

11. Wollman D A et al. *Phys. Rev. Lett.* **71** 2134 (1993); Kirtley J R et al. *Nature* (London) **373** 225 (1995)  
 12. Рязанов В В *УФН* **169** 920 (1999)

PACS numbers: 03.67.Lx, 73.23.Hk, 73.40.-c, 85.25.Cp

## Джозефсоновский $\pi$ -контакт сверхпроводник – ферромагнетик – сверхпроводник как элемент квантового бита (эксперимент)

В.В. Рязанов

### 1. Введение

Авторы работ [1, 2] предложили несколько вариантов реализации квантового бита на основе сверхпроводящих структур, включающих джозефсоновские 0- и  $\pi$ -переходы, т.е. обычные сверхпроводящие контакты со слабой связью и контакты, имеющие спонтанный  $\pi$ -сдвиг макроскопической разности фаз сверхпроводящих волновых функций (параметра порядка) на берегах джозефсоновского перехода. Во втором разделе настоящего сообщения дается краткий обзор теоретических и экспериментальных исследований структур, проявляющих спонтанный фазовый сдвиг. В основной части кратко изложены результаты исследований с участием автора переходов сверхпроводник – ферромагнетик – сверхпроводник (SFS-переходов), которые представляются наиболее предпочтительными для использования в перспективных элементах квантовой логики.

### 2. Джозефсоновские структуры, проявляющие спонтанный $\pi$ -сдвиг разности фаз

Наибольшее число работ последних лет по исследованию  $\pi$ -контактов связано с изучением нетривиального параметра порядка в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП). В случае предполагаемой  $d$ -волновой симметрии ( $d_{x^2-y^2}$ ) знак параметра порядка зависит от направления в базовой плоскости кристалла ВТСП и должен изменяться на противоположный при переходе с одной грани кристалла на другую, расположенную под прямым углом, что соответствует изменению на  $\pi$ -фазы параметра порядка. Идея подобного  $\pi$ -контакта на бикристаллической границе "нетривиального" сверхпроводника была впервые предложена в [3] и проверялась в ряде фазочувствительных интерференционных экспериментов на бикристаллических контактах [4], двухконтактных сверхпроводящих кольцах [5, 6] и угловых (0- $\pi$ )-контактах [7], содержащих ВТСП и традиционный сверхпроводник с изотропной ( $s$ -волновой) симметрией параметра порядка. Совокупность экспериментальных данных, полученных к настоящему времени, достаточно убедительно подтверждает существование нетривиального параметра порядка в ВТСП и спонтанного сдвига разности фаз в бикристаллических и SD-контактах, содержащих высокотемпературные сверхпроводники. Относительная сложность применения таких контактов в практических устройствах связана с технологическими трудностями получения воспроизводимых монокристаллических и бикристаллических тонкопленочных структур ВТСП.

Использование сверхпроводящих переходов с ВТСП — не единственный метод получения  $\pi$ -сдвига в джозефсоновских структурах. Недавно в *Nature* [8] опубликованы результаты экспериментального наблюдения эффекта (предсказанного ранее в [9]), который связан с переходом в  $\pi$ -состояние мезоскопического SNS-контакта (контакта сверхпроводник – нормальный металл – сверхпроводник), управляемого током через N-слой. Напряжение, приложенное вдоль слоя нормального металла в плоскости перехода, меняет энергетическое распределение состояний, переносящих сверхпроводящий ток через переход, т.е. мезоскопический участок нормального металла, разделяющий сверхпроводники; в некотором интервале управляющих напряжений поведение перехода определяют состояния, отвечающие за отрицательный знак сверхтока, которые соответствуют разности сверхпроводящих фаз на переходе, равной  $\pi$  в основном состоянии. Возможно, недостатком применения таких устройств для переключения фазы в квантовых логических схемах является необходимость использования внешнего управления, вносящего шумовые помехи в когерентную цепь.

Третий возможный тип  $\pi$ -контактов был предсказан еще в 1977 г. [10] и до сих пор надежно экспериментально не обнаружен. Особенности поведения SFS-переходов связаны с пространственными осцилляциями ( $\sim \cos Qx$ ) наведенного сверхпроводящего параметра порядка в ферромагнитном слое вблизи FS-границы раздела, которые обязаны возникновению ненулевого суммарного импульса пары ( $Q = E_{\text{exc}}/v_F$ ) за счет обменного поля в ферромагнетике [11 – 14]. (Здесь  $E_{\text{exc}}$  — обменная энергия,  $v_F$  — скорость Ферми в ферромагнетике.) Подбором толщины F-слоя в джозефсоновском SFS-переходе и величины обменной энергии ферромагнитного сплава, в принципе, возможно достичь  $\pi$ -состояния SFS-контакта при условии, что амплитуда параметра порядка не затухнет на толщине F-слоя [15]. Транспортные эксперименты на SF-структурах до сих пор ограничивались только измерением резистивных характеристик вдоль слоев, что связано, в первую очередь, с низкими значениями поперечных сопротивлений слоистых структур. Цель работ, выполненных в Институте физики твердого тела РАН при поддержке Нидерландского научного общества (NWO) [16], заключалась в проведении поперечных (по отношению к направлению слоев) транспортных исследований в SFS-структурах, дающих непосредственную информацию о поведении наведенного параметра порядка в тонких ферромагнитных слоях вблизи сверхпроводника.

### 3. Сверхпроводящие токи через ферромагнитные слои

Затухание наведенного сверхпроводящего параметра порядка возрастает с увеличением обменной энергии  $E_{\text{exc}}$  в ферромагнетике. Длину когерентности пар в ферромагнетике можно оценить, подставляя в обычное соотношение для длины когерентности пар в грязном нормальном металле вместо  $kT$  обменную энергию  $E_{\text{exc}}$  [14, 17]:

$$\xi_F \sim \left( \frac{\hbar D}{2\pi E_{\text{exc}}} \right)^{1/2} \sim \left( \frac{\hbar D}{2\pi k T_C} \right)^{1/2},$$

где  $D$  — коэффициент диффузии электронов в ферромагнетике,  $T_C$  — температура Кюри. Это соотношение справедливо, если  $kT_C \gg kT$  и  $\hbar/E_{\text{exc}} \ll \tau_{\text{so}}$  — времени спин-орбитального рассеяния в ферромагнетике. Оценки для пленок классических ферромагнетиков (Ni, Fe, Co) с  $T_C \sim 10^3$  К дают величину  $\xi_F < 1$  нм. Использование разбавленных ферромагнитных сплавов позволяет уменьшить температуру Кюри и обменную энергию в десятки раз, что делает возможным приготовление тонкопленочных SFS-сэндвичей с однородными ферромагнитными прослойками, толщины которых (10–20 нм) сравнимы с  $\xi_F$ , и позволяет наблюдать сверхпроводящие токи через ферромагнитную прослойку. В работе [16] были обнаружены джозефсоновские сверхтоки в сэндвичах с ферромагнитными Cu/Ni-слоями.

В экспериментах использовались крестообразные тонкопленочные SFS-сэндвичи Nb–Cu/Ni–Nb с толщинами ферромагнитного слоя 10–20 нм. При переходе от парамагнитного к ферромагнитному составу сплава (пограничная концентрация  $\sim 44$  ат.% Ni) наблюдалось резкое уменьшение критических токов сэндвичей. На рисунке 1 показаны вольт-амперная характеристика и зависимость критического тока  $I_c$  от приложенного магнитного поля  $H$  для перехода с прослойкой Cu/Ni толщиной 10 нм, содержащей 47 ат.% Ni. Измерения проводились с помощью сверхпроводящего пиковольтметра на основе ВЧ-сквида с чувствительностью лучше  $10^{-11}$  В. Кривая  $I_c(H)$  с большой точностью описывается известным "фраунгоферовским" соотношением

$$I_c = I_{c0} \left| \frac{\sin(\pi\Phi/\Phi_0)}{\pi\Phi/\Phi_0} \right|,$$

где  $I_{c0}$  — критический ток в отсутствие поля,  $\Phi = HLd$  — магнитный поток через переход с толщиной слоя  $d$  и длиной  $L$ ,  $\Phi_0$  — квант магнитного потока,  $H_0 = \Phi_0/Ld$  — период зависимости от внешнего поля. Отсутствие искажений и соответствие периода зависимости по полю размерам прослойки сэндвича свидетельствуют о высокой однородности толщины и свойств джозефсоновского слоя вдоль перехода.

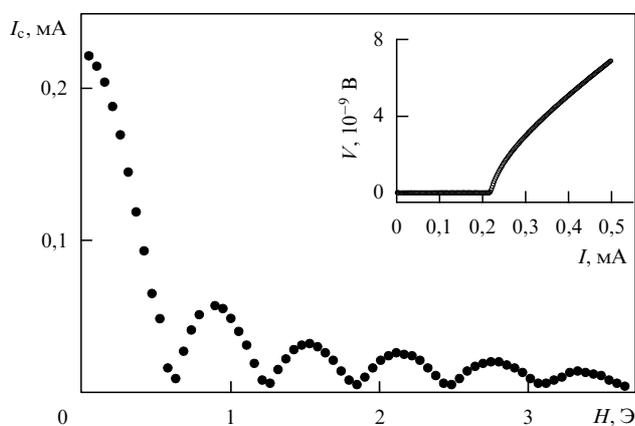


Рис. 1. Зависимость критического тока SFS-сэндвича с толщиной ферромагнитной прослойки 10 нм от внешнего магнитного поля ( $T = 4,2$  К). На вставке — вольт-амперная характеристика в нулевом поле.

#### 4. Влияние остаточной магнитной индукции в ферромагнитном слое на джозефсоновские свойства SFS-сэндвичей

В теоретических работах [10–15], посвященных исследованиям SFS-структур и влиянию обменного поля на поведение сверхпроводящих электронов в ферромагнетиках, фактически игнорируется влияние доменной структуры и макроскопической магнитной индукции в F-слое. Для исследования такого влияния на джозефсоновские свойства SFS-переходов мы намагничивали образцы (намагничивающее поле прикладывалось вдоль F-слоя в течение нескольких минут) при температурах, лежащих в интервале между температурой сверхпроводящего перехода ниобиевых обкладок сэндвича Nb–Cu/Ni–Nb и точкой Кюри сплава Cu/Ni. Процедура намагничивания исключала захват абрикосовских вихрей в сверхпроводящих обкладках перехода. На рисунке 2 показаны зависимости  $I_c(H)$  (при  $T = 4,2$  К) для исходного и намагниченного сэндвичей. Можно видеть, что намагничивание сдвигает фраунгоферовские кривые на величину, равную остаточной магнитной индукции в F-слое. Кроме того, неоднородности доменной структуры, возникающие в ферромагнетике после намагничивания ниже намагничивания насыщения, также отражаются на джозефсоновских свойствах сэндвичей и приводят к некоторым искажениям зависимостей: изменению амплитуды центрального пика и более быстрому спаду амплитуд последующих пиков с увеличением поля. Повышая намагничивающее поле, можно было монотонно сдвигать центральный пик, при этом его амплитуда изменялась квазипериодически.

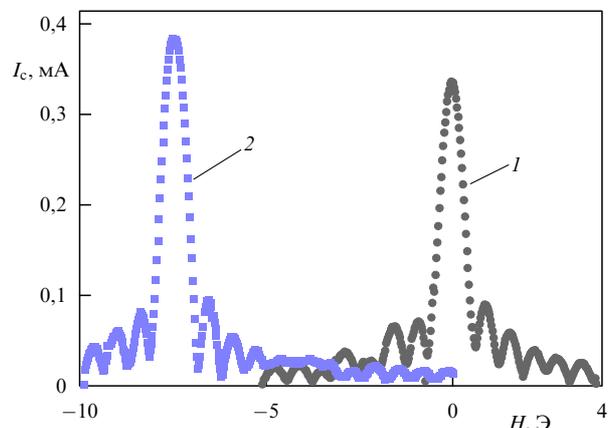


Рис. 2. Сдвиг зависимости  $I_c(H)$  после намагничивания образца: 1 — зависимость  $I_c(H)$  до намагничивания образца, 2 — то же после намагничивания.

#### 5. Заключение

В настоящее время предложено и исследуется несколько типов джозефсоновских сверхпроводящих структур, способных проявлять сдвиг макроскопической разности фаз в отсутствие магнитного поля и сверхпроводящего тока через такую структуру ( $\pi$ -контактов). Переходы сверхпроводник–ферромагнетик–сверхпроводник на основе традиционных сверхпроводников и разбавленных ферромагнетиков могут оказаться наиболее перспективными для использования в квантовых логических схемах,

поскольку для получения таких тонкопленочных структур могут быть использованы обычные технологии микроэлектроники.

В докладе приведены результаты первого наблюдения джозефсоновских сверхпроводящих токов через ферромагнитные слои. Показано, что в немагнитных образцах усреднение доменной магнитной структуры в F-слое обеспечивает высокую однородность протекания сверхтока через ферромагнетик. Намагничивание ферромагнитного слоя приводит к неоднородностям амплитуды сверхтока и разности фаз вдоль SFS-перехода, вызванным неоднородностью доменной структуры и наличием неусредненной (остаточной) макроскопической магнитной индукции. В настоящее время ведутся эксперименты с двухконтактными сверхпроводящими интерферометрами, содержащими SFS- и SNS-переходы (последние — с немагнитной прослойкой) для выделения фазового сдвига, связанного с обменным полем, и получения  $\pi$ -контактов.

## Список литературы

1. Ioffe L B et al. *Nature* (London) **398** 679 (1999)
2. Фейгельман М В *УФН* **169** 917 (1999)
3. Geshkenbein V B, Larkin A I, Barone A *Phys. Rev. B* **36** 235 (1987)
4. Tsuei C C et al. *Phys. Rev. Lett.* **73** 593 (1994); Kirtley J R et al. *Nature* (London) **373** 225 (1995)
5. Wollman D A et al. *Phys. Rev. Lett.* **71** 2134 (1993)
6. Brawner D A, Ott H R *Phys. Rev. B* **50** 6530 (1994)
7. Wollman D A et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 797 (1995); Van Harlingen D J *Rev. Mod. Phys.* **67** 515 (1995)
8. Baselmans J A et al. *Nature* (London) **397** 43 (1999)
9. Volkov A F *Phys. Rev. Lett.* **74** 4730 (1995)
10. Булаевский Л Н, Кузий В В, Собянин А А *Письма в ЖЭТФ* **25** 314 (1977)
11. Буздин А И, Булаевский Л Н, Панюков С В *Письма в ЖЭТФ* **35** 147 (1982)
12. Radovic Z et al. *Phys. Rev. B* **43** 8613 (1991); *Phys. Rev. B* **44** 759 (1991)
13. Буздин А И, Вуйичич Б, Куприянов М Ю *ЖЭТФ* **101** 231 (1992)
14. Demler E A, Arnold G B, Beasley H R *Phys. Rev. B* **55** 15174 (1997)
15. Андреев А В, Буздин А И, Озгуд Р М *Письма в ЖЭТФ* **52** 701 (1990); Andreev A V, Buzdin A I, Osgood R M *Phys. Rev. B* **43** 10124 (1991)
16. Ryazanov V V et al., in *Proc. of XI Trilateral German/Russian/Ukrainian Seminar on High-Temperature-Superconductivity* (Goettingen, Germany, 1998) p. 54
17. Giroud M et al. *Phys. Rev. B* **58** R11872 (1998)

PACS numbers: 75.30.Kz, 75.70.Cn, 75.70.Kw, 75.70.Pa

## Новый тип доменных границ в многослойных магнитных структурах

А.И. Морозов, А.С. Сигов

Открытие явления гигантского магнетосопротивления [1] привлекло пристальное внимание к многослойным структурам, состоящим из чередующихся ферромагнитных (Fe, Co) и немагнитных (Cr, Cu) металлических слоев. Поскольку косвенное обменное взаимодействие РККИ<sup>1</sup> между ферромагнитными слоями осциллирует с толщиной немагнитной прослойки [2, 3], то при одних ее значениях, когда знак обменного взаимодействия поло-

жителен, должно наблюдаться коллинеарное ферромагнитное упорядочение намагниченностей соседних магнитных слоев, а при других, когда знак обменного взаимодействия отрицателен, — коллинеарное антиферромагнитное упорядочение намагниченностей.

В последнем случае под действием внешнего магнитного поля ориентация намагниченностей с антиферромагнитной изменяется на ферромагнитную, что сопровождается падением электросопротивления на десятки процентов (отсюда и название "гигантское").

Столь простая картина отвечает идеально гладким и резким границам раздела слоев, когда намагниченности ферромагнитных слоев однородны. Реальная межслойная граница всегда шероховатая вследствие наличия на ней атомных ступеней, изменяющих толщину на один монокристаллический слой. Поэтому фазовая диаграмма реальных многослойных структур оказывается намного богаче: возможно возникновение неколлинеарных ориентаций намагниченностей ферромагнитных слоев и полидоменных состояний. Причем возникновение доменов обусловлено не релятивистскими эффектами (размагничивающими полями), а шероховатостью межслойных границ.

Для демонстрации этого факта рассмотрим простейшую систему, состоящую из двух ферромагнитных слоев, разделенных немагнитной прослойкой. Изменение толщины прослойки  $d$  на один монослой может приводить в определенных условиях к изменению знака обменного взаимодействия между магнитными слоями  $J_{\perp}$ . В этом случае на поверхности слоев вследствие шероховатости возникают участки с противоположными знаками  $J_{\perp}$ . Если характерное расстояние между атомными ступенями  $R$  превосходит некоторое критическое значение, то энергетически выгодным является разбиение слоев на домены. Внутри домена намагниченности ферромагнитных слоев параллельны или антипараллельны в зависимости от знака  $J_{\perp}$ . Границы доменов совпадают с атомными ступенями, разделяющими области с противоположными знаками  $J_{\perp}$ . Домены разделены стенками, которые пронизывают слои насквозь. Чтобы определить параметры доменной стенки, рассмотрим энергию спиновой системы, предполагая, что толщина  $i$ -го магнитного слоя ( $i = 1, 2$ )  $l_i$  и  $d$  намного меньше ширины доменной стенки  $\delta$ . В этом случае распределение намагниченности однородно по толщине слоя.

Энергию неоднородности спиновой структуры внутри слоя можно представить как

$$W_i = \int \frac{\alpha_i}{2} (\nabla \vartheta_i(\mathbf{r}))^2 d^2 \mathbf{r}, \quad (1)$$

где интегрирование происходит по плоскости слоя,  $\vartheta_i$  — угол, который образует спин, лежащий в плоскости, с выделенной осью, а

$$\alpha_i \approx \frac{J_0^i S_i^2 l_i}{b}, \quad (2)$$

причем  $b$  — постоянная решетки,  $J_0^i$  — интеграл обмена между соседними спинами в слое, а  $S_i$  — среднее значение спина атомов  $i$ -го слоя.

Энергия взаимодействия между слоями имеет вид

$$W_{\text{int}} = \pm \int \beta(\mathbf{r}) \cos(\vartheta_1 - \vartheta_2) d^2 \mathbf{r}, \quad (3)$$

<sup>1</sup> Сокращенное название взаимодействия Рудермана–Киттеля–Якуши–Иосиды.