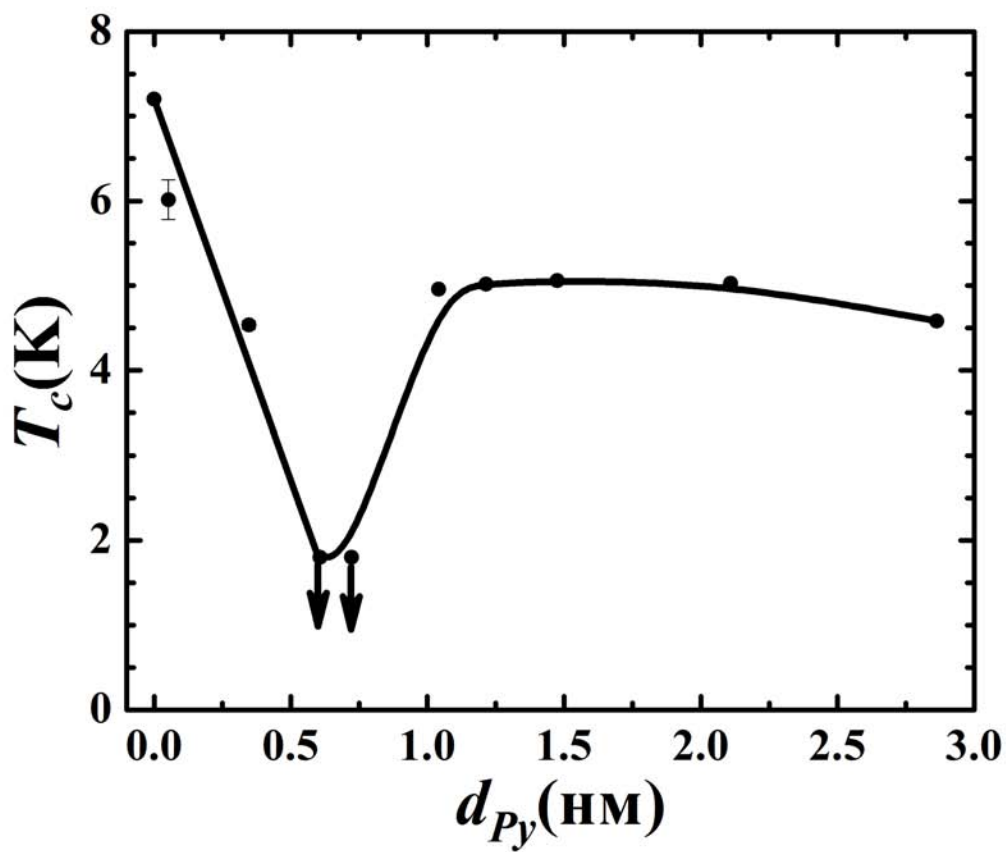


Рис. 4.5. Зависимость  $T_c$  от толщины ферромагнитного слоя Ru  $d_{Py}$  для структур Ru/Pb с фиксированном значении толщины сверхпроводящего слоя  $d_{Pb} = 70$  нм. Сплошная линия - кривая «для глаз».

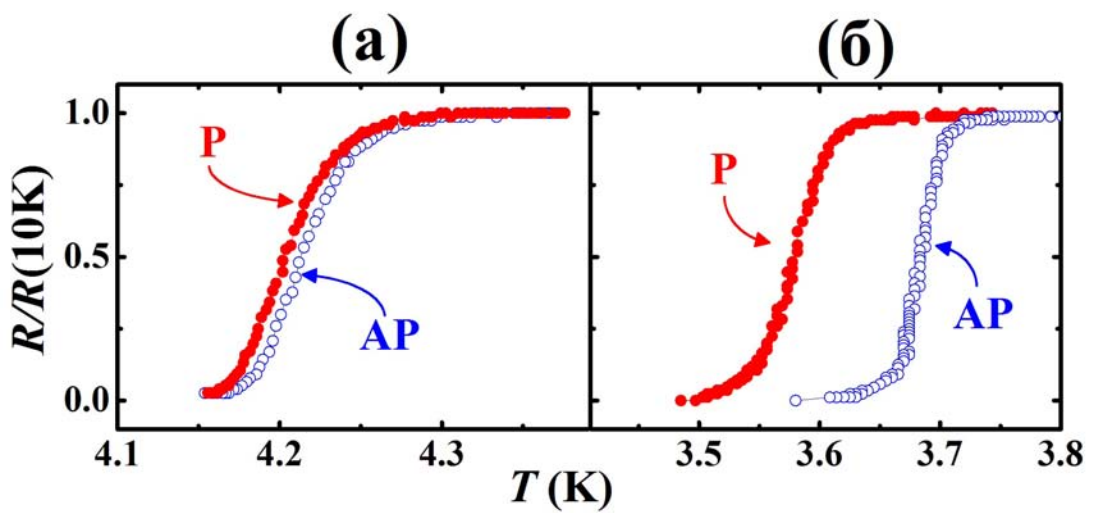


Рис. 4.6. Сверхпроводящие переходы, измеренные при AP (○) и P (●) ориентациях намагниченностей ферромагнитных слоев, для образцов  $\text{CoO}_x/\text{Pu}1(3 \text{ нм})/\text{Cu}(4 \text{ нм})/\text{Pu}2(1 \text{ нм})/\text{Cu}(2 \text{ нм})/\text{Pb}(70 \text{ нм})$  с шероховатым (а) и гладким (б) сверхпроводящим слоем.

ли приготовлены при температуре подложки 150 К, с варьируемыми толщинами слоя  $d_{Py2}$ . Основные параметры образцов были определены выше. В Таблице 4.2 приведены параметры третьей серии образцов.

Таблица 4.2. Параметры третьей серии образцов

Образец	Толщина слоев (нм)						
	CoO <sub>x</sub>	Pu1	Cu	Pu2	Cu	Pb	Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub>
3а	3	3	4	0.6	2	70	85
3б	3	3	4	1	2	70	85
3в	3	3	4	1.7	2	70	85
3г	3	3	4	3	2	70	85

На первом этапе, были исследованы магнитные свойства третьей серии образцов. Были проведены измерения зависимости намагниченности  $M$  от магнитного поля  $H$  для определения интервала магнитных полей, в которых достигаются AP и P ориентации намагниченностей слоев Pu1 и Pu2. На Рис. 4.7 (а) приведена петля магнитного гистерезиса для образца 3б CoO<sub>x</sub>/Pu1(3 нм)/Cu(4 нм)/Pu2(1 нм)/Cu(2 нм)/Pb(70 нм). Поле прикладывалось вдоль оси легкого намагничивания, находящегося в плоскости образца вдоль длинной оси. В начале исследования магнитных свойств образцы охлаждались от комнатной температуры до температуры 10 К в магнитном поле +4 кЭ. Измерение намагниченности осуществлялось при температуре 10 К. При этом магнитное поле изменялось от +4 кЭ до -6 кЭ и обратно до значения +4 кЭ.

Оба значения магнитного поля +4 кЭ и -6 кЭ соответствуют параллельной ориентации намагниченностей слоев Pu1 и Pu2. В первом случае вдоль направления поля, в котором производилось охлаждение образца, во втором - в противоположной ориентации. Для всех образцов при уменьшении поля от



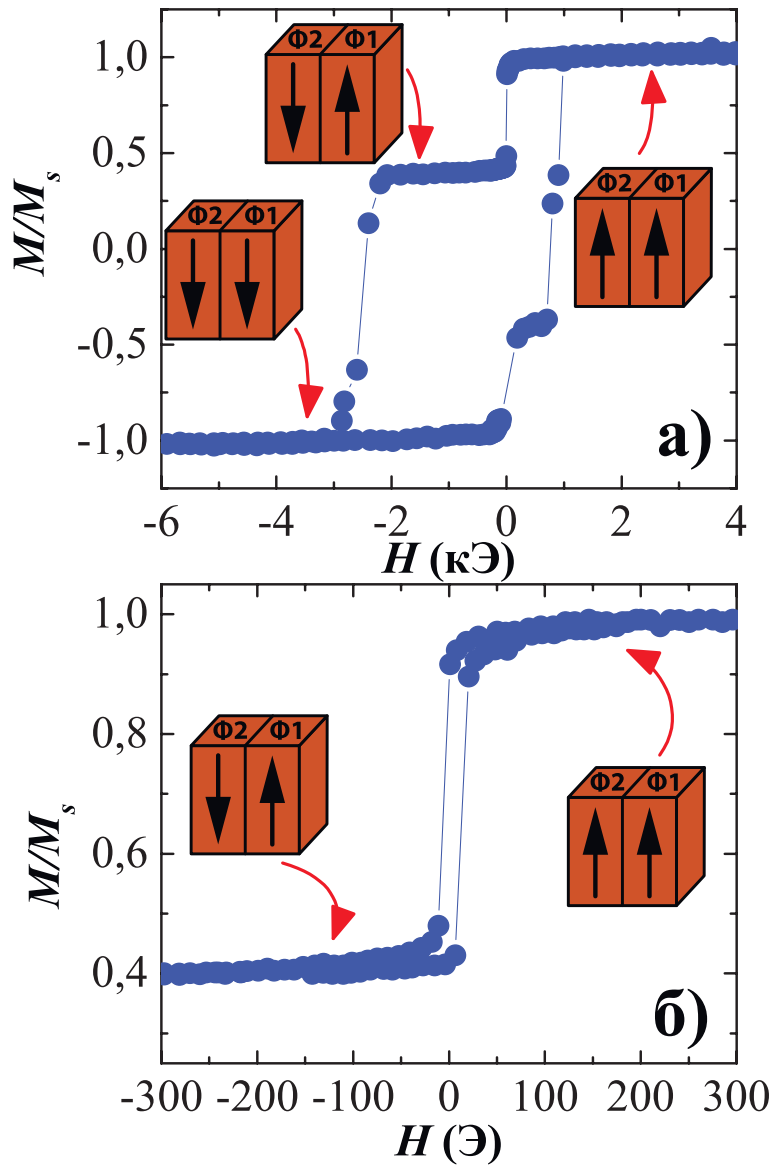


Рис. 4.7. (а) Магнитная петля гистерезиса для образца 3б, измеренная после процедуры охлаждения от комнатной температуры до  $T = 10$  К в магнитном поле  $+4$  кЭ. (б) Малая петля гистерезиса для того же образца, связанная с изменением намагниченности свободного слоя Ru2 в магнитном поле от  $+0.3$  кЭ до  $-0.3$  кЭ и обратно.

+4 кЭ до +0.2 кЭ намагниченность постоянна. Это соответствует тому, что намагниченности ферромагнитных пленок параллельны и находятся в насыщении. При дальнейшем уменьшении магнитного поля намагниченность слоя Ру2 начинает уменьшаться и выходит на плато при  $H = -0.1$  кЭ. При этом, намагниченность слоя Ру1 остается зафиксированной в исходном направлении до приложения магнитного поля величиной -2 кЭ. Именно до этой величины магнитного поля слой Ру1 удерживается. Это ведет к тому, что в диапазоне магнитных полей от -0.1 кЭ до -2 кЭ достигается антипараллельная взаимная ориентация намагниченностей слоев Ру1 и Ру2. При дальнейшем изменении поля от -2 кЭ до -2.5 кЭ намагниченность слоя Ру1 тоже начинает изменять свое значение, и в диапазоне магнитных полей от -2.5 кЭ до -6 кЭ реализуется параллельная ориентация намагниченностей слоев пермаллоя в направлении противоположном начальной параллельной ориентации. На качественном уровне такой вид магнитных петель гистерезиса характерен для всех образцов из третьей серии.

Для изучения намагниченности промежуточного слоя пермаллоя Ру2 были записаны также малые петли гистерезиса. На Рис. 4.7 (б) приведена малая петля гистерезиса. Измерения проводились следующим образом. После процедуры охлаждения в магнитном поле +4 кЭ магнитное поле изменялось от +0.3 кЭ до -0.3 кЭ и обратно до значения +0.3 кЭ. При этом происходило измерение намагниченности. Таким образом, в этом диапазоне полей все изменения суммарной намагниченности образца обусловлены слоем Ру2 с незафиксированной намагниченностью. Из этих данных следует, что после процедуры охлаждения образца в поле параллельная и антипараллельная ориентации могут быть гарантировано достигнуты путем приложения магнитного поля +0.1 кЭ и -0.1 кЭ, соответственно.

Далее исследовались транспортные свойства третьей серии образцов. Была исследована зависимость  $T_c$  от угла  $\alpha$  между намагниченностями ферро-

магнитных слоев  $\text{Py1}$  и  $\text{Py2}$  в поле  $H_0 = +0.1$  кЭ, приложенном в плоскости образца. Наиболее интересные результаты по зависимости  $T_c(\alpha)$  удалось получить для образцов 3а  $\text{CoO}_x/\text{Py1}(3 \text{ нм})/\text{Cu}(4 \text{ нм})/\text{Py2}(0.6 \text{ нм})/\text{Cu}(2 \text{ нм})/\text{Pb}(70 \text{ нм})$  и 3г  $\text{CoO}_x/\text{Py1}(3 \text{ нм})/\text{Cu}(4 \text{ нм})/\text{Py2}(3 \text{ нм})/\text{Cu}(2 \text{ нм})/\text{Pb}(70 \text{ нм})$  (см. Рис. 4.8).

Как видно из Рис. 4.8 угловые зависимости  $T_c$  этих образцов имеют немонотонный характер. Зависимость  $T_c(\alpha)$  проходит через минимум в промежутке между  $\text{P}$  ( $\alpha = 0^\circ$ ) и  $\text{AP}$  ( $\alpha = 180^\circ$ ) вблизи ортогональной конфигурации намагниченностей.

В образце 3а величина эффекта спинового клапана  $\Delta T_c$  при изменении взаимной ориентации намагниченностей от  $\text{AP}$  к ортогональной ориентации превышает ширину сверхпроводящего перехода. В связи с этим в такой структуре возникает возможность полного включения и выключения сверхпроводящего тока, как показано на Рис. 4.9 (а). Полное включение/выключение сопротивления образца, благодаря сочетанию стандартного и триплетного эффекта спинового клапана, продемонстрировано на Рис. 4.9 (б). Температурная зависимость  $\Delta R = R(\alpha = 90^\circ) - R(\alpha = 180^\circ)$  показывает, что в перпендикулярной конфигурации намагниченностей в температурном интервале 3.6 – 3.66 К наблюдается полное переключение по отношению к антипараллельной конфигурации.

#### 4.2.3. “Изолированный” триплетный вклад в эффект сверхпроводящего спинового клапана

В исследованных образцах ДТК дает вклад в эффект спинового клапана. Однако триплетный вклад сосуществует со стандартным. Как было показано ранее (см. Рис. 4), амплитуда стандартного эффекта спинового клапана может быть подавлена до нуля при определенной толщине второго ферромаг-

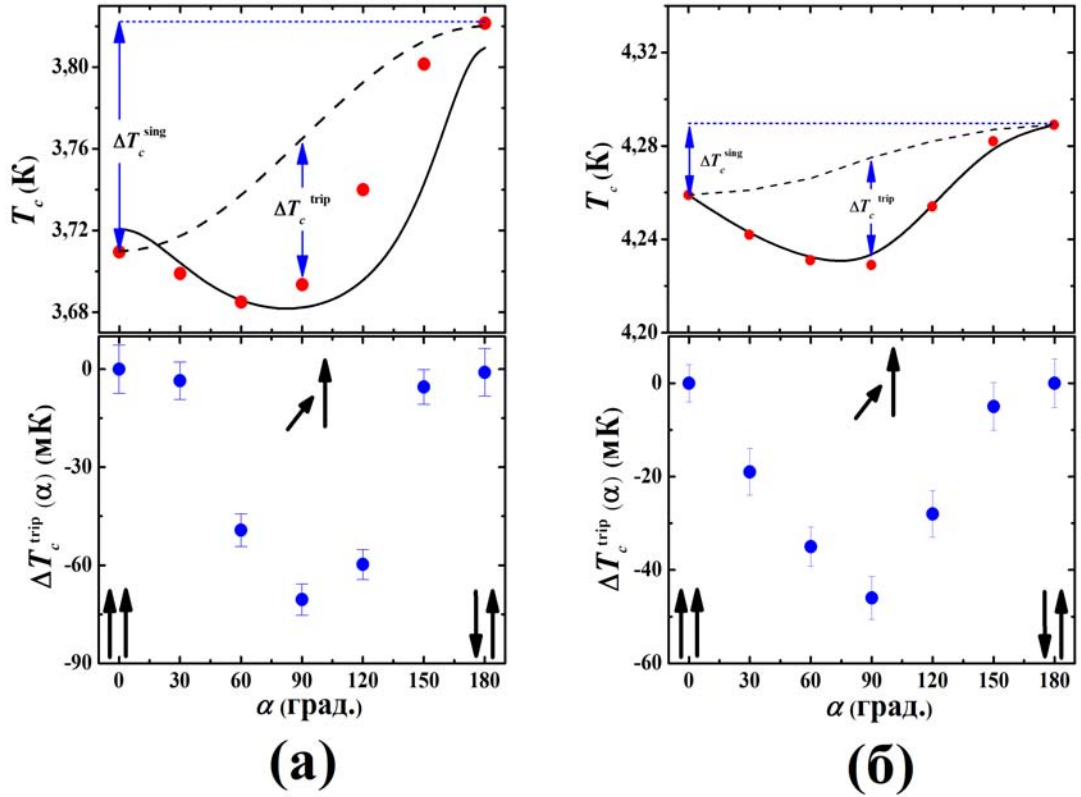


Рис. 4.8. Температурные зависимости сверхпроводящих переходов от угла между намагниченностями ферромагнитных слоев для образцов 3а (а) и 3г (б). Верхние графики: угловые зависимости  $T_c$ , измеренные во внешнем магнитном поле  $H_0 = +0.1$  кЭ (●); реперные кривые показаны штриховой линией; теоретические кривые, рассчитанные согласно теории Фоминова и др. (см. [75]) показаны сплошной линией. Нижние графики: угловые зависимости  $\Delta T_c^{trip}$  - разницы между фактическим значением  $T_c$  и реперной кривой для образцов.

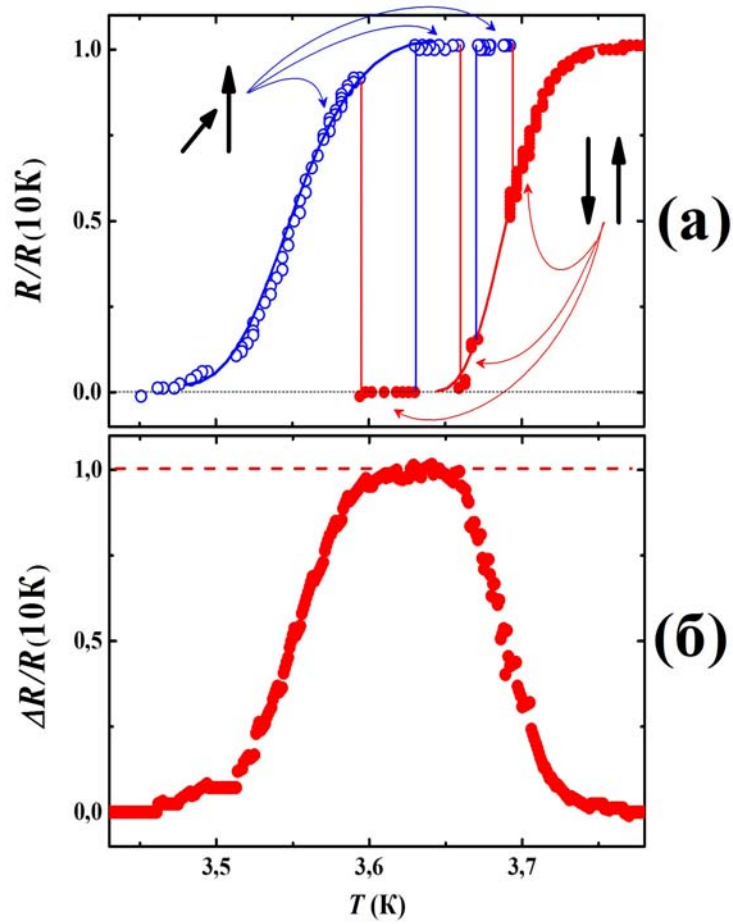


Рис. 4.9. (а) Переключение между нормальным и сверхпроводящим состояниями для образца 3а путем медленного понижения температуры в пределах  $\Delta T_c$  и резкого изменения направления магнитного поля  $\alpha$  между  $180^\circ$  ( $\bullet$ ) и  $90^\circ$  ( $\circ$ ). (б) Температурная зависимость  $\Delta R = R(\alpha = 90^\circ) - R(\alpha = 180^\circ)$ , демонстрирующая полное переключение сверхпроводящего тока в температурном интервале 3.6 – 3.66 К.

нетика, вследствие осцилляционного поведения  $T_c(d_{F2})$  [74, 94]. Эти осцилляции вызваны интерференцией парной волновой функции, на границе раздела  $\Phi2/C$  с падающей на нее и отраженной от границы  $\Phi1/\Phi2$ . Для структуры  $CoO_x/Fe1/Cu/Fe2/Cu/Pb$  нулевое значение  $\Delta T_c$  достигается в интервале  $d_{Fe2} \approx 0.8 - 1$  нм [A4, A5]. Из анализа данных по  $T_c(d_{Py})$ , был сделан вывод о том, что глубина проникновения куперовских пар в слой пермаллоя превышает величину, полученную для железа в 2 раза. Это означает, что  $\Delta T_c = 0$  мК для образцов с пермаллоем должно достигаться при  $d_{Py2} \approx 1.5 - 1.7$  нм. И в самом деле, для образца 3в  $CoO_x/Py1(3)/Cu(4)/Py2(1.7)/Cu(2)/Pb(70)$  нам удалось наблюдать изолированный триплетный вклад в эффект спинового клапана (см. Рис. 4.10) [A7, A8].

Угловая зависимость  $T_c(\alpha)$  для этого образца представляла собой кривую, у которой  $T_c$  при  $\alpha = 0^0$  и  $\alpha = 180^0$  совпадает (стандартный эффект спинового клапана  $\Delta T_c = T_c^{AP} - T_c^P = 0$ ). В то же время при неколлинеарной конфигурации намагниченностей слоев  $Py1$  и  $Py2$  зависимость  $T_c(\alpha)$  имеет минимум. Сравнение этих данных с теорией при использовании тех же параметров, что и для описания данных, полученных для образцов на Рис. 4.8, показало удовлетворительное согласие (см. сплошная линия на Рис. 4.10). Разница была лишь в  $d_{Py2}$ , которая была взята равной 1.7 нм. Таким образом, была продемонстрирована возможность изоляции (отдельного наблюдения) триплетного вклада в эффект спинового клапана. Создание гетероструктуры  $C/\Phi$ , в которой интерференция парных волновых функций делает вклад синглетной компоненты в эффект спинового клапана неэффективным с точки зрения влияния на  $T_c$ , является интересной возможностью.

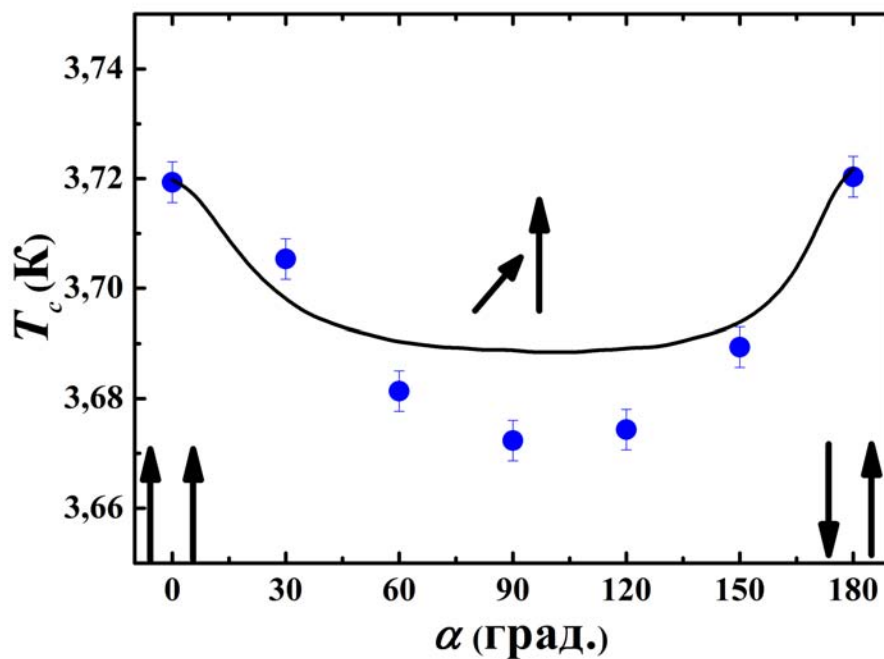


Рис. 4.10. Образец 3в с нулевым стандартным эффектом спинового клапана ( $\Delta T_c^P = \Delta T_c^{AP}$ ). Угловая зависимость  $T_c(\alpha)$ , вызванная дальнодействующей триплетной компонентой сверхпроводящего конденсата, показана кружками. Сплошная линия - теоретическая кривая.

## 4.3. Обсуждение экспериментальных результатов

### 4.3.1. Обсуждение данных по исследованию влияния морфологии сверхпроводящего слоя на свойства образцов

На основании вышеизложенного можно сделать вывод, что структуры сверхпроводящего спинового клапана  $\text{CoO}_x/\text{Py1}/\text{Cu}/\text{Py2}/\text{Cu}/\text{Pb}$ , приготовленные при температуре подложки 150 К, являются наиболее перспективными образцами для наблюдения максимальных значений величины эффекта сверхпроводящего спинового клапана и триплетной сверхпроводимости. В связи с этим, в дальнейшем будут изучаться именно такие конструкции сверхпроводящего спинового клапана.

Результаты на Рис. 4.6 (а) и (б) демонстрируют заметную роль морфологии сверхпроводящего слоя на величину эффекта сверхпроводящего спинового клапана  $\Delta T_c$ . Очевидно, что это не связано с различной степенью подавления  $T_c$  в образцах с шероховатым и гладким сверхпроводящим слоем, так как зависимость  $T_c(d_S)$  на Рис. 4.4 оказалась нечувствительной к морфологии сверхпроводящего слоя. Другой причиной может служить различная площадь контакта между сверхпроводником и ферромагнетиком на границе С/Ф в случае шероховатого и гладкого С-слоя. Однако, согласно теоретическим моделям (см. [75, 110]), площадь контакта не участвует в физических процессах, имеющих отношение к эффекту сверхпроводящего спинового клапана. Вероятнее всего, морфология С-слоя влияет на осцилляционное поведение парной волновой функции сверхпроводящего конденсата в ферромагнетике, которое присуще эффекту близости С/Ф. Сверхпроводящий конденсат в трехслойных системах  $\Phi 1/\Phi 2/\text{C}$  описывается аномальной функцией Грина в С- и  $\Phi$ -слоях. Куперовская пара, проникая в  $\Phi$ -слой из С-слоя, приобретает конечный импульс, который создает пространственную осцилляцию функции Грина в  $\Phi$ -слое. Парная волновая функция, идущая через границу



раздела  $\Phi 2 / C$ , интерферирует с функцией с отраженной от границы  $\Phi 1 / \Phi 2$ . Величина эффекта сверхпроводящего спинового клапана напрямую связана с интерференционной картиной, возникающей в данном процессе (см. [74, 94]). Неоднородность в толщине сверхпроводящего слоя, состоящего из перекрывающихся островков размеров 0.2 - 1 мкм (см. Рис. 4.1), может быть больше, чем длина свободного пробега электронов и длина когерентности  $\xi_S$ . В таком случае, естественно, что различного рода структурные неоднородности могут создать неоднородность аномальной функции Грина в плоскости C-слоя. Поскольку функции Грина в  $\Phi$ - и C- слоях связаны через граничные условия C/ $\Phi$ , то неоднородность парной волновой функции в C-слое передастся в  $\Phi$ -слой. Неоднородность аномальной функции Грина в  $\Phi$ -слое приведет к нарушению стабильной интерференционной картины в  $\Phi$ -слое, что, в свою очередь, приведет к подавлению эффекта сверхпроводящего спинового клапана. Таким образом, результаты исследований демонстрируют важную роль морфологии сверхпроводящего слоя на величину эффекта сверхпроводящего спинового клапана в структурах  $\Phi 1 / \Phi 2 / C$ .

#### 4.3.2. Обсуждение данных по эффекту спинового клапана

Из Рис. 4.8 видно, что величина стандартного эффекта сверхпроводящего спинового клапана для образца для образца 3а  $\Delta T_c = 110$  мК, а для образца 3г  $\Delta T_c = 30$  мК. Такая разница в величине  $\Delta T_c$  связана с тем, что при толщине  $d_{Py2} = 3$  нм в образце 3г волновая функция куперовских пар сверхпроводника практически полностью затухает в слое ферромагнетика Py2, а значит слой Py1 оказывает слабое влияние на сверхпроводимость и как следствие, на величину эффекта сверхпроводящего спинового клапана  $\Delta T_c$ . Это согласуется с тем, что в соответствии с теорией, с уменьшением толщины  $d_{Py2}$  величина эффекта  $\Delta T_c$  возрастает.

Как можно заметить из Рис. 4.8, при изменении взаимной ориентации намагниченностей от параллельной P ( $\alpha = 0^0$ ) к AP ( $\alpha = 180^0$ )  $T_c$  изменяется немонотонно, проходя через минимум при неколлинеарной конфигурации. Согласно теории (см. [75]), характерный минимум в зависимости  $T_c(\alpha)$ , который наиболее ярко проявляется вблизи  $\alpha = 90^0$ , однозначно свидетельствует о генерации дальнедействующей триплетной компоненты в сверхпроводящем конденсате. Если предположить, что триплетной компоненты нет (хотя, согласно теории, их возникновение неизбежно), можно ожидать, что зависимость  $T_c(\alpha)$  будет монотонной. Исходя из общих соображений,  $T_c$  должна быть функцией  $\alpha^2$  и  $\pi - \alpha^2$  при изменении угла от  $0^0$  до  $180^0$ . Таким образом, зависимость  $T_c(\alpha)$  можно выразить через  $T_c^P$  и  $T_c^{AP}$  следующим образом:

$$T_c^{ref}(\alpha) = T_c^P \cos^2(\alpha/2) + T_c^{AP} \sin^2(\alpha/2). \quad (4.1)$$

Эта воображаемая кривая представлена штриховой линией на Рис. 4.8 на зависимостях  $T_c(\alpha)$ . Назовем эту кривую реперной. Отклонение фактического значения  $T_c$  от этой реперной кривой показано на Рис. 4.8 на зависимостях  $\Delta T_c^{trip}(\alpha)$ . Величина этого отклонения демонстрирует вклад ДТК в величину эффекта спинового клапана. Обозначим ее как  $\Delta T_c^{trip}$  и получаем, что различие в  $T_c$  между антипараллельной и перпендикулярной ориентациями составляет уже 130 мК для образца 3а и 60 мК для образца 3г. Это означает, что ДТК дает заметный вклад в эффект спинового клапана.

### 4.3.3. Прямое сравнение экспериментальных данных с теоретическим расчетом $T_c$

Во всех предыдущих работах нашей группы (см. [74, 94? , 95, A1? , A2, A3, A4, A5]) экспериментальные данные по  $T_c$  сравнивались с параметром теории  $W$  (см. выражение (3) во Введение), который определяет степень подавления сверхпроводимости ферромагнитным слоем (см. [75]). Это

рассмотрение позволило продемонстрировать качественное согласие теории (параметра  $W$ ) и эксперимента ( $T_c$ ) без вычисления самой критической температуры (см. Главу 2, Главу 3). Здесь же, впервые, проведен прямой сравнительный анализ теоретически рассчитанного и экспериментально измеренного значения  $T_c$ . Для теоретического расчета  $T_c(\alpha)$  была использована теория Фомина и др. (см. [75]) на случай произвольной прозрачности границы  $\Phi 2/C$  (см. [A4, A5]). Данный расчет представлен сплошной линией на Рис. 4.8 и Рис. 4.10. Для теоретических расчетов были использованы следующие параметры: длины когерентности для  $S$ - и  $\Phi$ -слоев  $\xi_S = 42$  нм,  $\xi_F = 13$  нм; толщина сверхпроводящего слоя  $d_{Pb} = 73.5$  нм; температура перехода в сверхпроводящее состояние массивного свинца  $T_{cPb} = 7.2$  К; параметры прозрачности границы  $Pu2/Pb$   $\gamma = 0.734$  и  $\gamma_b = 1.8$ ; величина обменного поля в ферромагнетике  $h = 0.3$  эВ. При сопоставлении этих параметров с параметрами теории, использованными в предыдущих главах для описания экспериментальных данных для структур  $CoO_x/Fe1/Cu/Fe2/Cu/Pb$ , видно, что они находятся в разумных пределах. При теоретических расчетах было обнаружено, что теория требует толщину слоя  $Pu2$   $d_{Pu2}$  в два раза меньше, чем реальное значение толщины слоя. Данное обстоятельство, скорее всего, обусловлено тем, что слой  $Pu2$  окружен с обеих сторон слоями меди, и, вследствие взаимной диффузии атомов меди и пермаллоя, эффективная толщина слоя  $Pu2$  оказывается уменьшенной. Как видно из Рис. 4.8 и Рис. 4.10 теория воспроизводит основные черты экспериментальных зависимостей. Заметное расхождение теории и эксперимента может быть обусловлено двумя причинами. В теории Фомина и др. [75] в качестве  $\Phi$ -слоев рассматривался слабый ферромагнетик, а пермаллой не является таковым. Кроме того, мы не учитывали ограничение прозрачности границы раздела  $Pu1/Cu/Pu2$ , как это делалось в теоретических работах (см. [110, 111]), поскольку для нас этот параметр явился бы свободным. В отличие от параметров, характеризующих

прозрачность границы раздела  $\text{Pb}_2/\text{Pb}$ , мы не можем оценить эту величину из эксперимента.

### **Выводы**

Итак, в ходе исследований, описанных в данной главе, были получены следующие основные результаты. Во-первых, была установлена, важная роль морфологии сверхпроводящего слоя на величину эффекта сверхпроводящего спинового клапана. Исследования показывают, что использование гладкого сверхпроводящего слоя вместо шероховатого позволяет увеличить величину  $\Delta T_c$  с 10 мК до 100 мК. Во-вторых, была экспериментально исследована дальнедействующая триплетная компонента в образцах сверхпроводящего спинового клапана  $\text{CoO}_x/\text{Pb}_1/\text{Cu}/\text{Pb}_2/\text{Cu}/\text{Pb}$ . Было получено полное переключение между сверхпроводящим и нормальным состояниями. Переключение было вызвано сочетанием стандартного и триплетного эффектов спинового клапана при изменении взаимной ориентации намагниченностей слоев  $\text{Pb}_1$  и  $\text{Pb}_2$  от антипараллельной к перпендикулярной ориентации. В-третьих, впервые проведено прямое сравнение теоретически рассчитанного и экспериментального полученного  $T_c$ .

Основным результатом исследований, описанных в данной главе, является наблюдение «изолированного» триплетного вклада в эффект спинового клапана, используя осцилляционное поведение стандартного эффекта сверхпроводящего спинового клапана.

## Заключение

В настоящей работе проведено детальное исследование эффекта сверхпроводящего спинового клапана и триплетной сверхпроводимости в образцах  $\text{CoO}_x/\text{Fe1}/\text{Cu}/\text{Fe2}/\text{Cu}/\text{Pb}$  и  $\text{CoO}_x/\text{Py1}/\text{Cu}/\text{Py2}/\text{Cu}/\text{Pb}$ . Основные результаты можно сформулировать следующим образом:

1. Установлено, что дополнительный слой меди в границе раздела  $\text{Fe2}/\text{Pb}$  в структуре  $\text{CoO}_x/\text{Fe1}/\text{Cu}/\text{Fe2}/\text{Cu}/\text{Pb}$  позволяет стабилизировать сверхпроводящие свойства образцов и увеличить прозрачность границы  $\text{Fe2}/\text{Pb}$ ;
2. Проведены исследования особенностей поведения величины эффекта сверхпроводящего спинового клапана  $\Delta T_c = T_c^{AP} - T_c^P$  при изменении толщины слоев  $\text{Fe1}$  и  $\text{Fe2}$  для образцов  $\text{CoO}_x/\text{Fe1}/\text{Cu}/\text{Fe2}/\text{Cu}/\text{Pb}$  со стабильными сверхпроводящими свойствами. При этом было обнаружено проявление дальнедействующих триплетных компонент сверхпроводимости;
3. Показано, что замена ферромагнитного материала в системе  $\text{CoO}_x/\Phi1/\text{Cu}/\Phi2/\text{Cu}/\text{Pb}$  с железа на пермаллой позволяет увеличить величину эффекта сверхпроводящего спинового клапана в 3 раза. Установлена важная роль морфологии сверхпроводящего слоя на величину эффекта сверхпроводящего спинового клапана. Исследования показывают, что использование гладкого сверхпроводящего слоя вместо шероховатого позволяет увеличить величину  $\Delta T_c$  с 10 мК до 100 мК;
4. Проведены исследование дальнедействующей триплетной компоненты в образцах сверхпроводящего спинового клапана  $\text{CoO}_x/\text{Py1}/\text{Cu}/\text{Py2}/\text{Cu}/\text{Pb}$ . Показана возможность полного переключения между сверхпроводящим и нормальным состояниями, которое

было вызвано сочетанием стандартного и триплетного эффектов спинового клапана при изменении взаимной ориентации намагниченностей слоев  $Pu1$  и  $Pu2$  от антипараллельной к перпендикулярной ориентации, в отличие от стандартного эффекта, который наблюдается при переключении взаимных ориентаций намагниченностей от AP к P;

5. Впервые удалось наблюдать «изолированный» триплетный вклад в эффект спинового клапана для образца  $CoO_x/Pu1/Cu/Pu2/Cu/Pb$  с толщиной слоя  $Pu2$ , при которой  $\Delta T_c$ , вызванная обычным эффектом спинового клапана, зануляется, вследствие осцилляционного знакопеременного поведения  $\Delta T_c$  от толщины слоя  $Pu2$ ;
6. Впервые показано, что теория Фомина и др. для структур  $\Phi1/\Phi2/C$  правильно описывает экспериментальные результаты.

## **Выводы**

- Полученные результаты служат новой ступенью в понимании физики взаимодействия между сверхпроводимостью и ферромагнетизмом.
- Наблюдение «изолированного» триплетного вклада в эффект спинового клапана и возможность описания экспериментальных данных с помощью теории Фомина и др. позволяют говорить о правильности понимания принципов функционирования спинового клапана для сверхпроводящего тока.

## Литература

1. Fischer, O. Magnetism: Magnetic Properties of Metallic Alloys. Recent Work on Ferromagnetic Superconductors / O. Fischer, M. Peter; Ed. by G. T. Rado, H. Suhl. — New York: Academic Press Inc., 1973. — P. 327.
2. Rehmann, S. Interplay of nuclear magnetism and superconductivity in AuIn<sub>2</sub> / S. Rehmann, T. Herrmannsdörfer // Phys. Rev. Lett. — 1997. — Vol. 78, № 6. — P. 1122–1125.
3. Coexistence of superconductivity and magnetism. Theoretical predictions and experimental results / L. N. Bulaevskii, A. I. Buzdin, M. L. Kulić, S. V. Panjukov // Adv. Phys. — 1985. — Vol. 34, № 2. — P. 175–261.
4. Jin, B. Y. Artificial metallic superlattices / B. Y. Jin, J. B. Ketterson // Adv. Phys. — 1989. — Vol. 38, № 4. — P. 189–366.
5. Proximity and coupling effects in superconducting/magnetic multilayers (invited) / C. L. Chien, J. S. Jiang, J. Q. Xiao et al. // J. Appl. Phys. — 1997. — Vol. 81, № 8. — P. 5358–5363.
6. Chien, C. L. Proximity and coupling effects in superconducting/magnetic multilayers (invited) / C. L. Chien, D. H. Reich // J. Mag. Mag. Mat. — 1999. — Vol. 200. — P. 83–94.
7. Garifullin, I. A. Proximity effects in ferromagnet/superconductor heterostructures / I. A. Garifullin // J. Mag. Mag. Mat. — 2002. — Vol. 240. — P. 571–576.
8. Ю. А. Изюмов. Конкуренция сверхпроводимости и магнетизма в гетероструктурах ферромагнетик/сверхпроводник / Ю. А. Изюмов, Ю. Н. Прошин, М. Г. Хусаинов // УФН. — 2002. — Т. 172, № 2. — С. 113–154.

9. Golubov, A. A. The current-phase relation in Josephson junctions / A. A. Golubov, M. Y. Kupriyanov, E. Il'ichev // *Rev. Mod. Phys.* — 2004. — Vol. 76, № 2. — P. 411.
10. Buzdin, A. I. Proximity effects in superconductor-ferromagnet heterostructures / A. I. Buzdin // *Rev. Mod. Phys.* — 2005. — Vol. 77, № 3. — P. 935–976.
11. Bergeret, F. S. Odd triplet superconductivity and related phenomena in superconductor-ferromagnet structures / F. S. Bergeret, A. F. Volkov, K. B. Efetov // *Rev. Mod. Phys.* — 2005. — Vol. 77, № 4. — P. 1321.
12. Magnetic Heterostructures. Advances and Perspectives in Spinstructures and Spintransport / K. B. Efetov, I. A. Garifullin, A. F. Volkov, K. Westerholt; Ed. by H. Zabel, S. D. Bader. — Springer Berlin Heidelberg, 2007. — Vol. 227 of Springer Tracts in Modern Physics. — P. 252.
13. Magnetic Nanostructures. Spin Dynamic and SpinTransport. / K. B. Efetov, I. A. Garifullin, A. F. Volkov, K. Westerholt; Ed. by H. Zabel, M. Farle. — Springer Berlin Heidelberg, 2013. — Vol. 246 of Springer Tracts in Modern Physics. — P. 85.
14. Eschrig, M. Spin-polarized supercurrents for spintronics: A marriage between superconductivity and ferromagnetism is opening the door for new spin-based applications / M. Eschrig // *Physics Today*. — 2011. — Vol. 64. — P. 43.
15. Upper critical fields of superconductor-ferromagnet multilayers / Z. Ravović, L. Dobrosavljević-Grucić, A. I. Buzdin, John R. Clemm // *Phys. Rev. B*. — 1988. — Vol. 38, № 4. — P. 2388–2393.



16. Transition temperatures of superconductor-ferromagnet superlattices / Z. Radović, M. Ledvij, L. Dobrosavjević-Grujić et al. // Phys. Rev. B. — 1991. — Vol. 44, № 2. — P. 759–764.
17. Buzdin, A. I. Transition temperature of a superconductor-ferromagnet superlattice / A. I. Buzdin, M. Y. Kupriyanov // JETP Lett. — 1990. — Vol. 52, № 9. — P. 487–491.
18. Superconductor/ferromagnet proximity effect in Fe/Pb/Fe trilayers / L. Lazar, K. Westerholt, H. Zabel et al. // Phys. Rev. B. — 2000. — Vol. 61, № 5. — P. 3711–3722.
19. Demler, E. A. Superconducting proximity effects in magnetic metals / E. A. Demler, G. B. Arnold, M. R. Beasley // Phys. Rev. B. — 1997. — Vol. 55, № 22. — P. R15174–R15182.
20. Enhancement of superconductivity by decreased magnetic spin-flip scattering: Nonmonotonic  $T_c$  dependence with enhanced magnetic ordering / M. Vélez, M. C. Cyrille, S. Kim et al. // Phys. Rev. B. — 1999. — Vol. 59, № 22. — P. 14659–14662.
21. Oscillation phenomenon of transition temperatures in Nb/Co and V/Co superconductor/ferromagnet multilayers / Y. Obi, M. Ikebe, T. Kubo, H. Fujimori // Physica C. — 1999. — Vol. 317–318. — P. 149–153.
22. А. И. Буздин. Осцилляции критического тока в зависимости от обменного поля и толщины ферромагнитного металла (F) в джозефсоновском контакте S-F-S / А. И. Буздин, Л. Н. Булаевский, С. Д. Панюков // Письма в ЖЭТФ. — 1982. — Т. 35, № 4. — С. 147–148.
23. Buzdin, A. Theoretical description of ferromagnetic  $\pi$  junctions near the

- critical temperature / A. Buzdin, I. Baladié // Phys. Rev. B. — 2003. — Vol. 67, № 184519. — P. 1–6.
24. Buzdin, A. I. Domain wall superconductivity in ferromagnetic superconductors / A. I. Buzdin, A. S. Mel'nikov // Phys. Rev. B. — 2003. — Jan. — Vol. 67. — P. 020503.
25. Domain-wall superconductivity in hybrid superconductor-ferromagnet structures / A. Y. Aladyshkin, A. I. Buzdin, A. A. Fraerman et al. // Phys. Rev. B. — 2003. — Nov. — Vol. 68. — P. 184508.
26. В. В. Рязанов. Джозефсоновский  $\pi$  - контакт сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник как элемент квантового бита (эксперимент) / В. В. Рязанов // УФН. — 1999. — Т. 69. — 920 с.
27. Supercurrents through the superconductor-ferromagnet-superconductor (sfs) junctions / A. V. Veretennikov, V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov et al. // Physica B. — 2000. — Vol. 284-285. — 495 p.
28. Coupling of two superconductors through a ferromagnet: Evidence for a  $\pi$  junction / V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. Y. Rusanov et al. // Phys. Rev. Lett. — 2001. — Vol. 86, № 11. — P. 2427–2430.
29. Intrinsically frustrated superconducting array of superconductor-ferromagnet-superconductor  $\pi$  junctions / V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. V. Veretennikov, A. Y. Rusanov // Phys. Rev. B. — 2001. — Dec. — Vol. 65. — P. 020501.
30. Josephson junction through a thin ferromagnetic layer: Negative coupling / T. Kontos, M. Aprili, J. Lesueur et al. // Phys. Rev. Lett. — 2002. — Vol. 89, № 13. — P. 137007.

31. Сверхпроводящие токи через ферромагнетик. Инверсия фазы в структурах с Джозефсоновскими  $\pi$  - контактами / В. В. Рязанов, В. А. Обознов, В. В. Больгинов и др. // УФН. — 2004. — Т. 174. — 795 с.
32. Superconductor—Ferromagnet—Superconductor  $\pi$ -junctions / V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. S. Prokofiev et al. // J. Low Temp. Phys. — 2004. — Vol. 136, № 5–6. — P. 385–400.
33. А.И. Буздин. Ферромагнитная пленка на поверхности сверхпроводника: возможность возникновения неоднородного магнитного упорядочения / А.И. Буздин, Л. Н. Булаевский // ЖЭТФ. — 1988. — Т. 94, № 3. — С. 256–261.
34. Bergeret, F. S. Nonhomogeneous magnetic order in superconductor-ferromagnet multilayers / F. S. Bergeret, K. B. Efetov, A. I. Larkin // Phys. Rev. B. — 2000. — Vol. 62. — P. 11872–11878.
35. Possible reconstruction of the ferromagnetic state under the influence of superconductivity in epitaxial V/Pd<sub>1-x</sub>Fe<sub>x</sub> bilayers / I. A. Garifullin, D. A. Tikhonov, N. N. Garif'yanov et al. // Appl. Magn. Res. — 2002. — Vol. 22. — P. 439.
36. Bergeret, F. S. Induced ferromagnetism due to superconductivity in superconductor-ferromagnet structures / F. S. Bergeret, A. F. Volkov, K. B. Efetov // Phys. Rev. B. — 2004. — Vol. 69. — P. 174504.
37. Kharitonov, M. Y. Oscillations of induced magnetization in superconductor-ferromagnet heterostructures / M. Y. Kharitonov, A. F. Volkov, K. B. Efetov // Phys. Rev. B. — 2006. — Vol. 73. — P. 054511.
38. Experimental Observation of the Spin Screening Effect in Superconductor/Ferromagnet Thin Film Heterostructures / R. I. Salikhov, I. A. Gar-

- ifullin, N. N. Garif'yanov et al. // Phys. Rev. Lett. — 2009. — Vol. 102, № 8. — P. 087003.
39. Spin screening effect in superconductor/ferromagnet thin film heterostructures studied using nuclear magnetic resonance / R. I. Salikhov, N. N. Garif'yanov, I. A. Garifullin et al. // Phys. Rev. B. — 2009. — Vol. 80, № 21. — P. 214523.
40. Inverse proximity effect in superconductor-ferromagnet bilayer structures / J. Xia, V. Shelukhin, M. Karpovski et al. // Phys. Rev. Lett. — 2009. — Feb. — Vol. 102. — P. 087004.
41. Bardeen, J. Theory of superconductivity / J. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Schrieffer // Phys. Rev. — 1957. — Vol. 108, № 5. — P. 1175–1204.
42. Cooper, L. N. Bound electron pairs in a degenerate fermi gas / L. N. Cooper // Phys. Rev. — 1956. — Vol. 104, № 4. — P. 1189–1190.
43. Fröhlich. Theory of the superconducting state. the ground state at the absolute zero of temperature / Fröhlich // Phys. Rev. — 1950. — Vol. 79, № 5. — P. 845–856.
44. Mühge, T. Possible origin for oscillatory superconducting transition temperature in superconductor-ferromagnet multilayers / T. Mühge, N. N. Garif'yanov, Y. V. Goryunov // Phys. Rev. Lett. — 1996. — Vol. 77, № 9. — P. 1857–1860.
45. Inhomogeneous superconductivity induced in a ferromagnet:evidence for a  $\pi$  junction / T. Kontos, M. Aprili, J. Lesueur, X. Grison // Phys. Rev. Lett. — 2001. — Vol. 86, № 2. — P. 304–307.

46. Mühge, T. Magnetism and superconductivity of Fe/Nb/Fe trilayers / T. Mühge, K. Westerholt, H. Zabel // Phys. Rev. B. — 1997. — Vol. 55, № 14. — P. 8945–8954.
47. Th. Mühge; Ruhr-Universität Bochum. Proximity effect in the superconductor/ferromagnet nb/fe layered system: mutual interaction of superconductivity and magnetism: Dissertation zur erlangung des grades eines doktors der naturwissenschaften / Th. Mühge; Ruhr-Universität Bochum. — 1997. — P. 124.
48. А. И. Ларкин. Неоднородное состояние сверхпроводников / А. И. Ларкин, Ю. Н. Овчинников // ЖЭТФ. — 1964. — Т. 47, № 3. — С. 1136–1146.
49. Fulde, P. Superconductivity in a strong spin-exchange field / P. Fulde, R. A. Ferrell // Phys. Rev. — 1964. — Vol. 135, № 3A. — P. A550–A563.
50. Ю.Н. Прошин. О проявлении состояния Ларкина-Овчинникова-Фульде-Феррелла в биметаллических структурах ферромагнетик-сверхпроводник / Ю.Н. Прошин, М. Г. Хусаинов // Письма в ЖЭТФ. — 1997. — Т. 66, № 8. — С. 527–532.
51. Khusainov, M. G. Possibility of periodically reentrant superconductivity in ferromagnet/superconductor layered structures / M. G. Khusainov, Y. N. Proshin // Phys. Rev. B. — 1997. — Vol. 56, № 22. — P. R14283–R14286.
52. Proshin, Y. N. Nonmonotonic behavior of the superconducting transition temperature in bimetallic ferromagnet-superconductor structures / Y. N. Proshin, M. G. Khusainov // ЖЭТФ. — 1998. — Vol. 86, № 5. — P. 930–942.

53. Tagirov, L. R. Proximity effect and superconducting transition temperature in superconductor/ferromagnet sandwiches / L. R. Tagirov // *Physica C*. — 1998. — Vol. 307. — P. 145–163.
54. Oh, S. A superconductive magnetoresistive memory element using controlled exchange interaction / S. Oh, D. Youm, M. R. Beasley // *Appl. Phys. Lett.* — 1997. — Vol. 71, № 16. — P. 2376–2378.
55. Deutscher, G. Coupling between ferromagnetic layers through a superconductor / G. Deutscher, F. Meunier // *Phys. Rev. Lett.* — 1969. — Vol. 22. — P. 395.
56. Clinton, T. W. Mesoscopic magnetoquenched superconducting valve / T. W. Clinton, M. Johnson // *Appl. Phys. Lett.* — 1997. — Vol. 70, № 9. — P. 1996–1998.
57. Clinton, T. W. Magnetoquenched superconducting valve / T. W. Clinton, M. Johnson // *J. Appl. Phys.* — 1998. — Vol. 83. — P. 6777–6779.
58. Clinton, T. W. Nonvolatile switchable Josephson junctions / T. W. Clinton, M. Johnson // *J. Appl. Phys.* — 1999. — Vol. 85, № 3. — P. 1637–1643.
59. Clinton, T. W. Magnetoquenched superconducting valve with bilayer ferromagnetic film for uniaxial switching / T. W. Clinton, M. Johnson // *Appl. Phys. Lett.* — 2000. — Vol. 76, № 15. — P. 2116–2118.
60. Tagirov, L. R. Low-Field Superconducting Spin Switch Based on a Superconductor/Ferromagnet Multilayer / L. R. Tagirov // *Phys. Rev. Lett.* — 1999. — Vol. 83, № 10. — P. 2058–2061.
61. Buzdin, A. I. Spin-orientation-dependent superconductivity in F/S/F struc-

- tures / A. I. Buzdin, A. V. Vedyayev, N. V. Ryzhanova // *Europhys. Lett.* — 1999. — Vol. 48, № 48. — P. 686–691.
62. Interplay of superconductivity and magnetism in superconductor/ferromagnet structures / I. Baladié, A. I. Buzdin, N. Ryzhanov, V. Vedyayev // *Phys. Rev. B.* — 2000. — Vol. 63, № 054518. — P. 1–7.
63. Magnetization-Orientation Dependence of the Superconducting Transition Temperature in the Ferromagnet-Superconductor-Ferromagnet System: Cu-Ni/Nb/CuNi / J. Gu, C.-Y. You, J. S. Jiang et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2002. — Vol. 89, № 26. — P. 1–4.
64. Potenza, A. Superconductor-ferromagnet CuNi/Nb/CuNi trilayers as superconducting spin-valve core structures / A. Potenza, C. Marrows // *Phys. Rev. B.* — 2005. — Vol. 71, № 18. — P. 25–28.
65. Moraru, I. C. Observation of standard spin-switch effects in ferromagnet/superconductor/ferromagnet trilayers with a strong ferromagnet / I. C. Moraru, W. P. Pratt, N. O. Birge // *Phys. Rev. B.* — 2006. — Vol. 74. — P. 220507(1–4).
66. Moraru, I. C. Magnetization-Dependent  $T_c$  Shift in Ferromagnet/Superconductor/Ferromagnet Trilayers with a Strong Ferromagnet / I. C. Moraru, W. P. Pratt, N. O. Birge // *Phys. Rev. Lett.* — 2006. — Vol. 96, № 037004. — P. 1–4.
67. Rusanov, A. Y. Inverse spin switch effects in ferromagnet-superconductor-ferromagnet trilayers with strong ferromagnets / A. Y. Rusanov, S. Habraken, J. Aarts // *Phys. Rev. B.* — 2006. — Vol. 73, № 060505(R). — P. 1–4.
68. Steiner, R. Magnetic switching of the superconducting transition temperature in layered ferromagnetic/superconducting hybrids: Spin switch versus

- stray field effects / R. Steiner, P. Ziemann // Phys. Rev. B. — 2006. — Vol. 74. — P. 094504.
69. Miao, G.-X. Infinite Magnetoresistance from the Spin Dependent Proximity Effect in Symmetry Driven bcc-Fe/V/Fe Heteroepitaxial Superconducting Spin Valves / G.-X. Miao, A. V. Ramos, J. Moodera // Phys. Rev. Lett. — 2008. — Vol. 101, № 137001. — P. 1–4.
70. Origin of the Inverse Spin Switch Effect in Superconducting Spin Valves / J. Zhu, X. Cheng, C. Boone, I. N. Krivorotov // Phys. Rev. Lett. — 2009. — Vol. 103, № 027004. — P. 1–4.
71. Superconducting Spin Valve Effect of a V Layer Coupled to an Antiferromagnetic [Fe/V] Superlattice / K. Westerholt, D. Sprungmann, H. Zabel et al. // Phys. Rev. Lett. — 2005. — Vol. 95. — P. 097003.
72. Superconducting spin valves based on epitaxial Fe/V superlattices / G. Nowak, H. Zabel, K. Westerholt et al. // Phys. Rev. B. — 2008. — Vol. 78, № 13. — P. 134520.
73. Full spin switch effect for the superconducting current in a superconductor/ferromagnet thin film heterostructure / P. V. Leksin, N. N. Garif'yanov, I. A. Garifullin et al. // Applied Physics Letters. — 2010. — Vol. 97, № 10. — P. 102505.
74. Manifestation of New Interference Effects in a Superconductor-Ferromagnet Spin Valve / P. Leksin, N. Garif'yanov, I. Garifullin et al. // Phys. Rev. Lett. — 2011. — Vol. 106, № 6. — P. 1–4.
75. Superconducting Triplet Spin Valve / Y. V. Fominov, A. A. Golubov, T. Y. Karminskaya et al. // JETP Letters. — 2010. — Vol. 91, № 6. — P. 308–313.



76. Bergeret, F. S. Long-Range Proximity Effects in Superconductor-Ferromagnet Structures / F. S. Bergeret, A. F. Volkov, K. B. Efetov // Phys. Rev. Lett. — 2001. — Vol. 86, № 18. — P. 4096–4099.
77. Volkov, F. Odd Triplet Superconductivity in Superconductor-Ferromagnet Multilayered Structures / F. Volkov, F. Bergeret, K. Efetov // Phys. Rev. Lett. — 2003. — Vol. 90, № 11. — P. 1–4.
78. Buzdin, A. I. Domain walls and long-range triplet correlations in sfs josephson junctions / A. I. Buzdin, A. S. Mel'nikov, N. G. Pugach // Phys. Rev. B. — 2011. — Apr. — Vol. 83. — P. 144515.
79. Superconductor-insulator-ferromagnet-superconductor josephson junction: From the dirty to the clean limit / N. G. Pugach, M. Y. Kupriyanov, E. Goldobin et al. // Phys. Rev. B. — 2011. — Oct. — Vol. 84. — P. 144513.
80. Interference phenomena and long-range proximity effect in clean superconductor-ferromagnet systems / A. S. Mel'nikov, A. V. Samokhvalov, S. M. Kuznetsova, A. I. Buzdin // Phys. Rev. Lett. — 2012. — Dec. — Vol. 109. — P. 237006.
81. A spin triplet supercurrent through the half-metallic ferromagnet  $\text{CrO}_2$  / R. S. Keizer, S. T. B. Goennenwein, T. M. Klapwijk et al. // Nature. — 2006. — Vol. 439, № 7078. — P. 825.
82. Niu, Z. Spin-Triplet Pairing States in Ferromagnet/Ferromagnet/d-Wave Superconductor Heterojunctions with Noncollinear Magnetizations / Z. Niu, D. Xing // Phys. Rev. Lett. — 2007. — Vol. 98, № 5. — P. 1–4.
83. Löfwander, T. Phase diagrams of ferromagnet-superconductor multilayers with misaligned exchange fields / T. Löfwander, T. Champel, M. Eschrig // Phys. Rev. B. — 2007. — Vol. 75. — P. 014512(1–18).

84. Angular dependence of the superconducting transition temperature in ferromagnet-superconductor-ferromagnet trilayers / J. Zhu, I. N. Krivorotov, K. Halterman, O. T. Valls // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — Vol. 105. — P. 207002(1–4).
85. Magnetoresistance in NiCoO/Py/Cu/Py spin valves / D. V. Dimitrov, C. Prados, C. Y. Ni et al. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials.* — 1998. — Vol. 189. — P. 25–31.
86. Takahashi, S. Spin Imbalance and Magnetoresistance in Ferromagnet/Superconductor/Ferromagnet Double Tunnel Junctions / S. Takahashi, H. Imamura, S. Maekawa // *Phys. Rev. Lett.* — 1999. — Vol. 82, № 19. — P. 3911–3914.
87. Giant mutual proximity effects in ferromagnetic/superconducting nanostructures / V. T. Petrashov, I. A. Sosnin, I. Cox et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1999. — Vol. 83. — P. 3281–3284.
88. Superconducting Phase Coherent Electron Transport in Proximity Conical Ferromagnets / I. Sosnin, H. Cho, V. Petrashov, A. Volkov // *Phys. Rev. Lett.* — 2006. — Vol. 96, № 15. — P. 1–4.
89. Observation of spin-triplet superconductivity in co-based josephson junctions / T. S. Khaire, M. A. Khasawneh, W. P. Pratt, N. O. Birge // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — Vol. 104. — P. 137002.
90. Long-range supercurrents through half-metallic ferromagnetic CrO<sub>2</sub> / M. S. Anwar, F. Czeschka, M. Hesselberth et al. // *Phys. Rev. B.* — 2010. — Vol. 82. — P. 100501.
91. А. В. Самохвалов. Механизмы дальнего действующего эффекта близости

- в сверхпроводящей спинтронике / А. В. Самохвалов, А. С. Мельников, А. И. Буздин // УФН. — 2016. — Т. принята к публикации.
92. Hauser, J. J. Proximity effects between superconducting and magnetic films / J. J. Hauser, H. C. Theuerer, N. R. Werthamer // Phys. Rev. — 1966. — Vol. 142. — P. 118–126.
93. O. Kubaschewski. Iron-Binary Phase Diagrams / O. Kubaschewski. — Springer-Verlag, Berlin, 1982. — P. 87.
94. Physical properties of the superconducting spin-valve Fe/Cu/Fe/In heterostructure / P. V. Leksin, N. N. Garif'yanov, I. A. Garifullin et al. // Phys. Rev. B. — 2012. — Vol. 85. — P. 024502.
95. Evidence for triplet superconductivity in a superconductor-ferromagnet spin valve / P. V. Leksin, N. N. Garif'yanov, I. A. Garifullin et al. // Phys. Rev. Lett. — 2012. — Vol. 109. — P. 057005.
96. Zemel, J. N. Electrical and optical properties of epitaxial films of PbS, PbSe, PbTe and SnTe / J. N. Zemel, J. D. Jensen, R. B. Schoolar // Phys. Rev. — 1965. — Vol. 140, № 1A. — P. A330–A342.
97. В. П. Северденко. Структура тонких металлических пленок / В. П. Северденко, Э. И. Точицкий. — Минск : Наука и техника, 1968. — С. 230.
98. Laidler, K. Physical chemistry / K. Laidler, J. Meiser. — 1982. — P. 18.
99. Knudsen, M. The molecular and the frictional flow of gases in tubes / M. Knudsen, W. J. Fisher // Phys. Rev. (Series I). — 1910. — Vol. 31, № 5. — P. 586–588.
100. Б. С. Данилин. Вакуумное нанесение тонких пленок / Б. С. Данилин. — М.: Энергия, 1967. — С. 312.

101. З. Шиллер. Электронно-лучевая технология: Пер. с нем. / З. Шиллер, У. Гайзиг, З. Панцер. — М. : Энергия, 1980. — С. 528.
102. Domain state model for exchange bias. I. Theory / U. Nowak, K. D. Usadel, J. Keller et al. // Phys. Rev. B. — 2002. — Vol. 66, № 1. — P. 014430.
103. Structural and magnetic properties of stoichiometric epitaxial CoO/Fe exchange-bias bilayers / G. Nowak, A. Remhof, F. Radu et al. // Phys. Rev. B. — 2007. — Vol. 75, № 17. — P. 174405.
104. J. Clarke. The SQUID handbook / J. Clarke, I. Braginski (Eds.). — Wiley-Vch, 2004. — Vol. 1.
105. В. Д. Кузнецов. Квантовый магнитометр для измерения магнитной восприимчивости в широком интервале температур и полей / В. Д. Кузнецов // Приборы и техника эксперимента. — 1985. — Т. 4. — С. 196–201.
106. A. V. Pippard. Experimental analysis of the electronic structure of metals / A. V. Pippard // Rep. Prog. Phys. — 1960. — Vol. 23. — P. 176–226.
107. Fominov, Y. V. Nonmonotonic critical temperature in superconductor/ferromagnet bilayers / Y. V. Fominov, N. M. Chitchev, A. A. Golubov // Phys. Rev. B. — 2002. — Vol. 66, № 014507. — P. 1–13.
108. Ч. Киттель. Введение в физику твердого тела / Ч. Киттель. — М.: Наука, 1978. — С. 792.
109. Kuprianov, M. Y. Influence of boundary transparency on the critical current of "dirty"SS'S structures / M. Y. Kuprianov, V. F. Lukichev // Zh. Eksp. Teor. Fiz. — 1988. — Vol. 94. — P. 139–149.

110. Proximity effects in superconducting triplet spin-valve F2/F1/S / R. Deminov, L. Tagirov, R. Gaifullin et al. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2015. — Vol. 373. — P. 16–17.
111. Role of interface transparency and exchange field in the superconducting triplet spin-valve effect / R. Deminov, L. Tagirov, R. Gaifullin et al. // Solid State Phenomena. — 2015. — Vol. 233–234. — P. 745–749.
112. Р. Суху. Магнитные тонкие пленки / Р. Суху. — М.: МИР, 1967. — С. 180.
- м

## Список публикаций автора

- A1. Сверхпроводящий спиновый клапан и триплетная сверхпроводимость / И. А. Гарифуллин, Н. Н. Гарифьянов, П. В. Лексин и др. // Известия РАН. Серия физическая. — 2014. — Т. 78, № 12. — С. 1628–1635.
- A2. The peculiarities of the operation of the superconducting spin valve / I. A. Garifullin, N. N. Garif'yanov, P. V. Leksin et al. // Magnetic Resonance in Solids. Electronic Journal. — 2014. — Vol. 16, № 14208. — P. 1–14.
- A3. The superconducting spin valve and triplet superconductivity / I. A. Garifullin, P. V. Leksin, N. N. Garif'yanov et al. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2015. — Vol. 373. — P. 18–22.
- A4. Peculiarities of performance of the spin valve for the superconducting current / P. V. Leksin, A. A. Kamashev, N. N. Garif'yanov и др. // Письма в ЖЭТФ. — 2013. — Т. 97, № 8. — С. 478–482.
- A5. Superconducting spin-valve effect and triplet superconductivity in  $\text{CoO}_x/\text{Fe1}/\text{Cu}/\text{Fe2}/\text{Cu}/\text{Pb}$  multilayer / P. V. Leksin, N. N. Garif'yanov, A. A. Kamashev et al. // Physical Review B. — 2015. — Vol. 91. — P. 214508.

- A6. Boosting the superconducting spin valve effect in a metallic superconductor/ferromagnet heterostructure / P. V. Leksin, A. A. Kamashev, J. Schumann et al. // Nano Research. — 2016. — Vol. 9. — P. 1005–1011.
- A7. Isolation of proximity-induced triplet pairing channel in a superconductor / ferromagnet spin valve / P. V. Leksin, N. N. Garif'yanov, A. A. Kamashev et al. // Physical Review B. — 2016. — Vol. 93. — P. 100502(R).
- A8. Экспериментальное исследование роли триплетного спаривания в эффекте сверхпроводящего спинового клапана / П. В. Лексин, А. А. Камашев, Н. Н. Гарифьянов и др. // Физика твердого тела. — 2016. — Т. 58, № 11.