

УДК 53.06:537.6:538.9

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА БЛИЗОСТИ В ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С ВАРЬИРУЕМОЙ ТОЛЩИНОЙ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО СЛОЯ СВИНЦА

© 2024 г. А. А. Камашев^{1,*}, А. А. Валидов¹, Д. А. Арбузов¹, Н. Н. Гарифьянов¹,
И. А. Гарифуллин¹

¹Казанский физико-технический институт имени Е.К. Завойского — обособленное структурное подразделение
Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр
«Казанский научный центр Российской академии наук», Казань, Россия

*E-mail: kamandi@mail.ru

Поступила в редакцию 19.02.2024

После доработки 18.03.2024

Принята к публикации 29.03.2024

Проведены систематические исследования эффекта близости сверхпроводник/нормальный металл, сверхпроводник/антиферромагнетик и сверхпроводник/ферромагнетик в структурах с варьируемой толщиной сверхпроводящего слоя свинца. Показано, что в этих системах поведение температуры перехода в сверхпроводящее состояние T_c при уменьшении толщины сверхпроводящего слоя различно. Для структур сверхпроводник/антиферромагнетик, в пределах изученных толщин слоя свинца, изменения T_c незначительны. С уменьшением толщины слоя свинца существенно уменьшается отношение электросопротивлений RRR (R_{300K}/R_{10K}), что может указывать на увеличение вклада поверхностных дефектов. Ширина сверхпроводящих переходов при уменьшении толщины слоя свинца возрастает, что свидетельствует о проявлении размерных эффектов.

DOI: 10.31857/S0367676524070092, EDN: PBPBLC

ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия большое внимание уделяется разработке и созданию различных элементов для сверхпроводящей спинтроники (см., например, [1, 2]). В этих работах, в частности, подчеркивается интерес к гетероструктурам сверхпроводник/ферромагнетик/сверхпроводник (С/Ф/С), которые могут служить элементами квантовой логики [3]. Например, элемент кубита, [4, 5] основанный на так называемом Джозефсоновском π -контакте [6, 7], при определенных условиях может быть реализован на основе тонкопленочной гетероструктуры С/Ф/С. Исследование взаимодействия между ферромагнетизмом и сверхпроводимостью в тонкопленочных структурах представляет давний фундаментальный интерес (см., например, [8]). Это обусловлено противоположностью этих явлений. Антагонизм сверхпроводимости и ферромагнетизма проявляется в сильном подавлении сверхпроводимости ферромагнетизмом, поскольку ферромагнетизм предполагает параллельную ориентацию спинов ($\uparrow$), а сверхпроводимость антипараллельную (АП), так как спины электронов куперовской пары противоположно направлены. Величина энергии обменного взаимодействия в ферромагнетиках, стремящегося выстроить спины электронов параллельно, как правило на порядки

превышает энергию связи электронов куперовской пары. Поэтому куперовские пары разрушаются под действием энергии обменного взаимодействия ферромагнетика. Таким образом, куперовские пары могут проникнуть в Ф-слой лишь на небольшие расстояния ξ_F (где ξ_F — глубина проникновения куперовской пары из С-слоя в Ф-слой). Для сильных элементных ферромагнетиков, таких как Fe или Co, значение ξ_F составляет менее 1 нм (см., например, [9]). Эффект близости С/Ф подробно рассмотрен в обзорах [10–13].

Сверхпроводящий спиновый клапан (ССК), построенный на базе эффекта близости С/Ф, активно исследуется как теоретически, так и экспериментально с конца 90-х годов прошлого века. Теоретически были предложены две различные конструкции сверхпроводящего спинового клапана. Первая конструкция ССК представляет собой многослойную тонкопленочную систему $\Phi_1/\Phi_2/C$ (I_{min}), где Φ_1 и Φ_2 — ферромагнитные слои, разделенные слоем немагнитного материала, а С — сверхпроводящий слой [14]. В работе [14] показано, что при параллельной ориентации намагниченностей Φ_1 - и Φ_2 -слоев в системе $\Phi_1/\Phi_2/C$ температура перехода в сверхпроводящее состояние T_c ($T_c^{\text{П}}$) ниже, чем в случае антипараллельной ориентации ($T_c^{\text{АП}}$). Вторая конструкция

ССК [15, 16] — $\Phi 1/C/\Phi 2$ (*I tina*). Принцип работы этой системы идентичен конструкции первого типа. Величиной эффекта ССК определяется разницей между T_c^{AP} и T_c^N ($\Delta T_c = T_c^{AP} - T_c^N$). В случае, если величина эффекта ССК превышает ширину сверхпроводящего перехода (δT_c), говорят о реализации полного эффекта ССК. При реализации полного эффекта ССК, возникает возможность контроля и управления сверхпроводящим током путем изменения взаимной ориентации намагниченностей Φ -слоев. Таким образом, сверхпроводящий спиновый клапан может являться перспективным пассивным элементом сверхпроводящей спинтроники, с помощью которого можно контролировать сверхпроводящий ток. Экспериментально реализовать полный эффект ССК довольно долго не удавалось, так как ΔT_c оказывалось меньше δT_c (см., например, [17–22]). Впервые полный эффект сверхпроводящего спинового клапана был экспериментально реализован в структуре $\Phi 1/\Phi 2/C$ в 2010 году [23]. В последние годы интенсивно исследуются разнообразные структуры ССК с различными ферромагнитными и сверхпроводящими материалами [24–34].

Во многих экспериментальных работах между сверхпроводящими и ферромагнитными слоями вводят буферные слои [29, 35–37]. Такие буферные слои играют роль разделителя (spacer layer), препятствующего взаимной интердиффузии материалов Φ -слоя и C -слоя. Кроме того, для определенных структур ССК *I tina* обнаружено увеличение прозрачности границы C/Φ при наличии буферного слоя [29]. Таким образом, буферные слои играют важную роль в структурах ССК *I tina*. В качестве буферного слоя обычно используются немагнитные металлы (НМ). Выбор немагнитных металлов обусловлен необходимостью минимизировать влияние буферного слоя на сверхпроводящие свойства ССК. В работе [29] показано, что с увеличением толщины медного слоя в структуре $Cu(d_{Cu})/Pb$ (60 нм) возрастает степень подавления T_c , где Pb — сверхпроводящий слой. Оптимальная толщина медного слоя составила $d_{Cu} = 1.2$ нм. При такой толщине медного слоя подавление T_c было минимальным, а качество интерфейса и время жизни образцов существенно возрастали. Необходимо отметить, что в последние годы свинец активно используется в качестве сверхпроводящего слоя в ССК из-за достаточно высокой T_c [29, 35–37].

Таким образом, интерфейс Cu/Pb является важной составляющей частью современных ССК, что требует его детального изучения. В данной работе проведено систематическое исследование двухслойных тонкопленочных гетероструктур $Cu(1.5 \text{ нм})/Pb(d_{Pb})$ с варьируемыми толщинами слоя свинца d_{Pb} . Также было экспериментально исследовано поведение T_c в системах с антиферромагнитными [$CoO_x(3.5 \text{ нм})/Pb(d_{Pb})$] и ферромагнитными слоями [$Cu(1.5 \text{ нм})/Fe(5 \text{ нм})/Pb(d_{Pb})$]. Сам по себе интерфейс антиферромагнетик/сверхпроводник может быть перспективным для

использования в ССК [38]. Проведен сравнительный анализ сверхпроводящих свойств $Cu(1.5 \text{ нм})/Pb(d_{Pb})$, $CoO_x(3.5 \text{ нм})/Pb(d_{Pb})$ и $Cu(1.5 \text{ нм})/Fe(5 \text{ нм})/Pb(d_{Pb})$ гетероструктур. Выбор изучаемого набора гетероструктур обусловлен перспективностью этих интерфейсов в качестве составных частей сверхпроводящего спинового клапана.

ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Образцы были приготовлены методами молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) и магнетронного распыления в сверхвысоком вакууме на напылительном оборудовании фирмы BESTEC. Напылительная установка представляет собой соединенные между собой вакуумные камеры: камера МЛЭ с предельным вакуумом $5 \cdot 10^{-10}$ мбар, камера магнетронного напыления (на постоянном и переменном токе) с предельным вакуумом $5 \cdot 10^{-9}$ мбар; загрузочная камера с предельным вакуумом $5 \cdot 10^{-8}$ мбар. Образцы напылялись на монокристаллические подложки MgO (001) размерами $2 \times 15 \times 0.5$ мм. Шероховатость подложек MgO составляла не более 0.5 нм. Были приготовлены 3 основных серии образцов со следующими параметрами: *серия 1* — $MgO/Cu(1.5 \text{ нм})/Pb(d_{Pb})$; *серия 2* — $MgO/CoO_x(3.5 \text{ нм})/Pb(d_{Pb})$; *серия 3* — $MgO/Cu(1.5 \text{ нм})/Fe(5 \text{ нм})/Pb(d_{Pb})$. В данных сериях варьировалась толщина сверхпроводящего слоя свинца d_{Pb} . Также была приготовлена четвертая серия образцов (*серия 4*) — $MgO/Pb(d_{Pb})$ с варьируемой толщиной Pb -слоя. Наши исследования показали, что для достижения хорошей адгезии свинца, необходимо выдерживать подложки MgO при температуре около 400°C в течение нескольких часов в сверхвысоком вакууме $1 \cdot 10^{-9}$ мбар. Без такой процедуры адгезия пленок к подложке была неудовлетворительной.

Для приготовления образцов были использованы мишени для электронно-лучевого испарения в камере МЛЭ: медь, кобальт, железо и свинец. Все металлы имели чистоту 4N (содержание примесей 0.01 %). Все образцы каждой серии готовились в рамках одного вакуумного цикла без взаимодействия с атмосферой. Для переноса образцов из МЛЭ камеры в камеру с магнетронным напылением использовалась загрузочная камера. Слои Cu , Co , Fe и Pb были приготовлены методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Для предотвращения окисления на все образцы методом магнетронного распыления на переменном токе наносили защитный слой нитрида кремния (Si_3N_4). Скорости напыления слоев составляли: 0.5 Å/с для Cu , Co и Fe -слоев; 12 Å/с для Pb -слоя; 1.8 Å/с для защитного Si_3N_4 -слоя. Выбор относительно высокой скорости напыления свинца, по сравнению с другими слоями, обусловлен необходимостью минимизации взаимодействия паров Pb со средой МЛЭ камеры. Малые скорости напыления свинца могут приводить к ухудшению сверхпроводящих параметров приготовленной пленки.

Скорость осаждения контролировалась при помощи водоохлаждаемого кварцевого измерителя толщины Inficon XTM/2. Критически важным параметром для наших исследований является толщина сверхпроводящего слоя. Поэтому кварцевый измеритель был тщательно откалиброван при помощи атомно-силового измерителя толщины Bruker Dimension FastScan. Специально сконструированный держатель образцов позволял напылять до 8 образцов за один вакуумный цикл. Структуры исследуемых образцов представлены на рис. 1. Параметры образцов приведены в табл. 1.

Образцы всех серий напылялись на охлажденные до $T \sim 150$ К подложки. Это необходимо для предотвращения островкового роста Pb-слоев, как это было показано ранее [37]. В *серии 2* напыление оксида кобальта проводилось в два этапа. Сначала напылялся

Со в МЛЭ камере, затем держатель образцов перемещался в загрузочную камеру и выдерживался в течение полутра часов в среде кислорода при давлении 100 мбар. Здесь CoO_x играет роль диэлектрического антиферромагнитного слоя (АФ). Таким образом, приготовленные образцы представляли собой четыре различные модели: *серия 1* — Подложка/НМ/С; *серия 2* — Подложка/АФ/С; *серия 3* — Подложка/Ф/НМ/С, *серия 4* — Подложка/С.

Величины T_c определялись из зависимостей сопротивления от температуры. Сопротивление измерялось при помощи стандартного 4-контактного метода на постоянном токе. Значения T_c определялись как средняя точка на сверхпроводящем переходе. Определение температуры проводилось откалиброванным температурным датчиком Cernox 1050.

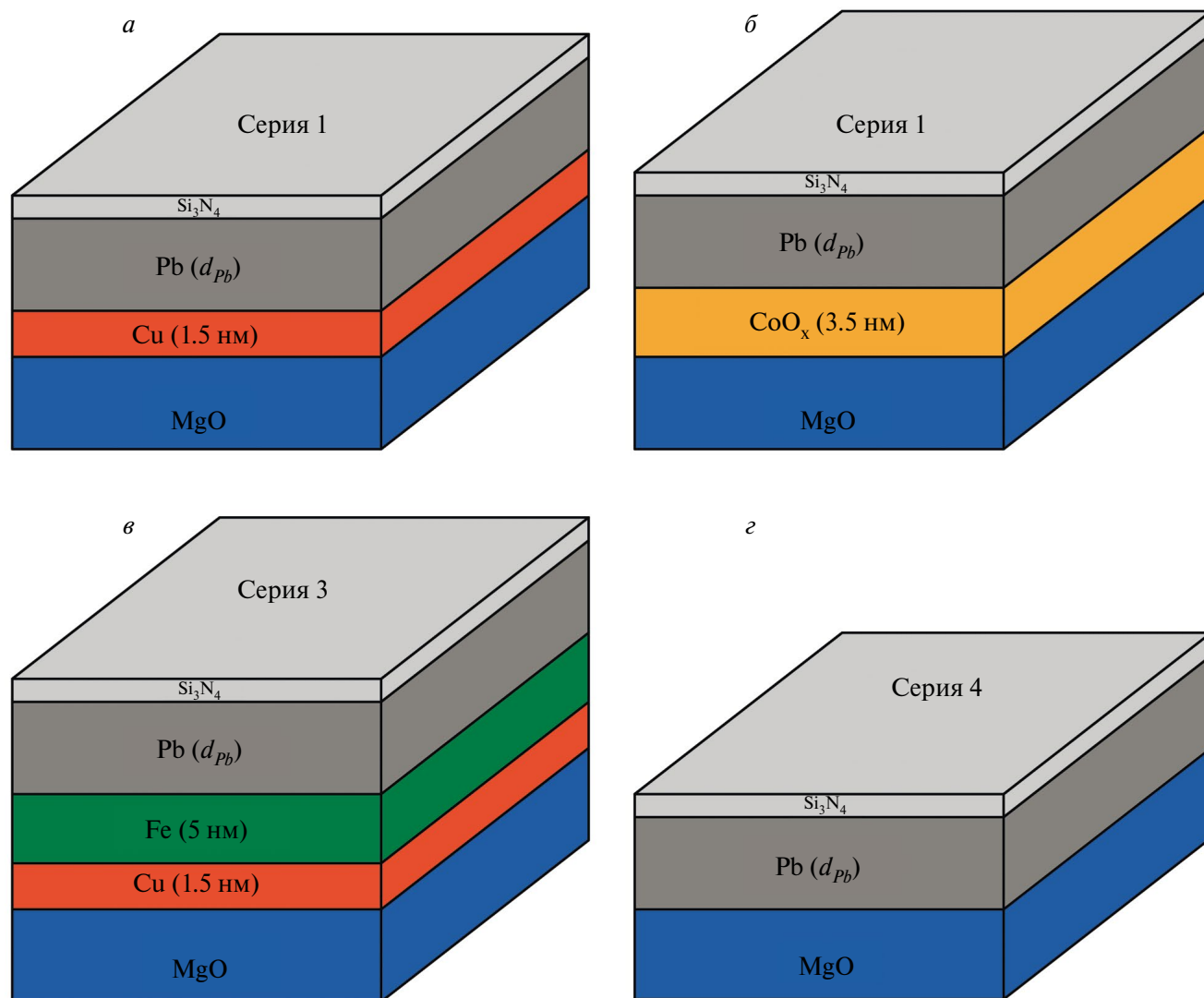


Рис. 1. Структуры исследуемых образцов: серия 1 — $\text{MgO}/\text{Cu}(1.5 \text{ нм})/\text{Pb}(d_{\text{Pb}})$ (а); серия 2 — $\text{MgO}/\text{CoO}_x(3.5 \text{ нм})/\text{Pb}(d_{\text{Pb}})$ (б); серия 3 — $\text{MgO}/\text{Cu}(1.5 \text{ нм})/\text{Fe}(5 \text{ нм})/\text{Pb}(d_{\text{Pb}})$ (в); серия 4 — $\text{MgO}/\text{Pb}(d_{\text{Pb}})$ (г).

Таблица 1. Параметры исследуемых образцов: серия 1 — MgO/Cu(1.5 нм)/Pb(d_{Pb}); серия 2 — MgO/CoO_x(3.5 нм)/Pb(d_{Pb}); серия 3 — MgO/Cu(1.5 нм)/Fe(5 нм)/Pb(d_{Pb}); серия 4 — MgO/Pb(d_{Pb})

Серия образцов	Номер образца	d_{Cu} , нм	d_{CoO_x} , нм	d_{Fe} , нм	d_{Pb} , нм
1	1	1.5	—	—	216
	2	1.5			144
	3	1.5			90
	4	1.5			54
	5	1.5			36
	6	1.5			18
	7	1.5			11
2	1	—	3.5	—	216
	2		3.5		144
	3		3.5		90
	4		3.5		54
	5		3.5		36
	6		3.5		18
3	1	1.5	—	5	216
	2	1.5		5	180
	3	1.5		5	144
	4	1.5		5	108
	5	1.5		5	90
	6	1.5		5	72
	7	1.5		5	54
	8	1.5		5	36
4	1	—	—	—	216
	2				144
	3				90
	4				54
	5				36
	6				18

энергии обменного взаимодействия Φ -слоя и проникает на расстояние сравнимое с $\xi_F \sim 1$ нм. Именно такая картина и наблюдается на рис. 3 для *серии 3*. С уменьшением толщины С-слоя эффект близости становится более эффективным, что проявляется в более сильном снижении T_c .

Необходимо отметить, что для *серии 2* и *серии 4* понижение T_c существенно слабее по сравнению с *серией 1* и *серией 3*. Для этих серий сильное понижение T_c должно происходить только при приближении толщины С-слоя к длине когерентности сверхпроводника из-за размерного эффекта. Характер зависимости кривых $T_c(d_{Pb})$ для *серии 2* и *серии 4* идентичен, что свидетельствует об отсутствии влияния антиферромагнетика на сверхпроводящие свойства в гетероструктурах MgO/CoO_x(3.5 нм)/Pb(d_{Pb}).

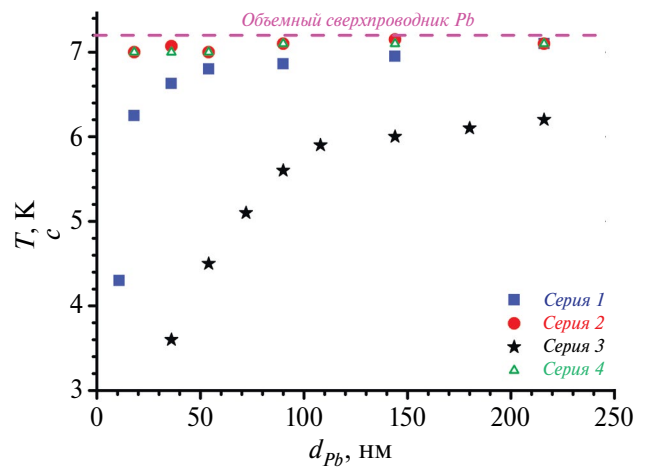


Рис. 2. Зависимости температуры перехода в сверхпроводящее состояние от толщины сверхпроводящего слоя свинца $T_c(d_{Pb})$ для всех серий образцов.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 2 представлены зависимости температуры перехода в сверхпроводящее состояние от толщины сверхпроводящего слоя свинца $T_c(d_{Pb})$ для всех серий образцов. Как видно из рис. 2, с уменьшением толщины Pb-слоя для *серии 1* и *серии 3*, T_c начинает уменьшаться. Это объясняется проявлением эффекта близости: для *серии 1* — эффект близости сверхпроводник/нормальный (немагнитный) металл; для *серии 3* — эффект близости сверхпроводник/ферромагнетик. Эффект близости С/НМ приводит к относительно меньшему снижению T_c (*серия 1*), чем эффект близости С/ Φ (*серия 3*), так как куперовская пара может проникать из С-слоя в НМ-слой на существенно большее расстояние (например, $\xi_{Cu} \sim 10$ нм), чем в Φ -слой. Эффект близости С/ Φ сильнее понижает T_c , так как куперовская пара разрушается под действием

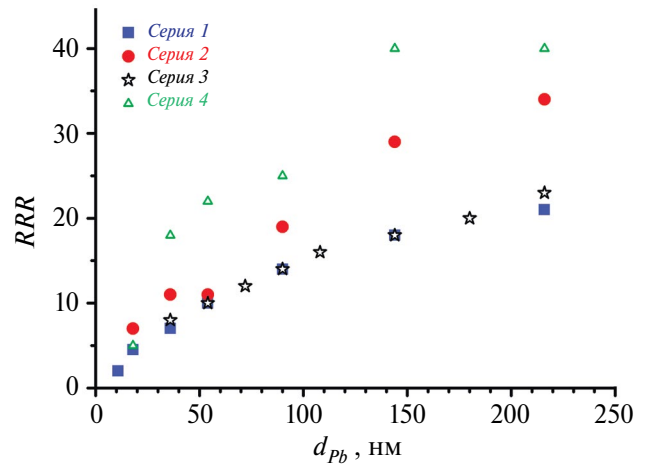


Рис. 3. Зависимости отношения электросопротивлений от толщины сверхпроводящего слоя свинца $RRR(d_{Pb})$ для всех серий образцов.

Согласно правилу Маттиссена, полное электрическое сопротивление металла определяется суммой фононного вклада ρ_{phon} и вклада от рассеяния на дефектах ρ_{def} [39]. Фононный вклад при высоких температурах уменьшается линейно с уменьшением температуры, а при температурах ниже температуры Дебая θ_D зависит от температуры как T^5 , то есть при температурах $T \sim 10$ К значение фононного вклада стремится к нулю. Вклад же от рассеяния на дефектах ρ_{def} не зависит от температуры. Отношение электросопротивлений RRR (Residual Resistivity Ratio) — это отношение электросопротивления при комнатной температуре к электросопротивлению при температуре чуть выше сверхпроводящего перехода (10 К): $RRR = R_{300K}/R_{10K} = [\rho_{phon}(300 \text{ К}) + \rho_{def}(10 \text{ К})] / \rho_{def}(10 \text{ К})$. Таким образом, величина RRR характеризует степень дефектности образца.

На рис. 3 представлены зависимости RRR от толщины Pb-слоя для всех серий образцов. Согласно рис. 3, с уменьшением толщины Pb-слоя уменьшается RRR , что характерно для всех серий образцов. Независимый от температуры вклад от рассеяния на дефектах ρ_{def} складывается из рассеяния в объеме пленки и на поверхности. При малых толщинах рассеяние на поверхности пленки становится доминирующим и отношение RRR падает. Это хорошо согласуется с ростом критического поля сверхпроводящих пленок свинца при уменьшении толщины [40].

На рис. 4 представлены зависимости ширины сверхпроводящих переходов от толщины сверхпроводящего слоя свинца ($\delta T_c(d_{Pb})$) для всех серий образцов. С уменьшением толщины Pb-слоя наблюдается рост δT_c для всех серий образцов. Одним из вкладов в ширину сверхпроводящих переходов может быть неоднородность толщины Pb-слоя. Такая неоднородность может увеличиваться с уменьшением толщины. Для *серии 1* и *серии 3* ширины сверхпроводящих переходов растут

больше, чем для *серии 2* и *серии 4*. Такое поведение объясняется эффектом близости С/НМ (*серия 1*) и С/Ф (*серия 3*), которые становятся существеннее при малых толщинах С-слоя. В случае *серии 2* и *серии 4*, дополнительного воздействия на сверхпроводящие свойства С-слоя не происходит, что согласуется с поведением T_c на рис. 2, поэтому ширина перехода растет не так сильно. Увеличение ширины переходов для *серии 2* и *серии 4* может быть обусловлено размерными эффектами при уменьшении толщины С-слоя.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе исследованы свойства двух-слойных Cu(1.5 нм)/Pb(d_{Pb}) и CoO_x(3.5 нм)/Pb(d_{Pb}) и трёхслойных Cu(1.5 нм)/Fe(5 нм)/Pb(d_{Pb}) тонкопленочных гетероструктур с варьируемыми толщинами сверхпроводящего слоя свинца d_{Pb} . Проведен сравнительный анализ сверхпроводящих свойств этих систем. Было показано, что с уменьшением толщины Pb-слоя в этих системах уменьшается температура перехода в сверхпроводящее состояние T_c и отношение RRR , а ширина сверхпроводящего перехода δT_c увеличивается. Обнаружено, что диэлектрический антиферромагнитный слой практически не влияет на сверхпроводящие свойства системы CoO_x(3.5 нм)/Pb(d_{Pb}), а поведение сверхпроводящих свойств такой гетероструктуры схоже с поведением сверхпроводящих свойств отдельного слоя свинца (*серия 4*). Таким образом, наиболее перспективными интерфейсами для сверхпроводящего спинового клапана являются Cu(1.5 нм)/Pb(d_{Pb}) и Cu(1.5 нм)/Fe(5 нм)/Pb(d_{Pb}), так как в них наиболее выражен эффект близости.

Исследования выполнены за счет средств Российского научного фонда (проект № 22-22-00916).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ioffe L.B., Geshkenbein V.B., Feigel'man M.V. et al. // Nature. 1999. V. 398. No. 6729. P. 679.
2. Фейгельман М.В. // УФН. 1999. Т. 169. № 8. С. 917; Feigel'man M.V. // Phys. Usp. 1999. V. 42. No. 8. P. 823.
3. Рязанов В.В. // УФН. 1999. Т. 169. № 8. С. 920; Ryazanov V.V. // Phys. Usp. 1999. V. 42. No. 8. P. 825.
4. Ryazanov V.V., Oboznov V.A., Veretennikov A.V., Rusanov A.Yu. // Phys. Rev. B. 2001. V. 65. Art. No. 020501.
5. Veretennikov A.V., Ryazanov V.V., Oboznov V.A. et al. // Physica B. 2000. V. 284—288. P. 495.
6. Ryazanov V.V., Oboznov V.A., Rusanov A. Yu. et al. // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. P. 2427.
7. Kontos T., Aprili M., Lesueur J., Grison X. // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. P. 137007.
8. Рязанов В.В., Обо́знов В.А., Болги́нов В.В. и др. // УФН. 2004. Т. 174. № 7. С. 795; Ryazanov V.V., Oboznov V.A., Bol'ginov V.V. et al. // Phys. Usp. 2004. V. 47. No. 7. P. 732.
9. Lazar L., Westerholt K., Zabel H. et al. // Phys. Rev. B. 2000. V. 61. P. 3711.

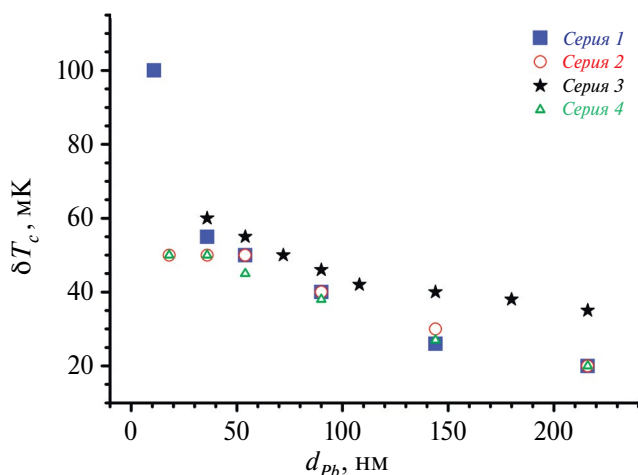


Рис. 4. Зависимости ширины сверхпроводящих переходов от толщины сверхпроводящего слоя свинца $\delta T_c(d_{Pb})$ для всех серий образцов.

10. Изюмов Ю.А., Прошин Ю.Н., Хусаинов М.Г. // УФН. 2002. Т. 172. № 2. С. 113; *Izyumov Yu. A., Proshin Yu. N., Khusainov M.G.* // Phys. Usp. 2002. V. 45. No. 2. P. 109.
11. Buzdin A.I. // Rev. Mod. Phys. 2005. V. 77. P. 935.
12. Bergeret F.S., Volkov A.F., Efetov K.B. // Rev. Mod. Phys. 2005. V. 77. P. 1321.
13. Efetov K.B., Garifullin I.A., Volkov A.F., Westerholt K. // Magnetic heterostructures. Advances and perspectives in spinstructures and spintransport. STMP. V. 227. Berlin: Springer, 2007. P. 252.
14. Oh S., Youm D., Beasley M.R. // Appl. Phys. Lett. 1997. V. 71. P. 2376.
15. Tagirov L.R. // Physica C. 1998. V. 307. P. 145.
16. Buzdin I.A.I., Vedyayev A.V., Ryzhanova N.V. // EPL. 1999. V. 48. P. 686.
17. Gu J.Y., You C.-Y., Jiang J.S. et al. // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. Art. No. 267001.
18. You C.Y., Bazaliy Ya.B., Gu J.Y. et al. // Phys. Rev. B2004. V. 70. Art. No. 014505.
19. Potenza A., Marrows C.H. // Phys. Rev. B2005. V. 71. Art. No. 180503(R).
20. Peña V., Sefrioui Z., Arias D. et al. // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 94. Art. No. 057002.
21. Moraru I.C., Pratt Jr. W.P., Birge N.O. // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. Art. No. 037004.
22. Miao G.-X., Ramos A.V., Moodera J. // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 101. P. 137001.
23. Leksin P.V., Garif'yanov N.N., Garifullin I.A. et al. // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 97. No. 10. P. 102505.
24. Montiel X., Eschrig M. // Phys. Rev. B2018. V. 98. P. 104513.
25. Banerjee N., Ouassou J.A., Zhu Y. et al. // Phys. Rev. B. 2018. V. 97. P. 184521.
26. Pugach N.G., Safonchik M.O., Belotelov V.I. et al. // Phys. Rev. Appl. 2022. V. 18. Art. No. 054002.
27. Leksin P.V., Garif'yanov N.N., Garifullin I.A. et al. // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109. Art. No. 057005.
28. Leksin P.V., Garif'yanov N.N., Kamashev A.A. et al. // Phys. Rev. B. 2016. V. 93. P. 100502(R).
29. Leksin P.V., Garif'yanov N.N., Kamashev A.A. et al. // Phys. Rev. B. 2015. V. 91. P. 214508.
30. Камашев А.А., Валидов А.А., Гарифьянов Н.Н., Гарифуллин И.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 4. С. 518; *Kamashev A.A., Validov A.A., Garif'yanov N.N., Garifulin I.A.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 4. P. 448.
31. Камашев А.А., Большаков С.А., Мамин Р.Ф., Гарифуллин И.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 9. С. 1268; *Kamashev A.A., Bolshakov S.A., Mamin R.F., Garifulin I.A.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 9. P. 1308.
32. Камашев А.А., Гарифьянов Н.Н., Валидов А.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2019. Т. 110. № 5—6. С. 325; *Kamashev A.A., Garif'yanov N.N., Validov A.A. et al.* // JETP Lett. 2019. V. 110. No. 5. P. 342.
33. Камашев А.А., Гарифьянов Н.Н., Валидов А.А. и др. // ЖЭТФ. 2020. Т. 158. № 2. С. 345; *Kamashev A.A., Garif'yanov N.N., Validov A.A. et al.* // JETP. 2020. V. 131. No. 2. P. 311.
34. Валидов А.А., Насырова М.И., Хабибуллин Р.Р. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 4. С. 523; *Validov A.A., Nasyrova M.I., Khabibullin R.R., Garifullin I.A.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 4. P. 452.
35. Kamashev A.A., Garif'yanov N.N., Validov A.A. et al. // Beilstein J. Nanotechnol. 2019. V. 10. P. 1458.
36. Kamashev A.A., Garif'yanov N.N., Validov A.A. et al. // Phys. Rev. B. 2019. V. 100. Art. No. 134511.
37. Leksin P.V., Kamashev A.A., Schumann J. et al. // Nano Research 2016. V. 9. P. 1005.
38. Bobkov G.A., Bobkova I.V., Bobkov A.M., Kamra A. // Phys. Rev. B2022. V. 106. P. 144512.
39. Pippard A.B. // Rep. Prog. Phys. 1960. V. 23. P. 176.
40. Clarke J. // J. de Phys. Coll. 1968. V. 29. P. C2-3-C2-16.

Experimental study of the proximity effect in thin-film heterostructures with varying thickness of the superconducting lead layer

A. A. Kamashev¹*, A. A. Validov¹, D. A. Arbuzov¹, N. N. Garif'yanov¹, I. A. Garifullin¹

¹Zavoisky Physical-Technical Institute, Federal Research Center Kazan Scientific Center of the Russian Academy of Sciences, Kazan, 420029, Russia

*e-mail: kamandi@mail.ru

Systematic studies of the proximity effect of superconductor/normal metal, superconductor/antiferromagnet and superconductor/ferromagnet in structures with varying thickness of the superconducting lead layer have been carried out. It has been shown that in these systems the behavior of the superconducting transition temperature T_c with decreasing thickness of the superconducting layer is different. For superconductor/antiferromagnet structures, within the limits of the studied lead layer thicknesses, changes in T_c are insignificant. As the lead layer thickness decreases, the electrical resistance ratio $R_{RR} (R_{300K}/R_{10K})$ decreases significantly, which may indicate an increase in the contribution of surface defects. The width of superconducting transitions increases with decreasing thickness of the lead layer, which indicates the manifestation of size effects.