

02,05

Гигантский спин-вентильный эффект в структурах железо–иттриевый гранат–алюминий

© О.В. Скрябина, Л.С. Успенская

Институт физики твердого тела им. Ю.А. Осипяна РАН,
Черноголовка, Россия

E-mail: uspenska@issp.ac.ru

Поступила в Редакцию 29 апреля 2022 г.

В окончательной редакции 29 апреля 2022 г.

Принята к публикации 12 мая 2022 г.

Выполнены исследования природы резистивных переключений в структурах железо-иттриевого граната–алюминий (ЖИГ/Al), наблюдаемые при изменении направления тока относительно направления намагниченности ЖИГ. Установлено, что эффект, наблюдаемый при повороте магнитного поля усиливается по мере увеличения пропускаемого по структуре тока и достигает 100 процентного переключения из сверхпроводящего в нормальное резистивное состояние. Величина эффекта зависит от геометрических факторов, т.е. соотношения латеральных размеров пластин ЖИГ. Моделирование конфигурации магнитостатического поля показало, что эффект частично определяется именно им. Установлено, что инверсия протекающего по структурам тока также приводит к вариации их сопротивления. Эффект достигает 20% вблизи температуры сверхпроводящего перехода.

Ключевые слова: магнитный диэлектрик, сверхпроводник, эффект близости, спин-орбитальное взаимодействие, размагничивающее поле, спин-вентильный эффект.

DOI: 10.21883/FTT.2022.10.53076.36NN

1. Введение

Интенсивное развитие криоэлектроники и перспектива создания криогенного квантового компьютера подразумевает наличие всей архитектуры компьютера, способной работать при низких температурах. Это и элементы динамической памяти — кубиты, это и статическая память с возможностью ее перезаписи за ультракороткие времена, это и нового типа транзисторы, переключатели и многое другое. Развиваемый в последние годы новый подход к их созданию включает использование магнитоэлектрических эффектов [1,2] в гибридных S/F-наноструктурах для управления свойствами сверхпроводника. Широкое теоретическое и экспериментальное исследование таких структур объясняется и интересной физикой, предсказанием множества новых физических явлений [2–8] и в силу многообещающих приложений в криоэлектронике в качестве бездиссипативных переключателей, реализуемых за счет поворота магнитного поля, тока или ультракороткими импульсами света, элементов криопамяти и т.д. Однако во многих случаях эксперименты допускают неоднозначную трактовку результатов уже потому, что сравниваются состояния с намагниченностью в плоскости и перпендикулярной [9]. Разумеется, такая геометрия эксперимента соответствует необходимой смене ориентации вектора намагниченности от продольного к перпендикулярному. Однако при этом имеет место изменение конфигурации магнитостатических полей рассеяния и неизбежное перестроение магнитной доменной структуры ферромагнетика, изменение ее параметров и жесткости, что также

изменяет взаимодействие ферромагнетика со сверхпроводником.

2. Постановка эксперимента

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований влияния близости магнитного диэлектрика железо-иттриевого граната (ЖИГ) на сверхпроводящие свойства алюминия. Алюминий — технологичный сверхпроводник с большой длиной когерентности, что делает удобным изготовление структур, именно он используется в кубитах. ЖИГ — магнитный диэлектрик с рекордно низким затуханием, гигагерцовыми скоростями переключения намагниченности магнитным полем или светом. Кроме того, именно в бислойных структурах, изготовленных на ЖИГ: нормальных и тяжелых металлах Cr, Fe, Co, Ta, W, Ni, Fe₂₀Ni₈₀, Pt, Pd наблюдались проявления спин-орбитального взаимодействия на интерфейсе [10,11], что дало основание ожидать наблюдение этого эффекта в структурах со сверхпроводниками. Описанные выше свойства материалов и определили их выбор.

Эксперименты выполнялись на полосках Al шириной 3 и 6 μm , длиной 60–100 μm и толщиной 80 nm, изготовленных методом магнетронного распыления непосредственно на пластинки ЖИГ, имеющих ориентацию (112). Поэтому в плоскости пластин имелась всего одна ось легкого намагничивания $\langle 111 \rangle$, вдоль которой и была ориентирована намагниченность, чередуясь по направлению вдоль и против оси в соседних магнитных доменах,

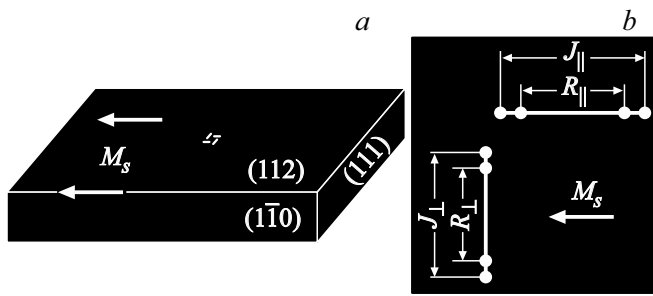


Рис. 1. *a* — схематическое изображение пластинки ЖИГ, приведены ориентации ее граней, показано направление спонтанной намагниченности M_s , а также схематически показано расположение полосок алюминия. Следует обратить внимание, что полоски алюминия много меньше пластинок ЖИГ, и все полоски расположены в центральной области пластинок вне доменных границ. *b* — схема центральной части образца, показывающая ориентацию полосок алюминия на (112) плоскости ЖИГ, параллельную и перпендикулярную направлению M_s , с указанием расположения контактов.

имеющих ширину — $500\ \mu\text{m}$. Полоски Al напылялись по центру этих доменов вдоль и поперек направления намагниченности (рис. 1), что контролировалось визуальными наблюдениями магнитной доменной структуры в поляризационно-оптическом микроскопе в проходящем поляризованном свете. Использовались пластинки ЖИГ размерами $\sim 3.6 \times 4$, 8×2.6 и $10.6 \times 2.2\ \text{mm}$, где первый размер соответствует размеру по направлению легкой оси, второй — поперек оси, с примерно одинаковой толщиной $\sim 60\ \mu\text{m}$. На каждой пластинке располагалось по четыре полоски алюминия, две — узкие и две — широкие.

В каждом цикле одновременно изготавливались образцы ЖИГ/Al и контрольные образцы Si/SiO₂/Al.

Измерения сопротивления проводились стандартным 4-х точечным методом при постоянном токе силой от 1 до $100\ \mu\text{A}$, пропускаемым вдоль полосок алюминия, как показано на рис. 1.

3. Экспериментальные результаты

Как и в наших предыдущих экспериментах [12,13], из-за близости ферромагнитного слоя температура сверхпроводящего перехода T_c всех структур Al, изготовленных на гранате, заметно понижалась по сравнению с аналогичными, но изготовленными на окисленных кремниевых подложках, а сам переход значительно расширился. Это хорошо видно на рис. 2, *a* и *b*, где на графиках представлены зависимости $R(T)$, измеренные на полосках алюминия, напыленных на окисленный кремний (кривые R), на полосках алюминия, напыленных на ЖИГ и ориентированных перпендикулярно направлению M_s в пластинке ЖИГ (кривые R_{\perp}) и параллельно направлению M_s (кривые R_{\parallel}). Также видно, что зависимости $R(T)$ различны для перпендикулярной и параллельной к M_s полосок алюминия, т.е. $R(T)$ зависит от ориентации тока J относительно M_s : переход в сверхпроводящее состояние при $J \times M_s = 0$ завершается при более низких температурах, чем при $J \times M_s \neq 0$.

В настоящей работе мы исследовали, какие еще факторы влияют на величину эффектов. Во-первых, мы установили, что важным оказывается сила тока: чем больше протекающий по структуре ток, тем заметнее различия в виде зависимости $R(T)$ при различной разориентации тока и поля. На рис. 2, *a* приведены $R(T)$ для тока силой $1\ \mu\text{A}$, на рис. 2, *b* — $10\ \mu\text{A}$. Видно, что при токе $10\ \mu\text{A}$ имеет место слабое подавление начала перехода, незначительное уменьшение T_c , если его определять как температуру, при которой сопротивление падает в два

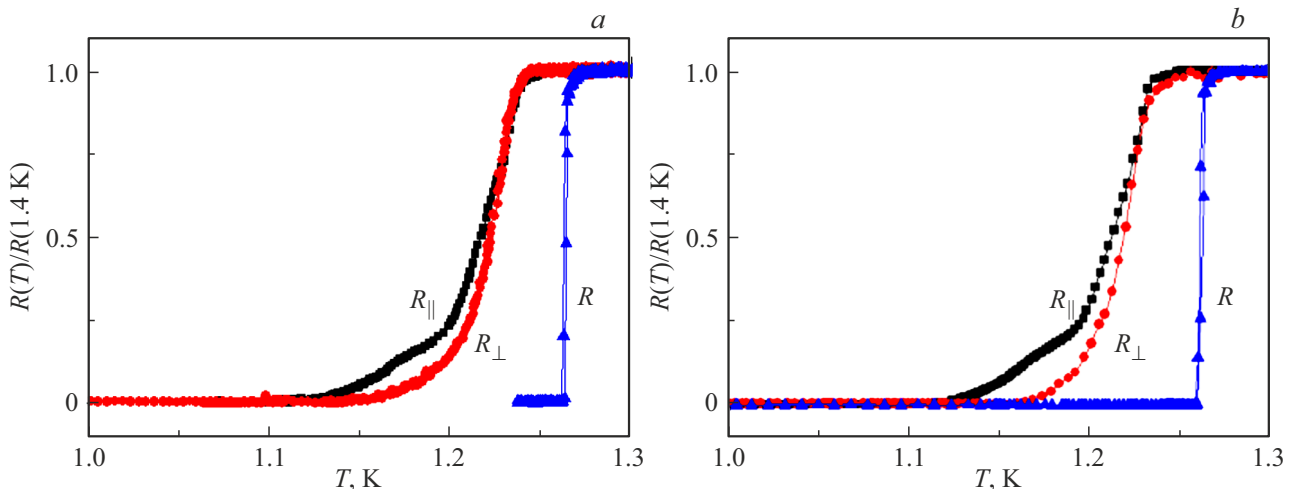


Рис. 2. Температурные зависимости сопротивления структур алюминия, изготовленных на окисленном кремнии (кривые отмечены как R) и на ЖИГ при ориентации структур перпендикулярно (кривые R_{\perp}) и параллельно (кривые R_{\parallel}) намагниченности; *a* — измерения при $J = 1\ \mu\text{A}$, *b* — при $J = 10\ \mu\text{A}$. Пластинка ЖИГ, на которой изготовлены структуры алюминия, имеет размер $10.6 \times 2.2\ \text{mm}$. Ширина полоски алюминия — $6\ \mu\text{m}$.

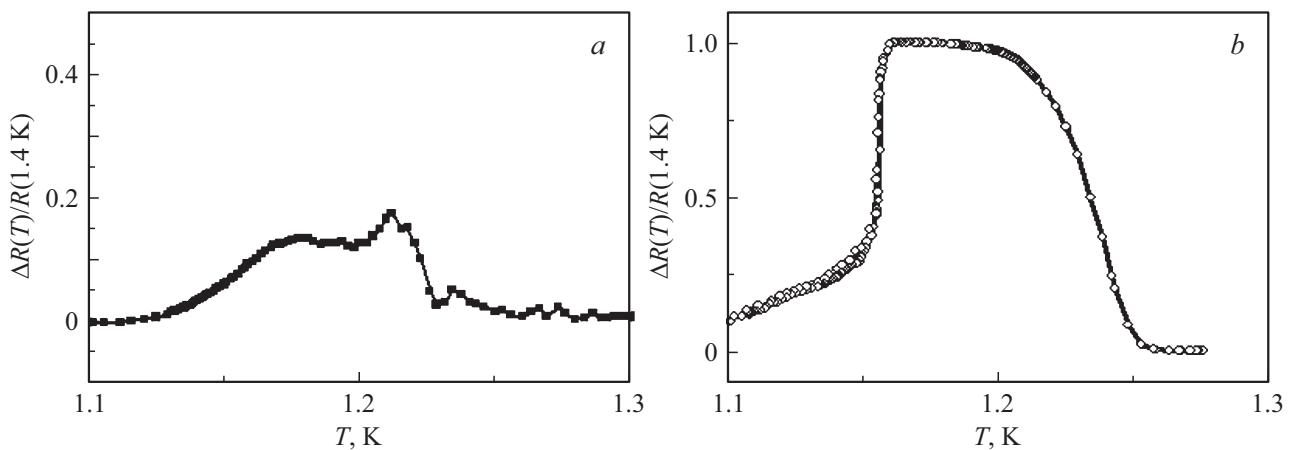


Рис. 3. Разница в R_{\perp} и R_{\parallel} при $a - J = 10 \mu\text{A}$ и $b - J = 100 \mu\text{A}$. Пластина ЖИГ, на которой изготовлены структуры алюминия, имеет размер $10.6 \times 2.2 \text{ mm}$. Ширина полоски Al — $3 \mu\text{m}$.

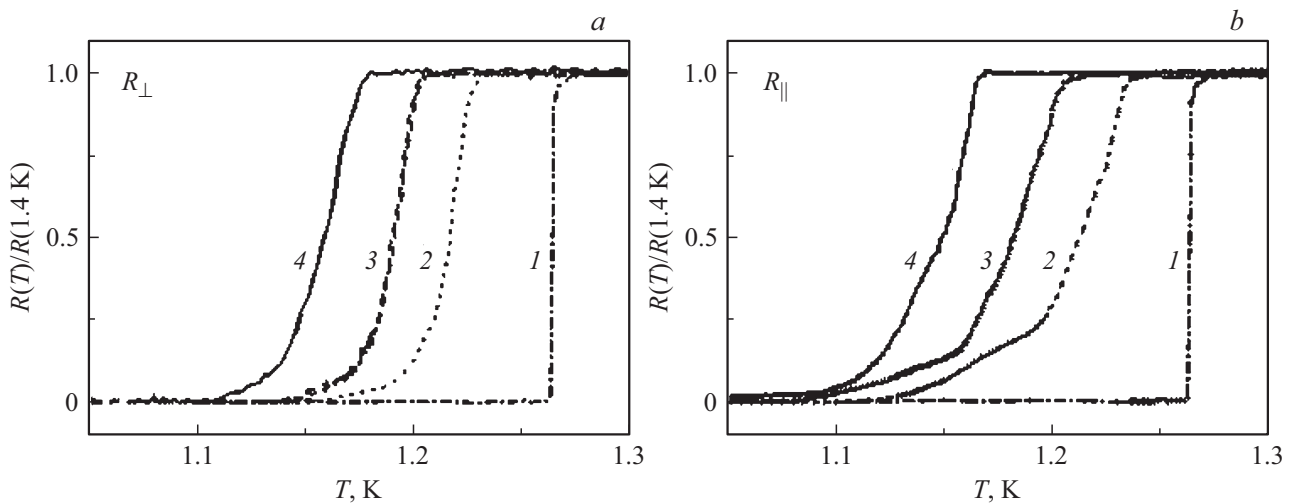


Рис. 4. Температурные зависимости сопротивления структур алюминия, изготовленных на окисленном кремнии (кривая 1) и на ЖИГ (кривые 2, 3, 4) при ориентации структур и протекании тока, a — перпендикулярно и b — параллельно намагниченности. Для образцов, изготовленных на ЖИГ варьируются размеры пластин и изменяется соотношение сторон образцов ЖИГ: 4.8 (кривая 2), 3.1 (кривая 3) и 0.9 (кривая 4). Измерения при токе $10 \mu\text{A}$. Ширина полоски Al — $6 \mu\text{m}$.

раза относительно нормального, но различие между R_{\perp} и R_{\parallel} больше, чем при токе $J = 1 \mu\text{A}$. Эксперимент показывает, что чем сильнее ток, тем сильнее это различие. На рис. 3 даны два графика, показывающие наибольшее наблюдавшееся нами различие в R_{\perp} и R_{\parallel} при двух токах, $J = 10$ и $100 \mu\text{A}$. Видно, что $\Delta R = R_{\perp} - R_{\parallel}$ достигает 100% изменения сопротивления в довольно широком диапазоне температур вблизи T_c , $\Delta T = 1.15 - 1.21 \text{ K}$ при $J = 100 \mu\text{A}$. Приложение больших токов нежелательно, т.к. становится заметным перегрев структур.

Во-вторых, мы выяснили, что форма пластины граната, на которой изготовлены структуры, влияет на величину наблюдаемых эффектов. Как видно из рис. 4, подавление T_c в почти квадратном образце, с соотношением размеров сторон $k = 0.9$ (кривая 4 на рис. 4) значительно сильнее, чем в длинных полосках с $k = 3.1$ или 4.8 (кривые 3 и 2 соответственно, на рис. 4).

Однако различие между $R(T)$ при параллельном и перпендикулярном намагниченности протекании тока более значительно в длинных образцах, чем в почти квадратном, что видно из сравнения соответствующих кривых на рисунках 4 a и b . При этом в перпендикулярной геометрии $R(T)$ остается плавно спадающей с понижением температуры функцией, а в продольной геометрии явно виден излом, усиливающийся по мере удлинения образца (от кривой 4 к кривой 2 на рис. 4). Подчеркнем еще раз, что именно на длинном образце (рис. 3, кривые 2) наблюдается максимальное отличие между кривыми $R_{\perp}(T)$ и $R_{\parallel}(T)$.

И наконец, мы обнаружили, что инверсия направления тока приводит к смещению температуры перехода и изменению сопротивления структуры, рис. 5, a (T_1 и T_2). Особенно существенно это изменение на длинных образцах при измерении на узких полосках алюминия, рис. 5.

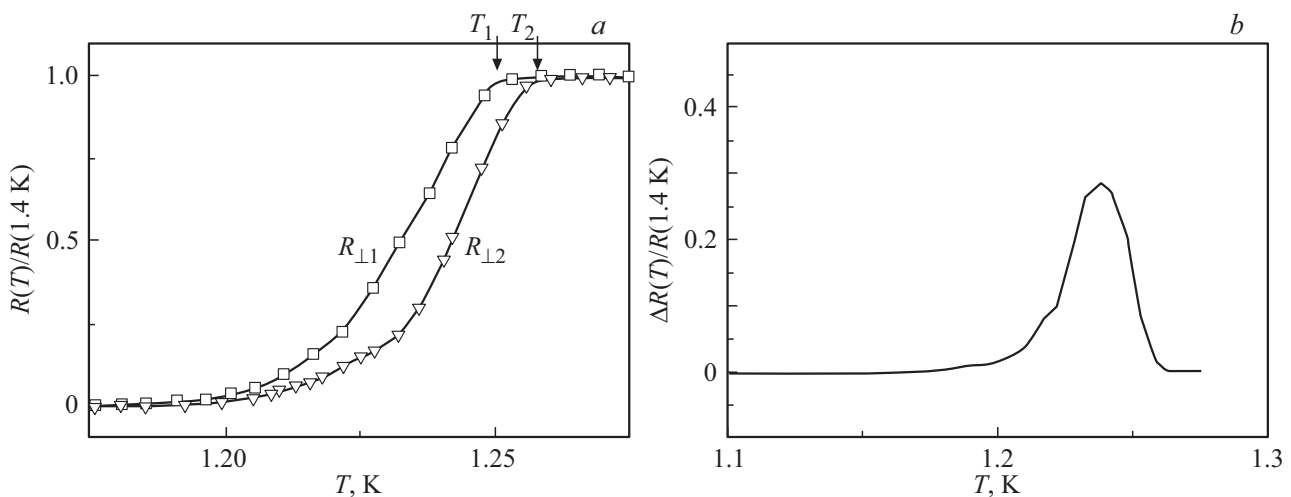


Рис. 5. Изменение сопротивления структуры при поперечном к намагниченности ЖИГ протекании тока силой $100\ \mu\text{A}$ и его инверсии; *a* — экспериментальные зависимости $R_{\perp}(T)$ при двух направлениях тока, T_1 и T_2 — температуры начала сверхпроводящего перехода; *b* — разница между кривыми, показанными на рисунке *a*. Пластина ЖИГ имеет размер $10.6 \times 2.2\text{ mm}$, ширина полоски Al — $3\ \mu\text{m}$.

Хотя этот эффект слабее, чем при переориентации тока на 90 градусов, но при токе силой $50\text{--}100\ \mu\text{A}$ вполне наблюдаем.

4. Обсуждение результатов

Итак, мы установили, что температура перехода алюминия, напыленного на пластинку ЖИГ, в сверхпроводящее состояние и ход зависимости $R(T)$ зависят от взаимной ориентации намагниченности и протекающего по структуре тока, от силы тока, от геометрического фактора, а также изменяется при инверсии тока.

Сначала рассмотрим понижение температуры сверхпроводящего перехода в структурах, изготовленных на гранате по сравнению с такими же структурами, изготовленными на окисленном кремнии. В работе [13] было показано, что эффект может быть связан с влиянием размагничивающего поля, неизбежно присутствующем вблизи поверхности магнетика. Действительно, если магнитный момент граната ориентирован вдоль поверхности пластинки, то размагничивающее поле H_m также направлено вдоль этой поверхности, но встречным к намагниченности образом. В силу сохранения тангенциальной компоненты напряженности поля при переходе через границу раздела гранат–алюминий, это же поле оказывается приложенным к тонкому слою алюминия и в его присутствии происходит охлаждение структуры. Понятно, что это поле может немного понижать температуру перехода. Оценим, насколько существенно это понижение для наших образцов. Структуры алюминия были изготовлены на прямоугольных пластинках граната с различным соотношением размеров сторон, т.е. характеризующихся различными размагничивающими факторами N , определяющими поля рассеяния

$H_m \sim 4\pi N M_s$, где $4\pi M_s = 2400\text{ Oe}$ — низкотемпературная намагниченность насыщения ЖИГ [14]. Эта формула справедлива для H_m в однородно намагниченном образце. В работе [13] было предложено использовать ее с учетом конкретной доменной структуры следующим образом. Рассматривается конкретный домен, в котором расположена структура алюминия, берутся его конкретные размеры: длина, ширина, толщина, которая в нашем случае совпадает с толщиной пластинки, поскольку домены сквозные. В этот домен вписывается эллипсоид и численным методом рассчитывается размагничивающий фактор, а затем вычисляется размагничивающее поле H_m . Приравняв H_m к $H_c(T)$ в формуле, связывающей критическое поле с температурой, [16]: $H_c(T) = H_c(0)[1 - (T/T_c)^2]$, и принимая для алюминия $H_c(0) = 104.9\text{ Oe}$, как для объемного материала, и $T_c = 1.26\text{ K}$, определенное в наших экспериментах на полосках алюминия, изготовленного на окисленном кремнии, рассчитываются ожидаемые температуры сверхпроводящего перехода, $T_c \sim 1.23, 1.22, 1.16\text{ K}$, что весьма неплохо согласуется с экспериментально наблюдаемыми $T_c \sim 1.23, 1.20, 1.17\text{ K}$, рис. 4. Следует заметить, что такое согласие не обозначает, что другие механизмы подавления сверхпроводимости, например, через обменное поле, подавляющее сверхпроводимость вблизи S/F интерфейса [17–19] или Андреевское отражение от спинполяризованного интерфейса [20,21] не дают свой вклад в наблюдаемый эффект, но показывает, что в случае Al прямое подавление сверхпроводимости магнитостатическим полем магнетика оказывается значительным даже при плоскостной намагниченности в ЖИГ.

Еще две особенности представленных результатов обращают на себя внимание. Во-первых, это анизотропия $R(T)$, рис. 2, наблюдающаяся при повороте тока на 90 градусов. Во-вторых, невзаимность — чувствительность $R(T)$ к инверсии тока, рис. 5.

В толстых пленках анизотропию $R(T)$ можно было бы объяснить различным взаимодействием вихрей, сформировавшихся в пленке в процессе охлаждения в присутствии поля H_m , с измерительным током, который в одном случае параллелен, а в другом случае перпендикулярен вихрям. Однако такая модель хорошо работает в пленках толщиной больше ξ , что не выполняется в нашем случае, поэтому применимость модели не вполне понятна. Кроме того, различие зависимостей $R(T)$ при параллельной и перпендикулярной ориентации тока и поля может определяться различной гидродинамикой тока в присутствии поля, но это требует теоретического рассмотрения.

Нарушение взаимности в каких-либо физических свойствах системы часто связывается с нарушением пространственной симметрии этой системы. Например, в работах [2,22–24] предсказано, что нарушение симметрии в направлении нормали к плоским поверхностям проводника (сверхпроводника) может приводить к зависимости сопротивления от направления тока относительно поля. Направление может задаваться, например, односторонним соседством сверхпроводящей пленки с магнетиком. Другой причиной нарушения симметрии в нашей системе может быть градиент деформации пленки из-за ван-дер-ваальсового взаимодействия пленки с подложкой. Такой градиент делает неэквивалентным направления от или к контакту пленки с подложкой. Было бы интересно найти конкретный механизм влияния такого нарушения симметрии на проводимость сверхпроводника.

5. Заключение

Исследованы сверхпроводящие свойства структур ЖИГ/Al, изготовленных на пластинках ЖИГ различного размера, и установлено, что во всех образцах имеет место понижение температуры сверхпроводящего перехода и расширение перехода. Эффект зависит от ориентации проводника относительно намагниченности ЖИГ, от силы тока, пропускаемого по проводнику и от размеров пластинок ЖИГ. В перпендикулярной геометрии обнаружено изменение сопротивления структур при инверсии тока.

Важно отметить, что вблизи T_c в области температур порядка $0.1T_c$ изменение сопротивления при повороте тока достигает 100%, а при инверсии тока — 20%. Переключение сопротивления за счет инверсии тока не требует приложения или переключения дополнительного магнитного поля, достаточно пропускать по структуре относительно слабый ток, плотностью не больше 4×10^4 А/см². Этот эффект может быть использован для создания нового типа низкотемпературных переключателей сопротивления или сенсоров направления тока.

Благодарности

Мы благодарим В.С. Столярова за помощь при изготовлении образцов для исследования, Н. Бебенина,

А. Бобкова, И. Бобкову, А. Мельникова, Ю. Прошина, Н. Пугач, В. Рязанова и В. Эдельштейна за обсуждение полученных нами экспериментальных результатов.

Финансирование работы

Работа выполнена в ИФТТ РАН в рамках Госзадания.

Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

- [1] V.M. Edelstein. Phys. Rev. Lett. **75**, 2004 (1995).
- [2] V.M. Edelstein. Phys. Rev. B **103**, 094507 (2021).
- [3] V.O. Yagovtsev, N.G. Pugach, M. Eschrig. Supercond. Sci. Technol. **34** 025003 (2021).
- [4] А.В. Самохвалов, А.А. Копасов, А.Г. Кутлин, С.В. Мионов, А.И. Буздин, А.С. Мельников. Письма ЖЭТФ **113**, 34 (2021).
- [5] Yu. Ikeda, Yo. Yanase. Phys. Rev. B **102**, 214510 (2020).
- [6] M.A. Silaev, I.V. Bobkova, A.M. Bobkov. Phys. Rev. B **102**, 100507 (2020).
- [7] L.G. Johnsen, K. Svalland, Ja. Linder. Phys. Rev. Lett. **125**, 107002 (2020).
- [8] F.S. Bergeret, I.V. Tokatly. Phys. Rev. B **102**, 060506 (2020).
- [9] N. Banerjee, J.A. Ouassou, Y. Zhu, N.A. Stelmashenko, J. Linder, M.G. Blamire. Phys. Rev. B **97**, 184521 (2018).
- [10] C. Du, H. Wang, P.C. Hammel, F. Yang. J. Appl. Phys. **117**, 172603 (2015).
- [11] J. Holanda, O.A. Santos, J.B.S. Mendes, S.M. Rezende. J. Phys.: Condens. Matter **33**, 435803 (2021).
- [12] Л.С. Успенская, Д.С. Львов, Г.А. Пензяков, О.В. Скрыбина ФММ **121**, 5, 469 (2020)
- [13] O.A. Tikhomirov, O.V. Skryabina, L.S. Uspenskaya. J. Magn. Magn. Mater. **535**, 16807 (2021)
- [14] S. Krupicka. Physik der Ferrite und der Verwandten Magnetischen Oxide. Academia, Prag, (1973).
- [15] J.A. Osborn. Phys. Rev. **67**, 351 (1945).
- [16] V.V. Schmidt. The Physics of Superconductors / Eds P. Muller and A.V. Ustinov. Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg (1997).
- [17] Y.M. Xiong, S. Stadler, P.W. Adams, G. Gatelani. Phys. Rev. Lett. **106**, 247001 (2011).
- [18] T.J. Liu, J.C. Prestigiacomo, P.W. Adams. Phys. Rev. Lett. **111**, 027207 (2013).
- [19] A.S. Vasenko, S. Kawabata, A. Ozaeto, A.A. Golubov, V.S. Stolyarov, F.S. Bergeret, F.W.J. Hekking. J. Magn. Magn. Mater. **383**, 175 (2015).
- [20] D. Beckmann, H. B.Weber, H.V. Löhneysen. Phys. Rev. Lett. **93**, 197003 (2004).
- [21] S.K. Upadhyay, A. Palanisami, R.N. Louie, R.A. Buhrman. Phys. Rev. Lett. **81**, 3247 (1998).
- [22] V.M. Edelstein. Solid State Commun. **73**, 233 (1990).
- [23] V.M. Edelstein. J. Phys.: Condens. Mater. **8**, 339 (1996).
- [24] V.M. Edelstein. Письма в ЖЭТФ **102**, 853 (2015).

Редактор К.В. Емцев