

Московский физико-технический институт
(государственный университет)
Факультет общей и прикладной физики
Институт физики твёрдого тела РАН

Гинзбург Лев Владимирович

Исследование электронного транспорта в
планарных гибридных структурах с
джозефсоновскими переходами

Дипломная работа бакалавра

научный руководитель
к.ф.-м.н., ст. научн. сотрудник Батов И.Е.

Черноголовка 2016

Содержание

1 Введение	2
2 Методы	5
3 Теоретическая часть	7
3.1 Двухконтактный асимметричный СКВИД	7
3.2 Моделирование результатов для джозефсоновских переходов с синусоидальным ток-фазовым соотношением	9
4 Дизайн и изготовление образцов	13
5 Экпериментальные данные	15
6 Заключение	19
7 Литература	19

1 Введение

Джозефсоновский переход - это два массивных сверхпроводника, разделённых слабой связью. В качестве такой связи может выступать изолятор, слой нормального металла, любой другой участок сверхпроводящей цепи длиной порядка длины когерентности, в котором подавлен критический ток. Способность носителей сверхтока проникать на определенное расстояние в области нормального металла или туннелировать через непроводящий барьер обеспечивает возможность передачи сверхтока через несверхпроводящие элементы. В случае, когда оба массивных сверхпроводника одинаковы и находятся при одной температуре, модули их волновых функций одинаковы, однако фазы этих функций могут быть различны. Стационарный эффект Джозефсона заключается в том, что достаточно малый ток течёт через слабую связь не вызывая падение напряжения (бездиссиативно), и его плотность определяется скачком фазы волновой функции сверхпроводника на слабой связи $\phi = \theta_2 - \theta_1$. Комплексный характер сверхпроводящей волновой функции приводит к возникновению эффектов макроскопической квантовой когерентности [1] замкнутых сверхпроводящих контурах, при которых их свойства начинают периодически зависеть от внешнего магнитного поля. Эти свойства активно используются при разработке аналоговых сверхпроводниковых усилителей, цифровых и квантовых логических элементов. Одной из важных характеристик джозефсоновского перехода является его ток-фазовое соотношение(ТФС). Рассмотрим основные свойства ток-фазовых соотношений.

- $I_j(\phi) = I_j(\phi + 2\pi)$, так как фаза 2π -периодична;
- $I_j(\phi) = -I_j(-\phi)$ - изменение знака разности фаз повлечёт за собой изменение направления тока;
- $I_j(2\pi n) = 0$ - нет тока в отсутствии разности фаз;
- $I_j(\pi n) = 0$ - следует из первых трёх свойств.

Таким образом, ток-фазовое соотношение в общем случае можно разложить в ряд Фурье по синусам $I_j(\phi) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \sin(n\phi)$.

При рассчётах джозефсоновских устройств обычно предполагается синусоидальная ток-фазовая зависимость $I_j(\phi) = I_c \sin(\phi)$, которая наблюдается в туннельных джозефсоновских переходах на основе обычных сверхпроводников в широком диапазоне температур. Однако существуют джозефсоновские переходы с нетривиальными ток-фазовыми соотношениями.

Так, в работе [4] рассмотрена джозефсоновская структура на основе сверхпроводящих Nb электродов и полупроводниковой эпитаксиальной пленки *InAs* с сильным спин-орбитальным взаимодействием. Рассчитаны нормальный и джозефсоновский транспорт в магнитном поле для различных значений прозрачности границы и теоретически исследованы ток-фазовые

соотношения в структурах. Показано, что ток-фазовые соотношения существенно отличаются от синусоидальной зависимости. Предложен эксперимент по исследованию ток-фазовой зависимости джозефсоновского асимметричного контакта полупроводниковой InAs-пленки с наведенной сверхпроводимостью с обычным сверхпроводником (Nb) для проверки теоретических предсказаний, сделанных в работе .

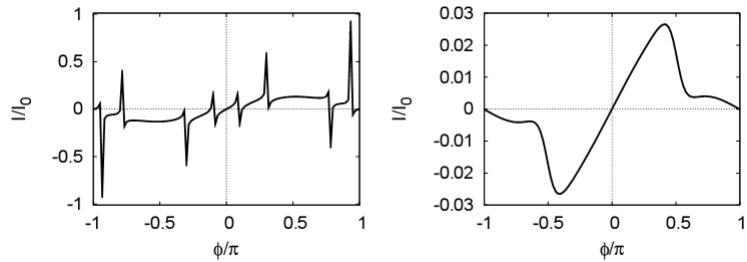


Рис. 1: Пример нетривиального ток-фазового соотношения. Здесь представлены ТФС, рассчитанные для структур на основе сверхпроводящих электродов из ниобия и полупроводниковой эпитаксиальной пленки InAs. Графики взяты из работы [4]

В работе [2] проведены экспериментальные исследования ток-фазовых зависимостей в джозефсоновских переходах на основе углеродных нанотрубок и сверхпроводящих алюминиевых электродов. Была предложена схема измерений ток-фазовых зависимостей с использованием трехконтактного СКВИДа. Обнаружено, что ток-фазовая зависимость в исследуемых джозефсоновских переходах на основе углеродных нанотрубок является несинусоидальной.

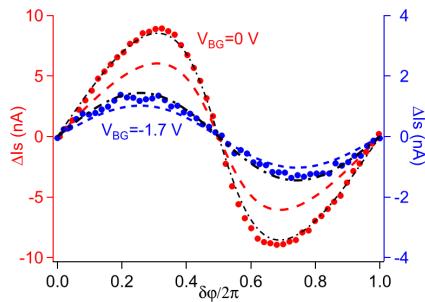


Рис. 2: Пример нетривиального ток-фазового соотношения. Здесь представлены ТФС, рассчитанные для джозефсоновского перехода из сверхпроводящих алюминиевых электродов и углеродной нанотрубки. График взят из работы [2]

Анализ схемы трехконтактного СКВИДа показывает, что предложенный метод измерений обладает достаточно высокой чувствительностью и, по-видимому, может быть использован для изучения ток-фазовых соотношений в джозефсоновских переходах субмикронных размеров на основе полупроводниковых нанопроволок и тонких пленок топологических изоляторов.

Также джозефсоновские переходы с несинусоидальными ток-фазовыми соотношениями рассматривались в таких работах как [5] (π -контакт на основе структур сверхпроводник - ферромагнетик - сверхпроводник), [6 - 7] (джозефсоновский переход на основе 3D топологического изолятора $HgTe$), [8] (джозефсоновский переход на основе $InAs$ двумерного электронного газа).

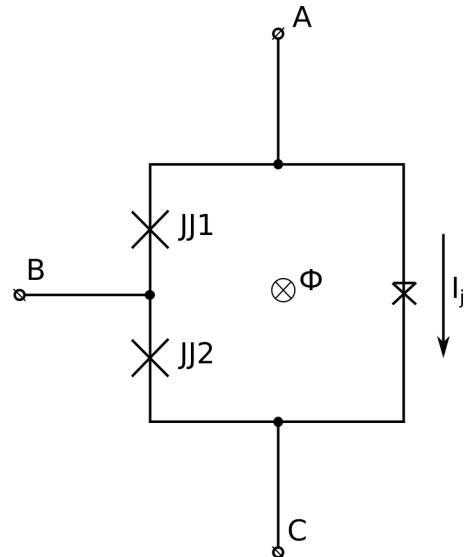


Рис. 3: Трёхконтактный СКВИД. JJ1 и JJ2 - два одинаковых джозефсоновских перехода с большим критическим током и известной синусоидальной ток-фазовой зависимостью. Малый джозефсоновский переход - исследуемый, с неизвестным ТФС.

Интересная схема измерений рассматривается в [2]. Трёхконтактная схема обладает высокой чувствительностью и позволяет измерить и зависимость $I_j(\phi)$, и отдельно вольт-амперную характеристику малого перехода. Также, трёхконтактный метод не требует напыления верхнего слоя сверхпроводника после предварительных измерений (подробнее см. ниже), что может быть важно для структур, которые следует изготавливать за один вакуумный цикл. Однако данный способ измерения требует изготовления двух практически одинаковых джозефсоновских переходов. Дальнейший анализ показал, что для данных измерений достаточно асимметричного двухконтактного СКВИДа, который проще в изготовлении и для теоре-

тического анализа.

Итак, можно сформулировать основные задачи данной работы.

- Анализ метода измерения ток-фазовых соотношений джозефсоновских переходов с использованием двухконтактного асимметричного СКВИДа;
- Изготовление асимметричного СКВИДа на основе туннельных джозефсоновских переходов $Nb/Al/AlO_x/Nb$ с известным синусоидальным ток-фазовым соотношением
- Экспериментальное изучение ток-фазовых соотношений изготовленных контрольных джозефсоновских переходов с помощью двухконтактного асимметричного СКВИДа.

2 Методы

Современные джозефсоновские структуры изготавливаются путем осаждения и формирования тонких слоев различных материалов на диэлектрическую подложку. Эти структуры можно условно разделять на планарные и многослойные. В многослойных джозефсоновских контактах ток через джозефсоновский барьер течет перпендикулярно подложке, тогда как в планарных – вдоль нее. В данной работе мы исследовали промежуточный тип джозефсоновских структур, в которых джозефсоновские контакты являются многослойными, однако они включены в планарные сверхпроводящие контуры. Заготовка представляла подложку из оксидированного кремния, на которой формировалась трёхслойная структура - слои ниobia (толщина слоя 120 нм), окисленного алюминия (8 нм) и снова ниobia (120 нм). Затем с помощью травления была создана меза (джозефсоновский переход). Мaska для травления и/или напыления создавалась с помощью фотолитографии на слое резиста. Для ниobia использовалось плазмохимическое травление (в вакуумной камере в атмосфере CF_4), для алюминия и оксида алюминия – травление раствором KOH . Полученная структура покрывалась слоем изолятора анодированием (толщина слоя оксида – около 60 нм), затем напылялись резисторы ($CuAl$, 200 нм) и два слоя ниobia – две верхних сверхпроводящих шины (толщина первого слоя 250 нм, второго – 450 нм). Так как весь процесс проводился в несколько отдельных вакуумных циклов, в начале каждого поверхность образца очищалась ионным травлением. Для удобства подключения образца к измерительным приборам в ходе его изготовления формировались большие (800×600 мкм) контактные площадки из ниobia. Ниже изображены основные стадии создания образца.

Измерения проводились в криостате Не-4 при температуре 4.2К. Образец закреплялся на латунном держателе криогеной вставки, с другой стороны держателя располагалась небольшая катушка (10 витков изолированного медного провода) для создания магнитного поля нормально к поверхности образца. Максимальное значение магнитного поля, используемое в

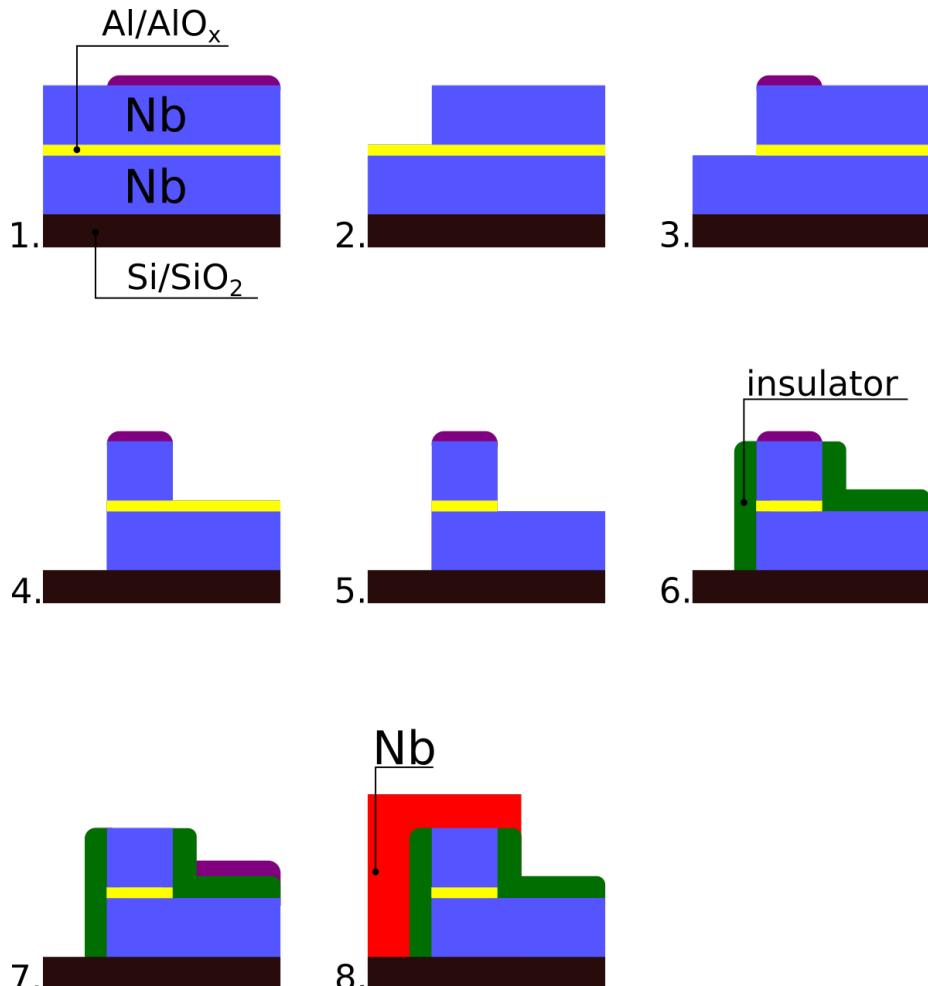


Рис. 4: Основные стадии создания образца на примере отдельного джозефсоновского перехода. (1) - подготовленная подложка с последовательно напылёнными на неё слоями ниобия, алюминия/оксида алюминия и второй раз ниобия; (2) - первое травление ниобия, формирование нижней шины; (3) - с помощью раствора KOH удалён слой Al/AlO_x ; (4) - второе травление ниобия; (5) - сформирован отдельный джозефсоновский переход; (6) - создание слоя изолятора с помощью анодирования; (7), (8) - напыление верхней шины.

данной работе - около 1Э. Для уменьшения уровня шумов использовались RC-фильтры. Непосредственно измерения включали в себя снятие вольт-амперных характеристик и зависимости $I_c(H)$ (множество вольт-амперных характеристик для разных значений H , критический ток определялся как

ток, при котором напряжение превышало пороговое значение. Пороговое значение напряжения - 3 мкВ - было выбрано таким, чтобы заведомо превышать шум в несколько раз, но при этом не создавать значительной ошибки в определении I_c). Измерения проводились по стандартной четырехточечной схеме, вся измерительная аппаратура управлялась с компьютера программы, написанной на LabView.

3 Теоретическая часть

Используемый в данной работе метод представляет изменённый вариант схемы из статьи [2]. Данная схема проще в изготовлении, чем трёхконтактный СКВИД. Кроме того, численное моделирование показало, что соотношение I_1/I_2 может быть меньше для двухконтактного СКВИДа для получения той же плотности точек при $\phi \in (-\pi, 0)$ (подробнее см. расчёты ниже).

3.1 Двухконтактный асимметричный СКВИД

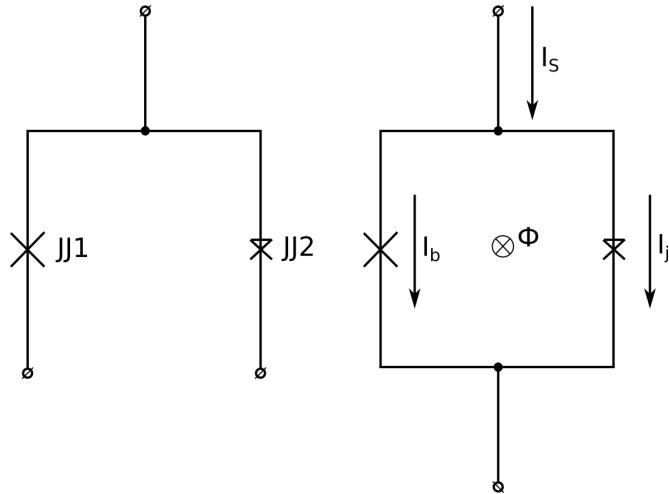


Рис. 5: Принципиальная схема (слева - для отдельных измерений параметров каждого джозефсоновского перехода, справа - основной эксперимент с ассиметричным СКВИДом). JJ1 - большой переход, JJ2 - малый (ТФС которого исследуется).

Пусть I_s - суммарный ток через сквид (измеряемый), I_j - ток через меньший переход, I_1 - критический ток большего, ϕ - разность фаз на меньшем и ϕ_1 - на большем переходах. Считаем, что ток через больший переход $I_b = I_1 \sin(\phi_1)$. Поток через сквид Φ . Собственной индуктивностью пренебрегаем. Тогда:

$$I_s = I_j(\phi) + I_1 \sin(\phi_1),$$

$$\phi_1 - \phi = 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}.$$

После подстановки:

$$I_s = I_j(\phi) + I_1 \sin \left(\phi + 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \right). \quad (1)$$

Измеряется максимально возможный ток для заданного внешнего потока:

$$\frac{dI_s}{d\phi} = I'_j(\phi_c) + I_1 \cos \left(\phi_c + 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \right) = 0. \quad (2)$$

ϕ_c - разность фаз на меньшем переходе, соответствующая максимальному току сквида $I_{s,max}$, зависит только от Φ .

Рассмотрим производную по потоку:

$$\begin{aligned} \frac{dI_{s,max}}{d\Phi} &= I'_j(\phi_c) \frac{d\phi_c}{d\Phi} + I_1 \cos \left(\phi_c + 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \right) \frac{d\phi_c}{d\Phi} + \frac{2\pi I_1}{\Phi_0} \cos \left(\phi_c + 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \right) = \\ &= \left(I'_j(\phi_c) + I_1 \cos \left(\phi_c + 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \right) \right) \frac{d\phi_c}{d\Phi} + \frac{2\pi I_1}{\Phi_0} \cos \left(\phi_c + 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \right) \end{aligned}$$

Первое слагаемое равно 0 (из (2)), поэтому:

$$\begin{aligned} \frac{dI_{s,max}}{d\Phi} &= \frac{2\pi I_1}{\Phi_0} \cos \left(\phi_c + 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \right) \\ \cos \left(\phi_c + 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \right) &= \frac{\Phi_0}{2\pi I_1} \frac{dI_{s,max}}{d\Phi}, \end{aligned} \quad (3)$$

Выражение для ϕ_c :

$$\phi_c = \pm \arccos \left(\frac{\Phi_0}{2\pi I_1} \frac{dI_{s,max}}{d\Phi} \right) - 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} + 2\pi k.$$

Пока что оставим знак неопределённым; $2\pi k$ очевидно не важны.

Теперь найдем $I_{s,max}$. Из (1) и (3):

$$\begin{aligned} I_j(\phi_c) &= I_{s,max} - I_1 \sin \left(\phi_c + 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \right) = I_{s,max} \pm I_1 \sqrt{1 - \cos^2 \left(\phi_c + 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \right)} = \\ &= I_{s,max} \pm I_1 \sqrt{1 - \left(\frac{\Phi_0}{2\pi I_1} \frac{dI_{s,max}}{d\Phi} \right)^2}. \end{aligned}$$

Здесь тоже есть неопределенность со знаком, но в этом случае легко понять, что нужен знак '−', так как $I_j(0) = 0$, а в случае знака '+' $I_j > 0$.

$$I_j(\phi_c) = I_{s,max} - I_1 \sqrt{1 - \left(\frac{\Phi_0}{2\pi I_1} \frac{dI_{s,max}}{d\Phi} \right)^2}.$$

Но тогда $\sin\left(\phi_c + 2\pi\frac{\Phi}{\Phi_0}\right) \geq 0$, то есть $\phi_c + 2\pi\frac{\Phi}{\Phi_0} \in [0, \pi]$ и

$$\phi_c = \arccos\left(\frac{\Phi_0}{2\pi I_1} \frac{dI_{s,max}}{d\Phi}\right) - 2\pi\frac{\Phi}{\Phi_0}.$$

Осталось учесть, что в эксперименте наблюдается $I_{s,max}(I_{sol})$, где $\Phi = \lambda I_{sol}$, $\lambda = const$. Все уравнения для I_c периодичны с периодом Φ_0 . Назовем соответствующий ему период по току $I_{sol,0}$. В итоге получаем следующие выражения для расчёта ток-фазовых соотношений:

$$\phi_c = \arccos\left(\frac{I_{sol,0}}{2\pi I_1} \frac{dI_{s,max}}{dI_{sol}}\right) - 2\pi\frac{I_{sol}}{I_{sol,0}}, \quad (4)$$

$$I_j(\phi_c) = I_{s,max} - I_1 \sqrt{1 - \left(\frac{I_{sol,0}}{2\pi I_1} \frac{dI_{s,max}}{dI_{sol}}\right)^2}. \quad (5)$$

3.2 Моделирование результатов для джозефсоновских переходов с синусоидальным ток-фазовым соотношением

Теперь считаем, что ток меньшего перехода также зависит от разности фаз как синус: $I_j = I_2 \sin(\phi)$. Остальные обозначения - как в предыдущей части.

$$I_s = I_2 \sin(\phi) + I_1 \sin\left(2\pi\frac{\Phi}{\Phi_0} + \phi\right)$$

$$\begin{aligned} I_s &= I_2 \sin(\phi) + I_1 \sin(\phi) \cos\left(2\pi\frac{\Phi}{\Phi_0}\right) + I_1 \cos(\phi) \sin\left(2\pi\frac{\Phi}{\Phi_0}\right) = \\ &= \left(I_2 + I_1 \cos\left(2\pi\frac{\Phi}{\Phi_0}\right)\right) \sin(\phi) + I_1 \sin\left(2\pi\frac{\Phi}{\Phi_0}\right) \cos(\phi). \end{aligned}$$

Обозначим $A = I_2 + I_1 \cos\left(2\pi\frac{\Phi}{\Phi_0}\right)$, $B = I_1 \sin\left(2\pi\frac{\Phi}{\Phi_0}\right)$. Тогда:

$$I_s = A \sin(\phi) + B \cos(\phi),$$

$$A = C \cos(\alpha),$$

$$B = C \sin(\alpha),$$

$$I_s = C \sin(\alpha + \phi).$$

То есть $I_{s,max} = C$ при $\alpha + \phi = \frac{\pi}{2} + 2\pi k$. Далее не будем переписывать $2\pi k$, так как это просто сдвиг на период.

$$C = \sqrt{\left(I_2 + I_1 \cos\left(2\pi\frac{\Phi}{\Phi_0}\right)\right)^2 + \left(I_1 \sin\left(2\pi\frac{\Phi}{\Phi_0}\right)\right)^2} =$$

$$\begin{aligned}
&= \sqrt{I_2^2 + I_1^2 + 2I_2 I_1 \cos \left(2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \right)} \\
\cos(\alpha) &= \frac{1}{C} \left(I_2 + I_1 \cos \left(2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \right) \right), \\
\sin(\alpha) &= \frac{I_1}{C} \sin \left(2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \right), \\
\tan(\alpha) &= \frac{I_1 \sin \left(2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \right)}{I_2 + I_1 \cos \left(2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \right)}
\end{aligned}$$

Последнее уравнение имеет два решения на $[0, 2\pi)$, одно на $[0, \pi)$ и второе на $[\pi, 2\pi)$. При изменении потока оба решения будут осуществимы.

Построим графики для возможных значений ($I_1 = 30\text{мкА}$, $I_2 = 10\text{мкА}$).

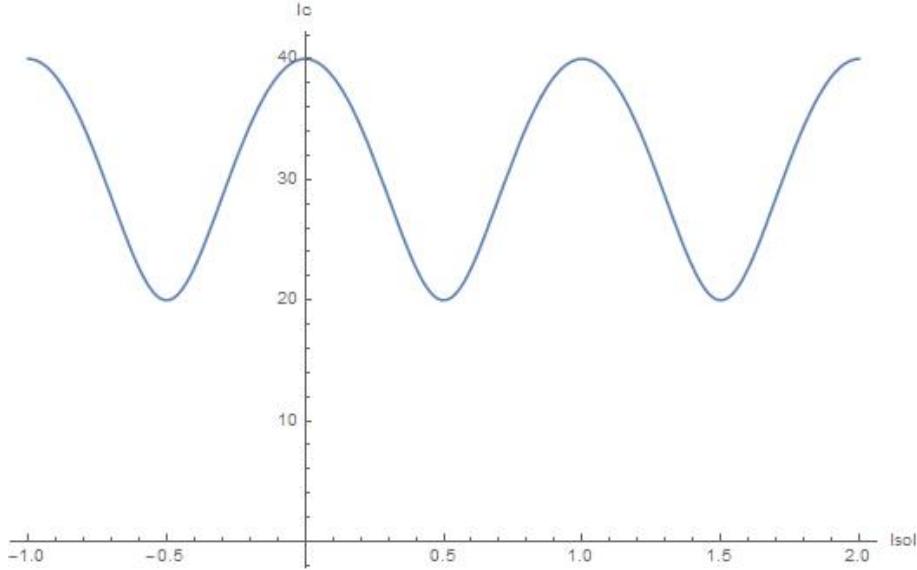


Рис. 6: График $I_{s,max}(I_{sol})$ (расчёт в рамках модели)

$\sin(\alpha) = \frac{I_1}{C} \sin \left(2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \right)$, поэтому в половине случаев (при $\pi + 2\pi k < \frac{\Phi}{\Phi_0} < 2\pi + 2\pi k$) необходимо выбрать второе решение. Таким образом мы получаем зависимость α от I_{sol} . Как видно, изменения поток, возможно измерить ток-фазовые соотношения для всего диапазона $\phi \in [0, 2\pi)$.

Ранее было получено, что $\alpha + \phi = \frac{\pi}{2}$, поэтому можно построить $\phi(I_{sol})$ (синяя линия на графике). Интересно сравнить этот график с аналогичным для симметричного СКВИДа (красная сплошная линия). Это наглядно показывает, почему в случае ассиметричного СКВИДа $\phi \in [-\frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2})$,

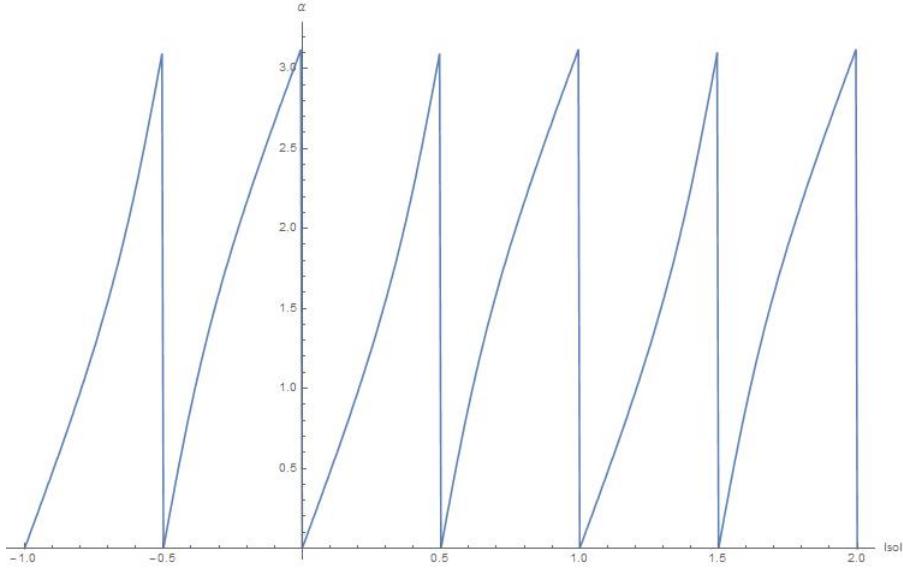


Рис. 7: График решения уравнения $\tan(\alpha) = \frac{I_1 \sin\left(2\pi \frac{I_{sol}}{I_{sol,0}}\right)}{I_2 + I_1 \cos\left(2\pi \frac{I_{sol}}{I_{sol,0}}\right)}$. I_{sol} измеряется в единицах $I_{sol,0}$; $\alpha \in [0, \pi)$.

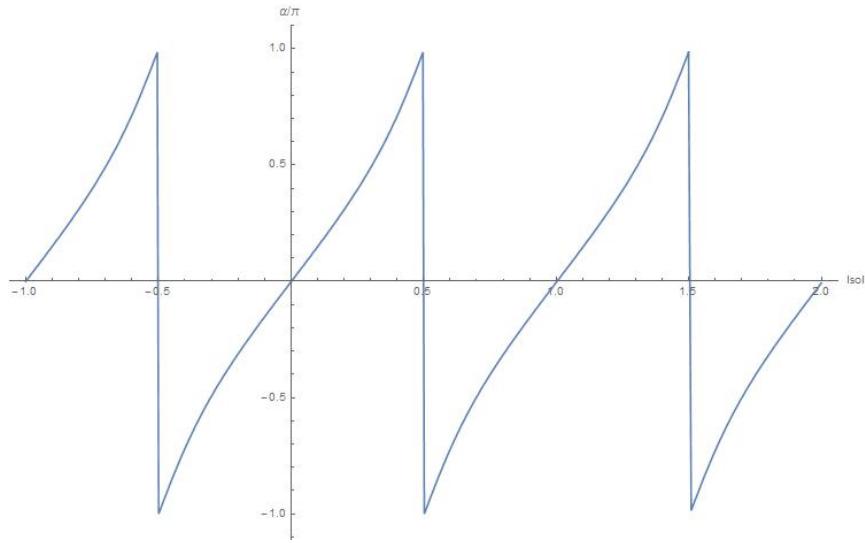


Рис. 8: $\alpha(I_{sol})$

тогда как для симметричного СКВИДа доступны для измерения только при $\phi \in [0, \pi)$. Можно дополнить второй график вертикальными участками

(красная пунктирная линия), которые соответствуют *нулевой плотности точек* на участках $\phi \in [-\frac{\pi}{2}, 0) \cup (\pi, \frac{3\pi}{2})$ ток-фазового соотношения, тогда как для асимметричного СКВИДа эта плотность точек уже не равна нулю (кривая $\phi(I_{sol})$ нигде не вертикальна). Заметим также, что для трёхконтактного СКВИДа плотность точек на $\phi \in [-\frac{\pi}{2}, 0) \cup (\pi, \frac{3\pi}{2})$ (или, что то же самое, на $\phi \in (-\pi, 0)$) возрастает медленнее с увеличением отношения I_1/I_2 (полученно с помощью численного моделирования), поэтому двухконтактная схема позволяет получить несколько более точный результат.

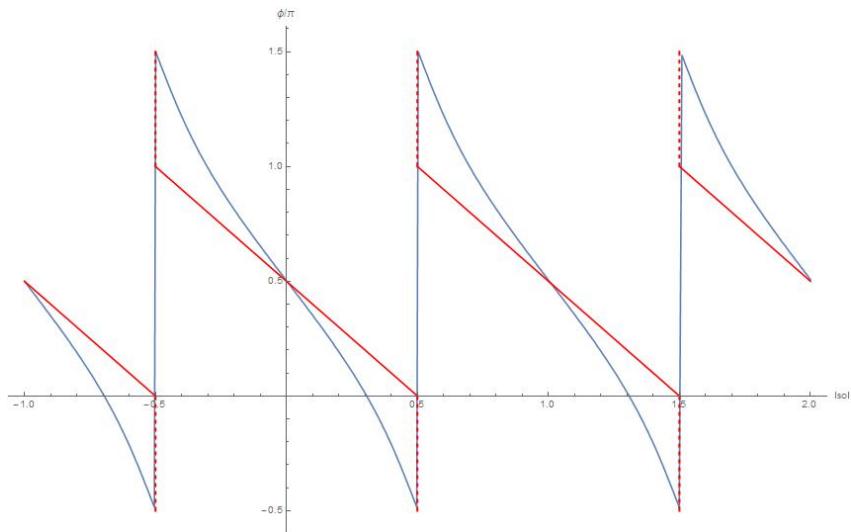


Рис. 9: $\phi(I_{sol})$ при $I_s \rightarrow \max$. Синяя линия на графике - асимметричный СКВИД, красная - аналогичный рассчёт для симметричного СКВИДа

4 Дизайн и изготовление образцов

Образец изготавливается в несколько стадий. Сначала были созданы два джозефсоновских перехода, соединённых только с одной стороны. Полученная схема (назовём её "незамкнутый СКВИД") позволяет измерить параметры переходов независимо.

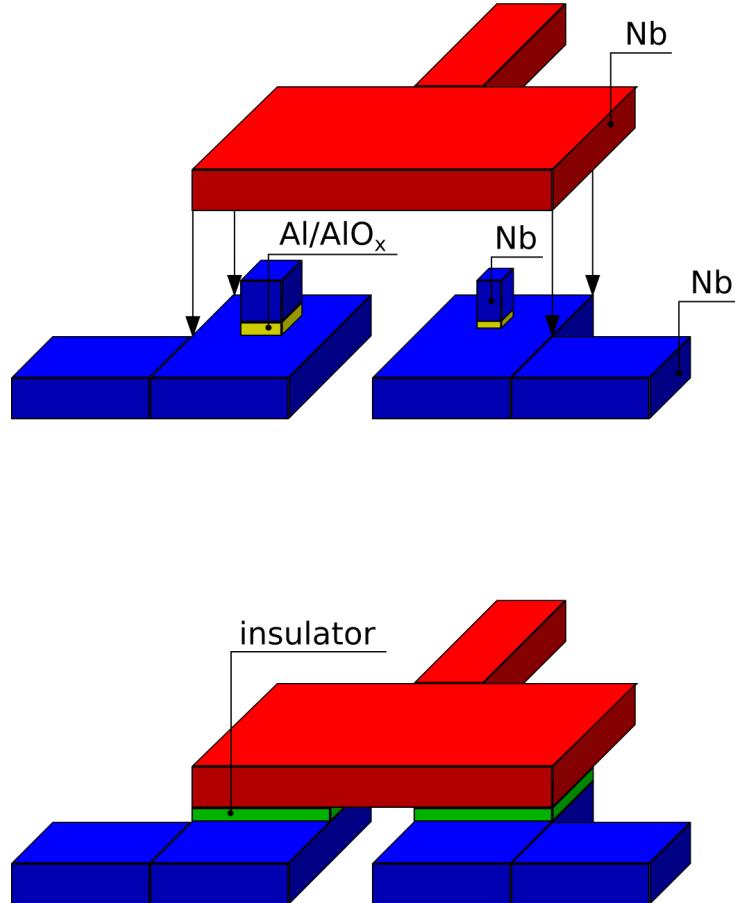


Рис. 10: Образец до напыления последнего слоя ниобия. На рисунке не изображены резисторы, шунтирующие каждый переход ($R \approx 1.5 \text{ Ом}$). Такой "незамкнутый СКВИД" позволяет измерить параметры каждого перехода отдельно.

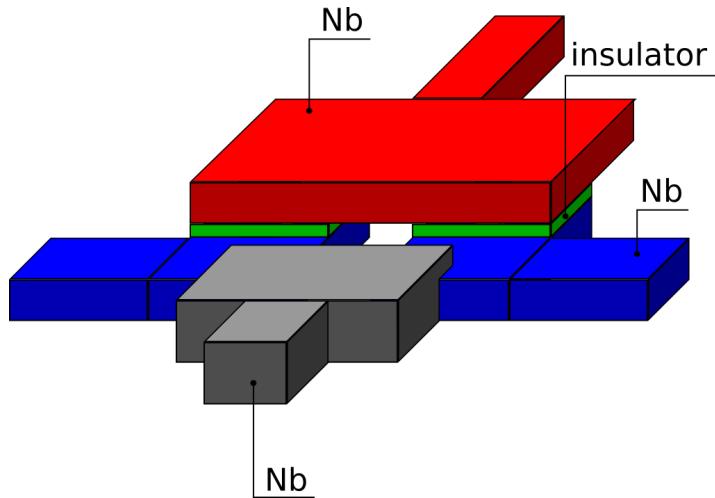


Рис. 11: Образец с напылённым последним слоем ниобия (серый цвет). Теперь это СКВИД с двумя контактами (в данной работе один из них 10×10 мкм, второй - 5×5 мкм).

После измерения параметров "незамкнутого СКВИДа" был напылён последний слой ниобия, который замкнул кольцо. Площадь кольца полученного СКВИДа была сделана маленькой (внутренний размер 5×5 мкм, внешний - 55×35 мкм), чтобы уменьшить собственную индуктивность. Собственная индуктивность для данной геометрии была оценена с помощью программы FastHenry ($\frac{LI_1}{\Phi_0} \approx 0.15$)

5 Экспериментальные данные

В результате предварительных измерений были получены вольт-амперные характеристики джозефсоновских переходов, составляющих СКВИД.

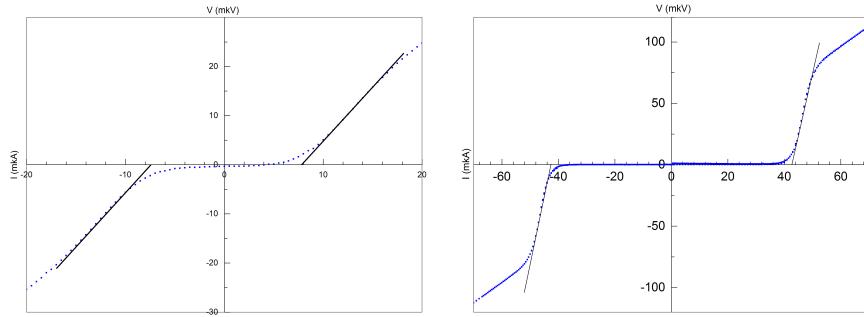


Рис. 12: Вольт-амперные характеристики джозефсоновских переходов, составляющих СКВИД.

Полученные критические токи $I_1 = 43 \pm 1$ мА, $I_2 = 7.5 \pm 0.5$ мА. Затем был напылён последний слой ниобия (который замкнул кольцо СКВИДа) и снята зависимость $I_c(H)$. Полученная экспериментальная кривая представляет периодическую зависимость критического тока от магнитного поля (тока в катушке) (период около 45 мА). Некоторое отличие критического тока в максимумах кивой объясняется, по-видимому, дрейфом нуля приборов. Сдвиг кривой относительно 0 влево вызван полем, создаваемым током, текущим в СКВИДе. Чтобы убедиться в этом, была снята (менее подробно) зависимость $I_c(H)$ при том же направлении тока в катушке, но противоположенном - в СКВИДе

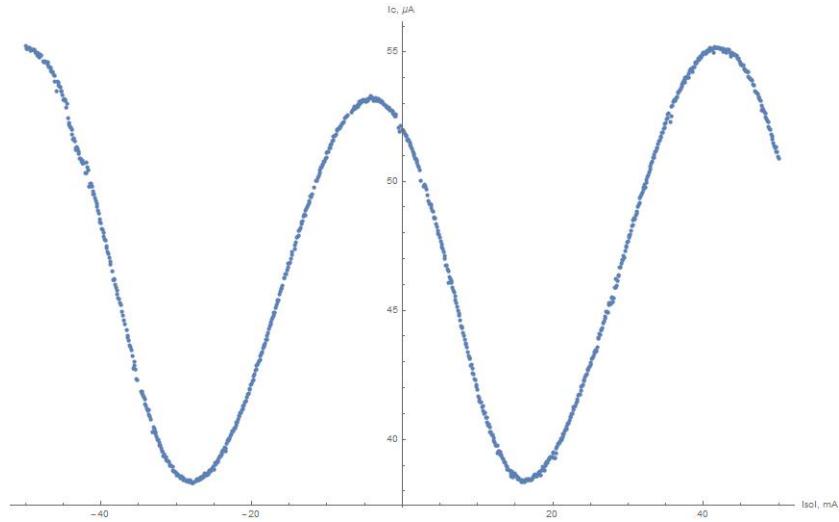


Рис. 13: $I_c(I_{sol})$, экспериментальная кривая.

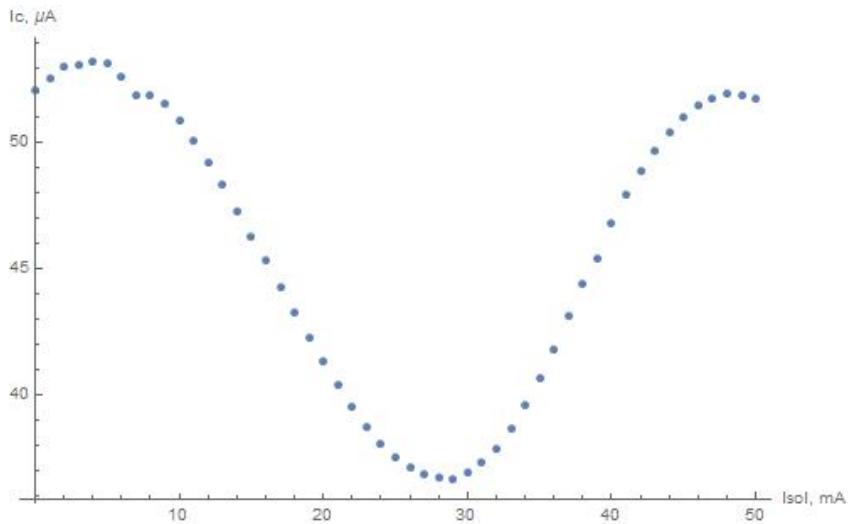


Рис. 14: $I_c(I_{sol})$, другое направление тока в СКВИДе.

Легко видеть, что сдвиг остался, но теперь это сдвиг вправо. Это поле сдвига почти постоянно ($I_1 \gg I_2$, СКВИД геометрически симметричен, следовательно, это в основном поле тока I_1 , который изменяется незначительно). Значит, можно сместить график вправо, $I_{sol}^{shift} = 4.9$ мкА.

После обработки экспериментальных данных согласно полученным выше формулам получилось следующее ток-фазовое соотношение для малого

контакта.

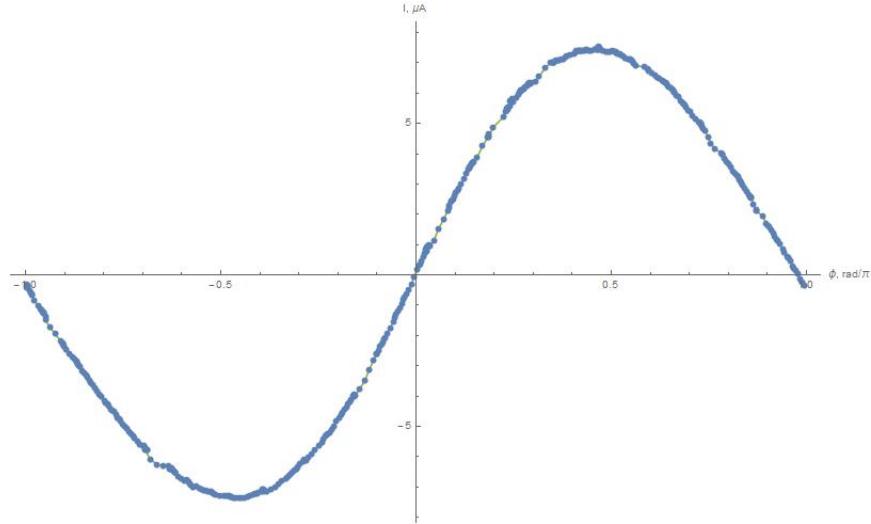


Рис. 15: Ток-фазовое соотношение малого джозефсоновского перехода

Сравним результат с ожидаемым ток-фазовым соотношением для переходов сверхпроводник-изолятатор-сверхпроводник $I(\phi) = I_c \sin(\phi)$ (красная линия на графике, $I_c = 7.45$ мкА).

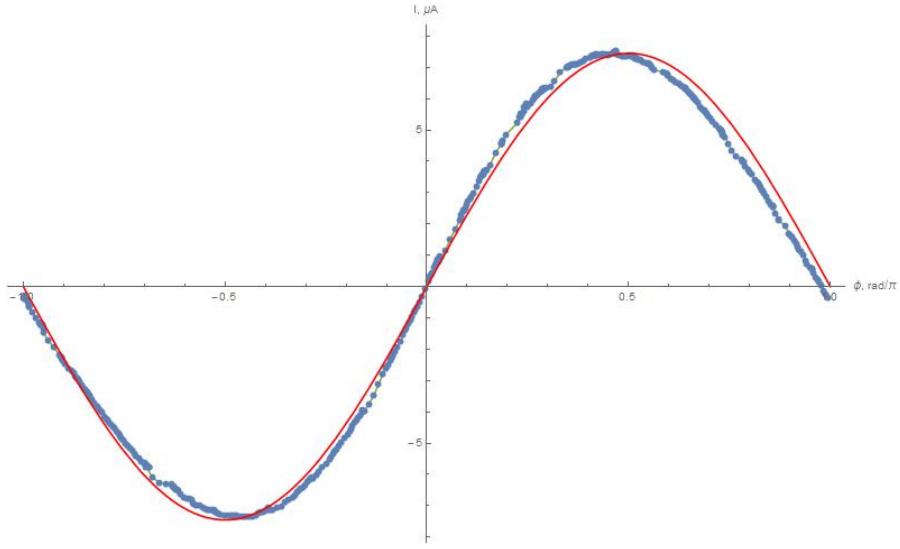


Рис. 16: Сравнение ток-фазового соотношения с теорией (красная линия - $I(\phi) = 7.45 \sin(\phi)$)

Некоторые отличия экспериментальных данных от ожидаемых объясняются, по-видимому, полем, создаваемым током в СКВИДе. Это поле зависит от тока в СКВИДе, поэтому оно не только сдвигает кривую $I_c(H)$ в сторону, но и в некоторой степени искажает её. Несколько лучшее приближение получается, если учесть вторую гармонику (хорошим приближением оказалась функция $I = 7.35\sin(\phi) + 0.5\sin(2\phi)$ мА - чёрная линия на графике ниже). Как известно, ток-фазовое соотношение туннельного перехода $I_j = I_c\sin(\phi)$, поэтому можно оценить погрешность данного метода как отношение амплитуды второй гармоники к амплитуде первой, то есть около 7%. Заметим, что точность метода улучшится, если использовать СКВИД с меньшими геометрическими размерами и джозефсоновские переходы с меньшими критическими токами.

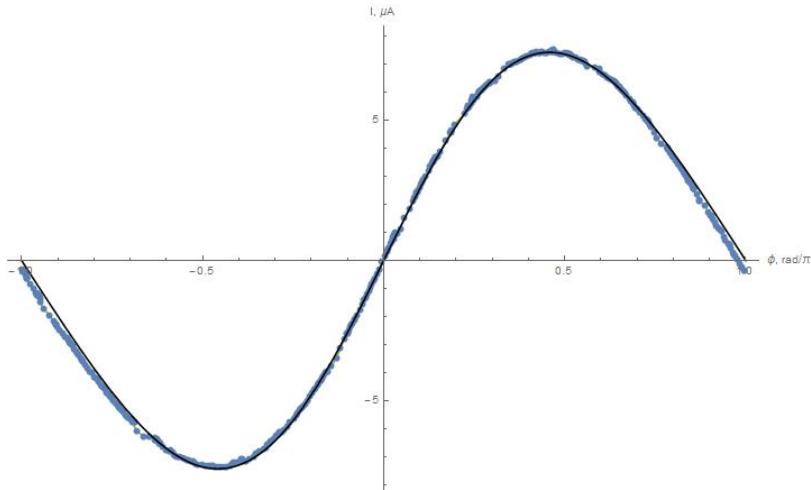


Рис. 17: Сравнение ток-фазового соотношения с теорией (чёрная линия - $I(\phi) = 7.35\sin(\phi) + 0.5\sin(2\phi)$)

Также интересно сравнить критический ток, измеренный двумя способами - как максимум $I(\phi)$ и из непосредственных измерений (предварительные измерения с разомкнутым кольцом СКВИДа). Вольт-амперная характеристика перехода была приведена выше. Из ток-фазового соотношения получаем $I_c = 7.45$ мА, что хорошо согласуется с результатом предварительных измерений.

6 Заключение

- Был проведён анализ метода измерения ток-фазовых соотношений джозефсоновских переходов с использованием двухконтактного асимметричного СКВИДа;
- Изготовлена планарная структура - асимметричный СКВИД на основе туннельных джозефсоновских переходов $Nb/AL/AlO_x/Nb$ с синусоидальным ток-фазовым соотношением;
- Экспериментально изучены ток-фазовые соотношения контрольного джозефсоновского перехода $Nb/AL/AlO_x/Nb$ с помощью двухконтактного асимметричного СКВИДа и получено ожидаемое синусоидальное ток-фазовое соотношение;
- Результаты измерений контрольного образца показывают перспективность использования данного метода для изучения ток-фазовых соотношений джозефсоновских переходов с малыми критическими токами.

7 Литература

1. B.B.Шмидт, Введение в физику сверхпроводников, МЦНМО, Москва, 2000г.
2. J.Basset, R.Delagrange, R.Weil, A.Kasumov, H.Bouchiat, R.Deblock, Joint measurement of current-phase relations and transport properties of hybrid junctions using a three junction superconducting quantum interference device, Journal of Applied Physics 116, 024311(2014).
3. A.A.Golubov, M.Yu.Cupriyanov, E.Il'ichev, The current-phase relation in Josephson junction, Reviews of Modern Physics, Vol. 76, No. 2, April 2004.
4. A.V. Burmistrova, I.A. Devyatov, I.E. Batov, arXiv: 1508.07087 (EPL, 2016)
5. S.M.Frolov, D.J.Van Harlingen, V.A.Oboznov, V.V.Bolginov, V.V.Ryazanov, Physical Review B 70, 144505 (2004)
6. I.Sochnikov, L.Maier, C.A.Watson, J.R.Kirtley, C.Gould, G.Tkachov, E.M.Hankiewicz, C.Brunе, H.Buhmann, L.W.Molenkamp, K.A.Moler, Physical Review Letters 114, 066801(2015)
7. I.Sochnikov, A.J.Bestwick, J.R.Williams, T.M.Lippman, I.R.Fisher, D.Goldhaber-Gordon, J.R.Kirtley, K.Moler, Nano Letters 2013, 13, 3086-3092
8. M.Grajcar, M.Ebel, E.Il'ichev, R.Kurstain, T.Matsuyama, U. Merkt, Physica C 372-376, 27 (2002)