

результат как образование спонтанной вихревой структуры при увеличении намагниченности [14]. В рамках рассмотренной в настоящей работе модели возникновение спонтанного вихревого состояния обусловлено появлением неоднородности ($q \neq 0$) и определяется условием (10). При меньших намагниченностях более выгодно однородное безвихревое сверхпроводящее состояние, соответствующее идеальному диамагнетизму.

Авторы выражают благодарность В.Л. Гинзбургу за обсуждение затронутых в статье проблем. Работа частично поддержана Российской научно-образовательной программой "Интеграция" (проекты АО 133 и АО 155), Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 02-02-17133) и Федеральной целевой научно-технической программой "Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития науки и техники" (государственный контракт № 40.072.1.1.1173).

Список литературы

1. Гинзбург В Л *ЖЭТФ* **31** 202 (1956)
2. Bardeen J, Cooper L N, Schrieffer J R *Phys. Rev.* **106** 162 (1957)
3. Sarma G J *Phys. Chem. Solids* **24** 1029 (1963)
4. Anderson P W, Suhl H *Phys. Rev.* **116** 898 (1959)
5. Буздин А И и др. *УФН* **144** 597 (1984)
6. Ларкин А И, Овчинников Ю Н *ЖЭТФ* **47** 1136 (1964)
7. Fulde P, Ferrell R A *Phys. Rev.* **135** A550 (1964)
8. Felner I et al. *Phys. Rev. B* **55** R3374 (1997)
9. Jorgensen J D et al. *Phys. Rev. B* **63** 054440 (2001)
10. Pickett W E, Weht R, Shick A B *Phys. Rev. Lett.* **83** 3713 (1999)
11. Shimahara H, Hata S *Phys. Rev. B* **62** 14541 (2000)
12. Белявский В И, Капаев В В, Копаев Ю В *ЖЭТФ* **118** 941 (2000)
13. Lee H K, Kim Y C *Int. J. Mod. Phys. B* **17** 3682 (2003)
14. Sonin E B, Felner I *Phys. Rev. B* **57** R14000 (1998)

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

Теория магнитных контактов между чистыми сверхпроводниками

Ю.С. Бараш, И.В. Бобкова, Т. Копп

Проблема сосуществования сверхпроводимости и ферромагнетизма относится к наиболее интересным в физике конденсированных сред и привлекает внимание уже в течение длительного времени, начиная с работы [1]. Особый случай представляет проблема сосуществования и взаимного влияния пространственно разделенных и прилегающих друг к другу сверхпроводящей и ферромагнитной фаз. Эта постановка проблемы включает исследования контактов между сверхпроводниками и магнетиками и, в частности, сверхпроводящих контактов через ферромагнитные прослойки. В настоящее время хорошо известно, что при определенных условиях такие контакты являются так называемыми π -контактами. Возможность образования π -контакта вследствие магнитных свойств прослойки была отмечена теоретиками уже более 25 лет назад [2], а первым конкретным примером был рассмотренный в работе [3] полностью прозрачный контакт сверхпроводник – ферромагнетик – сверхпроводник (S–F–S-контакт). Физический смысл термина π -контакт можно пояснить следующим образом. Джозефсоновский ток j пропорционален первой производной от термодинамического потенциала Ω по

разности фаз χ между сверхпроводниками:

$$j(\chi) = \frac{e}{\hbar} \frac{\partial \Omega}{\partial \chi}.$$

Здесь χ — разность фаз сверхпроводящих параметров порядка. Таким образом, минимум термодинамического потенциала достигается для разности фаз, при которой ток обращается в нуль. Во многих случаях, например в туннельных контактах, зависимость тока от разности фаз имеет простой вид

$$j(\chi) = j_c \sin \chi.$$

В соответствии с этой зависимостью и связью сверхпроводящего тока с термодинамическим потенциалом основное состояние контакта при $j_c > 0$ реализуется, когда разность фаз $\chi = 0$. Такой контакт называют 0-контактом. Если же $j_c < 0$, минимум имеет место при $\chi = \pi$. Об этом случае говорят как о π -контакте. Чаще всего реализуются 0-контакты, как это имеет место для обычных изотропных сверхпроводников, разделенных немагнитной прослойкой. Хотя образование π -контактов было впервые предсказано теоретически для сверхпроводников, разделенных ферромагнитным металлом, их экспериментальная реализация была осуществлена сначала для обычных немагнитных прослоек в уголко-вых туннельных контактах и в SQUID с высокотемпературными сверхпроводниками [4, 5]. В этом случае образование π -контакта связано со знакопеременностью сверхпроводящего параметра порядка высокотемпературных сверхпроводников как функции направления импульса квазичастиц. Лишь недавно π -контакты с обычными сверхпроводниками через ферромагнитные прослойки стали реальностью и предметом активных экспериментальных исследований [6–9]. В реальных измерениях речь обычно идет о грязных сверхпроводниках. Имеются и теоретические исследования таких систем [10–13]. Контакты между чистыми сверхпроводниками, рассматриваемые ниже, также представляют значительный интерес. Это связано не только с возможностью приготовления таких контактов, но и с общефизическим содержанием возникающих в этих условиях эффектов. Необычные свойства π -контактов привлекают внимание в том числе и с точки зрения их применения в сверхпроводящей электронике [8, 14–17]. Речь идет, например, о π -SQUID [8, 15] и об элементах квантовых компьютеров [16, 17].

Физический механизм, приводящий к 0 – π -переходу в прозрачных контактах через прослойку ферромагнитного металла, связан с эффектом близости в прослойке. Обменное поле в ферромагнитном металле между двумя сверхпроводниками индуцирует осцилляции на фоне экспоненциального затухания волновой функции куперовских пар в глубь прослойки. В зависимости от толщины ферромагнитного слоя знаки волновой функции куперовских пар на его противоположных границах могут совпадать или различаться. В первом случае получается 0-контакт, а во втором — π -контакт. В результате критический ток Джозефсона оказывается осциллирующей функцией толщины прослойки [3]. Осцилляционные эффекты возникают в большинстве проблем, относящихся к сосуществованию сверхпроводимости и магнетизма. Парамагнитное взаимодействие спинов квазича-

стиц с магнитным (обменным или внешним) полем приводит к различию импульсов у квазичастиц с противоположными спинами и с одной и той же энергией. Для электронов, образующих куперовскую пару, это приводит к появлению у пары импульса центра масс \mathbf{q} и, следовательно, к осциллирующему фактору $\exp(i\mathbf{q}\mathbf{R})$ у волновой функции пар. Эти осцилляции родственны пространственным осцилляциям параметра порядка в сверхпроводящем состоянии Ларкина–Овчинникова–Фулде–Феррелла, обусловленном парамагнитным взаимодействием сверхпроводящих электронов с внешним магнитным полем [18, 19].

В случае прослойки из ферромагнитного диэлектрика или полупроводника эффект близости выражен значительно слабее, чем для металла. Экспериментально показано, что ферромагнитный полупроводник создает для квазичастиц зависящий от спина потенциальный барьер в туннельных контактах, в результате чего вероятности прохождения для квазичастиц со спинами вверх и вниз отличаются друг от друга [20, 21]. Эффект близости будет пренебрежимо мал и для прослойки из ферромагнитного металла, если на ее границах имеются туннельные потенциальные барьеры. Возникает вопрос о свойствах джозефсоновского тока в контактах через магнитные прослойки в отсутствие эффекта близости. При этом свойства ферромагнитной прослойки такие же, как и в случае, когда она окружена нормальными металлами.

Предполагая, что толщина прослойки меньше сверхпроводящей длины когерентности, будем описывать ее свойства в рамках S-матричного подхода. В применении к контактам речь идет об амплитудах отражения и прохождения частиц со спином вверх и вниз. В случае однородной намагниченности в прослойке состояния спина вдоль и против оси намагниченности являются хорошими квантовыми числами, т.е. сохраняются при отражении или прохождении через прослойку. Поэтому, если выбрать ось z вдоль направления намагниченности, амплитуды отражения и прохождения в спиновом пространстве будут диагональны. Рассмотрим сначала поведение джозефсоновского тока в магнитных контактах с малыми коэффициентами прозрачности D_\uparrow, D_\downarrow . В линейном по D приближении эффекты близости совсем не влияют на джозефсоновский ток. Поэтому упомянутые выше осцилляционные эффекты в джозефсоновском токе проявиться не могут. Возникает вопрос, может ли возникнуть качественно новое поведение джозефсоновского тока в туннельных магнитных контактах по сравнению с немагнитным случаем. Ответ на него оказывается положительным и содержит важную физическую характеристику магнитной прослойки, к которой чувствителен джозефсоновский ток.

Как известно, в обычном случае в выражении для джозефсоновского тока свойства прослойки в контакте характеризуются единственной величиной — коэффициентом прозрачности потенциального барьера. Оказалось, что в случае ферромагнитной прослойки джозефсоновский ток весьма чувствителен к калибровочно-инвариантной разности фаз Θ амплитуд отражения квазичастиц со спином вверх и вниз от прослойки: $r_{\uparrow(\downarrow)} = |r_{\uparrow(\downarrow)}| \exp(i\theta_{\uparrow(\downarrow)})$; $\Theta = \theta_\uparrow - \theta_\downarrow$. Величина Θ впервые была явно введена для случая непроницаемой магнитной поверхности в работе [22] и в статье [23] для задач о джозефсоновском токе через магнитные прослойки. Имеется также другой характеризующий магнитную

прослойку параметр $\alpha = \pm 1$, знак которого прямым образом определяет знак критического тока Джозефсона [24]. В немагнитном случае $\alpha = -1$. Для высокого "чисто магнитного барьера", когда $\hat{V} = h\sigma_z$, имеем $\alpha = 1$. Для модели прямоугольного магнитного барьера, когда в прослойке $\hat{V} = V + h\sigma_z$, получаем

$$\alpha = -\text{sgn} \left[\left(V - \frac{p_{F,x}^2}{2} + h \right) \left(V - \frac{p_{F,x}^2}{2} - h \right) \right],$$

где p_F — импульс Ферми. Таким образом, $\alpha = 1$, если волновая функция для квазичастиц с одним спином экспоненциально спадает в области барьера, в то время как для частиц с другим спином она осциллирует. В общем случае α может зависеть от направления импульса квазичастиц.

Джозефсоновский ток $J(T, \chi) = J_c(T) \sin \chi$ через туннельную ферромагнитную прослойку имеет вид [24]

$$J_c(T) = -\alpha e |A| \sqrt{D_\uparrow D_\downarrow} \left[\frac{\varepsilon_{B,0}(\Theta)}{|A|} \tanh \frac{\varepsilon_{B,0}(\Theta)}{2T} - \frac{|A|}{2T} \left(1 - \frac{\varepsilon_{B,0}^2(\Theta)}{|A|^2} \right) \cosh^{-2} \frac{\varepsilon_{B,0}(\Theta)}{2T} \right]. \quad (1)$$

Здесь $\varepsilon_{B,0}(\Theta) = |A \cos(\Theta/2)|$. В пределе немагнитной прослойки $\Theta = 0$, $\varepsilon_{B,0}(\Theta) = |A|$, $D_\uparrow = D_\downarrow$ и выражение (1) переходит в обычный результат Амбегаокара–Баратова. Для случая $\alpha = -1$ и $D_\uparrow = D_\downarrow$ выражение (1) получено также в работе [25]. В случае магнитной прослойки поведение критического тока от температуры существенно зависит от величины параметра Θ . Для $\Theta < \pi/2$ температурная зависимость близка по характеру к обычному поведению $J_c(T)$. Выражение (1) содержит два члена с противоположными знаками, и для $\Theta > \pi/2$ ток становится знакопеременным как функция температуры. При некоторой температуре туннельный ток обращается в нуль и в контакте происходит $0 - \pi$ -переход. Тогда в случае отрицательных α вблизи T_c реализуется π -контакт, а при низких температурах — 0 -контакт.

Выход за рамки туннельного приближения при нахождении тока Джозефсона также можно провести аналитически [24–26]. Соответствующее поведение критического тока показано на рис. 1.

Поскольку в эксперименте обычно измеряется абсолютная величина критического тока, на графике отло-

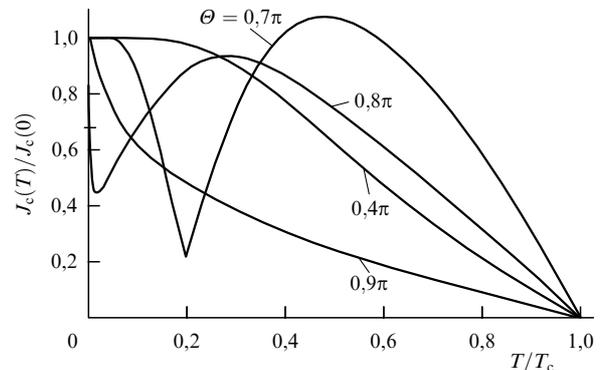


Рис. 1. Критический ток $J_c(T)$ при различных значениях Θ , нормированный на свою величину при нулевой температуре $J_c(0)$. Прозрачности $D_\uparrow = D_\downarrow = 0,1$ и $\alpha = -1$.

жена именно такая величина. Как видно из рисунка, критический ток в точке $0 - \pi$ -перехода не обращается точно в нуль и точка излома на самом деле отвечает скачкообразному изменению знака критического тока. Такое поведение впервые было получено на основе численных расчетов в [23]. Хорошо выраженный минимум в зависимости $J_c(T)$ имеет место лишь в контактах с малой прозрачностью. В туннельных контактах минимальная величина критического тока квадратична по прозрачности барьера, а соотношение ток–фаза содержит при этом первую и вторую гармоники одного порядка величины. При температуре, когда линейный по прозрачности член в токе обращается в нуль, джозефсоновский ток $\propto \sqrt{D_{\uparrow}D_{\downarrow}}(D_{\uparrow} + D_{\downarrow}) \sin \chi + \alpha D_{\uparrow}D_{\downarrow} \sin 2\chi$ [24].

Физика эффекта Джозефсона определяется участием андреевских связанных на контакте состояний в переносе через контакт сверхпроводящего тока [27–29]. В обычных симметричных джозефсоновских переходах весь джозефсоновский ток переносится такими состояниями. При рассмотрении магнитных контактов с однородной намагниченностью андреевские связанные состояния имеют спиновую поляризацию вдоль или против направления намагниченности. Соответствующие энергии этих спин-поляризованных андреевских состояний, вырожденные для немагнитных прослоек, различаются в случае ферромагнитных прослоек, когда $\Theta \neq 0$. Появление $0 - \pi$ -перехода в магнитных контактах между чистыми сверхпроводниками можно рассматривать как результат конкуренции вкладов от андреевских связанных состояний, имеющих противоположную спиновую поляризацию. Отдельно эти вклады при формировании соотношения ток–фаза показаны на рис. 2.

В условиях появления минимума критического тока на рис. 1 энергии андреевских состояний с противоположно направленными спинами имеют разные знаки. При нулевой температуре заняты только состояния с отрицательными энергиями и, следовательно, только андреевские состояния с соответствующей спиновой поляризацией вносят вклад в джозефсоновский ток. Вклад от андреевских состояний с другой спиновой

поляризацией увеличивается с повышением температуры вместе с ростом заселенности уровней с положительной энергией. Он становится важным при температурах порядка энергии связанного состояния и приводит к джозефсоновскому току, направленному в противоположную сторону по сравнению со случаем вклада от состояний с отрицательной энергией. Конкуренция андреевских состояний с противоположной спиновой поляризацией приводит к появлению минимума в джозефсоновском токе при температуре, меньшей T_c , и, следовательно, к $0 - \pi$ -переходу в контакте. Такое поведение джозефсоновского тока в S–F–S-контактах полезно сравнить со случаем обычных контактов, в которых при низких температурах также доминирует вклад от андреевских уровней с отрицательной энергией, которые при этом вырождены по спину. С ростом температуры увеличивается заселенность связанных андреевских состояний с положительной энергией, что приводит к уменьшению полного джозефсоновского тока и, наряду с температурной зависимостью параметра порядка, вносит важный вклад в формирование температурной зависимости тока. В противоположность S–F–S-контактам конкурирующий ток, переносимый андреевскими состояниями с положительной энергией, в немагнитном случае никогда не превышает вклада от уровней с отрицательной энергией и оба вклада обращаются в нуль при критической температуре.

Вклады в джозефсоновский ток от андреевских связанных состояний с положительной и отрицательной энергиями могут стать наблюдаемыми по отдельности в неравновесных условиях. В частности, индуцированная микроволновым полем неравновесная заселенность состояний приводит к усилению (ослаблению) вклада в джозефсоновский ток при ее превышении равновесной заселенности (дефиците). Это существенно нарушает компенсацию токов от положительных и отрицательных уровней уже в немагнитном случае [30–32]. Когда положительные и отрицательные уровни в S–F–S-контакте имеют разную спиновую поляризацию, индуцирование переходов между этими уровнями должно сопро-

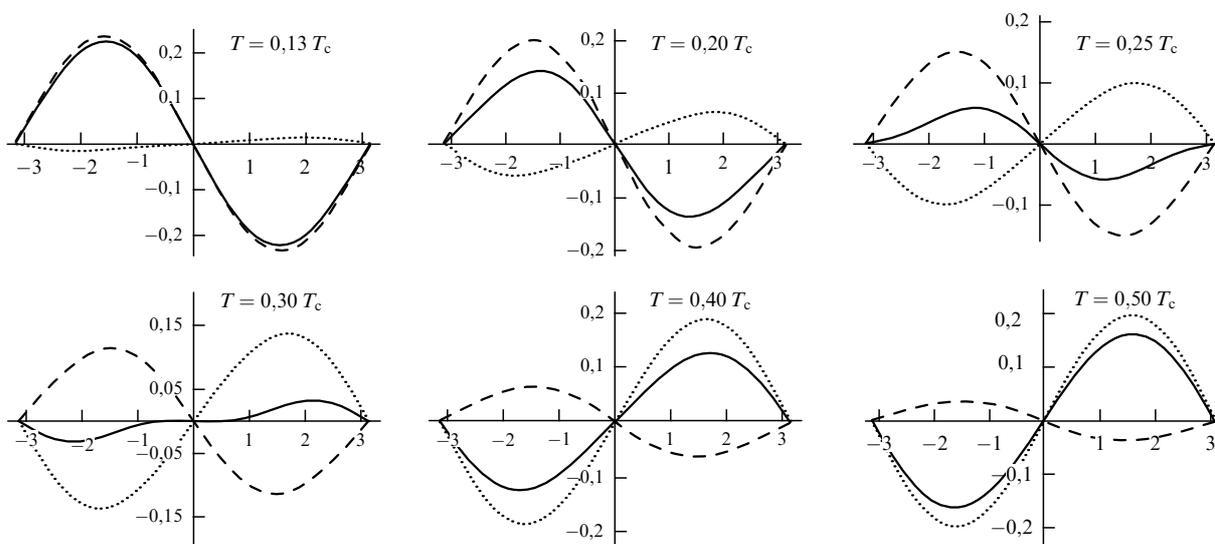


Рис. 2. Соотношения ток–фаза при различных температурах для полного джозефсоновского тока (сплошная линия) и для отдельных вкладов в ток от андреевских состояний со спином вверх (штриховая линия) и вниз (пунктирная линия). Значения параметров $D_{\uparrow} = D_{\downarrow} = 0,05$, $\Theta = 2\pi/3$. Ток нормирован на величину критического тока в немагнитном случае $\Theta = 0$ при нулевой температуре.

вождаться переворотом спина. Наблюдение индуцированных переходов между уровнями только при перевороте спина позволило бы идентифицировать отмеченное различие спиновой поляризации андреевских состояний с положительной и отрицательной энергиями, изменять их заселенность и относительную роль в формировании джозефсоновского тока.

Вернемся теперь к полученному выше основному условию $\Theta > \pi/2$ для существования туннельных π -контактов в S–F–S-системах. Параметр Θ является характеристикой ферромагнитного материала, если характерная длина затухания квазичастиц не превышает ширины прослойки. Обычно это имеет место для прослоек из ферромагнитных диэлектриков и полупроводников. Тогда достижение сравнительно больших значений параметра Θ становится материаловедческой проблемой. Простые оценки показывают, что сравнительно большие значения Θ достигаются при довольно жестких, хотя и выполнимых, условиях. Так, например, если прослойка сделана из однородного ферромагнитного изолятора, то условие $\Theta > \pi/2$ может быть реализовано, лишь если обменное поле h , энергетическая щель ε_g и энергия Ферми ε_F являются величинами одного порядка. Более перспективными выглядят условия, при выполнении которых Θ зависит не только от свойств ферромагнитного материала прослойки, но и от ее геометрических параметров (в простейшем случае — от ее толщины). Такое поведение имеет место для прослоек из ферромагнитного металла, в которых могут также присутствовать потенциальные барьеры. Так, для прослойки из ферромагнитного металла или более сложной прослойки, состоящей из двух ферромагнитных слоев, разделенных немагнитным диэлектрическим барьером, имеем $\Theta = 2lh/v_F$. Здесь l есть полная толщина ферромагнитной металлической прослойки. Отсюда следует $\Theta \sim \pi$ для $l \sim \xi \Delta/h \ll \xi$ в условиях $\Delta \ll h \ll \varepsilon_F$, которые часто выполняются.

В FIF-прослойке, состоящей из двух слоев ферромагнитного металла, разделенных немагнитным диэлектрическим барьером, лежащие в плоскости слоев намагниченности могут составлять друг с другом некоторый угол φ . Джозефсоновский ток весьма чувствителен к величине этого угла. Для $\varphi = 0$, когда намагниченности двух ферромагнитных слоев параллельны друг другу, задача эквивалентна контакту с однородной намагниченностью, рассмотренному выше. Таким образом, туннельный контакт с $\varphi = 0$ в случае $\Theta > \pi/2$ является π -контактом. В то же время при $\varphi = \pi$, когда намагниченности двух слоев антипараллельны, обсуждаемый контакт ни при каких температурах и прозрачностях барьеров не переходит в π -состояние [33]. Это утверждение справедливо также для грязных сверхпроводников, где андреевские состояния полностью размыты [12, 34]. В результате при $\Theta > \pi/2$ в рассматриваемом контакте $0 - \pi$ -переход будет происходить не только с изменением температуры при достаточно малых φ , но и при фиксированной температуре с изменением угла разориентировки [33].

На рисунке 3 приведена зависимость критического тока Джозефсона при температуре $T = 0,1T_c$ от угла разориентировки намагниченностей φ для различных значений Θ и для прозрачности контакта $D = 0,01$.

Как видно из рис. 3, имеются два качественно различающихся режима поведения критического джо-

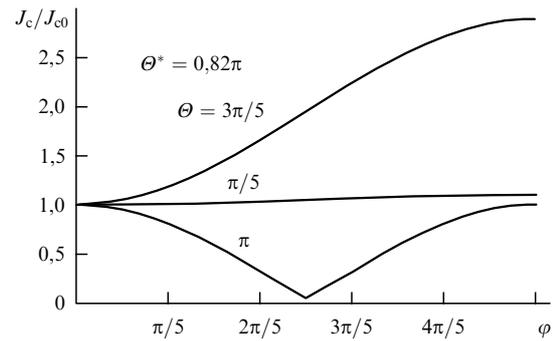


Рис. 3. Критический ток Джозефсона как функция угла φ , нормированный на свое значение при $\varphi = 0$. В частном случае параллельных намагниченностей контакт при заданной температуре T находится в π -состоянии для $\Theta > \Theta^*(T, D)$. Излом на кривой отвечает $0 - \pi$ -переходу, происходящему при некотором значении угла разориентировки φ .

зефсоновского тока как функции угла разориентировки. Эти два режима разделены характерным значением $\Theta^*(T, D)$, которое зависит от температуры и прозрачности контакта. Для $\Theta < \Theta^*$ ток является монотонной функцией угла разориентировки и достигает максимального значения в случае антипараллельной ориентации намагниченностей. В то же время для $\Theta > \Theta^*$ ток немонотонно зависит от φ . Он имеет хорошо выраженный минимум при некотором промежуточном значении φ (при котором и осуществляется $0 - \pi$ -переход) и максимум при $\varphi = \pi$. В случае $\Theta = \pi$ токи при $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi$ равны друг другу. Параметр Θ^* связан со свойствами контакта при $\varphi = 0$. Можно показать, что в контакте с параллельными намагниченностями ферромагнитных слоев ($\varphi = 0$) и $\Theta = \Theta^*(T, D)$ $0 - \pi$ -переход происходит как раз при рассматриваемой температуре T . Следовательно, для $\Theta > \Theta^*(T, D)$ равновесное состояние контакта с $\varphi = 0$ при температуре T есть π -состояние, в то время как для $\Theta < \Theta^*(T, D)$ это 0 -состояние.

Зависимость джозефсоновского тока от угла разориентации φ становится особенно простой в туннельном пределе. В туннельных квантовых точечных контактах с рассматриваемой прослойкой джозефсоновский ток имеет вид $J(T, \varphi, \chi) = J(T, \varphi) \sin \chi$, где

$$J(T, \varphi) = J^{(p)}(T) \cos^2 \frac{\varphi}{2} + J^{(a)}(T) \sin^2 \frac{\varphi}{2}. \quad (2)$$

Величина $J^{(p)}(T) \equiv J(T, \varphi = 0)$ описывается выражением (1), а $J^{(a)}(T) \equiv J(T, \varphi = \pi)$ имеет следующий вид:

$$J^{(a)}(T) = \frac{eD|\Delta|}{\cos(\Theta/2)} \tanh \frac{|\Delta| \cos(\Theta/2)}{2T}. \quad (3)$$

Таким образом, $|J^{(p)}(T)|$ и $|J^{(a)}(T)|$ — это критические токи в туннельных контактах с параллельной и антипараллельной ориентациями обменных полей в трехслойной границе раздела.

Выражение (2) для зависимости джозефсоновского тока от угла разориентировки намагниченностей применимо в туннельном пределе при весьма общих предположениях и не применимо к контактам с высокой прозрачностью. Выражение (2) сначала было получено в пренебрежении появлением в системе андреевских связанных состояний, когда величины $J^{(p)}(T)$ и $J^{(a)}(T)$ всегда

имеют один и тот же знак и, следовательно, нет $0 - \pi$ -перехода [35]. Как видно из (2), $0 - \pi$ -переход при изменении φ возникает, если $J^{(p)}(T)$ и $J^{(a)}(T)$ имеют противоположные знаки. Только в этом случае критический джозефсоновский ток немонотонно зависит от φ .

На основе найденного $0 - \pi$ -перехода при изменении угла разориентировки можно предложить своего рода переключатель контакта из π -состояния в 0 -состояние при фиксированной температуре. Действительно, если коэрцитивная сила в одном из ферромагнитных слоев заметно больше, чем в другом, можно изменять взаимную ориентацию намагниченностей, включая внешнее магнитное поле и поворачивая его на некоторый угол, а затем выключая это поле. При этом величина поля должна быть подобрана так, чтобы оно могло вращать намагниченность только у одного ферромагнитного слоя, имеющего меньшую коэрцитивную силу.

Работа была поддержана грантами РФФИ № 02-02-16643, ОФН РАН, Министерства науки и образования РФ (Ю.С.Б. и И.В.Б.), фондом "Династия" (И.В.Б.) и Forschungszentrum Jülich (Landau Scholarship; И.В.Б.). Т. Копп благодарит за финансовую поддержку грант SFB 484 и проект BMBF № 13N6918A.

Список литературы

1. Гинзбург В Л *ЖЭТФ* **31** 202 (1956)
2. Булаевский Л Н, Кузий В В, Собянин А А *Письма в ЖЭТФ* **25** 314 (1977)
3. Буздин А И, Булаевский Л Н, Паниюков С В *Письма в ЖЭТФ* **35** 147 (1982)
4. Van Harlingen D J *Rev. Mod. Phys.* **67** 515 (1995)
5. Tsuei C C, Kirtley J R *Rev. Mod. Phys.* **72** 969 (2000)
6. Ryazanov V V et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 2427 (2001)
7. Kontos T et al. *Phys. Rev. Lett.* **89** 137007 (2002)
8. Guichard W et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 167001 (2003)
9. Bauer A et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 217001 (2004)
10. Буздин А И, Вуйич Б, Куприянов М Ю *ЖЭТФ* **101** 231 (1992)
11. Кошина Е А, Криворучко В Н *Письма в ЖЭТФ* **71** 182 (2000); Koshina E, Krivoruchko V *Phys. Rev. B* **63** 224515 (2001)
12. Golubov A A, Kupriyanov M Yu, Fominov Ya V *Письма в ЖЭТФ* **75** 223 (2002)
13. Golubov A A, Kupriyanov M Yu, Fominov Ya V *Письма в ЖЭТФ* **75** 709 (2002); **76** 268 (2002)
14. Terzioglu E, Beasley M R *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **8** (2) 48 (1998)
15. Schulz R R et al. *Appl. Phys. Lett.* **76** 912 (2000)
16. Ioffe L B et al. *Nature* **398** 679 (1999)
17. Blatter G, Geshkenbein V B, Ioffe L B *Phys. Rev. B* **63** 174511 (2001)
18. Ларкин А И, Овчинников Ю Н *ЖЭТФ* **47** 1136 (1964)
19. Fulde P, Ferrell R A *Phys. Rev.* **135** A550 (1964)
20. Tedrow P M, Tkaczyk J E, Kumar A *Phys. Rev. Lett.* **56** 1746 (1986)
21. Hao X, Moodera J S, Meservey R *Phys. Rev. B* **42** 8235 (1990)
22. Tokuyasu T, Sauls J A, Rainer D *Phys. Rev. B* **38** 8823 (1988)
23. Fogelström M *Phys. Rev. B* **62** 11812 (2000)
24. Barash Yu S, Bobkova I V *Phys. Rev. B* **65** 144502 (2002)
25. Chtchelkatchev N M et al. *Письма в ЖЭТФ* **74** 357 (2001)
26. Cuevas J C, Fogelström M *Phys. Rev. B* **64** 104502 (2001)
27. Furusaki A, Tsukada M *Physica B* **165**–**166** 967 (1990)
28. Furusaki A, Tsukada M *Phys. Rev. B* **43** 10164 (1991)
29. Beenakker C W J, van Houten H *Phys. Rev. Lett.* **66** 3056 (1991)
30. Gorelik L Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 1162 (1995)
31. Gorelik L Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **81** 2538 (1998)
32. Lundin N I *Phys. Rev. B* **61** 9101 (2000)
33. Barash Yu S, Bobkova I V, Корп Т *Phys. Rev. B* **66** 140503(R) (2002)
34. Krivoruchko V N, Koshina E A *Phys. Rev. B* **64** 172511 (2001)
35. Bergeret F S, Volkov A F, Efetov K B *Phys. Rev. Lett.* **86** 3140 (2001); *Phys. Rev. B* **64** 134506 (2001)

PACS numbers: 74.20. – z, 74.72. – h

Высокотемпературная сверхпроводимость сегодня

Е.Г. Максимов

В данном сообщении кратко изложены основные идеи по проблемам, обсуждавшимся в докладе.

Во-первых, на основе экспериментальных данных по оптике и фотоэмиссии с угловым разрешением (ARPES) показано, что стандартная фазовая диаграмма ВТСП-соединений содержит совершенно некорректное представление числа носителей по оси абсцисс. В частности, на этих диаграммах оптимальное число носителей x , отвечающее максимальному значению T_c , принимается равным 0,16 дырок на элементарную ячейку. В действительности, как следует из сравнения экспериментальных данных, полученных из ARPES-измерений [1], с теоретическими расчетами [2], реальное число носителей в оптимально допированных системах существенно больше. Оно отвечает скорее числу носителей, равному $1 - x = 0,84$. Более того, согласно результатам оптических измерений [3–5] и ARPES-экспериментов [1] полное число носителей в области существования сверхпроводящей фазы меняется в значительно меньших масштабах, чем это следует из стандартной фазовой диаграммы. Все эти данные показывают, что ВТСП-системы, обладающие сверхпроводимостью, достаточно далеки от допированного моттовского диэлектрика.

При уменьшении допирования ниже оптимального уровня в системе происходят существенные изменения электронной структуры и появляется анизотропная псевдощель. Масштаб этой псевдощели при малых уровнях допирования (но в области существования сверхпроводимости) может значительно превышать масштаб сверхпроводящей щели, но он много меньше по сравнению с диэлектрической щелью в отсутствие допирования. Существует целый ряд экспериментальных свидетельств [6] о наличии в спектре электронных возбуждений некой псевдощели, приводящей, в частности, к понижению плотности состояний на поверхности Ферми. Природа псевдощели до сих пор является объектом многочисленных дискуссий; более того, и в экспериментальном плане имеется целый ряд противоречивых наблюдений. Так, никаких следов псевдощели не обнаружено в большинстве туннельных экспериментов [7]. Отсутствуют также изменения в оптических правилах сумм, которые бы свидетельствовали о перераспределении электронных состояний из области псевдощели в область более высоких энергий [4]. В последнее время эксперименты [8–10] по сканирующей туннельной спектроскопии (STS) внесли новый и достаточно неожиданный аспект в проблему псевдощели. Было показано, что в недодопированных сверхпроводящих купратах существует пространственное разделение областей, в которых наблюдается псевдощель и сверхпроводящая щель. Возможность подобного расслоения в полупроводниковых антиферромагнитных системах с допированием была давно предсказана Нагаевым [11]. Расслоение в сверхпроводящих купратах, однако, не укладывается в такую простую схему, поскольку оно наблюдается и при достаточно высоких уровнях допирования, когда отсутствуют какие-либо следы антиферромагнетизма.