

# МАГНИТОЗАВИСЯЩИЙ СВЕРХПРОВОДЯЩИЙ ТРАНСПОРТ В ОКСИДНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С АНТИФЕРРОМАГНИТНОЙ ПРОСЛОЙКОЙ

Ю. В. Кислинский<sup>a</sup>, К. И. Константианя<sup>a\*</sup>, Г. А. Овсянников<sup>a,b</sup>,  
Ф. В. Комиссинский<sup>a,b,c</sup>, И. В. Борисенко<sup>a</sup>, А. В. Шадрин<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Институт радиотехники и электроники Российской академии наук  
125009, Москва, Россия

<sup>b</sup> Chalmers University of Technology  
SE-41296, Goeteborg, Sweden

<sup>c</sup> Technische Universität Darmstadt  
D-64287, Darmstadt, Germany

Поступила в редакцию 30 августа 2007 г.

Экспериментально показано, что сверхпроводящий ток в гибридных сверхпроводниковых гетероструктурах Nb/Au/Ca<sub>1-x</sub>Sr<sub>x</sub>CuO<sub>2</sub>/YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub> с антиферромагнитной прослойкой имеет джозефсоновскую природу, причем отклонение от синусоидальной зависимости сверхпроводящего тока от разности фаз сверхпроводящих электродов составляет примерно 20 % второй гармоники. Обнаружено, что гетероструктуры обладают существенно большей чувствительностью к внешнему магнитному полю, чем обычные переходы Джозефсона. Экспериментальная форма зависимости критического тока гетероструктур от магнитного поля отличается от обычной фраунгоферовой наличием осцилляций со значительно меньшим периодом по магнитному полю.

PACS: 74.45.+c, 74.50.+r, 75.70.Cn

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Многослойные гибридные сверхпроводниковые структуры с прослойкой из чередующихся слоев ферромагнетиков (F), нормальных металлов (N) и изоляторов (I) вызывают в последнее время повышенный интерес [1–4]. Возможность управлять протеканием тока в таких структурах возникает из-за вращения направления намагниченности в F-слоях под действием слабого магнитного поля. Аналогичные процессы могут протекать в прослойке из антиферромагнетика (AF), который может рассматриваться как набор ферромагнитных слоев атомарной толщины, имеющих противоположно направленную намагниченность [5, 6]. Как было теоретически показано [5], в S–AF–S-структуре (S — сверхпроводник) с прослойкой из антиферромагнетика A-типа

существует критический ток  $I_c$ , который зависит от внешнего магнитного поля  $H$ , вызывающего изменение параметров AF-прослойки:

$$I_c(H) \approx I_c^0 \left( \frac{2}{\pi \beta M_S} \right)^{1/2} \left| \cos \left( \beta M_S - \frac{\pi}{4} \right) \right|, \quad (1)$$

где  $\beta \gg 1$  характеризует электронную структуру AF-прослойки,  $0 < M_S < 1$  — параметр антиферромагнитной упорядоченности, зависящий от пространственных компонент локальной намагниченности F-слоев и внешнего магнитного поля  $H$ ,  $I_c^0$  — критический ток в отсутствие внешнего поля, величина которого совпадает со значением  $I_c$  в эквивалентной S–N–S-структуре [5]. В работе [5] также показано, что затухание сверхпроводящего параметра порядка в AF-прослойке определяется ее металлической проводимостью и в чистом пределе равно  $\xi_{AF} = \hbar v_F / kT$ , где  $v_F$  — скорость Ферми в прослой-

\*E-mail: karen@hitech.cplire.ru

ке,  $T$  — температура,  $h$  и  $k$  — постоянные соответственно Планка и Больцмана.

Из соотношения (1) следует, что период зависимости  $I_c(H)$  для S-AF-S-структуры существенно отличается от периода фраунгоферовой зависимости, типичной для джозефсоновского перехода с однородным барьерным слоем [7]:

$$I_c(H) = I_c^0 \left| \frac{\sin(\pi\Phi/\Phi_0)}{\pi\Phi/\Phi_0} \right|, \quad (2)$$

где  $\Phi = \mu_0 H A$  — магнитный поток, проникающий в джозефсоновский переход,  $\mu_0$  — магнитная постоянная,  $A = L d_e$  — площадь поперечного сечения джозефсоновского перехода,  $d_e = \lambda_{L1} + \lambda_{L2} + t$  — эффективная глубина проникновения магнитного поля в джозефсоновский переход,  $\lambda_{Li}$  — лондоновские глубины проникновения магнитного поля в электроды, образующие этот переход ( $i = 1, 2$ ),  $t$  — толщина барьера между электродами,  $L$  — геометрический размер джозефсоновского перехода. Нули зависимости  $I_c(H)$  в формуле (2) соответствуют вхождению в джозефсоновский переход целого числа квантов магнитного потока  $\Phi_0 = h/2e = 2.07 \cdot 10^{-15}$  Вб, где  $e$  — заряд электрона. В то же время, исходя из формулы (1), нули  $I_c(H)$  соответствуют условию  $\beta M_S = \pi/4 + \pi n$  ( $n = 1, 2, \dots$ ). При этом в случае  $\beta \gg 1$  осцилляции  $I_c(H)$  (1) могут наблюдаться при малых магнитных полях [5].

Фраунгоферова зависимость  $I_c(H)$  наблюдалась в большинстве джозефсоновских переходов, для которых выполняется условие сосредоточенности  $L < 4\lambda_J$ , где  $\lambda_J$  — джозефсоновская глубина проникновения магнитного поля, зависящая от плотности сверхпроводящего тока  $j_c$ :

$$\lambda_J = \left( \frac{h}{4\pi e \mu_0 d_e j_c} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

Для распределенных джозефсоновских переходов ( $L > 4\lambda_J$ ) обычно наблюдается отклонение  $I_c(H)$  от фраунгоферовой формы [7].

Первые экспериментальные данные по протеканию джозефсоновского тока в S-AF-S-структуре были получены в переходах на основе Nb с прослойкой из сплава FeMn [8]. С увеличением  $H$  наблюдалась немонотонная зависимость  $I_c(H)$ , близкая к фраунгоферовой (2). Определенная по нулям  $I_c(H)$  лондоновская глубина проникновения в сверхпроводящие электроды  $\lambda_L = 40$  нм близка к табличному значению для Nb ( $\lambda_L = 47$  нм). Амплитуды вторичных максимумов  $I_c(H)$  примерно в два раза превышали ожидаемые фраунгоферовые, что

могло быть вызвано не только изменением намагниченности AF-прослойки, как следует из формулы (1), но и неоднородным распределением плотности сверхпроводящего тока и локальной намагниченности слоев из-за поликристаллической структуры AF-прослойки. Было экспериментально показано, что длина когерентности  $\xi_{AF}$  определяется температурой Нееля (100–300 К), а не физической температурой (порядка 4 К).

В данной работе представлены результаты экспериментального изучения магнитопольных характеристик гибридных гетероструктур Nb/Au/Ca<sub>1-x</sub>Sr<sub>x</sub>CuO<sub>2</sub>/YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub> на основе эпитаксиальных пленок из оксидного сверхпроводника YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub> (YBCO) с  $d$ -волновой симметрией параметра порядка (D-сверхпроводник) и ниобия (Nb) — обычного металлического сверхпроводника, Au — пленка золота, используемая для уменьшения диффузии кислорода из YBCO, а прослойка Ca<sub>1-x</sub>Sr<sub>x</sub>CuO<sub>2</sub> (CSCO) при низких температурах является квазидвумерным гейзенберговским антиферромагнетиком с температурой Нееля 100 К [9, 10]. Аномальный эффект близости и джозефсоновская природа критического тока в таких оксидных D-AF-S-гетероструктурах, а также предварительные данные по микроволновым и магнитопольным зависимостям были представлены в работах [11, 12].

Заметим, что  $d$ -волновая симметрия параметра порядка в YBCO может вносить изменения в зависимость  $I_c(H)$  [13], а интерпретация результатов измерений  $I_c(H)$  существенно усложняется анизотропией лондоновской глубины проникновения и изменением уровня допирования приконтактных слоев сверхпроводника, определяющих величину  $\lambda_{Li}$  [14–16]. Однако и в этом случае экспериментально наблюдалось [14] хорошее соответствие  $I_c(H)$  с фраунгоферовской зависимостью (2) с учетом неоднородности туннельной прослойки в гибридных переходах на основе пленок YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub>.

## 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эпитаксиальные гетероструктуры CSCO/YBCO напылялись на подложки из NdGaO<sub>3</sub> с помощью лазерной абляции при температуре  $T = 800$  °С. После охлаждения без разрыва вакуума наносилась пленка Au. Использовались два состава CSCO с  $x = 0.15$  и  $x = 0.5$ . Толщина AF-прослойки варьировалась в пределах  $d_S = 20$ –50 нм. Слой Nb и дополнительный слой Au наносились магнетронным распылением. Топология структуры формировалась

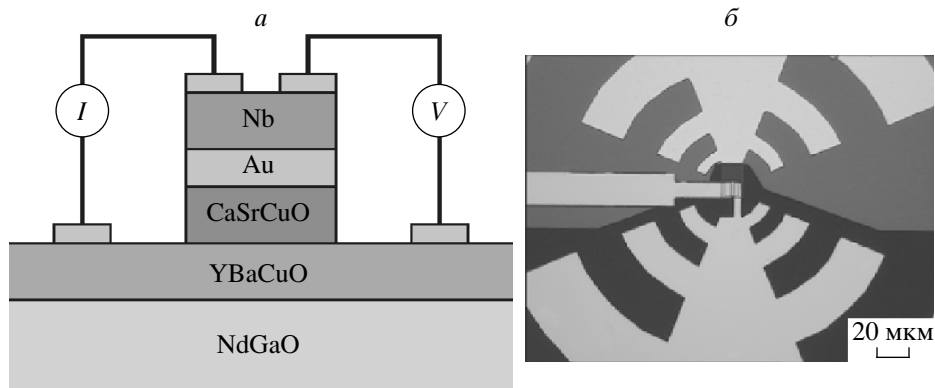


Рис. 1. а) Поперечное сечение структуры с АФ-прослойкой. Толщины слоев: YBaCuO — 200 нм, CaSrCuO — 20–50 нм, Au — 10–20 нм, Nb — 200 нм, б) фотография структуры сверху. Светлый тон — сверхпроводящие электроды логопериодической антенны и боковой отвод, обеспечивающий измерения по 4-точечной схеме

методами фотолитографии, плазмо-химического и ионно-лучевого травлений [11–13]. Поперечное сечение структуры представлено на рис. 1а, а форма структуры представляла собой квадрат с линейными размерами  $L = 10\text{--}50$  мкм, включенный в логопериодическую антенну, применяемую для измерений в электромагнитном поле длин волн миллиметрового диапазона (рис. 1б). Для измерения электрофизических характеристик структуры использовались два контакта к верхнему электроду из Nb и два — к YBCO-пленке (рис. 1а). В этом случае при  $T < T_c$  ( $T_c$  — критическая температура YBCO-пленки) измерения сопротивления прослойки CSCO и границы раздела Au/CSCO проводились по 4-точечной схеме. При этом, согласно предварительным измерениям, сопротивления пленок Au, Nb и CSCO и границы раздела CSCO/YBCO можно пренебречь [11, 12]. В результате полученные структуры с АФ-прослойкой можно рассматривать как S–N– $I_b$ –АФ–D-переходы, где роль барьера  $I_b$  выполняет граница Au/CSCO. Для сравнения по аналогичной методике изготавливались и исследовались гибридные гетероструктуры Nb/Au/YBCO без АФ-прослойки. Измерения структур обоих типов проводились в одинаковых условиях. Для изучения магнитопольных зависимостей в малых полях использовался дополнительный экран из аморфного пермаллоя.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Форма вольт-амперных характеристик (ВАХ) гетероструктур (см. вставку к рис. 2) в области малых

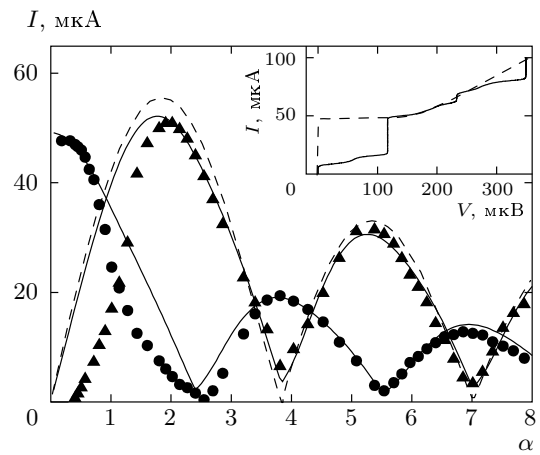


Рис. 2. Зависимости критического тока  $I_c(\alpha)$  (кружки) и первой ступени Шапиро  $I_1(\alpha)$  (треугольники) от нормированной амплитуды  $\alpha \approx I_{RF}/I_c(0)$  внешнего воздействия излучения миллиметрового диапазона частоты 56 ГГц. Штриховыми кривыми показана теоретическая зависимость  $I_1(\alpha)$ , полученная из резистивной модели джозефсоновского перехода. Сплошной линией приведены зависимости, рассчитанные с учетом второй гармоники ток-фазовой зависимости  $q = 0.2$ . На вставке показаны ВАХ гетероструктуры Nb/Au/CSCO/YBCO: автономная (штриховая линия) и под воздействием электромагнитного излучения (сплошная линия)

напряжений ( $V \leq 1$  мВ) была близка к гиперболической, типичной для джозефсоновских переходов. В области напряжений  $V \geq 5$  мВ при температурах  $T_c > T > T'_c$  ( $T'_c$  — критическая температура пленки ниобия) наблюдалась аномалия проводимости

сти с максимумом, соответствующим  $V = 0$ , вызванная, скорее всего, связанными андреевскими состояниями малой энергии [11, 12]. При  $T < T'_c$  на зависимости дифференциального сопротивления гетероструктур от напряжения  $R_d(V)$  наблюдались особенности, вызванные сверхпроводящей щелью в ниобии. Зависимости критического тока всей структуры от температуры  $I_c(T)$  в целом следуют температурной зависимости сверхпроводящего параметра  $\Delta_{Nb}$  в пленке Nb аналогично структурам без АФ-прослойки [13]. Отсутствие квадратичного нарастания критического тока с уменьшением температуры и слабая зависимость характерного напряжения структуры  $V_c = I_c R_N$  ( $I_c$  — критический ток,  $R_N$  — нормальное сопротивление структуры) от толщины CSCO-прослойки (см. таблицу) указывают на то, что в нашем случае толщина прослойки мала, и соотношение  $\xi_{AF} \ll d_S$ , обуславливающее экспоненциальную зависимость критического тока, не выполняется [17]. Поскольку во всех исследованных структурах с АФ-прослойкой толщина  $d_S$  составляет десятки нанометров, глубина проникновения сверхпроводящего параметра порядка в CSCO значительно превышает наблюдающуюся в работе [8] для поликристаллической прослойки из FeMn.

При воздействии монохроматического излучения длин волн миллиметрового диапазона на ВАХ гетероструктур возникают ступеньки Шапиро, вызванные синхронизацией собственного излучения внешним сигналом (см. вставку к рис. 2). Осцилляционные зависимости критического тока и первой ступени Шапиро от нормированной амплитуды внешнего воздействия  $\alpha = I_{RF}/I_c$  (рис. 2) подтверждают джозефсоновскую природу сверхпроводящего тока. Наблюдается удовлетворительное соответствие критической частоты  $f_c = 2eV_c/h = 50$  ГГц, определенной из максимального значения первой ступени Шапиро по резистивной модели (штриховая кривая на рис. 2), с величиной  $f_c = 70$  ГГц, полученной из измеренного на постоянном токе значения  $I_c R_N = 145$  мкВ, что указывает на однородность протекания тока в структуре и отсутствие проколов. Лучшее соответствие максимального значения первой ступени Шапиро и расчетов наблюдается при учете второй гармоники  $\sin 2\varphi$  в зависимости сверхпроводящего тока структуры  $I_S(\varphi) = I_{c1} \sin \varphi + I_{c2} \sin 2\varphi$ . Согласно расчету в рамках модифицированной резистивной модели [13], учитывающей наличие  $I_{c2}$  (сплошная линия на рис. 2), отношение амплитуды второй гармоники к амплитуде первой для структуры, представленной на рис. 2, составляет значение  $q = I_{c2}/I_{c1} = 0.2$ .

На рис. 3а представлена зависимость  $I_c(H)$  для структуры размером  $L = 10$  мкм с АФ-прослойкой из пленки CSCO толщиной  $d_s = 50$  нм и  $x = 0.5$ . Штриховой линией обозначена зависимость, построенная по формуле (2) на основе экспериментальных данных, нормированных на критический ток  $I_c^0$  ( $T = 4.2$  К) и первый нуль магнито-полевой зависимости  $H_1$ . Видно, что положение второго минимума  $H_2$  экспериментальной зависимости значительно отличается от фраунгоферовой (2). Сплошной линией представлена зависимость (1) с экспериментальными параметрами  $I_c^0$ ,  $H_1$  при показателе степени при коэффициенте  $(2/\pi\beta M_S)$  в формуле (1) равном  $-0.75$ , а не  $-0.5$ , как в теории [5]. Отклонение экспериментальных точек от сплошной линии на рис. 3а при малых  $H$  обусловлено ограниченностью применимости формулы (1) при  $M_S$  близких к нулю [5]. Для сравнения на рис. 3б показана зависимость  $I_c(H)$  для гетероструктуры без АФ-прослойки. Видно, что в этом случае отклонение экспериментальной  $I_c(H)$  от фраунгоферовой зависимости наблюдается при более высоких значениях внешнего магнитного поля  $H > H_2$ . Оцененное из измеренной величины  $H_1$  значение  $d_e = \Phi_0/\mu_0 H_1 L = 0.5$  мкм дает величину  $\lambda_{L1} = 0.38$  мкм, превышающую табличное значение для оптимально допированного YBCO  $\lambda_{L1} = 0.15$  мкм [18], вероятно, из-за размагничивающего фактора геометрии структуры. Отметим, что данные, представленные на рис. 3, были получены при воздействии магнитного поля, направленного перпендикулярно плоскости гетероструктуры [19]. Мы не наблюдали существенного различия в форме зависимостей  $I_c(H)$ , экспериментально измеренных для двух различных направлений магнитного поля, перпендикулярно плоскости гетероструктуры и вдоль YBCO-электрода, а размагничивающий фактор образца приводил лишь к изменению масштаба по  $H$  для этих направлений.

Из сравнения данных на рис. 3а и 3б следует, что, несмотря на вдвое меньший размер  $L$  для структуры с АФ-прослойкой, величина  $H_1$  оказывается значительно меньше, чем поле первого минимума для структуры без прослойки. На структурах с  $x = 0.5$  для  $L > 20$  мкм это различие увеличивалось (см. данные в таблице) и составляло величину порядка 20 раз, определенную по нескольким образцам. Принимая во внимание, что измерения проводились в одинаковых экспериментальных условиях и на образцах с идентичной геометрией, уменьшение более, чем на порядок величины внешнего магнитного поля  $H_1$ , необходимого для получения первого минимума  $I_c(H)$  в структурах с CSCO-прослойкой

№ п/п	$d_S$ , нм	$x$	$L$ , мкм	$I_c$ , мкА	$R_N$ , Ом	$V_c$ , мкВ	$\mu_0 \Delta H$ , мкТл	$\lambda_J$ , мкм
274-10	50	0.5	10	2.5	60	150	54	196
274-20	50	0.5	20	10	20	200	9	196
274-30	50	0.5	30	18	9.8	176	5	219
274-40	50	0.5	40	51	4.2	214	6	174
274-50	50	0.5	50	70	2.9	203	3	185
269-20	50	0.15	20	280	0.38	106	12	37
273-10	20	0.5	10	335	0.8	268	38	18
273-20	20	0.5	20	890	0.15	134	49	21
N2-20	0	—	20	20	3.6	72	139	162
N2-30	0	—	30	60	0.93	56	118	140
N2-50	0	—	50	198	0.44	87	56	129

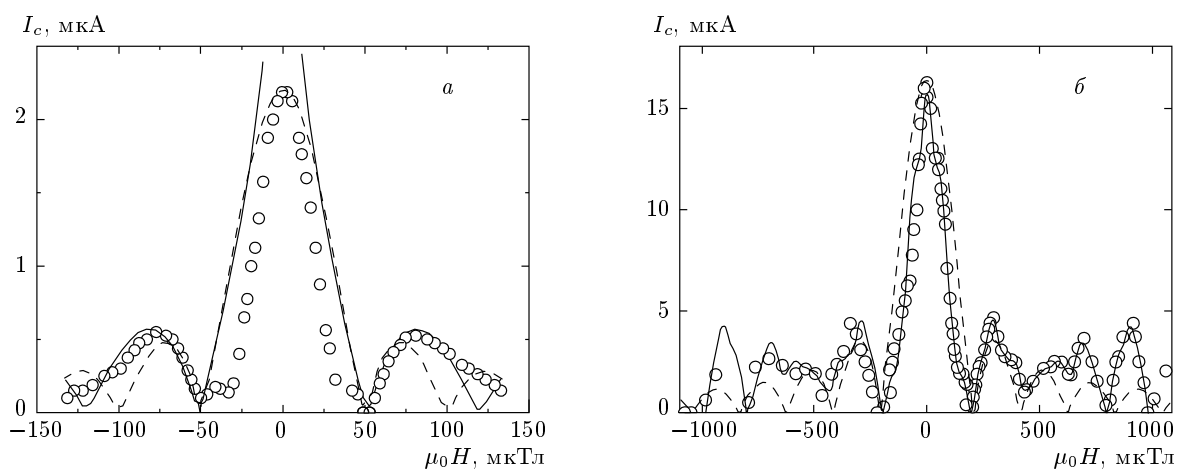


Рис. 3. а) Магнитопольная зависимость критического тока  $I_c(H)$  гетероструктуры размером  $L = 10$  мкм с АФ-прослойкой. Сплошная линия — зависимость, полученная из формулы (1), штриховая — фраунгоферова зависимость (2), б)  $I_c(H)$  для структуры размером  $L = 20$  мкм без АФ-прослойки (Nb/Au/YBCO). Штриховая линия — фраунгоферова зависимость (2), сплошная линия — численный расчет [14]

по сравнению со структурами без прослойки можно связать с наличием АФ-слоя. Заметим, что для структур с  $x = 0.15$  также наблюдалось уменьшение  $H_1$  (и, как следствие, среднего периода  $\Delta H$  осцилляций  $I_c$ ), но в меньшей степени, чем при  $x = 0.5$  (см. данные таблицы).

Такое значительное уменьшение величины  $H_1$  не объясняется увеличением лондоновской глубины проникновения  $\lambda_{L1}$  YBCO из-за уменьшения уровня допирования кислородом YBCO-пленки, приграничной к барьерному слою Au/CSCO (не более 30 % для

критической температуры YBCO равной 40 К) [11]. Судя по уширенным вторичным максимумам, периодичность формы  $I_c(H)$  структур с АФ-прослойкой (рис. 3а) ближе к формуле (1) с  $H_1 \approx (H_2 - H_1)/2$ , в то время как у фраунгоферовой зависимости, следующей из формулы (2),  $H_1 \approx (H_2 - H_1)$ . Отметим, что  $I_c(H)$  структуры без АФ-прослойки хорошо описывается моделью [13], учитывающей наличие S/D-наноконтактов к (001) и (110) плоскости D-сверхпроводника в барьерном слое (сплошная линия рис. 3б). Согласно работе [5] немонотонная зави-

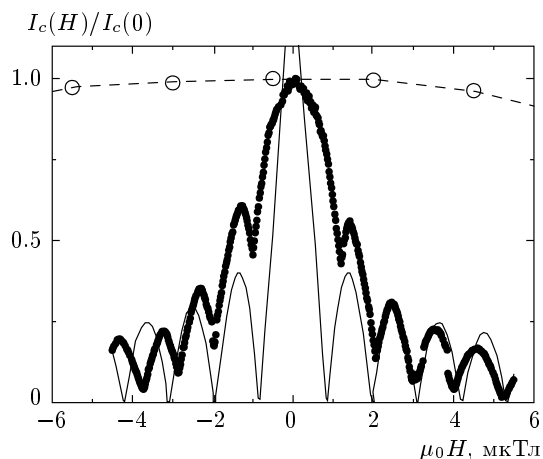


Рис. 4. Магнитолевая зависимость  $I_c(H)$  структуры размером  $L = 50$  мкм с АF-прослойкой (темные кружки), сплошная линия — зависимость, следующая из формулы (1). Для сравнения приведен фрагмент  $I_c(H)$  для структуры без АF-слоя такого же размера (светлые кружки)

симость  $I_c(H)$  с периодичностью, отличной от кванта магнитного потока в S–AF–S-переходах, вызвана слабым изменением наклона магнитных моментов в ферромагнитных слоях под действием внешнего магнитного поля и, соответственно, параметра  $M_S$  в формуле (1). Минимумы  $I_c(H)$  наблюдаются при существенно меньших значениях внешнего магнитного поля, чем значение  $H_1 = \Phi_0/\mu_0 d_c L$ , соответствующее проникновению кванта магнитного потока  $\Phi_0$  в структуру.

При увеличении размеров ( $L > 20$  мкм) зависимости  $I_c(H)$  видоизменяются: имеется максимум критического тока при малых  $H$ , а потом осцилляционное убывание  $I_c(H)$  с периодичностью порядка 1 мТл (см. рис. 4). При  $L = 50$  мкм форма зависимости  $I_c(H)$  скорее соответствует случаю распределенного джозефсоновского перехода, хотя условие распределенности ( $L > 4\lambda_J$ ) не выполняется. Периодичность такой осцилляционной «тонкой структуры»  $I_c(H)$  с достаточно хорошей точностью описывается формулой (1), показанной сплошной линией на рис. 4.

Для структур без АF-прослойки усредненное значение периода поля  $\Delta H$  осцилляций  $I_c(H)$  уменьшалось пропорционально  $1/L$  (рис. 5), в тоже время для структур с АF-прослойкой определить точный ход зависимости  $\Delta H$  от  $L$  не удается из-за сложной формы зависимости  $I_c(H)$  при  $L > 20$  мкм. Подчеркнем, что значительное уменьшение величины  $\Delta H$  наблюдалось на всех исследованных нами структу-

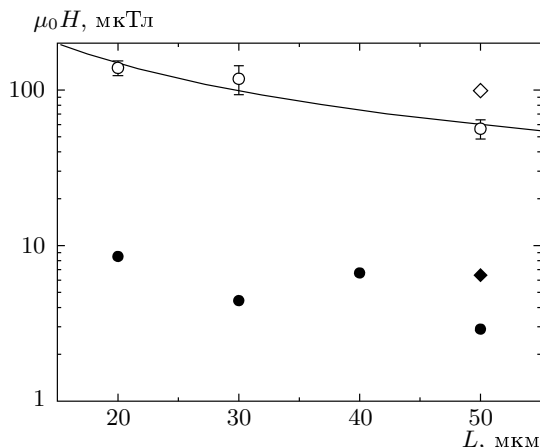


Рис. 5. Зависимость средней ширины пиков  $\mu_0 \Delta H$  от размера гетероструктур: светлые символы — без АF-прослойки, темные — с АF-прослойкой. Кружки — поле перпендикулярно подложке (в качестве ошибки измерения указано среднее квадратичное отклонение), ромбы — поле параллельно плоскости подложки по оси антенны. Сплошная линия — аппроксимация вида  $\Delta H \propto 1/L$

рах с АF-прослойкой, с небольшими отклонениями в зависимости от уровня допирования  $x$  прослойки (см. таблицу).

Высокая чувствительность гетероструктур с АF-прослойкой к внешнему магнитному полю может быть применена для решения прикладных задач. Так, важной характеристикой датчиков магнитного поля на СКВИДах является коэффициент преобразования магнитного поля в напряжение на структуре  $\partial V/\partial(\mu_0 H)$ . Используя семейство ВАХ при воздействии магнитного поля и зависимость  $I_c(H)$  для структуры с  $L = 10$  мкм получаем значение  $\partial V/\partial(\mu_0 H)$  равное 2.5 В/Тл при  $T = 4.2$  К. Эта величина близка к наблюдавшейся при той же температуре  $\partial V/\partial(\mu_0 H) = 2$  В/Тл для СКВИДов на бикристаллической подложке с площадью петли 200 мкм<sup>2</sup> без дополнительного концентратора магнитного потока [20].

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В гибридных оксидных сверхпроводниковых структурах с антиферромагнитной прослойкой экспериментально измерен сверхпроводящий ток, имеющий джозефсоновскую природу. Обнаружено отклонение ток-фазовой зависимости сверхпроводящего тока от синусоидальной формы вследствие

наличия 20-процентного вклада второй гармоники (пропорциональной  $\sin 2\varphi$ ). В отличие от известных джозефсоновских структур, в нашем случае наблюдается модуляция критического тока, вызванная влиянием внешнего магнитного поля на намагниченность антиферромагнитной прослойки. В результате, почти на порядок увеличивается чувствительность структуры к воздействию внешнего магнитного поля.

Авторы благодарны Д. Винклеру, В. В. Демидову, А. В. Зайцеву и И. И. Соловьеву за полезное обсуждение полученных результатов. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке ОФН РАН, Министерства образования и науки РФ, Европейского союза (проект NMP3-СТ-2006-033191), Европейского научного фонда ESF (программы AQDJJ и TНЮХ), МНТЦ 3743, а также в рамках шведской программы KVA.

## ЛИТЕРАТУРА

1. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. V. Efetov, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 1321 (2005).
2. A. V. Zaitsev, *Письма в ЖЭТФ* **83**, 277 (2006).
3. Т. Ю. Карминская, М. Ю. Куприянов, *Письма в ЖЭТФ* **86**, 65 (2007).
4. B. Crouzy, S. Tollis, and D. A. Ivanov, *E-print archives, cond-mat/07061638*.
5. L. P. Gorkov and V. Z. Kresin, *Phys. Rep.* **400**, 149 (2004).
6. B. M. Andersen, I. V. Bobkova, P. J. Hirschfeld, and Yu. S. Barash, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 117005 (2006).
7. А. Бароне, Дж. Патерно, *Эффект Джозефсона. Физика и применения*, Мир, Москва (1984).
8. C. Bell, E. J. Tarte, G. Burnell et al., *Phys. Rev. B* **68**, 144517 (2003).
9. Г. А. Овсянников, С. А. Денисюк, И. К. Бдикин, *ФТТ* **47**, 417 (2005).
10. Г. А. Овсянников, В. В. Демидов, Ю. В. Кислинский, Ф. В. Комиссинский, *Материалы X симпозиума Нанопизика и Наноэлектроника*, Нижний Новгород (2006), т. 2, с. 277.
11. Г. А. Овсянников, И. В. Борисенко, Ф. В. Комиссинский и др., *Письма в ЖЭТФ* **84**, 320 (2006).
12. P. Komissinskiy, G. A. Ovsyannikov, I. V. Borisenko et al., *Phys. Rev. Lett.* **99**, 017004 (2007).
13. A. G. Sun, A. Truscott, A. S. Katz et al., *Phys. Rev. B* **54**, 6734 (1996).
14. Ю. В. Кислинский, Ф. В. Комиссинский, К. И. Константиан и др., *ЖЭТФ* **128**, 575 (2005).
15. H. Akoh, C. Camerlingo, and S. Takada, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 1487 (1990).
16. J. Yoshida, T. Hashimoto, S. Inoue et al., *Jpn. J. Appl. Phys.* **31**, 1771 (1992).
17. K. A. Delin and A. W. Kleinsasser, *Supercond. Sci. Technol.* **9**, 227 (1996).
18. М. Р. Трунин, *УФН* **175**, 1017 (2005).
19. I. Rosenstein and J. T. Chen, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 303 (1975).
20. Z. G. Ivanov, P. A. Nilsson, D. Winkler et al., *Appl. Phys. Lett.* **59**, 3030 (1991).