

# Оценка степени спиновой поляризации ферромагнетика по данным исследования эффекта близости сверхпроводник/ферромагнетик

А. А. Камашев<sup>+</sup>, П. В. Лексин<sup>+</sup>, И. Шуманн<sup>\*1)</sup>, И. Томас<sup>\*1)</sup>, Т. Гемминг<sup>\*1)</sup>, В. Катаев<sup>\*1)</sup>, Б. Бюхнер<sup>\*1)</sup>,  
И. А. Гарифуллин<sup>+ 2)</sup>

<sup>+</sup> Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского, 420019 Казань, Россия

<sup>\*</sup>Leibniz Institute for Solid State and Materials Research IFW Dresden, D-01069 Dresden, Germany

Поступила в редакцию 31 октября 2017 г.

После переработки 9 ноября 2017 г.

Исследован эффект близости сверхпроводник/ферромагнетик в двухслойных системах Pb/Co<sub>2</sub>Cr<sub>1-x</sub>Fe<sub>x</sub>Al. Тонкие пленки сплава Гейслера Co<sub>2</sub>Cr<sub>1-x</sub>Fe<sub>x</sub>Al готовились при различных температурах подложки. С помощью андреевской спектроскопии точечных контактов было установлено, что степень спиновой поляризации электронов зоны проводимости в сплаве Гейслера составляет порядка 30 % для пленок, приготовленных при температуре подложки, равной 300 К, и 70 % для пленок, приготовленных при температуре подложки 600 К. Было обнаружено, что зависимость температуры перехода в сверхпроводящее состояние от толщины слоя Pb при фиксированной толщине слоя Гейслера определяется степенью спиновой поляризации зоны проводимости в ферромагнитном слое.

DOI: 10.7868/S0370274X17240092

**Введение.** Эффективность магнитоэлектронных устройств зависит от степени спиновой поляризации ( $P$ ) тока [1]. Оценка  $P$  позволяет различать обычный ферромагнетик и полуметалл (ферромагнетик со 100-процентной  $P$ ). Полуметаллические ферромагнетики представляют собой класс материалов, которые в последнее время вызывают значительный интерес из-за возможности их применения в спиновой электронике.

Сплавы Гейслера состава Co<sub>2</sub>YZ (где  $Y$  – это  $3d$ -переходной металл, а  $Z$  –  $s$ - $p$  металл) являются ферромагнетиками и, как ожидается, будут демонстрировать  $P = 100\%$  (см., например, [2]). Степень спиновой поляризации  $P$  в этих сплавах и их пленках сильно зависит от условий приготовления [3, 4]. Для того, чтобы получить ферромагнитную ( $\Phi$ ) пленку с высокой  $P$ , необходимо поддерживать температуру подложки во время роста пленки, превышающую комнатную температуру.

Как с фундаментальной, так и с прикладной точки зрения важно иметь возможность напрямую и легко измерять  $P$  в ферромагнетике. Наиболее общим определением степени спиновой поляризации зоны проводимости в ферромагнетике является [5]:

$$P = \frac{N_{\uparrow}(E_F) - N_{\downarrow}(E_F)}{N_{\uparrow}(E_F) + N_{\downarrow}(E_F)}, \quad (1)$$

где  $N_{\uparrow(\downarrow)}(E_F)$  – плотность электронных состояний на уровне Ферми с соответствующим направлением спина ( $\uparrow, \downarrow$ ).

Для определения  $P$  обычно применяют следующие прямые методы. Во-первых, это спин-разрешенная фотоэмиссионная спектроскопия [6–8]. Она подразумевает использование синхротронного излучения и необходимость подготовки чистой поверхности образца. Еще одним методом для определения  $P$  является туннельная спектроскопия. Первые эксперименты [5, 9] показали, что для измерения  $P$  может быть использован туннельный переход в системе ферромагнетик/изолятор/сверхпроводник ( $\Phi$ /И/С). Другая методика, основанная на комбинации туннельного магнитосопротивления и модели Юлиер для  $\Phi$ /И/С-перехода, широко применяется для оценки  $P$  [10]. Очевидным в данном случае является то, что результаты зависят от структурного качества туннельного перехода и выбора туннельного барьера. В работах [11, 12] было показано, что Андреевское отражение на границе раздела между ферромагнетиком и сверхпроводником может быть использовано для прямого определения  $P$ . Преимущество этого метода заключается в его экспериментальной простоте. В отличие от других методов, которые предъявляют серьезные требова-

<sup>1)</sup>J. Schumann, V. Kataev, J. Thomas, T. Gemming, B. Büchner.

<sup>2)</sup>e-mail: ilgiz0garifullin@gmail.com

ния к чистоте поверхности, метод сверхпроводящих (С) точечных контактов не имеет специальных требований к поверхности образца. Точечный контакт С/Ф создается между поверхностью образца и сверхпроводящим зондирующим элементом, например, острой иглой. При малых напряжениях дифференциальная проводимость такого контакта уменьшается с увеличением значения  $R$ , что дает возможность его определения. Результаты могут быть смоделированы с использованием различных моделей, таких как модель Блондер–Тинкхам–Клапвик [13] и ее модификации (14–16)).

В данной работе показано, что зависимость температуры перехода в сверхпроводящее состояние  $T_c$  от толщины С-слоя  $d_S$  в двухслойной тонкопленочной системе С/Ф сильно меняется с изменением  $R$ . Таким образом, это дает простой альтернативный метод оценки  $R$  для Ф-слоя. В бислоях С/Ф волновая функция синглетной куперовской пары сверхпроводника проникает в ферромагнетик на небольшое расстояние, которое связано с глубиной проникновения куперовской пары в ферромагнетик, зависящей от обменного расщепления зоны проводимости ферромагнетика, т.е. от  $R$ . Этот процесс сопровождается эффектом разрушения куперовской пары, что приводит к уменьшению  $T_c$  С-слоя и к полному подавлению сверхпроводимости при определенной критической толщине С-слоя  $d_S^{\text{crit}}$ .

Мы показываем эффективность нашего метода для сплава Гейслера с номинальным составом мишени  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0.6}\text{Fe}_{0.4}\text{Al}$ . Этот выбор обусловлен возможностью изменять  $R$  зоны проводимости путем изменения температуры подложки во время роста слоя сплава Гейслера [3, 4].

**Образцы.** Известно [3], что пленки сплава Гейслера (СГ)  $\text{Co}_2\text{Cr}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Al}$  обладают высоким  $R$ , если во время их роста температура подложки  $T_{\text{sub}} \geq 600$  К. Пленки, полученные при более низких  $T_{\text{sub}}$  являются слабыми ферромагнетиками из-за неупорядоченности структуры [3]. Согласно нашим данным по Андреевской спектроскопии точечных контактов,  $R$  исследуемых образцов достигает 70%. Вследствие этого, мы подготовили два набора образцов  $\text{MgO}/\text{СГ}(12 \text{ нм})/\text{Cu}(1.5 \text{ нм})/\text{Pb}(d_{\text{Pb}})$  с переменной толщиной слоя свинца при температурах подложки  $T_{\text{sub}} = 300$  К (Серия 1) и 600 К (Серия 2). При напылении сплава Гейслера мы применили метод радиочастотного распыления. Здесь мы использовали  $\text{Cu}$  (1.5 нм) в качестве технологического слоя, предотвращающего деградацию образцов [17]. Для оптимизации роста фрагмента  $\text{Cu}/\text{Pb}$  после напыления слоя Гейслера мы понижали температуру под-

ложки  $T_{\text{sub}}$  до 150 К. Необходимость понижения показана в наших предыдущих работах [18, 19]. Все образцы были покрыты защитным слоем  $\text{Si}_3\text{N}_4$  для предотвращения окисления С слоя.

**Электронная микроскопия.** Для исследования морфологии слоя  $\text{Pb}$  были исследованы поперечные срезы образцов с помощью просвечивающего электронного микроскопа  $\text{TEM}/\text{STEM}$   $\text{Теспа}$   $\text{F30}$ , работающего при ускоряющем напряжении 300 кВ. Электронно-прозрачные срезы были получены с помощью сфокусированного ионного пучка. Методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии в аналитическом режиме определен состав  $\text{Co}_{61}\text{Cr}_{13}\text{Fe}_{11}\text{Al}_{15}$  для образцов, полученных при  $T_{\text{sub}} = 300$  К и  $\text{Co}_{55}\text{Cr}_{15}\text{Fe}_{13}\text{Al}_{17}$  – при  $T_{\text{sub}} = 600$  К. Состав в обоих случаях почти одинаков, с некоторым дефицитом  $\text{Al}$ . Границы раздела между отдельными слоями четко видны на микрофотографиях просвечивающего электронного микроскопа в темнопольном изображении (рис. 1). В обеих структурах, полученных при  $T_{\text{sub}} = 300$  К и

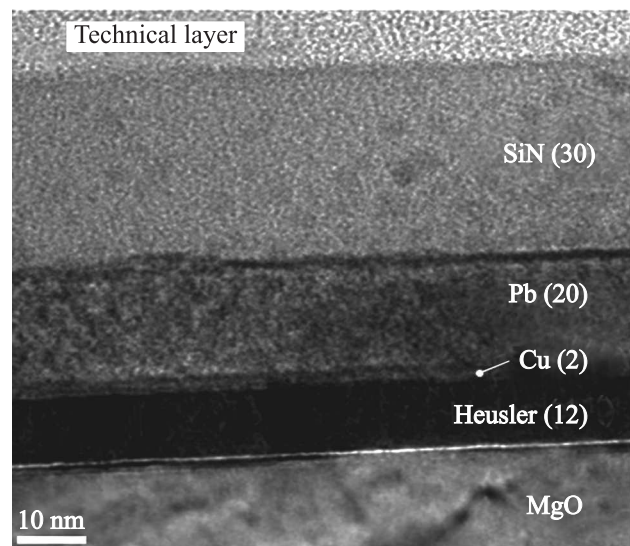


Рис. 1. Темнопольное изображение со сканирующей электронной микроскопии образца СГ/Cu/Pb, напыленного при  $T_{\text{sub}} = 300$  К

600 К, все толщины почти одинаковы, а интерфейсы гладкие. Данные по энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии для поперечных сечений не выявили химических различий интерфейсов СГ/Cu и Cu/Pb для обоих типов пленок Гейслера, что свидетельствует об отсутствии оксидных слоев в обоих случаях. Этот факт был тщательно проверен.

**Магнитные свойства.** Обе серии образцов были охарактеризованы при помощи стандартного

7Т VSM SQUID-магнитометра. Магнитные петли гистерезиса измерялись при  $T = 10$  К в магнитном поле, приложенном вдоль плоскости образца. Оказалось, что намагниченность насыщения 850 Гс для образца из Серии 2, напыленного при  $T_{\text{sub}} = 600$  К, больше, чем для образца из Серии 1 (570 Гс). Согласно данным Миура и др. [20] замещение  $\text{Co} \leftrightarrow \text{Cr}$  (т.е. наличие атомов Cr на месте Co и наоборот) значительно уменьшает общий магнитный момент и  $P$ . Таким образом, наши данные хорошо согласуются с данными Миура и других.

**Транспортные свойства.** Транспортные свойства образцов изучались при помощи стандартной 4-контактной методики. Температура образцов контролировалась при помощи угольного термосопротивления Allen-Bradley 230 Ом, который является особенно чувствительным в интересующем нас температурном диапазоне. Оказалось, что коэффициент остаточного удельного сопротивления  $\text{RRR} = \rho(300 \text{ К})/\rho(10 \text{ К})$  исследуемых образцов лежит в интервале  $10 < \text{RRR} < 17$ . Используя  $\rho(300 \text{ К}) = 21 \text{ мкОм} \cdot \text{см}$  [21], мы получили  $\rho_S = \rho(10 \text{ К}) = 1.2\text{--}2.1 \text{ мкОм} \cdot \text{см}$  для остаточного сопротивления слоя свинца. Длина свободного пробега электронов проводимости, найденная с использованием соотношений Пипшарда [22], составляет около  $l_s \sim 17 \text{ нм}$ . Мы также измерили температурную зависимость удельного электро-сопротивления одиночных пленок сплава Гейслера  $\rho_F$ , полученных при  $T_{\text{sub}} = 300$  К и 600 К. Для пленок, приготовленных при  $T_{\text{sub}} = 300$  К, было получено, что  $\rho_F$  не зависит от температуры и составляет  $143 \text{ мкОм} \cdot \text{см}$  (см.  $220 \text{ мкОм} \cdot \text{см}$  в работе [3] и  $170 \text{ мкОм} \cdot \text{см}$  в работе [4]). Для пленок, полученных при  $T_{\text{sub}} = 600$  К, это значение также не зависит от температуры и составляет  $\rho_F = 130 \text{ мкОм} \cdot \text{см}$  (см.  $330 \text{ мкОм} \cdot \text{см}$  в работе [3] и  $170 \text{ мкОм} \cdot \text{см}$  в работе [4]).

**Андреевская спектроскопия точечных контактов.** Мы изучили наши пленки Гейслера, полученные при  $T_{\text{sub}} = 300$  К и 600 К, с помощью Андреевской спектроскопии точечных контактов. Мы создали металлический точечный контакт между образцом и сверхпроводящей иглой, используя простое механическое устройство. Ниобиевая игла приводилась в движение микрометрическим пьезоэлектрическим механизмом. Особое внимание было уделено предотвращению окисления ниобиевых игл на воздухе. Транспортные измерения проводились с использованием стандартной четырехконтактной методики на постоянном токе. Точечный контакт и образец погружали в жидкий гелий. Сопротивление контактов Nb/Cr составляло около 60 Ом для обоих ти-

пов образцов. Сначала контакты были испытаны при  $T = 15$  К, что выше, чем  $T_c = 9.25$  К для Nb, и показали постоянное дифференциальное сопротивление при любом значении  $U$ . Результаты, полученные при  $T = 4.2$  К, представлены на рис. 2а. Проводимость

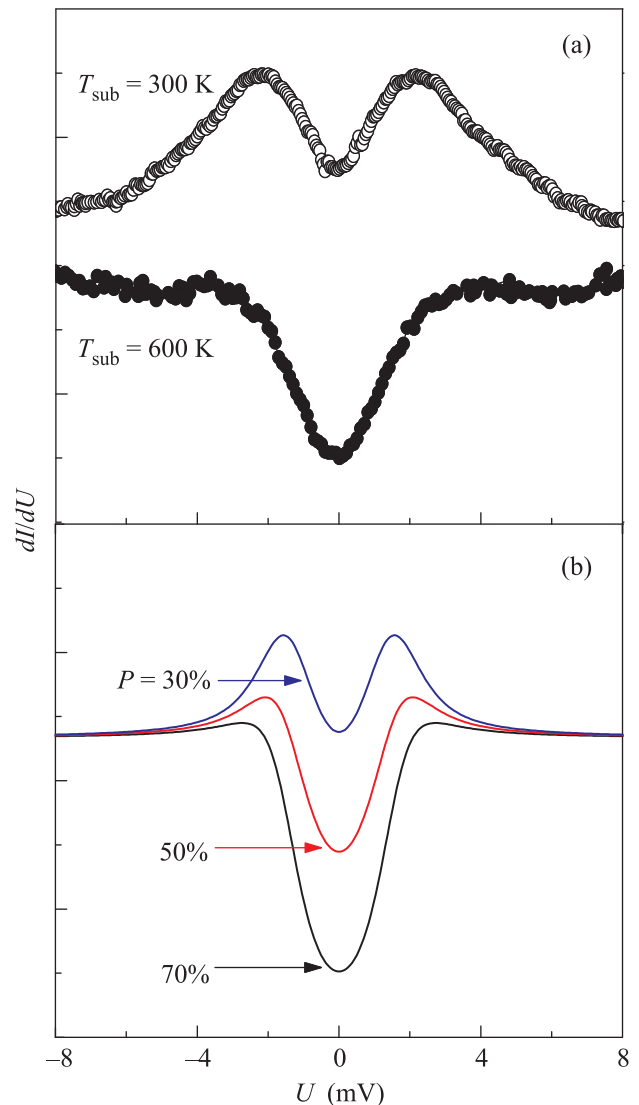


Рис. 2. (Цветной онлайн) Проводимость контактов Nb/Cr. (а) – Пленка сплава Гейслера, напыленная при  $T_{\text{sub}} = 300$  К (открытые кружки), и пленка сплава Гейслера, напыленная при  $T_{\text{sub}} = 600$  К (закрытые кружки). Толщины пленок составляли 200 нм. (б) – Кривые, рассчитанные по теории Стриджерса [14]

$dI/dU$  образца из Серии 1 ( $T_{\text{sub}} = 300$  К) максимальна при напряжении  $U \approx \pm 2.5$  мВ и непрерывно уменьшается как с увеличением, так и с уменьшением  $U$ . Напротив,  $dI/dU$  для образца из Серии 2 ( $T_{\text{sub}} = 600$  К) практически постоянна при  $|U| \geq 3.5$  мВ и имеет минимум при  $U = 0$ . Рассчитанные

зависимости  $dI/dU$  для разных значений поляризации  $P$  с использованием классической теоретической модели Стриджкера [14] изображены на рис. 2b. Для теоретических расчетов мы использовали следующие параметры:  $T = 4.2$  К, параметр прозрачности интерфейса С/Ф  $Z = 0.4$  и размер сверхпроводящей энергетической щели  $\Delta = 1.5$  мэВ. Экспериментальные кривые на рис. 2a проявляют ту же тенденцию, что и рассчитанные зависимости на рис. 2b, что свидетельствует о том, что значение  $P$  для образца из Серии 2 выше, чем у образца из Серии 1. Во-первых, согласно теории (см. рис. 2b)  $dI/dU$  для  $P = 30\%$  монотонно возрастает, поскольку амплитуда напряжения изменяется от 8 мВ до 2 мВ. Напротив, кривая  $dI/dU$  для  $P = 70\%$  почти постоянна в этом диапазоне напряжений. Во-вторых, кривая для  $P = 30\%$  при  $|U| < 1.5$  мВ имеет два максимума и один минимум. При высоких значениях поляризации (около  $P = 70\%$ ) кривая имеет один выраженный минимум. Экспериментальные кривые на рис. 2a показывают качественно те же характерные изменения, что указывает на большее значение  $P \sim 70\%$  для пленки Гейслера, приготовленной при  $T_{\text{sub}} = 600$  К, по сравнению с  $P \sim 30\%$  пленки Гейслера, приготовленной при  $T_{\text{sub}} = 300$  К.

**Сверхпроводящие свойства.** Мы исследовали зависимость  $T_c(d_{\text{Pb}})$  для всех приготовленных образцов. Полученные результаты представлены на рис. 3. Форма зависимости  $T_c(d_{\text{Pb}})$  следующая: при

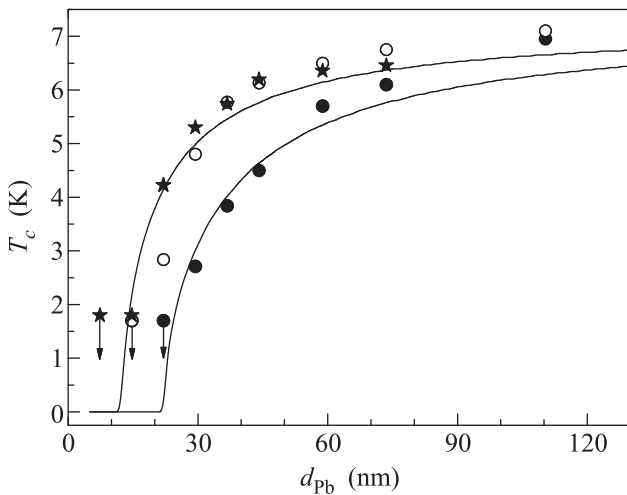


Рис. 3. Зависимость температуры С-перехода от толщины С-слоя Pb: серия образцов  $\text{SG}(12\text{ нм})/\text{Cu}(1.5\text{ нм})/\text{Pb}(d_{\text{Pb}})$ , напыленная при  $T_{\text{sub}} = 300$  К (закрытые кружки); две независимые серии образцов  $\text{SG}(12\text{ нм})/\text{Cu}(1.5\text{ нм})/\text{Pb}(d_{\text{Pb}})$ , напыленных при  $T_{\text{sub}} = 600$  К (открытые кружки и закрашенные звездочки)

уменьшении толщины слоя Pb до 80 нм температура  $T_c$  медленно уменьшается, при дальнейшем уменьшении  $d_{\text{Pb}} - T_c$  начинает резко падать и снижается до нуля, когда  $d_{\text{Pb}}$  приближается к критической толщине. Для Серии 2, приготовленной при  $T_{\text{sub}} = 600$  К, кривая  $T_c(d_{\text{Pb}})$  (открытые кружки на рис. 3) сдвинута влево от данных для Серии 1. Чтобы подтвердить результат, полученный для Серии 2, мы подготовили контрольную Серию 3 образцов при  $T_{\text{sub}} = 600$  К. Результаты для этой серии также представлены на рис. 3 (Серия 3, закрашенные звездочки). Полученные результаты полностью совпадают с данными для образцов из Серии 2. Таким образом мы утверждаем, что существенное смещение кривой  $T_c(d_{\text{Pb}})$  для образцов Серии 1 относительно Серии 2 вызвано различными  $P$  для слоев сплава Гейслера.

**Обсуждение результатов.** Обсудим наши результаты по зависимостям  $T_c(d_{\text{Pb}})$  (см. рис. 3). В соответствии с теорией Фоминова и др. [23], результат для критической толщины С-слоя  $d_{\text{S}}^{\text{crit}}$ , ниже которой сверхпроводимость пропадает, можно получить в пределе  $(\gamma/\gamma_b)(d_{\text{S}}/\xi_{\text{S}}) \ll 1$  как

$$\frac{d_{\text{S}}^{\text{crit}}}{\xi_{\text{S}}} = 2\gamma_{\text{E}} \frac{\gamma}{\gamma_b}, \quad (2)$$

имея в виду, что

$$\gamma = \frac{\rho_{\text{S}}\xi_{\text{S}}}{\rho_{\text{F}}\xi_{\text{F}}}, \quad \gamma_b = \frac{R_b A}{\rho_{\text{F}}\xi_{\text{F}}}, \quad \xi_{\text{S,F}} = \sqrt{\frac{\hbar D_{\text{S,F}}}{2\pi k_b T_c}}. \quad (3)$$

Здесь  $\gamma_{\text{E}} \approx 1.78$  – постоянная Эйлера,  $\rho_{\text{S}}$  и  $\rho_{\text{F}}$  – удельное электросопротивление в нормальном состоянии С- и Ф-слоев;  $R_b$  – сопротивление границы С/Ф в нормальном состоянии,  $A$  – площадь границы и  $D_{\text{S,F}}$  – коэффициенты диффузии электронов проводимости в С- и Ф-слоях, соответственно. Согласно нашим данным по транспортным измерениям  $D_{\text{S}} \sim 110$  см<sup>2</sup>/с и  $D_{\text{F}} \sim 3.3$  см<sup>2</sup>/с.

Кривая  $T_c$  на рис. 3 показывает, что критическая толщина  $d_{\text{S}}^{\text{crit}}$ , ниже которой сверхпроводимость исчезает, составляет  $d_{\text{S}}^{\text{crit}} \sim 42$  нм для Fe/Cu/Pb,  $d_{\text{S}}^{\text{crit}} \sim 23$  нм для Серии 1 и  $d_{\text{S}}^{\text{crit}} \sim 12$  нм для Серии 2. Значение  $P$  для железа взято из работы [12] и составило порядка 42%. Наши данные по точечной спектроскопии с ниобиевой иглой позволяют оценить  $P = 30\%$  для Серии 1 и  $P = 70\%$  для Серии 2.

Основные параметры теории Фоминова и др. [23] – это параметр прозрачности  $\gamma_b$  (3) и значение обменного расщепления зоны проводимости ферромагнетика  $h$ . Для оценки  $\gamma_b$  из рис. 3а мы используем значения  $\rho_{\text{S}} \sim 1.5$  мкОм·см,  $\xi_{\text{S}} = 40$  нм,  $\rho_{\text{F}} \sim 140$  мкОм·см и  $\xi_{\text{F}} = 14$  нм, полученные на основе наших данных. Из (3) получаем  $\gamma = 0.034$  для обеих

серий образцов. Наконец, из (2) получаем  $\gamma_b = 0.15$  для Серии 1 и  $\gamma_b = 0.35$  для Серии 2. Используя эти параметры, мы вычислили теоретические кривые  $T_c(d_{Pb})$  на рис. 3а. Как следует из рис. 3а, теория и эксперимент хорошо согласуются. Из (3) можно сделать вывод, что сопротивление  $R_b$  границы С/Ф для Серии 2 в 2 раза больше, чем сопротивление для Серии 1. Такая разница между двумя наборами образцов не может быть вызвана более окисленной границей С/Ф в образцах из Серии 2. При помощи сканирования поперечных сечений было установлено отсутствие химических различий в интерфейсах СГ/Cu и Cu/Pb, что свидетельствует об отсутствии слоя оксида для обеих серий образцов. Это означает, что дополнительное окисление, или любая другая химическая модификация интерфейсов, не может быть причиной уменьшения коэффициента пропускания электронов, движущихся через интерфейс СГ/Cu/Pb.

Имеются две точки зрения относительно процессов, происходящих на границе С/Ф с высоким значением  $P$  у Ф-слоя. Миронов и Буздин [24] утверждают, что если ферромагнетик находится в полуметаллическом режиме с одной занятой спиновой подзоной, то куперовские пары с нулевой проекцией спина, достигающие границы раздела, должны разрушаться на этой границе, поскольку один электрон пары проникает через интерфейс в полуметалл, а другой, с противоположным спином, обычно отражается обратно в сверхпроводник. Исходя из наших результатов, мы пришли к выводу, что  $\gamma_b$  увеличивается с увеличением  $P$ , т.е. интерфейс С/Ф становится менее прозрачным. Значит, в основном, куперовские пары отражаются от С/Ф-границы без разрушения.

В соответствии с теорией Такахаши и др. [25] сопротивление границы раздела С/Ф для электронов куперовской пары различно для электронов со спином вверх и спином вниз. Чем больше обменное расщепление зоны проводимости ферромагнетика, тем больше сопротивление С/Ф-границы. Следовательно, для больших значений  $h$  ожидаются большие значения  $\gamma_b$ . Этот спиновый дисбаланс играет ключевую роль в процессах, происходящих на границе С/Ф. Обобщение теории Фоминова и др. [23] для сильных ферромагнетиков требует учета того, что проникновение электронов через границу С/Ф происходит с разной вероятностью для электронов с различными проекциями спина, как это предполагалось в граничных условиях Эшрига [26]. Таким образом, для лучшего количественного определения  $P$ , основанного на измерениях критической температуры сверхпро-

водящего перехода в бислоях С/Ф, необходимо развивать теорию в этом направлении.

Итак, мы продемонстрировали, что зависимость критической температуры сверхпроводящего перехода  $T_c$  в бислоях С/Ф Pb/Co<sub>2</sub>Cr<sub>1-x</sub>Fe<sub>x</sub>Al от толщины С слоя чувствительна к степени спиновой поляризации Ф слоя. Такой метод оценки  $P$  в Ф-пленках может оказаться альтернативой известным методам.

Исследования были частично поддержаны грантом РФФИ # 17-02-00229.

1. G. A. Prinz, *Science* **282**, 1660 (1998).
2. В. Ю. Ирхин, М. И. Катсельсон, *УФН* **164**, 795 (1994).
3. Y. V. Kudryavtsev, V. N. Uvarov, V. A. Oksenenko, Y. P. Lee, J. B. Kim, Y. H. Hyun, K. W. Kim, J. Y. Rhee, and J. Dubowik, *Phys. Rev. B* **77**, 195104 (2008).
4. Н. И. Коуров, А. В. Ковалев, В. В. Марченков, А. В. Лукоянов, К. А. Белозерова, *ФТТ* **55**, 899 (2013).
5. R. Meservey and P. Tedrow, *Phys. Rep.* **238**, 173 (1994).
6. W. H. Wang, M. Przybylski, W. Kuch, L. I. Chelaru, J. Wang, Y. F. Lu, J. Barthel, H. Meyerheim, and J. Kirschner, *Phys. Rev. B* **71**, 144416 (2005).
7. K. Miyamoto, A. Kimura, Y. Miura, M. Shirai, M. Ye, Y. Cui, K. Shimada, H. Namatame, M. Taniguchi, Y. Takeda, Y. Saitoh, E. Ikenaga, S. Ueda, K. Kobayashi, and T. Kanomata, *Phys. Rev. B* **79**, 100405 (2009).
8. S. Ouardi, G. H. Fecher, X. Kozina, X. Kozina, G. Stryganyuk, B. Balke, C. Felser, E. Ikenaga, T. Sugiyama, N. Kawamura, M. Suzuki, and K. Kobayashi, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 036402 (2011).
9. P. M. Tedrow, R. Meservey, and P. Fulde, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 1270 (1970).
10. M. Julliere, *Phys. Lett. A* **54**, 225 (1975).
11. M. J. M. De Jong and C. W. J. Beenakker, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1657 (1995).
12. 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).
13. G. E. Blonder, M. Tinkham, and T. M. Klapwijk, *Phys. Rev. B* **25**, 4515 (1982).
14. G. J. Strijkers, F. Y. Yang, C. L. Chien, and J. M. Byers, *Phys. Rev. B* **63**, 104510 (2001).
15. I. I. Mazin, A. A. Golubov, and B. Nadgorny, *J. Appl. Phys.* **89**, 7576 (2001).
16. P. Chalsani, S. K. Upadhyay, O. Ozatay, and R. A. Buhrman, *Phys. Rev. B* **75**, 094417 (2007).
17. P. V. Leksin, A. A. Kamashev, N. N. Garif'yanov, I. A. Garifullin, Ya. V. Fominov, J. Schumann, C. Hess, V. Kataev, and B. Vchner, *Письма в ЖЭТФ* **97**, 549 (2013).

18. 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).
19. P. V. Leksin, A. A. Kamashev, J. Schumann, V. E. Kataev, J. Thomas, B. Büchner, and I. A. Garifullin, *Nano Research* **9**, 1005 (2016).
20. Y. Miura, K. Nagao, and M. Shirai, *Phys. Rev. B* **69**, 144413 (2004).
21. C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, Wiley, N.Y. (1976).
22. A. B. Pippard, *Rep. Prog. Phys.* **23**, 176 (1960).
23. Y. V. Fominov, N. M. Chtchelkatchev, and A. A. Golubov, *Phys. Rev. B* **66**, 014507 (2002).
24. S. Mironov and A. Buzdin, *Phys. Rev. B* **92**, 184506 (2015).
25. S. Takahashi, H. Imamura, and S. Maekawa, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3911 (1999).
26. M. Eschrig, A. Cottet, W. Belzig, and J. Linder, *New J. Phys.* **17**, 083037 (2015).