

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ МИКРОСТРУКТУР РАН — филиал ФЕДЕРАЛЬНОГО  
ГОСУДАРСТВЕННОГО БЮДЖЕТНОГО НАУЧНОГО УЧРЕЖДЕНИЯ «ФЕДЕРАЛЬНЫЙ  
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ РОССИЙСКОЙ  
АКАДЕМИИ НАУК»

На правах рукописи

Путилов Алексей Владимирович

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО–НЕОДНОРОДНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ  
МЕТОДАМИ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СКАНИРУЮЩЕЙ ЗОНДОВОЙ МИКРОСКОПИИ И  
СПЕКТРОСКОПИИ

01.04.07 — физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание ученой степени кандидата  
физико-математических наук

Научный руководитель —  
кандидат физико-математических наук  
А. Ю. Аладышкин

Нижний Новгород  
2020

# Оглавление

<b>Введение</b>	<b>5</b>
Актуальность и степень разработанности темы исследования . . . . .	5
Цели и задачи диссертации . . . . .	10
Научная новизна . . . . .	10
Теоретическая и практическая значимость работы . . . . .	11
Методология и методы исследования . . . . .	11
Положения, выносимые на защиту . . . . .	12
Личный вклад автора в получение результатов . . . . .	13
Структура диссертации . . . . .	14
<b>1 Рост и электронные свойства квазидвумерных структур</b>	<b>17</b>
1.1 Введение . . . . .	17
1.1.1 Принципы сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии . . . . .	17
1.1.2 Оборудование, использованное для СТМ/СТС исследований . . . . .	23
1.1.3 Рост тонких металлических плёнок и островков при термическом осаждении . . . . .	25
1.1.4 Структура реконструированной поверхности Si(111) $7 \times 7$ и Au(111) $22 \times \sqrt{3}$ , используемых в качестве подложек для роста структур . . . . .	27
1.2 Квантово–размерные электронные состояния и визуализация скрытых дефектов в тонких РЬ пленках . . . . .	30
1.2.1 Обзор работ по исследованию квантовых размерных эффектов в свинце и других металлах . . . . .	30
1.2.2 Напыление и характеристика тонких РЬ пленок на поверхности Si(111) $7 \times 7$ . . . . .	34
1.2.3 Мелкомасштабная неоднородность дифференциальной проводимости в РЬ пленках . . . . .	37
1.2.4 Крупномасштабные пространственно–неоднородные состояния и визуализация скрытых дефектов в пленках РЬ . . . . .	41
1.3 Исследование начальной стадии роста ниобий-содержащих структур на поверхности Si(111) $7 \times 7$ . . . . .	45

1.3.1	Обзор литературы по особенностям роста и электрофизическим свойствам Nb и Nb-содержащих соединений на поверхности полупроводников . . . . .	45
1.3.2	Методика напыления и характеристики выращенных структур . . . . .	47
1.3.3	Квазиодномерные структуры . . . . .	48
1.3.4	Квазидвумерные структуры . . . . .	49
1.3.5	Трехмерные ограниченные островки . . . . .	51
1.4	Особенности роста поверхностных структур при адсорбции Ge на поверхности Au(111) . . . . .	52
1.4.1	Обзор литературы по созданию двумерных материалов на основе элементов IV группы . . . . .	52
1.4.2	Начальная стадия адсорбции Ge на поверхности Au(111): покрытие менее 0.1 монослоя . . . . .	53
1.4.3	Образование Ge/Si структур в результате напыления Ge на поверхности Au(111) . . . . .	54
1.5	Основные результаты главы 1 . . . . .	56
<b>2</b>	<b>Пространственно неоднородные квазичастичные состояния в сверхпроводниках и нормальных металлах</b>	<b>58</b>
2.1	Введение . . . . .	58
2.1.1	Основы феноменологической теории сверхпроводимости . . . . .	58
2.1.2	Вихревая решетка в сверхпроводниках II рода . . . . .	60
2.1.3	Туннельный эффект между сверхпроводником и нормальным металлом	62
2.2	Особенности анизотропии кристаллической структуры и зонной структуры FeSe	66
2.2.1	Методика измерения плотности состояний в FeSe . . . . .	67
2.3	Исследование вихревой решетки в монокристаллах FeSe во внешнем магнитном поле . . . . .	70
2.3.1	Структура кора вихря в монокристаллах FeSe: определение размеров кора и анизотропии его формы . . . . .	70
2.3.2	Трансформация вихревой решетки в монокристаллах FeSe при повышении внешнего магнитного поля. . . . .	77
2.3.3	Описание трансформации вихревой решетки в рамках двухзонной модели Гинзбурга–Ландау . . . . .	80
2.4	Пространственно-неоднородная сверхпроводимость в FeSe вблизи одномерного дефекта . . . . .	82
2.5	Основные результаты главы 2 . . . . .	84
<b>3</b>	<b>Поверхностная сверхпроводимость в микромостиках в резистивном состоянии</b>	<b>86</b>
3.1	Введение . . . . .	86
3.1.1	Критическое поле $H_{c3}$ и поверхностная сверхпроводимость . . . . .	86

3.1.2	Обзор работ по исследованию поверхностной сверхпроводимости $H_{c3}$ и методы его исследования . . . . .	88
3.1.3	Основы нестационарной теории Гинзбурга–Ландау . . . . .	90
3.2	Экспериментальное исследование сверхпроводимости методом низкотемпературной сканирующей лазерной микроскопией . . . . .	91
3.3	Численное моделирование сверхпроводящего мостика в резистивном состоянии с помощью нестационарной теории Гинзбурга–Ландау . . . . .	94
3.4	Основные результаты главы 3 . . . . .	100
	<b>Заключение</b>	<b>102</b>
	<b>Список публикаций автора по теме диссертации</b>	<b>104</b>
	<b>Список цитируемой литературы</b>	<b>107</b>

# Введение

## Актуальность темы исследования и степень разработанности темы

При разработке устройств современной микроэлектроники ученые стремятся к уменьшению размеров логических элементов, элементов памяти и соединяющих их проводников. Это позволяет располагать элементы с большей плотностью и уменьшать емкость элементов, что увеличивает быстродействие устройств и снижает их энергопотребление.

Однако существуют естественные ограничения на размеры элементов, связанные с проявлением квантовых эффектов. Они не проявляются на микроуровне, но возникают и становятся важными при уменьшении размеров до нанометрового масштаба (Ferry and Goodnick [1], Davies [2], Демиховский и Вугальтер [3]). В первую очередь уменьшение размеров приводит квантованию энергетического спектра и изменению плотности состояний при низких температурах. Такие пространственные неоднородности, связанные с геометрическими параметрами системы, проявляются в транспортных свойствах (например, при исследовании кондактанса мезоскопических структур), в оптических свойствах низкоразмерных структур.

Если характерные геометрические размеры системы много больше диффузионной длины, роль слабых дефектов можно описывать поправками к интегральным характеристикам (проводимости, теплопроводности и др.), см. монографию Гантмахера [4]. В мезоскопических системах, геометрические размеры которых сравнимы с диффузионной длиной, усреднение по дефектам становится невозможным. Для исследования влияния дефектов на электронные свойства наиболее важными становятся локальные методы, пространственное разрешение которых сравнимо с размерами дефектов или как минимум с характерным расстоянием между соседними дефектами. Среди зондовых методов одним из наиболее удобных для исследования локальных электронных свойств является сканирующая туннельная микроскопия и спектроскопия (СТМ и СТС). Это позволяет одновременно исследовать и рельеф поверхности (измеряя тем самым геометрические параметры исследуемой структуры), и извлекать локальную плотность состояний из вольт-амперной характеристики туннельного контакта.

Особенности техники СТМ и СТС подробно описанная в ряде монографий (например, Wiesendanger [5], Stroscio [6], Chen [7]). Эти методы успешно применяются в значительном числе исследований поверхностей полупроводников, металлов и сверхпроводников (Stroscio, [6]). С помощью СТМ и СТС успешно исследуют форму поверхности и особенности роста

структур, процессы адсорбции и десорбции, а также ряд электронных свойств с высоким пространственным разрешением вплоть до атомарного. Сюда входят измерение локальной работы выхода, исследование локализованных на дефектах энергетических уровней, исследование локальной величины полупроводниковой щели, в сверхпроводящих образцах — измерение пространственного распределения сверхпроводящей щели а также исследования вихревой решетки.

Исторически одними из первых наблюдений явления размерного квантования тонкопленочных структурах было наблюдение интерференционных эффектов в отражении низкоэнергетичных электронов от тонкой золотой пленки (Thomas *et al* [8]). Обнаруженный эффект объяснялся интерференцией электронов, отраженных от границ золото–вакуум и золото–подложка и наблюдался для пленок толщиной менее 8 нм. Было показано, что период осцилляций коэффициента отражения как функции энергии падающего пучка увеличивается с уменьшением толщины Au слоя. Впоследствии квантовые размерные эффекты многократно исследовались различными методами, которые, как правило, демонстрировали обратно-пропорциональную зависимость характерного межуровневого расстояния в дискретном спектре от толщины структуры. Впоследствии наблюдалась периодическое изменение дифференциальной проводимости при электронном туннелировании из тонких пленок Pb, Mg, Au, Ag через диэлектрический барьер в работах Jaklevic *et al* [9; 10], осцилляции коэффициента прохождения электронов как функции энергии в системах Ni/Cu/Ni (Zhu *et al* [11]), в системах Cu/W и Ag/Cu (Jonker *et al* [12; 13]). В связи с использованными экспериментальными методами во всех этих работах исследовались незаполненные электронные состояния над поверхностью Ферми. Несколько позже наблюдалось явление размерного квантования заполненных электронных состояний, например, при исследовании сопротивления платиновой пленки в широком диапазоне толщин в работах Hoffmann and Fischer [14; 15], а также при исследовании локализации в тонких Au пленках в работе Chaudhari *et al* [16]. С помощью фотоэлектронной спектроскопии квантовые размерные эффекты исследовались в тонких пленках Ag на поверхности Si(111) (Wachs *et al* [17]), Na и Ba на поверхности Cu(111) (Lindgren and Wallden [18]), Ag на поверхности Au (Miller *et al* [19]). В последней работе также показано, что в симметричной системе — тонкой Au пленке на поверхности Ag — осцилляций не наблюдается, что связано с особенностями зонной структуры этих металлов.

В данной диссертации рассматривается еще одна известная система для исследования квантовых размерных эффектов — это тонкие Pb пленки и островки на поверхности Si(111)  $7 \times 7$ . Оригинальным результатом работы является исследование дефектов в тонких Pb пленках с помощью наблюдения уровней размерного квантования. Показано, что энергия уровней размерного квантования может быть пространственно-зависимы, предложена модель для описания таких зависимостей.

Низкоразмерные твердотельные структуры, такие как единичные адсорбированные атомы, кластеры и наноструктуры, образующиеся в процессе осаждения атомов на предварительно подготовленную полупроводниковую подложку, широко применяются в приборах и

устройствах микро- и нанoeлектроники, в основе работы которых лежат квантовые эффекты. Начальная стадия роста металлических структур на полупроводниковых подложках имеет важное значение для создания многослойных структур и с прикладной, и с фундаментальной точки зрения.

В зависимости от условий напыления, материала подложки и напыляемого вещества возможно формирование атомарно гладкого интерфейса, взаимная диффузия напыляемого вещества и материала подложки, либо протекание между ними химической реакции. Понимание условий формирования границы раздела металл — полупроводник того или иного типа, зависимость параметров образующейся границы от условий роста (скорости напыления, температуры подложки) имеет большое значения для развития электроники. В диссертации рассматривается вопрос о начальной стадии роста ниобийсодержащих структур на поверхности Si(111)  $7 \times 7$ . Интерес к такой системе связан с возможностью формирования тонкой сверхпроводящей Nb пленки с контролируемыми параметрами, а также возможность формирования сверхпроводящих силицидов ниобия, критическая температура которых может достигать 13 К (Feldman and Hammond [20]). В диссертации рассмотрена начальная стадия роста Nb на поверхности Si(111)  $7 \times 7$ , характеристика и исследование формируемых квазиодномерных и квазидвумерных структур методами СТМ и СТС.

Открытие графена в 2004 году в работе Novoselov *et al* [21] показало, что двумерные кристаллы толщиной в один атомный слой могут быть стабильны, и что такие материалы могут обладать удивительными физическими свойствами благодаря электронной структуре. Графен является двумерной аллотропной модификацией углерода и представляет собой пленку (толщиной в один атом), состоящую из атомов углерода, находящихся в состоянии  $sp^2$ -гибридизации и соединенных посредством  $\sigma$ - и  $\pi$ -связей в гексагональную двумерную кристаллическую решетку. В графене электроны ведут себя как безмассовые частицы и характеризуются линейной зависимостью энергии от импульса. Учет спин-орбитального взаимодействия приводит возникновению щели, величина которой, как правило, существенно меньше  $kT$  даже при температурах порядка 1 К. Таким образом, спектр можно считать линейным, а линейность дисперсии приводит к высокой проводимости и теплопроводности, а также высокой подвижности электрических зарядов. Это открывает новые возможности для использования графена в микро- и нанoeлектронике. Одним из недостатком графена для некоторых потенциальных применений в микроэлектронике является отсутствие запрещенной зоны. Поэтому усилия различных групп ученых направлены на получение аналогов графена с ненулевой запрещенной зоной. Одним из решений является использование элементов четвертой группы с большим атомным номером, более сильным спин-орбитальным взаимодействием и, соответственно, большей шириной запрещенной зоны. Такие материалы — силицен, германен и станен, представляющие собой атомарный слой кремния, германия или олова, соответственно. В настоящее время синтез силицена был успешно изучен с использованием метода молекулярно-лучевой эпитаксии на поверхности Ag(111). Было выявлено существование различных поверхностных фаз силицена на поверхности серебра:  $4 \times 4$ ,  $(2\sqrt{3} \times 2\sqrt{3}) - R30^\circ$ ,  $(\sqrt{13} \times \sqrt{13}) - R13.9^\circ$  в работах Vogt *et al* [22], Chen *et al* [23], Feng *et al* [24],

Jamgotchian *et al* [25]. Исследования возможности создания германена описаны в работах Li *et al* [26], Davila *et al* [27], Derivaz *et al* [28]. Станен успешно синтезирован на поверхности топологического изолятора  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  (Zhu *et al* [29]), на поверхности  $\text{Sb}(111)$  (Gou *et al* [30]) и поверхности  $\text{Ag}(111)$  (Yuhara *et al* [31]). В диссертации представлены оригинальные результаты по синтезу германена на поверхности  $\text{Au}(111)$ . Показано, что вместо формирования монослоя происходит взаимная диффузия атомов Au и Ge.

В металлах характерными масштабами являются межатомное расстояние, длина свободного пробега квазичастиц  $l$ , и в случае мезоскопического объекта — геометрические размеры. В сверхпроводниках наряду с имеющимися характерными масштабами появляется длина когерентности  $\xi_0$ , которая может составлять доли нанометра в высокотемпературных сверхпроводниках (что сравнимо с межатомным расстоянием) до микрон (например, в алюминии). В зависимости от соотношения между  $l$  и  $\xi_0$  выделяют два предельных случая: сверхпроводники в чистом пределе ( $l \gg \xi_0$ ) и в грязном пределе ( $l \ll \xi_0$ ). В магнитном поле в сверхпроводниках II рода может формироваться вихревая решетка, в связи с чем возникает еще один масштаб — межвихревое расстояние, которое определяется величиной внешнего поля. В достаточно сильном магнитном поле вихревая сверхпроводимость в объеме и вихревая решетка разрушаются. При этом существует диапазон магнитных полей, в которых сохраняется поверхностная сверхпроводимость, локализованная при низких температурах на масштабе  $\xi_0$  у границ сверхпроводника.

Традиционно считалось, что магнетизм и магнитные элементы (в частности, Fe) является несовместимым со сверхпроводимостью. При этом долгое время были известны некоторые Fe-содержащие сверхпроводники, в которых Fe не обладал магнитными свойствами: например,  $\text{Th}_7\text{Fe}_3$  ( $T_c = 1.8$  К),  $\text{U}_6\text{Fe}$  ( $T_c = 3.9$  К) и другие, и даже само железо под давлением становится сверхпроводником с  $T_c = 1.8$  К (обзор Stewart [32]). Тем не менее, открытие в 2008 году сверхпроводимости в  $\text{LaFeAsO}$  (Kamihara *et al* [33]) с  $T_c = 26$  К при допировании фтором было неожиданным и многообещающим по целому ряду причин. Во-первых, открытие повлекло за собой очень быстрое появление ряда Fe-содержащих сверхпроводников с существенно большей критической температурой ( $\text{Gd}_{0.8}\text{Th}_{0.2}\text{FeAsO}$ ,  $\text{Sr}_{0.5}\text{Sm}_{0.5}\text{FeAsF}$ ,  $\text{Ca}_{0.4}\text{Nd}_{0.6}\text{FeAsF}$ ). Путь к повышению критической температуры схож с тем, как шел поиск высокотемпературных сверхпроводников двумя десятилетиями ранее. Сначала критическую температуру пытались увеличить в соединениях под давлением, после чего воспроизводили аналогичное искажение кристаллической структуры замещением атомов (т.н. «химическое давление»). Например, в случае  $\text{LaFeAsO}$  допированного фтором было обнаружено, что при давлении 4 ГПа критическая температура возрастает до 43 К. Вскоре исследователи использовали «химическое давление», замещая La на меньшие по размеру редкоземельные ионы и достигнув  $T_c = 43$  К в  $\text{SmFeAsO}_{0.85}\text{F}_{0.15}$  (Chen *et al* [34]) и  $T_c = 55$  К в  $\text{SmFeAsO}_{0.85}$ , изготовленном в ходе синтеза при высоком давлении (Ren *et al* [35]). Это привело к появлению нового класса сверхпроводников на основе решетки вида  $\text{FeX}$ , где X — элемент V группы (P, As) или VI группы (S, Se, Te), далее я ограничусь рассмотрением лишь таких Fe-содержащих



сверхпроводников. Наиболее распространенные классы соединений — это материалы '11', например FeSe, состоящий из слоев; материалы '1111', например  $\text{LaFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ , когда между слоями FeX лежит дополнительный оксидный слой; материалы '111', например, LiFeAs и материалы '122', например  $\text{Sr}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ , в которых между слоями FeX лежит слой ионов, а также ряд более сложных соединений (см. обзор Hoffman [36]). Во-вторых, в Fe-содержащих сверхпроводниках механизм спаривания может быть связан с существованием магнетизма на фазовой диаграмме. Считается, что основную роль играют не фононы, как в низкотемпературных сверхпроводниках, а различные электронные возбуждения, например, одним из вероятных кандидатов считаются спиновые флуктуации (что подтверждается исследованиями неупругого рассеяния нейтронов). Сверхпроводимость Fe-содержащих соединений существенно отличается и от низкотемпературной, и от высокотемпературной сверхпроводимости.

В низкотемпературных сверхпроводниках сверхпроводящая щель имеет s-симметрию и квазичастичные возбуждения экспоненциально малы при  $T \rightarrow 0$ , тогда как во многих Fe-содержащих сверхпроводниках щель обращается в нуль в некоторых направлениях в зоне Бриллюэна, кроме того, щель существует на разных листах поверхности Ферми в многозонных материалах. В отличие от высокотемпературных сверхпроводников, электронные корреляции в Fe-содержащих сверхпроводниках существенно слабее; они не так чувствительны к уровню допинга (а для некоторых соединений, например, FeSe, LiFeAs, допинг не требуется для наблюдения сверхпроводимости); в нормальном состоянии они являются хорошими металлами в отличие от ВТСП. В данной работе мы исследовали кристаллы FeSe, который является Fe-содержащим сверхпроводником с наиболее простой кристаллической структурой.

Формирование пространственно-неоднородных состояний возможно благодаря наличию различных неоднородностей в сверхпроводнике. Это может быть граница с нормальным металлом и возникающий при этом эффект близости (Шмидт [37]), двойниковая граница в материале (Хлюстикова и Буздин [38]), пространственно-неоднородное магнитное поле, созданное, например, доменной стенкой в близко расположенном к сверхпроводнику ферромагнетике (Aladyshkin *et al* [39]) или просто однородное магнитное поле, которое формирует в сверхпроводнике вихревую структуру (Hess *et al* [40; 41]).

Еще одним примером пространственно-неоднородной сверхпроводимости являются поверхностные сверхпроводящие состояния в магнитном поле  $H_{c2} < H < H_{c3}$ . Они были открыты в 1963 году (Saint-James and de Gennes [42]) и хорошо исследованы теоретически (Fink *et al* [43], Абрикосов [44], Park [45]) и экспериментально (Hempstead and Kim [46], Kirschenbaum [47], Strongin *et al* [48; 49]). Однако и транспортные, и индуктивные измерения не позволяют напрямую визуализировать поверхностные сверхпроводящие состояния, это удалось сделать в работе Ning *et al* [50], методом сканирующей туннельной спектроскопии. В диссертации рассматривается еще один способ визуализации неоднородных сверхпроводящих состояний — это сканирующая лазерная микроскопия.

В диссертации рассмотрены задачи по исследованию пространственно-неоднородных

сверхпроводящих состояний в чистом пределе. Это вихревая решетка в монокристаллах FeSe и прикраевое сверхпроводящее состояние в микромостиках в резистивном состоянии.

## Цели и задачи диссертации

Настоящая диссертация посвящена исследованию пространственно–неоднородных электронных состояний в нормальных металлах и сверхпроводящих структурах. Для этого были решены следующие задачи.

- Исследовать квантовые размерные эффекты в тонких Pb пленках и островках в окрестности структурных дефектах. Определить влияние дефектов на энергию уровней размерного квантования.
- Исследовать начальную стадию роста Nb наноструктур на поверхности Si(111)  $7 \times 7$ . Определить условия формирования кристаллических и аморфных Nb–содержащих структур. Определить тип туннельной проводимости формируемых структур.
- Исследовать возможность создания монослоя Ge на поверхности Au(111) при термическом осаждении в условиях сверхвысокого вакуума.
- Исследовать особенности вихревой решетки в монокристаллах FeSe. Определить, как изменяется симметрия вихревой решетки и структура сердцевины вихря при повышении магнитного поля.
- Исследовать плотность состояний в FeSe в сверхпроводящем состоянии в окрестности протяженного дефекта.
- Для интерпретации наблюдаемых в эксперименте особенностей отклика сверхпроводящего микромостика на локальное лазерное воздействие выполнить численное моделирование мезоскопических сверхпроводящих структур.

## Научная новизна

Все основные результаты, представленные в данной работе, являются новыми и теоретически значимыми. Научная новизна определяется оригинальностью поставленных задач и заключается в следующих результатах.

- Обнаружены крупномасштабные неоднородности дифференциальной туннельной проводимости на заданной энергии в режиме постоянного тока для плёнок свинца. Показано, что неоднородность связана со смещением уровней размерного квантования. Предложена модель, позволяющая описывать обнаруженную неоднородность зависимостью энергии дна зоны проводимости от латеральных координат.
- Получены квазиодномерные и двумерные ниобий–содержащие островки, а также объемные островки с огранкой методом термического осаждения ниобия на поверхность Si(111)  $7 \times 7$  в условиях сверхвысокого вакуума и исследованы их электронные свойства *in-situ* с помощью СТМ/СТС. Показано, что Nb при осаждении на нагретую до температуры 450 °C подложку Si(111)  $7 \times 7$  не образует смачивающего слоя.

– Исследована начальная стадия осаждения Ge на поверхность Au(111) в процессе термического напыления в сверхвысоком вакууме. Показано, что в результате адсорбции Ge на поверхности Au(111) даже при комнатной температуре происходит замещение атомов Au атомами Ge в нескольких приповерхностных слоях.

– Исследована анизотропия кора вихрей в FeSe методом низкотемпературной СТМ/СТС. Показано, что анизотропия кора вихря (отношение размера кора в двух перпендикулярных направлениях высокой симметрии) растет с повышением внешнего магнитного поля.

– Исследован кроссовер и переход вихревой решетки из треугольной в квадратную в монокристаллах FeSe методом низкотемпературной СТМ/СТС.

– Обнаружено расщепление пиков когерентности в монокристаллах FeSe вблизи протяженного дефекта.

– В рамках нестационарной теории Гинзбурга–Ландау выполнено численно моделирование отклика мезоскопического сверхпроводника в резистивном состоянии на локальный нагрев. Полученные результаты позволяют интерпретировать наблюдаемые в эксперименте особенности отклика сверхпроводящего микроэлектродного устройства на локальное лазерное воздействие.

## Теоретическая и практическая значимость работы

Теоретическая значимость работы связана с тем, что полученные в работе экспериментальные результаты вносят существенный вклад в понимание структуры смешанного состояния в монокристаллах FeSe.

Практическая ценность работы в основном заключается в следующем:

– Развитию методов формирования тонкопленочных наноструктур на основе Ge, Nb, Pb в условиях сверхвысокого вакуума.

– Развитию методов диагностики уровней размерного квантования и скрытых дефектов в тонких Pb пленках и островках с помощью СТС на основе изучения карт дифференциальной проводимости при фиксированном напряжении на туннельном зазоре игла–образец в режиме заданного туннельного тока.

– Развитию методов определения размеров сердцевин вихря и параметров вихревой решетки, исследование их зависимости от приложенного магнитного поля.

## Методология и методы исследования

В работе использовались следующие теоретические методы и подходы:

– Стационарная теория Гинзбурга–Ландау для описания равновесных сверхпроводящих свойств, поверхностной сверхпроводимости и вихревой решетки в многозонных сверхпроводниках II рода.

– Нестационарная теория Гинзбурга–Ландау для исследования транспортных свойств наноструктурированных сверхпроводников в однородном магнитном поле в резистивном состоянии.

Основными экспериментальными методами исследования были низкотемпературная сканирующая туннельная микроскопия в режиме удержания постоянного туннельного тока и сканирующая туннельная спектроскопия в режиме заданной высоты. В спектроскопических измерениях применялась методика синхронного детектирования. Для характеристики качества исследуемых структур использовались дифракция быстрых электронов. Для подготовки образцов, изготовленных *ex-situ* использовались скол в высоком вакууме и травление ионами аргона  $\text{Ar}^+$  и термический отжиг. Описанные методы и подходы являются общепризнанными для подготовки образцов, характеристики образцов и исследования их электронных свойств.

Для обработки и интерпретации экспериментальных данных использовались статистические методы анализа, аппроксимация методом наименьших квадратов, преобразование Фурье, триангуляция Делоне.

Для обработки топографических СТМ изображений в основном использовалась программа Gwyddion. В качестве вспомогательных программ использовались пакеты WSxM, XPMPro, а также скрипт на языке Python. Для обработки результатов точечной спектроскопии и grid-спектроскопии использовались оригинальные скрипты, написанные для среды Python и MatLab.

## Положения, выносимые на защиту

[1] Для достаточно толстых  $\text{Pb}(111)$  пленок (толщиной не менее 60 монослоев) обнаружен плавный систематический сдвиг уровней размерного квантования на величину порядка 50 мэВ на пространственных масштабах порядка 100 нм, который связан с наличием внутренних напряжений вблизи дефектов кристаллической структуры в таких пленках.

[2] В монокристаллах  $\text{FeSe}$  сердцевина вихрей имеет эллиптическую форму, при этом анизотропия сердцевин вихря (отношение большой и малой полуосей эллипса) зависит от внешнего магнитного поля  $H$ , ориентированного перпендикулярно плоскости слоев, и растет с его увеличением от  $1.5 \pm 0.1$  для  $H = 1$  Тл до  $2.2 \pm 0.1$  для  $H = 7$  Тл.

[3] В монокристаллах  $\text{FeSe}$  в сверхпроводящем состоянии во внешнем магнитном поле возникает вихревая структура, которая при  $H \leq 1$  Тл является гексагональной, а при повышении магнитного поля искажается и переходит в решетку, близкую к квадратной. Анизотропия вихревой решетки не совпадает с анизотропией кора вихря в диапазоне магнитных полей  $0 \leq H \leq 7$  Тл.

[4] Падение напряжения  $\Delta V$ , индуцированное в сверхпроводящих микромостиках фокусированным лазерным лучом при  $H_{c2} < H < H_{c3}$ , имеет выраженные максимумы вблизи краев микромостика, при этом ширина максимумов определяется диаметром лазерного луча. Этот факт позволяет интерпретировать результаты экспериментов по сканирующей лазерной микроскопии в сильных магнитных полях как доказательство существования поверхностной (прикраевой) сверхпроводимости.

[5] При термическом напылении Nb на реконструированную поверхность Si(111)  $7 \times 7$  формируются одномерные и двумерные Nb-содержащие островки с латеральным размером до 200 нм без формирования смачивающего слоя. Квазидвумерные островки обладают кристаллической структурой и демонстрируют несколько характерных типов поверхностной реконструкции. Эти структуры обладают металлическим типом туннельной проводимости при азотных температурах и полупроводниковым типом при гелиевых температурах.

[6] Адсорбция атомов Ge на поверхности Au(111) при комнатной температуре приводит к росту бинарного слоя, состоящего из перемешанных атомов Au и Ge. Отжиг бинарного слоя до температуры  $T_s \sim 500$  К, равно как и адсорбция Ge на поверхности Au(111), находящейся при температуре  $T_s \sim 500$  К, приводят к одинаковому структурному переходу и образованию сплава Au–Ge как минимум в двух приповерхностных слоях. Этот процесс делает невозможным формирование монослоя Ge на поверхности Au(111).

## **Личный вклад автора в получение результатов**

Работы по росту тонких свинцовых пленок и островков выполнялось совместно с А. Ю. Аладышкиным и С. С. Уставщиковым. Измерения крупномасштабных неоднородностей туннельной проводимости свинцовых пленок, обработка и интерпретация полученных экспериментальных данных выполнены диссертантом лично. Термическое напыление Nb островков, анализ кристаллической структуры и туннельной проводимости этих островков выполнены лично. Рост Ge/Au структур и анализ образующегося бинарного соединения выполнен совместно с Д. А. Музыченко и А. Ю. Аладышкиным.

Синтез монокристаллов FeSe выполнено Д. Чареевым, О. С. Волковой, А. Н. Васильевым. Измерения в сканирующем туннельном микроскопе Unisoku выполнено совместно с S. Moore, C. di Giorgio, D. Trainer под руководством M. Iavarone. Обработка и анализ полученных экспериментальных данных выполнен при частичном участии J. Curtis и А. Ю. Аладышкина. Численное моделирование вихревой решетки в сверхпроводнике в рамках двухзонной модели Гинзбурга–Ландау выполнено В. Л. Вадимовым и А. С. Мельниковым.

Nb мостики изготовлены M. Kemmler, D. Bothner, A. Loerincz и K. Pin. Транспортные измерения и сканирующая лазерная микроскопия выполнена R. Werner. Численное моделирование транспортных характеристик микромостиков выполнено лично с использованием программы GLDD, которая создана В. В. Куриным, И. А. Шерешевским, И. М. Нефедовым, А. Ю. Аладышкиным и Д. А. Рыжовым.

## **Степень достоверности и апробация результатов исследования**

Достоверность полученных результатов обеспечивается оптимальным выбором апробированных и хорошо известных методов измерения, методов обработки экспериментальных

данных и теоретических моделей. Полученные экспериментальные данные согласуются с результатами других исследовательских групп, полученных для таких же или аналогичных структур. Основные результаты работы согласуются с существующими теоретическими моделями. Работа была выполнена в ИФМ РАН (Н. Новгород) в 2010–2020 годах, представленные результаты неоднократно обсуждались на семинарах ИФМ РАН по физике твердого тела, в НГТУ им. Алексеева и в университете Temple (Филадельфия).

Результаты диссертации были представлены на ряде российских и международных конференций в 2012–2019 годах. В частности, на международном симпозиуме «Нанозондирование и наноэлектроника» (Нижний Новгород, 2012, 2014–2020 годы), ежегодной конференции американского физического общества APS March Meeting (Новый Орлеан, 2017), XIX Нижегородской сессии молодых ученых в Арзамасе (Арзамас, 2014), III международной школе по физике поверхности «Technologies and Measurements on Atomic Scale» (Сочи, 2014), XVIII всероссийской конференции «Проблемы физики твердого тела и высоких давлений» (Сочи, 2019), на международной конференции «Сканирующая зондовая микроскопия» (Екатеринбург, 2017), а также на Всероссийской конференции «Особенности применения сканирующей зондовой микроскопии в вакууме и различных средах» (Черноголовка, 2019).

## Структура диссертации

Диссертационная работа состоит из введения, трех глав, заключения, списка цитируемой литературы (190 работ) и списка работ автора по теме диссертации (7 публикаций автора в реферируемых научных журналах и 16 публикаций в трудах и тезисах конференций) по теме диссертации. Общий объем диссертации составляет 121 страниц и включает 48 рисунков и 2 таблицы.

Первая глава посвящена исследованию морфологических и электронных свойств Pb, Nb и Ge наноструктур, созданных на атомарно-гладких подложках Si(111)  $7 \times 7$  и Au(111)  $22 \times \sqrt{3}$ . Основным методом исследования является сканирующая туннельная микроскопия и спектроскопия.

В разделе 1.2 исследуется пространственная зависимость дифференциальной проводимости ультратонких Pb пленок, осажденных на поверхность Si(111)  $7 \times 7$ . Для Pb пленок характерно наличие квантово-размерных состояний электронов проводимости и, соответственно, максимумов дифференциальной туннельной проводимости, при этом их энергия определяется в основном локальной толщиной Pb слоя. Обнаружено, что величина туннельной проводимости в пределах атомарно-гладких террас может быть пространственно неоднородна, при этом период мелкомасштабной модуляции совпадает с периодом реконструкции Si(111)  $7 \times 7$ . Для достаточно толстых Pb пленок обнаружены крупномасштабные неоднородности туннельной проводимости, проявляющиеся в плавном сдвиге уровней размерного квантования на величину порядка 50 мэВ на пространственных масштабах порядка 100 нм. Такие неоднородности туннельной проводимости и, соответственно, плотности состояний в пленках Pb могут быть связаны с наличием внутренних дефектов кристаллической структуры, напри-

мер, локальных напряжений.

В разделе 1.3 исследована начальная стадия процесса роста островковых наноструктур в ходе термического осаждения ниобия на реконструированную поверхность Si(111)  $7 \times 7$ . Обнаружено, что при напылении ниобия на подложку при комнатной температуре на поверхности кремния формируются кластеры и наноструктуры с характерным латеральным размером до 10 нм с металлическим типом туннельной проводимости при низких температурах. При напылении ниобия на нагретую подложку формируются квазиодномерные (1D) и квазидвумерные (2D) структуры (с типичными латеральными размерами до 200 нм) и трехмерные пирамидальные островки с полупроводниковым типом туннельной проводимости при низких температурах.

В разделе 1.4 представлены результаты исследования начальной стадии адсорбции Ge на поверхности Au(111). Установлено, что адсорбция единичных атомов Ge на поверхности Au(111) при комнатной температуре приводит к замещению атомов Au атомами Ge в первом поверхностном слое, что при дальнейшем увеличении степени покрытия до 0.2–0.4 монослоя приводит к последовательному росту аморфоподобного бинарного слоя, состоящего из перемешанных атомов Au и Ge. Показано, что отжиг бинарного слоя до температуры 500 К, равно как и адсорбция Ge на поверхности Au(111), находящейся при температуре 500 К, при степенях покрытия вплоть до 1 монослоя приводят к одинаковому структурному переходу и образованию сплава Au–Ge как минимум в двух приповерхностных слоях. На основании полученных данных сделан вывод о невозможности формирования однослойного германена на поверхности Au(111) при степенях покрытия менее одного монослоя и в диапазоне температур от комнатной до 200°C.

Глава 2 посвящена исследованию пространственно-неоднородных сверхпроводящих состояний в монокристаллах FeSe. Раздел 2.1 содержит обзорную информацию об основных свойствах сверхпроводников, включая основные понятия теории Гинзбурга–Ландау, которая применяется к описанию вихревой решетки в сверхпроводниках II рода. В разделе 2.2 методами сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии исследованы особенности структуры вихревой решетки в монокристаллах FeSe во внешнем магнитном поле. Показано, что вихревая решетка, являющаяся гексагональной в слабых магнитных полях, при повышении этого поля постепенно трансформируется и становится почти квадратной в сильных полях. Показано, что анизотропия сердцевин вихря увеличивается с ростом магнитного поля. Представлены результаты численного моделирования в рамках двухзонной модели Гинзбурга–Ландау, которые позволяют на качественном уровне воспроизвести наблюдаемые экспериментально особенности вихревой структуры. В разделе 2.3 исследуется пространственное распределение параметра порядка вблизи линейного дефекта в монокристалле FeSe.

Глава 3 посвящена исследованию локализованной и прикраевой сверхпроводимости в микроэлементах в резистивном состоянии. В разделе 3.1 изложена краткая теория локализованной поверхностной сверхпроводимости в рамках модели Гинзбурга–Ландау и представлен анализ литературы по экспериментальному исследованию поверхностной сверхпроводимости. В разделе 3.2 представлены описание эксперимента по визуализации прикраевой

сверхпроводимости в Nb мостиках с помощью фокусированного лазерного луча. В разделе 3.3 описана процедура численного моделирования резистивного состояния мезоскопического сверхпроводника. Показано, что результаты численного моделирования помогают понять и интерпретировать экспериментальные результаты.



# Глава 1

## Рост и электронные свойства квазидвумерных структур

### 1.1 Введение

#### 1.1.1 Принципы сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии

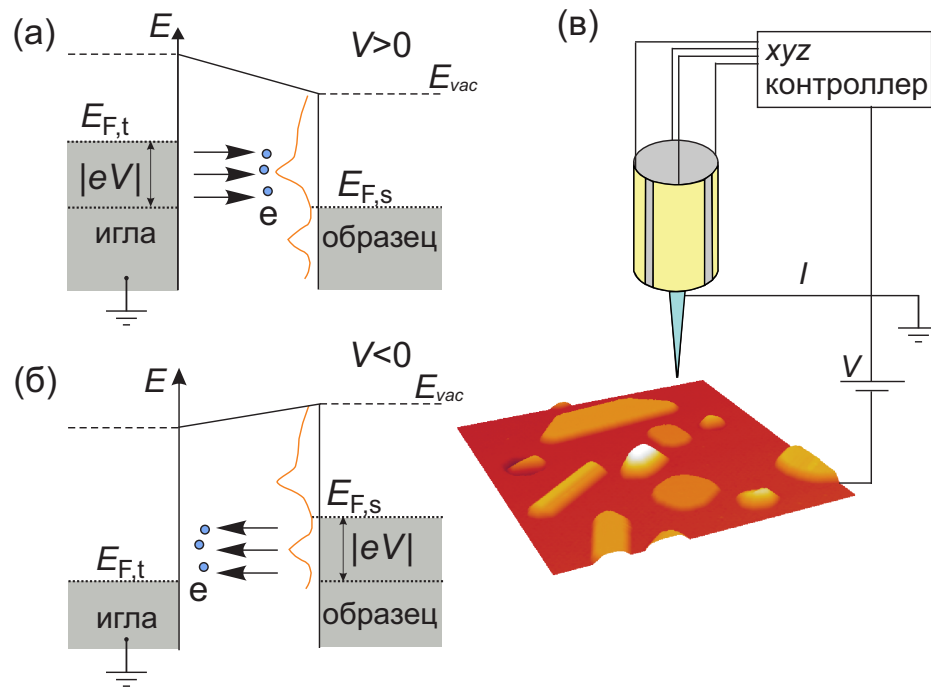
Сканирующая туннельная микроскопия (СТМ) — один из мощных методов исследования свойств поверхности с нанометровым разрешением. Методика СТМ была впервые разработана Г. Биннигом (G. Binnig) и Г. Ререром (H. Rohrer) в 1982 году во время работы в ИВМ в Цюрихе, а важность этого открытия подтверждена присуждением авторам Нобелевской премии по физике за 1986 год.

Методика СТМ основана на туннелировании электронов между иглой и образцом через вакуумный промежуток, являющийся для электронов потенциальным барьером. При приложении между иглой и образцом постоянного напряжения уровень Ферми иглы  $E_{F,t}$  смещается относительно уровня Ферми образца  $E_{F,s}$  (рис. 1а,б). Пусть  $V$  — напряжение образца относительно иглы. Так как заряд электрона отрицателен, то при положительном напряжении  $V > 0$  формируется зонная диаграмма, изображенная на рис. 1а. За счет перекрытия волновых функций иглы и образца возможен переход электрона с заполненного состояния иглы в незаполненное состояние образца с сохранением энергии, этот процесс называется упругим туннелированием. Аналогично, при  $V < 0$  в туннелировании участвуют электроны на заполненных состояниях образца (ниже уровня Ферми), которые могут переходить на свободные состояния иглы. За счет туннелирования электронов возникает экспериментально измеримый туннельный ток величиной от нескольких пА до нА, величина которого зависит от величины зазора между иглой и образцом  $d$  экспоненциально:

$$I \propto e^{-2\kappa d}, \quad \kappa = \hbar^{-1} \sqrt{2mU_0},$$

где  $m$  — масса электрона,  $U_0$  — высота потенциального барьера, величина которого по по-

рядку величины совпадает с работой выхода материалов. Эта экспоненциальная зависимость позволяет с точностью до долей ангстрема (с субнанометровым разрешением) измерять или контролировать расстояние между иглой и образцом.

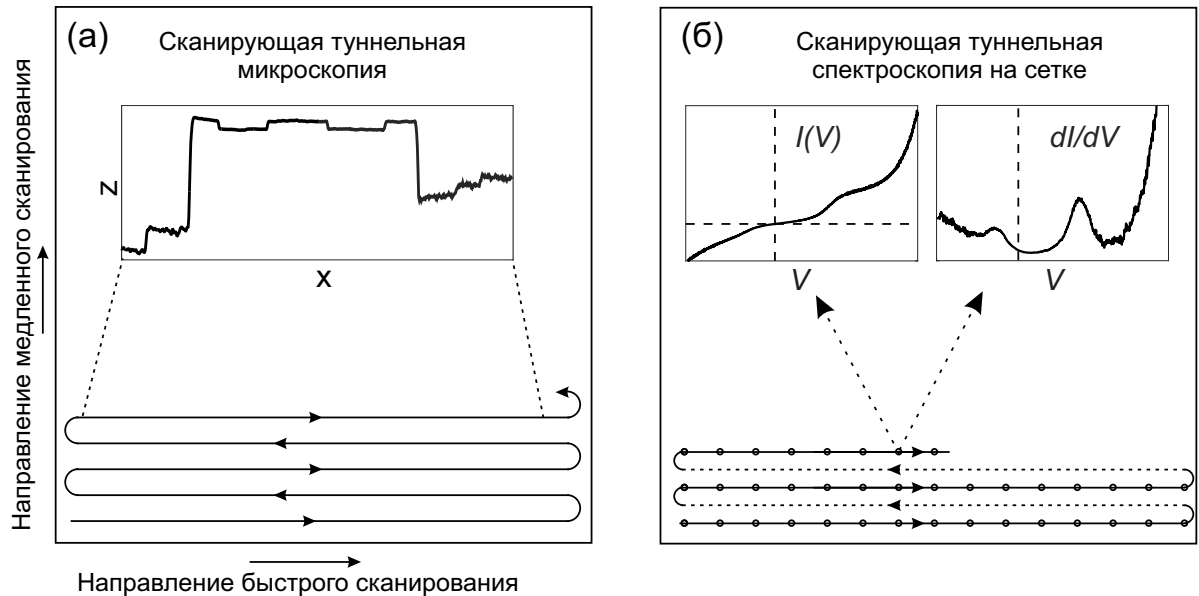


**Рис. 1:** (а) Энергетическая диаграмма туннельно–связанных иглы и образца в процессе СТМ измерения. (б) Схема СТМ измерений.

Схематичное устройство СТМ микроскопа изображено на рис. 1в. Фактически сканирующий туннельный микроскоп — это устройство, позволяющее управлять положением иглы относительно поверхности образца с помощью пьезоэлементов и напряжением на игле относительно образца и измерять при этом туннельный ток с помощью блока управления и специальных программ. Для грубого позиционирования иглы используется шаговый пьезодвигатель, для точного позиционирования — отдельная система пьезоэлементов, к которым прикладывается напряжение до 100 В. Отличительным свойством свойством пьезосканера является его медленная релаксация (небольшие искажения геометрических параметров) после деформации за счет электрического напряжения — крип пьезоэлементов (англ. creep — ползучесть). Это приводит к дрейфу — медленному неконтролируемому смещению иглы туннельного микроскопа относительно измеряемого образца. Кроме крипа, причиной дрейфа может являться неравновесность измерительного блока и связанные с этим тепловые потоки и колебания температуры. Дрейф ограничивает точность позиционирования на больших временах. Существуют несколько методов его уменьшения:

— Охлаждение до более низких температур. При температуре жидкого гелия 5 К крип пьезоэлементов практически отсутствует, что делает возможным сканирование в течение нескольких часов с атомарным разрешением. Без существенного смещения области сканирования при температуре жидкого азота 77 К дрейф порядка несколько  $\text{Å}/\text{час}$  считается очень хорошим результатом.

— ожидание в течение большого времени (желательно более часа) после каждого значительного перемещения иглы. Это заметно удлиняет процесс измерений, но позволяет проводить длительные измерения при температуре жидкого азота с контролируемым расположением области сканирования.



**Рис. 2:** (а) Схематичное изображение сканирующей туннельной микроскопии. Змейкой указан а траектория движения иглы над образцом. На вставке показан пример профиля высоты вдоль одно горизонтальной линии. (б) Схематичное изображение СТС измерений на сетке. На вставках показаны измеряемые в одно из точек сетки вольт–амперная характеристика и дифференциальная проводимость.

Обычно выделяют два основных режима работы туннельного микроскопа.

Первый наиболее часто используемый режим называется сканирующей туннельной микроскопией (СТМ) в режиме заданного тока (рис. 2а). В этом режиме происходит сканирование (перемещение иглы вдоль поверхности образца в плоскости  $xy$ ) с постоянным приложенным напряжением  $V$ . В плоскости  $xy$  игла движется по зигзагообразной траектории. Измеряемое мгновенное значение туннельного тока сравнивается с установочным (желаемым) значением тока  $I_0$ . Если измеряемой ток больше установленного значения ( $I > I_0$ ), то система обратной связи (англ. feedback loop) отодвигает иглу от образца вдоль оси  $z$ , если меньше ( $I < I_0$ ) — наоборот, приближает иглу к поверхности образца. В этом режиме ток (использующийся как сигнал обратной связи) в процессе сканирования колеблется около установочного значения, а игла перемещается на приблизительно постоянном расстоянии от поверхности образца. Измеряемым сигналом в этом режиме является  $z$ -координата (высота) иглы над поверхностью образца как функция латеральных координат  $z(x, y)$ . Пример измерения вдоль одной линии  $z(x, y = const)$  показан на вставке рис. 2а. Двумерная карта называется топографическим или СТМ изображением. Скорость сканирования ограничена характерным временем обратной связи, зависит от шероховатости поверхности. В наших экспериментах характерное значение скорости составляет до 100 нм/сек. Размер области

сканирования обычно варьируется от  $10 \times 10 \text{ нм}^2$  (для получения атомарного разрешения) до  $1 \times 1 \text{ мкм}^2$  (для исследования крупномасштабных объектов рельефа и поиска наиболее удобной области для детального исследования).

Редко используемой модификацией является сканирование с постоянной высотой (в данной диссертации не применялся). В этом режиме обратная связь отключена, высота иглы над образцом не меняется при сканировании, а измеряемым сигналом является туннельный ток как функция латеральных координат  $I(x, y)$ . Этот режим позволяет с очень высокой скоростью измать небольшие участки очень гладких поверхностей.

Второй основной режим — это сканирующая туннельная спектроскопия (СТС). В этом режиме сначала игла останавливается над точкой поверхности с заданными координатами  $(x_0, y_0)$ , высота иглы над поверхностью образца регулируется с помощью обратной связи до получения установочного туннельного тока при установочном напряжении. После этого обратная связь отключается, и происходит измерение туннельной вольт-амперной характеристики  $I(V)$  при номинально неподвижной игле относительно образца. Более важной характеристикой является дифференциальная проводимость туннельного контакта  $dI/dV$ , которая в простой модели пропорциональна плотности состояний электронов в образце на энергии  $E_F + |e|V$ . Во-первых, для получения абсолютного значения  $dI/dV$  применяют усреднение по нескольким соседним точкам  $I(V)$  и последующее численное дифференцирование. Во-вторых, используют модуляционные измерения с синхронным детектированием сигнала. В этом случае напряжение наряду с постоянной составляющей содержит еще небольшую переменную составляющую:  $V = V_0 + V_{osc} \sin 2\pi f_0 t$ ,  $V_0 \gg V_{osc}$ . Туннельный ток в этом случае будет содержать гармоники осциллирующего сигнала:

$$I = I(V_0) + \frac{dI}{dV} V_{osc} \sin(2\pi f_0 t + \phi_1) + \dots \quad (1.1)$$

Методом синхронного детектирования измеряется переменный сигнал на несущей частоте  $f_0$  (в работе использовался синхронный детектор Stanford Research SR830). Сдвиг фазы между переменной компонентой напряжения и переменной компонентой туннельного тока ( $I_{osc}$ ) определяется емкостью туннельного контакта и фазочастотной характеристикой приемного тракта. На синхронном детекторе фаза выбиралась таким образом, чтобы получить максимальную (синфазную) компоненту сигнала и измерять таким образом амплитуду  $I_{osc}$ , которая определяет дифференциальную проводимость  $I_{osc} \propto dI/dV$ . В наших измерениях для полупроводников и нормальных металлов обычно используют диапазон напряжений  $\pm 2 \text{ В}$ . При исследовании сверхпроводящих свойств характерным масштабом энергий является величина сверхпроводящей щели, которая как правило не превышает  $2 \text{ мэВ}$  для низкотемпературных сверхпроводников, поэтому диапазон напряжений составляет порядка  $\pm 10 \text{ мВ}$ .

Отметим, что переменная составляющая может присутствовать и в топографическом режиме, так как она слабо искажает измеряемый сигнал. Это возможно, если используемая частота  $f_0$  (обычно несколько кГц) существенно превышает частоту  $1/\tau_f$ , где  $\tau_f$  — характерное время срабатывания обратной связи (типичные значения  $1/\tau_f$  — порядка сотен Гц).

Однако, даже при сравнимых величинах  $f_0$  и  $1/\tau_f$  (при исследовании FeSe, например, использовалась частота модуляции  $f_0 = 373$  Гц) благодаря соотношению  $V_0 \gg V_{osc}$  переменная составляющая напряжения слабо искажает топографические измерения.

При исследовании электронных свойств различных структур важным и интересным является вопрос о пространственном распределении плотности состояний. Для этого используют комбинацию сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии. Естественным решением такой задачи является последовательное измерение вольт–амперных характеристик на сетке точек поверхности, в каждой из которых высота иглы над образцом устанавливается независимо с помощью обратной связи. Схематично такой тип измерений изображен на рис. 2б. На вставках в одной из точек сетки схематично изображены измеряемые зависимости: вольт–амперная характеристика и дифференциальная проводимость. Дифференциальная проводимость, как и в случае с точечной спектроскопией, может быть найдена или численным дифференцированием, или с помощью синхронного детектирования. Основным недостатком этого метода является длительность измерений. Например, для качественного измерения на сетке  $40 \times 40$  точек требуется 10–15 часов. Из-за ограниченного числа точек эта методика не позволяет получать высокое пространственное разрешение. Кроме того, из-за дрейфа иглы затруднительно применять спектроскопию на сетке к малым областям сканирования без характерных деталей топографического изображения.

Альтернативой спектроскопии на сетке является измерение дифференциальной туннельной проводимости на заданной, фиксированной энергии, но с высоким пространственным разрешением. Для этого выполняют медленное СТМ измерение с включенной обратной связи одновременно с применением синхронного детектирования. Измеряемой характеристикой является зависимость амплитуды сигнала синхронного детектора от латеральных координат иглы относительно образца. Параллельно с топографическим измерением с помощью синхронного детектора записывается переменный сигнал в токе  $I_{osc}(x, y) \propto dI/dV(x, y)$ , который содержит информацию о пространственной распределении плотности состояний на энергии  $V_0$ . Для получения большей информации иногда используют два разных значения  $V$  на прямом и обратном ходе сканера вдоль поверхности, получая две карты за одно сканирование. Достоинство этого метода — возможность измерения с высоким пространственным разрешением. Недостаток — невозможность восстановить вольт-амперные характеристики и дифференциальную проводимость из-за (i) ограниченного числа карт и (ii) невозможности прямого количественного сравнения карт дифференциальной проводимости, полученных при разной величине постоянной составляющей напряжения. Второе обстоятельство связано с тем, каждая карта измеряется при своем туннельном напряжении, которое определяет величину туннельного зазора игла–образец.

Подводя итог, спектроскопия на сетке обеспечивает высокое разрешение по энергии, а измерение карт дифференциальной проводимости — высокое пространственное разрешение.

Теперь рассмотрим процесс туннелирования электронов в теоретической точки зрения: рассмотрим задачу о нахождения величины туннельного тока в зависимости от заданного

напряжения. Скорость переходов между состояниями дискретного спектра определяется

$$w \propto \frac{2\pi}{\hbar} |M_{\psi\chi}|^2 \delta(E_\psi - E_\chi),$$

где  $\psi$  и  $\chi$  — нормированные волновые функции электрона в образце и игле, соответственно,  $M_{\psi\chi}$  — матричный элемент туннелирования,  $\delta$ -функция обеспечивает золотое правило Ферми и закон сохранения энергии при туннелировании (Chen, [7]). На основе нестационарной теории возмущений можно получить выражение для матричного элемента туннелирования (Bardeen [51]):

$$M_{\psi\chi} = \frac{\hbar^2}{2m} \int_S (\chi^* \nabla \psi - \psi^* \nabla \chi) \cdot d\mathbf{S}, \quad (1.2)$$

где  $S$  — это любая поверхность, лежащая внутри потенциального барьера и разделяющая области локализации волновых функций  $\psi$  и  $\chi$ . Волновые функции  $\psi$  и  $\chi$  являются экспоненциально малыми на поверхности  $S$ . Так как туннельный ток мал и слабо возмущает термодинамическое равновесие и в игле, и в образце, то распределение электронов по энергиям описывается распределением Ферми  $f(E) = (1 + e^{(E_F - E)/kT})^{-1}$ . Если предположить, что матричный элемент  $M$  не зависит от волновых функций, можно перейти к плотности состояний, тогда туннельный ток можно записать в виде:

$$I(V) = \frac{4\pi e}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} |M|^2 \rho_t(E - |e|V) \rho_s(E) [f(E - |e|V) - f(E)] dE \quad (1.3)$$

Предполагая плотность состояний иглы и матричный элемент туннелирования слабо зависящими от энергии и вынося их из-под знака интеграла в приближении  $|eV| \ll V_0$ , получаем:

$$I(V) = \frac{4\pi e}{\hbar} |M|^2 \rho_t(E_F) \int_{-\infty}^{\infty} \rho_s(E) [f(E - |e|V) - f(E)] dE \quad (1.4)$$

Уравнение (1.4) описывает вольт-амперную характеристику (ВАХ) при фиксированном положении иглы в режиме заданного напряжения. Численное дифференцирование измеренной ВАХ позволяет найти плотность состояний образца в рамках сделанных приближений. Действительно, найдя производную тока по напряжению на туннельном контакте, получаем:

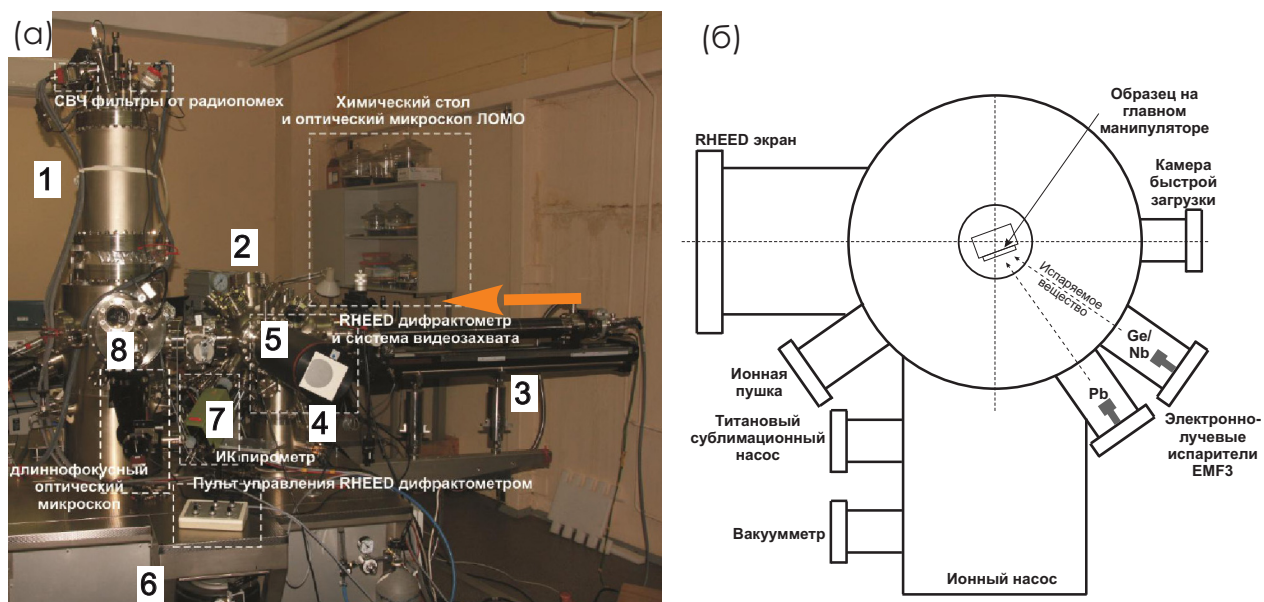
$$\frac{dI}{dV}(V) = \frac{4\pi e}{\hbar} |M|^2 \rho_t(E_F) \int_{-\infty}^{\infty} \rho_s(E + |e|V) \frac{df(E)}{dE} dE \stackrel{T \rightarrow 0}{=} \frac{4\pi e}{\hbar} |M|^2 \rho_t(E_F) \rho_s(E_F + |e|V) \quad (1.5)$$

Как правило, для туннельных измерений используются металлические иглы, у которых плотность состояний около уровня Ферми приближенно считают постоянной (особенно широко используются PtIr и вольфрамовые иглы). Тогда в соответствии с формулой (1.5) производная от туннельного тока по напряжению  $V$  пропорциональна плотности состояний в образце на энергии  $E_F + |e|V$ .

В работах Tersoff and Hamann [52; 53] была предложена простая модель, позволяющая оценить матричный элемент  $M_{\psi\chi}$ . Для этого сделано предположение, что острие иглы имеет сферическую форму, центр сферы расположен в точке  $\mathbf{r}_0$ , а волновые функции иглы

сферически симметричны и не содержат угловой зависимости (электроны в острейшей игле в  $s$ -состоянии). В этих условиях показано, что матричный элемент перехода пропорционален  $|\psi_s(\mathbf{r}_0)|^2$ , где  $\psi_s(\mathbf{r})$  — невозмущенные иглой волновые функции образца. Полученное выражение можно обобщить на случай, когда волновые функции иглы имеют ненулевой орбитальный момент (см. монографию Chen [7] и ссылки в ней). При проведении измерений величина  $M$  определяется перекрытием волновых функций внутри барьера, она зависит от материала иглы и образца, а также может зависеть от формы острия иглы. Игла и, соответственно, матричный элемент  $M$  — один из самых сложно контролируемых элементов с экспериментальной точки зрения, и это важно учитывать при выполнении СТМ и СТС измерений и их интерпретации.

### 1.1.2 Оборудование, использованное для СТМ/СТС исследований



**Рис. 3:** (а) Фотография измерительного комплекса UHV LT SPM Omicron Nanotechnology. 1 – измерительная камера, 2 – подготовительная камера, 3 – главный манипулятор, 4 – ионная пушка, 5 – экран с люминофором для дифрактометра быстрых электронов, 6 – пневматическая виброизоляция, 7 – пирометр, 8 – wobble stick. (б) Схематичный вид подготовительной камеры со стороны главного манипулятора (со стороны стрелки на рис. а).

Обсуждаемые в работе экспериментальные результаты получены на двух экспериментальных установках. В этом разделе представлено их описание и указаны их основные параметры. Сверхвысоковакуумный измерительный комплекс UHV LT STM Omicron Nanotechnology (ИФМ РАН, Нижний Новгород), изображенный на рис. 3), состоит из трех основных камер: измерительной камеры, подготовительной камеры и камеры быстрой загрузки образцов. В системе поддерживается вакуум не хуже  $3 \times 10^{-10}$  мбар. Для первичной откачки камер используются связка из форвакуумного и турбомолекулярного насоса. Кроме того, после вскрытия камер на атмосферу проводится отжиг микроскопа, для чего камеры

нагреваются до температуры  $140^{\circ}\text{C}$  в течение суток, что приводит к более эффективной десорбции молекул воды и других веществ с внутренних стенок камер. Уровень вакуума поддерживается с помощью двух гетероионных насосов, расположенных на нижних фланцах измерительной и подготовительной камеры. В обеих камерах имеются вакуумметры для постоянного контроля уровня вакуума и титановые сублимационные насосы. Они запускаются автоматически раз в 32 часа на одну минуту. При запуске по титановым нитям пропускается постоянный ток величиной 48 А. Это приводит к испарению титана и его последующему осаждению на стенки камер. Будучи геттером, он эффективно адсорбирует остаточные газы в камере и улучшает вакуум.

В подготовительной камере имеются несколько электронно-лучевых испарителей ЕФМЗ для напыления тонких слоев элементарных веществ методом термического нагрева из тигля (свинец, германий) или из стержня (ниобий). Имеется аргоновая пушка для облучения образца ускоренными ионами аргона (ускорительное напряжение 1–5 кВ) для удаления загрязненного поверхностного слоя образцов, изготовленных *ex-situ*. Такой метод использовался для подготовки поверхности Au на слюде. На основном манипуляторе имеется два слота для держателя с образцом. Первый допускает охлаждение жидким азотом до температуры порядка 120 К, что позволяет проводить напыление веществ на охлажденную подложку. Второй слот предназначен для нагрева образца. Под слотом расположена нить накаливания, которая позволяет нагревать до температуры около  $400^{\circ}\text{C}$ . Для более сильного разогрева между нитью и держателем прикладывается высокое напряжение (до 800 В), которое может обеспечить нагрев до  $800^{\circ}\text{C}$ . Кроме того, в этом же слоте есть возможность нагрева образца пропусканием через него постоянного тока. Эта опция успешно используется для подготовки реконструированной поверхности кремния Si(111)  $7 \times 7$  (подробнее см. раздел 1.1.4). Температура образца может контролироваться либо имеющимися на главном манипуляторе термопарами, либо бесконтактным пирометром, измеряющим температуру на основе излучения в инфракрасном диапазоне.

Измерительная камера оснащена СТМ-сканером, который закреплен снизу к азотно-гелиевому криостату. Размер области сканирования сильно зависит от температуры. Основные измерения на этом микроскопе проведены при температуре 78 К, при которой максимальная область сканирования составляет примерно  $4 \times 4$  мкм. Для подготовки игл для СТМ измерений использовалось устройство для электронной бомбардировки острия иглы и удаления с него оксидного слоя (англ. tip preparation tool). Обычно для измерений использовались вольфрамовые иглы производства Omicron. Для подготовки новой иглы к СТМ измерениям выполнялась бомбардировка острия электронами с ускоряющим напряжением 1 кВ и эмиссионным током 2 мА в течение 10–15 секунд.

Второй измерительный комплекс Unisoku, на котором выполнялись измерения FeSe, расположен в университете Temple (г. Филадельфия). Этот микроскоп не отличается принципиально от описанного, поэтому я опишу его более кратко. Комплекс состоит из измерительной камеры, подготовительной камеры и камеры быстрой загрузки образцов. В камере быстрой загрузки производился скол образцов для получения атомарно чистой поверхности слоистых



материалов (FeSe). Для этого на верхнюю грань образца эпоксидной смолой предварительно приклеивается небольшой гвоздик шляпкой к поверхности кристалла. Образец закрепляется в загрузочной камере на основном манипуляторе. Аккуратно нажимая вторым манипулятором на гвоздь, он отламывается вместе с верхними слоями образца. Таким образом производится подготовка поверхности образца к СТМ измерениям в условиях высокого вакуума (порядка  $10^{-8}$  мбар). Обычно вероятность успешного скола (получения гладкой поверхности без чешуек) составляет приблизительно 50 %. Поэтому одновременно в загрузочную камеру устанавливается 2–5 образцов (при наличии), и для измерений используется тот из них, на котором скол произошел наиболее удачно (при визуальном осмотре через оптический порт в камере быстрой загрузки).

В подготовительной камере имеются электронно-лучевой испаритель EFM3T с возможностью последовательного или одновременного напыления до трех различных материалов методом термического нагрева из тигля или из стержня. Имеется аргоновая пушка для облучения образца ускоренными ионами аргона (ускорительное напряжение 1–5 кВ) для удаления загрязненного поверхностного слоя образцов, изготовленных *ex-situ*. В камере имеется устройство для охлаждения образца жидким азотом в процессе напыления до температуры  $-150$  °С, нагрева до  $800$  °С и пропускания через образец электрического тока до 12 А. Для подготовки игл для СТМ измерений использовалось устройство для электронной бомбардировки острия иглы и удаления с него оксидного слоя. Измерительная камера оснащена СТМ-сканером, расположенном на заливном криостате. Возможно проведение измерений при температуре 293 К, 77 К, 0.4–6 К. Для охлаждения ниже 1.5 К используется  $\text{He}^3$  криостат замкнутого цикла с сорбционным насосом. В измерительной камере поддерживается вакуум не хуже  $2 \times 10^{-10}$  Торр. В криостате расположен сверхпроводящий соленоид, который создает магнитное поле до 7 Тл. Имеется сверхпроводящий ключ, который позволяет выполнять СТМ измерения при отключенном источнике питания соленоида. За счет него контур сверхпроводящего соленоида в процессе измерений оказывается замкнутым на себя, что повышает стабильность магнитного поля при чувствительных СТМ измерениях.

### **1.1.3 Рост тонких металлических плёнок и островков при термическом осаждении**

При создании многокомпонентных наноструктур и гибридных наноструктур критически важным является чистота и гладкость интерфейсов между различными материалами. Кроме того, при СТМ измерениях необходима чистота верхнего интерфейса структуры, чтобы обеспечить туннелирование из иглы в образец и избегать контакта иглы с образцом в процессе сканирования. Для обеспечения этих условий создание образцов для СТМ измерений часто выполняется *in-situ* в условиях сверхвысокого вакуума.

Обычно выделяют три основных механизма роста структур на подложке. Реализация того или иного механизма определяется соотношением между поверхностной энергией поверхности пленки, подложки и границы раздела пленка–подложка (монография Оура и др.

[54]).

1) Послойный рост (механизм Франка—ван дер Мерве). В этом случае происходит постепенный рост гладкой двумерной пленки.

2) Островковый рост (механизм Вольмера—Вебера). В этом случае с начала роста формируются трехмерные островки. (например, рост Nb на поверхности Si(111)  $7 \times 7$ ).

3) Послойный—плюс—островковый рост (механизм Странски—Крастанова). В этом случае сначала формируется двумерный смачивающий слой. При достижении критической ошцины смачивающего слоя на нем начинают формироваться трехмерные островки (например, рост Pb на поверхности Si(111)  $7 \times 7$ ).

Один из способов выращивания тонких пленок и островков в условиях сверхвысокого вакуума — это термическое осаждение. В этом методе рост происходит за счет направленного на образец потока атомов, молекул или ионов, который обеспечивается термическим нагревом испаряемого вещества. Для этого применяется пропускание тока через напыляемое вещество, нагрев тигля с веществом пропусканием тока через намотанную вокруг тигля спираль (так называемая ячейка Кнудсена), либо бомбардировка тигля или испаряемого вещества ускоренным потоком электронов.

В данной работе для создания ряда наноструктур использовалось термическое осаждение с использованием электронно—лучевых испарителей. При этом испаряемое вещество помещается в тугоплавкий тигель (в качестве материалов для тигля используется, например, Mo, пиролитический нитрид бора,..). Рядом с тиглем располагается нить накаливания, по которой пропускается ток  $I_f$  (обычно от 1.5 до 2.5 А). Между нитью и тиглем прикладывается высокое напряжение  $HV$  (от 800 до 1000 В), под действием которого происходит эмиссия электронов из нити (filament) и возникает эмиссионный ток  $I_{em}$ . Электроны бомбардируют тигель и нагревают его, что приводит к испарению напыляемого вещества и, соответственно его осаждению на подложку. Как правило, вещество сначала расплавляется и переходит в жидкое состояние в тигле, из которого происходит испарение. Поток вещества при напылении является частично ионизованным. В испарителе установлен дополнительный электрод, на который попадает небольшая часть потока и создает ионный ток  $I_{flux}$ . Измеряя этот ток (типичные значения сильно зависят от вещества и могут составлять от 5 нА до 5 мкА), можно в относительных единицах контролировать скорость осаждения.

Альтернативным способом является испарение не из тигля, а из стержня напыляемого вещества. В этом случае стержень устанавливается на место тигля, а напыление происходит из его торца. Испарение из стержня используется для наиболее тугоплавких материалов, в этом случае испарение происходит либо из стержня в твердом состоянии, либо из капли жидкого вещества, образующейся на торце стержня.

При росте Pb на поверхности Si(111)  $7 \times 7$  использовался Mo тигель, постоянный ток через нить накаливания величиной 1.75 А и ускоряющее напряжение 800 В, при этом достигался эмиссионный ток электронов 5 мкА. Ионный ток при этом составлял 200 нА и поддерживался постоянным в процессе напыления за счет небольших вариаций ускоряющего напряжения. При росте Nb—содержащих структур напыление выполнялось из Nb проволоки, сложенной в

	Тигель	$I_f$ , А	$I_{em}$ , мА	$HV$ , В	$I_{flux}$ , нА
Pb	Mo	1.75	5	800	200
Nb	—	2.2	35	950	6
Ge	Mo	2.1	60	900	2000

**Таблица 1:** Параметры термического осаждения некоторых веществ, использованные при создании образцов

несколько раз и используемой в качестве стержня. Напыление проводилось на нагретую подложку (для нагрева использовалось пропускание тока 1.8 А через Si(111)  $7 \times 7$  подложку. Это приводило к легкому свечению образца, что соответствует температуре порядка 400 °С (термодатчик манипулятора показывал температуру порядка 250°С). Напыление проводилось в течение 40 минут, ток через нить накаливания составлял 1.9 А (в разных измерительных сессиях использовались значения от 1.9–2.5 А, в зависимости от геометрии Nb стержня, которая могла изменяться в процессе напыления). В таблице 1 представлены основные параметры напыления, используемые при создании образцов в данной диссертации.

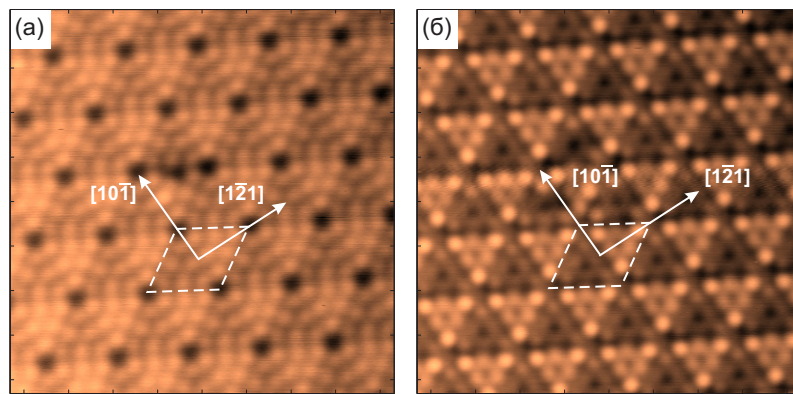
Основным преимуществом электронно-лучевых испарителей является возможность напыления в условиях сверхвысокого вакуума, что обеспечивает высокую чистоту напыляемого материала и интерфейсов. Недостатком является небольшая скорость напыления, что делает невозможным создание толстых слоев (а для некоторых материалов, например, Nb, даже создание сплошного покрытия является сложно достижимым).

Существуют и другие методы метода напыления веществ. Наиболее близкий к термическому осаждению - это магнетронное напыление. При этом методе поток напыляемого вещества создается при его бомбардировке ионами (используются инертные газы, обычно Ar). Магнетронное напыление может обеспечить гораздо больший поток вещества и, соответственно, большую скорость роста и возможность создания более толстых пленок по сравнению с термическим осаждением. Однако магнетронное напыление обеспечивает худшую чистоту интерфейсов и напыляемого вещества, так как испарение происходит при уровне вакуума  $10^{-5} - 10^{-6}$  мбар в атмосфере аргона, который и является источником примесей. Отметим, что из-за более интенсивного потока вещества магнетронное напыление является процессом роста в неравновесных условиях, при этом при термическом осаждении условия, как правило, близки к равновесным.

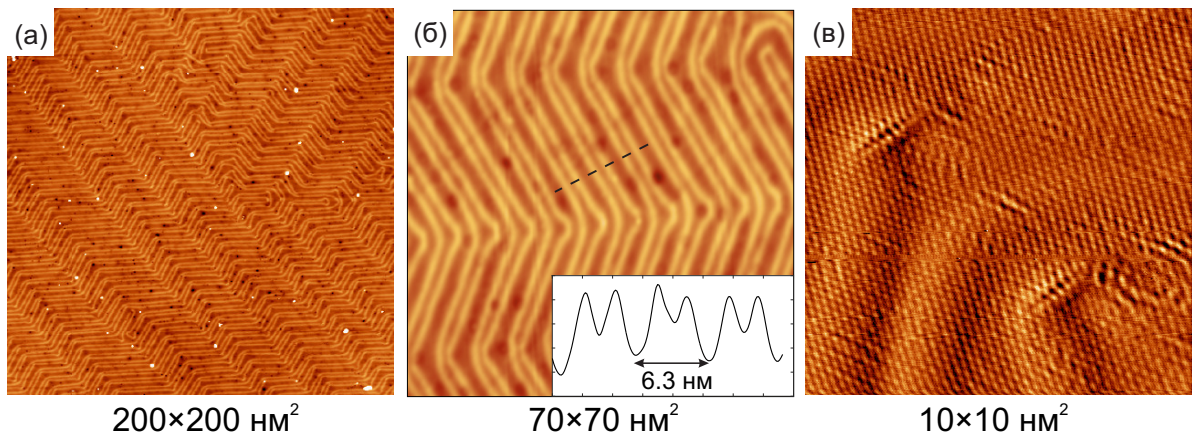
#### 1.1.4 Структура реконструированной поверхности Si(111) $7 \times 7$ и Au(111) $22 \times \sqrt{3}$ , используемых в качестве подложек для роста структур

Для создания и последующего исследования электронных свойств наноструктур методами СТМ и СТС требуется высококачественные проводящие подложки. Одной из самых популярных подложек является поверхность Si(111) с реконструкцией  $7 \times 7$ . Кремний является полупроводником с величиной запрещенной зоны 1.1–1.2 эВ (в зависимости от темпе-

ратуры), а за счет допирования кристалла обеспечивается проводимость, достаточная для протекания туннельного тока и проведения СТМ измерений на образцах с кремниевой подложкой при низких температурах. Есть свидетельства, что при низком уровне допирования и при температуре жидкого гелия протекание туннельного тока может быть затруднено из-за эффекта кулоновской блокады (Odobescu *et al* [55]). Объемная кристаллическая решетка кремния — это кубическая гранецентрированная решетка типа алмаза с параметром решетки  $a_0 = 0.54$  нм. Поверхность Si(111) имеет гексагональную симметрию, при этом термодинамически устойчивой является реконструкция с семикратным увеличением периода ( $7 \times 7$ ):  $a = a_0 \cdot 7/\sqrt{2} \approx 2.69$  нм. Толщина монослоя в направлении (111) составляет  $d = 0.54/\sqrt{3} = 0.315$  нм. Эта структура была расшифрована в 1985 году и описана в модели «димеров-адатомов-дефектов упаковки» в работе Takayanagi *et al* [56].



**Рис. 4:** (а) Топографическое изображение участка поверхности Si(111)  $7 \times 7$  размером  $17 \times 17$  нм<sup>2</sup>, полученное при  $I_t = 50$  пА, (а)  $V_s = -2$  В, «незаполненные» состояния Si (б)  $V_s = +2$  В, «заполненные» состояния Si. (Путилов *et al* [A3])



**Рис. 5:** (а-в) Топографические изображения участков поверхности Au(111) разного размера, на которых видна реконструкция Au(111)  $22 \times \sqrt{3}$  (herring bone). На рисунке (б) изображено сечение, показывающее период реконструкции 6.3 нм, что соответствует табличным значениям. На изображении (в) достигнуто атомарное разрешение.

Для подготовки атомарно-гладкой поверхности Si(111)  $7 \times 7$  использовались монокристаллы кремния размером  $12 \times 2/5 \times 0/5$  мм<sup>3</sup>. Предварительно подложку предварительно

нагревали до 400°C путем пропускания тока через образец в течение нескольких часов, фотография держателя с закрепленным Si кристаллом изображена на рис. 4а. После процедуры предварительной дегазации подложка прогревалась серией импульсов электрического тока нарастающей амплитуды до 7–8 А и длительностью 10 с до тех пор, пока поверхность образца не достигала температуры  $\sim 1000^\circ\text{C}$ . После медленного охлаждения кристалла формируется реконструированная поверхность Si(111)  $7 \times 7$  (Оура *et al* [54]).

На рис. 4б, в представлены типичные топографические изображения реконструированной поверхности Si(111)  $7 \times 7$ , полученные в режиме постоянного тока. Известно, что элементарная ячейка реконструированной поверхности кремния имеет форму ромба со стороной 2.69 нм и острым углом  $60^\circ$ , поэтому эти параметры рассматривались как табличные и использовались для калибровки пьезосканера микроскопа Omicron. Диагонали элементарной ячейки соответствуют кристаллографическими направлениями  $[10\bar{1}]$  и  $[\bar{1}21]$ . В зависимости от знака напряжения, в туннелировании участвуют либо «незаполненные», либо «заполненные» состояния образца, что влияет на вид топографического изображения (рис. 4). Наблюдение моноатомных ступеней кремния, а также качественной реконструкции (рис. 4) в зависимости от напряжения является хорошим тестом на остроту и стабильность используемой в измерениях иглы.

Второй используемой в работе подложкой является поверхность Au(111). Золото формирует гранецентрированную кубическую структуру с постоянной решетки  $a = 0.408$  нм. Соответственно, высота моноатомной ступени в направлении (111) составляет  $d_{Au} = a/\sqrt{3} = 0.235$  нм. Как известно, в верхнем атомном слое поверхности Au(111) 23 атома золота занимают 22 участка кристаллической решетки объемной структуры, что приводит к сжатию межатомного расстояния с 0.289 нм до 0.275 нм вдоль кристаллографического направления  $[110]$  и формированию реконструированной поверхностной структуры  $22 \times \sqrt{3}$  с чередующимися доменами, содержащими плотноупакованную гексагональную (hexagonally closed packed, hcp) и гранецентрированную кубическую (face cubic centered, fcc) решетки, разделенные солитонобразными границами (структура впервые описана в работе Wöll *et al* [57]). Такая структура с периодом  $22 \times \sqrt{3}$  за внешний вид (рис. 5) иногда называется структура herring bone (англ. селедочная кость).

Образец с золотой пленкой обычно изготавливается магнетронным напылением *ex-situ*. В данной работе использовалась эпитаксиально выращенная на слюде пленку Au(111) толщиной порядка 150 нм, изготовленную соавторами в г. Лёвен (Бельгия). Очистка поверхности образца в условиях сверхвысокого вакуума выполнялась путем бомбардировки ионами  $\text{Ar}^+$  в течение 2–3 минут. Для этого использовалась ионная пушка в подготовительной камере, способная бомбардировать поверхность образца ионами аргона с энергией 500–3000 эВ. Интенсивность потока ионов регулируется игольчатым клапаном. Для оценки интенсивности потока аргона в процессе бомбардировки измерялся ионный ток, созданный ионами, попавшими из камеры на образец или держатель образца. При повышении давления аргона увеличивается поток ионов и, соответственно, скорость травления. Однако при этом одновременно увеличивается и частота столкновений, поэтому при превышении порогового значения поток

ионов и ионный ток резко падают. При травлении использовалось давление, чуть меньшее порогового, что соответствует ионному току порядка 60 мкА. Отметим, что пороговое значение зависит от ускоряющего напряжения ионной пушки. По выполненным оценкам, при каждом травлении удалялся верхний слой золота толщиной порядка 5–10 нм. Чтобы предотвратить развитие шероховатости поверхности, после травления проводилось несколько циклов. После каждого цикла выполнялся нагрев образца до температуры около 600 К. Это приводило к более легкой диффузии атомов золота вдоль поверхности и, соответственно, к уменьшению шероховатости. Данная процедура повторялась 3–5 раз до получения на поверхности Au(111) хорошо воспроизводимой "herringbone"  $22 \times \sqrt{3}$  реконструкции с отсутствием посторонних примесей. Эта поверхность золота является хорошо известной и позволяет (i) контролировать качество иглы, (ii) по топографическому изображению легко охарактеризовать степень чистоты полученной поверхности.

## 1.2 Квантово–размерные электронные состояния и визуализация скрытых дефектов в тонких Рb пленках

### 1.2.1 Обзор работ по исследованию квантовых размерных эффектов в свинце и других металлах

Одна из первых задач, которая традиционно возникает в квантовой механике — это задача о локализации электрона в потенциальной яме. Решение задачи сводится к поиску собственных функций и значений гамильтониана

$$\hat{H}(\mathbf{r}) = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + U(\mathbf{r}) \quad (1.6)$$

Если в такой яме есть дискретные уровни энергии, то электрон может быть локализован в яме. Естественным примером потенциальной ямы может служить атом, в котором локализация электронов происходит за счет кулоновского взаимодействия с ядром и электронным облаком и приводит к дискретному энергетическому спектру. Другим примером является тонкая металлическая пленка. С математической точки зрения одна из простых модельных потенциальных ям — это одномерная прямоугольная яма. Потенциальная энергия такой ямы ширины  $D$  имеет вид:

$$U(x) = \begin{cases} 0, & |z| < D/2 \\ U_0, & |z| > D/2 \end{cases} \quad (1.7)$$

Решение внутри ямы имеет вид  $\psi_n(z) = c \cos k_n z$  для нечетного  $n$  и  $\psi_n(z) = c \sin k_n z$  для четного  $n$  (квантовое число  $n$  отсчитывается от единицы,  $n = 1, 2, \dots$ ). Энергия таких состояний составляет  $E_n = \hbar^2 k_n^2 / (2m)$ . Из граничных условий с помощью соотношения Бора–Зоммерфельда (Altfeder *et al* [58]) можно получить условие на допустимые значения волно-

вых векторов  $k_n$  :

$$\varphi_1 + \varphi_2 + 2k_n D = 2\pi n, \quad n = 1, 2, \dots \quad (1.8)$$

Здесь  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  — набег фаз при отражении электронной волны от стенок потенциальной ямы. Для ямы с бесконечно высокими стенками ( $E_n \ll U_0$ , где  $E_n$  — энергия дискретного уровня) эти фазы  $\varphi_1 = \varphi_2 = 0$ , при этом  $k_n = \pi n/D$ . Для ямы конечной глубины фазы  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  оказываются зависящими от энергии электронного состояния и находятся из условия сшивки осциллирующей волновой функции внутри ямы с экспоненциально затухающей вне ямы:

$$\varphi_{1,2} = \arctg \left( \sqrt{E_n/(U_0 - E_n)} \right) \quad (1.9)$$

Более точный расчет фазы отражения от барьера металл–вакуум с учетом заряда изображения может быть выполнен в рамках ВКБ приближения (Mans and Weitering [59]).

Перейдем теперь к рассмотрению потенциала в трехмерном пространстве  $U(\mathbf{r})$ , не зависящий от координат  $x$  и  $y$  и имеющий зависимость от  $z$  вида (1.7). Эта задача легко сводится к уже рассмотренной одномерной задаче: действительно, переменные разделяются, а волновая функция электрона имеет вид  $\psi(z) = c \exp(ik_x x + ik_y y) \psi_n(z)$ , где  $\psi_n(z)$  — решения одномерной задачи. В этом случае вдоль осей  $x$  и  $y$  электрон не локализован и  $k_x, k_y$  могут принимать любые действительные значения. Зная зависимость энергии от квантового числа, можно найти спектр разрешенных энергий:

$$E_{k_x, k_y, n} = E_0 + E_n = \frac{\hbar^2}{2m} (k_x^2 + k_y^2) + \frac{\hbar^2}{2m} k_n^2 \quad (1.10)$$

Последнее слагаемое может принимать лишь дискретный набор значений, причем расстояние между соседними величинами  $|E_n - E_{n+1}|$  увеличивается с уменьшением толщины  $D$ . Возникновение дискретного набора допустимых значений  $E_n$  при уменьшении размеров будем называть явлением размерного квантования. Эффект становится существенным, если интервал между уровнями размерного квантования сравним с другими характерными энергетическими масштабами (например,  $kT$ ).

В современной микро- и нанoeлектронике есть сильная тенденция к миниатюризации элементов для улучшения быстродействия и уменьшения тепловыделения. При уменьшении характерных размеров и толщин элементов до величин, сравнимых с фермиевской длиной волны  $\lambda_F$ , квантовые эффекты начинают играть существенную роль. Для плоско–слоистых структур при определенном подборе материалов электроны проводимости будут локализованы в одном из слоев и могут быть описаны моделью одномерной потенциальной ямы. При этом в качестве массы в формуле (1.10) должна использоваться эффективная масса электрона  $m^*$  соответствующего слоя. Такие структуры возникают и активно используются, например, в лазерах, при изготовлении транзисторов, при исследовании квантового эффекта Холла.

Широко известной системой для изучения квантово–размерных эффектов являются ультратонкие свинцовые (Pb) островки, которые как правило выращиваются на подложке крем-

ния Si(111)  $7 \times 7$ . Исследования квантовых размерных эффектов на Pb пленке проводились с помощью транспортных измерений Pb пленки с использованием синхронного детектирования, в которых наблюдались осцилляции удельного сопротивления как функции толщины Pb работе Jalochowski and Bauer [60], а также локальные транспортные измерения с использованием четырехконтактного зонда (Miyata *et al* [61]). Квантовые размерные эффекты проявляются в фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением, что исследовалось в работах Mans *et al* [59], Milun *et al* [62], Ricci *et al* [63], а также в множестве работ по туннельной спектроскопии (например, Altfeder *et al* [64], Su *et al* [65], Hong *et al* [66], Eom *et al* [67]). Свинцовые островки оказались очень удобным объектом для исследования сверхпроводящих свойств с помощью СТС. Это связано с возможностью создать структуру *in-situ*, что обеспечивает высокое качество и чистоту структуры и сравнительно высокой критической температурой (для достаточно толстых пленок критическая температура составляет 7.8 К). В свинцовых островках наблюдались многоквантовые вихри (Cren *et al* [68], джозефсоновские вихри между островками (Roditchev *et al* [69]), а также эффект близости между сверхпроводящим Pb островком и смачивающим слоем (Serrier-Garcia *et al* [70]), исследовалась зависимость критической температуры сверхпроводящего перехода от толщины островка (Eom *et al* [67]), наблюдался режим поверхностной сверхпроводимости в сильном магнитном поле (Ning *et al* [50]).

При измерении туннельной вольт-амперной характеристики  $I(V)$  при сканирующей туннельной спектроскопии дифференциальная туннельная проводимость  $dI/dV$  пропорциональна плотности состояний в образце на энергии  $E_F + |e|V$ . Явление размерного квантования приводит к тому, что плотность состояний как функция энергии не является гладкой. Для спектра, описываемого формулой (1.10), известно, что плотность состояний представляет собой набор ступеней (Ашкрофт и Мермин [71]). Однако для ультратонких Pb плёнок и островков на поверхности Si(111)  $7 \times 7$  методами низкотемпературной СТС было обнаружено существование не ступеней, а пиков дифференциальной туннельной проводимости для некоторых значений потенциала образца  $V_n$  (Altfeder *et al* [64], Su *et al* [65], Hong *et al* [66], Eom *et al* [67], Nishio *et al* [72], Wang *et al* [73], Hsu *et al* [74], Moore *et al* [75]). Можно предложить выделить два возможных объяснения такого поведения дифференциальной проводимости.

Первое обстоятельство связано с особенностью матричного элементом перехода электрона с состояния в образце на состояние в игле с учетом золотого правила Ферми (см. формулу (1.2)). Этот матричный элемент может существенно зависеть от квазиимпульса электрона  $k_{\parallel}$  вдоль поверхности. Если он имеет выраженный максимум при  $k_{\parallel} \ll k_F$ , то говорят о направленном туннелировании (англ. directional tunneling). Направленное туннелирование наблюдалось в ряде работ, например, Yusof *et al* [76], Iavarone *et al* [77], Di Giorgio *et al* [A6]. Это приводит к тому, что в формуле (1.10) в туннелировании участвуют электроны  $E_{\parallel} \ll E_n$ , плотность состояний которых действительно описывается набором пиков с энергиями  $E_n$ .

Второе возможное объяснение связано с особенностями зонной структуры свинца. Если спектр электрона отличается от квадратичного, то плотность состояний тонкой пленки уже не является последовательностью ступеней одинаковой высоты (Davies *et al* [2]). Зонная



структура свинца исследовалась по осцилляциям де Гааза–ван Альфвена в работе Anderson *et al* [78], по фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением в тонких свинцовых пленках (например, в работах Dil *et al* [79], Upton *et al* [80]), и рассчитывалась численно с помощью теории функционала плотности в работе Rittweger *et al* [81]. В окрестности направления (111) на поверхности Ферми зона дырок практически плоская, что приводит к большой продольной эффективной массе и локализации электрона в латеральном направлении. В работе Altfeder *et al* [58] наблюдаемая туннельная плотность состояний в Pb пленке объясняется такими особенностями зонной структуры и сильно анизотропной эффективной массой, а также локализационными эффектами (Dil *et al* [79]).

Ограничиваясь разложением зависимости (1.10) до линейного слагаемого вблизи энергии Ферми и рассматривая лишь зависимость от дискретного квантового числа  $k_n$ , получаем:

$$E_n \approx E_F + \hbar v_F (k_n - k_F) \quad (1.11)$$

где  $v_F$  – скорость Ферми, а  $\hbar k_F$  – импульс Ферми. Для больших номеров  $n$  пики оказываются эквидистантными, если пренебречь зависимостью фаз  $\varphi_{1,2}$  от энергии электрона. Эквидистантное поведение пиков плотности состояний  $V_n$  наблюдалось в ряде работ, была установлена корреляция между их положениями и локальной толщиной Pb слоя в работах Altfeder *et al* [64], Su *et al* [65], Hong *et al* [66], Hsu *et al* [74]. В работе Уставщикова *et al* [A1] на основе анализа множества Pb островков разной толщины построена диаграмма положения пиков  $V_n$  – толщина островка в монослоях  $N$ , позволяющая по пикам дифференциальной проводимости определять локальную толщину Pb пленки. Уровни размерного квантования при низких температурах и их влияние на сверхпроводящие свойства исследовались в работах Eom *et al* [67], Wang *et al* [73], Nishio *et al* [72] в работе Moore *et al* [75] для более толстых Pb пленок. В работах Altfeder *et al* [58], Mans *et al* [59], Milun *et al* [62], Ricci *et al* [63] были предприняты усилия по извлечению фаз  $\varphi_{1,2}$  на основе данных по туннельной и фотоэмиссионной спектроскопии.

Таким образом, существование уровней размерного квантования в Pb пленках надежно установлено. В данной диссертации оригинальным результатом по исследованию тонких свинцовых пленок является исследование уровней размерного квантования в присутствии дефектов методом сканирующей туннельной спектроскопии. Можно выделить два близких вопроса:

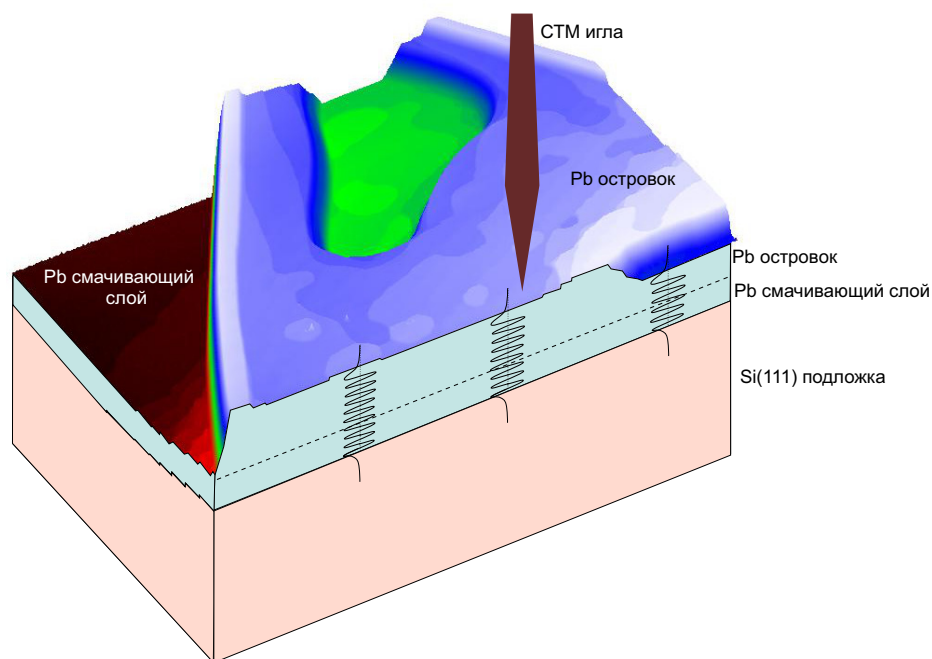
– Каким образом дефекты тонкой Pb пленки влияют на положение уровней размерного квантования?

– Можно ли обнаруживать дефекты в Pb пленках, исследуя уровни размерного квантования? Какие свойства дефектов можно установить, определяя положения уровней размерного квантования как функцию латеральной координаты?

## 1.2.2 Напыление и характеристика тонких Pb пленок на поверхности Si(111) $7 \times 7$

Для исследования тонких Pb пленок и островков была отлажена процедура напыления свинца *in-situ*. Термическое осаждение Pb производилось на предварительно подготовленную поверхность Si(111)  $7 \times 7$  с помощью электронно-лучевого испарителя EFM3 (использовалась Pb мишень фирмы Alfa Aesar чистотой 99.99%) при давлении  $2 \times 10^{-10}$  мбар со скоростью порядка 0.5 нм/мин при комнатной температуре. Подробнее параметры, при которых происходило напыление, описаны в разделе 1.1.3.

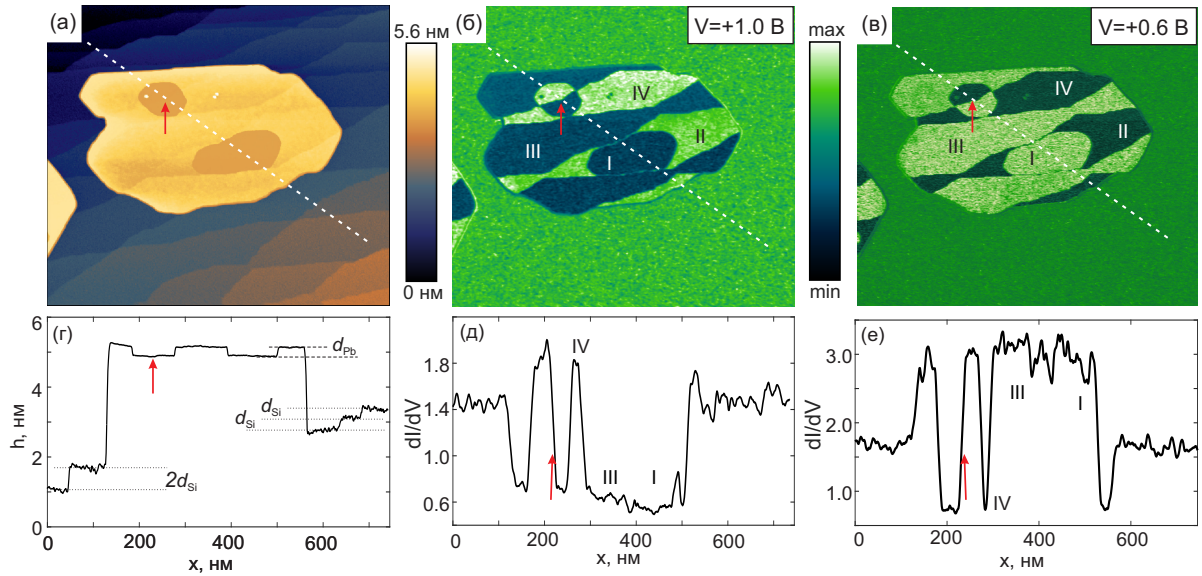
Известно, что рост Pb при комнатной температуре на поверхности Si(111)  $7 \times 7$  происходит по механизму Странски–Крастанова (Altfeder *et al* [64], Su *et al* [65], Jia *et al* [82] и другие): сначала образуется неупорядоченный смачивающий слой толщиной порядка 1 нм, а затем формируются двумерные кристаллические Pb островки с верхней гранью, соответствующей плоскости (111). Было обнаружено, что при напылении на подложку комнатной температуры смачивающий слой является аморфным с характерной амплитудой шероховатости порядка 0.1 нм. Плотность и характерная толщина образующихся островков определяется длительностью напыления Pb. В случае, если продолжить напыление, островки начнут соединяться и формировать единую Pb пленку с квантованной толщиной, меняющейся на атомарных ступенях.



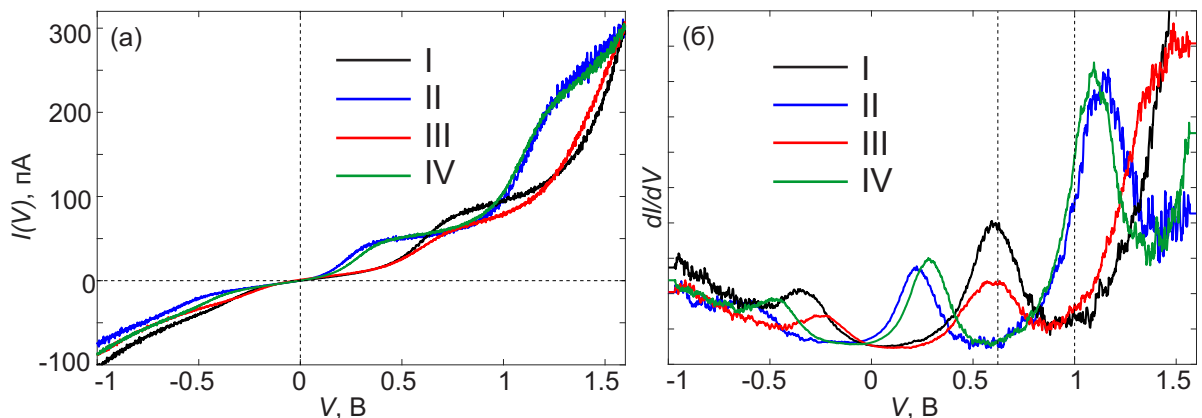
**Рис. 6:** СТМ-изображение участка Pb островка и смачивающего слоя, размер кадра  $1250 \times 890$  нм<sup>2</sup>. Схематично показаны подложка под смачивающим слоем, игла туннельного микроскопа и некоторые стоячие электронные волновые функции в Pb островке.

Методика исследования особенностей квантового размерного эффекта в свинцовой пленке с помощью туннельной спектроскопии представлена на рис. 6. После напыления свинца

на Si(111)  $7 \times 7$  подложку образовался смачивающий слой и часть одиночного Pb островка толщиной порядка 40 монослоев над смачивающим слоем. Волновые функции электронов в островке ограничены в направлении, перпендикулярном поверхности: сверху — границей островка с вакуумом, а снизу — подложкой. Волновые функции электрона схематично изображены в нескольких точках поверхности в виде стоячих электронных волн.



**Рис. 7:** (а) СТМ изображение участка поверхности Pb/Si(111)  $7 \times 7$  размером  $750 \times 660$  нм<sup>2</sup>, полученное при  $V = +1.0$  В и  $I = 300$  пА. (б,в) Карты дифференциальной проводимости, измеренные при напряжении  $V = +1.0$  В и  $V = +0.6$  В, соответственно. (г) Поперечное сечение топографического изображения (а) вдоль пунктирной линии. Показаны моно- и двухатомные ступени в Si подложке, а также моноатомные ступени в свинце. Стрелка указывает на положение скрытой ступени в подложке. (д,е) Поперечные сечения карт дифференциальной проводимости (б,в) вдоль пунктирных линий.



**Рис. 8:** (а) Локальные вольт-амперные характеристики в областях, отмеченных на рис. 7 I–IV. (б) дифференциальная проводимость в тех же областях, которые имеют локальную толщину Pb-слоя от 11 монослоев (область I) до 14 монослоев (область IV). Для спектроскопии использовались начальные значения  $V = +1.6$  В и  $I = 300$  пА.

На рис. 7а показано характерное СТМ изображение поверхности образца после напыления РЬ. Виден аморфный смачивающий слой, покрывающий поверхность Si(111)  $7 \times 7$  с набором моноатомных ступеней, а также одиночный РЬ островок с характерными латеральными размерами 200–400 нм в центре кадра. Для анализа толщин выращенной структуры рассмотрим сечение топографического изображения вдоль пунктирной линии, изображенное на рис. 7г. На сечении хорошо видно, что высота структуры меняется дискретно. Высоту одной ступени следует отождествить с толщиной монослоя РЬ или Si, соответственно.

Кристаллический свинец имеет гранецентрическую кубическую решетку, постоянная решетки составляет  $a_0 = 0.495$  нм. Известно, что верхняя грань свинцовых островков имеет направление (111), расстояние между плоскостями в этом направлении составляет  $d_{ML} = a_0/\sqrt{3} = 0.285$  нм. Минимальное изменение высоты террас на поверхности свинцового островка  $d_{ML} = 0.28 \pm 0.01$  нм, измеренное экспериментально, совпадает с толщиной монослоя атомов свинца. Аналогично, на поверхности смачивающего слоя высота ступени  $d_{Si}$  совпадает с высотой ступеней на поверхности Si(111)  $7 \times 7$ , которая составляет 0.313 нм. Отметим, что фактическая толщина плёнки  $d$  равна сумме  $d_w$ , определяемой толщиной смачивающего слоя  $d_w$ , и толщины  $Nd_{ML}$  островков на смачивающем слое (здесь  $N$  — число монослоев свинца над смачивающим слоем).

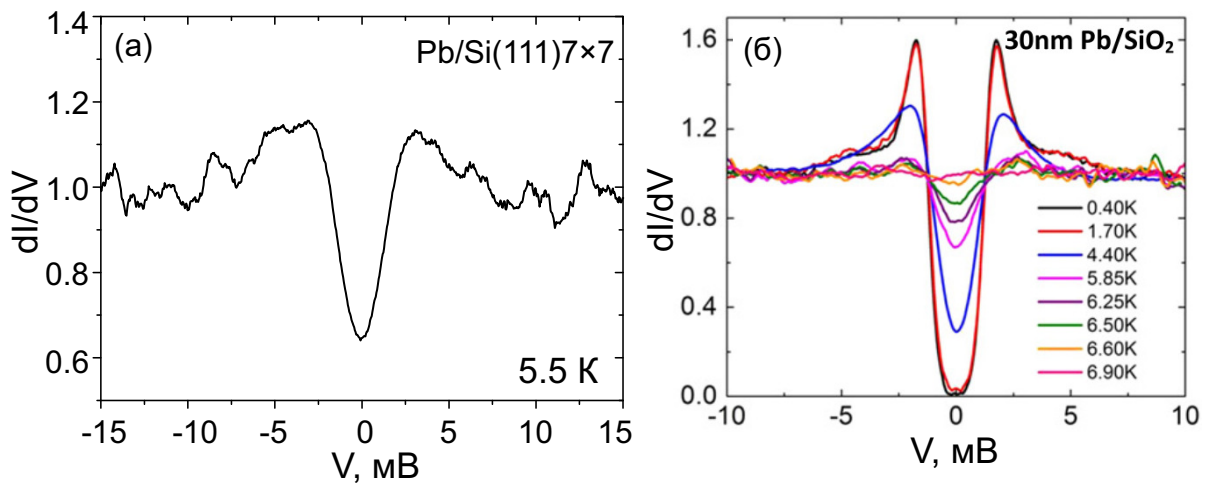
Одновременно с измерением топографического изображения были измерены две карты дифференциальной туннельной проводимости  $dI/dV(x, y)$  (рис. 7б,в) на энергиях  $V = +1.0$  В и  $V = +0.6$  В, соответственно. Для измерения карты в процессе сканирования к напряжению на туннельном зазоре игла–образец была добавлена небольшая переменная компонента  $V_{osc} \cos 2\pi f_0 t$  амплитудой 55 мВ и частотой  $f_0 = 7285$  Гц. С помощью синхронного детектора в процессе сканирования измерялась амплитуда переменной компоненты туннельного тока как функция латеральных координат. Были обнаружены области с разной интенсивностью сигнала на поверхности РЬ островка. Резкая смена интенсивности связана с изменением локальной толщины свинцовой пленки. Это происходит либо при переходе через моноатомную ступень на верхнем интерфейсе свинец–вакуум (такая ступень хорошо видна в топографическом изображении), либо на скрытой ступени на интерфейсе свинец–подложка. Во втором случае ступень на топографическом изображении видна слабо, так как толщина монослоев РЬ и Si различается лишь на 0.028 нм, что составляет около 10% толщины монослоя. Пример такой скрытой ступени отмечен на рис. 7 красной стрелкой.

В областях с разной интенсивностью сигнала  $dI/dV$  были получены точечные туннельные спектры. Были выбраны четыре области, обозначенные на рис. 7б,в римскими цифрами, в каждой из которых были измерены несколько (2–3) точечных вольт–амперных характеристики (рис. 8а,б). Внутри каждой из областей точечные спектры были практически идентичными, но они существенно меняются при перемещении из одной области в другую область. На дифференциальной проводимости  $dI/dV$  (рис. 8б) хорошо видна серия пиков, положения которых зависят от положения области, в которой выполнено измерение. Вольт–амперные характеристики  $I(V)$  (рис. 8а), соответственно, состоят из участков с разной крутизной наклона. Используя диаграмму из работы Уставщикова *et al* [A1], по положениям пиков было

обнаружено, что области I — IV соответствуют толщинам свинцового островка от 11 до 14 монослоев над смачивающим слоем. Это согласуется с видимой высотой островка, которую можно легко измерить на рис. 7г.

На основе анализа точечной спектроскопии можно объяснить контраст на картах дифференциальной проводимости (рис. 7б,в). На карте на рис. 7б измерения проводились при постоянной составляющей напряжения, равной +1.0 В, отмеченному на рис. 8б вертикальной пунктирной линией. В областях II и IV, в которых  $dI/dV(V = +1.0 \text{ В})$  близко к максимуму, виден большой сигнал на карте дифференциальной проводимости. И наоборот, в областях I и III  $dI/dV$  минимально, что согласуется с минимумом на карте дифференциальной проводимости. Аналогично при напряжении +0.6 В дифференциальная проводимость максимальна в областях I, III и минимальна в областях II, IV, то приводит к инвертированному контрасту на рис. 7б относительно рис. 7в.

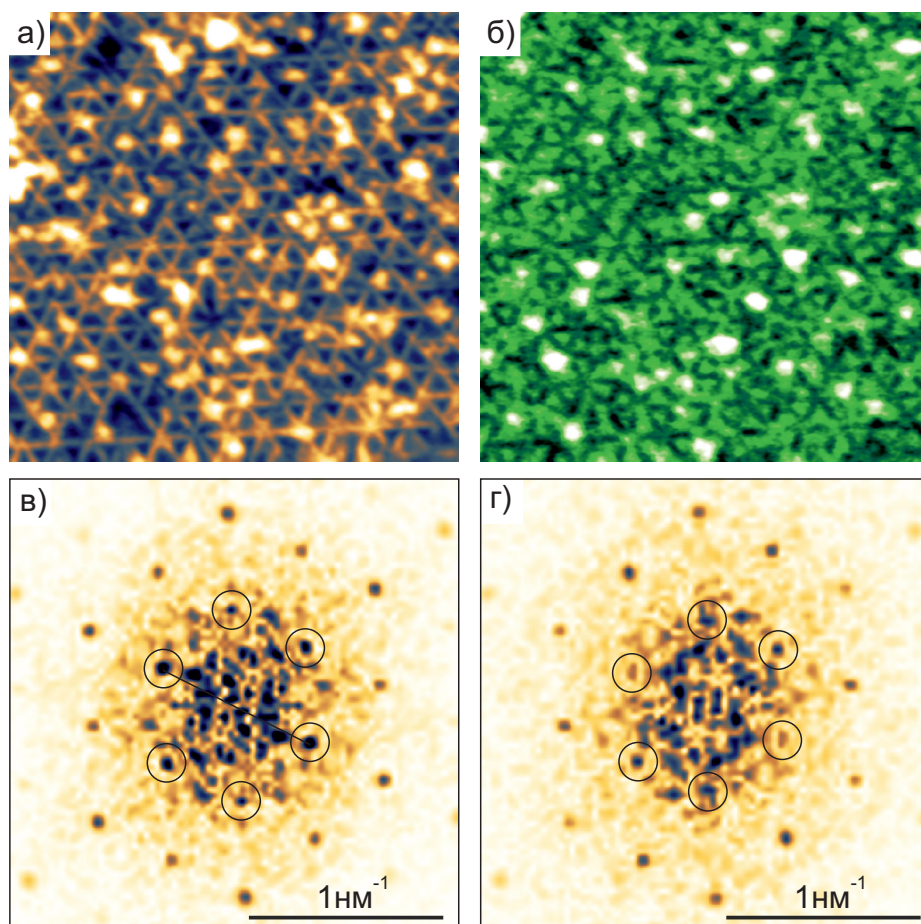
Была выполнена точечная туннельная спектроскопия аналогичных островков при температуре 5.5 К. Она показала наличие сверхпроводящей щели в плотности состояний (рис. 9а), что согласуется с результатами аналогичных измерений в других ведущих группах (рис. 9б), что дополнительно подтверждает качество выращенных структур.



**Рис. 9:** (а) Локальная дифференциальная проводимость свинцового островка, демонстрирующее наличие сверхпроводимости. Измерения выполнены в ИФМ РАН. (б) Аналогичные измерения свинцовой пленки толщиной 30 нм, взятые из публикации Moore *et al* [75].

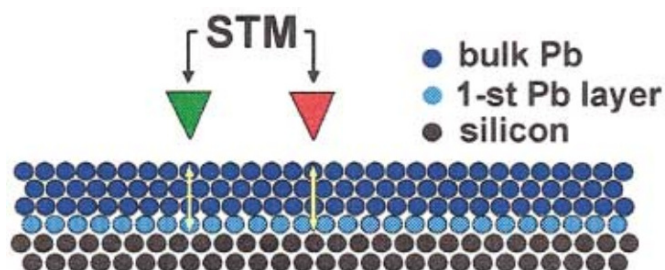
### 1.2.3 Мелкомасштабная неоднородность дифференциальной проводимости в РЬ пленках

Мы показали, что средняя дифференциальная туннельная проводимость на террасах постоянной высоты определяется локальной толщиной пленки. Однако при более детальных измерениях точечной спектроскопии было обнаружено, что амплитуда пиков и их положение может зависеть от точки измерения. При этом характерный латеральный масштаб областей с разной амплитудой пиков порядка 1–2 нанометров.



**Рис. 10:** (а) СТМ изображение поверхности РЬ островка ( $35 \times 35 \text{ нм}^2$ ,  $V = 500 \text{ мВ}$ ,  $I = 200 \text{ пА}$ ). (б) Пространственная зависимость туннельной проводимости  $G(x, y, V)$  для  $V = 500 \text{ мВ}$ ,  $V_{osc} = 40 \text{ мВ}$ . (в,г) Амплитуды фурье-образов для топографического изображений (а) и карты проводимости (б), соответственно; кружками отмечены фурье-максимумы первого порядка. Указанный масштаб  $1 \text{ нм}^{-1}$  соответствует периоду структуры в  $1 \text{ нм}$  в реальном пространстве (Путилов *et al* [A2])

На рис. 10 показана топография (а) и карта проводимости (б) островка, толщина которого составляет, по нашим оценкам, шесть монослоев над уровнем смачивающего слоя.



**Рис. 11:** Упрощенная модель тонкого РЬ слоя на поверхности Si. В зависимости от точки отражения от нижнего интерфейса (над атомом Si или между атомами Si) для волновой функции обеспечиваются разные граничные условия и, соответственно, разный набег фазы  $\varphi_1$ . (Адаптировано из Altfeder *et al* [58])

Топографическое изображение содержит отчетливые следы гексагональной решетки, что подтверждается наличием хорошо различимых пиков первого и второго порядков для амплитуды фурье-образа (рис. 10в). Модуляция с теми же волновыми векторами наблюдается и для туннельной проводимости (рис. 10б и 10г). Можно предположить, что наблюдаемая периодичность обусловлена влиянием кристаллической структуры подложки на туннельную плотность состояний в Рb плёнках, поскольку период модуляции совпадает с периодом реконструкции Si(111)  $7 \times 7$ . На изображениях 10в,г изображенный масштаб ( $1 \text{ нм}^{-1}$ ) соответствует периоду структуры 1 нм в реальном пространстве. Такой эффект может быть связан с изменением фазы электронной волны при отражении от границы «металл–подложка» в разных точках поверхности и может проявляться как периодическое смещение пиков туннельной проводимости, а также как появление муарового контраста [58; 83]. Из формул (1.9, 1.10) можно вычислить сдвиг уровней размерного квантования в зависимости от фазы отражения  $\varphi_1$  от границы свинцовый островок–подложка:

$$\delta E = -\hbar v_F \delta \varphi_1. \quad (1.12)$$

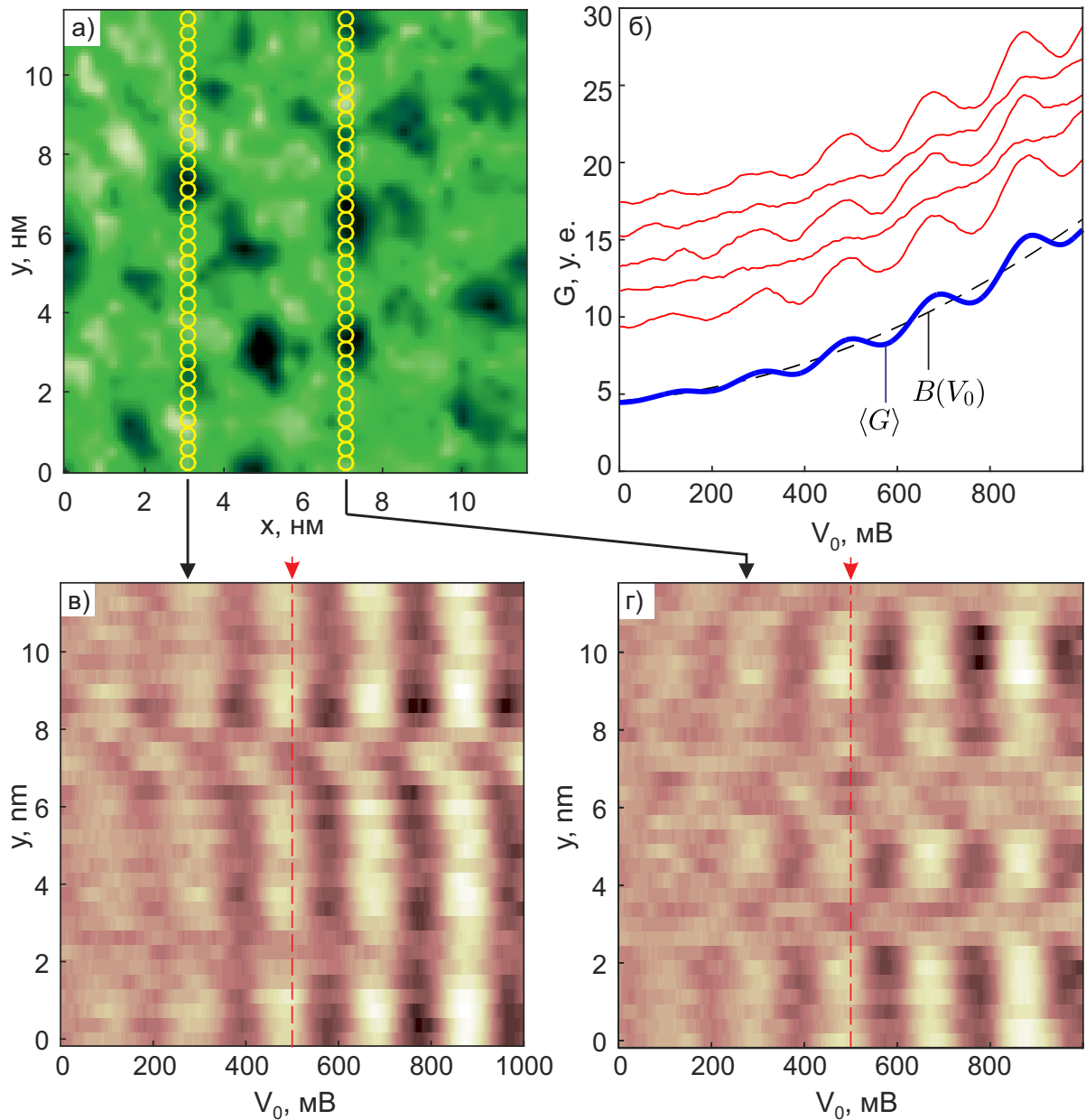
В зависимости от того, в над какой точкой поверхности Si(111)  $7 \times 7$  выполняются измерения (над ямкой/адатомом/димером/рест–атомом, Оура *et al* [54]), может реализоваться разная форма стенки потенциальной ямы, что приводит к пространственно–неоднородной величине  $\varphi_1$ . Упрощенная модель (без воспроизведения всех деталей поверхности Si(111)  $7 \times 7$ ) изображена на рис. 11. Периодическая модуляция  $\varphi_1$

Для более детального исследования мелкомасштабной неоднородности дифференциальной проводимости был рассмотрен участок размером  $11.6 \times 11.6 \text{ нм}^2$  атомарно гладкой террасы толстого Рb островка с толщиной порядка 70 монослоев. Для такого островка была проведена серия измерений на сетке размером  $32 \times 32$  точек с шагом 0.36 нм, в результате чего были последовательно получены 1024 вольт-амперных характеристики и 1024 спектра дифференциальной туннельной проводимости  $G(x, y, V)$ . Пространственная зависимость дифференциальной туннельной проводимости для  $V = 490 \text{ мВ}$  от координат  $x$  и  $y$  показана на рис. 12а. Несколько типичных локальных зависимостей  $G(V)$  приведены на рис. 12б. Отметим, что в зависимости от точки измерения локальные туннельные спектры содержат либо набор ярко выраженных пиков, либо такие пики слабо различимы. Для анализа зависимости положения и высоты резонансных пиков от энергии и координаты удобно исключить влияние нерезонансного фона. Для этого все 1024 спектральных кривых были усреднены по площади образца

$$G(V) = \frac{1}{1024} \sum_{i,j} \frac{dI(x_i, y_j, V)}{dV} \quad (1.13)$$

Затем функция  $G(V)$ , показанная на рис. 12б жирной линией, была аппроксимирована полиномом третьей степени для исключения следов размерно-квантованных уровней. Аппроксимирующий полином, который мы обозначим  $B(V)$  (background), показан на рис. 12б пунктирной линией. На рис. 12в,г показано отличие локальной дифференциальной проводимости

от нерезонансного фона  $B(V)$  как функция напряжения  $V$  и координаты  $y$  для двух значений  $x = 3$  нм (в) и  $x = 7$  нм (г). Легко видеть, что области с ярко выраженными пиками дифференциальной проводимости чередуются с областями, в которых пики выражены слабо или смещены на другую энергию. Например, для энергии  $V = 490$  мВ наибольшая дифференци-



**Рис. 12:** (а) Карта дифференциальной проводимости  $G$  для Рb островка ( $11.6 \times 11.6$  нм<sup>2</sup>,  $V = 490$  мВ,  $I = 200$  пА). (б) Серия точечных измерений дифференциальной проводимости  $G(V)$ , полученная для нескольких соседних точек с  $x = 7$  нм и разными значениями  $y$ ; для наглядности линии сдвинуты по вертикали. Толстая синяя линия соответствует зависимости  $\langle G(V) \rangle$ ; пунктирная линия – оценке нерезонансного фона  $B(V)$ . (в,г) Разность локальной проводимости  $G(x, y, V)$  и нерезонансного фона  $B(V)$  как функция смещения  $V$  и координаты  $y$  для точек, указанных на рисунке (а):  $x = 3$  нм (в) и  $x = 7$  нм (г). Яркость цвета пропорциональна величине  $G(V) - B(V)$ . Пунктирные линии соответствуют значению  $V$ , соответствующего карте (а). (Путилов *et al* [A2])



альная проводимость наблюдается в областях с ярко выраженными пиками, а наименьшая – в областях, где пики выражены слабо (см. рис. 12а). Отметим, что отсутствие гексагональной периодичности дифференциальной проводимости связано с длительностью измерения (за счет дрейфа пьезосканера гексагональная структура сильно искажается) и сравнительно небольшом числе измеряемых точек.

#### 1.2.4 Крупномасштабные пространственно–неоднородные состояния и визуализация скрытых дефектов в пленках Рb

Для достаточно тонких Рb островков на поверхности Si(111)  $7 \times 7$  реализуется псевдоморфный рост без формирования дефектов. При толщине, превышающей 50 монослоев, в процессе роста могут формироваться дефекты. Например, на рис. 13 изображен участок поверхности Рb островка, на которой обнаружены дислокации несоответствия. Такие дефекты нарушают периодическую атомную структуру и приводят к возникновению внутренних напряжений в островке. Другим нарушением периодичности может служить граница свинцового островка. Было обнаружено, что плоская верхняя грань некоторых островков может слегка изгибаться при приближении к его границе на расстояние порядка 50 нм. Это может приводить к изменению электронной плотности и искажению зонной структуры материала.

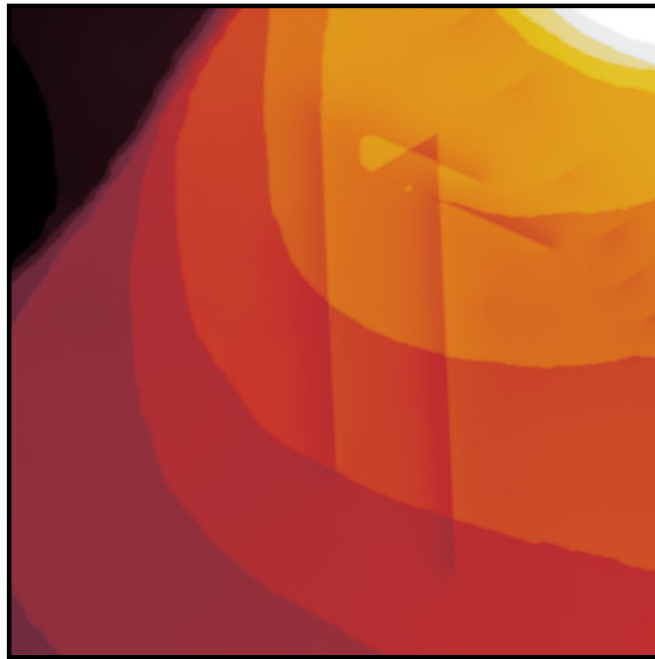
На рис. 14 показано топографическое изображение и соответствующая карта дифференциальной проводимости размером  $930 \times 830$  нм<sup>2</sup> участка свинцового островка с набором моноатомных ступеней на смачивающем слое. Области, изображенные на рис. 14а черным, соответствуют смачивающему Рb слою на поверхности Si(111)  $7 \times 7$ . Так как высота островка составляет порядка 15 нм, эта область существенно выходит за пределы выбранного цветового диапазона, адаптированного для визуализации атомных террас на вершине островка. Белыми кружками отмечены три точки, использованные для выбора плоскости одной высоты и выравнивания поверхности. На рис. 14б измеряемый сигнал на смачивающем слое имеет амплитуду порядка 5–5.5 В и оказывается за границами изображаемого диапазона, соответствующие смачивающему слою области окрашены белым.

Интересующий нас участок обведен красным, и его топографическое изображение показано на вставке слева. В этой области наблюдается плавное изменение дифференциальной проводимости на характерном латеральном масштабе порядка 100 нм, что отличается от скачков (на масштабе 1–2 нм) проводимости на моноатомных ступенях на поверхности островка или на интерфейсе Рb–подложка. Ниже будет показано, что такая неоднородность вызвана постепенным смещением максимумов дифференциальной проводимости по напряжению. Рельеф этого участка поверхности с тремя ступенями моноатомной высоты показан на рис. 15а. Нижняя сторона изображения на рис. 15а соответствует левой верхней стороне квадрата на рис. 14 (отмечена жирной линией). При приближении к краю островка (движение сверху вниз на рис. 15а) высота островка постепенно увеличивается, что отображено плавным изменением цвета в пределах одной террасы.

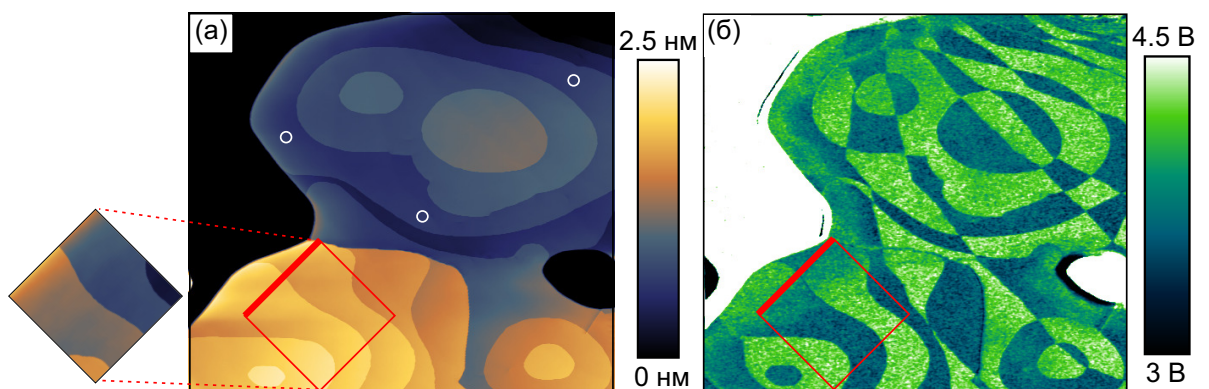
Поскольку интервал  $\Delta E$  между соседними максимумами на зависимости  $G(V)$  равен

185 мэВ и фермиевская скорость равна  $v_F \approx 1.8 \cdot 10^8$  см/сек (Altfeder *et al* [64], Ustavshchikov *et al* [A1]), получаем оценку локальной толщины островка:  $d \simeq \pi \hbar v_F / \Delta E \simeq 19$  нм или примерно 70 монослоев, что, кроме того, хорошо согласуется с высотой островка над смачивающим слоем.

Карта туннельной проводимости (рис. 15б) свидетельствует о наличии резких границ, например, при переходе из области I в область III, высоты которых отличается на один монослой. Однако при перемещении из области I в области II (или III–IV) в пределах атомарно-гладких террас с постоянной высотой происходит плавное измерение туннельной проводимости: при переходе I–II проводимость для  $V = 900$  мВ уменьшается, при переходе III – IV – увеличивается (рис. 15б,в). В области была проведена серия измерений локальных



**Рис. 13:** (а) Участок поверхности свинцового островка ( $230 \times 230$  нм<sup>2</sup>,  $V = 500$  мВ,  $I = 400$  пА) с несколькими дислокациями несоответствия.



**Рис. 14:** (а) Топографическое изображение Рb островка ( $930 \times 830$  нм<sup>2</sup>,  $V = 900$  мВ,  $I = 400$  пА). (б) Карта дифференциальной проводимости того же участка,  $V = 900$  мВ. Из-за дрейфа выделенная область и изображение на вставке немного отличаются.

вольт–амперных характеристик и спектров дифференциальной туннельной проводимости на сетке  $32 \times 32$  и по описанной выше процедуре был исключен нерезонансный фон. Результаты измерений демонстрируют, что имеет место плавное смещение уровней размерного квантования к более высоким энергиям при движении вдоль оси  $y$  (вверх) на величину порядка 50 мВ (рис. 15г,д). При движении по линии I–II на энергии 900 мэВ (вертикальная линия на рис. 15г) происходит плавный переход от локального максимума на зависимости  $dI/dV$  к локальному минимуму. Это соответствует уменьшению величины  $G(x, y, V)$  при перемещении I–II (рис. 15б,в). Аналогично при движении по линии III–IV при постоянном  $V = 900$  мВ наблюдается плавное увеличение проводимости (рис. 15д). Заметим, что в горизонтальном направлении наблюдаются постоянная дифференциальная проводимость в областях V и VI с резким скачком между ними (рис. 15е). Следовательно, для исследованного участка поверхности имеет место градиент свойств вдоль вертикальной оси в интервале значений от  $y = 0$  до  $y = 100$  нм, приводящий к смещению энергетических уровней.

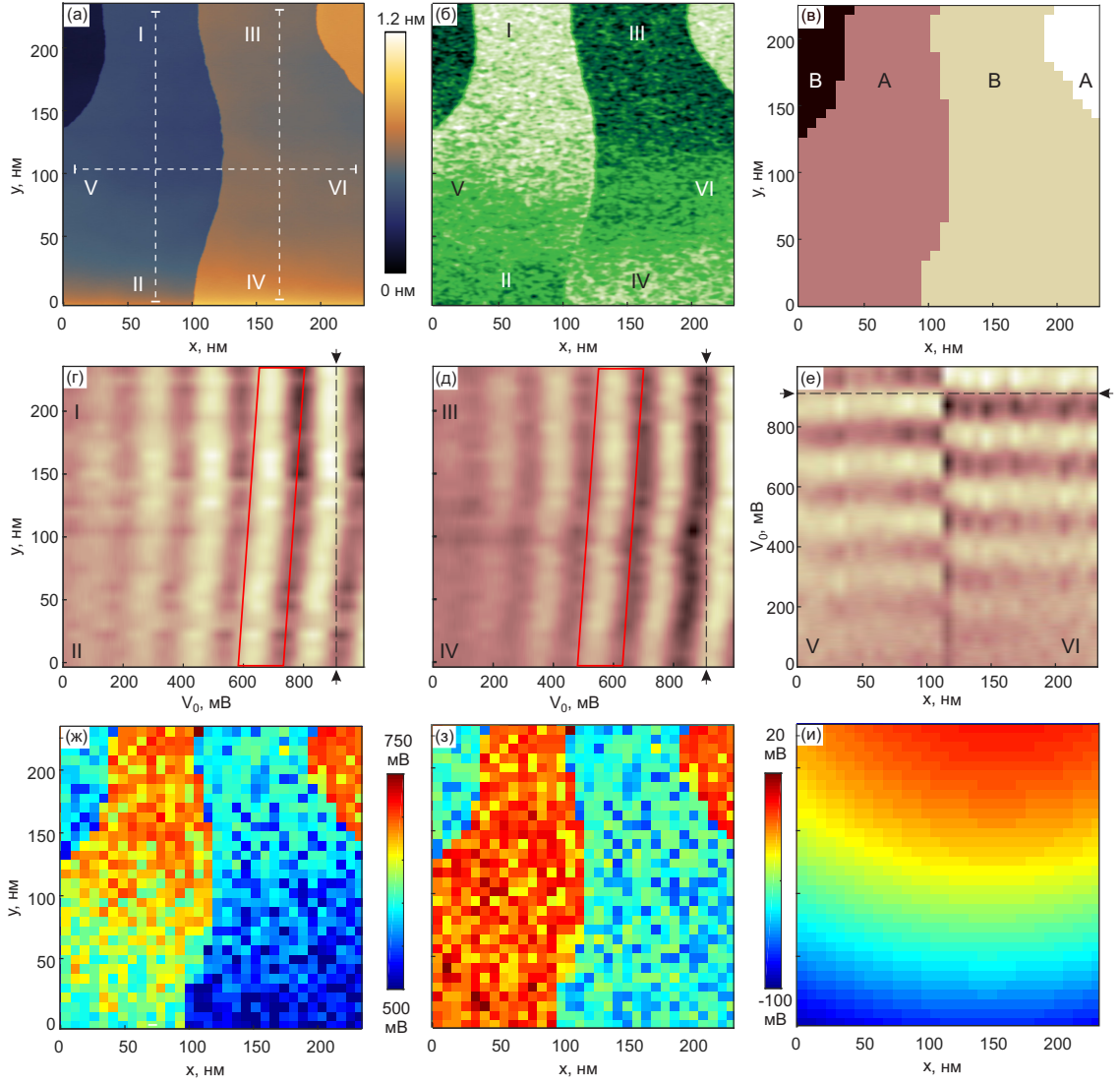
Возвращаясь к простейшей модели локализованных электронных состояний в одномерной потенциальной яме, можно отметить, что к плавному смещению уровней размерного квантования могут приводить, во-первых, монотонное изменение толщины Pb слоя, во-вторых, изменение энергии дна зоны проводимости  $E_0$  и, в-третьих, изменение граничных условий на интерфейсе «металл-подложка». Будем описывать наблюдаемую крупномасштабную неоднородность зависимостью энергии дна зоны проводимости  $E_0$  (см. формулу (1.10)) от латеральных координат. Наша цель — оценить плавно–неоднородный фон, вызванный близостью края Pb островка и приводящий к сдвигу максимумов дифференциальной проводимости. Для этого подберем неоднородный потенциал  $V(x, y)$  таким образом, чтобы положения максимумов дифференциальной проводимости зависели только от локальной толщины Pb слоя и не содержали бы крупномасштабную неоднородность. Тогда, искомая  $E_0(x, y) = eV(x, y)$ , где  $e > 0$  — величина заряда электрона.

Известно, что положение пиков приближенно определяется четностью числа монослоев свинца на подложке (Уставщиков *et al* [A1]). Таким образом, для двух террас с толщиной, различающейся на четное число монослоев, пики приближенно расположены на одинаковой энергии, но положения пиков существенно различаются на террасах, разность толщин которых составляет нечетное число монослоев свинца (8б).

Для анализа определим напряжение одного из максимумов дифференциальной проводимости как функцию координат  $V_p(x, y)$ . В используемых обозначениях

$$V_p(x, y) = V_0(x, y) + V_n, \quad (1.14)$$

где  $V_0$  — плавно–неоднородный электрический потенциал, а  $V_n$  — положения пиков вдали от края островка и связанной с ним крупномасштабной неоднородности, использовались данные из работы Уставщиков *et al* [A1]. Положение пика определяемая как максимум дифференциальной проводимости в интервале напряжений, который зависел от координат  $(x, y)$ . Для этого вручную на основании топографического изображения были отделены области с разной толщиной свинцовой пленки (рис. 15в), которые были разделены на тип А и тип



**Рис. 15:** (а) СТМ изображение поверхности РЬ островка ( $230 \times 230 \text{ нм}^2$ ,  $V = 900 \text{ мВ}$ ,  $I = 200 \text{ пА}$ ). (б) Карта дифференциальной проводимости  $G(x, y)$  того же участка при  $V = 900 \text{ мВ}$ ,  $V_{osc} = 40 \text{ мВ}$ . (в) Выделенные вручную на основе топографического изображения области А и В с разной чистотой числа РЬ монослоев. (г,д) Разность локальной проводимости  $G(x, y, V)$  и нерезонансного фона  $B(V)$  как функция смещения  $V$  и координаты  $y$  вдоль линии I–II (г) и линии III–IV (д). Красным параллелограммом выделен диапазон напряжений (зависящий от координаты  $y$ ), в котором определялось положение максимума дифференциальной проводимости на террасах типа А (г) и типа В (д). Яркость цвета пропорциональна величине  $G(V) - B(V)$ . Вертикальная пунктирная линия соответствуют значению  $V$ , при котором были получены карты (а,б). (е) Разность локальной проводимости  $G(x, y, V)$  и нерезонансного фона  $B(V)$  как функция смещения  $V$  и координаты  $x$  вдоль линии V–VI (ж) Напряжение выбранного максимума дифференциальной проводимости как функция латеральных координат. (з) Напряжения максимума дифференциальной проводимости после вычитания плавно–неоднородного фона, изображенного на (и). (Путилов *et al* [A2; C16])

В по четности числа РЬ монослоев (и, соответственно, по положениям пиков). Так как за счет крупномасштабной неоднородности максимумы смещаются существенно, была введена

дополнительная поправка в зависимости от координаты вдоль оси  $y$ . В результате поиск напряжений максимумов выполнялся на террасах типа А — в диапазоне энергий, выделенных параллелограммом на рис. 15г, в зависимости от координаты  $y$ . Аналогично на террасах типа В поиск максимума определялся параллелограммом, отмеченным на рис. 15д. Энергия найденного таким образом пика как функция латеральных координат изображена на рис. 15ж. В среднем напряжение выбранного пика в областях В на 105 мВ меньше, чем в областях А. Вычтем из  $V_p(x, y)$  105 мВ в областях типа А, после чего аппроксимируем полученное двумерное распределение поверхностью второго порядка  $V_{fit}(x, y)$ , изображенной на рис. 15и. Выберем постоянную поставляющую таким образом, чтобы в верхней части области (что соответствует области островка, наиболее удаленной от его края)  $V = V_{fit}(x, y) + const$  приближенно обращался в ноль. Найденный таким образом  $V(x, y)$  изображен на рис. 15и. После ее вычитания напряжение максимумов не зависит от координат в пределах каждой из террас и определяется лишь четностью соответствующей террасы (рис. 15з). Отметим, что плавно неоднородный фон слабо зависит от того, какой именно из максимумов дифференциальной проводимости выбран.

Найденный плавно-неоднородное распределение можно интерпретировать как дополнительную потенциальную энергию, возникающую у электронов проводимости из-за индуцированного краем свинцового островка внутреннего напряжения. Таким образом, систематическое исследование зависимости дифференциальной проводимости от координат и энергии является способом изучения внутренних дефектов тонких Рb пленок и островков.

## 1.3 Исследование начальной стадии роста ниобий-содержащих структур на поверхности Si(111) $7 \times 7$

### 1.3.1 Обзор литературы по особенностям роста и электрофизическим свойствам Nb и Nb-содержащих соединений на поверхности полупроводников

В случае, если в качестве подложки используется монокристалл кремния, протекание химической реакции на границе кремний - металл возможно при температуре 300–400 °С (Hiraki *et al* [84], а в некоторых случаях — и при более низкой температуре (Ottaviani [85]), при этом протекание химической реакции приводит к активной миграции атомов Si и соответствующего металла. Если не существует устойчивого химического соединения находящихся в контакте веществ (Me–Si) или оно не формируется в применяемой методике создания гетероструктуры, возможно перемешивание атомов в нескольких приповерхностных слоях и образование сплава. Например, миграция атомов Si сквозь слой Au возможна при температуре 150 °С, при том что температура эвтектики Au–Si составляет 370° С (Hiraki *et al* [84; 86]).

При протекании химической реакции металл–кремний набор силицидов, образующихся

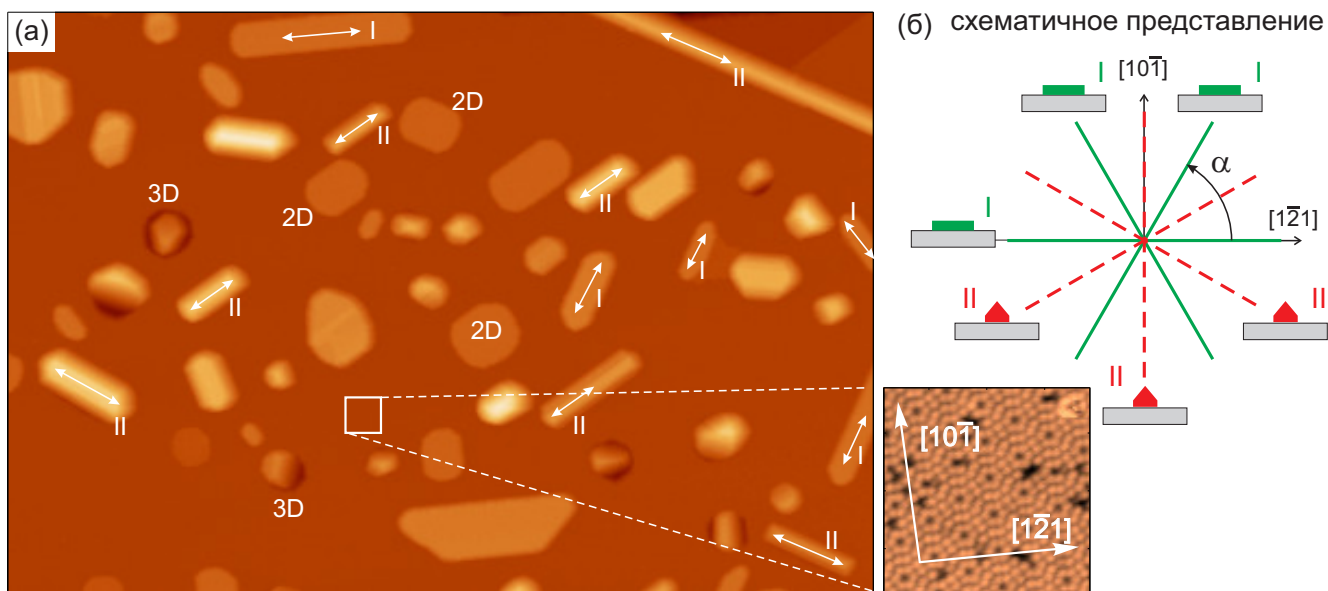
на границе раздела или поверхности, как правило, составляет только часть набора объемных силицидов. Например, у Ni и Si известно шесть различных видов объемных силицидов:  $Ni_3Si$ ,  $Ni_5Si_2$ ,  $Ni_3Si_2$ ,  $Ni_2Si$ ,  $NiSi$ ,  $NiSi_2$ . Однако на поверхности кремния, при напылении никеля и последующем отжиге, могут быть образованы только три вида:  $Ni_2Si$ ,  $NiSi$ ,  $NiSi_2$  (Ottaviani *et al* [85], Азатьян [87]). Такие же виды силицидов могут быть образованы и другими переходными металлами (Me) после напыления на поверхность кремния и отжиге:  $Me_2Si$ ,  $MeSi$ ,  $MeSi_2$  [88]. В отношении ниобия при комнатной температуре устойчивыми являются три стехиометрические фазы силицида:  $Nb_3Si$ ,  $Nb_5Si_3$  и  $NbSi_2$  (работы Hiraki [88], Walser and Bené [89]).

Необходимость измерения или контроля туннельного тока в системе образец—металлическая игла накладывает существенные ограничения на качество поверхности исследуемых структур. Именно поэтому вопрос о технологии создания образцов с определенной геометрией и туннельно-прозрачной поверхностью является принципиальным при использовании техники СТМ/СТС. Основной способ получения Nb тонких плёнок — магнетронное распыление (подробное описание есть в работе Yoshii *et al* [90]). Экспериментальных работ по изучению особенностей термического роста тонких пленок ниобия в сверхвысоком вакууме существенно меньше. Это связано с высокой тугоплавкостью ниобия (температура плавления 2468 °C) и низким давлением насыщенных паров, что делает напыление толстого слоя ниобия с помощью электронно-лучевого испарения затруднительным. Исследование Nb пленок, выращенных в процессе термического осаждения на поверхность Si(111) проводилось в работах Cheng and Chen [91], Mahamuni *et al* [92], на поверхности сапфира — в работе Wildes *et al* [93]. В работе Oya *et al* [94] также исследовались сверхпроводящие свойства Nb пленки. Во всех перечисленных работах применялись лишь интегральные методы исследования осажденного Nb слоя: рентгеновская дифрактометрия [93], электронная Оже-спектроскопия [91], транспортные измерения [94].

В данном разделе автор исследует начальную стадию роста Nb-содержащие структуры с помощью сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии, позволяющей исследовать рельеф поверхности, структуру поверхности с атомарным разрешением, а также ее электронные свойства. Кроме исследования Nb пленок, интерес представляет исследование начальной стадии осаждения Nb на Si в связи с задачей контролируемого формирования силицидов ниобия, таких как  $Nb_5Si_3$ ,  $NbSi_2$  или  $NbSi_3$ . Соединение со стехиометрическим составом  $NbSi_3$  может формировать структуру A15 (Изюмов и Кураев, [95]). Интерес к этой структуре связан с тем, что целый ряд соединений с такой структурой являются сверхпроводниками, а некоторые имеют сравнительно высокую критическую температуру для низкотемпературных сверхпроводников (Hardy and Hulm, [96]). Соединение  $NbSi_3$  активно исследовалась в ряде работ Clapp and Rose [97], Feldman and Hammond [20], Horache *et al* [98], Prasad and Paul [99], Gubser *et al* [100], Nakanishi *et al* [101], Skelton *et al* [102], и было показано, что оно может иметь достаточно высокую температуру сверхпроводящего перехода (до 13 К согласно экспериментальным данным Feldman and Hammond [20]), что выше критической температуры чистого ниобия. На настоящий момент остается открытым вопрос о возможно-

сти синтеза сверхпроводящих силицидов ниобия в процессе термического осаждения ниобия на кремниевые монокристаллы.

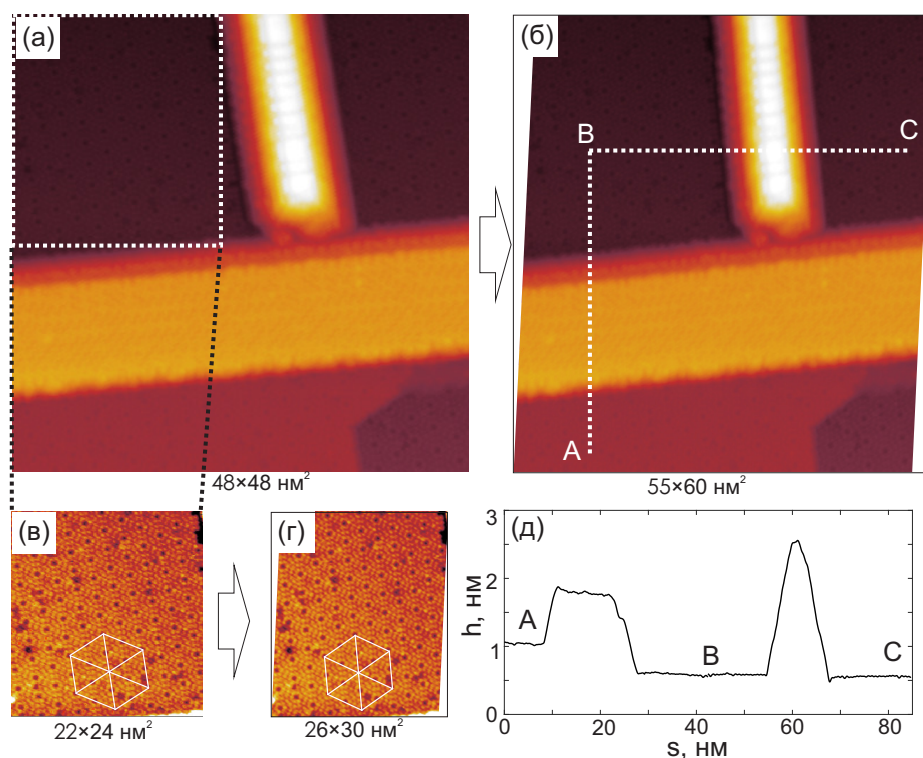
### 1.3.2 Методика напыления и характеристики выращенных структур



**Рис. 16:** (а) СТМ изображение поверхности образца после напыления ниобия в течение 40 минут со скоростью осаждения 0.01 нм/мин на нагретую подложку ( $T \approx 550^\circ\text{C}$ ). Сканирование проводилось при  $T = 5\text{ K}$ ,  $V = +2.00\text{ В}$  и  $I = 20\text{ пА}$ . Стрелками указаны направления роста квазиодномерных островков I и II типов. На вставке показан увеличенный участок центральной части кадра размером  $18 \times 18\text{ нм}^2$ , на котором указана ориентация кристаллографических осей  $[10\bar{1}]$  и  $[1\bar{2}1]$ ; (б) взаимная ориентация островков I и II типа относительно кристаллографических осей  $[10\bar{1}]$  и  $[1\bar{2}1]$  по данным, представленным на рисунке (а). (Путилов *et al* [A3])

Были рассмотрены особенности начальной стадии формирования островков на реконструированной поверхности  $\text{Si}(111) 7 \times 7$  при термическом осаждении ниобия. Показано, что при соответствующих условиях роста такие островки могут обладать определенной геометрией и представлять собой квазиодномерные (1D), квазидвумерные (2D) и трехмерные (3D) монокристаллические структуры (рис. 16а). Отметим, что если концентрация островков не слишком велика, то между ними сохраняется реконструкция  $\text{Si}(111) 7 \times 7$ . Это свидетельствует о том, что смачивающий слой ниобия не формируется, в отличие от свинца на той же поверхности  $\text{Si}(111) 7 \times 7$ . Вопрос о стехиометрическом составе формируемых наноструктур остается открытым и требует дополнительных экспериментальных и теоретических исследований, поэтому далее для описания образующихся структур используется обобщенный термин «ниобийсодержащие островки».

### 1.3.3 Квазиодномерные структуры



**Рис. 17:** (а) Исходное топографическое изображение участка поверхности образца с квазиодномерными островками I и II типов; сканирование проводилось при  $T = 78$  К,  $V = +2$  В и  $I = 200$  пА. (б) То же изображение после коррекции аффинным преобразованием. (в) Участок поверхности с реконструкцией Si(111)  $7 \times 7$  использованный для поиска аффинного преобразования. (г) Тот же участок после применения аффинного преобразования. (д) Поперечное сечение поверхности образца, полученное из изображения (б) вдоль линии А–В–С. На рис. (в,г) показано, как искаженный шестиугольник (в), после коррекции трансформируется в симметричный шестиугольник (г), соответствующий структуре Si(111)  $7 \times 7$ . (Путилов *et al* [A3])

Возникающие на поверхности кремния 1D-островки можно разделить на два типа в зависимости от формы поперечного сечения и преимущественной ориентации относительно подложки (рис. 16а). Островки I типа имеют плоскую вершину, плоскость которой параллельна плоскости подложки. На рис. 16 а направление роста островков такого типа показано стрелками с индексом I. Островки II типа имеют остроконечную вершину в поперечном сечении, направление роста островков этого типа показано стрелками с индексом II. Если все вектора, характеризующие направления роста островков каждого типа свести в одну точку, то можно получить диаграмму направлений преимущественного роста островков обоих типов (рис. 16б). Для определенности будем характеризовать преимущественное направление роста островков углом  $\alpha$ , отсчитываемым от направления  $[1\bar{2}1]$  реконструированной подложки. Анализ направлений ориентации изолированных квазиодномерных островков, проведенный для нескольких однотипных образцах в различных точках, показал, что для островков I типа



$\alpha = 0^\circ \pm 3^\circ$ ,  $\alpha = 60^\circ \pm 3^\circ$ ,  $\alpha = 120^\circ \pm 3^\circ$ , для островков II типа —  $\alpha = 30^\circ \pm 3^\circ$ ,  $\alpha = 90^\circ \pm 3^\circ$ ,  $\alpha = 150^\circ \pm 3^\circ$ .

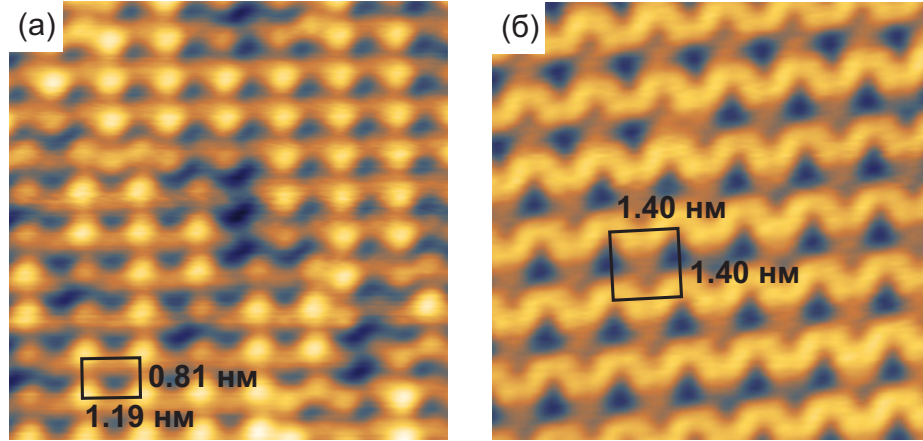
Был найден участок поверхности, где одномерные островки двух разных типов непосредственно соприкасаются. В соответствии с построенной диаграммой (рис. 16б), одномерные расположены под прямым углом. Размер области сканирования позволяет достигать атомарного разрешения на участках поверхности с реконструкцией Si(111)  $7 \times 7$ . В этом разделе мы пользовались такими участками для коррекции искажений, вызванных дрейфом иглы относительно образца в процессе сканирования. Для этого на участке поверхности с реконструкцией Si(111)  $7 \times 7$  вычисляется автокорреляционная функция, по которой легко определять векторы трансляций. Так как поверхность Si(111)  $7 \times 7$  и ее параметры решетки хорошо известны, то можно найти аффинное преобразование, после применения которого параметры решетки будут совпадать с табличными. Применяв это преобразование к полному топографическому изображению, можно скорректировать искажения, вызванные дрейфом. Ко всем топографическим изображениям этого раздела, представленным далее, применялась аналогичная процедура коррекции. Это позволяло более точно определять параметры решеток, углы между направлениями высокой симметрии на участках с атомарным разрешением, направлениями вдоль квазиодномерных островков. На рис. 16б угол между двумя островками разных типов составляет  $90^\circ$ , что соответствует построенной диаграмме.

Форма и характерные размеры исследованных квазиодномерных структур во многом повторяют ранее наблюдаемые в  $\text{CoSi}_2$  одномерные островки на поверхности кремния Si(001) в работе Ong *et al* [103].

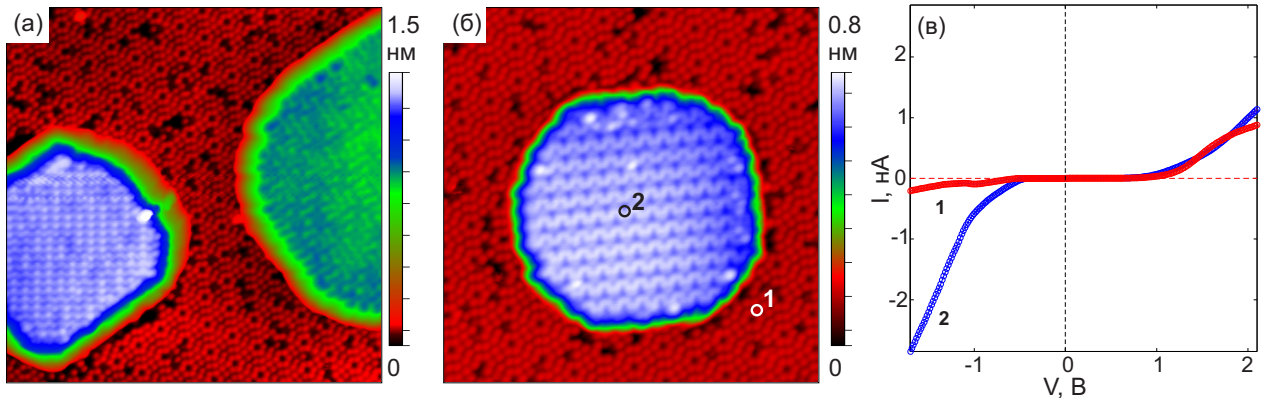
### 1.3.4 Квазидвумерные структуры

Кроме описанных выше квазиодномерных островков при тех же условиях роста формируются квазидвумерные островки с плоской вершиной. По результатам анализа высот более трехсот квазидвумерных островков было обнаружено, что толщина монослоя формирующегося вещества составляет приблизительно 0.265 нм [A3]. На рис. 19 представлены топографические изображения нескольких квазидвумерных островков разной толщины (0.7 нм, 1.2 нм и 1.6 нм). Было обнаружено, что верхние плоскости квазидвумерных островков могут быть параллельны плоскости подложки (угол разориентации не превосходит  $0.05^\circ$ , рис. 19б) или быть существенно непараллельными поверхности (угол разориентации  $0.5^\circ \pm 0.2^\circ$  на рис. 19а). Легко видеть, что формирующиеся квазидвумерные островки обладают периодической атомной структурой поверхности, что свидетельствует в пользу их монокристалличности. На рис. 18 показаны участки поверхности квазидвумерных островков различной толщины. Легко видеть, что в рассматриваемых случаях элементарная ячейка имеет прямоугольную форму в отличие от ромбической элементарной ячейки реконструкции Si(111)  $7 \times 7$ . После применения аффинного преобразования были определены параметры решетки ниобий-содержащих монокристаллических структур. Для каждого типа обнаруженной поверхностной реконструкции по топографическому изображению  $z = z(x, y)$  был вычислен двумерный фурье-образ  $z = z(k_x, k_y)$ . Положение максимумов функции  $z = z(k_x, k_y)$  в пространстве волновых век-

торов позволило определить симметрию решетки и установить размер элементарной ячейки (рис. 18а,б). Были обнаружены несколько типов периодических структур на двумерных плоских островках с прямоугольной элементарной ячейкой, в частности:  $1.40 \times 1.40 \text{ нм}^2$ , и  $0.81 \times 1.19 \text{ нм}^2$  (рис. 18).



**Рис. 18:** Топографические изображения участков поверхности квазидвумерных островков размером  $9 \times 9 \text{ нм}^2$  и толщиной  $a = 0.7 \text{ нм}$ , б —  $1.6 \text{ нм}$  (также представленных на рис. 19). На рисунках отмечена элементарная ячейка и указан ее размер. (Путилов *et al* [A3])



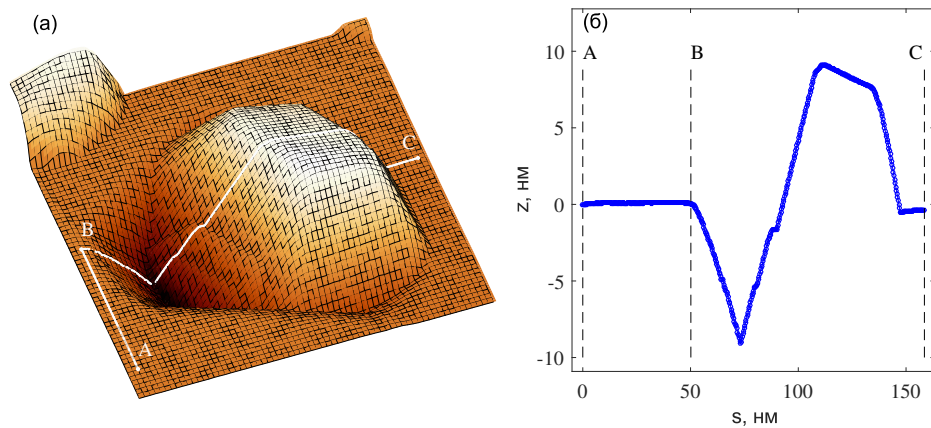
**Рис. 19:** (а,б) Топографические изображения участков образца, содержащих квазидвумерные островки различной высоты. Изображения получены при  $T = 5 \text{ К}$ ,  $V = +2.00 \text{ В}$ , (а)  $I = 800 \text{ пА}$ ,  $37 \times 37 \text{ нм}^2$ , (б)  $I = 200 \text{ пА}$ ,  $29 \times 29 \text{ нм}^2$ . (в) Локальные вольт-амперные характеристики  $I(V)$  в точках 1 и 2; высота иглы над поверхностью соответствовала току  $I = 700 \text{ пА}$  при  $V = +1,8 \text{ В}$ . (Путилов *et al* [A3])

На островке, изображенном на рис. 18б, при  $T = 5 \text{ К}$  была измерена вольт-амперная характеристика туннельного контакта на поверхности Si(111)  $7 \times 7$  (отмечена цифрой 1) и на поверхности двумерного островка (отмечено цифрой 2). Было обнаружено (рис. 19в), что при низких температурах туннельная проводимость квазидвумерного островка, так же как и проводимость поверхности Si(111)  $7 \times 7$ , в диапазоне напряжений от  $-0.4$  до  $+0.5 \text{ В}$  становится малой (практически исчезает), что указывает на полупроводниковый характер туннельной проводимости Nb-содержащих островков и может быть связано с эффектами

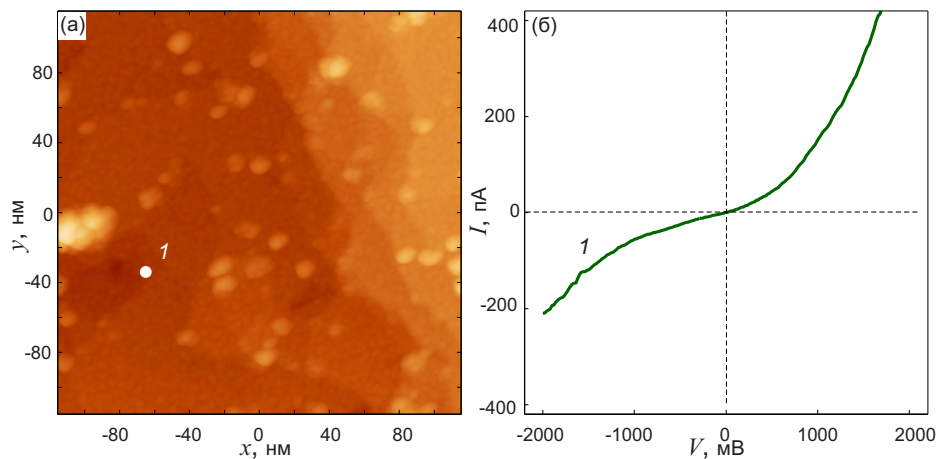
кулоновской блокады (Odobescu *et al* [55]).

### 1.3.5 Трехмерные ограниченные островки

Кроме квазиодномерных и квазидвумерных островков в тех же самых условиях могут формироваться трехмерные нанокристаллиты, имеющие характерные атомарно-гладкие фasetки на боковых гранях. Следует отметить, что вокруг трехмерных нанокристаллитов в кремниевой подложке в большинстве случаев наблюдаются углубления (ямки) размером до 10 нм (рис. 20). Поскольку перед напылением ниобия ямки на подготовленной поверхности Si(111)  $7 \times 7$  всегда отсутствовали, то образование таких углублений может указывать на переход части атомов кремния вглубь трехмерных нанокристаллитов в процессе их роста.



**Рис. 20:** (а) Топографическое изображение участка поверхности образца размером  $115 \times 115 \text{ нм}^2$  с трехмерным Nb-содержащим островком; сканирование проводилось при  $T = 78 \text{ К}$ ,  $V = -2 \text{ В}$  и  $I = 20 \text{ пА}$ . (б) Поперечное сечение вдоль линии А–В–С. (Путилов *et al* [A3])



**Рис. 21:** (а) СТМ изображение поверхности образца размером  $100 \times 100 \text{ нм}^2$  после осаждения ниобия со скоростью  $0.01 \text{ нм/мин}$  в течение 24 мин на подложку при комнатной температуре; сканирование проводилось при  $T = 5 \text{ К}$ ,  $V = -2.0 \text{ В}$  и  $I = 200 \text{ пА}$ . (б) Локальная вольт-амперная характеристика, соответствующая точке 1. (Путилов *et al* [A3])

Были исследованы электрофизические свойства Nb-содержащих структур, осажденных

на подложку при комнатной температуре. В отличие от описанных выше структур с определенной геометрией ниобий образует слой, состоящий из мелких кластеров с характерными размерами до 10 нм (рис. 21а). Следует отметить, что слои ниобия, осажденные на холодную подложку, демонстрируют металлический характер туннельной проводимости даже при  $T = 5$  К (рис. 21б).

## 1.4 Особенности роста поверхностных структур при адсорбции Ge на поверхности Au(111)

### 1.4.1 Обзор литературы по созданию двумерных материалов на основе элементов IV группы

Известно, что рост Au на поверхности Ge(111) и рост Ag на поверхности Si(111), демонстрируют весьма схожие особенности. В частности, рост Au на Ge(111) (Le Lay *et al* [104]) и рост Ag на Si(111) (Katayama *et al* [105]) происходит в режиме Странски–Крастанова и характеризуется образованием  $(\sqrt{3} \times \sqrt{3}) - R30^\circ$  структуры, связанной с формированием тримеров золота на Ge(111) и тримеров серебра на поверхности Si(111). На основании этого факта в работе Davila and Le Lay [106] было сделано предположение, что механизмы роста силицена на Ag(111) и германена на Au(111) также сходны. Таким образом, была осуществлена первая попытка синтеза германена, однако вопросы, посвященные механизму его роста, в указанной работе практически не затрагивались. Практически одновременно появились работы Wang and Uhrberg [107], Cantero *et al* [108], в которых рассматривается явление взаимного проникновения атомов Au и Ge. Эти работы подтверждают сосуществование атомов Au и Ge в верхнем атомном слое во всех изготовленных образцах независимо от количества напыленного Ge, что подтверждает формирование сплава вместо германена. Кроме Au(111), тому моменту были известны исследования по росту германена на следующих атомарно-гладких поверхностях: Pt(111) в (Li *et al* [26]), Al(111) (Derivaz *et al* [28]).

Синтез германена на поверхности Au(111) считался перспективным и многообещающим, поэтому диссертант с коллегами исследовал начальную стадию осаждения германия на поверхность Au(111). Хотелось подтвердить или опровергнуть возможность создания германена на Au(111), а также исследовать электрофизические свойства формирующихся структур. Несколько позже были продолжены исследования возможности получения германена на поверхностях Cu(111) (Qin *et al* [109]), а также Al(111) (Muzychenko *et al* [110]). Таким образом, представленное в диссертации исследование являлось одним из шагов по получению монослоя германия на атомарно гладкой поверхности. После графена, силицена и германена, были работы по созданию моноатомного слоя следующего элемента IV группы — олова (Zhu *et al* [29], Gou *et al* [30], Yuhara *et al* [31]).

## 1.4.2 Начальная стадия адсорбции Ge на поверхности Au(111): покрытие менее 0.1 монослоя

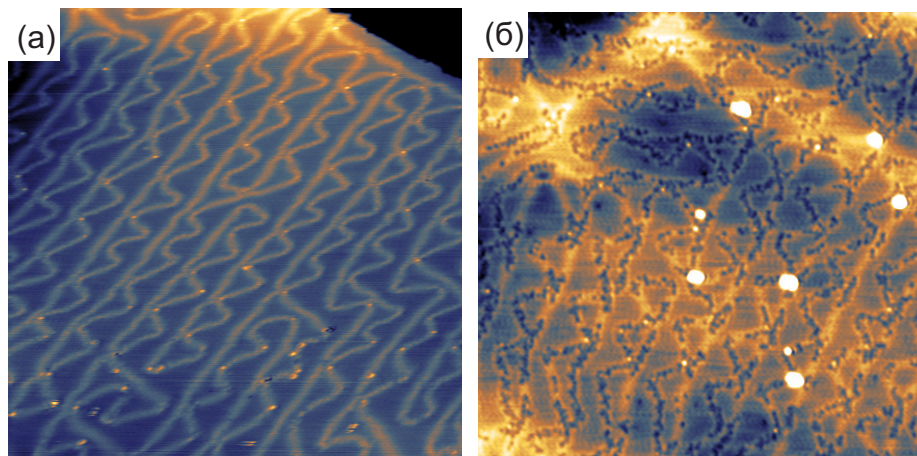
Автором совместно с коллегами была исследована адсорбция германия и формирование упорядоченной двумерной структуры на поверхности золота Au(111). В качестве подложки использовалась эпитаксиально выращенная на слюде пленка Au(111) толщиной порядка 150 нм, изготовленную соавторами в г. Лёвен (Бельгия). Для подготовки поверхности подложки в условиях сверхвысокого вакуума выполнялось несколько циклом травления ионами  $Ag^+$  с последующим термическим отжигом при температуре 600 К. Подготовка проводилась до получения реконструкции Au(111)  $22 \times \sqrt{3}$  (herring bone), являющуюся тестом на качество поверхности. Затем на подготовленную поверхность Au(111)  $22 \times \sqrt{3}$  напылялся германий (производитель Alfa Aesar, чистота 99.998%) с помощью электронно-лучевого испарителя в условиях сверхвысокого вакуума (давление не хуже  $6 \times 10^{-10}$  мбар в момент напыления). Для исследования начальных этапов роста наноструктур на основе германия на поверхности золота была выполнена серия экспериментов по термическому осаждению германия на Au(111) в условиях сверхвысокого вакуума, начиная с субмонослойных покрытий.

В результате напыления 0.01 монослоя германия на Au(111) поверхность подвергается существенной модификации: даже такое незначительное внедрение инородных атомов в структуру Au(111)  $22 \times \sqrt{3}$  существенно искажает форму солитонных линий. Вместо двояких параллельных линий со  $120^\circ$  изломами на чистой поверхности (см. рис. 5) формируется более сложная структура, когда одна из двух линий становится зигзагообразной, а вторая при этом остается прямой. С увеличением степени покрытия до 0.08 МС наблюдается увеличение концентрации дефектов типа вакансия (см. рис. 22(б)), которые имеют тенденцию к агрегации и образованию нитеподобных комплексов, что приводит к разрушению первоначальной реконструкции  $22 \times \sqrt{3}$ . Встроенные атомы Ge выглядят как минимумы. Одним из наиболее заметных изменений поверхности Au(111) после напыления Ge является образование точечных «дефектов—вакансий», плотность которых пропорциональна степени покрытия поверхности Au(111) германием.

Моделирование в рамках теории функционала плотности показало, что образование «дефектов—вакансий» является результатом замещения одного атома Au атомом Ge в первом поверхностном слое Au(111) [A4]. В результате такого замещения существенно уменьшается плотность электронных состояний в окрестности внедренного атома Ge и в широком энергетическом диапазоне наблюдается значительное уменьшение туннельной проводимости. Результаты расчетов показывают, что встроенный в решетку золота единичный атом Ge выглядит как «вакансия» атомного масштаба в заполненных электронных состояниях и как более значительный «дефект—вакансия» в незаполненных электронных состояниях.

Отметим еще одно косвенное доказательство встраивания атомов Ge в поверхность золота. При травлении золота ионами  $Ag^+$  с нанесенным на него покрытием Ge для качественной очистки требуется удаление слоя золота значительной толщины даже при субмонослойном покрытии. Это свидетельствует о том, что атомы Ge в самом деле перемешиваются с Au и

могут проникать сравнительно глубоко в подповерхностные слои.

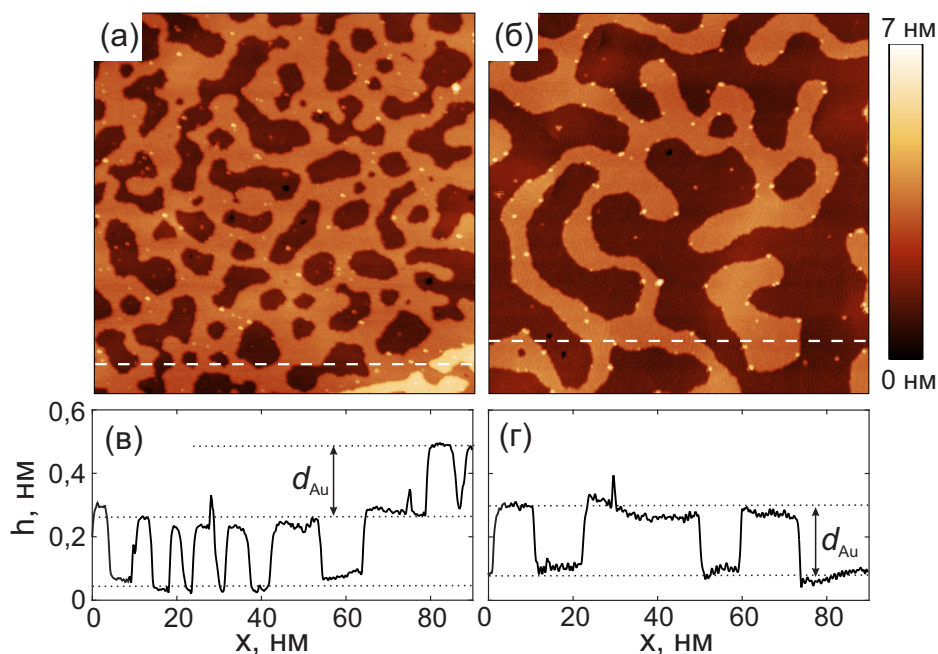


**Рис. 22:** (а) Топографическое изображение поверхности Au(111) размером  $72 \times 72$  нм<sup>2</sup> после напыления 0.01 монослоя германия. (б) СТМ изображение аналогичного участка того же размера после напыления 0.08 монослоя германия на поверхность Au(111). (Путилов *et al* [A4; C7])

### 1.4.3 Образование Ge/Si структур в результате напыления Ge на поверхности Au(111)

При дальнейшем увеличении степени покрытия поверхности Au(111) атомами Ge с одновременным замещением Au  $\rightarrow$  Ge в первом поверхностном слое наблюдается последовательный рост второго слоя, который формируется из замещенных и диффундирующих на поверхность атомов Au. Известно, что адатомы Au даже при комнатной температуре обладают высокой поверхностной мобильностью и способны формировать монослойные островки нанометровых размеров (Schouteden *et al* [111] в случае нарушения верхнего атомного слоя, например, в процессе бомбардировки ионами Ar<sup>+</sup>. Рис. 23а показывает СТМ-изображения поверхности Au(111) после напыления 0.4 монослоя германия, где наглядно видно образование бинарного Au–Ge слоя на моноатомной террасе золота. Как верхний, так и нижний слои имеют одинаковую неупорядоченную структуру аморфного типа. Несмотря на отсутствие дальнего порядка в локальной структуре бинарного слоя, высота его строго детерминирована и составляет  $0.23 \pm 0.02$  нм, что соответствует высоте моноатомной ступени золота для плоскости (111).

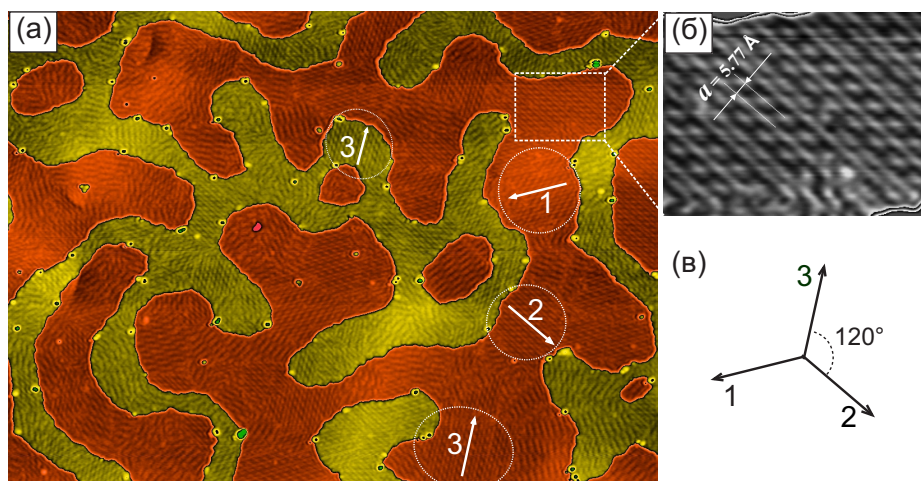
При нагреве образца до температуры  $\sim 150 - 200^\circ\text{C}$  наблюдаются процессы агломерации в поверхностном бинарном слое, в результате чего происходит слияние островков и островков вакансий нанометровых размеров в более крупные структуры (рис. 23б), формируя тем самым протяженные атомно-гладкие террасы. Кроме того, на поверхности как верхнего, так и нижнего слоя начинают формироваться упорядоченные атомные структуры с различными типами поверхностной реконструкции.



**Рис. 23:** (а) СТМ–изображение ( $V = +2.0$  В,  $I = 30$  пА) поверхности Au(111) после нанесения 0.4 монослоя Ge на поверхность Au(111) при комнатной температуре размером  $105 \times 105$  нм<sup>2</sup>. Пунктирными линиями указаны уровни моноатомных террас на расстоянии  $d_{Au} = 0.23$  нм. (б) СТМ–изображение участка поверхности такого же размера  $105 \times 105$  нм<sup>2</sup> того же образца после нагрева до температуры 200°C в течение 20 минут (условия измерения:  $V = +1.0$  В,  $I = 30$  пА). (Путилов *et al* [A4])

Для анализа формируемых реконструкций рассмотрим участок поверхности, изображенный на рис. 24а. Это тот же участок, который изображен на рис. 23б, но выбрана другая цветовая шкала, позволяющая показать атомные структуры на различных террасах. Можно выявить области, в пределах которых наблюдается одинаковая законченная поверхностная реконструкция, направления атомных рядов в которой имеют разную ориентацию. Стрелками 1–3 на показаны различные наблюдаемые направления атомных рядов в нескольких областях поверхности. По увеличенному изображению участка поверхности (рис. 24б) можно оценить расстояние между атомными рядами:  $a = 0.577$  нм. Если векторы 1–3, характеризующие направления атомных рядов в каждой области, свести в одну точку (рис. 24в), то можно получить диаграмму возможных направлений и заключить, что углы между этими направлениями близки к 120°. Это согласуется с поверхностной симметрией используемой подложки Au(111).

Рост германия на поверхности Au(111) представляется нам многоступенчатым процессом. Перемешивание золота с германием уже при комнатной температуре свидетельствует об их высокой твердотельной растворимости, что приводит к формированию перемешанного слоя при степенях покрытия поверхности менее одного монослоя. Нанесение Ge на поверхность Au(111) при комнатной температуре с последующим нагревом до  $T_s = 200^\circ\text{C}$ , либо непосредственно нанесение Ge на поверхность Au(111), находящуюся при  $T_s = 200^\circ\text{C}$ , дают одинаковый результат и приводят к формированию как минимум двух монослоев, состоящих



**Рис. 24:** (а) Топографическое изображение поверхности Au(111) после напыления 0.4 моно-слоя германия на поверхность Au(111) при комнатной температуре с последующим нагревом образца до  $150^{\circ}\text{C}$  ( $110 \times 80 \text{ нм}^2$ ,  $V = 2.0 \text{ В}$ ,  $I = 100 \text{ пА}$ ). Этот же участок изображен на рис. 23б. Стрелками 1–3 показаны направления рядов в областях с хорошо упорядоченной поверхностной реконструкцией на нижней и верхней террасе. (б) Увеличенное изображение участка поверхности (а) с хорошо упорядоченной поверхностной реконструкцией, указано расстояние между соседними рядами  $a = 5.77 \text{ \AA}$ . (в) Направления 1–3, построенные из одной точки. Углы между направлениями близки к  $120^{\circ}$ , что отвечает симметрии поверхности Au(111). (Путилов *et al* [A4; C7])

из перемешанных атомов Ge и Au. Высота моноатомной ступени в обоих случаях навязывается подложкой и составляет 0.23 нм. В пользу такого сценария говорит и анализ фазовой диаграммы состояний для системы Au–Ge, согласно которой, начиная с температуры  $T_s = 200^{\circ}\text{C}$  и вплоть до температуры эвтектики  $T_e = 361^{\circ}\text{C}$  лежит область существования сплава  $\text{Au}_x\text{Ge}_y$  с алмазоподобной кубической структурой. Как было показано в работах Kodambaka *et al* [112], Shi *et al* [113] температура эвтектики сплава  $\text{Au}_x\text{Ge}_y$  может быть существенно понижена (вплоть до  $255^{\circ}\text{C}$ ). Это может приводить к эффективному перемешиванию золота и германия и играть существенную роль в формировании золото–германиевого слоя, тем самым препятствуя формированию чистого интерфейса между подложкой Au(111) и последующими слоями Ge.

## 1.5 Основные результаты главы 1

- Разработана методика роста Pb островков толщиной от 10 до 100 монослоев с плоской верхней гранью и латеральными размерами порядка нескольких сотен нанометров на поверхности Si(111)  $7 \times 7$  (Уставщиков и др [A1]) .
- Методами низкотемпературной СТС исследованы мелкомасштабные неоднородности дифференциальной проводимости на атомарно–гладких террасах Pb островков на фиксированной энергии, период и симметрия которых совпадают с параметрами подложки



Si(111)  $7 \times 7$  (Путилов и др [A2]).

- Обнаружены крупномасштабные неоднородности туннельной проводимости на фиксированной энергии. Показано, что в таких случаях уровни размерного квантования смещаются на величину порядка 50 мВ на расстоянии 100 нм. Это может быть связано с наличием внутренних напряжений в кристаллической структуре, приводящее к смещению дна зоны проводимости и, соответственно, всего спектра (Путилов и др [A2]).
- Отработана методика напыления малого количества Nb на поверхность Si(111)  $7 \times 7$  термическим методом. Показано, что при этом происходит рост Nb-содержащих островков без разрушения поверхности между островками. Показано, что в результате такого процесса возникают одномерные Nb-содержащие островки, двумерные островки с плоской вершиной и трехмерные ограниченные островки (Путилов и др [A3]).
- Показано, что Nb-содержащие островки обладают полупроводниковым типом туннельной проводимости при гелиевых температурах. В отличие от них, при осаждении Nb на подложку ту же подложку Si(111)  $7 \times 7$  при комнатной температуре формируется аморфный Nb слой, проявляющий металлический тип туннельной проводимости (Путилов и др [A3]).
- Исследована начальная стадия осаждения Ge на поверхность Au(111). Показано, что при малых покрытиях менее 0.1 монослоя атомы Ge встраиваются в подложку и постепенно разрушают при этом существующую в ней реконструкцию Au(111)  $22 \times \sqrt{3}$ . При больших степенях покрытия в нескольких приповерхностных слоях формируется Au-Ge сплав, который после нагрева формирует кристаллическую структуру. Показано, что даже при комнатной температуре невозможно формирование монослоя Ge (германена) на поверхности Au(111) (Музыченко и др [A4]).

## Глава 2

# Пространственно неоднородные квазичастичные состояния в сверхпроводниках и нормальных металлах

### 2.1 Введение

#### 2.1.1 Основы феноменологической теории сверхпроводимости

Явление сверхпроводимости было открыто в 1911 году в лаборатории Каммерлинг-Оннеса. Было обнаружено, что в некоторых металлах при понижении температуры ниже критической температуры  $T_c$  электрическое сопротивление исчезает — обращается в ноль. Следующим важным шагом было обнаружение в 1933 году Мейснером и Оксенфельдом идеального диамагнетизма — полного выталкивания магнитного поля из сверхпроводника, наблюдаемое для объемных сверхпроводников в небольших полях. Для экспериментального исследования выделяют два режима. Первый — это охлаждение нормального металла и перевод его в сверхпроводящее состояние в магнитном поле (Field Cooled, FC). Второй способ — это плавное повышение магнитного поля у заранее охлажденного образца, находящегося в сверхпроводящем состоянии (Zero Field Cooled, ZFC). Наиболее просто оказывается рассмотрение бесконечного цилиндрического сверхпроводника в магнитном поле, параллельном поверхности цилиндра. В этом случае в магнитном поле, меньшем первого критического поля  $H_{c1}$  наблюдается идеальный диамагнетизм. Выделяют два класса сверхпроводников: первого и второго рода, ведущих себя существенно по-разному в магнитном поле. В сверхпроводниках I рода магнитное поле не проникает вплоть до термодинамического критического поля  $H_{cm}$ . При превышении  $H_{cm}$  сверхпроводимость разрушается и образец становится нормальным металлом. В сверхпроводники II рода магнитное поле не проникает вплоть до первого критического поля  $H_{c1}$ . В режиме FC в диапазоне полей  $H_{c1} < H < H_{c2}$  реализуется промежуточное состояние: магнитное поле проникает в сверхпроводник в виде отдельных одномерных

протяженных объектов, называемых вихрями, такое состояние является термодинамически устойчивым. В режиме ZFC При повышении магнитного поля для вихрей существует поверхностный барьер для появления вихрей в сверхпроводнике (Bean and Livingston [114]). Этот барьер подавляется в магнитном поле порядка  $H_{cm > H_{c1}}$ . В данной работе при исследовании вихревой решетки использовался FC режим для исследования термодинамически устойчивого состояния. С каждым вихрем связан поток магнитного поля, который создают циркулирующие вокруг сердцевин вихря (англ. core) экранирующие сверхпроводящие токи. Величина кванта потока одиночного вихря определяется лишь мировыми константами и не зависит от параметров сверхпроводника:  $\Phi_0 = \pi \hbar c / |e|$ . В идеальном сверхпроводнике вихри одного знака отталкиваются и образуют идеальную треугольную решетку, которая соответствует минимальной энергии их взаимодействия.

Переход из сверхпроводящего состояния в нормальное является фазовым переходом второго рода. Опишем его с помощью построенной Ландау феноменологической теории фазовых переходов второго рода. В ее основе лежит разложение свободной энергии по степеням параметра порядка  $\Psi$ , который мал вблизи точки перехода. Поскольку теория основана на разложении в ряд, область ее применимости ограничена близостью к критической температуре  $T_c - T \ll T_c$ . При выполнении этого условия теория Гинзбурга–Ландау может быть получена из микроскопической теории. Запишем плотность свободной энергии как функцию температуры и локального магнитного поля  $B$ :

$$F(\mathbf{r}, T, \mathbf{B}) = F_n + \alpha |\Psi|^2 + \frac{\beta}{2} |\Psi|^4 + \frac{1}{4m} \left| \left( i\hbar \nabla + \frac{2e}{c} \mathbf{A} \right) \Psi \right|^2 + \frac{\mathbf{B}^2}{8\pi}$$

Здесь  $F_n$  — плотность свободной энергии в нормальном состоянии,  $\alpha$  и  $\beta$  — материальные параметры. Фазовый переход из нормального в сверхпроводящее состояние происходит за счет зависимости  $\alpha$  и  $\beta$  от температуры при температуре  $T_{c0}$ ,  $\mathbf{A}$  — векторный магнитный потенциал,  $\text{rot} \mathbf{A} = \mathbf{B}$ . Также используются общепринятые обозначения  $m$  и  $e$  — масса и заряд электрона,  $\hbar$  — постоянная планка,  $c$  — скорость света в вакууме. Раскладывая в ряд по малому параметру  $(T - T_{c0})$  в окрестности фазового перехода и ограничиваясь первыми не исчезающими слагаемыми в разложении, можно получить, что  $\alpha = -\tilde{\alpha}(1 - T/T_{c0})$ ,  $\beta = \text{const}$ . Удобно оказывается перейти от  $\alpha$  и  $\beta$  к новым параметрам, имеющим размерность длины. Введем длину когерентности  $\xi$  и глубину проникновения магнитного поля  $\lambda$ :

$$\xi^2 = \frac{\hbar^2}{4m|\alpha|} = \frac{\xi_0^2}{1 - T/T_{c0}}, \quad \lambda^2 = \frac{\beta m c^2}{8\pi e^2 |\alpha|} = \frac{\lambda_0^2}{1 - T/T_{c0}} \quad (2.1)$$

Так как введенные параметры имеют одинаковую зависимость от температуры, их отношение  $\varkappa = \lambda/\xi$ , называемое параметром Гинзбурга–Ландау, от температуры не зависит. Введенные величины  $\xi_0$  и  $\lambda_0$  — длина когерентности и глубина проникновения магнитного поля при температуре  $T = 0$ ,  $T_{c0}$  — температура сверхпроводящего перехода в нулевом магнитном поле при отсутствии тока через образец.

Введем новый безразмерный параметр порядка  $\psi = \Psi \sqrt{-\beta/\alpha}$ . Термодинамическое кри-

тическое поле в модели Гинзбурга–Ландау оказывается равным  $H_{cm} = \Phi_0/(2\sqrt{2}\pi\xi\lambda)$ . В новых переменных функционал принимает вид:

$$F(\mathbf{r}, T, \mathbf{B}) = F_n + \frac{H_{cm}^2}{4\pi} \left( |\psi|^2 + \frac{1}{2} |\psi|^4 + \xi^2 \left| \left( i\hbar\nabla + \frac{2e}{c} \mathbf{A} \right) \psi \right|^2 \right) + \frac{\mathbf{B}^2}{8\pi} \quad (2.2)$$

Для минимизации функционала применим вариационный принцип и получим уравнения Гинзбурга–Ландау:

$$\xi^2 \left( i\nabla + \frac{2\pi}{\Phi_0} \mathbf{A} \right)^2 \psi - \psi + |\psi|^2 \psi = 0 \quad (2.3)$$

$$\text{rot rot} \mathbf{A} = -i \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda^2} (\psi^* \nabla \psi - \psi \nabla \psi^*) - \frac{|\psi|^2}{\lambda^2} \mathbf{A} \quad (2.4)$$

Первое уравнение описывает пространственное распределение параметра порядка в сверхпроводнике и имеет характерный латеральный масштаб  $\xi$ . Второе уравнение описывает распределение токов  $\mathbf{j}(\mathbf{r})$ , так как  $\text{rot rot} \mathbf{A} = 4\pi c^{-1} \mathbf{j}(\mathbf{r})$ . К току часто добавляют индекс  $s$ , подчеркивая его сверхпроводящую природу. Выделяя у параметра порядка модуль и фазу  $\psi = |\psi|e^{i\theta}$ , можно получить выражение для сверхпроводящего тока:

$$\mathbf{j}_s = \frac{c}{4\pi} \frac{|\psi|^2}{\lambda^2} \left( \frac{\Phi_0}{2\pi} \nabla \theta - \mathbf{A} \right) \quad (2.5)$$

Граничное условие на параметр порядка имеет следующий вид:

$$\left( i\nabla + \frac{2\pi}{\Phi_0} \mathbf{A} \right) \psi \mathbf{n} = 0 \quad (2.6)$$

Второе граничное условие определяется внешним магнитным полем  $\mathbf{H}_{out}$ , в которое помещен сверхпроводник:  $\text{rot} \mathbf{A}(\mathbf{r} \rightarrow +\infty) = \mathbf{H}_{out}$ .

Уравнения (2.3–2.4) с граничными условиями (2.6) успешно применяются для описания фазового перехода из нормального состояния в сверхпроводящее, а также для описания сверхпроводимости. Более подробное описание теории можно найти в книгах Шмидта [37], Тинкхама [115].

## 2.1.2 Вихревая решетка в сверхпроводниках II рода

Из модели Гинзбурга–Ландау можно получить, что сверхпроводники делятся на два типа: первого и второго рода в зависимости от величины параметра Гинзбурга–Ландау  $\kappa$ . У сверхпроводников первого рода ( $\kappa < 1/\sqrt{2}$ ) энергия поверхностной границы сверхпроводник – нормальный металл положительна, а у сверхпроводников второго рода ( $\kappa > 1/\sqrt{2}$ ) — отрицательна (Шмидт [37]). Следовательно, сверхпроводники II рода имеют тенденцию к расслоению фаз и формированию вихревой решетки.

Рассмотрим подробнее поведение сверхпроводников II рода в магнитном поле. Для простоты будем рассматривать массивный сверхпроводник, бесконечный вдоль оси  $z$  и имеющий

боковую поверхность, параллельную  $z$ . Будем рассматривать магнитное поле, направленное вдоль боковой поверхности сверхпроводника:  $\mathbf{H} = H\mathbf{z}_0$ . В магнитном поле, меньшем так называемого нижнего критического поля

$$H_{c1} = \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda^2(T)}(\ln \kappa + 0.5),$$

наблюдается эффект Мейснера: магнитное поле в глубине массивного сверхпроводника экранируется сверхпроводящими поверхностными токами, текущими с слое толщины  $\lambda$ . При повышении внешнего магнитного поля оно проникает в сверхпроводник в виде вихрей (квантов магнитного потока), которые в изотропном сверхпроводнике образуют гексагональную решетку, состоящую из прямолинейных параллельных вихревых линий (вихрей Абрикосова). Эта решетка существует в диапазоне магнитных полей

$$H_{c1} < H < H_{c2} = \frac{\Phi_0}{2\pi\xi^2(T)},$$

где  $H_{c2}$  — так называемое верхнее критическое поле. Структура одиночного вихря схематично изображена на рис. 25а. В центре вихря есть область размером порядка  $\xi$  с подавленным параметром порядка. В центре вихря параметр порядка  $\psi$  обращается в ноль, при этом набег фазы при обходе вокруг центра составляет  $\pm 2\pi$ , в зависимости от направления магнитного поля. Магнитное поле локализовано на расстоянии порядка  $\lambda$  от центра вихря и экранируется сверхпроводящими токами, текущими в области размером порядка  $\lambda$ . Каждый вихрь соответствует одному кванту магнитного потока величиной  $\Phi_0 = \pi\hbar/e = 2.07 \times 10^{-15}$  Вб. В однозонном изотропном сверхпроводнике с  $s$ -спариванием вихревая решетка имеет гексагональную симметрию (на рис. 25б черными точками схематично изображено расположение вихревых нитей на торце сверхпроводника в перпендикулярном магнитном поле). Для такой решетки несложно понять, что на один равносторонний треугольник со стороной  $a$  приходится два вихря (рис. 25б). Из геометрических соображений легко вычислить расстояние между вихрями в зависимости от магнитного поля

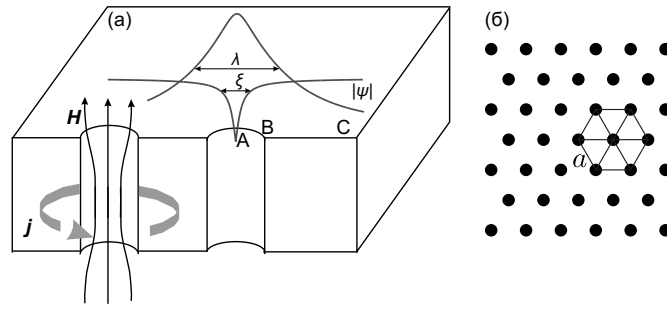
$$a_H[\text{нм}] = \sqrt{\frac{2\Phi_0}{\sqrt{3}H}} \approx \frac{48.9}{\sqrt{H[\text{Тл}]}} \quad (2.7)$$

Впервые вихревая решетка наблюдалась с помощью декорации поверхности сверхпроводника магнитными частицами в прямом пространстве (Essmann and Träuble [116]), с помощью ядерного магнитного резонанса (например, в ванадии, Redfield [117]), а также с помощью дифракции нейтронов (в низкотемпературных Christen *et al* [118] и высокотемпературных сверхпроводниках Ling *et al* [119]). Позднее появились методы визуализации с помощью лоренц-микроскопии, которая позволяла за счет малого времени измерения исследовать динамику вихревых структур (Harada *et al* [120; 121]). Другим методом исследования является магнитооптика, которая позволяет исследовать динамику вихревых структур в гетероструктурах сверхпроводник–ферромагнетик (Altshuler *et al* [122], Jooss *et al* [123]), а также визуа-

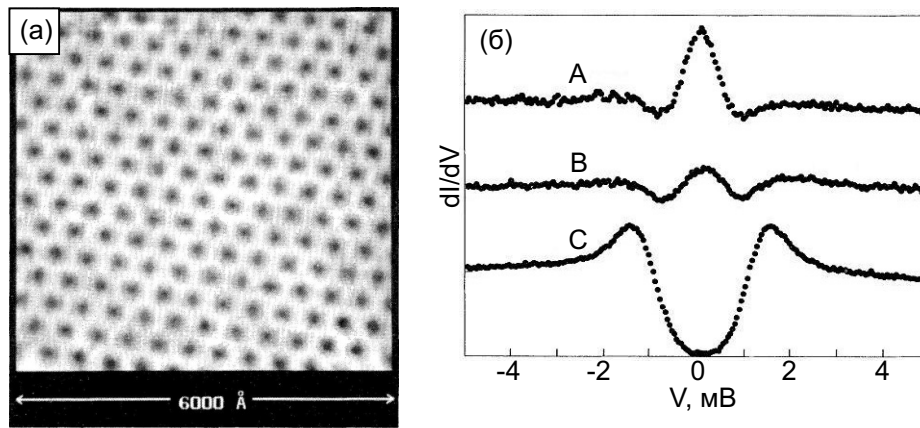
лизировать равновесную вихревую решетку без магнитного поля (Goa *et al* [124]). С появлением зондовой микроскопии вихревую решетку наблюдают в магнитно-силовой микроскопии (Moser *et al* [125], Volodin *et al* [126]) и сканирующей туннельной микроскопии (Hess *et al* [40]), а также в сканирующей холловской микроскопии (Chang *et al* [127]). В отличие от других методов, сканирующая туннельная микроскопия является чувствительной не к магнитному полю, а к локальной плотности состояний. Таким образом, при исследовании с помощью СТМ размер вихря определяется длиной когерентности  $\xi$ , а не лондоновской глубиной проникновения  $\lambda$ . Это позволяет исследовать вихревую решетку в сверхпроводниках второго рода с  $\kappa \gg 1$  в средних и сильных магнитных полях, при которых межвихревое расстояние  $a \ll \lambda$  и создаваемое вихревой структурой магнитное поле практически однородно. Результат наблюдения вихревой решетки в NbSe<sub>2</sub> с помощью СТМ в работе Hess *et al* [40] показан на рис. 26. Максимум дифференциальной проводимости на уровне Ферми в центре вихря (зависимость  $A$  на рис. 26б) связаны с локализованными состояниями Кароли–де Жена–Матрикона (Caroli *et al* [128]), которые можно объяснить в рамках микроскопической теории сверхпроводимости. Так как этот максимум возникает только в чистых сверхпроводниках (длина свободного пробега  $l \gg \xi_0$ ), то по результатам СТМ измерений вихревой структуры можно оценивать соотношение между  $l$  и  $\xi_0$  (Renner *et al* [129]). Метод сканирующей туннельной спектроскопии успешно использовался для исследования структуры и симметрии вихревой решетки: в большинстве соединений наблюдается гексагональная вихревая решетка (Hess *et al* [40], Moore *et al* [75] и др.), квадратная вихревая решетка, которая теоретически имеет чуть большую энергию, но может быть устойчива за счет анизотропии поверхности Ферми или сверхпроводящей щели (de Wilde *et al* [130], Eskildsen *et al* [131]), трансформация между решетками при увеличении внешнего магнитного поля (Zhang *et al* [132]). СТМ и СТС также успешно используется для изучения формы кора одиночного вихря и определения его размеров (Callaghan *et al* [133], Fente *et al* [134]). Методами СТМ и СТС успешно исследуются вихри и прикраевая сверхпроводимость в мезоскопических структурах (Ning *et al* [50], Cren *et al* [68]), а также вихри в структуре сверхпроводник–ферромагнетик с доменными стенками (Iavarone *et al* [135]). Распределение вихрей в образце и их динамика определяют важнейшие макроскопические характеристики: именно движение вихрей обуславливает наличие у сверхпроводящего образца конечного сопротивления в сильном магнитном поле. Взаимное расположение вихрей и их движение определяется взаимодействием между собой, взаимодействием с дефектами материала и геометрией самого образца (взаимодействием вихрей с границами образца).

### 2.1.3 Туннельный эффект между сверхпроводником и нормальным металлом

Фрелихом было показано, что за счет электрон–фононного взаимодействия возникает эффективное притяжение электронов вблизи поверхности Ферми, вскоре после чего в 1957 г. возникло микроскопическое объяснение сверхпроводимости. Бардин, Купер и Шриффер



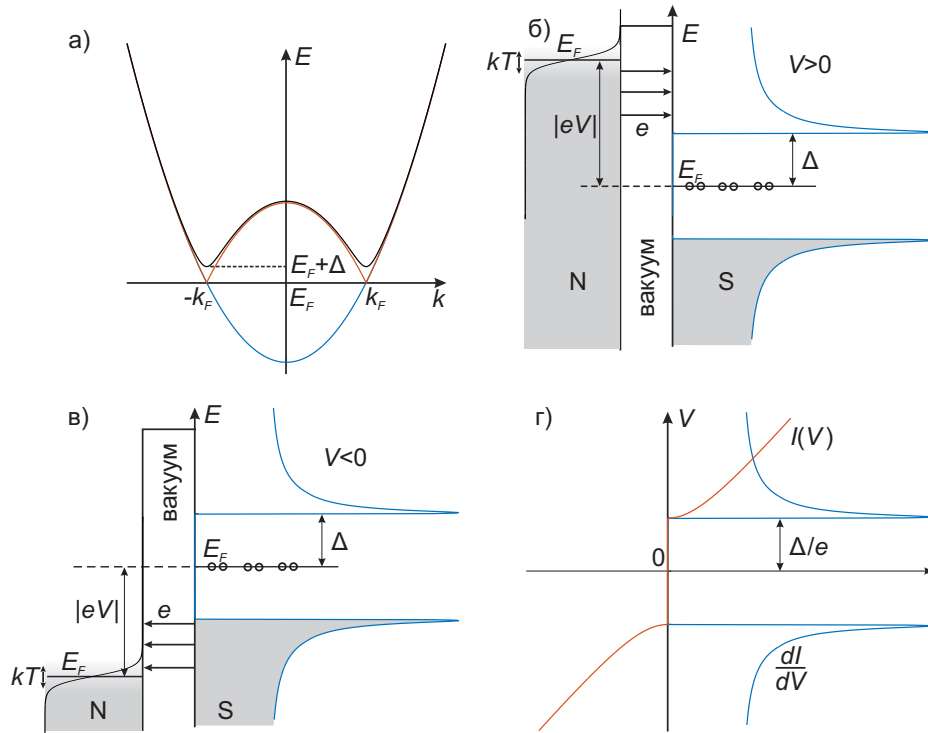
**Рис. 25:** (а) Схематичное изображение вихрей в сверхпроводнике II рода. Показаны длина когерентности  $\xi$ , определяющая характерный масштаб неоднородности параметра порядка  $\psi$ , лондоновская глубина проникновения  $\lambda$ , определяющая масштаб локализации магнитного поля  $\mathbf{H}$  и экранирующего сверхпроводящего тока  $\mathbf{j}$ . (б) Схематичное изображение вихревой решетки на торце образца в перпендикулярном магнитном поле. Черными точками отмечены центры вихрей.



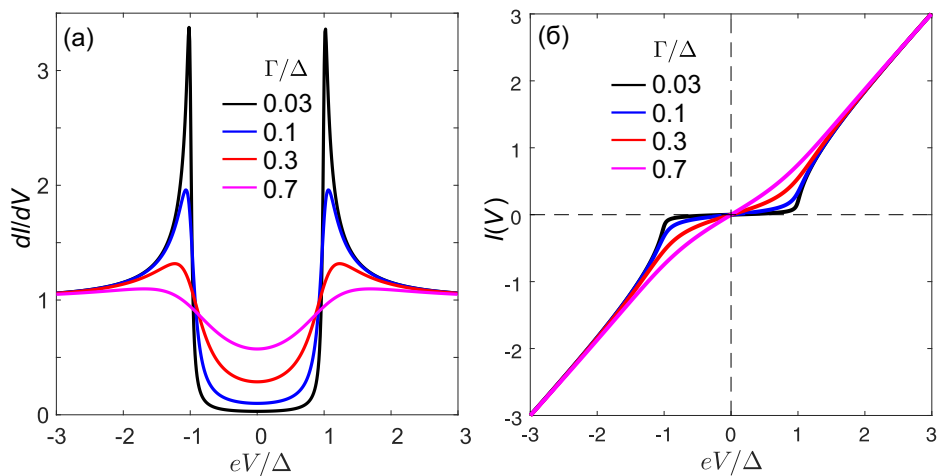
**Рис. 26:** (а) Вихревая решетка Абрикосова в монокристалле  $\text{NbSe}_2$  при  $T = 1.8 \text{ К}$ ,  $B = 1 \text{ Тл}$ . (б)  $dI/dV$  в  $\text{NbSe}_2$  в магнитном поле  $B = 0.02 \text{ Тл}$  в трех точках: А – в центре вихря, В – на расстоянии  $7.5 \text{ нм}$  от центра вихря, С – на расстоянии  $200 \text{ нм}$  от центра. Кривые сдвинуты по вертикали для наглядности. (Hess *et al* [40])

[136] после изучения структуры основного состояния с учетом парных корреляций предсказали модификацию спектра возбуждений. Напомним основные идеи теоретического описания этой теории. Начнем со спектра свободных невзаимодействующих электронов описывается квадратичной зависимостью энергии от волнового вектора (синяя кривая на рис. 27а). Основным состоянием при нулевой температуре является состояние, в котором нет ни одного возбуждения, при этом при  $|k| < k_F$  все электронные состояния заняты, а при  $|k| > k_F$  - все электронные состояния свободны. Для математического описания удобно перейти к описанию элементарных возбуждений в терминах электронов и дырок (синяя кривая на рис. 27а). Схематично зонная структура, электронные и дырочные состояния указаны на рис. 27(а). Электронная ветвь — это часть спектра при  $|k| > k_F$ , а дырочная ветвь — часть спектра  $|k| < k_F$ . При учете эффективного электрон-электронного притяжения спектр модифицируется, спектр для новых квазичастиц, диагонализующих гамильтониан с притяжением,

изображен на рис. 27а черной линией.



**Рис. 27:** (а) Зонная структура в модели свободных электронов. Синяя линия - спектр свободных электронов. Красная линия - спектр свободных электронов на языке электроны (в области  $|k| > k_F$ ) и дырки (в области  $|k| < k_F$ ). Черная линия - спектр квазичастиц в модели БКШ ( $\Delta$  - величина сверхпроводящей щели) после диагонализации гамильтониана БКШ. (б) Схематичное изображение процесса туннелирования между металлом (слева) и сверхпроводника (справа) через вакуумный промежуток для  $V > 0$  (б) и  $V < 0$  (в). N обозначает нормальный металл, S – сверхпроводник. (г) Схематичное изображение Вольт–амперной характеристики туннельного контакта и дифференциальной проводимости.



**Рис. 28:** (а) Дифференциальная проводимость, вычисленная по формуле Дайнса (2.11) для нескольких значений  $\Gamma$ . (б) Соответствующие вольт–амперные характеристики.

В результате возникает диапазон энергий над энергией Ферми  $0 < E < \Delta$ , в котором нет



квазичастичных состояний. Величина  $\Delta$  называется сверхпроводящей щелью в плотности состояний. Энергетический спектр квазичастиц схематично изображен на рис. 27а. Уравнение, описывающее полученный спектр, имеет вид:

$$E(k) = \sqrt{\Delta^2 + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}} \quad (2.8)$$

Плотность квазичастичных возбуждений можно найти по формуле:

$$\rho_s(E) = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{d}{dE} \int d^3\mathbf{k} \Theta(E - E(k)), \quad (2.9)$$

где  $\Theta(x)$  - функция Хэвисайда.

В полупроводниковой модели при туннелировании квазичастиц между нормальным металлом и сверхпроводником эффективно плотность состояний в сверхпроводнике симметрична относительно уровня Ферми (Монография Абрикосова [137]) и описывается формулой

$$\rho_s = \rho_n \begin{cases} 0, & |E| < \Delta \\ \frac{|E|}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}}, & |E| > \Delta \end{cases} \quad (2.10)$$

За  $\rho_n$  здесь обозначена плотность состояний в нормальном состоянии. Обратим внимание, что в плотности состояний есть интегрируемая особенность на энергии  $\pm\Delta$ . Эти расходимости устраняются и превращаются в максимумы, называемые пиками когерентности, за счет конечного времени жизни квазичастиц. Максимумы соответствуют энергиям, на которых групповая скорость обращается в нуль, то есть  $|\nabla E(\mathbf{k})| = 0$ . Получаемая плотность состояний изображена на рис. 27б синим в области сверхпроводника, обозначенной буквой S. Процесс туннелирования между сверхпроводником и нормальным металлом схематично изображено на рис. 27б,в. Указано размытие функции распределения в нормальном металле за счет конечной температуры на величину  $kT$ . В сверхпроводнике в случае  $\Delta \gg kT$  равновесная плотность состояний экспоненциально мала. Зная плотность состояний в сверхпроводнике и пользуясь формулой 1.5, получаем выражения для туннельного тока и его производной по напряжению  $dI/dV$  в пределе малой температуры  $T \rightarrow 0$ , которые изображены на рис. 27г.

Рассмотрим роль конечного времени жизни на  $dI/dV$ . Dynes *et al* [138] предложили эмпирическую формулу, которая хорошо описывает плотность состояний (с, соответственно, дифференциальную проводимость) в сверхпроводнике с учетом рассеяния: добавление к энергии малой мнимой поправки  $E \rightarrow E - i\Gamma$ . Тогда, формула (2.10) трансформируется в формулу Дайнса

$$\rho_s = \text{Re} \left( \frac{E - i\Gamma}{\sqrt{(E - i\Gamma)^2 - \Delta^2}} \right) \quad (2.11)$$

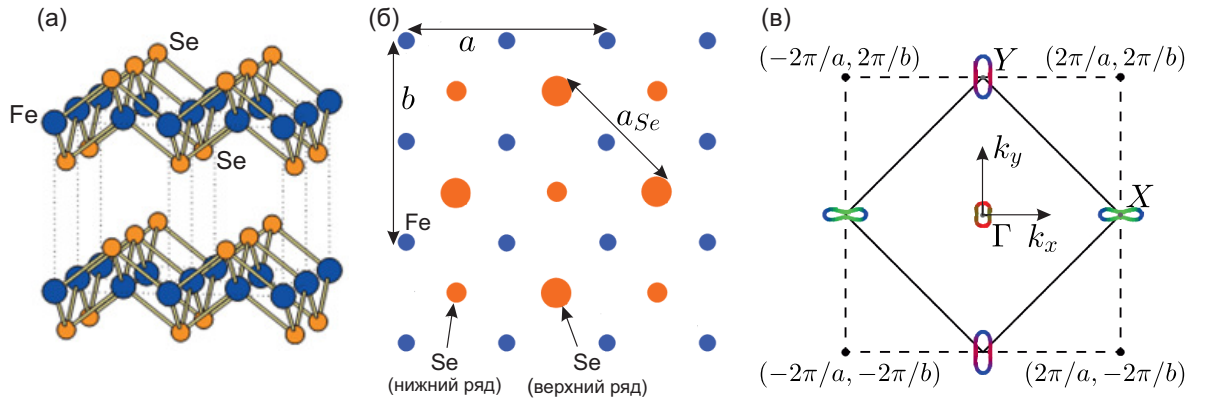
Получаемая по этой формуле дифференциальная проводимость для нескольких величин  $\Gamma$  изображена на рис. 28а. Видно, что с повышением величины  $\Gamma$  зависимости становятся более плавными, амплитуда пиков когерентности уменьшается, а дифференциальная прово-

димось при  $V = 0$  — наоборот, растет. Соответствующие вольт–амперные характеристики изображены на рис. 28б. Отметим, что при больших значениях  $\Gamma I(V)$  становится практически линейной, что соответствует закону Ома.

## 2.2 Особенности анизотропии кристаллической структуры и зонной структуры FeSe

Среди всех Fe–содержащих сверхпроводников FeSe имеет наиболее простую кристаллическую структуру и сравнительно высокую критическую температуру  $T_c = 8$  К, что делает его удобным и перспективным объектом исследования сверхпроводимости среди Fe–содержащих сверхпроводников. FeSe является слоистым материалом, слои которого связаны между собой слабыми Ван–дер–Ваальсовыми связями. Каждый слой состоит в свою очередь из атомов Fe, расположенных между двумя слоями Se (рис. 29а). Несмотря на активные исследования в последние годы, до сих пор вопрос о микроскопической природе сверхпроводимости остается открытым. Как и во многих Fe–содержащих сверхпроводниках, в FeSe происходит структурный фазовый переход II рода, при котором изменяется симметрия кристалла. Выше температуры структурного перехода  $T_s = 90$  К элементарная ячейка кристалла FeSe имеет тетрагональную форму ( $a = b \neq c$ ), которая при понижении температуры становится орторомбической ( $a \neq b \neq c$ ), причем постоянные решетки в плоскости  $ab$  отличаются менее, чем на 1%. Отметим, что расстояние между соседними атомами Se в верхнем слое, которое можно измерять на СТМ–изображении, в  $\sqrt{2}$  раз больше постоянных решетки  $a \approx b$ . Зонная структура FeSe активно исследовалась методами фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (например, в работах Watson *et al* [139], Zhang *et al* [140], Fedorov *et al* [141]) и с помощью наблюдения осцилляций Шубникова–де Гааза в работе Terashima *et al* [142]. При  $T < T_s$  поверхность Ферми состоит из дырочного кармана в  $\Gamma$ –точке и электронных карманов в X– и Y– точках (Sprau *et al* [143]), которая была численно получена в рамках модели сильной связи в работах Kreisel *et al* [144], Mukherjee *et al* [145], Sprau *et al* [143] и показана на рис. 29в. При  $T > T_s$  симметрия FeSe повышается, при этом X– и Y– точки становятся эквивалентными. Энергия Ферми в  $\Gamma$ –точке составляет по разным оценкам 10–20 мэВ (Terashima *et al* [142], Kasahara *et al* [146]), что сравнимо с величиной сверхпроводящей щели в FeSe.

Сверхпроводящий параметр порядка  $\Delta$  был обнаружен на нескольких листах поверхности Ферми (Sprau *et al* [143], Hashimoto *et al* [148], Xu *et al* [149]) и является сильно анизотропным. Исследование величины и угловой зависимости параметра порядка на всех листах поверхности Ферми является важной задачей для понимания природы сверхпроводимости в FeSe и других Fe–содержащих сверхпроводниках. Распределение сверхпроводящей щели по поверхности Ферми исследуется с помощью ARPES (Rhodes *et al* [150]) и с помощью наблюдения квазичастичной интерференции в СТС (Sprau *et al* [143]), полученные результаты как правило сопоставляются с результатами численных расчетов в рамках модели сильной связи (Kreisel *et al* [144]).

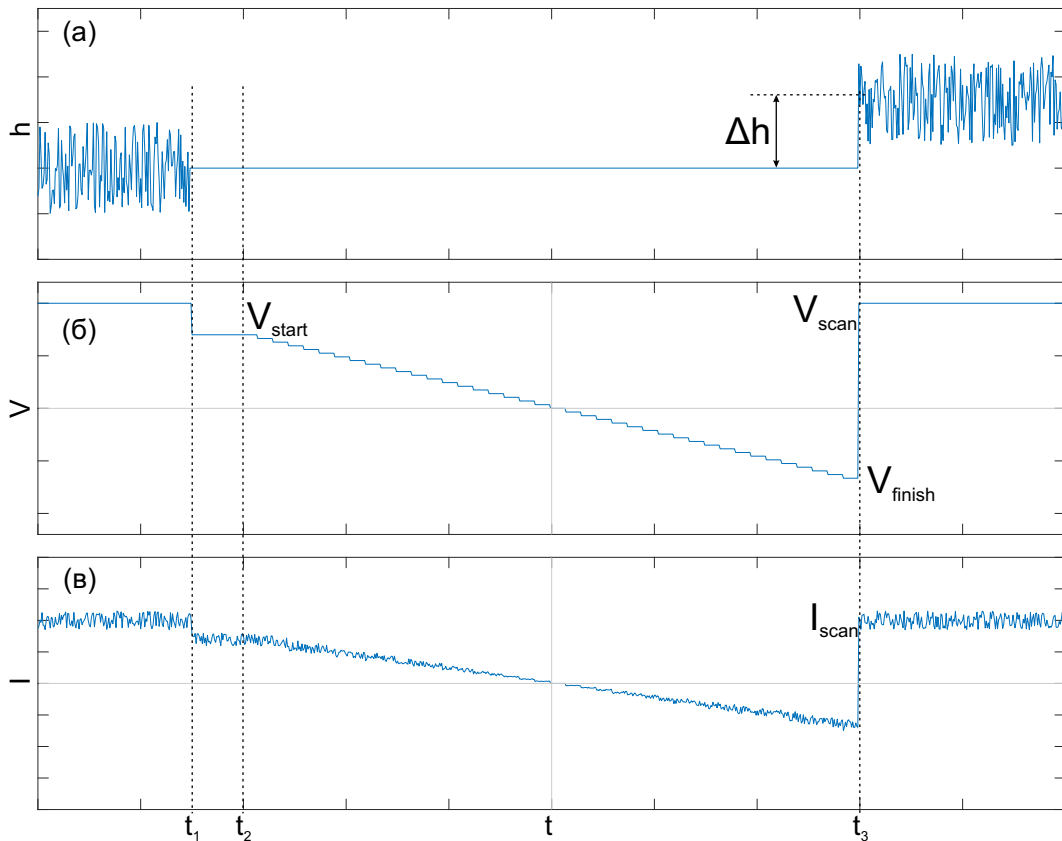


**Рис. 29:** (а) Схематичное изображение кристаллической структуры монослоя FeSe. Атомы Fe и Se, соединенные ковалентными связями, указаны оранжевым и серым цветом, соответственно (Адаптировано из Hsu *et al* [147]). (б) Та же структура, вид сверху. Отмечены постоянные решетки в плоскости  $ab$ . (в) Зона Бриллюэна сечение поверхности Ферми в FeSe при  $k_z = 0$ , адаптировано из Sprau *et al* [143].

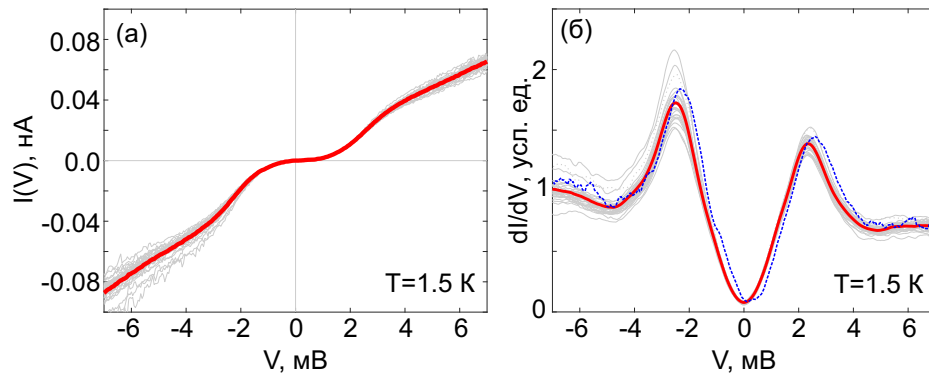
### 2.2.1 Методика измерения плотности состояний в FeSe

Большая часть представленных спектроскопических измерений FeSe выполнены при температуре 1.5 К, при этом  $kT = 0.13$  мэВ, что существенно меньше характерной величины сверхпроводящей щели в FeSe (2.4 мэВ) при низких температурах.

При проведении спектроскопических измерений напряжение на игле является модулированным, и наряду с постоянной составляющей есть небольшая переменная добавка  $V_{osc}$ , осциллирующая на частоте  $f_0$  (обычно использовалось значение  $f_0 = 373$  Гц и амплитуда 0.1 мВ порядка  $kT/|e|$ ). При исследовании методом точечной спектроскопии сначала устанавливается высота иглы над образцом с помощью обратной связи при напряжении на туннельном зазоре  $V_0 = V_{scan} > e\Delta$  (обычно использовалась величина  $\pm 10$  или  $\pm 20$  мВ). После этого обратная связь отключается (момент времени  $t_1$  на рис. 30), устанавливается начальное напряжение для измерения ВАХ  $V_{start}$ , а затем это напряжение плавно изменяется до  $V_{finish}$ . В результате такого процесса происходит измерение туннельного спектра в режиме заданной высоты. В процессе изменения напряжения происходит запись двух сигналов. Первый — это туннельный ток как функция напряжения (рис. 30 б). Второй — это сигнал на синхронном детекторе на частоте  $V_1$ . измерения проводятся несколько раз (5-30), после чего результаты усредняются. Длительность единичного измерения спектра составляла 18 секунд, на ВАХ измерялось 412 точек (это связано с техническими особенностями используемого контроллера). На измерение одной точки требовалось 48 мс. На рис. 31 показаны результаты точечной спектроскопии при температуре 1.5 К. На рис. 31(в,г) показана дифференциальная проводимость  $dI/dV$ , полученная методом синхронного детектирования (жирная кривая) и численным дифференцированием вольт-амперной характеристики (пунктирная линия). Измерения проводились от положительного напряжения к отрицательному. Сигнал с синхронного усилителя несколько запаздывает относительно результата численного дифференцирования и поэтому смещен вправо на доли мВ. Это связано с тем, что постоянная времени синхронного



**Рис. 30:** Схематичное изображение измерения точечной спектроскопии. (а) Зависимость высоты туннельного промежутка от времени. В интервале от  $t_1$  до  $t_2$  обратная связь выключена. (б) Зависимость напряжения на туннельном промежутке от времени. (в) Зависимость туннельного тока от времени.



**Рис. 31:** (а) Вольт-амперная характеристика (ВАХ) туннельного контакта FeSe—PtIr игла. Измерение выполнено 30 раз (каждая реализация отмечена серой линией), жирная линия — арифметическое среднее значение. (б) Дифференциальная проводимость, измеренная методом синхронного детектирования (30 реализаций указаны серым, жирная красная линия — среднее значение). Также указан результат численного дифференцирования ВАХ жирным пунктиром.

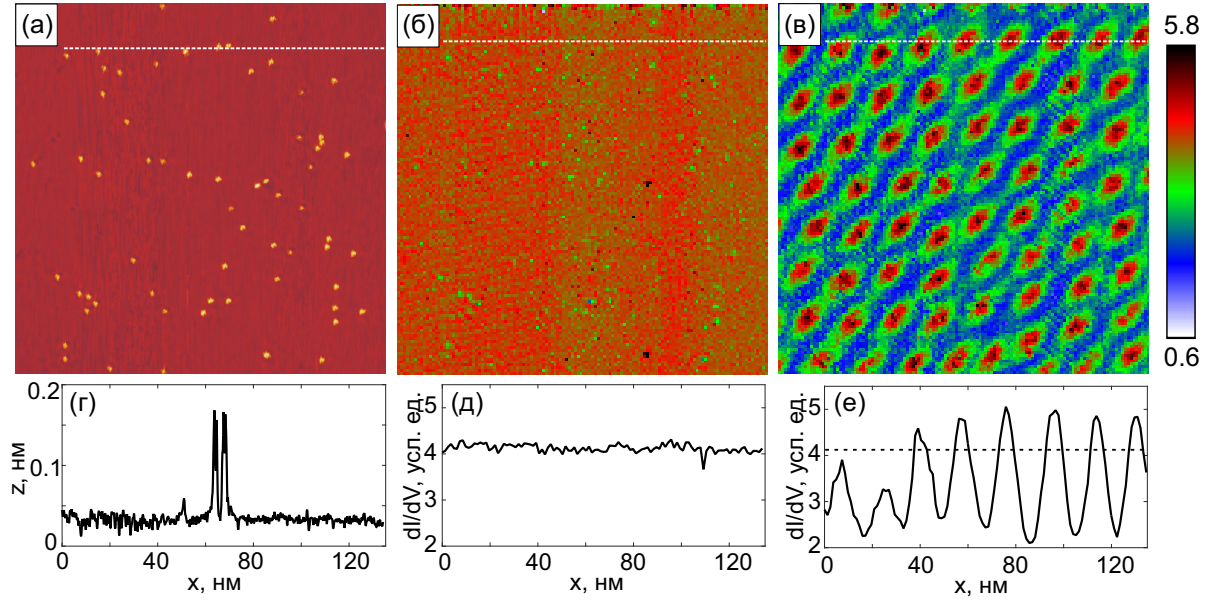
детектора 100 мс больше времени измерения одной точки ВАХ. Используемое АЦП при установлении напряжения  $V_{start}$  добавляло к нему небольшую случайную компоненту  $\Delta V$ . Эта

величина корректировалась вручную. Для определения  $\Delta V$  либо использовался критерий, что  $V = 0$  в точке минимума  $dI/dV$ , либо посередине между двумя пиками когерентности. Оба критерия дают весьма близкий результат. Качественно измеренные зависимости совпадают с рассчитанными теоретически (рис. 28). Однако попытки аппроксимации наблюдаемой дифференциальной проводимости формулой Дайнса показывают, что модель плохо описывает FeSe. Это связано с многозонной структурой материала и анизотропным распределением сверхпроводящей щели по поверхности Ферми. Учет этих особенностей материала позволяет теоретически описать наблюдаемую дифференциальную проводимость (Kreisel *et al* [151], Mukherjee *et al* [145]).

Для визуализации и исследования вихревой решетки в FeSe измерялась дифференциальная проводимость при нулевом напряжении на туннельном промежутке как функция латеральных координат иглы туннельного микроскопа. Так как этот тип измерений весьма медленный, обычно использовалось  $128 \times 128$  точек. Для перемещения иглы вдоль поверхности обратная связь ("feedback loop") включена. Она с помощью специального алгоритма подбирает высоту иглы над поверхностью образца таким образом, чтобы обеспечить требуемый (установленный пользователем) туннельный ток. После достижения иглой нужной точки в латеральном направлении и установления высоты обратная связь отключается, постоянная составляющая напряжения  $V_0$  скачком меняется до требуемого значения. В течение времени накопления сигнала (обычно использовалась длительность 0.5 с) сигнал накапливается и усредняется методом синхронного детектирования (постоянная времени синхронного детектора составляла 0.1 с), результат измерения записывается в файл. Далее устанавливается следующая величина  $V_0$  и измерение повторяется. В каждой точке проводились измерения при нескольких значениях  $V_0$  (использовалось от одного до пяти значений). После этого напряжение  $V_0$  снова делается равным напряжению сканирования, включается обратная связь установления высоты и с включенной обратной связью игла перемещается к следующей точке сканирования в латеральной плоскости.

Рассмотрим описанную процедуру измерений на примере. Топографическое изображение участка поверхности размером  $156 \times 156$  нм<sup>2</sup>, полученное при  $V = -20$  мВ,  $I = 100$  пА, представлено на рис. 32а, вертикальное направление было направлением быстрого сканирования. Хорошо видны отдельные точечные дефекты, являющиеся вакансиями Se. Используемого числа точек недостаточно для достижения атомарного разрешения, однако за счет эффекта соразмерности между межатомным расстоянием и расстоянием между соседними измеряемыми точками возникает муаровый контраст, представляющий собой нечеткую квадратную структуру.

На рис. 32(б,в) показаны карты дифференциальной проводимости того же участка в магнитном поле 5.5 Тл при напряжении  $V = -10$  мВ и  $V = 0$ , соответственно. Энергия -10 мВ существенно больше величины сверхпроводящей щели  $\Delta \propto 2.4$  мэВ, поэтому мы наблюдаем контраст на уровне шума и практически однородное распределение. Напротив, на напряжении 0 мВ (на уровне Ферми) удается отчетливо визуализировать вихревую решетку, центры вихрей здесь отображаются как максимумы дифференциальной проводимости. Такая карта



**Рис. 32:** (а) Топографическое изображение поверхности размером  $156 \times 156 \text{ нм}^2$ ,  $V = -20 \text{ мВ}$ ,  $I = 100 \text{ пА}$  во внешнем магнитном поле  $5.5 \text{ Тл}$ . Направление быстрого сканирования — вертикальное. (б) Карта дифференциальной проводимости в той же области на напряжении  $V = -10 \text{ мВ}$ . (в) Карта дифференциальной проводимости при  $V = 0$  в той же области. (г-е) Профили (а-в) вдоль белых пунктирных линий. На рис. (е) пунктиром отмечено среднее значение дифференциальной проводимости при  $V = -10 \text{ мВ}$ .

дифференциальной проводимости обычно называется Zero Bias Conductance (ZBC). Отметим, что положение центров вихрей слабо коррелирует с положением наблюдаемых точечных дефектов. На изображениях 32б,в выбрана одна и та же цветовая шкала для удобства сравнения. Наблюдаемые вертикальные полосы связаны с незначительной модификацией иглы в процессе сканирования и не влияют на карту ZBC (видны лишь на рис. 32б).

## 2.3 Исследование вихревой решетки в монокристаллах FeSe во внешнем магнитном поле

### 2.3.1 Структура кора вихря в монокристаллах FeSe: определение размеров кора и анизотропии его формы

Дифференциальная проводимость, измеряемая непосредственно при СТС измерениях, позволяет получить информацию о пространственно неоднородной плотности состояний, что обусловлено наличием дефектов либо вихревой структуры в магнитном поле. В данной работе были проведены измерения монокристаллов FeSe в магнитном поле.

Монокристаллы FeSe были выращены в вакуумных кварцевых ампулах. В качестве газаносителя использовался  $\text{AlCl}_3/\text{KCl}$ . Рост проходил в течение 45 дней в температурной градиенте от  $400$  до  $350^\circ\text{C}$ . Химический состав контролировался с помощью сканирующего элек-

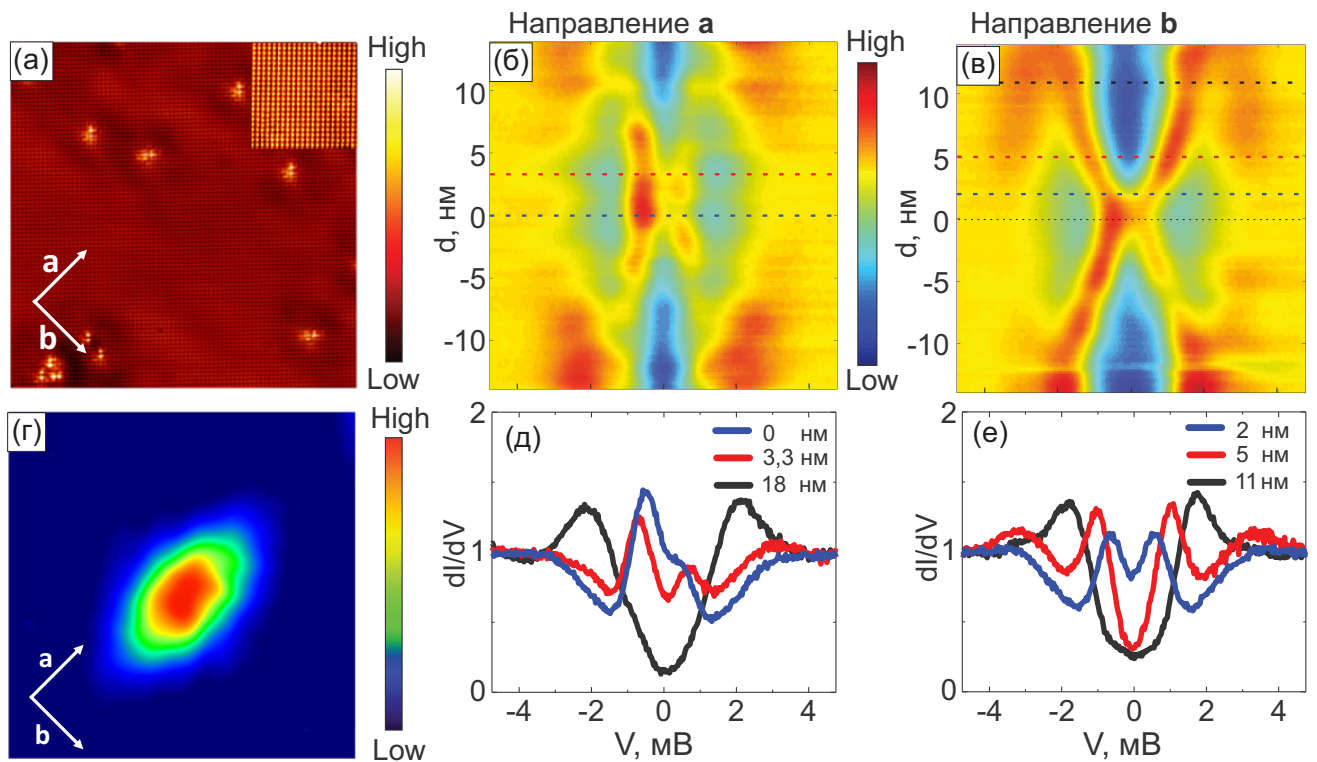
тронного микроскопа TESCAN Vega II XMU, подробное описание методик выращивания и характеристики образцов см. работу Chageev *et al* [152]. Выращенные кристаллы имели плоскую форму, слоистую структуру с осью  $c$ , ориентированной перпендикулярно плоскости образца, характерными латеральными размерами 1–2 мм и характерной толщиной 0.2–0.5 мм. Постоянные решетки ( $c = 0.552$  нм,  $a = b = 0.533$  нм) выращенных монокристаллов были определены с помощью рентгеновской дифрактометрии. В кристалле присутствует множество двойников (по нашим оценкам, характерный латеральный размер двойников — от одного до нескольких мкм). Поэтому, любой нелокальный метод исследования измеряет сразу два типа двойников.

Сканирующая туннельная микроскопия FeSe демонстрирует наличие атомарно гладких террас размерами вплоть до микрон. Топографическое изображение размером  $32 \times 32$  нм<sup>2</sup>, полученное при температуре 1.5 К, показано на рис. 33(а). На нем хорошо различимы отдельные дефекты, которые являются Se вакансиями. При большем увеличении (см. вставку) можно получать атомарное разрешение. Период атомарной решетки составляет  $a_{Se-Se} = 0.377$  нм, что соответствует расстоянию между соседними атомами Se в FeSe,  $a_{Se-Se} = \sqrt{a^2 + b^2}/2$ . Разрешения СТМ недостаточно для того, чтобы зафиксировать неэквивалентность направлений  $a$  и  $b$  в топографическом изображении, поэтому решетка атомов в плоскости Se–Se выгладит квадратной, хотя в действительности четыре ближайшие атомы Se образуют ромб, а не квадрат.

На рис. 33(г) изображена карта дифференциальной проводимости на уровне Ферми ( $V = 0$ ) области размером  $32 \times 32$  нм<sup>2</sup> в магнитном поле 1.5 Тл, на которой виден одиночный вихрь, вытянутый вдоль направления  $a$ . В случае изотропного сверхпроводника задача о плотности состояний вблизи центра вихря была решена в работе Caroli *et al* [153]. Размер кора вихря определяется длиной когерентности  $\xi = \hbar v_F / \pi \Delta$ , где  $v_F$  — скорость Ферми. На качественном уровне эта формула объясняет вытянутую форму сердцевин вихря в анизотропном сверхпроводнике. Из нее видно, что анизотропия  $\xi$  определяется и анизотропией поверхности Ферми и соответственно скорости Ферми, и анизотропией сверхпроводящей щели  $\Delta$  (Hayashi *et al* [154]). Эти два фактора могут либо усиливать, либо конкурировать друг с другом (Nakai *et al* [155]).

Была проведена серия локальных спектроскопических измерений вдоль двух взаимно перпендикулярных направления кристаллической структуры  $\mathbf{a}$  и  $\mathbf{b}$  (рис. 33 (г)). В центре вихря виден максимум плотности состояний на уровне Ферми (синяя кривая на рис. 33 (д)). В центре кора наблюдается пик плотности состояний (zero-bias peak), возникающий из-за локализованных состояний Кароли–де Жена–Матрикона (Caroli *et al* [40; 41; 128]).

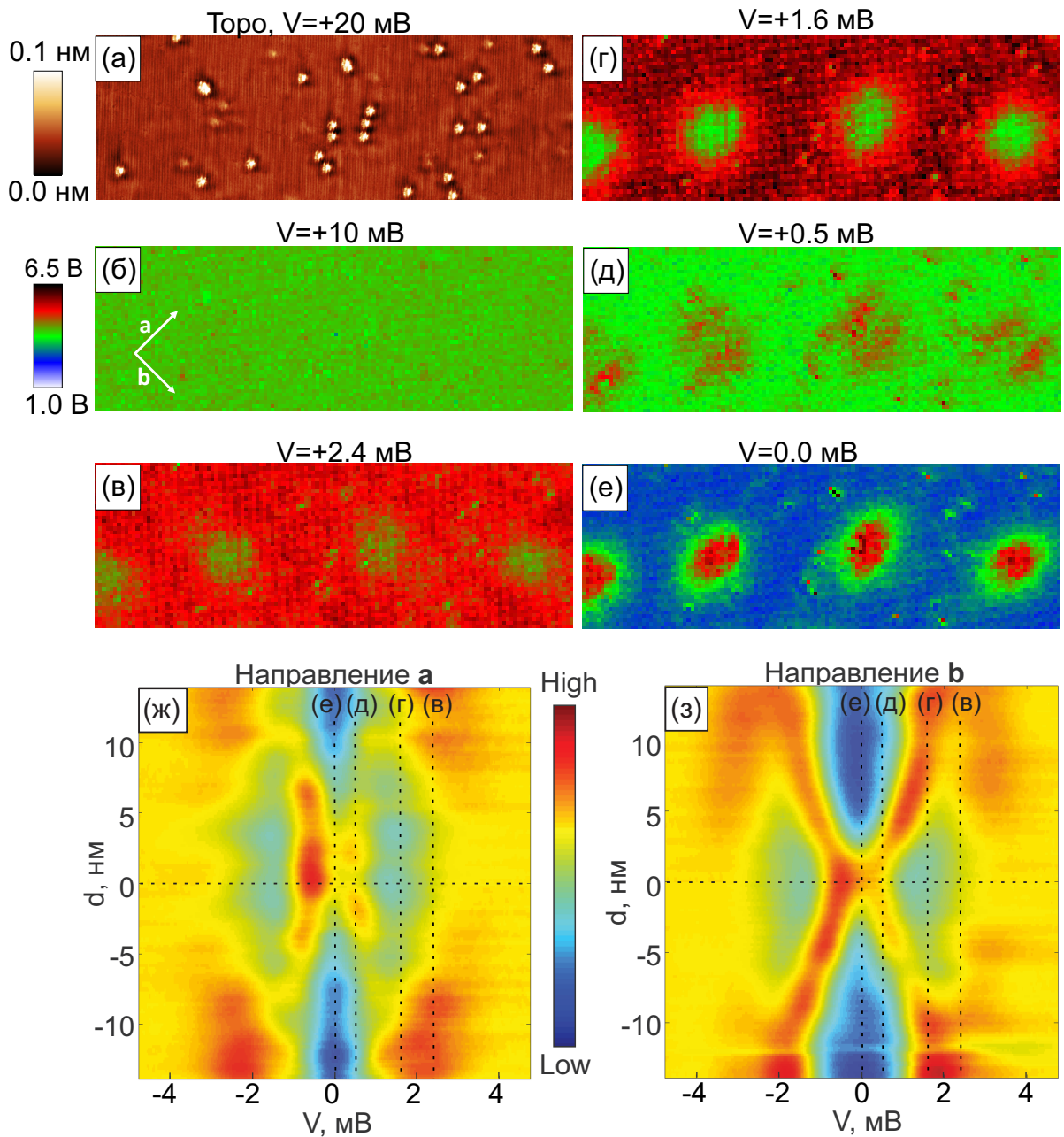
Заметим, что высота этого максимума больше, чем плотность состояний вдали от уровня Ферми, что указывает на то, что материал находится в чистом пределе (Hess *et al* [40]). При удалении от центра возникает минимум плотности состояний на уровне Ферми и пики когерентности. Вдали от центра вихря спектры выглядят также, как в FeSe без магнитного поля (сравните черные спектры на рис. 33 (д, е) и рис. 31б). Пространственное распределение квазичастичных возбуждений очевидно не изотропно: масштаб спада вдоль направ-



**Рис. 33:** (а) Топографическое изображение участка поверхности FeSe размером  $32 \times 32 \text{ nm}^2$  с атомарным разрешением, полученное при  $V = 10 \text{ мВ}$ ,  $I = 100 \text{ пА}$ . Указаны кристаллографические направления **a** и **b**, направления которых совпадают с направлением ковалентных связей Fe—Fe и повернуты на  $45^\circ$  относительно слоя Se—Se. Изображение получено при  $V = 10 \text{ мВ}$ ,  $I = 100 \text{ пА}$ . Вставка показывает увеличенное изображение участка без дефектов размером  $10 \times 10 \text{ nm}^2$  (б) Карта дифференциальной проводимости на том же участке  $32 \times 32 \text{ nm}^2$  при  $E = E_F$  в магнитном поле  $H = 1.5 \text{ Тл}$ , в центре которого расположен вихрь. (в, д) Распределение туннельной плотности состояний в окрестности кора вихря, построенное на основе 160 точечных спектроскопических измерений. По вертикальной оси отложено расстояние от центра кора вихря в направлении **a** и **b**, соответственно. По горизонтальной оси - напряжение, мВ. Расстояние между соседними точками в измерении  $0.174 \text{ нм}$ , стабилизация туннельного контакта проводилась при  $V = 5 \text{ мВ}$ ,  $I = 60 \text{ пА}$ . (г) Характерные туннельные спектры  $dI/dV$ , измеренные вдоль направления **a** на расстояниях  $0 \text{ нм}$ ,  $3.3 \text{ нм}$ ,  $18 \text{ нм}$  от центра кора вихря. (е) Характерные туннельные спектры  $dI/dV$ , измеренные вдоль направления **b** на расстояниях  $2 \text{ нм}$ ,  $5 \text{ нм}$ ,  $11 \text{ нм}$  от центра кора вихря. На изображениях (б,в) пунктирными линиями отмечены положения относительно центра вихря, в которых были выполнены измерения (д,е). (Putilov *et al* [A5])

лений **a** и **b** сильно различается. Вне центра кора пик плотности состояний распадается на два. Вдоль направления **a** эти два пика постепенно угасают и исчезают с появлением щели. Напротив, в направлении **b** пики смещаются по энергии и плавно переходят в пики когерентности вдали от центра вихря. Обратим внимание на асимметрию электронов и дырок:  $dI/dV(V) \neq dI/dV(-V)$ , особенно ярко выраженная в центре вихря и сохраняющаяся на несколько нм вдоль направления **a** (длинной полуоси).





**Рис. 34:** (а) Топографическое изображение поверхности размером  $156 \times 53 \text{ нм}^2$ ,  $V = -20 \text{ мВ}$ ,  $I = 100 \text{ пА}$ . Направление быстрого сканирования - вертикальное. (б-е) Серия карт дифференциальной проводимости того же участка, измеренные во внешнем магнитном поле 1 Тл при напряжении на туннельном контакте +10, +2.4, +1.6, +0.5 и 0.0 мВ, соответственно. Видно изображение части вихревой решетки. (ж,з) Распределение туннельной плотности состояний как функция расстояния до центра вихря вдоль направлений **a** и **b**, соответственно (использованы изображения с рис. 33б,в). По горизонтальной оси отложено напряжение на туннельном контакте, по вертикальной — расстояние до центра вихря. Вертикальные пунктирные линии соответствуют напряжениям, на которых проведены измерения карт (в-е).

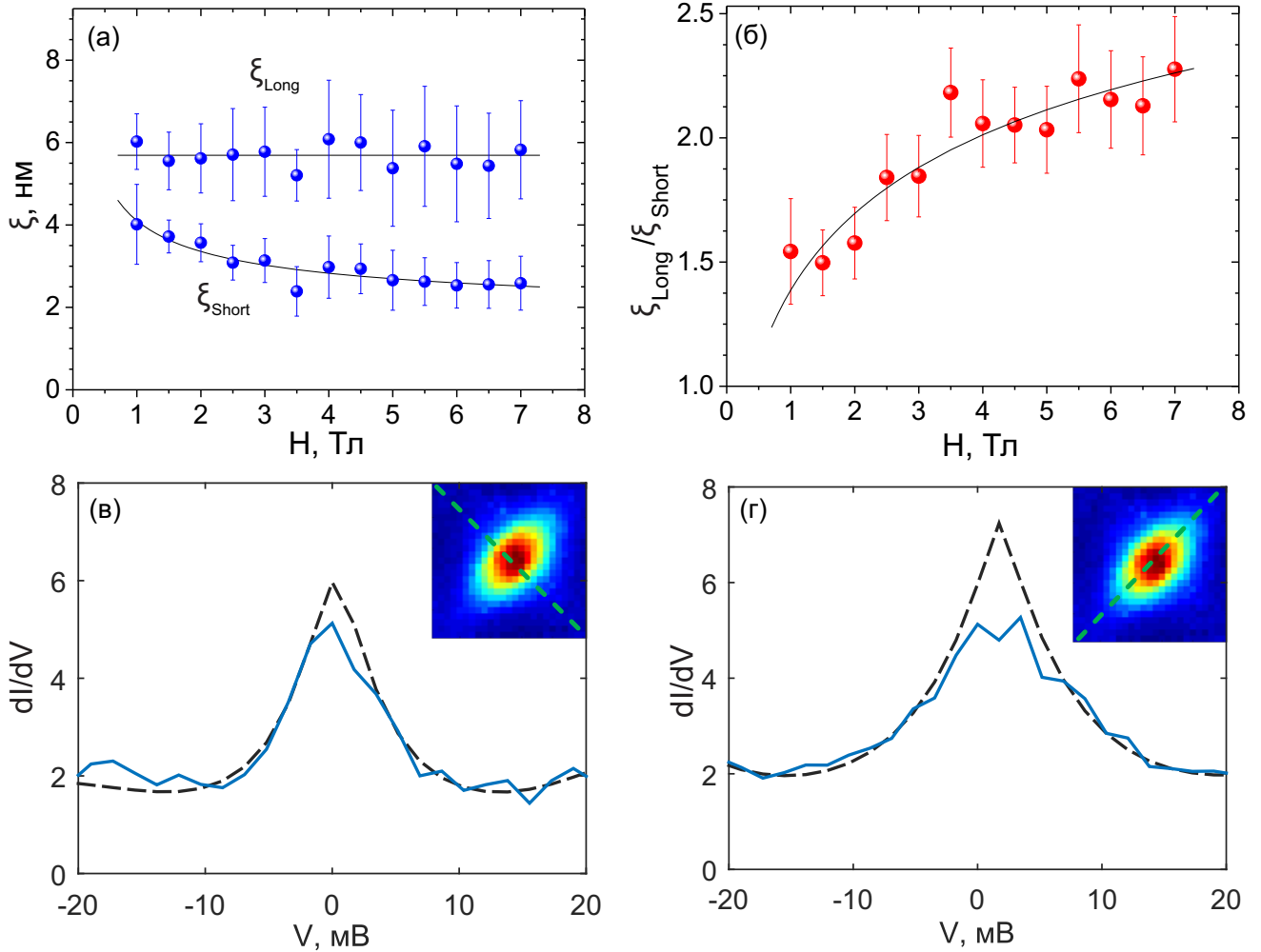
Поведение плотности состояний в окрестности центра вихря на энергиях порядка  $\Delta$  можно исследовать и с помощью измерения карт дифференциальной проводимости на разных энергиях (рис. 34). Представлено топографическое изображение участка поверхности (рис.

34а) и серия карт дифференциальной проводимости на напряжениях от 0.0, +0.5, +1.6, +2.4 и +10 мВ (рис. 34б-е). Для объяснения наблюдаемой структуры вихрей обратимся к сечениям вихря, представленным на рис. 34ж,з. Для удобства напряжения, на которых измерялись карты дифференциальной проводимости, указаны вертикальными пунктирными линиями. При напряжении +10 мВ контраста от вихревой решетки не наблюдается. На меньших напряжениях коры вихрей изображаются как максимумы ( $V = 0.0$  мВ,  $V = +0.5$  мВ) либо как минимумы ( $V = +1.6$  мВ,  $V = +2.4$  мВ). Вихри могут иметь либо вытянутую ( $V = 0.0$  мВ), либо более округлую форму ( $V = +1.6$  мВ,  $V = +2.4$  мВ), либо более сложную внутреннюю структуру ( $V = +0.5$  мВ). Фактически сечение вихря через центр в направлении **a** или **b** совпадает с вертикальным сечением изображений 34ж или з, соответственно. Например, на сечениях на энергиях  $V = +1.6$  мВ и  $V = +2.4$  мВ на изображениях 34ж,з в центральной области дифференциальная проводимость меньше, чем при удалении из центра, что соответствует минимумам в центре вихрей на изображениях 34в,г. Наибольший контраст между центром вихря и областью между вихрями наблюдается при  $V = 0$ . Кроме того, плотность состояний на уровне Ферми наиболее полно исследована теоретически, поэтому далее мы будем работать лишь с картами дифференциальной проводимости, измеренными при напряжении  $V = 0.0$  мВ, которые далее будем называть ZBC (zero bias conductance) карты. Для анализа размера кора вихря и его анизотропии в зависимости от магнитного поля были измерены вихревые решетки в FeSe при температуре 1.5 К в магнитном поле от 0.5 до 7 Тл. Для того, чтобы найти характерный размер кора вихря вдоль направлений **a** и **b**, дифференциальная проводимость вблизи кора была аппроксимирована суперпозицией экспоненциально спадающих зависимостей. Была использована формула

$$G(x, y) = G_{\infty} + A \sum_i \exp \left( -\sqrt{\frac{(x - x_i)^2}{\xi_{Long}^2} + \frac{(y - y_i)^2}{\xi_{Short}^2}} \right). \quad (2.12)$$

Здесь  $G_{\infty}$  — фоновый уровень проводимости, суммирование проводится по центральному (аппроксимируемому) кору и его ближайшим соседям,  $A$  — амплитуда модуляции.

Технически аппроксимация выполнена следующим образом. Заранее известны приближенные координаты каждого вихря на текущей карте (они определяются вручную). Процедура применяется к вихрям по очереди. Если вихрь находится слишком близко к краю карты, он пропускается. Сначала находятся все достаточно близкие к вихрю соседи (вихри, центры которых находятся не дальше чем  $2a_H$ , где  $a_H$  — расстояние между вихрями в идеальной треугольной вихревой решетке при заданном внешнем магнитном поле  $H$ ). После этого строится двумерная модельная карта дифференциальной проводимости по формуле (2.12). Находится невязка — разница между вычисленной картой и экспериментальными данными. На невязку накладывается маска, для чего из области аппроксимации исключаются некоторые данные. Это, в первую очередь, самый центр вихря (использовался критерий исключить область площадью  $15 \text{ нм}^2$ , имеющую форму эллипса с отношением полуосей 1.5). Это позволяет исключить из аппроксимации плавную вершину вихря, которая в теоретической модели должна быть остроконечной (разница отчетливо видна на профилях вихрей, рис. 35 в,г).

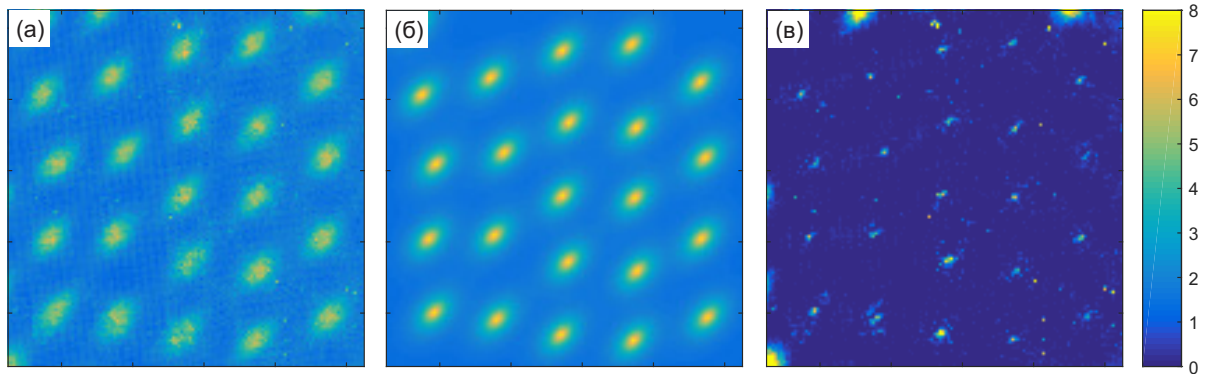


**Рис. 35:** (а) Зависимость величин  $\xi_{Long}$  и  $\xi_{Short}$  от магнитного поля в монокристаллах FeSe. (б) Зависимость анизотропии вихрей, определяемой как  $\xi_{Long}/\xi_{Short}$ , от магнитного поля. (в,г) Профили дифференциальной проводимости вдоль диагоналей, изображенных на вставках к рисунку и проходящим через центр вихря для магнитного поля 3 Тл. Сплошной линией изображены экспериментальные данные, пунктиром - аппроксимация по формуле (2.12). (Putilov *et al* [A5])

Кроме того, из аппроксимации исключалась внешняя область. Площадь эллипса — внешней границы аппроксимации использовалась равной  $1.6S_0$ , где  $S_0$  — площадь, соответствующая кванту магнитного потока  $\Phi_0$  при данном магнитном поле. Использование большей области одновременно увеличивает время поиска аппроксимации и ухудшает ее качество (большой вклад начинает вносить область далеко от центра вихря, которая не несет в себе информацию о размере кора вихря). Отметим, что учет ближайших соседей необходим особенно в сильных магнитных полях, когда коры вихрей начинают перекрываться. Процедура аппроксимации применяется последовательно ко всем вихрям в карте кроме вихрей, расположенных чересчур близко к краю. Для каждого вихря находят величины  $\xi_{Long}$  и  $\xi_{Short}$ . После этого находят среднее значение для данного магнитного поля, а также среднеквадратичное отклонение (на рис. 35 (а,б)). Средние значения обозначены кружками, величина откло-

нения — с помощью интервалов рассеяния ( $\text{errorbar}$ ). Технически возможен другой способ аппроксимации кóров, состоящий из двух этапов. На первом этапе используется описанный выше способ, целью которого является точное определение координат центров вихрей. На втором проходе проводится аппроксимация всей карты вихрей одновременно, минимизирующими параметрами являются  $G_\infty$ ,  $A$ ,  $\xi_{Long}$  и  $\xi_{Short}$ , причем эти параметры - общие для всей карты вихрей, а не индивидуальные для небольшой окрестности каждого вихря. Этот не дает возможность оценить дисперсию параметров при аппроксимации отдельных вихрей, но позволяет применять единые параметры сразу для всей карты вихрей. Отметим, что таким образом гораздо более точно получается оценить  $G_\infty$  (если это требуется), так как при большой концентрации вихрей «хвосты» вихрей, не вошедших в аппроксимируемую область, вносят заметный вклад в  $G_\infty$ . При этом первый и второй метод дают близкие значения  $\xi_{Long}$  и  $\xi_{Short}$  во всем диапазоне магнитных полей.

В однозонной теории Гинзбурга-Ландау характерным размером кора является длина когерентности, поэтому мы используем величины  $\xi_{Long}$  и  $\xi_{Short}$  для обозначения размеров кора в направлениях  $\mathbf{a}$  и  $\mathbf{b}$ , соответственно. Обнаружено, что с повышением магнитного поля размеры кóров вихрей, полученные из аппроксимации, изменяются. Зависимость размера кора от величины магнитного поля изображена на рис. 35(а). Видно, что бóльший размер остается неизменным, при этом мéньший размер уменьшается с повышением магнитного поля  $H$ . Таким образом, анизотропия кора, определяемая нами как  $\xi_{Long}/\xi_{Short}$ , повышается с повышением поля.



**Рис. 36:** (а) Карта дифференциальной проводимости  $G_{exp}$  на участке поверхности размером  $156 \times 156 \text{ нм}^2$ , измеренная при  $V = 0$  в магнитном поле 2 Тл. (б) Аналогичная карта  $G_{fit}$ , аппроксимированная по формуле (2.12) и использованием координат центров вихрей из (а). (в) Невязка процедуры аппроксимации,  $(G_{exp} - G_{fit})^2$ .

На рис. 35(в,г) показаны профили вихрей вдоль направлений  $\mathbf{a}$  и  $\mathbf{b}$  (указаны зеленым пунктиром на вставках). Красным показана найденная аппроксимация с величинами  $\xi_{Long}$  и  $\xi_{Short}$ . Заметим, что вблизи центра вихря величина сигнала меньше, чем описывается формулой (2.12). На этих графиках хорошо видна область расстояний, в которой экспоненциальная аппроксимация корректно описывает экспериментальные данные. Хотелось отметить, что вблизи центра вихря находится весьма небольшое число точек карты ZBC по сравнению с общей площадью аппроксимации.

Для обоснования корректности метода рассмотрим рис. 36. На нем представлено сравнение между экспериментально измеренной картой вихрей (рис. 36а) в магнитном поле 2 Тл и смоделированная карта с найденными величинами  $\xi_{Long}$  и  $\xi_{Short}$  и определенными из карты 36а положениями центров вихрей. Невязка, определенная как квадрат разности карт рис. 36а и б, изображена на рис. 36в. Виден резкий максимум в центре каждого вихря, что связано со сглаживанием экспериментально измеримого сигнала по сравнению с теоретической моделью. Однако вблизи центра вихря находится весьма небольшое число точек карты ZBC по сравнению с общей площадью аппроксимации. Вне центра аппроксимация хорошо воспроизводит экспериментальные данные, что также подтверждается профилями на рис. 35в,г.

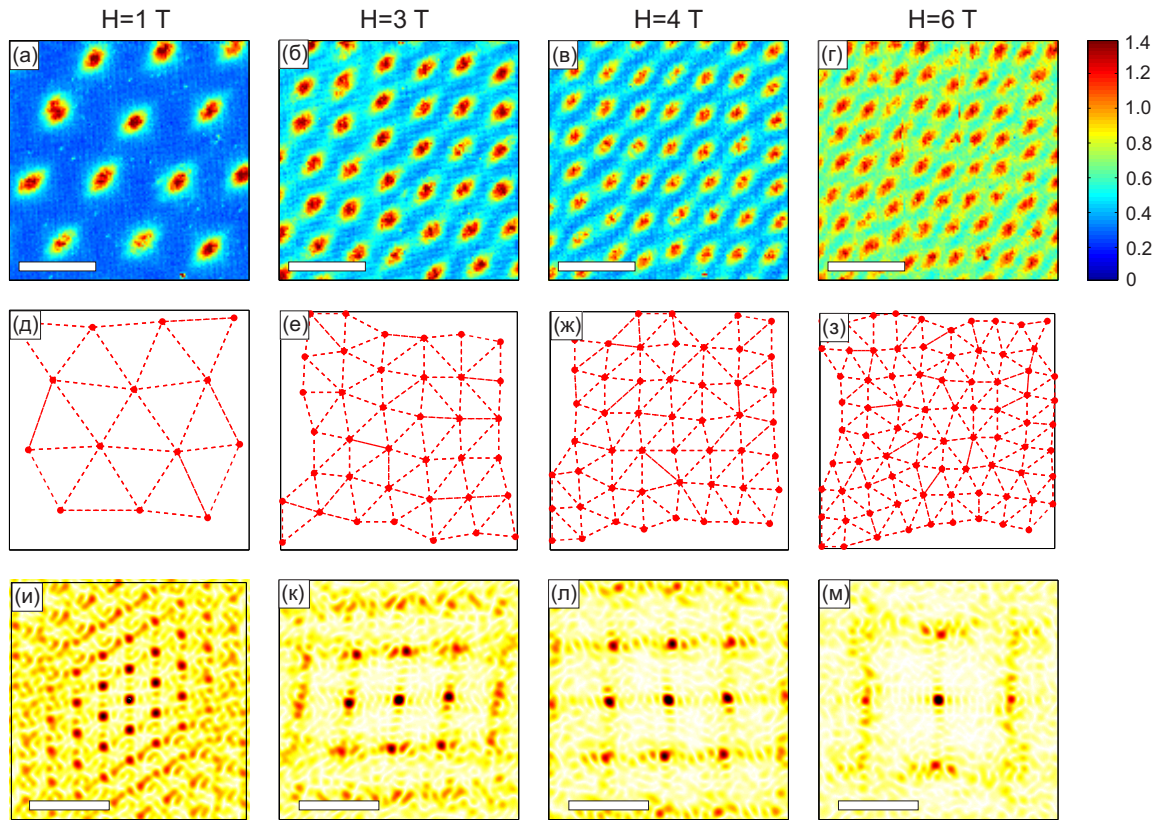
### 2.3.2 Трансформация вихревой решетки в монокристаллах FeSe при повышении внешнего магнитного поля.

Мы использовали ZBC карту проводимости  $dI/dV = f(x, y)$  при  $V = 0$  для визуализации вихревой решетки. Было обнаружено, что структура решетки меняется при повышении внешнего магнитного поля, перпендикулярного поверхности образца. Измерения проводились в режиме Field Cooled. На рис. 37 (а–г) изображен набор карт дифференциальной проводимости для нескольких значений магнитного поля. Для анализа вихревой структуры использовалась известная в математике процедура – триангуляция Делоне. Триангуляцией множества точек плоскости называется разбиение выпуклой оболочки на симплексы (треугольники), такие что:

- Любые два треугольника могут иметь общую грань, общие вершины или не пересекаться;
  - Множество вершин треугольников совпадает с исходным множеством точек плоскости.
- Триангуляция Делоне множества точек  $S$  на плоскости – один из способов триангуляции, которое обладает рядом полезных свойств:
- Внутри окружности, описанной вокруг любого треугольника, нет точек из  $S$ ;
  - Триангуляция Делоне максимизирует минимальный угол среди всех углов всех построенных треугольников;
  - Триангуляция Делоне максимизирует сумму радиусов вписанных окружностей.

Если никакие четыре точки из  $S$  не лежат на одной окружности, то триангуляция Делоне единственна. Заметим, что даже если триангуляция не единственна — во всех вариантах реализации Делоне множество углов треугольников и множество длин сторон всех треугольников будет одинаковым. Таким образом, выбранная реализация не влияет на статистические свойства множества углов.

Для анализа вихревых структур мы используем статистический анализ углов построенных треугольников. Для идеальной гексагональной решетки естественно, что все углы триангуляции должны быть равны  $60^\circ$ . Для идеальной квадратной решетки все триангуляция образует равнобедренные прямоугольные треугольники, таким образом должна быть

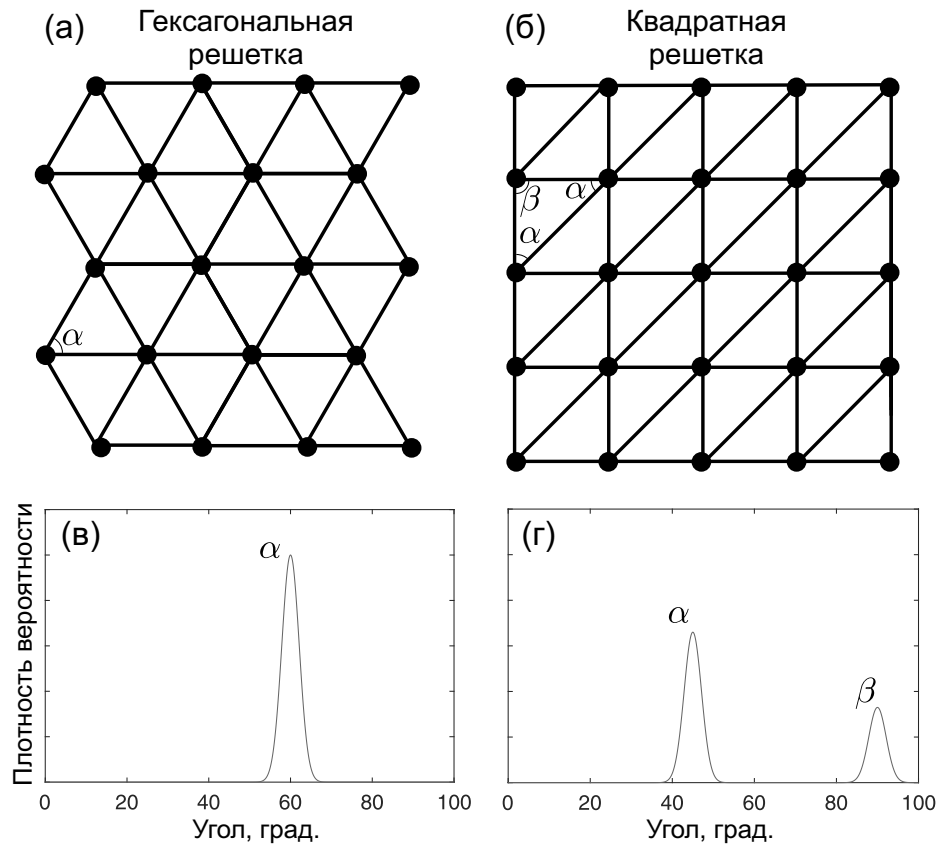


**Рис. 37:** (а)-(г) Двумерные карты дифференциальной проводимости для кристалла FeSe при  $V = 0$  мВ, нормированные на проводимость при  $V = -10$  мВ для нескольких величин внешнего магнитного поля (а) 1 Тл, (б) 3 Тл, (в) 4 Тл, (г) 6 Тл. Измерения выполнены при  $T = 1.5$  К, размер сканируемой области  $156 \times 156$  нм<sup>2</sup>. Во время сканирования расстояние между иглой и образцов устанавливалось с помощью обратной связи, которая поддерживала туннельный ток  $I = 100$  пА при напряжении на туннельном промежутке  $V = -20$  мВ. (д)-(з) Двумерные карты триангуляции Делоне для сетки узлов, соответствующих центрам вихрей на картах (а)-(г). Пунктирные линии обозначают вершины, которые должны быть соединены при триангуляции. (и)-(м) Амплитуда двумерного преобразования Фурье, примененного к картам (а)-(г). (Putilov *et al* [A5])

$1/3$  углов величиной  $90^\circ$  и  $2/3$  углов величиной  $45^\circ$  (рис. 38а,б). На рис. 38в,г изображены соответствующие распределения плотности вероятности.

Перейдем к анализу экспериментально измеренных вихревых решеток в FeSe. Результат триангуляции Делоне, примененный в центрам вихрей, для нескольких величин магнитного поля  $H$  представлена на рис. 37д-з. Каждая вершина соответствует центру вихря в реальном (прямом) пространстве.

На рис. 39в-д отложена распределение плотности вероятности для углов для трех значений  $H$ . При низких магнитных полях наблюдается распределение с единственным максимумом, который близок к углу  $60^\circ$ . Это соответствует гексагональной вихревой решетке, которая и предсказана теорией Абрикосова для изотропного сверхпроводника. В высоких полях наблюдается распределение с двумя максимумами, которые соответствуют углам  $45^\circ$  и  $80^\circ$ . В промежуточной области ( $H = 3$  Тл) наблюдается одновременно три максимума,



**Рис. 38:** (а,б) Схематичные изображения идеальной гексагональной и идеальной квадратной вихревой структуры. Жирными точками отмечены центры вихрей, линии обозначают результат триангуляции Делоне. Для квадратной решетки триангуляция не единственна, поэтому изображена одна из возможных триангуляций. (в,г) Распределение плотности вероятности для углов  $\alpha$  и  $\beta$  для решеток, изображенных на (а) и (б), соответственно.

которые возникают из-за сосуществования квадратной и гексагональной вихревой решетки в разных областях в пределах области сканирования. Отметим, что наряду с анализом углов можно проводить анализ среднего расстояния между вихрями в триангуляции Делоне. Это основано на том, что в идеальной гексагональной решетке расстояние между соседними вихрями в 1.074 раза больше, чем в идеальной квадратной решетке при том же магнитном поле (Zhang *et al* [132]).

Дополняющим методом анализа симметрии вихревой решетки может быть анализ Фурье-образа от вихревой структуры. Как и в предыдущем методе, для анализа используется координаты центров вихрей с дискретизацией  $128 \times 128$  точек, то есть 1.22 нм на точку. Формируется искусственная карта, для чего в центр каждого вихря помещается гауссов пакет с шириной в пять точек. Это меньше расстояния между центрами соседних вихрей и не приводит к перекрытию соседних гауссовых пакетов для исследуемого диапазона полей, при этом позволяет избежать дополнительных высокочастотных осцилляций в Фурье-образе. Несколько характерных карт амплитуд Фурье-образа от таких распределений для магнитного поля 1, 3, 4 и 6 Тл представлен на рис. 37 (и-м). Для этого в центр каждого вихря был помещен цилиндрически симметричный гауссов максимум фиксированной высоты и латерального размера.

От полученной карты было взято двумерное преобразование Фурье, его амплитуда показана на рис. 37 (i-1). Анализ образов Фурье подтверждает, что гексагональная при низких полях решетка при повышении  $H$  искажается, становится близкой к квадратной в высоком магнитном поле, когда вихри находятся близко друг к другу и их коры начинают перекрываться.

Таким образом, показано, что во всем диапазоне магнитных полей анизотропия кора вихрей больше анизотропии вихревой решетки. В низких полях вихревая решетка практически изотропна при очевидно анизотропном коре вихря. В высоких полях анизотропия, соответствующая трансформации гексагональной решетки в квадратную, равняется 1.71. Это меньше анизотропии кора вихря, составляющая  $\geq 2$ . Наблюдаемые эффекты не могут быть описаны однозонной анизотропной теорией Гинзбурга–Ландау, в рамках которой анизотропия сердцевин вихрей и вихревой решетки совпадают.

### 2.3.3 Описание трансформации вихревой решетки в рамках двухзонной модели Гинзбурга–Ландау

Хорошо известно, что вихревая решетка формируется за счет взаимодействия вихрей. Их взаимодействие в первую очередь осуществляется сверхпроводящими экранирующими токами, текущими вокруг каждого вихря. Для качественного описания поведения вихревой решетки в магнитном поле моими коллегами было выполнено моделирование в рамках двухзонной модели Гинзбурга–Ландау. Модель с учетом межзонной джозефсоновской связи имеет вид

$$F = \int \left\{ \sum_{j=1}^2 \left[ a^{(j)} |\psi^{(j)}|^2 + \frac{b^{(j)}}{2} |\psi^{(j)}|^4 + (\mathbf{D}\psi^{(j)})^* \hat{K}^{(j)} (\mathbf{D}\psi^{(j)}) \right] + \varepsilon_J \left( \psi^{(1)*} \psi^{(2)} + \psi^{(2)*} \psi^{(1)} \right) + \frac{\mathbf{B}^2}{8\pi} \right\} dV. \quad (2.13)$$

Здесь  $j$  — номер зоны,  $a^{(1,2)}$ ,  $b^{(1,2)}$ ,  $\hat{K}^{(1,2)}$  и  $\varepsilon_J$  — феноменологические параметры,  $\mathbf{D} = -i\nabla - (2\pi/\Phi_0)\mathbf{A}$  — обобщенный импульс. Тензоры обратных эффективных масс  $\hat{K}^{(1)}$  и  $\hat{K}^{(2)}$  в общем случае имеют разную величину анизотропии, что обеспечивает возможную трансформацию вихревой решетки. В связи с большим числом свободных параметров и невозможностью обосновать выбор параметром на основе имеющихся экспериментальных данных был рассмотрен более простой случай, который позволил качественно объяснить наблюдаемую экспериментально трансформацию вихревой решетки. В частности, мы исключили из рассмотрения джозефсоновское слагаемое ( $\varepsilon_J = 0$ ), в результате чего компоненты параметра порядка  $\psi^{(1)}$  и  $\psi^{(2)}$  могут взаимодействовать лишь за счет магнитного поля (Khasanov *et al* [156], Komendova *et al* [157]).

Очевидно, что в системе с двумя параметрами порядка возникают два верхних критических магнитных поля

$$H_{c2}^{(1,2)} = \frac{\Phi_0}{2\pi(\xi^{(1,2)})^2}, \quad (2.14)$$



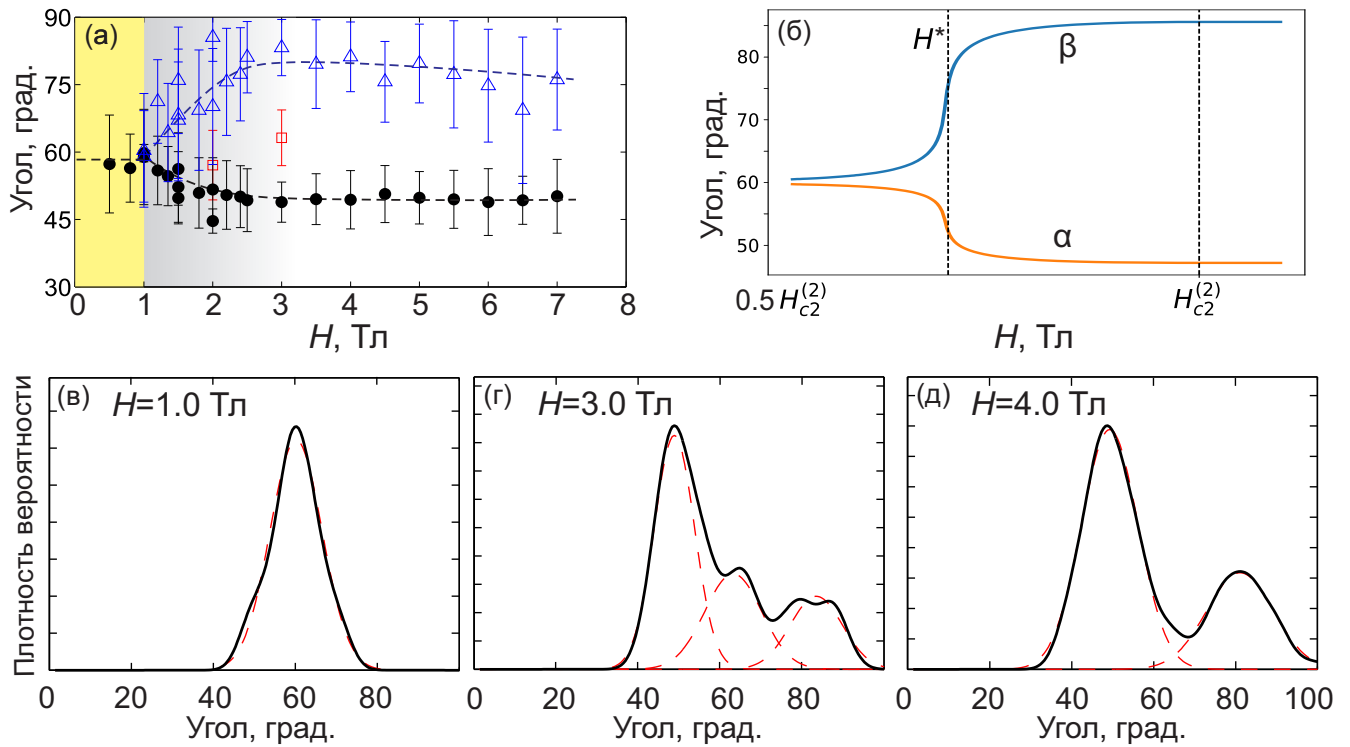
соответствующих подавлению компонентов параметра порядка на различных листах поверхности Ферми. Без ограничения общности предположим  $H_{c2}^{(2)} < H_{c2}^{(1)}$ , тогда полное подавление сверхпроводимости происходит лишь при достижении критического поля  $H_{c2}^{(1)}$ . Критическое поле  $H_{c2}^{(2)}$  при этом соответствует подавлению сверхпроводимости в одной из зон. В предлагаемой модели на качественном уровне мы можем объяснить плавную трансформацию вихревой решетки при понижении магнитного поля зарождением и развитием сверхпроводящего параметра порядка во второй зоне при  $H < H_{c2}^{(2)}$ , анизотропия в которой отличается от анизотропии в первой зоне.

Для моделирования мы ограничимся диапазоном полей, где одна из компонентов параметра порядка является доминирующей, а другая существенно подавлена. В этом случае можно использовать модель Лондонов для первой компоненты и модель Гинзбурга–Ландау — для второй компоненты (Абрикосов [158]). Предполагая, что центры вихрей двух компонент параметра порядка совпадают, можно записать свободную энергию сверхпроводника в виде:

$$F = \frac{1}{8\pi} \int \left[ (\lambda^{(1)})^2 \operatorname{rot} \mathbf{B} \hat{m}^{(1)} \operatorname{rot} \mathbf{B} + \mathbf{B}^2 \right] dV + \frac{(H_{cm}^{(2)})^2}{4\pi} \int dV \left[ -|\psi^{(2)}|^2 + \frac{1}{2} |\psi^{(2)}|^4 + (\xi^{(2)})^2 (\mathbf{D}\psi^{(2)})^* (\hat{m}^{(2)})^{-1} (\mathbf{D}\psi^{(2)}) \right]. \quad (2.15)$$

Здесь введены безразмерные тензоры эффективных масс  $\hat{m}^{(1)}$  и  $\hat{m}^{(2)}$  (Campbell *et al* [159]),  $H_{cm}^{(2)}$  — термодинамическое критическое поле второй зоны. Мы предполагаем, что FeSe является сверхпроводником II рода с лондоновской глубиной проникновения, существенно превышающей длину когерентности в обеих зонах:  $\lambda^{(1,2)} \gg \xi^{(1,2)}$  (Khasanov *et al* [156]). Оба тензора  $\hat{m}^{(1)}$  и  $\hat{m}^{(2)}$  определяются симметрией кристалла и могут быть диагонализированы одновременно. Структура вихревой решетки должна зависеть от магнитного поля, если эти тензоры имеют разную анизотропию. В магнитном поле выше  $H_{c2}^{(2)}$  вихревая решетка полностью определяется анизотропией  $\hat{m}^{(1)}$ . Ниже этого поля зарождающаяся вторая компонента модифицирует вихревую решетку. В случае  $\xi^{(1)} \ll \xi^{(2)} \ll \lambda^{(2)} \ll \lambda^{(1)}$  эффективная глубина проникновения определяется в  $\lambda^{(2)}$  в низких полях. Поэтому анизотропия вихревой решетки совпадает с анизотропией тензора  $m^{(2)}$ . Для описания трансформации гексагональной решетки при низких полях в искаженную квадратную в высоких полях были выбраны следующие параметры:  $m_x^{(1)}/m_y^{(1)} \sim 3$  и  $m_x^{(2)} = m_y^{(2)}$ .

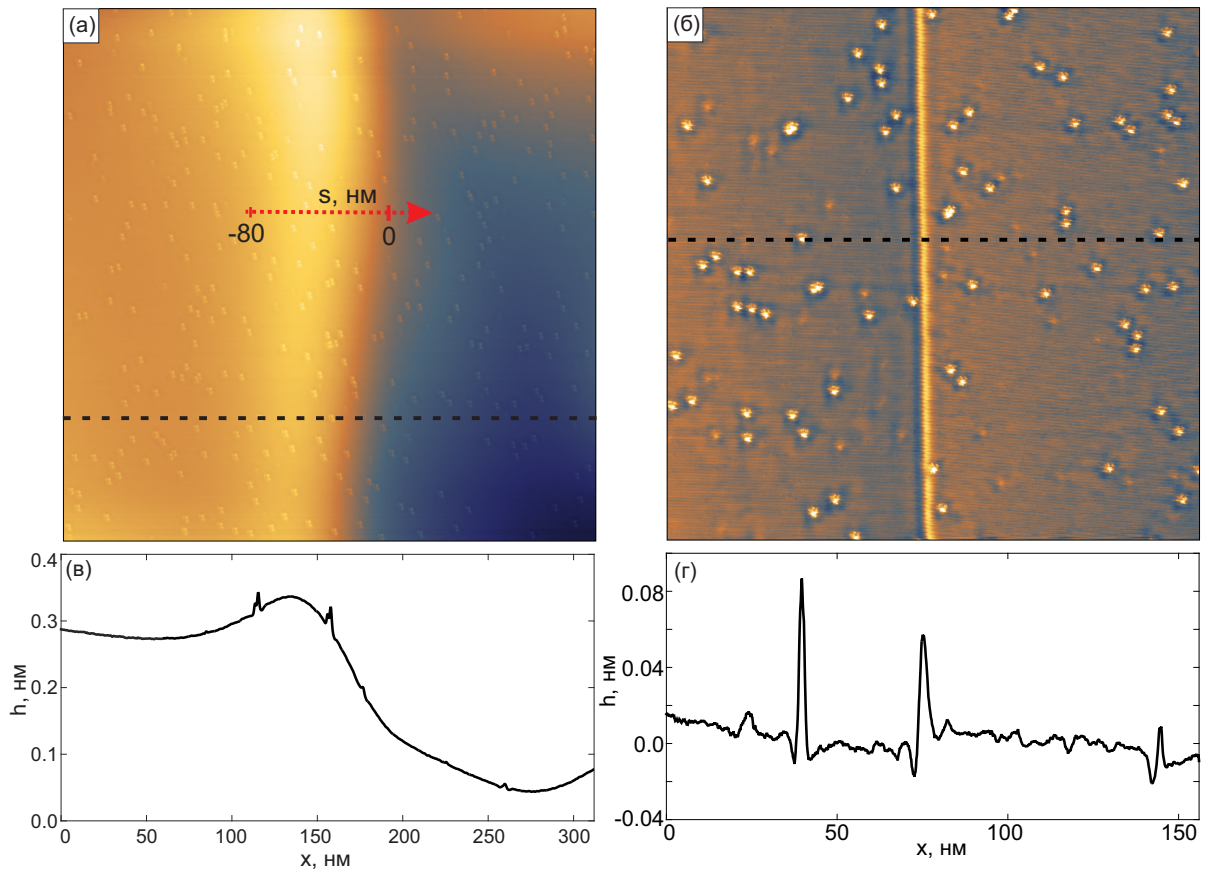
Результаты численного моделирования, выполненного коллегами в рамках описанных приближений, представлены на рис. 39(б). Выше поля  $H_{c2}^{(2)}$  углы вихревой решетки  $\alpha$  и  $\beta$  практически не меняются. Трансформация происходит при поле  $H^* \sim 0.7H_{c2}^{(2)}$ , которое ниже критического поля  $H_{c2}^{(2)}$ . Таким образом, разработанная модель показала, что при определенных параметрах двухзонная модель Гинзбурга–Ландау без джозефсоновской связи описывает наблюдаемую в эксперименте трансформацию вихревой решетки при повышении внешнего магнитного поля.



**Рис. 39:** (а) Эволюция углов треугольников, полученных в результате триангуляции Делоне, как функция внешнего магнитного поля  $H$ . Указана величина погрешности, равная среднеквадратичному отклонению. Пунктирные линии изображены для удобства восприятия. Область, в которой решетка близка к гексагональной, отмечена желтым. Переходная область отмечена серым. (б) Эволюция углов вихревой решетки, найденная из минимизации свободной энергии в рамках двухзонной модели Гинзбурга–Ландау. (в–д) Распределение плотности вероятности для углов треугольников после триангуляции Делоне для магнитного поля  $H = 1$  Тл, 3 Тл и 4 Тл. Красным пунктиром изображена аппроксимация гауссовыми распределениями. Отчетливо наблюдается постепенный переход от распределения с одним выделенным максимумом около  $60^\circ$  (в), к распределению с двумя максимумами около  $45^\circ$  (г) и  $80^\circ$  (д). (Putilov *et al* [A5])

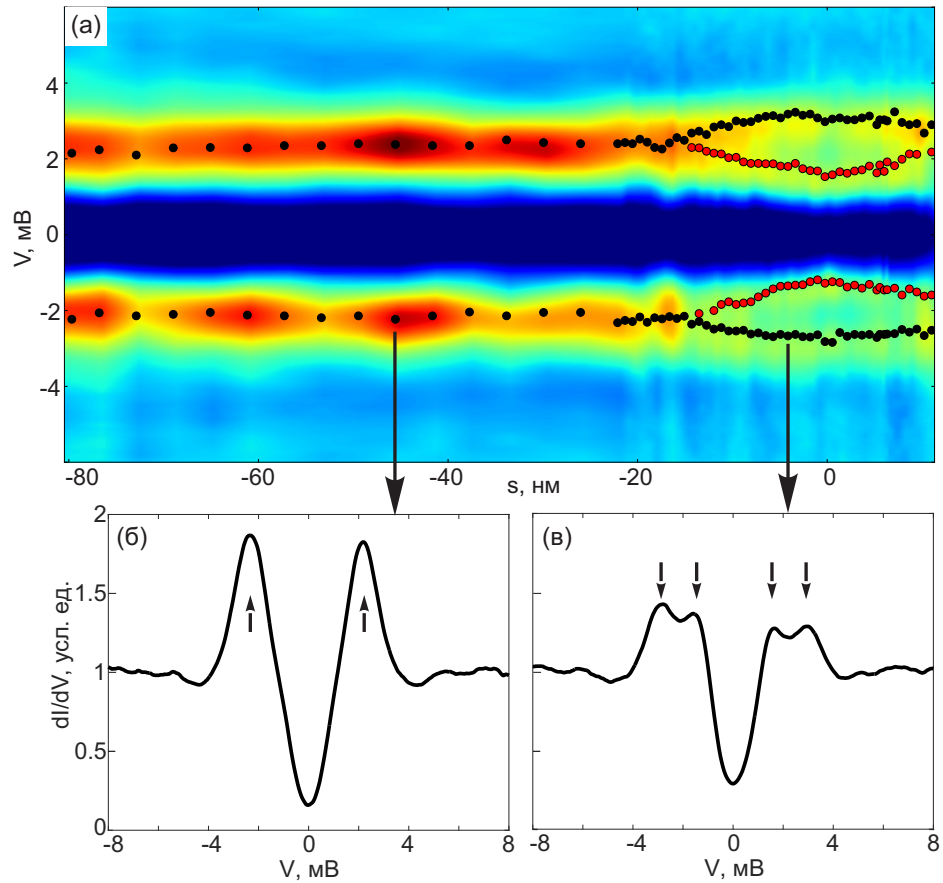
## 2.4 Пространственно-неоднородная сверхпроводимость в FeSe вблизи одномерного дефекта

В этом разделе рассмотрено поведение дифференциальной проводимости в FeSe в окрестности одномерного дефекта без магнитного поля. Топографическое изображение поверхности монокристалла FeSe размером  $312 \times 312$  нм<sup>2</sup> показано на рис. 40а. На поверхности достигнуто атомное разрешение и обнаружена ориентация атомных рядов. На изображении видна ступенька, ориентированная вертикально 40в. Характерная высота ступени составляет 0.3–0.4 нм, что меньше толщины монослоя FeSe ( $c = 0.55$  нм). В окрестности ступеньки отсутствуют двойниковые границы, характерные для FeSe и проявляющие себя существенно по-другому (пример топографического изображения двойниковой границы и сечение показано на рис. 40б,г). Двойниковая граница имеет характерный латеральный масштаб 5–10 нм



**Рис. 40:** Топографическое изображение  $312 \times 312 \text{ nm}^2$  монокристалла FeSe с дефектом в виде ступеньки, полученное при  $V = 20 \text{ мВ}$ ,  $I = 100 \text{ пА}$ . Красная стрелка указывает линию, вдоль которой проведена серия измерений точечной спектроскопии. (Di Giorgio *et al* [A6]) (б) Топографическое изображение  $156 \times 156 \text{ nm}^2$  монокристалла FeSe с ориентированной вертикально двойниковой границей, полученное при  $V = -20 \text{ мВ}$ ,  $I = 100 \text{ пА}$ . Точечные дефекты на изображениях являются вакансиями атомов Se. (в,г) Сечения изображений (а,б), выполненные вдоль черных пунктирных линий.

и характерную высоту  $0.05 \text{ nm}$  в топографическом изображении. Эти масштабы сравнимы с размером точечного дефекта (Moore *et al* [160]). Мы предполагаем, что обнаруженная плавная ступенька — это следы некоторого существующего в глубине кристалла двумерного дефекта (например, дислокации несоответствия), который в процессе роста оказался покрыт непрерывными слоями FeSe. Оказалось, что туннельная спектроскопия вблизи дефекта показывает существенное изменение плотности состояний вблизи энергии Ферми. Было проведено измерение серии из приблизительно ста точечных спектров вдоль линии, перпендикулярной ступеньке с шагом в несколько нм и изображенной пунктирной стрелкой на рис. 40а. Положение  $x = 0$  приблизительно соответствует середине ступеньки [A6]. Представленные результаты измерений получены при температуре  $1.5 \text{ K}$ . Были также выполнены аналогичные измерения при  $0.4 \text{ K}$ , которые показали очень близкое поведение туннельной плотности состояний вблизи  $E_F$  в окрестности ступеньки. Результаты измерений спектроскопии представлены на рис. 41(а). Вдали от ступеньки, как и следовало ожидать, видна обычная для FeSe туннельная плотность состояний с двумя пиками когерентности на энергии примерно



**Рис. 41:** (а) Серия туннельных спектров, измеренная вдоль красной линии на 40. Цвет соответствует локальной плотности состояний на выбранной энергии. Данные построены с помощью интерполяции порядка 100 точечных спектров. (б), (в) Примеры отдельных зависимостей  $dI/dV$  от  $V$ , измеренные в указанных стрелками точках. Стрелками указаны два пика когерентности на (б) и два расщепленных пика над ступенькой на (в). (Di Giorgio *et al* [A6])

$\pm 2.6$  мэВ относительно уровня Ферми (рис. 41 (б)). При приближении к ступеньке каждый из пиков разделяется на два, и над ступенькой видны отчетливые четыре пика на туннельной плотности состояний (рис. 41 (в)). Наличие двух пар пиков когерентности можно объяснить многозонностью материала. При этом может формироваться две разных по величине сверхпроводящих щели на разных листах поверхности Ферми. Две пары пиков когерентности наблюдались в двухзонном сверхпроводнике  $MgB_2$ , причем относительная интенсивность пиков зависела от гранулы, на которой проводилось измерение (Iavarone *et al* [77]).

## 2.5 Основные результаты главы 2

- Методом сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии исследована структура вихревой решетки в монокристаллах FeSe во внешнем магнитном поле. Показано, что сердцевинки вихрей в FeSe имеют эллиптическую форму, при этом анизотропия их формы (отношение полуосей эллипса) возрастает с повышением магнитного поля.

Получена оценка размеров вихря в направлениях высокой симметрии как функция внешнего магнитного поля (Putilov *et al* [A5]).

- Показано, что гексагональная вихревая структура, наблюдаемая при низких магнитных полях, искажается и трансформируется в квадратную при повышении поля. Обнаружено, что анизотропия вихревой решетки существенно отличается от анизотропии сердцевинки отдельного вихря (Putilov *et al* [A5]).
- Предложена двухзонная модель Гинзбурга-Ландау, которая позволяет описать наблюдаемую трансформацию вихревой решетки при изменении внешнего магнитного поля  $H$ . Найдены феноменологические параметры модели, при которых минимуму свободной энергии при низких магнитных полях соответствует гексагональная решетка, которая при повышении поля плавно трансформируется в квадратную (Putilov *et al* [A5]).
- Выполнена серия локальных туннельных измерений вблизи протяженного дефекта на поверхности монокристалла FeSe без магнитного поля. Показано, что в окрестности дефекта на масштабе порядка 10 нм туннельная плотность состояний модифицируется, и каждый из пиков когерентности расщепляется на два. Наблюдаемое поведение вероятно связано с многозонным характером сверхпроводящего параметра порядка (di Giorgio *et al* [A6]).

# Глава 3

## Поверхностная сверхпроводимость в микроструктурах в резистивном состоянии

### 3.1 Введение

#### 3.1.1 Критическое поле $H_{c3}$ и поверхностная сверхпроводимость

Сверхпроводящее состояние внутри объемного сверхпроводника второго рода существует в диапазоне магнитных полей  $0 < H < H_{c2}$ , где

$$H_{c2}(T) = H_{c2}^{(0)} \left( 1 - \frac{T}{T_{c0}} \right), \quad H_{c2}^{(0)} = \frac{\Phi_0}{2\pi\xi_0^2}.$$

При бóльших магнитных полях зарождение сверхпроводимости вдали от границ энергетически не выгодно, и поэтому металл переходит в нормальное состояние. В 1963 г. в работе Saint-James and de Gennes [42] было показано, что в полубесконечном образце с идеальной плоской границей во внешнем магнитном поле, параллельном этой границе, сверхпроводимость сохраняется в тонком приповерхностном слое в полях, больших  $H_{c2}$ . Параметр порядка в этом случае локализован в слое толщиной порядка  $\xi$  и быстро спадает при удалении от границы сверхпроводника. Поверхностные сверхпроводящие состояния являются аналогом известных в физике твердого тела таммовских поверхностных состояний.

Величину  $H_{c3}$  можно аналитически оценить методом пробных функций. Предположим, что параметр порядка имеет вид  $\psi = C \exp(-\alpha y^2) \exp(ik_x x)$ , магнитное поле  $H_{c2} < H < H_{c3}$  ориентировано против оси  $\mathbf{z}$ :  $\mathbf{H} = -H\mathbf{z}_0$ , а сверхпроводник занимает полупространство  $y > 0$  (рис. 42). Будем использовать калибровку векторного потенциала  $A_y = -Hx$ .

Выбранная система координат согласуется с системой координат, которая будет использоваться в программе GLDD для численных расчетов. Выбранная пробная функция экспоненциально спадает вглубь образца, является бегущей волной вдоль оси  $x$  с волновым вектором  $k_x$  и соответствует граничному условию  $(\nabla + 2\pi i\mathbf{A}/\Phi_0) \mathbf{n}\psi = 0$ . Минимизируем свободную энергию Гинзбурга-Ландау (2.2) и найдем тем самым параметры пробной функции  $\alpha$  и  $k_y$ . Ограничимся поиском критического поля, соответствующего появлению сверхпроводящего

зародыша бесконечно малой амплитуды вблизи поверхности ( $y = 0$ ). В этом случае в свободной энергии достаточно учесть лишь квадратичные по параметру порядка слагаемые. Кроме того, из-за малости параметра порядка мала и экранировка магнитного поля, поэтому энергию магнитного поля и токов не будем учитывать в функционале. Так как модуль параметра порядка не зависит от координат  $x$  и  $z$ , будем минимизировать поверхностную плотность свободной энергии  $F_S$ . Подставляя пробную функцию, получаем следующее выражение:

$$F_S = |C|^2 \int_0^\infty e^{-2\alpha y^2} \left( \xi^2 \left( \frac{2\pi H}{\Phi_0} y - k_x \right)^2 + 4\xi^2 \alpha^2 y^2 - 1 \right) dy$$

Вычисляя интегралы, получаем:

$$F_S = |C|^2 \xi^2 \left( \frac{\sqrt{2\pi\alpha}}{4} + \frac{\pi^2 H^2 \sqrt{2\pi}}{4\Phi_0^2 \alpha \sqrt{\alpha}} - \frac{2\pi H k_x}{\Phi_0 \alpha} + \frac{k_x^2 \sqrt{\pi}}{2\sqrt{2\alpha}} \right) - |C|^2 \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2\alpha}}.$$

Минимум этого выражения достигается при следующих параметрах:  $\alpha = 0.5\xi^{-2}$ ,  $k_x = (\pi - 2)^{-1}\xi^{-1}$ . В нормальном состоянии параметр порядка  $\Psi = 0$  во всем пространстве и, соответственно, свободная энергия Гинзбурга–Ландау равна нулю. Сверхпроводящее состояние реализуется, если минимум свободной энергии отрицателен. Алгебраические расчеты показывают, что это реализуется при магнитном поле меньше  $H < \sqrt{(\pi/\pi - 2)}H_{c2}$ . Численный расчет без применения пробных функций позволяет получить значение, отличающееся в пределах 2%:

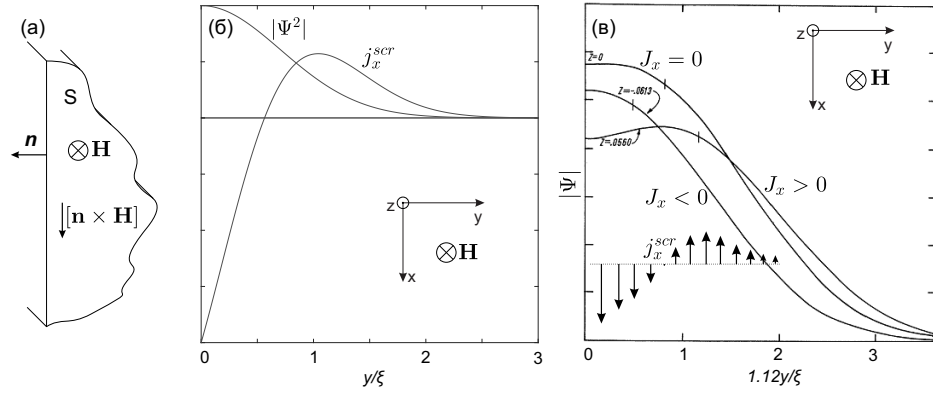
$$H_{c3} = 1.695H_{c2} \quad (3.1)$$

Можно найти распределение плотности тока, используя соотношение (2.5). Отличной от нуля оказывается только компонента  $j_{s,x}$ . Подставляя пробную функцию, получаем:

$$j_{s,x} = |C|^2 e^{-2\alpha y^2} \left( \frac{2\pi}{\Phi_0} H y - k_x \right) \quad (3.2)$$

Несмотря на приближенность вычислений (мы ограничились минимизацией функционала лишь на классе пробных функций), полученные результаты неплохо совпадают с точными численными расчетами. Схематично распределение параметра порядка и плотности сверхпроводящего тока в магнитном поле  $H \lesssim H_{c3}$  в зависимости от координаты  $y$  изображено на рис. 42б. Так как использовалось линейное приближение, оно не позволяет получить амплитуды  $\psi$  и  $j$ . Если проинтегрировать ток (3.2) по координате  $y$ , то можно показать, что полный поверхностный ток равен нулю. Это естественно, так как ненулевой ток приводит в росту объемной свободной энергии магнитного поля, но при отсутствии сверхпроводящего состояния в объеме не приводит к выигрышу в свободной энергии за счет сверхпроводимости. Возникающий ток обеспечивает частичную экранировку магнитного поля внутри поверхностного сверхпроводящего канала шириной порядка  $\xi$ . Численно профиль параметра порядка в режиме поверхностной сверхпроводимости найден в работе Fink *et al* [43].

Если рассмотреть граничные условия на торцах сверхпроводящего мостика, соответству-



**Рис. 42:** (а) Схематичное изображение полубесконечного сверхпроводника (S) во внешнем магнитном поле, параллельном его границе. (б) Рассчитанные методом пробной функции распределение  $|\psi^2(y)|$  и плотность тока  $j_x(y)$  в режиме поверхностной сверхпроводимости  $H \lesssim H_{c3}$ . (в) Модуль параметра порядка в условиях разного внешнего тока  $J_x$  при  $H = 1.25H_{c2}$ . Также показано схематичное изображение распределения плотности тока при  $J_x = 0$  (адаптировано из работы Park, [45]).

ющие протеканию конечного тока, то можно ставить вопрос о величине критического тока поверхностной сверхпроводимости  $J_c$ . Будем пользоваться следующими обозначениями:  $I$  будем обозначать полный ток по образцу,  $\mathbf{j}$  — плотность тока, а  $J$  — линейную плотность тока (или  $\mathbf{j}$ , проинтегрированную по координате  $y$ ). Для тонкопленочных образцов  $J$  имеет смысл тока на единицу толщины образца. Задача о критическом поле была решена вариационным методом Абрикосовым [44] и чуть позднее (Park [45]) путем численного решения уравнений Гинзбурга–Ландау. В работе Park [45] найдена зависимость критического тока от величины магнитного поля в режиме поверхностной сверхпроводимости и показано, что критический ток зависит от направления транспортного тока. В системе координат на рис. 42 критический ток, направленный вниз ( $J_y > 0$ ) меньше критического тока в противоположную сторону ( $J_y < 0$ ). Это согласуется с соображениями симметрии, так как можно сформировать истинный вектор  $[\mathbf{n} \times \mathbf{H}]$ , направленный вдоль  $x$  и нарушающий симметрию  $x \rightarrow -x$  ( $\mathbf{n}$  здесь — внешняя нормаль к поверхности сверхпроводника, рис. 42а). Схематично распределение модуля параметра порядка при разном внешнем токе изображено на рис. 42б (адаптировано из работы Park [45]). Вертикальные штрихи указывают  $y$ -координату, на которой сверхпроводящий ток обращается в ноль. Стрелками схематично указано распределение плотности тока  $j_y$  по толщине образца.

### 3.1.2 Обзор работ по исследованию поверхностной сверхпроводимости $H_{c3}$ и методы его исследования

В предыдущем разделе было показано, что в диапазоне полей  $H_{c2} < H < H_{c3}$  вблизи плоской границы сверхпроводника может существовать сверхпроводящее состояние, локализованное на масштабе порядка  $\xi$  вблизи границы. Для реализации состояний такого типа вместо плоской границы может использоваться любой локализованный дефект. Та-



ким объектом может служить двойниковая граница (см. обзор Хлюстикова, Буздин [38]) или пространственно–неоднородное магнитное поле, созданное, например, доменной стенкой в близко расположенном к сверхпроводнику ферромагнитной подложке (Aladyshkin *et al* [39]).

Вскоре после теоретического предсказания поверхностные сверхпроводящие состояния наблюдались экспериментально в транспортных измерениях в работах Hempstead and Kim [46], Kirschenbaum [47], Smith and Gatos [161], Rothwarf *et al* [162], а также в измерениях поверхностного импеданса, индуктивности и методами туннельной спектроскопии (Strongin *et al* [48; 49]). Экспериментально режим поверхностной сверхпроводимости, а также зависимость критического тока от качества поверхности исследовались в работах Bellau [163; 164] и Lowel [165]. Сканирующая туннельная микроскопия позволила напрямую наблюдать поверхностное сверхпроводящее состояние (Ning *et al* [50]).

Аналогично поверхностной сверхпроводимости в тонких пленках может наблюдаться краевая сверхпроводимость, соответствующая локализованной сверхпроводимости вблизи края тонкой пленки в перпендикулярном магнитном поле в диапазоне полей  $H_{c2} < H < H_{c3}$ . Минимуму функционала свободной энергии соответствует состояние, не зависящее от перпендикулярной пленке координаты  $z$ , вдоль которой направлено магнитное поле, поэтому решение задачи о зарождении сверхпроводимости вблизи поля  $H_{c3}$  может быть перенесено с объемных образцов на тонкие пленки без изменений.

Асимметрия критического тока и возникновение постоянной компоненты тока при периодическом внешнем воздействии (диодный эффект) многократно наблюдались в системах с нарушенной симметрией границ или потенциала пиннинга. Диодный эффект исследован в сверхпроводящих микромостиках в работах Morelle *et al* [166], de Souza Silva *et al* [167], а массиве сверхпроводящих асимметричных колец в работе Дубонос и др. [168]. Однако наблюдение асимметричного критического тока в геометрически симметричной системе в режиме краевой сверхпроводимости наблюдалось в работе Werner *et al* [A7] впервые, при этом использовался еще один локальный метод исследования сверхпроводящего состояния — низкотемпературная сканирующая лазерная микроскопия. В этом методе происходит визуализация распределения токов по образцу при различных внешних условиях: питающем токе, температуре и внешнем магнитном поле.

Использование сканирующей лазерной микроскопии позволяет изучать локальную критическую температуру сверхпроводника (Sivakov *et al* [169]), визуализировать центры проскальзывания фазы в одномерных сверхпроводниках (Sivakov *et al* [169]) и границы гранул в немонотонных образцах (Zhuravel *et al* [170], Wagenknecht *et al* [171], Abraimov *et al* [172]), а также пространственно–неоднородной сверхпроводимости в сверхпроводнике на ферромагнитной подложке с доменными границами Aladyshkin *et al* [39], Werner *et al* [173]). Низкотемпературная сканирующая лазерная микроскопия успешно применялась для исследования массивов джозефсоновских контактов (Лукашенко *et al* [174], Wang *et al* [175]), а также транспортных свойств сверхпроводящих мостиков в постоянном и переменном токе (Zhuravel *et al* [176], Aladyshkin *et al* [177]). В данной главе выполнено численное моделирование тонкого сверхпроводящего микромостика в перпендикулярном магнитном поле. Рас-

считаны транспортные свойства такой структуры при локальном лазерном разогреве.

### 3.1.3 Основы нестационарной теории Гинзбурга–Ландау

Уравнения нестационарной теории Гинзбурга–Ландау имеют вид (например, обзор Ивлев, Копнин [178]):

$$u \left( \frac{\partial}{\partial t} + i\varphi \right) \psi = \tau (\psi - |\psi|^2 \psi) + (\nabla + i\mathbf{A})^2 \psi, \quad (3.3)$$

$$\tau = 1 - T(\mathbf{r})/T_{c0}, \quad (3.4)$$

$$\nabla^2 \varphi = \operatorname{div} \mathbf{j}_s, \quad \mathbf{j}_s = -\frac{i}{2} \tau \left\{ \psi^* (\nabla + i\mathbf{A}) \psi - \text{h.c.} \right\}, \quad (3.5)$$

Здесь h.c. означает эрмитово сопряжение,  $\psi$  — нормированный параметр порядка,  $\varphi$  — безразмерный электрический потенциал,  $T(\mathbf{r})$  — локальная температура сверхпроводника,  $T_{c0}$  — критическая температура бесконечного сверхпроводника без токов и внешнего магнитного поля,  $\mathbf{j}_s$  — плотность сверхпроводящего тока,  $u$  — скорость релаксации параметра порядка,  $\mathbf{A}$  — векторный потенциал магнитного поля. Ограничиваясь применением теории лишь к тонкопленочным сверхпроводникам и пренебрегая магнитным полем, создаваемым экранирующими токами, можно считать векторный потенциал заданным внешним полем  $\operatorname{rot} \mathbf{A} = -H\mathbf{z}_0$ . Для записи уравнений в таком компактном виде были введены следующие единицы измерения:  $m^* \sigma_n \beta / (2e^2 \tilde{\alpha})$  — для времени,  $\xi_0$  — для размеров,  $\Phi_0 / (2\pi \xi_0)$  — для векторного магнитного потенциала,  $\hbar e |\tilde{\alpha}| / (m^* \sigma_n \beta)$  — для электрического потенциала,  $4e \tilde{\alpha}^2 \xi_0 / (\hbar \beta)$  — для плотности тока. Здесь использованы параметры функционала Гинзбурга–Ландау  $\alpha = -\tilde{\alpha} \tau$  и  $\beta$ ,  $\sigma_n$  — проводимость пленки в нормальном состоянии. Если предположить  $u = 0$ , то первое уравнение превращается в хорошо известное уравнение Гинзбурга–Ландау (2.3). Уравнение (3.5) описывает конверсию сверхпроводящего тока в нормальный ток. Действительно,  $-\nabla^2 \varphi = \operatorname{div} \mathbf{j}_n$ , а в стационарном режиме  $\operatorname{div}(\mathbf{j}_n + \mathbf{j}_s) = 0$  в силу сохранения локального заряда.

Эти уравнения должны быть дополнены граничными условиями, которые имеют вид:

$$\left( \frac{\partial}{\partial \mathbf{n}} + iA_n \right)_{\Gamma} \psi = 0, \quad \left( \frac{\partial \varphi}{\partial \mathbf{n}} \right)_{\Gamma} = j_{ext}, \quad (3.6)$$

где  $\mathbf{n}$  — вектор нормали к границе образца  $\Gamma$ . Первое граничное условие в точности повторяет условие стационарной теории Гинзбурга–Ландау и соответствует непротеканию сверхтока через границы образца. Во втором условии  $j_{ext}$  — компонента нормального тока, втекающего/вытекающего через границу  $\Gamma$ . Фактически это условие является локальной формулировкой закона Ома, описывающим связь между плотностью тока и градиентом потенциала.

Строго говоря, нестационарная теория Гинзбурга–Ландау теория имеет микроскопическое обоснование для бесщелевых сверхпроводников, однако она часто применяется и для описания сверхпроводящих свойств низкотемпературных сверхпроводников с конечной щелью (например, для ниобия и Nb-содержащих сверхпроводников Ghenim *et al* [179],

Elmurodov *et al* [180], Lin *et al* [181]). Нестационарная теория Гинзбурга–Ландау многократно использовалась для численных расчетов сверхпроводящих свойств мезоскопических систем и объяснения экспериментальных данных. Такие расчеты для систем разной размерности были выполнены в работах van de Vondel *et al* [182], Gladilin *et al* [183], Serbyn *et al* [184], Vodolazov *et al* [185; 186] и других.

Для моделирования мезоскопических структур в ИФМ РАН была создана программа GLDD (Нефедов *et al* [187]), которая позволяет численно решать уравнения (3.3–3.6) в прямоугольной области с заданным пространственным распределением критической температуры и заданным внешним магнитным полем, перпендикулярным поверхности (магнитное поле экранирующих токов не учитывалось).

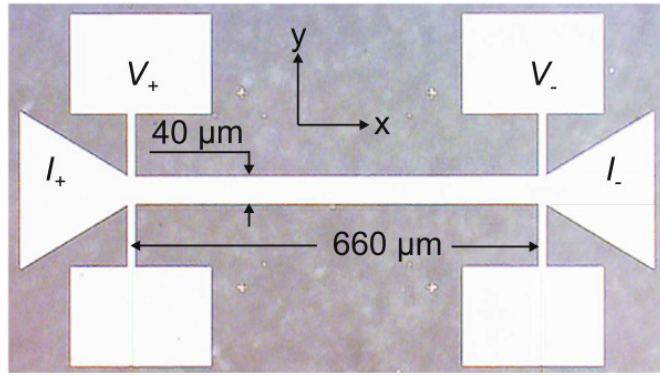
## 3.2 Экспериментальное исследование сверхпроводимости методом низкотемпературной сканирующей лазерной микроскопией

Сканирующая лазерная микроскопия — это метод исследования пространственно-неоднородного сверхпроводящего состояния в тонких пленках и микромостиках. Известно, что сверхпроводящая пленка в резистивном состоянии является очень чувствительной к локальному нагреву (например, Vodolazov *et al* [185], Gol'tsman *et al* [188]). Для этого образец помещен во внешнее магнитное поле  $H$ , перпендикулярное его поверхности, и включен в транспортную схему измерений по четырех контактной схеме (два контакта для протекания по образцу постоянного тока  $I$ , два контакта для измерения напряжения  $V$ ). При локальном облучении образца лазерным лучом происходит разогрев, образуется горячее пятно, приводящее к локальному разрушению сверхпроводимости. Это также приводит к изменению распределения токов в образце и к возникновению дополнительного напряжения на потенциальных контактах  $\Delta V$ . Измеряемой величиной в таком эксперименте является дополнительное напряжение  $\Delta V$  на контактах как функция координаты центра лазерного луча  $\Delta V(x_0, y_0)$ . Приближенно можно ожидать, что сигнал пропорционален локальной плотности сверхпроводящей компоненты тока

$$\Delta V(x, y) \propto j_s(x, y). \quad (3.7)$$

Действительно, если в области горячего пятна сверхпроводимость была подавлена, то нагрев нормального участка мостика не может существенно влиять на распределение токов и соответственно на регистрируемое напряжение. Если горячее пятно находится в области с развитой сверхпроводимостью и умеренной величиной  $j_s$ , то локальный нагрев снова не сильно возмущает систему и  $\Delta V$  мало. Наиболее сильный сигнал соответствует случаю, когда локальное возмущение лазерным лучом приводит к глобальному перестроению токов образце.

Моими коллегами был выполнен эксперимент по исследованию объемной и прикраевой

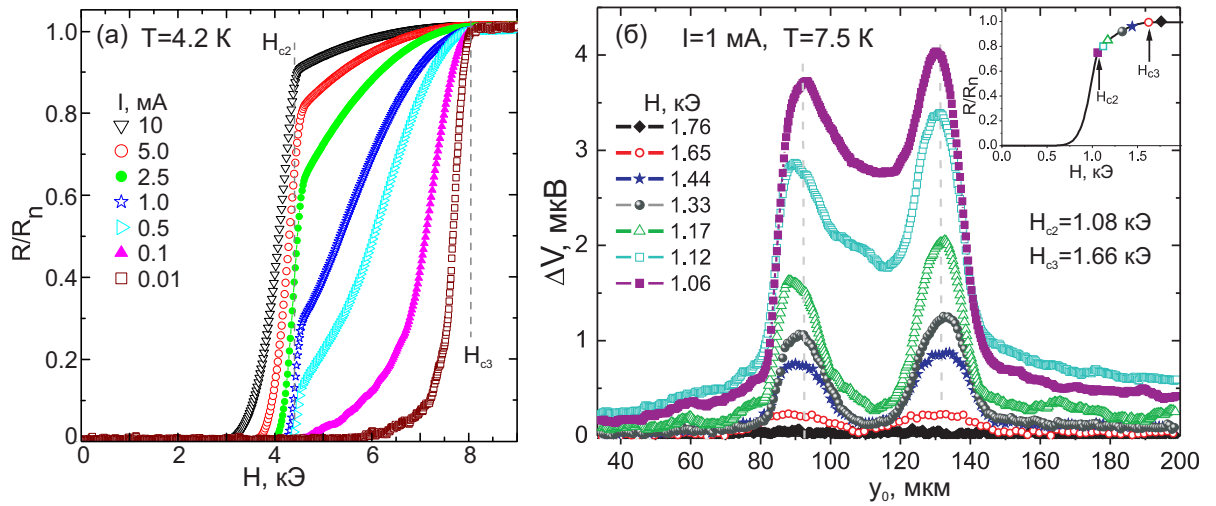


**Рис. 43:** Оптическое изображение Nb мостика. Указаны контакты, используемые для подачи тока и измерения напряжения по четырехконтактной схеме. (Werner *et al* [A7])

сверхпроводимости в Nb сверхпроводящий микромостике, помещенном в перпендикулярное магнитное поле с помощью сканирующей лазерной микроскопии (Werner *et al* [A7]). Ниобиевая пленка толщиной 60 нм напылялась на монокристалл  $\text{Al}_2\text{O}_3$  магнетронным напылением. С помощью литографии и последующего травления были создан мостик шириной 40 мкм и длиной 660 мкм (рис. 43). Была определена критическая температура  $T_{c0} = 8.5$  К. Характерная величина питающего тока  $I = 1$  мА соответствует плотности тока  $j = I/(dW) \approx 40$  кА/см<sup>2</sup>.

При температуре 4.2 К была измерена серия зависимостей сопротивления мостика  $R = V/I$  от магнитного поля при температуре 4.2 К при разных значениях питающего тока  $I$ , которые изображены на рис. 44а. Все кривые нормированы на сопротивление в нормальном состоянии  $R_n$ , измеренное при  $H = 9$  кЭ. Для наибольшего тока 10 мА появление конечного сопротивления происходит при магнитном поле порядка 3 кЭ. При дальнейшем увеличении  $H$  наклон зависимости  $dR/dH$  растет, а в магнитном поле 4.4 кЭ происходит резкий излом и переход к сопротивлению  $0.9R_n$ . Дальнейший рост сопротивления происходит существенно медленнее. При уменьшении измерительного тока  $I$  магнитное поле излома практически не меняется, однако сопротивление излома постепенно уменьшается, излом исчезает при токе меньше 0.5 мА. Во всем диапазоне токов переход в нормальное состояние ( $R = R_n$ ) происходит в магнитном поле около 7.6 кЭ. Похожие зависимости сопротивления от магнитного поля наблюдались в работах Hempstead and Kim [46], Kirschenbaum [47] для поля, ориентированного параллельно поверхности сверхпроводника.

Перейдем к интерпретации наблюдаемых зависимостей. При наибольшем измерительном токе 10 мА при повышении магнитного поля в образец начинают проникать вихри. Появление конечного сопротивления связано с началом движения вихревой решетки под действием силы со стороны протекающего тока. Излом на зависимости  $dR/dH$  соответствует подавлению объемной сверхпроводимости при  $H = H_{c2}$  и сохранению лишь краевой сверхпроводимости, за счет которой  $R < R_n$  при магнитном поле  $H_{c2} < H < H_{c3}$ . При наименьшем токе  $I = 10$  мкА краевая сверхпроводимость существует вплоть до магнитного поля  $H_{c3}$ , и она способна обеспечивать протекание тока с малой диссипацией (кривая  $I = 10$  мкА). Оценка критического тока за счет поверхностных сверхпроводящих состояний на основе работы



**Рис. 44:** (а) Зависимость сопротивления Nb мостика от внешнего магнитного поля при нескольких величинах питающего тока и температуре 4.2 К. (б) Зависимость дополнительного напряжения  $\Delta V(y)$ , возникающим из-за локального разогрева лазерным лучом, от координаты лазерного луча  $y$  при нескольких величинах внешнего магнитного поля, температуре 7.5 К и питающем токе 1 мА. На вставке показана зависимость  $R(H)$ . Вертикальные пунктирные линии показывают границы мостика. (Werner *et al* [A7])

Park *et al* [45] для параметров ниобия ( $\kappa \approx 1$ ,  $H_C \approx 1$  кЭ) дает величины критического тока порядка 10 мкА, что согласуется с результатами измерений.

Для сканирующей лазерной микроскопии образец облучался лазером с длиной волны 680 нм с размером пятна порядка 2 мкм и мощностью 25 мкВт. Была использована модуляция лазерного луча с частотой 10 кГц, что приводило к модулированному локальному нагреву в точке  $(x_0, y_0)$  на поверхности сверхпроводящего мостика. Диаметр нагретой области оказывается больше диаметра лазерного луча из-за возбуждения квазичастиц и их диффузии, и он зависит от параметров  $(T, H, I)$ . По оценкам размер нагретой области оказывается порядка 10 мкм, что существенно меньше ширины мостика. В процессе измерений через мостик протекал постоянный ток  $I$ , а вызванное локальным нагревом дополнительное напряжение  $\Delta V(x_0, y_0)$  измерялось стандартным методом синхронного детектирования как функция координат пятна  $(x_0, y_0)$ . Так как максимальное поле, доступное в установке для сканирующей лазерной микроскопии, ограничено 2 кЭ, измерения проводились при температуре 7.5 К. Это позволило в процессе измерений использовать сравнительно малый питающий ток и таким образом избежать существенного омического нагрева. На рис. 44б показана серия кривых  $\Delta V(y_0)$  при нескольких значениях магнитного поля  $H_{c2} < H < H_{c3}$ , температуре 7.5 К и питающем токе 1 мА. Геометрия эксперимента схематично изображена на рис. 45. Ток инжектируется вдоль оси  $x$ , магнитное поле направлено против оси  $z$ , ось  $y$  направлена поперек мостика. Вставка показывает соответствующую кривую  $R(H)$ , на которой отмечены критические магнитные поля  $H_{c2} = 1.08$  кЭ,  $H_{c3} = 1.66$  кЭ при  $T = 7.5$  К. В магнитном поле  $H_{c2} < H < H_{c3}$  объемная сверхпроводимость полностью подавлена и существует только в виде прикраевой сверхпроводимости, локализованной на границах образца

на масштабе  $\xi$ . Обнаружено, что сигнал максимален вблизи магнитного поля  $H_{c2}$ . При росте магнитного поля от  $H_{c2}$  до  $H_{c3}$  критический ток за счет краевой сверхпроводимости падает, соответственно уменьшается и амплитуда отклика  $\Delta V$ .

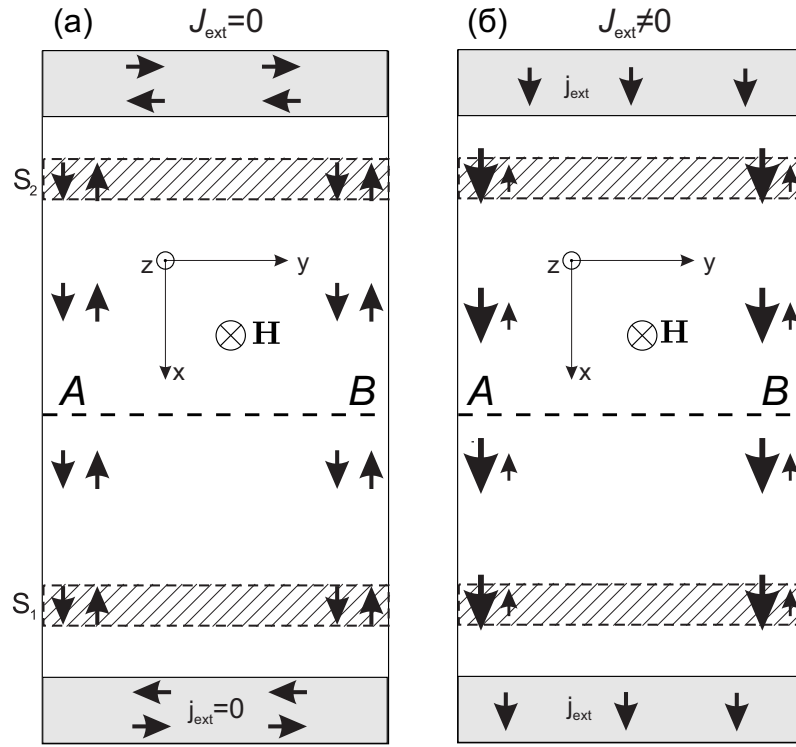
При исследовании поверхностных и краевых эффектов важное значение имеет качество и гладкость края, которые в данном случае определяются процессами литографии и травления. Изображение исследуемых мостиков было получено лишь в оптическом микроскопе (рис. 43), разрешения которого недостаточно для определения качества края на масштабе порядка длины когерентности  $\xi$ . Косвенным доказательством достаточно качественного края мостика случит наличие двух характерных магнитных полей (отождествляемых с величинами  $H_{c2}$  и  $H_{c3}$ ) на рис. 44а). Шероховатость масштаба, много меньшего длины когерентности сверхпроводника (в Nb  $\xi_0 \approx 40$  нм) слабо влияет на сверхпроводящие свойства. Для исследования влияния более крупных шероховатостей рассмотрим край мостика, представляющий собой ломаную линию с расстоянием между изломами, большим  $\xi$ . Теоретически известно, что магнитное поле зарождения сверхпроводимости в углу  $0 < \alpha < 180^\circ$  больше  $H_{c3}$ , а в углу  $180^\circ < \alpha < 360^\circ$  — меньше  $H_{c3}$  (Aladyshkin *et al* [189]). Соответственно, на ломаном краю мостика в окрестностях изломов будет формироваться области с более развитой или с менее развитой сверхпроводимостью (по сравнению со сверхпроводимостью вдали от изломов) на масштабе порядка  $\xi$ . Это может приводить к небольшому уширению области резистивного состояния в режиме прикраевой сверхпроводимости, но не приводит к качественному изменению транспортных свойств исследуемых мостиков.

### 3.3 Численное моделирование сверхпроводящего мостика в резистивном состоянии с помощью нестационарной теории Гинзбурга–Ландау

В этом разделе представлены результаты численного моделирования, выполненного в рамках нестационарной теории Гинзбурга–Ландау. Моделирование позволяет исследовать отклик мезоскопического образца в резистивном состоянии на локальный нагрев и объяснить особенности генерации наблюдаемого в эксперименте дополнительного напряжения при сканирующей лазерной микроскопии. Будем рассматривать тонкую ( $d \ll \lambda$ ) пленку в однородном магнитном поле, направленном вдоль оси  $z$  и перпендикулярно ее плоскости. Для простоты предполагаем, что сверхпроводящие токи не влияют на распределение магнитного поля, которое является однородным и задается внешними источниками. Это предположение оправдано, если латеральные размеры тонкопленочного сверхпроводника меньше эффективной глубины проникновения магнитного поля  $\lambda^2/d$ , где  $\lambda$  — лондоновская глубина проникновения, а  $d$  — толщина сверхпроводящей пленки. Вычисления проводились для прямоугольного тонкого сверхпроводника шириной  $W = 30\xi_0$  и длиной  $L = 60\xi_0$ . Несмотря на то, что размеры моделируемого сверхпроводника существенно меньше латеральных размеров мостиков, на которых проводился эксперимент ( $10 \text{ мкм} \gg \xi_0$ ), моделирование качественно воспро-

изводит те же физические механизмы и процессы, которые происходят в реальных образцах. В моделировании мы не учитываем объемный пиннинг, так как введение дополнительных параметров (пространственное распределение пиннинговых центров и сила пиннинга) резко усложнило бы численное моделирование и анализ его результатов. При численном моделировании шаг по времени составлял 0.001-0.1 от времени релаксации  $1/u$ . Использовалось начальное условие для параметра порядка  $\psi(x, y) = 1$ , электрический потенциал  $\varphi$  вычислялся непосредственно из  $\psi$  в начальный момент времени. При численном моделировании мы изменяли внешние параметры системы  $(T, J_{ext}, H)$ , и состояние, полученное в результате эволюции при старых параметрах, использовали как начальное состояние для эволюции при новых параметрах. Такой подход вполне соответствует экспериментальной ситуации, когда характерное время изменения внешних параметров существенно больше времени релаксации  $\propto 1/u$ . В моделировании использовалась величина  $u = 1$  для корректного описания быстрого восстановления параметра порядка за движущимся вихрем, что существенно меньше типичных значений для бесщелевых сверхпроводников ( $u = 12$ ). Было обнаружено, что большее значение  $u$  не описывают наблюдаемое экспериментально резистивное состояние в диапазоне  $H_{c2} < H < H_{c3}$  при малом токе, так как роль краевой сверхпроводимости из-за медленной релаксации параметра порядка оказывается подавлена. Влияние  $u$  на вольт-амперную характеристику исследовано в работе van Dover *et al* [190]. Все моделирование выполнялось при температуре  $T = 0.47T_{c0}$ , что соответствует температуре жидкого гелия 4.2 К для образцов с критической температурой порядка 9 К.

Рассмотрим поведение моделируемого образца во внешнем поле при наличии транспортного тока. При проникновении поля возникает сверхпроводящий ток, направленный так, чтобы экранировать это внешнее поле в соответствии с эффектом Мейснера. При  $H_{c1} < H < H_{c2}$  в образце будет существовать вихревая решетка. При дальнейшем повышении магнитного поля  $H_{c2} < H < H_{c3}$  объемная сверхпроводимость разрушается. На рис. 45 схематично изображен мостик в таких условиях и указано распределение сверхпроводящих токов. При добавлении внешнего тока с плотностью  $j_{ext}$ , втекающего и вытекающего через верхний и нижний торцы образца, результирующее распределение токов изменится. В этом случае величина тока, текущего в правом прикраевом канале, увеличится, а в левом канале — уменьшится (рис. 45(б)). Для иллюстрации рассмотрим типичные распределения сверхпроводящей компоненты плотности тока  $j_x$  (рис. 46а) и параметра порядка  $|\Psi|$  (рис. 46б) вдоль пунктирных линий А-В на рис. 45. Далее, будем задавать плотности внешнего тока  $j_{ext}$ , предполагая, что сторонний ток равномерно инжектируется в верхний торец образца. Инжектируемый ток на единицу толщины мостика в используемых безразмерных единицах составляет  $J_{ext} = j_{ext} \cdot W/\xi_0$ , где  $W = 30\xi_0$  — ширина мостика. Будем обозначать величину среднего сверхпроводящего тока в левом сверхпроводящем канале  $J_L$ , а в правом канале —  $J_R$ . Так как параметр порядка спадает при удалении от границ мостика экспоненциально, эти каналы слабо перекрываются и величины токов хорошо определены. Нормальную компоненту тока на единицу толщины мостика будем обозначать  $J_n$ . Естественно, инжектируемый ток распределяется между нормальной и сверхпроводящими компонентами тока:



**Рис. 45:** Схематичное изображение сверхпроводящего тонкого мостика, который использовался при численном моделировании. Указана используемая система координат. Заштрихованные области  $S_1$  и  $S_2$  — виртуальные электроды, которые использовались для вычисления мгновенного напряжения на мостике. Серым указаны области с улучшенной сверхпроводимости в областях инъекции внешнего тока. (а) Распределение плотности сверхпроводящего тока без инъекции внешнего тока при магнитном поле  $H_{c2} < H < H_{c3}$  (б) то же при инъекции небольшого внешнего тока (в стационарном режиме). (Werner *et al* [A7])

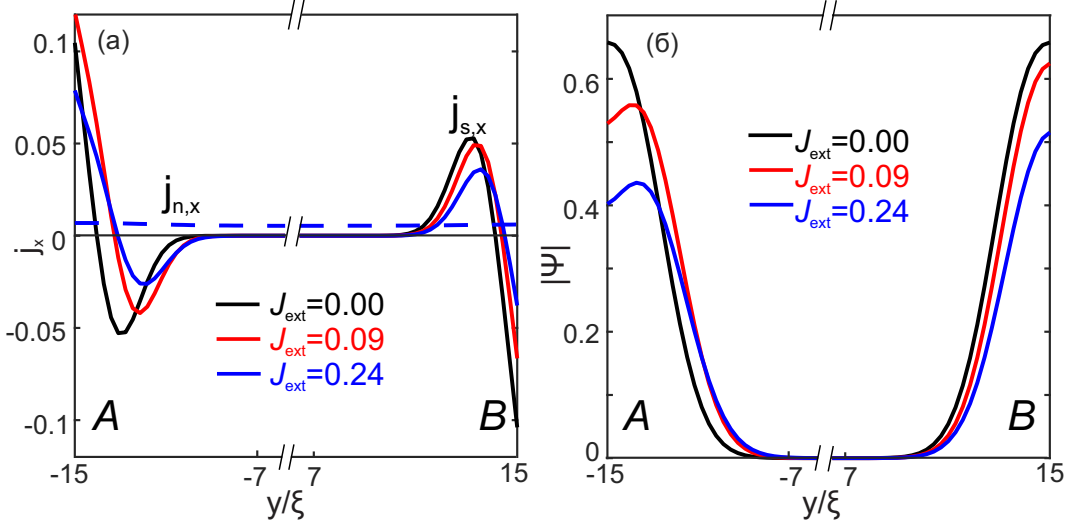
$J_{ext} = J_n + J_L + J_R$ . Так как задача нестационарна, для анализа были найдены средние по времени распределения плотности сверхпроводящих токов, нормального тока и модуля параметра порядка (использовалось поперечное сечение вдоль пунктирной линии на рис. 45). Соотношение между этими компонентами для нескольких значений стороннего тока представлено в таблице 2. Зависимость токов  $J_L$ ,  $J_R$  и  $J_n$  от координаты  $y$  показано на рис. 46а, а параметра порядка от координаты  $y$  — на рис. 46б. При  $J_{ext} = 0$  токи  $J_L$  и  $J_R$  имеют одинаковую амплитуду и противоположный знак, компенсируя этим друг друга. Соответствующее распределение модуля параметра порядка четно, а сверхпроводящей компоненты тока — нечетно по координате  $y$ , нормальная компонента тока при этом отсутствует (черные кривые на рис. 46). При небольшом инжектируемом токе  $J_{ext} = 0.09$  этот ток распределяется между двумя каналами, при этом ток в правом канале больше, чем в левом (красные кривые). При дальнейшем увеличении внешнего тока до  $J_{ext} = 0.24$  асимметрия вкладов краевых токов (определенная как  $(J_R - J_L)/(J_R + J_L)$ ) растет. Одновременно с этим появляется нормальная компонента тока, так как сверхпроводящие каналы не способны обеспечить бездиссипативное протекание тока.

Экспериментально измеряемым сигналом является напряжение на мостике. Для того,



$J_{ext}$	$J_L$	$J_R$	$J_n$
0.0	-0.0270	0.0270	0.00
0.09	0.0413	0.0477	0.0009
0.24	0.0305	0.0417	0.1678

**Таблица 2:** Величины сверхпроводящей компоненты тока в правом и левом канале, а также нормальной компоненты тока при нескольких значениях инжектируемого тока, температуре  $0.47T_{c0}$  и магнитном поле  $1.1H_{c2}$



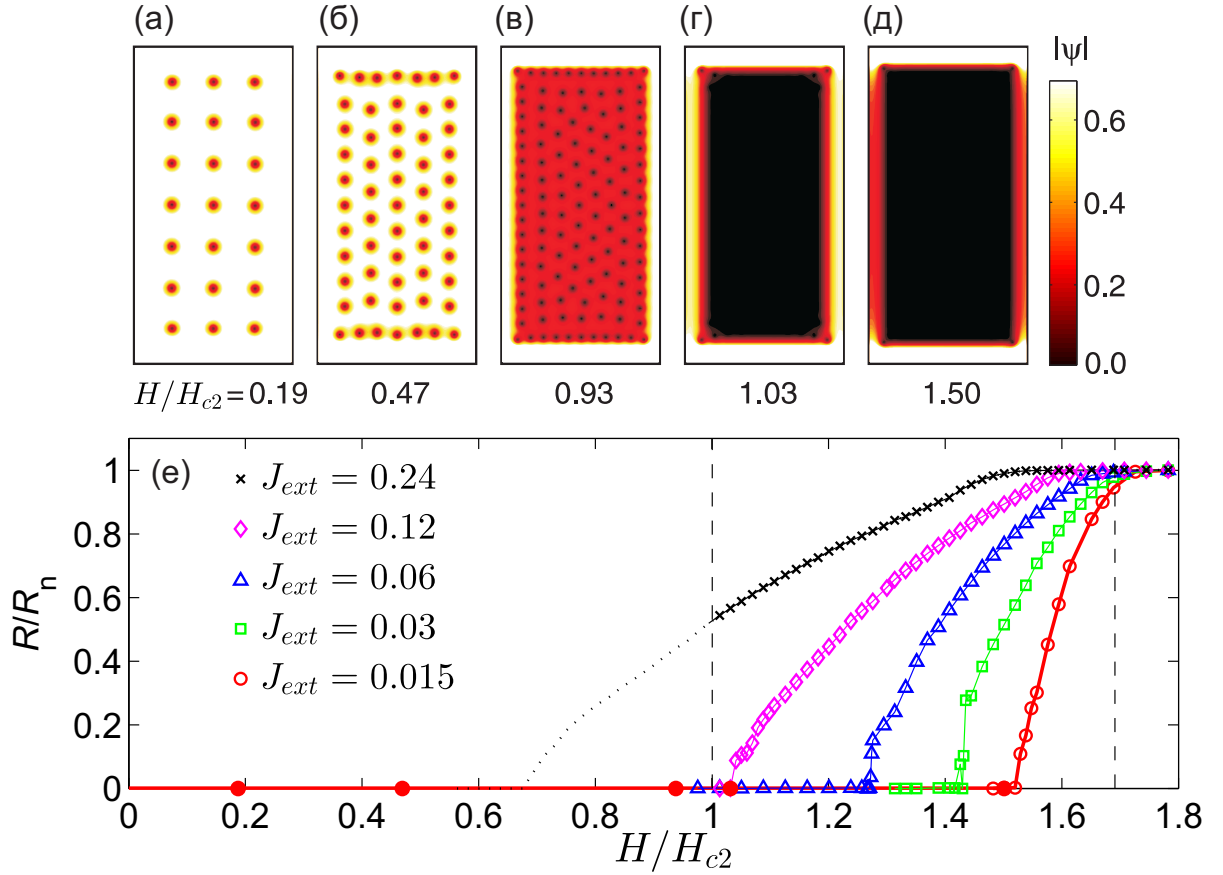
**Рис. 46:** (а)  $x$ -компонента сверхпроводящей плотности тока  $j_{s,x}(y/\xi)$  при температуре  $0.47T_{c0}$ , магнитном поле  $1.1H_{c2}$  и внешнем инжектируемом токе  $J_{ext} = 0, 0.09$  и  $0.24$ . При  $J_{ext} = 0.24$  возникает и нормальная компонента тока  $j_{n,x}$ , показанная пунктиром. (б) Пространственное распределение модуля параметра порядка  $|\Psi^2(x, y)|$  при нескольких значениях внешнего тока  $J_{ext}$ ,  $T = 0.47T_{c0}$ ,  $H = 1.1H_{c2}$ . (Werner *et al* [A7])

чтобы иметь возможность сравнить теорию и эксперимент, в численном моделировании вычислялось мгновенное значение падения напряжения между двумя «виртуальными» электродами  $S_1$  и  $S_2$ , указанными на рис. 45. Для этого вычислялись средние мгновенные значения потенциала на электродах  $S_i$ ,  $i = 1, 2$ :

$$\langle \varphi_i(t) \rangle = \frac{1}{S_i} \iint_{S_i} \varphi(x, y, t) dx dy, \quad V(t) = \langle \varphi_2(t) \rangle - \langle \varphi_1(t) \rangle$$

Электроды имели ширину, совпадающую с шириной образца. На краях мостика происходит конверсия инжектируемого тока из нормального в сверхпроводящий. Чтобы область конверсии не давала существенный вклад в исследуемое напряжение, электроды были сдвинуты внутрь мостика от его краев по вертикали (рис. 47(б)). Мы моделировали пространственно-неоднородный образец, у которого области вблизи торцов образца (отмечены на рис. 45(б) светло-серым цветом) имеют существенно большую критическую температуру  $T'_{c0}$  и соответственно существенно большее критическое магнитное поле, чем внутренняя часть образца.

Это было сделано по чисто техническим причинам: такие области с усиленной сверхпроводимостью обеспечивают более эффективную конверсию инжектируемого тока в сверхпроводящий, позволяя тем самым приблизить виртуальные электроды к границам образца – сдвинуть электрод  $S_1$  вниз, а  $S_2$  – вверх. Уменьшение размеров области конверсии позволяет моделировать образец меньших латеральных размеров и соответственно ускорить вычисления и избежать краевых эффектов.



**Рис. 47:** Численное моделирование тонкого прямоугольного мостика размером  $60\xi_0 \times 30\xi_0$ ,  $\xi_0$  - длина когерентности Гинзбурга–Ландау. (а-д) Пространственные распределения  $|\Psi|$  для различных значений  $H/H_{c2}$ ,  $J_{ext} = 0$ . (е) Рассчитанные в рамках нестационарной теории Гинзбурга–Ландау зависимости сопротивления сверхпроводящего мостика в резистивном состоянии от внешнего поля, для нескольких значений питающего тока  $J_{ext}$ ,  $T/T_c = 0.47$ . (Werner *et al* [A7])

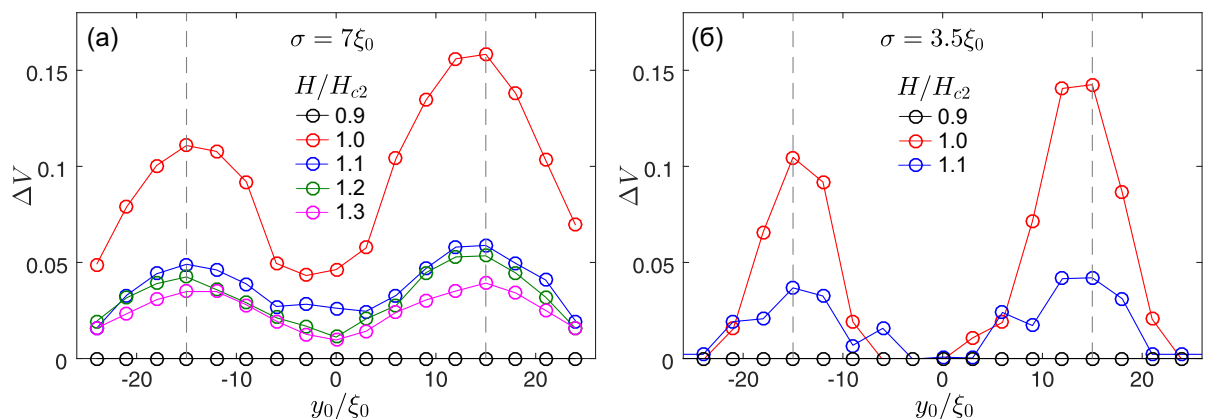
В случае, если после переходных процессов реализуется стационарный режим, в котором происходит протекание тока без диссипации и сопротивление  $R = \langle V \rangle / I \rightarrow 0$  (скобками  $\langle \rangle$  здесь обозначается усреднение по времени). Для большего значения  $T$ ,  $H$  или  $J_{ext}$  стационарный режим не реализуется, и параметры меняются со временем. В этом режиме вычислялось усредненное по времени напряжение  $\langle V \rangle$  (время усреднения достигало  $10^2$  периодов колебаний напряжения  $V(t)$ ).

На рис. 47 (а) показано распределение модуля параметра порядка внутри моделируемого мостика в стационарном режиме при сравнительно малом внешнем токе  $J_{ext} = 0.012$  во внеш-

нем магнитном поле. Во всем диапазоне  $H_{c2} < H < H_{c3}$  распределение параметра порядка стационарно, то есть соответствует нулевому напряжению на образце.

При магнитном поле  $0 < H < H_{c2}$  видна вихревая решетка, центры вихрей находятся в нулях параметра порядка. При слабом магнитном поле ( $H < 0.5H_{c2}$ ) (а,б) расстояние между вихрями оказывается больше  $\xi$ , и между вихрями наблюдается развитая сверхпроводимость. При повышении магнитного поля ( $0.5H_{c2} < H < H_{c2}$ ) сверхпроводимость постепенно разрушается в объеме микромостика: на рис. 47 вдали от границ мостика  $|\Psi| < 0.4$ . Отметим, что вблизи границ образца сохраняется развитая сверхпроводимость. При дальнейшем повышении магнитного поля объемная сверхпроводимость разрушается, но вдоль границ сохраняются краевые сверхпроводящие каналы в диапазоне полей  $H_{c2} < H < H_{c3}$  (г,д). Развитая сверхпроводимость вблизи верхнего и нижнего торцов образца связана с искусственно введенными областями с более высокой  $T_c$ .

Для нескольких значений внешнего тока была вычислена зависимость сопротивления  $R = V/I$  от магнитного поля для нескольких значений питающего тока (рис. 47е). Численное моделирование показало, что (i) при повышении тока  $J_{ext}$  зависимости смещаются в область меньших токов, (ii) при повышении тока  $J_{ext}$  уменьшается наклон  $dR/dH$ , что согласуется с экспериментальными наблюдениями в работе Werner *et al* [A7].



**Рис. 48:** (а) Рассчитанный LTSLM сигнал как функция координаты поперек мостика для  $T/T_c = 0.47$ ,  $J_{ext} = 0.12$  для нескольких значений  $H/H_{c2}$ . Вертикальные пунктирные линии показывают границы сверхпроводящей области. (Werner *et al* [A7])

Для моделирования эксперимента, в котором пространственно-неоднородное сверхпроводящее состояние исследовалось методом сканирующей лазерной микроскопии (раздел 3.2), лазерное воздействие будет сводиться к локальному повышению температуры образца. Предполагалось, что амплитуда локального нагрева составляет  $\Delta T = 0.5$  К, а распределение температуры имеет гауссову форму с шириной  $\sigma$ . Таким образом, распределение температуры в плоскости мостика  $xu$  описывалась следующей формулой:

$$T(x, y) = T + \Delta T \exp\left(-\frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (3.8)$$

где  $(x_0, y_0)$  — координаты центра локального разогрева. Вычислялось среднее напряжение

на мостике без локального разогрева  $\langle V_{off} \rangle$  и с локальным разогревом  $\langle V_{on} \rangle$ , после чего строилась зависимость  $\Delta V(y_0) = \langle V_{on} \rangle - \langle V_{off} \rangle$ . При этом точка  $(x_0, y_0)$  может лежать и вне границ сверхпроводника (в эксперименте это соответствует локальному разогреву подложки рядом с мостиком). Был численно смоделирован отклик на локальный разогрев как функция координаты лазерного луча вдоль оси  $y$  для заданного тока  $J_{ext} = 0.12$  в безразмерных единицах. Были вычислены величины отклика при нескольких значениях внешнего магнитного поля для  $\sigma = 7\xi_0$  (рис. 48а). В ходе моделирования было обнаружено, что ниже критического поля  $H_{c2}$  при данной температуре мостик находился в сверхпроводящем состоянии, и локальный разогрев не приводил к возникновению конечного напряжения. При превышении критического поля  $H_{c2}$  возникает наблюдается повышение среднего напряжения  $\Delta V$  как результат локального разогрева, при этом  $\Delta V$  максимальна вблизи границ сверхпроводника ( $y = \pm 15\xi_0$ ). Наблюдаемый сигнал  $\Delta V$  асимметричен: в выбранной геометрии  $\Delta V$  с левого края образца меньше, чем с правого края. Это асимметрия связана с различной величиной сверхпроводящего тока в левом и правом прикраевом канале (см. табл. 2). Амплитуда дополнительного напряжения  $\Delta V$  больше у той границы мостика, вдоль которой течет сверхпроводящий ток бóльшей величины (в приведенной геометрии это правый канал при). Аналогичная асимметрия измеряемого сигнала наблюдалась и экспериментально: на рис. 44б правые максимумы несколько выше левых при фиксированном магнитном поле. При повышении магнитного поля от  $H_{c2}$  до  $H_{c3}$  наблюдается постепенное уменьшение амплитуды  $\Delta V$ , связанное с разрушением краевой сверхпроводимости магнитным полем. При уменьшении диаметра луча в два раза до  $\sigma = 3.5\xi_0$  измеряемый сигнал становится более резким, и практически обращается в нуль в центральной части мостика (рис. 48б). Это подтверждает, что характерный масштаб неоднородности измеряемого сигнала  $\Delta V$  определяется диаметром пучка, а не длиной когерентности. При этом амплитуда сигнала в максимуме, когда пучок полностью перекрывает прикраевой сверхпроводящий канал по ширине, слабо зависит от  $\sigma$ .

Численное моделирование демонстрирует качественное согласие с экспериментальными результатами, изображенными на рис. 44 (Werner *et al* [A7]).

### 3.4 Основные результаты главы 3

- В рамках стационарной теории Гинзбурга–Ландау описано решение модельной задачи о зарождении поверхностной и прикраевой сверхпроводимости.
- В рамках нестационарной теории Гинзбурга–Ландау с помощью программного комплекса GLDD выполнено численное моделирование параметров вихревой структуры в сверхпроводящем тонком образце при протекании заданного внешнего тока во внешнем магнитном поле. Вычислена зависимость сопротивления такого образца от внешнего поля и величины тока при заданной температуре (Werner *et al* [A7]).
- Выполнено моделирование воздействия фокусированного лазерного луча на транспортные свойства сверхпроводящего мезоскопического мостик в резистивном состоянии во

внешнем магнитном поле. Вычислена дополнительная разность потенциалов на концах мостика, вызванное локальным разогревом, в зависимости от положения центра горячего пятна, индуцированного лазерным лучом (Werner *et al* [A7]).

- Показано, что при  $H_{c2} < H < H_{c3}$  индуцированное лазерным лучом дополнительное напряжение максимально при условии, что лазерный луч освещает левый либо правый край мостика, причем его амплитуда на двух краях различается, это различие максимально при  $H \approx H_{c2}$ , что согласуется с результатами измерений. Наблюдаемая асимметрия связана с асимметрией сверхпроводящего тока в поверхностных каналах: возникающее дополнительное напряжение больше у границы образца, вдоль которой течет сверхпроводящий ток бóльшей величины (Werner *et al* [A7]).

# Заключение

В работе были получены следующие основные результаты:

1. Развита методика роста тонкопленочных металлических и полупроводниковых наноструктур на методом термического осаждения в сверхвысоком вакууме. В частности, исследованы особенности формирования бинарного сплава Au-Ge при комнатной температуре и малых покрытиях. Исследованы особенности роста квазиодномерных и квазидвумерных ниобий-содержащих структур на поверхности Si(111)  $7 \times 7$  и их электронные свойства. Исследованы особенности роста Pb островков на поверхности Si(111)  $7 \times 7$  и их электронные свойства.

2. Исследованы свойства вихревых решеток в монокристаллах FeSe в сильных магнитных полях. Обнаружен кроссовер между гексагональной решеткой вихрей и квадратной решеткой вихрей при увеличении магнитного поля. Проведен статистический анализ свойств вихревых решеток с использованием преобразования Фурье триангуляции Делоне. Предложена модель сверхпроводящего состояния на основе двухзонной теории Гинзбурга–Ландау, объясняющая основные особенности, наблюдаемые в эксперименте. Исследована зависимость анизотропии коа вихря от величины внешнего магнитного поля.

3. Методами низкотемпературной сканирующей туннельной спектроскопии исследована пространственная зависимость дифференциальной проводимости тонких Pb пленок, осажденных на поверхность Si(111)  $7 \times 7$ . Обнаружено, что величина туннельной проводимости в пределах атомарно-гладких террас может быть пространственно неоднородна, при этом период мелкомасштабной модуляции совпадает с периодом реконструкции Si(111)  $7 \times 7$ . Обнаружены крупномасштабные неоднородности туннельной проводимости на фиксированной энергии. Показано, что в таких случаях уровни размерного квантования смещаются на величину порядка 50 мВ на расстоянии 100 нм. Это может быть связано с наличием внутренних напряжений в кристаллической структуре, приводящее к смещению дна зоны проводимости и, соответственно, всего спектра.

4. Для объяснения наблюдаемой в эксперименте асимметрии отклика сверхпроводящего микромостика в резистивном состоянии на локальное лазерное воздействие проведено численное моделирование в рамках нестационарной теории Гинзбурга–Ландау. Показано, что генерируемое дополнительное напряжение максимально вблизи краев мостика, что связано с разрушением прикраевой сверхпроводимости. Обнаружено, что величина максимумов

у противоположных границ мостика различна, при этом бóльший максимум соответствует бóльшей величине сверхпроводящего прикраевого тока.

Диссертант благодарен своему научному руководителю Алексею Юрьевичу Аладышкину за постоянную поддержку на всех этапах работ, Александру Сергеевичу Мельникову за интерес к работе, поддержку в сложные моменты и ценные советы, Владиславу Викторовичу Курину за интерес к работе, Maria Iavarone на приглашение и возможность работать в университете Temple (г. Филадельфия). Также я хочу поблагодарить Steven Moore за помощь на начальных этапах исследования FeSe, Daniel Trainer, Eric Lechner и Cinzia di Giorgio за ценные обсуждения и советы в процессе исследований, Goran Karapetrov за плодотворные обсуждения, Юрия Николаевича Ноздрина и Дениса Юрьевича Водолазова, Сергея Викторовича Миронова, Дениса Андреевича Рыжова и Максима Викторовича Сапожникова за создание комфортной обстановки и интересные дискуссии. Я благодарен соавторам моих работ Сергею Сергеевичу Уставщикову, Василию Львовичу Вадимову, Дмитрию Анатольевичу Музыченко, Сергею Ивановичу Божко и Андрею Ивановичу Орешкину помощь в работе и плодотворное решение научных вопросов при совместном общении. За многочисленные конструктивные обсуждения я благодарен участникам ежегодных симпозиумов «Нанозлектроника и наноэлектроника» Александру Николаевичу Чайке, Александру Александровичу Саранину, Юрию Ивановичу Таланову, Василию Сергеевичу Столярову, Димитрию Вячеславовичу Грузневу и Сергею Владимировичу Зайцеву-Зотову. Я благодарен моим родителям, моему брату и Наталье Беляковой за неоценимую поддержку дома на всем протяжении научной деятельности.

# Список публикаций автора по теме диссертации

## Публикации в реферируемых научных журналах, индексируемых базами данных Web of Science и Scopus

- A1. Уставщиков С. С., Путилов А. В., Аладышкин А. Ю. Туннельная интерферометрия и измерение толщины ультратонких металлических пленок Pb(111) // Письма в ЖЭТФ. — 2017. — т. 106, № 8. — с. 476—482.
- A2. Пространственно-неоднородные квантово-размерные состояния и визуализация скрытых дефектов в пленках Pb(111) / А. В. Путилов, С. С. Уставщиков, С. И. Божко, А. Ю. Аладышкин // Письма в ЖЭТФ. — 2019. — т. 109, № 11. — с. 789—796.
- A3. Путилов А. В., Музыченко Д. А., Аладышкин А. Ю. Особенности начальной стадии роста ниобийсодержащих наноструктур на поверхности Si(111)-7 × 7 // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. — 2016. — т. 3. — с. 1—10.
- A4. Особенности роста поверхностных структур, вызванных адсорбцией Ge на поверхности Au(111) / Д. А. Музыченко, А. И. Орешкин, С. И. Орешкин, С. С. Уставщиков, А. В. Путилов, А. Ю. Аладышкин // Письма в ЖЭТФ. — 2017. — т. 106, № 4. — с. 201—207.
- A5. Vortex-core properties and vortex-lattice transformation in FeSe / A. V. Putilov, C. Di Giorgio, V. L. Vadimov, D. J. Trainer, E. M. Lechner, J. L. Curtis, M. Abdel-Hafiez, O. S. Volkova, A. N. Vasiliev, D. A. Chareev, G. Karapetrov, A. E. Koshelev, A. Y. Aladyshkin, A. S. Mel'nikov, M. Iavarone // Physical Review B. — 2019. — Vol. 99, no. 14. — P. 144514.
- A6. Anisotropic Superconducting Gaps and Boson Mode in FeSe<sub>1-x</sub>S<sub>x</sub> Single Crystals / C. di Giorgio, A. V. Putilov, D. J. Trainer, O. S. Volkova, A. N. Vasiliev, D. Chareev, G. Karapetrov, J. F. Zasadzinski, M. Iavarone // Journal of Superconductivity and Novel Magnetism. — 2017. — Vol. 30, no. 3. — P. 763—768.



- A7. Edge superconductivity in Nb thin film microbridges revealed by electric transport measurements and visualized by scanning laser microscopy / R. Werner, A. Y. Aladyshkin, I. M. Nefedov, A. V. Putilov, M. Kemmler, D. Bothner, A. Loerincz, K. Ilin, M. Siegel, R. Kleiner, D. Koelle // Superconductor Science and Technology. — 2013. — Vol. 26, no. 9. — P. 095011.

## Публикации в сборниках тезисов и трудах конференций

- C1. Visualization of localized superconductivity in mesoscopic superconductors and superconductor–ferromagnet hybrids by means of low–temperature scanning laser microscopy / A. V. Putilov, R. Werner, I. M. Nefedov, R. Kleiner, D. Koelle, A. Y. Aladyshkin // Труды XVI международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», г. Н. Новгород. — 2012. — т. 1. — с. 68–69.
- C2. Edge superconductivity in Nb thin-film microbridges / R. Werner, A. Y. Aladyshkin, I. M. Nefedov, A. V. Putilov, M. Kemmler, D. Bothner, A. Loerincz, K. Ilin, M. Siegel, R. Kleiner, D. Koelle // 3rd International School on Surface Science «Technologies and Measurements on Atomic Scale», г. Сочи. — 2014.
- C3. Edge superconductivity in Nb thin-film microbridges / R. Werner, A. Y. Aladyshkin, I. M. Nefedov, A. V. Putilov, M. Kemmler, D. Bothner, A. Loerincz, K. Ilin, M. Siegel, R. Kleiner, D. Koelle // Труды XVIII международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», г. Н. Новгород. — 2014. — т. 1. — с. 5–6.
- C4. Путилов А. В., Музыченко Д. А., Аладышкин А. Ю. Особенности начальной стадии роста ниобий-содержащих наноструктур на поверхности Si(111)  $7 \times 7$  // Труды XIX международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», г. Н. Новгород. — 2015. — т. 1. — с. 7–8.
- C5. Слоевой рост сверхпроводящего свинца на подложке Si(111)  $7 \times 7$  / С. С. Уставщиков, А. В. Путилов, А. В. Ромашкин, Е. Е. Пестов, А. Ю. Аладышкин // Труды XX международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», г. Н. Новгород. — 2016. — т. 1. — с. 332–333.
- C6. Рост ниобий- и молибденсодержащих островковых наноструктур на поверхности Si(111)  $7 \times 7$  / А. В. Путилов, С. С. Уставщиков, А. В. Ромашкин, Д. А. Музыченко, А. Ю. Аладышкин // Труды XX международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», г. Н. Новгород. — 2016. — т. 1. — с. 318–319.
- C7. Исследование структур германена на поверхности золота / А. И. Орешкин, Д. А. Музыченко, С. И. Орешкин, С. С. Уставщиков, А. В. Путилов, А. Ю. Аладышкин // Труды международной конференции «Сканирующая зондовая микроскопия», г. Екатеринбург. — 2017. — с. 212–213.

- C8. Исследование структур германена на поверхности золота / А. И. Орешкин, Д. А. Музыченко, С. И. Орешкин, С. С. Уставщиков, А. В. Путилов, А. Ю. Аладышкин // Труды XXI международного симпозиума «Нанofизика и нанoeлектроника», г. Н. Новгород. — 2017. — т. 1. — с. 318—319.
- C9. Low temperature scanning tunneling microscopy and spectroscopy investigation of  $\text{FeSe}_{1-x}\text{S}_x$  single crystals / C. di Giorgio, A. V. Putilov, E. M. Lechner, D. J. Trainer, O. S. Volkova, A. N. Vasiliev, D. Chareev, G. Karapetrov, J. F. Zasadzinski, M. Iavarone // American Physics Society March Meeting 2017 — book of abstracts. — 2017. — URL: <http://meetings.aps.org/link/BAPS.2017.MAR.C39.1>.
- C10. Superconductivity and Bosonic Mode in  $\text{FeSe}_{1-x}\text{S}_x$  Single Crystals / A. V. Putilov, C. di Giorgio, D. J. Trainer, O. S. Volkova, A. N. Vasiliev, D. Chareev, G. Karapetrov, J. F. Zasadzinski, M. Iavarone // Труды XXII международного симпозиума «Нанofизика и нанoeлектроника», г. Н. Новгород. — 2018. — т. 1. — с. 21—22.
- C11. Уставщиков С. С., Путилов А. В., Аладышкин А. Ю. Туннельная интерферометрия и измерение толщины ультратонких металлических плёнок  $\text{Pb}(111)$  // Труды XXII международного симпозиума «Нанofизика и нанoeлектроника», г. Н. Новгород. — 2018. — т. 1. — с. 369—370.
- C12. Vortex lattice transition in  $\text{FeSe}$  single crystals / A. V. Putilov, C. Di Giorgio, V. L. Vadimov, D. J. Trainer, E. M. Lechner, J. L. Curtis, M. Abdel-Hafiez, O. S. Volkova, A. N. Vasiliev, D. A. Chareev, G. Karapetrov, A. E. Koshelev, A. Y. Aladyshkin, A. S. Mel'nikov, M. Iavarone // Труды XXIII международного симпозиума «Нанofизика и нанoeлектроника», г. Н. Новгород. — 2019. — т. 1. — с. 22—23.
- C13. Путилов А. В., Уставщиков С. С., Аладышкин А. Ю. Пространственно-неоднородные электронные состояния в ультратонких  $\text{Pb}$  пленках // Труды XXIII международного симпозиума «Нанofизика и нанoeлектроника», г. Н. Новгород. — 2019. — т. 1. — с. 384—385.
- C14. Трансформация вихревой решетки в монокристаллах  $\text{FeSe}$  в магнитном поле / A. V. Putilov, C. Di Giorgio, V. L. Vadimov, D. J. Trainer, E. M. Lechner, J. L. Curtis, M. Abdel-Hafiez, O. S. Volkova, A. N. Vasiliev, D. A. Chareev, G. Karapetrov, A. E. Koshelev, A. Y. Aladyshkin, A. S. Mel'nikov, M. Iavarone // XVIII Всероссийская конференция «Проблемы физики твердого тела и высоких давлений», г. Сочи. — 2019.
- C15. Путилов А. В., Божко С. И., Аладышкин А. Ю. Квантово-размерные электронные состояния в  $\text{Pb}$  пленках // Труды XXIV международного симпозиума «Нанofизика и нанoeлектроника», г. Н. Новгород. — 2020. — т. 1. — с. 103—104.
- C16. Путилов А. В., Аладышкин А. Ю. Пространственно-неоднородные электронные состояния в ультратонких  $\text{Pb}$  пленках и оценка "встроенного" потенциала // Труды XXIV международного симпозиума «Нанofизика и нанoeлектроника», г. Н. Новгород. — 2020. — т. 1. — с. 103—104.

# Список цитируемой литературы

1. Ferry D., Goodnick S. M. Transport in Nanostructures. — Cambridge : Cambridge University Press, 1997.
2. Davies J. H. The Physics of Low-dimensional Semiconductors: An Introduction. — Cambridge : Cambridge University Press, 1997.
3. Демиховский В. Я., Вугальтер Г. А. Физика квантовых низкоразмерных структур. — Логос, 2000.
4. Гантмахер В. Ф. Электроны в неупорядоченных средах. — Физматлит, 2005.
5. Wiesendanger R. Scanning Probe Microscopy and Spectroscopy: Methods and Applications. — Cambridge University Press, 1994.
6. Stroscio J. A., Kaiser W. J. Scanning Tunneling Microscopy. т. 27. — Academic Press, Inc., 1993.
7. Chen C. J. Introduction to Scanning Tunneling Microscopy. — Oxford University Press, 1993.
8. Thomas R. E. Interference Effects in the Reflection of LowEnergy Electrons from Thin Films of Au on Ir // Journal of Applied Physics. — 1970. — Vol. 41. — P. 5330.
9. Observation of Electron Standing Waves in a Crystalline Box / R. C. Jaklevic, J. Lambe, M. Mikkor, W. C. Vassell // Physical Review Letters. — 1971. — Vol. 26, no. 2. — P. 88–92.
10. Jaklevic R. C., Lambe J. Experimental study of quantum size effects in thin metal films by electron tunneling // Physical Review B. — 1975. — Vol. 12, no. 10. — P. 4146–4160.
11. Observation of resonant electron transmission through a Ni/Cu/Ni(100) sandwich structure / Q.-G. Zhu, Y. Yang, E. D. Williams, R. L. Park // Physical Review Letters. — 1987. — Vol. 59, no. 7. — P. 835–838.
12. Jonker B. T., Bartelt N. C., Park R. L. Summary Abstract: Quantum size effect in electron transmission through Cu and Ag films on W(110) // Journal of Vacuum Science & Technology A. — 1983. — Vol. 1, no. 2. — P. 1062–1062.
13. Jonker B. T., Park R. L. Interfacial effects in electron transmission through Ag films on Cu(111) // Solid State Communications. — 1984. — Vol. 51, no. 11. — P. 871–874.

14. Hoffmann H., Fischer G. Electrical conductivity in thin and very thin platinum films // *Thin Solid Films*. — 1976. — Vol. 36, no. 1. — P. 25–28.
15. Fischer G., Hoffman H. Oscillations of the electrical conductivity with film thickness in very thin platinum films // *Solid State Communications*. — 1980. — Vol. 35, no. 10. — P. 793–796.
16. Localization and size effects in single-crystal Au films / P. Chaudhari, H. U. Habermeier, Maekawa, S // *Physical Review Letters*. — 1985. — Vol. 55, no. 4. — P. 430–432.
17. Observation of film states and surface-state precursors for Ag films on Si(111) / A. L. Wachs, A. P. Shapiro, T. C. Hsieh, T. C. Chiang // *Physical Review B*. — 1986. — Vol. 33, no. 2. — P. 1460–1463.
18. Lindgren S. Å., Walldén L. Discrete Valence-Electron States in Thin Metal Overlayers on a Metal // *Physical Review Letters*. — 1987. — Vol. 59, no. 26. — P. 3003–3006.
19. Quantum-Well States in a Metallic System: Ag on Au(111) / T. Miller, A. Samsavar, G. E. Franklin, T. C. Chiang // *Physical Review Letters*. — 1988. — Vol. 61, no. 12. — P. 1404–1407.
20. Feldman R. D., Hammond R. H. The effects of oxygen on superconducting A15 NbSi // *Journal of Applied Physics*. — 1981. — Vol. 52, no. 3. — P. 1427–1432.
21. Electric Field Effect in Atomically Thin Carbon Films / K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S. V. Dubonos, I. V. Grigorieva, A. A. Firsov // *Science*. — 2004. — Vol. 306, no. 5696. — P. 666.
22. Silicene: Compelling Experimental Evidence for Graphenelike Two-Dimensional Silicon / P. Vogt, P. De Padova, C. Quaresima, J. Avila, E. Frantzeskakis, M. C. Asensio, A. Resta, B. Ealet, G. Le Lay // *Physical Review Letters*. — 2012. — Vol. 108, no. 15. — P. 155501.
23. Spontaneous Symmetry Breaking and Dynamic Phase Transition in Monolayer Silicene / L. Chen, H. Li, B. Feng, Z. Ding, J. Qiu, P. Cheng, K. Wu, S. Meng // *Physical Review Letters*. — 2013. — Vol. 110, no. 8. — P. 085504.
24. Evidence of Silicene in Honeycomb Structures of Silicon on Ag(111) / B. Feng, Z. Ding, S. Meng, Y. Yao, X. He, P. Cheng, L. Chen, K. Wu // *Nano Letters*. — 2012. — Vol. 12, no. 7. — P. 3507–3511.
25. Growth of silicene layers on Ag(111): unexpected effect of the substrate temperature / H. Jamgotchian, Y. Colignon, N. Hamzaoui, B. Ealet, J. Y. Hoarau, B. Aufray, J. P. Bibérian // *Journal of Physics: Condensed Matter*. — 2012. — Vol. 24, no. 17. — P. 172001.
26. Buckled Germanene Formation on Pt(111) / L. Li, S.-z. Lu, J. Pan, Z. Qin, Y.-q. Wang, Y. Wang, G.-y. Cao, S. Du, H.-J. Gao // *Advanced Materials*. — 2014. — Vol. 26, no. 28. — P. 4820–4824.

27. Germanene: a novel two-dimensional germanium allotrope akin to graphene and silicene / M. E. Dávila, L. Xian, S. Cahangirov, A. Rubio, G. L. Lay // *New Journal of Physics*. — 2014. — Vol. 16, no. 9. — P. 095002.
28. Continuous Germanene Layer on Al(111) / M. Derivaz, D. Dentel, R. Stephan, M.-C. Hanf, A. Mehdaoui, P. Sonnet, C. Pirri // *Nano Letters*. — 2015. — Vol. 15, no. 4. — P. 2510–2516.
29. Epitaxial growth of two-dimensional stanene / F.-f. Zhu, W.-j. Chen, Y. Xu, C.-l. Gao, D.-d. Guan, C.-h. Liu, D. Qian, S.-C. Zhang, J.-f. Jia // *Nature Materials*. — 2015. — Vol. 14, no. 10. — P. 1020–1025.
30. Strain-induced band engineering in monolayer stanene on Sb(111) / J. Gou, L. Kong, H. Li, Q. Zhong, W. Li, P. Cheng, L. Chen, K. Wu // *Physical Review Materials*. — 2017. — Vol. 1, no. 5. — P. 054004.
31. Large area planar stanene epitaxially grown on Ag(111) / J. Yuhara, Y. Fujii, K. Nishino, N. Isobe, M. Nakatake, L. Xian, A. Rubio, G. Le Lay // *2D Materials*. — 2018. — Vol. 5, no. 2. — P. 025002.
32. Stewart G. R. Superconductivity in iron compounds // *Reviews of Modern Physics*. — 2011. — Vol. 83, no. 4. — P. 1589–1652.
33. Iron-Based Layered Superconductor  $\text{La}[\text{O}_{1-x}\text{F}_x]\text{FeAs}$  ( $x = 0.05 - 0.12$ ) with  $T_c = 26$  K / Y. Kamihara, T. Watanabe, M. Hirano, H. Hosono // *Journal of the American Chemical Society*. — 2008. — Vol. 130, no. 11. — P. 3296–3297.
34. Superconductivity at 43 K in  $\text{SmFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$  / X. H. Chen, T. Wu, G. Wu, R. H. Liu, H. Chen, D. F. Fang // *Nature*. — 2008. — Vol. 453, no. 7196. — P. 761–762.
35. Superconductivity and phase diagram in iron-based arsenic-oxides  $\text{ReFeAsO}_{1-\delta}$  (Re = rare-earth metal) without fluorine doping / Z.-A. Ren, G.-C. Che, X.-L. Dong, J. Yang, W. Lu, W. Yi, X.-L. Shen, Z.-C. Li, L.-L. Sun, F. Zhou, Z.-X. Zhao // *EPL (Europhysics Letters)*. — 2008. — Vol. 83, no. 1. — P. 17002.
36. Hoffman J. E. Spectroscopic scanning tunneling microscopy insights into Fe-based superconductors // *Reports on Progress in Physics*. — 2011. — Vol. 74, no. 12. — P. 124513.
37. Шмидт В. В. Введение в физику сверхпроводников. — МЦНМО, 2000.
38. Хлюстикова И. Н., Буздин А. И. Локализованная сверхпроводимость в двойниковых металлических кристаллах // *Успехи физических наук*. — 1988. — т. 155, № 5. — с. 47–88.
39. Crossover between different regimes of inhomogeneous superconductivity in planar superconductor-ferromagnet hybrids / A. Y. Aladyshkin, J. Fritzsche, R. Werner, R. B. G. Kramer, S. Guénon, R. Kleiner, D. Koelle, V. V. Moshchalkov // *Physical Review B*. — 2011. — Vol. 84, no. 9. — P. 094523.

40. Scanning-Tunneling-Microscope Observation of the Abrikosov Flux Lattice and the Density of States near and inside a Fluxoid / H. F. Hess, R. B. Robinson, R. C. Dynes, J. M. Valles, J. V. Waszczak // Physical Review Letters. — 1989. — Vol. 62, no. 2. — P. 214–216.
41. Hess H. F., Robinson R. B., Waszczak J. V. Vortex-core structure observed with a scanning tunneling microscope // Physical Review Letters. — 1990. — Vol. 64, no. 22. — P. 2711–2714.
42. Saint-James D., Gennes P. G. Onset of superconductivity in decreasing fields // Physics Letters. — 1963. — Vol. 7, no. 5. — P. 306–308.
43. Fink H. J. Superconducting Surface Sheath of a Type-II Superconductor Below the Upper Critical Field  $H_{c2}$  // Physical Review Letters. — 1965. — Vol. 14, no. 9. — P. 309–312.
44. Abrikosov A. A. Concerning surface superconductivity in strong magnetic fields // JETP. — 0165. — Vol. 20. — P. 480.
45. Park J. G. Asymmetry in the Critical Surface Current of Type-2 Superconductors // Physical Review Letters. — 1965. — Vol. 15, no. 8. — P. 352–355.
46. Hempstead C. F., Kim Y. B. Resistive Transitions and Surface effects in Type-II Superconductors // Physical Review Letters. — 1964. — Vol. 12, no. 6. — P. 145–148.
47. Kirschenbaum J. Superconducting critical fields in niobium and niobium containing oxygen // Physical Review B. — 1975. — Vol. 12, no. 9. — P. 3690–3696.
48. Surface Superconductivity in Type I and Type II Superconductors / M. Strongin, A. Paskin, D. G. Schweitzer, O. F. Kammerer, P. P. Craig // Physical Review Letters. — 1964. — Vol. 12, no. 16. — P. 442–444.
49. Superconducting Tunneling at High Magnetic Fields and Possible Evidence for Ginzburg Surface Superconductivity / M. Strongin, A. Paskin, O. F. Kammerer, M. Garber // Physical Review Letters. — 1965. — Vol. 14, no. 10. — P. 362–365.
50. Observation of surface superconductivity and direct vortex imaging of a Pb thin island with a scanning tunneling microscope / Y. X. Ning, C. L. Song, Z. L. Guan, X. C. Ma, X. Chen, J. F. Jia, Q. K. Xue // EPL (Europhysics Letters). — 2009. — Vol. 85, no. 2. — P. 27004.
51. Bardeen J. Tunnelling from a Many-Particle Point of View // Physical Review Letters. — 1961. — Vol. 6, no. 2. — P. 57–59.
52. Tersoff J., Hamann D. R. Theory and Application for the Scanning Tunneling Microscope // Physical Review Letters. — 1983. — т. 50, № 25. — с. 1998–2001.
53. Tersoff J., Hamann D. R. Theory of the scanning tunneling microscope // Physical Review B. — 1985. — Vol. 31, no. 2. — P. 805–813.
54. Введение в физику поверхности / К. Оура, В. Г. Лифшиц, А. А. Саранин, А. В. Зотов, К. Катаяма. — Наука, 2005.

55. Odobescu A. B., Maizlakh A. A., Zaitsev-Zotov S. V. Electron correlation effects in transport and tunneling spectroscopy of the Si(111)- $7 \times 7$  surface // *Physical Review B*. — 2015. — Vol. 92, no. 16. — P. 165313.
56. Structure analysis of Si(111)  $7 \times 7$  reconstructed surface by transmission electron diffraction / K. Takayanagi, Y. Tanishiro, S. Takahashi, M. Takahashi // *Surface Science*. — 1985. — Vol. 164, no. 2. — P. 367–392.
57. Determination of atom positions at stacking-fault dislocations on Au(111) by scanning tunneling microscopy / C. Wöll, S. Chiang, R. J. Wilson, P. H. Lippel // *Physical Review B*. — 1989. — Vol. 39, no. 11. — P. 7988–7991.
58. Altfeder I. B., Narayanamurti V., Chen D. M. Imaging Subsurface Reflection Phase with Quantized Electrons // *Phys. Rev. Lett.* — 2002. — Vol. 88, issue 20. — P. 206801.
59. Quantum electronic stability and spectroscopy of ultrathin Pb films on Si(111)  $7 \times 7$  / A. Mans, J. H. Dil, A. R. H. F. Ettema, H. H. Weitering // *Physical Review B*. — 2002. — Vol. 66, no. 19. — P. 195410.
60. Jalochofski M., Bauer E. Quantum size and surface effects in the electrical resistivity and high-energy electron reflectivity of ultrathin lead films // *Physical Review B*. — 1988. — Vol. 38, no. 8. — P. 5272–5280.
61. Electronic transport properties of quantum-well states in ultrathin Pb (111) films / N. Miyata, K. Horikoshi, T. Hirahara, S. Hasegawa, C. M. Wei, I. Matsuda // *Physical Review B*. — 2008. — Vol. 78, no. 24. — P. 245405.
62. Milun M., Pervan P., Woodruff D. P. Quantum well structures in thin metal films: simple model physics in reality? // *Reports on Progress in Physics*. — 2002. — Vol. 65, no. 2. — P. 99.
63. Analyticity of the phase shift and reflectivity of electrons at a metal-semiconductor interface / D. A. Ricci, Y. Liu, T. Miller, T. C. Chiang // *Physical Review B*. — 2009. — Vol. 79, no. 19. — P. 195433.
64. Altfeder I. B., Matveev K. A., Chen D. M. Electron Fringes on a Quantum Wedge // *Phys. Rev. Lett.* — 1997. — Vol. 78, issue 14. — P. 2815–2818.
65. Correlation between Quantized Electronic States and Oscillatory Thickness Relaxations of 2D Pb Islands on Si(111)  $7 \times 7$  Surfaces / W. B. Su, S. H. Chang, W. B. Jian, C. S. Chang, L. J. Chen, T. T. Tsong // *Phys. Rev. Lett.* — 2001. — Vol. 86, issue 22. — P. 5116–5119.
66. Decay mechanisms of excited electrons in quantum-well states of ultrathin Pb islands grown on Si(111): Scanning tunneling spectroscopy and theory / I.-P. Hong, C. Brun, F. Patthey, I. Y. Sklyadneva, X. Zubizarreta, R. Heid, V. M. Silkin, P. M. Echenique, K. P. Bohnen, E. V. Chulkov, W.-D. Schneider // *Phys. Rev. B*. — 2009. — Vol. 80, issue 8. — P. 081409.

67. Persistent Superconductivity in Ultrathin Pb Films: A Scanning Tunneling Spectroscopy Study / D. Eom, S. Qin, M.-Y. Chou, C. K. Shih // *Phys. Rev. Lett.* — 2006. — Vol. 96, issue 2. — P. 027005.
68. Vortex Fusion and Giant Vortex States in Confined Superconducting Condensates / T. Cren, L. Serrier-Garcia, F. Debontridder, D. Roditchev // *Physical Review Letters.* — 2011. — Vol. 107, no. 9. — P. 097202.
69. Direct observation of Josephson vortex cores / D. Roditchev, C. Brun, L. Serrier-Garcia, J. C. Cuevas, V. H. L. Bessa, M. V. Milošević, F. Debontridder, V. Stolyarov, T. Cren // *Nature Physics.* — 2015. — Vol. 11. — P. 332.
70. Scanning Tunneling Spectroscopy Study of the Proximity Effect in a Disordered Two-Dimensional Metal / L. Serrier-Garcia, J. C. Cuevas, T. Cren, C. Brun, V. Cherkez, F. Debontridder, D. Fokin, F. S. Bergeret, D. Roditchev // *Physical Review Letters.* — 2013. — Vol. 110, no. 15. — P. 157003.
71. Ашкрофт Н., Мермин Н. Физика твердого тела. — Мир, 1979.
72. Superconductivity of nanometer-size Pb islands studied by low-temperature scanning tunneling microscopy / T. Nishio, M. Ono, T. Eguchi, H. Sakata, Y. Hasegawa // *Applied Physics Letters.* — 2006. — Vol. 88, no. 11. — P. 113115.
73. Pseudogap Mediated by Quantum-Size Effects in Lead Islands / K. Wang, X. Zhang, M. M. T. Loy, T. C. Chiang, X. Xiao // *Physical Review Letters.* — 2009. — Vol. 102, no. 7. — P. 076801.
74. Effects of electronic confinement and substrate on the low-temperature growth of Pb islands on Si(100)-2×1 surfaces / C. C. Hsu, W. H. Lin, Y. S. Ou, W. B. Su, C. S. Chang, C. I. Wu, T. T. Tsong // *Surface Science.* — 2010. — Vol. 604, no. 1. — P. 1–5.
75. Moore S. A., Fedor J., Iavarone M. Low-temperature scanning tunneling microscopy and spectroscopy measurements of ultrathin Pb films // *Superconductor Science and Technology.* — 2015. — Vol. 28, no. 4. — P. 045003.
76. Modeling of tunneling spectroscopy in high- $T_c$  superconductors incorporating band structure, gap symmetry, group velocity, and tunneling directionality / Z. Yusof, J. F. Zasadzinski, L. Coffey, N. Miyakawa // *Physical Review B.* — 1998. — Vol. 58, no. 1. — P. 514–521.
77. Two-Band Superconductivity in  $MgB_2$  / M. Iavarone, G. Karapetrov, A. E. Koshelev, W. K. Kwok, G. W. Crabtree, D. G. Hinks, W. N. Kang, E.-M. Choi, H. J. Kim, H.-J. Kim, S. I. Lee // *Physical Review Letters.* — 2002. — Vol. 89, no. 18. — P. 187002.
78. Anderson J. R., Gold A. V. Fermi Surface, Pseudopotential Coefficients, and Spin-Orbit Coupling in Lead // *Physical Review.* — 1965. — Vol. 139, 5A. — A1459–A1481.
79. Electron localization in metallic quantum wells: Pb versus In on Si(111) / J. H. Dil, J. W. Kim, T. Kampen, K. Horn, A. R. H. F. Ettema // *Physical Review B.* — 2006. — Vol. 73, no. 16. — P. 161308.



80. Upton M. H., Miller T., Chiang T. C. Unusual band dispersion in Pb films on Si(111) // *Physical Review B*. — 2005. — Vol. 71, no. 3. — P. 033403.
81. Rittweger F., Hinsche N. F., Mertig I. Phonon limited electronic transport in Pb // *Journal of Physics: Condensed Matter*. — 2017. — Vol. 29, no. 35. — P. 355501.
82. Quantum Size Effects Induced Novel Properties in Two-Dimensional Electronic Systems: Pb Thin Films on Si(111) / J.-F. Jia, S.-C. Li, Y.-F. Zhang, Q.-K. Xue // *Journal of the Physical Society of Japan*. — 2007. — Vol. 76, no. 8. — P. 082001.
83. Altfeder I. B., Chen D. M., Matveev K. A. Imaging Buried Interfacial Lattices with Quantized Electrons // *Physical Review Letters*. — 1998. — Vol. 80, no. 22. — P. 4895–4898.
84. Room temperature interfacial reaction in Au-semiconductor systems / A. Hiraki, K. Shuto, S. Kim, W. Kammura, M. Iwami // *Applied Physics Letters*. — 1977. — Vol. 31, no. 9. — P. 611–612.
85. Ottaviani G. Review of binary alloy formation by thin film interactions // *Journal of Vacuum Science and Technology*. — 1979. — Vol. 16, no. 5. — P. 1112–1119.
86. Hiraki A., Nicolet M. A., Mayer J. W. Low Temperature Migration of Silicon in Thin Layers of Gold and Platinum // *Applied Physics Letters*. — 1971. — Vol. 18, no. 5. — P. 178–181.
87. Азатьян С. Г. Формирование тонких пленок и наноструктур в системе Mn/Si(111): дисс... к. ф.-м. н.: 01.04.10 — физика полупроводников — Владивосток. — 2010.
88. Hiraki A. Low temperature reactions at Si/metal interfaces; What is going on at the interfaces? // *Surface Science Reports*. — 1983. — Vol. 3, no. 7. — P. 357–412.
89. Walser R. M., Bené R. W. First phase nucleation in silicon–transition-metal planar interfaces // *Applied Physics Letters*. — 1976. — Vol. 28, no. 10. — P. 624–625.
90. Superconductivity and electrical properties in single-crystalline ultrathin Nb films grown by molecular-beam epitaxy / K. Yoshii, H. Yamamoto, K. Saiki, A. Koma // *Physical Review B*. — 1995. — Vol. 52, no. 18. — P. 13570–13575.
91. Cheng J. Y., Chen L. J. Growth kinetics of amorphous interlayers by solid state diffusion in ultrahigh vacuum deposited polycrystalline Nb and Ta thin films on (111)Si // *Journal of Applied Physics*. — 1991. — Vol. 69, no. 4. — P. 2161–2168.
92. Mahamuni S. R., Abell D. T., Williams E. D. Defect sensitivity of the growth of Nb on Si(111) // *Solid State Communications*. — 1988. — Vol. 68, no. 1. — P. 145–147.
93. The structure of epitaxially grown thin films: a study of niobium on sapphire / A. R. Wildes, R. A. Cowley, R. C. C. Ward, M. R. Wells, C. Jansen, L. Wiren, J. P. Hill // *Journal of Physics: Condensed Matter*. — 1998. — Vol. 10, no. 36. — P. L631.

94. Oya G., Koishi M., Sawada Y. High-quality single-crystal Nb films and influences of substrates on the epitaxial growth // *Journal of Applied Physics*. — 1986. — Vol. 60, no. 4. — P. 1440–1446.
95. Изюмов Ю. А., Курмаев Э. З. Физические свойства и электронное строение сверхпроводящих соединений со структурой  $\beta$ -вольфрама // *Успехи физических наук*. — 1974. — т. 113, № 6. — с. 193–238.
96. Hardy G. F., Hulm J. K. Superconducting Silicides and Germanides // *Physical Review*. — 1953. — Vol. 89, no. 4. — P. 884–884.
97. Clapp M. T., Rose R. M. On the synthesis of metastable A-15 "Nb<sub>3</sub>Si" by ion implantation and on its superconducting transition temperature // *Journal of Applied Physics*. — 1980. — Vol. 51, no. 1. — P. 540–544.
98. Horache E., Fischer J. E., Van der Spiegel J. Niobium disilicide formation by rapid thermal processing: Resistivity-grain growth correlation and the role of native oxide // *Journal of Applied Physics*. — 1990. — Vol. 68, no. 9. — P. 4652–4655.
99. Prasad S., Paul A. Growth mechanism of phases by interdiffusion and diffusion of species in the niobium–silicon system // *Acta Materialia*. — 2011. — Vol. 59, no. 4. — P. 1577–1585.
100. Electronic and superconducting properties of the Ti<sub>3</sub>P-type compounds Nb<sub>3</sub>As and Nb<sub>3</sub>Si / D. U. Gubser, R. A. Hein, R. M. Waterstrat, A. Junod // *Physical Review B*. — 1976. — Vol. 14, no. 9. — P. 3856–3861.
101. Formation of metal-rich silicides in the initial stage of interfacial reactions in Nb/Si systems / T. Nakanishi, M. Takeyama, A. Noya, K. Sasaki // *Journal of Applied Physics*. — 1995. — Vol. 77, no. 2. — P. 948–950.
102. Effects of pressure on the structural and superconducting properties of Nb<sub>3</sub>As, Nb<sub>3</sub>Si, Nb<sub>3</sub>Ge, and Nb<sub>0.82</sub>Ge<sub>0.18</sub> / E. F. Skelton, D. U. Gubser, J. O. Willis, R. A. Hein, S. C. Yu, I. L. Spain, R. M. Waterstrat, A. R. Sweedler // *Physical Review B*. — 1979. — Vol. 20, no. 11. — P. 4538–4543.
103. Growth dynamics of low-dimensional CoSi<sup>2</sup> nanostructures revisited: Influence of interface structure and growth temperature / B. L. Ong, W. Ong, Y. L. Foo, J. Pan, E. S. Tok // *Surface Science*. — 2012. — Vol. 606, no. 21/22. — P. 1649–1669.
104. Le Lay G., Manneville M., Métois J. J. The first stages of the Au/Ge(111) interface formation // *Surface Science*. — 1982. — Vol. 123, no. 1. — P. 117–128.
105. Structure analysis of the Si(111) $\sqrt{3} \times \sqrt{3}R30^\circ$ -Ag surface / M. Katayama, R. S. Williams, M. Kato, E. Nomura, M. Aono // *Physical Review Letters*. — 1991. — Vol. 66, no. 21. — P. 2762–2765.
106. Dávila M. E., Le Lay G. Few layer epitaxial germanene: a novel two-dimensional Dirac material // *Scientific Reports*. — 2016. — Vol. 6. — P. 20714.

107. Wang W., Uhrberg R. I. G. Investigation of the atomic and electronic structures of highly ordered two-dimensional germanium on Au(111) // *Physical Review Materials*. — 2017. — Vol. 1, no. 7. — P. 074002.
108. Growth of germanium on Au(111): formation of germanene or intermixing of Au and Ge atoms? / E. D. Cantero, L. M. Solis, Y. Tong, J. D. Fuhr, M. L. Martiarena, O. Grizzi, E. A. Sánchez // *Physical Chemistry Chemical Physics*. — 2017. — Vol. 19, no. 28. — P. 18580–18586.
109. Direct Evidence of Dirac Signature in Bilayer Germanene Islands on Cu(111) / Z. Qin, J. Pan, S. Lu, Y. Shao, Y. Wang, S. Du, H.-J. Gao, G. Cao // *Advanced Materials*. — 2017. — Vol. 29, no. 13. — P. 1606046.
110. Single and multi domain buckled germanene phases on Al(111) surface / D. A. Muzychenko, S. I. Oreshkin, V. I. Panov, C. Van Haesendonck, A. I. Oreshkin // *Nano Research*. — 2019. — Vol. 12, no. 12. — P. 2988–2996.
111. A study of the electronic properties of Au nanowires and Au nanoislands on Au(111) surfaces / K. Schouteden, E. Lijnen, D. A. Muzychenko, A. Ceulemans, F. C. Liviu, P. Lievens, C. V. Haesendonck // *Nanotechnology*. — 2009. — Vol. 20, no. 39. — P. 395401.
112. Germanium Nanowire Growth Below the Eutectic Temperature / S. Kodambaka, J. Tersoff, M. C. Reuter, F. M. Ross // *Science*. — 2007. — Vol. 316, no. 5825. — P. 729–732.
113. Shi J., Wang X. Functional semiconductor nanowires via vapor deposition // *Journal of Vacuum Science & Technology B*. — 2011. — Vol. 29, no. 6. — P. 060801.
114. Bean C. P., Livingston J. D. Surface Barrier in Type-II Superconductors // *Physical Review Letters*. — 1964. — Vol. 12, no. 1. — P. 14–16.
115. Тинкхам М. Введение в сверхпроводимость. — Атомиздат, 1980.
116. Essmann U., Träuble H. The direct observation of individual flux lines in type II superconductors // *Physics Letters A*. — 1967. — Vol. 24, no. 10. — P. 526–527.
117. Redfield A. G. Local-Field Mapping in Mixed-State Superconducting Vanadium by Nuclear Magnetic Resonance // *Physical Review*. — 1967. — Vol. 162, no. 2. — P. 367–374.
118. Study of the intermediate mixed state of niobium by small-angle neutron scattering / D. K. Christen, F. Tasset, S. Spooner, H. A. Mook // *Physical Review B*. — 1977. — Vol. 15, no. 9. — P. 4506–4509.
119. Superheating and Supercooling of Vortex Matter in a Nb Single Crystal: Direct Evidence for a Phase Transition at the Peak Effect from Neutron Diffraction / X. S. Ling, S. R. Park, B. A. McClain, S. M. Choi, D. C. Dender, J. W. Lynn // *Physical Review Letters*. — 2001. — Vol. 86, no. 4. — P. 712–715.
120. Real-time observation of vortex lattices in a superconductor by electron microscopy / K. Harada, T. Matsuda, J. Bonevich, M. Igarashi, S. Kondo, G. Pozzi, U. Kawabe, A. Tonomura // *Nature*. — 1992. — Vol. 360, no. 6399. — P. 51–53.

121. Direct Observation of Vortex Dynamics in Superconducting Films with Regular Arrays of Defects / K. Harada, O. Kamimura, H. Kasai, T. Matsuda, A. Tonomura, V. V. Moshchalkov // *Science*. — 1996. — Vol. 274, no. 5290. — P. 1167–1170.
122. Vortex avalanches with robust statistics observed in superconducting niobium / E. Altshuler, T. H. Johansen, Y. Paltiel, P. Jin, K. E. Bassler, O. Ramos, Q. Y. Chen, G. F. Reiter, E. Zeldov, C. W. Chu // *Physical Review B*. — 2004. — Vol. 70, no. 14. — P. 140505.
123. Magneto-optical studies of current distributions in high-T<sub>c</sub>superconductors / C. Jooss, J. Albrecht, H. Kuhn, S. Leonhardt, H. Kronmüller // *Reports on Progress in Physics*. — 2002. — Vol. 65, no. 5. — P. 651–788.
124. Real-time magneto-optical imaging of vortices in superconducting NbSe<sub>2</sub> / P. E. Goa, H. Hauglin, M. Baziljevich, E. Il'yashenko, P. L. Gammel, T. H. Johansen // *Superconductor Science and Technology*. — 2001. — Vol. 14, no. 9. — P. 729–731.
125. Observation of Single Vortices Condensed into a Vortex-Glass Phase by Magnetic Force Microscopy / A. Moser, H. J. Hug, I. Parashikov, B. Stiefel, O. Fritz, H. Thomas, A. Baratoff, H. J. Güntherodt, P. Chaudhari // *Physical Review Letters*. — 1995. — Vol. 74, no. 10. — P. 1847–1850.
126. Magnetic-force microscopy of vortices in thin niobium films: Correlation between the vortex distribution and the thickness-dependent film morphology / A. Volodin, K. Temst, C. Van Haesendonck, Y. Bruynseraede, M. I. Montero, I. K. Schuller // *Europhysics Letters*. — 2002. — Vol. 58, no. 4. — P. 582–588.
127. Scanning Hall-Probe Microscopy of a Vortex and Field Fluctuations in La<sub>1.85</sub>Sr<sub>0.15</sub>CuO<sub>4</sub> Films / A. M. Chang, H. D. Hallen, H. F. Hess, H. L. Kao, J. Kwo, A. Sudbø, T. Y. Chang // *Europhysics Letters*. — 1992. — т. 20, № 7. — с. 645–650.
128. Caroli C., De Gennes P. G., Matricon J. Bound Fermion states on a vortex line in a type II superconductor // *Physics Letters*. — 1964. — Vol. 9, no. 4. — P. 307–309.
129. Scanning tunneling spectroscopy of a vortex core from the clean to the dirty limit / C. Renner, A. D. Kent, P. Niedermann, O. Fischer, F. Lévy // *Physical Review Letters*. — 1991. — Vol. 67, no. 12. — P. 1650–1652.
130. Scanning Tunneling Microscopy Observation of a Square Abrikosov Lattice in LuNi<sub>2</sub>B<sub>2</sub>C / Y. De Wilde, M. Iavarone, U. Welp, V. Metlushko, A. E. Koshelev, I. Aranson, G. W. Crabtree, P. C. Canfield // *Physical Review Letters*. — 1997. — Vol. 78, no. 22. — P. 4273–4276.
131. Hexagonal and Square Flux Line Lattices in CeCoIn<sub>5</sub> / M. R. Eskildsen, C. D. Dewhurst, B. W. Hoogenboom, C. Petrovic, P. C. Canfield // *Physical Review Letters*. — 2003. — Vol. 90, no. 18. — P. 187001.

132. Vector field controlled vortex lattice symmetry in LiFeAs using scanning tunneling microscopy / S. S. Zhang, J.-X. Yin, G. Dai, H. Zheng, G. Chang, I. Belopolski, X. Wang, H. Lin, Z. Wang, C. Jin, M. Z. Hasan // *Physical Review B*. — 2019. — Vol. 99, no. 16. — P. 161103.
133. Field Dependence of the Vortex Core Size in a Multiband Superconductor / F. D. Callaghan, M. Laulajainen, C. V. Kaiser, J. E. Sonier // *Physical Review Letters*. — 2005. — Vol. 95, no. 19. — P. 197001.
134. Field dependence of the vortex core size probed by scanning tunneling microscopy / A. Fente, E. Herrera, I. Guillamón, H. Suderow, S. Mañas-Valero, M. Galbiati, E. Coronado, V. G. Kogan // *Physical Review B*. — 2016. — Vol. 94, no. 1. — P. 014517.
135. Influence of Domain Width on Vortex Nucleation in Superconductor/Ferromagnet Hybrid Structures / M. Iavarone, S. A. Moore, J. Fedor, V. Novosad, J. A. Pearson, G. Karapetrov // *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism*. — 2014. — Vol. 28, no. 3. — P. 1107–1110.
136. Bardeen J., Cooper L. N., Schrieffer J. R. Theory of Superconductivity // *Physical Review*. — 1957. — Vol. 108, no. 5. — P. 1175–1204.
137. Абрикосов А. А. Основы теории металлов. — Наука, 1987.
138. Dynes R. C., Narayanamurti V., Garno J. P. Direct Measurement of Quasiparticle-Lifetime Broadening in a Strong-Coupled Superconductor // *Physical Review Letters*. — 1978. — Vol. 41, no. 21. — P. 1509–1512.
139. Emergence of the nematic electronic state in FeSe / M. D. Watson, T. K. Kim, A. A. Haghighirad, N. R. Davies, A. McCollam, A. Narayanan, S. F. Blake, Y. L. Chen, S. Ghannadzadeh, A. J. Schofield, M. Hoesch, C. Meingast, T. Wolf, A. I. Coldea // *Physical Review B*. — 2015. — Vol. 91, no. 15. — P. 155106.
140. Observation of two distinct  $d_{xz}/d_{yz}$  band splittings in FeSe / P. Zhang, T. Qian, P. Richard, X. P. Wang, H. Miao, B. Q. Lv, B. B. Fu, T. Wolf, C. Meingast, X. X. Wu, Z. Q. Wang, J. P. Hu, H. Ding // *Physical Review B*. — 2015. — Vol. 91, no. 21. — P. 214503.
141. Effect of nematic ordering on electronic structure of FeSe / A. Fedorov, A. Yaresko, T. K. Kim, Y. Kushnirenko, E. Haubold, T. Wolf, M. Hoesch, A. Grüneis, B. Büchner, S. V. Borisenko // *Scientific Reports*. — 2016. — Vol. 6. — P. 36834.
142. Anomalous Fermi surface in FeSe seen by Shubnikov–de Haas oscillation measurements / T. Terashima, N. Kikugawa, A. Kiswandhi, E.-S. Choi, J. S. Brooks, S. Kasahara, T. Watashige, H. Ikeda, T. Shibauchi, Y. Matsuda, T. Wolf, A. E. Böhmer, F. Hardy, C. Meingast, H. v. Löhneysen, M.-T. Suzuki, R. Arita, S. Uji // *Physical Review B*. — 2014. — Vol. 90, no. 14. — P. 144517.
143. Discovery of orbital-selective Cooper pairing in FeSe / P. O. Sprau, A. Kostin, A. Kreisel, A. E. Böhmer, V. Taufour, P. C. Canfield, S. Mukherjee, P. J. Hirschfeld, B. M. Andersen, J. C. S. Davis // *Science*. — 2017. — Vol. 357, no. 6346. — P. 75–80.

144. Orbital selective pairing and gap structures of iron-based superconductors / A. Kreisel, B. M. Andersen, P. O. Sprau, A. Kostin, P. J. Davis J. C. Hirschfeld // *Physical Review B*. — 2017. — Vol. 95, no. 17. — P. 174504.
145. Model of Electronic Structure and Superconductivity in Orbitally Ordered FeSe / S. Mukherjee, A. Kreisel, P. J. Hirschfeld, B. M. Andersen // *Physical Review Letters*. — 2015. — Vol. 115, no. 2. — P. 026402.
146. Field-induced superconducting phase of FeSe in the BCS-BEC cross-over / S. Kasahara, T. Watashige, T. Hanaguri, Y. Kohsaka, T. Yamashita, Y. Shimoyama, Y. Mizukami, R. Endo, H. Ikeda, K. Aoyama, T. Terashima, S. Uji, T. Wolf, H. von Lohneysen, T. Shibauchi, Y. Matsuda // *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*. — 2014. — Vol. 111, no. 46. — P. 16309–16313.
147. Superconductivity in the PbO-type structure  $\alpha$ -FeSe / F.-C. Hsu, J.-Y. Luo, K.-W. Yeh, T.-K. Chen, T.-W. Huang, P. M. Wu, Y.-C. Lee, Y.-L. Huang, Y.-Y. Chu, D.-C. Yan, M.-K. Wu // *Proceedings of the National Academy of Sciences*. — 2008. — Vol. 105, no. 38. — P. 14262–14264.
148. Superconducting gap anisotropy sensitive to nematic domains in FeSe / T. Hashimoto, Y. Ota, H. Q. Yamamoto, Y. Suzuki, T. Shimojima, S. Watanabe, C. Chen, S. Kasahara, Y. Matsuda, T. Shibauchi, K. Okazaki, S. Shin // *Nature Communications*. — 2018. — Vol. 9, no. 1. — P. 282.
149. Highly Anisotropic and Twofold Symmetric Superconducting Gap in Nematically Ordered FeSe<sub>0.93</sub>S<sub>0.07</sub> / H. C. Xu, X. H. Niu, D. F. Xu, J. Jiang, Q. Yao, Q. Y. Chen, Q. Song, M. Abdel-Hafiez, D. A. Chareev, A. N. Vasiliev, Q. S. Wang, H. L. Wo, J. Zhao, R. Peng, D. L. Feng // *Physical Review Letters*. — 2016. — Vol. 117, no. 15. — P. 157003.
150. Scaling of the superconducting gap with orbital character in FeSe / L. C. Rhodes, M. D. Watson, A. A. Haghighirad, D. V. Evtushinsky, M. Eschrig, T. K. Kim // *Physical Review B*. — 2018. — Vol. 98, no. 18. — P. 180503.
151. Spin excitations in a model of FeSe with orbital ordering / A. Kreisel, S. Mukherjee, P. J. Hirschfeld, B. M. Andersen // *Physical Review B*. — 2015. — Vol. 92, no. 22. — P. 224515.
152. Single crystal growth and characterization of tetragonal FeSe<sub>1-x</sub> superconductors // *CryStEngComm*. — 2013. — Vol. 15, no. 10. — P. 1989–1993.
153. Caroli C., De Gennes P. G., Matricon J. Bound Fermion states on a vortex line in a type II superconductor // *Physics Letters*. — 1964. — Vol. 9, no. 4. — P. 307–309.
154. Hayashi N., Ichioka M., Machida K. Star-Shaped Local Density of States around Vortices in a Type-II Superconductor // *Physical Review Letters*. — 1996. — Vol. 77, no. 19. — P. 4074–4077.
155. Reentrant Vortex Lattice Transformation in Fourfold Symmetric Superconductors / N. Nakai, P. Miranović, M. Ichioka, K. Machida // *Physical Review Letters*. — 2002. — Vol. 89, no. 23. — P. 237004.

156. Evolution of Two-Gap Behavior of the Superconductor  $\text{FeSe}_{1-x}$  / R. Khasanov, M. Bendele, A. Amato, K. Conder, H. Keller, H. H. Klauss, H. Luetkens, E. Pomjakushina // *Physical Review Letters*. — 2010. — Vol. 104, no. 8. — P. 087004.
157. Two-Band Superconductors: Hidden Criticality Deep in the Superconducting State / L. Komendova, Y. Chen, A. A. Shanenko, M. V. Milošević, F. M. Peeters // *Physical Review Letters*. — 2012. — Vol. 108, no. 20. — P. 207002.
158. Abrikosov A. A. On the Magnetic Properties of Superconductors of the Second Group // *JETP*. — 1957. — Vol. 32. — P. 1442–1452.
159. Campbell L. J., Doria M. M., Kogan V. G. Vortex lattice structures in uniaxial superconductors // *Physical Review B*. — 1988. — Vol. 38, no. 4. — P. 2439–2443.
160. Evolution of the superconducting properties in  $\text{FeSe}_{1-x}\text{S}_x$  / S. A. Moore, J. L. Curtis, C. Di Giorgio, E. Lechner, M. Abdel-Hafiez, O. S. Volkova, A. N. Vasiliev, D. A. Chareev, G. Karapetrov, M. Iavarone // *Physical Review B*. — 2015. — Vol. 92, no. 23. — P. 235113.
161. Smith F. T. J., Gatos H. C. Surface Superconductivity in Tantalum // *Journal of Applied Physics*. — 1968. — Vol. 39, no. 8. — P. 3793–3797.
162. Rothwarf A., Gittleman J. I., Rosenblum B. Surface Impedance in the Surface Superconducting State // *Physical Review*. — 1967. — Vol. 155, no. 2. — P. 370–373.
163. Bellau R. V. Influence of surface condition on the critical currents above  $H_{c2}$  in a superconducting tantalum-niobium alloy // *Physics Letters*. — 1966. — Vol. 21, no. 1. — P. 13–16.
164. Bellau R. V. Critical surface currents and the angular dependence of the surface critical field of a type II superconductor // *Proceedings of the Physical Society*. — 1967. — Vol. 91, no. 1. — P. 144–150.
165. Lowell J. Contribution of the surface to the current-carrying capacity of type II superconductors in the mixed state // *Journal of Physics C: Solid State Physics*. — 1969. — Vol. 2, no. 2. — P. 372.
166. Morelle M., Schildermans N., Moshchalkov V. V. Rectification effects in superconducting triangles // *Applied Physics Letters*. — 2006. — Vol. 89, no. 11. — P. 112512.
167. Controlled multiple reversals of a ratchet effect / C. C. de Souza Silva, J. Van de Vondel, M. Morelle, V. V. Moshchalkov // *Nature*. — 2006. — Vol. 440, no. 7084. — P. 651–654.
168. Наблюдение постоянного напряжения, пропорционального устойчивому току в сверхпроводящих кольцах, индуцированного внешним переменным током / С. В. Дубонос, В. И. Кузнецов, И. Н. Жилияев, А. В. Никулов, А. А. Фирсов // *Письма в ЖЭТФ*. — 2003. — т. 77. — с. 439–444.

169. Spatially resolved characterization of superconducting films and cryoelectronic devices by means of low temperature scanning laser microscope / A. G. Sivakov, A. P. Zhuravel, O. G. Turutanov, I. M. Dmitrenko // *Applied Surface Science*. — 1996. — Vol. 106. — P. 390–395.
170. Laser scanning microscopy of HTS films and devices / A. Zhuravel, A. Sivakov, O. Turutanov, A. Omelyanchouk, S. M. Anlage, A. Lukashenko, A. Ustinov, D. Abraimov // *Fizika Nizkikh Temperatur*. — 2006. — Vol. 32, no. 6. — P. 775–794.
171. Laser Microscopy of Tunneling Magnetoresistance in Manganite Grain-Boundary Junctions / M. Wagenknecht, H. Eitel, T. Nachtrab, J. B. Philipp, R. Gross, R. Kleiner, D. Koelle // *Physical Review Letters*. — 2006. — Vol. 96, no. 4. — P. 047203.
172. Scanning laser imaging of dissipation in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ -coated conductors / D. Abraimov, D. M. Feldmann, A. A. Polyanskii, A. Gurevich, G. Daniels, D. C. Larbalestier, A. P. Zhuravel, A. V. Ustinov // *Applied Physics Letters*. — 2004. — Vol. 85, no. 13. — P. 2568–2570.
173. Domain-wall and reverse-domain superconducting states of a Pb thin-film bridge on a ferromagnetic  $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$  single crystal / R. Werner, A. Y. Aladyshkin, S. Guénon, J. Fritzsche, I. M. Nefedov, V. V. Moshchalkov, R. Kleiner, D. Koelle // *Physical Review B*. — 2011. — Vol. 84, no. 2. — P. 020505.
174. Пространственное распределение сверхпроводящих параметров и особенности поведения цепочек тонкопленочных ВТСП джозефсоновских переходов / А. В. Лукашенко, А. Г. Сиваков, А. П. Журавель, О. Г. Турутанов, И. М. Дмитриенко // *Физика Низких Температур*. — 1996. — т. 22, № 10. — с. 1113–1121.
175. Hot Spots and Waves in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  Intrinsic Josephson Junction Stacks: A Study by Low Temperature Scanning Laser Microscopy / H. B. Wang, S. Guénon, J. Yuan, A. Iishi, S. Arisawa, T. Hatano, T. Yamashita, D. Koelle, R. Kleiner // *Physical Review Letters*. — 2009. — Vol. 102, no. 1. — P. 017006.
176. Influence of  $\text{LaAlO}_3$  surface topography on rf current distribution in superconducting microwave devices / A. P. Zhuravel, A. V. Ustinov, K. S. Harshavardhan, S. M. Anlage // *Applied Physics Letters*. — 2002. — Vol. 81, no. 26. — P. 4979–4981.
177. Mesoscopic cross-film cryotrons: Vortex trapping and dc-Josephson-like oscillations of the critical current / A. Y. Aladyshkin, G. W. Ataklti, W. Gillijns, I. M. Nefedov, I. A. Shereshevsky, A. V. Silhanek, J. Van de Vondel, M. Kemmler, R. Kleiner, D. Koelle, V. V. Moshchalkov // *Physical Review B*. — 2011. — Vol. 83, no. 14. — P. 144509.
178. Ивлев Б. И., Копнин Н. Б. Теория токовых состояний в узких сверхпроводящих каналах // *Успехи физических наук*. — 1984. — т. 142, № 3. — с. 435–471.
179. Transport and vortex pinning in micron-size superconducting Nb films / L. Ghenim, J.-Y. Fortin, G. Wen, X. Zhang, C. Baraduc, J.-C. Villegier // *Physical Review B*. — 2004. — Vol. 69, no. 6. — P. 064513.



180. Phase-slip phenomena in NbN superconducting nanowires with leads / A. K. Elmurodov, F. M. Peeters, D. Y. Vodolazov, S. Michotte, S. Adam, F. d. M. de Horne, L. Piraux, D. Lucot, D. Maily // *Physical Review B*. — 2008. — Vol. 78, no. 21. — P. 214519.
181. Lin F. P.-J., Matlock P. High-frequency dynamical response of Abrikosov vortex lattice in flux-flow region // *Physical Review B*. — 2010. — Vol. 82, no. 2. — P. 024516.
182. Vortex Core Deformation and Stepper-Motor Ratchet Behavior in a Superconducting Aluminum Film Containing an Array of Holes / J. Van de Vondel, V. N. Gladilin, A. V. Silhanek, W. Gillijns, J. Tempere, J. T. Devreese, V. V. Moshchalkov // *Physical Review Letters*. — 2011. — Vol. 106, no. 13. — P. 137003.
183. Aharonov-Bohm oscillations in the vortex dynamics in superconducting hollow cylinders / V. N. Gladilin, J. Tempere, J. T. Devreese, V. V. Moshchalkov // *Physical Review B*. — 2012. — Vol. 86, no. 10. — P. 104508.
184. Serbyn M., Skvortsov M. A. Onset of superconductivity in a voltage-biased normal-superconducting-normal microbridge // *Physical Review B*. — 2013. — Vol. 87, no. 2. — P. 020501.
185. Vodolazov D. Y., Peeters F. M. Origin of the hysteresis of the current voltage characteristics of superconducting microbridges near the critical temperature // *Physical Review B*. — 2011. — Vol. 84, no. 9. — P. 094511.
186. Masking effect of heat dissipation on the current-voltage characteristics of a mesoscopic superconducting sample with leads / D. Y. Vodolazov, F. M. Peeters, M. Morelle, V. V. Moshchalkov // *Physical Review B*. — 2005. — Vol. 71, no. 18. — P. 184502.
187. Патент «Моделирование процессов в сверхпроводящих мезоскопических пленках во внешних полях (GLDD)» : 2011612682 / И. М. Нефедов, И. А. Шерешевский, А. Ю. Аладышкин, В. В. Курин, Д. А. Рыжов ; У. Р. академии наук Институт физики микроструктур РАН. — заявл. 01.04.2011.
188. Picosecond superconducting single-photon optical detector / G. N. Gol'tsman, O. Okunev, G. Chulkova, A. Lipatov, A. Semenov, K. Smirnov, B. Voronov, A. Dzardanov, C. Williams, R. Sobolewski // *Applied Physics Letters*. — 2001. — Vol. 79, no. 6. — P. 705–707.
189. Hybridization and interference effects for localized superconducting states in strong magnetic field / A. Y. Aladyshkin, A. S. Mel'nikov, I. M. Nefedov, D. A. Savinov, M. A. Silaev, I. A. Shereshevskii // *Physical Review B*. — 2012. — Vol. 85, no. 18. — P. 184528.
190. Dover R. B. van, Lozanne A. de, Beasley M. R. Superconductor–normal–superconductor microbridges: Fabrication, electrical behavior, and modeling // *Journal of Applied Physics*. — 1981. — Vol. 52, no. 12. — P. 7327–7343.