

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

Физтех-школа физики и исследований им. Ландау
Кафедра фундаментальной и прикладной физики микро- и
наноструктур
Лаборатория Тпологических квантовых явлений в сверхпроводящих
системах

Выпускная квалификационная работа магистра

Планарные джозефсоновские контакты Nb/Cu/Nb на подложках из магнитного изолятора

Автор:

Студент группы M02-306
Стадник Эдуард Александрович

Научный руководитель:

Доктор физико-математических наук
Столяров Василий Сергеевич

Соруководитель:

Полевой Константин Борисович



Москва 2025

Аннотация

Планарные джозефсоновские контакты Nb/Cu/Nb на подложках из магнитного изолятора

Стадник Эдуард Александрович

Изготовлены с использованием новой технологии и исследованы серии планарных джозефсоновских контактов на подложках из кремния и из магнитного изолятора. Продемонстрирована возможность создавать джозефсоновские контакты с измеримыми критическими токами на подложке из ферромагнитного материала микронной толщины.

Измерены зависимости критического тока от температуры и магнитного поля. Проведено сравнение измеренных экспериментальных данных и характеристик контактов с ранее полученными результатами.

Abstract

Research of planar Josephson junctions Nb/Cu/Nb on ferromagnet-insulator substrates

Series of planar Josephson junctions on substrates both of silicon and of magnetic insulator fabricated using a novel technology were developed and studied. The feasibility of creating Josephson junctions with measurable critical currents on a micron-thick ferromagnetic substrate was demonstrated. The dependencies of the critical current on temperature and magnetic field were measured. The obtained experimental data and junction characteristics were compared with previously reported results.

Оглавление

1	Введение	3
1.1	Сверхпроводимость	3
1.2	Теория Гинзбурга-Ландау	3
1.3	Теория БКШ	4
1.4	Уравнения Узаделя	5
1.5	Эффект близости	5
1.5.1	Эффект близости на SN границе	5
1.5.2	Эффект близости на SF границе	6
1.6	Эффекты Джозефсона и джозефсоновские контакты	8
1.6.1	Стационарный и нестационарный эффекты Джозефсона	8
1.6.2	SIS и SNS контакты	9
1.7	π -контакт и $0 - \pi$ -переход	9
1.8	SNS контакт на подложке из магнитного изолятора - постановка задачи	10
2	Технологические методы и оборудование	13
2.1	Магнетронное напыление	13
2.2	Литография	14
2.2.1	Фотолитография	15
2.2.2	Электронно-лучевая литография	15
2.3	Травление	17
3	Образцы - дизайн и изготовление	19
3.1	Дизайн	19
3.2	Изготовление	20
4	Экспериментальные методы и оборудование	23
4.1	Криостат растворения	23
4.1.1	Pulse tube	25
4.1.2	Криостат растворения Bluefors	25
4.2	Ультразвуковое устройство для бондирования	26
4.3	Транспортные измерения	26
4.3.1	Измерения по 4-точечной схеме на постоянном токе	26
4.3.2	Измерения с использованием синхронного усилителя	27
4.4	Сканирующая электронная микроскопия	28
5	Результаты измерений и обсуждение	29
5.1	Обработка ВАХ и извлечение крит тока	29
5.1.1	Метод 1	29
5.1.2	Метод 2	31
5.1.3	Сравнение методов и результаты	32
5.2	Измерения в магнитном поле	34

5.2.1	Зависимость $IV(H)$ для SNS контакта на кремнии	34
5.2.2	Зависимость $IV(H)$ для SNS контакта на YIG	35
5.3	Обсуждение результатов	36
6	Выводы	37
7	Дополнение	38
7.1	Зависимости $R(T)$ для образцов на YIG серии 09.2024	38

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 Ψ - 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 Ψ 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 Ψ^* 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 : ξ - длина когерентности, характерный масштаб изменения волновой функции сверхпроводника; λ - 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 ω_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 (ξ) - 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 Ψ , 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 Ψ 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. $h \gg T_c$. 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 Ψ вида :

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

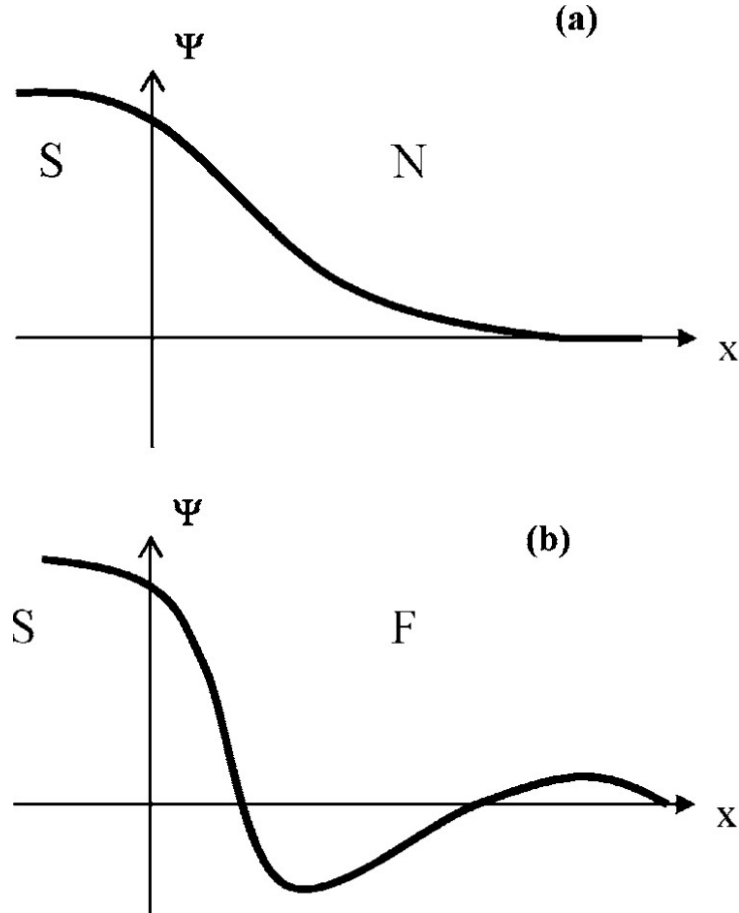


Рис. 1.1: Сравнение характеристик зависимостей волновой функции на SN и SF границах [5]

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 ϕ 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, 2π -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 π -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 π -состоянием, а сам контакт, соответственно, π -контактом.

π -состояние SFS контакта было впервые предсказано в [?]. Переход SFS контакта в π -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 π .

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

Так с помощью решения уравнения Узаделя 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

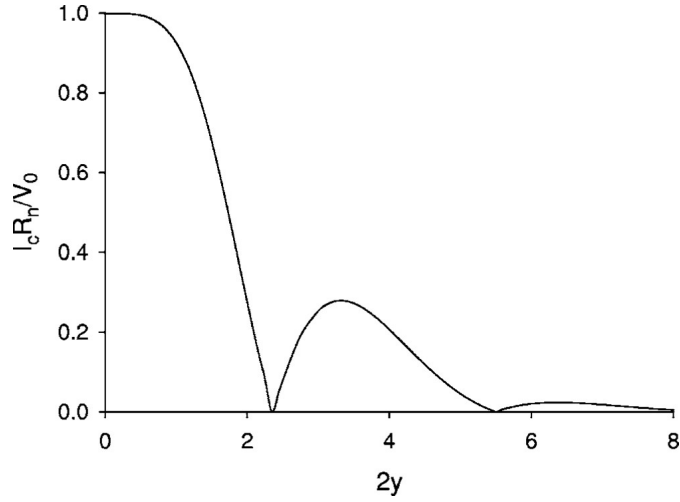


Рис. 1.2: Вид зависимости крит. тока SFS контакта от обезразмеренной толщины F слоя в описанных выше условиях. [5]

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 π -состояние или наоборот.

1.8 SNS контакт на подложке из магнитного изолятора - постановка задачи

У систем, используемых в качестве π -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.

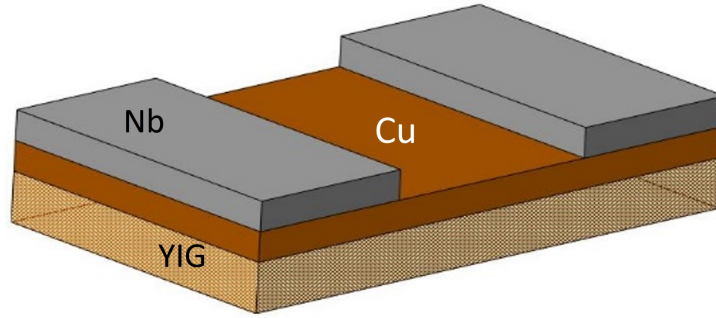


Рис. 1.3: Схема исследуемой структуры.

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] :

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

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

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

, 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 $(\frac{d}{\xi_0}, \frac{T}{T_c})$:

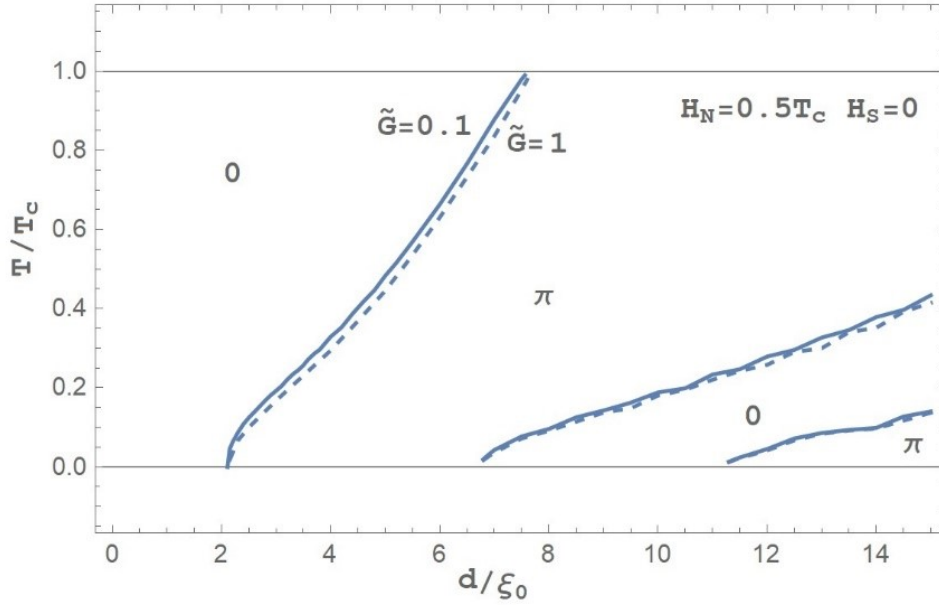


Рис. 1.4: Фазовая диаграмма контакта. Численный расчёт. Сплошной линией показана зависимость при $\tilde{G} = 0.1$, пунктирной - при $\tilde{G} = 1$

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

Глава 2

Технологические методы и оборудование

2.1 Магнетронное напыление

Магнетронное распыление подразумевает под собой использование катодного распыления атомов наносимого материала в плазме магнетронного разряда в инертном газе и последующее осаждение их на подложку.

Катодное распыление (вид ионного распыления) - эмиссия атомов распыляемого материала с поверхности отрицательно заряженного электрода (катода) в результате бомбардировки положительно заряженными ионами плазмы.

Магнетронный разряд - диодный газовый разряд в скрещенных электрическом и магнитном полях.

Опишем коротко принцип работы установки :

В рабочей камере установки (далее просто - камера) находятся кювета с материалом, который будет напыляться (мишень) и подложка, на которую будет производиться напыление. Камера предварительно откачивается до высокого вакуума, затем в неё запускают инертный газ и подают напряжение между стенками камеры (анод) и катодом, расположенным под мишенью. При достаточно высоком напряжении и низком давлении газа происходит пробой и возникает аномальный тлеющий разряд : электроны, покидающие поверхность катода, ускоряются в электрическом поле, соударяются с атомами газа, ионизируя их (для этого энергия электронов должна превышать энергию ионизации, а значит необходимо достаточно высокое напряжение и большая длина свободного пробега между соударениями, т.е. низкое давление газа), вторичные электроны после этого также ускоряются электрическим полем и участвуют в дальнейшей ионизации. Образовавшиеся положительные ионы затем налегают на катод, вызывая каскад соударений, в результате которого некоторые атомы выбиваются с поверхности катода. Магнетронный разряд отличается от обычного тлеющего тем, что вблизи катода дополнительно создаётся магнитное поле в направлении, перпендикулярном электрическому. Это приводит к тому, что траектория электронов, покидающих катод изменяется - при ускорении вдоль направления электрического поля они набирают скорость, в результате чего на них действует сила Лоренца, перпендикулярная скорости - чем выше скорость, тем сильнее закручивается траектория. В результате эмитированные электроны либо возвращаются на катод, попадая в "ловушку", либо испытывают соударение с атомами газа, переходя на новую траекторию, более удалённую от катода, затем процесс повторяется пока поля не ослабнут (электрическое - из-за плазменной экранировки, а магнитное - из-за падения с расстоянием). В результате существенно повышается эффективность

ионизации, а значит и скорость распыления, по сравнению с тлеющим разрядом. В ходе данной работы для нанесения тонких плёнок ниобия и меди на подложки использовалась установка, разработанная и собранная В.С. Столяровым, см. фото ниже.

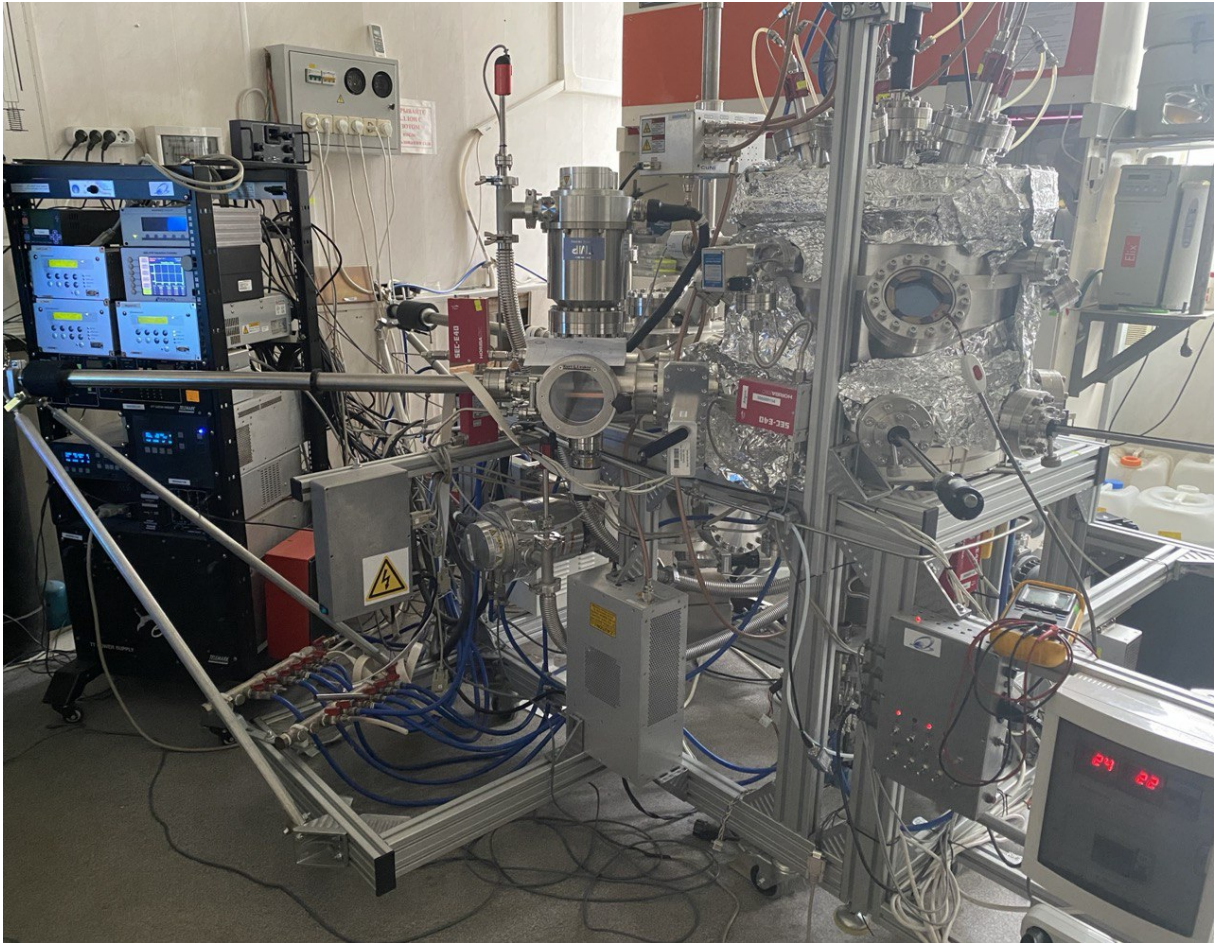


Рис. 2.1: Установка для магнетронного напыления, Черноголовка

Ниже приведена таблица с параметрами напыления.

	Cu	Nb
W, Вт	200	200
U, В	459	444
P(Ar), мБар	4.01e-3	3.99e-3
d, нм	14.8	50.8

Таблица 2.1: Данные о напылении плёнок Cu и Nb

2.2 Литография

Литография - часто используемый процесс для создания микро- и наноструктур, детали которого могут существенно различаться в зависимости от вида и установки, но общий принцип заключается в нанесении резиста - некоторого вещества, свойства

которого (как правило, растворимость или твёрдость) изменяются под воздействием электро-магнитного излучения того или иного диапазона или электронного излучения - на подложку, на которой планируется получить желаемую структуру, и последующей экспозиции - облучении светом определённой длины волны или электронным лучом - и затем проявлении - растворению облучённого резиста в растворителе. Далее происходит либо травление через маску из оставшегося резиста, либо напыление, после чего оставшийся резист также растворяют и смывают. В качестве резиста, как правило, используются растворы органических материалов, которые в ходе экспозиции либо деполимеризуются (разрываются молекулярные связи в цепи полимера), вследствие чего повышается их растворимость - такие резисты называют позитивными - либо, наоборот, полимеризуются (между молекулами-мономерами возникают поперечные связи), в результате их растворимость уменьшается - такие резисты называют негативными.

Итак, можно выделить следующие основные этапы литографии :

1. Подготовка и очистка подложки от возможных загрязнений (например, в растворе кислоты, в ацетоне или изопропанолe с использованием ультразвуковой ванны или при помощи плазмы).
2. Нанесение тонкого слоя резиста на подложку - для этого подложка с каплей резиста помещается на центрифугу с заданной скоростью вращения, откалиброванной под определённый резист. После подложка сушится на воздухе, на нагретой поверхности или в печи - это необходимо для удаления растворителя из резиста.
3. Экспонирование под действием ультрафиолетового или рентгеновского излучения или электронного пучка (в зависимости от типа литографии).
4. Проявление - удаление засвеченных (в случае позитивного) или незасвеченных (в случае негативного) участков, в результате из оставшегося резиста формируется необходимый рисунок.
5. Формирование необходимой структуры посредством травления, напыления или осаждения - в зависимости от конкретной задачи.
6. Удаление оставшегося на поверхности подложки резиста растворителем. Если поверх неэкспонированного резиста наносилась дополнительно плёнка из вещества, то она удаляется вместе с резистом под ней - так называемая lift-off литография.

2.2.1 Фотолитография

В фотолитографии для экспозиции резиста используется ультрафиолетовое излучение. Естественным образом размер структур, получаемых с помощью литографии, ограничен длиной волны излучения, поэтому фотолитография применяется для нанесения структур сравнительно больших масштабов (10^2 нм и больше) или подводящих контактов.

2.2.2 Электронно-лучевая литография

В электронно-лучевой литографии, как следует из названия, экспонирование производят с помощью сфокусированного электронного луча. В сравнении с фото-

литографией, этот метод позволяет добиться существенно более высокого разрешения (10^1 нм) ценой меньшей производительности, более сложной установки, а также повышенных требований к качеству вакуума. В процессе изготовления образцов для данной работы использовались два этапа электронно-лучевой литографии, которые производились в Центре Коллективного Пользования МФТИ, фото установок и параметры приведены ниже.



Рис. 2.2: Установка для электронной литографии Crestec CABL9000c, ЦКП МФТИ

Установка	Crestec CABL 9000c	
Резист	Марка	ARP 6200.04
	Центрифуга	2000 об/мин
	Запекание	160°C, 5 мин
	Проявление	ARP 6200 546, 1 мин
Литография	Доза	140 мкКл/см ²
	Ток	310 пА
	Время на точку	1 мкс

Таблица 2.2: Параметры первой литографии

Установка	Crestec CABL 9000c	
Резист	Марка	MA-N 2405
	Центрифуга	3000 об/мин
	Запекание	90°C, 30 с
	Проявление	MA-0525, 45 с, затем H ₂ O, 1 мин
Литография	Доза	400 мкКл/см ²
	Ток	300 пА
	Время на точку	0,4 мкс

Таблица 2.3: Параметры второй литографии

2.3 Травление

Травление - это процесс удаления вещества с поверхности образца через заранее подготовленную маску (как правило, с помощью литографии) с помощью физического или химического воздействия. Травления различают виду активной среды (травителя) на :

- Сухое
- Жидкостное химическое
- Электро-химическое
- Травление в парагазовых смесях

Сухое травление подразумевает под собой травление без применения жидких травителей, оно также делится на различные виды по способу воздействия, например :

- Ионное распыление. Оно происходит в результате бомбардировки поверхности тяжёлыми заряженными частицами (как правило, ионами инертного газа)
- Реактивное ионное травление. В нём используется химически активная плазма, которая удаляет атомы с поверхности травимой подложки не только за счёт физической передачи импульса от бомбардирующих ионов (как в случае ионного распыления), но и путём химических реакций с атомами подложки.
- Химическое плазменное травление. Его принцип заключается в том, что поверхность подложки подвергается воздействию потока плазмы газовой смеси под высокой скоростью. В процессе формируются летучие продукты химических реакций между атомами или ионами плазмы и материалом подложки, при этом физические свойства поверхностного слоя подложки могут изменяться.

В данной работе использовалось плазмо-химическое и плазменное травление на установке Corial200i, фото установки и параметры травления см. ниже.

Установка	Corial 200i
Тип травления	ICP-RIE
Среда	CHF ₃ + He
Расход CHF ₃	47,5 sccm
Расход He	2 sccm
Рабочее давление	3.2 мТорр
Мощность RF	25 Ватт

Таблица 2.4: Параметры травления

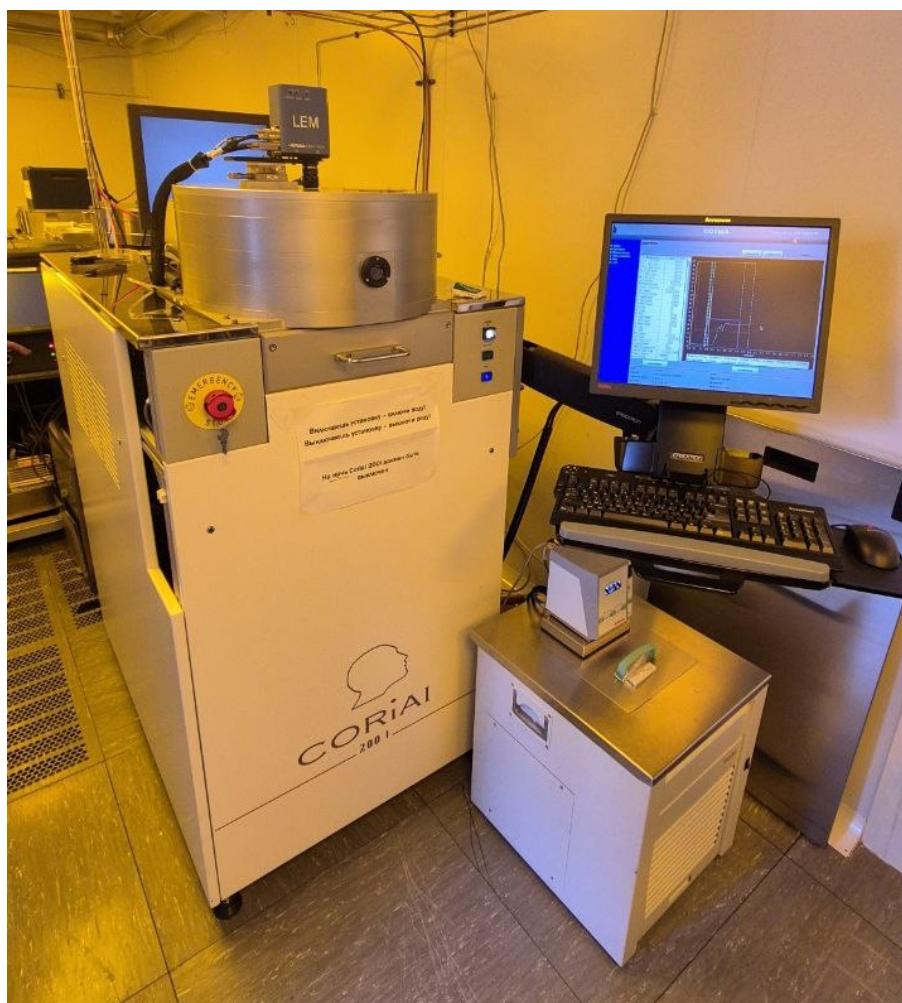


Рис. 2.3: Установка для травления Corial200i, ЦКП МФТИ

Глава 3

Образцы - дизайн и изготовление

В данной работе представлены, главным образом, результаты измерений образцов SNS контактов на подложке из ферромагнитного изолятора, изготовленных в двух сериях - назовём их условно Серия 1 (представлена образцами 4 и 7) и Серия 2 (представлена образцами SNS 100 и SNS 140). Отметим, что это вовсе не значит, что было изготовлено всего две серии образцов, напротив - промежуточных вариантов было немало, однако качественные результаты измерений удалось получить главным образом на приведённых образцах, поэтому используем такие обозначения для краткости. Основным различием между образцами в этих сериях (помимо, разумеется, дизайна и небольшого отличия толщины плёнки меди) является технологический процесс. Ниже будут описаны дизайны серий образцов, использованные технологические процессы и отмечены отличия итоговых структур. Стоит также отметить, что в серии 2 параллельно (с тем же дизайном и тех. процессом) были изготовлены образцы контактов на подложке из кремния, параметры которых, в остальном, были аналогичны соответствующим образцам на подложке из ЖИГ.

3.1 Дизайн

Для проектирования дизайна образцов использовалась программа LEdit. Ниже приведены примеры дизайнов образцов

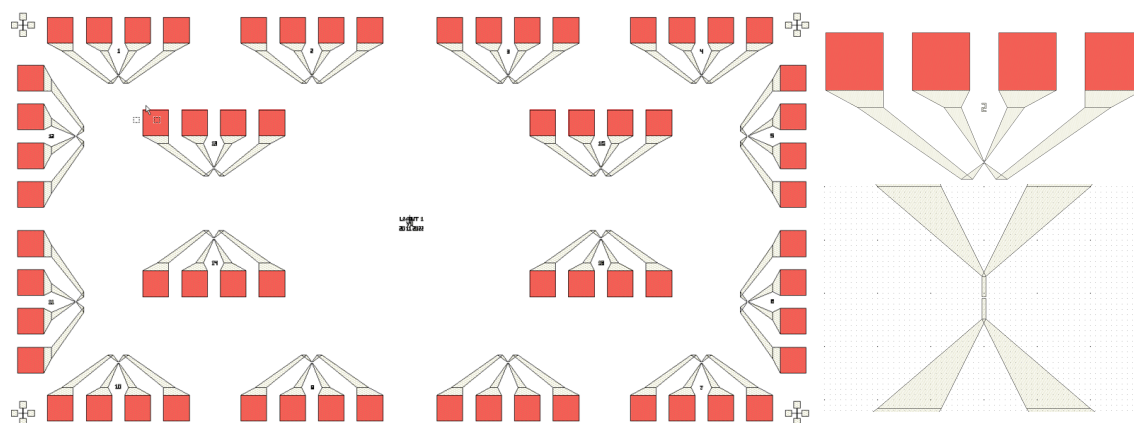


Рис. 3.1: Дизайн образцов Серии 1 - общий план (слева) и одного из контактов (справа)

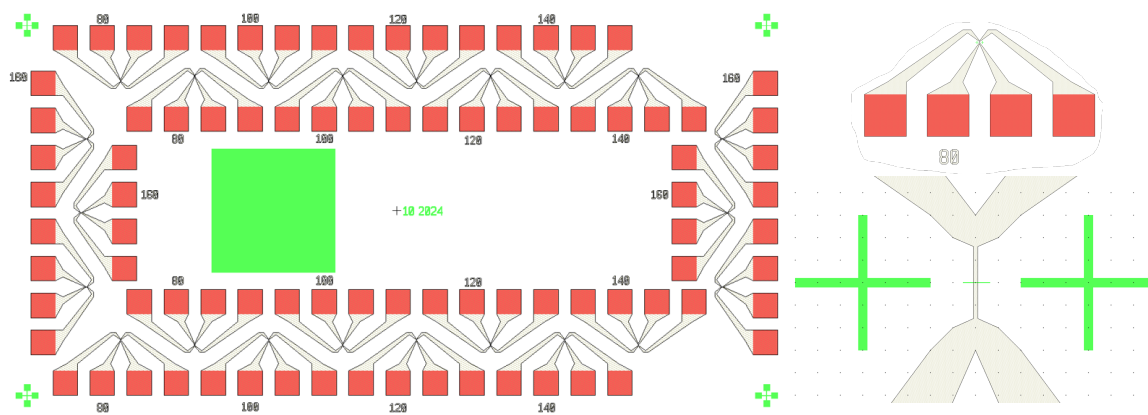


Рис. 3.2: Дизайн образцов Серии 2 - общий план (слева) и одного из контактов (справа)

3.2 Изготовление

Опишем технологический процесс для обеих серий.
Основные стадии старого техпроцесса (для Серии 1) :

- Магнетронное напыление бислоя Nb/Cu
- Электронно-лучевая литография, напыление маски из Al
- Травление через алюминиевую маску
- Фотолитография

Основные стадии нового техпроцесса (для Серии 2) :

- Магнетронное напыление бислоя Nb/Cu
- Электронно-лучевая литография для формирования щелей
- Травление до меди, в результате формируются щели будущих контактов
- Электронно-лучевая литография для формирования самих контактов
- Травление до подложки, в результате формируются готовые структуры

Основное отличие, достигнутое за счёт добавление дополнительных литографии и травления, заключается в том, что в новых образцах плоскость меди вытравлена в областях снаружи непосредственно контактов. Это служит нескольким целям одновременно : во-первых, приблизить реальную систему к предложенному во введении теоретическому описанию, во-вторых, повысить абсолютные значения критического тока по сравнению со старыми образцам, в-третьих, уменьшить неоднородность величины зазора контакта вдоль берега, вызванную дефектами вблизи краёв контакта. Ниже приведены таблица с характеристиками, а также SEM-изображения контактов, изготовленных по первому и второму технологическому процессам.

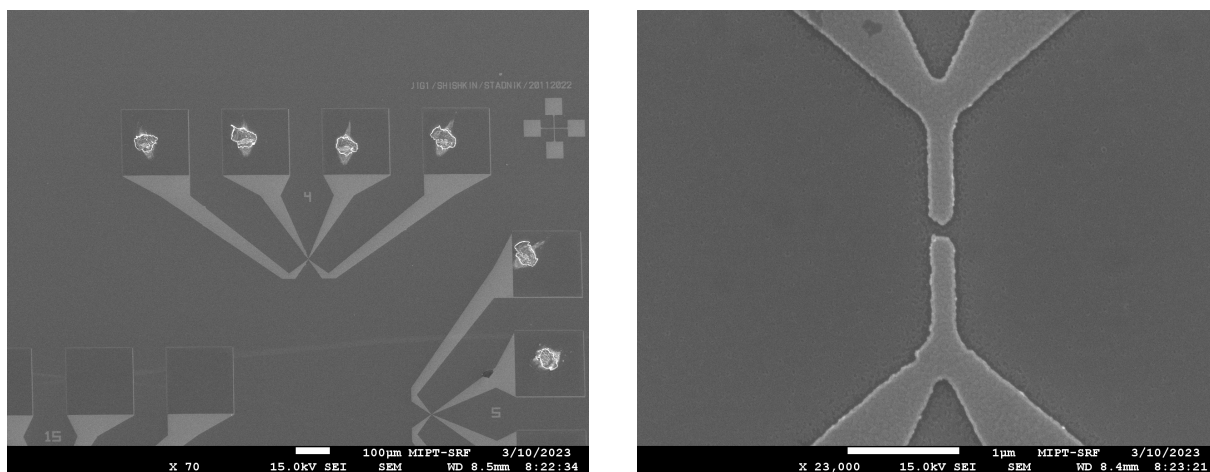


Рис. 3.3: SEM-изображения образца 4

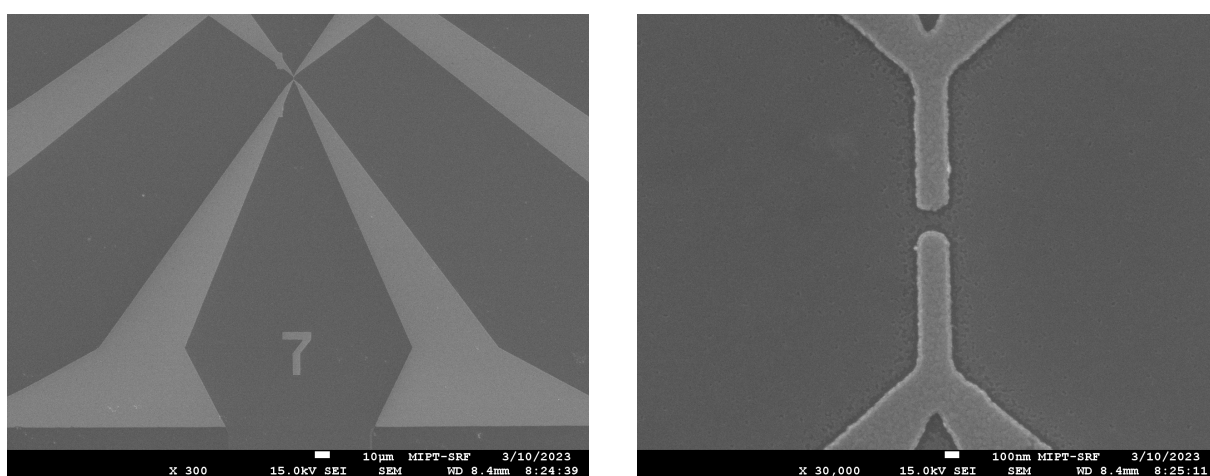


Рис. 3.4: SEM-изображения образца 7

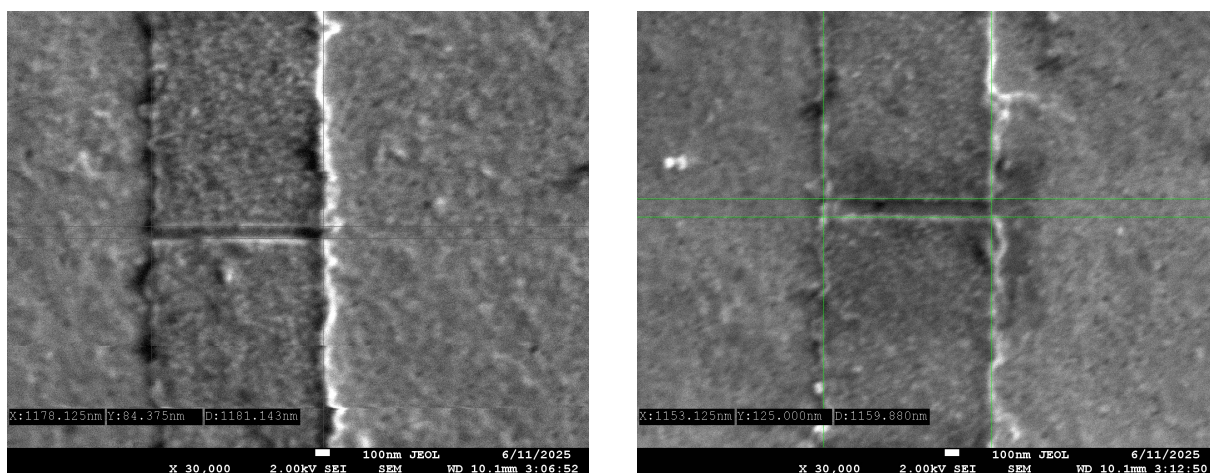


Рис. 3.5: SEM-изображения образцов SNS 100 (слева) и SNS 140 (справа)

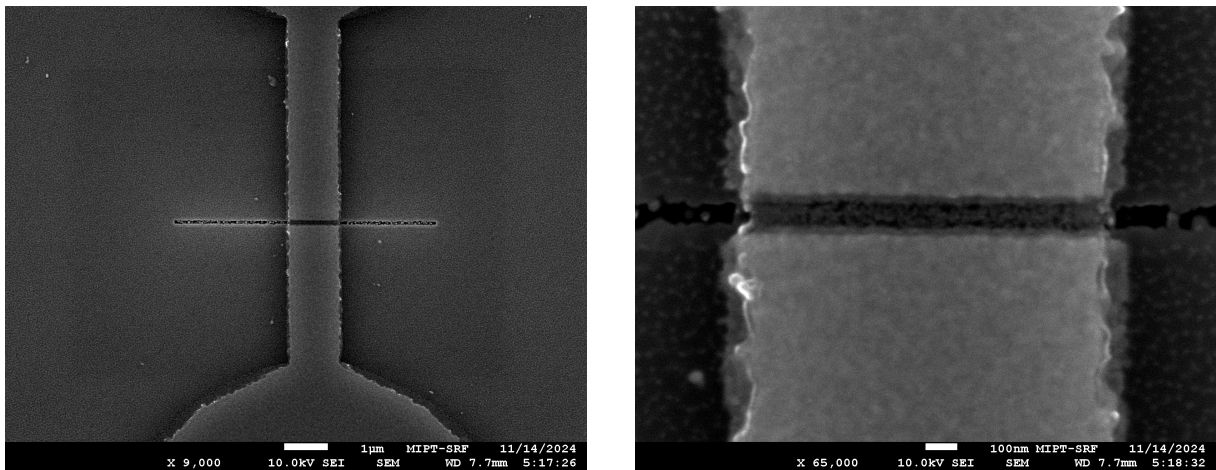


Рис. 3.6: SEM-изображения образца SNS 140 (Si)

Образец	Подложка	Толщина плёнки Nb	Толщина плёнки Cu	d, нм	w, мкм
Sample 4	YIG	50нм	15 нм	102	0.2
Sample 7				145	
SNS 100			20 нм	84	1
SNS 140	125				
SNS 140 (Si)	Si			124	

Таблица 3.1: Характеристики образцов

Глава 4

Экспериментальные методы и оборудование

4.1 Криостат растворения

Криостат растворения - это криогенная установка, способная достигать температур вплоть до мК, избегая при этом движущихся частей в холодной зоне, что снижает механические вибрации и связанные с этим флуктуации температуры. Нам это необходимо, чтобы изучить поведение исследуемой системы в как можно более широком диапазоне температур ниже критической температуры ниобия, чтобы повысить вероятность пронаблюдать искомый эффект.

Принцип работы криостата растворения основан на смешивании двух изотопов гелия : гелия-3 (${}^3\text{He}$) и гелия-4 (${}^4\text{He}$). При температурах ниже 800 мК, происходит разделение фаз в смеси жидких ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$, в результате чего формируются две фазы : насыщенная фаза (concentrated phase), богатая ${}^3\text{He}$ и разбавленная фаза (dilute phase), состоящая, в основном, из ${}^4\text{He}$, но содержащая некоторое количество ${}^3\text{He}$. При стремлении температуры к абсолютному нулю, насыщенная фаза становится чистым ${}^3\text{He}$, в то время как в разбавленной фазе остаётся некоторое количество (6,4%) ${}^3\text{He}$. Энтальпия ${}^3\text{He}$ в разбавленной фазе выше, чем в концентрированной, т.е. при растворении атомов ${}^3\text{He}$ из концентрированной в разбавленную фазу, система поглощает теплоту, что и позволяет охлаждаться. Чтобы поддерживать этот процесс, необходимо постоянно создавать дефицит ${}^3\text{He}$ в разбавленной фазе.

Такая циркуляция поддерживается с помощью комбинации насоса (still pump), теплообменника, камеры смеси (mixing chamber), где и достигаются наиболее низкие температуры. Исследуемые образцы помещаются в держатели, которые термически соединены с плитой, которая, в свою очередь, термически соединена с камерой смеси.

Отметим, что этот принцип работы касается только охлаждения до наиболее низких температур. Для предварительного охлаждения системы система Pulse-tube - она охлаждает смесь до температуры $<4,2\text{K}$, после чего смесь конденсируется в камере смеси, охлаждается до 0.8K благодаря постоянной откачке паров гелия компрессором, после чего запускается процесс охлаждения растворением, описанный выше.

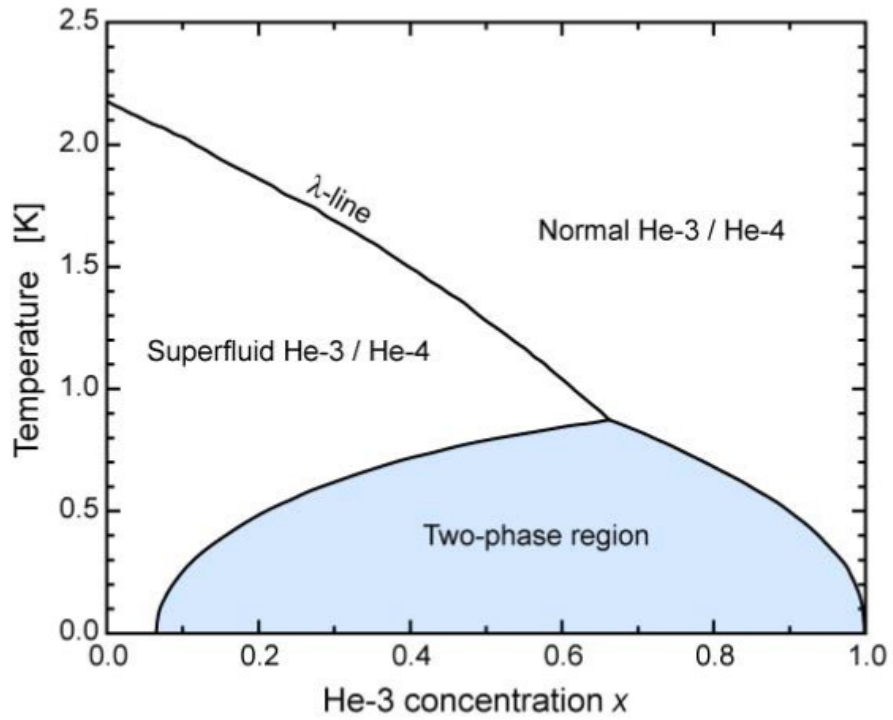


Рис. 4.1: Фазовая диаграмма смеси ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ (из [11])

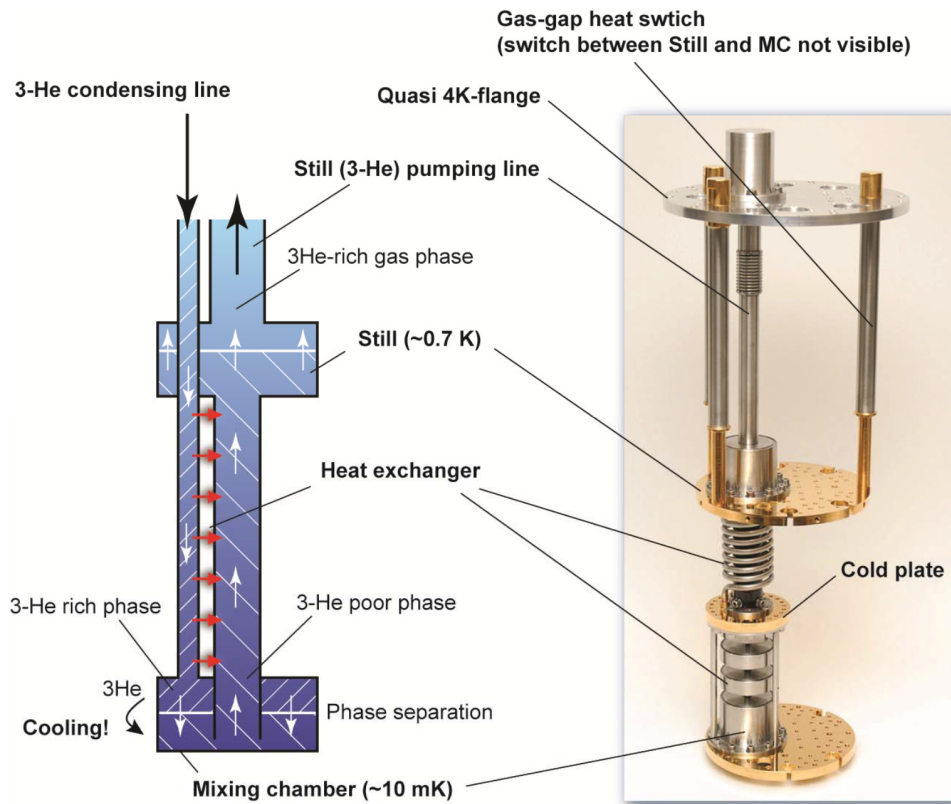


Рис. 4.2: Схема работы криостата растворения (из [11])

4.1.1 Pulse tube

Охладитель на пульсирующих трубках (Pulse-Tube) - это криогенная технология, которая широко используется как первый этап охлаждения в криостатах, в частности в криостатах растворения. Её выгодно отличает то, что в системе Pulse-Tube нет движущихся частей в холодной области, что существенно снижает механические колебания - это важное свойство для чувствительных измерений.

Охладитель Pulse-Tube работает по принципу двигателя Стирлинга - он использует периодическое сжатие и расширение газообразного гелия для охлаждения. Основные компоненты системы : компрессор, регенератор - газопроницаемый материал с высокой теплоёмкостью, теплообменники, сама пульсирующая трубка.

4.1.2 Криостат растворения Bluefors

В данной работе для транспортных измерений при низких температурах использовался криостат Bluefors BF-LD250.



Рис. 4.3: Криостат растворения BF-LD250

4.2 Ультразвуковое устройство для бондирования

Это установка, которая позволяет соединить контактные площадки образцов на чипе с контактными площадками на держателе тонкой алюминиевой проволокой. В данной работе использовалась установка для ультразвукового бондирования Kulicke&Soffa Industries (Model 4526).

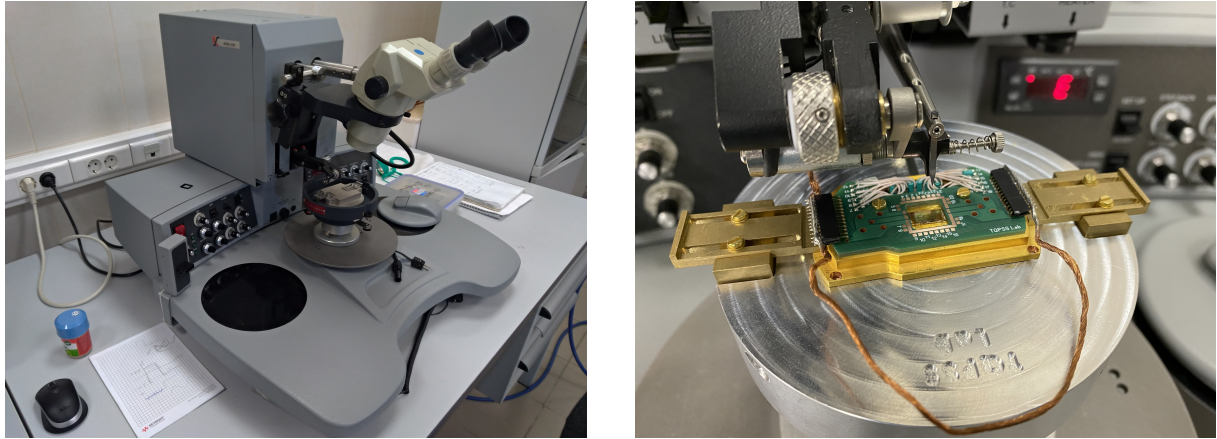


Рис. 4.4: Установка для бондирования (слева) держатель с образцом во время бондирования (справа)

4.3 Транспортные измерения

Как следует из введения, в качестве основной задачей было получение зависимостей критического тока исследуемых структур от температуры. Естественно, для этого необходимо получить вольт-амперные характеристики контактов в интересующем нас диапазоне температур (пока в структурах наблюдается сверхпроводимость) и извлечь из них критический ток каким либо методом. Ниже приведены методы измерения ВАХ, способы обработки данных будут описаны в следующей главе.

4.3.1 Измерения по 4-точечной схеме на постоянном токе

Для измерений ВАХ использовались прецизионный источник тока, Keithley mod. 6221 и нановольтметр Keithley instruments mod. 2182A.



Рис. 4.5: Источник тока (слева) и нановольтметр (справа)

В ходе экспериментов были попытки использовать внутренние фильтры приборов (в частности, нановольтметра) - как аналоговый, так и цифровой. Предполагается, что при измерениях такие фильтры должны позволять снизить уровень шума. Однако, после многочисленных сравнений, в итоге предпочтение было отдано методу снятия нескольких ВАХ в одной точке (создаётся развёртка токов с множественными проходами, см. график ниже) без дополнительной фильтрации приборами - это, по сути, аналогично цифровому фильтру нановольтметра, но позволяет не терять исходные данные. В процессе измерений на линии стояли аналоговые low-pass фильтры.

4.3.2 Измерения с использованием синхронного усилителя

В ходе работы с также был опробован альтернативный способ измерений ВАХ - с применением синхронного усилителя (Lock-in amplifier) - прибора, который позволяет измерять переменные сигналы небольшой величины на фоне сильных шумов.

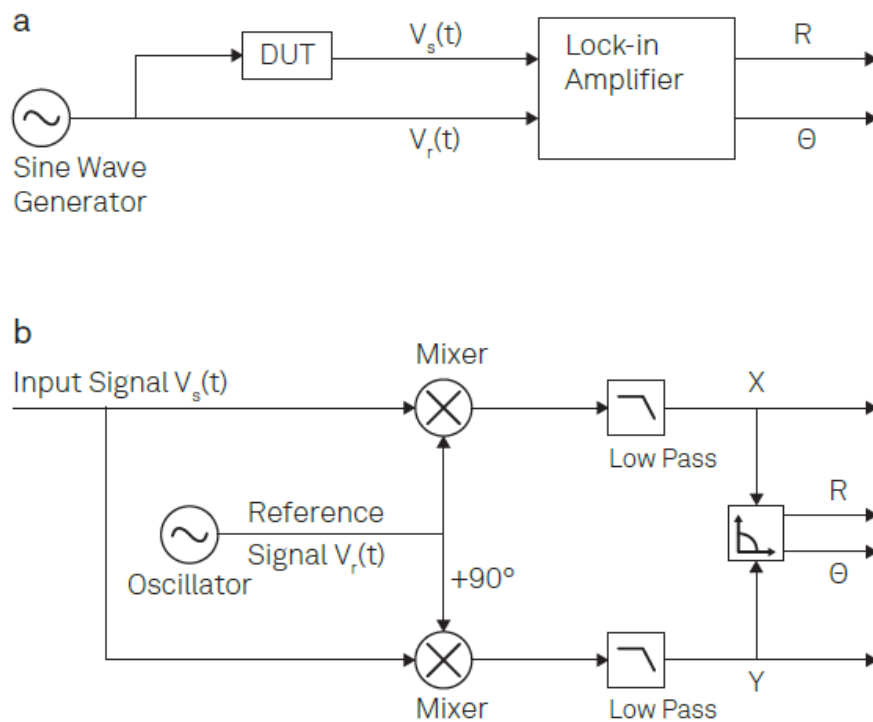


Рис. 4.6: Схематичное изображение Lock-in усилителя

Принцип работы Lock-in усилителя заключается в следующем :

- Модуляция - На образец подаётся АС-сигнал. Источник переменного тока, подающий сигнал на образец, синхронизируется с внутренним источником Lock-in усилителя, либо в качестве источника используется сам внутренний источник.
- Смешивание (демодуляция) - На вход прибора подаётся два сигнала : исходный сигнал источника (reference) и выходной сигнал с образца (input), который содержит как отклик образца (полезный сигнал), так и шум. Исходный и выходной сигналы смешиваются (коротко говоря, перемножаются и усредняются

в течение некоторого времени) - это приводит к тому, что сигнал на интересующей наблюдателя частоте (частоте источника) преобразуется в постоянное смещение (DC-сигнал).

- Фильтрация - После этого используются внутренние low-pass фильтры прибора, чтобы избавиться от всех компонент сигнала, кроме узкой полосы вблизи DC.
- Вывод - Результат измерения представляется в виде амплитуды и фазы (относительно исходного сигнала) отклика.

К сожалению, попытка реализовать данный метод не увенчалась успехом для нас.

4.4 Сканирующая электронная микроскопия

Сканирующая электронная микроскопия (SEM) — это высокоразрешающая методика визуализации, позволяющая исследовать морфологию поверхности с большим увеличением и глубиной резкости. В SEM узко сфокусированный пучок электронов высокой энергии (обычно 0.5–30 кэВ) направляется на поверхность образца. Электронный пучок формируется в электронной пушке и фокусируется при помощи электромагнитных линз. В данной работе использовался микроскоп JEOL JSM7001F, находящийся в ЦКП МФТИ.

Глава 5

Результаты измерений и обсуждение

5.1 Обработка ВАХ и извлечение крит тока

В ходе нескольких экспериментов были получены вольт-амперные характеристики множества образцов, для дальнейшей работы необходимо было обработать их - извлечь критические токи и проанализировать их зависимости от температуры. Для этого использовались два метода, приведённые ниже.

5.1.1 Метод 1

Первый метод заключался в следующем :

- Разделить ВАХ на проходы - поскольку при каждой температуре ВАХ измерялась несколько раз, это необходимо для более эффективного накопления данных и меньших ошибок
- Усреднить все проходы - чтобы снизить случайную погрешность и частично нивелировать случайный дрейф потенциала измерительных приборов
- Фитировать полученную усреднённую ВАХ - для извлечения критического тока как параметра фита

Пример такой обработки для одного из измерения приведён ниже. Здесь на графике сверху приведены исходные данные измерений (синие точки), на графике снизу приведён результат усреднения этих данных (синие точки) и результат фита (чёрная пунктирная линия).

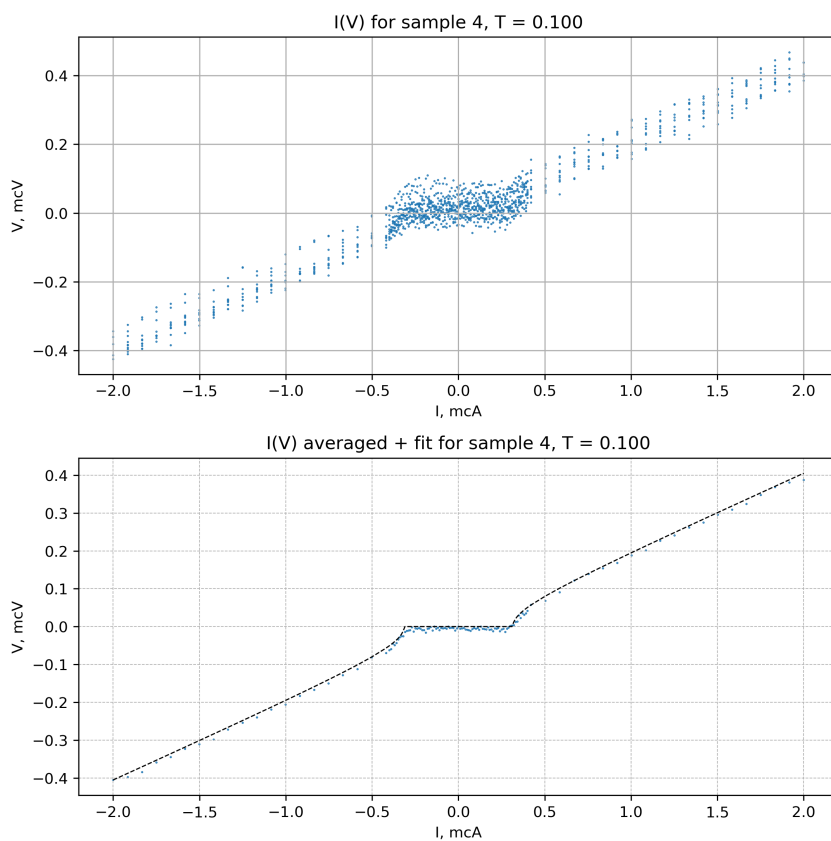


Рис. 5.1: Пример обработки ВАХ первым методом

Результат обработки полных данных для одного из измерений :

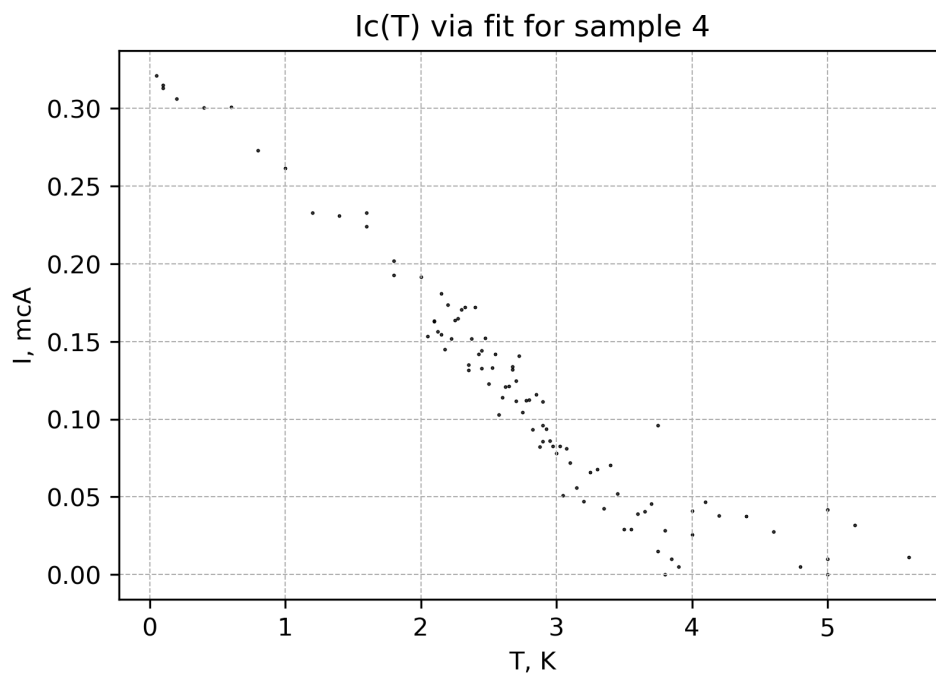


Рис. 5.2: Зависимость $I_c(T)$ для образца 4, полученная первым методом

5.1.2 Метод 2

Альтернативный метод заключался в следующем :

- Разделить ВАХ на проходы - поскольку при каждой температуре ВАХ измерялась несколько раз, это необходимо для более эффективного накопления данных и меньших ошибок
- Усреднить все проходы - чтобы снизить случайную погрешность и частично нивелировать случайный дрейфт потенциала измерительных приборов
- Применить гауссову фильтрацию - чтобы дополнительно снизить уровень шума
- Определить точки, где ВАХ пересекает некоторое пороговое значение (threshold), заданное вручную
- Построить линейную аппроксимацию ВАХ вблизи этой точки и найти пересечение оси токов - эта точка и будет принята за критический ток

Пример обработки одной из ВАХ дан на графике ниже. Здесь на графике слева показана сама ВАХ (серым цветом), результат сглаживания и усреднения (красным цветом), справа показана развёртка ВАХ (серым цветом), и развёртка результата сглаживания до усреднения (красным цветом). Пунктирной линией показана величина порогового значения напряжения, с помощью которого определялся крит ток (как описано в последних двух пунктах в пошаговом списке выше).

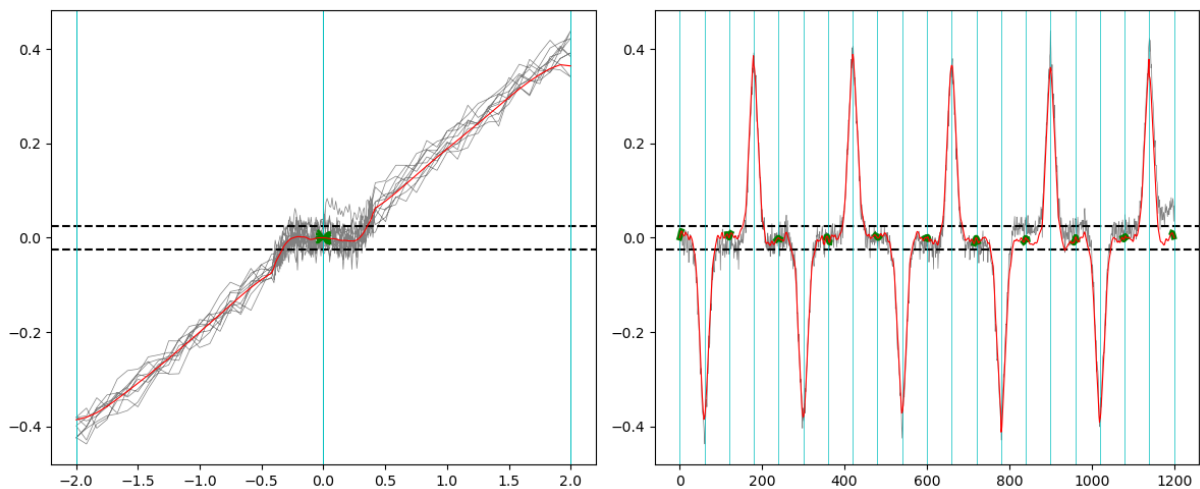


Рис. 5.3: Пример обработки ВАХ вторым методом

Результат обработки полных данных для одного из измерений :

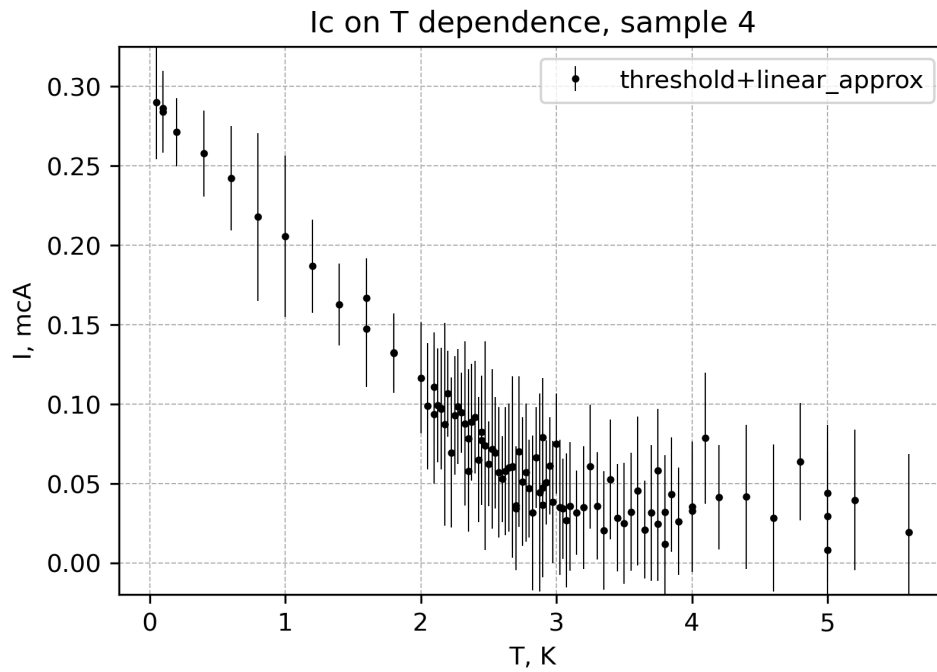


Рис. 5.4: Зависимость $I_c(T)$ для образца 4, полученная вторым методом

5.1.3 Сравнение методов и результаты

Ниже приведены графики с результатами обработки обоими методами, а также SEM-изображения соответствующих образцов :

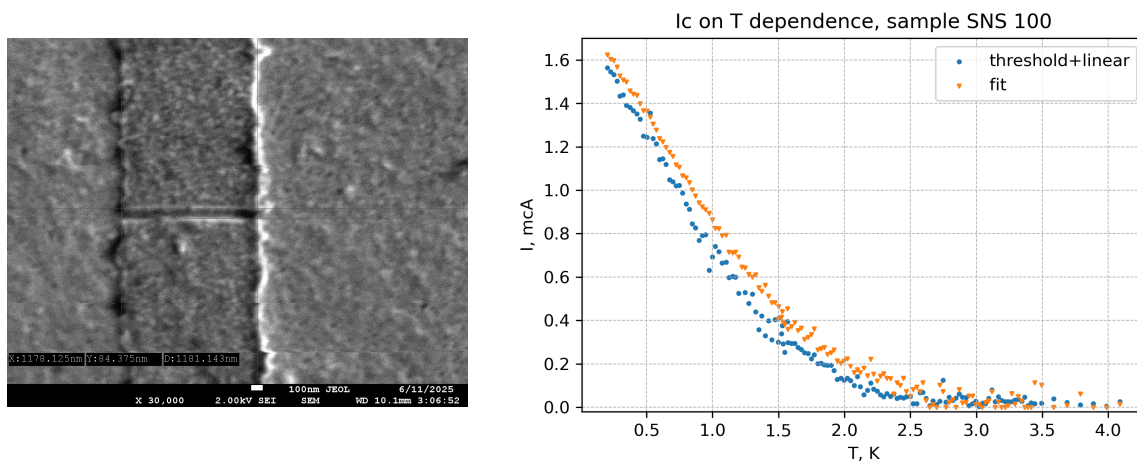


Рис. 5.5: Сравнение зависимостей $I_c(T)$ и SEM-изображение, образец SNS 100

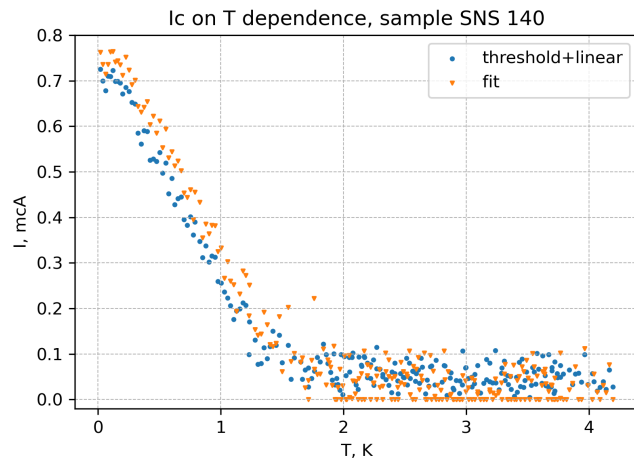
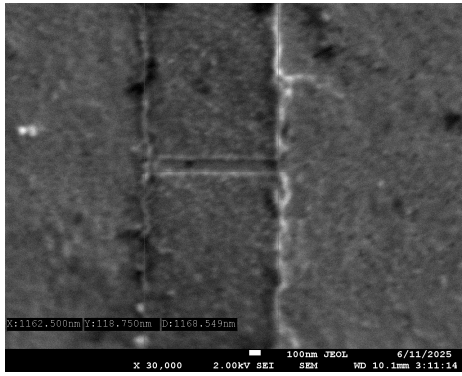


Рис. 5.6: Сравнение зависимостей $I_c(T)$ и SEM-изображение, образец SNS 140

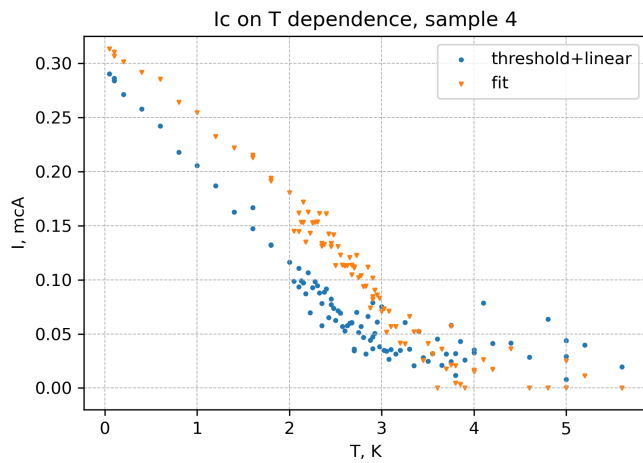
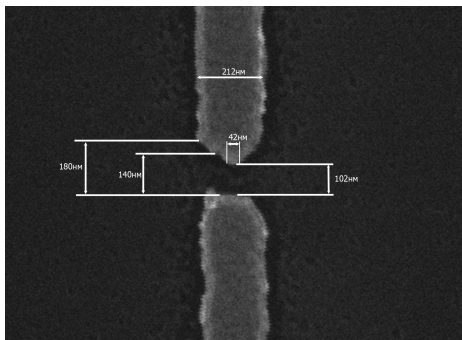


Рис. 5.7: Сравнение зависимостей $I_c(T)$ и SEM-изображение, образец sample 4

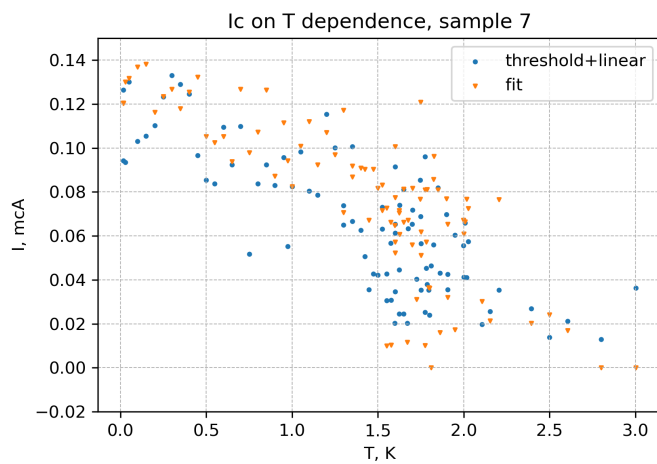
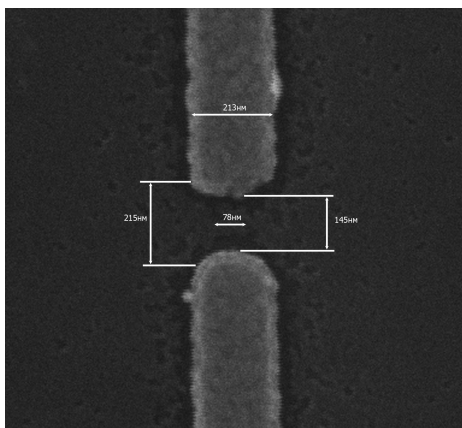


Рис. 5.8: Сравнение зависимостей $I_c(T)$ и SEM-изображение, образец sample 7

5.2 Измерения в магнитном поле

5.2.1 Зависимость $I_V(H)$ для SNS контакта на кремнии

Измерения проводились на образце SNS 140 (Si) в магнитном поле, перпендикулярном плоскости контакта, для этого был использован электромагнит, встроенный в криостат. Поскольку в данном эксперименте образец был установлен не в стойке, которая находится внутри магнита, а на плите, расположенной над торцом магнита, реальная величина поля вблизи образца отличается от поля внутри магнита (примерно в 500 раз), коэффициент пересчёта учтён в итоговом графике. Все измерения проводились при фиксированной температуре - 200mK . Для извлечения критического тока исходная ВАХ преобразовывалась в зависимость дифференциального сопротивления от тока ($V(I) \rightarrow dV/dI(I)$), по которой и определялся крит. ток с помощью отсечки по напряжению.

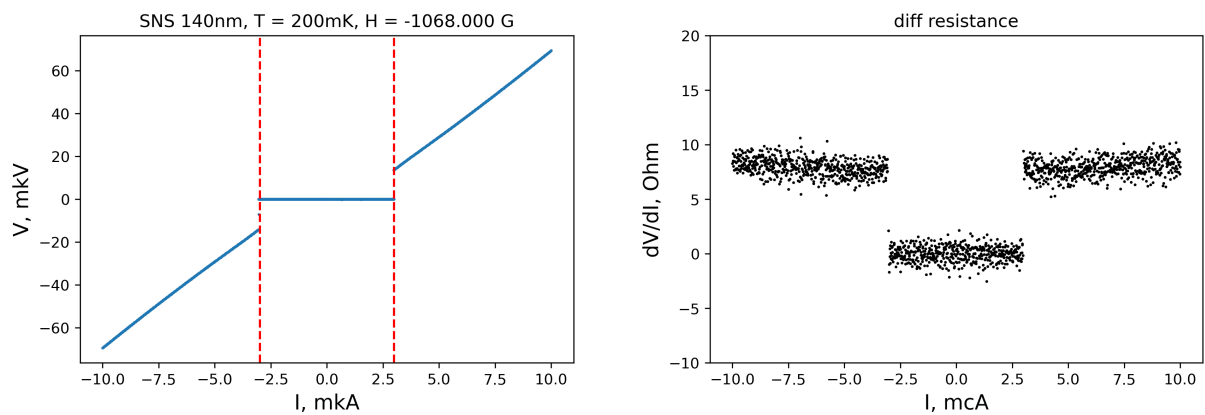


Рис. 5.9: Пример ВАХ

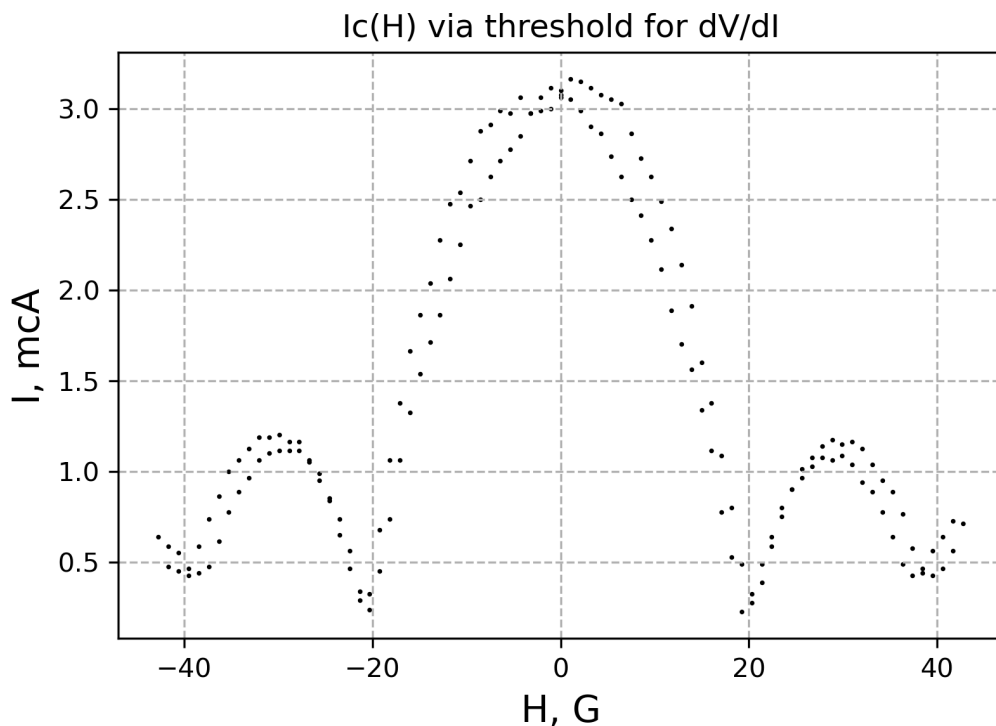


Рис. 5.10: Итоговая зависимость $I_c(H)$ для образца SNS 140 (Si) при $T = 200\text{mK}$

5.2.2 Зависимость $I_V(H)$ для SNS контакта на YIG

Измерения проводились на образце Sample 4 в магнитном поле, перпендикулярном плоскости контакта при температуре $T = 200\text{mK}$. Для извлечения критического тока использовался метод, описанный в разделе 5.1.2.

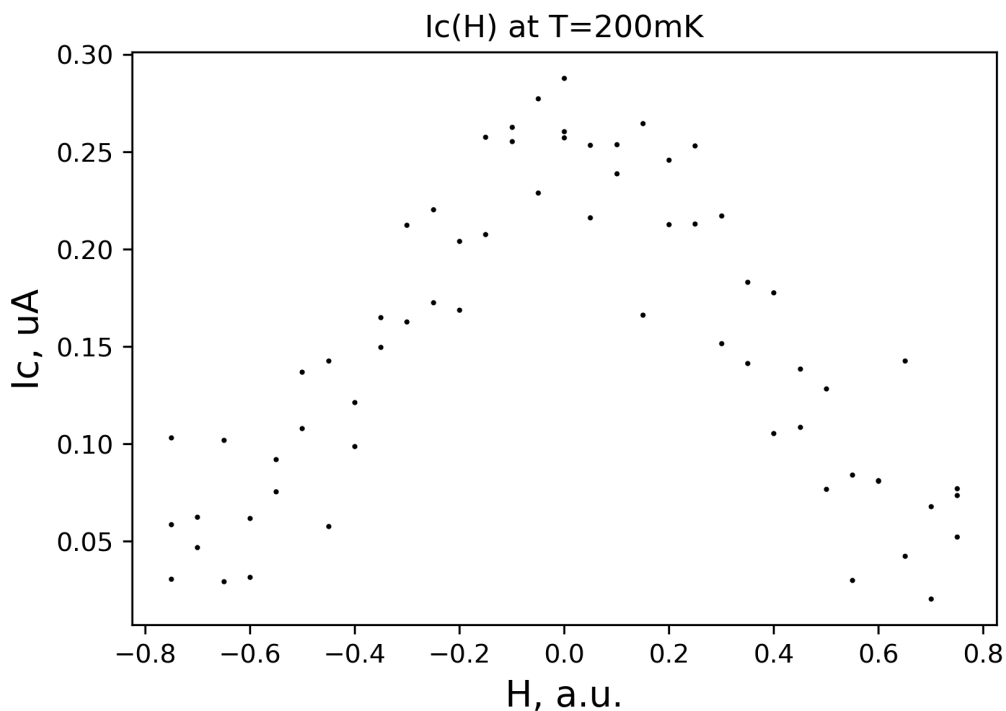


Рис. 5.11: Итоговая зависимость $I_c(H)$ для образца 4 при $T = 200\text{mK}$

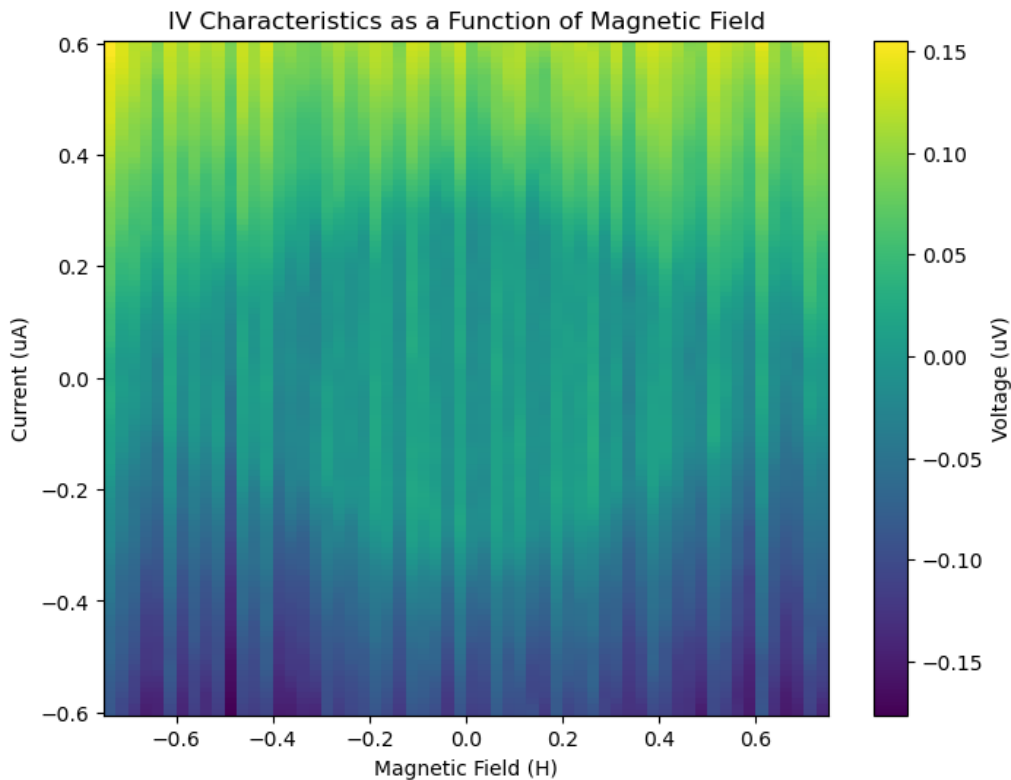


Рис. 5.12: Зависимость $I_V(H)$ для образца 4 при $T = 200\text{mK}$

5.3 Обсуждение результатов

Обратимся к образцам, которые демонстрируют явно немонотонные зависимости $I_c(T)$ независимо от способа обработки (Sample 4 и Sample 7) - см. графики в конце предыдущей главы. Видно, что для обоих рассматриваемых образцов, справа от температуры, при которой крит ток впервые обращается в ноль (или, по крайней мере, испытывает минимум), наблюдаются ВАХ с ненулевым критическим током (независимо от метода обработки) - это позволяет сделать предположение о наблюдении искомого $0 - \pi$ перехода в данных образцах.

Оценим и сравним также характерные значения плотностей критического тока для образцов на подложке из магнитного изолятора и образцов аналогичных контактов на обычной подложке из кремния.

Образец	Подложка	Крит. ток при $T=0.2K$, мкА	Площадь сечения контакта, $см^2$	Плотность крит. тока при $T=0.2K$, $A/см^2$
Sample 4	YIG	0.30	$3 * 10^{-11}$	$1.0 * 10^4$
Sample 7	YIG	0.14	$3 * 10^{-11}$	$0.5 * 10^4$
SNS 100	YIG	1.62	$2 * 10^{-10}$	$0.8 * 10^4$
SNS 140	YIG	0.71	$2 * 10^{-10}$	$0.4 * 10^4$
SNS 140 (Si)	Кремний	5.51	$2 * 10^{-10}$	$2.8 * 10^4$

Видно, что характерные плотности крит. тока для образцов SNS-контактов, изготовленных на основе одинаковых материалов с аналогичными параметрами и сходными (или вовсе одинаковыми) тех. процессами, отличаются в несколько раз (в меньшую сторону для подложки из YIG). Более того, если сравнить вид снятых ВАХ для образцов на разных подложках, видно что они отличаются. Таким образом, можно подтвердить вывод о том, что подложка из ферромагнитного изолятора подавляет сверхпроводимость в системе по сравнению со структурами на подложке из обычного изолятора и качественно влияет на транспортные характеристики системы.

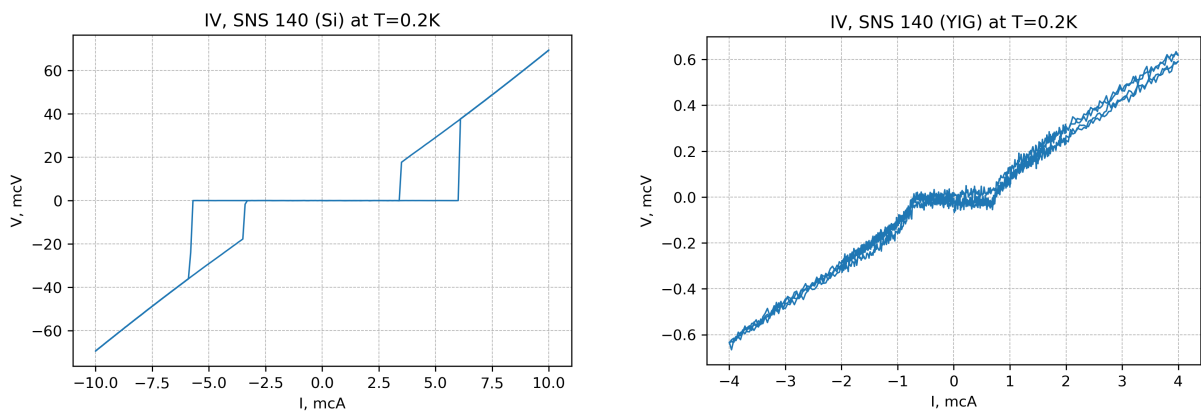


Рис. 5.13: Сравнение характерных ВАХ образцов на подложке из кремния (слева) и ЖИГ (справа)

Глава 6

Выводы

Подводя итоги, можно сформулировать следующие выводы о проделанной работе :

- Были внесены изменения в дизайн и разработана новая технология изготовления структур на основе бислоя Nb/Cu
- Были изготовлены серии джозефсоновских контактов на подложках из кремния и ферромагнитного изолятора ЖИГ
- На изготовленных образцах были произведены низкотемпературные транспортные измерения, в том числе в магнитном поле
- Был предложен и применён альтернативный способ обработки измеренных данных, при этом результаты его применения показывают хорошее соответствие с ранее полученными
- Было проведено сравнение результатов измерений и характеристик контактов, изготовленных по старой и новой технологии, и контактов, изготовленных по одинаковой технологии, но на разных подложках
- Джозефсоновские контакты, изготовленные по новой технологии не продемонстрировали ожидаемого немонотонного поведения зависимостей критического тока от температуры

Глава 7

Дополнение

7.1 Зависимости $R(T)$ для образцов на YIG серии 09.2024

В ходе отработки технологии изготовления структур на подложке из YIG была произведена серия образцов, в которой при измерении не обнаружилось ни одного образца, проявляющего сверхпроводимость. Однако образцы контактов из этой серии, как вскоре выяснилось, обладают нехарактерными зависимостями сопротивления от температуры. При повторном измерении спустя 2 месяца (при этом, большую часть времени образцы находились в вакууме, однако между первой и второй загрузкой чип с образцами был подвержен воздействию атмосферы в течение нескольких часов) образцы показали то же поведение с той лишь разницей, что значения сопротивлений образцов возросли. Несмотря на отсутствие прямой связи этих измерений с поставленной целью научной задачи, я посчитал, что эти измерения достаточно любопытны, чтобы заслужить упоминания здесь.

Ниже приведены измеренные зависимости :

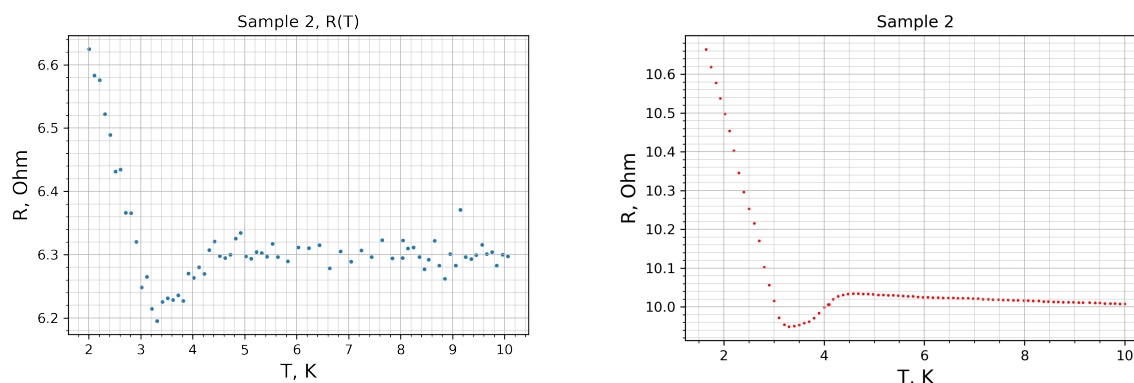


Рис. 7.1: Сравнение $R(T)$ образца 2 при первом (слева) и повторном (справа) измерении

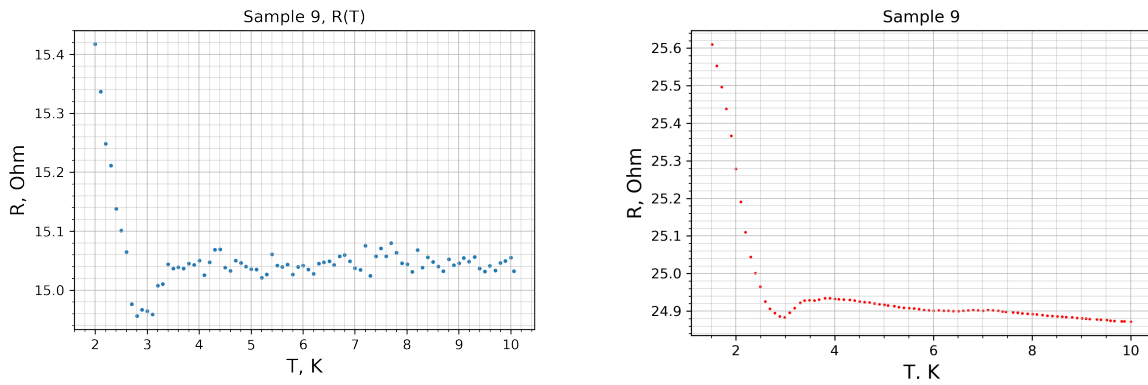


Рис. 7.2: Сравнение $R(T)$ образца 9 при первом (слева) и повторном (справа) измерении

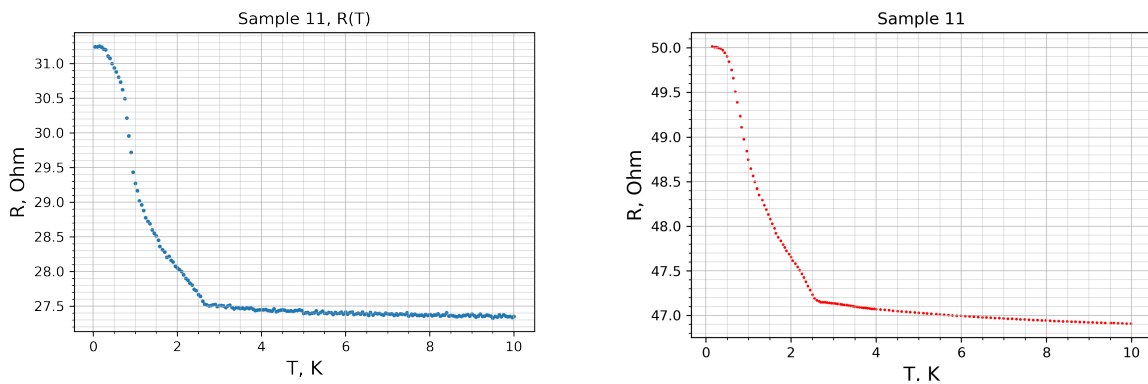


Рис. 7.3: Сравнение $R(T)$ образца 11 при первом (слева) и повторном (справа) измерении

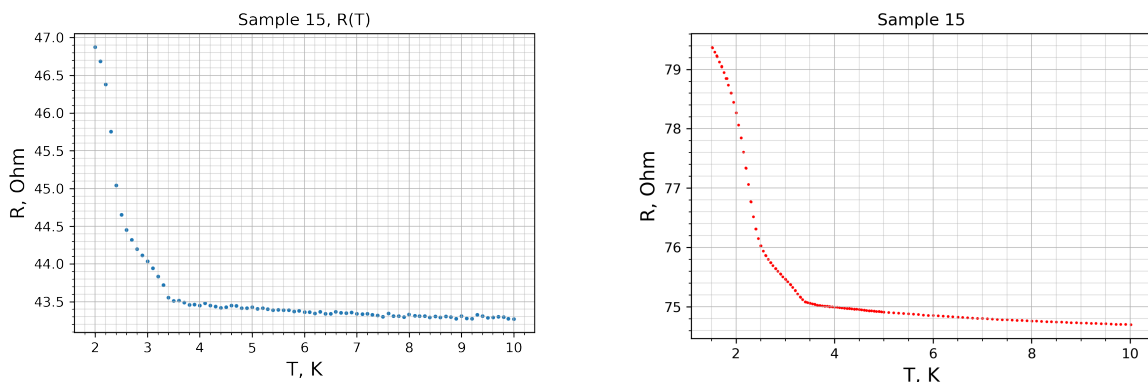


Рис. 7.4: Сравнение $R(T)$ образца 15 при первом (слева) и повторном (справа) измерении

Также стоит отметить, что подобное поведение было обнаружено у структур типа мостик на основе бислоя Nb/Cu, на которых проводил измерения мой коллега по лаборатории и кафедре - Семён Ларионов. Объяснить чем обусловлено такое поведение измеренных структур пока не удалось, но это может стать поводом для дальнейший изысканий.

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] *Калашников, Д.С.* Резонансная спектроскопия динамики вихрей сверхпроводящих токов в джозефсоновских планарных контактах, магистерская диссертация / Д.С. Калашников. — 2022.
- [9] Josephson critical current in a long mesoscopic S-N-S junction / P. Dubos, H. Courtois, B. Pannetier et al. // *Phys. Rev. B.* — 2001. — Jan. — Vol. 63. — P. 064502. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.63.064502>.
- [10] 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>.
- [11] BF-LD250 CRYOGEN-FREE DILUTION REFRIGERATOR SYSTEM User manual. — 2013.