

Гигантский эффект сверхпроводящего спинового клапана

А. А. Камашев^{a,1)}, Н. Н. Гарифьянов^a, А. А. Валидов^a, И. Шуманн^{b,2)}, В. Катаев^b, Б. Бюхнер^{b,c,2)},
Я. В. Фоминов^{d,e,f}, И. А. Гарифуллин^a

^aКазанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН, 420029 Казань, Россия

^bLeibniz Institute for Solid State and Materials Research IFW Dresden, D-01171 Dresden, Germany

^cInstitute for Solid State Physics, Technical University Dresden, D-01062 Dresden, Germany

^dИнститут теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, 142432 Черноголовка, Россия

^eМосковский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия

^fНациональный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, 101000 Москва, Россия

Поступила в редакцию 17 июля 2019 г.

После переработки 17 июля 2019 г.

Принята к публикации 17 июля 2019 г.

Исследованы сверхпроводящие свойства структур спинового клапана $\text{Co}_2\text{Cr}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Al}_y/\text{Cu}/\text{Ni}/\text{Cu}/\text{Pb}$. Обнаружено, что разница в кривых сверхпроводящих переходов, измеренных при параллельной и перпендикулярной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев сплава Гейслера ($\text{HA} = \text{Co}_2\text{Cr}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Al}_y$) с высокой степенью спиновой поляризации и никеля (Ni), достигает 0.5 К. Для всех образцов зависимость T_c от угла между направлением намагниченностей ферромагнитных слоев демонстрирует глубокий минимум вблизи ортогональной ориентации. Этот минимум обусловлен дальнедействующими триплетными компонентами сверхпроводящего конденсата в ферромагнетике. При перпендикулярной ориентации намагниченностей HA-слой с высокой степенью спиновой поляризации вбирает в себя спин-поляризованные куперовские пары из пространства между слоями HA и Ni.

DOI: 10.1134/S0370274X19170077

Введение. Более 20 лет назад были предложены две теоретические модели сверхпроводящего спинового клапана (ССК). Одна из них $\Phi 1/\Phi 2/C$ (где $\Phi 1$ и $\Phi 2$ – ферромагнитные слои, а C – сверхпроводящий слой) была предложена О и др. [1]. Другая модель $\Phi 1/C/\Phi 2$ была предсказана Тагировым [2]. Принцип работы обеих структур основан на том, что величина обменного поля от двух Φ -слоев, которое воздействует на куперовскую пару из C -слоя, в случае параллельной (P) ориентации намагниченностей больше, чем при антипараллельной (AP). Эта разница приводит к меньшему значению температуры перехода в сверхпроводящее состояние при параллельной ориентации намагниченностей $\Phi 1$ - и $\Phi 2$ -слоев (T_c^P), чем при антипараллельной (T_c^{AP}). Первой экспериментально была изучена конструкция $\Phi 1/C/\Phi 2$. В 2002 г. Гу и др. [3] исследовали такую конструкцию и обнаружили величину эффекта ССК $\Delta T_c = T_c^{AP}(\alpha = 180^\circ) - T_c^P(\alpha = 0^\circ)$ (где α – угол

между направлением намагниченностей ферромагнитных слоев) около 6 мК при ширине сверхпроводящего перехода $\delta T_c \sim 0.1$ К. Основным условием для осуществления полного переключения сверхпроводящего тока в структурах ССК является $\Delta T_c > \delta T_c$. После работы Гу и др. [3] было изучено большое количество разнообразных структур ССК (см., например, [4] или обзоры [5–7]).

В 2010 г. мы продемонстрировали полное переключение из нормального состояния в сверхпроводящее в конструкции $\text{Fe}1/\text{Cu}/\text{Fe}2/\text{In}$ [8]. В этой структуре было получено $\Delta T_c = 19$ мК при $\delta T_c \sim 7$ мК. Наш интерес к конструкции ССК, предложенной О и др. [1], обусловлен тем, что в работе [9] была косвенно продемонстрирована величина эффекта ССК $\Delta T_c \sim 200$ мК. Таким образом, на наш взгляд, конструкция $\Phi 1/\Phi 2/C$ является более перспективной для получения максимальных значений величин эффекта ССК.

В 2010 г. Фоминов и др. [10] провели расчет эффекта сверхпроводящего спинового клапана в структуре $\Phi 1/\Phi 2/C$. Они обнаружили, что, во-первых, ан-

¹⁾e-mail: kamandi@mail.ru

²⁾J. Schumann, B. Büchner.

типараллельная ориентация намагниченностей Φ_1 - и Φ_2 -слоев не всегда благоприятствует сверхпроводимости [11], во-вторых, в перпендикулярной (PP) конфигурации намагниченностей возникает дальнедействующая триплетная компонента (ДТК) сверхпроводящего конденсата, которая приводит к соответствующему минимуму в угловой зависимости T_c . Впервые подобное поведение T_c мы наблюдали в структурах Fe1/Cu/Fe2/Pb [11].

В 2015 г. Сингх и др. [12] обнаружили гигантский триплетный вклад в эффект ССК $\Delta T_c^{\text{trip}} \sim 0.6-0.8$ К (где $\Delta T_c^{\text{trip}} = T_c^P(\alpha = 0^\circ) - T_c^{PP}(\alpha = 90^\circ)$) в структуре CrO₂/Cu/Ni/MoGe, в которой в качестве слоя Φ_1 использовался полуметалл CrO₂. На сегодняшний день это рекордное значение разницы в температурах сверхпроводящего перехода, измеренных при P и PP ориентации намагниченностей Φ -слоев. Вместе с тем, приложенное к образцу магнитное поле составляло порядка 10 кЭ, что является достаточно большим значением в работе устройств сверхпроводящей спинтроники. Основной проблемой при таких высоких магнитных полях является защита остальных деталей устройства, в которую встроены ССК, а не практический вопрос создания такого высокого поля, хотя это тоже нетривиальная задача.

Таким образом, существуют две основные цели настоящей работы. Первая цель заключается в том, чтобы подтвердить рекордные результаты, полученные Сингх и др. в работе [12]. Вторая цель – это ответить на вопрос, является ли предложенная концепция ССК с полуметаллическим ферромагнитным материалом, в качестве Φ_1 -слоя [12], общей для всех гетероструктур $\Phi_1/\Phi_2/C$. А именно, можно ли реализовать и наблюдать большой эффект ССК с использованием иных материалов, т.е. отличных от CrO₂ в магнитной части и MoGe в сверхпроводящей части ССК. И, действительно, как будет показано далее, мы можем подтвердить и обобщить результаты новаторской работы Сингх и др. [12]. Ранее мы показали преимущества использования сплава Гейслера (Heusler alloy, далее HA) Co₂Cr_{1-x}Fe_xAl_y в качестве слабого ферромагнетика в роли Φ_2 -слоя в структурах $\Phi_1/\Phi_2/C$ [13], а также возможность приготовления полуметаллических ферромагнитных пленок HA [14]. Таким образом, в отличие от работы [12] вместо CrO₂, который в соответствии с данными точечной контактной спектроскопии [15] имеет 90% степень спиновой поляризации (ССП) зоны проводимости, мы выбрали в качестве Φ_1 -слоя сплав Гейслера Co₂Cr_{1-x}Fe_xAl_y с СПП зоны проводимости $\geq 70\%$ [14]. Вместо MoGe в качестве C -слоя мы использовали элементный сверхпроводник Pb.

Образцы. Во всех исследованных ранее нами структурах $\Phi_1/\Phi_2/C$ (см., например, работу [16] и ссылки в ней), в качестве антиферромагнитного ($A\Phi$) слоя использовался CoO_x. Антиферромагнитный слой был необходим для фиксации направления намагниченности Φ_1 -слоя. В настоящей работе в качестве Φ_1 -слоя был выбран сплав Гейслера состава Co₂Cr_{1-x}Fe_xAl_y, который напылялся при температурах подложки $T_{\text{sub}} \geq 700$ К. В наших предыдущих исследованиях [14] мы показали, что если напылять пленки сплава Гейслера при $T_{\text{sub}} \geq 600$ К, то их СПП зоны проводимости составляет $\sim 70\%$. Мы также показали, что увеличение T_{sub} во время напыления приводит к увеличению СПП зоны проводимости в пленках сплава Гейслера. Однако при высоких температурах подложки слой CoO_x разлагается и становится обычным ферромагнитным Co, который не способен фиксировать намагниченность HA-слоя. В связи с этим, нам пришлось отказаться от $A\Phi$ -слоя. Теперь в нашей конструкции $\Phi_1/\Phi_2/C$ направление намагниченности Φ_1 -слоя свободное, а Φ_2 -слоя зафиксировано. В новых структурах в качестве Φ_2 -слоя был выбран Ni, который напылялся при $T_{\text{sub}} = 150$ К, и являлся магнито-жестоким материалом. В качестве Φ_1 -слоя использовался магнито-мягкий материал – сплав Гейслера, напыленный при $T_{\text{sub}} \geq 700$ К.

Нами была приготовлена серия образцов MgO/Ta(5 нм)/HA(20 нм)/Cu(4 нм)/Ni(d_{Ni})/Cu(1.5 нм)/Pb(105 нм)/Si₃N₄ с варьируемой толщиной слоя никеля от 0.6 до 2.5 нм. В данной конструкции: MgO(001) – высококачественная монокристаллическая подложка; Ta(5 нм) – буферный слой необходимый для более качественного роста всей структуры; HA и Ni играют роль Φ_1 - и Φ_2 -слоев, соответственно; Cu(4 нм) – слой меди, необходимый для развязывания намагниченностей Φ_1 - и Φ_2 -слоев; Pb – C -слой. Здесь мы использовали слой Cu(1.5 нм) в роли буферного слоя для улучшения роста Pb-слоя. Все образцы были покрыты толстым слоем диэлектрика Si₃N₄ для предотвращения окисления слоя свинца. Слои Ta, Ni, Cu, Pb были напылены методом электронно-лучевого напыления. Для приготовления слоев HA и Si₃N₄ использовался метод радиочастотного распыления. Мы использовали следующие скорости напыления: 0.4 Å/с для HA-слоя; 0.5 Å/с для Ta-, Cu- и Ni-слоев и 12 Å/с для Pb-слоя. Для начала мы напыляли буферный Ta-слой толщиной 5 нм в основной напылительной камере, где происходит напыление при помощи электронной пушки. После чего держатель образцов перемещался в камеру для

радиочастотного распыления, где происходил нагрев подложек до $T_{\text{sub}} \geq 700$ К, и дальнейшее напыление НА-слоя толщиной 20 нм. В соответствии с нашей работой [17], для оптимизации приготовления фрагмента $\text{Cu}(4 \text{ нм})/\text{Ni}(d_{\text{Ni}})/\text{Cu}(1.5 \text{ нм})/\text{Pb}(105 \text{ нм})$ мы понижали температуру подложки до $T_{\text{sub}} = 150$ К в основной напылительной камере.

Магнитные и транспортные свойства. В работе [18] показано, что слой Ni толщиной $d_{\text{Ni}} \leq 2$ нм имеет достаточно большую коэрцитивную силу, порядка 2 кЭ. Мы же напыляли этот слой при $T_{\text{sub}} = 150$ К, что должно приводить к еще большей коэрцитивной силе, так как увеличивается плотность дислокаций. Согласно нашим магнитным измерениям при помощи 7T VSM SQUID-магнитометра, насыщение намагниченности НА-слоя происходит в поле порядка 30 Э. При дальнейшем увеличении магнитного поля до 3 кЭ намагниченность слегка возрастает.

Удельное электросопротивление образцов измерялось при помощи стандартного четырехконтактного метода. Качество слоя Pb контролировалось по величине отношения электросопротивлений $RRR = R(300\text{K})/R(10\text{K}) = [\rho_{\text{ph}}(300\text{K}) + \rho(10\text{K})]/\rho(10\text{K})$, где $R(T)$ – сопротивление, измеренное при температуре T , $\rho_{\text{ph}}(300\text{K})$ – фонный вклад в удельное сопротивление при температуре 300 К, и $\rho(10\text{K})$ – остаточное сопротивление при температуре 10 К (выше T_c). Для наших образцов $RRR = 10$ –12, что является показателем высокого качества пленок. В соответствии с нашей работой [16], сверхпроводящая длина когерентности в слое Pb составляет $\xi_S = 41$ нм. Величина T_c определялась как середина сверхпроводящего перехода. В нулевых магнитных полях ширины кривых сверхпроводящих переходов варьировались от 20 до 50 мК от образца к образцу и увеличивались до 250 мК (см. рис. 1 далее) при приложении внешнего поля.

Следующим необходимым шагом было определение оптимальной толщины Pb-слоя для наблюдения эффекта близости С/Ф. Толщина Pb-слоя должна быть достаточно малой для того, чтобы С-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 зависимость T_c от толщины Pb-слоя d_{Pb} в структурах $\text{MgO}/\text{Ta}(5 \text{ нм})/\text{Ni}(5 \text{ нм})/\text{Cu}(1.5 \text{ нм})/\text{Pb}(d_{\text{Pb}})/\text{Si}_3\text{N}_4$ с варьируемой d_{Pb} в диапазоне 90–160 нм. Мы использовали слой Ni толщиной $d_{\text{Ni}} = 5$ нм, которая значительно превышает глубину проникновения куперовских пар в этот слой. Согласно зависимости $T_c(d_{\text{Pb}})$,

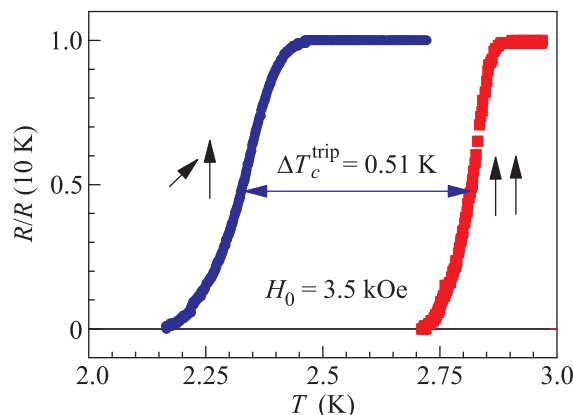


Рис. 1. (Цветной онлайн) Кривые сверхпроводящих переходов для параллельной и перпендикулярной ориентации замороженного и приложенного магнитных полей для образца PLAК4216 при $H_0 = 3.5$ кЭ (где H_0 – величина магнитного поля, при котором наблюдались сверхпроводящие переходы). Параметры образцов см. в табл. 1

Таблица 1. Параметры исследованных образцов с варьируемой толщиной Ni-слоя d_{Ni} : Серия и номер образца; толщина Ni-слоя d_{Ni} ; максимальное значение величины ΔT_c^{trip} , полученное в магнитном поле H

#	d_{Ni} , нм	ΔT_c^{trip} , К	H , кЭ
PLAK4211	0.6	0.05	1.0
PLAK4212	0.9	0.23	2.0
PLAK4213	1.3	0.13	2.0
PLAK4214	1.6	0.18	2.5
PLAK4215	2	0.05	1.25
PLAK4216	2.5	0.51	3.5

значение T_c в структурах $\text{Ni}(5 \text{ нм})/\text{Cu}(1.5 \text{ нм})/\text{Pb}$ начинает резко уменьшаться, когда толщина Pb-слоя d_{Pb} приближается к 100 нм. При $d_{\text{Pb}} \sim 85$ нм величина T_c составляет менее 1.5 К. Таким образом, оптимальная толщина Pb-слоя d_{Pb} находится в диапазоне от 90 до 110 нм. При малых значениях d_{Pb} ширины кривых сверхпроводящих переходов δT_c составляют порядка 0.1 К. Для образца с $d_{\text{Pb}} = 100$ нм мы получили $T_c = 3$ К с довольно узкой шириной сверхпроводящего перехода $\delta T_c = 50$ мК. Величина T_c для этого образца достаточно мала по сравнению с T_c объемного свинца. Это говорит о том, что $d_{\text{Pb}} = 105$ нм является оптимальной толщиной Pb-слоя для наших исследований. Более того, данная процедура определения оптимальной толщины С-слоя стандартна для простой оценки граничных параметров гетероструктуры Ф1/Ф2/С. Это позволяет определить критическую толщину сверхпроводящего слоя d_S^{crit} , ниже которой сверхпроводимость полностью подавлена. Получив величину d_S^{crit} , согласно приложения работы

[19], мы можем определить параметр прозрачности интерфейса $C/\Phi_2 \gamma_{SF_2}^b \sim 0.4$.

Величина эффекта ССК $\Delta T_c = T_c^{AP} - T_c^P$ измерялась как разница в T_c при AP и P ориентации намагниченностей Φ_1 - и Φ_2 -слоев, соответственно. После процедуры охлаждения образца в магнитном поле $+6$ кЭ направление намагниченности Φ_2 -слоя (Ni-слоя) зафиксировано вдоль поля охлаждения [18], а направление намагниченности Φ_1 -слоя (НА-слоя) свободно и может вращаться вдоль плоскости образца.

Изначально, мы думали, что для управления направлением намагниченности НА-слоя магнитного поля в 30 Э будет достаточным. Мы провели такие эксперименты и обнаружили стандартную для нас величину эффекта ССК ~ 0.1 К в поле 0.5 кЭ для образца PLAK4216. 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.

На рисунке 1 приведены кривые сверхпроводящих переходов для образца, в котором удалось наблюдать максимальную величину эффекта. Максимальная разница в T_c между P - и PP -ориентациями намагниченностей Φ_1 - и Φ_2 -слоев составляет $\Delta T_c^{\text{trip}} = 0.51$ К. Величина ΔT_c^{trip} для всей серии образцов находится в диапазоне от 0.18 до 0.51 К.

На рисунке 2 представлены угловые зависимости $T_c(\alpha)$ для трех различных образцов. Данные зависимости $T_c(\alpha)$ характерны для всех образцов из этой серии. Поведение зависимости $T_c(\alpha)$ в структурах, изученных в этой работе, качественно совпадает с угловыми зависимостями, которые мы наблюдали ранее [5, 11, 13, 16, 20]. Здесь мы наблюдаем огромный провал в значениях T_c при ортогональной ориентации намагниченностей Φ_1 - и Φ_2 -слоев, который не наблюдался ранее.

Мы также изучили зависимость величины ΔT_c^{trip} от приложенного магнитного поля. Данные результаты представлены на рис. 3. Как видно из этого рисунка, ΔT_c^{trip} линейно возрастает при малых магнитных полях вплоть до $H \sim 2$ кЭ. Далее наблюдаются осцилляции ΔT_c^{trip} вблизи максимальных значений, после чего наступает насыщение. Эти осцилляции не являются разбросом экспериментальных точек, так они воспроизводятся от образца к образцу. Такое поведение наблюдалось для всех исследованных образцов при различных значениях поля насыщения, которое достигает 3.5 кЭ для образца PLAK4216. Зави-

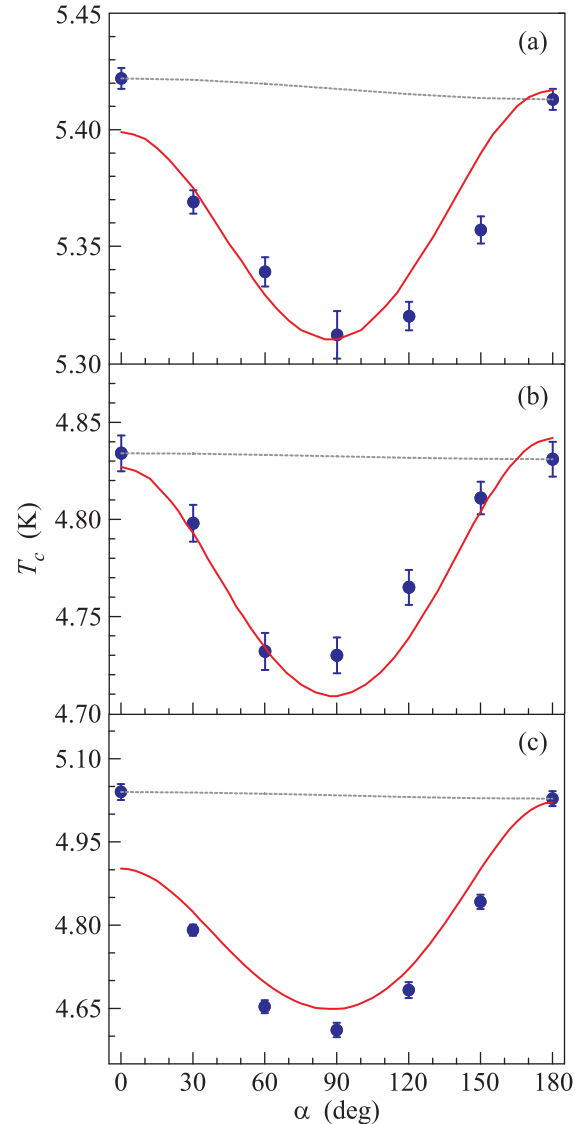


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимости T_c от угла α между направлением намагниченностей ферромагнитных слоев: (a) – для образца PLAK4212 в поле 1 кЭ; (b) – для образца PLAK4214 в поле 1.5 кЭ; (c) – для образца PLAK4216 в поле 2 кЭ. Сплошные линии – теоретические кривые с параметрами представленными в тексте. Параметры образцов см. в табл. 1

симость максимальной величины ΔT_c^{trip} от толщины Ni-слоя d_{Ni} является сложной и не может быть описана простым способом. На первый взгляд, кажется удивительным, что величина триплетного вклада в величину эффекта ССК ΔT_c^{trip} увеличивается при полях значительно выше магнитного поля насыщения намагниченности слоя НА. В качестве одной, но не единственной возможной причины Сингх и др. [12] предположили, что это связано с магнитной неоднородностью полуметаллического ферромагнит-

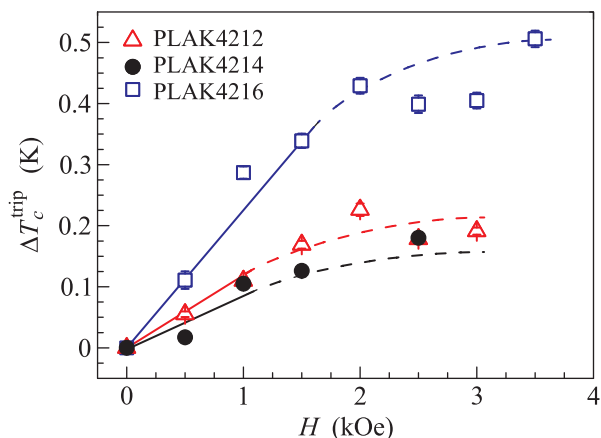


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость величины триплетного эффекта ССК от величины приложенного магнитного поля для образцов PLAК4212, PLAК4214 и PLAК4216. Сплошные линии – гид для глаз. Параметры образцов см. в табл. 1

ного слоя. В нашем случае, это слой НА, который также обладает, по всей видимости, магнитной неоднородностью, о чем свидетельствует небольшое увеличение его намагниченности до поля 3 кЭ, когда все больше и больше “микродоменов” включаются в суммарный магнитный момент слоя.

Обсуждение результатов. Основной особенностью полученных результатов является большая разница T_c между кривыми сверхпроводящих переходов для параллельной и перпендикулярной ориентации намагниченности Ф1- и Ф2-слоев (см. рис. 1). Согласно работе [10], при перпендикулярной ориентации намагниченностей Ф1- и Ф2-слоев возникают ДТК сверхпроводящего конденсата. В связи с этим, мы рассматриваем минимум T_c при ортогональных ориентациях, как четкий сигнал проявления спинтриплетных сверхпроводящих корреляций в наших образцах. Параметры всей серии изученных образцов представлены в табл. 1.

Теоретические кривые, представленные на рис. 2, были построены согласно теории Фоминова и др. [10]. Расширенная теория [21] позволяет рассматривать наши гетероструктуры с различными параметрами материалов слоев и с произвольными граничными параметрами Куприянова–Лукичева [22] всех интерфейсов Ф1/Ф2/С. Каждый из двух интерфейсов (Ф2/С и Ф1/Ф2) описывается параметром материалов границы γ и параметром прозрачности границы γ^b [21].

Из рисунку 2 видно, что теория неплохо воспроизводит характерные особенности зависимости $T_c(\alpha)$ (поведение триплетного вклада в величину

эффекта ССК). Для теоретического расчета нами были использованы следующие параметры системы Ф1/Ф2/С: длина когерентности в сверхпроводнике $\xi_S = 41$ нм, длины когерентности в Ф2- и Ф1-слоях $\xi_{F2} = 6.25$ нм и $\xi_{F1} = 40$ нм. Граничные условия интерфейсов Ф2/С и Ф1/Ф2, где γ – параметр материалов границы и γ^b – параметр прозрачности границы: $\gamma_{SF} = 0.1$, $\gamma_{SF}^b = 0.1$, $\gamma_{FF} = 1$ и $\gamma_{FF}^b = 0.1$. Обменная энергия в Ф2-слое $h_2 = 0.03$ эВ и в Ф1-слое $h_1 = 0.39$ эВ.

Закключение. Мы обнаружили гигантский триплетный вклад $\Delta T_c^{\text{trip}} \sim 0.5$ К в величину эффекта ССК в магнитном поле 3.5 кЭ для структуры $\text{Co}_2\text{Cr}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Al}_y/\text{Cu}/\text{Ni}/\text{Cu}/\text{Pb}$, где мы использовали сплав Гейслера с высокой ССП зоны проводимости $\geq 70\%$. Таким образом, мы подтвердили результаты Сингх и др. [12], полученные с использованием полуметалла CrO_2 . Наши результаты показывают, что существует потенциал для достижения больших значений ΔT_c^{trip} даже в меньших магнитных полях, путем тщательного подбора материалов и оптимизации всех элементов гетероструктуры ССК, касающихся как сверхпроводящих, так и магнитных частей. Наши наблюдения свидетельствуют о том, что концепция ССК с полуметаллическим ферромагнитным материалом, предложенная в работе [12], 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} . Кроме того, остается вопрос, почему триплетный вклад в величину эффекта ССК увеличивается выше значения поля магнитного насыщения слоя НА.

Исследования были поддержаны грантом Российского фонда фундаментальных исследований # 17-02-00229.

1. S. Oh, D. Youm, and M. R. Beasley, Appl. Phys. Lett. **71**, 2376 (1997).
2. L. R. Tagirov, Phys. Rev. Lett. **83**, 2058 (1999).
3. J. Y. Gu, C. Y. You, J. S. Jiang, J. Pearson, Ya. B. Bazaliy, and S. D. Bader, Phys. Rev. Lett. **89**, 267001 (2002).
4. J. Y. Gu, G. B. Halász, J. W. A. Robinson, and M. G. Blamire, Phys. Rev. Lett. **115**, 067201 (2015).
5. I. A. Garifullin, P. V. Leksin, N. N. Garifyanov, A. A. Kamashev, Ya. V. Fominov, J. Schumann, Y. Krupskaya, V. Kataev, O. G. Schmidt, and B. Büchner, J. Magn. Magn. Mater. **373**, 18 (2015).
6. J. Linder and J. W. A. Robinson, Nat. Phys. **11**, 307 (2015).

7. M. G. Blamire and J. W. A. Robinson, *J. Phys.: Condens. Matter* **26**, 453201 (2014).
8. P. V. Leksin, N. N. Garif'yanov, I. A. Garifullin, J. Schumann, H. Vinzelberg, V. Kataev, R. Klingeler, O. G. Schmidt, and B. Büchner, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 102505 (2010).
9. K. Westerholt, D. Sprungmann, H. Zabel, R. Brucas, B. Hjörvarsson, D. A. Tikhonov, and I. A. Garifullin, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 097003 (2005).
10. Ya. V. Fominov, A. A. Golubov, T. Yu. Karminskaya, M. Yu. Kupriyanov, R. G. Deminov, and L. R. Tagirov, *Pis'ma v ZhETF* **91**, 329 (2010) [*JETP Lett.* **91**, 308 (2010)].
11. P. V. Leksin, N. N. Garif'yanov, I. A. Garifullin, Ya. V. Fominov, J. Schumann, Y. Krupskaya, V. Kataev, O. G. Schmidt, and B. Büchner, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 057005 (2012).
12. A. Singh, S. Voltan, K. Lahabi, and J. Aarts, *Phys. Rev. X* **5**, 021019 (2015).
13. A. A. Kamashev, P. V. Leksin, N. N. Garif'yanov, A. A. Validov, J. Schumann, V. Kataev, B. Büchner, and I. A. Garifullin, *J. Magn. Magn. Mater.* **459**, 7 (2018).
14. A. A. Kamashev, P. V. Leksin, J. Schumann, V. Kataev, J. Thomas, T. Gemming, B. Büchner, and I. A. Garifullin, *Phys. Rev. B* **96**, 024512 (2017).
15. R. J. Soulen Jr., J. M. Byers, M. S. Osofsky, B. Nadgorny, T. Ambrose, S. F. Cheng, P. R. Broussard, C. T. Tanaka, J. Nowak, J. S. Moodera, A. Barry, and J. M. D. Coey, *Science* **282**, 85 (1998).
16. P. V. Leksin, N. N. Garif'yanov, A. A. Kamashev, Ya. V. Fominov, J. Schumann, C. Hess, V. Kataev, B. Büchner, and I. A. Garifullin, *Phys. Rev. B* **91**, 214508 (2015).
17. P. V. Leksin, A. A. Kamashev, J. Schumann, V. Kataev, J. Thomas, B. Büchner, and I. Garifullin, *Nano Res.* **9**, 1005 (2016).
18. P. V. Leksin, R. I. Salikhov, I. A. Garifullin, H. Vinzelberg, V. Kataev, R. Klingeler, L. R. Tagirov, and B. Büchner, *Pis'ma v ZhETF* **90**, 64 (2009) [*JETP Lett.* **90**, 64 (2009)].
19. Y. V. Fominov, N. M. Chitchev, and A. A. Golubov, *Phys. Rev. B* **66**(1), 014507 (2002).
20. P. V. Leksin, N. N. Garif'yanov, A. A. Kamashev, A. A. Validov, Ya. V. Fominov, J. Schumann, V. Kataev, J. Thomas, B. Büchner, and I. A. Garifullin, *Phys. Rev. B* **93**, 100502(R) (2016).
21. R. G. Deminov, L. R. Tagirov, R. R. Gaifullin, T. Yu. Karminskaya, M. Yu. Kupriyanov, Ya. V. Fominov, and A. A. Golubov, *J. Magn. Magn. Mater.* **373**, 16 (2015).
22. M. Yu. Kupriyanov and V. F. Lukichev, *ZhETF* **94**, 139 (1988) [*Sov. Phys. JETP* **67**, 1163 (1988)].