

Министерство Образования Российской Федерации
Московский Физико-Технический Институт (Государственный Университет)
Кафедра Физики Твердого Тела

На правах рукописи

Карпович Анастасия Леонидовна

**Наблюдение 0- π перехода в джозефсоновских
переходах Nb-PdFe-Nb.**

511600 – прикладные физика и математика

Выпускная квалификационная работа
бакалавра естественных наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
В.В. Больгинов

Черноголовка - 2012

Оглавление

1	Введение	2
1.1	Эффект Джозефсона	2
1.2	Джозефсоновские переходы с нормальной и ферромагнитной прослойкой.	5
1.3	Джозефсоновские переходы с прослойкой из сплава PdFe	9
2	Методика эксперимента и технология изготовления образцов	14
2.1	Описание образцов	14
2.2	Технология изготовления образцов	14
2.3	Методика измерений	16
3	Результаты	21
3.1	Магнитная однородность ферромагнитных прослоек	21
3.2	Зависимость критической плотности тока от толщины слоя PdFe	25
3.3	Наблюдение температурного 0- π перехода	28
4	Выводы	32

Глава 1

Введение

1.1 Эффект Джозефсона

Джозефсоновский переход представляет собой два массивных сверхпроводника, разделенных слабой связью, в которой сверхпроводимость существенно подавлена [1]. Примерами слабых связей могут служить слой изолятора, нормальная плёнка, точечный контакт и т. д.

Стационарный эффект Джозефсона заключается в возможности протекания бездиссипативного тока через слабую связь, если этот ток не превышает некоторое критическое значение I_c . В общем случае, сверхпроводящий ток через контакт является 2π -периодической, нечетной функцией разности фаз ϕ между сверхпроводящими берегами контакта. Наиболее распространенным является синусоидальное соотношение:

$$I = I_c \sin \phi \quad (1.1)$$

$$I_c > 0 \quad (1.2)$$

Если ток через джозефсоновский переход превысит критическое значение, то разность ϕ будет изменяться во времени, что приведет к

появлению напряжения на переходе согласно следующему уравнению:

$$\hbar \frac{d\phi}{dt} = 2eV \quad (1.3)$$

Это есть нестационарный эффект Джозефсона.

Напряжение V будет периодически изменяться со временем с частотой:

$$\omega = \frac{2e}{\hbar} R \sqrt{I^2 - I_c^2} \quad (1.4)$$

Среднее напряжение за период равно:

$$V = \frac{\hbar \omega}{2e} = R \sqrt{I^2 - I_c^2} \quad (1.5)$$

где R - сопротивление прослойки. Именно это напряжение будет показывать вольтметр постоянного тока, подключенный к джозефсоновскому переходу в нестационарном режиме.

Если джозефсоновский переход с прослойкой толщиной d и со стороной a помещен в магнитное поле, параллельное плоскости прослойки (рис. 1.1b), то распределение разности фаз в нем станет неоднородным. В общем случае зависимость $\phi(x)$ описывается уравнением Ферреля-Прейнджа

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{1}{\lambda_J^2} \sin \phi \quad (1.6)$$

где

$$\lambda_J = \left(\frac{c\Phi_0}{8\pi^2 j_c d} \right)^{1/2} \quad (1.7)$$

В пределе малого контакта ($a < \lambda_J$) можно пренебречь собственным полем экранирующих токов в джозефсоновском переходе. Используя выражение (1.7), условие малого контакта можно записать в виде:

$$I_c = j_c a^2 < \lambda_J^2 j_c = \frac{c\Phi_0}{8\pi^2 d} \quad (1.8)$$

Для перехода с толщиной прослойки $d \approx 40 \text{ nm}$ из 1.8 не трудно вычислить: $I_c < 6 \text{ mA}$. Если реализуется предел малого контакта (1.8), то распределение разности фаз является линейным

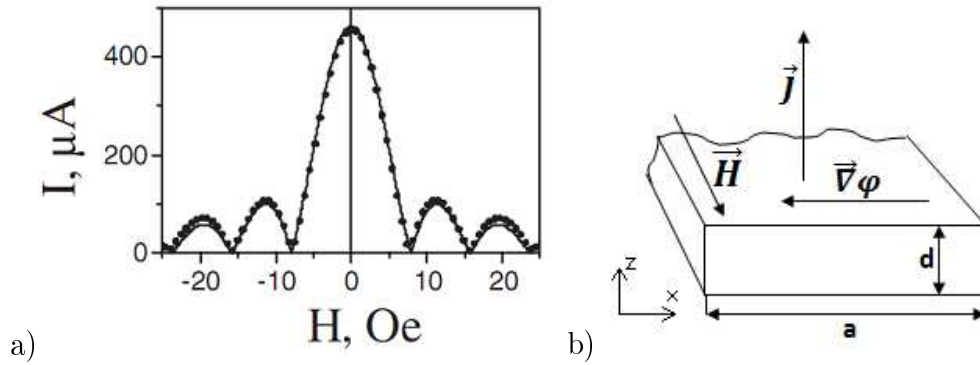


Рис. 1.1: а) Характерная зависимость критического тока от величины поля, направленного вдоль перехода с парамагнитной прослойкой
 б) Направление плотности тока j_c , магнитного поля H и градиента фаз $\nabla\phi$ относительно образца .

$$\phi(x) = \frac{2\pi d}{\Phi_0} H_0 x + C \quad (1.9)$$

где C - константа интегрирования. Полный бездиссипативный ток через джозефсоновский переход получается интегрированием тока $j_s(x)dx = j_c(x) \sin(\phi(x))dx$, протекающего через элемент dx , по всему контакту.

В случае однородного распределения критической плотности тока по площади перехода зависимость критического тока от магнитного поля описывается соотношением Фраунгофера (рис. 1.1а)

$$I_{max} = I_c \left| \frac{\sin\left(\frac{\pi\Phi}{\Phi_0}\right)}{\frac{\pi\Phi}{\Phi_0}} \right| \quad (1.10)$$

где $\Phi = Had$ - поток магнитного поля H через поперечное сечение прослойки.

В противном случае зависимость $I_c(H)$ будет иметь более сложный вид, зависящий от вида функции $j_c(x)$. Таким образом, измерение зависимости $I_c(H)$ является методом контроля макроскопической однородности образца.

1.2 Джозефсоновские переходы с нормальной и ферромагнитной прослойкой.

Образцы, исследованные в данной работе, представляли собой многослойные тонкопленочные структуры, в которых берега контакта разделялись тонким слоем несверхпроводящего металла. Как известно (см. [1]), в системах сверхпроводник-нормальный металл сверхпроводящая волновая функция проникает в нормальный металл, экспоненциально затухая с удалением от SN-границы с характерной длиной ξ_N . Этот эффект называется "эффектом близости", а величина $\xi_N = \sqrt{\frac{\hbar D}{2\pi k T_c}}$ называется длиной когерентности в нормальном металле. В SNS-контакте сверхпроводящая волновая функция в N-слое наводится обоими сверхпроводящими берегами, и их интерференция создает условия для протекания бездиссипативного тока через переход. Поэтому критический ток SNS-контакта экспоненциально убывает при увеличении толщины (рис. 1.2a). d_N :

$$I(d) \sim e^{-d/\xi} \quad (1.11)$$

Температурная зависимость критического тока в SNS-контактах определяется в основном температурной зависимостью ξ_N :

$$I(T) \sim e^{-\alpha\sqrt{T}}. \quad (1.12)$$

Таким образом, при понижении температуры эксперимента критический ток SNS-контакта экспоненциально увеличивается (рис. 1.2b).

Если использовать в качестве прослойки джозефсоновского перехода ферромагнитный металл, то сверхпроводящая волновая функция, наведенная в ферромагнетике за счет эффекта близости, будет не только затухать, но и осциллировать (рис. 1.3). Этот эффект вызывается антогонизмом ферромагнетиков и сверхпроводников по отношению к спиновому упорядочению. Действительно, носителем сверхтока является пара электронов с противоположными импульсами и спинами, тогда

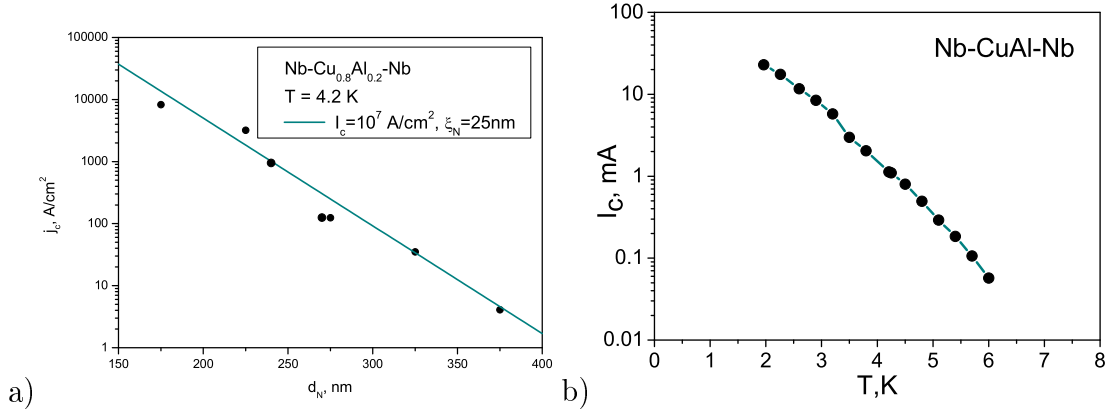


Рис. 1.2: Толщинная (а) и температурная (b) зависимости критической плотности тока джозефсоновского контактов с прослойкой из парамагнитного сплава CuAl [4]

как ферромагнитное взаимодействие стремится выстроить все спины в одном направлении. В результате критический ток SFS-контакта осциллирующим образом зависит от толщины ферромагнитного слоя.

На рис. 1.4 показана экспериментальная зависимость $j_c(d_F)$, полученная при исследовании джозефсоновских переходов $Nb - Cu_{0.47}Ni_{0.53} - Nb$ [5]. Для этого была изготовлена серия образцов с разной толщиной слоя ферромагнетика. Для каждого образца измерялась зависимость критического тока от температуры. Это дало возможность построить зависимость критического плотности тока от толщины ферромагнетика и подтвердить факт 0- π перехода при некоторых толщинах путем наблюдения возвратной температурной зависимости критической плотности тока. Эта зависимость может быть описана простым аналитическим соотношением вида

$$j_c = j_0 e^{-d_F/\xi_{F1}} \left(\sin(d_F/\xi_{F2}) + \frac{\xi_{F1}}{\xi_{F2}} \cos(d_F/\xi_{F2}) \right) \quad (1.13)$$

Где ξ_{F1} - описывает затухание волновой функции, ξ_{F2} - определяет период пространственных осцилляций. В диапазоне толщин 11-23 нм знак критического тока формально является отрицательным. Это соответствует так называемому π -состоянию джозефсоновских

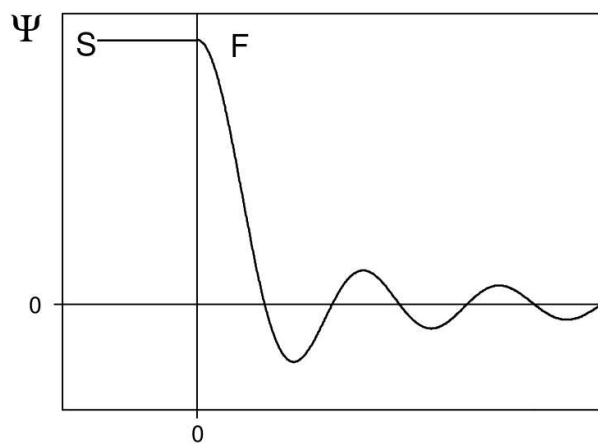


Рис. 1.3: Схематическое изображение осцилляций сверхпроводящей волновой функции вблизи SF-границы.

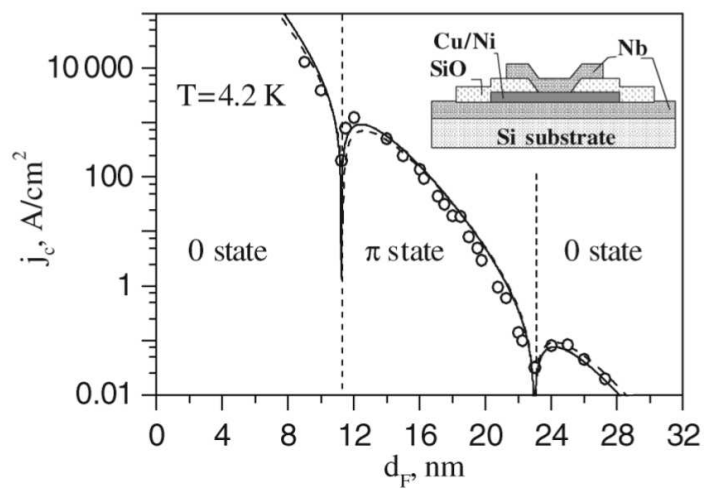


Рис. 1.4: Немонотонная зависимость $j_c(d_F)$ для SFS Nb-CuNi-Nb из [5]

переходов, при котором в основном состоянии разность фаз между сверхпроводящими берегами равна не нулю, как в обычном случае, а π . В этом состоянии сверхпроводящая волновая функция, наведенная в F-слое левым берегом контакта, изменяет свой знак при переходе к правому берегу, что соответствует изменению ее фазы на величину π . Толщина ферромагнитной прослойки, при которой меняется знак критического тока находится из соотношения между j_c и d_f (3.5).

$$d_F^* = \xi_{F2}(\pi - \arctg \frac{\xi_{F1}}{\xi_{F2}}) \quad (1.14)$$

Длины ξ_{F1} и ξ_{F2} зависят от свойств материала и температуры. В диффузном пределе (именно он реализуется в сплаве CuNi), когда длина свободного пробега электрона в нормальном металле меньше длины когерентности в сверхпроводящих обкладках ξ_{F1} ,

$$\xi_{F1,2} = \sqrt{\frac{\hbar D}{\sqrt{E_{ex}^2 + (\pi kT)^2} \pm \pi kT}} \quad (1.15)$$

Здесь E_{ex} - обменная энергия ферромагнетика. Если $E_{ex} \gg kT$, справедливо приближенное равенство:

$$\xi_{F1,2} = \sqrt{\frac{\hbar D}{E_{ex}}} (1 \mp \frac{\pi kT}{2E_{ex}}) \quad (1.16)$$

Легко заметить, что с уменьшением температуры длины $\xi_{F1,2}$ изменяются разнонаправленно: длина подавления сверхпроводимости возрастает, а период осцилляций параметра порядка уменьшается. Из выражения (1.14) видно, что такое поведение длин $\xi_{F1,2}$ ведет к сокращению d_f с ростом температуры.

Как следствие возможно наблюдение температурного $0 - \pi$ перехода (рис.): ниже некоторой T_π разность фаз и критический ток джозефсоновского контакта положительны, а выше T_π - отрицательны. При этом T_π должна увеличиваться с уменьшением толщины ферромагнитной прослойки вместе. Что и наблюдается для джозефсоновских переходов с прослойкой из ферромагнетного сплава CuNi (рис. 1.5).

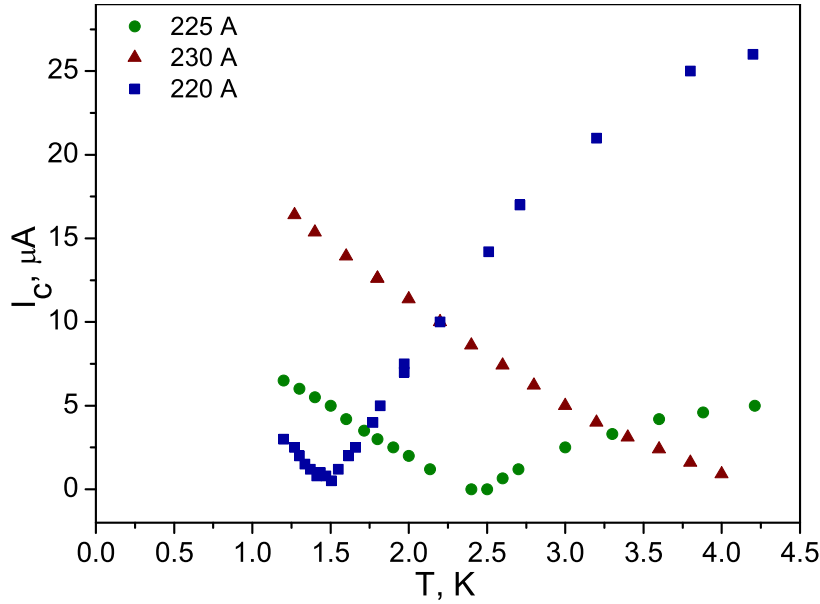


Рис. 1.5: Возвратная зависимость $j_c(T)$ для SFS Nb-CuNi-Nb из [5] для разных толщин прослойки

1.3 Джозефсоновские переходы с прослойкой из сплава PdFe

Слабоферромагнитные сплавы на основе Pd и Pt интересны тем, что эти материалы являются "почти ферромагнитными". Строение этих атомов таково, что произведение $U \cdot \rho(e_F)$ (U - обменная энергия взаимодействия атомов, ρ - плотность электронных состояний на уровне ферми) близко к единице. Согласно критерию Стонера [6] металл является ферромагнитным, если выполняется неравенство $U\rho > 1$. В случае Pd и Pt это достигается добавлением очень малого количества магнитных примесей (например, железа или никеля). На рис. 1.6а показана зависимость температуры Кюри сплава PdFe от концентрации железа согласно работе [7]. Видно, что при концентрации железа менее 0.4% температура Кюри сплава PdFe становится меньше критической температуры ниобия - 9 К. В работе [3] были впервые исследованы джозефсоновские переходы $Nb - Pd_{0.99}Fe_{0.01}$ —

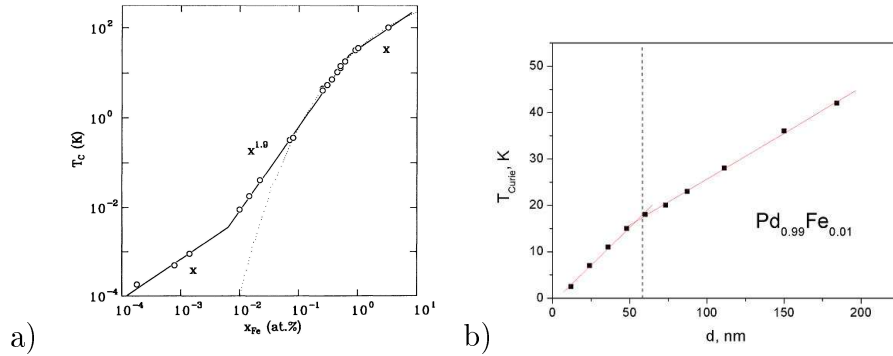


Рис. 1.6: а) Зависимость температуры Кюри от концентрации железа для массивных образцов $Pd_{1-x}Fe_x$. б) Зависимость температуры Кюри от толщины PdFe для концентрации Fe 1%

Nb. Ферромагнитная прослойки исследованных образцов представляла собой поликристаллическую пленку PdFe, полученную методом ВЧ-распыления в аргоновой плазме. Температура Кюри таких пленок сильно зависела от толщины (рис.1.6): T_{Curie} изменялась от 7 до 15 К при изменении d_F от 30 до 50 нм. Важным свойством является то, что они обладают крупномасштабной доменной структурой, причем намагниченность в доменах имеет ненулевую проекцию, параллельную плоскости образца (правильнее будет говорить даже не о доменной структуре, а о некоторой магнитной структуре. Так как возможно, что магнитная неоднородность выражается в данном случае не в разбиении на домены, а как-то иначе). Наличие у вектора M проекции в плоскости образца вытекает из формы полевых характеристик образцов $I_c(H)$, измеренных в работе [3]. Кривые сильно отличались от стандартных фраунгоферовых (рис.1.7).

Для малых джозефсоновских переходов распределение разности фаз на берегах контакта $\varphi(x, y)$ (направление осей указано на рис.) и

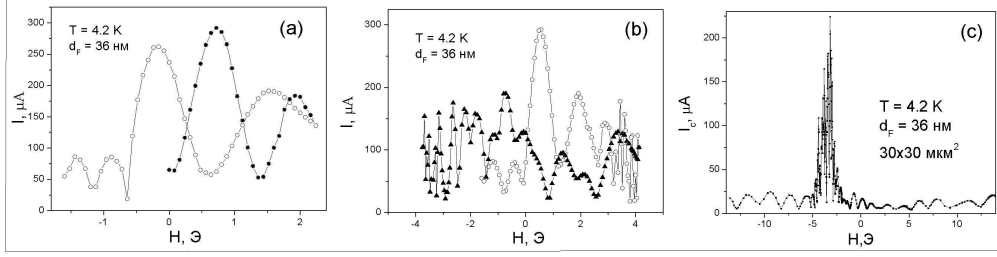


Рис. 1.7: Полевые характеристики переходов размером 30x30 мкм

критический ток контакта определяется системой уравнений [?]:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{2\pi}{\Phi_0} B_y d_m, \quad (1.17)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial y} = \frac{2\pi}{\Phi_0} B_x d_m, \quad (1.18)$$

$$\mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi \mathbf{M}(d_F/d_m) \quad (1.19)$$

$$I_c = \max \left(\iint j_c(x, y) \sin \varphi(x, y) dx dy \right), \quad (1.20)$$

где $d_m = 2\lambda_L + d_F$ - толщина центральной части SFS-контакта, в которую проникает магнитное поле, $2\lambda_L$ - лондоновская глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник, а величина $\mathbf{B}$ - средняя индукция магнитного поля в прослойке [10]. Если намагниченность в доменах перпендикулярна плоскости прослойки [8, 9], то ее компоненты M_x, M_y равны нулю, и доменная структура не искажает форму "полевой зависимости" $I_c(H)$. В противном случае полевая зависимость критического тока может иметь сложный вид, зависящий от вида функции $\mathbf{M}(x, y)(H)$.

В работе [3] было показано, что полевые характеристики переходов Nb-PdFe-Nb являются гистерезисными. Это связано с тем, что прослойка PdFe, по-видимому, является "мягким ферромагнетиком" и ее намагниченность существенно изменяется при приложении слабых магнитных полей при измерении $I_c(H)$. Это отличает переходы с барьером PdFe от переходов с барьером CuNi, исследованных в работе [8, 5].

Гистерезис зависимости критического тока, а также полная

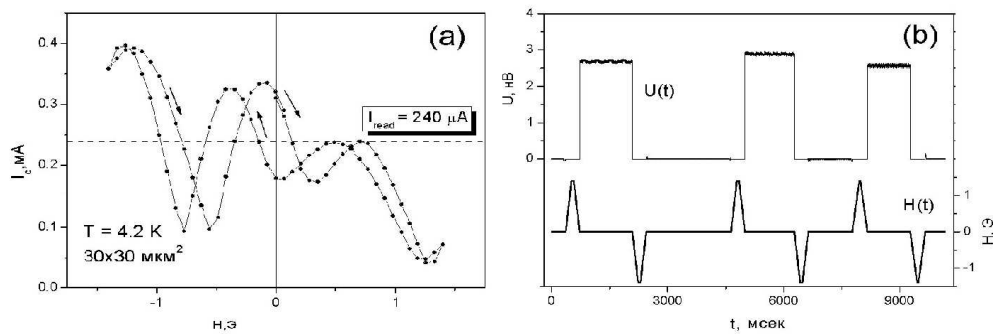


Рис. 1.8: Полевые характеристики переходов размером 30x20 мкм

технологическая совместимость Nb-Al технологии изготовления сверхпроводящих цифровых схем и технологии изготовления переходов Nb-PdFe-Nb от магнитного поля, открывают возможности для практического применения джозефсоновских переходов Nb-PdFe-Nb в качестве элементов постоянной магнитной памяти в схемах цифровой сверхпроводящей электроники. Этим обусловлена особая важность изучения переходов Nb-PdFe-Nb.

В работе [3] был проведен эксперимент, демонстрирующий эффект памяти (рис. 1.8). Образец был охлажден в нулевом магнитном поле и имел критический ток 310 мкА. После включения и выключения магнитного поля $+1.4$ Э критический ток образца уменьшался до 180 мкА. Приложение отрицательного магнитного поля такой же величины восстанавливало первоначальное значение критического тока. В эксперименте, представленном на рис. 5b, пропускать через образец постоянный ток смещения $I_{read} = 240$ мкА и измерялось напряжение на переходе. Кроме того на SFS-контакт воздействовали чередующимися импульсами внешнего магнитного поля разного знака с амплитудой 1.4 Э. Видно, что эти импульсы переключали образец из резистивного состояния (состояние 1) в сверхпроводящее (состояние 0) и обратно.

В работе [3] также было показано, что характерный размер доменной структуры в пленках PdFe составляет немногим более 10 мкм. Если уменьшить размер перехода до 10 мкм, то прослойка станет магнитно-однородной, что подтверждается наблюдением

фраунгоферовой зависимости $I_c(H)$. Особенность состоит в том, что из-за гистерезисного перемангничивания PdFe-слоя максимум критического тока наблюдается не в нулевом магнитном поле (как в п. 1.1), а при $H = \pm H_{coer}$, где H_{coer} - коэрцитивная сила ферромагнитного слоя. Это дает возможность вычислить критическую плотность тока и провести эксперименты по наблюдению осцилляций сверхпроводящего параметра порядка, аналогично п. 1.2. Таким образом, цель данной работы состояла в том, чтобы систематически исследовать магнитно-однородные джозефсоновские переходы с различной толщиной F-слоя, определить положение 0- π перехода и сделать оценки характерных пространственных масштабов в ферромагнетике. Эти данные в дальнейшем будут использованы при проектировании сверхпроводящих цифровых схем, использующих переходы с ферромагнитным PdFe-слоем.

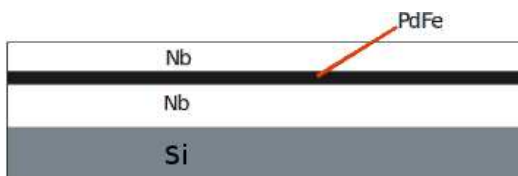
Глава 2

Методика эксперимента и технология изготовления образцов

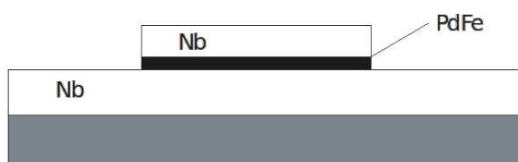
2.1 Описание образцов

2.2 Технология изготовления образцов

Образцы, исследованные в данной работе, представляют собой многослойные тонкопленочные структуры, в которых сверхпроводящий ток протекал перпендикулярно плоскости образца. Процесс изготовления структур состоял из следующих этапов.



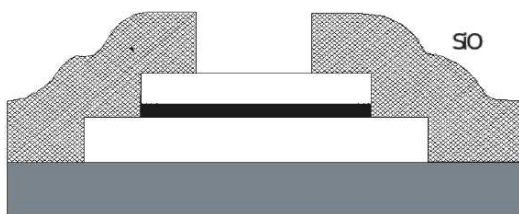
1. Осаждение 3-слойной заготовки Nb-PdFe-Nb в едином вакуумном цикле. Осаждение Nb производилось при помощи магнетронного распыления в аргонной плазме, осаждение PdFe производилось методом ВЧ-распыления. Толщина слоев ниобия составляла 150 нм. .



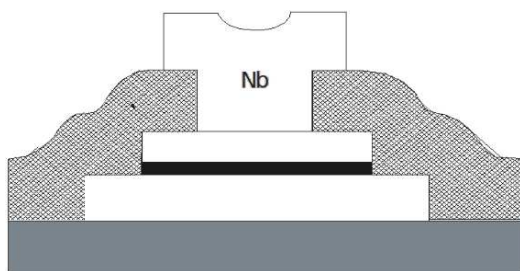
2. При помощи последовательных фотолитографии, плазмохимического травления Nb, ионного травления PdFe формировалась квадратная "меза". Её размер впоследствии определял площадь джозефсоновского перехода.



3. Формирование нижнего электрода путем фотолитографии и последующего травления Nb в смеси азотной и плавиковой кислот.



4. Создание слоя изоляции SiO толщиной 350 нм с окном над мезой методом взрывной литографии (lift-off). Слой SiO наносился методом вакуумного термического распыления.



5. Формирование верхней сверхпроводящей шины (wiring) толщиной 450 нм с использованием магнетронного осаждения ниобия и взрывной фотолитографии.

Изготовленные образцы имели форму квадрата, причем размер стороны определялся условием магнитной однородности прослойки (см. п. 1.3) и составлял 10 мкм.

2.3 Методика измерений

В данной работе измерялись:

- вольтамперные-характеристики переходов
- зависимости критического тока через переход от магнитного поля, в котором находился образец, при различных температурах
- температурные зависимости критического тока через переход.

Нормальное сопротивление образцов составляло порядка 200 мкОм, причем критический ток не превышал 5 мА, что определяется необходимостью выполнения условия малого джозефсоновского перехода (1.8). Таким образом, характерное сопротивление образцов составляло 10^{-6} В и менее. Поэтому измерения проводились с использованием пиковольтметра на основе СКВИДа (SQUID - Superconducting Quantum Interference Device).

Принцип действия таких вольтметров основан на преобразовании измеряемой величины в магнитный поток и измерении этого потока датчиком СКВИДа. Схема проведения транспортных измерений показана на рис. 2.1. Для проведения эксперимента подложка с

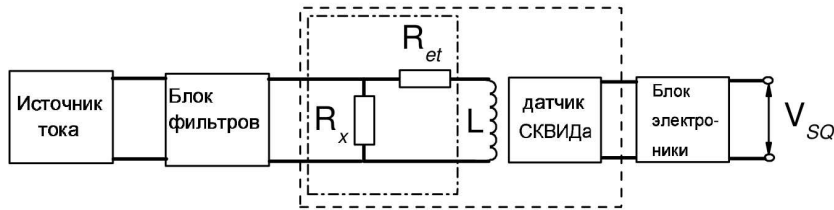


Рис. 2.1: Блок-схема эксперимента по изучению джозефсоновских характеристик SFS-контактов. Пунктирной линией ограничена криогенная часть установки, а штрих-пунктирной линией выделены элементы схемы, находившиеся в вакуумированном стакане при проведении высокотемпературных экспериментов.

образцом закреплялась на массивном медном (или латунном) хвостовике криогенной вставки при помощи латунных клипс для обеспечения хорошего теплового контакта. Перед погружением вставки в криостат на хвостовик накручивался цилиндрический стакан.

Ток в образец подавался с помощью программируемого источника тока Keithley 224 через систему фильтров. Образец R_x был подключен по 4-точечной схеме в цепь трансформатора магнитного потока, включавшую также эталонное сопротивление R_{et} и сверхпроводящую катушку L , которая преобразовывала ток, ответвляющийся в трансформатор, в магнитный поток Φ_x через датчик СКВИДа. Изменение характеристик датчика, вызванное потоком Φ_x , преобразовывалось при помощи специального блока электроники в выходное напряжение V_{SQ} , которое отображалось на вольтметре Keithley 182. В качестве датчика магнитного потока использовался DC-SQUID с тонкопленочным датчиком и блоком электроники фирмы JeSEF.

Эталонное сопротивление изготавливалось из латунной проволоки или фольги и составляло порядка $10^{-4} - 10^{-2}$ Ом.

Изменение температуры образца производилось различным образом в температурных интервалах ниже и выше температуры конденсации гелия-4, равной 4.2 К.

Для работы в диапазоне $[1.2; 4.2]K$ образец помещался в “низкотемпературную” вставку. При этом образец и датчик СКВИДа находились в гелиевой ванне при одинаковой температуре, а изменение температуры ванны производилось откачкой паров гелия. Температура определялась по давлению паров гелия, для измерения которого применялся датчик давления Membranovac DM 11 фирмы Leybold. Стабилизацию давления обеспечивал мембранный моностаб Шарвина [2].

Для работы в области температур выше $4.2K$ (плоть до $9K$ - критической температуры ниобия, из которого были сделаны сверхпроводящие берега джозефсоновского перехода, контактные площадки и шина) использовалась “высокотемпературная” вставка, в которой подложкодержатель с образцом и эталонным сопротивлением помещались в латунный вакуумированный стакан (показан штрих-пунктиром на рис. 2.1). Образец располагался на специальном медном держателе, теплоизолированном от остальных частей установки капронитовой частью хвостовика. Изменение температуры образца производилось с помощью бифилярной катушки-нагревателя, расположенной на держателе, контроль температуры осуществлялся с помощью термометра, также расположенного на держателе в непосредственной близости от образца. Для создания теплообмена с гелиевой ванной в вакуумный стакан напускалось небольшое количество газообразного гелия, давление которого подбиралось эмпирически.

Измерения производились в криостате He-4 (см. рис. 2.2), оборудованном соленоидом, создававшим магнитное поле до 100 Гс, параллельном плоскости образца. Это давало возможность проводить магнитотранспортные измерения $I_c(H)$. Для экранирования внешних магнитных полей, создававшихся окружающим оборудованием и естественным фоном Земли, использовалась система экранов. В непосредственной близости от образца находился сверхпроводящий ниобиевый экран, который стабилизировал магнитное поле в рабочем объеме. Поверх него располагались еще две системы магнитных экранов. Первая, выполненная из специального криопермаллоя, находилась в

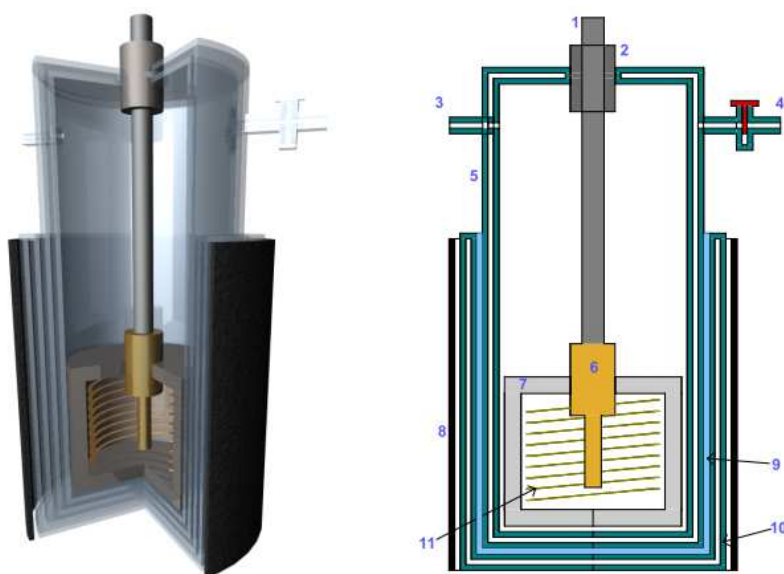


Рис. 2.2: Трёхмерная модель и принципиальная схема криостата. 1 - криогенная вставка, 2 - переходник, 3 - выход к гелиевой сети и системе насосов, 4 - кран для откачки рубашки гелиевого дьюара, 6 - вакуумированный латунный стакан гелиевой вставки, 7 - сверхпроводящий ниобиевый экран, 8 - пермалловый экран, 9 - азотный экран, 10 - ёмкость для азота, 11 - соленоид.

гелиевой ванне, а вторая, внешняя, окружала весь криостат и была изготовлена из пермаллоя марки 81НМА. Использование такой системы экранов позволяло получить в рабочем объеме "магнитный вакуум" $H < 10^{-3}$ Гс.

Экспериментальная установка представляла собой автоматизированную систему, которая управлялась программами, написанными при помощи системы визуального программирования Labview. При измерении вольт-амперных характеристик программа с некоторым шагом изменяла транспортный ток в образец и для каждого значения транспортного тока измерялось напряжение на образце. Алгоритм измерения полевой характеристики $I_c(H)$ был более сложным. Программа с определенным шагом изменяла значение магнитного поля в соленоиде. Для каждого значения магнитного поля производилась развертка тока в образец до тех пор, пока напряжение не нем не превышало значения "напряжения отсечки" V_{thr} . Наибольшее значение транспортного тока принималось за критическое значение I_c . Значение V_{thr} выбиралось так, чтобы одновременно удовлетворять двум условиям: превышать уровень шума минимум в 2 раза и вносить минимальную погрешность в определение критического тока.

Глава 3

Результаты

3.1 Магнитная однородность ферромагнитных прослоек

Основной целью изучения переходов $Nb - PdFe - Nb$ является определение характерных пространственных масштабов ξ_{F1} и ξ_{F2} в сплаве PdFe, а также диапазонов толщин, при которых образцы являются π -контактами. В работах [8, 5] эта задача решалась путем построения зависимости критической плотности тока от толщины F-слоя, причем факт 0- π перехода контролировался путем наблюдения возвратной температурной зависимости $j_c(T)$. Критическая плотность тока образца вычисляется по формуле $j_c = I_u/A$, где A - площадь контакта, а I_u - критический ток в случае однородного протекания тока через образец. Для определения величины I_u необходимо измерить полевую характеристику образца $I_c(H)$ и убедиться, что она удовлетворяет соотношению Фраунгофера. Наблюдение Фраунгоферовой формы $I_c(H)$ подтверждает однородное распределение j_c по площади контакта, и позволяет определить I_u как максимальное значение критического тока контакта. В реальной экспериментальной ситуации максимальный критический ток не всегда достигается при нулевом поле соленоида. Причинами могут быть влияние собственного поля транспортного тока, который искажает форму центрального пика Фраунгоферовой

зависимости, или магнитный поток, замороженный в соленоиде, сверхпроводящем экране или сверхпроводящих электродах образца. В этом случае зависимость $I_c(H)$ просто сдвигается вдоль горизонтальной оси без изменения формы.

В случае переходов с барьером PdFe возникает дополнительная сложность, связанная с наличием доменной структуры и гистерезисного перемагничивания слоя ферромагнетика. В этом случае для подтверждения магнитной однородности необходимо использовать процедуру джозефсоновской магнитометрии [3, 11].

Если образец магнитно-однороден, то можно выполнить красивое преобразование кривых $I_c(H)$ в кривые $M(H)$. Для однородных образцов положения максимумов и минимумов зависимости $I_c(H)$ определяются следующими соотношениями:

$$\Phi^{min} = \Phi_0 m \quad (3.1)$$

$$\text{tg} \frac{\pi \Phi^{max}}{\Phi_0} = \frac{\pi \Phi^{max}}{\Phi_0}, \quad (3.2)$$

$$\Phi^{max} \approx \Phi_0 \left(n + \frac{1}{2}\right), \quad (3.3)$$

где n, m - целые числа. В однородном случае магнитный поток Φ через переход складывается из потока внешнего магнитного поля $\Phi_H = H \times a \times d_m$ и потока магнитного момента прослойки $\Phi_M = 4\pi M \times a \times d_F$. Здесь a - размер контакта 10 мкм, $d_m \approx 2\lambda_L + d_F$ - магнитная длина [1], $\lambda_L = 95$ нм - глубина проникновения магнитного поля в ниобиевый электрод. Используя ур. (3.1-3.3) можно получить кривую перемагничивания прослойки $M(H)$, показанную на рис. 3.1а. Далее экспериментальная зависимость $M(H)$ аппроксимируется аналитической функцией вида $M(H) = \alpha \arctan(\beta H + \gamma)$, и функция $\Phi = \Phi_H + \Phi_M$ подставляется в соотношение (1.10). Таким образом:

$$I_c = \left| \frac{\sin\left(\frac{\pi a(Hd_m + M(H)d_F)}{\Phi_0}\right)}{\frac{\pi a(Hd_m + M(H)d_F)}{\Phi_0}} \right| \quad (3.4)$$

Можно видеть на рис. 3.2а, что соотношение (3.4) хорошо описывает форму экспериментальной кривой во всем экспериментальном диапазоне

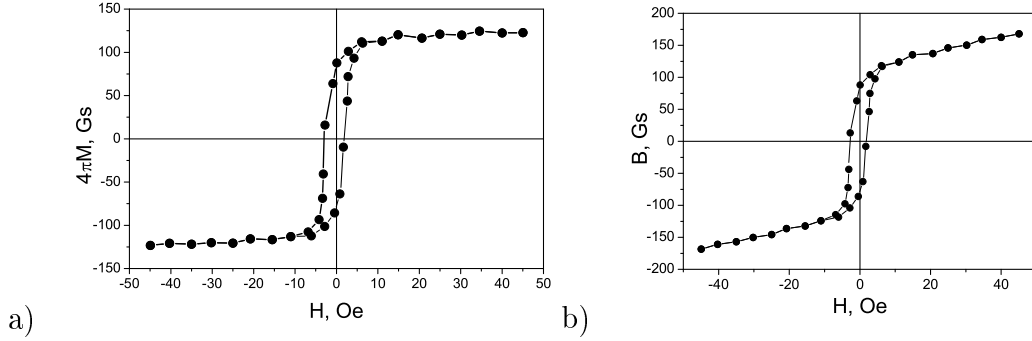


Рис. 3.1: Зависимость магнитной индукции (рис. а) и намагниченности (рис. б) прослойки PdFe от внешнего магнитного поля, полученная методом джозефсоновской магнитометрии [1].

магнитных полей, причем магнитный поток через контакт изменяется в пределах $\pm 10\Phi_0$. Это позволяет говорить о том, что характерный размер магнитных или структурных неоднородностей прослойки не превышает 5-10 % от размера образца (0.4-0.9 мкм).

На рис. 3.2b видно, что зависимость (3.4) хорошо описывает форму центрального пика экспериментальной зависимости $I_c(H)$. Это говорит о том, что намагниченность M имеет горизонтальную компоненту только вдоль магнитного поля: $M_x = 0$ (рис. 3.2c).

Изменение компоненты M_y от $+M_{sat}$ до $-M_{sat}$ происходит непрерывно с прохождением через $M_y = 0$. По-видимому, это говорит о том, что изменение направления вектора M происходит путем его поворота в плоскости yz : $M_y^2 + M_z^2 = M_{sat}^2$. Однако такая благоприятная ситуация имеет место не во всех случаях. Из рис. 3.3 видно, что для образцов с $d_F > 40nm$ форма центрального пика зависимости $I_c(H)$ сильно искажена, что говорит о повороте вектора намагниченности также в плоскости xy , или о разделении образца на домены. В этом случае критическая плотность тока может быть вычислена путем аппроксимации участков кривой $I_c(H)$, соответствующих большим магнитным полям.

Для образцов с толщиной прослойки 46-47 нм (рис.3.3 h, i)

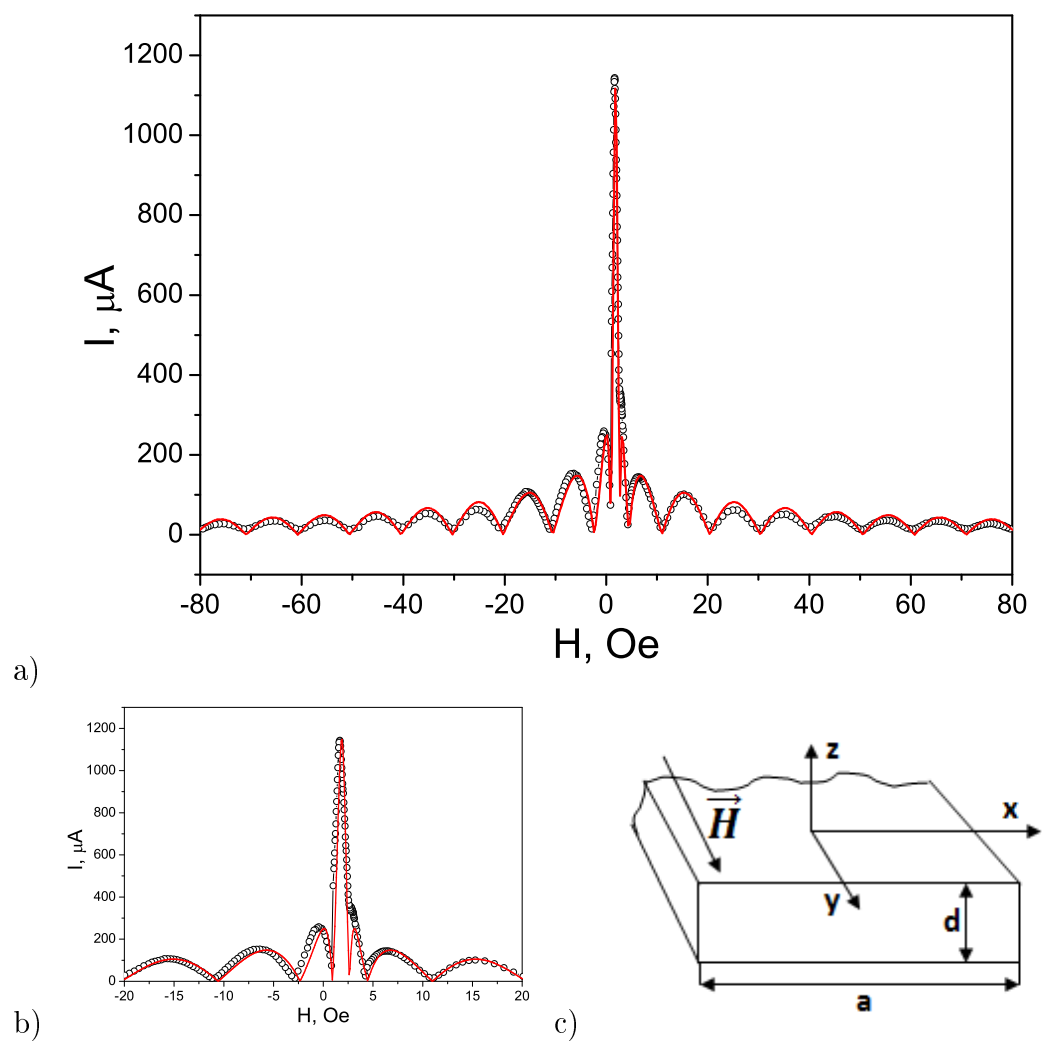


Рис. 3.2: а) Зависимость $I_c(H)$ и её аппроксимация суперпозицией соотношения Фраунгофера и кривой намагничивания б) Центральная часть зависимости на рис. а в) Направление осей координат (xyz) и поля H относительно образца.

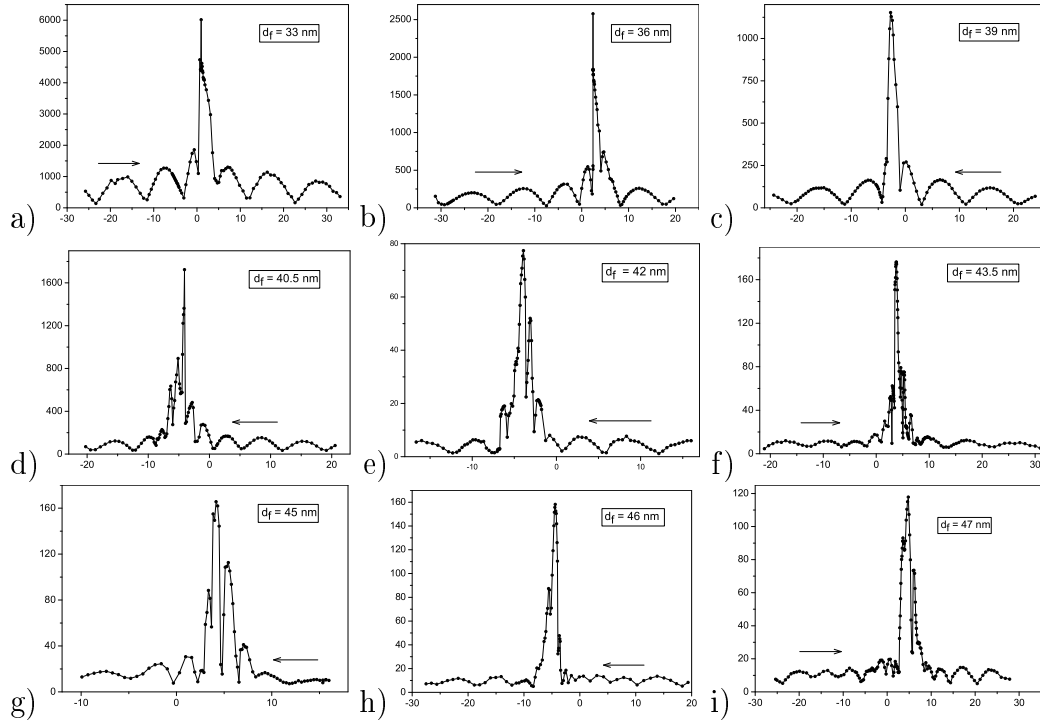


Рис. 3.3: Зависимости $I_c(H)$ для различных толщин ферромагнитных прослоек. Магнитное поле измеряется в эрстедах, ток - в микроамперах

наблюдается существенное искажение остальной части кривой. Это делает невозможным определение критической плотности тока. Поэтому значение 46-47 нм является правой границей при изучении зависимости $j_c(d_f)$.

3.2 Зависимость критической плотности тока от толщины слоя PdFe

В данной работе была измерена зависимость критической плотности тока от толщины слоя PdFe в диапазоне 33 нм - 47 нм. Правая граница диапазона определяется требованием магнитной однородности образца и была получено в п. 3.1. Левая граница диапазона определялась условием малого контакта (см. п. 1.1). Минимальный размер перехода был

ограничен величиной 10 мкм из-за технологических условий (топология образца, наличие фотошаблонов, технические характеристики установки фотолитографии и т.д.). Уменьшение размеров переходов и изучение их характеристик является одним из направлений развития данной работы. При указанных условиях максимальный критический ток перехода с $d_F = 33$ нм составлял 6 мА, что делает невозможным дальнейшее уменьшение толщины F-слоя.

На рис. 3.4 показана зависимость критической плотности тока от толщины слоя PdFe при температуре 4.2 К. Можно видеть, что эта зависимость имеет возвратный характер при толщине 41 нм. Сплошными линиями показана аппроксимация экспериментальных данных при помощи теоретической зависимости [5].

$$j_c = j_0 e^{-d_F/\xi_{F1}} \left(\sin d_F/\xi_{F2} + \frac{\xi_{F1}}{\xi_{F2}} \cos d_F/\xi_{F2} \right) \quad (3.5)$$

Характерный масштаб затухания сверхпроводимости ξ_{F1} составляет около 4.0 нм. Для однозначного определения мнимой длины ξ_{F2} пока не хватает экспериментальных данных. Для этого необходимо расширить диапазон измерения $j_c(d_F)$, чтобы в него попали два 0- π перехода, расстояние между которыми равно половине периода осцилляций параметра порядка (как было сделано в работе [5]). Другая возможность состоит в том, чтобы включить SFS-контакты Nb-PdFe-Nb в замкнутый сверхпроводящий контур и измерить возникающий фазовый сдвиг [12]. Это даст возможность определить разность фаз в основном состоянии SFS-контакта при разной толщине F-слоя, определить порядковый номер 0- π перехода и оценить ξ_{F2} . На данный момент можно сказать, что обнаруженный 0- π переход имеет порядковый номер от 1 до 3, поэтому величина ξ_{F2} может принимать одно из 3 значений, указанных в табл. 3.1.

Таблица 3.1: Возможные значения ξ_{F2}

Порядковый номер обнаруженного перехода	1	2	3
ξ_{F2}, nm	14.2	7.1	4.7

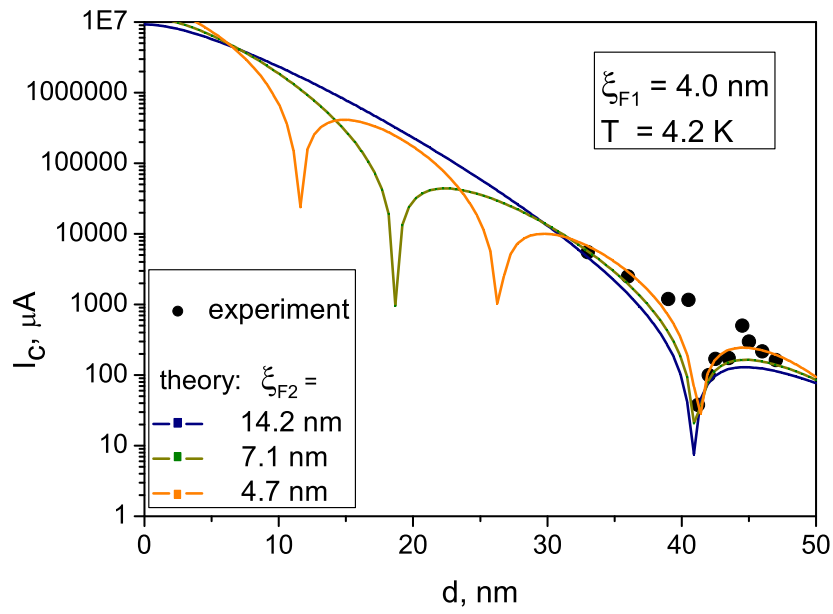


Рис. 3.4: Зависимость критического тока через переход от толщины прослойки

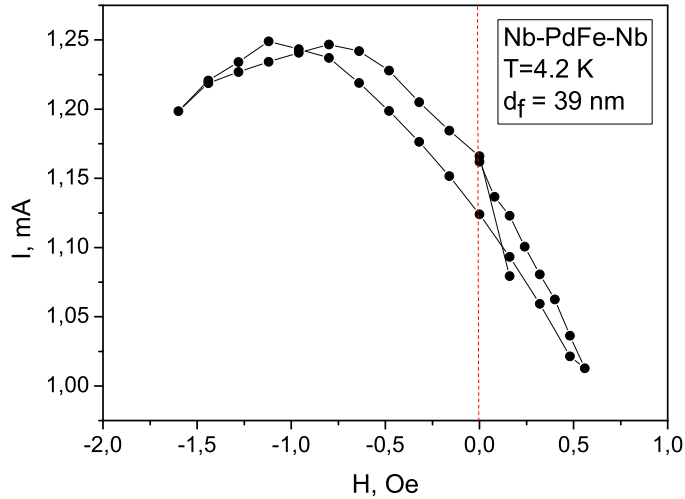


Рис. 3.5: Зависимость $I_c(H)$ при изменении магнитного поля в небольших пределах ($|H| < 2$ Oe)

3.3 Наблюдение температурного 0- π перехода

Для подтверждения факта 0- π перехода при толщине F-слоя 41 нм были проведены измерения температурных зависимостей критического тока для изготовленных образцов. Измерения проводились двумя способами. Первый способ ("метод больших полей") состоял в измерении полевых характеристик образцов при различных температурах от 1.2 К до 9 К. Для измерения полевой характеристики сначала включалось большое магнитное поле (например, + 30 Э), заметно превышающее поле насыщения слоя PdFe (около 6 Э). Затем записывалась полевая характеристика при изменении магнитного поля до - 30 Э (см. рис. в п. 3.1). Этот метод был наиболее надежным, а также позволял контролировать магнитную однородность образца при изменении температуры. Недостатком этого метода является большая трудоемкость и длительность экспериментов.

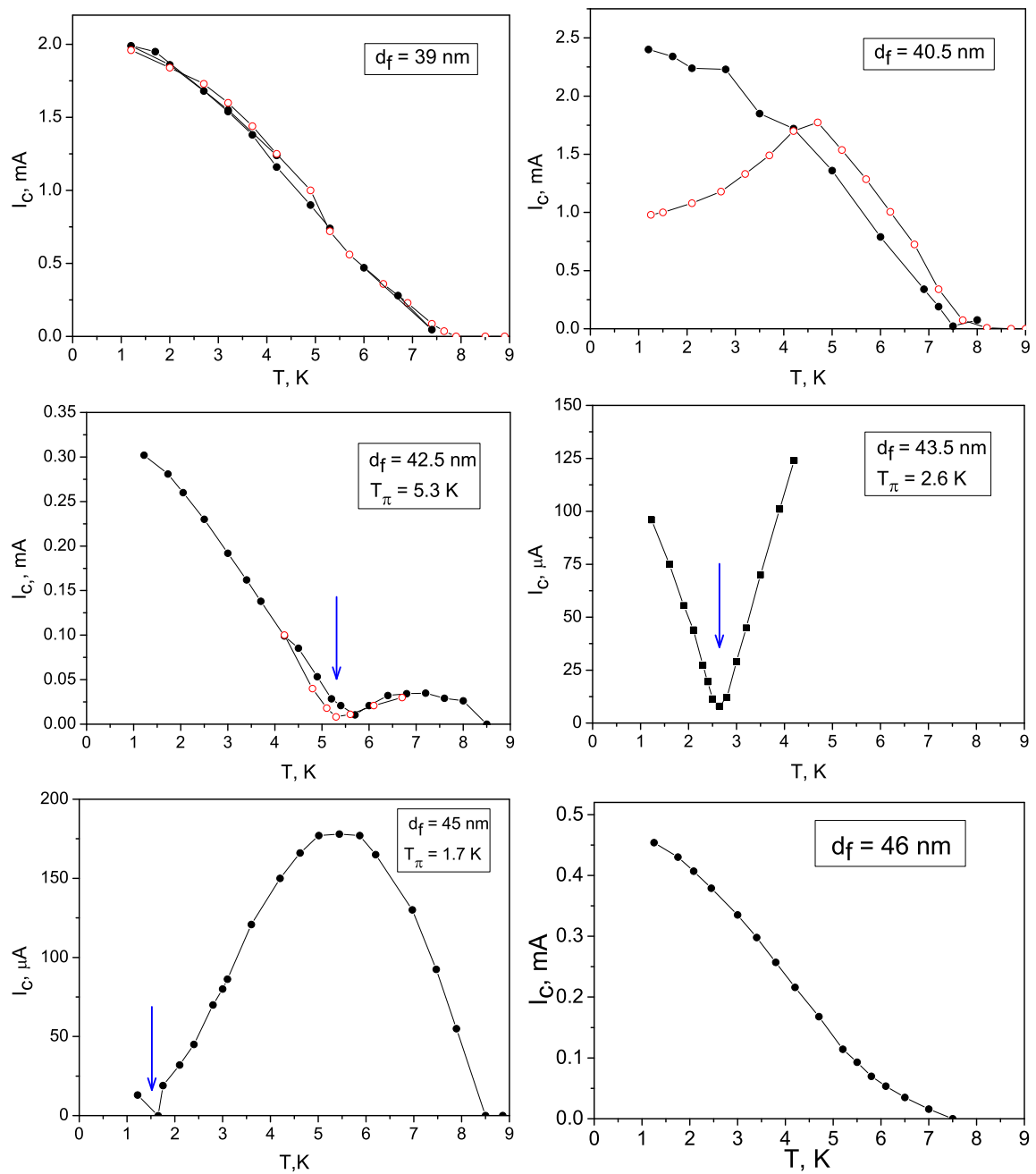


Рис. 3.6: Температурные зависимости критического тока для разных толщин прослойки. Точки, обозначенные закрашенными кружками были получены с помощью метода "малых полей", незакрашенными - с помощью метода "больших полей". Синие стрелки указывают на положение температурного пи-перехода.

Второй метод ("метод малых полей") был основан на том, что при охлаждении в нулевом магнитном поле критический ток образца был близок к максимальному. Это позволяет предположить, что слой PdFe находится в однородно размагниченном состоянии. Далее измерялась зависимость критического тока образца от температуры. В этом методе внешнее магнитное поле либо не изменялось вообще, либо изменялось в очень малых пределах ($\sim \pm 1.5 \text{ Э, } \delta\Phi \ll \Phi_0$). Измерение зависимости $I_c(H)$ в этом методе позволяло установить положение центрального максимума и критический ток в нем, причем петля гистерезиса выбиралась таким образом, чтобы избежать существенного намагничивания прослойки (рис. 3.5). Этот метод был более простым, но не позволял проконтролировать магнитную однородность прослойки, а также возможное изменение намагниченности или магнитной структуры при изменении температуры.

На рис. 3.6 показаны температурные зависимости критического тока для некоторых исследованных образцов. Видно, что оба метода измерения $I_c(T)$ дают похожие результаты. Сильное расхождение наблюдается только для образца с $d_F = 41$ нм, для которого метод больших полей показывает монотонное возрастание критического тока, и метод малых полей - немонотонную зависимость $I_c(T)$. Однако во втором методе экспериментальная кривая испытывает излом при $T = 4.2$ К. Это говорит о том, что немонотонность скорее всего связана с изменением магнитной однородности образца в ходе низкотемпературного эксперимента. При толщине F-слоя от 41 до 45 нм температурная зависимость критического тока SFS-контакта является возвратной. При больших и меньших толщинах критический ток монотонно возрастает при понижении температуры. Это наблюдение подтверждает факт 0- π перехода при $d_F \approx 41$ нм. Однако очень необычной является зависимость температуры T_π от толщины слоя ферромагнетика. В работах [8, 5], посвященных изучению переходов с ферромагнитным барьером CuNi, величина T_π монотонно возрастала с увеличением d_F . Однако в переходах Nb-PdFe-Nb температура 0- π перехода по пока непонятным причинам уменьшалась с увеличением

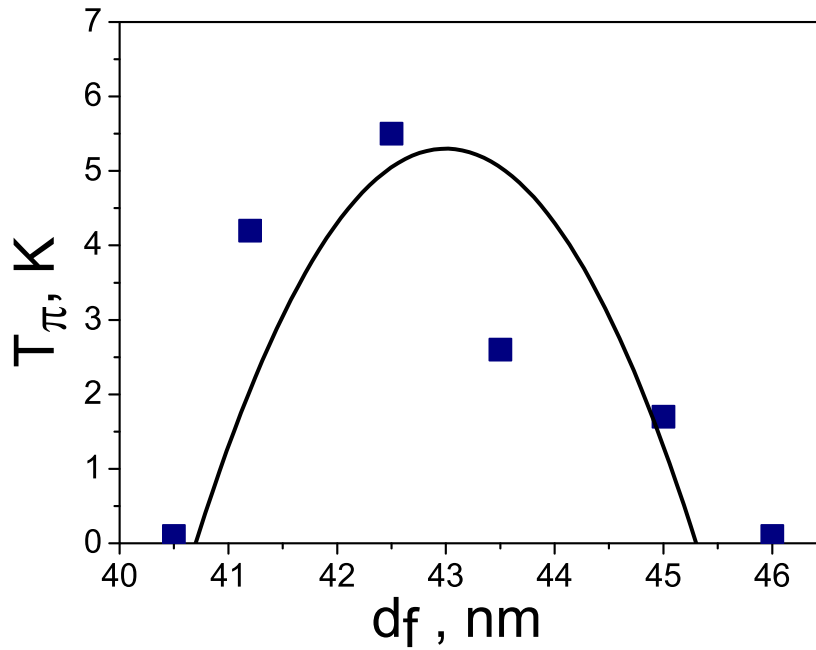


Рис. 3.7: Зависимость температуры пи-перехода от толщины прослойки

d_F . Такое поведение является необычным, и не дало возможности сделать вывод об обнаружении 0- π перехода в работе [3]. Зависимость $T_\pi(d_F)$ может быть немонотонной (сглаживающая кривая на рис. 3.7). Для проверки этого предположения необходимо изготовить серию образцов Nb-PdFe-Nb в окрестности $d_F = 40$ нм с шагом 0.7 нм. Изготовление образцов с таким малым шагом по толщине является сложной технологической задачей и будет решена на следующем этапе научно-исследовательской работы.

Глава 4

Выводы

1. Исследованы джозефсоновские переходы размером 10×10 мкм с ферромагнитной прослойкой $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$
2. Установлено, что при толщинах F-слоя до 46 нм, ферромагнитный слой магнитно-однороден, или может быть намагничен до состояния магнитной однородности. Это дает возможность вычислить критическую плотность тока через образец методом джозефсоновской магнитометрии.
3. Измерена зависимость критического тока через переход от толщины прослойки в диапазоне от 33 до 47 нм при $T = 4.2$ К. Показано, что эта зависимость имеет минимум при $d_f = 41$ нм.
4. Измерены температурные зависимости критического тока через переход для различных толщин слоя PdFe. Обнаружены возвратные зависимости критического тока от температуры для значений от 41 до 45 нм. Это подтверждает факт 0- π перехода при $d_f = 41$ нм.

В заключении необходимо выразить отдельную благодарность В.Н. Шилову, В. Школьникову за изготовление образцов, Н.С. Степакову за помощь при проведении эксперимента, В.А. Обознову за моральную поддержку; В. В. Больгинову за все вышеперечисленное, а также за научное руководство.

Литература

- [1] Шмидт В.В. Введение в физику сверхпроводников. М.: МЦНМО, 2000
- [2] Шарвин Ю.В. *Заводская лаборатория*, **10** 1261 (1995)
- [3] Собанин Д. Выпускная квалификационная работа магистра естественных наук. Черноголовка (2011).
- [4] Шкарин А. Выпускная квалификационная работа магистра естественных наук. Черноголовка (2011).
- [5] V.A. Oboznov, V.V. Bol'ginov, A.K. Feofanov, V.V. Ryazanov and A.I. Buzdin. *Phys. Rev. Lett.* **96** 197003 (2006).
- [6] E. G. Stoner ,*Proc. Roy. Soc.*, v. **A165**, p. 372(1938).
- [7] C. Buscher, T. Auerswald, E. Scheer et al. *Phys Rev B* **46**, (1992).
- [8] V.V. Ryazanov, V.A. Oboznov, A.Yu. Rusanov et. al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 2427 (2001).
- [9] I. S. Veshchunov, V. A. Oboznov, A. N. Rossolenko, A. S. Prokofiev, L. Ya. Vinnikov, A. Yu. Rusanov, and D. V. Matveev, *JETP Lett.*, Vol. **88**, No. 11, pp. 758-761(2008).
- [10] Trupti S. Khaire, W. P. Pratt, Jr., and Norman O. Birge, *Phys Rev B* **79**, 094523 (2009).
- [11] Больгинов В. В., Столяров В. С., Собанин Д. С., Карпович А. Л., Рязанов В. В. *Письма в ЖЭТФ* **95** 408 (2012).

- [12] A.K. Feofanov, V.A. Oboznov, V.V. Bol'ginov, J. Lisenfeld, S. Poletto, V.V. Ryazanov, A. N. Rossolenko, M. Khabipov, D. Balashov, A. B. Zorin, P. N. Dmitriev, V. P.Koshelets, and A.V. Ustinov, *Nature Physics* **6**, 593(2010)