

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение  
высшего образования  
«Московский физико-технический институт  
(национальный исследовательский университет)»  
Физтех-школа Фундаментальной и Прикладной Физики  
Образовательная программа «Квантовые наноструктуры, материалы и устройства»

**Направление подготовки / специальность:** 03.03.01 Прикладные математика и физика  
(бакалавриат)

**Направленность (профиль) подготовки:** Фундаментальная и прикладная физика

## **ИЗГОТОВЛЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ НАНОРАЗМЕРНЫХ ИНТЕРФЕРОМЕТРОВ НА ОСНОВЕ MORE ПЛЁНОК**

(бакалаврская работа)

**Студент:**

Рожков Игорь

---

*(подпись студента)*

**Научный руководитель:**

Столяров Василий Сергеевич,  
канд. физ.-мат. наук

---

*(подпись научного руководителя)*

**Консультант (при наличии):**

---

*(подпись консультанта)*

Москва 2019

## Аннотация

Сверхпроводящий квантовый интерферометр (СКВИД) – самый чувствительный детектор магнитного потока, известный на данный момент [1]. Любая физическая величина, которая может быть преобразована в магнитный поток, например, магнитное поле, напряжение или ток, может быть измерена с помощью СКВИДа. Одним из применений СКВИДа является сканирующая СКВИД-микроскопия, с помощью которой можно получать картины распределения магнитного поля по поверхности с хорошими пространственным разрешением и разрешением по магнитному полю. В этой работе отработывалась технология изготовления наноразмерного СКВИДа на мостиках Дайема для последующего использования в СКВИД-микроскопе. В качестве сверхпроводящего материала был выбран ранее неиспользовавшийся для таких задач сплав молибдена и рения (*MoRe*). Привлекательность данного материала заключается в том, что, в отличие от распространенных в технологии сверхпроводящих устройств алюминия и ниобия, *MoRe* гораздо меньше подвержен окислению в атмосфере. В качестве слабой связи были выбраны мостики Дайема, поскольку технология их создания проста в развертывании и не требует дополнительных этапов напыления или оксидирования. После создания технологии были проведены эксперименты, на основе которых были определены площадь захвата магнитного потока и глубина модуляции критического тока в магнитном поле, а также были оценены спектральная плотность шума магнитного потока и глубина проникновения магнитного поля.

## Благодарность

Хочу выразить искреннюю благодарность своему научному руководителю к. ф.-м. н. Столярову Василию Сергеевичу за подбор увлекательной и перспективной темы, интересные научные дискуссии и помощь в написании дипломной работы. Благодарю также В.В. Дремова за помощь в освоении измерительных методик и регулярные учебные задачи; О.В. Скрыбину за помощь в проведении измерений и советы по написанию дипломной работы, А.Г. Шишкина за помощь в изготовлении образцов и проведении SEM исследований, А.Ю. Куксина за помощь в проведении AFM исследований. Выражаю отдельную благодарность заведующему лабораторией А.А. Голубову за предоставленную возможность заниматься наукой в лаборатории.

## Содержание

<b>1</b>	<b>Обзор литературы</b>	<b>5</b>
1.1	Сверхпроводимость . . . . .	5
1.2	Эффект Джозефсона . . . . .	6
1.3	Квантование магнитного потока . . . . .	8
1.4	Основы работы СКВИДа . . . . .	8
1.5	Особенности мостиков Дайема . . . . .	10
1.6	НаноСКВИД . . . . .	10
1.7	Текущие успехи в создании наноСКВИДа . . . . .	12
<b>2</b>	<b>Технология</b>	<b>15</b>
2.1	Дизайн . . . . .	15
2.2	Напыление <i>MoRe</i> . . . . .	16
2.3	Создание маски . . . . .	17
2.4	Травление <i>MoRe</i> . . . . .	17
<b>3</b>	<b>Микроскопия</b>	<b>19</b>
<b>4</b>	<b>Измерения</b>	<b>22</b>
<b>5</b>	<b>Результаты измерений и обсуждение</b>	<b>23</b>
<b>6</b>	<b>Заключение</b>	<b>27</b>

# 1 Обзор литературы

## 1.1 Сверхпроводимость

Сверхпроводимость в металлах была обнаружена в 1911 году при проведении экспериментов по измерению сопротивления ртути при различных температурах [2]. Тогда считалось, что единственным свойством сверхпроводника является нулевое сопротивление ниже некоторой температуры, называемой критической температурой сверхпроводящего перехода. Нескольким позже, в 1933 году, В. Мейснером и Р. Оксенфельдом было установлено, что ниже критической температуры сверхпроводник также выталкивает из своего объема магнитное поле [3], этот эффект называется эффектом Мейснера-Оксенфельда.

Первое теоретическое обоснование сверхпроводимости было опубликовано братьями Лондонами в 1935 году [4]. Более общая теория была дана в 1950 году Л. Ландау и В. Гинзбургом [5]; в основу была положена теория фазовых переходов второго рода Ландау. В рамках теории были описаны два основных характерных масштаба длины в сверхпроводнике:  $\xi$  – длина когерентности, имеющая физический смысл характерной длины, на которой происходит измерение параметра порядка, и  $\lambda$  – глубина проникновения магнитного поля, представляющая собой характерную глубину, на которую в сверхпроводник проникает внешнее постоянное магнитное поле.

Первое объяснение сверхпроводимости на микроскопическом уровне было представлено в 1957 году Д. Бардином, Л. Купером и Д. Шриффером (теория БКШ) [6, 7]. В основе теории лежит понятие куперовской пары: пары электронов с противоположными спинами и импульсами, испытывающих эффективное притяжение через взаимодействие посредством фононов. Такие пары подчиняются статистике Бозе-Эйнштейна и при понижении температуры способны переходить в одно квантовое состояние. Эта особенность позволяет парам двигаться без столкновений с решеткой и другими электронами, т.е. бездиссипативно.

## 1.2 Эффект Джозефсона

В 1962 году Б. Джозефсоном была опубликована статья, в которой на основе теории БКШ было теоретически предсказано протекание бездиссипативного туннельного тока через тонкую прослойку изолятора, разделяющего два массивных сверхпроводника [8]. Годом позже этот эффект, получивший название эффекта Джозефсона, был экспериментально подтвержден П. Андерсоном и Дж. Роуэллом [9]. Несмотря на то, что изначально эффект был предсказан для прослойки изолятора между двумя массивными сверхпроводниками (так называемый SIS-контакт), скоро стало ясно, что эффект наблюдается и для других видов слабых связей, т.е. частей электрической цепи, где сверхпроводимость подавлена [10]. Среди наиболее часто используемых видов слабой связи надо выделить, помимо уже упомянутого выше SIS-контакта, SNS-контакт, представляющий собой прослойку нормального металла между двумя сверхпроводниками, а также мостик Дайема. Последний представляет собой небольшую перемычку между двумя массивными сверхпроводниками, сделанную из того же материала. При этом для работы мостика Дайема в качестве джозефсоновского контакта необходимо, чтобы все параметры мостика были порядка длины когерентности сверхпроводника.

Для описания эффекта используются первое (стационарное) и второе (нестационарное) уравнения Джозефсона (формулы (1) и (2)):

$$I = I_0 \sin \varphi \quad (1)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{2e}{\hbar} V, \quad (2)$$

где  $I_0$  – критический ток перехода,  $\varphi$  – разность фаз волновых функций массивных сверхпроводников, а  $V$  – напряжение на переходе. Пока ток, подаваемый на переход, меньше критического, он течет бездиссипативно. Как только значение тока превышает критическое, система переходит в резистивный режим и возникает напряжение.

Для описания процессов, происходящих в переходе, удобно воспользоваться резистивной моделью джозефсоновского контакта [11, 12], в которой контакт представляется в виде включенных параллельно источника тока с токофазовой зависимостью, соответствующей первому уравнению Джозефсона (формула (1)), сопротивления  $R$  и конденсатора  $C$  (рис. 1).

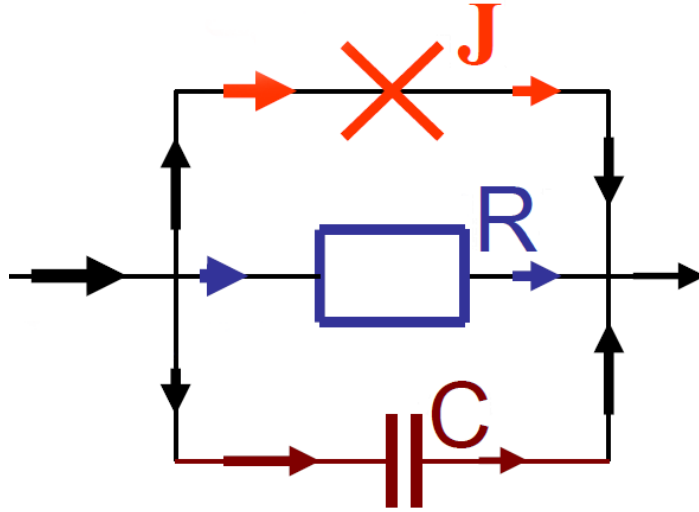


Рис. 1: Эквивалентная схема джозефсоновского контакта в резистивной модели

Запишем выражение для суммарного тока, протекающего через контакт:

$$I_1 = I_0 \sin \varphi + \frac{V(t)}{R} + C \frac{dV(t)}{dt}. \quad (3)$$

Используя второе уравнение Джозефсона (формула (2)) и вводя нормализованное время  $\tau = \left[ \frac{2eI_0R}{\Phi_0} \right] t$ , преобразуем полученное выражение:

$$\frac{I_1}{I_0} = \sin \varphi + \frac{d\varphi}{d\tau} + \beta_C \frac{d^2\varphi}{d\tau^2}, \quad (4)$$

где  $\beta_C = \frac{2\pi I_0 C R^2}{\Phi_0}$  – параметр МакКамбера [12]. Из аналогии полученного уравнения с уравнением движения массивного шарика в «потенциале стиральной доски» следует, что гистерезис вольт-амперной характеристики (ВАХ) в рамках этой модели определяется параметром  $\beta_C$  (рис. 2) [1]. Однако, поскольку мостики Дайема имеют пренебрежимо малую емкость, отличием  $\beta_C$  от нуля мы в дальнейшем будем пренебрегать.

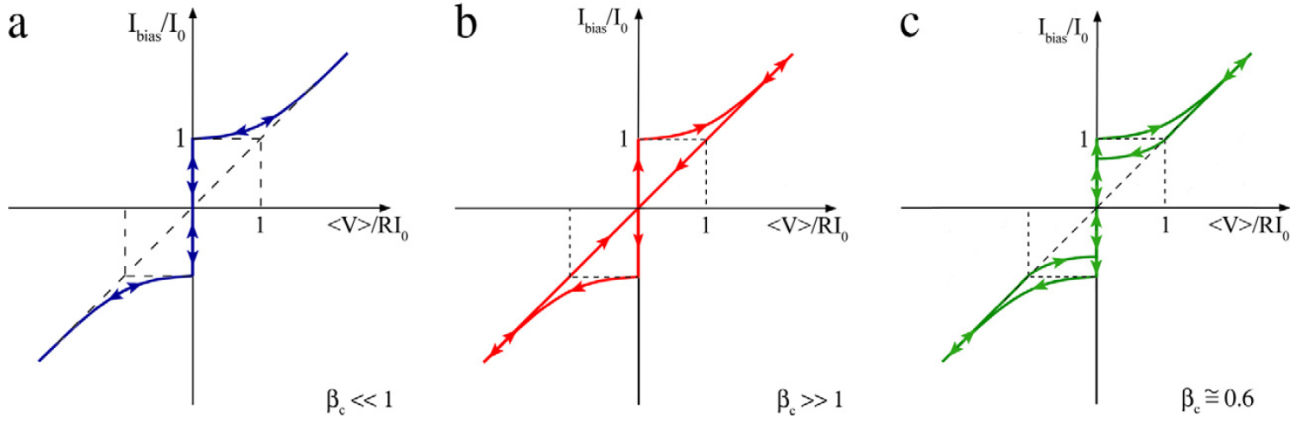


Рис. 2: Вольт-амперные характеристики джозефсоновского перехода при различных значениях параметра МакКамбера [1]

### 1.3 Квантование магнитного потока

Запишем квантовое обобщение второго уравнения Лондонов [13]:

$$\vec{j}_s = \frac{1}{c\Lambda} \left( \frac{\Phi_0}{2\pi} \nabla\theta - \vec{A} \right), \quad (5)$$

где  $\vec{j}_s$  – плотность сверхпроводящего тока,  $\Lambda = \frac{m}{n_s e^2}$ ,  $\Phi_0 = \frac{\pi \hbar c}{e}$  – квант магнитного потока,  $\theta$  – фаза волновой функции сверхпроводящего конденсата, а  $\vec{A}$  – вектор-потенциал. Рассмотрим теперь цилиндрическую полость внутри сверхпроводника и подадим внешнее магнитное поле параллельно образующей полости. Если существует контур, охватывающий полость и такой, что вдоль него  $\vec{j}_s \equiv 0$ , магнитный поток, захватываемый этим контуром, может принимать лишь фиксированные значения  $\Phi = n\Phi_0$ ,  $n \in \mathbb{Z}$  [13].

### 1.4 Основы работы СКВИДа

Существует два вида СКВИДов: СКВИДы постоянного тока и СКВИДы переменного тока. СКВИД постоянного тока (ПТ-СКВИД) представляет собой два джозефсоновских контакта, включенных параллельно. Включение осуществляется массивными сверхпроводниками, которые вместе с джозефсоновскими переходами образуют замкнутый контур. В дальнейшем под СКВИДом будет подразумеваться именно ПТ-СКВИД.

В присутствии в кольце двух джозефсоновских контактов из условия квантования магнитного потока следует, что разность фаз между джозефсоновскими контактами может быть записана следующим образом [13]:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} = 2\pi \frac{\Phi_{ext} + LJ}{\Phi_0}, \quad (6)$$

где  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  – разности фаз на первом и втором джозефсоновском контактах соответственно, а  $\Phi$  – полный магнитный поток, проходящий через кольцо и состоящий из внешнего потока  $\Phi_{ext}$  и потока  $LJ$ , созданного экранирующими кольцевыми токами.

Решая это уравнение совместно с уравнением (3), можно получить зависимость критического тока СКВИДа от внешнего магнитного поля, определяемую двумя факторами: критическими токами джозефсоновских переходов и параметром  $\beta_L = \frac{LI_0}{\Phi_0}$  [1], где  $L$  – индуктивность кольца СКВИДа. В случае  $\beta_L \ll 1$  зависимость критического тока записывается следующим образом:

$$I_c = \sqrt{(I_1 - I_2)^2 + 4I_1I_2 \cos^2\left(\frac{\pi\Phi}{\Phi_0}\right)}, \quad (7)$$

что в случае одинаковых переходов ( $I_1 = I_2$ ) дает модуляцию до нуля, а в противном – до некоторого ненулевого значения. Если же  $\beta_L$  заметно отлична от нуля, то глубина модуляции уменьшается примерно как [14]

$$\frac{\Delta I_c}{I_c} = \frac{1}{1 + \beta_L}. \quad (8)$$

Необходимо также отметить, что, помимо геометрической составляющей  $L^g$ , индуктивность кольца  $L$  также включает в себя кинетическую составляющую  $L^k$ , отвечающую за кинетическую энергию движения частиц сверхпроводящего конденсата. В случае тонкой пленки толщиной  $d$  и кольца радиуса  $R$  величины  $L^g$  и  $L^k_{\square}$  могут быть вычислены по следующим формулам [13, 15]:

$$L^g \sim \mu_0 R \quad (9)$$

$$L_{\square}^k = 4\pi \frac{\lambda^2}{d}, \quad (10)$$

причем  $\lambda$  зависит от температуры следующим образом [13]:

$$\lambda(T) = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^4}}, \quad (11)$$

где  $\lambda_0$  – значение  $\lambda$  при 0 K.

### 1.5 Особенности мостиков Дайема

Несмотря на то, что у джозефсоновских переходов на мостиках Дайема  $\beta_C \ll 1$ , СКВИДы с таким видом слабых связей все равно могут иметь сильный гистерезис ВАХ. Связано это с тем, что при переходе мостика в нормальное состояние на нем начинает выделяться тепло, которое служит причиной нагрева всего кольца СКВИДа [16]. Увеличение температуры приводит к уменьшению критического тока [13], поэтому возврат в сверхпроводящее состояние происходит при меньшем токе, чем требовался для перехода в нормальное состояние. Одним из решений данной проблемы является напыление на всю структуру пленки нормального металла, которая будет отводить тепло от кольца СКВИДа. Эффективность такого способа показана в статье [17]. На рис. 3 изображена ВАХ изготовленного в рамках работы СКВИДа сразу после изготовления, когда шунтирующая пленка из Al присутствовала, а также после снятия пленки. Видно, что до снятия пленки гистерезиса ВАХ не было, однако после снятия ВАХ становится существенно гистерезисной.

### 1.6 НаноСКВИД

Предельная чувствительность СКВИДа определяется квантовым шумом магнитного потока, спектральную плотность которого  $\sqrt{S_{\Phi}}$  ( $\mu\Phi_0/\sqrt{Hz}$ ) можно получить из соотношения неопределенностей следующими преобразованиями:

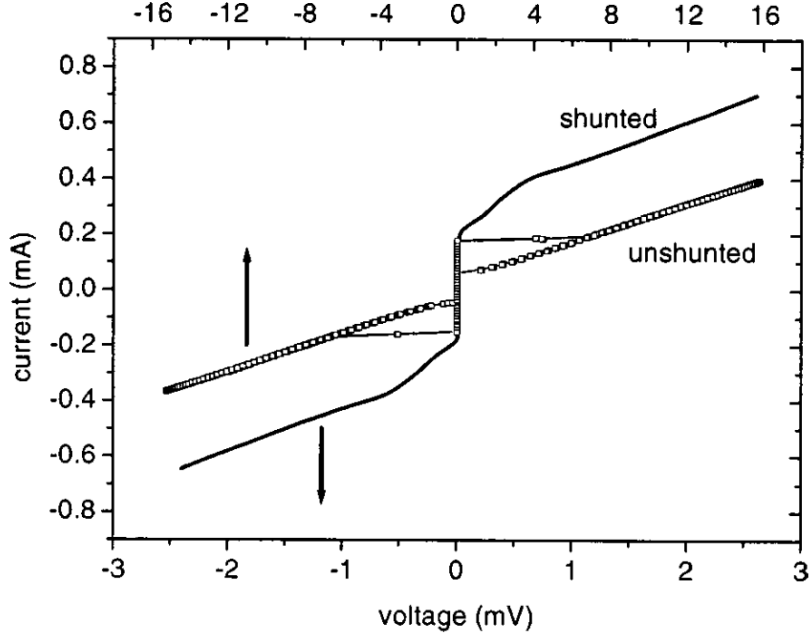


Рис. 3: ВАХ СКВИДа, описанного в работе [17]

$$\delta E \cdot \delta t \approx \delta(LI^2) \cdot \delta t \approx LI\delta I \cdot \delta t \sim \hbar \Rightarrow \Phi\delta\Phi \cdot \delta t \sim \hbar L \quad (12)$$

$$\delta t \cdot \delta\omega \sim 1 \Rightarrow \frac{\delta\Phi^2}{\delta\omega} \sim \hbar L \Rightarrow \sqrt{S_\Phi} = \sqrt{\hbar L} \quad (13)$$

В случае, когда источником поля является диполь, в качестве меры чувствительности можно использовать спектральную плотность спинового шума  $\sqrt{S_n}$  ( $\mu_B/\sqrt{Hz}$ ). Если кольцо СКВИДа представляет собой окружность, эта величина определяется формулой (14) [18]:

$$\sqrt{S_n} = \sqrt{S_\Phi} \frac{R}{r_e} \left(1 + \frac{d^2}{R^2}\right)^{\frac{3}{2}}, \quad (14)$$

где  $R$  – радиус кольца СКВИДа,  $r_e$  – классический радиус электрона, а  $d$  – высота кольца над диполем. Видно, что при  $d \lesssim R$  уменьшение радиуса кольца приводит к уменьшению шума, и, следовательно, к увеличению чувствительности. Кроме того, уменьшение размеров СКВИДа приводит также и к улучшению пространственного разрешения. Этим и объясняется целесообразность создания наноразмерного СКВИДа – наноСКВИДа.

### 1.7 Текущие успехи в создании наноСКВИДа

На текущий момент существует несколько работ по этой теме. Первый СКВИД, площадь кольца которого значительно меньше  $1 \text{ мкм}^2$ , упоминается в работе [17]. Устройство, изготовленное из бислоя  $Nb/Au$  с помощью электронной литографии, состоит из двух широких «берегов», соединенных двумя мостиками, диаметр кольца СКВИДа  $d \sim 200 \text{ нм}$  (рис 4). Слой  $Au$  толщиной 25 нм используется как в качестве маски для травления 20 нм пленки  $Nb$ , так и в качестве шунта джозефсоновских переходов. Индуктивность СКВИДа  $L = 15 \text{ pH}$ , откуда спектральная плотность шума магнитного потока может быть оценена (формула (13)) как  $\sqrt{S_{\Phi}^{th}} \sim 2 \cdot 10^{-8} \Phi_0 / \sqrt{Hz}$ . Экспериментально измеренная спектральная плотность шума магнитного потока, однако, равна  $7 \cdot 10^{-6} \mu\Phi_0 / \sqrt{Hz}$ , что в  $\sim 350$  раз больше.

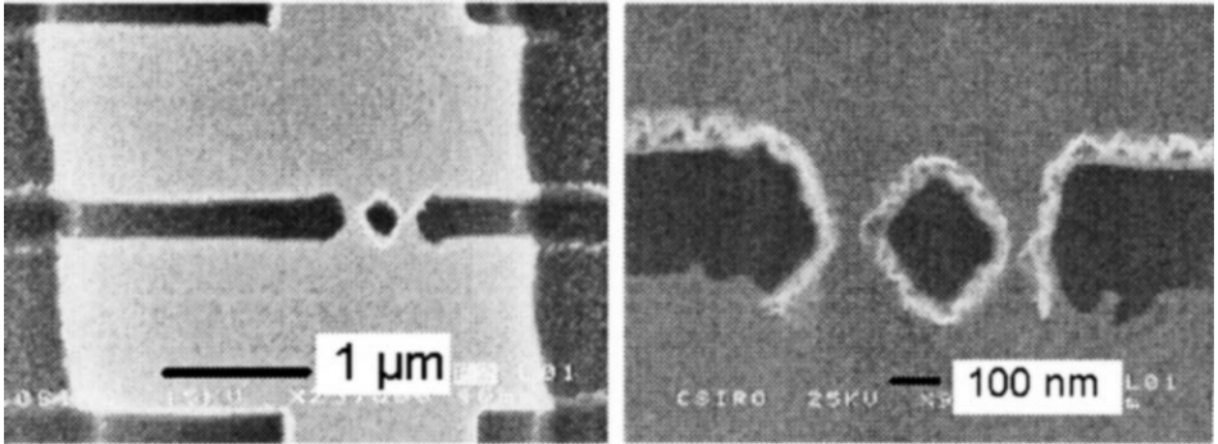


Рис. 4: SEM изображения наноСКВИДа, описанного в [17]

Еще одно устройство, изготовленное по похожей технологии, описано в работе [19]. НаноСКВИД, изготовленный из бислоя  $Nb/Al$ , изображен на рис. 5. Толщины ниобия и алюминия составляют по 30 нм каждая, диаметр кольца также равен  $\sim 200 \text{ нм}$ . Индуктивность  $L = 1.5 \text{ pH}$ , откуда  $\sqrt{S_{\Phi}^{th}} \sim 6 \cdot 10^{-9} \Phi_0 / \sqrt{Hz}$ . Эта оценка тоже занижена, спектральная плотность шума магнитного потока, полученная в эксперименте, превышает это значение в  $\sim 400$  раз и равна  $2.5 \cdot 10^{-6} \mu\Phi_0 / \sqrt{Hz}$ .

Другой подход к созданию наноСКВИДа описан в статьях группы Зельдова

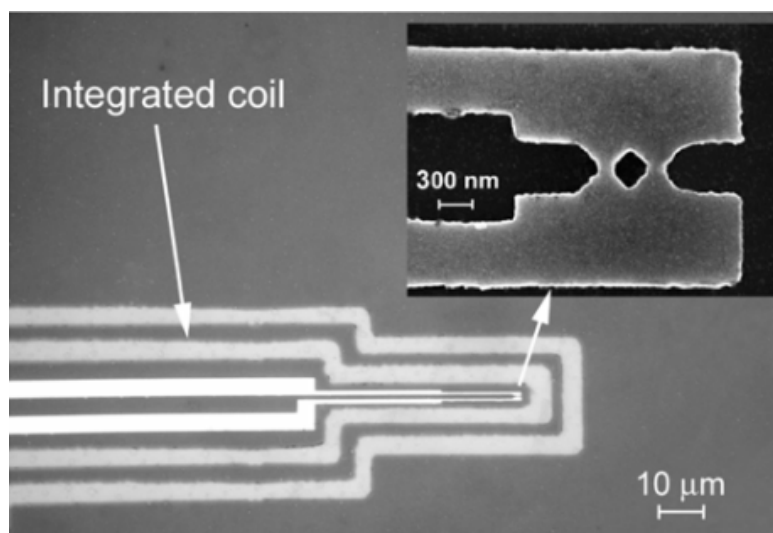


Рис. 5: SEM изображения наноСКВИДа, описанного в [19]

[18, 20]. Используемая ими технология позволяет изготовить СКВИД на конце кварцевой иглы, что упрощает организацию сканирования поверхности при использовании в СКВИД-микроскопе. Пример такого СКВИДа изображен на рис 6. Технология изготовления подобного устройства состоит из нескольких этапов. Сначала кварцевая трубка внешним и внутренним диаметрами 1.0 мм и 0.4 мм соответственно вытягивается при нагревании в иглу с диаметром  $\sim 100$  нм на остром конце. Затем на обе стороны полученной иглы напыляется металл,  $Al$ ,  $Nb$  или  $Pb$ , на этом этапе формируются подводящие контакты для СКВИДа. Финальным шагом является напыление металла на торец (рис. 7). Области, где контакты соприкасаются с кольцом на торце, являются областями «сильной» сверхпроводимости, а части кольца, находящиеся между контактами, выступают в роли слабых связей, формируя тем самым СКВИД.

СКВИД, изготовленный по этой технологии из  $Al$  [18], имел диаметр 204 нм и индуктивность  $L = 550$  пН, откуда следует  $\sqrt{S_{\Phi}^{th}} \sim 1.2 \cdot 10^{-7} \Phi_0 / \sqrt{Hz}$ . Экспериментально определенная спектральная плотность шума магнитного потока  $\sqrt{S_{\Phi}^{exp}} \sim 2 \cdot 10^{-6} \Phi_0 / \sqrt{Hz}$ , что в  $\sim 15$  раз больше теоретической оценки.

Нескольким позже по этой технологии был изготовлен СКВИД из  $Pb$

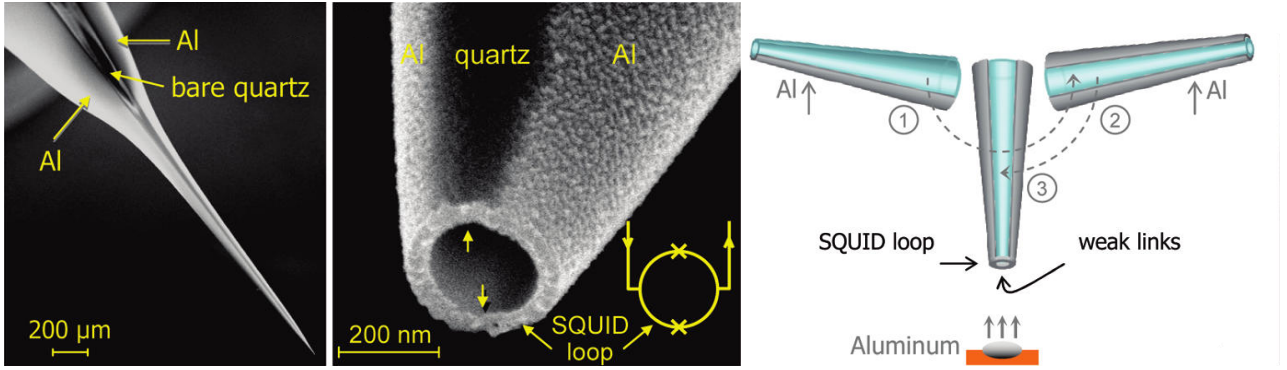


Рис. 6: SEM изображения наноСКВИДа, описанного в [18] Рис. 7: Основные этапы технологии изготовления СКВИДа, описанного в [18]

с диаметром 58 нм [18], показавший гораздо меньшую индуктивность  $L = 8.5 \text{ pH}$ , откуда  $\sqrt{S_{\Phi}^{th}} \sim 1.2 \cdot 10^{-7} \Phi_0 / \sqrt{Hz}$ . В эксперименте было получено значение  $\sqrt{S_{\Phi}^{exp}} \sim 5 \cdot 10^{-7} \Phi_0 / \sqrt{Hz}$ , что превышает оценку всего в  $\sim 4$  раза.

Эти СКВИДы считаются рекордными по совокупности площади захвата потока и чувствительности, однако они не лишены недостатков. Многие используемые группой Зельдова металлы достаточно быстро окисляются на воздухе, изготовление и использование СКВИДов происходит в разных установках, поэтому эти устройства не обладают большим временем жизни. Кроме того, процесс вытягивания кварцевых трубок не обеспечивает достаточной воспроизводимости диаметра иглы.

Для решения этих проблем было решено создать планарный наноСКВИД из  $MoRe$  с диаметром кольца  $\sim 100$  нм методами электронной литографии. Такой СКВИД должен быть менее подвержен окислению в атмосфере, обладать диаметром кольца, сравнимым со СКВИДами группы Зельдова и при этом быть гораздо более воспроизводимым благодаря процессу литографии.

## 2 Технология

Технология состояла из следующих этапов:

- Разработка дизайна образца
- Напыление пленки *MoRe*
- Создание маски для травления из *Al* с помощью взрывной электронной литографии
- Плазмохимическое травление *MoRe*

### 2.1 Дизайн

Созданный нами дизайн изображен на рис. 8. Мы используем два широких «берега», соединенные тонкими мостиками. Выбор такой геометрии обусловлен несколькими причинами. Во-первых, снижается кинетическая индуктивность, поскольку из-за большой ширины «берегов» она набирается только на самих мостиках. Во-вторых, такую конструкцию удобно расположить на конце кантилевера. Для подключения образца сделаны четыре контактные площадки, что позволяет использовать 4-х точечную схему измерений, при которой по одной паре проводов в образец подается ток, а с помощью второй измеряется напряжение. Такой подход позволяет измерять напряжение непосредственно на образце, а не на выходе источника тока, где к напряжению на образце добавляется падение напряжения на проводах.

При создании дизайна мы прежде всего отталкивались от возможностей нашего электронного литографа, программное обеспечение которого позволяет при проектировании создавать структуры с максимальным разрешением 15 нм. Было изготовлено множество структур, проварьированных по ширине слабой связи и размеру отверстия. Оценка качества структур производилась с помощью SEM.

Экспериментально было установлено, что наименьшая ширина мостиков достигается тогда, когда в дизайне этот параметр равен 30 нм, при меньших

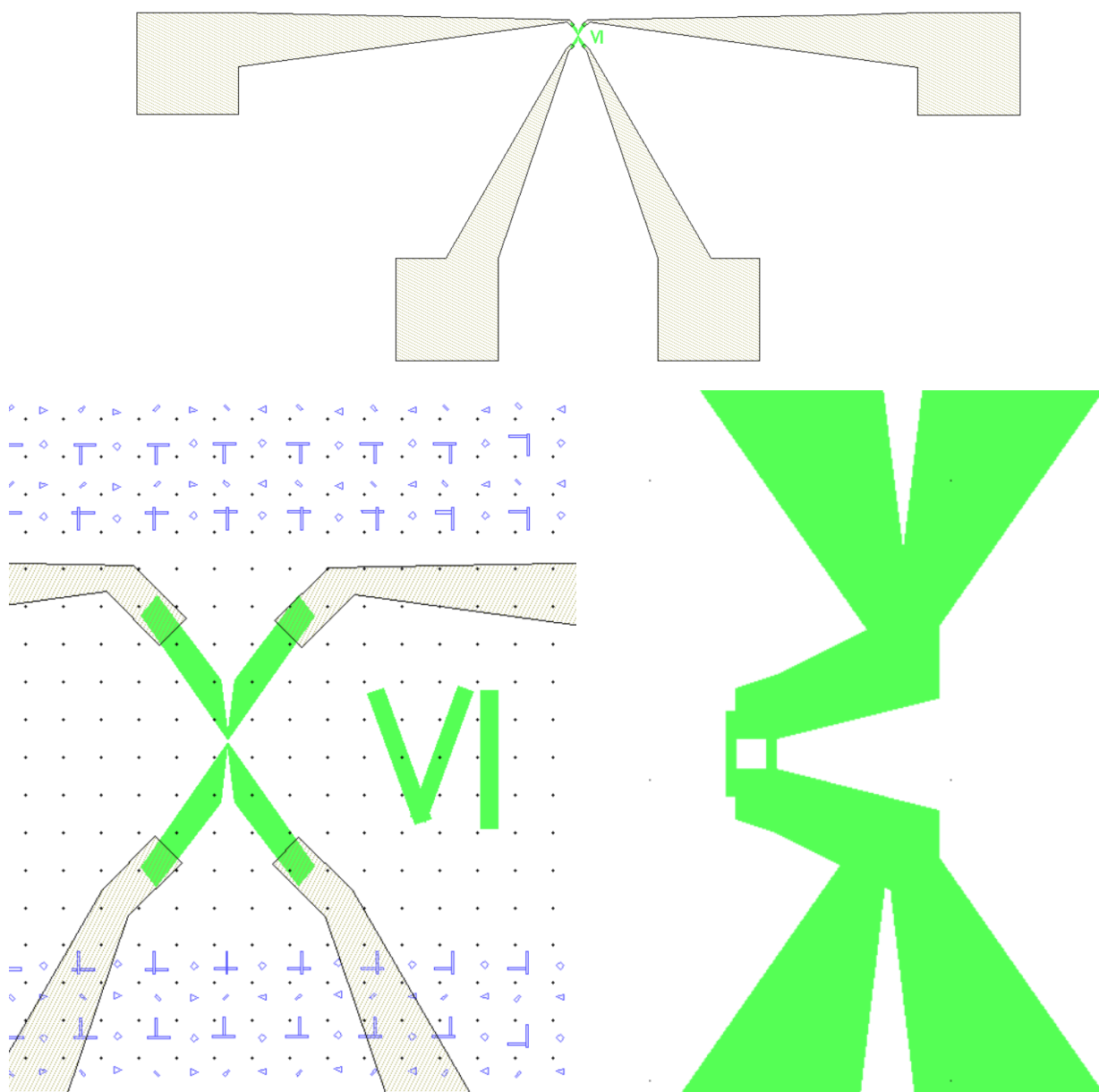


Рис. 8: Дизайн образца

значениях мостики рвутся. Наименьшая площадь отверстия достигается, когда отверстие проектируется в виде квадрата со стороной 105 нм. При меньших значениях длины стороны  $Al$ , закрывающий отверстие, не отрывается при lift-off – процессе.

## 2.2 Напыление *MoRe*

Перед напылением подложку опускали в н-метилпирролидон при температуре 80 °С на 20 минут для очистки от органики. Для механической очистки

емкость с н-метилпирролидоном, в которой находился образец, на несколько минут опускали в ультразвуковую ванну. После просушки образец помещался в установку магнетронного напыления, где сначала проводилась предочистка плазмой Ar (2 раза по 20 секунд с паузой 180 секунд,  $p = 2 \cdot 10^{-2}$  мбар,  $P = 80$  Вт (шаг 10 Вт),  $V = 578$  В), затем проводилось напыление 21 нм *MoRe* в массовом соотношении 60%/40% (остаточное давление  $p \sim 3 \cdot 10^{-8}$  мбар, давление Ar  $4.5 \cdot 10^{-3}$  мбар,  $P = 200$  Вт,  $V = 495$  В).

### 2.3 Создание маски

Для проведения взрывной литографии на подложку сначала наносилось 120 нм электронного резиста *AR-P 6200.4*. Для этого на подложку помещалась капля резиста и образец центрифугировался на скорости 4500 об/мин в течение 60 секунд. Для запекания резиста образец помещался на хотплейт и выдерживался там при температуре 160 °С в течение 5 минут.

Затем проводилась литография на электронном литографе *Crestec cable 9000c* (доза 140 мкКл/см<sup>2</sup>, время стояния луча в точке 1 мкс, поле 300 × 300 мкм, вакуум  $\sim 10^{-7}$  мбар). Далее резист проявлялся в *AR 600-546* в течение 1 минуты, в качестве стоп-раствора использовался изопропиловый спирт.

После этого на установке электронно-лучевого напыления *MEB 550S Plassys* напылялось 20 нм *Al* со скоростью 0,5 нм/сек в вакууме  $\sim 10^{-6}$  мбар. Далее проводился lift-off, для этого подложка опускалась в н-метилпирролидон при температуре 80 °С на 1 час. Для гарантированного отрыва мелких лоскутов алюминия емкость с образцом на 5 секунд помещалась в ультразвуковую ванну.

### 2.4 Травление *MoRe*

Для травления *MoRe* образец помещался в установку плазмохимического травления *Corial 200i* и подвергался травлению в плазме  $CHF_3 + O_2$  в течение примерно 2 минут ( $P = 150$  Вт, рабочее давление 3.2 мторр, поток  $CHF_3$  40 sscm, поток  $O_2$  10 sscm).

Слой  $Al$ , используемый в качестве маски для травления, по плану должен оставаться на образце для шунтирования джозефсоновских контактов и отвода тепла от СКВИДа, однако в процессе уточнения параметров технологии этот слой снимался для облегчения трактовки SEM изображений. Для этого образец на 10-20 секунд помещался в 1% раствор  $KOH$ . Поскольку на данный момент работа с технологией еще не завершена, на последнем изготовленном образце этот слой тоже снят.

### 3 Микроскопия

Основной задачей микроскопии являлось определение размеров полученной структуры. SEM исследования образца проводились на микроскопе *Jeol 7001f*. На рис. 9 приведены изображения SEM сразу после изготовления образца.

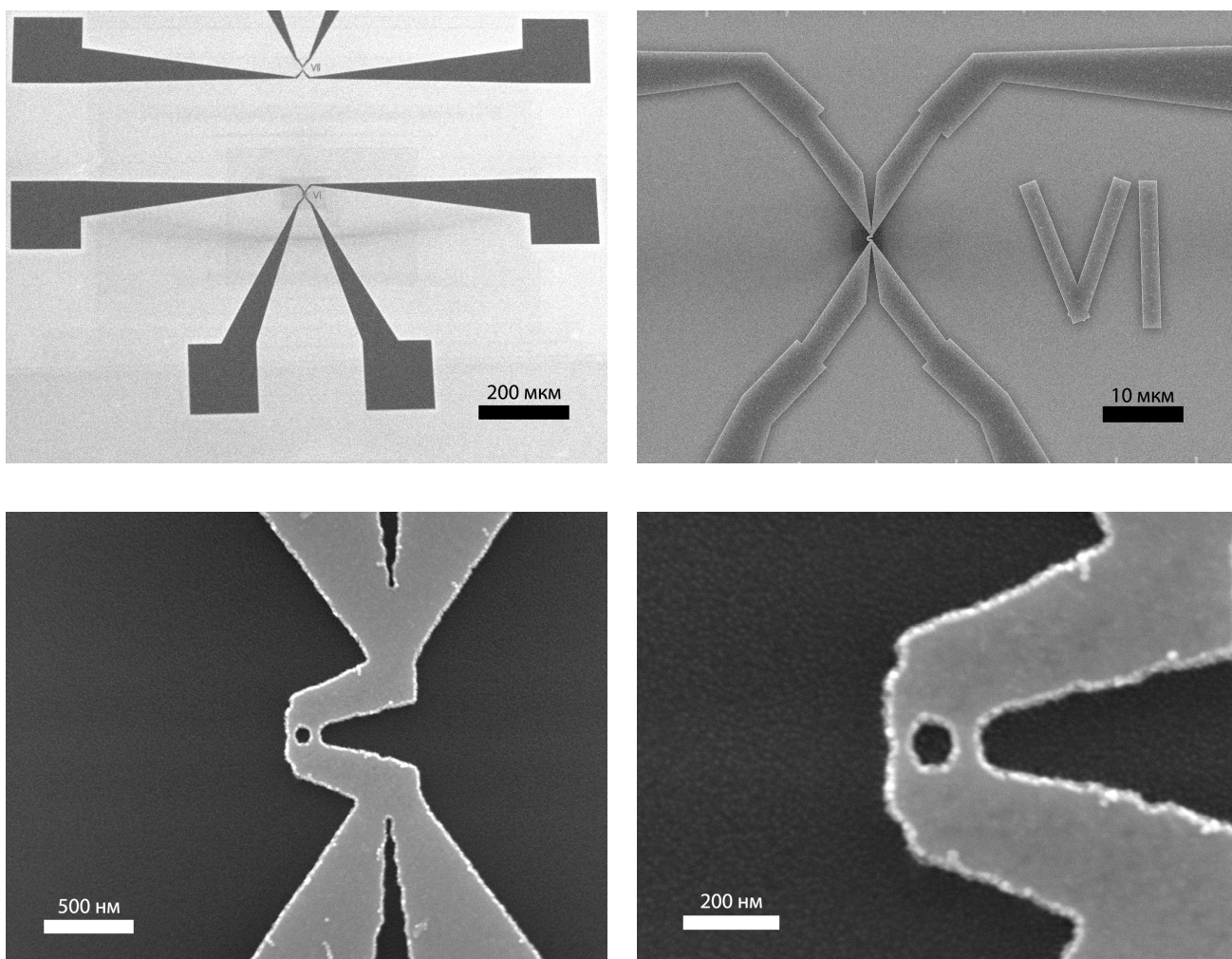


Рис. 9: Изображения SEM

Примерно через 2 месяца было проведено еще одно SEM исследование (рис. 10), в ходе которого были обнаружены образования на поверхности пленки с характерным диаметром  $d \sim 30 - 40$  нм. Образец все это время хранился в вакуумном эксикаторе, природа этих образований на данный момент обсуждается.

На всех SEM изображениях хорошо видна проходящая по краю структуры

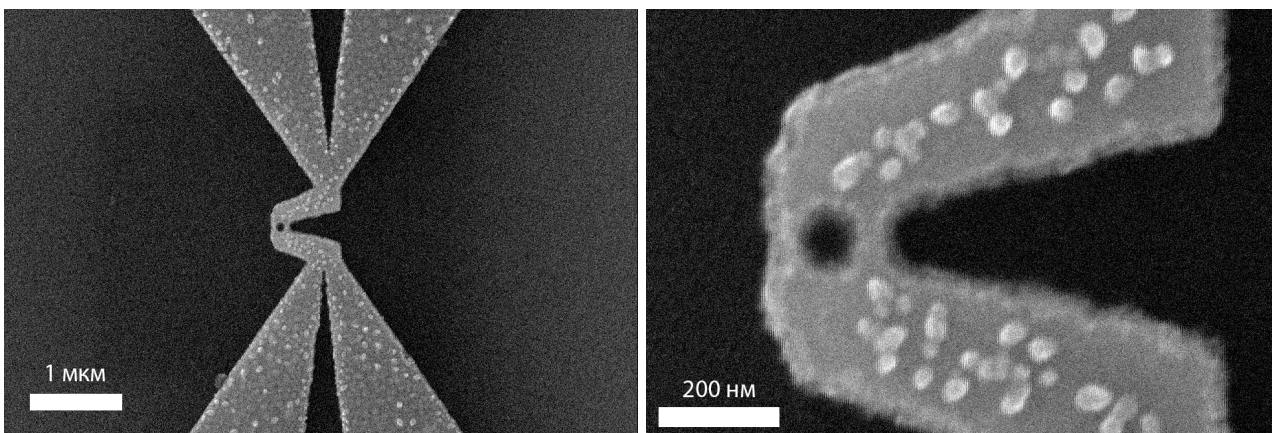


Рис. 10: Изображения SEM

переходная область шириной  $d \sim 20$  нм. Для уточнения рельефа поверхности в этой области, а также для определения толщины пленки было проведено AFM сканирование поверхности с помощью микроскопа *NT-MDT Solver Next*. Полученные изображения (рис. 11) подтверждают наличие образований на поверхности. Сравнение различных линейных профилей AFM сканирования с изображениями, полученными с помощью SEM, показывает, что в переходной области толщина пленки убывает линейно с расстоянием от края. Из этого следует, что ширину мостиков необходимо измерять, учитывая половину ширины переходной области с каждой из сторон. SEM изображение с нанесенными размерами представлено на рис. 12.

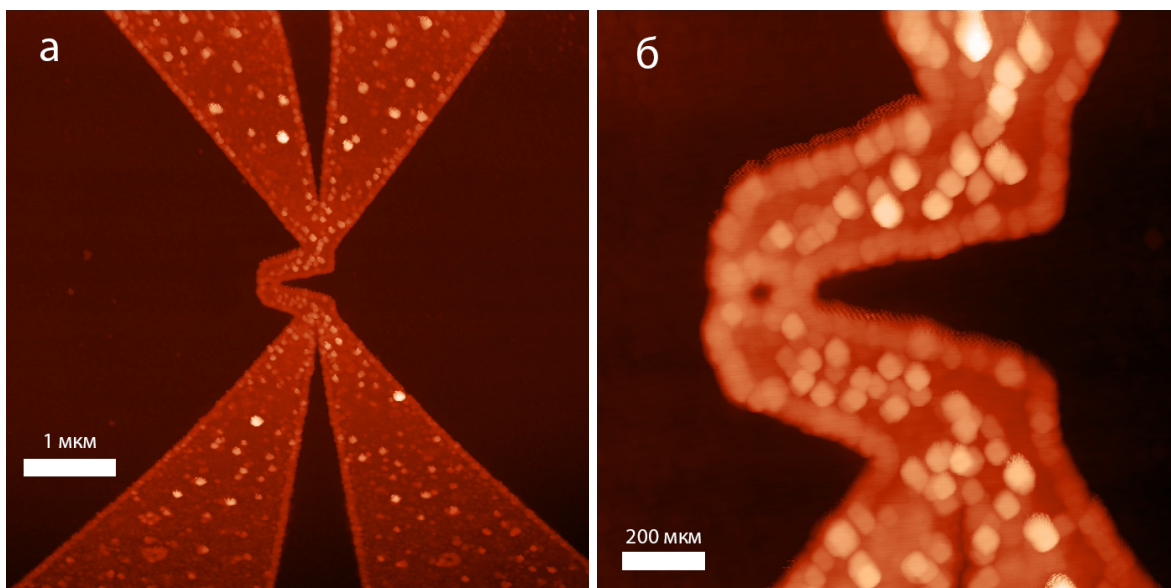


Рис. 11: Изображения AFM

На рис. 13 приведена гистограмма распределения высот поверхности образца, построенная по данным рис. 11а. Пики соответствуют преобладающим высотам, поэтому толщина пленки *MoRe* определяется разностью положений этих пиков и равна  $62.7 - 33.1 = 29.6$  нм. Несовпадение с толщиной, измеренной с помощью толщиномера установки напыления объясняется неточной калибровкой толщиномера на установке.

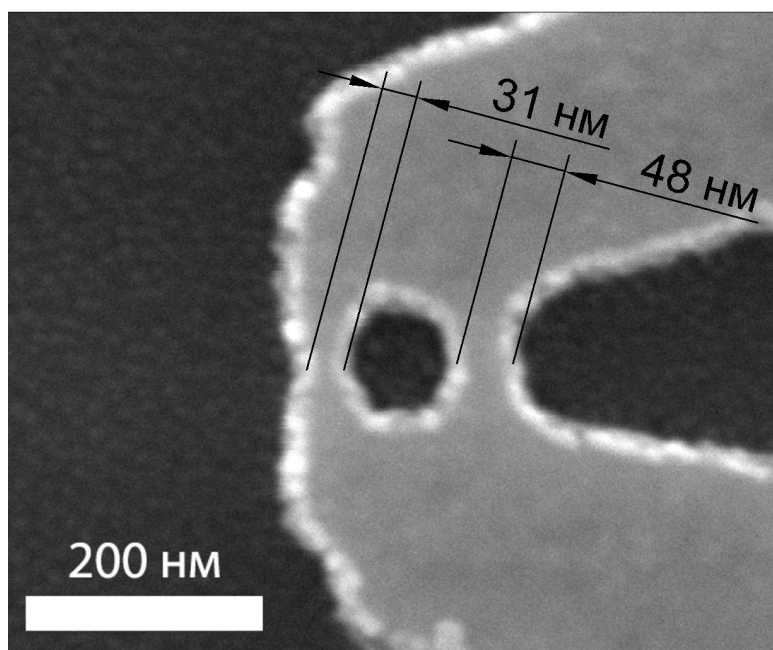


Рис. 12: SEM изображение с нанесенными размерами

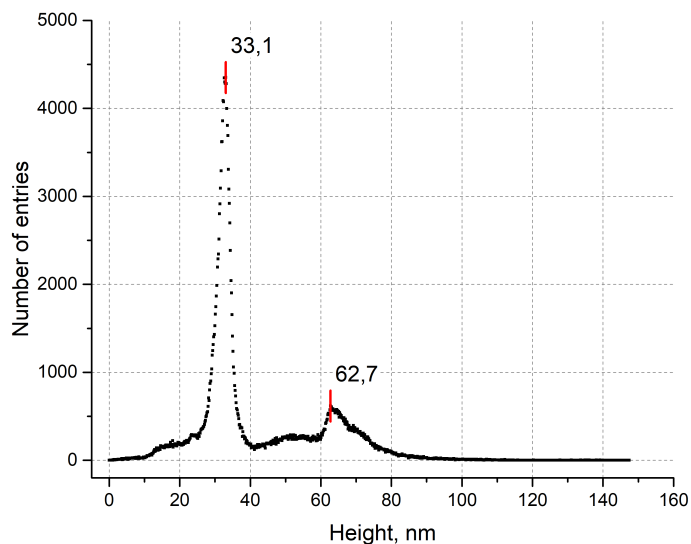


Рис. 13: Гистограмма распределения высот поверхности образца, построенная по данным рис. 11а.

## 4 Измерения

Измерения транспортных характеристик СКВИДа производились по 4-х точечной схеме при температуре 4.2 К. Были измерены зависимость сопротивления от температуры и вольт-амперные характеристики при различных значениях магнитного поля и температуры.

Измерения проводились на стеклянном заливном гелиевом криостате, принципиальная схема которого изображена на рис. 14. Криостат состоит из двух вставленных друг в друга сосудов Дьюара. Во внутренний сосуд, заполненный жидким гелием (2), погружается вставка с образцом (1). Для уменьшения потерь гелия стенки внутреннего сосуда охлаждаются жидким азотом (3), находящимся во внешнем сосуде. Испарившийся гелий уходит в гелиевую сеть замкнутого цикла. Магнитное поле в криостате создается сверхпроводящим соленоидом, расположенном в гелиевой части криостата. Повышение температуры выше гелиевой осуществляется с помощью тепловыделяющего резистора, находящегося в нормальном состоянии.

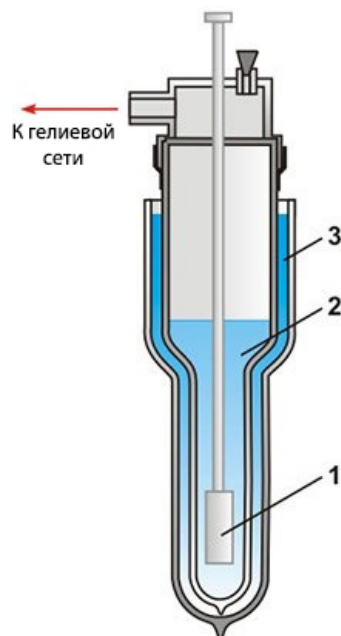


Рис. 14: Схема криостата: (1) – вставка с образцом, (2) – жидкий гелий, (3) – жидкий азот [21]

## 5 Результаты измерений и обсуждение

Зависимость сопротивления образца от температуры и вольт-амперная характеристика представлены на рис. 15-16. Критическая температура перехода  $T_c = 7.85 \pm 0.05 \text{ K}$ . Вольт-амперная характеристика имеет сильный гистерезис, что и ожидалось для СКВИДа на мостиках Дайема без шунтирующего слоя. Критический ток  $I_c = (114 \pm 2) \mu\text{A}$ , ток возврата  $I_r = (26 \pm 2) \mu\text{A}$ . Поскольку ширины мостиков равны 31 нм и 48 нм, критические токи мостиков  $I_{c1}$  и  $I_{c2}$  равны  $45 \mu\text{A}$  и  $69 \mu\text{A}$  соответственно.

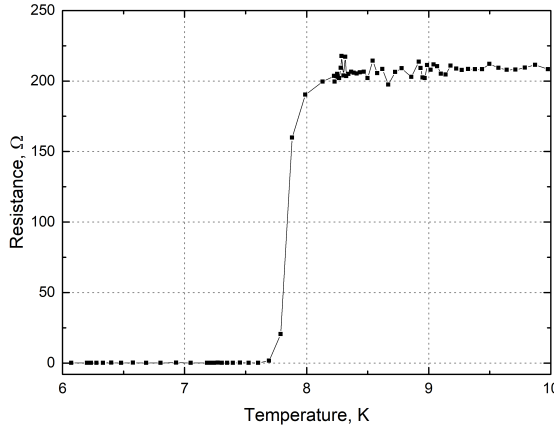


Рис. 15: Зависимость сопротивления от температуры

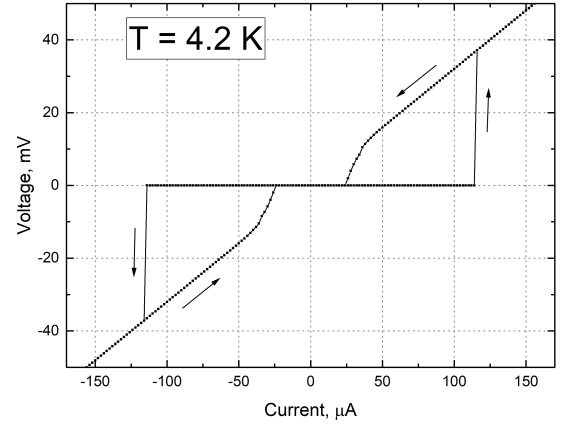


Рис. 16: Вольт-амперная характеристика

Для того, чтобы определить, при какой температуре исчезает гистерезис, были получены вольт-амперные характеристики при различных температурах. На рис. 17 построены вольт-амперные характеристики при относительно низких температурах, когда гистерезис ярко выражен. На рис. 18 построены вольт-амперные характеристики при более высоких температурах, когда гистерезис уже исчезает. Видно, что диапазон температур, в котором нет гистерезиса, но все еще сохраняется сверхпроводимость, достаточно узок:  $T \in (5.95, 6.14) \text{ K}$ .

На рис. 19 представлена зависимость критического тока СКВИДа от приложенного магнитного поля. Глубина модуляции  $\frac{\Delta I_c}{I_c} = \frac{15 \mu\text{A}}{114 \mu\text{A}} \approx 13\%$ . Используя формулы (7) и (8), получим  $\beta_L = 5$ , откуда индуктивность  $L = 87 \text{ pH}$ . Гео-

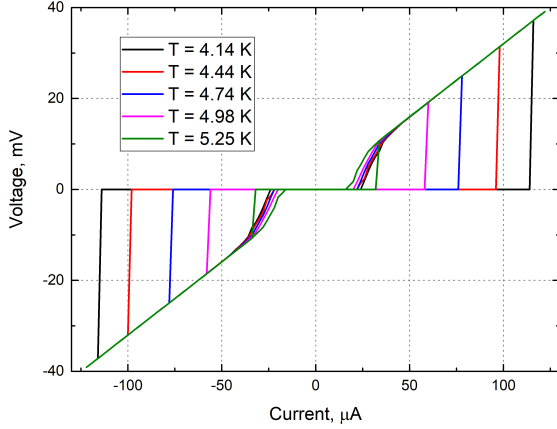


Рис. 17: Вольт-амперные характеристики при достаточно низких температурах

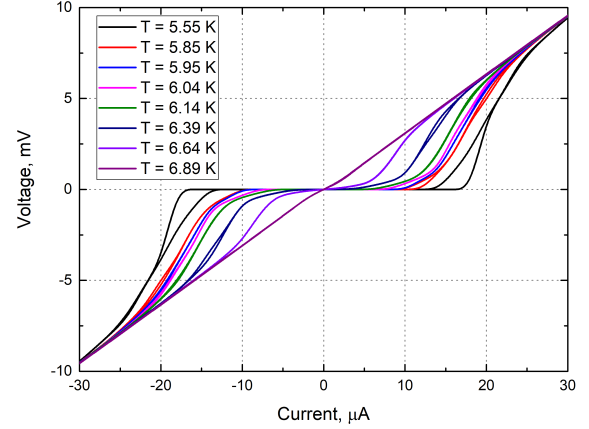


Рис. 18: Вольт-амперные характеристики при температурах, близких к критической

метрическую индуктивность оценим как  $L^g \sim \mu_0 R \sim 0.1 \text{ pH}$  (формула 9), откуда следует, что индуктивность СКВИДа в нашем случае определяется кинетической составляющей. Используя формулы (10) и (11), оценим глубину проникновения магнитного поля в сверхпроводник  $\lambda_0 \sim 500 \text{ nm}$ .

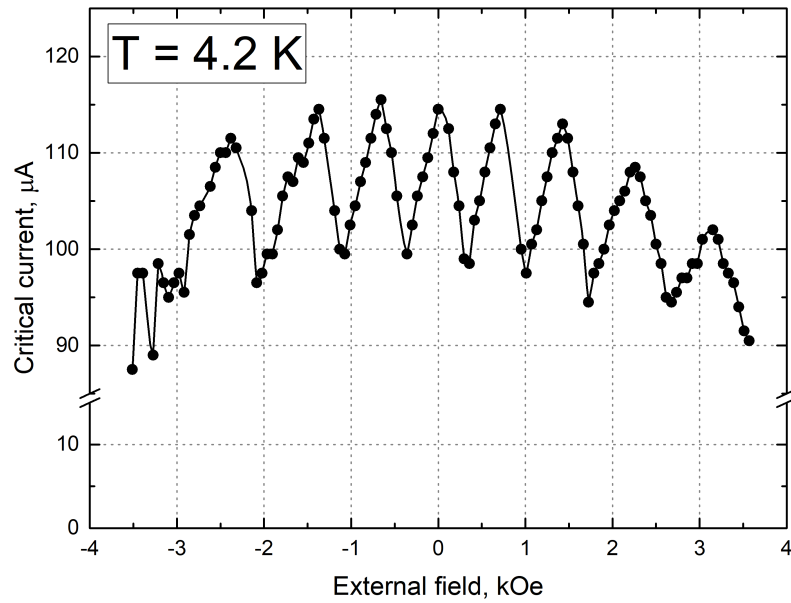


Рис. 19: Зависимость критического тока СКВИДа от магнитного поля

Зависимость  $I_c(H)$  на рис. 19 периодична с периодом  $T_B = (70 \pm 6) \cdot 10 \text{ Oe}$ , что соответствует эффективной площади захвата магнитного потока

$S = \frac{\Phi_0}{T_B} = (29 \pm 3) \cdot 10^{-3} \mu m^2$ . Поскольку ширина мостиков  $d \ll \lambda$ , магнитное поле не экранируется полностью и токи текут по всей площади структуры, однако тот факт, что вдоль разных краев токи текут в разные стороны, позволяет утверждать, что даже в самых тонких частях структуры существует возможность провести линию, вдоль которой  $j_s \equiv 0$ , причем эта линия должна быть равноудалена от краев. Для проверки этой гипотезы аппроксимируем контур эллипсом и в качестве первой полуоси выберем половину расстояния между серединами мостиков, составляющую 66 нм. Для того, чтобы площадь была равна  $2.9 \cdot 10^{-2} \mu m^2$ , вторая полуось должна быть равна 139 нм. На рис. 20 изображен эллипс с заданными полуосями, наложенный на SEM изображение СКВИДа. Видно, что полученный контур равноудален от краев всюду, кроме области подводящего контакта, где форма контура, скорее всего, будет искажена. Тем не менее, в первом приближении выдвинутую гипотезу можно считать верной, таким образом, область захвата потока представляет собой эллипс с полуосями 139 нм и 66 нм.

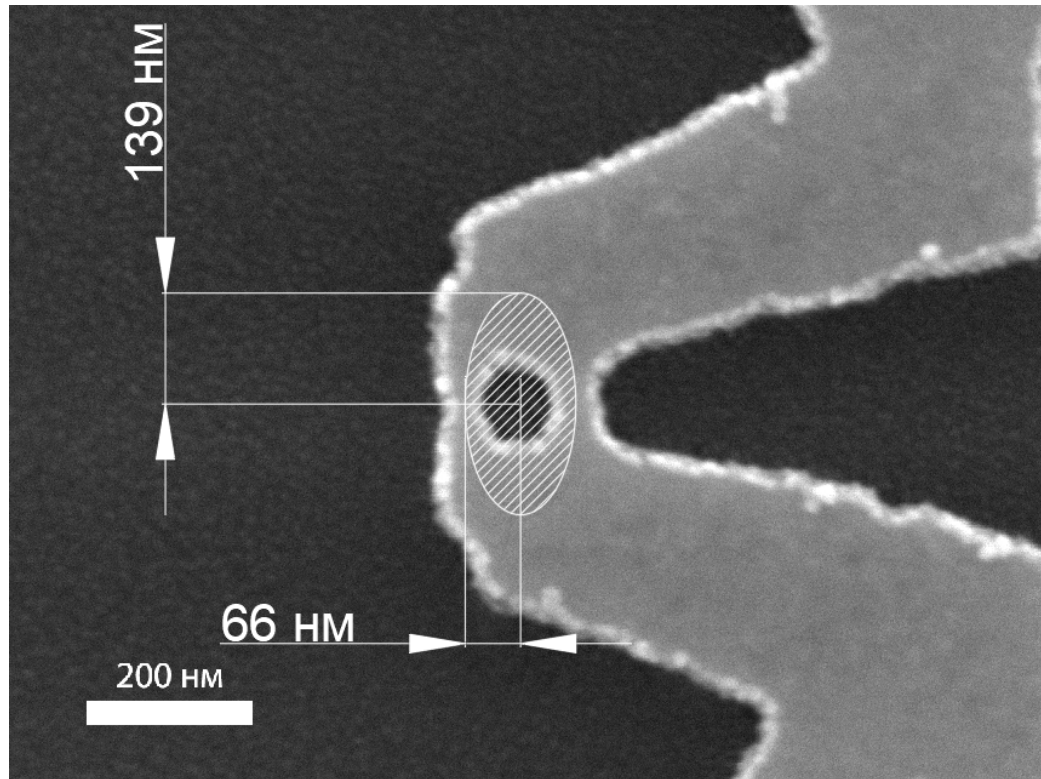


Рис. 20: SEM изображение образца с выделенной предполагаемой областью захвата магнитного потока

Используя полученную выше индуктивность и имея в виду формулу (13), можно оценить спектральную плотность шума магнитного потока  $\sqrt{S_{\Phi}^{th}} \sim 5 \cdot 10^{-8} \Phi_0 / \sqrt{Hz}$ . Измерения этой величины еще не производились, но, поскольку в большинстве работ по планарным наноСКВИДам спектральная плотность шума превышает оценку в 300 – 400 раз, разумно принять за ожидаемую спектральную плотность значение порядка  $10^{-5} \Phi_0 / \sqrt{Hz}$ , что ненамного хуже значений, полученных в [17, 19].

## 6 Заключение

Целью этой работы была разработка технологии изготовления наноСКВИДов из *MoRe* методами электронной литографии. Такая технология была успешно построена, при этом *MoRe* для создания наноСКВИДа был применен впервые. Полученное устройство имеет площадь захвата магнитного потока  $S = (29 \pm 3) \cdot 10^{-3} \mu m^2$  и глубину модуляции  $\frac{\Delta I_c}{I_c} \approx 13\%$ . Спектральная плотность шума магнитного потока была оценена как  $\sqrt{S_\Phi} \sim 5 \cdot 10^{-8} \Phi_0 / \sqrt{Hz}$ . Также была проведена оценка для глубины проникновения магнитного поля  $\lambda_0 \sim 500$  нм. Кроме того, было обнаружено, что после длительного хранения в вакуумном эксикаторе на поверхности образца появились некие образования с характерным диаметром  $d \sim 30 - 40$  нм, природу этих образований еще предстоит выяснить. В будущем планируется дальнейшая работа с технологией с целью уменьшения площади захвата магнитного потока и оптимизации параметров СКВИДа.

## Список литературы

- [1] Granata, C., and Vettoliere, A. Nano Superconducting Quantum Interference device: A powerful tool for nanoscale investigations. *Physics Reports*, 614, 1–69 (2016)
- [2] Onnes, H. K. *Leiden Communications*, 120b, 122b, 124c, 261–272 (1911)
- [3] Meissner, W. and Ochsenfeld, R. Ein neuer Effekt bei eintritt der Supraleitfähigkeit. *Naturwissenschaften*, 21, 787-788 (1933)
- [4] London, F. and London H. The Electromagnetic Equations of the Supraconductor. *Proc. Roy. Soc.*, A149, 71, 866 (1935)
- [5] V. L. Ginzburg and L. D. Landau. *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 20, 1064 (1950)
- [6] Bardeen, J., Cooper, L. N., and Schrieffer, J. R. *Physical Review*, 106, 162 (1957)
- [7] Bardeen, J., Cooper, L. N., and Schrieffer, J. R. *Physical Review*, 108, 1175 (1957)
- [8] B. D. Josephson. *Phys. Lett.*, 1, 251 (1962)
- [9] Anderson, P. W., and Rowell, J. M. Probable observation of the Josephson superconducting tunneling effect. *Physical Review Letters*, 10, 6, 230–232 (1963)
- [10] Likharev, K. K. Superconducting weak links. *Rev. Mod. Phys.*, 51, 1 (1979)
- [11] Stewart, W. C. Current-voltage characteristics of Josephson junctions. *Applied Physics Letters*, 12, 8, 277–280 (1968)
- [12] McCumber, D. E. Effect of ac impedance on dc voltage-current characteristics of superconductor weak-link junctions. *Journal of Applied Physics*, 39, 7, 3113–3118 (1968)
- [13] Шмидт В. В. Введение в физику сверхпроводников. Изд. 2-е, испр. и доп. М.: МЦНМО, 2000. — XIV + 204 с.: ил. Библиогр.: с. 379 - 393 (198 назв.).

- [14] Tesche, C. D. and Clarke, J. DC SQUID: Noise and optimization. *Journal of Low Temperature Physics*, 29, 3–4, 301–331 (1977)
- [15] Калантаров П. Л., Цетлин Л. А. Расчет индуктивностей: справочная книга. — 3-е изд., перераб. и доп. Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние, 1986. — 488 с.: ил.
- [16] Hasselbach, K., Mailly, D. and Kirtley, J. R. Micro-superconducting quantum interference device characteristics. *Journal of Applied Physics*, 91, 7, 4432–4437 (2002)
- [17] Lam, S. K. H. and Tilbrook, D. L. Development of a niobium nanosuperconducting quantum interference device for the detection of small spin populations. *Applied Physics Letters*, 82, 7, 1078–1080 (2003)
- [18] Finkler, A., Segev, Y., Myasoedov, Y., Rappaport, M. L., Ne’Eman, L., Vasyukov, D., ... Yacoby, A. Self-aligned nanoscale SQUID on a tip. *Nano Letters*, 10, 3, 1046–1049 (2010)
- [19] Granata, C., Esposito, E., Vettoliere, A., Petti, L., and Russo, M. An integrated superconductive magnetic nanosensor for high-sensitivity nanoscale applications. *Nanotechnology*, 19, 27. (2008)
- [20] Vasyukov, D., Anahory, Y., Embon, L., Halbertal, D., Cuppens, J., Neeman, L., ... Zeldov, E. A scanning superconducting quantum interference device with single electron spin sensitivity. *Nature Nanotechnology*, 8, 9, 639–644 (2013)
- [21] Универсальная энциклопедия Кирилла и Мефодия [Электронный ресурс]. URL: <https://megabook.ru/article/Криостат> (дата обращения: 04.05.2019).