

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

Физтех-школа физики и исследований им. Ландау
ОП Квантовые наноструктуры, материалы и устройства
Лаборатория топологических квантовых явлений в сверхпроводящих
системах

Выпускная квалификационная работа бакалавра

Влияние локального гейта на прозрачность границ
планарного джозефсоновского контакта

Автор:

Студент 827 группы
Шилов Артур Львович

Научный руководитель:

к.ф.-м.н.
Столяров Василий Сергеевич



Москва 2022

Аннотация

Влияние локального гейта на прозрачность границ планарного джозефсоновского контакта.

В выпускной квалификационной работе представлены результаты экспериментальных исследований, посвященных изучению влияния локального гейта на интерфейсы планарных сверхпроводниковых устройств. В частности, разработаны методы изготовления образцов, а также процедура их подготовки для проведения эксперимента по гейт микроскопии. Разработана и отлажена синхронизированная методика сканирующей гейт микроскопии в среде LabView на платформе низкотемпературного магнитно-силового микроскопа AttoCube AttoDry 1000. В качестве первичного объекта исследования выбрано сверхпроводящее сужение шириной 500 нм, выполненное из диффузно-нанесенной Nb пленки толщиной 100 нм. Следует отметить, что исследуемая ниобиевая пленка имеет столбчато-зернистую структуру с характерным латеральным размером зерен 20-30 нм, зерна, в свою очередь, образуют кластеры размерами 100-200 нм. При температурах, близких к критической температуре сверхпроводящего перехода всей пленки (9.11 К), сверхпроводящая связь между зернами ослабевает быстрее, нежели сверхпроводимость в зернах. Следовательно, влияние слабого локального магнитного поля на нее должно усилиться. При этом источником локального поля служит магнитный кантилевер магнитно-силового микроскопа. Таким образом, повышая температуру эксперимента от 4К до 9К, сканируя поверхность магнитным кантилевером и одновременно пропуская транспортный ток, близкий к критическому, удалось точно локализовать участки самых слабых интерфейсов между зернами пленки. Параллельно определена сила пиннинга вихрей абрикосова в мостике. Проведено численное моделирование. Следующими объектами исследований будут специально изготовленные планарные джозефсоновские контакты на основе топологических изоляторов, в которых прозрачность интерфейса со сверхпроводником и положение уровня Ферми в материале определяют величину критического тока структуры. Для проведения эксперимента магнитный кантилевер будет заменен на проводящий, будет прикладываться напряжение структура-зонд и проводиться сканирование.

Оглавление

1 Введение.	4
1.1 Постановка задачи	4
1.2 Литературный обзор	5
1.2.1 Топологические изоляторы	5
1.2.2 Методы изучения дефектов в сверхпроводниках II рода	6
1.3 Основные положения в теории сверхпроводимости	8
1.4 Нестационарные уравнения Гинзбурга-Ландау	9
2 Технологические и экспериментальные методы.	13
2.1 Изготовление планарной гибридной сверхпроводящей структуры на ос- нове топологического изолятора $\text{Bi}_2\text{Se}_2\text{Te}$	13
2.2 Изготовление сверхпроводящего мостика на основе ниобия методами плазмохимического травления	15
2.2.1 Подготовка кремниевой подложки	15
2.2.2 Напыление ниобиевого мостика	15
2.2.3 Контроль образца в СЭМ	16
2.2.4 Подготовка образца к эксперименту	16
2.3 Криогенный магнитно-силовой микроскоп.	17
2.4 Методика измерений	18
3 Результаты и обсуждение	21
3.1 Фазовое сканирование ниобиевого мостика	21
3.2 Манипулирование вихрем Абрикосова в сужении ниобиевого мостика .	24
3.3 Оценка силы пиннинга вихрей Абрикосова в сужении ниобиевого мостика	25
3.4 Мезоскопическое исследование дефектной структуры сужения ниоби- евого мостика	26

3.5	Моделирование уравнений TDGL для сверхпроводящего мостика с де- фектом	31
4	Заключение	33
5	Благодарности	34

Глава 1

Введение.

1.1 Постановка задачи

В данной работе мы будем рассматривать гибридную структуру на основе сверхпроводящего ниобия и топологического изолятора Bi_2Se_3 , для которого характерна слоистая кристаллическая структура и типичный для ТИ дираковский спектр поверхностных электронов [1] (см. рис. 1.1). Особый интерес представляет исследование влияния локального электрического поля на прозрачность интерфейса между ТИ и сверхпроводником, а также на поверхностные состояния ТИ. Задачей, поставленной для решения в бакалаврской работе, была **разработка и отладка методики гейт-микроскопии**, в которой электрическое поле создается проводящим кантилевером атомно-силового микроскопа, находящегося под некоторым напряжением относительно структуры.

Исследование прозрачности интерфейса джозефсоновских контактов представляет также особый интерес в связи с недавно появившейся серией работ, в которых исследовалось влияние неподвижного гейта на транспортные свойства сверхпроводящих металлических устройств со слабой связью (см. например [2, 3, 4]). В этих работах обсуждалось, что, вопреки современным представлениям, согласно которым электрическое поле не может оказывать существенное влияние на проводимость металлов и сверхпроводников, электрическое поле гейта приводило к значительному изменению критического тока структуры. С нашей точки зрения, в случае планарного исследования джозефсоновского контакта объяснение этих наблюдений может заключаться во влиянии электрического поля гейта на прозрачность интерфейсов между элементами слабой связи. Предлагаются и другие объяснения, например, из-

менение критического тока может быть вызвано нагревом горячими электронами, инжектируемыми из гейта. Проведение эксперимента методом гейт-микроскопии, в котором электрическое поле зонда может оказывать локальное воздействие на отдельные участки структуры, может способствовать разрешению данного вопроса.

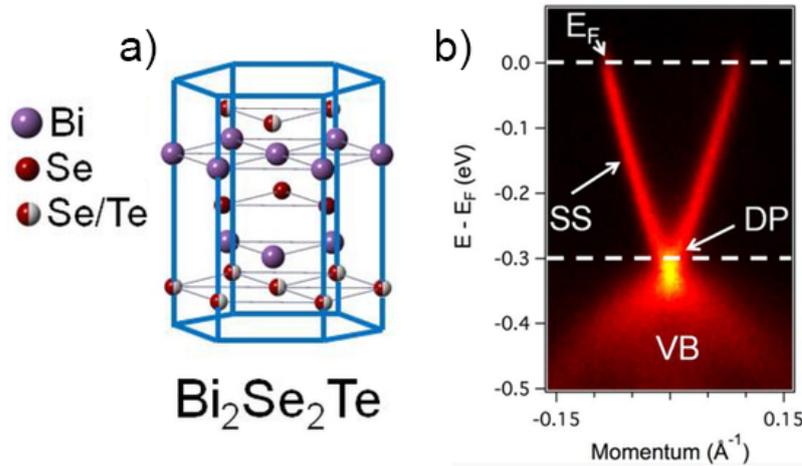


Рис. 1.1: а) Кристаллическая структура кристалла Bi₂Se₂Te, б) Зонная структура Bi₂Se₂Te вблизи Г-точки, полученная методом ARPES. Рисунки взяты из работы [1]

1.2 Литературный обзор

1.2.1 Топологические изоляторы

Топологические изоляторы (ТИ) представляют собой новый класс веществ, совмещающие в себе свойства изолятора в объеме и металлического проводника на поверхности и границах. Для трехмерных топологических изоляторов характерно изменение формы электронных зон от типичной для изолятора щелевой структуры с относительно узкой щелью внутри объема топологического изолятора до имеющей вид Дираковского конуса структуры зон у поверхности [5, 6]. В дополнении к широкому разнообразию необычных явлений, наблюдаемых в ТИ, структуры на их основе могут помочь в разрешении давних проблем физики. К примеру, было предсказано, что интерфейс между ТИ и сверхпроводником может быть местом локализации особых квазичастиц – Майорановских фермионов [7]. Помимо этого, ТИ рассматриваются как перспективный элемент для создания квантового компьютера [8, 9]. Все это делает сверхпроводящие структуры на основе топологических изоляторов интересным объектом исследования.

1.2.2 Методы изучения дефектов в сверхпроводниках II рода

В данной работе для отладки разработанной методики гейт-микроскопии был исследован образец ниобиевой пленки. При этом был использован магнитный кантилевер, и изучалось влияние его локального магнитного поля на проводимость структуры. Известно, что ниобиевые пленки имеют сложную столбчато-зернистую структуру с характерным размером зерен 20-30 нм, которые, в свою очередь, образуют кластеры размерами 100-200 нм (см. рис. 1.2 а)). Границы доменной структуры пленки, которую можно наблюдать на фазовых картах поверхности пленки (рис. 1.2 б)), образуют сложную систему интерфейсов между кластерами. Влияние локального магнитного поля на подобные связи между доменами должно усилиться по сравнению с влиянием поля на сами домены. Это может быть использовано для обнаружения дефектов, образованных границами доменов, с помощью разработанной методики.

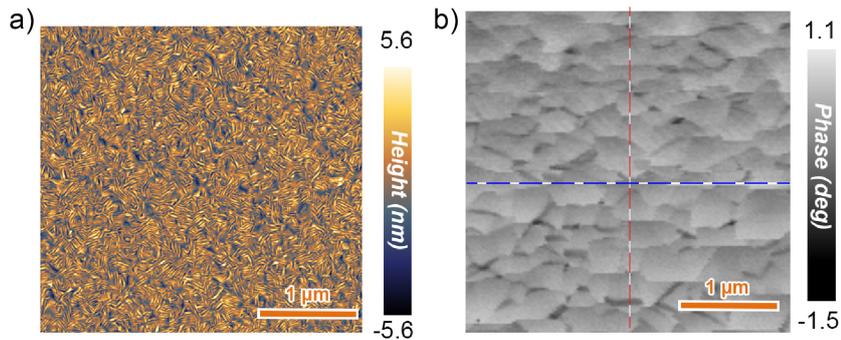


Рис. 1.2: **a)** Результат сканирования атомно-силовым микроскопом поверхности ниобиевой пленки. **b)** Результат фазового сканирования поверхности ниобиевой пленки при $T = 8.49$ К.

Дефекты играют важную роль в сверхпроводниках II рода. Например, они позволяют пиннинговать вихри Абрикосова в сверхпроводящих кабелях и тем самым увеличивать критический ток, протекающий через них. Однако для большинства сверхпроводящих устройств наличие дефектов остается нежелательным и негативно сказывается на их свойствах [10], поэтому критически важной становится возможность характеризовать распределение и структуру дефектов. Тем не менее, провести подобную характеристику весьма трудно. Поскольку типичный размер дефекта порядка нескольких нанометров, подходящая методика характеристики дефектов должна иметь нанометровое разрешение, а также быть направлена на исследование объемных свойств сверхпроводника, при этом она не должна разрушительно воздействовать на структуру.

Некоторые из уже известных методик обладают субнанометровым разрешением. Например, просвечивающая электронная микроскопия позволяет проводить анализ дефектов с атомарным разрешением [11, 12]. Однако использование этой методики приводит к разрушению структуры и позволяет исследовать лишь небольшую часть объема образца. Методики, направленные на исследование поверхности образца, такие как сканирующая электронная, сканирующая туннельная [13] и атомно-силовая микроскопии, несмотря на превосходное разрешение, не позволяют обнаружить внутренние дефекты и могут подходить только для исследования поверхностных дефектов, таких как границы доменных зерен. Такие методики не позволяют получить полную информацию о распределении дефектов и не подходят для изучения, например, тонких сверхпроводящих пленок и композитных наноразмерных кабелей [12], где сложная кристаллическая структура присутствует во всем объеме материала.

Другая группа методов визуализации дефектов основана на использовании физических свойств сверхпроводников при $T < T_c$. Преимуществом подобных методик является их возможность влиять на объемные свойства материала. Например, магнитооптическая микроскопия [14, 15, 16, 17], сканирующие СКВИД [18, 19], Холловская [20, 21] и магнитно-силовая [22, 23, 24, 25] микроскопии могут локально изменять пространственное распределение магнитного поля вокруг образца, влияя тем самым на транспортные и экранирующие токи в объеме сверхпроводника. Это позволяет получить много полезной информации о внутренних свойствах сверхпроводящих кабелей [14, 15, 16, 19, 22, 23] и устройств [21, 25]. Однако главным недостатком указанных методик является их крайне низкая разрешательная способность, остающаяся на уровне нескольких микрон, что позволяет исследовать только дефекты довольно крупных размеров.

Таким образом, поиск методики, позволяющей характеризовать внутренние дефекты сверхпроводника, обладающей высоким разрешением и при этом не разрушающей материал образца, до сих пор остается актуальной и нерешенной задачей. В данной работе будет предложена методика проведения мезоскопических исследований, позволившая локализовать дефект в тонкой ниобиевой пленке в форме мостика, не разрушая целостности сверхпроводника.

1.3 Основные положения в теории сверхпроводимости

Явление сверхпроводимости, открытое Камерлингем Оннесом в 1911 г., заключается в бездиссипативном протекании тока в некоторых веществах при достаточно низких температурах. Переход вещества из нормального состояния в сверхпроводящее является примером фазового перехода II рода и характеризуется критической температурой пререхода T_c , а также параметром порядка $\Psi(\vec{r})$ – функцией плотности сверхпроводящих электронов. Первая теория, описывающая сверхпроводники и учитывающая квантовые эффекты, такие как квантование магнитного потока в сверхпроводящем кольце, была предложена В. Л. Гинзбургом и Л. Д. Ландау в 1950 г. В основе теории лежит идея минимизации функционала энергии Гиббса от функции параметра порядка:

$$G = \int \left[\alpha |\Psi|^2 + \frac{\beta}{2} |\Psi|^4 + \frac{1}{2m_*} \left| -i\hbar \nabla \Psi - \frac{e_*}{c} \vec{A} \Psi \right|^2 + \frac{(\nabla \times \vec{A})^2}{8\pi} - \frac{(\nabla \times \vec{A}) \cdot \vec{H}_0}{4\pi} \right] dV. \quad (1.1)$$

В этом выражении $m_* = 2m$, $e_* = 2e$ – масса и заряд куперовской пары. Функционал (1.1) приводит к уравнениям Гинзбурга-Ландау (ГЛ):

$$\alpha \Psi + \beta \Psi |\Psi|^2 + \frac{1}{2m_*} \left(i\hbar \nabla + \frac{e_*}{c} \vec{A} \right)^2 \Psi = 0, \quad (1.2)$$

$$\begin{aligned} \nabla \times (\nabla \times \vec{A}) &= \frac{4\pi}{c} \vec{j}_s, \\ \vec{j}_s &= -i \frac{e_* \hbar}{2m_*} [\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*] - \frac{e_*^2}{m_* c} |\Psi|^2 \vec{A}. \end{aligned} \quad (1.3)$$

За подробным выводом этих уравнений можно обратиться к учебнику В.В. Шмидта [26].

При исследовании уравнений ГЛ возникают два характерных пространственных масштаба, определяющие основные свойства сверхпроводника: длина когерентности $\xi = \sqrt{\frac{\hbar^2}{2m_*|\alpha|}}$ и длина проникновения магнитного поля $\lambda = \sqrt{\frac{m_* c^2 \beta}{4\pi|\alpha|e_*}}$. Сверхпроводящие свойства вещества в существенной мере зависят от соотношения между этими двумя параметрами, а именно от параметра Гинзбурга-Ландау:

$$\kappa = \frac{\lambda}{\xi} \quad (1.4)$$

Сверхпроводники, у которых $\kappa < \frac{1}{\sqrt{2}}$, называют сверхпроводниками I рода, у которых $\kappa > \frac{1}{\sqrt{2}}$ – сверхпроводниками II рода. К сверхпроводникам II рода относятся, в частности, ниобий, из которого была изготовлена исследуемая в данной работе

структура. Ключевой особенностью сверхпроводников II рода является возможность возникновения в них вихрей Абрикосова во внешнем магнитном поле H , превышающем некоторое критическое значение H_{c1} . Вихрь Абрикосова представляет собой длинный тонкий нормальный цилиндр радиуса порядка длины когерентности ξ , вытянутый вдоль направления внешнего магнитного поля. Вокруг этого цилиндра течет незатухающий сверхпроводящий ток, захватывающий область размера порядка λ вокруг сердцевины. Каждый вихрь несет квант магнитного потока $\Phi_0 = \frac{\hbar c}{e_*}$. Используя уравнение ГЛ (1.3), можно определить распределение магнитного поля вихря:

$$H = \begin{cases} \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda^2} K_0(r/\lambda), & r \gtrsim \xi \\ \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda^2} \ln \kappa, & r \lesssim \xi \end{cases} \quad (1.5)$$

где $K_0(x)$ – функция Макдональда.

Если через вихрь протекает ток j , то можно показать (см. [26]), что на этот вихрь начинает действовать сила

$$\vec{F} = \vec{j} \times \vec{n} \Phi_0 \quad (1.6)$$

со стороны тока, где \vec{n} – единичный вектор вдоль направления поля вихря.

1.4 Нестационарные уравнения Гинзбурга-Ландау

Уравнения Гинзбурга-Ландау (1.2) – (1.3) стационарны и не подходят для описания временной эволюции параметра порядка Ψ . В 1966 году А. Шмид предложил обобщение стационарных уравнений ГЛ на нестационарный случай [27]:

$$\frac{\hbar^2}{2m_*D} \left(\frac{\partial}{\partial t} + i \frac{e_*\phi}{\hbar} \right) \Psi = -\frac{1}{2m_*} \left(i\hbar\nabla + \frac{e_*}{c} \vec{A} \right)^2 \Psi - \alpha\Psi - \beta\Psi|\Psi|^2, \quad (1.7)$$

$$\begin{aligned} \nabla \times \left(\nabla \times \vec{A} \right) &= \frac{4\pi}{c} \left(\vec{j}_n + \vec{j}_s \right) + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \\ \vec{j}_n &= \sigma_n \left(-\nabla\phi - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right), \quad \vec{j}_s = -i \frac{e_*\hbar}{2m_*} [\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*] - \frac{e_*^2}{m_*c} |\Psi|^2 \vec{A}. \end{aligned} \quad (1.8)$$

В уравнениях (1.7) – (1.8) $\Psi = \Psi(\vec{r}, T, t)$ – зависящий от времени параметр порядка, $\vec{A} = \vec{A}(\vec{r}, t)$ – векторный потенциал $\phi = \phi(\vec{r}, t)$ – скалярный электрический потенциал, D – коэффициент диффузии, который связан с длиной когерентности ГЛ ξ соотношением: $\frac{\xi(T)^2}{D} = \frac{\pi\hbar}{8k_B(T_c - T)}$, $\xi_0 = \xi(T = 0) = \sqrt{\frac{\pi\hbar D}{8k_B T_c}}$. Уравнения TDGL (Time Dependent Ginzburg-Landau eq-n) инвариантны относительно следующего ка-

либровочного преобразования:

$$\begin{aligned}\Psi(\vec{r}, t) &\rightarrow \Psi(\vec{r}, t)e^{i\chi(\vec{r}, t)}, \\ \vec{A}(\vec{r}, t) &\rightarrow \vec{A}(\vec{r}, t) + \frac{\hbar c}{e_*} \nabla \chi(\vec{r}, t), \\ \phi(\vec{r}, t) &\rightarrow \phi(\vec{r}, t) - \frac{\hbar}{e_*} \frac{\partial \chi(\vec{r}, t)}{\partial t},\end{aligned}\tag{1.9}$$

поэтому, выбрав калибровку $\frac{\partial \chi(\vec{r}, t)}{\partial t} = \frac{e_*}{\hbar} \phi(\vec{r}, t)$, можно избавиться от электрического потенциала в уравнениях TDGL. Кроме того, вкладом слагаемого $\frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t}$ в уравнении (1.8) можно пренебречь ввиду его малости. Таким образом, система уравнений TDGL преобразуется к виду:

$$\frac{\hbar^2}{2m_* D} \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{1}{2m_*} \left(i\hbar \nabla + \frac{e_*}{c} \vec{A} \right)^2 \Psi - \alpha \Psi - \beta \Psi |\Psi|^2.\tag{1.10}$$

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{A}) = -\frac{4\pi}{c^2} \sigma_n \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \left(-i \frac{e_* \hbar}{2m_*} [\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*] - \frac{e_*^2}{m_* c} |\Psi|^2 \vec{A} \right).\tag{1.11}$$

Удобно переписать эти уравнения в обезразмеренном виде, перенормировав входящие в него переменные следующим образом:

$$\begin{aligned}\Psi &= \Psi_0 \cdot \psi, \quad |\Psi_0|^2 = -\frac{\alpha(T=0)}{\beta} \equiv -\frac{\alpha_0}{\beta}, \\ (X, Y, Z) &= (\lambda_0 x, \lambda_0 y, \lambda_0 z), \quad \nabla = \frac{1}{\lambda_0} \tilde{\nabla}, \quad \lambda_0 = \sqrt{\frac{m_* c^2}{4\pi |\Psi_0|^2 e_*}}, \\ t &= t_0 \cdot \tau, \quad t_0 = \frac{4\pi}{c^2} \lambda_0^2 \sigma_n(T=0), \\ \vec{A} &= \frac{\Phi_0}{2\pi \xi_0} \tilde{\vec{A}}, \quad \Phi_0 = \frac{\hbar c}{e_*}, \\ \vec{j}_s &= \frac{J_c}{\kappa} \tilde{\vec{j}}_s, \quad J_c = \frac{\Phi_0 c}{2\pi \lambda_0 \xi_0^2}, \quad \kappa = \frac{\lambda_0}{\xi_0}, \\ \sigma_n &= \sigma_n(T=0) \cdot \tilde{\sigma}, \\ \eta &= \frac{t_\Psi}{t_0}, \quad t_\Psi = \frac{\xi_0^2}{D}, \quad \epsilon = -\frac{\alpha(T)}{|\alpha_0|} = 1 - \frac{T}{T_c(\vec{r})}.\end{aligned}\tag{1.12}$$

После подстановки переобозначений (1.12) в ур-я (1.10)–(1.11) система уравнений TDGL упрощается до

$$\eta \dot{\psi} = -\left(\frac{i}{\kappa} \tilde{\nabla} + \tilde{\vec{A}} \right)^2 \psi + (\epsilon - |\psi|^2) \psi,\tag{1.13}$$

$$\tilde{\sigma} \dot{\tilde{\vec{A}}} = -\frac{i}{2\kappa} \left(\psi^* \tilde{\nabla} \psi - \psi \tilde{\nabla} \psi^* \right) - |\psi|^2 \tilde{\vec{A}} - \tilde{\nabla} \times (\tilde{\nabla} \times \tilde{\vec{A}}),\tag{1.14}$$

$$\tilde{\vec{j}}_s = -\frac{i}{2\kappa} \left(\psi^* \tilde{\nabla} \psi - \psi \tilde{\nabla} \psi^* \right) - |\psi|^2 \tilde{\vec{A}}.\tag{1.15}$$

Полученная система уравнений может быть решена численно. Большую популярность в последнее время приобрела среда моделирования физических процессов COMSOL, подробно о методах моделирования уравнений TDGL в COMSOL, а также о возможностях и особенностях программы можно узнать в монографии [28].

COMSOL позволяет воспроизводить широкий круг динамических процессов сверхпроводимости, таких как, например, процесс вхождения вихрей Абрикосова в сверхпроводник II рода (см. [29]). Кроме того, с помощью правильного выбора граничных условий в дополнение к уравнениям (1.13) – (1.14) можно задавать внешние пространственно неоднородные электромагнитные поля, так, например, в работе [30] с помощью вычислительного аппарата COMSOL было исследовано поведение сверхпроводника в поле магнитного диполя.

Дифференциальные уравнения, численно решаемые программой COMSOL, в общем случае имеют вид:

$$\mathbf{e}_a \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} + \mathbf{d}_a \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma} = \mathbf{F}. \quad (1.16)$$

Здесь $\mathbf{u} = (u_1, \dots, u_n)^T$ - столбец неизвестных, \mathbf{e}_a и \mathbf{d}_a - матрицы коэффициентов размеров $n \times n$. Нетрудно видеть, что систему уравнений TDGL можно представить в виде (1.16) со столбцом переменных $\mathbf{u} = \left(\text{Re } \psi, \text{Im } \psi, \tilde{A}_x, \tilde{A}_y, \tilde{A}_z \right)^T$:

$$\begin{aligned} & \eta \begin{pmatrix} \dot{u}_1 \\ \dot{u}_2 \end{pmatrix} + \frac{\tilde{\nabla}}{\kappa} \cdot \begin{pmatrix} -u_{1,x} & -u_{1,y} & -u_{1,z} \\ -u_{2,x} & -u_{2,y} & -u_{2,z} \end{pmatrix} = \\ & = \begin{pmatrix} \frac{1}{\kappa} (u_{3,x} + u_{4,y} + u_{5,z}) \cdot u_2 + \frac{2}{\kappa} (u_3 u_{2,x} + u_4 u_{2,y} + u_5 u_{2,z}) - (u_3^2 + u_4^2 + u_5^2) \cdot u_1 + (\epsilon - (u_1^2 + u_2^2)) u_1 \\ \frac{1}{\kappa} (u_{3,x} + u_{4,y} + u_{5,z}) \cdot u_1 + \frac{2}{\kappa} (u_3 u_{1,x} + u_4 u_{1,y} + u_5 u_{1,z}) - (u_3^2 + u_4^2 + u_5^2) \cdot u_2 + (\epsilon - (u_1^2 + u_2^2)) u_2 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (1.17)$$

$$\begin{aligned} & \tilde{\sigma} \begin{pmatrix} \dot{u}_3 \\ \dot{u}_4 \\ \dot{u}_5 \end{pmatrix} + \tilde{\nabla} \cdot \begin{pmatrix} 0 & u_{3,y} - u_{4,x} & u_{3,z} - u_{5,x} \\ u_{4,x} - u_{3,y} & 0 & u_{4,z} - u_{5,y} \\ u_{5,x} - u_{3,z} & u_{5,y} - u_{4,z} & 0 \end{pmatrix} = \\ & = \begin{pmatrix} -(u_1^2 + u_2^2) \cdot u_3 + \frac{u_1 u_{2,x} - u_2 u_{1,x}}{\kappa} \\ -(u_1^2 + u_2^2) \cdot u_4 + \frac{u_1 u_{2,y} - u_2 u_{1,y}}{\kappa} \\ -(u_1^2 + u_2^2) \cdot u_5 + \frac{u_1 u_{2,z} - u_2 u_{1,z}}{\kappa} \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (1.18)$$

Зачастую, однако, рассматривается приближение двумерного сверхпроводника, в котором пропадает зависимость от z -координаты. Такой подход упрощает решение уравнений и учет граничных условий; в этом приближении система уравнений TDGL на переменные $\mathbf{u} = \left(\text{Re } \psi, \text{Im } \psi, \tilde{A}_x, \tilde{A}_y \right)^T$ получается аналогичным образом:

$$\begin{aligned} & \eta \begin{pmatrix} \dot{u}_1 \\ \dot{u}_2 \end{pmatrix} + \frac{\tilde{\nabla}}{\kappa} \cdot \begin{pmatrix} -u_{1,x} & -u_{1,y} \\ -u_{2,x} & -u_{2,y} \end{pmatrix} = \\ & = \begin{pmatrix} \frac{1}{\kappa} (u_{3,x} + u_{4,y}) \cdot u_2 + \frac{2}{\kappa} (u_3 u_{2,x} + u_4 u_{2,y}) - (u_3^2 + u_4^2) \cdot u_1 + (\epsilon - (u_1^2 + u_2^2)) u_1 \\ \frac{1}{\kappa} (u_{3,x} + u_{4,y}) \cdot u_1 + \frac{2}{\kappa} (u_3 u_{1,x} + u_4 u_{1,y}) - (u_3^2 + u_4^2) \cdot u_2 + (\epsilon - (u_1^2 + u_2^2)) u_2 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (1.19)$$

$$\tilde{\sigma} \begin{pmatrix} \dot{u}_3 \\ \dot{u}_4 \end{pmatrix} + \tilde{\nabla} \cdot \begin{pmatrix} 0 & u_{3,y} - u_{4,x} \\ u_{4,x} - u_{3,y} & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -(u_1^2 + u_2^2) \cdot u_3 + \frac{u_1 u_{2,x} - u_2 u_{1,x}}{\kappa} \\ -(u_1^2 + u_2^2) \cdot u_4 + \frac{u_1 u_{2,y} - u_2 u_{1,y}}{\kappa} \end{pmatrix}. \quad (1.20)$$

Именно такой вид системы уравнений TDGL будет использован в главе 3 при моделировании процессов в ниобиевой пленке.

Глава 2

Технологические и экспериментальные методы.

2.1 Изготовление планарной гибридной сверхпроводящей структуры на основе топологического изолятора $\text{Bi}_2\text{Se}_2\text{Te}$

Для изучения влияния электрического гейта на интерфейсы планарных сверхпроводящих устройств была отработана технология изготовления планарного джозефсоновского контакта (рис. 2.1) на основе топологического изолятора $\text{Bi}_2\text{Se}_2\text{Te}$, включающая в себя следующие этапы:

- Эксфолиация флейков топологического изолятора $\text{Bi}_2\text{Se}_2\text{Te}$ на чип кремниевой подложки. Поверхность подложки покрыта слоем оксида кремния толщиной 120 нм.
- Формирование методом взрывной литографии подводящих контактов из ниобия, позволяющих проводить транспортные измерения по четырехточечной схеме. Толщина пленки ниобия составляет 100 нм.
- Чистка образца в ультразвуковой ванне, которая необходима для устранения так называемых «ушей», остающихся после взрывной литографии.

Пример изображения изготовленного девайса в СЭМ приведен на рис. 2.2. Поскольку проведение транспортных измерений на структурах на основе топологических изоляторов сопряжено с дополнительным риском повредить образец и требует

особого контроля величины пропускаемого через структуру тока, было принято решение использовать в качестве первичного объекта исследования сверхпроводящую структуру на основе ниобия.

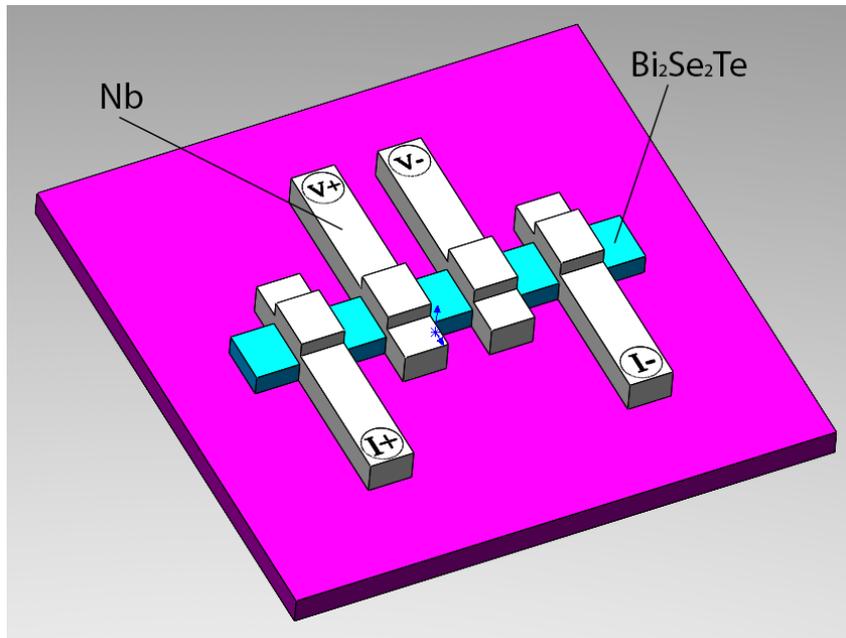


Рис. 2.1: Макет структуры планарной гибридной структуры на основе $\text{Bi}_2\text{Se}_2\text{Te}$.

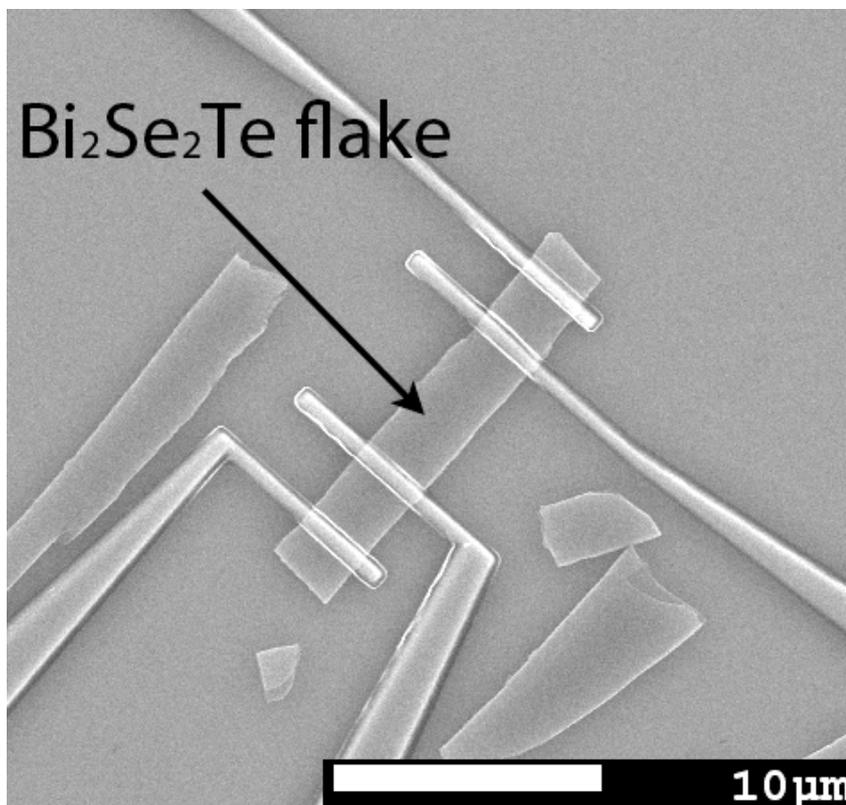


Рис. 2.2: Изображение структуры планарной гибридной структуры на основе $\text{Bi}_2\text{Se}_2\text{Te}$ в СЭМ

2.2 Изготовление сверхпроводящего мостика на основе ниобия методами плазмохимического травления

Для проведения тестировочного эксперимента, в котором была отлажена разработанная методика проведения гейт микроскопии, была изготовлена структура типа «Мостик» (рис. 2.3), процедура изготовления включала в себя следующие шаги:

2.2.1 Подготовка кремниевой подложки

Держатель для образца в MFM не позволяет размещать на себе чипы большого размера, поэтому для эксперимента был подготовлен специальный чип из кремниевой подложки размерами 5x5 mm. Толщина слоя SiO₂ 120 nm. Чип был очищен в ацетоновой ультразвуковой ванне.

2.2.2 Напыление ниобиевого мостика

В следующем цикле из Nb была напылена структура, макет которой был выполнен в программе AutoCAD (рис. 2.3). Структура состоит из трех основных компонент:

- Подводящих контактов, заканчивающихся контактными площадками.
- Ориентировочной сетки, необходимой для поиска центральной части структуры после загрузки держателя в криостат.
- Структуры типа «Мостик». Параметры структуры: длина мостика $L = 5 \mu\text{m}$, ширина мостика $d = 500 \text{ nm}$.

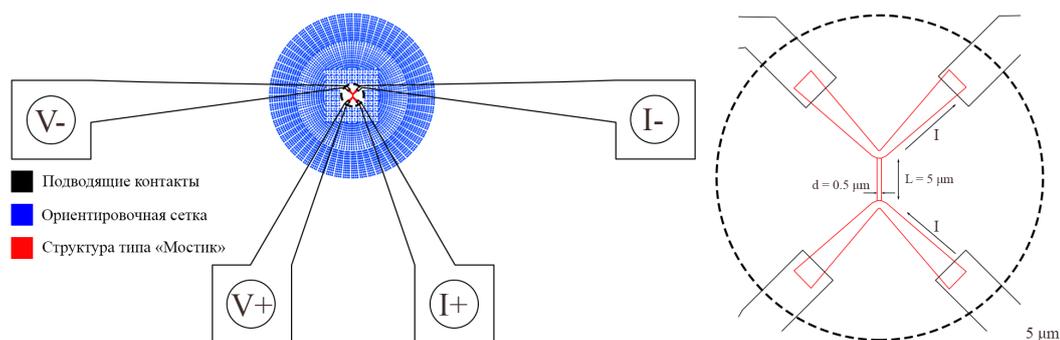


Рис. 2.3: Макет исследуемого образца, выполненный в программе AutoCAD

Пленка ниобия толщиной 100 nm была нанесена на чип методом магнетронного напыления, далее из негативного фоторезиста был сформирован паттерн структуры, после этого плазмохимическим травлением в атмосфере $SF_6 + C_2H_4$ была изготовлена ниобиевая структура соответствующей формы (см. рис 2.4).

В первых экспериментах было обнаружено, что при проведении транспортных измерений в ниобиевой пленке начинают накапливаться заряды, которые искажают результаты фазового сканирования. Чтобы устранить этот недостаток, поверх структуры была нанесена тонкая пленка Ti толщиной 20 nm. После размещения образца на площадке держателя пленка была закорочена на «землю» с помощью серебряного клея, что разрешило проблему скапливающихся зарядов.

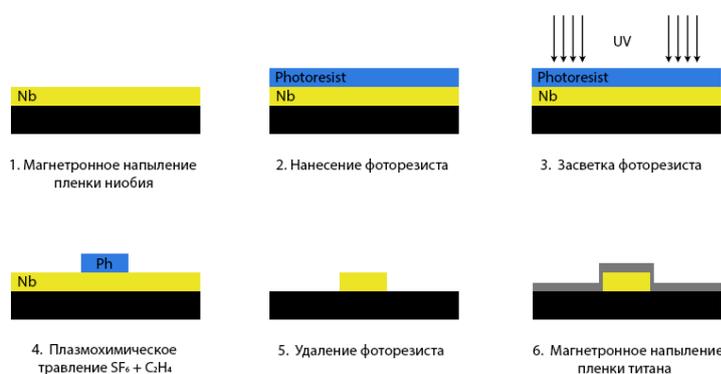


Рис. 2.4: Технологические этапы формирования структуры.

2.2.3 Контроль образца в СЭМ

Чип с напыленным ниобиевым мостиком был исследован в сканирующем электронном микроскопе (рис. 2.5). На полученных изображениях наблюдается множественная дефектность сужения. Параметры структуры, измеренные в микроскопе: $L = 5.08 \mu m$, $d = 530 nm$ – соответствуют параметрам, заданным в исходном чертеже.

2.2.4 Подготовка образца к эксперименту

Изготовленный чип был зафиксирован на площадке держателя с помощью серебряного клея. Далее, с помощью бондера был установлен контакт между транспортными каналами держателя и контактными площадками структуры. После загрузки образца в держатель и юстировки положения кантилевера, объем держателя был

откачан до давления $\sim 10^{-5}$ mbar, а затем заполнен гелием до давления 50 mbar. На следующем этапе происходит загрузка образца в криостат MFM'a.

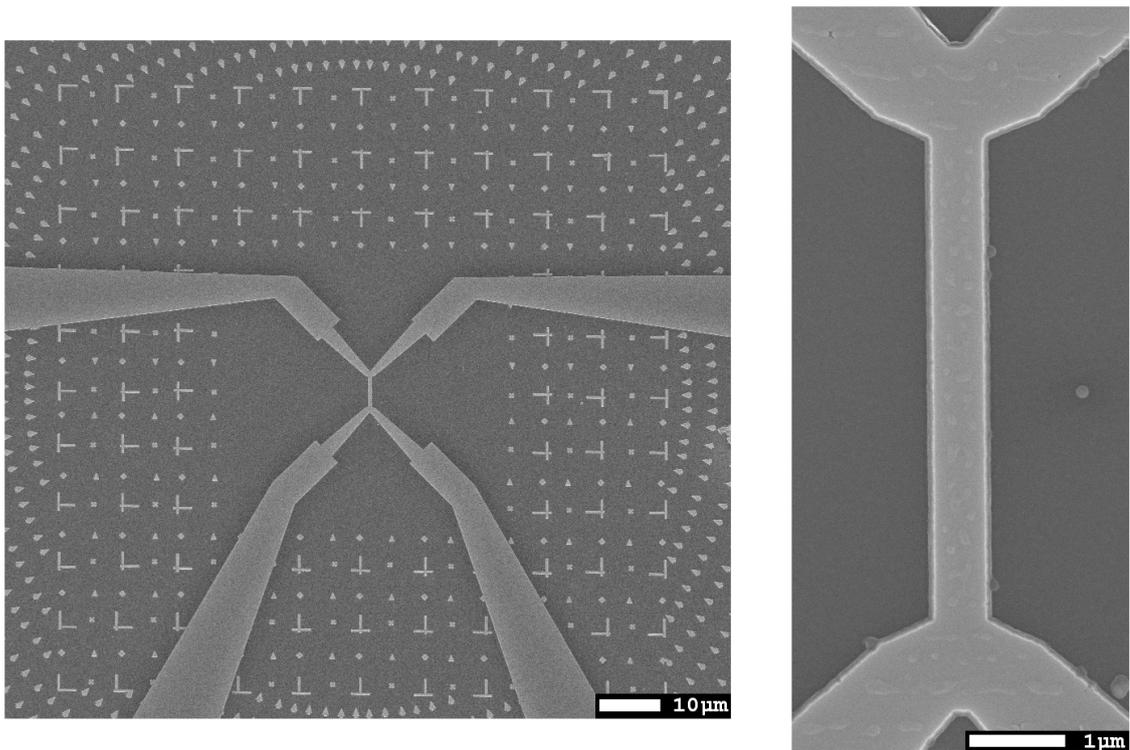


Рис. 2.5: Изображение структуры, полученное в СЭМ.

2.3 Криогенный магнитно-силовой микроскоп.

Эксперименты, описанные в данной работе, были проведены с использованием магнитно-силового микроскопа AttoDry1000 (рис. 2.6). Магнитно-силовая микроскопия является широко используемым инструментом визуализации и исследования разнообразных магнитных структур на микромаштабе. По своей сути MFM является модой атомно-силовой микроскопии, в которой используется зонд с магнитным покрытием, что делает его чувствительным к локальным магнитным полям над исследуемым образцом. Использование MFM предоставляет широкие возможности для характеристики локального распределения магнитного поля, что делает этот метод крайне полезным при исследовании сверхпроводников. Микроскоп представляет собой криогенную камеру, оснащенную системой охлаждения жидким гелием, в которую помещается держатель с образцом. Сканирование образца выполняется магнитным кантилевером фирмы Bruker (резонансная частота 160 кГц, жесткость 5

Н/м), движение которого вдоль трех пространственных направлений регулируется пьезоэлектрическими элементами. Амплитудный и фазовый отклик кантилевера регистрируется интерферометром Фабри-Перо. Микроскоп позволяет проводить низкотемпературные измерения ($T_{min} \approx 3.7$ К) в широком диапазоне температур благодаря встроенному в держатель нагревательному элементу. Также держатель оснащен системой транспортных кабелей, позволяющих проводить транспортные измерения. В работе использовался источник постоянного тока YOKOGAWA GS200, напряжение регистрировалось вольтметром Keithley 2182. В криостате микроскопа установлен сверхпроводящий соленоид способный поддерживать постоянное однородное магнитное поле до $H_{max} \sim 10$ Тл ортогонально плоскости образца. Управление движением кантилевера, управление температурой образца, внешним магнитным полем и транспортными измерениями осуществляется с удаленного ПК с помощью программного обеспечения, разработанного в среде программирования LabVIEW.



Рис. 2.6: Магнитно-силовой микроскоп AttoDry1000

2.4 Методика измерений

Микроскоп позволяет проводить измерение амплитудного и фазового отклика кантилевера в режиме непрерывного сканирования, в котором область сканирования разбивается на линии пикселей (максимальный размер области сканирования – $20 \times 20 \mu\text{m}$). Этот режим позволяет получать карты фазового отклика, по которым можно установить распределение магнитных полей и уровень отклика сканируемой поверхности на локальное магнитное поле кантилевера, что особенно полезно

при исследовании сверхпроводящих структур. Главный недостаток такого режима измерений заключается в непрерывности сканирования, которое не позволяет проводить дополнительные транспортные измерения, при которых кантилевер должен оставаться неподвижным.

Одной из задач, выполненных в ходе дипломной работы, была разработка методики проведения *мезоскопических* исследований, в которых управление положением кантилевера и транспортные измерения автоматизированы и интегрированы в одну общую программу. Программа была разработана в среде программирования LabVIEW, за основу была взята стандартная программа управления микроскопом.

Схема проведения мезоскопических измерений: в области сканирования выбирается прямоугольная сетка заданного размера (предварительно выполняется амплитудное или фазовое сканирование области). Далее, кантилевер, z -координата которого поддерживается постоянной, проходит по сетке, останавливаясь в каждой точке для проведения транспортных измерений. В данной работе исследовалось влияние локального магнитного поля кантилевера на общую проводимость системы, которая определялась по вольт-амперным характеристикам структуры, снятым в каждой точке сетки. Транспортные измерения проводились по четырехточечной схеме с использованием ДС тока.

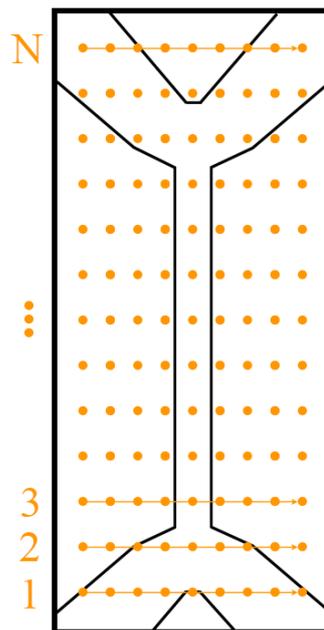


Рис. 2.7: Схема проведения мезоскопических измерений.

Разработанная методика позволит исследовать влияние не только локального магнитного поля, но и локального электрического поля на сверхпроводящие структуры, когда немагнитный кантилевер с приложенным к нему потенциалом используется в качестве локального гейта. В такой постановке эксперимента можно будет исследовать планарные джозефсоновские контакты на основе $\text{Bi}_2\text{Se}_2\text{Te}$ (описание технологии изготовления таких структур представлено в разделе 2.1), в которых прозрачность интерфейса «ТИ-СП» и положения уровня Ферми определяют величину критического тока структуры.

Глава 3

Результаты и обсуждение

3.1 Фазовое сканирование ниобиевого мостика

Образец, находившийся при температуре $T_0 = 3.7$ К криостата, был отогрет внутренним нагревательным элементом до температуры $T_1 = 10$ К, превышающей критическую температуру пленки, а затем охлажден до исходной температуры T_0 во внешнем поле $H = 70$ Gs, перпендикулярном плоскости пленки (зонд отведен от мостика на расстояние $\approx 2\mu\text{m}$). Такой метод называется Field Cooling и позволяет «замораживать» вихри Абрикосова в пленке ниобия. После выполнения описанной процедуры было проведено фазовое сканирование мостика магнитным кантилевером в диапазоне температур $T = 3.7 \div 9.6$ К, значение поля оставалось постоянным и равным $H = 70$ Gs (рис. 3.1). При сканировании z -координата кантилевера поддерживалась постоянной, высота зонда над поверхностью мостика $h \approx 50$ nm.

В следующем эксперименте процедура Field Cooling была повторена в поле $H = 100$ Gs, во время охлаждения кантилевер располагался близко к поверхности сужения мостика на высоте ≈ 50 nm. Это позволило заморозить в мостике вихрь Абрикосова в области под кантилевером (рис. 3.2 а)). Отметим, что одного лишь внешнего магнитного поля было недостаточно для создания вихря в сужении, и описанный метод позволяет создавать одиночный вихрь в произвольной точке мостика. При повышении температуры образца (рис. 3.2 б)), а также при пропускании тока через структуру (рис. 3.3 с)) вихрь выходит из сужения.

Далее процедура Field Cooling была проведена при нескольких значениях

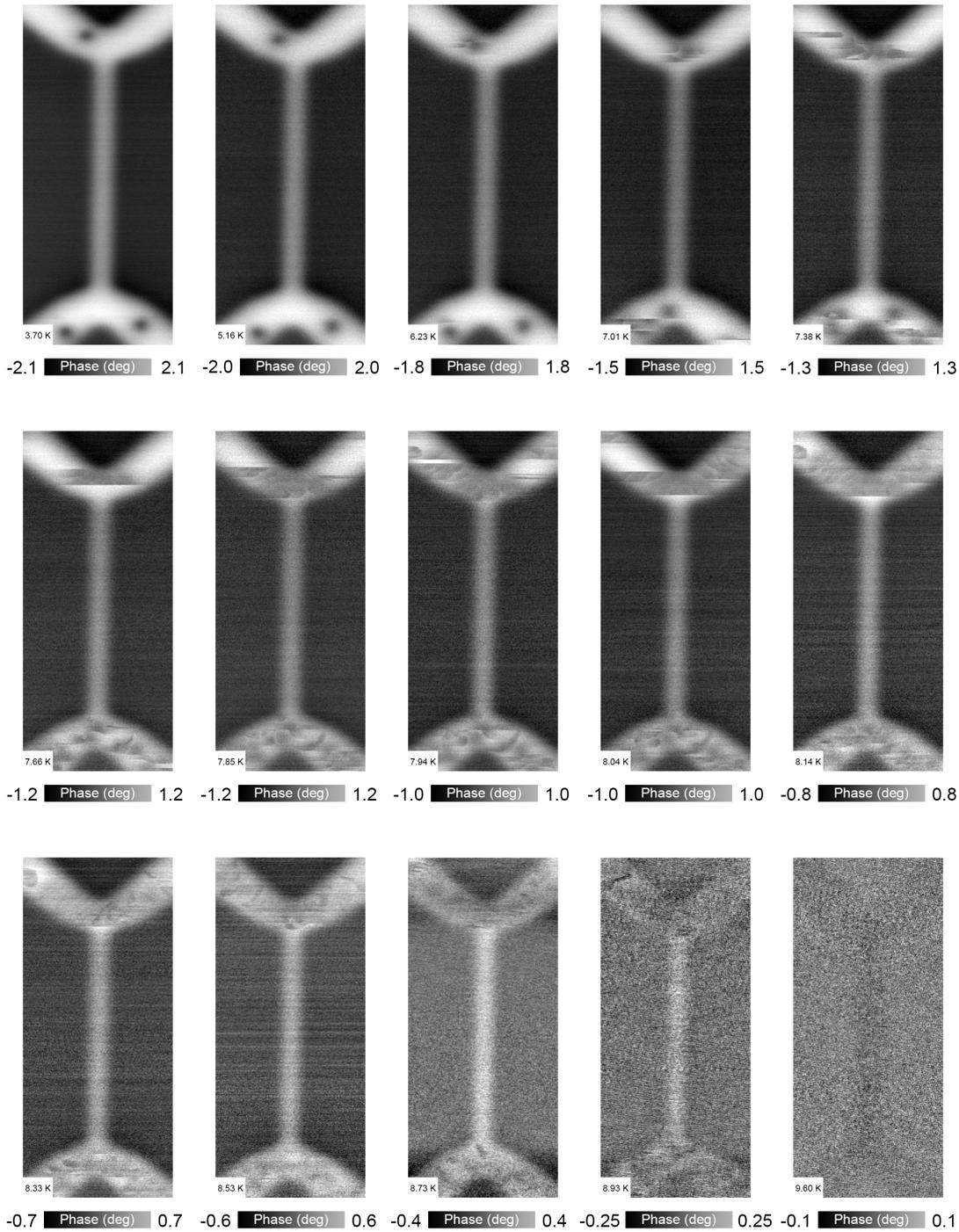


Рис. 3.1: Фазовые сканы ниобиевого мостика в поле $H = 70$ Gs.

внешнего магнитного поля, магнитный зонд при этом был отведен от образца (см. рис. 3.3). Из полученных фазовых сканов видно, что вихри начинают замораживаться в сужении начиная с $H_0 \approx 150 - 175$ Gs. Эти значения были использованы в экспериментах, описанных в следующем разделе, для создания цепочки вихрей.

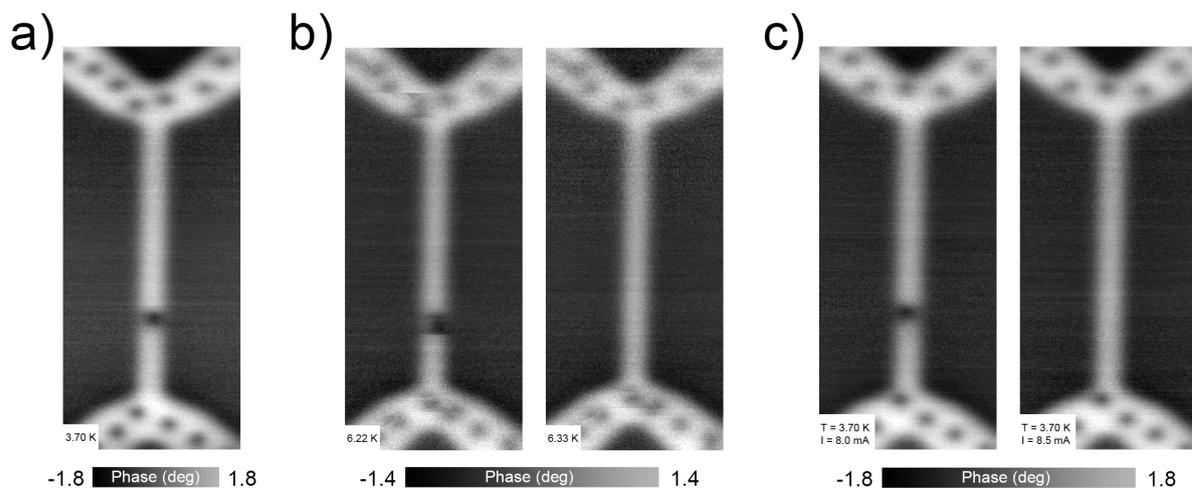


Рис. 3.2: **a)** Создание одиночного вихря в сужении ниобиевого мостика с помощью магнитного кантилевера (внешнее поле сверхпроводящего соленоида $H = 100$ Gs). При повышении температуры **(b)** или при пропускании тока через структуру **(c)** вихрь выходит из сужения. Высота кантилевера над поверхностью пленки ≈ 50 nm.

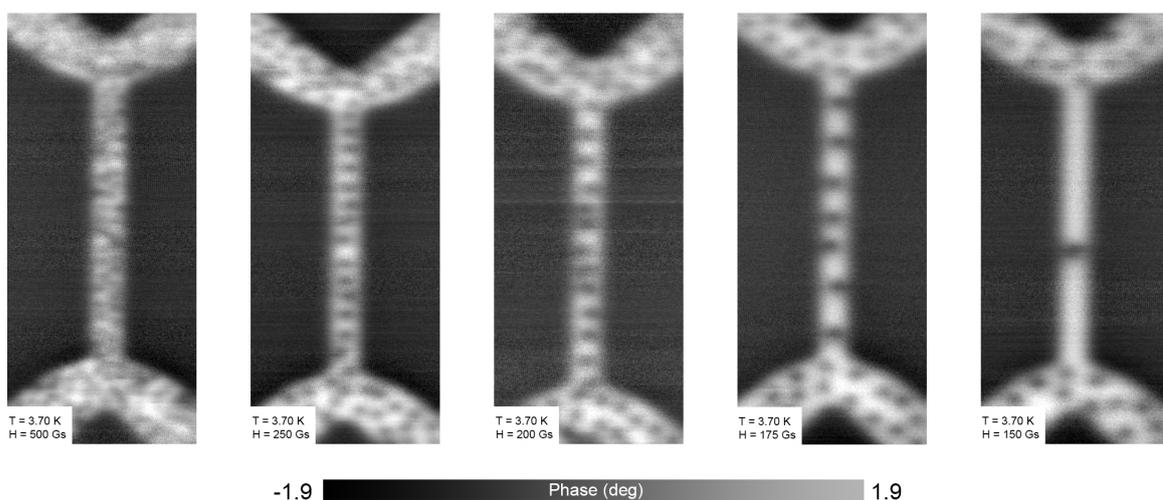


Рис. 3.3: Field Cooling в различных магнитных полях. Высота кантилевера над поверхностью пленки ≈ 50 nm.

3.2 Манипулирование вихрем Абрикосова в сужении ниобиевого мостика

При сканировании структуры было обнаружено, что замороженные в мостик вихри обладают большой подвижностью вдоль сужения (при сканировании кантиливером в направлении \updownarrow), при этом остаются устойчивыми к возмущениям в направлении \leftrightarrow , перпендикулярном сужению. На рис. (3.4) представлены два последовательно измеренных фазовых скана сужения, на которых зонд сдвигает вихри вдоль мостика к центрам пиннинга.

На основе описанных наблюдений был проведен следующий эксперимент. Во внешнем поле $H = 150$ Gs в сужении был заморожен одиночный вихрь. Помещая кантилевер на расстоянии ≈ 25 nm от поверхности и перемещая его на некоторое расстояние вверх вдоль сужения, мы сместили вихрь, который последовал за магнитным полем зонда (рис 3.5 a)); далее в результате сканирования вихрь был возвращен в исходное положение (рис 3.5 b)). Данная процедура была повторена для другого направления сканирования (рис 3.6 c)-f)). Наблюдаемые на рис. 3.6 d)-e) «срывы» мы связываем с резкими перемещениями вихря, который после смещения находится в неустойчивом положении и соскакивает в область под кантилевером при его достаточном приближении.

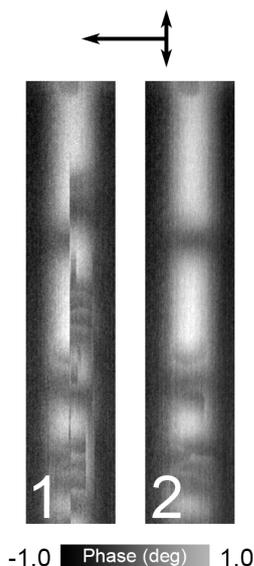


Рис. 3.4: Движение вихрей вдоль сужения мостика. $T = 7.5$ K, $H = 175$ Gs.

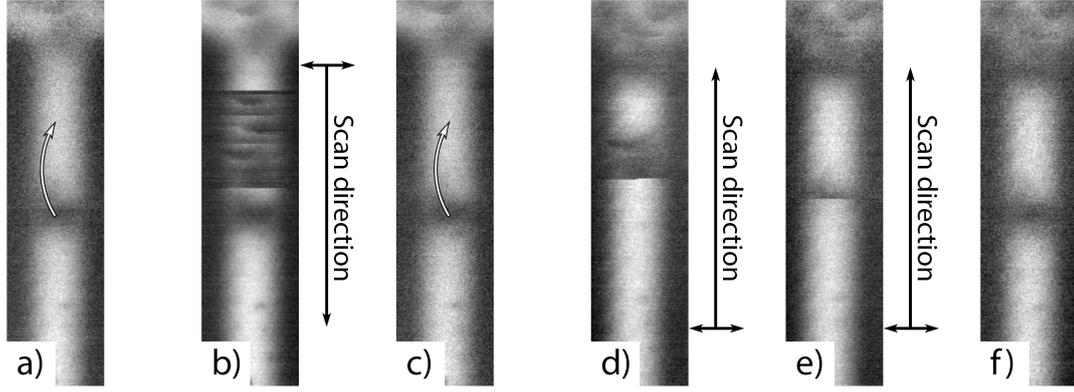


Рис. 3.5: Манипулирование положением вихря внутри сужения ниобиевого мостика.

Параметры сканирования: $T = 7.4$ К, $H = 150$ Gs, высота кантилевера над поверхностью пленки $h \approx 50$ nm

3.3 Оценка силы пиннинга вихрями Абрикосова в сужении ниобиевого мостика

В поле $H = 175$ Gs была заморожена цепочка вихрей в сужении мостика до температуры $T = 5.25$ К. Далее через структуру был пропущен ток $I = 0 \div 9.5$ mA с шагом $\Delta I = 0.5$ mA, и для каждого значения тока была получена фазовая карта сужения. В результате при некотором значении тока I^* вихри Абрикосова начинают выходить из сужения (рис. 3.6), поскольку сила, действующая на них со стороны тока, становится достаточно большой для срыва вихрей с центров пиннинга и преодоления барьера Бина у краев сужения. Отметим, что вихри выходят из сужения не одновременно, что говорит о неоднородности силы пиннинга вдоль сужения.

Из формулы (1.6) следует, что характерное значение силы пиннинга вихрями в сужении мостика:

$$F_{\text{pinning}} \approx 30 \text{ pN}. \quad (3.1)$$

Важным будет обратить внимание на то, что полученное значение силы пиннинга является оценкой сверху, поскольку не учитывает влияние барьера Бина.

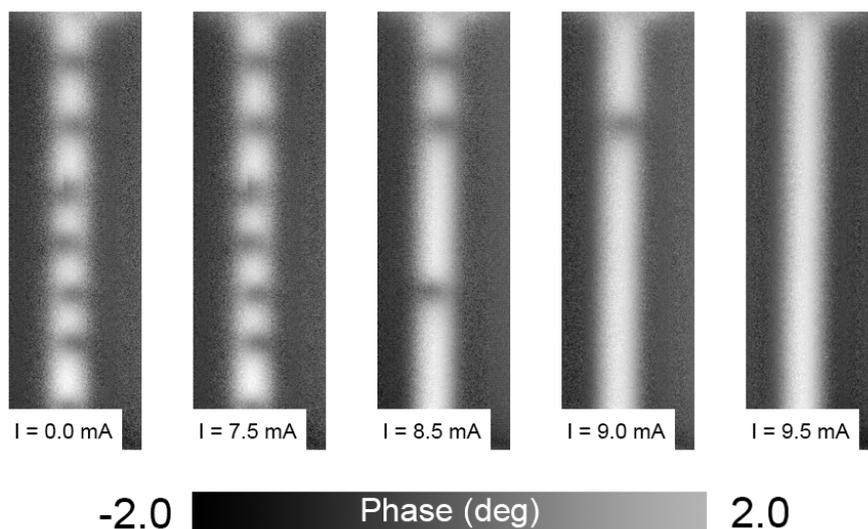


Рис. 3.6: Выталкивание цепочки вихрей из сужения ниобиевого мостика под действием внешнего тока I . Сканирование проводилось при температуре $T = 5.25$ К во внешнем поле $H = 175$ Gs.

3.4 Мезоскопическое исследование дефектной структуры сужения ниобиевого мостика

В диапазоне температур $T = 8.965 \div 9.052$ К, близких к критической температуре $T_c = 9.11$ К образца, были получены вольт-амперные характеристики мостика (рис. 3.6), имеющие характерный ступенчатый вид, свидетельствующий о наличии центров проскальзывания фазы в сужении. Мы полагаем, что такими центрами служат дефекты в ниобии, образованные, границами доменных стенок гранул, образующих пленку.

Для обнаружения и локализации подобных дефектов был проведен эксперимент, использующий методику, описанную в главе 2. В данном эксперименте изучалось влияние локального магнитного поля кантилевера на общую проводимость системы. На полученных картах $R(I)$ координаты x, y соответствуют положению кантилевера, области с повышенным дифференциальным сопротивлением выделены красным цветом. На картах рис. 3.7 эти области имеют форму радиально расходящихся полос с центрами в точках вблизи краев сужения мостика. Мы полагаем, что магнитное по-

ле кантилевера оказывает наибольшее влияние именно на эти области мостика из-за особенностей формы сужения: вихри Абрикосова начинают заходить в мостик через резкий излом контура мостика вблизи краев сужения, что приводит к разрушению сверхпроводимости. С приближением температуры образца к критической температуре T_c центры разрушения сверхпроводимости смещаются внутрь сужения мостика. На картах рис. 3.8 наблюдаются аналогичные круговые особенности, которые мы связываем с наличием в сужении дефектов, образованных доменными границами кластеров из зерен ниобия.

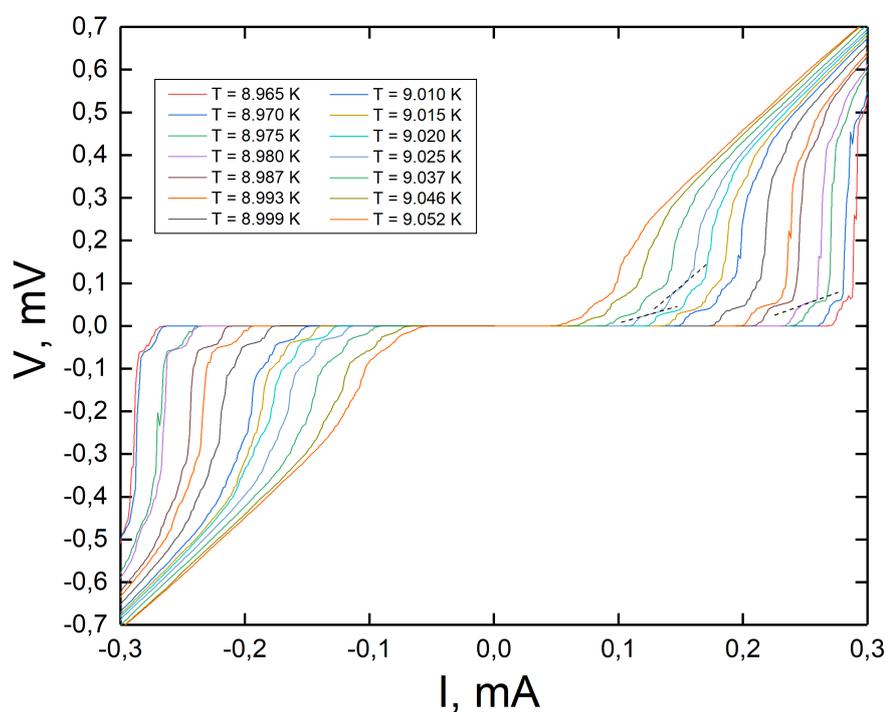


Рис. 3.7: Вольт-амперные характеристики ниобиевого мостика при $T \approx T_c$

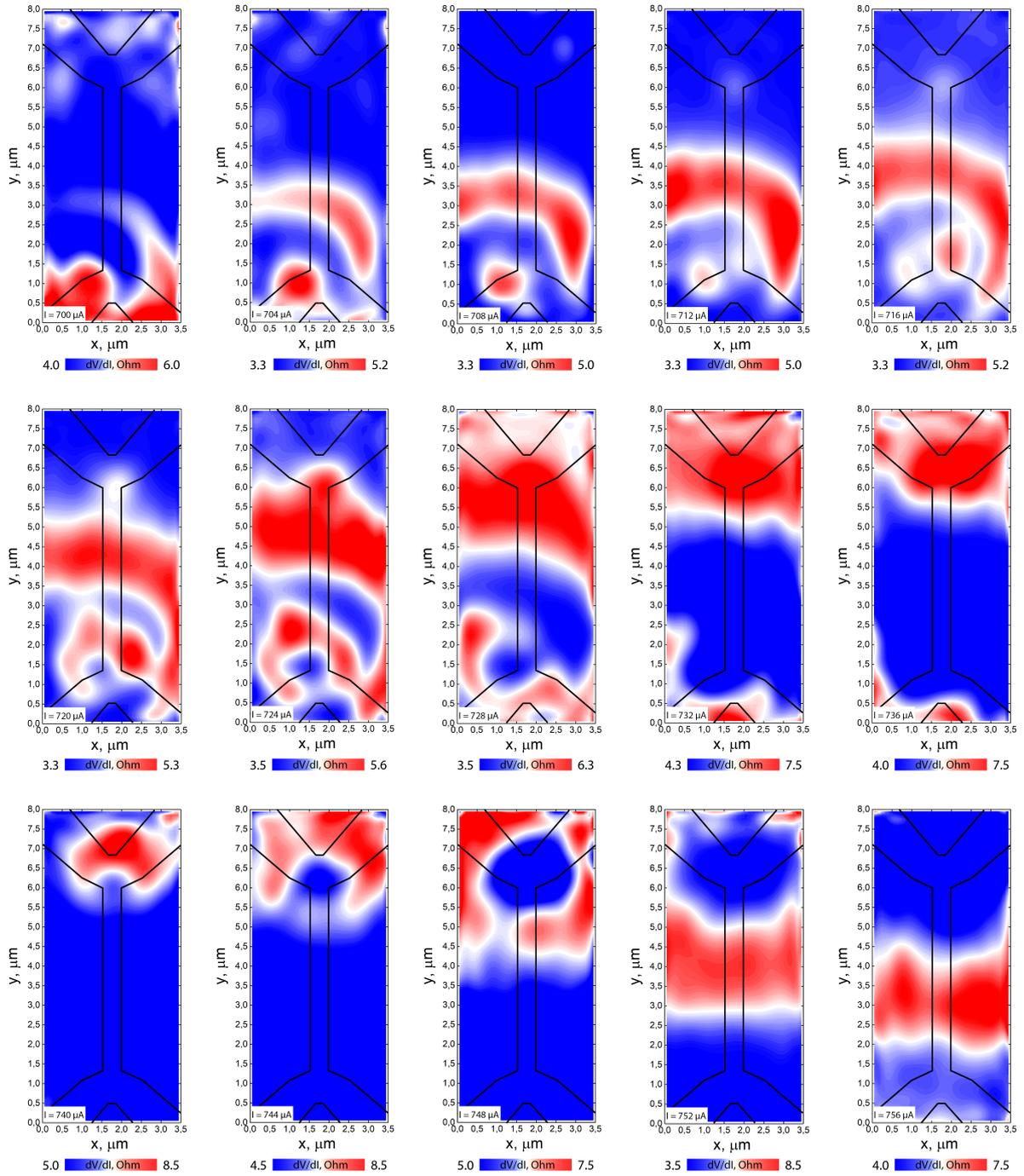


Рис. 3.8: Карты дифференциального сопротивления ниобиевого мостика, полученные при различных значениях тока, пропускаемого через структуру (x, y - координаты положения кантилевера). Параметры измерений: $T = 8.59$ K,

$$H = 300 \text{ Gs}, \text{ Lift} = 75 \text{ nm}.$$

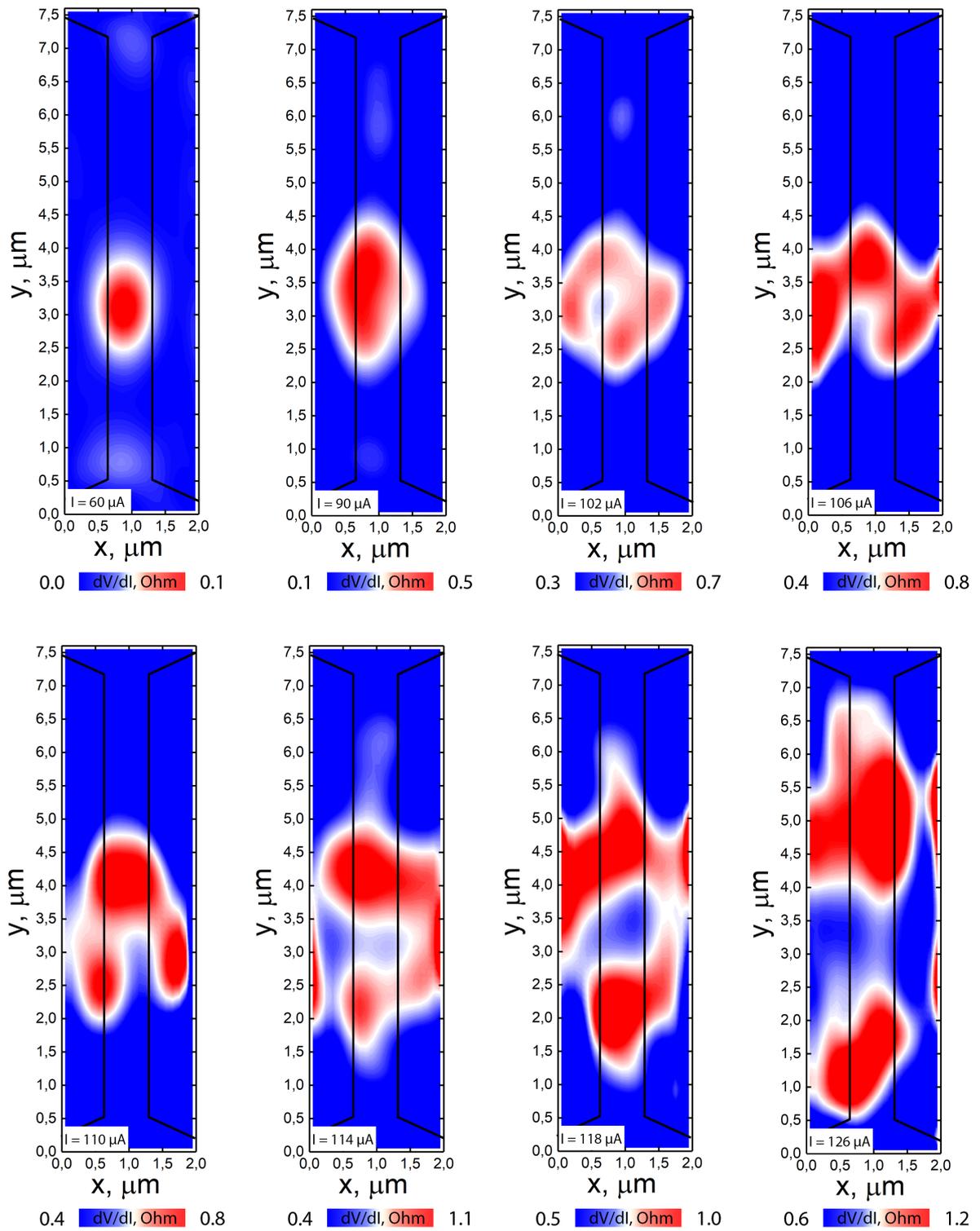


Рис. 3.9: Карты дифференциального сопротивления сужения, полученные при различных значениях тока, пропускаемого через структуру (x, y - координаты положения кантилевера). Параметры измерений: $T = 9.05 \text{ K}$, $H = 40 \text{ Gs}$, $\text{Lift} = 50 \text{ nm}$.

О влиянии поля кантилевера на проводимость мостика также свидетельствует изменение формы зависимости $R(H)$. Зонд был размещен в точке над сужением мостика, где находился дефект, положение которого было определено по рис. 3.9 а), и была проведена серия измерений зависимости $R(H)$ при различных значениях высоты кантилевера над поверхностью (см. рис. 3.9 б)). Для полученных зависимостей характерна сильная асимметричность относительно направления внешнего поля:

- При $H \uparrow \downarrow H_{tip}$ поведение зависимости $R(H)$ практически независимо от положения кантилевера.
- При $H \uparrow \uparrow H_{tip}$ на зависимости $R(H)$ наблюдаются две ступеньки, присутствие которых отражается в виде двух пиков на графике $dR/dH(H)$ (рис. 3.9 б)). При изменении высоты кантилевера над поверхностью изменяется положение одного из пиков, появление которого мы связываем с разрушением сверхпроводимости в области вблизи дефекта, над которым расположен кантилевер. Второй пик остается неподвижным, поскольку влияние поля кантилевера на соответствующий центр проскальзывания фазы оказывается ничтожно малым.

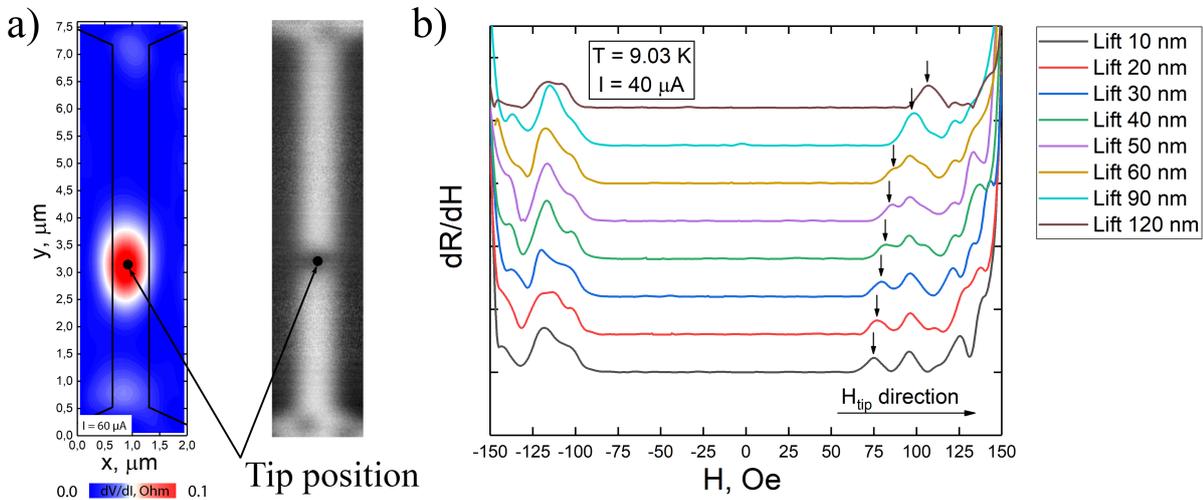


Рис. 3.10: а) Указание места расположения кантилевера над локализованным дефектом. На фазовой карте продемонстрирован пиннинг вихря Абрикосова на дефекте в результате охлаждения в магнитном поле $H = 150$ Gs. б) Серия зависимостей $dR/dH(H)$ при различных значениях высоты подъема кантилевера над поверхностью. Стрелками показано положение подвижного пика.

3.5 Моделирование уравнений TDGL для сверхпроводящего мостика с дефектом

В среде моделирования COMSOL для структуры, представляющей из себя мостик прямоугольной формы с круглым дефектом в центре (рис. 3.10), была проведена серия вычислений, моделирующая процессы, описанные в предыдущем разделе. Для этого была численно решена следующая система уравнений вида (1.16):

$$\eta \frac{\partial u_1}{\partial t} + \frac{\tilde{\nabla}}{\kappa} \cdot \mathbf{\Gamma} = \frac{1}{\kappa} (u_{3,x} + u_{4,y}) \cdot u_2 + \frac{2}{\kappa} (u_3 u_{2,x} + u_4 u_{2,y}) - (u_3^2 + u_4^2) \cdot u_1 + (\epsilon - (u_1^2 + u_2^2)) u_1,$$

$$\mathbf{\Gamma} = \begin{pmatrix} -u_{1,x} \\ -u_{1,y} \end{pmatrix}, \quad \text{Граничное условие: } \mathbf{n} \cdot \mathbf{\Gamma} = 0. \quad (3.2)$$

$$\eta \frac{\partial u_2}{\partial t} + \frac{\tilde{\nabla}}{\kappa} \cdot \mathbf{\Gamma} = \frac{1}{\kappa} (u_{3,x} + u_{4,y}) \cdot u_1 + \frac{2}{\kappa} (u_3 u_{1,x} + u_4 u_{1,y}) - (u_3^2 + u_4^2) \cdot u_2 + (\epsilon - (u_1^2 + u_2^2)) u_2,$$

$$\mathbf{\Gamma} = \begin{pmatrix} -u_{1,x} \\ -u_{1,y} \end{pmatrix}, \quad \text{Граничное условие: } \mathbf{n} \cdot \mathbf{\Gamma} = 0. \quad (3.3)$$

$$\tilde{\sigma} \frac{\partial u_3}{\partial t} + \frac{\tilde{\nabla}}{\kappa} \cdot \mathbf{\Gamma} = -(u_1^2 + u_2^2) \cdot u_3 + \frac{1}{\kappa} (u_1 u_{2,x} - u_2 u_{1,x}) - \frac{\partial H^{\text{pin}}}{\partial y},$$

$$\mathbf{\Gamma} = \begin{pmatrix} 0 \\ u_{4,x} - u_{3,y} - j_0(t) \cdot x - H^{\text{pin}} \end{pmatrix}, \quad \text{Граничное условие: } \mathbf{n} \cdot \mathbf{\Gamma} = 0. \quad (3.4)$$

$$\tilde{\sigma} \frac{\partial u_4}{\partial t} + \frac{\tilde{\nabla}}{\kappa} \cdot \mathbf{\Gamma} = -(u_1^2 + u_2^2) \cdot u_4 + \frac{1}{\kappa} (u_1 u_{2,y} - u_2 u_{1,y}) + H^{\text{cur}}(t) + \frac{\partial H^{\text{pin}}}{\partial x},$$

$$\mathbf{\Gamma} = \begin{pmatrix} -u_{4,x} + u_{3,y} + j_0(t) \cdot x + H^{\text{pin}} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \text{Граничное условие: } \mathbf{n} \cdot \mathbf{\Gamma} = 0. \quad (3.5)$$

Граничные условия в уравнениях (3.4), (3.5) обеспечивают выполнение условия $\tilde{\nabla} \times \tilde{\mathbf{A}} = H^{\text{cur}}(t) + H^{\text{pin}}$, где $H^{\text{cur}}(t) = j_0(t) \cdot x$ – поле, создаваемое током, текущим вдоль пленки (в приближении равномерного распределения тока по пленке, справедливым при $T \sim T_c$), H^{pin} – z -компонента локального магнитного поля, создаваемого кантилевером. В приближении магнитного монополя $\vec{H}^{\text{pin}}(x,y,z) = \frac{H_0 \vec{r}}{r^3}$, $H^{\text{pin}}(x,y,z) = \frac{H_0 z_0}{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + z_0^2}$, x_0, y_0, z_0 – координаты положения кантилевера. Параметры, используемые в расчетах:

- Геометрические размеры структуры: 6×10 , радиус дефекта $r = 0.4$,
- $\kappa = 4, \epsilon = 0.9, \tilde{\sigma} = 1, \eta = 1, z_0 = 0.63, H_0 = 0.032, j_0(t) = 0.016 \cdot (0.5 + t/t_0)$,
- Напряжение (в некоторых условных единицах) на структуре определялось в результате интегрирования функции $E = -u_{4,t}$ по поверхности структуры.

На представленных на рис. 3.10 картах дифференциального сопротивления наблюдаются паттерны, схожие с наблюдаемыми в эксперименте, при этом, разумеется, добиться полного соответствия было бы трудно выполнимой задачей из-за большого количества свободных параметров. Кроме того, форма дефекта существенно влияет на вид получаемых карт. Тем не менее, результаты вычислений подтверждают факт наличия дефекта в сужении ниобиевого мостика и возможность управлять проводимостью мостика с помощью локального магнитного поля кантилевера.

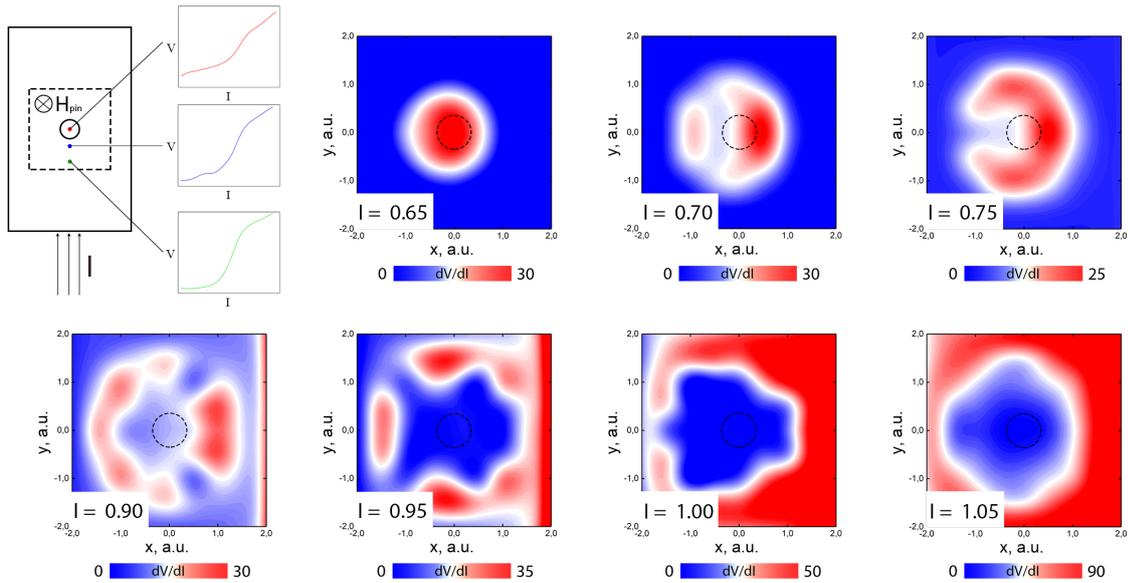


Рис. 3.11: Карты дифференциального сопротивления сверхпроводящей пленки с дефектом, полученные в результате решения уравнений TDGL в среде моделирования COMSOL

Глава 4

Заключение

В данной работе были проделаны существенные шаги в направлении исследования влияния локального электрического поля на прозрачность интерфейсов планарных сверхпроводящих устройств. Была разработана технология изготовления гибридных сверхпроводящих структур на основе топологического изолятора $\text{Bi}_2\text{Se}_2\text{Te}$, являющихся объектом исследования задачи. Была разработана и отлажена методика проведения сканирующей гейт-микроскопии на платформе низкотемпературного магнитно-силового микроскопа. Для этого была написана программа в среде LabVIEW, позволившая синхронизировать и автоматизировать сканирующую микроскопию и транспортные измерения. Для отладки методики была отдельно изготовлена структура в виде сужения на основе сверхпроводящего ниобия. С помощью разработанной методики были локализованы участки самых слабых связей между зернами пленки и была продемонстрирована возможность управления проводимостью этих участков за счет изменения положения кантилевера. При исследовании ниобиевой структуры был решен ряд важных побочных задач, была проведена оценка силы пиннинга вихрей Абрикосова в сужении, которая составила $F \approx 30$ пН. Было показано, что наблюдаемые экспериментальные данные находятся в соответствии с результатами численного моделирования. Описанные промежуточные результаты будут развиты и использованы во время обучения в магистратуре для проведения гейт-микроскопии планарных джозефсоновских контактов на основе топологических изоляторов.

Глава 5

Благодарности

Автор работы выражает признательность сотрудникам лаборатории LTQPSS за оказание помощи в развитии проекта, ценные советы и замечания. Автор благодарен Кудряшову А. В. и Шишкину А. Г. за оказание помощи в изготовлении исследуемых образцов, Баранову Д.С. и Оганнисяну Р. за помощь в освоении оборудования и активное участие в экспериментах. Автор выражает отдельную благодарность Столярову В.С. за руководство проектом и полезные обсуждения.

Литература

- [1] Weak Anti-localization and Quantum Oscillations of Surface States in Topological Insulator Bi₂Se₂Te / Lihong Bao, Liang He, Nicholas Meyer et al. // *Scientific reports*. — 2012. — 10. — Vol. 2.
- [2] Josephson field-effect transistors based on all-metallic Al/Cu/Al proximity nanojunctions / Giorgio De Simoni, Federico Paolucci, Claudio Puglia, Francesco Giazotto // *ACS nano*. — 2019. — Vol. 13, no. 7.
- [3] Large enhancement of critical current in superconducting devices by gate voltage / Mirko Rocci, Dhavala Suri, Akashdeep Kamra et al. // *Nano letters*. — 2020. — Vol. 21, no. 1.
- [4] Gate-controlled supercurrent in epitaxial Al/InAs nanowires / Tossou Elalaily, Oliver Kurtossy, Zoltán Scherubl et al. // *Nano letters*. — 2021. — Vol. 21, no. 22.
- [5] Crossover of the three-dimensional topological insulator Bi₂Se₃ to the two-dimensional limit / Yi Zhang, Ke He, Cui-Zu Chang et al. // *Nature Physics*. — 2010. — Vol. 6, no. 8. — Pp. 584–588.
- [6] Topological surface states and Dirac point tuning in ternary topological insulators / Madhab Neupane, S-Y Xu, Lewis Andrew Wray et al. // *Physical Review B*. — 2012. — Vol. 85, no. 23.
- [7] *Fu, Liang*. Superconducting proximity effect and Majorana fermions at the surface of a topological insulator / Liang Fu, Charles L Kane // *Physical review letters*. — 2008. — Vol. 100, no. 9.
- [8] *C.Nayak S.H.Simon, A.Stern M.Freedman S.DasSarma / A.Stern M.Freedman S.DasSarma C.Nayak, S.H.Simon // Reviews of Modern Physics*. — 2008. — Vol. 80.

-
- [9] *Moore, Joel E.* The birth of topological insulators / Joel E Moore // *Nature*. — 2010. — Vol. 464, no. 7286.
- [10] Evidence for preferential flux flow at the grain boundaries of superconducting RF-quality niobium / Z-H Sung, P J Lee, A Gurevich, D C Larbalestier // *Superconductor Science and Technology*. — 2018. — Vol. 31, no. 4.
- [11] Direct observation of the thickness distribution of ultra thin $Al/AlO_x/Al$ Josephson junctions / L J Zeng, S Nik, T Greibe et al. // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 2015. — Vol. 48, no. 39.
- [12] *Devred, Arnaud.* Practical Low-Temperature Superconductors for Electromagnets / Arnaud Devred. CERN Yellow Reports: Monographs. — Geneva: CERN, 2004. <https://cds.cern.ch/record/796105>.
- [13] Nonuniform and coherent motion of superconducting vortices in the picometer-per-second regime / Jonghee Lee, Hui Wang, Michael Dreyer et al. // *Physical Review B*. — 2011. — Vol. 84, no. 6.
- [14] Studies of HTSC crystal magnetization features using indicator magneto-optic films with in-plane anisotropy / L.A. Dorosinskii, M.V. Indenbom, V.I. Nikitenko et al. // *Physica C: Superconductivity*. — 1992. — Vol. 203, no. 1. — Pp. 149–156.
- [15] *Koblischka, M R.* Magneto-optical investigations of superconductors / M R Koblischka, R J Wijngaarden // *Superconductor Science and Technology*. — 1995. — Vol. 8, no. 4. — Pp. 199–213.
- [16] Magneto-Optic Characterization of Defects and Study of Flux Avalanches in High-Tc Superconductors down to Nanosecond Time Resolution / Bernd-Uwe Runge, Uwe Bolz, Johannes Boneberg et al. // *First publ. in: Laser Physics 10 (2000), 1, pp. 53-59*. — 2000. — Vol. 10.
- [17] Optical manipulation of single flux quanta / Ivan S Veshchunov, William Magrini, SV Mironov et al. // *Nature communications*. — 2016. — Vol. 7, no. 1. — Pp. 1–7.
- [18] Scanning SQUID susceptometers with sub-micron spatial resolution / John R Kirtley, Lisa Paulius, Aaron J Rosenberg et al. // *Review of Scientific Instruments*. — 2016. — Vol. 87, no. 9.

-
- [19] Imaging of super-fast dynamics and flow instabilities of superconducting vortices / Lior Embon, Yonathan Anahory, Željko L Jelić et al. // *Nature communications*. — 2017. — Vol. 8, no. 1. — Pp. 1–10.
- [20] Dynamics of single vortices in grain boundaries: I-V characteristics on the femtovolt scale / B Kalisky, JR Kirtley, EA Nowadnick et al. // *Applied physics letters*. — 2009. — Vol. 94, no. 20. — P. 202504.
- [21] A one-dimensional chain state of vortex matter / Alexander Grigorenko, Simon Bending, Tsuyoshi Tamegai et al. // *Nature*. — 2001. — Vol. 414, no. 6865. — Pp. 728–731.
- [22] Magnetic-force microscopy of vortices in thin niobium films: Correlation between the vortex distribution and the thickness-dependent film morphology / A Volodin, Kristiaan Temst, Christian Van Haesendonck et al. // *EPL (Europhysics Letters)*. — 2002. — Vol. 58, no. 4. — P. 582.
- [23] Mechanics of individual isolated vortices in a cuprate superconductor / Ophir M Auslaender, Lan Luan, Eric WJ Straver et al. // *Nature Physics*. — 2009. — Vol. 5, no. 1. — Pp. 35–39.
- [24] *Polshyn, Hryhoriy*. Manipulating multivortex states in superconducting structures / Hryhoriy Polshyn, Tyler Naibert, Raffi Budakian // *Nano letters*. — 2019. — Vol. 19, no. 8. — Pp. 5476–5482.
- [25] Local Josephson vortex generation and manipulation with a Magnetic Force Microscope / Viacheslav V Dremov, Sergey Yu Grebenchuk, Andrey G Shishkin et al. // *Nature communications*. — 2019. — Vol. 10, no. 1. — Pp. 1–9.
- [26] *Schmid, Albert*. Введение в физику сверхпроводников / Albert Schmid.
- [27] *Schmid, Albert*. A time dependent Ginzburg-Landau equation and its application to the problem of resistivity in the mixed state / Albert Schmid // *Physik der kondensierten Materie*. — 1966. — Vol. 5.
- [28] *Gulian, Armen*. Shortcut to Superconductivity / Armen Gulian. — Springer Cham, 2020.
- [29] *Alstrøm Tommy Sonne Sørensen, Mads Peter Pedersen Niels Falsig Madsen Søren*. Magnetic Flux Lines in Complex Geometry Type-II Superconductors Studied by the

Time Dependent Ginzburg-Landau Equation / Mads Peter Pedersen Niels Falsig
Madsen Søren Alstrøm, Tommy Sonne Sørensen. — 2011.

- [30] *Oripov, Bakhrom*. Time-dependent Ginzburg-Landau treatment of rf magnetic vortices in superconductors: Vortex semiloops in a spatially nonuniform magnetic field / Bakhrom Oripov, Steven M. Anlage // *Phys. Rev. E*. — 2020. — Mar. — Vol. 101. — P. 033306. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.101.033306>.