

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
им. М.В.Ломоносова

На правах рукописи

Бакурский Сергей Викторович

**Эффект близости в джозефсоновских
структуратах с составными магнитными прослойками**

Специальность 01.04.04 – физическая электроника

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физико-математических наук
М. Ю. Куприянов

Москва 2015 г.

Оглавление

Введение	4
Глава 1 Эффект близости в многослойных структурах с чередующимися ферромагнитными и нормальными слоями	22
1.1 Доменная структура, чередующаяся вдоль SF границы	22
1.2 Структура с поперечным направлением чередования доменов.	31
1.3 Выводы к главе 1	38
Глава 2 Джозефсонские φ-контакты на основе гетероструктур с составной прослойкой из нормального металла и ферромагнетика	40
2.1 Микроскопические принципы формирования ТФЗ	43
2.2 Модель	46
2.3 Структура поперечного типа	48
2.3.1 Предел малой L	50
2.3.2 Предел промежуточной длины L	52
2.3.3 Области существования φ -состояния	56
2.4 Переход продольного типа с электродами, расположенным над NF бислоем	61
2.5 Переходы продольно-поперечного типа	62
2.6 Выводы к главе 2	70
Глава 3 Теория сверхтокового транспорта в джозефсоновских переходах SIsFS геометрии	71
3.1 Модель	72
3.2 Предел высоких температур $T \approx T_C$	76
3.2.1 Режим (1): SIs + sFS переход $d_s \geq d_{sc}$	77
3.2.2 Режим (2): SInFS контакт $d_s \leq d_{sc}$	84
3.2.3 Ток-фазовое соотношение	85
3.3 Произвольные температуры	86
3.3.1 Температурный переход из 0 в π состояние	88
3.3.2 0 - π переход за счет изменения эффективной обменной энергии во внешнем магнитном поле	90
3.4 Выводы к главе 3	93

3.5 Приложение	94
3.5.1 Краевая задача при $T \lesssim T_C$	94
Глава 4 Сравнение теоретической модели SIsFS перехода с эксперимен-	
тальными данными.	98
4.1 Зависимость от толщин F и s слоя	100
4.2 Зависимость от температуры	102
4.3 Внешнее магнитное поле	102
4.4 Выводы к главе 4	106
Заключение	107
Благодарности	109
Список публикаций автора	110
Список литературы	112

Введение

Актуальность темы

В настоящее время, одной из наиболее приоритетных задач в области сверхпроводниковой электроники является разработка управляемых сверхпроводящих структур для создания эффективных элементов памяти. Один из наиболее очевидных путей для записи и управления состоянием предполагает использование ферромагнитных слоев в джозефсоновских переходах [1]- [4]. Однако, практическая реализация сверхпроводящих структур даже с одним ферромагнитным слоем заняла немалое время [5].

Препятствие на пути решения этой задачи состояло в том, что сверхпроводимость и ферромагнетизм являются антагонистичными типами упорядочивания. Сверхпроводящее состояние существует за счет формирования куперовских пар из электронов с противоположно направленными спинами, в то время как ферромагнетике, наоборот, энергетически выгодной является параллельная ориентация спинов частиц. Таким образом, сверхпроводимость и ферромагнетизм взаимно подавляют друг друга, что приводит к подавлению сверхпроводимости в окрестности магнитных слоев.

Проблема была решена применением магнито-мягких сплавов, таких как CuNi, обладающих меньшим эффективным обменным полем и слабее подавляющих сверхпроводящий порядок. Вскоре, с помощью фазочувствительного эксперимента было представлено доказательство существования π -контактов [6], а также продемонстрирован температурный переход между 0 и π -состояниями [7]. В тоже время, в области разработки сверхпроводящих магнитных устройств существует еще множество не до конца решенных задач.

Одной из важнейших проблем сверхпроводниковой электроники является разработка φ -контакта, структуры с нетривиальной (некратной π) величиной джозефсоновской фазы φ в основном состоянии. Применение этих структур в схемах быстрой одноквантовой логики (БОК логики) может уменьшить их размер и увеличить быстродействие [8]- [10]. Другая возможность состоит в использовании φ -контактов

в разработке квантовых битов, что сокращает их размер, уменьшает необходимую индуктивность и понижает чувствительность к внешним шумам [11]- [13]. Однако, разработка φ -контактов осложнена проблемами миниатюризации. Например, первое предсказание существования φ -контакта было сделано Минцем [14] для джозефсоновских 0— и π — контактов, чередующихся вдоль границы зерен в высокотемпературных купратах с d- типом симметрии параметра порядка. Позже было показано, что φ -контакт может быть создан на основе периодического массива 0 и π джозефсоновских SFS контактов [15, 16]. Однако, эти структуры представляли из себя длинные джозефсоновские переходы (их поперечный размер превосходил джозефсоновскую глубину проникновения $W > \lambda_J$) [17]- [19]. Таким образом, задача разработки масштабируемого φ -контакта является актуальной по настоящий момент.

Другая актуальная задача сверхпроводниковой электроники заключается в разработке быстродействующего элемента памяти. Обычно, такие устройства включают в себя несколько ферромагнитных слоев [20]- [23]. Обычный спиновый вентиль включает в себя пару магнитных слоев F_1 и F_2 , заключенных между сверхпроводящими электродами. Взаимная ориентация намагниченности слоев F_1 и F_2 в таких структурах может быть изменена с параллельной на антипараллельную. Переключение в антипараллельную конфигурацию намагниченостей приводит к уменьшению эффективного усредненного обменного поля слабой связи и, соответственно, увеличивает величину критического тока J_C . Однако, подобная схема элемента памяти не лишена ряда недостатков. Во-первых, для переключения необходимо перемагнитить только один из ферромагнитных слоев, в то время как, намагниченность второго необходимо сохранить. Это требует использования разных материалов для ферромагнитных слоев: магнито-мягкого и магнито-жесткого, соответственно. В ряде случаев, эта проблема может быть решена путем добавления антиферромагнитной подложки, фиксирующей намагниченность смежного с ней слоя. Недостатком подобного подхода, является сложность производства такой структуры. Вторым и важнейшим недостатком подобных спиновых вентилей является низкое значение произведения критического тока и нормального сопротивления $J_C R_N$, которое определяет характерные частоты работы такого перехода. В этом случае быстродействие элемента памяти оказывает гораздо ниже, чем у туннельных SIS контактов, преимущественно используемых в схемах

БОК-логики: переходы SFFS с металлическим типом проводимости обладают малым нормальным сопротивлением R_N , в то время как тунNELьные SIFFS контакты имеют большое R_N , но малую величину критического тока J_C .

Одним из возможных решений при создании элементов сверхпроводниковой памяти является использование структур, в которых формируется дальнодействующий триплетный сверхпроводящий порядок [24]- [26]. Такие устройства должны включать три или более ферромагнитных слоев с неколлинеарной намагниченностью в области слабой связи. В таких структурах возможна генерация триплетных сверхпроводящих корреляций с ненулевой проекцией суммарного спина. Характерный масштаб затухания этих корреляций не зависит от величины обменной энергии ферромагнетиков, поэтому их включение или выключение позволяет существенно варьировать критический ток сверхпроводниковых элементов памяти. Однако, наличие слоев [27] и границ между ними в свою очередь приводит к существенному подавлению значений управляемых таким образом сверхпроводящих токов.

Другой возможный подход к созданию быстродействующего элемента памяти предполагает наличие в структуре дополнительного сверхпроводящего слоя внутри области слабой связи, поддерживающего сверхпроводящий порядок между тунNELьным барьером и ферромагнитным слоем. Этот подход был предложен в [28] и позволил экспериментально получить высокие значения $J_C R_N$. Однако, на момент начала подготовки данной работы эта проблема еще не была решена теоретически.

Теоретическое описание сверхпроводящих гетероструктур может быть построено на основе микроскопических подходов. Первой микроскопической теорией стала модель Бардина-Купера-Шриффера (БКШ) [29, 30]. В ее рамках обычный гамильтониан для идеального электронного газа $H = \sum_k \zeta_k \hat{a}_k^+ \hat{a}_k$ в представлении вторичного квантования дополнялся поправкой на существование тех самых парных корреляций, и модельный гамильтониан Бардина-Купера-Шриффера (гамильтониан БКШ) принимал вид:

$$H = \sum_k \zeta_k \hat{a}_k^+ \hat{a}_k + \sum_{k,i} V_{k,i} \hat{a}_{k\uparrow}^+ \hat{a}_{-k\downarrow}^+ \hat{a}_{i\uparrow} \hat{a}_{-i\downarrow}.$$

Здесь \hat{a}_k^+ и \hat{a}_k операторы рождения и уничтожения электрона с волновым вектором

k.

Для настолько простого описания электронной системы был сделан ряд серьезных приближений. Во-первых, используется концепция ферми-жидкости, а значит, в гамильтониане периодический потенциал решетки атомов и зонная структура уровней учитываются лишь как период модуляции блоховской электронной волны, порождаемой операторами рождения/уничтожения. Такую модель можно использовать только для металлов, уровень Ферми, в которых находится "глубоко" в зоне проводимости. Во-вторых, устанавливается наиболее простой вид матричного элемента

$$V_{k,k'} = -V = \text{const} < 0, \quad \zeta_k, \zeta_{k'} < \hbar\omega_D,$$

$$V_{k,k'} = 0, \quad \zeta_k, \zeta_{k'} > \hbar\omega_D,$$

где ω_D - дебаевская частота, $\zeta_k = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} - E_F$.

Эта гипотеза не накладывает существенных ограничений на применимость теории. Действительно, масштаб электрон-фононного взаимодействия определяется энергией фона $\hbar\omega_D$. Эта величина имеет значение порядка 10^{-2} eV эВ, что гораздо меньше энергии Ферми E_F . Таким образом, при таком масштабе взаимодействия все эффекты локализованы в узкой прослойке вокруг сферы Ферми в k -пространстве, которая настолько мала по сравнению с ее радиусом, что модули электронных импульсов k и l в ней почти не изменяются. Предположив вдобавок изотропность среды, матричный элемент $V_{k,k'}$ действительно можно принять за константу. Те же соображения отчасти оправдывают использование концепции ферми-жидкости. С другой стороны, использование изотропности требует нулевой орбитальный момент куперовской пары $L = 0$. Такой тип сверхпроводимости называется s-wave. [31]. Принцип Паули также разрешает состояния пары с четным суммарным орбитальным моментом, например, $L = 2$, что соответствует d-wave сверхпроводимости [32–36], которая наблюдается в керамических материалах с высокой степенью анизотропии.

Решение квантово-механической задачи $\hat{H}\psi = E\psi$ в формализме вторичного квантования позволяет легко найти собственные функции электронного коллектива в такой системе и приступить к поиску основного состояния. Понятно, что парные состояния энергетически выгоднее одиночных, из-за чего их следует искать в виде

$|\psi\rangle = \prod_k (u_k + v_k \hat{a}_{k\uparrow}^+ \hat{a}_{-k\downarrow}^+) |0\rangle$, где u_k и v_k - неизвестные коэффициенты. Стоит заметить, что у этих коэффициентов есть строгий физический смысл: u_k это амплитуда вероятности того, что две квантовые ячейки с импульсами k , $-k$ и спинами \uparrow и \downarrow будут свободны, в то время как v_k - наоборот, амплитуда вероятности их заполнения. Для поиска u_k и v_k оказывается необходимым минимизировать термодинамический потенциал $\langle\psi| H - \mu N |\psi\rangle$. Эта задача приводит к уравнению на параметр Δ

$$\begin{aligned}\Delta_k &= -\frac{1}{2} \sum_l V_{k,k'} \frac{\Delta_{k'}}{\sqrt{\zeta_{k'}^2 + \Delta_{k'}^2}}; \\ v_k &= \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\zeta_k}{\sqrt{\zeta_k^2 + \Delta_k^2}} \right) \quad u_k = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\zeta_k}{\sqrt{\zeta_k^2 + \Delta_k^2}} \right).\end{aligned}$$

Предположение Купера $V_{k,k'} = -V$ упрощает задачу до $\Delta = \frac{V}{2} \sum_{k'} \frac{\Delta}{\sqrt{\zeta_{k'}^2 + \Delta^2}}$. Её решениям соответствуют два локальных экстремума химического потенциала, первый из которых возникает при $\Delta = 0$ и $v_k = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\zeta_k}{|\zeta_k|} \right)$, что соответствует основному состоянию системы, подчиняющемуся распределению Ферми-Дирака. Однако, в ряде случаев, основное состояние соответствует другому экстремуму при $\Delta = \frac{\hbar\omega_D}{\sinh(1/N(0)V)}$, где $N(0)$ - плотность состояний при нулевой энергии. Это приводит к тому, что фермиевское распределение в сверхпроводнике будет размыто даже при нулевой температуре. Другой важной особенностью теории БКШ является существование энергетической щели в электронном спектре. Щель возникает за счет того, что при возмущении квазичастице, для того чтобы покинуть основное состояние, необходима энергия большая чем потенциал спаривания Δ .

Вскоре Боголюбовым было предложено обобщение теории для пространственно неоднородного случая путем использования диагонализирующих преобразований, которые заменили операторы рождения и уничтожения электрона на операторы рождения, уничтожения квазичастиц.

После применения преобразований Боголюбова стационарное уравнение Шредингера для модельного гамильтониана БКШ с квазичастицами разных спинов принимает вид системы уравнений Боголюбова-Де Жена [37] для спиноров $\begin{pmatrix} u_k(r) \\ v_k(r) \end{pmatrix}$

$$E_K \begin{pmatrix} u_k(r) \\ v_k(r) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \hat{H}_e + B(r) & \Delta(r) \\ \Delta(r) & -(\hat{H}_e^* + B(r)) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_k(r) \\ v_k(r) \end{pmatrix},$$

дополненного уравнением самосогласования

$$\Delta(r) = \sum v_k^* u_k \operatorname{th} \left(\frac{E_k}{2T} \right),$$

где $H_e = \frac{1}{2m}(-i\hbar\nabla - \frac{e}{c}\vec{A})^2 + U_0 - E_F$ - одночастичный гамильтониан, $B(r) = -V < \psi_{r\uparrow}^+ \psi_{r\uparrow} >$ - самосогласованный потенциал для электрон-электронного кулоновского отталкивания

Уравнения Боголюбова-Де Жена позволяют описывать неоднородные гибридные структуры, содержащие сверхпроводник и нормальный металл. С точки построения эффективных моделей существенным недостатком оказался тот факт, что каждую неоднородность нужно описывать отдельным барьером в потенциале, а значит решение уравнений для достаточно “грязных” материалов резко усложняется. Таким образом, уделом теории Боголюбова-Де Жена является описание “чистых” структур, в которых длина свободного пробега частицы гораздо больше характерных длин разрушения когерентности куперовских пар.

Задача также может быть рассмотрена в рамках уравнений Горькова [38–40], описывающих сверхпроводящий порядок в терминах функций Грина $G(r, r_1)$ и $F(r, r_1)$, которые имеют схожий физический смысл с коэффициентами u_k и v_k . Обычно система уравнений записывается в пространстве Намбу [41] в следующем виде:

$$(i\omega\sigma_3 + (\hat{H}_e + B)\sigma_0 + \hat{\Delta})\hat{G} = \delta(r - r_1),$$

$$\hat{G} = \begin{pmatrix} G & F \\ F^* & -G \end{pmatrix}, \quad \hat{\Delta} = \begin{pmatrix} 0 & \Delta \\ -\Delta^* & 0 \end{pmatrix},$$

где $\omega = \pi T(2n + 1)$ - мацубаровские частоты, позволяющие описать систему при конечной температуре [42].

Однако, решение квантово-механической задачи ведет к получению избыточной информации о быстрых фазовых осцилляциях функций Грина на атомарном размере $\hbar v_F/E_F$, не влияющих на измеряемые параметры. Таким образом, следующим шагом станет использование квазиклассического приближения. Период осцилляций функций Грина $\hbar v_F/E_F$ оказывается намного меньше длины когерентности $\xi_0 = \hbar v_F/\Delta$.

Таким образом, гриновские функции могут быть усреднены по разностной координате, и результирующие функции $g(r, \theta)$ буду зависеть только от координаты центра масс куперовской пары r и от направления её движения θ . Результатом предложенных упрощений для функции Грина \hat{g} является уравнение Эйленбергера [43].

$$[\omega\sigma_3 + \Delta - 1/\tau \langle \hat{g} \rangle, \hat{g}] + v_F \partial_r \hat{g} = 0,$$

$$\hat{g} = \begin{pmatrix} g & f \\ f^* & -g \end{pmatrix}, \quad \hat{\Delta} = \begin{pmatrix} 0 & \Delta \\ -\Delta^* & 0 \end{pmatrix},$$

где τ - характерное время рассеяния квазичастицы на неоднородностях , $\langle \dots \rangle$ - усреднение функции по углу θ и $[f_1, f_2]$ - коммутатор. Условие на самосогласование потенциала спаривания имеет вид:

$$\Delta \ln \left(\frac{T}{T_C} \right) - \pi T \sum_{\omega} \left(\frac{\Delta}{\omega} - \langle f \rangle \right) = 0.$$

Описание грязных сверхпроводников (длина свободного пробега l_e намного меньше длины когерентности ξ_0) может быть упрощено еще сильнее. В этом случае большое количество примесей приводит к изотропизации функций Грина с параметром малости анизотропной части порядка l_e/ξ_0 , что позволяет свести систему к уравнениям Узаделя [44] с усредненными по углам функциями Грина $F(r)$ и $G(r)$.

$$i\hbar D \partial_r (\hat{G} \partial_r \hat{G}) - [\hat{\Delta} + (\omega_n)\sigma_3, \hat{G}] = 0,$$

$$\hat{G} = \begin{pmatrix} G & F \\ F^* & -G \end{pmatrix}, \quad \hat{\Delta} = \begin{pmatrix} 0 & \Delta \\ -\Delta^* & 0 \end{pmatrix},$$

где $D = \frac{v_F l_e}{3}$ - коэффициент диффузии. Уравнения дополняются условием самогласованности потенциала спаривания Δ

$$\Delta \ln \left(\frac{T}{T_C} \right) - \pi T \sum_{\omega} \left(\frac{\Delta}{\omega} - F_{\omega} \right) = 0.$$

При раскрытии матричной формы, одно из уравнений переходит в условие нормировки $FF^* + G^2 = 1$. В этом случае становится понятен физический смысл усредненной функции Грина: аномальная функция $F(r)$ – амплитуда волновой функции

электронов, объединенных в куперовские пары, а нормальная $G(r)$ - амплитуда волновой функции неспаренных электронов.

Теория обобщается и на случай добавление ферромагнитных материалов. Наличие обменного поля H должно было приводить к расщеплению уровней энергии частиц с одинаковыми импульсами, но разными спинами. Электрон-фононное взаимодействие эффективно проявляется для частиц одинаковой энергии. В результате куперовскую образуют не электроны с импульсами $(k, -k)$, а электроны $(k + q/2, -k + q/2)$, для которых поправка q определена величиной обменной энергии. Такое преобразование приводит к пространственному модулированию волновой функции синглетного состояния куперовских пар $\Psi = \psi_\uparrow\psi_\downarrow^* - \psi_\downarrow\psi_\uparrow^* \propto \sin(qx)$ [45, 46]. В случае бесконечного однородного ферромагнетика усреднение по фазе полностью уничтожает все проявления сверхпроводимости. Этот эффект делает невозможным существование ферромагнитного сверхпроводника s-типа.

Тем не менее, сверхпроводящий и ферромагнитный порядки могут сосуществовать в окрестности границы сверхпроводника и ферромагнетика. Проникновение куперовских пар в несверхпроводящий материал называется эффектом близости. Технически уравнение Узаделя в случае наличия ненулевого обменного поля модифицируется добавлением мнимой добавки к мацубаровской частоте $\tilde{\omega_n} = \omega_n + iH$. В ферромагнетике сверхпроводящие корреляции демонстрируют затухающую осциллирующую зависимость от глубины проникновения в F материал $\Psi \propto \exp(-x/\xi_F^*) = \exp(-(1/\xi_1)x)\exp(-i(1/\xi_2)x)$ [47]. Здесь ξ_F^* - эффективная комплексная длина когерентности в ферромагнитном материале

$$\xi_{1,2}^* = \sqrt{\frac{\hbar D}{\sqrt{\pi^2 T^2 + H^2} \pm \pi T}}.$$

часто используется при обработке экспериментальных данных. Здесь ξ_1^* - длина затухания, $2\pi\xi_2^*$ - период осцилляций. Для сравнения в нормальном металле ($H=0$) длина когерентности действительна и описывается выражением

$$\xi_N^* = \sqrt{\frac{\hbar D}{2\pi T}}.$$

Необходимо отметить, что здесь и далее ξ^* - это эффективная длина когерентности, температурозависимая величина, описывающая проникновение амплитуды спаривания

вания в область нормального или ферромагнитного металла. В ряд уравнений также входит величина $\xi = \sqrt{\frac{\hbar D}{2\pi T_C}}$ - длина когерентности, определяемая только материальными константами. Такую величину, удобно использовать при проведении аналитических и численных расчетов, в то время как связанная с ней ξ^* используется при аппроксимации экспериментальных и смоделированных зависимостей.

Другой аспект эффекта близости между сверхпроводником и ферромагнетиком состоит в формировании триплетных куперовских пар. Можно выделить два разных типа триплетного упорядочивания. Первый относится к парам с нулевой проекцией спина относительно оси намагниченности. Такой тип упорядочивания называется коротким триплетом и затухает на характерных длинах ξ_{F1}^* . В свою очередь, при наличии магнитных неоднородностей, например, в случае нескольких магнитных слоев с неколлинеарной намагниченностью, формируется другой тип триплетного порядка с конечной проекцией спина пары. Такие сверхпроводящие корреляции не разрушаются обменным полем, и характерная длина затухания такого эффекта близости сравнима с ξ_N^* . Этот тип упорядочивания назван "длинный триплет" [48–50].

Цель работы

Целью данной работы является развитие теоретических моделей, описывающих процессы в гибридных гетероструктурах, состоящих из сверхпроводящих, нормальных и ферромагнитных металлов, а также диэлектрических слоев. Проведение в рамках микроскопической теории сверхпроводимости расчетов основных параметров таких структур и их зависимостей от геометрических размеров и материальных констант, образующих их материалов. Оценка возможности применения таких структур в качестве управляющего элемента сверхпроводниковой памяти, инвертора фазы и φ -контакта.

Научная новизна

В диссертационной работе впервые получены следующие новые результаты:

1. Впервые рассчитана зависимость характерных длин затухания и осцилляций сверхпроводящих корреляций в гетероструктуре сверхпроводник-ферромагнетик, как функция размера и вида доменной структуры ферромагнитного материала.
2. Впервые рассчитаны ток-фазовые соотношения в точках $0-\pi$ перехода в структурах с продольно ориентированной прослойкой из ферромагнетика и нормаль-

ного металла и продемонстрирована возможность наличия в них превалирующего вклада второй гармоники в ток-фазовом соотношении.

3. Впервые на основе микроскопической модели рассчитаны зависимости критического тока в джозефсоновских контактах со сложной составной прослойкой из туннельного барьера, тонкой сверхпроводящей пленки и ферромагнитного слоя от геометрических параметров, материальных констант и температуры. Серии зависимостей систематизированы и выделены области параметров, соответствующие основным режимам работы структуры.

4. Впервые рассчитаны ток-температурные зависимости в джозефсоновских контактах со сложной составной прослойкой из туннельного барьера, тонкой сверхпроводящей пленки и ферромагнитного слоя. Показано температурное переключение между 0 и π состояниями через состояние со значительной амплитудой второй гармоники в ток-фазовом соотношении, обусловленной наличием сверхпроводящего слоя внутри области слабой связи.

5. Впервые теоретически продемонстрирован джозефсоновский π -контакт с характерным напряжением $I_C R_N$ на уровне туннельных переходов.

Положения выносимые на защиту

1. Характерные длины затухания и осцилляций сверхпроводящих корреляций, наводимых эффектом близости вглубь доменной структуры ферромагнетика зависят от размера доменов и ориентации доменной структуры.

2. Наличие доменной структуры в ферромагнетике может приводить к формированию двух отличных компонент амплитуды спаривания со свойствами, соответствующими эффекту близости в нормальном металле и ферромагнетике.

3. В джозефсоновских структурах с продольно-ориентированной прослойкой из нормального и ферромагнитного металлов возможна реализация φ -состояния с нетривиальной ток-фазовой зависимостью. Существование таких состояний возможно в областях параметров в окрестностях 0- π перехода.

4. Область параметров существования φ -состояния может быть расширена за счет изменения геометрии структуры. Расположение сверхпроводящих электродов и заключенного между ними ферромагнитного слоя над нормальной пленкой является оптимальным для реализации φ -контакта.

5. Токовый транспорт в джозефсоновской структуре со сложной прослойкой, состоящей из туннельного барьера, тонкой сверхпроводниковой пленки и ферромагнитного слоя, определяется подавлением сверхпроводимости в сверхпроводниковой пленке за счет эффекта близости и местом локализации прыжка фазы на ферромагнитном или диэлектрическом слоях.

6. Характерное напряжение $I_C R_N$ джозефсоновской структуры со сложной прослойкой, состоящей из туннельного барьера, тонкой сверхпроводниковой пленки и ферромагнитного слоя, может достигать значений сопоставимых по величине с характерным напряжением туннельного SIS перехода.

7. Джозефсоновская структура со сложной прослойкой, состоящей из туннельного барьера, тонкой сверхпроводниковой пленки и ферромагнитного слоя, может быть переключена из 0 в π состояние за счет изменения температуры или эффективного обменного поля магнитного материала.

Научно-практическая ценность диссертации

Научно-практическая ценность результатов, полученных в диссертации, определяется возможностью прикладного применения исследованных эффектов и структур для схем сверхпроводниковой электроники.

Теория эффекта близости между сверхпроводником и доменной структурой ферромагнитного материала может быть использована при построении модели искусственных составных материалов. Такой искусственный материал состоит из тонких чередующихся слоев ферромагнетика или нормального металла и хорошо описывается моделью, рассмотренной в главе 1. Свойствами подобного материала можно управлять при его создании, изменяя порядок и ширину напыляемых прослоек того или иного материала, а также приложением внешних магнитных полей, изменяющих направление векторов намагниченности в отдельных слоях готовых структур.

Так, джозефсоновские структуры с продольно-ориентированной прослойкой из нормального и ферромагнитного металлов могут быть использованы для создания нового базисного элемента сверхпроводниковой электроники - φ -контакта. Сдвиг джозефсоновской фазы в основном состоянии и формирование двухъямного потенциала открывают широкие возможности для применения в ячейках памяти и квантовых схемах сверхпроводниковой электроники, таких как квантовый бит и квантовый детектор.

Структуры со сложной составной прослойкой из туннельного барьера, тонкой сверхпроводниковой пленки и ферромагнитного слоя обладают высоким характерным напряжением $I_C R_N$ на уровне туннельных SIS переходов. Таким образом, магнитные управляющие элементы для ячеек сверхпроводниковой памяти, созданные на основе таких структур, обладают быстродействием сопоставимым с туннельными контактами, широко используемых в схемах быстрой одноквантовой логики (БОК). Подобные характеристики могут позволить успешно интегрировать элементы памяти в существующие схемы БОК логики.

Исследование джозефсоновских переходов со сверхпроводящим слоем в области слабой связи открывает ряд возможных применений. Так, джозефсоновская структура с двумя ферромагнитными слоями, разделенными сверхпроводниковой с прослойкой может быть применена в качестве управляющего элемента для сверхпроводниковской памяти. Базис состояний для такой структуры соответствует существованию s-прослойки в сверхпроводящем и нормальном состоянии соответственно.

Степень достоверности и аprobация работы

Достоверность полученных результатов обеспечена использованием в теоретических расчетах микроскопической теории сверхпроводимости, оптимальным выбором физических моделей, отражающих основные свойства исследуемых систем, а также наличием асимптотических переходов к результатам, полученным ранее в более простых моделях и совпадением рассчитанных зависимостей с имеющимися экспериментальными данными.

- 4-ой Всероссийской конференции молодых ученых "Международный молодежный научный форум "Ломоносов-2010", Москва, 2010;
- Всероссийской конференции и научной школе для молодых ученых "Новые материалы и нанотехнологии в электронике СВЧ Санкт-Петербург, 2010;
- Advanced research workshop "Meso-2012", Черноголовка, 2012;
- International Conference "Micro- and nanoelectronics - 2012" (ICMNE-2012), Звенигород, Московская область, 2012;
- 11-th European Conference on Applied Superconductivity (EUCAS-13), Генуя, Италия, 2013;
- 8-th International Conference on Vortex Matter in Nanostructured

Superconductors, Родос, Греция, 2013;

- XVIII международном симпозиуме "Нанофизика и наноэлектроника Нижний Новгород, 2014.

- Moscow International Symposium on Magnetism (MISM-2014), Москва, 2014;

- International Scientific Conference "Science of Future", Санкт-Петербург, 2014;

- XIX международном симпозиуме "Нанофизика и наноэлектроника", Нижний Новгород, 2015.

- 12-th European Conference on Applied Superconductivity (EUCAS-15), Лион, Франция, 2015;

отражены в 21 публикации, в том числе в девяти статьях в научных реферируемых журналах [A1]-[A9], рекомендованных ВАК, в двух патентах [A10], [A11], а также в 10 тезисах докладов конференций [A12]-[A21].

Личный вклад автора

В диссертации приведены результаты, полученные непосредственно автором или при его активном участии. Автором лично были разработаны программы для решения поставленных задач, проведены как численные, так и аналитические расчеты для получения представленных результатов. Совместно с соавторами диссертант непосредственно участвовал в постановке задачи, написании научных статей, подготовке и представлении докладов и постеров на научных конференциях.

Структура и объем работы

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы. Объем диссертации - 120 стр., включая 31 рисунок и 1 таблицу. Список литературы состоит из 117 наименований.

Содержание работы

Во **введении** дан краткий обзор теоретических и экспериментальных работ, относящихся к теме диссертации, обоснована ее актуальность, сформулированы цели и задачи работы, перечислены основные результаты, представляемые на защиту, дано краткое описание содержания глав диссертации.

Глава 1 посвящена теоретическому исследованию влияния доменной структуры ферромагнитного материала на эффект близости и токовый транспорт в гетероструктурах из сверхпроводника и ферромагнетика. Доменная структура рассматривается в приближении атомарно тонких стенок. Особое внимание уделено эффективным значениям характерных длин затухания ξ_1 и периода осцилляций ξ_2 параметра порядка в структуре, как в случае чередования доменов вдоль, так и поперек SF границы.

В разделе 1.1 изучаются свойства джозефсоновского SIFS контакта, состоящего из двух сверхпроводящих электродов S, разделенных тунNELьным барьером I и ферромагнитной прослойкой F. Ферромагнетик имеет доменную структуру, чередующуюся вдоль SF границы с антипараллельной ориентацией намагниченности в соседних доменах. Двухмерная краевая задача решена аналитически в области слабой связи в рамках линеаризованного уравнения Узаделя. В разделе 1.1 показано, что зависимость критического тока I_C представляет из себя затухающие осцилляции,

$$\Psi(x) = A \exp\left(-\frac{x}{\xi_1}\right) \cos\left(\frac{x}{\xi_2} + \varphi\right), \quad (0.1)$$

отношение характерных длин затухания ξ_1 и периода осцилляций ξ_2 которых является функцией толщины доменов и может изменяться от нуля до единицы. Таким образом, предложен новый механизм, объясняющий возможные причины значительного отличия ξ_1 от ξ_2 , наблюдавшегося экспериментально в структурах с разбавленными ферромагнетиками, для которых выполнены условия грязного предела, в рамках которых ранее теоретические модели предсказывали примерное равенство этих величин.

В разделе 1.2 рассматривается задача об эффекте близости в бислое сверхпроводник-ферромагнетик с доменной структурой, которая представляет из себя набор антиферромагнитно упорядоченных слоев, чередующихся по мере удаления от границы сверхпроводника и ферромагнетика. Численные расчеты с большим количеством слоев показали, что характер спадания сверхпроводящих корреляций вглубь ферромагнетика не может быть описан выражением (0.1) и представляет из себя суперпозицию двух слагаемых

$$\Psi(x) = \exp\left(-\frac{x}{\xi_1}\right) \left(A + B \cos\left(\frac{x}{\xi_2} + \varphi\right) \right). \quad (0.2)$$

Первое из них соответствует куперовским парам, локализованным внутри ферромаг-

нитного слоя, а другое - парам, распределенным по слоям с антиферромагнитной ориентацией.

Таким образом, полученные в главе 1 выражения для эффективной глубины проникновения сверхпроводящих корреляций в такие структуры позволяют прогнозировать эффективные материальные константы сложных материалов, их изменения, инициированные перемагничиванием отдельных F слоев.

В **главе 2** рассматриваются джозефсоновские структуры, позволяющие создать масштабируемый φ -контакт, джозефсоновская фаза основного состояния в котором имеет произвольную величину ($0 < |\varphi| < \pi$). Для этого предложено использовать в качестве области слабой связи продольно-ориентированный NF-бислой, состоящий из нормального и ферромагнитного металлов.

В разделе 2.1 рассмотрена теория генерации второй гармоники ток-фазового соотношения в джозефсоновских переходах с металлическим типом слабой связи. Продемонстрирована связь между появлением гармоник высокого порядка и циклическими процессами, включающими нормальные и андреевские отражениями. Показано, что процесс переноса квазичастиц, включающий два нормальных и два андреевских отражения, описывает вторую гармонику ток-фазового соотношения. Качественный результат, полученный в рамках этой модели, отвечает всем основным свойствам второй гармоники, известных из точных численных расчетов.

В разделе 2.2 сформулирована модель для описания джозефсоновских φ -контактов в рамках уравнений Узаделя. Продемонстрирован метод решения двумерной нелинейной краевой задачи, разработанный для исследования свойств структур с продольно-ориентированным NF-бислоем. Такой метод позволяет рассчитывать распределение джозефсоновского тока по структуре.

В разделе 2.3 исследуется возможность использования S-FN-S структуры в качестве φ -контакта. Подобная геометрия состоит из FN-бислоя, заключенного между двумя массивными сверхпроводящими электродами. На основе аналитического и численного решений показано, что наличие двух каналов протекания тока вдоль нормальной и ферромагнитной пленок позволяет реализовать φ -состояние в окрестности точки $0 - \pi$ перехода. Рассчитаны области существования φ - состояния и обнаружена возможность расширить эту область за счет слияния двух окрестностей $0 - \pi$ и $\pi - 0$.

переходов в одну. Аналитически выведено ограничение на минимальный поперечный размер φ -контакта, связанное с эффектом близости между нормальной и ферромагнитной прослойками.

В разделе 2.4 продемонстрированы результаты численных расчетов для структуры со сверхпроводниковыми электродами расположенными над NF-бислоем. Произведено сравнение двух структур SNF-NF-FNS и SFN-FN-NFS с разным порядком N и F слоев в области слабой связи. Показано, что φ -состояние может существовать только в SFN-FN-NFS структуре за счет наличия двух конкурирующих каналов. В SNF-NF-FNS структуре доминирующим является канал проводимости из нормального металла, из-за чего реализация φ -контакта в структуре с такой геометрией невозможна.

Раздел 2.5 посвящен SN-FN-NS структурам продольно-поперечной геометрии. В этих структурах сверхпроводящие электроды S и ферромагнитный F слой между ними расположены на пленке из нормального металла N. Численные расчеты и аналитические решения показали, что данная геометрия является предпочтительной для реализации φ -контактов, так как обеспечивает наибольший диапазон параметров, разрешающих их существование.

В главе 3 рассмотрена теория токового транспорта в SIsFS контактах. Структура состоит из двух массивных сверхпроводящих S электродов и сложной прослойки между ними, состоящей из туннельного барьера I, ферромагнитного слоя F и тонкой сверхпроводящей пленки s между ними. Выделены основные режимы транспорта тока такой структуры, отличающиеся как амплитудой критического тока, так и местом локализации фазового сдвига в области слабой связи на туннельном барьере I либо на ферромагнитном слое F. Показано, что такие структуры имеют высокий уровень характерного напряжения $I_C R_N$, что обеспечивает их быстродействие на уровне туннельных джозефсоновских контактов. Исследованы распределения потенциала и амплитуды спаривания в каждом из режимов. Подробно изучена область $0 - \pi$ перехода в таких структурах при разных температурах.

В разделе 3.1 сформулирована краевая задача о SIsFS переходе. Для описания структуры использованы уравнения Узаделя, дополненные уравнением самосогласования и краевыми условиями Куприянова-Лукичева. В рамках этой задачи предполагается, что все материалы являются грязными, а туннельный барьер достаточно велик,

чтобы пренебречь набегом сверхпроводящей фазы в электродах, а также обратным эффектом близости в одном из них. Особое внимание уделяется самосогласованному определению потенциала спаривания в промежуточном s-слое, значение которого определяет режим работы и свойства структуры.

Раздел 3.2 посвящен аналитическим расчетам в высокотемпературном пределе. В этом случае самосогласованное решение в промежуточной s прослойке может быть найдено в рамках уравнений Гинзбурга-Ландау. В результате решения задачи, обнаружены основные режимы работы, найдены аналитические области параметров, им соответствующие, а также ток-фазовые соотношения для каждого из режимов. Показано, что ток-фазовые зависимости имеют заметные отклонения даже в окрестности критической температуры T_C , и эти отклонения сильнее всего проявляются в области $0-\pi$ перехода.

Раздел 3.3 посвящен численным расчетам задачи при произвольной температуре. Исследованы распределение потенциала спаривания и место локализации фазового прыжка в разных режимах работы SIsFS структуры. При толстом промежуточном сверхпроводниковом s-слое, находящемся в сверхпроводящем состоянии, структура представляет из себя S-I-sfS или SIs-F-S переход со слабой связью, локализованной на тунNELЬНОМ барьере (режим 1a) или на ферромагнитном F-слое (режим 1b) соответственно. В пределе малых толщин s-слоя его собственная сверхпроводимость полностью подавлена, в результате чего формируется составная -InF- область слабой связи (режим 2). Продемонстрировано существование температурного перехода между 0 и π состояниями. Исследованы ток-фазовые соотношения в окрестности этих переходов и продемонстрирован вклад низких температур в отклонение от синусоидальной ток-фазовой зависимости и существование значительных высших гармоник ТФЗ. Наконец, в разделе 3.3 показана возможность провести $0-\pi$ переход за счет изменения эффективного обменного поля в структуры.

Таким образом, в главе 3 были выявлены основные режимы работы SIsFS переходов, исследованы возможности переключения между ними и установлены ток-фазовые соотношения. Также произведено сравнение характеристик SIsFS структуры с другими типами джозефсоновских контактов, содержащих ферромагнитный слой в области слабой связи.

Глава 4 посвящена сравнению теоретических расчетов SIsFS структуры с экспериментальными данными, полученными для контактов этой геометрии [28, 51]. В главе 4 исследованы зависимости критического тока от толщины ферромагнитной и центральной сверхпроводниковой прослоек, ток-температурные и ток- полевые зависимости. Сравнение действительно демонстрирует наличие основных режимов работы и высокое значение характерного напряжения $I_C R_N$ в таких структурах.

В разделе 4.1 сравниваются зависимости критического тока структур от толщины ферромагнитного слоя в области слабой связи для разных толщин сверхпроводниковых s-прослоек. Схожесть зависимостей с экспериментальными [51] демонстрирует существование основных режимов работы, введенных в разделах (3.2) и (3.3).

Раздел 4.2 посвящен изучению температурной зависимости критического тока джозефсоновского SIsFS контакта. На теоретических и экспериментальных [28] зависимостях продемонстрировано наличие эффективной критической температуры T_C^* , при которой критический ток системы начинает быстро расти. Эта величина связана с формированием сверхпроводимости в промежуточном s-слое и определяется его толщиной и подавлением за счет инверсного эффекта близости со стороны ферромагнитной прослойки.

В разделе 4.3 построена модель для аппроксимации экспериментальных ток- полевых зависимостей [28]. Для этого предполагается, что ферромагнетик в области слабой связи имеет кластерную структуру, а промежуточная s-прослойка находится в сверхпроводящем состоянии. В этих приближениях, модель позволяет описывать асимметричные зависимости $I_C(H)$. Уровень асимметричности определяется распределением намагниченности магнитных кластеров и зависит от предыстории приложения внешнего магнитного поля.

В **заключении** сформулированы основные результаты работы и положения, выносимые на защиту.

Глава 1

Эффект близости в многослойных структурах с чередующимися ферромагнитными и нормальными слоями

Свойства джозефсоновских структур с ферромагнитным материалом в области слабой связи определяются соотношением комплексной длины когерентности ξ^* , ($\xi^{*-1} = \xi_1^{-1} + i\xi_2^{-1}$) и геометрических размеров этих контактов [52–54]. В ферромагнитных материалах в грязном пределе с обменной энергией H , сильно превышающей критическую температуру πT_C , действительная и мнимая компоненты длины когерентности почти совпадают $\xi_1 \approx \xi_2$. Однако, как было показано в работах [55]- [61], на практике существует значительное отличие между ξ_1 и ξ_2 . Эта разница обычно объясняется наличием сильного парамагнитного рассеяния в F-слое [58] или нарушением условий реализации грязного предела ферромагнетика [61], [16]. В данной главе рассмотрены структуры с продольным и поперечным типом чередования доменов (Рис. 1.1) и показано, что наличие доменных стенок в ферромагнитном слое также может привести к появлению заметной разницы между ξ_1 и ξ_2 даже в отсутствии сильного рассеяния на парамагнитных примесей в грязном ферромагнетике. Более того, в случае частных случаях расположения доменов в структуре (Рис. 1.1b) определение эффективных длин когерентности в структуре должно быть модифицировано.

1.1 Доменная структура, чередующаяся вдоль SF границы

Структура, представленная на Рис.1.1a, состоит из сверхпроводникового электрода S, изолятора I и FS бислой ферромагнетик-нормальный металл над ним. Предполагается, что F пленка толщиной d_F разделена на отдельные домены с антипараллельным направлением намагниченности в соседних доменах. Ширина доменов составляет

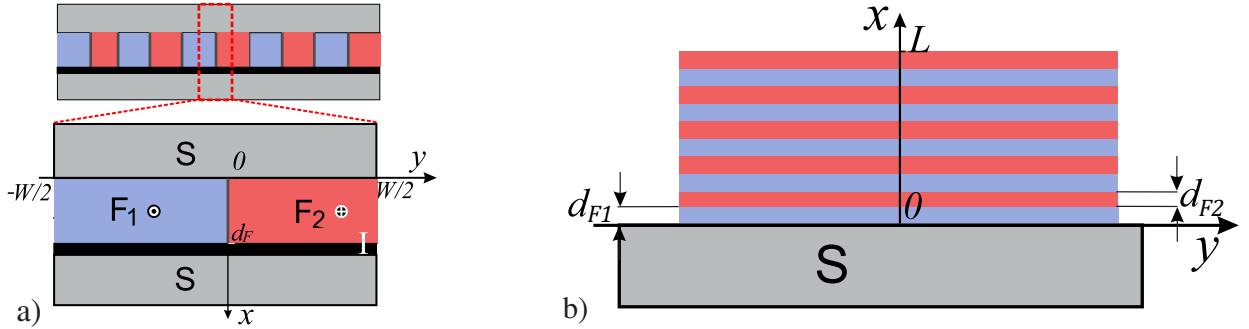


Рис. 1.1. Схема рассматриваемой пространственно неоднородной многослойной структуры а) с доменной структурой, чередующейся вдоль SF границы, б) с доменной структурой, чередующейся по мере удаления от SF границы.

W , а границы между ними предполагаются атомарно резкими. За счет периодичности структуры, можно без потери общности рассмотреть ее сегмент от $-W/2$ до $W/2$. Этот элемент выделен на Рис. 1.1а и состоит из двух половин доменов, разделенных доменной стенкой. Помимо этого, предполагается, что все материалы структуры являются грязными, а эффективная константа электронно-фононного спаривания равна нулю в нормальном и ферромагнитном материале. Также предполагается, что температура системы T близка к критической температуре электродов, или параметры подавления на SF границах $\gamma_{BS} = R_{BS}\mathcal{A}_{BN}/\rho_F\xi_F$ достаточно велики, чтобы использовать линеаризованные уравнения Узаделя в F слое структуры. Доменная стенка характеризуется параметрами подавления $\gamma = 1$ и $\gamma_{BF} = R_{BF}\mathcal{A}_{BF}/\rho_F\xi_F$. Здесь R_{BS} , R_{BF} и \mathcal{A}_{BN} , \mathcal{A}_{BF} - сопротивление и площадь SF и FF границ, ξ_S и $\xi_F = (D_F/2\pi T_C)^{1/2}$ - длины когерентности S и F материалов, ρ_S и ρ_F - удельные сопротивления, а D_F - коэффициент диффузии в ферромагнетике.

При выполнении этих условий, задача об эффекте близости в SF части SIFS контакта ($0 \leq x \leq d_F$) сводится к решению линеаризованных уравнений Узаделя [54]-[53], [44]

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right\} F_F - \tilde{\Omega}_+ F_F = 0, \quad 0 \leq y \leq \frac{W}{2}, \quad (1.1)$$

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right\} F_F - \tilde{\Omega}_- F_F = 0, \quad -\frac{W}{2} \leq y \leq 0, \quad (1.2)$$

где $\Omega = \omega/\pi T_C$, $\tilde{\Omega}_\pm = |\Omega| \pm ih \operatorname{sgn}(\omega)$, $h = H/\pi T_C$, H - обменная энергия ферромагнитного материала, $\omega = \pi T(2n + 1)$ - мацубаровская частота. Пространственные

координаты в (1.1), (1.2) нормированы на характерную длину затухания ξ_F . Оси x и y выбраны в перпендикулярном и параллельном направлениях относительно плоскости SF интерфейса, а начало координат помещено посередине SF-границы, в точке принадлежащей доменной стенке. (См. Рис. 1).

Уравнения (1.1), (1.2) должны быть дополнены граничными условиями [63].

$$\begin{aligned}\gamma_{BS} \frac{\partial}{\partial x} F_F &= -G_0 \frac{\Delta}{\omega}, \quad x = 0, \quad -\frac{W}{2} \leq y \leq \frac{W}{2}, \\ \frac{\partial}{\partial x} F_F &= 0, \quad x = d_F, \quad -\frac{W}{2} \leq y \leq \frac{W}{2}.\end{aligned}\quad (1.3)$$

На FF границе ($y = 0, 0 \leq x \leq d_F$) и посередине доменов ($y = \pm W/2, 0 \leq x \leq d_F$) также имеем

$$\gamma_{BF} \frac{\partial}{\partial y} F_F(x, +0) = F_F(x, +0) - F_F(x, -0), \quad (1.4)$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial y} F_F(x, +0) &= \frac{\partial}{\partial y} F_F(x, -0), \\ \frac{\partial}{\partial y} F_F(x, \frac{W}{2}) &= \frac{\partial}{\partial y} F_F(x, -\frac{W}{2}) = 0.\end{aligned}\quad (1.5)$$

Здесь W - толщина домена, $G_0 = \omega / \sqrt{\omega^2 + \Delta^2}$, Δ - модуль параметра порядка в сверхпроводящих электродах. Критическая плотность тока J_C SIFS контакта определяется сверхпроводящими корреляциями s-типа на IF границе, которые являются четной функцией мацубаровской частоты

$$\frac{eJ_C R_N}{2\pi T_C} = \frac{T}{WT_C} \sum_{\omega>0} \frac{G_0 \Delta}{\omega} \Phi(y), \quad (1.6)$$

где $\Phi(y) = (F_{F,+\omega}(d_F, y) + F_{F,-\omega}(d_F, y))/2$, в то время как полный ток I_C представляет из себя результат интегрирования $J_C(y)$ по всей ширине контакта.

$$\frac{eI_C R_N}{2\pi T_C} = \frac{T}{WT_C} \sum_{\omega>0} \frac{G_0 \Delta}{\omega} \int_{-W/2}^{W/2} \Phi(y) dy. \quad (1.7)$$

Здесь, R_N , - нормальное сопротивление перехода.

Решение уравнения Узаделя в FS электроде Решение двухмерной краевой задачи (1.1)-(1.5) в F слое ($0 \leq x \leq d_F$) обычно ищется как разложение в ряд Фурье

$$F_F(x, y) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n(y) \cos \frac{\pi n x}{d_F}, \quad 0 \leq y \leq \frac{W}{2}, \quad (1.8)$$

$$F_F = \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n(y) \cos \frac{\pi n x}{d_F}, \quad -\frac{W}{2} \leq y \leq 0, \quad (1.9)$$

где

$$A_n(y) = \frac{Z}{q_+^2} + a_n \cosh(q_+ \left(y - \frac{W}{2} \right)), \quad (1.10)$$

$$B_n(y) = \frac{Z}{q_-^2} + b_n \cosh(q_- \left(y + \frac{W}{2} \right)), \quad (1.11)$$

и коэффициенты a_n и b_n

$$a_n = - \left[\frac{1}{q_+^2} - \frac{1}{q_-^2} \right] \frac{Z q_- S_-}{\delta}, \quad q_{\pm} = \sqrt{\tilde{\Omega}_{\pm} + \left(\frac{\pi n}{d_F} \right)^2}, \quad (1.12)$$

$$b_n = \left[\frac{1}{q_+^2} - \frac{1}{q_-^2} \right] \frac{Z q_+ S_+}{\delta}, \quad Z = \frac{\Delta G_0}{\gamma_{BS} d_F \omega} \quad (1.13)$$

определяются из граничных условий (1.4). Здесь коэффициенты δ , C_{\pm} и S_{\pm} определяются выражениями

$$\delta = q_- q_+ \gamma_{BF} S_+ S_- + q_- C_+ S_- + q_+ S_+ C_-, \quad (1.14)$$

$$C_{\pm} = \cosh\left(\frac{q_{\pm} W}{2}\right), \quad S_{\pm} = \sinh\left(\frac{q_{\pm} W}{2}\right). \quad (1.15)$$

Принимая во внимание симметрию $q_-(-\omega) = q_+(\omega)$ сверхпроводящих корреляций s-типа в F слое при $x = d_F$, легко получить

$$\Phi(y \geq 0) = \frac{Z}{2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-1)^n \left[\frac{1}{q_+^2} + \frac{1}{q_-^2} - \left[\frac{1}{q_+^2} - \frac{1}{q_-^2} \right] \frac{\delta_+}{\delta} \right], \quad (1.16)$$

$$\Phi(y \leq 0) = \frac{Z}{2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-1)^n \left[\frac{1}{q_+^2} + \frac{1}{q_-^2} - \left[\frac{1}{q_+^2} - \frac{1}{q_-^2} \right] \frac{\delta_-}{\delta} \right], \quad (1.17)$$

$$\delta_{\pm} = q_- S_- \cosh(q_+ \frac{2y \mp W}{2}) - q_+ S_+ \cosh(q_- \frac{2y \mp W}{2}).$$

Наконец, из (1.7), (1.16) и (1.17) имеем выражение для критического тока

$$\frac{eI_C R_N}{2\pi T_C} = \frac{T}{2WT_C} \sum_{\omega>0} \frac{ZG_0\Delta}{\omega} S(\omega), \quad (1.18)$$

$$S(\omega) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-1)^n \left[\frac{W}{q_+^2} + \frac{W}{q_-^2} - \frac{2S_- S_+ (q_-^2 - q_+^2)^2}{\delta q_+^3 q_-^3} \right].$$

Видно, что критический ток может быть представлен в виде суммы двух членов. Первый отвечает за вклад в ток от независимых доменов, разделенных полностью непрозрачной доменной стенкой.

$$\frac{eI_{C1}R_N}{2\pi T_C} = \frac{T}{T_C} \sum_{\omega>0} \frac{G_0^2 \Delta^2}{\gamma_{BS}\omega^2} \operatorname{Re} \frac{1}{\sqrt{\tilde{\Omega}_+} \sinh \left(d_F \sqrt{\tilde{\Omega}_+} \right)}, \quad (1.19)$$

в то время как второй

$$\frac{eI_{C2}R_N}{2\pi T_C} = \frac{4h^2T}{Wd_FT_C} \sum_{\omega>0} \frac{G_0^2 \Delta^2}{\gamma_{BS}\omega^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{(-1)^n S_- S_+}{q_+^3 q_-^3 \delta} \quad (1.20)$$

представляет из себя вклад от доменной стенки.

Выражение (1.19) воспроизводит хорошо известный результат для однодоменно-го SIFS контакта [64]- [66], таким образом, демонстрируя независимость критического тока от ориентации намагниченности доменов.

Предел больших γ_{BF} . Для больших значений параметра подавления $\gamma_{BF} \gg \max \{1, (Wq_{\pm})^{-1}\}$ выражение (1.20) трансформируется в

$$\frac{eI_{C2}R_N}{2\pi T_C} = \frac{4h^2T}{Wd_FT_C} \sum_{\omega>0} \frac{G_0^2 \Delta^2}{\gamma_{BF}\gamma_{BS}\omega^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{(-1)^n}{q_+^4 q_-^4}. \quad (1.21)$$

Суммирование по n в Eq. (1.21) может быть проведено аналитически через вычет

$$\frac{eI_{C2}R_N}{2\pi T_C} = \frac{2hT}{WT_C} \sum_{\omega>0} \frac{G_0^2 \Delta^2}{\gamma_{BF}\gamma_{BS}\omega^2} S_1, \quad (1.22)$$

$$S_1 = \operatorname{Re} \left[\frac{i}{\tilde{\Omega}_+^{3/2}} \left(\frac{1}{\cosh \left(d_F \sqrt{\tilde{\Omega}_+} \right)} + \frac{d_F \sqrt{\tilde{\Omega}_+}}{\sinh \left(d_F \sqrt{\tilde{\Omega}_+} \right)} \right) \right]$$

Видно, что I_{C2} убывает как $(\gamma_{BF}W)^{-1}$. Характерные размеры ξ_1, ξ_2 в этом случае такие же как в однодоменной SIFS структуре (1.19).

Предел малых γ_{BF} . В противоположном случае $\gamma_{BF} \ll \max \{1, (Wq_{\pm})^{-1}\}$ имеем

$$\frac{eI_{C2}R_N}{2\pi T_C} = \frac{8h^2T}{Wd_FT_C} \sum_{\omega>0} \frac{G_0^2 \Delta^2}{\gamma_{BS}\omega^2} S_2, \quad (1.23)$$

$$S_2 = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{(-1)^n S_- S_+}{q_+^3 q_-^3 (q_- C_+ S_- + q_+ S_+ C_-)}.$$

В полном соответствии с результатами, полученными в [67], в случае широких доменов $W \gg \text{Re}(q_{\pm})$,

$$\frac{eI_{C2}R_N}{2\pi T_C} = \frac{4h^2T}{Wd_FT_C} \sum_{\omega>0} \frac{G_0^2\Delta^2}{\gamma_{BS}\omega^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{(-1)^n}{q_+^3 q_-^3 (q_- + q_+)}. \quad (1.24)$$

вклад доменной стенки в критический ток уменьшается как W^{-1} , а подавление происходит на размерах порядка ξ_1 .

Предел тонких доменов В противоположном случае, $W \ll \text{Re}(q_{\pm})$, представление критического тока как суммы членов I_{C1} и I_{C2} не имеет физической основы, и I_C получается из (1.18)

$$\begin{aligned} \frac{eI_C R_N}{2\pi T_C} &= \frac{T}{2T_C} \sum_{\omega>0} \frac{G_0^2\Delta^2}{\gamma_{BS}d_F\omega^2} S_3, \\ S_3 &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-1)^n \left[\frac{(q_-^2 + q_+^2) \gamma_{BW} + 4}{(q_-^2 q_+^2 \gamma_{BW} + q_-^2 + q_+^2)} \right], \end{aligned} \quad (1.25)$$

где $\gamma_{BW} = \gamma_{BF}W/2$. Видно, что для $\gamma_{BW} \gg 1$ выражение (1.25) трансформируется в (1.19) и $I_C = I_{C1}$, в то время как в пределе $\gamma_{BW} \rightarrow 0$ из (1.25) критический ток

$$\frac{eI_C R_N}{2\pi T_C} = \frac{T}{T_C} \sum_{\omega>0} \frac{G_0^2\Delta^2}{\gamma_{BS}\omega^2 \sqrt{\Omega} \sinh(d_F \sqrt{\Omega})} \quad (1.26)$$

не зависит от обменной энергии и уменьшается с ростом d_F на характерных длинах SINS контактов. Ранее, было обнаружено, что характерная длина подавления изменяется в окрестности доменной стенки [68] - [75]. В частности, было показано, что в случае антипараллельной намагниченности малых доменов $d_f \lesssim \xi_F$ и тонкой доменной стенки параллельной [71] или перпендикулярной границе [75] эффективное обменное поле усредняется, а характерная длина подавления сверхпроводящих корреляций приближается к своему значению для соответствующего немагнитного металла $N \xi_F = \sqrt{D_F/2\pi T_C}$. Такой же эффект имеет место и в S-FNF-S структурах [96], [98].

Для произвольных значений γ_{BW} сумма по n в (1.25) может быть также рассчитана аналитически. Знаменатель в (1.25) имеет полюса при

$$n = \pm i \frac{d_F}{\pi} \sqrt{\Omega + \frac{1 \pm \sqrt{1 - \gamma_{BW}^2 h^2}}{\gamma_{BW}}}.$$

Применение теории вычетов для суммирования ряда по n в выражении (1.25) приводит к

$$\frac{eI_C R_N}{2\pi T_C} = \frac{T}{2T_C} \sum_{\omega>0} \frac{G_0^2 \Delta^2}{\gamma_{BS}\omega^2} \frac{\gamma_{BM}}{\sqrt{1-\gamma_{BM}^2 h^2}} S_4, \quad (1.27)$$

$$S_4 = \frac{q}{\sqrt{\Omega+p} \sinh(d_F \sqrt{\Omega+p})} - \frac{p}{\sqrt{\Omega+q} \sinh(d_F \sqrt{\Omega+q})},$$

$$p = \frac{1 - \sqrt{1 - \gamma_{BW}^2 h^2}}{\gamma_{BW}}, \quad q = \frac{1 + \sqrt{1 - \gamma_{BW}^2 h^2}}{\gamma_{BW}}. \quad (1.28)$$

Для $\gamma_{BW}h \leq 1$ сверхпроводящие корреляции s-типа экспоненциально убывают внутри металла без осцилляций на двух характерных длинах $\xi_{11} = \xi_F(\Omega + p)^{-1/2}$, и $\xi_{12} = \xi_F(\Omega + q)^{-1/2}$. При γ_{BW} стремящейся к нулю, одна из характерных длин ξ_{11} стремится к значению $\xi_F \Omega^{-1/2}$ SINS контакта, в то время как вторая ξ_{12} уходит в ноль. С ростом γ_{BW} ξ_{11} уменьшается, в то время как ξ_{12} растет, пока они не сравняются $\xi_{11} = \xi_{12} = \xi_F(\Omega + h)^{-1/2}$ при $\gamma_{BW}h = 1$. Дальнейший рост $\gamma_{BW}h$ ведет к появлению затухающих осцилляций $I_C(d_F)$. Соотношение

$$\frac{\xi_1}{\xi_2} = \frac{\sqrt{\gamma_{BW}^2 h^2 - 1}}{\sqrt{(\gamma_{BW}\Omega + 1)^2 + \gamma_{BW}^2 h^2 - 1} + \Omega \gamma_{BW} + 1}, \quad (1.29)$$

монотонно растет от нуля до $\gamma_{BW}h = 1$ пока не достигнет значения, характерного для однодоменного SIFS контакта.

$$\frac{\xi_1}{\xi_2} = \frac{h}{(\sqrt{\Omega^2 + h^2} + \Omega)}, \quad (1.30)$$

в пределе $\gamma_{BW} \rightarrow \infty$.

Из (1.29) (1.30) следует, что наличие доменной структуры в F слое SIFS контакта может значительным фактором, влияющим на соотношение между ξ_1 и ξ_2 , которое получается из экспериментальных работ по определению зависимости $I_C(d_F)$ в туннельных SIFS структурах.

Домены произвольной толщины. Для произвольных толщин магнитных доменов зависимость $I_C(d_F)$ может быть рассчитана исходя из общего выражения (1.18). Рис.1.2 демонстрирует кривые $I_C(d_F)$ рассчитанные для $H = 10\pi T_C$, $\gamma_{BF} = 0$ и для разных толщин W/ξ_F . В полном соответствии с аналитикой, I_C монотонно убывает с ростом W вплоть до достижения $0.78\xi_F$. При $W \gtrsim 0.78$ происходит переход от монотонной зависимости $I_C(d_F)$ к затухающим осцилляциям. Что интересно, что в окрестности перехода критический ток убывает даже быстрее, чем при больших W .

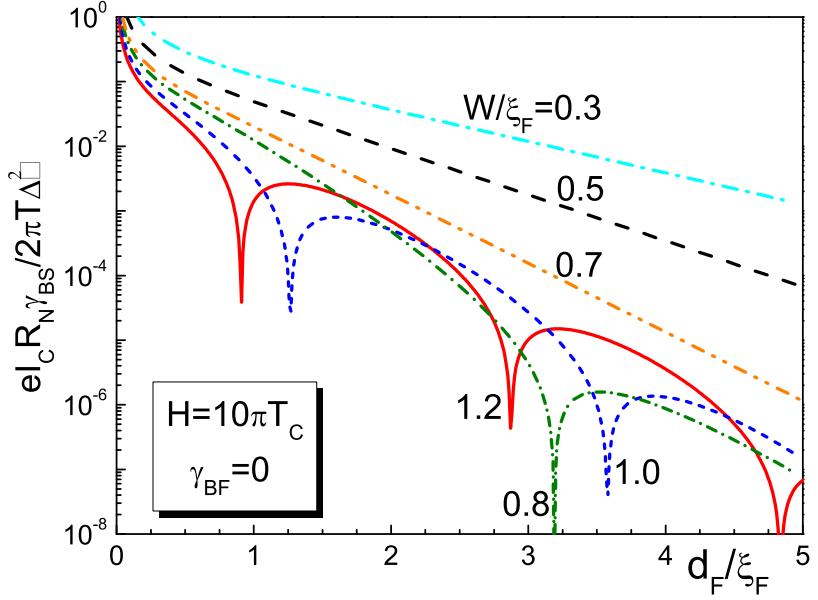


Рис. 1.2. Зависимость критического тока через джозефсоновский SIFS переход от толщины ферромагнитного слоя d_F для разных размеров доменной структуры, чередующейся вдоль SF границы $W/\xi_F = 0, 3; 0, 5; 0, 7; 0, 8; 1; 1, 2$. Расчет производился численно при $T = 0.5T_C$, $H = 10\pi T_C$ и $\gamma_{BF} = 0$.

Для иллюстрации этого результата, кривые были аппроксимированы выражением

$$I_C(d_F) = A \exp(-d_F/\xi_1) \cos(d_F/\xi_2 + \varphi),$$

которое обычно используется для определения характерных длин затухания ξ_1 и ξ_2 из экспериментальных данных [78], [79].

Первым шагом определялся ξ_2 из позиций первого d_{F1} и второго d_{F2} 0- π переходов на $I_C(d_F)$ зависимости

$$\xi_2 = (d_{F2} - d_{F1})/\pi$$

После чего определялась фаза из условия равенства критического тока нулю в точке перехода $I_C(d_{F1}) = 0$.

$$\varphi = \pi/2 - d_{F1}/\xi_2$$

Характерная длина затухания ξ_1 определяется из отношения амплитуды критического тока, взятого в двух точках с одинаковой фазой осцилляций.

$$\xi_1 = \pi \xi_2 \ln \left[\frac{I_C(d_{F1} + \xi_2 \pi/2)}{I_C(d_{F2} + \xi_2 \pi/2)} \right]$$

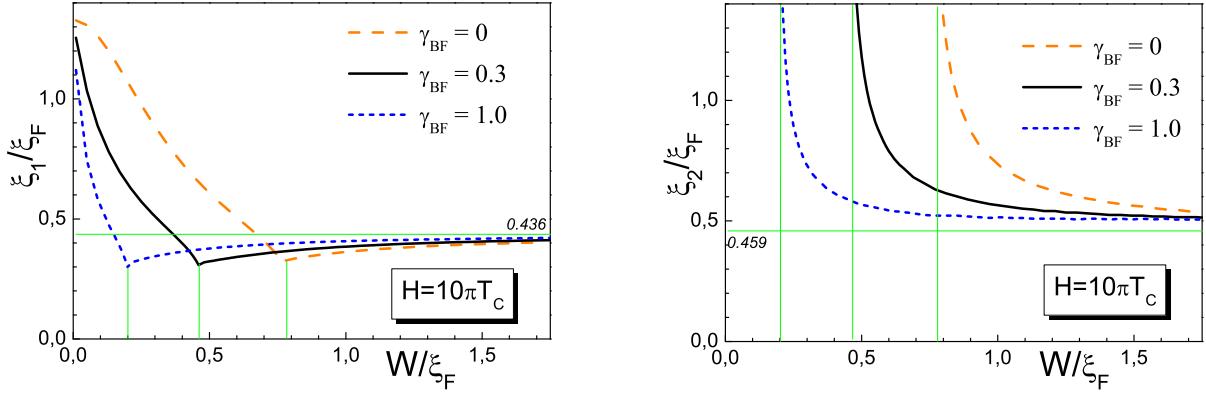


Рис. 1.3. Зависимость длин когерентности а) ξ_1 и б) ξ_2 от размера доменной структуры W , чередующейся вдоль SF границы, при $T = 0.5T_C$, $H = 10\pi T_C$ и $\gamma_{BF} = 0; 0.3; 1$. Пунктиром продемонстрированы асимптотические значения ξ_1 , ξ_2 на бесконечности.

Нормировочная константа A

$$A = \frac{I_C(d_F + \xi_2\pi/2)}{\exp(-d_F/\xi_1) \cos(d_F/\xi_2 + \varphi)}$$

определяется прямым расчетом величины критического тока в определенной точке между $0-\pi$ переходами.

Если положение второго $0-\pi$ перехода превышало $10 \xi_F$, предполагалось, что ξ_2 бесконечен, и зависимость $I_C(d_F)$ может быть аппроксимирована функцией

$$I_C(d_F) = A \exp(-d_F/\xi_1).$$

Результаты аппроксимации представлены на Рис.1.3-Рис.1.4, на которых изображены зависимости характерных длин ξ_1 , ξ_2 и их отношение ξ_1/ξ_2 как функция размера домена. Расчеты проводились при $T = 0.5T_C$, $H = 10\pi T_C$ и разных параметрах подавления на границе $\gamma_{BF} = 0; 0.3; 1$. Тонкие вертикальные линии на Рис.1.3 показывают точки, при которых происходит переход от монотонного убывания $I_C(d_F)$ к затухающим осцилляциям. Тонкие горизонтальные линии на Рис.1.3-Рис.1.4 обозначают асимптотические значения ξ_1 , ξ_2 на бесконечности, соответствующие длинам затухания однодоменной SIFS структуры с обменной энергией $H = 10\pi T_C$ при температуре $T = 0.5T_C$.

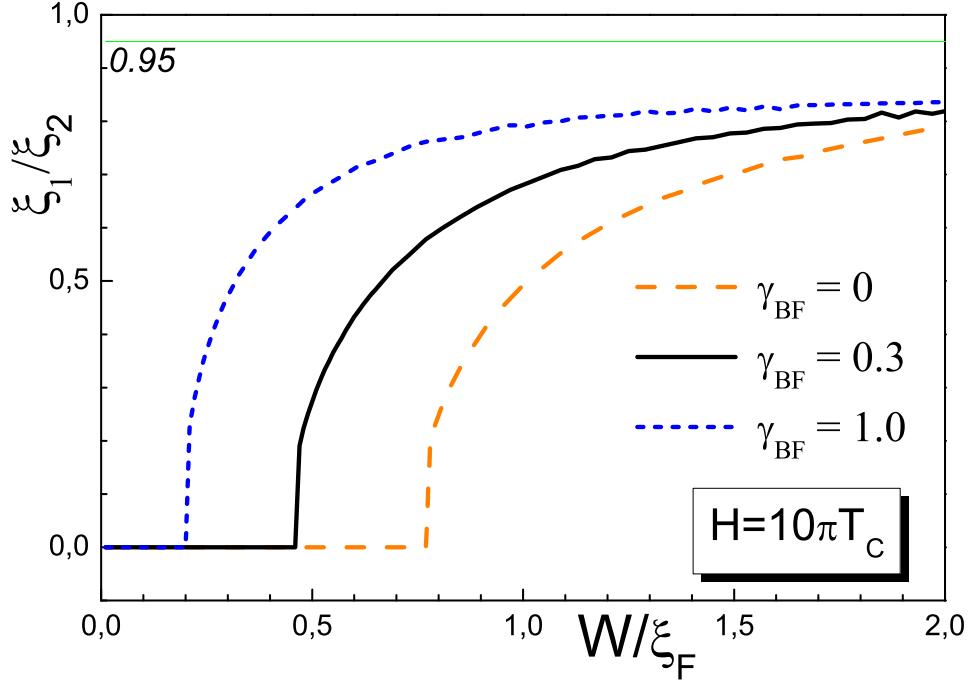


Рис. 1.4. Отношение длин когерентности ξ_2/ξ_1 от размера домена W структуры, чередующейся вдоль SF границы, при $T = 0.5T_C$, $H = 10\pi T_C$ и $\gamma_{BF} = 0; 0.3; 1$. Пунктиром продемонстрированы асимптотические значения ξ_2/ξ_1 на бесконечности.

1.2 Структура с поперечным направлением чередования доменов.

Структура состоит из массивного сверхпроводника, находящегося в контакте с ферромагнитным слоем с доменной структурой, которая представляет из себя набор антиферромагнитно упорядоченных слоев, чередующихся по мере удаления от границы сверхпроводника и ферромагнетика (Рис. 1.1b). В коллинеарной геометрии векторов намагниченности \mathbf{M} ферромагнитных слоев и сделанных выше предположениях для исследования эффекта близости можно воспользоваться уравнениями Узаделя [44], которые для модифицированных функций Узаделя [63] представимы в виде

$$\xi_F^2 \frac{\pi T_c}{\tilde{\omega}_k G_{Fk}} \frac{\partial}{\partial x} \left[G_{Fk}^2 \frac{\partial}{\partial x} \Phi_{Fk} \right] - \Phi_{Fk} = 0, \quad (1.31)$$

$$\Delta \ln \frac{T}{T_C} + \pi T \sum_{\omega=-\infty}^{\infty} \left(\frac{\Delta}{|\omega|} - \frac{1}{\omega} \Phi_S G_S \right) = 0, \quad (1.32)$$

где $\omega = \pi T(2n + 1)$ - мацубаровские частоты, Φ_S , Φ_{Fk} - аномальные функции Грина в S и F пленках, $G_{Fk} = \tilde{\omega}_k / \sqrt{\tilde{\omega}_k^2 + \Phi_{Fk}(\omega)\Phi_{Fk}^*(-\omega)}$, $G_S = \omega / \sqrt{\omega^2 + \Phi_S(\omega)\Phi_S^*(-\omega)}$,

$\tilde{\omega}_k = \omega + iH_k$, H_k - обменная энергия в k -том F слое, $\xi_F = \sqrt{D_F/2\pi T_c}$ и D_F - длины когерентности и коэффициенты диффузии в F пленках.

Уравнения Узаделя (1.31) необходимо дополнить граничными условиями [54].

На SF границе ($x = 0$) они состоят в

$$\frac{\xi_S G_S^2}{\omega} \frac{\partial}{\partial x} \Phi_S = \gamma_S \frac{\xi_F G_{Fk}^2}{\tilde{\omega}_k} \frac{\partial}{\partial x} \Phi_{Fk}, \quad (1.33)$$

$$\gamma_{BS} \frac{\xi_{F1} G_{F1}}{\tilde{\omega}} \frac{\partial}{\partial x} \Phi_{F1} = -G_S \left(\frac{\Phi_S}{\omega} - \frac{\Phi_{F1}}{\tilde{\omega}_1} \right), \quad (1.34)$$

где $\gamma_S = \rho_S \xi_S / \rho_F \xi_F$ и $\gamma_{BS} = R_{BS} \mathcal{A}_{BS} / \rho_F \xi_F$ - параметры подавления, R_{BS} и \mathcal{A}_{BS} - со-противление и площадь SF границы, $\rho_{S,F}$ - удельные сопротивления S и F материалов.

На $F_{k1}F_{k2}$ границах граничные условия представимы в виде

$$\frac{\xi_F G_{Fk1}^2}{\tilde{\omega}_{k1}} \frac{\partial}{\partial x} \Phi_{Fk1} = \gamma \frac{\xi_F G_{Fk2}^2}{\tilde{\omega}_{k2}} \frac{\partial}{\partial x} \Phi_{Fk2}, \quad (1.35)$$

$$\gamma_B \frac{\xi_F G_{Fk2}^2}{\tilde{\omega}_k} \frac{\partial}{\partial x} \Phi_{Fk2} = \frac{\gamma_B}{\gamma} \frac{\xi_F G_{Fk1}^2}{\tilde{\omega}_{k1}} \frac{\partial}{\partial x} \Phi_{Fk1} =, \quad (1.36)$$

$$= \pm G_{Fk2} G_{Fk1} \left(\frac{\Phi_{Fk1}}{\tilde{\omega}_{k1}} - \frac{\Phi_{Fk2}}{\tilde{\omega}_{k2}} \right) \quad (1.37)$$

$$\gamma_B = R_B \mathcal{A}_B / \rho_F \xi_F, \quad \gamma = \rho_F \xi_F / \rho_F \xi_F, \quad (1.38)$$

а на свободной поверхности последнего нормального слоя, то есть при ($x = L = n(d_F)$)

$$\frac{\partial}{\partial x} \Phi_F = 0. \quad (1.39)$$

Здесь $\gamma = 1$ и $\gamma_B = R_B \mathcal{A}_B / \rho_F \xi_F$ - параметры подавления, R_B и \mathcal{A}_B - сопротивление и площадь FF границ, знак плюс в (1.36) выбирается в том случае, когда если реальная часть Φ_{Fk2} превосходит реальную часть Φ_{Fk1} , знак минус - в противоположном случае.

Функции Φ_S , Φ_{Fk} , являющиеся решениями граничной задачи (1.31)-(1.39), представляют из себя комплексные величины, в то время как в отсутствие протекающего по сверхпроводнику тока параметр порядка Δ является действительной функцией. Учитывая это обстоятельство, из уравнения самосогласования (1.32) и граничных условий (1.35) и (1.36) нетрудно получить следующие условия симметрии

$$\Phi_S(\omega) = \Phi_S^*(-\omega), \quad (1.40)$$

$$\Phi_{Fk}(\omega) = \Phi_{Fk}^*(-\omega), \quad (1.41)$$

позволяющие искать решения лишь для положительных ω .

При произвольных значениях параметров краевая задача (1.31)-(1.39) решалась численными методами с учетом самосогласования параметра порядка в S электроде. Результаты расчетов представлены на рис.1.5 - рис.1.8 в виде графиков, иллюстрирующих характер спадания модуля реальной части первой ($\omega = \pi T, n = 0$) функции Узаделя $Re(F_1)$, в многослойную структуру, состоящую из набора слоев нормальных и ферромагнитных материалов. При всех вычислениях для простоты считалось, что слои имеют одинаковые толщины, $\xi_N = \xi_F = \xi$, параметры подавления на всех границах одинаковы, то есть $\gamma_S = \gamma = 1$ и $\gamma_{BS} = \gamma_B$, температура $T = 0.5T_C$.

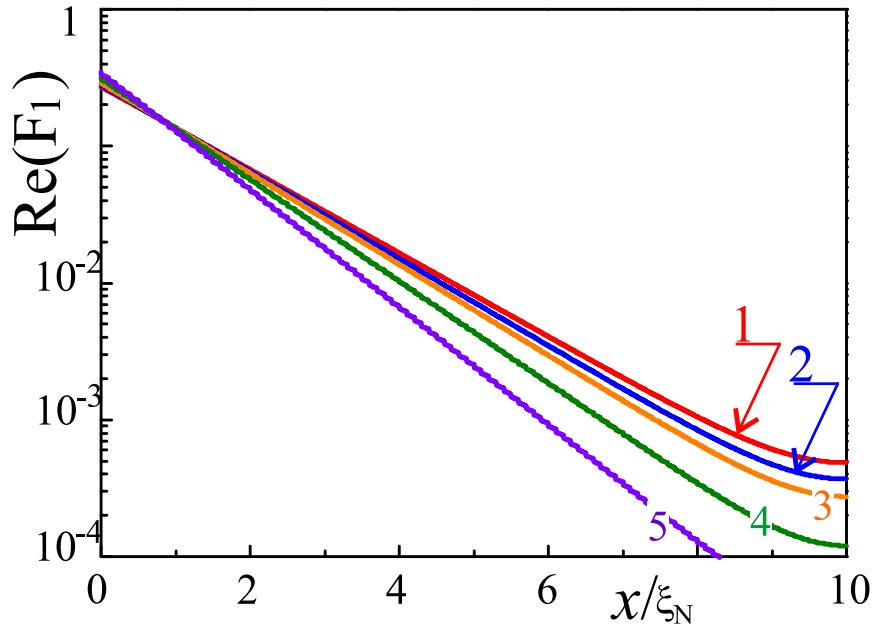


Рис. 1.5. Действительная часть функции Грина $Re(F_1)$, как функция координаты x , для набора различных прозрачностей границ γ_B . Сумма параметров подавления на всех границах составляла $\sum \gamma_B = 0.1, 1, 2, 5, 10$ для графиков (1), (2), (3), (4), (5), соответственно, $H = 0$, $T = 0.5T_C$.

Кривые на рис. 1.5 характеризуют спадание сверхпроводящих корреляций в многослойной SNN..N структуре, состоящей из ста слоев идентичных N металлов, разделенных границами с одинаковой конечной прозрачностью. При расчетах считалось, что обменное поле в нормальных слоях равно нулю, а толщина отдельного N слоя $d_N = 0.1\xi_N$. Сумма параметров прозрачности по всем границам для кривых, обозначенных на рисунке цифрами (1), (2), (3), (4), (5), составляла $\sum \gamma_B = 0.1, 1, 2, 5, 10$ со-

ответственно. Видно, что эффективная глубина проникновения сверхпроводящих корреляций уменьшается с ростом параметра подавления γ_B . Рисунок 1.6 демонстрирует

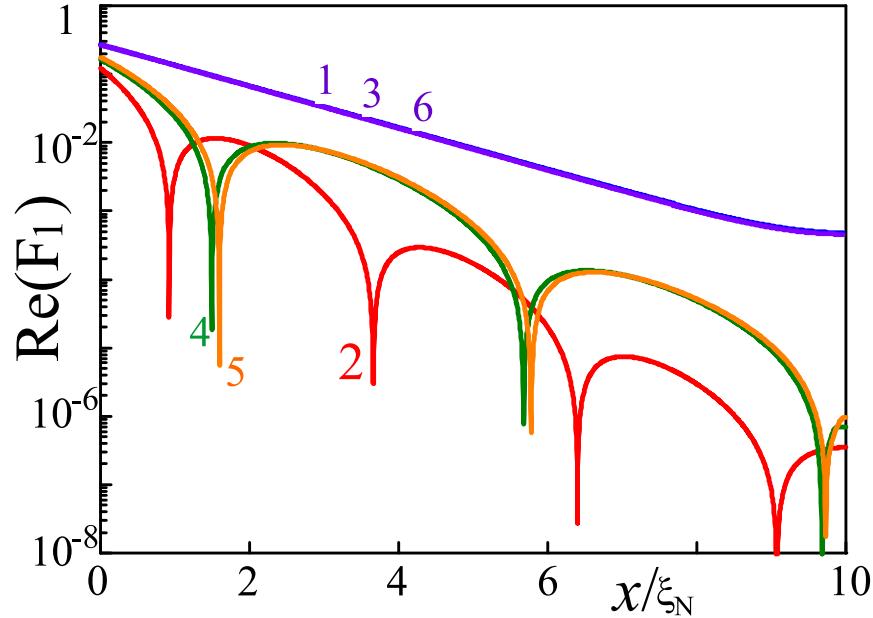


Рис. 1.6. Модуль действительной части функции Грина $Re(F_1)$, как функция координаты x , отсчитываемой от границы со сверхпроводником вглубь многослойной структуры, состоящей из чередующихся нормальных пленок (кривая 1), F слоев в ферромагнитной (кривая 2) и антиферромагнитной (кривая 3) ориентациях, FN (кривая 4) и NF (кривая 5) блоков в ферромагнитной ориентации и FNFN блоков в антиферромагнитной ориентации векторов намагниченности F слоев (кривая (6)). Расчет проведен для структур из 100 тонких слоев с толщиной $d_i = 0.1\xi$, интегральный параметр прозрачности $\sum \gamma_B = 0.3$, обменное поле в ферромагнетике $H = 10T_C$, температура $T = 0.5T_C$.

характер спадания модуля действительной части функции Грина $Re(F_1)$ для разных многослойных структур из нормальных слоев (кривая (1)), из F пленок в ферромагнитной (кривая (2)) и антиферромагнитной ориентации (кривая (3)), из чередующихся FN (кривая (4)) или NF блоков (кривая (5)) в ферромагнитной ориентации и из чередующихся FNFN блоков с антиферромагнитной ориентацией образующих блоки ферромагнетиков (кривая (6)). Слои были выбраны тонкими ($d_i = 0.1\xi$), интегральный параметр подавления на их границах $\sum \gamma_B = 0.3$, обменное поле в ферромагнетике $H = 10T_C$, суммарное число слоев $M = 100$. Видно, что при антиферромагнитной ориентации векторов намагничения F пленок имеет место практически полная компенсация действия обменного поля на куперовские пары, так что характер спадания

сверхпроводящих корреляций оказывается таким же, как и в многослойной NN..N структуре: кривые (1), (3) и (6) практически совпадают. Кривая (2) иллюстрирует типичные для SF структур затухающие осцилляции. Кривые (4) и (5) практически совпадают и наглядно показывают, что наличие тонких нормальных прослоек приводит к генерации в структуре эффективного обменного поля $H_{ef} < H$, что выражается в увеличении как длины ξ_2 ($\xi_2^{-1} = Im(\xi_{ef}^{-1})$), определяющей период осцилляций, так и характерной длины спадания сверхпроводимости ξ_1 ($\xi_1^{-1} = Re(\xi_{ef}^{-1})$).

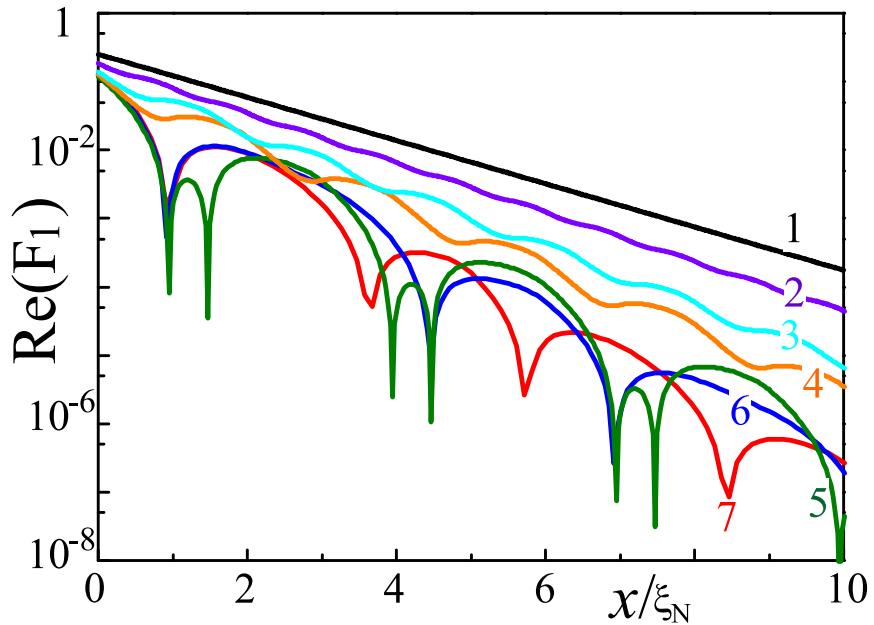


Рис. 1.7. Модуль действительной части функции Грина $Re(F_1)$, как функция координаты x , рассчитанный для $\sum \gamma_B = 0.3$, $H = 10T_C$, $T = 0.5T_C$. Кривые (1), (2), (3), (4), (5), (6), (7) соответствуют структурам с толщинами магнитных слоев $d_i = 0.2\xi, 0.51\xi, 0.8\xi, \xi, 1.5\xi, 3\xi, 5\xi$, соответственно.

Рисунки 1.7 и 1.8 иллюстрируют процессы в SFF..F структуре в антиферромагнитной ориентации с увеличением толщины F пленок. Набор графиков на рис. 1.7 отвечает разным толщинам магнитных слоев: $d_i = 0.2\xi, 0.5\xi, 0.8\xi, 1\xi, 1.5\xi, 3\xi, 5\xi$ - кривые (1), (2), (3), (4), (5), (6) и (7), соответственно. Расчет был проведен для $\sum \gamma_B = 0.3$ и $H = 10T_C$. Видно, что начиная с толщин $d_i \approx 0.5\xi$ на зависимостях от координаты x модуля действительной части функции Грина $Re(F_1)$ начинают появляться осцилляции, амплитуда которых нарастает с увеличением толщины пленок. При $d_i \gtrsim 1\xi$ функция $Re(F_1)$ становится знакопеременной. Эти трансформации свидетельствуют о

том, что на куперовские пары начинает действовать некоторая эффективная обменная энергия.

С целью оценки значений длин когерентности ξ_1 и ξ_2 полученные кривые были аппроксимированы модельной функцией вида

$$\Psi(x) = \exp\left(-\frac{x}{\xi_1}\right) \left(A + B \cos\left(\frac{x}{\xi_2} + \varphi\right)\right). \quad (1.42)$$

Физически такой подход эквивалентен предположению о существовании двух параллельных каналов наведения сверхпроводимости в рассматриваемую многослойную структуру.

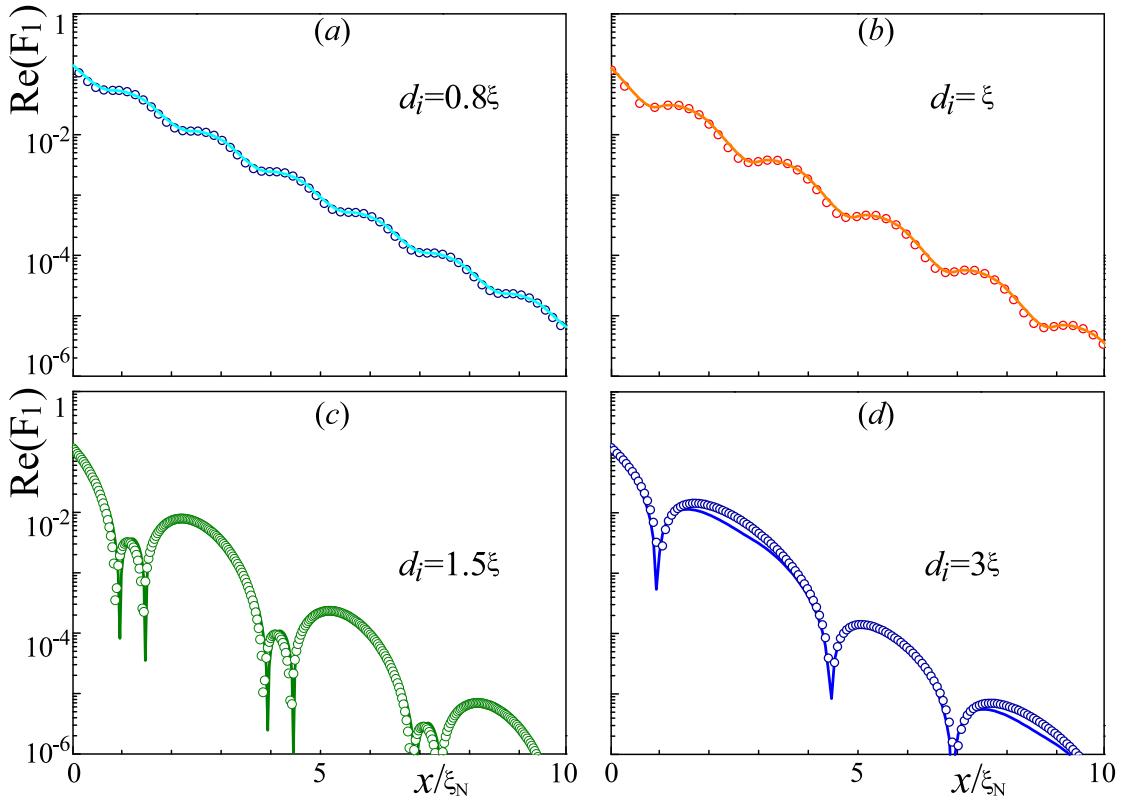


Рис. 1.8. Аппроксимация численных самосогласованных расчетов (сплошная линия) модуля действительной части аномальной функции Грина $\text{Re}(F_1)$ модельной функцией 1.42 (кружки) для SFF..F гетероструктуры в антиферромагнитной ориентации F слоев с толщиной $d_i = 0.8\xi$ (панель (a)); $d_i = 1.0\xi$ (панель (b)); $d_i = 1.5\xi$ (панель (c)); $d_i = 3.0\xi$ (панель (d)).

Первый из них описывает неосциллирующая часть в (1.42). Он доминирует при малых толщинах F пленок, то есть в том случае, когда вариации направления вектора намагниченности ферромагнетиков происходят в масштабе существенно меньшем ξ ,

так что куперовские пары эффективно усредняют действующее на них обменное поле. С ростом d_i этот канал проникновения сверхпроводимости начинает подавляться. Однако, даже при $d_i \gtrsim \xi$ всегда могут найтись такие куперовские пары, спаренные электроны в которых находятся в соседних F пленках, а их спины коллинеарны направлению векторов \mathbf{M} этих пленок.

Второй канал образован куперовскими парами, локализованными в одной из F пленок. Эффективное обменное поле, имеющееся внутри них, приводит к параразрушению, механизм которого полностью аналогичен имеющемуся в SF сэндвичах, то есть должен описываться осциллирующей затухающей функцией - вторым слагаемым в (1.42).

Для нахождения входящих в (1.42) параметров A, B, φ, ξ_1 и ξ_2 был разработан следующий алгоритм. На первом этапе определялись координаты $x_i, i = 0, 1..$ экстремумов функций $Re(F_1)$ и из равенств

$$\xi_2 = \frac{(x_1 - x_3)}{2\pi} \quad (1.43)$$

$$\xi_1 = \frac{2\pi\xi_2}{\ln(F(x_1)/F(x_2))} \quad (1.44)$$

находились параметры ξ_1 и ξ_2 . Учитывая далее то обстоятельство, что в точках экстремумов первая производная функции $\Psi(x)$ обращается в ноль, приходим к следующей связи между параметрами

$$-\frac{A}{B\sqrt{1 + \xi_1/\xi_2}} = \sin\left(\frac{x_i}{\xi_2} + \varphi + \chi\right), \quad (1.45)$$

где $\chi = \arccos(\xi_1/\sqrt{\xi_1^2 + \xi_2^2})$. Из (1.45) для фазы φ имеем:

$$\varphi = -\left(\frac{\pi}{2} + \frac{x_1 + x_2}{2\xi_2} + \chi\right). \quad (1.46)$$

Учитывая далее, что в точках с координатами $x_{mid} = (x_1 + x_2)/(2\xi_2) + \chi$ второе слагаемое в $\Psi(x)$ обращается в ноль, приходим к следующему выражению

$$A = F(x_{mid}) \exp\left(\frac{x}{\xi_1}\right) \quad (1.47)$$

для определения параметра A . Наконец последнюю из констант в $\Psi(x)$ можно найти из равенства

$$B = \frac{(F(x_0) \exp(\frac{x_0}{\xi_1}) - A)}{\cos\left(\frac{x_0}{\xi_2} + \varphi\right)} \quad (1.48)$$

Значения аппроксимационных констант, используемых при описании зависимостей $Re(F_1)$, представленных на рис.5, сведены в Таблицу 1. Рост толщины отдельного F

Таблица 1.1. Аппроксимационные константы

d_F	ξ_1	ξ_2	φ	A	B
0.8	1.032	0.255	-1.853	0.125	-0.031
1.0	0.952	0.318	-1.989	0.101	-0.041
1.5	0.853	0.477	-2.401	0.061	-0.073
3.0	0.788	0.955	-2.773	-0.068	-0.106

слоя структуры сопровождается увеличивающимся затуханием сверхпроводящих корреляций внутри каждого из слоев, что проявляется в уменьшении коэффициента A , отвечающего за "усредненные" свойства структуры, и ростом амплитуды B , отвечающей за процессы в отдельно взятом слое. Роль отдельно взятого слоя прослеживается и в динамике изменений ξ_1 , и ξ_2 . С ростом d_i имеет место уменьшение ξ_1 , то есть более быстрое затухание с координатой x сверхпроводимости и возрастание величины ξ_2 , от значений примерно равных удвоенному периоду структуры $2d_i$ до величины, отвечающей значению ξ_2 в первом F слое. В пределе больших d_i все фактически определяется свойствами этого первого F слоя, так что $A \rightarrow 0$, а ξ_1 , и ξ_2 стремятся к соответствующим величинам для первой ферромагнитной пленки, а (1.42) переходит в известную формулу, моделирующую проникновение сверхпроводимости в SF сэндич [78, 79]. Однако, выражение (1.42) перестает работать в области больших толщин доменов d_i , превышающих период осцилляций $2\pi\xi_2$ функции $Re(F_1)$. При выбранных параметрах этот переход имеет место при толщинах $d_i \approx 4\xi_1$, начиная с которых на зависимостях $Re(F_1)(x)$ прослеживаются два различных периода осцилляций.

1.3 Выводы к главе 1

Таким образом, проведенные расчеты, доказали, что посредством выбора ферромагнитных и нормальных материалов в многослойных FF..F, FNFN...FN или NFNF...NF структурах можно получить искусственный ферромагнетик с заранее за-

данными свойствами. Полученные выражения для эффективной глубины проникновения сверхпроводящих корреляций в такие структуры позволяют прогнозировать материальные константы подобных искусственных материалов, их изменения, инициированные перемагничиванием отдельных F слоев, а также предсказывать свойства таких искусственных материалов, в которых эффективная обменная энергия $H_{ef}(x)$ может являться функцией координаты x вдоль направления перпендикулярного границам многослойной структуры.

Важным физическим результатом проведенных исследований является обнаружение двух параллельных каналов проникновения сверхпроводимости в исследуемых в работе структурах. Эту особенность, несомненно, необходимо будет учитывать при использовании доменных ферромагнетиков в устройствах современной сверхпроводниковой спинtronики.

Глава 2

Джозефсонские φ -контакты на основе гетероструктур с составной прослойкой из нормального металла и ферромагнетика

Взаимосвязь между сверхтоком I_S и разностью фаз φ параметра порядка сверхпроводящих электродов (S) джозефсоновского контакта является важной характеристикой джозефсоновской структуры [54, 80]. В обычных туннельных SIS контактах, ток-фазовая зависимость (ТФЗ) имеет синусоидальную форму $I_s(\varphi) = A \sin(\varphi)$. В контактах SNS или SINIS с металлическим типом проводимости, отклонения ТФЗ от синусоидальной формы растут с уменьшением температуры [80], и зависимость $I_S(\varphi)$ достигает максимума при фазе $\pi/2 \leq \varphi \leq \pi$. В туннельных SIS контактах амплитуда второй гармоники B в ток-фазовой зависимости $B \sin(2\varphi)$, имеет второй порядок малости по прозрачности туннельного барьера I, и, таким образом, пренебрежимо мала для всех температур. В структурах типа SNS вторая гармоника ТФЗ также мала в области критической температуры сверхпроводника T_C . При малых температурах $T \ll T_C$, коэффициенты A и B обладают сравнимым порядком величины, таким образом, качественным образом изменяя вид ток-фазовой зависимости с уменьшением T .

Однако, подобные изменения ТФЗ не влияют на фазу основного состояния φ_g . Для всех переходов, обсуждаемых выше, основное состояние существует при фазе $\varphi = 0$, а при фазе $\varphi = \pi$ система находится в состоянии неустойчивого равновесия.

По-другому себя ведут джозефсоновские переходы с магнитными прослойками в области слабой связи. Например, в SFS контактах с ферромагнитной прослойкой между сверхпроводниковыми электродами возможна реализация так называемого π -состояния, соответствующего отрицательному знаку критического тока. Такие состояния были предсказаны теоретически и обнаружены экспериментально [81–84]. В отличие от традиционных структур, в SFS-контактах основное устойчивое состояние

может наблюдаться при фазе $\varphi_g = \pi$, в то время как фаза $\varphi = 0$ соответствует неустойчивому состоянию. В экспериментальных работах [85, 86] было показано, что подобные переходы могут быть использованы как фазовые π -инверторы для энергонезависимых классических и квантовых электрических цепей. Например, в [87] было предложено использовать фазовый π инвертор для защиты квантовой схем от воздействия окружения, а также в качестве замены индуктивности, что позволило существенно уменьшить размеры элементарного контура.

С другой стороны, во многих классических и квантовых джозефсоновских схемах хотелось бы использовать элементы, сдвигающие фазу на произвольную фазу φ . В отличие от π -инверторов, основное состояние которых существует при фазе джозефсонового перехода $\varphi_g = \pi$, в подобных элементах основное состояние должно реализовываться при произвольной фазе $\varphi_g = \varphi$, определяемой в интервале $(0 < |\varphi| < \pi)$ характеристиками устройства. Подобное φ -состояние было впервые предсказано Минцем [14] для системы случайным образом распределенных 0 и π -контактов вдоль интерфейса высокотемпературных купратов с d-типовым симметрии параметром порядка.. Позже было показано, что φ -контакт может быть реализован в периодическом массиве 0 и π -переходов [15, 16]. В основном состоянии на электроде возникает некоторая усредненная разность фаз φ_g , которая может принимать различные значения в интервале $-\pi \leq \varphi_g \leq \pi$ в зависимости от размеров каждого из 0 и π -переходов. Ограничения на допустимый разброс параметров в подобных структурах были оценены в [88]. В последнее время в области создания φ -контактах был достигнут существенный прогресс, на основе системы, составленных двух параллельных каналов протекания тока с собственными фазами основного состояния 0 и π [89, 90]. Подобные контакты изготавливались на основе гетероструктур Nb/CuNi/Nb, в которых ферромагнитная прослойка была разбита на два участка с различной длиной, соответствовавшей 0- и π -состояниям контакта.

В общем случае, реализация φ -контакта требует сильную несинусоидальность ток-фазовой зависимости. В первом приближении она описывается с помощью двух членов:

$$I_S(\varphi) = A\sin(\varphi) + B\sin(2\varphi). \quad (2.1)$$

Для существования основного φ -состояния требуется выполнение двух условий на амплитуды гармоник ТФЗ A и B : [90]

$$|B| > |A|/2, B < 0. \quad (2.2)$$

В обычных переходах с прослойкой из нормального металла в области слабой связи амплитуда первой гармоники A больше, чем амплитуда второй B , и условия невыполнимы. В SFS переходах в области перехода между 0 и π состояниями амплитуда первой гармоники меняет знак и близка к нулю, что открывает возможность выполнить первое условие. Однако, отрицательный знак второй гармоники по прежнему требует проверки.

Хорошо известно, что в SFS контактах с металлическим типом проводимости, равно как и в SIFS структурах [66, 91] с низкой прозрачностью тунельной границы, характерный размер сверхпроводящих корреляций, наведенных эффектом близости в ферромагнетик, определяется комплексной величиной. Её действительная часть определяет экспоненциальное затухание параметра порядка в ферромагнетике, в то время как мнимая отвечает за осцилляции и накрутку фазы. К сожалению, условия (2) нарушаются и в этих системах, из-за корреляции зависимостей коэффициентов A, B от толщины перехода L : $A \sim \exp\{-L/\xi_1\} \cos(L/\xi_2)$, $B \sim -\exp\{-2L/\xi_1\} \cos(2L/\xi_2)$. Как результат, амплитуда второй гармоники B всегда положительна в точках $L = (\pi/2 + \pi n)\xi_2$, где первая гармоника обращается в ноль.

Численные вычисления, проведенные в рамках микроскопической теории [92, 93], подтверждают качественный анализ, приведенный выше. В этих работах было продемонстрировано, что вторая гармоника в SFS структурах всегда положительна $B > 0$ в области $0 - \pi$ перехода в SFS структурах, как в пределе "чистых" так и в пределе "грязных" материалов.

Таким образом, чтобы выполнить обе условия (2) одновременно необходимо найти более сложную структуру. И этому условию удовлетворяет система с двумя параллельными каналами проводимости, один из которых существует в 0 состоянии, а другой в π . Для этого, например, подходят джозефсоновские структуры с продольной ориентированной NF или FNF прослойкой в области слабой связи. В статьях [94] – [98] было показано, что в таких структурах эффективная обменная энергия в области

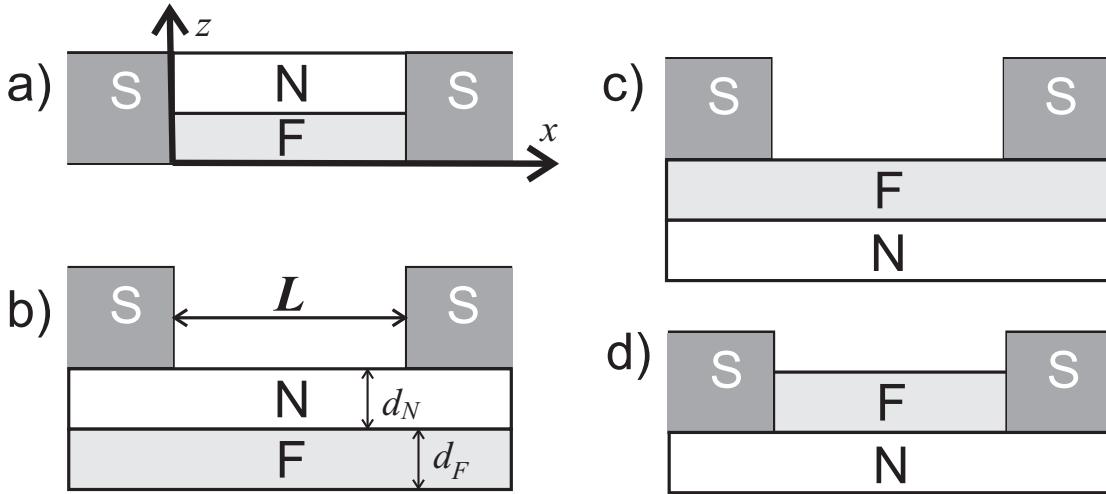


Рис. 2.1. Схематическое изображение а) $S - NF - S$, б) $SNF - NF - FNS$, в) $SFN - FN - NFS$ д) $SN - FN - NS$ - контактов.

слабой связи может быть уменьшена за счет размытия траектории квазичастиц между нормальным и ферромагнитным каналами. Однако, вычисления, проведенные в этих работах, не выходили за рамки линейного приближения и пренебрегали амплитудой второй гармоники ТФЗ и выше. Таким образом, вопрос существования φ -контактов в подобных структурах не изучался ранее и остается открытым.

2.1 Микроскопические принципы формирования ТФЗ

В этом разделе обсуждаются микроскопические процессы, ответственные за формирование ТФЗ в джозефсоновских контактах. Хорошо известно, что в джозефсоновских структурах с прослойкой из нормального металла амплитуда первой гармоники ТФЗ A в (3.3) положительна, в то время как амплитуда второй B отрицательна. В SFS контактах с ферромагнитным слоем в области слабой связи амплитуды гармоник осциллируют, в зависимости от толщины F слоя, однако, в области $0 - \pi$ перехода параметр B всегда положителен.

Физические причины, по которым знак амплитуды B перевернут относительно SNS-контактов, могут быть осознаны из диаграммы на Рис.2.2, демонстрирующей андреевский механизм транспорта сверхтока через двухбарьерную джозефсоновскую SINIS структуру. Рассмотрим электронно-подобную квазичастицу e^- , движущуюся к

правому электроду. Эта квазичастица может быть отражена как андреевским, так и нормальным образом.

В первом случае (см. Рис. 2.2а) в области слабой связи рождается дырочно-подобная квазичастица h^+ , движущаяся в обратном направлении. Это явление связано с тем, что исходный налетающий электрон, вырывается из ферми жидкости сверхпроводника второй электрон, с которым впоследствии объединяется в куперовскую пару. Оставшаяся дырка, и становится рожденной квазичастицей, причем при таком механизме отражения направление движения квазичастицы изменяется по всем осям, а не только в поперечном барьере направлении. Амплитуда вероятности такого процесса пропорциональна $\exp(i\chi_2)$). Андреевское отражение этой дырочно-подобной квазичастицы на второй границе (с амплитудой вероятности пропорциональной $\exp(-i\chi_1)$) снова порождает e^- и завершает циклический процесс, который по сути представляет из себя эффективный транспорт куперовской пары от левого электрода к правому. Скорость этого процесса как раз и определяется коэффициентами андреевского отражения [99, 100] $AR(\varphi) = \alpha(\varphi) \exp(i\varphi)$, $\varphi = (\chi_2 - \chi_1)$, где амплитуда $\alpha(\varphi)$ зависит от геометрии структуры и материальных параметров. Подобные рассуждения можно проделать и для электроно-подобной квазичастицы e^- , движущейся к левому электроду, которая в рамках циклического процесса обеспечивает эффективное перемещение куперовских пар справа налево с амплитудой плотности пропорциональной $AR(-\varphi) = \alpha(\varphi) \exp(-i\varphi)$. Разность между этими двумя процессами и определяет сверхток I_S , пропорциональный $\sin(\varphi)$.

Второй процесс несколько сложнее (см. Рис. 2.2а). Налетающая электроно-подобная частица e^- отражается нормальным образом от правой границы с амплитудой вероятности пропорциональной $\exp(i\chi_2)$, при этом изменив вектор скорости в поперечном направлении, но сохранив в продольном. На границе с левым электродом происходит андреевское отражение с амплитудой вероятности пропорциональной $\exp(-i\chi_1)$, и частица возвращается на правую границу. После еще одного нормального и одного андреевского отражения циклический процесс замыкается, причем амплитуда его вероятности пропорциональна $BR(\varphi) = \beta(\varphi) \exp(2i\varphi)$. Для аналогичного процесса с электроно-подобной частицей, нормально отразившейся от левого электрода, полная амплитуда вероятности процесса пропорциональна $BR(-\varphi) = \beta(\varphi) \exp(-2i\varphi)$.

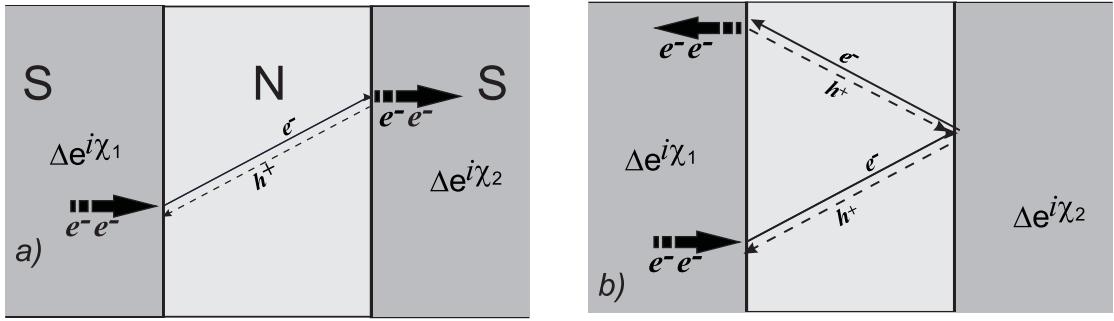


Рис. 2.2. Диаграммы андреевских процессов формирующих первую (а) и вторую (б) гармоники ТФЗ в SNS и SFS структурах

Таким образом, разница между этими двумя процессами, определяющая сверхток I_S пропорциональна $\sin(2\varphi)$.

Таким образом, в джозефсоновских контактах с нормальной прослойкой сверхток имеет компоненты пропорциональные $\sin(\varphi)$ и $\sin(2\varphi)$ и обладающие разным знаком. Поэтому коэффициент B в (3.3) отрицателен. Это утверждение находится в полном соответствии с расчетами ТФЗ, выполненными в рамках микроскопической теории [54, 80]. Более того, эффективный путь частицы по нормальной области во втором процессе в два раза больше, чем в первом. Это объясняет более быстрое затухание величины второй гармоники B ростом толщины перехода L .

В SFS контактах диаграммы усложняются. Обменное поле H в области слабой связи снимает вырождение квазичастиц по спину. Таким образом, вместо двух Андреевских циклов для каждой гармоники, мы вынуждены рассматривать четыре. Также стоит отметить, что в процессе движения квазичастицы сквозь область слабой связи ее волновая функция получает фазовую накрутку φ_H пропорциональную величине обменного поля [47]. Знак φ_H зависит от взаимной ориентации намагниченности ферромагнитной пленки и направления спина квазичастицы. Построив аналогичные диаграммы и учтя фазовые сдвиги можно показать, что коэффициенты A и B в (3.3) получат дополнительные множители $\cos(2\varphi_H)$ и $\cos(4\varphi_H)$, соответственно. В области $0 - \pi$ перехода амплитуда первой гармоники зануляется $A = 0$, что происходит при $\varphi_H = \pi/4 + \pi/2n$. При этом $\cos(4\varphi_H)$ становится отрицательным, что меняет знак амплитуды второй гармоники с отрицательного на положительный.

В этой главе будет показано, что в отличие от SFS контактов со стандартной геометрией, на основе структур с составной продольно-ориентированной прослойкой

(Рис. 2.1) возможна реализация φ -контакта. Качественно эти структуры представляют из себя систему параллельно подключенных SNS и SFS каналов, в которой сверхток $I_S(\varphi)$ разделен на две отдельные части $I_N(\varphi)$ и $I_F(\varphi)$, протекающие через нормальный и ферромагнитный канал соответственно. В случае $L \ll \xi_N$ и достаточно низких температур $I_N(\varphi)$ обладает достаточно большой второй гармоникой с отрицательной амплитудой B_N . Если, вдобавок, размер контакта будет больше эффективной длины когерентности ферромагнетика $L > \xi_1$, то в SFS-канале проявляется затухающие осцилляции критического тока, как функция длины контакта L . В этом режиме вторая гармоника SFS канала пренебрежимо мала по сравнению с первой. Таким образом, большая разница между эффективными длинами когерентности в нормальному металле и ферромагнетике позволяет выполнить условие $\xi_1 < L < \xi_N$. В этом случае первая гармоника ТФЗ $A = A_N + A_F$ может быть малой, если A_N и A_F обладают сравнимой величиной и разным знаком, в то время как вторая гармоника $B \approx B_N$ будет отрицательной, таким образом, выполняя условия (2). В этой модели мы предполагаем наличие конечной прозрачности границ, что позволяет ограничиться только первыми двумя гармониками ТФЗ и пренебречь влиянием высших гармоник, амплитуда которых быстро затухает с увеличением порядка гармоники.

2.2 Модель

В этой главе рассматриваются два типа симметричных многослойных структур, схематично представленных на Рис.2.1. Структуры состоят из сверхпроводниковых электродов (S), заключающих между собой продольно расположенный би-слой из ферромагнитного и нормального металлов. Толщины материалов в би-слое имеют величины d_F и d_N для ферромагнетика и нормального металла соответственно. Полная длина бислоя составляет L . Сочленение электродов и материала прослойки может происходить как встык (для структуры поперечного типа), так и электроды могут быть расположены поверх бислоя (в продольной структуре). Также предполагается, что для всех материалов структуры выполнены условия грязного предела, а константа спаривания тождественно равна нулю в области F и N-слоев. Для упрощения также считается, что параметры γ_{BN} и γ_{BF} , характеризующие прозрачность NS и

FS границы, достаточно велики,

$$\begin{aligned}\gamma_{BN} &= \frac{R_{BN}A_{BN}}{\rho_N\xi_N} \gg \frac{\rho_S\xi_S}{\rho_N\xi_N}, \\ \gamma_{BF} &= \frac{R_{BF}A_{BF}}{\rho_F\xi_F} \gg \frac{\rho_S\xi_S}{\rho_F\xi_F},\end{aligned}\quad (2.3)$$

благодаря чему подавлением сверхпроводимости в электродах можно пренебречь. Здесь R_{BN} , R_{BF} и A_{BN} , A_{BF} сопротивления и площади SN и SF границ, ξ_S , ξ_N и ξ_F длины когерентности в S, N, F слоях, а ρ_S , ρ_N и ρ_F удельные сопротивления соответствующих материалов.

В рамках этих предположений проблема расчета сверхтока в джозефсоновской структуре сводится к решению системы уравнений Узаделя [44, 52, 53]

$$\begin{aligned}\frac{\xi^2}{G_\omega} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left[G_\omega^2 \frac{\partial}{\partial x} \Phi_\omega \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[G_\omega^2 \frac{\partial}{\partial z} \Phi_\omega \right] \right] - \frac{\tilde{\omega}}{\pi T_C} \Phi_\omega &= 0, \\ G_\omega &= \frac{\tilde{\omega}}{\sqrt{\tilde{\omega}^2 + \Phi_\omega \Phi_{-\omega}^*}},\end{aligned}\quad (2.4)$$

где Φ_ω и G_ω - функции Грина в Φ параметризации. $\omega = \pi T(2m + 1)$ мацубаровские частоты, ($m=0,1,2,\dots$), $\tilde{\omega} = \omega + iH$, H - обменное поле в ферромагнетике, $\xi^2 = \xi_{N,F}^2 = D_{N,F}/2\pi T_C$ длины когерентности для N и F материалов соответственно, $D_{N,F}$ - коэффициенты диффузии. Оси z и x выбраны перпендикулярными и паралельными плоскости N пленки, а начало координат расположено на свободной поверхности посередине F-слоя. (see Fig.2.1).

Критический ток $I_S(\varphi)$ рассчитывается с помощью интегрирования выражения для плотности тока $j_{N,F}(\varphi, z)$ по площади поперечного сечения.

$$\begin{aligned}\frac{2e j_{N,F}(\varphi, z)}{\pi T} &= \sum_{\omega=-\infty}^{\infty} \frac{i G_\omega^2}{\rho_{N,F} \tilde{\omega}_{N,F}^2} \left[\Phi_\omega \frac{\partial \Phi_{-\omega}^*}{\partial x} - \Phi_{-\omega}^* \frac{\partial \Phi_\omega}{\partial x} \right], \\ I_S(\varphi) &= W \int_0^{d_F} j_F(\varphi, z) dz + W \int_{d_F}^{d_F + d_N} j_N(\varphi, z) W dz,\end{aligned}\quad (2.5)$$

где W - ширина перехода в третьем направлении, которая считалась достаточно малой по сравнению с джозефсоновской глубиной проникновения.

Уравнения (2.4) должны быть дополнены граничными условиями Куприянова-Лукичева [63]. На NF границе условия принимают вид

$$\begin{aligned}\gamma_{BFN} \xi_F \frac{\partial \Phi_F}{\partial z} &= -\frac{G_N}{G_F} \left(\Phi_F - \frac{\tilde{\omega}}{\omega} \Phi_N \right), \\ \gamma_{BNF} \xi_N \frac{\partial \Phi_N}{\partial z} &= \frac{G_F}{G_N} \left(\Phi_N - \frac{\omega}{\tilde{\omega}} \Phi_F \right),\end{aligned}\quad (2.6)$$

$$\gamma_{BFN} = \frac{R_{BFN} \mathcal{A}_{BFN}}{\rho_F \xi_F} = \gamma_{BNF} \frac{\rho_F \xi_F}{\rho_N \xi_N},$$

где R_{BFN} и \mathcal{A}_{BFN} сопротивление и площадь NF границы.

Условия на свободных поверхностях имеют вид:

$$\frac{\partial \Phi_N}{\partial n} = 0, \quad \frac{\partial \Phi_F}{\partial n} = 0. \quad (2.7)$$

Частные производные в (2.7) берутся в направлении перпендикулярном границе, так что n может быть как z , так и x , в зависимости от выбранной геометрии структуры.

При написании условий на границе со сверхпроводником не учитывается подавление сверхпроводимости в электроде, поэтому для функций Грина могут быть взяты их значения в однородном сверхпроводнике

$$\Phi_S(\pm L/2) = \Delta \exp(\pm i\varphi/2), \quad G_S = \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 + \Delta^2}}, \quad (2.8)$$

где Δ - величина потенциала спаривания в электродах. Таким образом для SN и SF границ можно записать:

$$\gamma_{BN} \xi_N \frac{\partial \Phi_N}{\partial n} = \frac{G_S}{G_N} (\Phi_N - \Phi_S(\pm L/2)), \quad (2.9)$$

$$\gamma_{BF} \xi_F \frac{\partial \Phi_F}{\partial n} = \frac{G_S}{G_F} (\Phi_F - \tilde{\omega} \Phi_S(\pm L/2)). \quad (2.10)$$

Как и в (2.7), n в (2.9), (2.10) является нормальным вектором, направленным внутрь материала маркированного производной.

Для структуры, представленной на Рис.2.1а, краевая задача (2.4) - (2.10) была решена аналитически в линейном приближении [97,98], т.е. при выполнении условий

$$G_N \equiv sgn(\omega), \quad G_F \equiv sgn(\omega). \quad (2.11)$$

В данной главе задача решена в нелинейном случае, и, таким образом, демонстрируются новые эффекты, связанные с высшими гармониками

2.3 Структура поперечного типа

Структура поперечного типа обладает простейшей геометрией среди структур, показанных на Рис.2.1. Она состоит из NF бислоя, спаренные концы которого соединены со сверхпроводящими электродами. (см. Рис.2.1а).

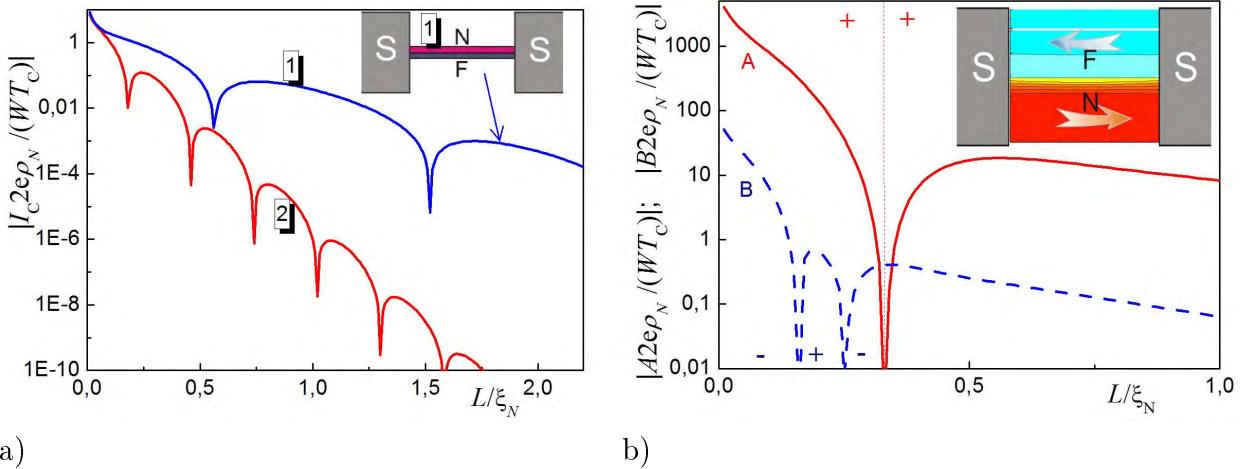


Рис. 2.3. (а) Критический ток I_C в зависимости от расстояния между электродами L для гетероструктуры SFNS с продольно-ориентированной нормально-ферромагнитной FN-прослойкой (1) и SFS структуры с одиночным F-слоем (2). б) Амплитуды первой А (слошная линия) и второй В (пунктир) гармоник ТФЗ S-NF-S структуры в зависимости от расстояния между электродами L . Вставка демонстрирует распределение плотности тока, рассчитанное в области существования φ -состояния при $L = 0.33\xi_N$. Цвета обозначают величину и знак горизонтальной проекции плотности тока.

В общем случае, в этой задаче присутствует три характерных величины длины [94], [97], [75]. Это ξ_N , $\xi_H = \xi_1 + i\xi_2$, и $\zeta = \zeta_1 + i\zeta_2$. Первые две определяют затухание и осцилляции сверхпроводящей амплитуды спаривания вдалеке от FN границы, в то время как последняя описывает ее поведение в приграничной области. Похожая характерная длина появлялась в окрестности доменных стенок ферромагнетика [68]- [75]. В этом случае за счет пространственного усреднения обменного поля по областям с антипараллельной намагниченностью эффективная длина когерентности приближается к характерной длине затухания нормального металла ξ_N . На FN-границе усреднение происходит схожим образом, а характерная длина корреляций может приближаться [94] по порядку к ξ_N , которая в свою очередь гораздо больше чем ξ_1 и ξ_2 .

Наличие трех разных характерных длин затухания ξ_N , ζ , и ξ_H приводит к существованию трех отличных вкладов в формирование полного сверхтока: I_N , I_{FN} и I_F , соответственно. Главный вклад в компоненту I_N соответствует току, протекающему через нормальный слой. Именно эта компонента определяет отрицательный знак второй гармоники в ток-фазовой зависимости, необходимый для создания φ -контакта. Причем, чем меньше расстояние между электродами L , тем больше относительная вели-

чина B . Помимо этого, для создания φ -контакта необходимо компенсировать первую гармонику N -слоя за счет других компонент. В первую очередь для этого может быть использована компонента тока являющегося ферромагнетиком I_F , для чего параметры структуры должны быть подобраны так, чтобы она находилась в π -состоянии. Значение, приграничного вклада I_{FN} может быть понято из решения граничной задачи (2.4) - (2.10). В целом, для данной задачи приграничный вклад выполняет в большей степени паразитную роль.

2.3.1 Предел малой L .

В пределе малого расстояния между S электродами

$$L \ll \min\{\xi_F, \xi_N\} \quad (2.12)$$

можно пренебречь неградиентными членами в (2.4)

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(G_{F,N}^2 \frac{\partial}{\partial x} R_{F,N} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(G_{F,N}^2 \frac{\partial}{\partial z} R_{F,N} \right) = 0, \quad (2.13)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(G_{F,N}^2 \frac{\partial}{\partial x} U_{F,N} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(G_{F,N}^2 \frac{\partial}{\partial z} U_{F,N} \right) = 0, \quad (2.14)$$

и ввести четыре функции

$$\Phi_F = R_F + iU_F, \quad \Phi_N = R_N + iU_N, \quad (2.15)$$

где i - мнимая единица, R_F и R_N - четные функции координаты x , в то время как U_F и U_N нечетны по x . За счет симметрии относительно $x = 0$

$$\frac{\partial R_{F,N}}{\partial x} = 0, \quad U_{F,N} = 0 \quad (2.16)$$

для любой координаты z , поэтому удобно переписать граничные условия (2.9), (2.10) at $x = L/2$ в виде

$$\gamma_{BN}\xi_N \frac{\partial R_N}{\partial x} = \frac{G_S}{G_N} (\Delta \cos(\varphi/2) - R_N), \quad (2.17)$$

$$\gamma_{BF}\xi_F \frac{\partial R_F}{\partial x} = \frac{G_S}{G_F} (\tilde{\omega} \Delta \cos(\varphi/2) - R_F), \quad (2.18)$$

$$\gamma_{BN}\xi_N \frac{\partial U_N}{\partial x} = \frac{G_S}{G_N} (\Delta \sin(\varphi/2) - U_N), \quad (2.19)$$

$$\gamma_{BF}\xi_F \frac{\partial U_F}{\partial x} = \frac{G_S}{G_F} (\tilde{\omega} \Delta \sin(\varphi/2) - U_F). \quad (2.20)$$

На NF границе граничные условия преобразуются в

$$\gamma_{BFN}\xi_F \frac{\partial R_F}{\partial z} = -\frac{G_N}{G_F} (R_F - \tilde{\omega} R_N), \quad (2.21)$$

$$\gamma_{BNF}\xi_N \frac{\partial R_N}{\partial z} = \frac{G_F}{G_N} (R_N - \tilde{\omega} R_F), \quad (2.22)$$

$$\gamma_{BFN}\xi_F \frac{\partial U_F}{\partial z} = -\frac{G_N}{G_F} (U_F - \tilde{\omega} U_N), \quad (2.23)$$

$$\gamma_{BNF}\xi_N \frac{\partial U_N}{\partial z} = \frac{G_F}{G_N} (U_N - \tilde{\omega} U_F). \quad (2.24)$$

Из (2.16) и (2.17) - (2.20), γ_{BF} и γ_{BN} внутри интервала

$$\frac{L}{\xi_N} \ll \gamma_{BN} \ll \frac{\xi_N}{L}, \quad \frac{L}{\xi_1} \ll \gamma_{BF} \ll \frac{\xi_1}{L}, \quad (2.25)$$

можно пренебречь $U_{N,F}$ в левой части (2.19), (2.20). Более того, в этом приближении для любой точки внутри области слабой связи $R_{F,N} \gg U_{F,N}$, а значит краевая задача (2.13)-(2.24) для функций R_F и R_N может быть решена.

$$R_N = \Delta \cos(\varphi/2), \quad R_F = \frac{\tilde{\omega}}{\omega} \Delta \cos(\varphi/2) \quad (2.26)$$

$$G_N = G_F = \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 + \Delta^2 \cos^2(\varphi/2)}} \quad (2.27)$$

Таким образом, в рамках условий (2.25) обе величины, G_N и G_F , не зависят от координат x, z , а уравнение на $U_{F,N}$ трансформируется в уравнение Лапласа, имеющее решения

$$U_N = \frac{\Delta \sin(\varphi/2)}{\gamma_{BN}} \frac{G_S}{G_N} \frac{x}{\xi_N} + \\ + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \sin \frac{\pi(2n+1)x}{L} \cosh \frac{\pi(2n+1)(z-d_N-d_F)}{L}, \quad (2.28)$$

$$U_F = \frac{\Delta \sin(\varphi/2)}{\gamma_{BF}} \frac{\tilde{\omega}}{\omega} \frac{G_S}{G_F} \frac{x}{\xi_F} + \\ + \tilde{\omega} \sum_{n=1}^{\infty} b_n \sin \frac{(2n+1)\pi x}{L} \cosh \frac{\pi(2n+1)z}{L}. \quad (2.29)$$

Они автоматически удовлетворяют граничным условиям при $z = 0$ и $z = d_N + d_F$, так же как и при $x = 0$ и $x = L/2$. Чтобы найти константы интегрирования a_n и b_n , необходимо подставить (2.28) и (2.29) в (2.23), (2.24) :

$$a_n = -\frac{\Delta \sin(\varphi/2) G_S \Theta \gamma_{BFN} \xi_F t_n}{G_N \beta \cosh \frac{\pi(2n+1)d_N}{L}}, \quad t_n = \tanh \frac{\pi(2n+1)d_N}{L}, \quad (2.30)$$

$$b_n = \frac{\Delta \sin(\varphi/2) G_S \Theta \gamma_{BNF} \xi_N t_f}{G_N \beta \cosh \frac{\pi(2n+1)d_F}{L}}, \quad t_f = \tanh \frac{\pi(2n+1)d_F}{L},$$

где

$$\beta = \left(\gamma_{BNF} \xi_N \frac{\pi(2n+1)}{L} t_n + 1 \right) \gamma_{BFN} \xi_F t_f + \gamma_{BNF} \xi_N t_n,$$

и

$$\Theta = \left(\frac{1}{\gamma_{BN} \xi_N} - \frac{1}{\gamma_{BF} \xi_F} \right) \frac{4L}{\pi^2} \frac{(-1)^n}{(2n+1)^2}.$$

Подстановка (2.28) и (2.29) в выражение для сверхтока (2.5) дает то, что вклады в сверхток пропорциональные a_n и b_n взаимоуничтожают друг друга, и $I_S(\varphi)$ равняется сумме

$$I_S(\varphi) = I_N(\varphi) + I_F(\varphi),$$

$$\frac{2eI_N(\varphi)}{\pi TWd_N} = \frac{1}{\gamma_{BN} \xi_N \rho_N} \sum_{\omega=-\infty}^{\infty} \frac{\Delta^2 G_N G_S \sin(\varphi)}{\omega^2}, \quad (2.31)$$

$$\frac{2eI_F(\varphi)}{\pi TWd_F} = \frac{1}{\gamma_{BF} \xi_F \rho_F} \sum_{\omega=-\infty}^{\infty} \frac{\Delta^2 G_F G_S \sin(\varphi)}{\omega^2} \quad (2.32)$$

где $G_N = \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 + \Delta^2 \cos^2(\frac{\varphi}{2})}}$. Токи $I_N(\varphi)$ и $I_F(\varphi)$ протекают независимо сквозь F и N части области слабой связи. Зависимость $I_{N,F}(\varphi)$ совпадает с рассчитанными ранее решениями для двухбарьерных переходов [63] в случае, если длина структуры L лежит в интервале определенном неравенствами (2.12).

Из (2.31), (2.32) следует, что в рассматриваемом пределе ни наличие прозрачной FN-границы, ни разница в прозрачностях SN и SF границ не смогут привести к перемешиванию тока через F и N канал. Кроме того, амплитуда первой гармоники компоненты тока $I_F(\varphi)$ всегда остается положительной, а значит требование (2) не может быть выполнено.

2.3.2 Предел промежуточной длины L .

Для промежуточных значений расстояния между S электродами

$$\xi_1 \ll L \ll \xi_N. \quad (2.33)$$

и параметров подавления на SN и SF границах, лежащих в интервале (2.3), краевая задача (2.4)-(2.10) может быть также решена аналитически для достаточно больших

значений параметра подавления γ_{BFN} . В рамках этих ограничений можно в первом приближении пренебречь подавлением сверхпроводимости в N прослойке за счет эффекта близости с ферромагнитным F слоем и использовать выражения (2.26) и (2.29) с $a_n = 0$ как решения в N-части области слабой связи.

Для того, чтобы найти R_F и U_F , необходимо решить линейные уравнения

$$\xi_F^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} R_F + \xi_F^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} R_F - \tilde{\Omega} R_F = 0, \quad (2.34)$$

$$\xi_F^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} U_F + \xi_F^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} U_F - \tilde{\Omega} U_F = 0, \quad (2.35)$$

с граничными условиями

$$\gamma_{BF} \xi_F \frac{\partial R_F}{\partial x} = G_S \frac{\tilde{\Omega}}{\Omega} \Delta \cos(\varphi/2), \quad (2.36)$$

$$\gamma_{BF} \xi_F \frac{\partial U_F}{\partial x} = G_S \frac{\tilde{\Omega}}{\Omega} \Delta \sin(\varphi/2), \quad (2.37)$$

при $x = L/2$, $0 \leq z \leq d_F$ и

$$\gamma_{BFN} \xi_F \frac{\partial R_F}{\partial z} = \frac{\tilde{\Omega}}{\Omega} G_N R_N, \quad (2.38)$$

$$\gamma_{BFN} \xi_F \frac{\partial U_F}{\partial z} = \frac{\tilde{\Omega}}{\Omega} G_N U_N, \quad (2.39)$$

при $z = d_F$, $0 \leq x \leq L/2$; ($\Omega = \omega/\pi T_C$, $\tilde{\Omega} = \tilde{\omega} sign(\omega)/\pi T_C$). Краевая задача (2.34)-(2.39) должна быть дополнена условиями (2.7) и (2.16) на свободной границе F-слоя и на линии симметрии перехода соответственно.

Пространственное распределение являющейся четной по координате x части функции $\Phi_F(x, z)$ может быть найдено в форме суперпозиции сверхпроводящих корреляций, индуцированных в F слой из сверхпроводника и из N части области слабой связи.

$$R_F = \frac{\sqrt{\tilde{\Omega}} G_S \Delta \cos(\varphi/2)}{\Omega \gamma_{BF}} \frac{\cosh\left(\sqrt{\tilde{\Omega}} \frac{x}{\xi_F}\right)}{\sinh\left(\sqrt{\tilde{\Omega}} \frac{L}{2\xi_F}\right)} + \\ + \frac{\sqrt{\tilde{\Omega}} G_N \Delta \cos(\varphi/2)}{\Omega \gamma_{BFN}} \frac{\cosh\left(\sqrt{\tilde{\Omega}} \frac{z}{\xi_F}\right)}{\sinh\left(\sqrt{\tilde{\Omega}} \frac{d_F}{\xi_F}\right)}. \quad (2.40)$$

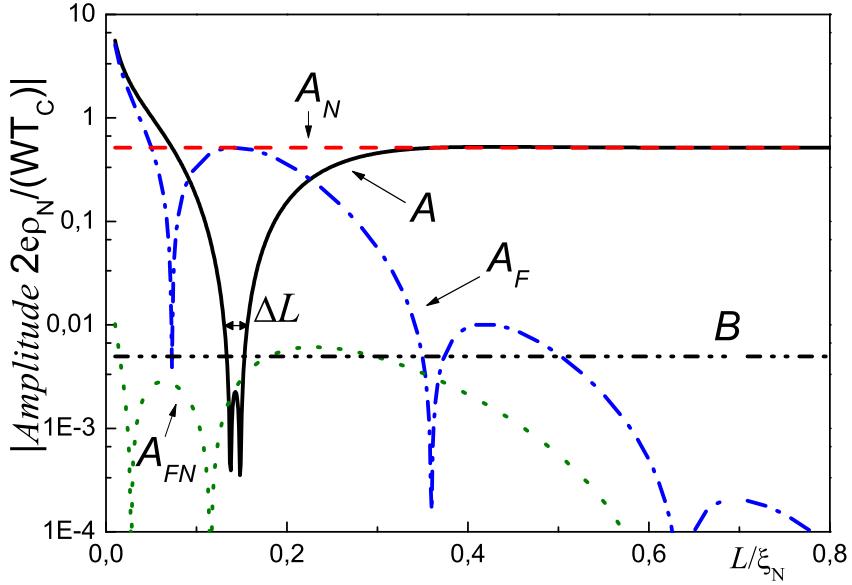


Рис. 2.4. Аналитически полученные амплитуды A и B в ТФЗ поперечной S-NF-S структуры ($d_N = 0.1\xi_N$, $d_F = 0.65\xi_N$) и их компоненты A_N , A_F , A_{FN} как функция расстояния между электродами L при $T = 0.7T_C$. На графике двуконечной стрелкой отмечен интервал существования φ -состояния ΔL .

Решение для нечетной части $\Phi_F(x, z)$ состоит из трех членов

$$U_F = \frac{\sqrt{\tilde{\Omega}} G_S \Delta \sin(\varphi/2)}{\Omega \gamma_{BN} \gamma_{BFN}} \frac{x \cosh\left(\sqrt{\tilde{\Omega}} \frac{z}{\xi_F}\right)}{\xi_N \sinh\left(\sqrt{\tilde{\Omega}} \frac{d_F}{\xi_F}\right)} - \frac{\tilde{\Omega}^{3/2} G_S \Delta \sin(\varphi/2) \xi_F^2}{\Omega \gamma_{BN} \xi_N \gamma_{BFN} d_F} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{(-1)^n \cos\left(\frac{\pi n z}{d_F}\right) \sinh\left(\kappa_n \frac{x}{\xi_F}\right)}{\kappa_n^3 \cosh\left(\kappa_n \frac{L}{2\xi_F}\right)} + \frac{\sqrt{\tilde{\Omega}} G_S \Delta \sin(\varphi/2)}{\Omega \gamma_{BF}} \frac{\sinh\left(\sqrt{\tilde{\Omega}} \frac{x}{\xi_F}\right)}{\cosh\left(\sqrt{\tilde{\Omega}} \frac{L}{2\xi_F}\right)}, \quad (2.41)$$

где $\kappa_n^2 = \tilde{\Omega} + (\pi n \xi_F / d_F)^2$. Первые два члена представляют из себя часть U_F индуцированную из N-слоя, в то время как последний является решением задачи о SFS контакте [54], [52], [53].

Из (2.40) и (2.41) следует, что $R_{-\omega, F}^* = R_{\omega, F}$ и $U_{-\omega, F}^* = U_{\omega, F}$. Подстановка (2.40) и (2.41) в выражение для сверхтока (2.5) дает, что зависимость $I_S(\varphi)$ состоит из трех членов.

$$I_S(\varphi) = I_N(\varphi) + I_F(\varphi) + I_{FN}(\varphi). \quad (2.42)$$

Первый член связан с протеканием сверхтока через N слой. В рассмотренных приближениях он совпадает с выражением, полученным из (2.31). Второй член в (2.42) представляет из себя сверхток через двухбарьерную SFS структуру в пределе малых

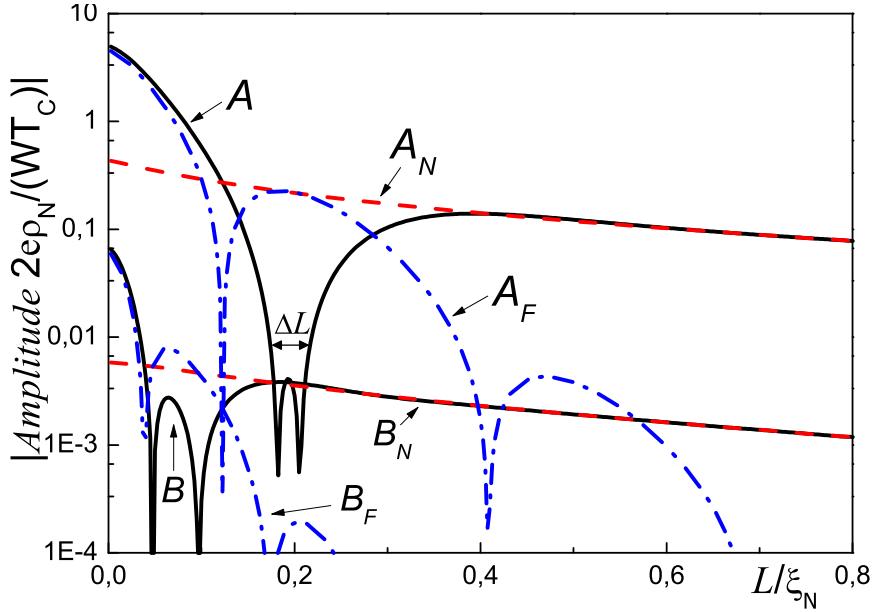


Рис. 2.5. Численно рассчитанные амплитуды A и B ТФЗ поперечной S-NF-S структуры ($d_N = 0.1\xi_N$, $d_F = 1.06\xi_N$) и их компоненты A_N , A_F , B_N , B_F как функция расстояния между электродами L при $T = 0.7T_C$. По аналогии с Рис.2.4 параметры выбраны так, что бы сформировалось спаренный интервал существования φ -состояния, обозначеный "ΔL".

прозрачностей SF границ. [34]

$$\frac{2eI_F(\varphi)}{\pi TWd_F} = \frac{\Delta^2 \sin(\varphi)}{\gamma_{BF}^2 \xi_F \rho_F} \sum_{\omega=-\infty}^{\infty} \frac{G_S^2}{\omega^2 \sqrt{\tilde{\Omega}} \sinh(2q_L)} \quad (2.43)$$

и последний состоит из двух членов, $I_{FN}(\varphi) = I_1(\varphi) + I_2(\varphi)$ имеющих разные φ -зависимости

$$\begin{aligned} \frac{2eI_1(\varphi)}{\pi TWd_F} &= \frac{\Delta^2 \sin(\varphi)}{\rho_F d_F} \frac{\xi_F}{\gamma_{BF} \gamma_{BFN} \gamma_{BN} \xi_N} \sum_{\omega=-\infty}^{\infty} \frac{G_S^2}{\tilde{\Omega}^2 \omega^2} \Psi_1, \\ \Psi_1 &= \frac{\sqrt{\tilde{\Omega}}}{\sinh(q_L)} - \frac{2\tilde{\Omega}}{\sinh(2q_L)}, \end{aligned} \quad (2.44)$$

$$\begin{aligned} \frac{2eI_2(\varphi)}{\pi TWd_F} &= \frac{\Delta^2 \sin(\varphi)}{\gamma_{BFN} \rho_F d_F} \sum_{\omega=-\infty}^{\infty} \frac{G_N G_S}{\omega^2 \tilde{\Omega}^2} \left(\frac{1}{\gamma_{BN} \gamma_{BFN} \xi_N} \Psi_2 + \frac{\tilde{\Omega}}{\gamma_{BF} \cosh q_L} \right), \\ \Psi_2 &= \frac{d_F \tilde{\Omega} (2q_d + \sinh(2q_d))}{4q_d \sinh^2(q_d)} - \frac{\tilde{\Omega} \xi_F}{q_d \cosh(q_L)} - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2\tilde{\Omega}^3 \xi_F}{q_d \kappa_n^4 \cosh\left(\frac{L \kappa_n}{2\xi_F}\right)}, \end{aligned} \quad (2.45)$$

где $q_d = d_F \sqrt{\tilde{\Omega}} / \xi_F$, $q_L = L \sqrt{\tilde{\Omega}} / 2\xi_F$. В реальной экспериментальной ситуации

$$\xi_F \ll \xi_N, \quad d_F \gg \xi_F. \quad (2.46)$$

В рамках условий (2.46) несколькими членами $I_{FN}(\varphi)$ можно пренебречь. В этом случае удобнее разложить $I_{FN}(\varphi)$ на три компоненты

$$I_{FN}(\varphi) = I_{FN1}(\varphi) + I_{FN2}(\varphi) + I_{FN3}(\varphi). \quad (2.47)$$

Так выражения для составляющих $I_{FN1}(\varphi)$ - $I_{FN3}(\varphi)$ принимают вид

$$\frac{2eI_{FN1}(\varphi)}{\pi TWd_F} = \frac{\Delta^2 \sin(\varphi)}{\gamma_{BF}\gamma_{BFN}\gamma_{BN}\rho_F d_F} \frac{\xi_F}{\xi_N} \sum_{\omega=-\infty}^{\infty} \frac{G_S^2}{\omega^2 \tilde{\Omega}^2} \frac{\sqrt{\tilde{\Omega}}}{\sinh q_L}, \quad (2.48)$$

$$\frac{2eI_{FN2}(\varphi)}{\pi TWd_F} = \frac{\Delta^2 \sin(\varphi)}{2\gamma_{BN}\gamma_{BFN}^2\rho_F d_F} \sum_{\omega=-\infty}^{\infty} \frac{G_N G_S}{\omega^2 \tilde{\Omega}^{3/2}} \frac{\xi_F}{\xi_N}, \quad (2.49)$$

$$\frac{2eI_{FN3}(\varphi)}{\pi TWd_F} = \frac{\Delta^2 \sin(\varphi)}{\gamma_{BFN}\gamma_{BF}\rho_F d_F} \sum_{\omega=-\infty}^{\infty} \frac{G_N G_S}{\omega^2 \tilde{\Omega}} \frac{1}{\cosh q_L}, \quad (2.50)$$

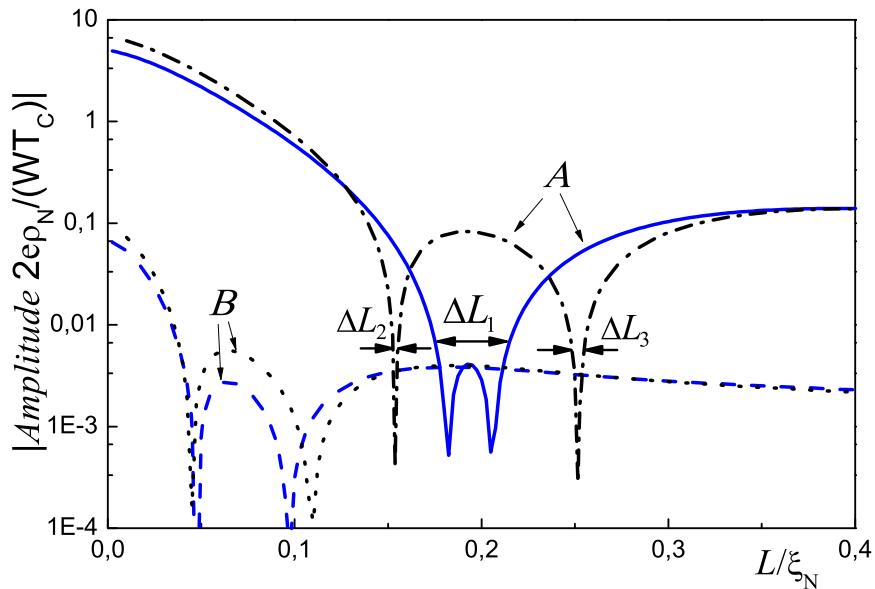


Рис. 2.6. Численно рассчитанные амплитуды A и B ТФЗ поперечной S-NF-S структуры для $d_F = 1.06\xi_N$ (сплошная и пунктирная линии соответственно и $d_F = 1.4\xi_N$ (штрих-пунктирная и коротко-пунктирная линии). На графике показано насколько спаренный интервал существования φ -состояния ΔL_1 больше чем одиночные интервалы ΔL_2 и ΔL_3 в областях $0 - \pi$ переходов.

Они имеют порядок малости γ_{BFN}^{-1} и $\gamma_{BFN}^{-1}\xi_F/\xi_N$ относительно тока $I_F(\varphi)$ из (2.43). Тем не менее, эти токи также должны быть учтены, поскольку их затухание с ростом L происходит заметно медленнее, чем $I_F(\varphi)$

2.3.3 Области существования φ -состояния

Требования для технической реализации φ -контакта могут быть смягчены, если удастся увеличить амплитуду второй гармоники, например с помощью умень-

шения температуры. Так, низкотемпературный режим наиболее предпочтителен для реализации φ -состояния. В пределе $T \ll T_C$ можно перейти от суммирования к интегрированию по ω в (2.31), (2.43), (2.48)- (2.50). Из (2.31) получаем

$$\frac{2eI_N(\varphi)}{Wd_N} = \frac{\Delta}{\gamma_{BN}\xi_N\rho_N} K\left(\sin \frac{\varphi}{2}\right) \sin(\varphi), \quad (2.51)$$

где $K(x)$ полный эллиптический интеграл первого рода. Раскладывая выражение (2.51) в ряд Фурье легко получить

$$A_N = Q_0 \frac{8}{\pi} \int_0^1 x^2 \sqrt{1-x^2} K(x) dx = \Upsilon_A Q_0, \quad (2.52)$$

$$B_N = 2A_N - \frac{32}{\pi} Q_0 \int_0^1 x^4 \sqrt{1-x^2} K(x) dx = \Upsilon_B Q_0, \quad (2.53)$$

где $Q_0 = \Delta W d_N / e \gamma_{BN} \xi_N \rho_N$; A_N , B_N - амплитуды первой и второй гармоник ТФЗ нормального канала протекания тока $I_N(\varphi)$,

$$\begin{aligned} \Upsilon_A &= \frac{2\pi^2}{\Gamma^2(-\frac{1}{4})\Gamma^2(\frac{7}{4})} \simeq 0.973, \\ \Upsilon_B &= 2\Upsilon_A - \frac{\pi}{2} {}_3F_2\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{5}{2}; 1, 4; 1\right) \simeq -0.146, \end{aligned}$$

где $\Gamma(z)$ - гамма-функция и ${}_pF_q$ - обобщенные гипергеометрические функции.

Вычисление сумм в (2.43), (2.48)- (2.50) может быть проведено при $H \gg \pi T_C$ и $T \ll T_C$. Результатом становится $I_F(\varphi) = A_F \sin(\varphi)$, где

$$A_F = P_0 \frac{2}{\sqrt{h}} \exp(-\kappa L) \cos\left(\kappa L + \frac{\pi}{4}\right), \quad (2.54)$$

$\kappa = \sqrt{h}/\sqrt{2}\xi_F$, $h = H/\pi T_C$ и $P_0 = \Delta W d_F / e \gamma_{BF}^2 \xi_F \rho_F$. Подстановка (2.52), (2.53) в неравенства (2) дает требования к структуре поперечного типа для реализации φ -состояния в ней.

$$\begin{aligned} \left| \Upsilon_A + \frac{1}{\varepsilon} \Psi(L) \right| &< 2 |\Upsilon_B|, \quad \varepsilon = \frac{\sqrt{h} \gamma_{BF}^2}{2 \gamma_{BN}} \frac{d_N \xi_F \rho_F}{d_F \xi_N \rho_N}, \\ \Psi(L) &= \exp(-\kappa L) \cos\left(\kappa L + \frac{\pi}{4}\right). \end{aligned} \quad (2.55)$$

Это выражение дает ограничения на геометрические и материальные параметры рассмотренной структуры, обеспечивающей существования φ -состояния. Функция $\Psi(L)$ имеет первый минимум при $\kappa L = \pi/2$, $\Psi(\pi/2\kappa) \approx -0.147$.

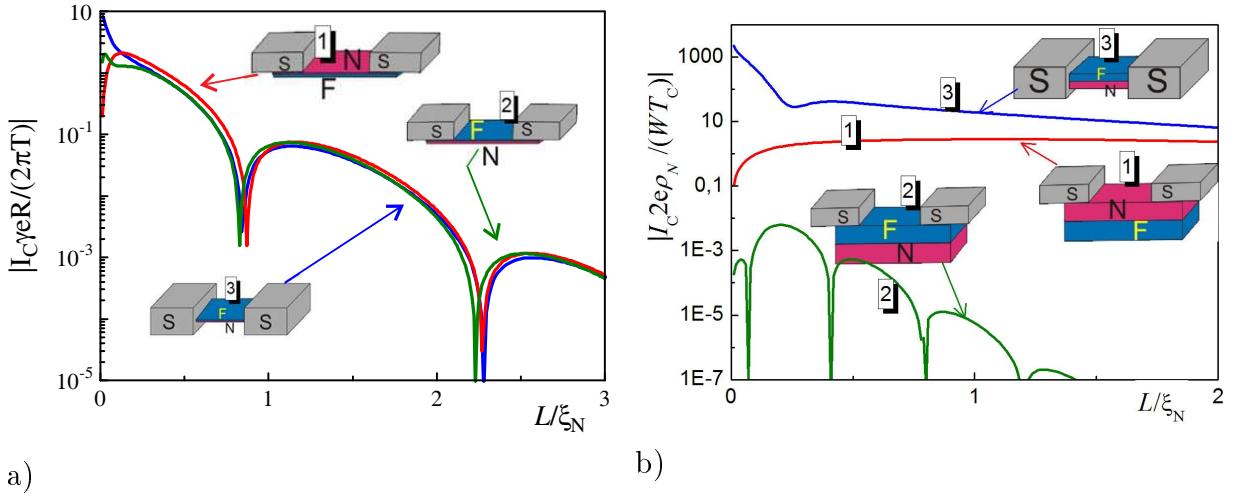


Рис. 2.7. Критический ток I_C в зависимости от расстояния между электродами L для SNF-NF-FNS (1), SFN-FN-NFS (2) и S-NF-S (3) структур в пределе а) тонких N- и F-слоев ($d_N = d_F = 0.01\xi_N$) и б) толстых N- и F- слоев ($d_N = d_F = 3\xi_N$).

Удобно сформулировать условия реализации φ -состояния, используя безразмерный параметр ε , введенный в (2.55). Для больших значений ε выполнение неравенства (2.55) не может быть гарантировано для произвольной L . Решение существует в области параметров с верхним пределом

$$\varepsilon < \frac{-\Psi(\pi/2\kappa)}{\Upsilon_A - 2|\Upsilon_B|} \approx 0.216. \quad (2.56)$$

При $\varepsilon \approx 0.216$ левая часть неравенства (2.55) сравнивается с правой частью, в результате чего формируется интервал κL , в котором можно ожидать существование φ -контакта. Этот интервал увеличивается с уменьшением ε и достигает своего максимального размера

$$1.00 \lesssim \kappa L \lesssim 2.52, \quad (2.57)$$

при $\varepsilon = \frac{-\Psi(\pi/2\kappa)}{\Upsilon_A + 2|\Upsilon_B|} \approx 0.116$. Стоит отметить, что при подстановке $\varepsilon = -\Psi(\pi/2\kappa)/\Upsilon_A \approx 0.151$ в левую часть выражения (2.55) локальный минимум превращается в локальный максимум, а при $\varepsilon \approx 0.116$ обе части (2.55) становятся равными друг другу, и интервал существования φ -контакта (2.57) разщепляется на две отдельные области. С дальнейшим уменьшением ε эти области сужаются вокруг окрестностей $0 - \pi$ перехода ($A_N + A_F = 0$), которые существуют при значениях $\kappa L = \pi/4$ и $\kappa L = 5\pi/4$. Ширина этих интервалов уменьшается с дальнейшим уменьшением ε .

Таким образом, расчеты показывают, что при

$$0.12 \lesssim \varepsilon \lesssim 0.2 \quad (2.58)$$

мы можем ожидать формирование φ -контакта в достаточно широком диапазоне размеров между электродами ΔL , определяемом (2.55). Теперь учтем влияние вклада перераспределения тока в виде граничного члена $I_{FN}(\varphi)$. В рассматриваемых приближениях из (2.48)- (2.50) следует

$$I_{FN1}(\varphi) = \frac{2U_0\xi_F \exp\left(-\frac{\kappa L}{2}\right) \cos\left(\frac{\kappa L}{2} - \frac{\pi}{4}\right)}{\gamma_{BF}\gamma_{BN}\xi_N h^{3/2}} \sin(\varphi), \quad (2.59)$$

$$I_{FN2}(\varphi) = -\frac{\sqrt{2}U_0\xi_F}{4h^{3/2}\gamma_{BN}\gamma_{BFN}\xi_N} \sin(\varphi) K(\sin \frac{\varphi}{2}), \quad (2.60)$$

$$I_{FN3}(\varphi) = -\frac{2U_0 \exp\left(-\frac{\kappa L}{2}\right) \sin\left(\frac{\kappa L}{2}\right)}{h\gamma_{BF}} \sin(\varphi) K(\sin \frac{\varphi}{2}), \quad (2.61)$$

где $U_0 = \Delta W/e\gamma_{BFN}\rho_F$. В интервале межэлектродных расстояний $\pi/4 < \kappa L < 5\pi/4$ токи $I_{FN2}(\varphi)$ и $I_{FN3}(\varphi)$ имеют отрицательную величину. Эти вклады имеют такую же форму ТФЗ как и $I_N(\varphi)$, и из-за отрицательного знака подавляют амплитуду второй гармоники. Таким образом, хоть эти вклады и упрощают требования к существованию решений неравенства (2.55), с другой стороны они делают уже область длин L в которых они реализуются. Условие $B < 0$ также накладывает дополнительные ограничения на параметр подавления на FN- границе γ_{BFN} .

$$\gamma_{BFN} > \frac{\rho_N\xi_N}{hd_N\rho_F} \left(\frac{\xi_F}{\xi_N\gamma_{BFN}h^{1/2}} + \frac{\gamma_{BN}}{\gamma_{BF}} \right). \quad (2.62)$$

При выводе этого неравенства было использовано то, что в области $\pi/4 < \kappa L < 5\pi/4$ зависящий от κL множитель в (2.61) имеет порядок единицы. Из (2.62) следует, что для фиксированной величины γ_{BFN} область существования φ -состояния расширяется при увеличении толщины нормальной пленки d_N , а при толщинах меньше критической d_{NC} исчезает вовсе.

$$d_{NC} = \frac{\rho_N\xi_N}{h\rho_F\gamma_{BFN}} \left(\frac{\xi_F}{\xi_N\gamma_{BFN}h^{1/2}} + \frac{\gamma_{BN}}{\gamma_{BF}} \right). \quad (2.63)$$

Существование критической толщины d_{NC} следует из того, что амплитуда B в компоненте тока I_N пропорциональна толщине N слоя d_N , в то время как в члене I_{FN} амплитуда B не зависит от d_N .

Рис. 2.4 иллюстрирует вышесказанное. Сплошная линия на Рис. 2.4 отображает модуль амплитуды первой гармоники ТФЗ полного тока как функцию расстояния между S электродами L . Она является результатом сложения двух составляющих ур.(2.43) (штрихпунктирная линия) и (2.31) (пунктирная линия). Штрих-штрих-пунктирная линия отображает вторую гармонику ТФЗ полного тока (2.31). И, наконец, короткий пунктир отвечает за $I_{FN}(L)$, рассчитанный из (2.47), (2.48)- (2.50). Все вычисления были проделаны для набора параметров $d_N = 0.1\xi_N$, $d_F = 0.65\xi_N$, $\gamma_{BN} = 0.1$, $\gamma_{BF} = 1$, $\gamma_{BNF} = 10$, $\xi_F = 0.1\xi_N$, $\rho_N = \rho_F$, $T = 0.7T_C$, $H = 10T_C$. В этой системе существует достаточно большая область параметров, в которой токи через N и F слои текут в противоположных направлениях. Более того, в этом регионе их амплитуды сближаются, а значит система формирует объединенную область вокруг двух $0 - \pi$ переходов, в которой неравенство (2) выполнено. Именно в этом интервале длин L реализуется φ -состояние. Кроме того, видно что вклад граничного тока I_{FN} относительно мал и в случае выбранных параметрах структуры не играет значительной роли.

Краевая задача (2.4)-(2.10) может быть также решена численно для того же набора параметров. Единственное, для того, чтобы структура находилась в том же режиме работы, было выбрано другое значение d_F . Результаты вычислений для $d_F = 1.06\xi_N$ и $d_F = 1.4\xi_N$ показаны на Рис.2.5 и Рис.2.6. Сплошные линии на Рис.2.5 отображают модуль амплитуды первой A и второй B гармоник ТФЗ как функцию расстояния между электродами L . Пунктирные и штрих-пунктирные линии показывают вклады в эти амплитуды от токов, протекающих через N и F прослойки соответственно. Все амплитуды нормированы на $(2e\rho_N/(WT_C))^{-1}$. На графиках видно, что основные различия между аналитическими (Рис.2.4) и численными решениями лежат в области малых L . Также в численном расчете присутствует медленное затухание первой и второй гармоник при увеличении L на длине когерентности нормального металла, которым пренебрегалось в аналитике. Положение $0 - \pi$ перехода также немного сдвигается в область больших L . Численный расчет показывает, что амплитуда второй гармоники в

ферромагнитном слое B_F в интересующей нас области $L \approx 0.2\xi_N$ пренебрежимо мала по сравнению с величиной B_N . В целом, формы кривых $A(L)$ на графиках Рис.2.4 и Рис.2.5 качественно похожи, с небольшим увеличением интервала существования φ -состояния для численного расчета.

Рисунок 2.6 демонстрирует те же зависимости $A(L)$ и $B(L)$ с графика Рис.2.5 (сплошная и пунктирная линия) в сравнении с кривыми $A(L)$ и $B(L)$, рассчитанными при $d_F = 1.4\xi_N$ (штрихпунктирная и короткопунктирная линии). Ясно видно, что при больших d_F система не удовлетворяет условию (2.58), и вместо одной большой спаренной области существования φ -состояния ΔL_1 образуются два узких интервала ΔL_2 и ΔL_3 , расположенных в окрестностях $0 - \pi$ переходов.

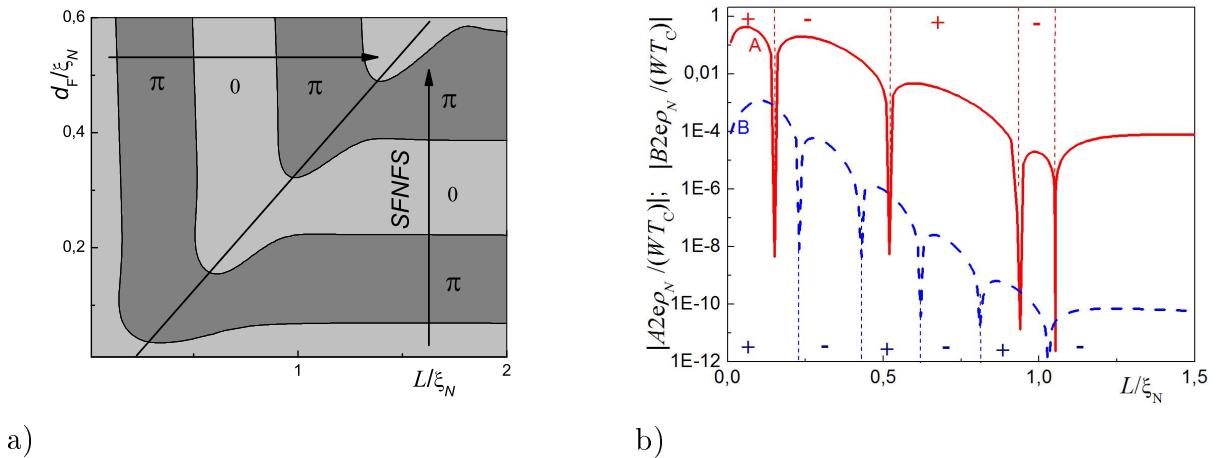


Рис. 2.8. а) Чередование областей 0 и π - состояния на (L, d_F) фазовой плоскости для SFN-FN-NFS структуры. б) Амплитуды первой А (сплошная линия) и второй В (пунктир) гармоник ТФЗ в SFN-FN-NFS структуре в зависимости от расстояния между электродами L для гетероструктуры с достаточно толстыми нормальными и ферромагнитными слоями.

2.4 Переход продольного типа с электродами, расположенным над NF бислоем

С технологической точки зрения переходы продольного типа (Рис. 2.1b,c) с длиной перекрытия NF прослойки S электродами гораздо больше ξ_N смотрятся в выигрышном свете. С другой стороны, вопрос существования φ -состояния в них и выбора подходящих параметров остается открытым.

Численные расчеты произведенные для этой геометрии показали, что в случае предельно тонких нормальных и ферромагнитных прослоек и большой прозрачности границы между ними токовые свойства не зависят от порядка N и F слоев (Рис. 2.7а). В этом случае сверхпроводящий параметр порядка усредняется по области слабой связи, отдельных каналов не формируется, и существование φ -контакта невозможно.

При увеличении толщины прослоек ситуация кардинально меняется. В SFN-FN-NFS контактах с подключением электродов к ферромагнитному слою (Рис. 2.7а) значительная разница длин когерентности ξ_N и ξ_F приводит к формированию двух параллельных каналов SFS и SFNFS, критический ток которых определяется длиной пути через ферромагнитную часть. Для одного из каналов - это расстояние между электродами L , а для другого удвоенная толщина ферромагнитной прослойки d_F . Это наглядно видно из фазовой диаграммы Рис. 2.8а, на которой продемонстрированы 0 - π переходы в структуре при изменении ее размеров (L, dF). При доминировании разных каналов направление 0 - π на (L, dF)-плоскости изменяется. Более того, в переходной области, где амплитуды каналов совпадают возможно существование φ -контакта за счет взаимоподавления первой гармоники обоих каналов при сохранении величины второй.

2.5 Переходы продольно-поперечного типа

Условия существования φ -контактов (2.57), (2.58) могут существенно ослаблены модификацией геометрии перехода, например, за счет использования продольно-поперечной SN-FN-NS конфигурации, показанной на Рис.2.1d. Рис.2.9а демонстрирует численно рассчитанное распределение тока по продольно-поперечному φ -контакту при фиксированной разности фаз $\varphi = \pi/2$. Плотность тока определена насыщенностью цвета, направление протекания указано с помощью стрелок. Относительная малость первой гармоники в этом случае определяется тем, что токи через N и F прослойку текут в разные стороны. Главным преимуществом такой геометрии является специфичное распределение тока вдоль нормального слоя с другой формой ТФЗ, зависящей от толщины d_N . Так, при больших d_N ток через нормальную прослойку I_N выходит на насыщение, поскольку части нормального слоя удаленные на дистанции больше ξ_N от

SN-границы почти не участвуют в транспорте тока из-за экспоненциального затухания наведенных эффектом близости сверхпроводящих корреляций. Конечно, такая геометрия делает теоретический анализ продольно-поперечной структуры более сложным, чем в поперечном случае. Тем не менее, все еще является возможным найти аналитическое решение и показать, что диапазон параметров существования φ -состояния в этом случае шире, чем для поперечной геометрии контакта.

Чтобы подтвердить это, рассмотрим SN-FN-NS структуру в случае тонкой N прослойки

$$d_N \ll \xi_N \quad (2.64)$$

и достаточно большого граничного параметра γ_{BFN} , за счет которого подавление сверхпроводимости в N-слое за счет близости с ферромагнетиком будет пренебрежимо мало. Также будем считать, что длина перехода L также мала относительно характерной длины нормальной прослойки.

$$L \ll \xi_N, \quad (2.65)$$

для того чтобы получить несинусоидальную ТФЗ. В рамках этих условий, можно в качестве первого приближения рассмотреть продольный SN-N-NS контакт. Потом, используя полученные решения в нормальном слое, можно рассчитать как сверхток проекает через F-часть продольно-поперечной структуры. В результате сверхток состоит из трех компонент

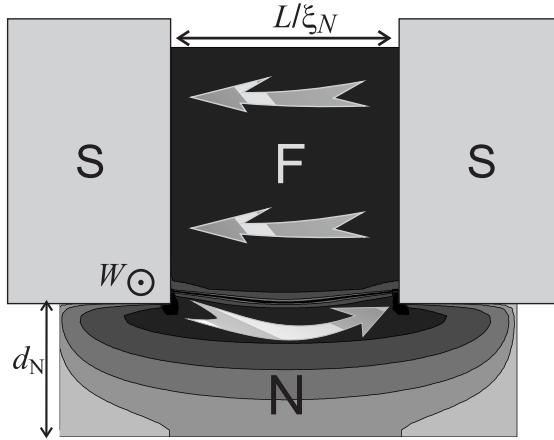
$$I_S(\varphi) = I_N(\varphi) + I_F(\varphi) + I_{FN}(\varphi). \quad (2.66)$$

Для расчета критического тока через SN-N-NS переход рассмотрим предел тонкого N-слоя, обычно используемого на практике.

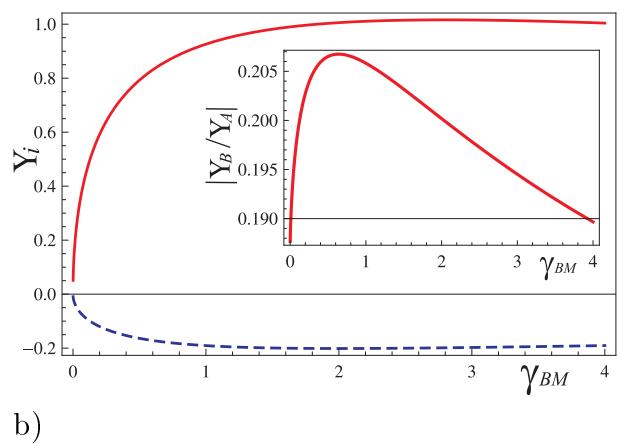
$$d_N \ll \xi_N \quad (2.67)$$

а также возьмем достаточно большую γ_{BFN} , чтобы обеспечить отсутствие подавления сверхпроводимости в N прослойке за счет эффекта близости с F слоем. Также будем предполагать, что расстояние между S электродами достаточно мало относительно характерной длины когерентности в нормальном металле.

$$L \ll \xi_N, \quad (2.68)$$



a)



b)

Рис. 2.9. а) Распределение тока по SN-FN-NS структуре при $L = 0.63\xi_N$, $d_N = \xi_N$, $d_F = 2\xi_N$ и $T = 0.7T_C$. Интенсивность цвета определяет плотность тока, в то время как его направление указано стрелками. б) Коэффициенты Υ_A (сплошная линия) и Υ_B (пунктирная линия) в Ур. (2.89)-(2.90), как функция параметра подавления γ_{BM} . На вставке показано отношение $|\Upsilon_B/\Upsilon_A|$ как функция γ_{BM} .

для того, чтобы обеспечить несинусоидальность ТФЗ.

Условие (2.67) позволяет усреднить уравнения Узаделя по z -координате в N слое, как это было показано в деталях в [94], и свести задачу к решению одномерных уравнений для $\Phi_N = R_N + iU_N$. Действительная часть Φ_N является решением краевой задачи.

$$\frac{\xi_N^2 \gamma_{BM}}{G_N(\Omega \gamma_{BM} + G_S)} \frac{\partial}{\partial x} \left(G_N^2 \frac{\partial R_N}{\partial x} \right) - R_N = -r \Delta \cos \frac{\varphi}{2}, \quad (2.69)$$

$$\frac{L}{2} \leq x \leq \infty,$$

$$\frac{\xi_N^2}{\Omega G_N} \frac{\partial}{\partial x} \left(G_N^2 \frac{\partial R_N}{\partial x} \right) = 0, \quad 0 \leq x \leq \frac{L}{2}, \quad (2.70)$$

$$\frac{\partial R_N}{\partial x} = 0, \quad x = 0, \quad x \rightarrow \infty, \quad (2.71)$$

где $r = G_S / (\Omega \gamma_{BM} + G_S)$, $\gamma_{BM} = \gamma_B d_N / \xi_N$, $\delta = \Delta / \pi T_C$.

Из (2.70), (2.71) следует, что при $0 \leq x \leq L/2$ функции R_N являются константами, независящими от x

$$\frac{\partial R_N}{\partial x} \left(\frac{L}{2} \right) = 0. \quad (2.72)$$

Полученная краевая задача (2.69), (2.71), (2.72) также решается независящими от x константами, за счет чего

$$R_N = r \Delta \cos(\varphi/2), \quad 0 \leq x < \infty. \quad (2.73)$$

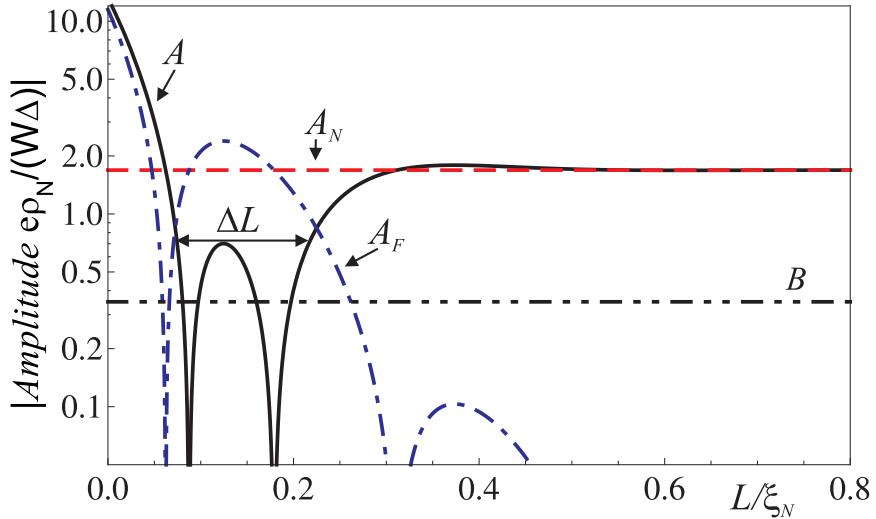


Рис. 2.10. Амплитуды гармоник ТФЗ A , A_N , A_F , B как функция расстояния между электродами L для SN-FN-NS структуры при $T \ll T_C$, $\gamma_{BM} = 0.64$ и $\varepsilon = 0.123$. Область существования φ -состояния обозначена как " ΔL ".

Введем новые функции, θ

$$U_N = \mu \tan \theta, \quad G_N = \frac{\Omega}{\mu} \cos \theta, \quad (2.74)$$

где $\mu = \sqrt{\Omega^2 + r^2 \delta^2 \cos^2(\varphi/2)}$, и получим

$$\lambda^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \theta - \sin(\theta - \phi) = 0, \quad \frac{L}{2} \leq x < \infty, \quad (2.75)$$

$$\frac{\xi_N^2}{\cos \theta} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \theta = 0, \quad 0 \leq x \leq \frac{L}{2}, \quad (2.76)$$

$$\theta(0) = 0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial x} = 0, \quad x \rightarrow \infty, \quad (2.77)$$

где

$$\lambda = \xi_N \sqrt{\frac{\Omega \gamma_{BM}}{(\Omega \gamma_{BM} + G_S) \sqrt{\Omega^2 + r^2 \delta^2}}}, \quad (2.78)$$

$$\tan \phi = \frac{r \sin(\varphi/2)}{\mu}. \quad (2.79)$$

Решение (2.76) легко находится

$$\theta(x) = \frac{2x}{L} \theta\left(\frac{L}{2}\right), \quad 0 \leq x \leq \frac{L}{2}. \quad (2.80)$$

Решение (2.75) может быть упрощено за счет существования первого интеграла

$$\frac{\lambda^2}{2} \left(\frac{\partial}{\partial x} \theta \right)^2 + \cos(\theta - \phi) = 1. \quad (2.81)$$

Контанта интегрирования в правой части (2.81) может быть найдена из граничных условий (2.77), которые заставляют $\theta \rightarrow \phi$ при $x \rightarrow \infty$. Дальнейшее интегрирование в (2.81) для $L/2 \leq x < \infty$ дает

$$\theta = \phi + 4 \arctan \left(C_2 \exp \left(-\frac{x - L/2}{\lambda} \right) \right), \quad (2.82)$$

где C_2 константа интегрирования, определяемая из соответствующих условий при $x = L/2$. Для C_2 они дают

$$(\phi + 4 \arctan (C_2)) = -\frac{2C_2}{1 + C_2^2} \frac{L}{\lambda}. \quad (2.83)$$

Также предполагая, что γ_{BM} не слишком мала, то есть $L \ll \xi_N \min (1, \sqrt{\gamma_{BM}})$, из (2.83) легко получить

$$C_2 = -\tan \left(\frac{\phi}{4} - \frac{L}{4\lambda} \sin \frac{\phi}{2} \right), \quad (2.84)$$

выливающееся в

$$\theta(x) = \frac{2x}{\lambda} \sin \frac{\phi}{2}, \quad 0 \leq x \leq \frac{L}{2}. \quad (2.85)$$

Из (2.85) следует, что в области слабой связи $|x| \leq L/2$

$$U_N = \frac{2x}{\lambda} \mu \sin \frac{\phi}{2}, \quad G_N = \frac{\Omega}{\mu}, \quad (2.86)$$

в то время как под S электродом, $L/2 \leq x < \infty$

$$\begin{aligned} U_N &= \mu \tan (\phi - 4 \arctan (u)), \\ u &= \tan \left(\frac{\phi}{4} - \frac{L}{4\lambda} \sin \frac{\phi}{2} \right) \exp \left(-\frac{x-L/2}{\lambda} \right). \end{aligned} \quad (2.87)$$

Подстановка (2.73), (2.86) в выражение (2.5) для сверхтона в N канале дает

$$\frac{2eI_N(\varphi)}{\pi T W d_N} = \frac{2}{\rho_N \xi_N \sqrt{\gamma_{BM}}} \sum_{\omega=-\infty}^{\infty} \frac{r^2 \delta^2 \sin \varphi \sqrt{(\Omega \gamma_{BM} + G_S)}}{\sqrt{2\Omega \mu^2 (\sqrt{\Omega^2 + r^2 \delta^2} + \mu)}}. \quad (2.88)$$

где $r = G_S / (\Omega \gamma_{BM} + G_S)$, $\gamma_{BM} = \gamma_B N d_N / \xi_N$ и $\mu = \sqrt{\Omega^2 + r^2 \delta^2 \cos^2(\varphi/2)}$, $\delta = \Delta / \pi T_C$.

Компонент $I_F(\varphi)$ в (2.66) - это ток через обычную двухбарьерную SFS структуру, определяемый выражением (2.43), а $I_{FN}(\varphi)$ - это компонента связанная с FN-границей. В дальнейшем будем считать, что она достаточно мала и пренебрежем ей в дальнейших оценках.

Как обсуждалось выше, чем больше относительная амплитуда второй гармоники (что можно получить понижением температуры по сравнению с T_C), тем шире

условия для реализации φ -контакта. В пределе $T \ll T_C$ можно перейти от суммирования к интегрированию в (2.88) и численно рассчитать зависимость амплитуд A и B

$$A_N = \frac{2W\Delta}{e\rho_N\gamma_{BN}} \Upsilon_A, \quad (2.89)$$

$$B_N = \frac{2W\Delta}{e\rho_N\gamma_{BN}} \Upsilon_B \quad (2.90)$$

от параметра подавления γ_{BM} . Рассчитанные зависимости функций $\Upsilon_A(\gamma_{BM})$ и $\Upsilon_B(\gamma_{BM})$ представлены на Рис.2.9b. Обе этих функции увеличиваются с ростом γ_{BM} и выходят на насыщение в районе $\gamma_{BM} \approx 1$. Вставка в Рис.2.9b показывает отношение гармоник $|\Upsilon_B/\Upsilon_A|$ как функцию параметра подавления γ_{BM} . Она достигает максимума при $\gamma_{BM} \approx 0.64$, таким образом, определяя оптимальные значения нормированных амплитуд на уровне $\Upsilon_A \approx 0.844$ для первой и $\Upsilon_B \approx -0.175$ для второй гармоники ТФЗ протекающего по N каналу тока. При дальнешем увеличении параметра γ_{BM} отношение $|\Upsilon_B/\Upsilon_A|$ медленно убывает, а значит оценки сделанные для $\gamma_{BM} = 0.64$ будут применимы в широкой области параметров $0.5 \leq \gamma_{BM} \leq 10$.

Приняв во внимание эти величины, можно написать условия существования φ -состояния аналогичные (2.55)

$$\left| \Upsilon_A + \frac{1}{\varepsilon} \Psi(L) \right| \leq 2 |\Upsilon_B|, \quad \varepsilon = \frac{\sqrt{h}\gamma_{BF}^2}{\gamma_{BN}} \frac{\xi_F \rho_F}{d_F \rho_N}, \quad (2.91)$$

$$\Psi(L) = \exp(-\kappa L) \cos\left(\kappa L + \frac{\pi}{4}\right),$$

со слегка модифицированным безразмерным параметром ε . Широкая область существования φ -состояния по прежнему существует, если ε находится внутри интервала

$$0.123 \lesssim \varepsilon \lesssim 0.298 \quad (2.92)$$

При этом сам интервал параметров, при которых структура существует в φ -состоянии, определяется условием (2.91). Из него следует, что интервал κL становится максимальным

$$0.94 \lesssim \kappa L \lesssim 2.72, \quad (2.93)$$

при $\varepsilon = 0.123$. Этот интервал несколько больше того, который был получен (2.57 для поперечной S-FN-S геометрии).

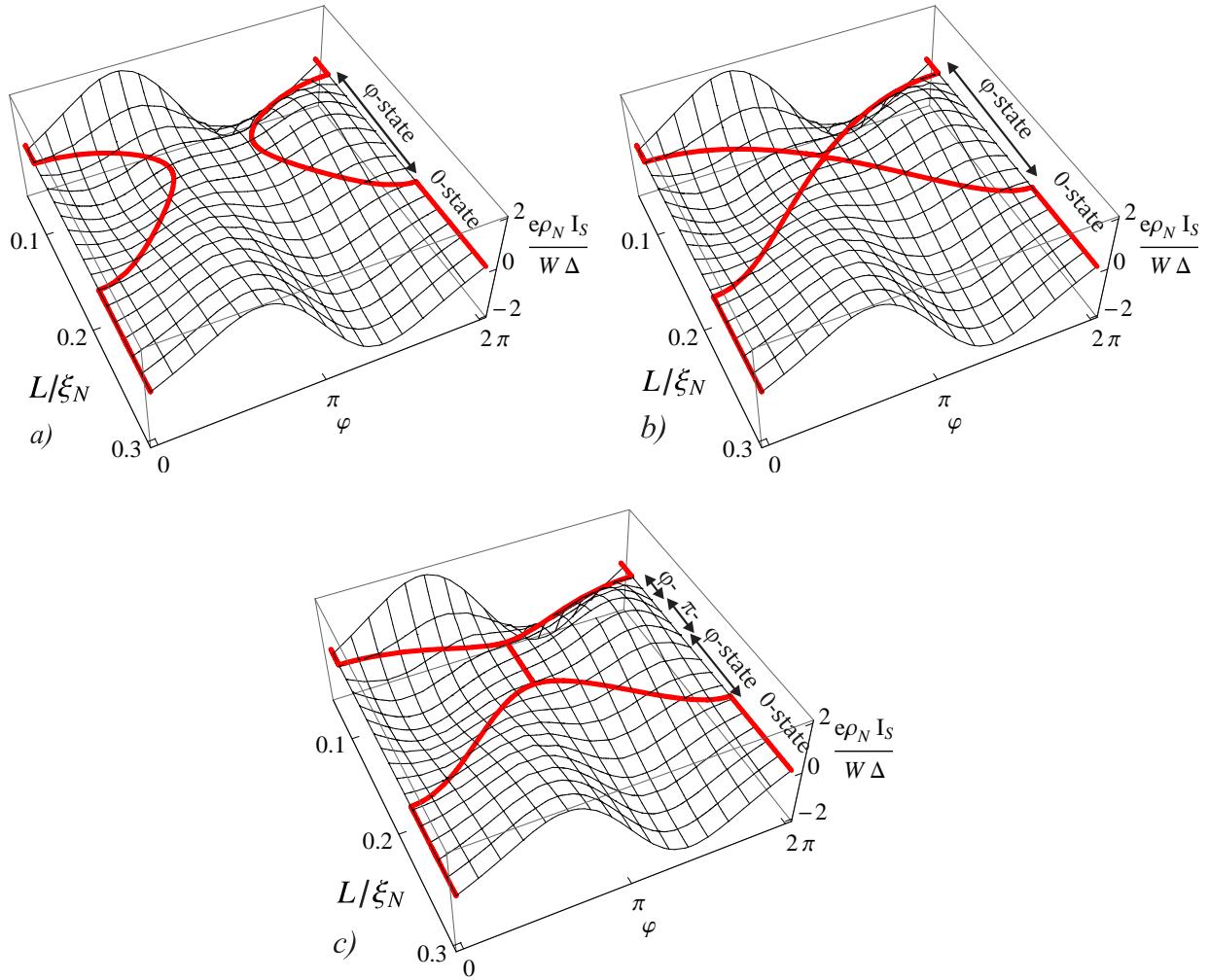


Рис. 2.11. Полный сверхток I_S как функция джозефсоновой фазы φ и расстояния между электродами L для структуры SN-FN-NS при $T \ll T_C$, $\gamma_{BM} = 0.64$ для разных толщин F-слоя: а) $\varepsilon = 0.137$, б) $\varepsilon = 0.123$, в) $\varepsilon = 0.111$. Красные линии показывают значение фазы основного состояния φ_g для каждого L .

Рис. 2.10 показывает область существования φ -состояния ΔL в идеальном случае $T \ll T_C$, $\gamma_{BM} = 0.64$ и $\varepsilon = 0.123$. Для этого соответствующий набор параметров $d_N = 0.64\xi_N$, $d_F = 1.45\xi_N$, $\gamma_{BN} = 1$, $\gamma_{BF} = 1$, $\xi_F = 0.1\xi_N$, $\rho_N = \rho_F$, $H = 10T_C$ был подставлен в (2.43) и (2.88). Сплошная линия показывает зависимость амплитуды первой гармоники ТФЗ A . Ее нормальная A_N и ферромагнитная A_F составляющие представлены пунктирной и штрих-пунктирной линиями соответственно. Амплитуда же второй гармоники показана с помощью штрих-штрих-пунктирной линии. Параметры подобраны таким образом, что $|A|$ относительно мала в широком интервале ΔL и лишь в локальном максимуме достигает критического значения $|2B|$. Таким образом,

увеличение ΔL (см. ур.(29),(49)) обеспечено выбранной геометрией структуры.

Чтобы прояснить то, как формируется φ -состояние, рассмотрим Рис.2.10. На нем изображен полный сверхток I_S как функция джозефсоновской фазы φ и расстояния между электродами L для структуры SN-FN-NS. Это означает, что каждое сечение при фиксированном L представляет из себя ток-фазовую зависимость этого контакта, по которой можно определить фазу основного состояния φ_g , которая обозначается на графике сплошной красной линией. В области больших и малых значений L основное состояние имеет фазу $\varphi_g = 0$, что соответствует 0-состоянию. Однако, в ΔL интервале ТФЗ становится существенно несинусоидальной и заставляет фазу основного состояния расщепиться и начать смещаться к значению π с обоих сторон, достигая его при $\kappa L = \pi/2$. Очевидно, что при $\varepsilon \gtrsim 0.123$ π -состояние не может быть достигнуто (см. Рис.2.11а), в то время как при $\varepsilon \lesssim 0.123$ формируется продолжительная область существования π -состояния (см. Рис.2.11с).

На основании полученных результатов можно оценить необходимые требования к экспериментальной реализации подобных структур. В качестве материалов за основу возьмем медь Cu ($\xi_N \approx 100 \text{ nm}$ и $\rho = 5 * 10^{-8} \Omega \text{m}$), разбавленный ферромагнетик, типа сплава FePd или CuNi ($\xi_F \approx 10 \text{ nm}$, $H \approx 10T_C$), и ниобий Nb ($T_C \approx 9K$, $\xi_S \approx 10 \text{ nm}$) в качестве сверхпроводника. Также имеет смысл использовать достаточно толстый нормальный слой, в котором эффект насыщения уже достигнут, и сверхток уже не зависит от его толщины.

После подстановки соответствующих величин в (2.92) и (2.93) получены требования на геометрические размеры слоев, позволяющие создать φ -контакт.

$$d_N \gtrsim 50 \text{ nm}, \quad (2.94)$$

$$60 \text{ nm} \lesssim d_F \lesssim 150 \text{ nm}, \quad (2.95)$$

$$7 \text{ nm} \lesssim L \lesssim 22 \text{ nm}. \quad (2.96)$$

Последний поперечный размер можно положить $W = 140 \text{ nm}$. Он достаточно велик для измеримого значения критического тока, и в тоже время сохраняет характерный размер структуры порядка 100 nm. В этом случае величина критического тока через

структуре определяется второй гармоникой ТФЗ

$$I_C \sim B_N = \frac{2W\Delta}{e\rho_N\gamma_{BN}} \Upsilon_B \approx 1 \text{ mA}. \quad (2.97)$$

Таким образом, допустимый разброс параметров достаточно велик, чтобы это устройство могло быть создано экспериментально.

φ -состояние джозефсоновского перехода фиксирует величину фазы основного состояния на определенном значении. Изменение параметров, например, температуры сдвигает положение соответствующего $0-\pi$ перехода, и позволяет управлять положением фазы основного состояния. Таким образом, цепи, включающие φ -контакты, могут быть использованы в качестве малых энергонезависимых детекторов. Более того, в φ -состоянии формируется двумерный потенциал с минимумами φ_g и $-\varphi_g$, а, значит, такие устройства можно использовать в качестве квантовых битов и квантовых детекторов. Таким образом, джозефсоновские φ -контакты могут быть созданы на уровне существующей технологии и могут стать важным базовым элементом сверхпроводниковой электроники.

2.6 Выводы к главе 2

В главе 2 были найдены аналитические решения, а также проведен численный расчет краевой задачи в рамках уравнений Узаделя для поперечной и продольно-поперечной геометрий S-NF-S структур. В главе 2 было показано, что φ -состояние может быть реализовано в S-NF-S структурах с продольно ориентированными NF-бислоями, в то время как в обычных SNS и SFS контактах φ -состояние недостижимо. Осциллирующая природа джозефсоновской связи через ферромагнитный F-слой позволяет сделать первую гармонику ток-фазовой зависимости достаточно малой, в то время как нормальный N-слой обеспечивает отрицательный знак амплитуды второй гармоник ТФЗ. Найдены и обсуждены условия реализации φ -состояния для переходов S-NF-S и SN-FN-NS геометрии.

Глава 3

Теория сверхтокового транспорта в джозефсоновских переходах SIsFS геометрии

Джозефсоновские структуры с ферромагнитными слоями стали актуальны для научных исследований за счет соперничества между сверхпроводящим и магнитным типом упорядочивания в них, которое приводит к появлению массы новых феноменов, включая существование π -состояния с разностью фаз π в основном состоянии и появление "длинных" корреляций за счет образования антисимметричного по частоте параметра порядка [52–54]. Развитие интереса к джозефсоновским переходам с магнитным барьером было связано с появлением возможных практических применений для них в качестве элементов сверхпроводниковой памяти [1, 28, 101–104], инвертеров фазы для энергонезависимых квантовых и классических цепей [85, 87] и φ -контактов, структур с произвольной фазой основного состояния, необходимых для создания квантовых битов и детекторов. Обычно в экспериментальных работах использовались SFS джозефсоновские переходы с геометрией типа сэндвич [58]. Характерное напряжение $V_C = J_C R_N$ (J_C - критический ток перехода, R_N - сопротивление перехода в нормальном состоянии) этих переходов гораздо ниже, чем у широко применяющихся в сверхпроводниковой электронике тунNELьных SIS переходов, что ограничивало их практическое применение в связи с сильно меньшей характерной частотой. В SIFS структурах [55, 105, 106], содержащих дополнительный тунNELьный слой I, производение $J_C R_N$ в 0-состоянии увеличивалось, однако к моменту перехода в π -состояние V_C снова оказывалось достаточно малым [66, 91] из-за сильного подавления сверхпроводящих корреляций в ферромагнитном слое.

Недавно был экспериментально реализован другой тип джозефсоновского перехода, представляющий из себя два сверхпроводниковых электрода S облегающих составную -IsF- область слабой связи, состоящей из тунNELьного барьера I, сверхпроводниковой прослойки s и металлического ферромагнетика F [28, 104]. По сути эта

структура представляла из себя последовательное соединение туннельного SIs контакта с ферромагнитным sFS переходом. Свойства такой SIsFS структуры сильно зависели от толщины сверхпроводниковой пленки s , а также от соотношения критических токов J_{CSI_s} и J_{CsFS} ее SIs и sFS частей соответственно. Если ширина s -слоя d_s гораздо больше чем длина когерентности ξ_s и $J_{CSI_s} \ll J_{CsFS}$, то характерное напряжение SIsFS контакта определяется в первую очередь туннельной частью и может достигать значений на уровне обычных SIS переходов. В то же время, фаза основного состояния φ_g контакта в любом случае определяется ферромагнитной частью перехода. Как результат, оба состояния, с 0 и π фазой, могут быть достигнуты при разных толщинах ферромагнитной прослойки. Такое поведение структуры позволяет реализовать управляемый π контакт, обладающий большим $J_C R_N$. В тоже время, будучи помещенной во внешнее магнитное поле H_{ext} , SIsFS структура ведет себя как единый джозефсонский контакт, поскольку размер d_s слишком мал, чтобы эффективно экранировать H_{ext} . Это обеспечивает возможность переключать J_C с помощью внешнего поля.

Задача этой главы состоит в разработке микроскопической теории таких контактов и определении зависимостей характерного напряжения от температуры T , обменной энергии ферромагнитика H , параметров границ сверхпроводник-ферромагнетик и геометрических параметров контакта. Большое внимание также уделено поведению ток-фазового соотношения, в зависимости от параметров структуры.

3.1 Модель

В этой главе рассматривает многослойная джозефсонская структура, представленная на Рис.3.1а. Она состоит из двух сверхпроводниковых электродов S, разделенных составной прослойкой, включающей туннельный барьер I, промежуточный сверхпроводниковый слой s и ферромагнетик F. Сверхпроводниковый слой внутри прослойки обозначен малой литературой s в отличии от электродов, поскольку в результате его конечной толщины сверхпроводимость в нем может быть подавлена, и он может сильно отличаться по своим свойствам от электродов. В рамках задачи предполагается, что условия "грязного предела" выполнены для всех материалов структуры. Для упрощения также предполагается, что все сверхпроводниковые пленки идентичны и

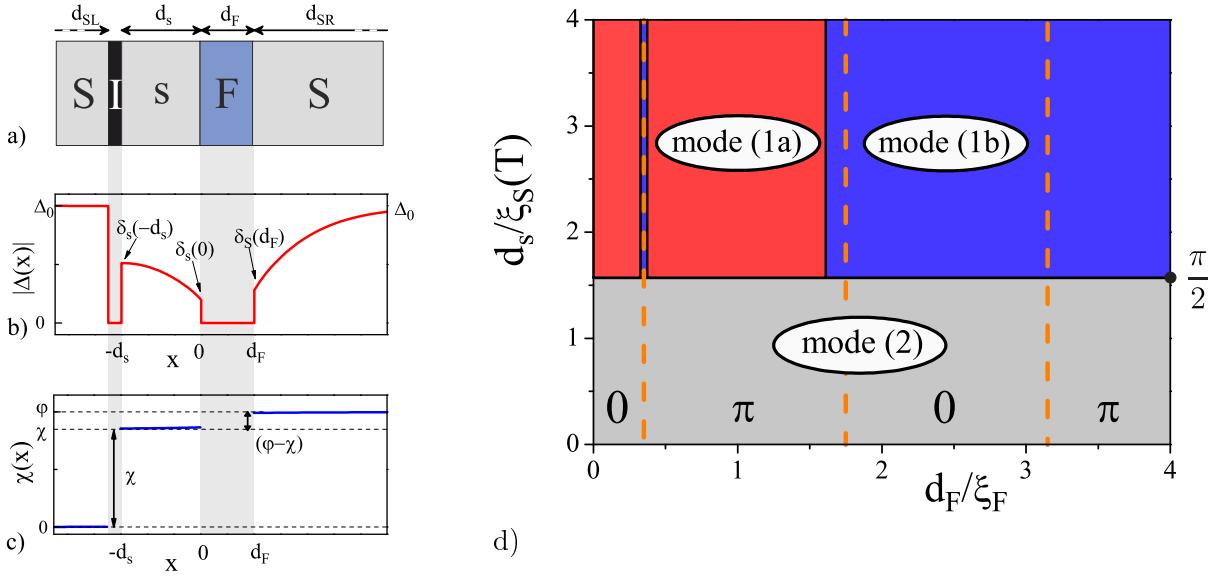


Рис. 3.1. а) Схема SIsFS перехода. б), с) Типичные распределения амплитуды $|\Delta(x)|$ и фазы $\chi(x)$ потенциала спаривания вдоль структуры. д) Фазовая диаграмма режимов работы SIsFS структуры в координатах (d_s, d_F) . Нижняя область соответствует режиму (2) с полностью подавленной сверхпроводимостью s-слоя. Верхняя часть диаграммы, отделенная сплошной горизонтальной линией на уровне d_{sc} , соответствует срению слою в сверхпроводящем состоянии. Верхняя левая часть демонстрирует область существования режима (1а) с областью слабой связи локализованной на SIs туннельном барьере. Верхний правый кусок фазовый диаграммы, а также узкая вертикальная долина вокруг первого $0 - \pi$ -перехода соответствует режиму (1б) со слабой связью локализованной на sFs переходе. Сплошные вертикальные линии являются границами между режимами (1а) и (1б). Вертикальные пунктирные линии показывают положение $0 - \pi$ переходов. Вычисления выполнены при $H = 10\pi T_C$, $\Gamma_{BI} = 200$ и $\Gamma = 5$ at $T = 0.9T_C$.

могут быть описаны критической температурой T_C и длиной когерентности ξ_S . Транспортные свойства обоих sF и FS границ положены одинаковыми и описываются параметрами

$$\gamma = \frac{\rho_S \xi_S}{\rho_F \xi_F}, \quad \gamma_B = \frac{R_{BF} \mathcal{A}_B}{\rho_F \xi_F}. \quad (3.1)$$

Здесь R_{BF} и \mathcal{A}_B - сопротивление и площадь sF и FS границ, ξ_S и ξ_F - длины когерентности S и F материалов, ρ_S и ρ_F - их удельные сопротивления.

В рамках выбранных приближений проблема расчета критического тока сводится к решению системы уравнений Узаделя [44]. Для S слоев уравнения примают

форму [52–54]

$$\frac{\xi_S^2}{\Omega G_m} \frac{d}{dx} \left(G_m^2 \frac{d}{dx} \Phi_m \right) - \Phi_m = -\Delta_m, \quad G_m = \frac{\Omega}{\sqrt{\Omega^2 + \Phi_m \Phi_m^*}}, \quad (3.2)$$

$$\Delta_m \ln \frac{T}{T_C} + \frac{T}{T_C} \sum_{\omega=-\infty}^{\infty} \left(\frac{\Delta_m}{|\Omega|} - \frac{\Phi_m G_m}{\Omega} \right) = 0, \quad (3.3)$$

где $m = S$ при $x \leq -d_s$ и $x \geq d_F$; $m = s$ в интервале $-d_s \leq x \leq 0$. В F слое ($0 \leq x \leq d_F$) уравнение имеет вид

$$\xi_F^2 \frac{d}{dx} \left(G_F^2 \frac{d}{dx} \Phi_F \right) - \tilde{\Omega} \Phi_F G_F = 0. \quad (3.4)$$

Здесь $\Omega = T(2n+1)/T_C$ мацубаровские частоты нормированые на πT_C , $\tilde{\Omega} = \Omega + iH/\pi T_C$, $G_F = \tilde{\Omega}/(\tilde{\Omega}^2 + \Phi_{F,\omega} \Phi_{F,-\omega}^*)^{1/2}$, H - обменная энергия, $\xi_{S,F}^2 = (D_{S,F}/2\pi T_C)$ и $D_{S,F}$ - коэффициенты диффузии в S и F металлах соответственно. Потенциал спаривания Δ_m и функции Грина Φ_m и Φ_F в (3.2) - (3.4) также нормированы на πT_C . чтобы записать уравнения (3.2) - (3.4), ось x в направлении перпендикулярном SI, FS и sF границам с началом координат на sF границе. Уравнения (3.2)-(3.4) должны быть дополнены граничными условиями [63]. При $x = -d_s$ они записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} G_S^2 \frac{d}{dx} \Phi_S &= G_s^2 \frac{d}{dx} \Phi_s, \\ \gamma_{BI} \xi_S G_s \frac{d}{dx} \Phi_s &= -G_S (\Phi_S - \Phi_s), \end{aligned} \quad (3.5)$$

где $\gamma_{BI} = R_{BI} \mathcal{A}_B / \rho_S \xi_S$, R_{BI} и \mathcal{A}_B - сопротивление и площадь SI границы. При $x = 0$ граничные условия:

$$\begin{aligned} \frac{\xi_S}{\Omega} G_s^2 \frac{d}{dx} \Phi_s &= \gamma \frac{\xi_F}{\tilde{\Omega}} G_F^2 \frac{d}{dx} \Phi_F, \\ \gamma_B \xi_F G_F \frac{d}{dx} \Phi_F &= -G_s \left(\frac{\tilde{\Omega}}{\Omega} \Phi_s - \Phi_F \right), \end{aligned} \quad (3.6)$$

а при $x = d_F$ они имеют форму

$$\begin{aligned} \frac{\xi_S}{\Omega} G_S^2 \frac{d}{dx} \Phi_S &= \gamma \frac{\xi_F}{\tilde{\Omega}} G_S^2 \frac{d}{dx} \Phi_F, \\ \gamma_B \xi_F G_F \frac{d}{dx} \Phi_F &= G_S \left(\frac{\tilde{\Omega}}{\Omega} \Phi_S - \Phi_F \right). \end{aligned} \quad (3.7)$$

Вдали от границ решения должно свестись к решению для равномерно протекающего через сверхпроводник тока [107] – [109]

$$\Phi_S(\mp\infty) = \Phi_\infty \exp \{i(\chi(\mp\infty) - ux/\xi_S)\}, \quad (3.8)$$

$$\Delta_S(\mp\infty) = \Delta_0 \exp \{i(\chi(\mp\infty) - ux/\xi_S)\}, \quad (3.9)$$

$$\Phi_\infty = \frac{\Delta_0}{1 + u^2 / \sqrt{\Omega^2 + |\Phi_S|^2}}, \quad (3.10)$$

в результате чего разница фаз параметра порядка в разных электродах на большом удалении от границ:

$$\varphi = \varphi(\infty) - 2ux/\xi_S, \quad \varphi(\infty) = \chi(\infty) - \chi(-\infty). \quad (3.11)$$

Здесь $\varphi(\infty)$ – разность фаз на переходе, Δ_0 – модуль параметра порядка вдали от границ при заданной температуре, $u = 2mv_s\xi_S$, m – масса электрона, а v_s – сверхтекучая скорость. Поскольку граничные условия (3.5) и (3.6) включают мацубаровскую частоту Ω , фаза функций Грина Φ_S зависит от Ω и может отличаться от фазы потенциала спаривания Δ_S на FS границах $\chi(d_F)$ и $\chi(0)$. Следовательно, именно фаза $\varphi(\infty)$, а не $\varphi = \chi(d_F) - \chi(0)$, может быть измерена экспериментально с помощью схемы компенсирования линейного набега фазы в (3.11).

Краевая задача (3.2)-(3.11) может быть решена численно. Точность вычислений может быть проверена исходя из равенства тока J_S

$$\frac{2eJ_S(\varphi)}{\pi T \mathcal{A}_B} = \sum_{\omega=-\infty}^{\infty} \frac{iG_{m,\omega}^2}{\rho_m \tilde{\Omega}^2} \left[\Phi_{m,\omega} \frac{\partial \Phi_{m,-\omega}^*}{\partial x} - \Phi_{m,-\omega}^* \frac{\partial \Phi_{m,\omega}}{\partial x} \right], \quad (3.12)$$

рассчитанных в различных точках структуры.

В дальнейшем, рассмотрение будет ограничено случаем малопрозрачного туннельного барьера на SIs границе.

$$\gamma_{BI} \gg 1. \quad (3.13)$$

В этом приближении сопротивление перехода R_N полностью определяется сопротивлением туннельного барьера. Более того, это позволяет пренебречь подавлением сверхпроводимости в области $x \leq -d_s$ и записать решение в форме

$$\Phi_S(x) = \Delta_S(x) = \Delta_0. \quad (3.14)$$

За счет этого можно без потери общности положить $\chi(-\infty) = \chi(-d_s - 0) = 0$ (see Рис.3.1c). Однако, на sF и FS границах подавление сверхпроводимости все еще необходимо учитывать.

Подстановка (3.14) в граничные условия (3.5) дает

$$\gamma_{BI}\xi_S G_s \frac{d}{dx} \Phi_s = -\frac{\Omega}{\sqrt{\Omega^2 + \Delta_0^2}} (\Delta_0 - \Phi_s). \quad (3.15)$$

Дальнейшее упрощение задачи возможно в некоторых частных случаях

3.2 Предел высоких температур $T \approx T_C$

В окрестности высокой температуры уравнения Узаделя в F слое могут быть линеаризованы. Запись их решений с использованием граничных условий (3.6) и (3.7) на sF и FS границах позволяет свести задачу к решению уравнений Гинзбурга-Ландау (ГЛ) в s и S слоях. В дальнейшем анализе будет считаться, что выполнены следующие условия:

$$\Gamma_{BI} = \frac{\gamma_{BI}\xi_S}{\xi_S(T)} \gg 1, \quad (3.16)$$

а в окрестности sF и FS границ сверхпроводимость сильно подавлена. Это происходит, если параметр Γ

$$\Gamma = \frac{\gamma\xi_S(T)}{\xi_S}, \quad \xi_S(T) = \frac{\pi\xi_S}{2\sqrt{1-T/T_C}} \quad (3.17)$$

удовлетворяет условиям

$$\Gamma p \gg 1, \quad \Gamma q \gg 1. \quad (3.18)$$

Здесь

$$p^{-1} = \frac{8}{\pi^2} Re \sum_{\omega=0}^{\infty} \frac{1}{\Omega^2 \sqrt{\tilde{\Omega}} \coth \frac{d_F \sqrt{\tilde{\Omega}}}{2\xi_F}}, \quad (3.19)$$

$$q^{-1} = \frac{8}{\pi^2} Re \sum_{\omega=0}^{\infty} \frac{1}{\Omega^2 \sqrt{\tilde{\Omega}} \tanh \frac{d_F \sqrt{\tilde{\Omega}}}{2\xi_F}}. \quad (3.20)$$

Заметим, что в пределе $h = H/\pi T_C \gg 1$ и $d_F \gg \sqrt{2/h}\xi_F$ суммы в (3.19) и (3.20) могут быть расчитаны аналитически

$$\beta = \frac{p-q}{p+q} = \sqrt{8} \sin \left(\frac{d_F}{\xi_F} \sqrt{\frac{h}{2}} + \frac{3\pi}{4} \right) \exp \left(-\frac{d_F}{\xi_F} \sqrt{\frac{h}{2}} \right), \quad (3.21)$$

$$p + q = 2\sqrt{2h} (T/T_C)^2, \quad pq = 2h (T/T_C)^4. \quad (3.22)$$

В общем случае, фазы параметра порядка в s и S слоях являются функциями координаты x . В рассмотренных приближениях члены, которые учитывают зависимость фазы от координаты, пропорциональны малым параметрам $(\Gamma q)^{-1}$ и $(\Gamma p)^{-1}$ и, таким образом, дают малую поправку к рассчитываемому току. По этой причине будем предполагать, что фазы в сверхпроводящих электродах являются константой независящей от x . В дальнейшем, фаза левого электрода будет взята за ноль, а фаза s-слоя и правого электрода будут обозначаться χ и φ соответственно (см. Рис.3.1c).

Детали расчетов приведены в приложении 3.5.1. Вычисления показывают, что рассмотренная SIsFS структура имеет два различных режима работы в зависимости от соотношения толщины центрального слоя d_s и критической толщины $d_{sc} = (\pi/2)\xi_S(T)$. Для толщин d_s превышающих критическую величину s-слой сохраняет свои внутренние сверхпроводящие свойства (*mode (1)*), а при $d_s \leq d_{sc}$ в s пленке присутствует только сверхпроводимость, наведенная эффектом близости с S электродами (*mode (2)*).

3.2.1 Режим (1): SIs + sFS переход $d_s \geq d_{sc}$

Первым будет рассмотрен режим, при котором в среднем s-слое формируется собственный сверхпроводящий порядок. В этом случае, как следует из решений уравнений ГЛ, протекающий через SIs, sF, и FS границы ($J(-d_s)$, $J(0)$ и $J(d_F)$, соответственно) ток может быть представлен в виде

$$\frac{J_S(-d_s)}{J_G} = \frac{\delta_s(-d_s)}{\Gamma_{BI}\Delta_0} \sin(\chi), \quad J_G = \frac{\pi\Delta_0^2\mathcal{A}_B}{4e\rho_ST_C\xi_S(T)}, \quad (3.23)$$

$$\frac{J_S(0)}{J_G} = \frac{J_S(d_F)}{J_G} = \frac{\Gamma(p-q)}{2\Delta_0^2} \delta_s(0)\delta_S(d_F) \sin(\varphi - \chi), \quad (3.24)$$

где $\Delta_0 = \sqrt{8\pi^2T_C(T_C-T)/7\zeta(3)}$ величина параметра порядка в глубине S электродов, \mathcal{A}_B - площадь сечения структуры и $\zeta(z)$ - дзета функция Римана. Здесь

$$\delta_s(0) = \frac{2b(p-q)\cos(\varphi-\chi) - 2a(p+q)}{\Gamma[(p+q)^2 - (p-q)^2\cos^2(\varphi-\chi)]}, \quad (3.25)$$

$$\delta_S(d_F) = \frac{2b(p+q) - 2a(p-q)\cos(\varphi-\chi)}{\Gamma((p+q)^2 - (p-q)^2\cos^2(\varphi-\chi))}, \quad (3.26)$$

параметры порядка на sF и FS границах соответственно (см. Рис. 3.1b), и

$$a = -\delta_s(-d_s) \sqrt{1 - \frac{\delta_s^2(-d_s)}{2\Delta_0^2}}, \quad b = \frac{\Delta_0}{\sqrt{2}}, \quad (3.27)$$

где $\delta_s(-d_s)$ решение трансцендентного уравнения

$$K\left(\frac{\delta_s(-d_s)}{\Delta_0 \eta}\right) = \frac{d_s \eta}{\sqrt{2} \xi_s(T)}, \quad \eta = \sqrt{2 - \frac{\delta_s^2(-d_s)}{\Delta_0^2}}. \quad (3.28)$$

Здесь, $K(z)$ - полный эллиптический интеграл первого рода.

Подстановка $\delta_s(-d_s) = 0$ в (3.28) позволяет получить использованное выше выражение для критической толщины s-слоя $d_{sc} = (\pi/2)\xi_s(T)$.

Для расчета ТФЗ необходимо исключить фазу χ среднего s слоя из выражений для тока (3.23) и (3.24). Величина этой фазы определяется из условия равенства токов на обоих Is и sF границах.

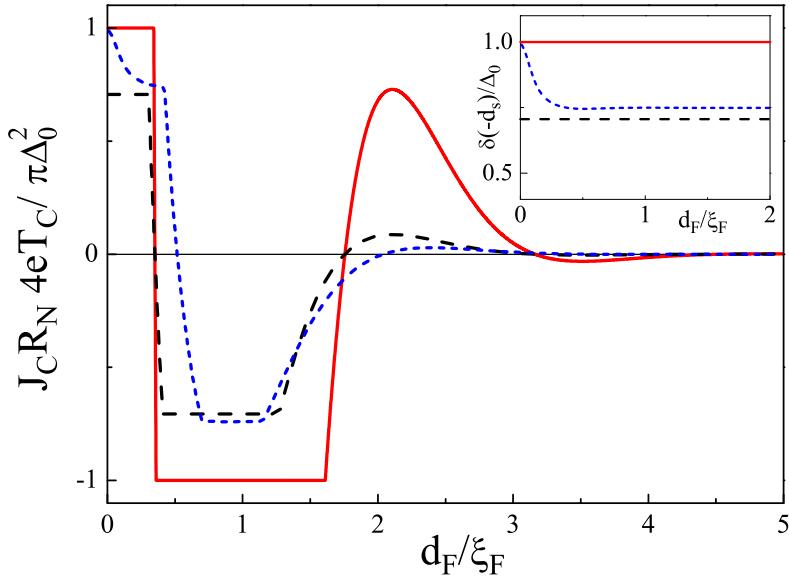


Рис. 3.2. Критический ток J_C SIsFS структуры как функция толщины F-слоя d_F , рассчитанный при $T = 0.9T_C$, $H = 10\pi T_C$, $\Gamma_{BI} = 200$ и $\Gamma = 5$ для толщины s слоя $d_s = 2\xi_s(T)$, слегка превосходящей критическую d_{sc} . Вставка показывает зависимость потенциала спаривания $\delta_s(-d_s)$ на Is границе с туннельным барьером как функцию толщины d_F . Сплошные линии были рассчитаны для $d_s \gg d_{sc}$ из Ур. (3.33) и (3.34). Пунктирная линия отражает результаты расчетов, сделанных с помощью выражений (3.23)-(3.28) для толщины s-слоя $d_s = 2\xi_s(T)$. Короткая пунктирная линия в свою очередь демонстрирует результаты численных расчетов (3.2)-(3.11).

Для больших толщин среднего s-слоя ($d_s \gg d_{sc}$) величина потенциала спаривания $\delta_s(-d_s)$ близка к ее значению в глубине электродов Δ_0 , и можно положить $a = -b$

в (3.25) и (3.26)

$$\delta_S(d_F) = \delta_s(0) = \frac{\sqrt{2}\Delta_0}{\Gamma((p+q)-(p-q)\cos(\varphi-\chi))}, \quad (3.29)$$

приводящее к

$$J_S(0) = J_S(d_F) = \frac{J_G \beta \sin(\varphi - \chi)}{\Gamma(1 - \beta \cos(\varphi - \chi))} \quad (3.30)$$

вместе с уравнением для определения χ

$$\frac{\Gamma}{\Gamma_{BI}} \sin(\chi) = \frac{\beta \sin(\varphi - \chi)}{1 - \beta \cos(\varphi - \chi)}, \quad \beta = \frac{p - q}{p + q}. \quad (3.31)$$

Из (3.29), (3.30) и (3.31) следует, что в этом режиме SIsFS структура может быть рассмотрена как пара последовательно соединенных SIs и sFS переходов. Таким образом, свойства структуры почти не зависят от толщины d_s и определяются переходом с меньшим критическим током.

Действительно, из (3.31) можно заключить, что фаза χ параметра порядка s-слоя зависит от отношения критических токов $I_{CSIs} \propto \Gamma_{BI}^{-1}$ SIS контакта и $I_{CsFS} \propto |\beta| \Gamma^{-1}$ sFS перехода. Коэффициент β в (3.31) является функцией толщины F слоя. Он близок к единице в области малых d_F и затухающе осциллирует с ростом d_F (см. аналитическое выражение для β в (3.21)). Это означает, что существуют такие точки d_{Fn} , определяемые выражением $\beta = 0$, в которых ток $J_S \equiv 0$ и происходит переход из 0 в π -состояние.

На Рис.3.1d поясняется классификация режимов работы и демонстрируется фазовая диаграмма в координатах (d_s, d_F) , полученная из аналитических выражений (3.21)-(3.28). Вычисления были проведены для $T = 0.9T_C$, $h = H/\pi T_C = 10$, $\Gamma_{BI} = 200$ и $\Gamma = 5$. Структуры с s-слоем меньше критической толщины

$$d_{sc} = \pi \xi_S(T)/2 \quad (3.32)$$

относятся к режиму 2 с полностью подавленной сверхпроводимостью в нем. Верхняя же часть диаграммы относится к s-слою в сверхпроводящем состоянии (режим (1)). Эта область разделена на 2 части в зависимости от места локализации области слабой связи на туннельном барьере (режим (1a)) или ферромагнитном F слое (режим (1b)). Сплошные вертикальные линии в верхней части Рис.3.1d показывают точки, в которых

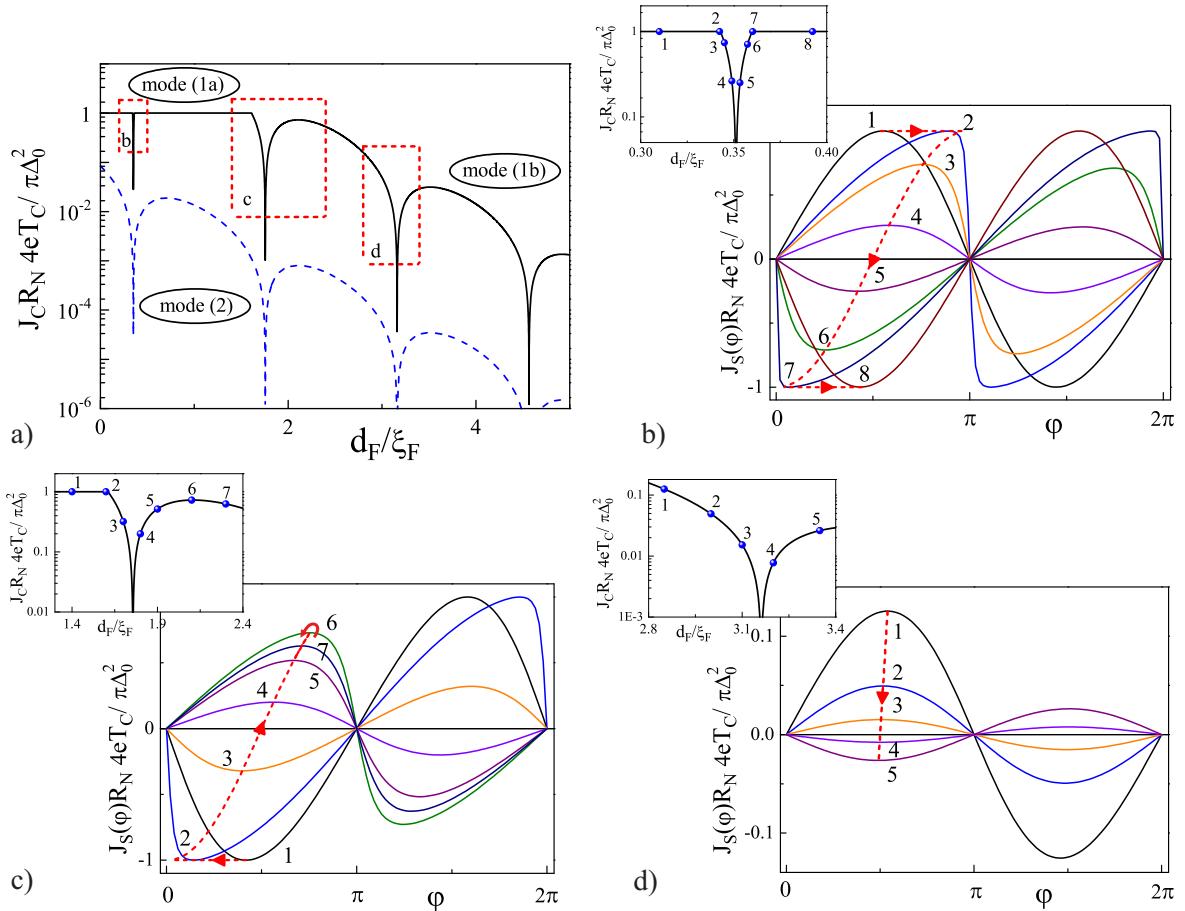


Рис. 3.3. а) Величина критического тока J_C в SIsFS структуре как функция толщины F-слоя d_F для двух разных толщин центрального s-слоя $d_s = 5\xi_S(T) > d_{sc}$ (сплошная линия) и $d_s = 0.5\xi_S(T) < d_{sc}$ (пунктирная линия), рассчитанная при $T = 0.9T_C$, $H = 10\pi T_C$, $\Gamma_{BI} = 200$ и $\Gamma = 5$. б)-д) ТФЗ в окрестностях $0-\pi$ переходов. Соответствующие вставки показывают увеличенные части зависимости $J_C(d_F)$, выделенные прямоугольниками на Рис. (а) и обозначенные символами b-d соответственно. Числа на вставках определяют точки, при которых были рассчитаны зависимости $J_S(\varphi)$. Пунктирные линии (б)-(д) показывают положение точек, при которых зависимость $J_S(\varphi)$ достигает максимального значения, для разных d_F .

критические токи SIs и sFS частей SIsFS контакта равны. Пунктирные линии демонстрируют положение точек $0 - \pi$ переходов, $d_{Fn} = \pi(n - 3/4)\xi_F\sqrt{2/h}$, $n = 1, 2, 3, \dots$, при которых $J_s = 0$. В окрестностях этих точек локализованы долины параметров режима (1b) шириной $\Delta d_{Fn} \approx \xi_F\Gamma\Gamma_{BI}^{-1}h^{-1/2}\exp\{\pi(n - 3/4)\}$, встроенные в области существования режима (1a). Для набора параметров, использованного для расчета фазовой диаграммы Рис.3.1d, существует только одна такая область с шириной $\Delta d_{F1} \approx \xi_F\Gamma\Gamma_{BI}^{-1}h^{-1/2}\exp\{\pi/4\}$, расположенная вокруг ширины $d_{F1} = (\pi/4)\xi_F\sqrt{2/h}$ первого $0 - \pi$ перехода.

Режим (1a): Переключаемый $0 - \pi$ SIs контакт

В проведенных экспериментах [28, 103, 104] условие $\Gamma_{BI}^{-1} \ll |\beta|\Gamma^{-1}$ было выполнено, и слабая связь была локализована на туннельном барьере. В этом приближении из (3.31) следует, что

$$\chi \approx \varphi - \frac{2q\Gamma}{(p-q)\Gamma_{BI}} \sin(\varphi)$$

в 0 -состоянии ($d_F < d_{F1}$) и

$$\chi \approx \pi + \varphi - \frac{2q\Gamma}{(p-q)\Gamma_{BI}} \sin(\varphi)$$

в π -состоянии ($d_F > d_{F1}$). Подстановка этих выражений в (3.30) дает

$$J_S(\varphi) = \pm \frac{J_G}{\Gamma_{BI}} \left[\sin \varphi - \frac{\Gamma}{\Gamma_{BI}} \frac{1 \mp \beta}{2\beta} \sin(2\varphi) \right] \quad (3.33)$$

для 0 - и π - состояний соответственно. Очевидно, что при $d_F < d_{F1}$ ТФЗ (3.33) имеет синусоидальную форму типичную для туннельных SIS структур. Вторая гармоника является малой поправкой к ток-фазовой зависимости, ее амплитуда имеет порядок малости $\frac{\Gamma}{\Gamma_{BI}}$ и отрицательный знак, что типично для туннельных структур с составными NS или FS электродами [109, 110]. При $d_F > d_{F1}$ сверхток меняет свой знак, таким образом, демонстрируя переход в π состояние. Важно отметить, что в этом режиме SIsFS структура обладает почти одинаковой величиной критического тока в 0 и π состояниях. Это свойство отличает данную структуру от исследованных ранее SFS-контактов.

Режим (1b): sFS контакт

Другой предельный случай реализуется при выполнении условия $\Gamma_{BI}^{-1} \gg |\beta|\Gamma^{-1}$. Оно удовлетворено в окрестностях точек $0-\pi$ – переходов d_{Fn} , и при больших толщинах d_F и высоких обменных полях H . В этом режиме (см. Рис. 3.1d) область слабой связи смещается на sFS часть структуры, превращая ее в обычный SFS контакт с составным SIs электродом.

В первом приближении по $\Gamma/(\beta\Gamma_{BI}) \gg 1$ из (3.30) и (3.31) следует, что

$$\chi = \frac{\Gamma_{BI}}{\Gamma} \frac{\beta \sin(\varphi)}{1 - \beta \cos(\varphi)},$$

$$J_S(\varphi) = \frac{J_G \beta}{\Gamma(1 - \beta \cos \varphi)} \left(\sin \varphi - \frac{\Gamma_{BI}}{2\Gamma} \frac{\beta \sin(2\varphi)}{(1 - \beta \cos \varphi)} \right). \quad (3.34)$$

Форма ТФЗ при $\chi \rightarrow 0$ совпадает с ранее рассчитанной в SNS и SFS контактах [107]. Она трансформируется в синусоидальную при достаточно больших толщинах F – слойки. Однако при маленьких толщинах F слоя, а также в окрестностях $0 - \pi$ переходов, проявляются существенные отклонения от синусоидальной формы.

Переход между режимами 1a и 1b также показан на Рис. 3.2. Он демонстрирует зависимость критического тока от толщины F-слоя d_F . Вставка на Рис. 3.2 показывает величину параметра порядка на Is границе как функцию d_F . Сплошные линии на Рис. 3.2 отражают форму зависимостей $J_C(d_F)$ и $\delta_0(-d_s)$, рассчитанных из (3.33)-(3.34). Эти уравнения применимы в пределе $d_s \gg d_{sc}$ и не учитывают возможное подавление сверхпроводимости в окрестности туннельного барьера за счет эффекта близости с FS электродом. Пунктирная линия представляет аналитические решения (3.23)-(3.28) для толщины $d_s = 2\xi_s(T)$, немного превышающей критическую $d_{sc} = (\pi/2)\xi_s(T)$. Эти зависимости были рассчитаны при $T = 0.9 T_C$, $H = 10\pi T_C$, $\Gamma_{BI} = 200$, $\Gamma = 5$ и $\gamma_B = 0$. Короткий пунктир отражает результаты численного счета в рамках уравнений Узаделя (3.2)-(3.11) для соответствующего набора параметров $T = 0.9 T_C$ for $H = 10\pi T_C$, $\gamma_{BI} = 1000$, $\gamma = 1$, $\gamma_B = 0.3$ и такой же толщины s-слоя $d_{sc} = (\pi/2)\xi_s(T)$. Параметры границ $\gamma_{BI} = 1000$ и $\gamma = 1$ были выбраны такими же как и для аналитических расчетов. Выбор $\gamma_B = 0.3$ позволяет учесть влияние конечной прозрачности границ sF и FS.

Как видно, эти три кривых качественно согласуются друг с другом. Для малых

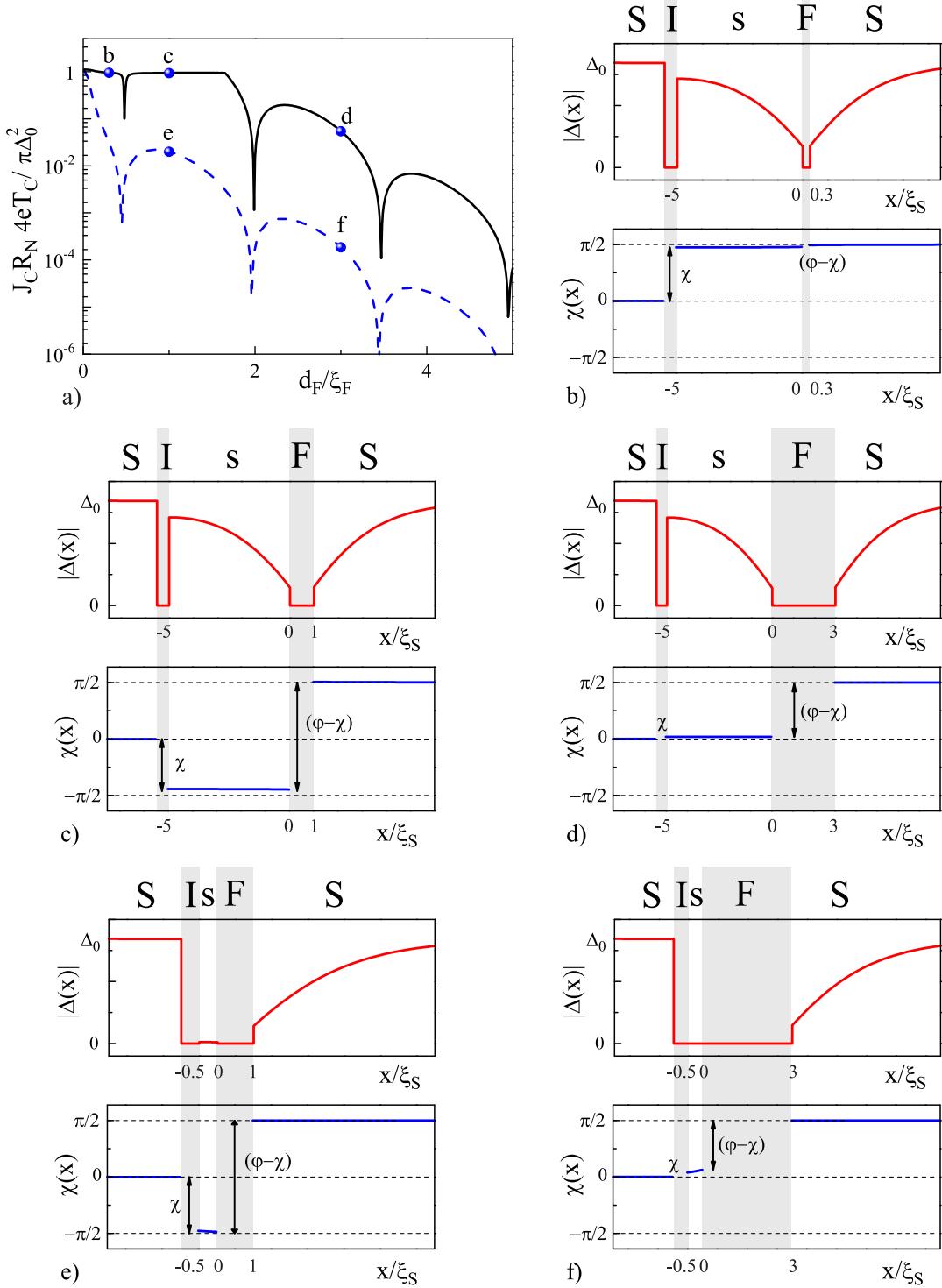


Рис. 3.4. а) Амплитуда критического тока J_C SIsFS структуры в зависимости от толщины F-слоя d_F , рассчитанная при $T = 0.5T_C$, $H = 10\pi T_C$, $\gamma_{BI} = 1000$, $\gamma = 1$ и двух толщин с слоя $d_s = 5\xi_S$ (сплошная линия) и $d_s = 0.5\xi_S$ (пунктирная линия). Символьные маркеры на $J_C(d_F)$ определяют точки, в которых рассчитаны координатные зависимости амплитуды потенциала спаривания $|\Delta(x)|$ и ее фазы χ вдоль структуры. Эти графики показаны на вставках б)-ф) в верхней и нижней панелях соответственно.

d_F структура находится в 0-состоянии режима 1a. Отличие пунктирного и коротко-пунктирного графиков в этой области состоит в том, что неравенства (3.18) не выполняются для области очень малых d_F . Сплошная и коротко-пунктирная кривая начинают из одной точки при $d_F = 0$, поскольку в этом случае sFS электрод становится однородным сверхпроводником. При $d_s = 2\xi_s(T)$ собственная сверхпроводимость слаба и давится с ростом d_F (см. вставку на Рис. 3.2). Это подавление сопровождается быстрым падением критического тока. Таким образом, начиная с величины $d_F \approx 0.4\xi_F$ аналитические формулы (3.23)-(3.28) достаточно неплохо отражают численные расчеты. Чем больше d_s , тем выше соответствие между численными и аналитическими результатами, за счет повышения применимости уравнений ГЛ в s-слое. При дальнейшем увеличении d_F , структура оказывается в узком интервале режима 1b, локализованного в окрестности $0 - \pi$ перехода, после которого она переходит в π -состояние режима 1a. Наконец, при $d_F \gtrsim 1.6\xi_F$ происходит окончательный переход в режим 1b, сопровождаемый затухающими осцилляциями $J_C(d_F)$ при увеличении d_F .

3.2.2 Режим (2): SInFS контакт $d_s \leq d_{sc}$

При $d_s \leq d_{sc}$ собственная сверхпроводимость в s слое полностью подавлена, образуя тем самым составную -InF- область слабой связи, где n обозначает s-слой в нормальном состоянии. В этой области параметров слабая связь всегда локализована на тунNELЬНОМ барьере и ТФЗ обладает синусоидальной формой.

$$J_S(\varphi) = \frac{J_G}{\sqrt{2}} \frac{(p-q)\sin\varphi}{2pq\Gamma\Gamma_{BI} \cos \frac{d_s}{\xi_s(T)} + [2pq\Gamma + (p+q)\Gamma_{BI}] \sin \frac{d_s}{\xi_s(T)}}. \quad (3.35)$$

В окрестности критической толщины $d_s \lesssim d_{sc}$ множитель $\cos(d_s/\xi_s(T))$ в (3.35) мал, и сверхток описывается выражением

$$J_S(\varphi) = \frac{J_G}{2\sqrt{2}} \frac{(p-q)\sin\varphi}{2pq\Gamma + (p+q)\Gamma_{BI}}. \quad (3.36)$$

Дальнейшее уменьшение d_s к пределу $d_s \ll d_{sc}$ приводит к

$$J_S(\varphi) = \frac{J_G}{\sqrt{2}} \frac{(p-q)\sin\varphi}{2pq\Gamma\Gamma_{BI}}. \quad (3.37)$$

Амплитуда критического тока в (3.37) близка к известному выражению для SIFS контактов.

3.2.3 Ток-фазовое соотношение

В предыдущей секции обсуждалось, что изменение толщины ферромагнитного слоя должно привести к изменению формы ток-фазового соотношения в SIsFS структуре. Рис. 3.3 иллюстрирует зависимость $J_C(d_F)$, рассчитанную из (3.23)-(3.28) при $T = 0.9T_C$, $H = 10\pi T_C$, $\gamma_B = 0$, $\Gamma_{BI} \approx 200$ и $\Gamma \approx 5$ для двух различных толщин слоя $d_s = 5\xi_S(T)$ (сплошная линия) и $d_s = 0.5\xi_S(T)$ (пунктирная линия). На вставках к Рис. 3.3b-d представлены увеличенные элементы из $J_C(d_F)$ зависимости, выделенные на графике Рис.3.3a прямоугольниками и обозначенные символами b, c и d. Числами на вставках указаны точки, в которых на Рис. 3.3b-d рассчитывались ТФЗ. Пунктирные линии на Рис.3.3(b)-(d) показывают положение точек, при которых зависимость $J_S(\varphi)$ достигает максимального значения, для разных d_F .

Рис.3.3b демонстрирует поведение ТФЗ в долине режима (1b), разделяющей области существования 0- и π - состояний. В режиме (1) SIsFS структура представляет из себя SIs и sFS переходы, соединенные последовательно. Критический ток в этом случае равен минимальному значению из критических токов SIs (J_{CSIs}) и sFS (J_{CsFS}) частей. В рассмотренном случае толщина слоя достаточно велика, чтобы предотвратить подавление сверхпроводимости в нем. Таким образом, J_{CSIs} не изменяется при движении от точки 1 к точке 2 по $J_C(d_F)$ зависимости. В точке 2 $J_{CSIs} = J_{CsFS}$ происходит переход режима (1a) в режим (1b). В этой точке наблюдается максимальное отклонение $J_S(\varphi)$ от синусоидальной формы. Дальнейшее увеличение d_F приводит к 0- π переходу, когда параметр β в (3.34) становится малым, и $J_S(\varphi)$ восстанавливает синусоидальную форму. При выходе за пределы области 0- π перехода критический ток меняет знак и ТФЗ снова начинает деформироваться. Деформация достигает максимума в точке 7, где происходит обратный переход от режима (1b) к (1a). Дальнейшее движение по зависимости $J_C(d_F)$ приводит к восстановлению синусоидальной ТФЗ.

Рисунок 3.3c демонстрирует переход из π -состояния режима 1a в 1b при увеличении d_F . Переход от точки 1 к точкам 2-5 на зависимости $J_C(d_F)$ выливается в трансформацию ТФЗ, сходную с тем, что происходила на Рис.3.3b. Единственная разница заключается в изначальном отрицательном знаке критического тока. Однако, поведение ТФЗ при переходе между режимами приводит к формированию хорошо

заметного излома на $J_C(d_F)$ зависимости. При достижении точки 6 переход все еще находится в режиме (1b) и сохраняет этот режим и при дальнейшем увеличении d_F . В точке 6 критический ток достигает своего локального максимума и в дальнейшем убывает с ростом d_F вдоль пунктирной линии.

Рис. 3.3d показывает трансформацию ТФЗ в окрестности следующего 0- π перехода в режиме (1b). В этом случае наблюдается слабое отклонение от синусоидальной формы, которое исчезает с экспоненциальной скоростью при росте d_F .

В режиме 2 (пунктирная кривая на Рис.3.3а) собственная сверхпроводимость в S слое полностью подавлена, в результате чего формируется составная -InF- область слабой связи и ТФЗ является синусоидальной (3.35).

3.3 Произвольные температуры

При произвольных температурах краевая задача (3.2)-(3.11) выходит за границы предположений формализма ГЛ и требует самосогласованного решения. Задача была решена с помощью системы нелинейных уравнений Узаделя итеративным способом. Все вычисления были выполнены при $T = 0.5T_C$, $\xi_S = \xi_F$, $\gamma_{BI} = 1000$, $\gamma_{BFS} = 0.3$ и $\gamma = 1$.

Расчеты показали, что при выбранной прозрачности туннельного барьера подавлением сверхпроводимости в левом электроде действительно можно пренебречь. Это позволяет ограничить область моделирования левого электрода величиной $d_{SL} = 2\xi_S$ без потери общности. С другой стороны, обратный эффект близости правого S электрода и ферромагнетика F приводит к сильному подавлению сверхпроводимости на границе. Из-за этого потенциал спаривания в правом S электроде достигает значения, соответствующего однородному случаю, на удалениях порядка $d_{SR} \gtrsim 10\xi_S$. Поэтому для дальнейших расчетов моделируемый размер правого электрода был выбран $d_{SR} = 10\xi_S$.

Более того, наличие малопрозрачного барьера в SIsFS структуре ограничивает величину критического тока J_C заведомо ниже тока распаривания сверхпроводящих электродов. Это позволяет пренебречь нелинейными поправками к зависимости фазы от координаты в электродах.

Результаты вычислений подведены на Рис.3.4. Там продемонстрирована зависимость критического тока через SisFS структуру от толщины F слоя d_F относительно большой $d_s = 5\xi_S$ (сплошная линия) и малой $d_s = 0.5\xi_S$ (пунктир) толщины центральной s-прослойки. Символьные маркеры на $J_C(d_F)$ определяют точки, в которых рассчитаны координатные зависимости амплитуды потенциала спаривания $|\Delta(x)|$ и ее фазы χ вдоль структуры для разности фаз между электродами $\varphi = \pi/2$. Эти графики показаны на вставках b)-f) в верхней и нижней панели соответственно.

Из Рис.3.3а и Рис. 3.4а видно, что существует качественное сходство между зависимостью, рассчитанной численно при $T = 0.5T_C$, и результатом решения уравнений ГЛ при $T = 0.9T_C$. Более того, обсуждаемые выше режимы работы остаются определенными и при произвольных температурах (См. Рис. 3.4 b)-f))

В точке, обозначенной буквой 'b', s-слой достаточно толстый $d_s = 5\xi_S$, в то время как F-слой тонок $d_F = 0.3\xi_F$. Таким образом, структура находится в 0-состоянии режима (1a). В этом режиме основное падение фазы происходит на туннельном барьере, в то время как фазовые сдвиги в s-пленке и в S электродах пренебрежимо малы. (см. нижний график на Рис.3.4b).

В точке 'c' ($d_s = 5\xi_S, d_F = \xi_F$), структура находится в π -состоянии режима (1a). Из Рис.3.4c видно, что основной прыжок фазы локализован на туннельном барьере, а между S и s слоями появляется дополнительный сдвиг фазы на π .

При $d_F = 3\xi_F$ (Рис.3.4d) положение области слабой связи сдвигается от SIs к sFS части SIsFS перехода. В этом случае система работает уже в режиме (1b). Падение фазы на туннельном барьере мало, в то время как на ферромагнитном слое оно составляет $\varphi - \chi \approx \pi/2$, как это должно быть для SFS перехода со сложным SIS электродом.

В точках, обозначенных 'e' и 'f', толщина s-прослойки гораздо меньше критической толщины $d_s = 0.5\xi_S$. Тогда сверхпроводимость в s-слое подавлена обратным эффектом близости с F-слоем, и контакт работает в режиме (2). При $d_F = \xi_F$ (точка 'e') положение слабой связи локализовано на SIs части структуры, в то время как на F-слое наблюдается дополнительный сдвиг на π . В результате, структура работает как туннельный SInFS π -контакт. Остаточная неподавленная часть потенциала спаривания в промежуточной s-прослойке связана с наведением эффекта близости из правого

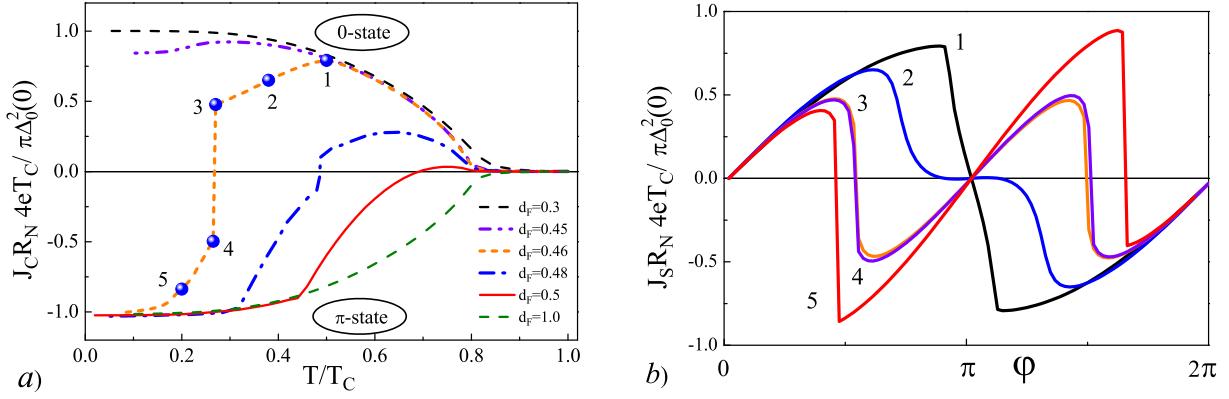


Рис. 3.5. а) Критический ток J_C SIsFS структуры в зависимости от температуры T для разных толщин F-слоя d_F в области $0 - \pi$ перехода. Пунктирные огибающие показывают температурную зависимость в 0- (сверху) и π - (снизу) состояниях. б) ТФЗ структуры при $d_F = 0.46\xi_F$ для разных температур в окрестности точки $0 - \pi$ перехода. Каждая ТФЗ соответствует маркеру в (а). Расчеты были проведены при $d_s = 5\xi_S$, $H = 10\pi T_C$, $\gamma_{BI} = 1000$, $\gamma_B = 0.3$, $\gamma = 1$.

электрода через F-слой, и исчезает с ростом толщины ферромагнетика. При $d_F = 3\xi_F$ (Рис.3.4f) область слабой связи локализована в F части. Несмотря на сильное подавление потенциала спаривания в s-слое, распределение фазы в области слабой связи имеет сложный характер и зависит от толщин s и F слоев.

3.3.1 Температурный переход из 0 в π состояние

Температурный переход из 0 в π состояние в SFS переходах был описан в [81] для структур, обладающих синусоидальной ТФЗ. Там было обнаружено, что этот переход проходит в достаточно широком температурном диапазоне.

Расчеты температурных зависимостей в SIsFS структуре (see Рис.3.5а) показывают, что форма $0 - \pi$ перехода на них сильно зависит от формы ТФЗ. Это явление не было описано в аналитике, поскольку линейное приближение приводило к синусоидальности ТФЗ переходов SIs и sFS. Для изучения этого вопроса был построен набор графиков $J_C(T)$ для разных толщин F-слоя d_F . Толщина промежуточной s-прослойки была выбрана достаточно большой $d_s = 5\xi_S$, чтобы система работала в режиме 1а, а толщины взяты в интервале $0.3\xi_F \leq d_F \leq \xi_F$, внутри которого и происходит $0-\pi$ переход. Границы этого d_F интервала выбраны так, чтобы в них на всем температурном

диапазоне контакт находился в 0- ($d_F = 0.3\xi_F$) или π - ($d_F = \xi_F$) состоянии. Соответствующие зависимости $J_C(T)$ (пунктирная линия на Рис. 3.5а) являются огибающими для серии графиков с разной d_F . Видно, что в окрестности T_C уменьшение d_F приводит к появлению области 0-состояния. Точка 0 - π перехода при дальнейшем уменьшении d_F смещается в сторону меньших температур. При $d_F \gtrsim 0.5\xi_F$ зависимость имеет гладкий вид, поскольку при $T \geq 0.8T_C$ джозефсоновский контакт находится в режиме (2) с подавленной сверхпроводимостью и отклонения ТФЗ от $\sin(\varphi)$ малы. Таким образом, поведение зависимостей $J_C(T)$ в этом случае может быть легко описано с помощью аналитических результатов из Sec.3.2.3.

Ситуация коренным образом меняется при $d_F = 0.46\xi_F$ (короткий пунктир на Рис. 3.5а). В этом случае 0- π переход происходит при температуре $T \approx 0.25T_C$. Сдвиг температуры 0- π перехода сопровождается ростом амплитуд высших гармоник ТФЗ (см. Рис.3.5б). В результате форма ТФЗ сильно изменяется и в интервале $0 \leq \varphi \leq \pi$ характеризуется с помощью двух критических токов, J_{C1} и J_{C2} . Подобное происходило в случае SFcFS контактов [111]. В общем случае, J_{C1} и J_{C2} отличаются друг от друга и знаком, и величиной, а полный ток определяется критерием $J_C = \max(|J_{C1}|, |J_{C2}|)$. При $T > 0.25T_C$ переход находится в 0-состоянии, и J_C растет с падением температуры до $T \approx 0.5T_C$. Дальнейшее уменьшение T сопровождается подавлением критического тока. В области $T \approx 0.25T_C$ разница между $|J_{C1}|$ и $|J_{C2}|$ становится пренебрежимо мала, и система оказывается в нестабильном состоянии, выраженном в смене знака критического тока прыжком при его конечной величине. После прыжка, $|J_C|$ последовательно увеличивается при движении T к нулю.

Стоит отметить, что подобное поведение всегда наблюдается в области 0- π перехода, т.е. в области, где амплитуда первой гармоники ТФЗ относительно мала по сравнению с амплитудами высших гармоник. Однако, чем ближе температура к T_C , тем меньше амплитуда высших гармоник, и тем меньше амплитуда "прыжка". Это проиллюстрировано на штрих-пунктирной линии Рис.3.5а, демонстрирующей $J_C(T)$ при $d_F = 0.48\xi_F$. Прыжок при $d_F \geq 0.5\xi_F$ также существует, однако он настолько мал, что разрешения графика не хватает для его отображения.

При $d_F = 0.45\xi_F$ (пунктир с двойной точкой на Рис. 3.5) переход всегда находится в 0-состоянии, и несмотря на несинусоидальную ТФЗ критический ток лишь

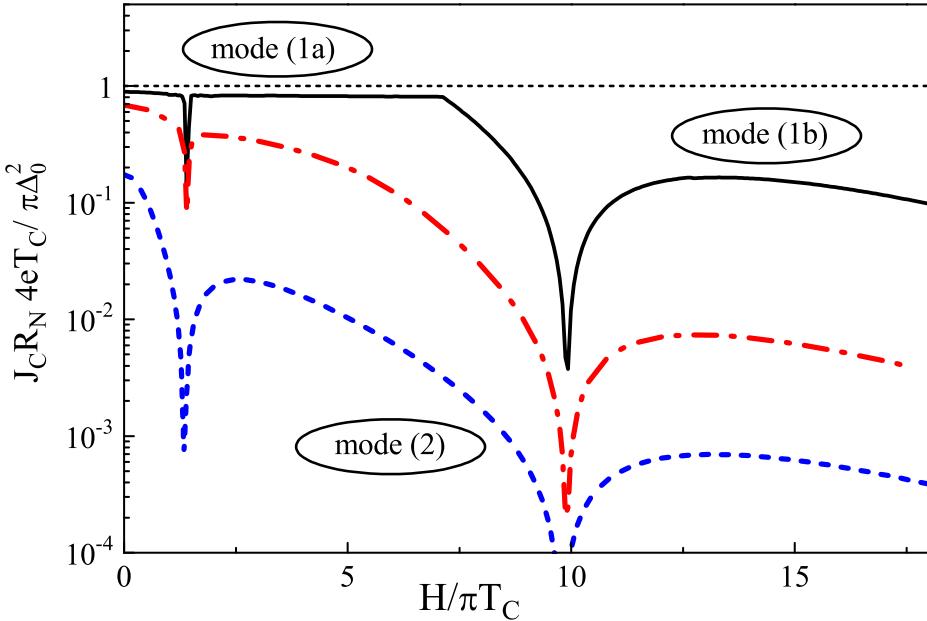


Рис. 3.6. Величина критического тока J_C SIsFS структуры как функция обменного поля H для толстых $d_s = 5\xi_S$ (сплошная линия), тонких $d_s = 0.5\xi_S$ (пунктир) и промежуточных $d_s = 3\xi_S$ (штрих-пунктир) толщин s-слоя. Рисунок демонстрирует возможность 0- π перехода при изменении эффективного обменного поля ферромагнетика. Вычисления проведены при $T = 0.5T_C$, $d_F = 2\xi_F$, $\gamma_{BI} = 1000$, $\gamma_B = 0.3$, $\gamma = 1$.

легко подавляется при малых температурах.

Таким образом, вычисления показывают возможность подобрать параметры SIsFS перехода так, что бы термоиндукционный 0- π переход мог быть наблюдаем и управляем с помощью контроля температуры.

3.3.2 0 - π переход за счет изменения эффективной обменной энергии во внешнем магнитном поле

Обменное поле является внутренним параметром ферромагнитного материала, который не может быть прямым образом изменен приложением внешнего поля. Однако, спиновое расщепление в F-слое может быть обеспечено одновременно внутренним обменным полем и внешним магнитным полем [112, 113], которые в сумме дают эффективное обменное поле. Практическая реализация этого метода сложна из-за необходимости выполнить ряд условий [112, 113] на толщину электродов и геометрию SFS-контакта.

Другая возможность заключается в применении в качестве ферромагнитного слоя разбавленных ферромагнитных сплавов или сложных составных многослойных материалов, включающих несколько тонких магнитных слоев. Во втором случае, управляя взаимной намагниченностью слоев, можно изменять эффективное усредненное обменное поле внутри материала. Это возможно если ферромагнетики имеют различную коэрцитивную силу, или один из них зафиксирован с помощью антиферромагнитной подложки.

Разбавленные ферромагнитные сплавы могут естественным образом работать аналогично. Например, исследование сплава Fe_{0.01}Pd_{0.99} [114] показало, что ферромагнитный порядок в нем существует за счет слабо связанных ферромагнитных кластеров внутри нормального металла. Эффективная поляризация Fe ионов в этих кластерах составляет $4\mu_B$, что соответствует значениям для сплава Pd₃Fe. Таким образом, петля гистерезиса в пленках Fe_{0.01}Pd_{0.99} обладала типичной формой наноструктурированных ферромагнетиков со слабо связанными зернами (отсутствие доменов, слабая коэрцитивная сила, и протяженная часть, где намагниченность постепенно растет с ростом приложенного поля).

Малые концентрации кластеров Pd₃Fe и их способность следовать за изменением приложенного магнитного поля выливается в генерацию эффективного обменного поля

$$H_{eff} \approx H \frac{n_\uparrow V_\uparrow - n_\downarrow V_\downarrow}{nV}. \quad (3.38)$$

Здесь n - концентрация электронов в физически малом объеме V , в котором происходит усреднение функций Грина при переходе к квазиклассическому подходу к описанию сверхпроводимости, $n_{\uparrow,\downarrow}$ и $V_{\uparrow,\downarrow}$ - величины, описывающие спинполяризованные части n и части объема V . Подобное эффективное обменное поле можно выделить за счет эффекта близости в NF или SF структурах, состоящих из тонких слоев [115, 116]. При приложении внешних полей H_{ext} , намагниченность отдельных кластеров меняет свое направление, и концентрации $n_{\uparrow,\downarrow}$ изменяются в зависимости от предыстории приложения поля [28]. Таким образом, можно управлять H_{eff} с помощью внешнего магнитного поля.

Вывод возможных зависимостей между H_{eff} и H_{ext} находится вне предмета обсуждения этой главы. Рассмотрим лишь оценки интервала, в котором H_{eff} долж-

но изменяться, что обеспечить переход SIsFS структуры ищ 0 в π состояние. Чтобы сделать это, рассчитаем зависимость $J_C(H)$, представленную на Рис.3.6. Вычисления были проведены для структур с $d_F = 2\xi_F$ и s-слоями, изменяющимися от толстых $d_S = 5\xi_S$ (сплошная линия), промежуточных $d_S = 2\xi_S$ (штрих-пунктир), и заканчивая тонкими пленками $d_S = 0.5\xi_S$ (пунктирная линия). Для $d_S = 5\xi_S$ и $H \lesssim 7\pi T_C$ величина J_C почти не зависит от H , однако она резко меняет знак при $H \approx 1.25\pi T_C$ из-за 0 - π перехода. Видно, что для полного перехода требуется изменить H примерно на $0.1\pi T_C$ или 10%. Для $d_S = 2\xi_S$ и $H \lesssim 3\pi T_C$ необходимое изменение H составляет примерно 20%. В режиме 2 при тонкой S прослойке необходимо изменить H почти на 100%, что не подходит для практических применений.

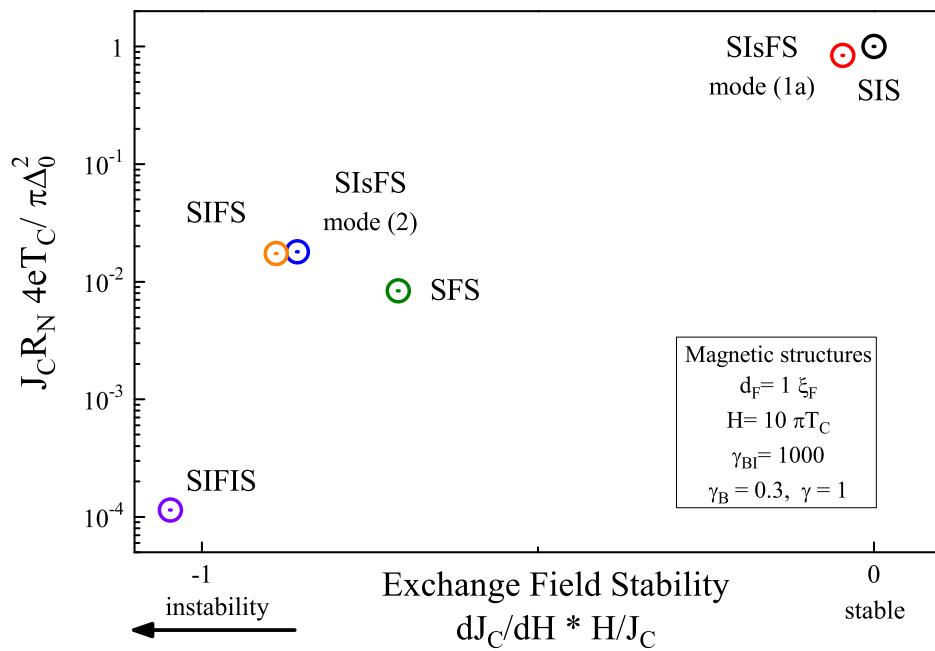


Рис. 3.7. Сравнение различных типов джозефсоновских структур, обозначенных точками на фазовой плоскости в координатах характерного напряжения $J_C R_N$ и стабильности по обменному полю η . Все вычисления выполнены при $T = 0.5T_C$, $d_F = \xi_F$, $\gamma_{BI} = 1000$, $\gamma_B = 0.3$, $\gamma = 1$. Для SIsFS структуры $d_s = 5\xi_S$ и $d_s = 0.5\xi_S$ для режимов 1а и 2 соответственно.

Для того, чтобы характеризовать стабильность системы по отношению к отклонению H удобно ввести параметр $\eta = (dJ_C/J_C)/(dH/H)$, который описывает относительное изменение критического тока при приращении эффективного обменного поля. Чем больше величина η , тем сильнее отклоняется величина критического тока при ва-

риациях H . На Рис. 3.7 рассмотрены SIsFS-контакты в сравнении с обычными SFS, SIFS и SIFIS структурами по двум важным параметрам: параметру нестабильности η и произведению $J_C R_N$, величина которого определяет быстродействие структуры. Вычисления были проведены в рамках уравнений Узаделя для набора параметров $T = 0.5T_C$, $H = 10\pi T_C$, $d_F = \xi_F$, $\gamma_{BI} = 1000$, $\gamma_B = 0.3$, $\gamma = 1$.

В присутствии двух тунNELьных барьёров SIFIS структура обладает наименьшей $J_C R_N$ и сильно нестабильна. SIFS и SIsFS структуры в режиме (2) показывают почти одинаковый результат, несколько превосходящий предыдущий. У обычных SFS контактов $J_C R_N$ в два раза меньше чем у тунNELьных аналогов. Причина этого в том, что несмотря на больший критический ток нормальное сопротивление их гораздо меньше из-за отсутствия малопрозрачного тунNELьного барьера.

В отличие от обычных переходов SIsFS структуры достигают уровня $J_C R_N$ и стабильности тунNELьных SIS структур, которые массово используются при создании цепей сверхпроводниковой электроники. Именно эта черта делает SIsFS структуры многобещающими для эффективной интеграции в цепи сверхпроводниковой электроники.

3.4 Выводы к главе 3

В главе было выполнено теоретическое описание джозефсоновского SIsFS перехода. При $T \leq T_C$ расчеты были выполнены аналитически в рамках уравнений Гинзбурга-Ландау. Для произвольных температур был разработан численный код для самосогласованного решения уравнений Узаделя.

В главе были выявлены основные режимы работы этих переходов. В случае толстого промежуточного сверхпроводникового s-слоя, находящегося в сверхпроводящем состоянии, структура представляет из себя S-I-sFS или SIs-F-S переход со слабой связью, локализованной на тунNELьном барьере (режим 1a) или на ферромагнитном F-слое (режим 1b) соответственно. В пределе малых толщин s-слоя его собственная сверхпроводимость полностью подавлена, в результате чего формируется составная -InF- область слабой связи (режим 2).

Исследована ток-фазовая зависимость переходов в широком диапазоне пара-

метров и пространственное распределение модуля потенциала спаривания и его фазы вдоль SIsFS структуры в этих режимах. Было показано, что подавление сверхпроводимости в s-слое приводит к уменьшению $J_C R_N$ в обоих $0-$ и $\pi-$ состояниях. С другой стороны, эффект близости может также поддерживать сверхпроводимость за счет влияния электродов. В режиме 1а характерное напряжение может достигать величин характерных для туннельных SIS переходов

3.5 Приложение

3.5.1 Краевая задача при $T \lesssim T_C$

В пределе высоких температур

$$G_S = G_s = G_F = \text{sgn}(\Omega), \quad (3.39)$$

и краевая задача сводится к системе линеаризованных уравнений. Их решение в F слое ($0 \leq x \leq d_F$) имеет вид

$$\Phi_F = C \sinh \frac{\sqrt{\Theta}(x - d_F/2)}{\xi_F} + D \cosh \frac{\sqrt{\Theta}(x - d_F/2)}{\xi_F}, \quad (3.40)$$

где $\Theta = \tilde{\Omega} \text{sgn}(\Omega)$. Для прозрачных FS и sF границ ($\gamma_B = 0$) и граничных условий (3.6), (3.7) и (3.40) легко получить

$$\frac{\xi_s}{\gamma \sqrt{\Theta}} \frac{d}{dx} \Phi_s(0) = -\Phi_s(0) \coth \frac{d_F \sqrt{\Theta}}{\xi_F} + \frac{\Phi_S(d_F)}{\sinh \frac{d_F \sqrt{\Theta}}{\xi_F}}, \quad (3.41)$$

$$\frac{\xi_S}{\gamma \sqrt{\Theta}} \frac{d}{dx} \Phi_S(d_F) = \Phi_S(d_F) \coth \frac{d_F \sqrt{\Theta}}{\xi_F} - \frac{\Phi_s(0)}{\sinh \frac{d_F \sqrt{\Theta}}{\xi_F}}. \quad (3.42)$$

Таким образом, задача сводится к решению уравнения Гинзбурга-Ландау (ГЛ) в s и S-слоях.

$$\xi_S^2(T) \frac{d^2}{dx^2} \Delta_k - \Delta_k (\Delta_0^2 - |\Delta_k|^2) = 0, \quad \Delta_0^2 = \frac{8\pi^2 T_C (T_C - T)}{7\zeta(3)}, \quad (3.43)$$

$$J = \frac{J_G}{\Delta_0^2} \text{Im} \left(\Delta_k^* \xi_S(T) \frac{d}{dx} \Delta_k \right), \quad J_G = \frac{\pi \Delta_0^2}{4e\rho_S T_C \xi_S(T)}, \quad (3.44)$$

где $\xi_S(T) = \pi \xi_S / 2\sqrt{1 - T/T_C}$ - длина когерентности ГЛ и k принимает значение s или S для $-d_s \leq x \leq 0$ и $x \geq d_F$ соответственно. На Is, sF и FS границах уравнения ГЛ

должны быть дополнены граничными условиями [107]

$$\xi_S(T) \frac{d}{dx} \Delta_k(z) = b(z) \Delta_k(z), \quad b(z) = \frac{\Sigma_1(z)}{\Sigma_2(z)}, \quad (3.45)$$

$$\Sigma_1(z) = \sum_{\omega=-\infty}^{\infty} \xi_S(T) \frac{d}{dx} \frac{\Phi_k(z)}{\Omega^2}, \quad \Sigma_2(z) = \sum_{\omega=-\infty}^{\infty} \frac{\Phi_k(z)}{\Omega^2}, \quad (3.46)$$

где $z = -d_s, 0, d_F$. В типичном экспериментальном случае $\gamma_{BI} \gg 1$, $\gamma\sqrt{H} \gg 1$ и $d_F\sqrt{H} \gtrsim \xi_F$. В этом случае в первом приближении получается

$$\Phi_S(d_F) = 0, \quad \Phi_s(0) = 0, \quad \frac{d}{dx} \Phi_s(-d_s) = 0$$

и в окрестности границ

$$\Phi_S(x) = \Delta_S(x) = B_S \frac{(x - d_F)}{\xi_S(T)}, \quad d_F \lesssim x \ll \xi_S(T), \quad (3.47)$$

$$\Phi_s(x) = \Delta_s(x) = -B_s \frac{x}{\xi_s(T)}, \quad -\xi_S(T) \ll x \lesssim 0, \quad (3.48)$$

$$\Phi_s(x) = \Delta_s(x) = \Delta_s(-d_s), \quad -d_s \lesssim x \ll -d_s + \xi_S(T), \quad (3.49)$$

где B_S, B_s и $\Delta_s(-d_s)$ константы, независимые от x . Подстановка решения (3.47) - (3.49) в (3.15), (3.41), (3.42) дает

$$\Gamma_{BI} \xi_S(T) \frac{d}{dx} \Phi_s(-d_s) = \Delta_s(-d_s) - \Delta_0, \quad (3.50)$$

$$\Phi_S(d_F) = \frac{B_s}{\Gamma \sqrt{\Theta} \sinh \frac{d_F \sqrt{\tilde{\Omega}}}{\xi_F}} + \frac{B_S \cosh \frac{d_F \sqrt{\Theta}}{\xi_F}}{\Gamma \sqrt{\Theta} \sinh \frac{d_F \sqrt{\Theta}}{\xi_F}}, \quad (3.51)$$

$$\Phi_s(0) = \frac{B_s \cosh \frac{d_F \sqrt{\Theta}}{\xi_F}}{\Gamma \sqrt{\tilde{\Omega}} \sinh \frac{d_F \sqrt{\Theta}}{\xi_F}} + \frac{B_S}{\Gamma \sqrt{\Theta} \sinh \frac{d_F \sqrt{\Theta}}{\xi_F}}, \quad (3.52)$$

$$\Gamma_{BI} = \frac{\gamma_{BI} \xi_S}{\xi_s(T)}, \quad \Gamma = \frac{\gamma_{BI} \xi_s(T)}{\xi_S}. \quad (3.53)$$

Из определения (3.45), (3.46) коэффициентов $b(z)$ и выражений (3.50) - (3.52) следует

$$\Gamma_{BI} \xi_s(T) \frac{d}{dx} \Delta_s(-d_s) = -(\Delta_0 - \Delta_s(-d_s)), \quad (3.54)$$

$$\xi_s(T) \frac{d}{dx} \Delta_s(0) = -\frac{q+p}{2} \Gamma \Delta_s(0) - \frac{q-p}{2} \Gamma \Delta_S(d_F), \quad (3.55)$$

$$\xi_s(T) \frac{d}{dx} \Delta_S(d_F) = \frac{q+p}{2} \Gamma \Delta_S(d_F) + \frac{q-p}{2} \Gamma \Delta_s(0), \quad (3.56)$$

где

$$p^{-1} = \frac{8}{\pi^2} Re \sum_{\omega=0}^{\infty} \frac{1}{\Omega^2 \sqrt{\tilde{\Omega}} \coth \frac{d_F \sqrt{\tilde{\Omega}}}{2\xi_F}}, \quad (3.57)$$

$$q^{-1} = \frac{8}{\pi^2} Re \sum_{\omega=0}^{\infty} \frac{1}{\Omega^2 \sqrt{\tilde{\Omega}} \tanh \frac{d_F \sqrt{\tilde{\Omega}}}{2\xi_F}}. \quad (3.58)$$

В рассмотренном пределе оба параметра подавления на границе $\Gamma_{BI} \gg 1$ и $\Gamma \gg 1$ велики, и из соотношений (3.15), (3.41), (3.42) в первом приближении по этим параметрам можно получить, что граничные условия (3.54) - (3.56) упрощаются до

$$\xi_S(T) \frac{d}{dx} \Delta_s(-d_s) = 0, \quad \Delta_s(0) = 0, \quad \Delta_S(d_F) = 0. \quad (3.59)$$

Принимая во внимание, что в этом приближении сверхток $j = 0$ и $\Delta_S(\infty) = \Delta_0$, из (3.43), (3.59) следует

$$\Delta_S(x) = \delta_s(x) \exp \{i\varphi\}, \quad \delta_s(x) = \Delta_0 \tanh \frac{x - d_F}{\sqrt{2}\xi_S(T)}, \quad (3.60)$$

в то время как

$$\Delta_s(x) = \delta_s(x) \exp \{i\chi\}, \quad (3.61)$$

где $\delta_s(x)$ решение трансцендентного уравнения

$$F \left(\frac{\delta_s(x)}{\delta_s(-d_s)}, \frac{\delta_s(-d_s)}{\Delta_0 \eta} \right) = -\frac{x\eta}{\sqrt{2}\xi_s(T)}, \quad \eta = \sqrt{2 - \frac{\delta_s^2(-d_s)}{\Delta_0^2}} \quad (3.62)$$

и $\delta_s(-d_s)$ - решение такого же уравнение на туннельной SIs границе $x = -d_s$

$$K \left(\frac{\delta_s(-d_s)}{\Delta_0 \eta} \right) = \frac{d_s \eta}{\sqrt{2}\xi_s(T)}. \quad (3.63)$$

Здесь $F(y, z)$ и $K(z)$ неполный и полный эллиптический интеграл первого рода соответственно.

Подстановка (3.60), (3.61) в (3.54) - (3.56) дает в следующем приближении по Γ_{BI}^{-1} и Γ^{-1}

$$J(-d_s) = J_G \frac{\delta_s(-d_s)}{\Gamma_{BI} \Delta_0} \sin(\chi) \quad (3.64)$$

$$J(0) = J(d_F) = J_G \frac{\Gamma(p-q)}{2\Delta_0^2} \delta_s(0) \delta_S(d_F) \sin(\varphi - \chi), \quad (3.65)$$

где

$$\delta_s(0) = -\frac{2b(q-p)\cos(\varphi-\chi) + 2a(q+p)}{\Gamma[(q+p)^2 - (q-p)^2 \cos^2(\varphi-\chi)]}, \quad (3.66)$$

$$\delta_S(d_F) = \frac{2b(q+p) + 2a(q-p)\cos(\varphi-\chi)}{\Gamma((q+p)^2 - (q-p)^2 \cos^2(\varphi-\chi))}, \quad (3.67)$$

это величины параметра порядка на FS границе и

$$a = -\delta_s(-d_s) \sqrt{1 - \frac{\delta_s^2(-d_s)}{2\Delta_0^2}}, \quad b = \frac{\Delta_0}{\sqrt{2}}. \quad (3.68)$$

Глава 4

Сравнение теоретической модели SIsFS перехода с экспериментальными данными.

Практические применения сверхпроводящих цифровых схем серьезным образом ограничиваются низкой емкостью сверхпроводниковых элементов памяти. Это мотивировало к созданию различных идей и концептов по использованию гибридных SF структур сверхпроводник-ферромагнетик для разработки криогенной памяти свободного доступа (RAM) [1, 24]. Особое внимание уделялось разработке контактов с составными магнитным барьерами, позволяющими переключать систему между состояниями с большим и маленьким током. К настоящему времени предложено большое количество различных структур, основанных на эффектах сверхпроводящей спинтранники или переключении синглетной и триплетной составляющей тока внутри магнитного барьера. Однако, все эти предложения были использованы в структурах с низким характерным напряжением $I_c R_N$ перехода.

Недавно, успешная реализация переключаемого контакта Nb-Al/AlO_x-Nb-Pd_{0.99}Fe_{0.01}-Nb была представлена [28, 104]. Эти переходы представляли из себя SIsFS структуру, т.е. в них были последовательно подключены тунNELНЫЙ SIs контакт и sFS сэндвич, разделенные относительно небольшой прослойкой сверхпроводника s. Переход обладал высоким характерным напряжением $I_c R_N$, за счет наличия тунNELНОГО барьера I. В тоже время, в магнитном поле структура вела себя как единый контакт, поскольку промежуточный слой s был слишком тонким для экранирования H_{ext} . В результате магнитное поле проникает в Pd_{0.99}Fe_{0.01} слой, изменяя его намагниченность, что дает возможность управлять критическим током. В соответствии с [114] эффективная намагниченность в разбавленном Pd_{0.99}Fe_{0.01} определяется нанокластерами Pd₃Fe, которые могут быть легко переориентированы слабым магнитным полем.

Задача этой главы - сравнить теоретическую модель SIsFS контакта с существующими экспериментальными данными, полученными для Nb-Al/AlO_x-Nb-Pd_{0.99}Fe_{0.01}.

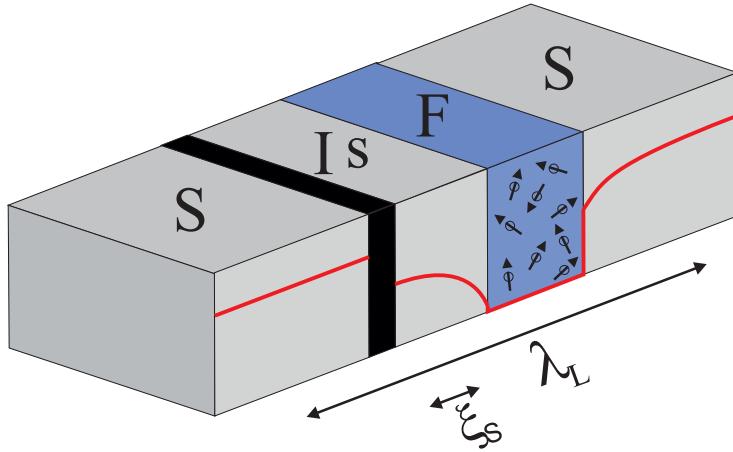


Рис. 4.1. Схематичный вид джозефсоновского SISFS контакта. Сплошная линия показывает типичное распределение потенциала спаривания Δ вдоль структуры. Он выходит на константу в S электродах, подавляется в центральном s слое и исчезает в ферромагнитной F области. Также на рисунке для масштаба отмечены характерные размеры: λ_L - лондоновская глубина проникновения и ξ_S длина когерентности сверхпроводника.

Nb переходов. Для этого будет рассмотрена многослойная структура, представленная на Рис. 4.1. Она состоит из двух сверхпроводниковых электродов S, разделенных туннельным барьером I, тонкой сверхпроводниковой пленкой s и ферромагнитным слоем F. Для описания транспорта через структуру предполагалось, что все матерериалы в задаче являются грязными. Также предполагается, что все сверхпроводящие пленки в структуре сделаны из одинакового материала, т.е. могут быть описаны одной критической температурой T_C и длиной когерентности $\xi_S = (D_S/2\pi T_C)^{1/2}$, где D_S - коэффициент диффузии. Туннельный барьер I и границы sF и FS, характеризуются следующими параметрами $\gamma_{BI} = R_I \mathcal{A}/\xi_S \rho_S$, $\gamma_{BFS} = R_{FS} \mathcal{A}/\xi_F \rho_F$, и $\gamma = \rho_S \xi_S / \xi_F \rho_F$. Здесь \mathcal{A} , R_{BI} и R_{BFS} площади и сопротивления границ, $\xi_{S,F}$ и $\rho_{S,F}$ - длина когерентности и удельное сопротивление S и F материалов соответственно. В рамках этих предположений эффект Джозефсона в SISFS структурах может быть описан с помощью системы уравнений Узаделя [44, 52–54], дополненной граничными условиями Куприянова-Лукичева [63].

Сформулированная задача была решена численно. Результаты вычислений сведены на рисунках (4.2 - 4.4), на которых определены режимы работы системы, в зависимости от характеристик материалов и толщин прослоек.

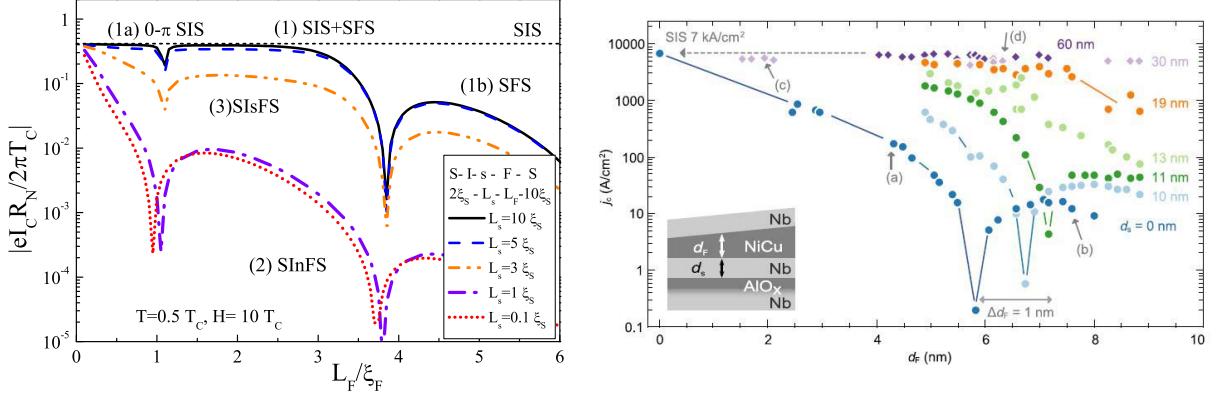


Рис. 4.2. Характерное напряжение $I_C R_N$ SIsFS структуры в зависимости от толщины F-слоя L_F для разных толщин центральной сверхпроводниковой прослойки L_s . а) Теоретический расчет при $T = 0.5T_C$. Пунктирная линия для сравнения показывает $I_C R_N$ туннельного SIS контакта при той же температуре. Границочные параметры $\gamma_{BI} = 1000$, $\gamma_{BFS} = 0.3$ и $\gamma = 1$. б) Экспериментальные результаты, полученные в статье [51]. На обоих зависимостях видны основные режимы работы системы.

4.1 Зависимость от толщин F и s слоя

Режим (1). Если толщина s-электрода L_s гораздо больше критической величины L_s , то потенциал спаривания Δ близок к величине в объемном материале. Критическая величина L_s при заданной температуре определяется, как минимальная толщина слоя, при которой сверхпроводимость еще окончательно не подавлена эффектом близости с нормальным или ферромагнитным слоем. В режиме 1 структура может быть рассмотрена как пара последовательно соединенных SIs и sFS контактов. Свойства токового транспорта структуры в этом режиме почти независимы от толщины L_s и определяются контактом с меньшим критическим током. Из Рис. 4.2 видно, что при $T = 0.5T_C$, $H = 10T_C$, $\gamma = 1$, $\gamma_{BI} = 1000$, $\gamma_{BFS} = 0.3$ критическая толщина s слоя L_{sc} составляет примерно $2 - 3\xi_s$.

Режим (1a). В обычном случае $I_{C_SIs} \ll I_{C_sFS}$ поведение структуры полностью совпадает с обычным SIS контактом за одним исключением: sFS электрод может сработать как инвертер фазы и переключить SIsFS структуру в π -состояние. В тоже время, другие свойства, такие как высокое значение $I_C R_N$ порядка 1 мВ и синусоидальная ток-фазовая зависимость, сохраняются в π -состоянии. Таким образом, этот тип структуры может быть назван переключаемым 0- π SIS переходом.

Режим (1b). Другой предельный случай реализуется для больших значений L_F

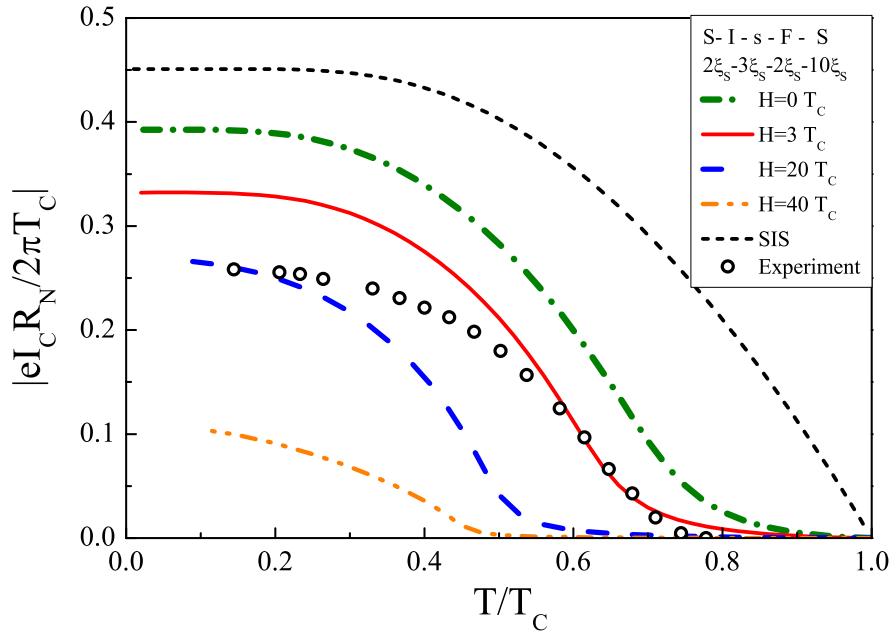


Рис. 4.3. Температурная зависимость $I_C R_N$ SIsFS структуры для разных значений обменного поля H в слое. Пунктирная линия демонстрирует зависимость для туннельного SIS контакта. Видно, как обменное поле H сдвигает величину эффективной критической температуры T_C^* , соответствующей переключению s-слоя из сверхпроводящего состояния в нормальное. Круги демонстрируют $I_C R_N$, измеренную в Nb-Al/AlO_x-Nb-Pd_{0.99}Fe_{0.01}-Nb контактах [28], доказывающую существование эффективной критической температуры T_C^* в этих образцах.

и больших обменных полей H . Такие структуры становятся по сути обычными SFS-контактами без какого то влияния туннельного барьера.

Режим (2). Отсутствие сверхпроводимости в s-слое в противоположном случае $L_s \ll L_s$ приводит к формированию составной -InF- области слабой связи, в которой п обозначает промежуточный s-слой в нормальном состоянии. Это приводит к тому, что критический ток становится намного меньше, принимая значения близкие к величине критического тока SIFS контактов [66]. Зависимость I_C от толщины L_s достаточно слаба, поскольку эффективная длина затухания достаточно велика в n-области.

Режим (3) В промежуточном случае ($L_s \approx L_s$), напротив, свойства структуры чувствительны к вариациям толщин слоев. В рассмотренном интервале толщин промежуточного слоя система переходит из режима (1) в режим (2). Более того, система чувствительна и к параметрам F-слоя (толщине L_F и обменному полю H), поскольку

эти параметры отвечают за подавление сверхпроводимости в sF бислое за счет эффекта близости.

4.2 Зависимость от температуры

Подобная чувствительность может позволить изменить режим работы, за счет управления эффективными параметрами обменного поля H и температуры T . При этом изменение эффективной H может за счет изменения упорядоченности доменной структуры ферромагнетика или других его морфологических свойств.

Рис.4.3 демонстрирует температурную зависимость критического тока в структурах с толщиной центрального s-слоя близкого к критической ($L_s = 3\xi_S$) для различных значений обменного поля H . Эти структуры характеризуются существованием эффективной критической температуры T_C^* , которая отвечает за появление сверхпроводимости в s-слое и соответственно за экспоненциальный рост тока. T_C^* может быть существенно сдвинута в процессе перемагничивания системы (за счет изменения H , как обсуждалось выше). Таким образом, система может существовать как в сверхпроводящем, так в нормальном состояниях в зависимости от истории приложения магнитного поля. С другой стороны, с точки зрения практических применений логический базис в виде 0 и π состояний кажется более удобным.

Рис.4.4 демонстрирует, как изменение толщины F-слоя L_F приводит к 0- π переходу. Эта система может быть переключена в π -состояние, сохранив значение произведения $I_C R_N$, т.е. джозефсоновская частота сохраняется на уровне туннельных SIS контактов. Более того, стоит отметить, что это свойство рассмотренных структур является уникальным. В обычных SFS -контактах, для того чтобы достичь π -состояния, нужно сделать $L_F \gtrsim (2 - 3)\xi_F$ или обеспечить очень большие величины параметра подавления $\gamma_{BFS} \gg 1$ на SF границах. В обоих случаях это приводит к сильному подавлению $I_C R_N$ в π -состоянии [52–54, 66].

4.3 Внешнее магнитное поле

В диапазоне параметром, когда SIsFS переход далек от $0 - \pi$ перехода, ток-фазовая зависимость имеет синусоидальную форму $I(\varphi) \approx I_{SIs} \sin \varphi$. Для расчета

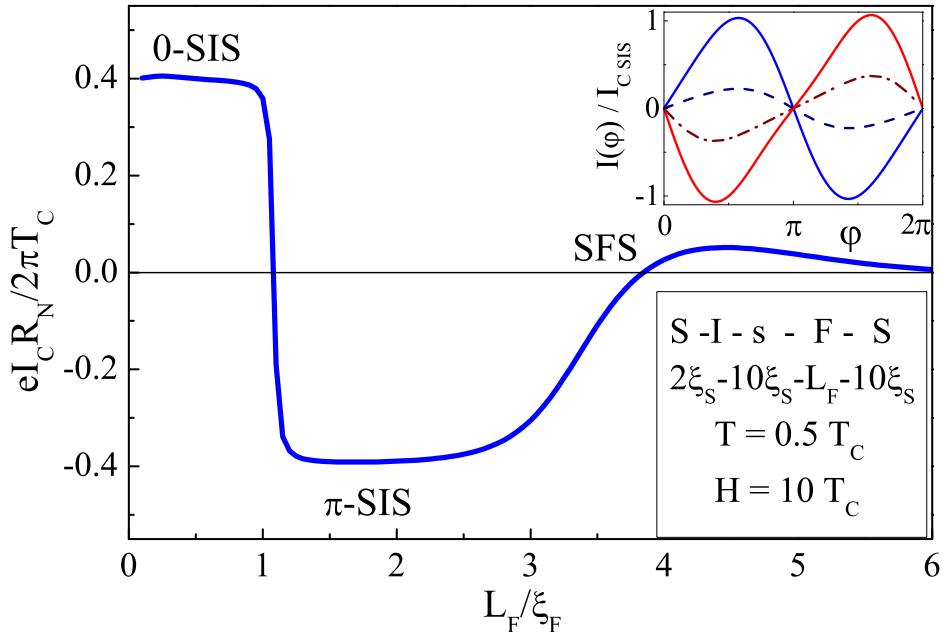


Рис. 4.4. Зависимость критического тока $I_C R_N$ от толщины F слоя в SIsFS структуре с s слоем в сверхпроводящем состоянии. Вставка показывает ток-фазовое соотношение в области первого $0-\pi$ перехода. Переключение из 0 в π состояние в режиме (1a) сохраняет величину критического тока I_C , так же как величину характерного напряжения $I_C R_N$.

зависимости I_C от внешнего магнитного поля H_{ext} можно воспользоваться обычным фраунгоферовским выражением

$$I_C(H_{ext}) = I_C(0) \left| \frac{\sin(\pi\Phi/\Phi_0)}{\pi\Phi/\Phi_0} \right|, \quad (4.1)$$

где

$$\Phi = W |L_{eff}H_{ext} + L_F H_0 N(n_\uparrow - n_\downarrow)| \quad (4.2)$$

- это магнитный поток внутри SIsFS контакта, Φ_0 -квант магнитного потока, $L_{eff} = 2\lambda_L + L_s + L_F + L_I$, λ_L - лондоновская глубина проникновения, L_I - толщина диэлектрической прослойки, N - полное количество кластеров, $n_{\uparrow,\downarrow} = N_{\uparrow,\downarrow}/N$ - концентрация кластеров, ориентированных параллельно (N_\uparrow) и антипараллельно (N_\downarrow) оси приложения H_{ext} , а H_0 - среднее магнитное поле, создаваемое одним магнитным кластером. В этой простой модели H_0 предполагается константой, в то время как n_\uparrow и n_\downarrow , являются функциями истории приложения внешнего поля H_{ext} . Предполагается, что плотность вероятности кластера к перевороту $p(H_{ext})$ описывается распределением Гаусса

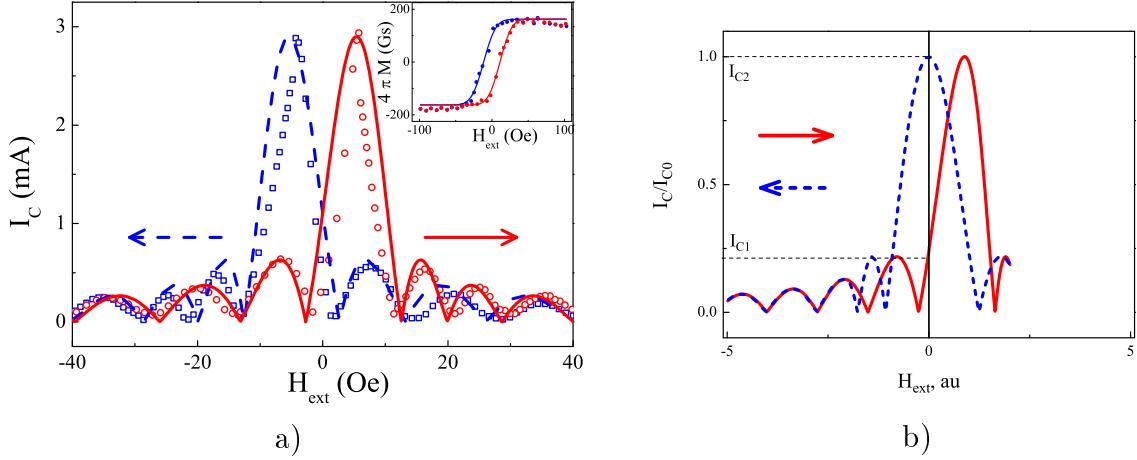


Рис. 4.5. а) Зависимость критического тока I_C от увеличивающегося (круги) и уменьшающегося (квадраты) внешнего магнитного поля H_{ext} [28]. Сплошная и пунктирная линии описывают модельный фит данной зависимости. Вставка показывает соответствующие теоретическую и экспериментальную петлю намагниченности в зависимости от внешнего поля H_{ext} . б) Теоретически рассчитанная зависимость критического тока I_C от внешнего магнитного поля H_{ext} в случае неполного перемагничивания. Сплошная линия соответствует увеличению проекции внешнего магнитного поля из минус бесконечности до критической величины, а пунктирная линия соответствует обратному ходу с уменьшением проекции внешнего поля от конечной положительной величины. Также на графике отмечены критический ток в момент выключения поля для прямого I_{C1} и обратного хода I_{C2}

$$p(H_{ext}) = (\sqrt{2}/\sqrt{\pi}\delta) \exp \left[-(H_{ext} - H^*)^2 / 2\delta^2 \right], \quad (4.3)$$

где H^* величина магнитного поля, при котором кластер переворачивается. Математическое ожидание H^* и стандартное отклонение δ в (4.3) не зависят от величин H_{ext} . Эти параметры, также как произведение H_0N в Ур.(4.2), могут быть найдены из сравнения модельной зависимости с петлей намагниченности $4\pi M(H_{ext})$.

Эта модель была применена для объяснения экспериментальных зависимостей в SIsFS структурах, имеющих площадь поперечного сечения $10 * 10$ мкм² и толщину F слоя 14 нм. Рисунок 4.5а демонстрирует экспериментальные зависимости критического тока I_C как функцию увеличивающегося (круги) и уменьшающегося (квадраты) внешнего магнитного поля H_{ext} . Сплошная и пунктирная линии описывают модельный фит данной зависимости. Из гистерезисных зависимостей намагниченности F-слоя, показанных на вставке к Рис.4.5 получаем $H^* \approx 11.4$ Э, $\delta \approx 13$ Э и $H_0N \approx 163$ Гс. Параметрами подгонки при этом выступают $L_{eff} \approx 150$ нм и максимальная величина

критического тока.

Из таких значений аппроксимационных констант видно, что λ_L составляет порядка 60 нм. Таким образом, можно оценить характерные размеры структуры, работающей в режиме 1. Так, взяв длину когерентности ниобия $\xi_S \approx 10$ нм и оценив критическую толщину центрального слоя $d_s c$ 3.32 получаем, что для работы в режиме 1, толщина s-прослойки должна составлять от 20 до 60 нм.

Начальное сильное магнитное поле $H_{ext} = -\infty$ перемагничивает все кластеры F слоя в однородное состояние $n_\downarrow(H_{ext}) = 1$. Постепенное изменение внешнего поля приводит к появлению обычной фраунгоферовской картины (сплошная линия) с ожидаемым максимумом при положительном значении H_{ext} , соответствующем нулевому потоку $\Phi = 0$. Однако, картина усложняется тем, что кластеры начинают поворачиваться при точке $H_{ext} = H^*$, $n_\uparrow(H_{ext}) = \int_{-\infty}^{H_{ext}} p(H'_{ext}) dH'_{ext}$. Как результат, частота фраунгоферовских осцилляций в этой области учащается. Похожее поведение зависимости проявляется при изменении поля в противоположном направлении, из положительных в область отрицательных значений. Плотности $n_\uparrow(H_{ext})$ и $n_\downarrow(H_{ext}) = 1 - n_\uparrow(H_{ext})$ могут быть описаны выражением $n_\uparrow(H_{ext}) = 0.5 (1 + erf((H_{ext} \mp H^*)/\sqrt{2}\delta))$, для прямого и обратного перемагничивания, соответственно. Здесь $erf(x)$ - функция ошибок.

Несимметричная зависимость $I_C(H_{ext})$ появляется на обратном ходу при неполном перемагничивании. Этот случай показан на Рис.(4.5b). В этом случае, увеличивающееся от $H_{ext} = -\infty$ поле останавливается при конечной величине $H_{ext,stop} = -\infty$. В этом положении самые "жесткие" кластеры еще неперемагничились в положительном направлении. Из-за этого, если после достижения критической отметки поле начинает уменьшаться, часть потока создают отрицательно направленные жесткие кластеры, из-за чего полная зависимость Фраунгофера смещается. В результате, при выключении поля критический ток $I_C(0)$ имеет отличное от случая полного перемагничивания значение. Таким образом, на основе данного механизма возможно создание управляющего элемента ячейки памяти, похожего на представленный в статье [28].

4.4 Выводы к главе 4

В этой главе проведено сравнение теоретически рассчитанных зависимостей с результатами экспериментальных работ [28, 51] по исследованию свойств SIsFS структур. Эти структуры демонстрирует большое значение $I_C R_N$ в π состоянии, сравнимое с величинами туннельных SIS контактов, части используемых в SFQ - схемах. Более того, структура ведет себя как единый переход во внешнем магнитном поле. Основываясь на этом, предложена модель, описывающая поведение такого перехода во внешнем магнитном поле H_{ext} с учетом перемагничивания F-слоя. Эта модель описывает асимметричную зависимость Фраунгофера $I_C(H_{ext})$ в Nb-Al/AlO_x-Nb-Pd_{0.99}Fe_{0.01}-Nb переходах из [28, 104]. Эти эффекты могут позволить создать элемент магнитной памяти, совместимый с энергоэффективными высокоскоростными цифровыми SFQ схемами.

Заключение

Основные результаты работы:

1. Теоретически изучен эффект близости между сверхпроводником и доменным ферромагнетиком для разных конфигураций доменной структуры. Рассчитаны характерные длины затухания и осцилляций сверхпроводящих корреляций, наводимых эффектом близости вглубь доменной структуры ферромагнетика, и показана их зависимость от размера доменов и ориентации доменной структуры. Показано существование двух отличных компонент амплитуды спаривания со свойствами, соответствующими эффекту близости в нормальном металле и ферромагнетике. Амплитуда этих компонент зависит от размера доменов, а их суперпозиция может представлять как осциллирующую, так и монотонно убывающую функцию. Показано, что подобные свойства могут быть получены искусственно в материалах, включающих большое количество чередующихся ферромагнитных слоев.
2. Предложена концепция масштабируемого джозефсоновского φ -контакта с продольно-ориентированной прослойкой из нормального и ферромагнитного металлов. Показана возможность реализации φ -состояния с нетривиальной ток-фазовой зависимостью в окрестностях $0-\pi$ перехода. Произведена оценка масштабируемости таких структур и выведено условие, ограничивающее минимальный размер φ -контакта. Произведено сравнение различных геометрий структур с продольно-ориентированной NF-прослойкой. Показано, что расположение сверхпроводящих электродов и заключенного между ними ферромагнитного слоя над нормальной пленкой является оптимальным для реализации φ -контакта. Критический ток I_C соответствующей структуры с поперечными размерами нормальной и ферромагнитной пленок порядка 100 нм и расстоянием между электродами от 7 до 22 нм может достигать значений порядка 1 мА.
3. Рассчитаны токовые характеристики в джозефсоновской структуре со сложной прослойкой, состоящей из туннельного барьера, тонкой сверхпроводниковой плен-

ки и ферромагнитного слоя в зависимости от толщин слоев, характеристик материалов и температуры. Систематизированы основные режимы работы структуры, определяющиеся подавлением самосогласованного потенциала спаривания в сверхпроводниковой пленке за счет эффекта близости и местом локализации прыжка фазы на ферромагнитном или диэлектрическом слоях. Показано, что характерное напряжение $I_C R_N$ такой джозефсоновской структуры при использовании сверхпроводниковых прослойек толщиной от 20 до 60 нм может достигать значений порядка 1 мВ, сопоставимых по величине с характерным напряжением туннельного контакта, что определяет ее быстродействие и может позволить интегрировать ее в цепи быстрой одноквантовой логики.

4. Показана возможность использовать быстродействующий джозефсоновский контакт со сложной прослойкой, состоящей из туннельного барьера, тонкой сверхпроводниковой пленки и ферромагнитного слоя, в качестве управляемого элемента в ячейке памяти. Показано, что он может быть переключен из 0 в π состояние за счет изменения температуры или эффективного обменного поля магнитного материала. Рассчитаны ток-фазовые соотношения в области 0 - π перехода и показано, что переход осуществляется через состояния с заметным вкладом высоких гармоник в ток-фазовой зависимости даже в случае температур близких к критической.

Благодарности

Хотелось бы выразить глубочайшую признательность моему научному руководителю Михаилу Юрьевичу Куприянову за его всестороннюю поддержку и помошь во время выполнения этой работы. Именно его руководство и советы определили мой путь в научном мире.

Отдельно хотелось бы поблагодарить Александра Голубова за его помощь и интересные научные дискуссии за время выполнения этой работы. Он помог мне серьезно расширить свои взгляды на тематику сверхпроводящей электроники и мир науки в целом.

Я очень признателен моим коллегам по лаборатории Николаю Кленову и Игорю Соловьеву. Наше сотрудничество всегда мотивировало меня и помогало разрабатывать новые темы и идеи.

Хотелось бы поблагодарить и экспериментаторов за представленные данные и их плодотворные обсуждения. Особо хотелось бы поблагодарить Валерия Владимира Рязанова, Виталия Больгинова, Татьяну Голикову, Василия Столярова, Олега Муханова, Игоря Верника, Эдварда Голдобина, Нико Руппельта и Германа Колыштедта.

Также хотелось бы поблагодарить за плодотворные обсуждения множество коллег, среди которых нельзя не отметить Татьяну Карминскую, Наталью Пугач, Дениса Хейма, Ангелину Бурмистрову, Игоря Девятова, Николая Колотинского, Виктора Константиновича Корнева, Антона Беспалова, Юкио Танаку, Кейджи Яду, Широ Карабату и многих других.

Спасибо моей семье, близким и друзьям, которые поддерживали меня весь этот период.

Список публикаций автора

- [A1] Н. В. Кленов, Н. Г. Пугач, А. В. Шарафиев, С. В. Бакурский, В. К. Корнев, "Джозефсоновские контакты с несинусоидальными ток-фазовыми зависимостями на основе гетероструктур с ферромагнитной прослойкой и их применения", Физика Твердого Тела, т. **52**, вып. 11, стр. 2104-2109, 2010.
- [A2] S. V. Bakurskiy, N. V. Klenov, T. Yu. Karminskaya, M. Yu. Kupriyanov and V.K. Kornev, "Current-Phase Relation in Josephson Junctions with Complex Ferromagnetic/Normal Metal Interlayers", Solid State Phenomena, vol. **190**, pp. 401-404, 2012.
- [A3] S. V. Bakurskiy, N. V. Klenov, T. Yu. Karminskaya, M. Yu. Kupriyanov and A. A. Golubov, "Josephson φ -junctions based on structures with complex normal/ferromagnet bilayer", Superconductor Science and Technology, v. **26**, 015005, 2013.
- [A4] I. V. Vernik, V. V. Bolginov, S. V. Bakurskiy, A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, V.V. Ryazanov and O. A. Mukhanov, "Magnetic Josephson Junctions with Superconducting Interlayer for Cryogenic Memory", IEEE Transactions on Applied Superconductivity, **23** (3), 1701208-1701208, 2013.
- [A5] S. V. Bakurskiy, N. V. Klenov, I. I. Soloviev, V. V. Bolginov, V. V. Ryazanov, I. V. Vernik, O. A. Mukhanov, M. Yu. Kupriyanov, A. A. Golubov, "Theoretical model of superconducting spintronic SIsFS devices", Applied Physics Letters , **102** (19), 192603-192603-4, 2013
- [A6] S. V. Bakurskiy, N. V. Klenov, I. I. Soloviev, M. Yu. Kupriyanov, A. A. Golubov, "Theory of supercurrent transport in SIsFS Josephson junctions", Physical Review B, **88**, **14**, 144519, 2013
- [A7] I. I. Soloviev, N. V. Klenov, S. V. Bakurskiy, V. V. Bolginov, V. V. Ryazanov, M. Yu. Kupriyanov, A. A. Golubov, "Josephson magnetic rotary valve", Applied Physics Letters, **105**, 24, 2014

- [A8] S. V. Bakurskiy, A. A. Golubov, N. V. Klenov, M. Yu. Kupriyanov, I. I. Soloviev, "Josephson effect in SIFS tunnel junctions with domain walls in weak link region In memory of VF Gantmakher", Письма в ЖЭТФ, **101**, 11-12, 863, 2015
- [A9] С.В.Бакурский, М.Ю.Куприянов, А.А.Баранов, А.А.Голубов, Н.В.Кленов, И.И.Соловьев, "Эффект близости в многослойных структурах с чередующимися ферромагнитными и нормальными слоями", Письма в ЖЭТФ, **102**, 9, 670, 2015
- [A10] М. Ю. Куприянов, С. В. Бакурский, Н. В. Кленов, И. И. Соловьев, А. Л. Гудков , В. В. Рязанов, "Высокочастотный сверхпроводящий элемент памяти", RU 2554612, опубликовано: 27.06.2015 Бюл. № 18.
- [A11] М. Ю. Куприянов, С. В. Бакурский, Н. В. Кленов, И. И. Соловьев, "Джозефсоновский 0-пи переключатель", RU 2554614, опубликовано: 27.06.2015 Бюл. № 18.
- [A12] Бакурский С.В. "Параметры джозефсоновских структур с ферромагнитными прослойками для создания квантового бита." Материалы Международного молодежного научного форума "Ломоносов-2010", Россия, Москва, 12 - 15 апреля 2010 года, ISBN 978-5-317-03197-8
- [A13] Bakurskiy S. V., Klenov N. V. and Kornev V. K. "Current transport in Josephson heterostructures with normal or ferromagnetic interlayer.", Всероссийская конференция и научная школа для молодых ученых "Новые материалы и нанотехнологии в электронике СВЧ", Санкт-Петербург, Россия, 18-20 ноября 2010 г.
- [A14] Bakurskiy S.V., Klenov N.V., Karminskaya T.Yu, Kupriyanov M.Yu, Golubov A.A., "Josephson φ -device based on complex nanostructures with normal metal/ferromagnet bilayer", Advanced research workshop "Meso-2012" Mesoscopic and strongly correlated electron systems Non-equilibrium and coherent phenomena at nanoscale, June 17-23, 2012, c. 38-38.
- [A15] Bakurskiy S.V., Klenov N.V., Karminskaya T.Yu, Golubov A.A., Kupriyanov M.Yu "Josephson φ -device based on complex nanostructures with normal metal/ferromagnet bilayer", International Conference "Micro- and nanoelectronics - 2012"(ICMNE-2012), October 1-5, Zvenigorod, Moscow region, Book of Abstracts, c. P2-01
- [A16] S.V. Bakurskiy, N.V. Klenov, I.I. Soloviev, M.Yu Kupriyanov, and A.A. Golubov,

"Theoretical description of SIsFS device", 8-th International Conference on Vortex Matter in Nanostructured Superconductors, Rhodes (Greece) 21-26 September, Abstract Book, page 108, 2013

- [A17] С.В. Бакурский, Н.В. Кленов, И.И. Соловьев, М.Ю. Куприянов, and А.А. Голубов. "Влияние доменной структуры ферромагнетика на токовый транспорт джозефсоновских sfs-переходов", Труды XVII международного симпозиума "Нанофизика и наноэлектроника том 1, с. 51-52 . Издательство Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского Нижний Новгород, 2014.
- [A18] S.V. Bakurskiy, N.V. Klenov, I.I. Soloviev, N.G. Pugach, A.A. Golubov, and M.Yu Kupriyanov. "Current properties of Josephson SIsFS junctions". In Moscow International Symposium on Magnetism (MISM), 29 June – 3 July 2014, Moscow Book of Abstracts, page 326. PrintLETO.ru Moscow, 2014.
- [A19] S.V. Bakurskiy, N.V. Klenov, I.I. Soloviev, M.Yu Kupriyanov, and A.A. Golubov. "Josephson effect in superconductor-ferromagnet junctions". International scientific conference "Science of Future". Ministry of education and science of the Russian Federation St-Petersburg, 17-20 September, 2014.
- [A20] С.В. Бакурский, Н.В. Кленов, И.И. Соловьев, М.Ю. Куприянов, and А.А. Голубов. "Влияние доменной структуры ферромагнетика на токовый транспорт джозефсоновских sfs-переходов Труды XIX международного симпозиума "Нанофизика и наноэлектроника", volume 1, pages 9–10. Издательство Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, 2015.
- [A21] S.V. Bakurskiy, A.A. Golubov, N.V. Klenov, M.Yu Kupriyanov, I.I. Soloviev, "Superconducting Phase Domains in Thin s-layers of S-F/N-sIS Josephson Devices", International Conference "Interaction of Superconductivity and Magnetism in Nanosystems", book of abstracts, p.16, Multiprint, Москва, 2015.

Литература

- [1] S. Oh, D. Youm, and M. Beasley, Appl. Phys. Lett. **71**, 2376 (1997).
- [2] M. G. Blamire, J. W. A. Robinson, Journal of Physics Condensed Matter, **26**, 453201 (2014).
- [3] M. Eschrig, Reports on Progress in Physics, **78**, 104501 (2015).
- [4] J. Linder, J. W. A. Robinson, Nature Physics, **11**, 307 (2015).
- [5] V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. V. Veretennikov, A. Yu. Rusanov, Phys. Rev. B **65**, 02051(R) (2001).
- [6] S. M. Frolov, D. J. Van Harlingen, V. A. Oboznov, V. V. Bolginov, V. V. Ryazanov, PhysRevB. **70**, 144505 (2004).
- [7] V. V. Ryazanov , V. A. Oboznov, A. Yu. Rusanov , A.V. Veretennikov, A.A. Golubov , J. Aarts , Phys. Rev. Letters, **86**, 11, 2427 (2001).
- [8] P. Bunyk, K. Likharev, and D. Zinoviev , Int. Journal of High Speed Electronics and Systems, **11**, 1, 257 (2001).
- [9] A. V. Ustinov , V. K. Kaplunenko, J. Appl. Phys., **94**, 5405 (2003).
- [10] O. Wetzstein , T. Ortlepp, R. Stolz, J. Kunert , H.-G. Meyer, H. Toepfer, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, **21**, 814 (2011).
- [11] C. H. Van der Waal , A. C. J. ter Haar, F. K. Wilhelm, R. N. Schouten, C. J. P. M. Harmans , T. P. Orlando, Seth Lloyd, J. E. Mooij , Science, **290**, 773 (2000).
- [12] M. H. S. Amin , A. Yu. Smirnov, A. M. Zagorskin , T. Lindstrom , S. A. Charlebois , T. Claeson, A. Ya. Tzalenchuk, Phys. Rev. B, **73**, 064516-1-5 (2005).
- [13] N. V. Klenov, V. K. Kornev , N. F. Pedersen, Physica C, **435**, 114 (2006).

- [14] R. G. Mints, Phys. Rev. B **57**, R3221, (1998)
- [15] A. Buzdin and A. E. Koshelev, Phys. Rev. B **67**, 220504(R) (2003).
- [16] N. G. Pugach, E. Goldobin, R. Kleiner, and D. Koelle, Phys. Rev. B., **81**, 104513 (2010).
- [17] H. Sickinger, A. Lipman, M. Weides, R. G. Mints, H. Kohlstedt, D. Koelle, R. Kleiner, E. Goldobin, Phys. Rev. Lett. **109** (10), 107002 (2012).
- [18] E. Goldobin, H. Sickinger, M. Weides, N. Ruppelt, H. Kohlstedt, R. Kleiner, D. Koelle, Appl. Phys. Lett., **102** (24), 242602 (2013).
- [19] A. Lipman, R.G. Mints, R. Kleiner, D. Koelle, E. Goldobin, Phys. Rev. B , **90** (18), 184502 (2014).
- [20] F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, Phys. Rev. Lett., **86**, 3140 (2001).
- [21] V. N. Krivoruchko and E. A. Koshina, Phys. Rev. B, **63**, 224 515 (2001); **64**, 172 511 (2001).
- [22] A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, and Ya. V. Fominov, JETP Letters, **75**, 190, (2002).
- [23] B. Baek, W. H. Rippard, S. P. Benz, S. E. Russek, P. D. Dresselhaus, Nature Comm., **5**, (2014).
- [24] L. R. Tagirov, Phys. Rev. Lett. **83**, 2058 (1999).
- [25] Y. V. Fominov, A. A. Golubov, T. Yu. Karminskaya, M. Yu. Kupriyanov, R. G. Deminov, L. R Tagirov, JETP Lett. **91**, 308, (2010).
- [26] C. Richard, M. Houzet, J. S. Meyer, Phys. Rev. Lett., **110** (21), 217004, (2013).
- [27] B. Niedzielski, S. Diesch, E. Gingrich, Y. Wang, R. Loloe, W. Pratt, N. Birge, IEEE Tran. on Appl. Supercond. **24**, 4 (2014).
- [28] T. I. Larkin, V. V. Bol'ginov, V. S. Stolyarov, V. V. Ryazanov, I. V. Vernik, S. K. Tolpygo, and O. A. Mukhanov, Appl. Phys. Lett. **100**, 222601 (2012).

- [29] L. N. Cooper, Phys. Rev. **104**, 1189 (1956).
- [30] J. Bardeen , L. N. Cooper , J. R. Schrieffer, Phys. Rev. **106**, 162 (1957).
- [31] V. V. Schmidt, "The physics of superconductors: introduction to fundamentals and applications Springer (1997).
- [32] Yu. S. Barash, A. A. Svidzinsky, and H. Burkhardt, Phys. Rev. B **55**, 15282 (1997).
- [33] M. Fogelstrom, D. Rainer, and J. A. Sauls, Phys. Rev. Lett. **79**, 281 (1997).
- [34] A. A. Golubov and M. Yu. Kupriyanov, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **67**, 478 (1998) [JETP Lett. **67**, 501 (1998)].
- [35] A. A. Golubov and M. Yu. Kupriyanov, Superlattices and Microstructures, **25**, 949 (1999).
- [36] A. A. Golubov and M. Yu. Kupriyanov, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **69**, 242 (1999) [JETP Lett. **69**, 262 (1999)].
- [37] P. G. De Gennes, "Superconductivity of Metals and Alloys (Advanced Book Classics) Addison-Wesley Publ. Company Inc (1999).
- [38] A. A. Abrikosov, , L. P. Gor'kov, and I. E. Dzyaloshinskii, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **36** (1959).
- [39] A.V. Svidzinskii, "Spatially inhomogeneous problems in the theory of superconductivity. Methods of quantum field theory in statistical physics Nauka (1982).
- [40] L. P. Gor'kov , Zh. Eksp. Teor. Fiz. **34**, 735 (1958).
- [41] Y. Nambu, Phys. Rev. **117**, 648 (1960).
- [42] T. Matsubara, Prog. Theor. Phys. **114**, 4, 351 (1955).
- [43] G. Eilenberger, Z. Phys. **214**, 196 (1968).
- [44] K. D. Usadel, Phys. Rev. Lett. **25**, 507 (1970).

- [45] P. Fulde, R.A. Ferrell. Phys. Rev. **135**, A550 (1964).
- [46] A. I. Larkin, Yn. N. Ovchinnikov. Zh. Exp. Teor. Fiz **47**, 1136 (1964)[Sov. Phys. JETP **20**, 762 (1965)].
- [47] E. A. Demler, G.B. Arnold and M.R. Beasley, Phys. Rev. B, **55**, 22, 15174 (1997).
- [48] A. F. Volkov, F. S. Bergeret, and K. B. Efetov, Phys. Rev. Lett. **90**, 11, 117006 (2003).
- [49] F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, Phys. Rev. B **64**, 134506 (2001).
- [50] F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, Phys. Rev. B **68**, 064513 (2003).
- [51] N. Ruppelt, H. Sickinger, R. Menditto, E. Goldobin, D. Koelle, R. Kleiner, O. Vavra, H. Kohlstedt, Appl. Phys. Lett., **106**, 022602 (2015).
- [52] A. I. Buzdin, Rev. Mod. Phys. **77**, 935 (2005).
- [53] F. S. Bergeret, A. F. Volkov, K. B. Efetov, Rev. Mod. Phys. **77**, 1321 (2005).
- [54] A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, E. Il'ichev, Rev. Mod. Phys. **76**, 411 (2004).
- [55] T. Kontos, M. Aprili, J. Lesueur, F. Genet, B. Stephanidis, and R. Boursier, Phys. Rev. Lett. **89**, 137007 (2002).
- [56] C. Bell, R. Loloee, G. Burnell, and M. G. Blamire, Phys. Rev. B **71**, 180501 (R) (2005).
- [57] V. Shelukhin, A. Tsukernik, M. Karpovski, *et al.*, Phys. Rev. B **73**, 174506 (2006).
- [58] V. A. Oboznov, V. V. Bol'ginov, A. K. Feofanov, V. V. Ryazanov, and A. Buzdin, Phys. Rev. Lett. **96**, 197003 (2006).
- [59] J. W. A. Robinson, S. Piano, G. Burnell, C. Bell, and M. G. Blamire, Phys. Rev. Lett. **97**, 177003 (2006).
- [60] A. A. Bannykh, J. Pfeiffer, V. S. Stolyarov, I. E. Batov, V. V. Ryazanov, and M. Weides, Phys. Rev. B **79**, 054501 (2009).

- [61] Y. Blum, A. Tsukernik, M. Karpovski, and A. Palevski, Phys. Rev. B **70**, 214501 (2004).
- [62] N. G. Pugach, M. Yu Kupriyanov, E. Goldobin, R. Kleiner, and D. Koelle, Phys. Rev. B **84**, 144513 (2011).
- [63] M. Yu. Kupriyanov and V. F. Lukichev, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **94**, 139 (1988) [Sov. Phys. JETP **67**, 1163 (1988)].
- [64] A. Buzdin and I. Baladie, Phys. Rev. B **67**, 184519 (2003).
- [65] M. Faure, A. I. Buzdin, A. A. Golubov, and M. Yu. Kupriyanov, Phys. Rev. B **73**, 064505 (2006).
- [66] A.S. Vasenko, A.A. Golubov, M.Yu Kupriyanov, and M. Weides, Phys. Rev. B **77**, 134507 (2008).
- [67] A. I. Buzdin, A. S. Mel'nikov, and N. G. Pugach, Phys. Rev. B **83**, 144515 (2011).
- [68] N. M. Chtchelkatchev and I. S. Burmistrov, Phys. Rev. B **68**, 140501(R) (2003).
- [69] M. Houzet and A. I. Buzdin, Phys. Rev. B **74**, 214507 (2006).
- [70] I. S. Burmistrov and N. M. Chtchelkatchev, Phys. Rev. B **72**, 144520 (2005).
- [71] A.F. Volkov, K.B. Efetov, Phys Rev B **78**, 024519 (2008).
- [72] B. Crouzy, S. Tollis, D. A. Ivanov, Phys. Rev. B **75**, 054503 (2007).
- [73] I. B. Sperstad, J. Linder, and A. Sudbo, Phys. Rev. B **78**, 104509 (2008).
- [74] Ya. V. Fominov, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, Phys. Rev. B **75**, 104509 (2007).
- [75] B. Crouzy, S. Tollis, D. A. Ivanov, Phys. Rev. B **76**, 134502 (2007).
- [76] T. Yu. Karminskaya and M. Yu. Kupriyanov, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **85**, 343 (2007) [JETP Lett. **86**, 61 (2007)].
- [77] T. Yu. Karminskaya, A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, and A. S. Sidorenko, Phys. Rev. B **79**, 214509 (2009).

- [78] A. I. Buzdin, and M. Yu. Kupriyanov, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **53**, 308 (1991) [JETP Lett. **53**, 321 (1991)].
- [79] A. I. Buzdin, V. V. Ryazanov, Physica C **460**, 238 (2007).
- [80] K. K. Likharev, Rev. Mod. Phys. **51**, 101 (1979).
- [81] V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. Yu. Rusanov, A. V. Veretennikov, A. A. Golubov, and J. Aarts, Phys. Rev. Lett. **86**, 2427 (2001).
- [82] M. Weides, M. Kemmler, H. Kohlstedt, A. Buzdin, E. Goldobin, D. Koelle, R. Kleiner, Appl. Phys. Lett. **89**, 122511 (2006).
- [83] J. W. Robinson, S. Piano, G. Burnell, C. Bell, and M. G. Blamire, Physical Review B **76**, 094522 (2007).
- [84] M. S. Anwar, M. Veldhorst, A. Brinkman, and J. Aarts, Appl. Phys. Lett. **100**, 052602 (2012).
- [85] T. Ortlepp, Ariando, O. Mielke, C. J. M. Verwijs, K. F. K. Foo, H. Rogalla, F. H. Uhlmann, and H. Hilgenkamp, Science **312**, 1495 (2006).
- [86] A.K. Feofanov, V.A. Oboznov, V.V. Bol'ginov, *et. al.*, Nature Physics **6**, 593 (2010).
- [87] A. V. Ustinov and V. K. Kaplunenko, J. Appl. Phys. **94**, 5405 (2003).
- [88] M.Yu. Kupriyanov, A.A. Golubov, M. Siegel, Proceedings of the SPIE, **6260**, 62600S-1 (2006).
- [89] E. Goldobin, D. Koelle, R. Kleiner, and R.G. Mints, Phys. Rev. Lett, **107**, 227001 (2011);
- [90] E. Goldobin, D. Koelle, R. Kleiner, and A. Buzdin, Phys. Rev. B, **76**, 224523 (2007).
- [91] A. S. Vasenko, S. Kawabata, A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, C. Lacroix, F. W. J. Hekking, Phys. Rev. B **84** 024524 (2011).
- [92] F. Konschelle, J. Cayssol, A.I. Buzdin, Phys. Rev. B **78**, 134505 (2008).

- [93] M. Houzet, V. Vinokur, and F. Pistolesi, PRB **72**, 220506 (2005).
- [94] T. Yu. Karminskaya and M. Yu. Kupriyanov, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **85**, 343 (2007) [JETP Lett. **85**, 286 (2007)].
- [95] T. Yu. Karminskaya and M. Yu. Kupriyanov, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **85**, 343 (2007) [JETP Lett. **86**, 61 (2007)].
- [96] T. Yu. Karminskaya, M. Yu. Kupriyanov, and A. A. Golubov, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **87**, 657 (2008) [JETP Lett., **87**, 570 (2008)].
- [97] T. Yu. Karminskaya , A. A. Golubov , M. Yu. Kupriyanov, A. S. Sidorenko, Phys.Rev.B **79**, 214509 (2009).
- [98] T. Yu. Karminskaya, A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, A. S. Sidorenko Phys. Rev. B **81**, 214518 (2010).
- [99] A. Furusaki and M. Tsukada, Solid State Commun. **78**, 299 (1991).
- [100] A. Furusaki and M. Tsukada, Phys. Rev. B **43**, 10 164 (1991).
- [101] C. Bell, G. Burnell, C. W. Leung, E. J. Tarte, D.-J. Kang, and M. G. Blamire, Appl. Phys. Lett. **84**, 1153 (2004).
- [102] E. Goldobin , H. Sickinger , M. Weides , N. Ruppelt , H. Kohlstedt , R. Kleiner , D. Koelle, arXiv:1306.1683 (2013).
- [103] V. V. Bol'ginov, V. S. Stolyarov, D. S. Sobanin, A. L. Karpovich, and V. V. Ryazanov, Pis'ma v ZhETF **95**, 408 (2012) [JETP Lett. **95** 366 (2012)].
- [104] V. V. Ryazanov, V. V. Bol'ginov, D. S. Sobanin, I. V. Vernik, S. K. Tolpygo, A. M. Kadin, O. A. Mukhanov, Physics Procedia **36**, 35 (2012).
- [105] M. Weides, M. Kemmler, H. Kohlstedt, R. Waser, D. Koelle, R. Kleiner, and E. Goldobin Physical Review Letters **97**, 247001 (2006).
- [106] J. Pfeiffer, M. Kemmler, D. Koelle, R. Kleiner, E. Goldobin, M. Weides, A. K. Feofanov, J. Lisenfeld, and A. V. Ustinov, Physical Review B **77**, 214506 (2008).

- [107] Z. G. Ivanov, M. Yu. Kupriyanov, K. K. Likharev, S. V. Meriakri, and O. V. Snigirev, Fiz. Nizk. Temp. **7**, 560 (1981). [Sov. J. Low Temp. Phys. **7**, 274 (1981)].
- [108] A. A. Zubkov, and M. Yu. Kupriyanov, Fiz. Nizk. Temp. **9**, 548 (1983) [Sov. J. Low Temp. Phys. **9**, 279 (1983)].
- [109] M. Yu. Kupriyanov, Pis'ma v ZhETF **56**, 414 (1992) [JETP Lett. **56**, 399 (1992)].
- [110] A. A. Golubov and M. Yu. Kupriyanov, Pis'ma v ZhETF **81**, 419 (2005) [JETP Lett. **81**, 335 (2005)].
- [111] A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, and Y. V. Fominov, Pis'ma v ZhETF **75**, 709 (2002). [JETP Lett. **75**, 588 (2002)].
- [112] R. Meservey and P. M. Tedrow, Phys. Rep. **238**, 173 (1994).
- [113] E. A. Koshina, V. N. Krivoruchko, Metallofizika i Noveishie Tekhnologii, **35**, 45 (2013).
- [114] L. S. Uspenskaya, A. L. Rakhmanov, L. A. Dorosinskiy, A. A. Chugunov, V. S. Stolyarov, O. V. Skryabina, and S. V. Egorov, Pis'ma v ZhETF **97**, 176 (2013) [JETP Lett. **97**, 155 (2013)].
- [115] Ya. V. Fominov, N. M. Chtchelkatchev, and A. A. Golubov, Phys. Rev. B **66**, 014507 (2002).
- [116] T. E. Golikova, F. Hübner, D. Beckmann, I. E. Batov, T. Yu. Karminskaya, M. Yu. Kupriyanov, A. A. Golubov and V. V. Ryazanov, Phys. Rev. B **86**, 064416 (2012).
- [117] O. A. Mukhanov, IEEE Trans. Appl. Supercond. **21**, 760 (2011).