

Министерство образования и науки Российской Федерации  
Московский физико-технический институт (государственный  
университет)

Физтех-школа физики и исследований им. Ландау  
Кафедра Физики и технологии наноструктур  
Лаборатория Тпологических квантовых явлений в сверхпроводящих  
системах

Выпускная квалификационная работа бакалавра

## Исследование планарных джозефсоновских структур с наведенным обменным полем

**Автор:**

Студент 929 группы  
Стадник Эдуард Александрович

**Научный руководитель:**

Доктор физикоматематических наук  
Столяров Василий Сергеевич

**Соруководитель:**

Полевой Константин Борисович



Москва 2023

## Аннотация

Исследование планарных джозефсоновских структур с наведенным обменным полем

*Стадник Эдуард Александрович*

Изготовлен и исследован планарный джозефсоновский контакт на подложке из магнитного изолятора. Продемонстрирована принципиальная возможность создать джозефсоновский контакт с измеримыми критическими токами на подложке из ферромагнитного материала микронной толщины. Была измерена зависимость критического тока от температуры. В результате сравнения экспериментальных данных с данными референсного SNS контакта и анализа зависимости с учётом известной теории, сделано предположение о наблюдении в системе температурного  $0 - \pi$  перехода.

## Abstract

Research of planar Josephson junctions with induced exchange field

A planar Josephson junction has been fabricated and researched. The non-monotonic dependence of critical current on temperature has been observed. As a result of comparison of experimental data with a reference SNS Josephson junction data and  $I_c(T)$  dependence analysis, taking into account known theory on subject, we assume to have observed a temperature-induced  $0 - \pi$  transition in described structure.

# Оглавление

<b>1</b>	<b>Введение</b>	<b>2</b>
1.1	Сверхпроводимость . . . . .	2
1.2	Теория Гинзбурга-Ландау . . . . .	2
1.3	Теория БКШ . . . . .	3
1.4	Уравнения Узаделя . . . . .	4
1.5	Эффект близости . . . . .	4
1.5.1	Эффект близости на SN границе . . . . .	4
1.5.2	Эффект близости на SF границе . . . . .	5
1.6	Эффекты Джозефсона и джозефсоновские контакты . . . . .	7
1.6.1	Стационарный и нестационарный эффекты Джозефсона . . . . .	7
1.6.2	SIS и SNS контакты . . . . .	8
1.7	$\pi$ -контакт и $0 - \pi$ -переход . . . . .	8
1.8	SNS контакт на подложке из магнитного изолятора - постановка задачи	9
<b>2</b>	<b>Эксперимент</b>	<b>12</b>
2.1	Изготовление образца . . . . .	12
2.1.1	Напыление . . . . .	12
2.1.2	Литография . . . . .	14
2.2	Подготовка к измерениям . . . . .	17
2.3	Измерения и обработка данных . . . . .	18
<b>3</b>	<b>Обсуждение результатов</b>	<b>19</b>

# Глава 1

## Введение

### 1.1 Сверхпроводимость

Явление сверхпроводимости было обнаружено в начале 20 века (Камерлинг-Оннес, 1911) и заключается оно в исчезновении сопротивления некоторых материалов при их охлаждении ниже критической температуры. Затем было обнаружено, что помимо отсутствия сопротивления (как в гипотетическом идеальном проводнике), сверхпроводники проявляют абсолютный диамагнетизм, т.е. выталкивают из себя магнитное поле, пока то ниже некоторого критического значения (эффект Мейсснера-Оксенфельда). Помимо этого, сверхпроводники проявляют и квантовые свойства на макроскопическом уровне (такие как, например, квантование магнитного потока в сверхпроводящем кольце), что побудило рассматривать сверхпроводимость как квантовое явление. [1]

### 1.2 Теория Гинзбурга-Ландау

Первой квантовой феноменологической теорией сверхпроводимости была теория Гинзбурга-Ландау, которая описала переход в сверхпроводящее состояние, как фазовый переход второго рода, параметром порядка в котором является  $\Psi$  - волновая функция сверхпроводящих электронов.

$$\Psi(r) = \sqrt{n_s(r)}e^{i\Theta(r)} \quad (1.1)$$

где  $n_s$  - плотность сверхпроводящих электронов,  $\Theta(r)$  - фаза сверхпроводника

Тогда разложение плотности свободной энергии Гиббса сверхпроводника по степеням  $\Psi$  в присутствии внешнего магнитного поля вблизи температуры перехода ( $T_c$ ) имеет вид :

$$G_s = G_n + \alpha|\Psi|^2 + \frac{\beta}{2}|\Psi|^4 + \frac{1}{4m}|\mathbf{p} - i\hbar\nabla\Psi - \frac{2e}{c}\mathbf{A}\Psi|^2 + \frac{H^2}{8\pi} - \frac{\mathbf{H}\mathbf{H}_0}{4\pi} \quad (1.2)$$

Здесь  $G_n$  - плотность свободной энергии в нормальном состоянии,  $\mathbf{H}_0$  - напряжённость внешнего магнитного поля,  $H$  - точное микроскопическое поле в данной точке сверхпроводника. Слагаемое с градиентным членом - плотность кинетической энергии носителей сверхтока (импульс изменён с учётом движения в поле векторного потенциала  $\mathbf{A}$ ). Минимизируя  $G_s$  методом вариации по  $\Psi^*$  и  $\mathbf{A}$  после преобразований можно получить уравнения Гинзбурга-Ландау.

1-е ур-е ГЛ и граничное условие к нему (здесь  $\mathbf{n}$  - единичный вектор нормали к поверхности сверхпроводника) :

$$\alpha\Psi + \beta\Psi|\Psi|^2 + \frac{1}{4m}(i\hbar\nabla + \frac{2e}{c}\mathbf{A})^2\Psi = 0 \quad (1.3)$$

$$(i\hbar\nabla + \frac{2e}{c}\mathbf{A})\mathbf{n} = 0 \quad (1.4)$$

2-е ур-е ГЛ :

$$\mathbf{j}_s = -\frac{i\hbar e}{2m}(\Psi^*\nabla\Psi - \Psi\nabla\Psi^*) - \frac{2e^2}{mc}|\Psi|^2\mathbf{A} \quad (1.5)$$

Перейдя к безразмерной волновой функции  $\psi(r) = \Psi(r)/\Psi_0$ ,  $\Psi_0^2 = n_s/2 = |\alpha|/\beta$ , с учётом  $\psi = |\psi|e^{i\Theta}$  эти уравнения можно переписать в виде :

$$\xi(i\nabla + \frac{2\pi}{\Phi_0}\mathbf{A})^2\psi - \psi + \psi|\psi|^2 = 0 \quad (1.6)$$

$$\text{rot}(\text{rot}\mathbf{A}) = \frac{|\psi|^2}{\lambda^2}(\frac{\Phi_0}{2\pi}\nabla\Theta - \mathbf{A}) \quad (1.7)$$

,где  $\Phi_0 = \frac{\pi\hbar c}{e}$  - квант магнитного потока.

Здесь введены обозначения :

$$\xi^2 = \frac{\hbar^2}{4m|\alpha|}; \quad \lambda^2 = \frac{mc^2}{4\pi n_s e^2} = \frac{mc^2\beta}{8\pi e^2|\alpha|} \quad (1.8)$$

Эти величины имеют важный физический смысл :  $\xi$  - длина когерентности, характерный масштаб изменения волновой функции сверхпроводника;  $\lambda$  - глубина проникновения, характерный масштаб затухания магнитного поля при углублении в сверхпроводник.

### 1.3 Теория БКШ

В микроскопической теории Бардина-Купера-Шриффера (1957) описан механизм возникновения сверхпроводимости - электрон-фононное взаимодействие. В результате этого взаимодействия, электроны вблизи поверхности Ферми с противоположными квазиимпульсами и спинами притягиваются, образуя связанные состояния - куперовские пары, устойчивые ниже критической температуры. Обладая, в отличие от электронов, нулевым спином, куперовские пары описываются статистикой Бозе-Эйнштейна, а значит способны конденсироваться на нижнем энергетическом уровне, что и приводит к их связанному, когерентному поведению. В результате электрон-фононного взаимодействия притягиваются только электроны в узком слое (толщиной  $2\hbar\omega_D$ , где  $\omega_D$  - Дебаевская частота) вблизи поверхности Ферми. Основное состояние сверхпроводника соответствует распределению электронов, "размазанном" вблизи поверхности Ферми на интервале энергий  $2\Delta_0$ , и имеет энергию (относительно нормального металла) :

$$W = -\frac{1}{2}N(0)\Delta_0^2 \quad (1.9)$$

где  $\Delta_0 = \frac{\hbar\omega_D}{sh(1/N(0)V)}$  Энергетический спектр элементарных возбуждений при этом отделён от уровня энергии основного состояния на величину имеет вид :

$$E_k = \sqrt{\epsilon_k^2 + \Delta_0^2} \quad (1.10)$$

Здесь  $\epsilon_k = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} - \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m}$  - энергия электрона над энергией Ферми.

## 1.4 Уравнения Узаделя

Метод электронных функций Грина для сверхпроводников был предложен Горьковым, который в дополнение к нормальной гриновской функции  $G(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$  ввёл аномальную функцию  $F(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ . Однако, вид решений этих уравнений в общем случае был достаточно сложным и проявлял осцилляционный характер на межатомных масштабах. Поскольку характерные масштабы длин в S/F структурах имеют порядок толщины слоёв или длины когерентности, а они много больше межатомных расстояний. Поэтому, Эйленбергер (1968) [2] и Ларкин и Овчинников (1968) [3] предложили перейти к координатам центра масс  $\mathbf{r} = \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2}$  и записать уравнения на функции Грина, усреднённые по быстрым осцилляциям в относительных координатах, что упростило уравнения Горькова.

В свою очередь, уравнения Узаделя [4] представляют собой модифицированные уравнения Эйленбергера в грязном пределе (т.е. в случае малой длины свободного пробега электрона, что, как правило, выполняется в S/F структурах) на функции  $G(x, \omega)$  и  $F(x, \omega)$ , усреднённые по поверхности Ферми. Более строго, условия для перехода к уравнениям Узаделя можно записать как :  $T_c\tau \ll 1$  и  $h\tau \ll 1$ . Сами же уравнения Узаделя (в присутствии поля) имеют вид :

$$-\frac{D}{2} \left( G(x, \omega, h) \frac{\partial^2}{\partial x^2} F(x, \omega, h) - F(x, \omega, h) \frac{\partial^2}{\partial x^2} G(x, \omega, h) \right) + \quad (1.11)$$

$$+(\omega + ih(x))F(x, \omega, h) = \Delta(x)G(x, \omega, h); \quad (1.12)$$

$$G^2(x, \omega, h) + F(x, \omega, h)F^*(x, \omega, h) = 1 \quad (1.13)$$

Резюмируя, стоит сказать, что подход Узаделя удобнее микроскопической теории, поскольку не требует точного знания всех характеристик S и F металлов и применим на масштабах больше межатомных.

## 1.5 Эффект близости

### 1.5.1 Эффект близости на SN границе

Когда сверхпроводник граничит с нормальным металлом или с ферромагнетиком, куперовские пары могут проникать через границу раздела внутрь несверхпроводящего материала. Эффективно говоря, сверхпроводящие свойства распространяются на приграничный слой металла. Это явление называется эффектом близости и численно описывается длиной когерентности ( $\xi$ ) - характерной глубиной проникновения куперовских пар за границу раздела, или, что суть то же самое, характерным масштабом затухания вещественной части волновой функции сверхпроводника внутри другого материала. Качественно затухание можно объяснить распариванием (разрушением) куперовских пар при проникновении вглубь несверхпроводника. Для нормального металла механизм распаривания тепловой. В случае диффузного движения электронов (диффузный или "грязный" предел) :

$$\tau \approx \frac{\hbar}{k_B T}; \quad \xi_N = \sqrt{D_N \tau_N} \approx \sqrt{\frac{\hbar D_N}{k_B T}} \quad (1.14)$$

, где  $D_N = \frac{lv_F}{3}$  - коэффициент диффузии;  $l$  - длина свободного пробега электронов в нормальном металле;  $v_F$  - скорость Ферми.

Более точно :

$$\xi_N = \sqrt{D_N \tau_N} = \sqrt{\frac{\hbar D_N}{2\pi k_B T}} \quad (1.15)$$

В "чистом"(баллистическом) пределе :

$$\xi_N = \frac{\hbar v_F}{2\pi k_B T} \quad (1.16)$$

Таким образом, волновая функция сверхпроводника  $\Psi$ , проникая в нормальный металл, имеет следующий вид :

$$\Psi(x) = \Psi(0) \exp\left(-\frac{x}{\xi_N}\right) \quad (1.17)$$

Ось  $x$  здесь направлена перпендикулярно границе раздела, вглубь N слоя.

### 1.5.2 Эффект близости на SF границе

Ферромагнетик - вещество с магнитным порядком, который обусловлен наличием обменного взаимодействия. Взаимодействие магнитных моментов со спинами  $\mathbf{S}_i$ , локализованных в узлах кристаллической решётки  $\mathbf{r}_i$  с электроном описывается обменным гамильтонианом :

$$H_{int} = \int d^3r \Psi^\dagger(\mathbf{r}) \left( \sum_i J(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \mathbf{S}_i \sigma \right) \Psi(\mathbf{r}) \quad (1.18)$$

, где  $\Psi(\mathbf{r})$  - оператор спинора электрона,  $\sigma = \{\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z\}$  - матрицы Паули,  $J(\mathbf{r})$  - обменный интеграл.

При температурах ниже температуры Кюри, среднее значение локализованных спинов вдоль некоторого выделенного направления  $\langle S_i^z \rangle$  ненулевое, поэтому можно ввести эффективное Зеемановское поле, которое будет характеризовать обменное взаимодействие :

$$H^{eff} = \frac{n \langle S_i^z \rangle}{\mu_B} \int J(\mathbf{r}) d^3r \quad (1.19)$$

, где  $n$  - концентрация локализованных моментов, а ось  $z$ , разумеется, выбрана вдоль направления магнитного момента. Удобно ввести обменное поле  $h$  размерности энергии как

$$h = \mu_B H^{eff} = s(T) h_0 \quad (1.20)$$

, где  $s(T) = \frac{\langle S_i^z \rangle}{\langle S_i^z \rangle_{T=0}}$  - безразмерная намагничённость, а  $h_0$  - максимальное значение обменного поля при  $T = 0$ . Таким образом, обменное поле  $h$  описывает спинзависящую часть энергии электрона. Поскольку во всех реальных системах обменное поле  $h_0 \gg \Theta, T_c$ , основным механизмом распаривания является уже не тепловой, как в нормальном металле, а парамагнитный, т.е. распаривание в результате действия эффективного обменного поля. Итак, для длины когерентности в ферромагнетике в "грязном" пределе запишем :

$$\xi_F = \sqrt{\frac{\hbar D_F}{h}} \quad (1.21)$$

В "чистом"(баллистическом) пределе :

$$\xi_F = \frac{\hbar v_F}{2\pi k_B T} \quad (1.22)$$

Однако, в сравнении с SN границей, у случая SF есть существенное отличие - затухание функции  $\Psi$  в F слое сопровождается её осцилляциями.

Получить это можно из решения линейризованного уравнения Узаделя :

$$\left( |\omega| + ih \operatorname{sign}(\omega) - \frac{D}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) F(x, \omega) = \Delta(x) \quad (1.23)$$

, где  $\omega = (2n + 1)\pi T$  - Мацубаровские частоты,  $D_F$  - коэффициент диффузии. Записывая уравнение внутри ферромагнетика, положим потенциал спаривания  $\Delta = 0$ , так как механизм спаривания куперовских пар внутри F слоя отсутствует, и пренебрежём Мацубаровскими частотами по сравнению с обменным полем, т.к.  $\hbar \gg T_c$ . Это приводит к уравнению на функцию  $F_f$  внутри ферромагнетика :

$$\left( ih \operatorname{sign}(\omega) F_f - \frac{D_F}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) F_f = 0 \quad (1.24)$$

В результате получим затухающее решение :

$$F_f = A \exp\left(-\frac{i+1}{\xi_F} x\right) \quad (1.25)$$

Что соответствует функции  $\Psi$  вида :

$$\Psi \sim \sum_{\omega} F(x, \omega) \sim \exp\left(-\frac{x}{\xi_F}\right) \cos\left(\frac{x}{\xi_F}\right) \quad (1.26)$$

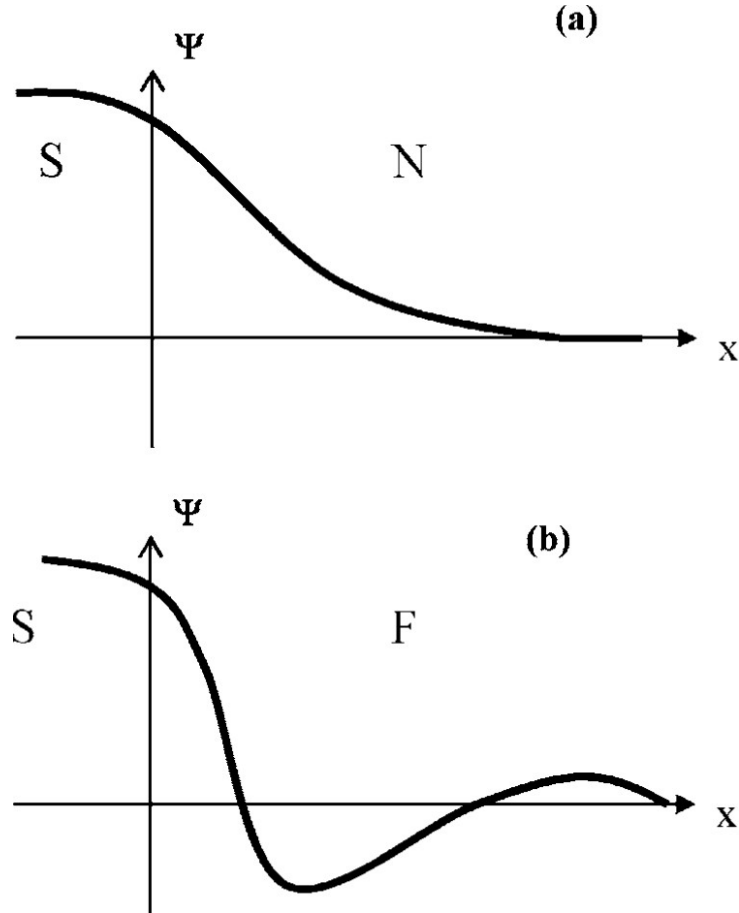


Рис. 1.1: Сравнение характеристик зависимостей волновой функции на SN и SF границах [5]



## 1.6 Эффекты Джозефсона и джозефсоновские контакты

### 1.6.1 Стационарный и нестационарный эффекты Джозефсона

Джозефсоновский контакт представляет собой два массивных сверхпроводника (берега контакта), соединённых слабой связью. Слабая связь может быть как сужением сверхпроводника, так и прослойкой несверхпроводящего материала. В классическом Джозефсоновском контакте слабой связью являлся слой изолятора (SIS контакт). Было предсказано (а затем и обнаружено экспериментально), что в такой системе наблюдаются следующие эффекты :

1) Стационарный : при токах меньше некоторого значения (критического тока,  $I_c$ ), ток через контакт протекает бездиссипативно, напряжение на контакте равно 0. Причём, ток через контакт связан с разностью фаз волновых функций на берегах контакта ( $\theta_{1,2}$ ) соотношением :

$$I_s = I_c \sin \phi, \quad \phi = \theta_2 - \theta_1 \quad (1.27)$$

Связь между током через контакт  $I_s$  и разностью фаз  $\phi$  называется ток-фазовым соотношением и является важной характеристикой джозефсоновского контакта. Стоит отметить, что конкретный вид зависимости определяется свойствами контакта (материалом прослойки и геометрией), а в общем случае  $I_s(\phi)$  - нечётная,  $2\pi$ -периодическая функция. 2) Нестационарный : если ток через контакт превысит критический, контакт переходит в резистивное состояние, при этом на контакте возникает напряжение, которое приводит к изменению разности фаз берегов контакта.

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{2eV}{\hbar} \quad (1.28)$$

При токе, превышающем критический, т.е. в нестационарном режиме, ток протекающий через контакт можно разделить на две компоненты - бездиссипативную (сверхток) и ток нормальных электронов и рассматривать контакт как собственно джозефсоновский контакт, соединённый параллельно с нормальной компонентой (с сопротивлением  $R$ ). Такое рассмотрение называется резистивной моделью.

$$I = I_S + I_N = I_c \sin \phi + \frac{\hbar}{2eR} \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (1.29)$$

$$V(t) = R \frac{I^2 - I_c^2}{I + I_c \cos \omega t}; \quad \omega = \frac{2e}{\hbar} R \sqrt{I^2 - I_c^2} = \frac{2e\hat{V}}{\hbar} \quad (1.30)$$

Таким образом, возникающее напряжение осциллирует с частотой, которая зависит от того, насколько ток  $I$  превышает критический. Эта частота называется частотой Джозефсоновской генерации. В более общем случае, если контакт обладает ёмкостью, в резистивную модель добавляется ёмкость и ток делится уже на три компоненты (резистивно-ёмкостная модель).

## 1.6.2 SIS и SNS контакты

Ещё одной важной характеристикой джозефсоновского контакта является зависимость критического тока от температуры. Для SIS контакта такая зависимость имеет вид :

$$I_c^{SIS}(T) = \frac{\pi}{2} \frac{\Delta(T)}{eR} th \left( \frac{\Delta(T)}{2k_B T} \right) \quad (1.31)$$

Для SNS контактов зависимости критических токов от температуры и толщины N слоя в случае грязного металла имеют вид [6] :

Когда толщина N слоя существенно больше длины когерентности  $d_N \gg \xi_N$  -

$$I_c^{SNS}(T, d_N) = I_c(0) \exp \left( -\frac{d_N}{\xi_N} \right) \quad (1.32)$$

Когда толщина металла сравнима с длиной когерентности  $d_N \sim \xi_N$  :

$$j_c(T, d_N) = \frac{3\pi}{2e} \frac{\Delta(T)}{R^2 k_B T} \frac{d_N/\xi_N}{sh(d_N/\xi_N)} \quad (1.33)$$

Можно отметить, что во всех случаях зависимость  $I_c(T)$  имеет монотонный характер.

## 1.7 $\pi$ -контакт и $0 - \pi$ -переход

Энергия джозефсоновского контакта определяется соотношением [1] :

$$E_J(\phi) = \frac{\Phi_0 I_c}{2\pi} (1 - \cos \phi) \quad (1.34)$$

В обычном джозефсоновском контакте  $I_c > 0$  и минимум энергии соответствует разности фаз  $\phi = 0$ . Однако, возможна реализация состояния, в котором минимумы энергии находятся в  $\phi = \pm\pi$ . Тогда ток-фазовое соотношение принимает вид :

$$I_s(\phi) = I_c(\phi + \pi) = -I_c(\phi) \quad (1.35)$$

То есть, ток в контакте меняет направление. Такое состояние джозефсоновского контакта называется  $\pi$ -состоянием, а сам контакт, соответственно,  $\pi$ -контактом.

$\pi$ -состояние SFS контакта было впервые предсказано в [?]. Переход SFS контакта в  $\pi$ -состояние происходит, если толщина F слоя больше половины длины осцилляций волновой функции (см. эффект близости на SF границе). Действительно, в таком случае сверхпроводящие волновые функции берегов контакта пересекают середину F слоя с противоположными знаками, что соответствует сдвигу фазы волновой функции на  $\pi$ .

Зависимости критического тока от толщины F слоя в разных случаях приведены в обзоре [5] со ссылками на теоретические работы.

Так с помощью решения уравнения Узалея в случае прозрачной границы ( $\gamma_B = 0$ ), вблизи  $T_c$  можно получить :

$$I_c = \frac{V_0}{R_n} 4y \left| \frac{\cos(2y)sh(2y) + \sin(2y)cosh(2y)}{cosh(4y) - \cos(4y)} \right| \quad (1.36)$$

, где  $y = 2d_F/\xi_F$  - безразмерная толщина F слоя  $V_0 = \pi\Delta^2/4eT_c$ ,  $R_n = 2d_F/\sigma_F S$  - сопротивление контакта в нормальном состоянии ( $\sigma_F = 2e^2 N(0)D_F$  - проводимость

F слоя)

Вид этой зависимости приведён на графике ниже

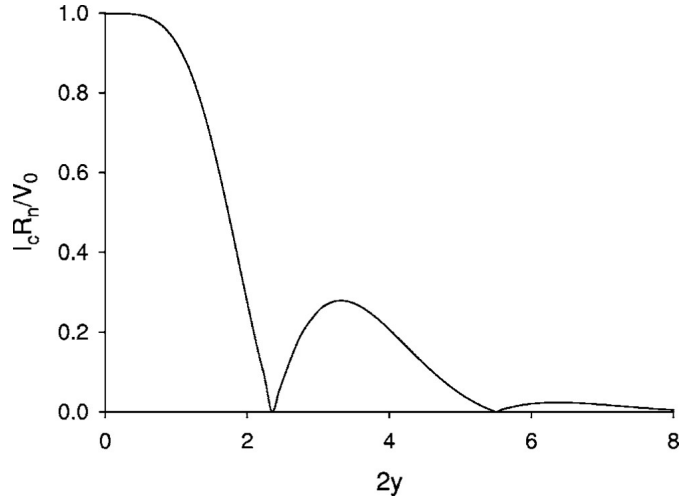


Рис. 1.2: Вид зависимости крит. тока SFS контакта от обезразмеренной толщины F слоя в описанных выше условиях. [5]

Или, например, такова зависимость  $I_c(T)$  для большой толщины F слоя ( $d_F \gg \xi_F$ ) и прозрачной границы ( $\gamma_B = 0$ ) :

$$I_c = \frac{64\sqrt{2}|\Delta|}{eR_n} \mathcal{F}\left(\frac{|\Delta|}{T}\right) 2ye^{-2y} |\sin(2y + \pi/4)| \quad (1.37)$$

, где функция  $\mathcal{F}\left(\frac{|\Delta|}{T}\right) = \pi T \sum_{\omega>0}^{\text{inf}} \frac{|\Delta|}{(\Omega+\omega) \cdot (\sqrt{2\Omega} + \sqrt{\Omega+\omega})^2}$

Избегая дальнейших перечислений частных решений, необходимо сказать, что зависимость критического тока имеет характеристику, принципиально отличающую её от таковых для SIS или SNS контактов - если в них критический ток затухает монотонно с ростом толщины, то в SFS наблюдаются затухающие осцилляции. Точки, в которых критический ток обращается в 0, соответствуют переходам из 0-состояния в  $\pi$ -состояние или наоборот.

## 1.8 SNS контакт на подложке из магнитного изолятора - постановка задачи

У систем, используемых в качестве  $\pi$ -контактов, есть некоторые недостатки, которые затрудняют их практическое применение. А именно :

- В случае с SFS контактом это во-первых, малые величины длины когерентности по сравнению с нормальным металлом (это следует из того факта что, как правило, величина обменного поля существенно больше тепловых энергий  $h \gg k_B T$ , см. раздел 1.5), а значит быстрое затухание волновой функции и подавление сверхпроводимости. Это проявляется в существенно более низких (относительно SNS структур со схожей геометрией) значениях критического тока контактов.

Во-вторых, из-за малой длины пространственных осцилляций, относительно

небольшое (в рамках тех.процесса) отклонение толщины F слоя от запланированного значения может привести к негативным последствиям, например, к смещению из области пика крит. тока в область минимума.

- В случае же контролируемого контакта (как, например, в работе [7]) проблема заключается в сложности структуры и необходимости иметь дополнительный контур с током смещения. Это приводит к увеличению размера структуры, усложнению общей схемы и более долгому и сложному технологическому процессу.

Можно ли изготовить такую структуру, которая не обладала бы перечисленными выше недостатками? Теория предсказывает, что это возможно. В данной работе предлагается изготовить и исследовать планарный джозефсоновский SNS контакт на подложке из магнитного изолятора. Такая система должна описываться теорией, аналогичной приведённой выше (см. пункт 1.8), т.е. подчиняться схожему уравнению для зависимости критического тока. Однако в данном случае параметром будет выступать не ток смещения, а температура.

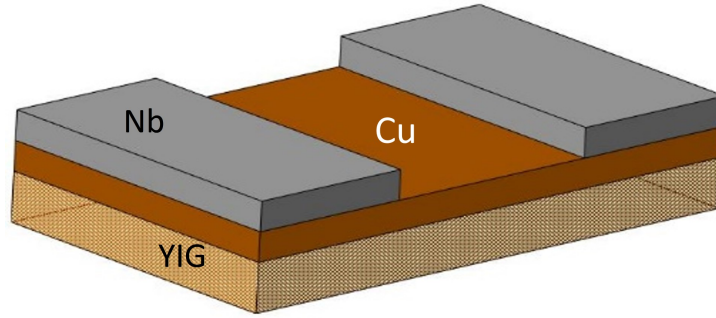


Рис. 1.3: Схема исследуемой структуры.

Эффективно говоря, данная система должна вести себя схожим образом с SNS контактом во внешнем магнитном поле, с той лишь разницей, что внешний источник поля не требуется - его роль выполняет магнитный изолятор. Благодаря обратному эффекту близости, в слое нормального металла будет наводиться эффективное Зеемановское обменное поле, что и должно вызывать пространственные осцилляции волновой функции между берегами контакта. Выражение для критического тока представляет собой модифицированную формулу из [7] :

$$j_c = \frac{d}{4eR_N} \int_{-\text{inf}}^{\text{inf}} \text{th}\left(\frac{\varepsilon}{2T}\right) J_\varepsilon \quad (1.38)$$

, где  $J_\varepsilon = \sum_\sigma \text{Im}[J_{\varepsilon,\sigma}]$  - спин-независимая токунесущая плотность состояний. Спин-зависящая плотность состояний :

$$J_{\varepsilon,\sigma} = \frac{\left(\frac{G_{SN}}{\sigma_N}\right)^2 ((g_S^R)^2 - 1)}{\lambda_\sigma (\text{sh}(\lambda_\sigma d) + \frac{2G_{SN}g_S^R}{\sigma_N \lambda_\sigma} \text{ch}(\lambda_\sigma d))} \quad (1.39)$$

, где  $G_{SN}$  - кондактанс SN границы,  $\tilde{G} = \frac{G_{SN}\xi_0}{\sigma_N}$  - безразмерная прозрачность границы; Гриновская функция сверхпроводника :

$$g_S^R = \frac{-i(\varepsilon + \sigma H_s + i\delta)}{\sqrt{\Delta^2 - (\varepsilon + \sigma H_s + i\delta)^2}} \quad (1.40)$$

$\lambda_\sigma = \sqrt{-2i(\varepsilon + \sigma H_s + i\Gamma)/D_N}$ ;  $H_N$ ,  $H_S$  - наведённое обменное поле в N и S слое соответственно.

Численные расчёты по формулам выше дают следующую фазовую диаграмму состояний исследуемой структуры в обезразмеренных координатах  $(\frac{d}{\xi_0}, \frac{T}{T_c})$  :

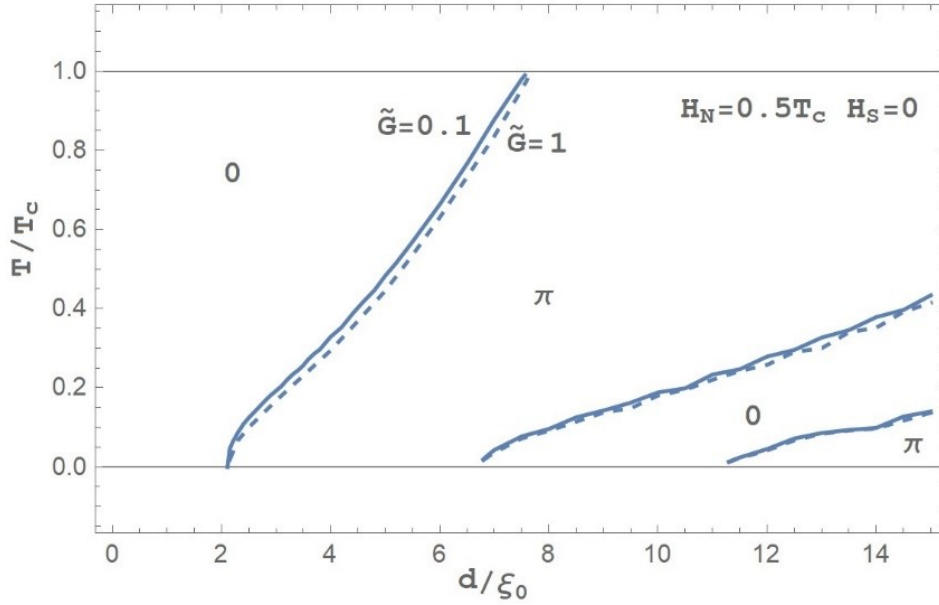


Рис. 1.4: Фазовая диаграмма контакта. Численный расчёт. Сплошной линией показана зависимость при  $\tilde{G} = 0.1$ , пунктирной - при  $\tilde{G} = 1$

Из данной диаграммы можно сделать вывод, что в указанной системе, теоретически, возможно наблюдать 0 – π-переход по температуре.

# Глава 2

## Эксперимент

Теперь опишем изготовление структур, описанных в предыдущей главе, затем процесс подготовки к измерениям и сами измерения, выполненные на этих структурах.

### 2.1 Изготовление образца

Изготовление образцов можно разделить на следующие этапы :

- Напыление на подложку слоёв металла и сверхпроводника
- Литография и последующее травление

Рассмотрим подробнее каждый из них.

#### 2.1.1 Напыление

Технология, которая применялась для напыления, называется магнетронным напылением (magnetron sputtering). Суть процесса заключается в следующем :

Подложка и мишень (материал, который подлежит напылению) помещаются в вакуумную камеру, которая откачивается. В вакуумную камеру затем подаётся рабочий газ (чаще всего, инертный). Между камерой и мишенью создаётся высокое напряжение, так что мишень приобретает отрицательный заряд, становясь катодом. Из-за приложенного напряжения, свободные электроны мишени удаляются от катода, под действием электрического поля. Эти электроны сталкиваются с атомами инертного газа с большой скоростью, отрывая от них электроны, таким образом создаётся плазма из ионов инертного газа и электронов. Ионы затем притягиваются к мишени-катоду и сталкиваются с ней, выбивая атомы материала мишени, которые затем осаждаются на подложку. При магнетронном напылении, перпендикулярно электрическому полю, прикладывается магнитное поле, соответственно параллельное катоду. Таким образом, электроны, испускаемые мишенью, оказываются "заперты" силовыми линиями магнитного поля вблизи поверхности катода, где они циркулируют, испытывая столкновения с атомами рабочего газа, ионизируя их, пока не потеряют энергию и, наконец, попадут на анод. Таким образом, возрастает эффективность процесса ионизации, а значит и эффективность напыления.

В нашем случае подложкой служил кремниевый чип с тонкой плёнкой (4.5мкм) ЖИГ. Напыление производилось в среде аргона с давлением  $\sim 4 \cdot 10^{-3}$  мБар, под напряжением  $\sim 450$ В. В результате был напылён слой меди, толщиной 15нм и слой ниобия, толщиной 51нм.

Ниже приведены фотографии установки, использовавшейся в данной работе.

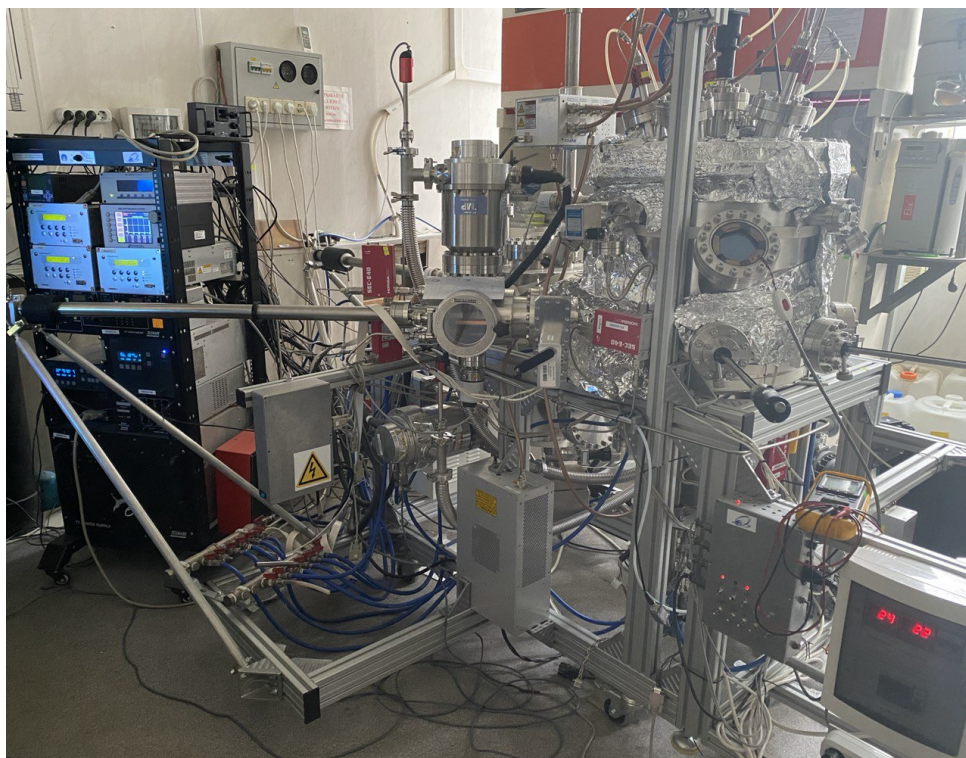


Рис. 2.1: Установка для магнетронного напыления

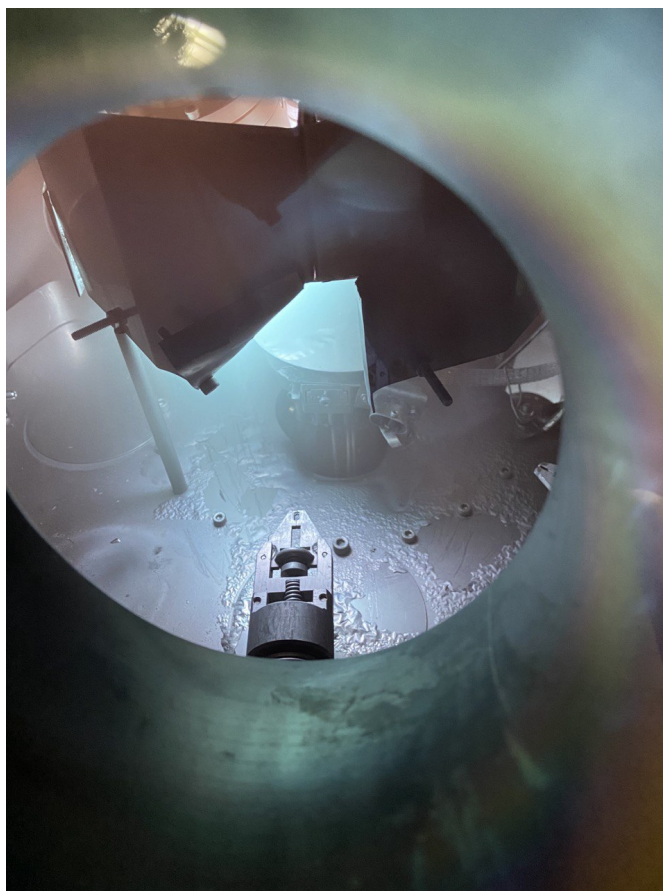


Рис. 2.2: Вид внутри вакуумной камеры во время напыления. На фотографии можно наблюдать манипулятор и столик с чипом, закрытый задвижкой.

## 2.1.2 Литография

В данной работе применялась электронно-лучевая литография (electron beam lithography). Технологический процесс можно разделить на стадии :

- Создание шаблона для литографии : в программе (в данной работе использовалась программа L-Edit) создаётся шаблон структуры, который затем будет загружен в компьютер установки
- Подготовка и предочистка подложки от загрязнений.
- Нанесение резиста : на подложку наносится электронный резист (ARP 6200.04) с помощью центрифуги, вращающейся со скоростью 4000 об./мин в течение 1 минуты, чтобы создать плёнку толщиной 60нм. Затем резист сушится 5 мин при температуре 160°.
- Экспонирование : подложка с нанесённым резистом помещается в литограф и экспонируется (облучается электронным лучом) При этом молекулы резиста деполимеризуются и он становится легче растворимым.
- Проявление : подложка с проэкспонированным резистом помещаются в проявитель, в котором "засвеченный" резист удаляется.
- Формирование маски под травление : на структуру затем наносится слой алюминия, толщиной 20нм, который будет играть роль маски для травления.
- Lift-off : оставшийся непроэкспонированный резист вместе с нанесённой на него плёнкой алюминия удаляется с помощью растворителя.
- Травление : плазмохимическое травление в среде  $CH_4$ . В результате на подложке остаётся готовая структура.
- Нанесение защитного слоя фоторезиста.

Последний шаг обусловлен необходимостью защитить слой меди от окисления. В противном случае, это может негативно сказаться на свойствах контакта (падение величины критического тока из-за меньшей толщины меди) или вовсе его разрушить (если медь окислится на всю толщину плёнки, став изолятором).

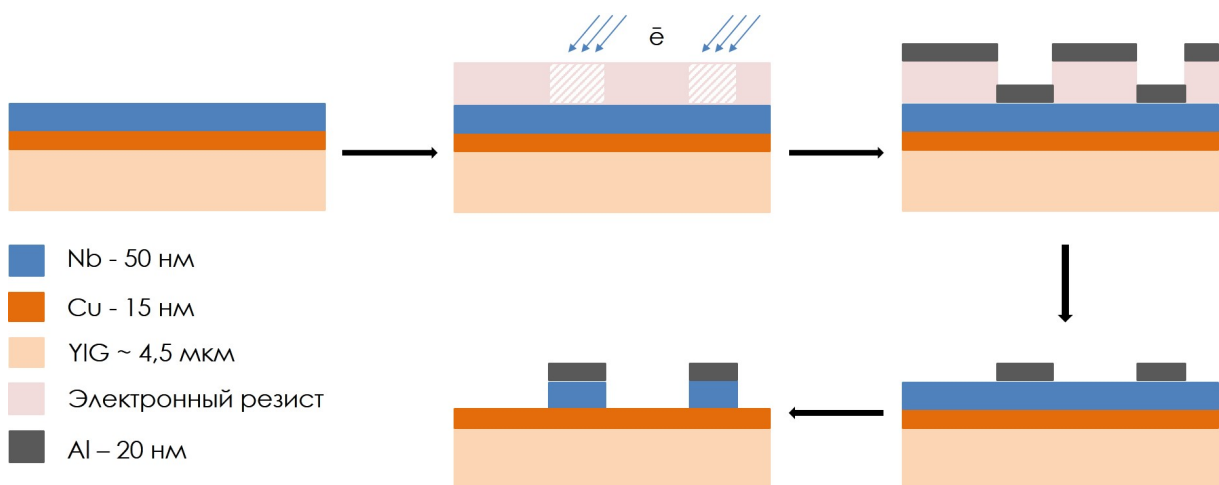


Рис. 2.3: Схема технологического процесса. Последовательно показаны этапы напыления металлов, нанесение резиста и проведение литографии, напыление алюминиевой маски, плазмохимическое травление ниобия до слоя меди



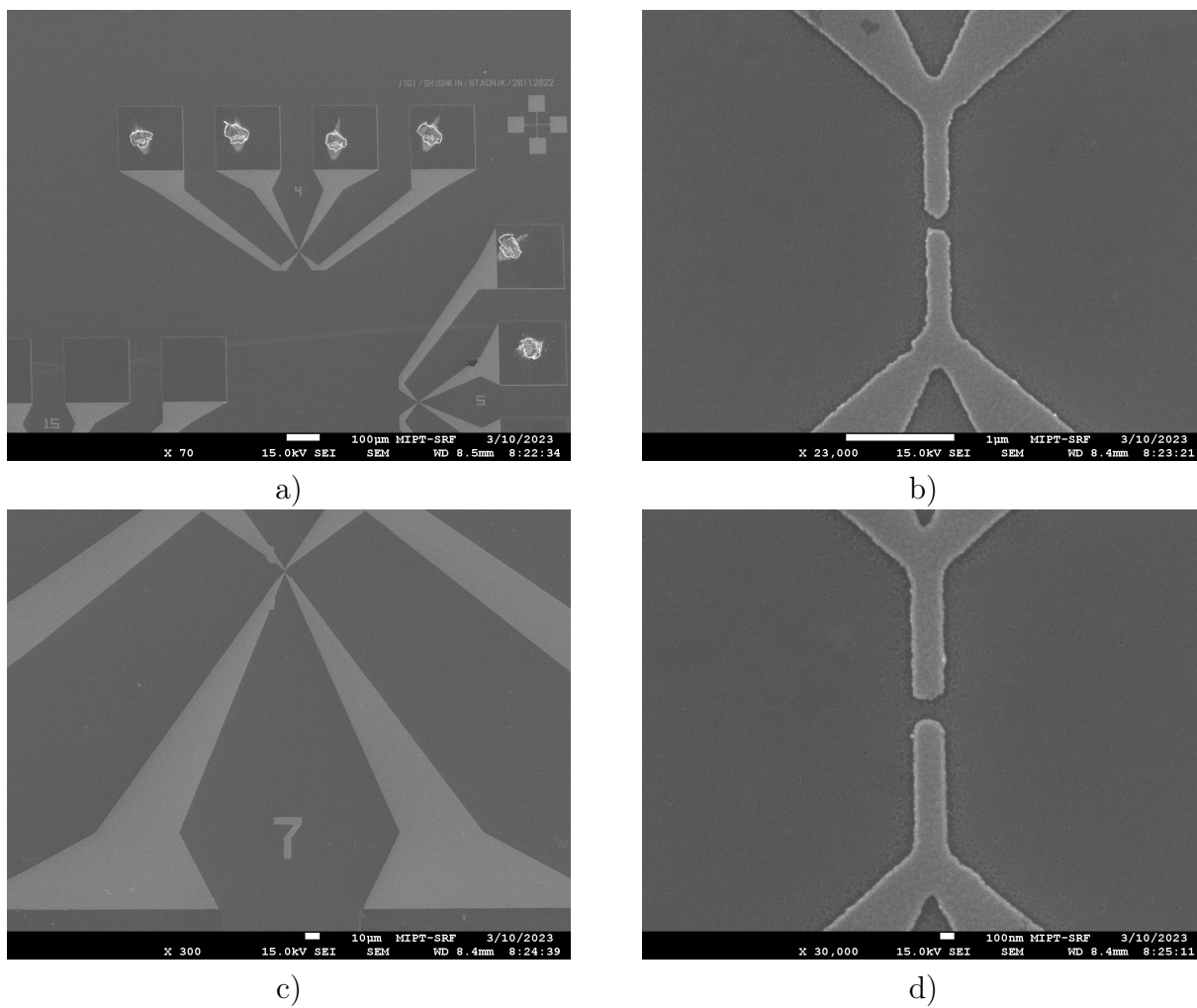


Рис. 2.4: Изображение готовых контактов в SEM (а и b - контакт №4, с и d - контакт №7)

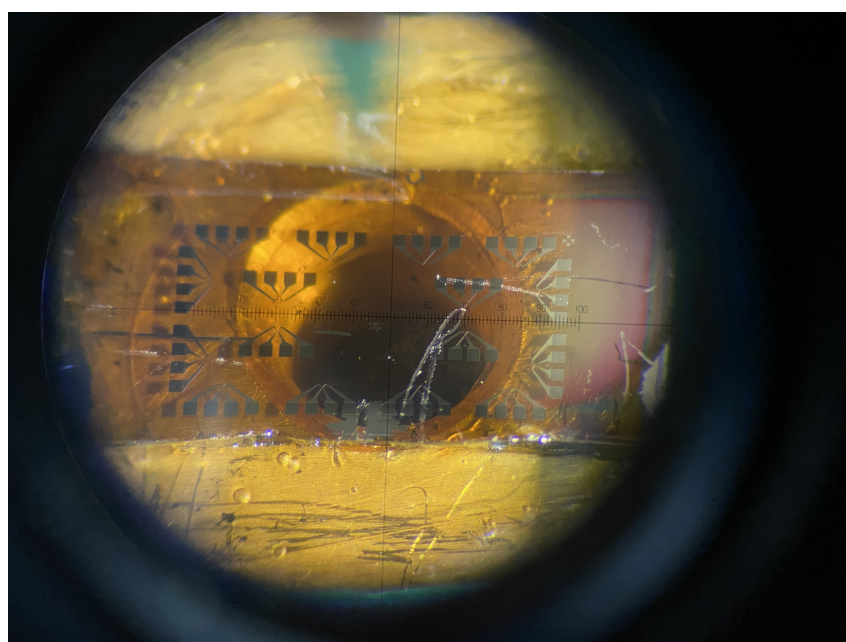


Рис. 2.5: Изображение чипа с готовыми контактами в оптическом микроскопе.



## 2.2 Подготовка к измерениям

После завершения фабрикации, структуры были подсоединены с помощью бондера к специальному столику, в котором они в дальнейшем будет помещён в криостат растворения Bluefors. Столик оборудован 24 контактными площадками и соединительными проводами, которые затем соединяются с шумозащищёнными линиями (на линиях установлены RC-фильтры) внутри криостата и через коммутационную коробку идут к измерительным приборам. Так как измерения проводились на 4-точечной схеме, была возможность подключить только 6 структур из 16, изготовленных на чипе.

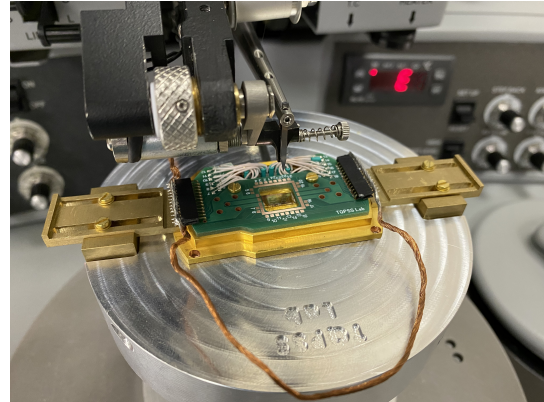
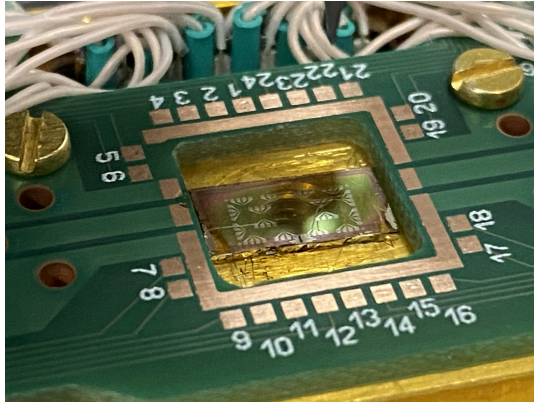


Рис. 2.6: Столик с образцом во время бондирования.

После помещения столика с чипом в криостат, последний был собран и откачан до вакуума.

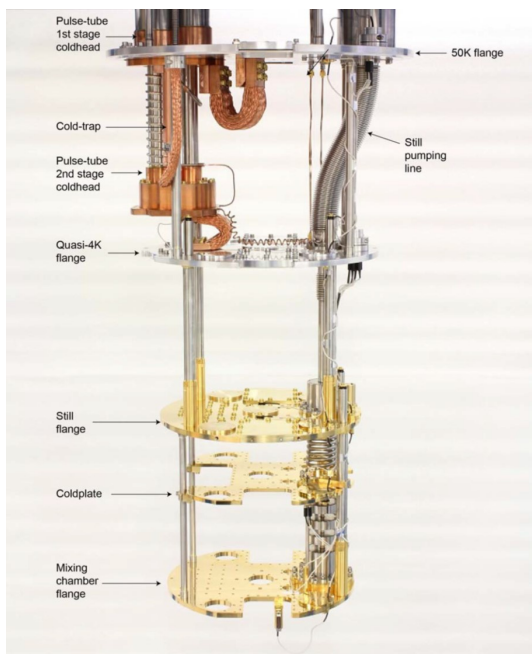


Рис. 2.7: Вид внутреннего устройства криостата Bluefors BF-LD250 [8] и фотография держателей под столики с образцами.

## 2.3 Измерения и обработка данных

Измерения вольт-амперных характеристик контактов проводились по четырёхточечной схеме - на два контакта подавался постоянный ток с помощью прецизионного источника тока Keithley instruments, mod. 6221, с двух других контактов снималось напряжение при помощи нановольтметра Keithley instruments, mod. 2182A. После снятия ВАХ, температура изменялась и измерение повторялось. Таким образом были измерены ВАХ контактов в широком диапазоне температур.

Стоит, однако, отметить, что содержательные измерения удалось провести только для контактов №4 и №7, поскольку остальные оказались либо повреждены при производстве, либо слишком длинными, так что крит. ток в них был слишком подавлен и не проявлялся даже при минимальной температуре.

С целью повышения точности, измерение одной ВАХ при заданной температуре повторялось несколько раз, полученные графики затем суммировались и усреднялись. Это помогло бороться со случайным дрейфом потенциала измерительных приборов.

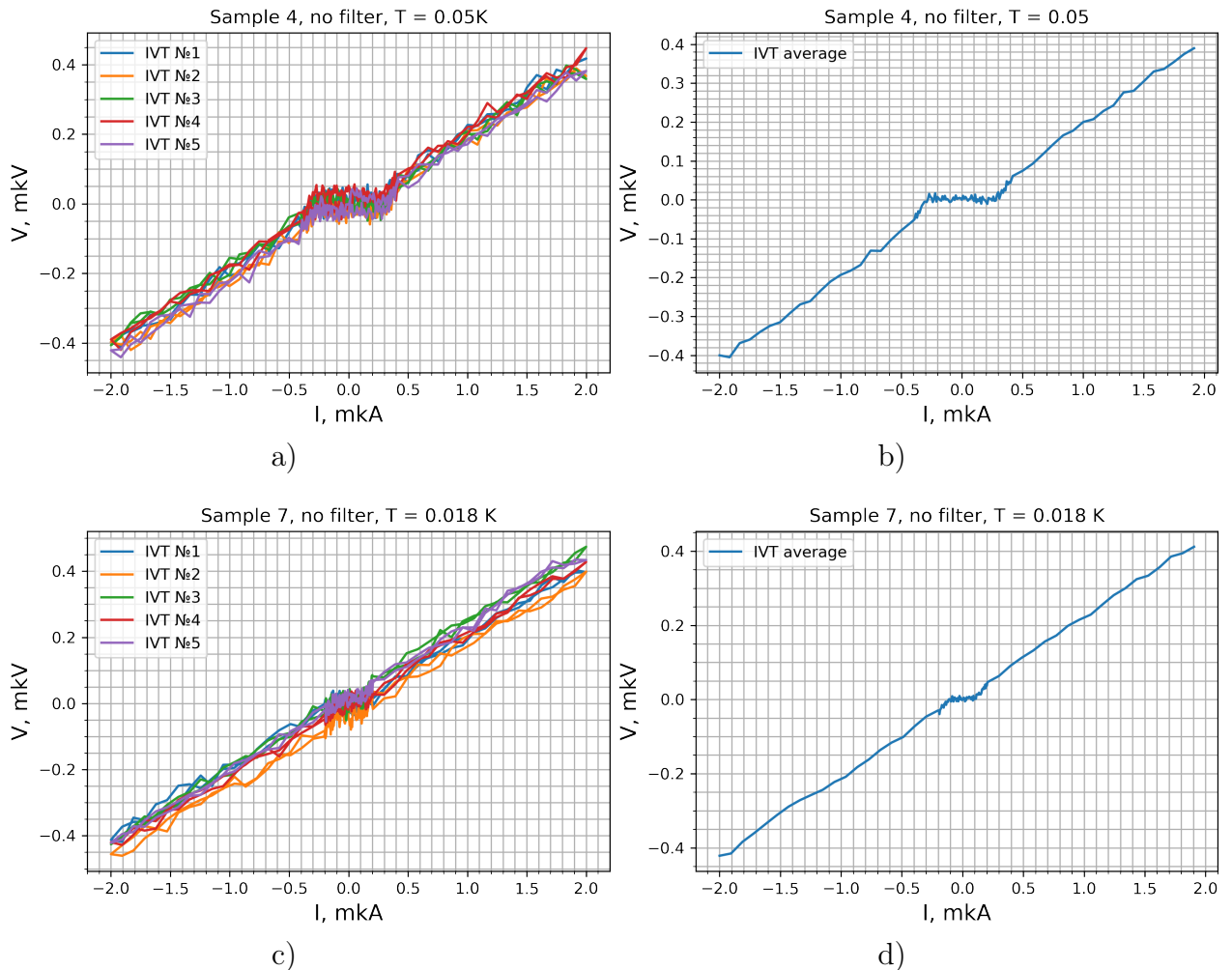


Рис. 2.8: Пример графиков измеренных ВАХ до и после усреднения (a и b - контакт №4, c и d - контакт №7)



## Глава 3

### Обсуждение результатов

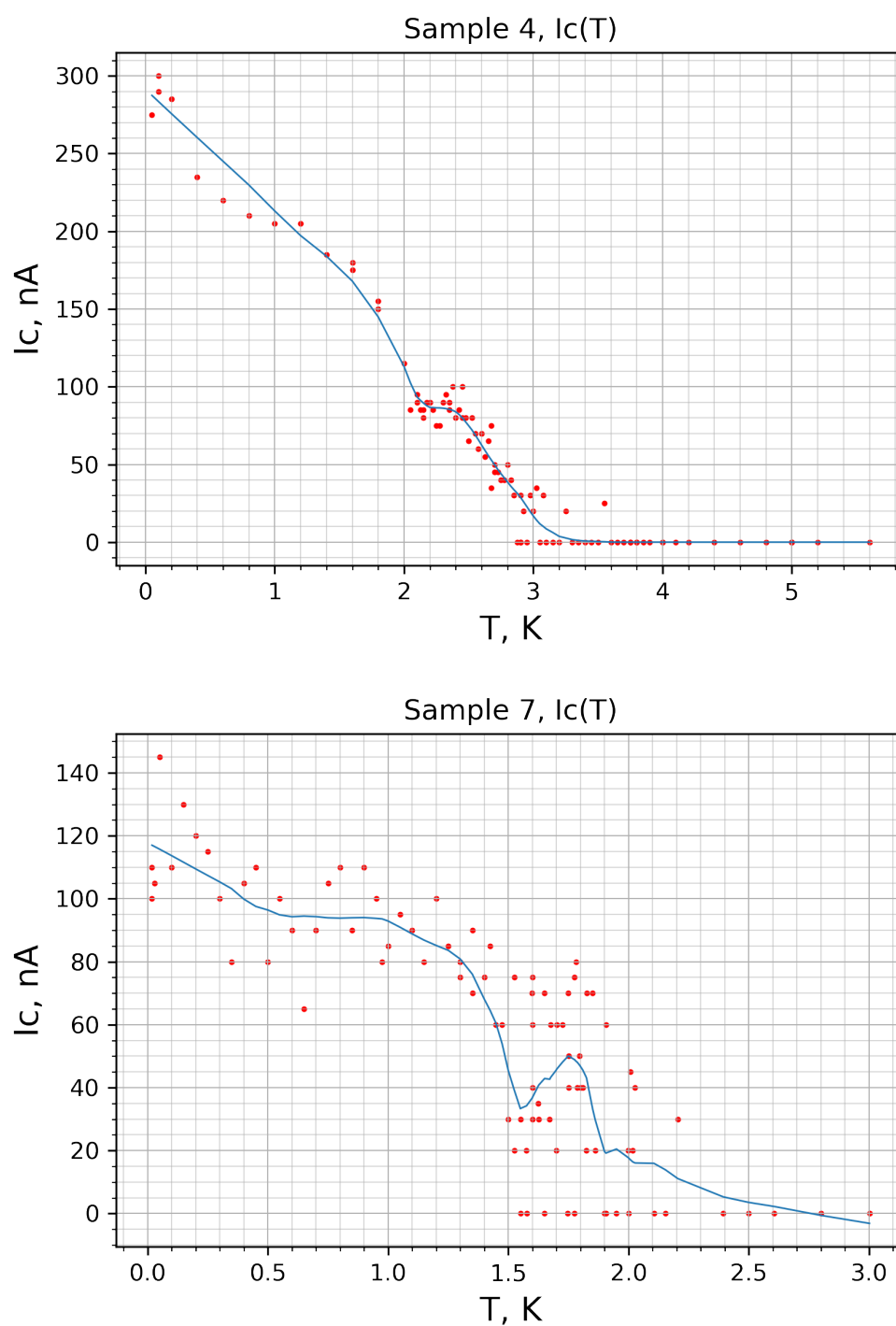


Рис. 3.1: Зависимость  $I_c(T)$  для контакта №4 и для контакта №7

Проанализируем полученные зависимости : Первое что бросается в глаза это наличие локальных минимумов крит тока при некоторых значениях температуры. Для контакта 4 это минимумы в районе 2.2К и 2.9К, а для 7 контакта это минимумы в районе 0.5К, 1.5К и 2К. Таким образом, можно утверждать, что зависимость  $I_c(T)$  немонотонна, что характерно для  $0 - \pi$  перехода

Следующее важное наблюдение - величины критического тока. Они существенно ниже, чем можно было бы ожидать от обычного SNS контакта при заданной геометрии и материалах.

Чтобы убедиться в этом, можно сравнить полученные зависимости с аналогичными для обычного SNS контакта на основе структуры Nb/Cu [9], которые находятся в хорошем соответствии с предыдущими работами по определению температурной зависимости критического тока в таких структурах[10].

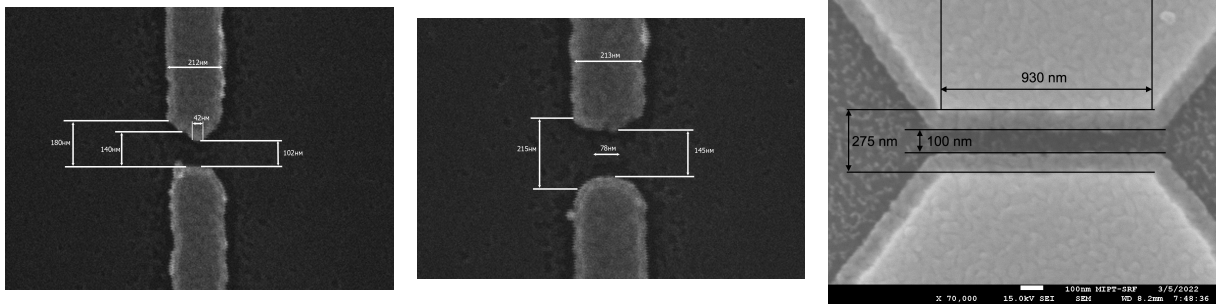


Рис. 3.2: Сравнение параметров исследуемых структур с референсным SNS контактом.

Сравнение уместно, поскольку :

- 1) в сравниваемых контактах используются одинаковые материалы - Cu в качестве нормального металла и Nb в качестве сверхпроводника
- 2) обе структуры имеют геометрию планарного контакта типа мостик переменной толщины с сопоставимыми толщинами N и S слоёв
- 3) обе структуры относятся к "длинным" контактам, т.е. величина зазора существенно больше длины когерентности  $d_N \gg \xi_N$

Ниже приведены два графика - на одном соответствующие экспериментальные зависимости, нормированные на единицу, на другом - сравнение плотностей критического тока, рассчитанных для сравниваемых контактов.

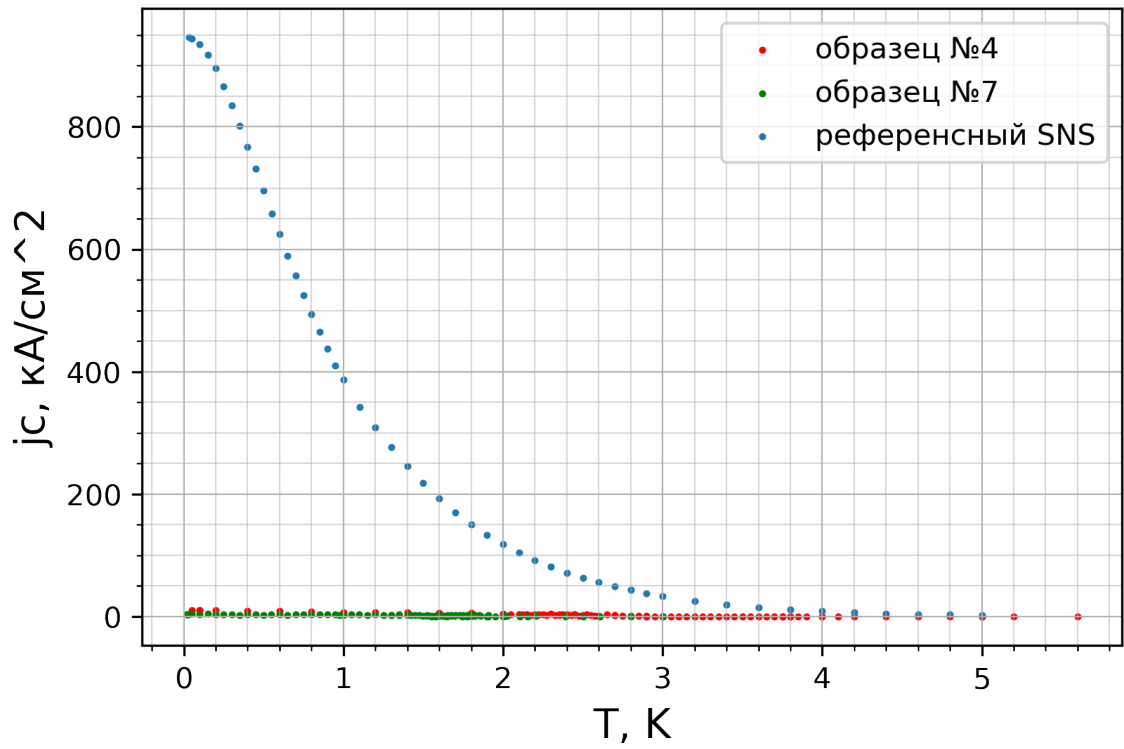


Рис. 3.3: Сравнение плотностей крит. тока исследуемых контактов (показаны красным и зелёным цветом) с референсным SNS

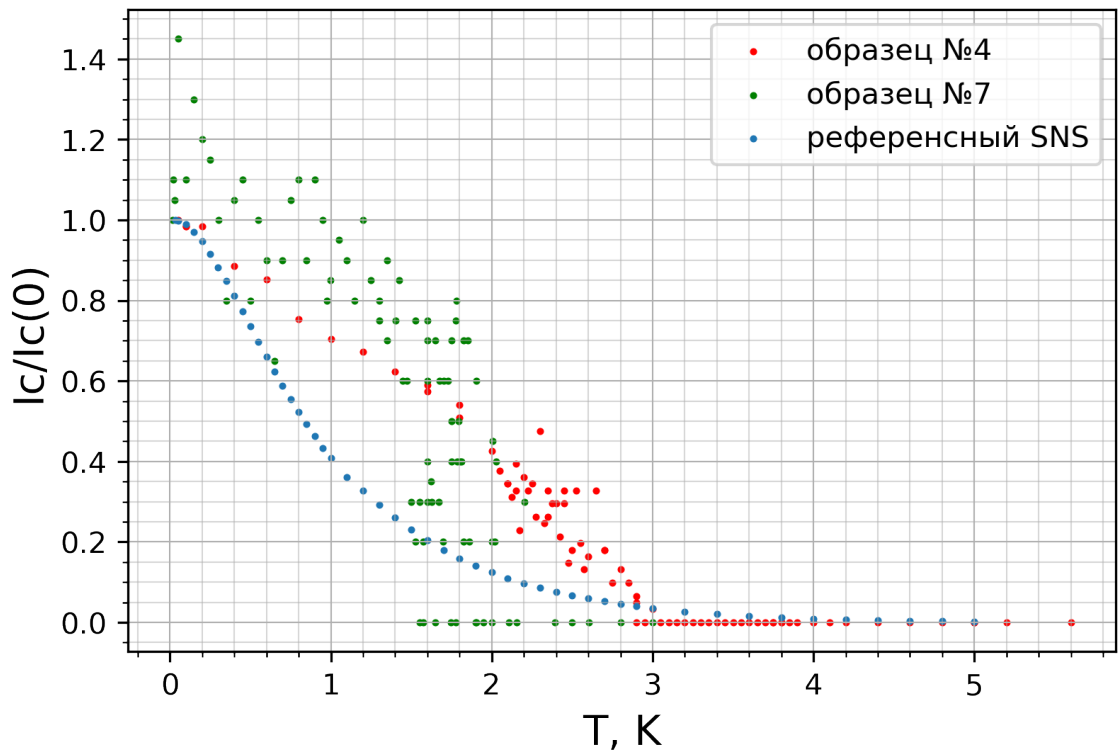


Рис. 3.4: Сравнение нормированных на 1 зависимостей  $I_c(T)$  исследуемых контактов (показаны красным и зелёным цветом) с референсным SNS



Из этого можно сделать следующие выводы :

- 1) оценка критического тока для структуры из тех же материалов с аналогичной геометрией даёт значения в  $\sim 40$  раз больше, чем те, которые наблюдались экспериментально. Но при этом, плотности крит тока выше, чем характерные значения для SFS структур.
- 2) характеры зависимостей отличаются. Это означает что из-за наличия магнитного изолятора, исследуемая структура не только отличается от обыкновенного длинного SNS контакта численно, но и должна описываться другой моделью.

Недостатком реализованных в работе контактов является то, что они шунтированы плоскостью меди. Это не позволяет из транспортных измерений напрямую получить сопротивление контакта, что могло быть полезно для теоретического описания свойств изготовленных структур. Шунтирование контакта столь низким сопротивлением привело к низким измеряемым напряжениям, на грани чувствительности прибора. Также, вид вольтамперных зависимостей вблизи критического тока отличается от классической коренной зависимости для SNS, что так же может быть следствием шунтирования. Также в качестве недостатка можно выделить малую ширину контакта, что привело к низким значениям критического тока и к возможному искажению результатов относительно теории из-за краевых эффектов.

# Вывод

В ходе выполнения дипломной работы были изготовлены и исследованы планарные джозефсоновские контакты на подложке из Железо-иттриевого граната. Ожидалось проверить теоретические предсказания и пронаблюдать  $0 - \pi$  переход по температуре. В первую очередь было продемонстрировано, что подложка из ферромагнитного материала микронной толщины позволяет создать джозефсоновский контакт с измеримыми критическими токами. Более того, зависимости критического тока от температуры имеют особенности, похожие на искомый переход. Выбранная технология изготовления контактов не позволяет однозначно утверждать, что,  $\pi$ -контакт был получен, но исправление имеющихся недостатков в будущих экспериментах, например избавление от шунтирующего слоя и увеличение ширины контактов, позволят промерить этот переход более достоверно. В случае успеха будет открыта возможность изготавливать контакты со сдвигом фазы с помощью относительно простой технологии.

# Благодарности

Я хотел бы выразить благодарности :

своему научному руководителю, Столярову В.С. - за предложенную тему исследования, направление в процессе выполнения работы и вдохновение;

Бобкову А.М. и Бобковой И.В. - за предоставленную теорию для описания изучаемой структуры и консультации;

Полевому К.Б. и Калашникову Д.С. за помощь, руководство и контроль во время работы, за обучение работой за экспериментальными установками;

сотруднику лаборатории TQPSS, Шишкину А.Г. за помощь в изготовлении образцов и ознакомлении с принципами работы установок.

# Литература

- [1] *Шмидт, В.В.* Введение в физику сверхпроводников, изд. 2 / В.В. Шмидт. — МЦНМО, 2000.
- [2] *Eilenberger, Gert.* Transformation of Gorkov's equation for type II superconductors into transport-like equations / Gert Eilenberger // *Zeitschrift für Physik A Hadrons and nuclei.* — 1968. — . — Vol. 214, no. 2. — Pp. 195–213. <https://doi.org/10.1007/bf01379803>.
- [3] *Larkin, Anatoly I.* Quasiclassical Method in the Theory of Superconductivity / Anatoly I. Larkin, Yu. N. Ovchinnikov // *Journal of Experimental and Theoretical Physics.* — 1969.
- [4] *Usadel, Klaus D.* Generalized Diffusion Equation for Superconducting Alloys / Klaus D. Usadel // *Phys. Rev. Lett.* — 1970. — Aug. — Vol. 25. — Pp. 507–509. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.25.507>.
- [5] *Buzdin, A. I.* Proximity effects in superconductor-ferromagnet heterostructures / A. I. Buzdin // *Rev. Mod. Phys.* — 2005. — Sep. — Vol. 77. — Pp. 935–976. <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.77.935>.
- [6] *Столяров, В.С.* Исследование сверхпроводящих джозефсоновских контактов с туннельным и ферромагнитным слоями, диссертация на соискание учёной степени кандидата физ.мат. наук / В.С. Столяров. — 2012.
- [7] Controllable supercurrent in mesoscopic superconductor-normal metal-ferromagnet crosslike Josephson structures / Т Е Golikova, М J Wolf, D Beckmann et al. // *Superconductor Science and Technology.* — 2021. — Vol. 34. <https://dx.doi.org/10.1088/1361-6668/abfd0d>.
- [8] BF-LD250 CRYOGEN-FREE DILUTION REFRIGERATOR SYSTEM User manual. — 2013.
- [9] *Калашников, Д.С.* Резонансная спектроскопия динамики вихрей сверхпроводящих токов в джозефсоновских планарных контактах, магистерская диссертация / Д.С. Калашников. — 2022.
- [10] Josephson critical current in a long mesoscopic S-N-S junction / P. Dubos, Н. Courtois, В. Pannetier et al. // *Phys. Rev. B.* — 2001. — Jan. — Vol. 63. — P. 064502. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.63.064502>.
- [11] Expansion of a superconducting vortex core into a diffusive metal / Vasily S. Stolyarov, Tristan Cren, Christophe Brun et al. // *Nature Communications.* — 2018. — . — Vol. 9, no. 1. <https://doi.org/10.1038/s41467-018-04582-1>.