

Московский Физико-Технический Институт (Государственный Университет)

Факультет Общей и Прикладной Физики

Кафедра Физики Твёрдого Тела

Выпускная квалификационная работа на степень бакалавра

010600 — прикладные математика и физика

Влияние спиновой инжекции на динамику планарных джозефсоновских структур

Выполнил:

Львов Д.С.

Научный руководитель:

Д.ф.-м.н. Рязанов В.В.

Долгопрудный,

2014

Оглавление

Введение	3
Часть I. Литературный обзор. Неравновесные процессы	4
1 Концепция зарядового разбаланса	4
2 Механизмы релаксации зарядового разбаланса	8
2.1 Процессы андреевского отражения	8
2.2 Парамагнитные примеси	10
2.3 Обменное взаимодействие	10
2.4 Упругое рассеяние на немагнитных примесях	10
3 Модель джозефсоновского SNS-перехода в случае инжекции квазичастиц	12
Часть II. Приготовление наноструктур и методика измерений	15
4 Приготовление образцов	15
4.1 Описание вставки He-3	16
4.2 Описание измерений	17
Часть III. Экспериментальная часть	19
5 Полученные результаты	19
6 Обсуждение результатов	22
Часть IV. Заключение	23
Список литературы	24

Введение

В последние годы сверхпроводниковая микроэлектроника находит все большее применение в устройствах для приема и обработки сигналов. Сверхпроводниковые интегральные приемные устройства используются на радиотелескопах, а также в современных радиоастрономических спутниковых приборах. Разрабатываются аналого-цифровые преобразователи, цифровые процессоры на сверхпроводящей элементной базе. Сверхпроводниковая электроника имеет ряд преимуществ, в числе которых крайне низкое тепловыделение, рекордное быстродействие, сравнительно дешевое производство в рамках существующих нанотехнологий.

Современные технологии, использующие электронную литографию, позволяют реализовать субмикронные тонкопленочные структуры на основе сверхпроводников. В таких структурах характерные планарные размеры сверхпроводников сравнимы с длиной зарядового разбаланса λ_Q (длиной, на которой происходит конверсия неравновесных частиц в куперовские пары) [1]. В качестве источников неравновесных квазичастиц могут выступать как джозефсоновские контакты в резистивном состоянии, так и элементы из нормального металла или ферромагнетика. Кроме того, такие явления как кросс-андрееское отражение, упругое ко-туннелирование, спиновая диффузия, инжекция и аккумуляция, исследованные в последнее десятилетие, могут представлять интерес для создания устройств на основе сверхпроводящей спинтроники.

Целью работы являлось исследование электронного транспорта в планарных субмикронных структурах с джозефсоновскими SNS -переходами и инжекторами из ферромагнетика. В работе изучались влияние спинполяризованных токов инжекции и неравновесные нелокальные эффекты в исследуемых сверхпроводящих субмикронных структурах.

Часть I

Литературный обзор.

Неравновесные процессы.

1 Концепция зарядового разбаланса

В соответствии с теорией Бардина, Купера, Шриффера (БКШ) [2] распределение электронов проводимости, образующих сверхпроводящее основное состояние, описываются (Рис. 1) функциями $v_{\mathbf{p}}^2$ и $u_{\mathbf{p}}^2$ ($v_{\mathbf{p}}^2 + u_{\mathbf{p}}^2 = 1$). В случае чистого сверхпроводника $v_{\mathbf{p}}^2$ — вероятность того, что состояния электронов с импульсами \mathbf{p} и $-\mathbf{p}$ заняты; $u_{\mathbf{p}}^2$ — вероятность того, что таковые состояния свободны.

При ненулевых температурах электронная система в сверхпроводнике находится в возбужденном состоянии. Энергия элементарного возбуждения системы с импульсом \mathbf{p} равна

$$E_{\mathbf{p}} = \sqrt{\xi_{\mathbf{p}}^2 + \Delta_{\mathbf{p}}^2},$$

где $\xi_{\mathbf{p}} = \frac{p^2}{2m} - \mu$ — энергетический параметр, количественно равняющийся энергии элементарного возбуждения электронной системы в нормальном состоянии с химическим потенциалом μ , Δ — энергия связи пар в сверхпроводнике, которая определяет щель в спектре возбуждений в сверхпроводнике.

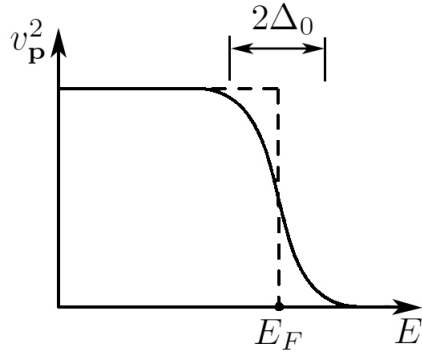


Рис. 1: Функция $v_{\mathbf{p}}^2$ заполнения электронами импульсных состояний в сверхпроводнике со щелью Δ_0 (в отсутствие возбуждений).

В соответствии с БКШ,

$$v_{\mathbf{p}}^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\xi_{\mathbf{p}}}{E_{\mathbf{p}}} \right).$$

В равновесном случае химические потенциалы нормальной и сверхпроводящей систем совпадают: $\mu = \frac{p_F^2}{2m}$.

Размытие сферы Ферми в основном состоянии сверхпроводящей системы электронов имеет масштаб $\sim \Delta$. Возбуждения квазичастиц приводят к уменьшению щели в соответствии с уравнением

$$\Delta \sim \sum_{\mathbf{p}} \frac{\Delta}{2E_{\mathbf{p}}} (1 - f_{\mathbf{p}}).$$

Ширина щели $\Delta = \Delta(T)$ уменьшается с ростом температуры.

В тепловом равновесии функция распределения квазичастиц — функция Ферми:

$$f_{\mathbf{p}}^0 = \frac{1}{\exp\left(\frac{E_{\mathbf{p}}}{kT}\right) + 1}.$$

Своеобразие возбуждений в сверхпроводящем состоянии (по сравнению с нормальным состоянием) наблюдается лишь в пределах энергетического размытия $\sim \Delta$ вблизи $\xi = 0$. При больших $|\xi|$ спектр возбуждений практически совпадает со спектром возбуждений нормальной электронной системы.

В области $|\xi| < \Delta(T)$ каждая ячейка \mathbf{p} заполнена электроном с вероятностью $v_{\mathbf{p}}^2 > 0$; так что при элементарном электроноподобном возбуждении заряд системы изменится на величину, меньшую чем заряд электрона ($\sim u_{\mathbf{p}}^2$). Кроме того, для создания возбуждения нужно ($\sim v_{\mathbf{p}}^2$) вынести из ячейки $-\mathbf{p}$ находящийся там заряд, создав возбужденное состояние с положительным зарядом, меньшим $|e|$. Таким образом, эффективный заряд квазичастицы в единицах $e = -|e|$ равен

$$q_{\mathbf{p}} = u_{\mathbf{p}}^2 - v_{\mathbf{p}}^2 = \xi_{\mathbf{p}}/E_{\mathbf{p}}.$$

При этом для $|p| > p_F$ заряд возбуждения в целом отрицателен (т.к. $u_{\mathbf{p}}^2 > v_{\mathbf{p}}^2$) и возбуждение электроноподобно; соответственно, для $|p| < p_F$ заряд положителен (т.к. $u_{\mathbf{p}}^2 < v_{\mathbf{p}}^2$) и возбуждение дырочноподобно. Для больших $|\xi|$: $E_{\mathbf{p}} \approx \xi$ и $q_{\mathbf{p}} \approx 1$.

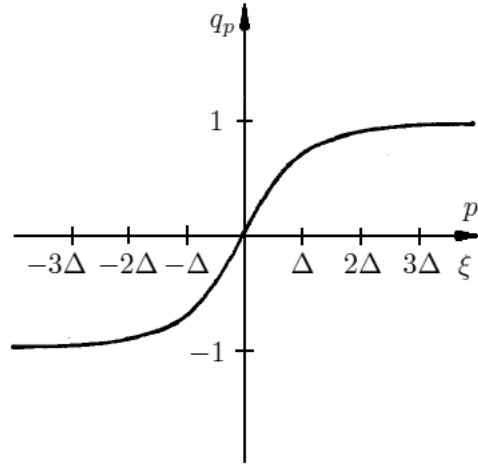


Рис. 2: Заряд квазичастиц q_p .

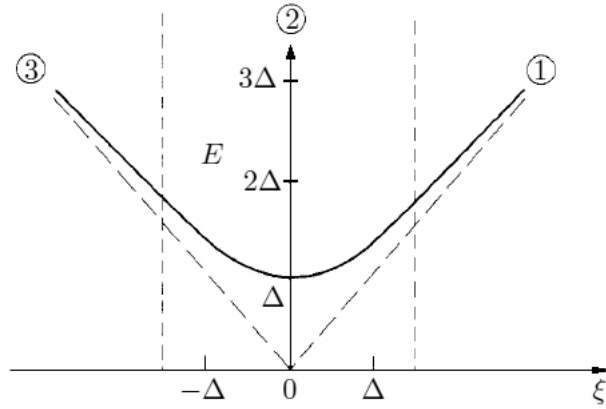


Рис. 3: Энергетический спектр квазичастиц в сверхпроводнике $E(\xi)$.

Заряд, находящийся в ячейке \mathbf{p} вблизи p_F лишь отчасти (q_p) принадлежит возбуждению; остальной заряд ($1 - q_p$) связан с куперовскими парами. Выразим полный заряд системы:

$$\begin{aligned} Q_{tot} &= 2e \sum_{\mathbf{p}} [u_{\mathbf{p}}^2 f_{\mathbf{p}} + v_{\mathbf{p}}^2 (1 - f_{\mathbf{p}})] = \\ &= 2e \left(\sum_{\mathbf{p}} q_{\mathbf{p}} f_{\mathbf{p}} + \sum_{\mathbf{p}} v_{\mathbf{p}}^2 \right) = Q_n + Q_s. \end{aligned}$$

Здесь Q_n и Q_s — заряды нормальной и сверхкомпоненты, соответственно. Такое двухжидкостное рассмотрение справедливо при условии, что пространственные изменения слабы в масштабе длины когерентности

$\xi(T) \sim \hbar v_F / \Delta$, зависящей от температуры, а временные изменения медленны в масштабе \hbar / Δ . Тогда спектр квазичастиц мгновенно переопределяется при локальном изменении щели, а их распределение описывается функцией $f(E_{\mathbf{p}})$. Также щель мгновенно реагирует на изменение локального распределения квазичастиц. В равновесии $Q_{tot} = 2e \sum_{\mathbf{p}} v_{\mathbf{p}}^2$, $Q_n = 0$, т.е. дырочноподобная и электроноподобная ветви спектра возбуждения заселены симметрично. Всякий разбаланс заселенности приведет к возникновению конечного заряда квазичастиц $Q_n = 2e \sum_{\mathbf{p}} q_{\mathbf{p}} f_{\mathbf{p}}$, т.е. разбалансу заряда.

Вследствие электронейтральности всякое изменение заряда квазичастиц влечет изменение заряда сверхкомпоненты $Q_s = 2e \sum_{\mathbf{p}} v_{\mathbf{p}}^2$. Значит при возникновении зарядового разбаланса распределение $v_{\mathbf{p}}^2$ сдвигается, изменяется значение химического потенциала сверхпроводника $\mu = \mu_s$. Однако, распределение квазичастиц $f_{\mathbf{p}}$ (в смысле вероятности заполнения состояний) останется неизменным [9], а значит, не изменится и щель Δ .

Таким образом, изменение химического потенциала сверхпроводника приводит к перераспределению частиц относительно нового состояния. Энергия квазичастицы $E_{\mathbf{p}} = \sqrt{\xi_{\mathbf{p}}^2 + \Delta^2}$ и ее заряд $q_{\mathbf{p}} = \xi_{\mathbf{p}} / E_{\mathbf{p}}$ определяются теперь через параметр $\xi_{\mathbf{p}} = \frac{p^2}{2m} - \mu_s$. Ветви спектра возбуждения симметричны теперь относительно нового μ_s , а заполнение квазичастицами импульсных состояний по-прежнему, симметрично относительно $\frac{p_F^2}{2m}$. Возникает разбаланс квазичастичного заряда Q_n .

Для простоты сначала можно обсудить случаи, когда параметр порядка не подавляется возмущениями. Это состояния, когда симметричная часть отклонения от равновесия функции распределения возбуждений отсутствует, т.е. изменение заселенности электроноподобной ветви спектра возбуждений происходит за счет изменения заселенности дырочноподобной ветви. Значит, изменения щели, связанного с конечным изменением суммарной заселенности спектра не происходит. Это справедливо в случае, когда возмущающим фактором является инжекция в сверхпроводник малых плотностей тока нормальных возбуждений.

Распределение квазичастиц по энергиям $f(E_p)$ при разбалансе не будет удовлетворять функции Ферми. Однако, если энергию по-прежнему отсчитывать от $\mu_n = \frac{p_F^2}{2m}$, то распределение равновесное, фермиевское. μ_n условно можно назвать химическим потенциалом нормальной компоненты. В равновесии $\mu_n = \mu_s$.

При протекании электрического тока через NS -границу часть нормальных возбуждений, переносящих ток в нормальном металле, проникает в сверхпроводник. Вблизи NS -границы на некоторой характерной длине λ_Q превращения тока нормальных возбуждений в сверхток возникает область с конечным нескомпенсированным зарядом квазичастиц. Это приводит к изменению заряда сверхкомпоненты, т.е. к отклонению химического потенциала сверхпроводника μ_s от значения $\frac{p_F^2}{2m}$. При удалении от NS -границы заряда разбаланс заряда и сдвиг μ_s уменьшаются. Таким образом, на длине релаксации разбаланса заряда λ_Q существует градиент химического потен-

циала сверхпроводника $\nabla\mu_s$.

В стационарном режиме в сверхпроводнике нет градиента электрохимического потенциала, приводящего к ускорению сверхкомпоненты:

$$\nabla\phi = \nabla(\mu_s + e\varphi) = 0;$$

где $\nabla\mu_s = -e\mathbf{E}$.

Следовательно, в сверхпроводнике вблизи токнесущей NS -границы существует электрическое поле, спадающее на длине $\sim \lambda_Q$. Значит, наличие разбаланса вблизи границы можно обнаружить экспериментально, либо измеряя избыточное сопротивление NS -границы, связанное с проникновением продольного поля E , либо фиксируя разности электрохимических потенциалов $\phi_s - \phi_n$ в этой области сверхпроводника.

2 Механизмы релаксации зарядового разбаланса

Тинкхам [3, 4] ввел время релаксации электронно-дырочного разбаланса τ_Q и рассмотрел его основные механизмы. Рассматривается симметричная неравновесная ситуация; энергия квазичастиц порядка от приложенного напряжения: $\xi \sim eV \ll \Delta$.

В сверхпроводящем состоянии заряд квазичастиц Q_n может релаксировать либо за счет рассеяния возбуждений с одной ветви на другую, либо путем уничтожения или рождения пары возбуждений на одной и той же ветви. Это сопровождается и изменением заряда сверхкомпоненты. Из теории БКШ следует, что вероятности таких процессов определяются [4] выражениями $(u_p u_{p'} - v_p v_{p'})^2$ для межветвевое рассеяния и $(v_p u_{p'} + u_p v_{p'})^2$ для уничтожения двух возбуждений.

2.1 Процессы андреевского отражения

Такие процессы [5] приводят к превращению тока нормальных возбуждений в сверхпроводящий ток в области пространственной неоднородности параметра порядка $\Delta(r)$. На Рис. 4 схематически показан процесс андреевского отражения в случае пространственной неоднородности $\Delta(x)$ на длине $\sim \xi(T)$ вблизи NS -границы. Рассмотрим подщелевое возбуждение ($E < \Delta_\infty$), имеющее скорость $\mathbf{v} = \partial E / \partial \mathbf{p}$ и заряд $q = u_p^2 - v_p^2$, которое движется из N -области в S -область. Попадая в сверхпроводящую область с конечной, но поначалу малой щелью, возбуждение начинает «тормозить» и уменьшать свой заряд. В точке, соответствующей $\Delta(x) = E$, квазичастица с нулевым зарядом остановится, перейдет на другую ветвь спектра и начнет двигаться в обратном направлении. Так что в нормальную область вернется возбуждение с противоположным знаком, а ток через границу в N -области будет переноситься парой возбуждений с противоположными знаками скорости и заряда, которые передадут в S -область удвоенный заряд сверхпроводящим парам.

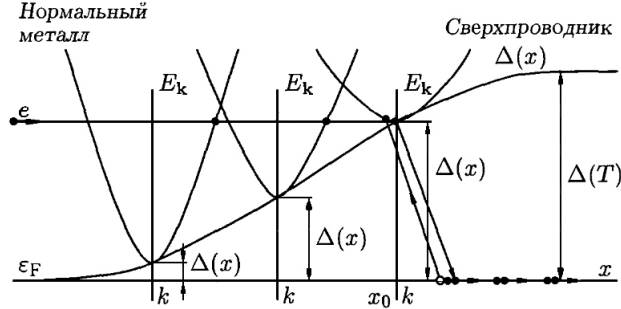


Рис. 4: Схематическое изображение андреевского отражения квазичастиц на NS -границе.

Передача заряда от нормальной компоненты сверхпроводящей происходит во всей области $\sim \xi(T)$ изменения щели, т.к. изменение заряда квазичастицы q_p может происходить только за счет передачи заряда сверхкомпоненте. Частичное изменение заряда в области $\xi(T)$ происходит и для надщелевых квазичастиц с энергией $\Delta_\infty < E < 2\Delta_\infty$, проникающих в сверхпроводник. Действительно, если рассмотреть падение такого электронного возбуждения на NS -границу в виде волновой функции $\psi_0 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \exp(ik_+x)$, то волновая функция отраженной квазичастицы (дырки) будет иметь вид $\psi_{ref} = A \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \exp(-ik_-x)$, а прошедшее в сверхпроводник возбуждение будет иметь как электронную, так и дырочную компоненты: $\psi_{tr} = B \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} \exp(ixx)$. Считая импульсы $\sim k_F$, можно легко получить, что вероятность андреевского отражения для надщелевой частицы равна $a^2 = |u/v|^2$. Таким образом, за счет описанных процессов на NS -границе возникает скачок электрического поля $E_N - E_S$. Оставшееся поле E_S спадает на характерной длине $\lambda_Q = v_F\tau_Q$.

Представленные выше рассуждения проводились для случая чистого сверхпроводника для простоты и наглядности, но могут быть отнесены и на грязный случай. Итак, в грязном сверхпроводнике $\tau\Delta \ll \hbar$ за счет частых упругих столкновений волновая функция электрона представляет собой суперпозицию импульсных волновых функций $\psi = \sum_p \varphi_p$. Куперовскую пару образуют два состояния ψ_n и $\psi_{n'}$, преобразующиеся друг в друга при обращении времени [6]. Возмущения, подавляющие сверхпроводимость, снимают вырождение этих состояний. В случае грязных сверхпроводников все такие возмущения (наличие магнитных примесей, магнитного поля, тока сверхтекучей компоненты, а также градиента параметра порядка) можно характеризовать распаривающим фактором α [7, 8]. Де Жен и Маки ввели обобщенное время распаривающих процессов $\tau_s = \hbar/2\alpha$. В работе [7]

получены следующие выражения для распаривающего фактора:

$$\alpha = DeH/C$$

— для массивного сверхпроводника 2 рода в вихревом состоянии и в тонкой пленке в перпендикулярном поле H ;

$$\alpha = \frac{De^2H^2d^2}{6\hbar C^2}$$

— в тонкой пленке в параллельном поле H .

Согласно Маки и Де Жену, распаривающие возмущения по влиянию на T_c эквивалентны магнитным примесям, а значит, будут также ускорять релаксацию зарядового разбаланса. В случае слабого распаривания ($\alpha \ll 2\pi k_B T_c$)

$$k_B (T_{c0} - T_c) = \frac{\alpha\pi}{4}.$$

2.2 Парамагнитные примеси

Отметим, что куперовская пара состоит из двух электронов, у которых антипараллельны не только импульсы, но и спины. Поэтому интересно рассмотреть процессы рассеяния на парамагнитных примесях, которые сопровождаются переворотом спина. Это процессы типа 2 (Рис. 5), происходят с изменением заряда. Характерные времена такого рассеяния с переворотом спина $\tau_s = \hbar/2\alpha$ [10] связаны с энергетическим интервалом α расщепления уровней, вырожденных по направлению спина в отсутствие магнитных примесей. Следовательно, в присутствии парамагнитных примесей работает дополнительный механизм релаксации заряда. Впервые релаксация разбаланса на парамагнитных примесях описана Шмидом и Шеном в [20].

2.3 Обменное взаимодействие

Все распаривающие взаимодействия, нарушающие симметрию относительно обращения времени, ускоряют релаксацию разбаланса [10]. Обменное взаимодействие является распаривающим фактором, т.к. стремится развернуть спины пары в одном направлении. В [21] показано, что диффузия (а также инжекция) спин-поляризованных носителей создают в немагнитном металле «наведенное обменное» поле, которое, как мы покажем ниже на основе наших результатов, также ускоряют релаксацию зарядового разбаланса квазичастиц в сверхпроводнике.

2.4 Упругое рассеяние на немагнитных примесях

Тинкхам [4] показал, что такое рассеяние частотой $1/\tau$ (τ — время упругого рассеяния на немагнитных примесях) в случае изотропной щели не приводит к релаксации заряда. Рассмотрим такой процесс в чистом случае

($\tau\Delta \gg \hbar$). На Рис. 5 показаны два возможных упругих ($E_p = const$) процесса рассеяния из состояния \mathbf{p} в состояние \mathbf{p}' . В случае изотропной щели (без тока) $|\mathbf{p}| = |\mathbf{p}'|$ и переходы типа 1 происходят без изменения заряда q_p . Переходы типа 2 имеют нулевую вероятность, т.к. $u_{\mathbf{p}} = v_{\mathbf{p}'}$, $u_{\mathbf{p}} = v_{\mathbf{p}'}$, а следовательно, $(u_p u_{p'} - v_p v_{p'})^2 = 0$.

В случае анизотропной щели [4] в процессе упругого рассеяния \mathbf{p} и \mathbf{p}' в общем случае не равны при сохранении E_p , т.к. спектр различен для разных направлений импульса. Значит, $u_{\mathbf{p}} \neq v_{\mathbf{p}'}$, $v_{\mathbf{p}} \neq u_{\mathbf{p}'}$ и процессы типа 2 имеют ненулевую вероятность, а значит, как и процессы типа 1, в анизотропном случае приводят к релаксации заряда.

Такая ситуация, впервые рассмотренная Галайко, имеет место в присутствии сверхтекучей скорости \mathbf{v}_s [11], даже в случае изотропного модуля параметра порядка. В токовом состоянии энергия квазичастиц имеет вид [12]:

$$E_p = \sqrt{\xi_p^2 + \Delta^2} + \mathbf{p} \cdot \mathbf{v}_s.$$

В этом случае щель в спектре квазичастиц $\Delta + \mathbf{p} \cdot \mathbf{v}_s$ зависит от угла между импульсом квазичастицы \mathbf{p} и сверхтекучей скоростью \mathbf{v}_s .

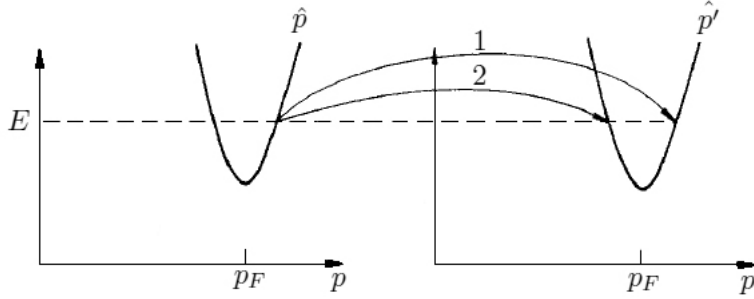


Рис. 5: Процессы упругого рассеяния квазичастиц на примесях (в отсутствие сверхтекучей скорости \mathbf{v}_s).

3 Модель Джозефсоновского SNS -перехода в случае инъекции квазичастиц

Неравновесные процессы в сверхпроводнике, включая конверсию потока квазичастиц в ток куперовских пар, можно описывать с помощью эквивалентной схемы, введенной Кадином, Смитом и Скочполом (КСС) [9] для объяснения поведения центра проскальзывания фазы. Каплуненко, Рязанов и Шмидт упростили метод КСС [13] для случая низких частотных процессов и расширили на случай потока неравновесных квазичастиц через джозефсоновский SNS -контакт.

Итак, в исследуемых структурах эквивалентную схему SNS -перехода можно представить в виде параллельно соединенных нормального сопротивления R_0 и джозефсоновского элемента [1]. Индуктивностью и емкостью такого джозефсоновского перехода можно пренебречь, так как это структура с отсутствием накопления заряда на сверхпроводящих берегах и низкими характерными джозефсоновскими частотами f_c , которые определяются малыми характерными джозефсоновскими напряжениями:

$$V_c = \Phi_0 f_c = I_c R_0,$$

где Φ_0 — квант магнитного потока, I_c — критический ток перехода. Будем предполагать, что зависимость бездиссипативного тока от разности фаз φ на берегах (ток-фазовое соотношение, ТФС) имеет классический вид первого джозефсоновского уравнения (пренебрежем высшими гармониками ТФС):

$$I = I_c \sin \varphi.$$

Сверхпроводящие берега в неравновесном случае квазичастичной инъекции необходимо рассматривать как двухпроводную («двухжидкостную») линию [9, 14] (см. Рис. 6). Резистивная линия представляет собой канал для нормального тока I_n , бездиссипативная — для тока конденсата I_s . Релаксация заряда неравновесных квазичастиц и, наоборот, возникновение одноэлектронных возбуждений (квазичастиц) в этой модели описывается током, текущим между этими двумя линиями через проводимость G . Сопротивление единицы длины в нормальном состоянии обозначим R . Длину сверхпроводящих берегов будем считать бесконечной. В реальном эксперименте длины левого и правого берегов составляли примерно 8 мкм, т.е. значительно больше длины λ_Q и расстояния d от инжектора до джозефсоновского перехода.

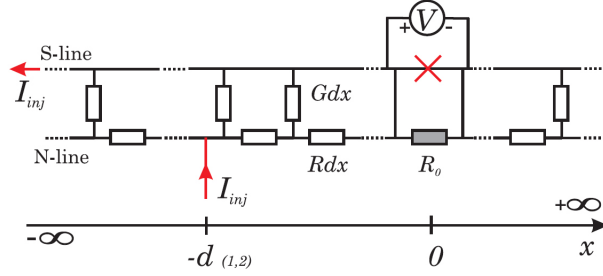


Рис. 6: Эквивалентная схема, использованная в расчетах. Центральная часть — джозефсоновский переход (обозначена крестом), R_0 — сопротивление слабой Си-связи, d — расстояние между инжектором и переходом.

Впервые такая структура в нелокальном эксперименте при квазичастичной инжекции без спиновой поляризации инжектируемых одночастичных возбуждений была изучена в [13] на многослойных джозефсоновских SN -структурах. Для такой системы можно записать уравнения Кирхгофа в каждом сверхпроводящем берегу:

$$\begin{cases} -\frac{dU(x)}{dx} = R \cdot I_n(x), \\ -\frac{dI_n(x)}{dx} = G \cdot U(x), \\ I_n(x) + I_s(x) = const. \end{cases}$$

Отсюда легко получить уравнение на ток:

$$\frac{d^2 I_n(x)}{dx^2} - \lambda_Q^{-2} I_n(x) = 0, \quad (1)$$

где $\lambda_Q = (RG)^{-1/2}$ — величина, имеющая смысл длины конверсии квазичастиц в пары (длины релаксации разбаланса).

Примем координату джозефсоновского перехода $x = 0$, инжектора — $x = -d$. Из-за андреевского отражения на SN -границе ток I_{inj} , проходящий через ферромагнитный инжектор разделяется на нормальную и сверхпроводящую компоненты. Поэтому введем коэффициент $\beta = I_{n,inj}/I_{inj}$ для учета части инжектированных квазичастиц, не конвертированных в пары вследствие андреевского отражения на границе инжектор-сверхпроводник. Напишем соответствующие граничные условия:

$$\begin{aligned} I_n(x = -0) &= I_n(x = +0), \\ I_n(x = -d + 0) + I_s(x = -d + 0) &= 0, \\ I_s(x = -d - 0) + I_n(x = -d - 0) &= -I_{inj}, \\ I_s(x = -d - 0) &= I_s(x = -d + 0) - (1 - \beta) I_{inj}, \\ U(x = -d - 0) &= U(x = -d + 0), \\ U(x = +0) - U(x = -0) - V + I_n(x = 0) R_0 &= 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь первое уравнение — уравнение непрерывности тока, текущего через N -линию в джозефсоновском переходе; второе и третье описывают сохранение полного тока; четвертое — уравнение непрерывности тока в инжекторе ($x = -d$). $U(x) = -\frac{1}{G} \frac{dI_n}{dx}$ — это разность между химпотенциалами нормальной и сверхпроводящей компонент, что равно разности потенциалов между N - и S -линиями. В последнем уравнении $V = \frac{\hbar}{2e} \dot{\varphi}$ — разность электрохимических потенциалов на джозефсоновском переходе. Итак, решая уравнение для тока (1), дополненное граничными условиями (2) можно получить следующее уравнение:

$$\frac{\hbar}{2e\tilde{R}} + I_c \sin \varphi = -\frac{R\lambda_Q \beta I_{inj} e^{-d/\lambda_Q}}{\tilde{R}}, \quad (3)$$

где $\tilde{R} = R_0 + 2R\lambda_Q$. Из уравнения (3) можно получить значение критического тока инжекции I_c^{inj} :

$$\frac{I_c}{I_c^{inj}} = \frac{R\beta\lambda_Q e^{-d/\lambda_Q}}{\tilde{R}}. \quad (4)$$

Далее можно исключить параметр β из расчетов и получить из (4) формулу

$$\lambda_Q = \frac{d_L - d_R}{\ln \left(I_{cL}^{inj} / I_{cR}^{inj} \right)}. \quad (5)$$

Часть II

Приготовление наноструктур и методика измерений

4 Приготовление образцов

Приготовление многотерминальных структур с инжекторами требует создания планарных структур, в которых размер барьера задается латеральными размерами нормального слоя (~ 200 нм) между сверхпроводящими берегами-подводами в планарном *SNS*-переходе. Изготовление планарных структур с такими размерами требует использования электронной литографии. В частности, в данной работе были изготовлены субмикронные планарные мостики (Рис. 7) при помощи электронной литографии на двойном резисте и последующего теневого осаждения [15].

Экспериментальный образец, изготовленный Т.Е. Голиковой в университете Карлсруэ, был сделан за один вакуумный цикл в высоковакуумной установке. Для формирования полоски нормального металла на подложку из оксидированного кремния осаждался тонкий слой меди ($d_n = 30$ нм), а затем под другим углом — слой алюминия толщиной $d_s = 100$ нм. В итоге получился джозефсоновский переход Al-Cu-Al. Затем напылялись инжекторы из железа.

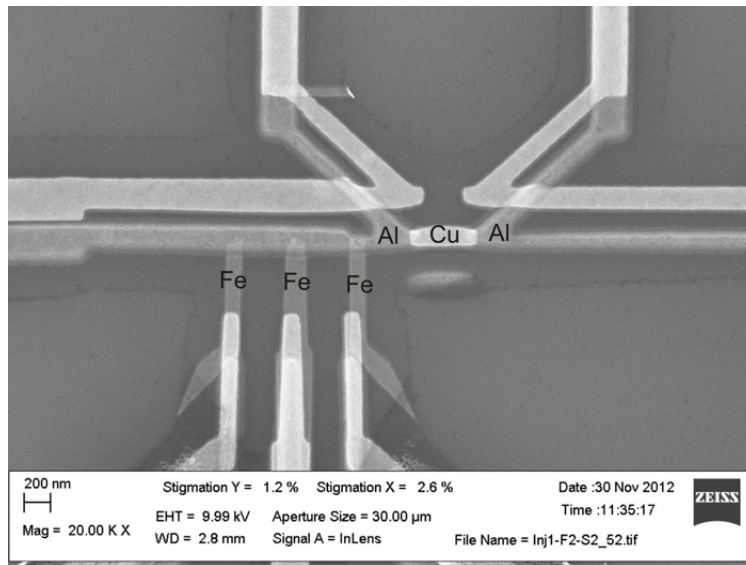


Рис. 7: Микрофотография образца, использовавшегося в эксперименте, полученная на сканирующем электронном микроскопе.

4.1 Описание вставки He-3

Для низкотемпературных измерений в данной работе использовалась вставка He-3 Oxford Instruments HelioxVL, позволяющая проводить измерения при температурах от 20 до 0,25 К. Держатель образца помещается внутрь т.н. внутренней вакуумной камеры — inner vacuum chamber или IVC. Помимо IVC, основными элементами вставки являются (см. Рис. 9) объем He-3, к которому подсоединен держатель, 1-градусная камера, сорбционный насос, игольчатый вентиль. После установки образца на держатель, производится откачка внутренней вакуумной камеры и напуск в нее малого объема обменного газа (He-4). Затем вставка погружается в дьюар с He-4.

После охлаждения до температуры жидкого He-4 у вставки имеется два режима работы (см. Рис. 8). В режиме реконденсации He-3 температура сорбционного насоса $\approx 30\text{K}$ (которая достигается с помощью нагревателя) и он освобождается от He-3, который конденсируется около 1-градусной камеры и собирается в специальном объеме. Затем в режиме откачки He-3 (при температуре сорбционного насоса $< 3\text{K}$) из объема He-3 производится непрерывная откачка паров. Регулировка температуры сорбционного насоса и 1-градусной камеры также производится с помощью игольчатого вентиля.

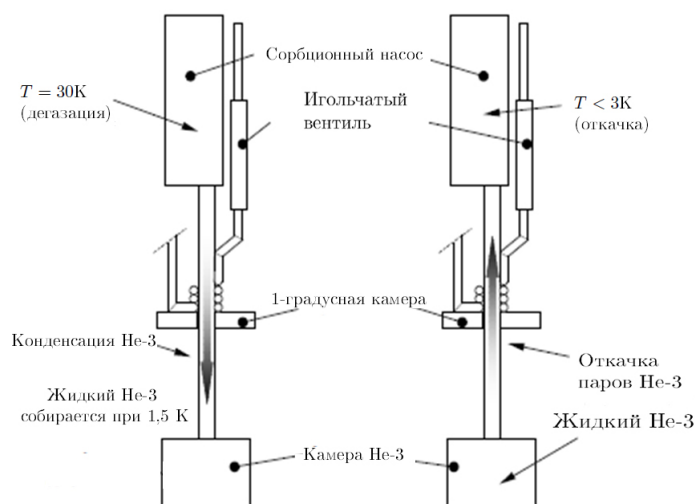


Рис. 8: Принцип работы вставки He-3.

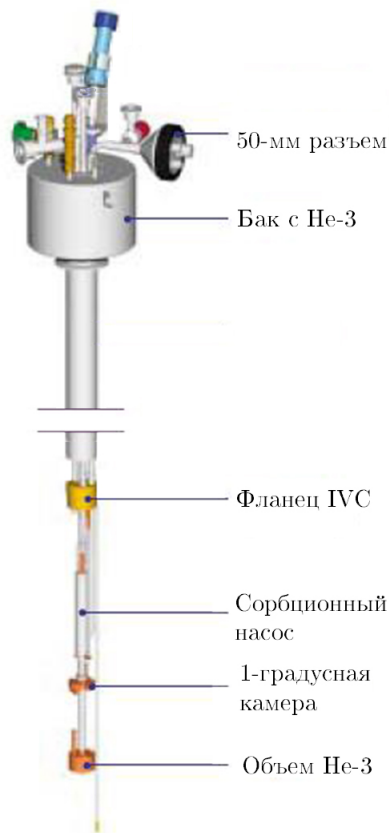


Рис. 9: Устройство вставки He-3.

4.2 Описание измерений

В данной работе проводились измерения вольт-амперных характеристик (схема измерения на Рис. 10) образцов по локальной и нелокальной схемам (см. Рис. 11) с разными расстояниями от инжекторов до *SNS*-перехода.

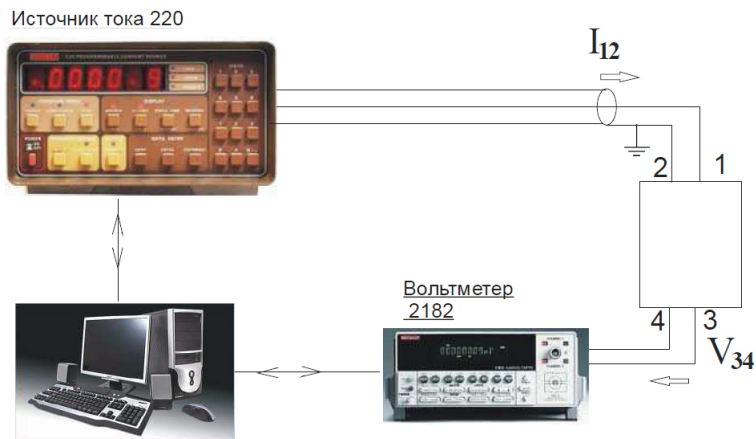


Рис. 10: Схема для измерений вольт-амперных характеристик.

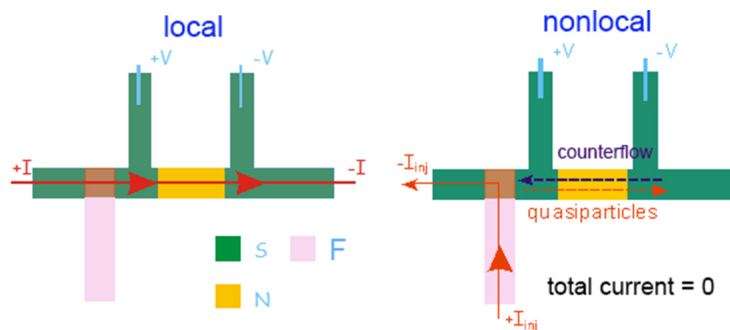


Рис. 11: Схема измерений по локальной (слева) и нелокальной (справа) схемам.

С источника тока Keithley 224 подается ток, который пропускается через контакты 1 и 2 образца. Вольтметром Keithley 2182 снимается разность потенциалов между контактами 3 и 4. Источник тока и вольтметр через GPIB-разъемы подсоединены к компьютеру, на котором строится ВАХ.

На данные, получаемые при таких измерениях, при малых значениях тока и напряжения, сильно влияют шумы. Для подавления электромагнитных шумов применялись RC-фильтры, установленные на DC-измерительных линиях непосредственно перед образцом. Параметры фильтров: $R(T_{\text{комн}}) = 1 \text{ кОм}$, $C(T_{\text{комн}}) = 100 \text{ мкФ}$, $R(0,3\text{К}) = 2 \text{ кОм}$, $C(0,3\text{К}) = 2,8 \text{ мкФ}$.

После получения рабочей температуры (0,3К) образца во вставке и проверки работы измерительных приборов, измерения проводились с помощью программ, написанных в пакете LabView.

Часть III

Экспериментальная часть

5 Полученные результаты

Были проведены серии измерений вольт-амперных характеристик по локальной и нелокальной схемам подключения. Исследуемый образец имел 3 инжектора из ферромагнитного железа, располагавшихся на расстоянии 0,41 мкм, 0,86 мкм и 1,31 мкм от SNS -перехода. Полоски инжекторов были однодоменными, что проверялось в [21] с помощью сканирующего микроскопа магнитных сил. Поэтому инжекторы обеспечивали поток спинполяризованных квазичастиц. Схема подключения образца представлена на Рис. 12. Измерения удалось провести с дальним и ближним по отношению к переходу инжекторами.

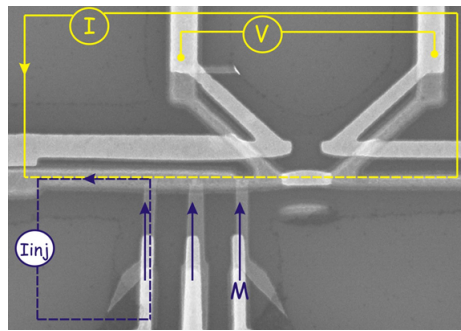


Рис. 12: СЭМ-изображение многотерминального джозефсоновского контакта Al-Cu-Al с тремя Fe инжекторами, подключенными к левому сверхпроводящему берегу. Локальная схема обозначена желтой сплошной линией, нелокальная — синей прерывистой.

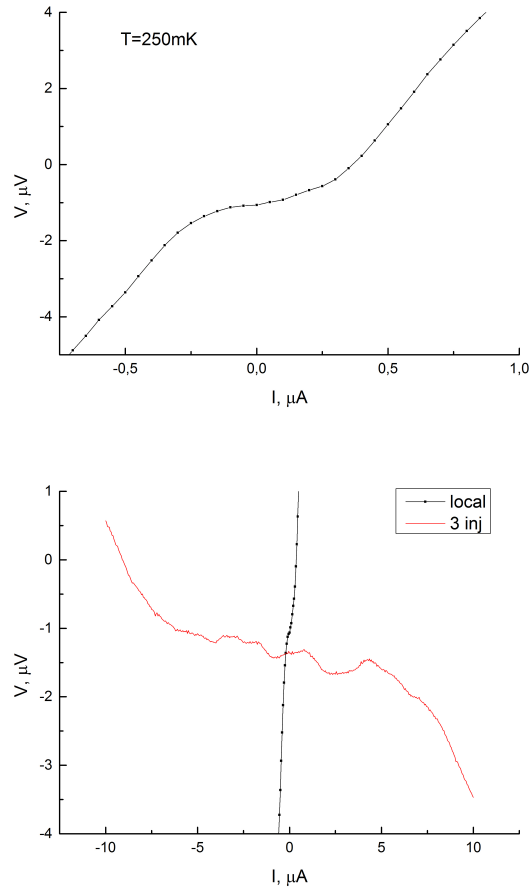


Рис. 13: Сверху: вольт-амперная характеристика в локальной схеме подключения. Снизу: ВАХ в локальной и нелокальной схемах, выбран удобный для сравнения масштаб.

Сопротивление джозефсоновского перехода R_0 определялось по наклону линейной части вольт-амперной характеристики SNS -перехода (см. Рис. 14). Отдельно измерялось сопротивление алюминиевых проводов выше температуры сверхпроводящего перехода $T = 1,2\text{K}$, когда сверхпроводник находится еще в нормальном состоянии. Измеренное значение сопротивления делилось на длину провода, и получалось соответствующее погонное значение. Длины подводов и расстояния до инжекторов измерялись по СЭМ-изображениям образцов, полученных в университете Карлсруэ сразу после изготовления.

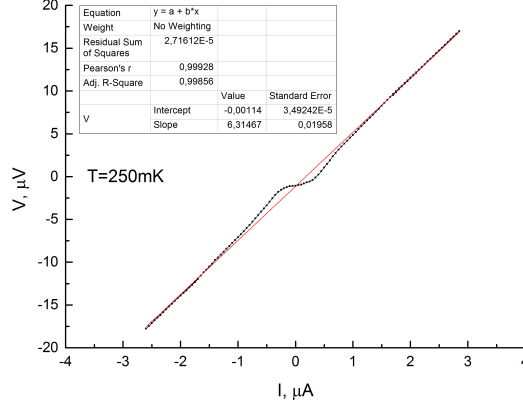


Рис. 14: К определению R . Красная прямая аппроксимирует ВАХ перехода при $|I| \gg I_c$, а ее наклон определяет значение R .

Критические токи для локальной и нелокальной схем также определялись из графиков согласно формуле

$$V = R\sqrt{I^2 - I_c^2}.$$

Значения критических токов из инжекторов отличались от значения критического тока в 20–30 раз. Для расчета длины релаксации зарядового разбаланса λ_Q использовалось выражение (5). Затем, используя полученное значение λ_Q и отношения критических токов каждого из инжекторов к критическому току в локальной схеме, по формуле (4) можно вычислить коэффициенты β . Полученные данные собраны в Табл. 1.

I_c , мкА	I_{cL}^{inj} , мкА	I_{cR}^{inj} , мкА	d_L , мкм	d_R , мкм
0,25	6,9	5	1,31	0,41
R_0 , Ом	R , Ом/мкм	λ_Q , мкм	β_L	β_R
6,3	1	2,8	0,259	0,258

Таблица 1: Сводные результаты

6 Обсуждение результатов

Итак, длина релаксации зарядового разбаланса $\lambda_Q = 2,8$ мкм в эксперименте с инъекцией спин-поляризованных квазичастиц оказалась значительно меньше величины, полученной в аналогичном эксперименте [16] с нормальным инжектором — более 5 мкм.

Как обсуждалось в разделе 2.3 литературного обзора, распаривающие взаимодействия, нарушающие симметрию относительно обращения времени, ускоряют релаксацию разбаланса. Обменное взаимодействие является распаривающим фактором, поскольку старается развернуть спины пары в одном направлении. Как показано в работе [21], диффузия, а тем более инъекция спин-поляризованных квазичастиц создает дополнительное распаривание, связанное с наведенной обменной энергией. Это можно понять на качественном уровне. Куперовская пара состоит из двух электронов с противоположными знаками импульса и спина, т.е. с характеристиками, переходящими друг в друга при обращении знака времени. В случае появления распаривающего фактора (например, обменного поля) происходит разрушение пары, связанное, например с тем, что спины поворачиваются в одном направлении под влиянием обменного поля. В случае релаксации разбаланса, наоборот, необходимы процессы перерасеяния, перебрасывающие квазичастицы между двумя зарядовыми и спиновыми подзонами, которые, как и в случае андреевского отражения, ведут к конверсии квазичастиц в куперовские пары.

Часть IV

Заключение

- Освоена методика низкотемпературного ($T \sim 0,3\text{K}$) эксперимента с использованием He-3 вставки.
- Проведены транспортные низкотемпературные измерения планарных субмикронных структур с джозефсоновскими SNS -переходами и инжекторами спин-поляризованных квазичастиц из ферромагнетика.
- Исследовано нелокальное напряжение, возникающее на SNS -переходе при инжекции спин-поляризованных квазичастиц из ферромагнитного инжектора. Полученная величина длины релаксации зарядового разбаланса спин-поляризованных частиц оказалась заметно меньше соответствующей длины для квазичастичного тока без спиновой поляризации. Наблюдаемый эффект связывается с появлением дополнительного распаривающего фактора, обусловленного возникновением наведенного обменного поля в сверхпроводнике.

Список литературы

- [1] Шмидт В.В., Введение в физику сверхпроводников, М, МНЦМО (2000)
- [2] J. Bardeen, L.M. Cooper, J.R. Schrieffer, Phys. Rev. 108, 1175 (1957)
- [3] M. Tinkham, J. Clarke, Phys. Rev. Lett. 28, 1366 (1972)
- [4] M. Tinkham, Phys. Rev. B 6, 1747 (1972)
- [5] А.Ф. Андреев, ЖЭТФ 46, 1823 (1964)
- [6] P.W. Anderson, J. Phys. Chem. Solids 11, 26 (1959)
- [7] Maki, R.D. Parks (ed.) Superconductivity, chap. 18, N.Y., Marcel Decker (1969)
- [8] М. Тинкхам, Введение в сверхпроводимость, гл. 8., М., Атомиздат (1980)
- [9] A.M. Kadin, L.N. Smith, W.J. Skocpol, J. Low Temp. Phys. 38, 497 (1980)
- [10] C.J. Pethick, H. Smith, J. Phys. C: Solid State Phys. 13, 6313 (1980)
- [11] В.П. Галайко, ЖЭТФ 71, 273 (1976)
- [12] А.Г. Аронов, В.Л. Гуревич, ФТТ 16, 2656 (1974)
- [13] В.К. Каплуненко, В.В. Рязанов, В.В. Шмидт, ЖЭТФ 89, 1389 (1985)
- [14] M.L. Yu, J.E. Mercereau, Phys. Rev. B 12, 4909 (1975)
- [15] Т.Е. Голикова et al., Письма в ЖЭТФ 96, 743 (2012)
- [16] Т.Е. Golikova et al., Phys. Rev. B 89, 104507 (2014)
- [17] Ya.V. Fominov, N.M. Chtchelkatchev, A.A. Golubov, Phys. Rev. B 66, 014507 (2002)
- [18] J. Bass, W.P. Pratt Jr, J. Phys.: Condens. Matter, 19, 183201 (2007)
- [19] F. Huebler et al., Phys. Rev. B 81, 184524 (2010)
- [20] A. Schmid, G. Schoen, J. Low Temp. Phys. 20, 207 (1975)
- [21] Т.Е. Golikova et al., Phys. Rev. B 86, 064416 (2012)