

02,05,13

Эффект сверхпроводящего спинового клапана в структурах со слоями ферромагнитного сплава Гейслера

© А.А. Камашев¹, Н.Н. Гарифьянов¹, А.А. Валидов¹, Я.В. Фоминов^{2,3}, И.А. Гарифуллин¹

¹ Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН, Казань, Россия

² Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка, Россия

³ Международная лаборатория физики конденсированного состояния, Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва, Россия

E-mail: kamandi@mail.ru

Поступила в Редакцию 29 апреля 2022 г.

В окончательной редакции 29 апреля 2022 г.

Принята к публикации 12 мая 2022 г.

Проведен анализ транспортных свойств двух типов спиновых клапанов, в которых в качестве одного из двух ферромагнитных слоев в структурах Ф1/Ф2/С использовался сплав Гейслера $\text{Co}_2\text{Cr}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Al}_y$. Слой сплава Гейслера был использован: 1) в качестве слабого ферромагнетика, в случае Ф2-слоя; 2) в качестве полуметалла, в случае Ф1-слоя. В первом случае, был получен большой классический эффект сверхпроводящего спинового клапана ΔT_c , которому способствовал существенный триплетный вклад в эффект сверхпроводящего спинового клапана ΔT_c^{trip} . Во втором случае, была обнаружена гигантская величина эффекта ΔT_c^{trip} , достигающая 0.5 К.

Ключевые слова: сверхпроводимость, ферромагнетизм, тонкие пленки, сверхпроводящий спиновый клапан.

DOI: 10.21883/FTT.2022.09.52806.18NN

1. Введение

На сегодняшний день, существует огромный теоретический и экспериментальный интерес к созданию и разработке логических элементов для сверхпроводящей спинтроники (см., например, [1,2]). Согласно данным работам, наиболее перспективными устройствами для использования в элементах квантовой логики являются гетероструктуры, основанные на эффекте близости сверхпроводник/ферромагнетик (С/Ф) [3]. В частности, в 1997 году группа профессора Бисли из Стэнфордского университета [4] предложила теоретическую модель сверхпроводящего спинового клапана (ССК), основанную на том, что степень подавления куперовских пар, зависит от взаимной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев в структуре Ф1/Ф2/С. Таким образом, возникает возможность контроля температуры перехода в сверхпроводящее состояние (T_c) в таких системах. При этом стоит отметить, что согласно работе [4] T_c при антипараллельной (AP) ориентации намагниченностей T_c^{AP} оказывается выше, чем при параллельной (P) ориентации T_c^{P} . Физический смысл данного утверждения заключается в том, что среднее значение обменного поля, которое действует на куперовские пары системы меньше для AP-ориентации намагниченностей Ф-слоев, чем для P-ориентации.

Другой возможный вариант ССК, основанный на эффекте близости С/Ф, был предложен теоретически профессором Тагировым [5] в 1999 году. Это кон-

струкция несколько отличалась от конструкции, предложенной в работе [4], и предполагала трехслойную систему Ф1/С/Ф2.

Более десяти лет не удавалось экспериментально реализовать сверхпроводящий спиновый клапан, предложенный группой профессора Бисли. Впервые полный эффект сверхпроводящего спинового клапана был экспериментально реализован в системе $\text{CoO}_x/\text{Fe1}/\text{Cu}/\text{Fe}_2/\text{In}$ в 2010 году нашей группой [6]. Величина эффекта составила $\Delta T_c = 19$ мК при ширине сверхпроводящего перехода $\partial T_c \sim 7$ мК.

Фоминов и др. в работе [7] для конструкций Ф1/Ф2/С разработали теорию, позволяющую рассматривать случаи неколлинеарной взаимной ориентации между намагниченностями Ф-слоев. В этой работе было показано, что квантовая интерференция парной волновой функции куперовской пары, отраженной от обеих сторон Ф2-слоя в структурах Ф1/Ф2/С, может быть как конструктивной, так и деструктивной. Для случая коллинеарных намагниченностей в работе [7] было показано, что в зависимости от толщины Ф2-слоя может наблюдаться как прямой, так и обратный эффект ССК. Мы экспериментально показали знакопеременное поведение эффекта ССК в нашей работе [8].

На рис. 1 схематически показана работа классического ССК, где квантовая интерференция парной волновой функции куперовской пары является конструктивной. Здесь представлены два сверхпроводящих перехода с шириной ∂T_c , соответствующие P- и AP-ориентации

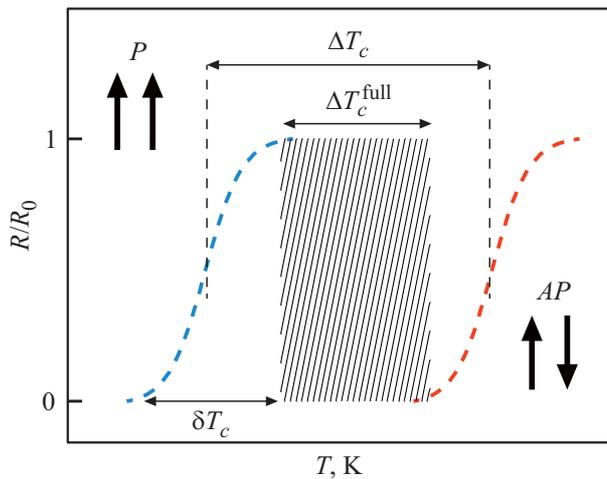


Рис. 1. Схематическое изображение принципа работы ССК. Штриховыми линиями изображены кривые сверхпроводящих переходов (отношение удельного сопротивления R/R_0 как функция T) с шириной δT_c при параллельной и антипараллельной ориентации намагниченностей Ф-слоев. Заштрихованная область шириной ΔT_c^{full} показывает рабочую зону ССК (см. текст).

намагниченностей Ф1- и Ф2-слоев. Величина раздвижки этих сверхпроводящих переходов является величиной эффекта ССК $\Delta T_c = T_c^{AP} - T_c^P$. На рис. 1 заштрихованный прямоугольник является рабочей температурной зоной ССК. Если в рамках данного прямоугольника при фиксированной температуре менять взаимную ориентацию намагниченностей Ф-слоев от AP к P, то будет наблюдаться полное переключение между сверхпроводящим и нормальным состояниями ССК. Таким образом, ширина этого прямоугольника ΔT_c^{full} является важнейшим параметром ССК. Стоит отметить, что выполнение условия $\Delta T_c > \delta T_c$ не всегда является достаточным показателем успешности работы ССК. Как правило, величина ΔT_c^{full} меньше, чем ΔT_c из-за конечного значения δT_c , и эта разница возрастает, если растет значение δT_c . В нашей первой работе [6], в которой удалось экспериментально реализовать полный эффект ССК, величина ΔT_c^{full} была порядка 10 мК. Таким образом, для улучшения эффективности работы ССК, необходимо увеличивать величину ΔT_c^{full} . Это было предпринято в большом количестве работ в различных конструкциях ССК (см., например, обзоры, [9–11] и более поздних публикациях [12–14]).

Теория Фоминова и др. в работе [7] предсказывала генерацию дальнедействующих триплетных компонент (ДТК) сверхпроводящего конденсата в структурах Ф1/Ф2/С при неколлинеарных ориентациях намагниченностей Ф-слоев. Согласно этой теории, характерный минимум T_c на угловой зависимости $T_c(\alpha)$ (где α — угол между намагниченностями ферромагнитных слоев) является прямым свидетельством генерации ДТК в структурах Ф1/Ф2/С.

На сегодняшний день, большое количество исследований эффекта ССК сместилось в сторону изучения ДТК сверхпроводящего конденсата (см. статьи [15–24]). Например, Яра и др. в работе [25] экспериментально исследовали сверхпроводящие свойства структуры $\text{CoO}_x/\text{Co}/\text{Cu}/\text{Co}/\text{Nb}$. Они привели четкое доказательство наличия ДТК в своих структурах, а также наблюдали хорошее согласие между теорией и экспериментом. Полное переключение между нормальным и сверхпроводящим состояниями с помощью триплетного вклада в эффект ССК мы наблюдали в структуре $\text{CoO}_x/\text{Py1}/\text{Cu}/\text{Py2}/\text{Cu}/\text{Pb}$, где $\text{Py} = \text{Ni}_{0.81}\text{Fe}_{0.19}$ [26]. Подобный результат наблюдался Гу и др. [27,28] для структур $\text{Ho}/\text{Nb}/\text{Ho}$ и $\text{Dy}/\text{Nb}/\text{Dy}$. Величина эффекта ССК в этих структурах достигала порядка 400 мК во внешнем магнитном поле порядка 10 кОе.

В 2015 г. Сингх и др. [29] обнаружили гигантский триплетный вклад в величину эффекта ССК $\Delta T_c^{\text{trip}} \sim 0.6\text{--}0.8\text{ К}$ (где $\Delta T_c^{\text{trip}} = T_c^P(\alpha = 0^\circ) - T_c^{PP}(\alpha = 90^\circ)$) в структуре $\text{SrO}_2/\text{Cu}/\text{Ni}/\text{MoGe}$, в которой в качестве Ф1-слоя использовался полуметалл SrO_2 . Стоит подчеркнуть, что это рекордное значение разницы в температурах сверхпроводящего перехода, измеренных при параллельной (P) и перпендикулярной (PP) ориентации намагниченностей Ф-слоев. Сингх и др. утверждают, что наблюдение гигантской величины ΔT_c^{trip} связано с использованием полуметаллического полуметаллического слоя SrO_2 . В связи с этим, для дальнейшего развития производительности ССК необходимо проверить, действительно, ли вывод, сделанный в работе [29], справедлив для других полуметаллических соединений в качестве Ф-слоев ССК.

Мы выбрали сплав Гейслера $\text{Co}_2\text{Cr}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Al}_y$ (далее НА) в качестве ферромагнитного материала для наших структур ССК. Данный сплав обладает интересными свойствами. Он может быть слабым ферромагнетиком и полуметаллом в зависимости от условий приготовления. Мы показали в работе [30], что пленки НА, приготовленные при температуре подложки $T_{\text{sub}} \sim 300\text{ К}$, являются слабыми ферромагнетиками (далее NA^{RT}). Если же напылять пленки НА при температуре подложки $T_{\text{sub}} \geq 600\text{ К}$, они являются полуметаллами (далее NA^{hot}).

В настоящей работе, используя НАРТ в качестве слабого ферромагнетика в случае Ф2-слоя, и NA^{hot} в качестве полуметалла в случае Ф1-слоя в структурах Ф1/Ф2/С, мы провели детальный анализ эффекта ССК для обоих типов гетероструктур. При этом нами была проведена полная теоретическая интерпретация наблюдаемых эффектов ССК. Предварительные результаты работы были опубликованы в работах [31–34].

2. Образцы

Ранее в своих структурах Ф1/Ф2/С (см., например, [6,8,9,26,32]), мы использовали в качестве антифер-

Параметры исследуемых образцов, представленных на рис. 2

Тип структуры	Название образцов	d_{HA} (nm)	d_{Ni} (nm)
1	PL34-81	0.6	–
	PL34-18	1	–
	PL34-16	4	–
2	PLAK42-12	–	0.9
	PLAK42-14	–	1.6
	PLAK42-15	–	2.0
	PLAK42-16	–	2.5
2/1 — Казанская серия	PLAK42-31	–	1.6
	PLAK42-32	–	2
	PLAK42-33	–	2.5
	PLAK42-34	–	3

Примечание.

Тип 1: $\text{CoO}_x(3.5 \text{ nm})/\text{Py}(5 \text{ nm})/\text{Cu}(4 \text{ nm})/\text{HA}^{\text{RT}}(\text{dHA})/\text{Cu}(1.5 \text{ nm})/\text{Pb}(80 \text{ nm})$;

Тип 2: $\text{Ta}(5 \text{ nm})/\text{HA}^{\text{hot}}(20 \text{ nm})/\text{Cu}(4 \text{ nm})/\text{Ni}(\text{dNi})/\text{Cu}(1.5 \text{ nm})/\text{Pb}(105 \text{ nm})$;

Тип 2/1: $\text{Ta}(5 \text{ nm})/\text{HA}^{\text{hot}}(20 \text{ nm})/\text{Cu}(4 \text{ nm})/\text{Ni}(\text{dNi})/\text{Cu}(1.5 \text{ nm})/\text{Pb}(110 \text{ nm})$.

$\text{HA} = \text{Co}_2\text{Cr}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Al}_y$, а между типами 2 и 2/1 структур локализация места приготовления.

3. Экспериментальные результаты

Магнитные свойства структур спинового клапана были охарактеризованы с использованием 7T VSM SQUID магнитометра фирмы Quantum Design. Сначала образцы структуры типа 1 охлаждались от комнатной температуры до 10 К в присутствии магнитного поля +6 кОе, приложенного в плоскости образца. После такой процедуры охлаждения намагниченность слоя Py оказывалась зафиксированной за счет поля анизотропии АФ-слоя оксида кобальта, так как температура Нееля CoO_x составляет порядка 250–290 К. При температуре 10 К магнитное поле менялось от +4 кОе до –6 кОе и наоборот. Измерялось значение магнитного момента, лежащего в плоскости образца. Для образца структур типа 1 PL34-81 намагниченность свободного слоя HA^{RT} начинает уменьшаться при уменьшении поля от +4 кОе до поля порядка +0.1 кОе. В то же время намагниченность слоя Py остается зафиксированной вплоть до –2 кОе из-за закрепления антиферромагнитным слоем CoO_x . Таким образом, в диапазоне полей от +0.1 до –2 кОе взаимная ориентация двух ферромагнитных слоев антипараллельная. При дальнейшем изменении поля от –2 до –2.5 кОе намагниченность слоя Py становится свободной и начинает вращаться в направлении приложенного внешнего магнитного поля. Малая петля магнитного гистерезиса для этого образца показала, что внешнего магнитного поля ± 1 кОе достаточно для изменения взаимной ориентации намагниченностей

Ф-слоев с P на AP . Такое поведение магнитных свойств характерно для всей серии образцов структур типа 1.

Исследования магнитных свойств структур типа 2 показали, что насыщение намагниченности слоя HA^{hot} происходит при 30 Ое. При дальнейшем увеличении магнитного поля до 3 кОе намагниченность слегка возрастает. Магнитный отклик от слоя Ni не виден из-за относительно небольшого значения магнитного момента этого слоя. Подобные же магнитные свойства показали структуры типа 2/1.

Измерения T_c проводились путем записи сверхпроводящих переходов по изменению сопротивления при помощи стандартного 4-х контактного метода на постоянном токе на установке, которая была создана на базе спектрометра ЭПР X-диапазона фирмы Bruker. Она содержит векторный электромагнит с остаточным магнитным полем порядка 30 Ое, что позволяет контролировать с высокой точностью величину магнитного поля во время эксперимента. Использование электромагнита также значительно упрощает процедуру вращения образца во внешнем магнитном поле, приложенном в плоскости образца. Перед каждым измерением проводилась специальная процедура юстировки образца относительно оси вращения для того, чтобы минимизировать составляющую магнитного поля, перпендикулярную к плоскости образца. Погрешность позиционирования образца не превышала нескольких градусов относительно направления внешнего магнитного поля. Магнитное поле измерялось при помощи датчика Холла с точностью ± 0.3 Ое. Температура образца контролировалась с помощью угольного сопротивления фирмы Allen-Bradley номиналом 230 Ω который максимально чувствителен в интересующем нас температурном диапазоне.

Качество слоя Pb контролировалось по величине отношения электросопротивлений

$$RRR = R(300\text{ K})/R(10\text{ K})$$

$$= [\rho_{ph}(300\text{ K}) + \rho(10\text{ K})]/\rho(10\text{ K}),$$

где $R(T)$ — сопротивление, измеренное при температуре T , $\rho_{ph}(300\text{ K})$ — фононный вклад в удельное сопротивление при температуре 300 K, и $\rho(10\text{ K})$ — остаточное сопротивление при температуре 10 K (выше T_c). Для всех образцов RRR находилось в пределах между 10^{-12} , что является показателем высокого качества пленок. Величина T_c определялась как середина сверхпроводящего перехода. В нулевых магнитных полях ширины кривых сверхпроводящих переходов варьировались от 20 до 50 mK от образца к образцу и увеличивались до 250 mK при приложении внешнего магнитного поля.

Следующим необходимым шагом, было определение оптимальной толщины Pb-слоя для наблюдения эффекта близости C/Ф для структур всех типов. Толщина Pb-слоя должна быть достаточно малой для того, чтобы C-слой был чувствительным к магнитной части системы. Только в этом случае взаимная ориентация намагниченностей Ф1- и Ф2-слоев будет влиять на величину T_c во всей структуре ССК. Для того, чтобы определить оптимальную толщину Pb-слоя, мы исследовали зависимости T_c от толщины Pb-слоя d_{Pb} в структурах $\text{HA}^{\text{RT}}(12\text{ nm})/\text{Cu}(1.5\text{ nm})/\text{Pb}(d_{Pb})$ для образцов типа 1 и $\text{Ni}(5\text{ nm})/\text{Cu}(1.5\text{ nm})/\text{Pb}(d_{Pb})$ для образцов типа 2. Мы использовали слои HA^{RT} толщиной $d_{\text{HA}} = 12\text{ nm}$ и Ni толщиной $d_{\text{Ni}} = 5\text{ nm}$, которые значительно превышают глубину проникновения куперовских пар в эти слои. При больших толщинах слоя Pb T_c медленно уменьшается с уменьшением d_{Pb} в обоих типах структур. Значение T_c начинает резко уменьшаться ниже $d_{Pb} \sim 60\text{ nm}$ для $\text{HA}^{\text{RT}}/\text{Cu}/\text{Pb}$ и $d_{Pb} \sim 130\text{ nm}$ для $\text{Ni}/\text{Cu}/\text{Pb}$. Ниже $d_{Pb} \sim 30\text{ nm}$ для $\text{HA}^{\text{RT}}/\text{Cu}/\text{Pb}$ и ниже $d_{Pb} \sim 80\text{ nm}$ для $\text{Ni}/\text{Cu}/\text{Pb}$ T_c составляет менее 1.5 K. При малых толщинах d_{Pb} ширины сверхпроводящих переходов ΔT_c становятся чрезвычайно большими (порядка 0.4 K). Принимая во внимание, что влияние магнитной части становится сильнее при малых толщинах слоя Pb, мы определили оптимальные толщины слоя свинца $d_{Pb} = 80\text{ nm}$ для структур типа 1 и $d_{Pb} = 105\text{--}110\text{ nm}$ для структур типа 2 и 2/1.

3.1. Структуры типа 1

Для исследования угловой зависимости T_c от взаимной ориентации намагниченностей Ф-слоев мы использовали тот же протокол измерений, который использовался для исследования магнитных свойств образцов на 7T VSM SQUID магнитометре. Согласно магнитным измерениям P и AP взаимные ориентации намагниченностей Ф-слоев достигаются при полях $H_0 = +1$ и -1 kOe , соответственно. Для образцов структур типа 1 максимальная величина ΔT_c^{full} достигается при

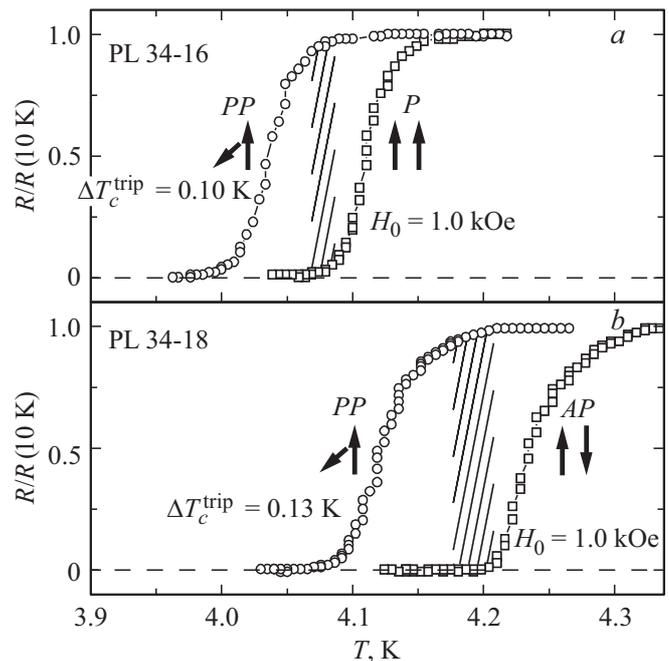


Рис. 3. Кривые сверхпроводящих переходов при различных взаимных ориентациях намагниченностей Ф-слоев во внешнем магнитном поле $H_0 = +1\text{ kOe}$ для двух образцов: (a) образец PL34-16 (для P и PP) и (b) образец PL34-18 (для AP и PP). Заштрихованный прямоугольник $\Delta T_c^{\text{full}} \sim 0.05\text{ K}$ показывает рабочую зону ССК.

изменении взаимной ориентации намагниченностей с коллинеарной на ортогональную и составляет $\sim 0.05\text{ K}$ (см. рис. 3).

Для серии образцов структур типа 1 с различными толщинами d_{HA} мы исследовали зависимость T_c от угла α между направлением замороженного поля и внешним магнитным полем, приложенных вдоль плоскости образца. Как видно из рис. 4, при изменении взаимной ориентации намагниченностей путем плавного вращения магнитного поля из состояния P ($\alpha = 0^\circ$) в состояние AP ($\alpha = 180^\circ$), T_c изменялось немонотонно и проходило через минимум вблизи ортогональной ориентации намагниченностей. Согласно теории [7], характерный минимум в зависимости $T_c(\alpha)$, который наиболее ярко проявляется вблизи $\alpha = 90^\circ$, однозначно свидетельствует о генерации ДТК в сверхпроводящем конденсате в структурах Ф1/Ф2/С. 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 α^2 и $(\pi - \alpha)^2$ при изменении угла от 0 до π . Таким образом, зависимость $T_c(\alpha)$ можно выразить через T_c^P и T_c^{AP} следующим образом: $T_c^{\text{ref}}(\alpha) = T_c^P \cos^2(\alpha/2) + T_c^{AP} \sin^2(\alpha/2)$.

Эта кривая представлена штриховой линией на рис. 4, 7 и 10. Назовем эти кривые реперными. Отклонение фактического значения T_c от этой реперной

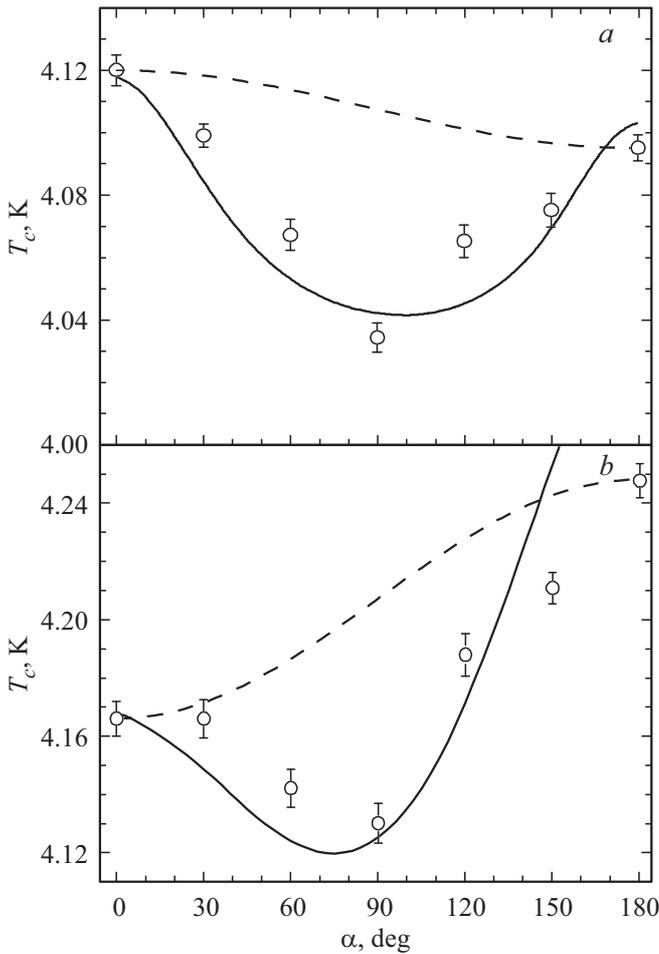


Рис. 4. Угловые зависимости $T_c(\alpha)$, измеренные во внешнем магнитном поле $H_0 = +1$ кОе: (а) PL34-16 и (b) PL34-18. Реперные кривые показаны штриховой линией. Теоретические кривые, построенные согласно теории Фомина и др. в работе [34], показаны сплошной линией.

кривой демонстрирует вклад ДТК в величину эффекта спинового клапана.

Из рис. 4, а, на котором представлена угловая зависимость T_c для образца PL34-16, мы получаем значение синглетного эффекта ССК $\Delta T_c = -25$ мК. Отрицательный знак величины эффекта означает, что мы наблюдаем обратный эффект ССК, вследствие деструктивной квантовой интерференции парной волновой функции куперовской пары. Из рис. 4, б, на котором представлена угловая зависимость T_c для образца PL34-18, мы получаем значение синглетного эффекта ССК $\Delta T_c = +85$ мК. Положительная величина эффекта соответствует прямому эффекту ССК. Как видно из рис. 4, б, $\Delta T_c^{\text{trip}} = T_c^P(\alpha = 0^\circ) - T_c^{PP}(\alpha = 90^\circ)$ составляет порядка 100 мК. В таком случае, величина эффекта ССК при изменении взаимной ориентации намагниченностей от AP к PP превышает ширину сверхпроводящего перехода $\partial T_c = 70$ мК. Следовательно, для образца PL34-18 существует возможность полного переключения меж-

ду нормальным и сверхпроводящим состояниями, путем изменения взаимной ориентации намагниченностей Φ -слоев с AP на PP . Нам, действительно, удалось осуществить полное переключение с рабочей зоной ССК $\Delta T_c^{\text{full}} \sim 0.05$ К (см. рис. 3). Эта величина до сих пор не очень большая, но все же уже превышает в пять раз величину, полученную в нашей первой работе [6].

3.2. Структуры типа 2

Согласно нашим магнитным измерениям для образцов структур типа 2, изначально, мы полагали, что для управления направлением намагниченности HA^{hot} -слоя магнитного поля в 30 Ое будет достаточным, поскольку намагниченность HA^{hot} -слоя уже насыщается в этом поле. Мы провели такие эксперименты и обнаружили стандартную для нас величину эффекта ССК $\Delta T_c = 0.1$ К в поле 0.5 кОе. Затем, просто из любопытства, мы провели исследования величины ССК в более высоких магнитных полях. Мы обнаружили удивительный для нас эффект — с увеличением магнитного поля триплетный вклад в величину эффекта ССК линейно увеличивался. Например, для образца PLAK42-16 ΔT_c^{trip} линейно возрастает до 0.4 К в поле 2 кОе (см. рис. 5).

Стоит отметить, что аналогичное увеличение ΔT_c^{trip} наблюдалось у Сингх и др. в работе [29]. Очевидно, что этот зависимый от поля эффект, наблюдаемый двумя группами на различных образцах, является очень важным обнаружением, поскольку он, по-видимому, является характерной особенностью новых типов ССК с полуметаллическими слоями и требует теоретического объяснения. Максимальная разница в T_c между P и PP ориентациями намагниченностей $\Phi 1$ - и $\Phi 2$ -слоев составляет $\Delta T_c^{\text{trip}} \sim 0.51$ К для образца PLAK42-16 (см. рис. 6, б). Величина ΔT_c^{trip} для всей серии образцов находится в диапазоне от 0.18 до 0.51 К (см. рис. 5).

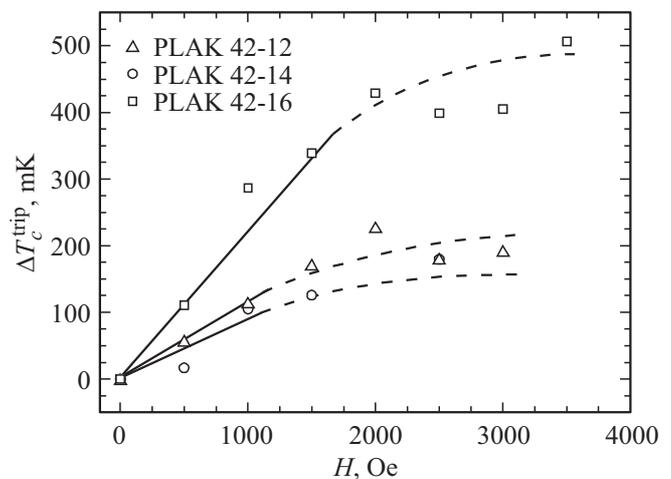


Рис. 5. Зависимость величины триплетного эффекта ССК ΔT_c^{trip} от внешнего магнитного поля H для трех различных образцов структур 2 типа. Сплошная линия — гид для глаз.

На рис. 7 представлены зависимости T_c от α для двух образцов. Поведение зависимости $T_c(\alpha)$ качественно совпадает с угловыми зависимостями, которые наблюдались ранее в наших работах [9,26,32]. Однако, здесь мы наблюдаем огромный провал в значениях T_c при ортогональной ориентации намагниченностей Φ_1 - и Φ_2 -слоев, который не наблюдался ранее. Это позволяет предположить, что в эффекте ССК преобладают куперовские пары с триплетной спиновой поляризацией. И действительно, согласно рис. 7, синглетный вклад в эффект ССК практически ничтожен. Для образцов структур типа 2, демонстрирующих огромную величину эффекта ССК, мы наблюдаем увеличение ΔT_c при PP ориентации намагниченностей (см. рис. 6). Кроме того, величина триплетного эффекта ΔT_c^{trip} ССК зависит от приложенного магнитного поля вплоть до определен-

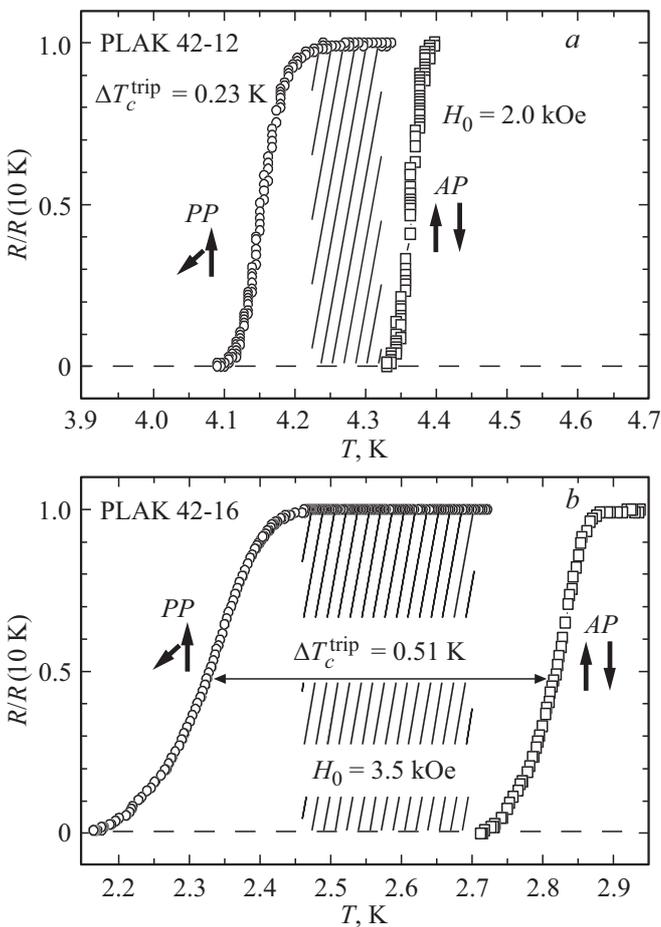


Рис. 6. Кривые сверхпроводящих переходов при различных взаимных ориентациях намагниченностей Φ -слоев: (а) образец PLAK 42-12 (для AP и PP) во внешнем магнитном поле $H_0 = +2$ kOe; (б) рекордная разница в кривых сверхпроводящих переходах, измеренных при параллельной и перпендикулярной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев, во внешнем магнитном поле $H_0 = +3.5$ kOe для образца PLAK42-16. Заштрихованный прямоугольник $\Delta T_c^{\text{full}} \sim 0.3$ K показывает рабочую зону ССК.

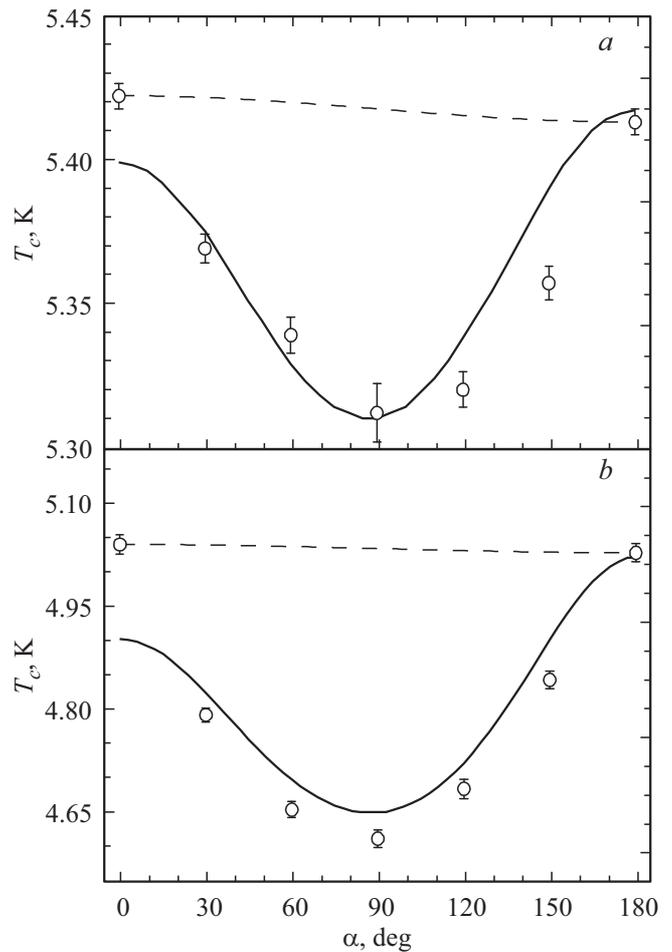


Рис. 7. Угловые зависимости $T_c(\alpha)$, измеренные во внешнем магнитном поле $H_0 = +1$ kOe: (а) PLAK42-12 и (б) PLAK42-16. Реперные кривые показаны штриховой линией. Теоретические кривые, построенные согласно теории Фоминова и др. в работе [34], показаны сплошной линией.

ного значения, которое различно для разных образцов (см. рис. 5).

3.3. Структуры типа 2/1

Данная серия образцов была приготовлена для отладки работы напылительного оборудования в Казани. Для данной серии образцов был тоже обнаружен эффект роста триплетного вклада в величину эффекта ССК с увеличением магнитного поля (см. рис. 8). Например, для образца PLAK42-4 ΔT_c^{trip} линейно возрастает до 0.25 K в поле 2.2 kOe (см. рис. 8).

Стоит отметить, что аналогичное увеличение ΔT_c^{trip} наблюдалось и для образцов структур типа 2 (см. рис. 5). Данный факт, во-первых, позволяет утверждать, что напылительная установка вышла на свои рабочие параметры после переезда из Германии, а во-вторых, показывает, что линейное увеличение ΔT_c^{trip} от величины магнитного поля является характерной особенностью

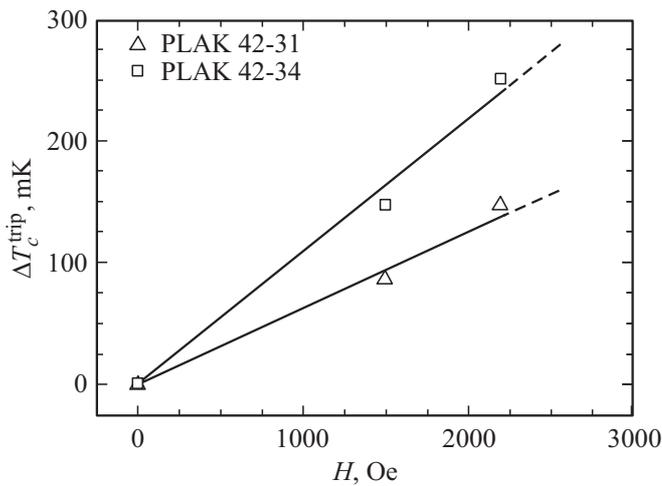


Рис. 8. Зависимость величины триплетного эффекта ССК ΔT_c^{trip} от внешнего магнитного поля H для двух различных образцов структур 2/1 типа. Сплошная линия — гид для глаз.

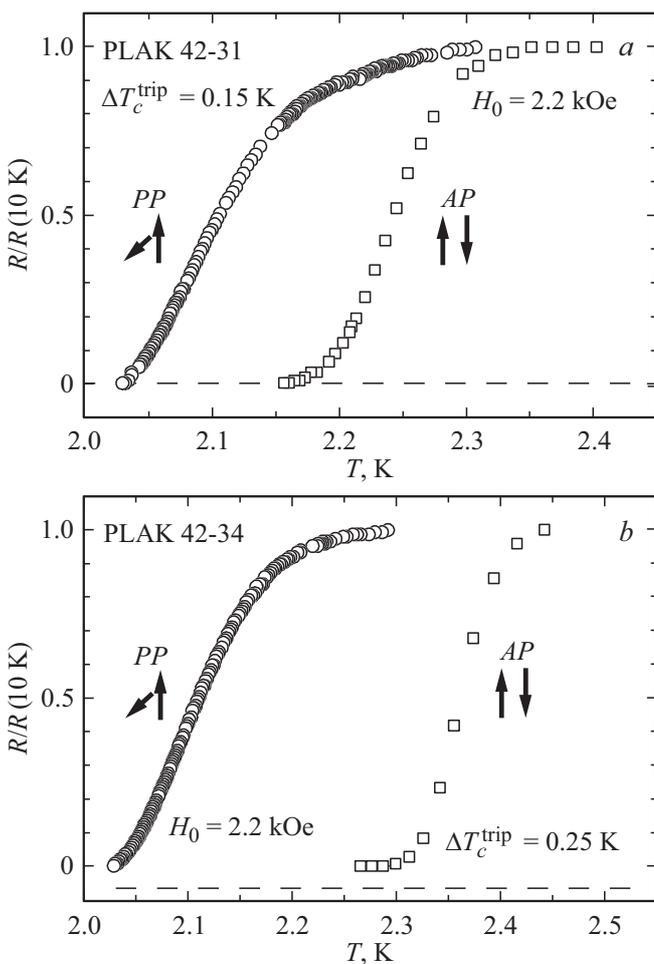


Рис. 9. Кривые сверхпроводящих переходов, измеренных при антипараллельной и перпендикулярной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев во внешнем магнитном поле $H_0 = +2.2$ kOe для двух образцов: (a) образец PLAK42-31 и (b) образец PLAK42-34.

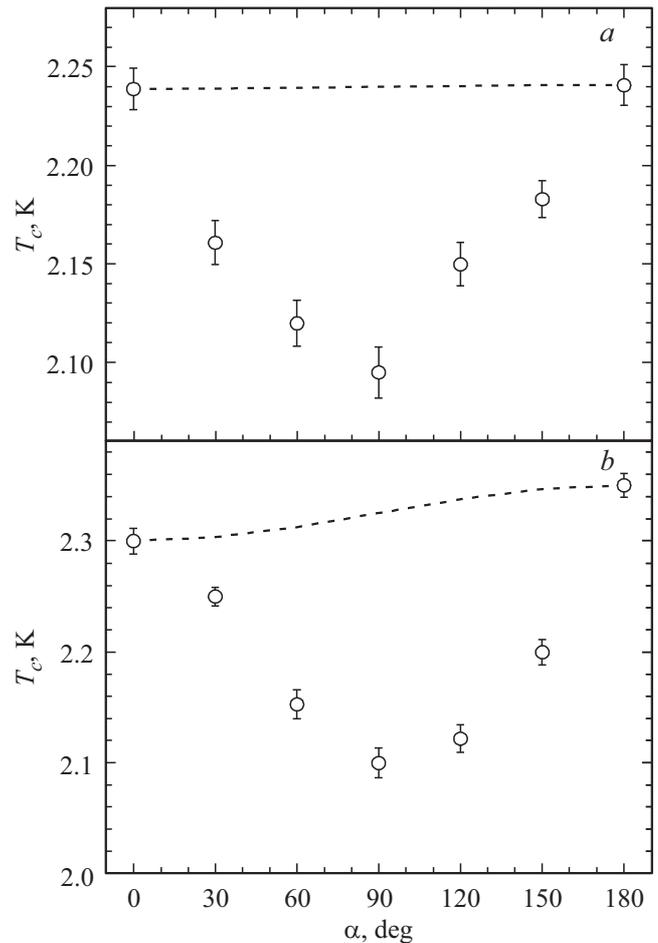


Рис. 10. Угловые зависимости $T_c(\alpha)$, измеренные во внешнем магнитном поле $H_0 = +2.2$ kOe: (a) образец PLAK42-31 и (b) образец PLAK42-34. Реперные кривые показаны штриховой линией.

новых типов ССК с полуметаллическими слоями и требует теоретического объяснения. Максимальная разница в T_c между P и PP ориентациями намагниченностей Φ_1 - и Φ_2 -слоев составляет $\Delta T_c^{\text{trip}} \sim 0.25$ K для образца PLAK42-34 (см. рис. 9).

На рис. 10 представлены зависимости T_c от α для двух образцов структур типа 2/1. Поведение зависимости $T_c(\alpha)$ качественно совпадает с угловыми зависимостями, полученными для образцов структур типа 2.

4. Обсуждение результатов

Теоретические кривые, представленные на рис. 4 и 7, были построены согласно теории Фомина и др. [7]. Расширенная теория в приложении нашей работы [34] позволяет рассматривать наши гетероструктуры с различными параметрами материалов слоев и произвольными граничными параметрами Куприянова–Лукичева [37] всех интерфейсов $\Phi_1/\Phi_2/C$. Каждый из двух интерфейсов (Φ_2/C и Φ_1/Φ_2) описывается параметром ма-

териалов границы γ и параметром прозрачности границы γ_b [34]. Из рис. 4 и 7 видно, что теория хорошо воспроизводит характерные особенности зависимости $T_c(\alpha)$. Параметры изученных гетероструктур $\Phi 1/\Phi 2/C$, которые мы использовали для теоретических расчетов для структур типов 1 и 2, представлены в разделе 6 нашей работы [34].

4.1. Структуры типа 1

Как правило, переключение сверхпроводящего тока в структурах ССК осуществлялось путем изменения взаимной ориентации намагниченностей Φ -слоев от ориентации AP к PP , или путем сочетания синглетного и триплетного эффекта ССК. В наших структурах типа 1 для двух различных образцов полное переключение было осуществлено при изменении взаимных ориентаций намагниченности между AP и PP . Следует отметить, что для образца PL34-16 разность $T_c^{AP} - T_c^P$ составляла 60 мк, что практически в 2 раза меньше разницы $T_c^P - T_c^{PP}$ равной 100 мк. Таким образом, основную роль в переключении сверхпроводящего тока играл именно триплетный вклад в эффект ССК.

4.2. Структуры типа 2

Огромная разница в кривых сверхпроводящих переходах, измеренных при параллельной и перпендикулярной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев для образца PLAK42-16 на рис. 6, свидетельствует о доминирующих спин-триплетных корреляциях сверхпроводящего конденсата в наших образцах структур 2 типа. рис. 7 демонстрирует, что теория качественно и количественно воспроизводит характерные особенности зависимости $T_c(\alpha)$. Из рис. 6, видно, что рабочая зона образца PLAK42-16 составляет $\Delta T_c^{\text{full}} \sim 0.3$ К. Это значение в 30 раз больше, чем было получено в наших первых образцах [6] и в 1.5 раза больше, чем в работе Сингх и др. [29]. Как видно из рис. 5 и 8, величина ΔT_c^{trip} линейно увеличивается с увеличением приложенного внешнего магнитного поля. На первый взгляд, кажется удивительным, что величина триплетного вклада в величину эффекта ССК ΔT_c^{trip} увеличивается при полях значительно выше поля насыщения намагниченности слоя HA^{hot} . В качестве одной, но не единственной возможной причиной Сингх и др. в работе [29] предположили, что это связано с магнитной неоднородностью полуметаллического ферромагнитного слоя. В нашем случае, это слой HA^{hot} , который также обладает, по всей видимости, магнитной неоднородностью, о чем свидетельствует небольшое увеличение его намагниченности до поля 3 кОе, когда все больше и больше „микродоменов“ включаются в суммарный магнитный момент слоя. Полученные экспериментальные результаты показывают, что в результате оптимального выбора материалов Φ -слоев триплетный вклад, вероятно, всегда доминирует в эффекте ССК. По результатам настоящей работы и данным работы [29]

следует, что полуметаллические соединения, вероятнее всего, являются наилучшими из известных на данный момент материалами для $\Phi 1$ -слоя в структурах ССК $\Phi 1/\Phi 2/C$. Такая высокая эффективность полуметалла связана с тем, что падающие на его поверхность электроны, могут проникать в него только тогда, когда они имеют определенное направление спина. Это, в первую очередь, относится к спин-поляризованным куперовским парам, которые, в зависимости от направления спинов электронов, будут либо отражаться от C/Φ интерфейса, либо глубоко проникать в него.

4.3. Структуры типа 2/1

Все результаты, полученные для структур типа 2/1, качественно совпадают с результатами, полученными для структур типа 2. Для данного типа структур мы наблюдаем огромный провал в значениях T_c при ортогональной ориентации намагниченностей $\Phi 1$ - и $\Phi 2$ -слоев (см. рис. 10). Здесь нам удалось осуществить полное переключение сверхпроводящего тока путем изменения взаимной ориентации намагниченностей Φ -слоев от ориентации AP к PP (см. рис. 9, *b*), где ключевую роль играли куперовские пары с триплетной спиновой поляризацией, так как синглетный вклад в эффект ССК практически ничтожен (см. рис. 10, *b*). Результаты полученные для этого типа образцов, во-первых, позволяют утверждать, что все результаты для структур типа 2 качественно воспроизводятся. Во-вторых, напылительная установка успешно перенесла переезд из Германии в Россию, пуско-наладочные работы проведены успешно, установка вышла на свои рабочие параметры.

5. Заключение

Мы исследовали структуры сверхпроводящего спинового клапана, магнитная часть которых содержит сплав Гейслера $Co_2Cr_{1-x}Fe_xAl_y$, с различной степенью спиновой поляризации зоны проводимости. Мы обнаружили огромный эффект ССК $\Delta T_c^{\text{trip}} \sim 0.5$ К, связанный, в первую очередь, с ДТК сверхпроводящего конденсата, в приложенном внешнем магнитном поле порядка 3.5 кОе, которое существенно меньше, чем в более ранней работе [29]. Наши наблюдения свидетельствуют о том, что концепция ССК с полуметаллическим ферромагнитным материалом, предложенная в работе [29], носит общий характер. В частности, поиск наиболее подходящего ферромагнитного материала с высокой степенью спиновой поляризации зоны проводимости представляется крайне важной задачей для достижения максимальных значений ΔT_c^{trip} . На сегодняшний день, мы уже увеличили рабочую зону ССК ΔT_c^{full} до 0.3 К, что в 30 раз больше по сравнению с результатами, которые наблюдались в нашей первой работе [6] и в 1.5 раза больше, чем в работе Сингх и др. [29]. Кроме того, стоит подчеркнуть, что экспериментальные результаты, полученные нами в

этой работе, и в работе [29] требуют более детального теоретического анализа. На сегодняшний день, остается вопрос, почему триплетный вклад в величину эффекта ССК увеличивается выше значения поля магнитного насыщения полуметаллического слоя.

Благодарности

Авторы выражают благодарность за конструктивную дискуссию И. Шуманну, В. Катаеву и Б. Бюхнеру из Института твердого тела (IFW) Дрездена.

Финансирование работы

Работа Я.В. Фомина выполнена в рамках госзадания ИТФ им. Л.Д. Ландау РАН, а также поддержана грантом Фонда развития теоретической физики и математики „БАЗИС“.

Работа А.А. Камашева, И.А. Гарифуллина, Н.Н. Гарифьянова, А.А. Валидова выполнена в рамках темы государственного задания ФИЦ КазНЦ РАН.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] L.B. Ioffe, V.B. Geshkenbein, M.V. Feigel'man, A.L. Fauchere, G. Blatter. *Nature* **398**, 679 (1999).
- [2] М.В. Фейгельман. *УФН* **169**, 917 (1999).
- [3] В.В. Рязанов. *УФН* **169**, 920 (1999).
- [4] S. Oh, D. Youm, M.R. Beasley. *Appl. Phys. Lett.* **71**, 2376 (1997).
- [5] L.R. Tagirov. *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2058 (1999).
- [6] P.V. Leksin, N.N. Garif'yanov, I.A. Garifullin, J. Schumann, H. Vinzelberg, V. Kataev, R. Klingeler, O.G. Schmidt, B. Büchner. *Appl. Phys. Lett.* **97**, 102505 (2010).
- [7] Ya.V. Fominov, A.A. Golubov, T.Yu. Karminskaya, M.Yu. Kupriyanov, R.G. Deminov, L.R. Tagirov. *Письма в ЖЭТФ* **91**, 329 (2010).
- [8] P.V. Leksin, N.N. Garif'yanov, I.A. Garifullin, J. Schumann, V. Kataev, O.G. Schmidt, B. Büchner. *Phys. Rev. Lett.* **106**, 067005 (2011).
- [9] I.A. Garifullin, P.V. Leksin, N.N. Garif'yanov, A.A. Kamashev, Ya.V. Fominov, J. Schumann, Y. Krupskaya, V. Kataev, O.G. Schmidt, B. Büchner. *J. Magn. Magn. Mater.* **373**, 18 (2015).
- [10] M.G. Blamire, J.W.A. Robinson. *J. Phys.: Condens. Matter* **26**, 453201 (2014).
- [11] J. Linder, J.W.A. Robinson. *Nature Phys.* **11**, 307 (2015).
- [12] N.G. Pugach, M. Safonchik, T. Champel, M.E. Zhitomirsky, E. Lähderanta, M. Eschrig, C. Lacroix. *Appl. Phys. Lett.* **111**, 162601 (2017).
- [13] Q. Cheng, B. Jin. *Physica C* **473**, 29 (2012).
- [14] J. Zhu, I.N. Krivorotov, K. Halterman, O.T. Valls. *Phys. Rev. Lett.* **105**, 207002 (2010).
- [15] X.L. Wang, A. Di Bernardo, N. Banerjee, A. Wells, F.S. Bergeret, M.G. Blamire, J.W.A. Robinson. *Phys. Rev. B* **89**, 140508(R) (2014).
- [16] M.G. Flokstra, T.C. Cunningham, J. Kim, N. Satchell, G. Burnell, P.J. Curran, S.J. Bending, C.J. Kinane, J.F.K. Cooper, S. Langridge, A. Isidori, N. Pugach, M. Eschrig, S.L. Lee. *Phys. Rev. B* **91**, 060501(R) (2015).
- [17] K. Dybko, P. Aleshkevych, M. Sawicki, P. Przyslupski. *J. Magn. Magn. Mater.* **373**, 48 (2015).
- [18] D. Lenk, V.I. Zdravkov, J.-M. Kehrle, G. Obermeier, A. Ullrich, R. Morari, H.-A. Krug von Nidda, C. Müller, M.Yu. Kupriyanov, A.S. Sidorenko, S. Horn, R.G. Deminov, L.R. Tagirov, R. Tidecks. *Beilstein J. Nanotechnol.* **7**, 957 (2016).
- [19] S. Voltan, A. Singh, J. Aarts. *Phys. Rev. B* **94**, 054503 (2016).
- [20] Z. Feng, J.W.A. Robinson, M.G. Blamire. *Appl. Phys. Lett.* **111**, 042602 (2017).
- [21] A. Srivastava, L.A.B. Olde Olthof, A. Di Bernardo, S. Komori, M. Amado, C. Palomares-Garcia, M. Alidoust, K. Halterman, M.G. Blamire, J.W.A. Robinson. *Phys. Rev. Appl.* **8**, 044008 (2017).
- [22] E. Moen, O.T. Valls. *Phys. Rev. B* **95**, 054503 (2017).
- [23] Zh. Devizorova, S. Mironov. *Phys. Rev. B* **95**, 144514 (2017).
- [24] M. Alidoust, K. Halterman. *Phys. Rev. B* **97**, 064517 (2018).
- [25] A.A. Jara, C. Safranski, I.N. Krivorotov, C.-T. Wu, A.N. Malmi-Kakkada, O.T. Valls, K. Halterman. *Phys. Rev. B* **89**, 184502 (2014).
- [26] P.V. Leksin, N.N. Garif'yanov, A.A. Kamashev, A.A. Validov, Ya.V. Fominov, J. Schumann, V. Kataev, J. Thomas, B. Büchner, I.A. Garifullin. *Phys. Rev. B* **93**, 100502(R) (2016).
- [27] J.Y. Gu, C.-Y. You, J.S. Jiang, J. Pearson, Y.B. Bazaliy, S.D. Bader. *Phys. Rev. Lett.* **89**, 267001 (2002).
- [28] Y. Gu, G.B. Halász, J.W.A. Robinson, M.G. Blamire. *Phys. Rev. Lett.* **115**, 067201 (2015).
- [29] A. Singh, S. Voltan, K. Lahabi, J. Aarts. *Phys. Rev. X* **5**, 021019 (2015).
- [30] A.A. Kamashev, P.V. Leksin, J. Schumann, V. Kataev, J. Thomas, T. Gemming, B. Büchner, I.A. Garifullin. *Phys. Rev. B* **96**, 024512 (2017).
- [31] А.А. Камашев, Н.Н. Гарифьянов, А.А. Валидов, И. Шуманн, В. Катаев, Б. Бюхнер, Я.В. Фоминов, И.А. Гарифуллин. *Письма в ЖЭТФ* **110**, 325 (2019).
- [32] А.А. Камашев, P.V. Leksin, N.N. Garif'yanov, A.A. Validov, J. Schumann, V. Kataev, B. Büchner, I.A. Garifullin. *J. Magn. Magn. Mater.* **459**, 7 (2018).
- [33] А.А. Камашев, N.N. Garif'yanov, A.A. Validov, J. Schumann, V. Kataev, B. Büchner, Ya.V. Fominov, I.A. Garifullin. *Beilstein J. Nanotechnol.* **10**, 1458 (2019).
- [34] А.А. Камашев, N.N. Garif'yanov, A.A. Validov, J. Schumann, V. Kataev, B. Büchner, Ya.V. Fominov, I.A. Garifullin. *Phys. Rev. B* **100**, 134511 (2019).
- [35] P.V. Leksin, N.N. Garif'yanov, A.A. Kamashev, Ya.V. Fominov, J. Schumann, C. Hess, V. Kataev, B. Büchner, I.A. Garifullin. *Phys. Rev. B* **91**, 214508 (2015).
- [36] P.V. Leksin, A.A. Kamashev, J. Schumann, V.E. Kataev, J. Thomas, B. Büchner, I.A. Garifullin. *Nano Res.* **9**, 1005 (2016).
- [37] М.Ю. Куприянов, В.Ф. Лукичев. *ЖЭТФ* **94**, 139 (1988).

Редактор Ю.Э. Катаев