

PACS numbers: 74.45.+c, 74.50.+r

## Сверхпроводящие токи через ферромагнетик. Инверсия фазы в структурах с джозефсоновскими $\pi$ -контактами

В.В. Рязанов, В.А. Обознов, В.В. Больгинов,  
А.С. Прокофьев, А.К. Феофанов

### 1. Введение

Соотношение между сверхпроводящим током  $I_s$  и разностью фаз  $\varphi$  в сверхпроводящих слабых связях (джозефсоновских контактах) описывается  $2\pi$ -периодической функцией; в простейшем случае туннельного барьера или барьера из грязного нормального металла  $I_s = I_c \sin \varphi$ , где  $I_c$  — критический ток джозефсоновского контакта. Эксперименты последних лет показали, что возможна реализация джозефсоновских структур ( $\pi$ -контактов) с разностью фаз  $\pi$  в основном состоянии, т.е. с аномальными, сдвинутыми на половину периода (рис. 1) токо-фазовым соотношением и зависимостью энергии слабой связи от разности фаз:

$$I_s = -I_c \sin \varphi; \quad E = E_J(1 + \cos \varphi). \quad (1)$$

Хотя термин  $\pi$ -контакт был введен в работе [1] для сверхпроводящих туннельных переходов с магнитными примесями в туннельном барьере, первые реализации сверхпроводниковых слабых связей со спонтанным сдвигом сверхпроводящей разности фаз были осуществлены для структур с другими механизмами инверсии знака сверхпроводящего параметра порядка [2, 3]. Короткий обзор экспериментальных и теоретических работ по исследованию джозефсоновских структур, проявляющих спонтанный  $\pi$ -сдвиг разности фаз, был представлен одним из авторов в [4] вместе с первыми результатами по экспериментальным исследованиям джозефсоновских тонкопленочных сэндвичей сверхпроводник – ферромагнетик – сверхпроводник (SFS-переходов).

Проблема сосуществования сверхпроводимости и ферромагнетизма представляет давний фундаментальный интерес. Антагонизм этих двух явлений с различным спиновым упорядочением является причиной сильного подавления сверхпроводимости в области контактов S- и F-материалов [5]. Попытки создания джозефсоновских SFS-контактов делались ранее разными научными группами (см., например, обзор [6]), однако имевшая место значительная неоднородность ферромагнитных слоев не позволяла, по-видимому, однозначно утверждать, что наблюдаемые нелинейности характеристик обусловлены протеканием сверхпроводящих токов именно через ферромагнетик. Наша группа предложила использовать слабые ферромагнитные сплавы для получения джозефсоновских переходов с высокой однородностью сверхпроводящих токов вдоль ферромагнитной прослойки, которая подтверждается наблюдением совершенных зависимостей критического тока от магнитного поля, приложенного вдоль плоскости переходов [4]. Отсутствие сверхпроводящих закороток и заметных неоднородностей толщины и состава ферромагнитного слоя стало возможным благодаря

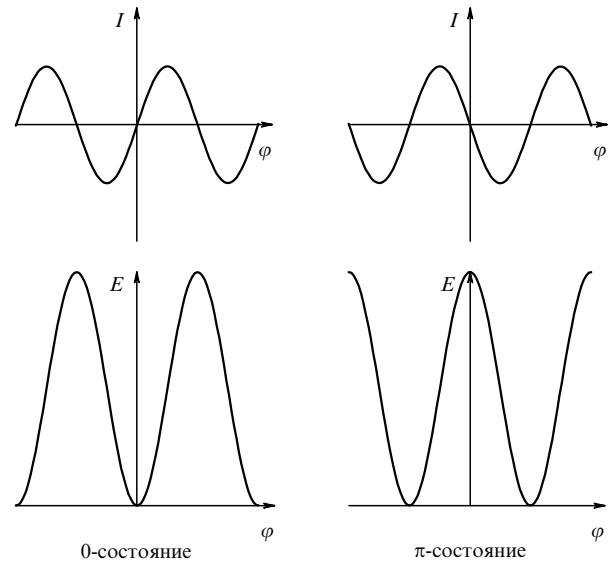


Рис. 1. Токо-фазовое соотношение и зависимость энергии слабой связи от разности фаз для обычного (0-) и  $\pi$ -контакта.

сравнительно большой толщине F-слоя (15–30 нм), которую возможно было использовать в случае ферромагнитных сплавов CuNi с низкой температурой Кюри 30–150 К. Наиболее ярким подтверждением существования сверхпроводящего электронного транспорта в присутствии обменного поля является реализация SFS  $\pi$ -контактов [7, 8] и структур со спонтанными фазовыми сдвигами на их основе [9]. В настоящем сообщении мы обобщаем полученные экспериментальные данные для джозефсоновских переходов Nb – Cu<sub>1-x</sub>Ni<sub>x</sub> – Nb с различным составом  $x$  F-слоя и структур на основе таких переходов. Кроме того, представлено сравнение результатов для SFS-сэндвичей и бислойных SF-структур.

### 2. Эффект близости в SF-системе

Как и в случае SN-границы сверхпроводника с нормальным металлом в SF-системе сверхпроводящие пары способны проникать внутрь ферромагнитного F-слоя на некоторую глубину затухания (которую мы будем обозначать  $\xi_{F1}$ , создавая наведенный сверхпроводящий параметр порядка. Затухание параметра порядка в глубь ферромагнетика возрастает с увеличением его обменной энергии  $E_{ex}$ , поскольку обменное взаимодействие пытается выстроить спины электронов в одном направлении, т.е. разрушить сверхпроводящие пары, которые образованы электронами с противоположно направленными спинами. Если температура Кюри ферромагнетика  $T_{Curie}$  много больше критической температуры  $T_c$  сверхпроводника, обменное взаимодействие в "грязном" ферромагнетике можно считать единственным распаривающим фактором. В этом случае длину затухания сверхпроводящего параметра порядка в ферромагнетике можно оценить, подставляя в обычное соотношение для длины когерентности пар в грязном нормальном металле вместо  $k_B T$  обменную энергию  $E_{ex}$ :

$$\xi_{F1} \sim \left( \frac{\hbar D}{E_{ex}} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

© В.В. Рязанов, В.А. Обознов, В.В. Больгинов,  
А.С. Прокофьев, А.К. Феофанов 2004

где  $D$  — коэффициент диффузии электронов в ферромагнетике. В отличие от случая эффекта близости в SN-системе, где длина когерентности  $\xi_N$ , определяющая затухание параметра порядка в N-слое, является действительной величиной, длина когерентности пар в ферромагнетике  $\xi_F$  — величина комплексная. Это означает, что кроме затухания, определяемого характерной длиной  $\xi_{F1}$ , в ферромагнетике вблизи SF-границы должны возникать осцилляции наведенного сверхпроводящего параметра порядка, связанные с наличием "мнимой" длины когерентности  $\xi_{F2}$ . Параметр порядка (сверхпроводящая волновая функция) может быть выражен через эти величины следующим образом:

$$\begin{aligned} \Psi_F(x) &= \Psi_{F0} \exp\left(-\frac{x}{\xi_F}\right) = \\ &= \Psi_{F0} \exp\left(-\frac{x}{\xi_{F1}}\right) \exp\left(-\frac{ix}{\xi_{F2}}\right). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $\Psi_{F0}$  — параметр порядка в ферромагнетике на SF-границе, а  $x$  — координата в направлении, перпендикулярном к границе раздела. Длина волны осцилляций параметра порядка равняется  $2\pi\xi_{F2}$ . В случае грязного ферромагнетика с  $E_{ex} \gg k_B T$  величины  $\xi_{F1}$  и  $\xi_{F2}$  равны и описываются формулой (2). Тогда комплексную длину когерентности можно записать в виде

$$\xi_F = \left(\frac{\hbar D}{2iE_{ex}}\right)^{1/2}. \quad (4)$$

Впервые наведенный знакопеременный параметр порядка в ферромагнетике вблизи SF-границы был получен в теоретической работе Буздина и др. [10], где отмечается, что это состояние аналогично LOFF-состоянию (состоянию Ларкина – Овчинникова – Фулде – Феррела [11]), предсказанному для гипотетических ферромагнитных сверхпроводников. Физическая причина пространственных осцилляций параметра порядка связана с обменным расщеплением электронных подзон с разными направлениями спинов. Электронный транспорт через SF-границу сопровождается прохождением куперовской пары в сверхпроводник и отражением дырочного возбуждения обратно в ферромагнетик (процесс андреевского отражения), при этом налетающий на границу электрон изменяет не только свой заряд, но также и спин, т.е. оказывается на ветви электронного спектра, принадлежащей другой спиновой подзоне, которая отделена по оси импульсов на величину  $Q = E_{ex}/v_F$  (где  $v_F$  — скорость Ферми электронов в ферромагнетике) от ветви с противоположным спином [12]. В результате в ферромагнетике возникает андреевское связанное состояние с ненулевым импульсом. На языке проникающих в ферромагнетик куперовских пар [13] это означает, что электрон пары, имеющий спин, совпадающий с направлением обменного поля, уменьшает свою энергию вследствие обменного взаимодействия, что компенсируется увеличением кинетической энергии, и, наоборот, электрон пары с противоположным направлением импульса компенсирует избыток энергии, полученной в результате обменного взаимодействия, уменьшением кинетической энергии и импульса. В результате пара как целое смещается в  $k$ -пространстве на величину  $2Q$ . Вклад такой пары в параметр порядка будет определяться дополнительным множителем  $\exp(i2Qx/\hbar)$ . В случае

грязного ферромагнетика (3) осцилляции параметра порядка накладываются на его затухание, возникающее вследствие распаривания на примесях в присутствии обменного поля. Таким образом, наведенная "знакопеременная" сверхпроводимость в ферромагнетике вблизи SF-границы, предсказанная в работах [10, 14, 15], оказалась вполне реализуемой модификацией гипотетического LOFF-состояния [11].

В обсуждаемых ниже экспериментах в качестве ферромагнитного слоя SFS-сэндвичей используется сплав CuNi с низкими температурой Кюри и обменными энергиями. В случае относительно малых обменных энергий ( $E_{ex} \geq k_B T$ ) сравнимый вклад в распаривание дают как тепловая энергия, так и обменное поле. Общее выражение для комплексной длины когерентности в грязном слабом ферромагнетике будет иметь вид [7, 8]

$$\xi_F = \left(\frac{\hbar D}{2(\pi k_B T + iE_{ex})}\right)^{1/2}. \quad (5)$$

Выделяя из этого выражения вещественную и мнимую части, получим

$$\xi_{F1,2} = \sqrt{\frac{\hbar D}{((\pi k_B T)^2 + E_{ex}^2)^{1/2} \pm \pi k_B T}}. \quad (6)$$

Это выражение переходит в (2) при  $E_{ex} \gg k_B T$  и в известное выражение для длины когерентности в нормальном металле при  $E_{ex} = 0$ . Важно заметить, что в то время как длина затухания  $\xi_{F1}$  растет с понижением температуры (как и для SN-контакта), длина волны осцилляций параметра порядка  $2\pi\xi_{F2}$  уменьшается с понижением  $T$ . Температурная зависимость  $\xi_{F2}$  дает возможность наблюдать переход SFS-контакта в  $\pi$ -состояние при изменении температуры.

### 3. Проявление пространственных осцилляций параметра порядка: переход в $\pi$ -состояние джозефсоновского SFS-контакта и немонотонное поведение $T_c$ бислойных SF-структур

Переход в  $\pi$ -состояние проявляет себя в аномальной осциллирующей зависимости критического тока SFS-сэндвича от толщины  $d_F$  ферромагнитного слоя. В связи со знакопеременностью параметра порядка (3) естественно ожидать, что в SFS-контакте начиная с толщин ферромагнетика  $d_F$ , близких к половине длины волны осцилляций  $\lambda_{ex}/2 = \pi\xi_{F2}$ , и до толщин, близких к  $\lambda_{ex}$ , знаки параметра порядка на сверхпроводящих берегах будут разными, т.е. разность фаз на переходе будет равна  $\pi$  в отсутствие внешнего поля и тока (что не противоречит стационарному уравнению Джозефсона (1)). Переход в  $\pi$ -состояние при изменении толщины ферромагнитного слоя  $d_F$  и температуры впервые наблюдался в [7]. Детальная возвратная зависимость критического тока SFS-контакта от  $d_F$  в области перехода в  $\pi$ -состояние (0– $\pi$ -перехода) была измерена позднее в [16, 17]. Однако поскольку в этих работах исследовались только толщины ферромагнитного слоя вблизи 0– $\pi$ -перехода, надежно сравнить экспериментальные результаты с выводами теории невозможно. В работе [15] на основе решений квазиклассических уравнений Узаледа получено следующее выражение для критического тока грязного

SFS-контакта:

$$I_c = I_{c0} y \frac{|\sinh y \cos y + \cosh y \sin y|}{\sinh^2 y \cos^2 y + \cosh^2 y \sin^2 y}, \quad y = \frac{d_F}{\xi_F^*}, \quad (7)$$

где  $\xi_F^* = \xi_{F1} = \xi_{F2}$  определяются соотношением (2). Эта формула описывает немонотонную осциллирующую зависимость  $I_c$  от  $d_F$  в случае  $E_{ex} \gg k_B T$ .

Другим известным следствием возникновения знакопеременного наведенного параметра порядка в ферромагнетике вблизи SF-границы является немонотонная зависимость критической температуры  $T_c$  многослойных SF-структур от толщины F-слоев [14, 18]. Как показано в работах [19–22] минимум на зависимости  $T_c(d_F)$  возникает как в многослойных, так и в двухслойных SF-структурах, и это связано с тем, что подавление сверхпроводимости в S-слое зависит немонотонно от толщины F-слоя. Наибольшее подавление параметра порядка и минимум  $T_c(d_F)$  должны наблюдаться при толщине ферромагнетика, близкой к четверти периода осцилляций параметра порядка  $\lambda_{ex}$  [22], т.е. при  $d_F = (\pi/2)\xi_{F2}$ . При толщине  $\lambda_{ex}/4$  вблизи SF-границы находится нуль параметра порядка, поскольку граничное условие для его производной,  $\Psi'_F(d_F) = 0$ , обуславливает существование пучности параметра порядка на свободной границе ферромагнетика. При несколько большей или меньшей толщине ферромагнетика значение параметра порядка на SF-границе ненулевое и, таким образом, подавление сверхпроводника ферромагнетиком меньше.

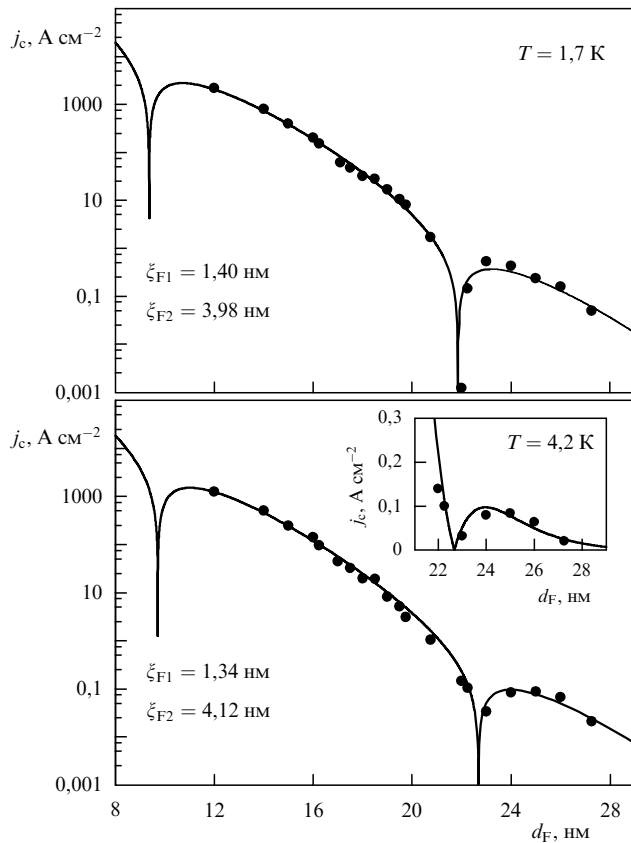
#### 4. Немонотонное поведение критического тока джозефсоновского SFS-контакта. Переходы в $\pi$ -состояние

Экспериментальные исследования джозефсоновских характеристик SFS-переходов (см. также [4, 7, 8]) проводились нами на тонкопленочных сэндвичах  $Nb - Cu_{1-x}Ni_x - Nb$ , в которых в качестве ферромагнитной прослойки были использованы сплавы  $Cu_{1-x}Ni_x$  с  $x$  вблизи 0,5 и температурой Кюри  $T_{Curie} = 30 - 150$  К. Слабый ферромагнетизм сплавов  $CuNi$ , имеющий место в этом интервале концентраций, был важен прежде всего в связи с необходимостью получения сплошных и однородных F-слоев, толщина которых была бы сравнима с длиной затухания пар  $\xi_{F1}$ . В слоях из классических ферромагнитных металлов (Co, Fe, Ni) длина затухания пар близка к 1 нм, поэтому приготовление тонкопленочных джозефсоновских SFS-сэндвичей с использованием этих металлов затруднительно. Использование ферромагнитных сплавов с низкими температурами Кюри позволило нам увеличить длину затухания пар в десятки раз, что обеспечило возможность протекания сверхтоков через F-слои с толщиной, достигающей 20–30 нм, которые могли быть приготовлены с однородностью по толщине 1–2 нм. Другой важный результат использования ферромагнитных сплавов с низкой  $T_{Curie}$  — достижение предела  $E_{ex} \gg k_B T$ , позволяющего наблюдать переход джозефсоновского SFS-контакта в  $\pi$ -состояние при понижении температуры.

На вставке к рис. 3 представлена геометрия тонкопленочного сэндвича  $Nb - Cu_{1-x}Ni_x - Nb$ . Нижний электрод шириной 100 мкм и толщиной 110 нм формировался осаждением ниобиевой пленки магнетронным

распылением в разряде постоянного тока с последующей фотолитографией и химическим травлением. После ионного травления поверхности ниобия производилось осаждение пленки медно-никелевого сплава высококачественным ионно-плазменным распылением (использовались мишени разного состава с  $x$  от 0,52 до 0,57). Затем процессом взрывной фотолитографии формировался слой изоляции с "окном"  $50 \times 50$  мкм или  $10 \times 10$  мкм, которое определяло площадь джозефсоновского SFS-контакта. В качестве изолятора применялась пленка монооксида кремния  $SiO$  толщиной 170 нм, полученная вакуумным испарением. Изготовление структуры завершалось осаждением верхнего ниобиевого электрода шириной 80 мкм и толщиной 240 нм после предварительной ионной очистки поверхности медно-никелевого слоя. Для формирования верхнего электрода образца использовался процесс взрывной фотолитографии. Нормальное сопротивление  $R_n$  переходов составляло  $10^{-4} - 10^{-5}$  Ом, в связи с чем джозефсоновские транспортные характеристики измерялись с помощью сверхпроводящего пиковольтметра на основе ВЧ-сквида с чувствительностью лучше  $10^{-11}$  В. Кривые  $I_c(H)$  для "свежих" или хорошо размагниченных образцов с большой точностью описывались известным "фраунгоферовским" соотношением, что свидетельствовало о высокой однородности толщины и свойств джозефсоновского F-слоя вдоль перехода. При этом центральный пик фраунгоферовской зависимости находился при нулевом значении магнитного поля. Отсутствие влияния макроскопической магнитной индукции и доменов в ферромагнетике связано, по-видимому, с хорошим усреднением мелкомасштабной доменной магнитной структуры F-слоя в немагниченных образцах, что определило высокую однородность протекания сверхпроводящего тока через ферромагнетик.

Основным результатом данной работы является подробное исследование зависимости критического тока SFS-сэндвичей  $Nb - Cu_{0,47}Ni_{0,53} - Nb$  от толщины в широком интервале значений  $d_F$ . В интервале  $d_F = 12 - 26$  нм изменение плотности критического тока составило пять порядков, при этом в области некоторых толщин критический ток вел себя возвратным образом, достигая нуля. На расчетных (сплошных) кривых, представленных на рис. 2, можно видеть два таких отрицательных пика, хотя экспериментальные точки для толщин ферромагнетика меньше 12 нм не представлены. Имеющиеся экспериментальные точки прекрасно фиксируют обратный переход из  $\pi$ - в обычное 0-состояние при толщине  $d_{F,\pi 2} \simeq 2\pi\xi_{F2} = 22 - 23$  нм. Экспериментальные данные, свидетельствующие о существовании минимума в области 10 нм, у нас также уже есть, однако некоторые технологические невоспроизводимости не позволяют представить эти данные в настоящей работе. Зависимость  $I_c(d_F)$  для малых толщин, а также температурный 0– $\pi$ -переход для переходов с  $d_F = 10 - 11$  нм будут вскоре опубликованы. Таким образом интервал толщин 10–23 нм соответствует  $\pi$ -состоянию, которому формально отвечают отрицательные критические токи. Поскольку в реальном эксперименте с заданием тока через образец мы измеряем фактически абсолютные значения  $I_c$ , участок кривой между двумя узкими провалами представляет собой отраженную в положительную часть графика формально отрицательную ветвь зависимости  $I_c(d_F)$ . Положение 0– $\pi$ -переходов на рис. 2



**Рис. 2.** Зависимость плотности критического тока сэндвичей Nb – Cu<sub>0,47</sub>Ni<sub>0,53</sub> – Nb от толщины ферромагнитного слоя при температурах 1,7 К и 4,2 К.  $\pi$  – 0-переход при  $d_F \sim 22$  нм и  $T = 1,7$  К соответствует также занулению критического тока на кривой, представленной на рис. 3 (средняя панель). Вставка на нижнем рисунке — фрагмент кривой в линейном масштабе.

позволяет оценить значение  $\xi_{F2}$ , а наклон огибающей — характерную длину затухания параметра порядка  $\xi_{F1}$ . Легко видеть, что величины  $\xi_{F1}$  и  $\xi_{F2}$  существенно различаются, причем  $d_F \gg \xi_{F1}$ . В этом пределе для подгонки экспериментальных точек к теории (сплошные кривые на графиках) мы заменили формулу (7), вообще говоря, феноменологическим соотношением (8), используя разные переменные у формулы (7): переменная  $y_1 = d_F/\xi_{F1}$  использовалась в качестве аргумента в  $\sinh$  и  $\cosh$ , тогда как переменная  $y_2 = d_F/\xi_{F2}$  служила аргументом в  $\sin$  и  $\cos$ :

$$j_c = j_{c0} \exp\left(-\frac{d_F}{\xi_{F1}}\right) \left| \cos\left(\frac{d_F}{\xi_{F2}}\right) + \sin\left(\frac{d_F}{\xi_{F2}}\right) \right|, d_F \gg \xi_{F1}. \quad (8)$$

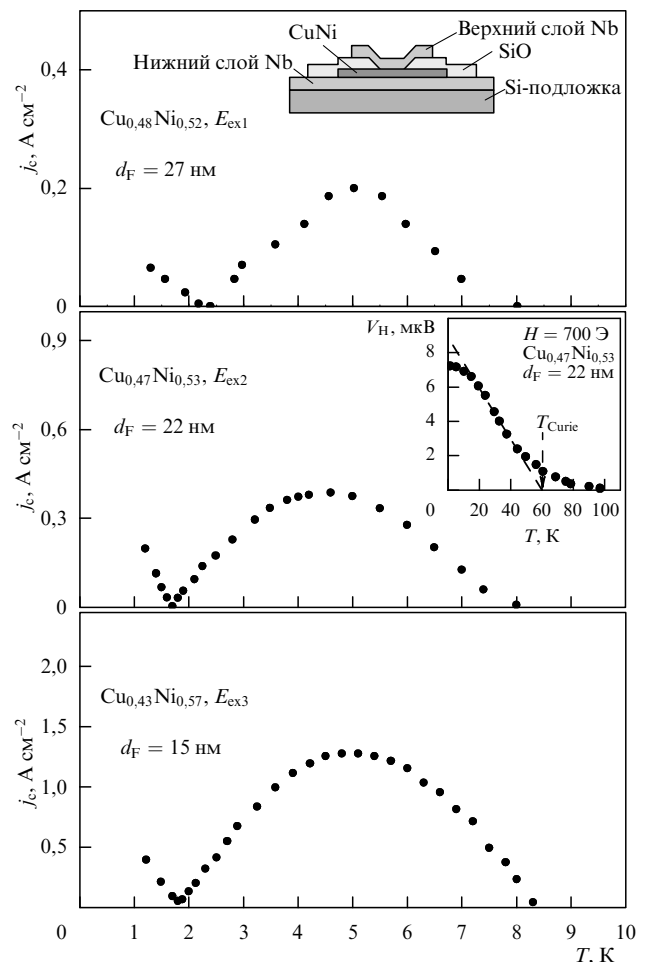
В соответствии с этим соотношением второй нуль критического тока должен иметь место при толщине

$$d_{F,\pi 2} = \frac{7}{4} \pi \xi_{F2} = \frac{7}{8} \lambda_{ex}.$$

На основании подгонки мы получили, что значения  $\xi_{F1}$  и  $\xi_{F2}$  (см. рис. 2) отличаются почти в три раза, что нельзя объяснить только температурным вкладом, который, как видно из рисунка, в интервале температур 1,7–4,2 К изменяет значение  $\lambda_{ex} = 2\pi\xi_{F2}$  менее чем на 1 нм. При выводе (7) не были учтены процессы спин-орбитального

рассеяния [13, 23] и рассеяния с переворотом спина [17, 24], которые, как и понижение температуры, должны увеличивать  $\xi_{F2}$  и уменьшать  $\xi_{F1}$ . Поскольку атомные номера меди и никеля сравнительно невелики, мы предполагаем, что влиянием спин-орбитального рассеяния можно пренебречь по сравнению с рассеянием с переворотом спина. Последнее же может быть весьма существенным, что обусловлено наличием обогащенных никелем кластеров в сплаве CuNi с концентрацией, близкой к 50% [25, 26], которые создают значительные неоднородности магнетизма в F-слое. Присутствием кластеров в CuNi-пленках объясняются также затянутые "хвосты" на температурных зависимостях магнитного момента и напряжения anomalous эффекта Холла, которые мы использовали для определения температуры Кюри F-слоев (см. вставку на средней панели рис. 3).

Как мы уже указывали выше, слабый ферромагнетизм CuNi-сплава позволяет наблюдать температурный 0– $\pi$ -переход. Некоторое различие толщин  $d_{F,\pi 2}$  переходов при температурах 4,2 и 1,7 К на двух кривых,



**Рис. 3.** Аномальные температурные зависимости плотности критического тока SFS-сэндвичей с различным содержанием Ni ( $x = 0,52, 0,53$  и  $0,57$ ) в Cu<sub>1-x</sub>Ni<sub>x</sub>-слое Nb – Cu<sub>1-x</sub>Ni<sub>x</sub> – Nb-сэндвичей с толщиной  $d_F$ , близкой к значению, соответствующему обратному переходу из  $\pi$ - в 0-состояние. Вставка на верхней панели показывает поперечное сечение SFS-сэндвича (схематически). Вставка на средней панели — пример определения температуры Кюри на основании измерения намагниченности насыщения с помощью аномального эффекта Холла [16].

представленных на рис. 2, связано с температурной зависимостью  $\xi_{F2}(T)$  (см. выражение (6)). На рисунке 3 показаны экспериментально измеренные температурные зависимости плотностей критического тока  $j_c(T)$  SFS-сэндвичей с различной концентрацией никеля ( $x = 0,52, 0,53$  и  $0,57$ ) в  $\text{Cu}_{1-x}\text{Ni}_x$ -слое при толщинах  $d_F$ , близких к значению обратного ( $\pi-0$ ) перехода. Возвратная температурная зависимость — прямое следствие перехода при температуре  $T = T_{\pi 2}$ . При понижении температуры "отрицательная" ветвь, соответствующая  $\pi$ -состоянию, переходит в положительную область, проходя через нулевое значение критического тока. В соответствии с (4) длина  $\xi_{F2}$  обратно пропорциональна  $\sqrt{E_{\text{ex}}}$  и, следовательно,

$$d_{F,\pi 2} = \frac{7}{4} \pi \xi_{F2} \propto \sqrt{E_{\text{ex}}}.$$

Поскольку мы не имели возможности прямо измерить  $E_{\text{ex}}$  и судили о магнетизме F-слоя только по температуре Кюри, мы не можем произвести количественного сравнения полученных результатов с (4) или (6). Однако качественное соответствие налицо: чем больше содержание никеля в ферромагнитном сплаве, тем меньше период пространственных осцилляций параметра порядка в F-слое, что определяет меньшие толщины ферромагнетика, при которых возможно наблюдение температурного перехода в  $\pi$ -состояние в SFS-сэндвиче.

Нам интересно также было сравнить зависимость критического тока SFS-сэндвичей от толщины F-слоя с зависимостью  $T_c(d_F)$  для SF-бислоев [28]. Дело в том, что, хотя экспериментальные исследования немонотонного поведения  $T_c$  многослойных SF-структур [18, 27, 19, 21] имеют более богатую историю по сравнению с исследованиями поперечного транспорта в SF-сэндвичах, они долгое время считались недостаточно убедительным подтверждением существования пространственных осцилляций сверхпроводящего параметра порядка в ферромагнетике. На рисунке 4 показана геометрия экспери-

мента и результат измерения зависимости критической температуры  $T_{c1}(d_F)$  для SF-бислоя  $\text{Nb} - \text{Cu}_{0,43}\text{Ni}_{0,57}$ . Технология приготовления использованных в эксперименте [28] бислоев, а также состав Nb- и CuNi-слоев полностью соответствовали двум нижним слоям  $\text{Nb} - \text{Cu}_{0,43}\text{Ni}_{0,57} - \text{Nb}$  сэндвича, результаты для которого представлены на нижней панели рис. 3. В качестве ферромагнитного слоя использовались пленки сплава  $\text{Cu}_{0,43}\text{Ni}_{0,57}$  с температурой Кюри  $T_{\text{Curie}}$  около 150 К. Нижний сверхпроводящий слой в бислое имел толщину 11 нм (близкую к его длине когерентности). Критическая температура бислоя изменялась в интервале 3–7 К при изменении толщины F-слоя от 1 до 20 нм. Легко видеть, что критическая температура проходит через минимум при толщине  $d_F = 4-5$  нм, которая, как обсуждалось выше, должна соответствовать четверти периода пространственных осцилляций  $\lambda_{\text{ex}}$ . С другой стороны, толщина  $d_{F,\pi 2} = 15$  нм, при которой наблюдается второй температурный переход в SFS-сэндвиче, должна быть равна  $(7/8)\lambda_{\text{ex}}$ . Таким образом, из обоих типов экспериментов следует один и тот же период осцилляций параметра порядка в сплаве  $\text{Cu}_{0,43}\text{Ni}_{0,57}$ , равный 17 нм.

## 5. Фазочувствительные эксперименты. Непосредственное наблюдение спонтанных фазовых сдвигов в структурах с SFS $\pi$ -контактами

Было предложено и реализовано несколько экспериментальных фазочувствительных методов непосредственного наблюдения перехода в  $\pi$ -состояние. Наиболее прямым способом детектирования сдвига разности фаз джозефсоновских контактов на  $\pi$  является исследование зависимостей критического тока от магнитного поля сверхпроводящих интерферометров с тремя контактами в ячейке [9]. В таких структурах при переходе контактов в  $\pi$ -состояние в отсутствие тока и внешнего поля в каждой ячейке возникает набег сверхпроводящей фазы, равный нечетному числу  $\pi$ , что полностью аналогично приложению внешнего магнитного потока, равного половине кванта потока  $\Phi_0/2$  на ячейку интерферометра с контактами в обычном 0-состоянии. Легко понять, что температурный 0– $\pi$ -переход контактов в такой структуре должен проявляться в сдвиге зависимости критического тока интерферометра от приложенного магнитного потока на половину периода, что и наблюдалось в эксперименте [9, 8].

Своеобразной визитной карточкой  $\pi$ -состояния является также возникновение спонтанного магнитного потока, равного половине кванта  $\Phi_0/2$  в сверхпроводящем кольце с одним  $\pi$ -контактом. Наличие фазового  $\pi$ -сдвига в контакте приводит к необходимости протекания по кольцу тока, создающего магнитный поток  $\Phi_0/2$ , соответствующий дополнительному набегу фазы  $\pi$  в замкнутом сверхпроводящем контуре. В работе [1], в которой был предсказан первый  $\pi$ -контакт, показано, что состояние со спонтанным потоком может реализоваться в одноконтном интерферометре только в случае, когда  $2\pi L I_c > \Phi_0$  ( $L$  — индуктивность сверхпроводящего кольца,  $I_c$  — критический ток контакта), в противном случае в кольце невозможно создать спонтанный поток  $\Phi_0/2$  и разность фаз на  $\pi$ -контакте будет равна нулю. Однако и в случае  $2\pi L I_c < \Phi_0$ , который соответствует безгистерезисному режиму одноконтного

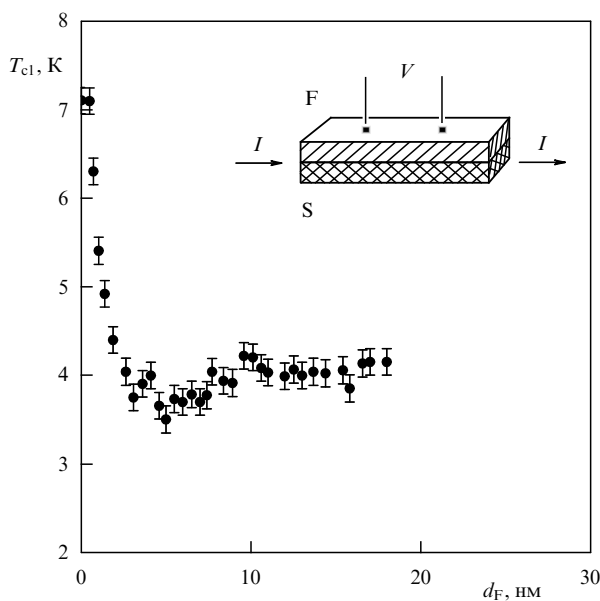


Рис. 4. Критическая температура бислоевых  $\text{Nb} - \text{Cu}_{0,43}\text{Ni}_{0,57}$ -структур в зависимости от толщины ферромагнитного слоя. На вставке показана геометрия резистивного эксперимента.

интерферометра, изменение токо-фазового соотношения от  $I_s = I_c \sin \varphi$  к  $I_s = -I_c \sin \varphi$  должно приводить к определяемому полупериодному сдвигу зависимости потока в интерферометре  $\Phi$  от внешнего потока  $\Phi_e$ : участок кривой  $\Phi(\Phi_e)$  вблизи  $\Phi_e = \Phi_0/2$ , соответствующий разности фаз  $\pi$  в обычном контакте, при переходе этого контакта в  $\pi$ -состояние переместится в начало координат и будет соответствовать нулевой разности фаз  $\pi$ -контакта. Описанный эксперимент был выполнен недавно в работе [29]. Была использована возвратная зависимость  $I_c(T)$  сэндвича Nb – Cu<sub>0,47</sub>Ni<sub>0,53</sub> – Nb в области перехода в  $\pi$ -состояние, аналогичная представленной на рис. 3. В непосредственной близости к  $T_{\pi 2}$  реализовался безгистерезисный режим и переход в  $\pi$ -состояние проявлялся в полупериодном сдвиге характеристик одноконтактного интерферометра от магнитного поля. Дальнейшее увеличение критического тока в  $\pi$ -состоянии приводило к появлению спонтанного магнитного потока, нарастающего до значения  $\Phi_0/2$ .

## 6. Заключение

Таким образом, в серии экспериментальных работ, выполненных в 2001–2004 гг., были исследованы особенности эффекта близости и сверхпроводящего транспорта в структурах сверхпроводник – ферромагнетик – сверхпроводник. Показано, что непосредственным проявлением сосуществования сверхпроводимости и ферромагнетизма являются знакопеременные пространственные осцилляции сверхпроводящего параметра порядка в ферромагнетике вблизи SF-границ. В джозефсоновских SFS-сэндвичах изменение знака параметра порядка может приводить к возникновению спонтанной разности фаз  $\pi$  на обкладках сэндвича, т.е. к переходу джозефсоновских контактов в  $\pi$ -состояние. В представленных экспериментах обнаружены переходы в  $\pi$ -состояние и обратно, проявляющиеся в аномальных зависимостях критического тока от толщины и температуры. Получено хорошее согласие между результатами экспериментов на SFS-сэндвичах и SF-бислойных структурах. Показано, что минимум критической температуры SF-бислоя соответствует толщине ферромагнетика, равной четверти периода пространственных осцилляций параметра порядка. Обнаружены фазовые сдвиги и спонтанный магнитный поток в интерферометрах с  $\pi$ -контактами.

Авторы благодарны Я. Аартсу, М. Априли, А.И. Буздину, А.А. Голубову и Л.Н. Булаевскому за плодотворные обсуждения, а также Н.С. Степакову и А.В. Тимофееву за помощь в проведении экспериментов. Работа была поддержана грантами РФФИ, ОФН РАН, Министерства науки и образования РФ, CRDF (N RP1-2413-CG-02) и INTAS (N 01-0809).

## Список литературы

1. Булаевский Л Н, Кузий В В, Собынин А А *Письма в ЖЭТФ* **25** 314 (1977)
2. Wollman D A et al. *Phys. Rev. Lett.* **71** 2134 (1993); Tsuei C C et al. *Phys. Rev. Lett.* **73** 593 (1994); Wollman D A et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 797 (1995); Van Harlingen D J *Rev. Mod. Phys.* **67** 515 (1995)
3. Baselmans J J A et al. *Nature* **397** 43 (1999)
4. Рязанов В В *УФН* **169** 920 (1999)
5. De Gennes P G, Sarma G J. *Appl. Phys.* **34** 1380 (1963); Hauser J J, Theuerer H C, Werthamer N R *Phys. Rev.* **142** 118 (1966); Заварицкий Н В, Григорьев В Н *Письма в ЖЭТФ* **14** 112 (1971)
6. Борухович А С *УФН* **169** 737 (1999)
7. Veretennikov A V et al. *Physica B* **284–288** 495 (2000); Ryzanov V V et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 2427 (2001)
8. Ryzanov V V et al., in *Mesoscopic and Strongly Correlated Electron Systems "Chernogolovka 2000"*: Proc. of the Intern. Conf., Chernogolovka, Moscow Region, Russian Federation, 9–16 July 2000; *Usp. Fiz. Nauk* (Suppl.) **81** (2001); <http://turpion.com/specials/pu/proceedings/2001/10/81.pdf>
9. Ryzanov V V et al. *Phys. Rev. B* **65** 020501(R) (2002)
10. Буздин А И, Булаевский Л Н, Панюков С В *Письма в ЖЭТФ* **35** 147 (1982)
11. Ларкин А И, Овчинников Ю Н *ЖЭТФ* **47** 1136 (1964); Fulde P, Ferrell R A *Phys. Rev.* **135** A550 (1964)
12. de Jong M J M, Beenakker C W J *Phys. Rev. Lett.* **74** 1657 (1995)
13. Demler E A, Arnold G B, Beasley M R *Phys. Rev. B* **55** 15174 (1997)
14. Radovic Z et al. *Phys. Rev. B* **44** 759 (1991)
15. Буздин А И, Вуйичич Б, Куприянов М Ю *ЖЭТФ* **101** 231 (1992)
16. Kontos T *Phys. Rev. Lett.* **89** 137007 (2002)
17. Sellier H et al. *Phys. Rev. B* **68** 054531 (2003)
18. Jiang J S et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 314 (1995)
19. Aarts J et al. *Phys. Rev. B* **56** 2779 (1997)
20. Tagirov L R *Physica C* **307** 145 (1998)
21. Lazar L et al. *Phys. Rev. B* **61** 3711 (2000)
22. Fominov Ya V, Chtchelkatchev N M, Golubov A A *Phys. Rev. B* **66** 014507 (2002)
23. Krivoruchko V N, Petryuk R V *Phys. Rev. B* **66** 134520 (2002)
24. Buzdin A I (unpublished)
25. Levin K, Mills D L *Phys. Rev. B* **9** 2354 (1974)
26. Houghton R W, Sarachik M P, Kouvel J S *Phys. Rev. Lett.* **25** 238 (1970)
27. Mühge Th et al. *Phys. Rev. Lett.* **77** 1857 (1996)
28. Рязанов В В и др. *Письма в ЖЭТФ* **77** 43 (2003)
29. Frolov S M et al., cond-mat/0402434