

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

на правах рукописи

Аладышкин Алексей Юрьевич

**Эффекты размерного квантования
и локализованной сверхпроводимости
в гибридных металлических наноструктурах**

01.04.07 – физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание учёной степени
доктора физико–математических наук

Научный консультант: д. ф.–м. н.
Александр Сергеевич Мельников

Нижний Новгород – 2020

Содержание

Введение и общая характеристика работы	7
Актуальность и степень разработанности темы исследования	7
Цели диссертационного исследования	16
Научная новизна	16
Теоретическая и практическая значимость работы	18
Методология и методы исследования	18
Основные положения, выносимые на защиту	19
Личный вклад диссертанта	21
Степень достоверности и апробация результатов	22
Объём и структура диссертации	23
1 Поверхностная (прикраевая) сверхпроводимость в микро– и наноструктурированных сверхпроводниках	30
1.1 Феноменологическая теория Гинзбурга–Ландау и моделирование термодинамических и транспортных свойств мезоскопических сверхпроводников	30
1.2 Прикраевая сверхпроводимость в Nb микромостиках	39
1.2.1 Введение	39
1.2.2 Подготовка и характеристика образцов	41
1.2.3 Зависимость формы линии $R(H)$ от измерительного тока	43
1.2.4 Распределение тока в прикраевых каналах в стационарном и нестационарном состояниях	48
1.2.5 Визуализация прикраевой сверхпроводимости методом сканирующей лазерной микроскопии	50
1.3 Прикраевая сверхпроводимость и нелинейный отклик перфорированных Al микромостиков	56
1.3.1 Введение	56
1.3.2 Подготовка образцов и схема измерений	57
1.3.3 Нелинейный отклик и эффекты соизмеримости	59
1.4 Основные результаты главы 1	63
2 Зарождение сверхпроводимости в планарных гибридных системах сверхпроводник–ферромагнетик с лабиринтной доменной структурой	65
2.1 Введение	65

2.1.1	Локализованная сверхпроводимость в неоднородном магнитном поле: общие соображения	65
2.1.2	Обзор работ по исследованию особенностей зарождения сверхпроводимости в латерально–неограниченных гибридных структурах	71
2.2	Зарождение сверхпроводимости в двухслойных системах Al/CoPt с лабиринтной доменной структурой	76
2.2.1	Подготовка и характеристика образцов	76
2.2.2	Зависимость формы линии $R(H)$ от магнитного состояния	80
2.2.3	Фазовая диаграмма $H - T$: экспериментальное подтверждение размерного эффекта для сверхпроводящего конденсата	83
2.2.4	Влияние толщины ферромагнитной плёнки на магнитосопротивление гибридных структур	86
2.2.5	Локализованная и делокализованная сверхпроводимость в поле массива ферромагнитных дисков	92
2.3	Зарождение сверхпроводимости в трёхслойных системах CoPd/Nb/CoPd с лабиринтной доменной структурой	96
2.3.1	Магнитные свойства трёхслойной F/S/F структуры	96
2.3.2	Фазовая диаграмма $H - T$: роль амплитуды «встроенного» магнитного поля	98
2.4	Конкуренция доменной сверхпроводимости и сверхпроводимости над центрами магнитных доменов в S/F системах с одномерной доменной структурой	101
2.4.1	Зарождение сверхпроводимости в ультратонких плёнках	101
2.4.2	Зарождение сверхпроводимости в плёнках конечной толщины	109
2.5	Основные результаты главы 2	113
3	Локализованная сверхпроводимость в мезоскопических сверхпроводниках в поле магнитных доменов, магнитных частиц и токнесущих проводников	116
3.1	Введение	116
3.1.1	Локализованная сверхпроводимость в мезоскопических образцах в неоднородном магнитном поле: общие соображения	116
3.1.2	Обзор работ по исследованию зарождения сверхпроводимости в мезоскопических гибридных S/F структурах	119
3.2	Зарождение сверхпроводимости в гибридных системах Pb/BaFe ₁₂ O ₁₉ с ламинарной доменной структурой	122
3.2.1	Магнитные свойства монокристаллов феррита бария	122
3.2.2	Подготовка и характеристика образцов	125
3.2.3	Фазовая диаграмма $H - T$ и различные режимы формирования объемной и локализованной сверхпроводимости	126
3.2.4	Визуализация локализованных сверхпроводящих состояний методом низкотемпературной сканирующей лазерной микроскопии	129

3.2.5	Зарождение сверхпроводимости в тонкоплёночных мезоскопических сверхпроводниках в поле доменной структуры: результаты численного моделирования	135
3.3	Локализованные сверхпроводящие состояния в мезоскопических криотронах	137
3.3.1	Зарождение сверхпроводимости в поле прямолинейного провода с током	137
3.3.2	Подготовка и характеристика образцов	142
3.3.3	Магниторезистивные измерения на «внешних» и «внутренних» потенциальных контактах	143
3.4	Зарождение сверхпроводимости и осцилляции Литтла–Паркса для сверхпроводящего диска в поле магнитной частицы	147
3.4.1	Постановка задачи и общие свойства решений	147
3.4.2	Конкуренция различных режимов зарождения сверхпроводимости: результаты численного моделирования	148
3.4.3	Подавление осцилляций Литтла–Паркса в намагниченных мезоскопических гибридных S/F дисках	153
3.5	Основные результаты главы 3	157
4	Транспортные свойства сверхпроводящих микромостиков в неоднородном магнитном поле	159
4.1	Анизотропия сопротивления в гибридных системах Al/BaFe ₁₂ O ₁₉ с ламинарной доменной структурой	159
4.2	Критический ток гибридных S/F структур при инжекции тока перпендикулярно доменным стенкам	163
4.3	Критический ток S/F структур при инжекции тока параллельно доменным стенкам	165
4.3.1	Диодный эффект для состояния компенсированной сверхпроводимости	165
4.3.2	Диодный эффект для состояния доменной сверхпроводимости	170
4.3.3	Резистивное состояние мезоскопической гибридной структуры с уединённой доменной стенкой	175
4.4	Осцилляции критического тока мезоскопических криотронов	176
4.4.1	Формирование вихревых молекул и их депиннинг вблизи проводника с током при $H = 0$	176
4.4.2	Осцилляции критического тока криотрона при $H = 0$	179
4.4.3	Структура смешанного состояния и осцилляции критического тока при $H \neq 0$	182
4.4.4	Экспериментальное исследование осцилляций критического тока	182
4.5	Основные результаты главы 4	187
5	Квантово–размерные электронные состояния в плёнках Рb	189
5.1	Краткий обзор текущего состояния исследований электронных свойств Рb наноструктур	189

5.2	Квантово–размерные электронные состояния в тонких плёнках Рb	194
5.2.1	Подготовка образцов и процедура измерений	194
5.2.2	Зависимость туннельных спектров от локальной толщины Рb плёнки и оценка толщины смачивающего слоя	196
5.2.3	Модель и оценка параметров	201
5.2.4	Визуализация террас с чётным и нечётным числом монослоёв и скры- тых дефектов под слоем металла	203
5.3	Неоднородные квантово–размерные состояния в толстых Рb плёнках вблизи дефектов	206
5.3.1	Особенности дифференциальной туннельной проводимости вблизи дислокационных линий	206
5.3.2	Резкие и плавные неоднородности туннельной проводимости	211
5.3.3	Систематическое смещение уровней размерного квантования для об- ластей с неквантованным изменением высоты	213
5.4	Основные результаты главы 5	216
6	Локализация электронов над поверхностью плёнок Рb и эмиссионные резонансы	218
6.1	Краткий обзор текущего состояния исследований модифицированных по- верхностных состояний и эмиссионных резонансов	218
6.2	Оценка резонансных энергий для модифицированных IPS-состояний	223
6.3	Эмиссионные резонансы и оценка работы выхода для Рb(111) террас посто- янной высоты	226
6.3.1	Подготовка образцов и процедура измерений	226
6.3.2	Зависимость положения QWS и модифицированных IPS-резонансов от начальной высоты и локальной толщины	227
6.3.3	Зависимость положений QWS и модифицированных IPS-резонансов от формы иглы и оценка локальной работы выхода	232
6.3.4	Зависимость положений QWS и модифицированных IPS-резонансов от полярности	236
6.4	Эмиссионные резонансы для Рb террас с неквантованным измерением высоты	237
6.5	Основные результаты главы 6	239
	Заключение	241
	Приложения	246
1.	Общие свойства решений линеаризованного уравнения Гинзбурга–Ландау в периодическом магнитном поле одномерной доменной структуры	246
2.	Численная схема решения одно– и двумерных задач Штурма–Лиувилля на собственные значения и собственные функции	251
3.	Дифференциальная туннельная проводимость Рb островков на вицинальной поверхности Si(557)	254

4. Сканирующая туннельная спектроскопия монослоя Pb (SiC-фаза) и Pb островков на поверхности SiC/Si(111)	254
Список публикаций по теме диссертации	257
Список цитированной литературы	264

Введение и общая характеристика работы

Актуальность и степень разработанности темы исследования

Согласно классической теории сверхпроводимости Бардина–Купера–Шриффера, основное состояние сверхпроводника в простейшем случае представляет собой ансамбль попарно–коррелированных электронных состояний (куперовских пар), образованных квазичастицами с противоположными импульсами и спинами (Bardeen, Cooper and Schrieffer [1] и [2]). Поскольку суммарный спин каждой пары равен нулю, такое сверхпроводящее состояние называют спин-синглетным состоянием в отличие от спин-триплетного состояния с ненулевым суммарным спином пары. Очевидно, спин-синглетная сверхпроводимость будет разрушаться за счёт орбитального (электромагнитного) эффекта вследствие закручивания куперовских пар в магнитном поле (Гинзбург [3]) или за счёт ферромагнитного упорядочения спинов куперовской пары во внешнем магнитном поле или обменном поле, создаваемом ферромагнитными частицами или доменами (Mattias *et al.* [4], [5] и [6]). Вопрос о сосуществовании двух антагонистических коллективных электронных явлений – сверхпроводимости (S) и ферромагнетизма (F), поставленный еще в 50–60-х годах XX века (Anderson and Sulh [7], Jaccarino and Peter [8], Ларкин и Овчинников [9], Fulde and Ferrel [10]) до сих пор постоянно привлекает внимание исследователей (см. обзоры Bulaevskii *et al.* [11], Изюмов и др. [12], Martin *et al.* [13], Lyuksyutov and Pokrovsky [14], Buzdin [15], Bergeret *et al.* [16], Vélez *et al.* [17], Aladyshkin *et al.* [A8]).

Можно выделить три основных направления исследований свойств гибридных S/F структур:

1. Теоретический анализ свойств ферромагнитных сверхпроводников (Buzdin *et al.* [18], Flouquet and Buzdin [19], Buzdin and Mel'nikov [20], Li *et al.* [432], Khaymovich *et al.* [22], Devizorova *et al.* [23]), синтез и последующее экспериментальное исследование сверхпроводящих и магнитных свойств таких кристаллов, как UGe_2 и $URhGe$ (Saxena *et al.* [24], Huxley *et al.* [25], Aoki *et al.* [26]), $EuRbFe_4As_4$, $EuFe_2(As_{0.79}P_{0.21})_2$ и $EuFe_2As_2$ (Stolyarov *et al.* [27] и [28], Винников и др. [29], Вещунов и др. [30]).

2. Теоретические и экспериментальные исследования термодинамических и транспортных свойств гибридных структур S/F, S/F/S и S/F/F' с доминирующим обменным взаимодействием между сверхпроводящей и ферромагнитной подсистемами (например, Deutscher and Meunier [31], Ledvij *et al.* [32], Mühge *et al.* [33], Prokić *et al.* [34], Buzdin *et al.* [35], Tagirov [36], Lazar *et al.* [37], Ryazanov *et al.* [38], Baladié *et al.* [39], Kontos *et al.* [40], Gu *et al.* [41] и [42], Buzdin and Baladié [43], Westerholt *et al.* [44], Peña *et al.* [45], Oboznov *et al.* [46], Moraru *et al.* [47], Rusanov *et al.* [48], Steiner and Ziemann [49], Singh *et al.* [50], Salikhov *et al.* [51], Leksin *et al.* [52] и [53], Samokhvalov *et al.* [54], [55], [56], [57] и [58], Mel'nikov *et al.* [59], Mironov *et al.* [60] и [61]). Отметим, что обменное взаимодействие является короткодействующим взаимодействием, что накладывает серьезные ограничения на толщины слоев и качество границ раздела между сверхпроводником и ферромагнетиком. К числу наиболее важных результатов, полученных для обменно-связанных гибридных структур, следует отнести создание π -контактов (Ryazanov *et al.* [38], Oboznov *et al.* [46]), элементов

быстрой одноквантовой сверхпроводящей логики (Ustinov and Kaplunenko [62], Ortlepp *et al.* [63]) и сверхпроводящих кубитов на основе π -контактов (Yamashita *et al.* [64] и [65], Feofanov *et al.* [66]), создание сверхпроводящих спиновых вентилях (Tagirov [36], Westerholt *et al.* [44], Leksin *et al.* [52]), создание сверхпроводящих систем со спин-триплетным спариванием (Leksin *et al.* [53]), а также предсказание неоднородного сверхпроводящего состояния типа Ларкина–Овчинникова–Фюльде–Ферррела, модулированного в латеральном направлении (Mironov *et al.* [60] и [61]).

3. Теоретические и экспериментальные исследования термодинамических и транспортных гибридных структур S/F и F/S/F с доминирующим электромагнитным взаимодействием между сверхпроводящей и ферромагнитной подсистемами (например, Buzdin and Mel'nikov [20], Otani *et al.* [73], Martin *et al.* [74] и [75], Morgan and Ketterson [76], Van Bael *et al.* [77] и [78], Lange *et al.* [79], [80] и [82], Yang *et al.* [83], Gillijns *et al.* [A5], Lange *et al.* [84], Genenko *et al.* [85], [86], [87], [88] и [89], Morelle and Moshchalkov [91], Vodolazov *et al.* [92] и [93], Belkin *et al.* [103] и [104], Vlasko-Vlasov *et al.* [105] и [106], Fritzsche *et al.* [107], Iavarone *et al.* [108], а также обзор Aladyshkin *et al.* [A8] и приведенные в нём ссылки). Подавление обменного взаимодействия, прямого и обратного эффектов близости обычно достигается введением изолирующих прослоек или применением ферромагнитных изоляторов. Отметим, что магнитостатическое взаимодействие между сверхпроводящими и ферромагнитными слоями является дальнедействующим, что в некоторой степени облегчает создание гибридных структур такого рода, поскольку не требует создания сверхвысокого вакуума и туннельно-прозрачных интерфейсов, не накладывает жесткие требования на толщины слоёв и степень их однородности. Термодинамические и транспортные свойства магнитосвязанных гибридных S/F систем без слабых связей¹ и являются основным предметом исследования настоящей диссертации (главы 2, 3 и 4). Детальный анализ текущего состояния исследований по каждому рассматриваемому в диссертации вопросу, касающемуся свойств магнитосвязанных S/F структур, будет проведен в каждой из перечисленных глав.

Опишем некоторые базовые идеи и обсудим ключевые работы, посвященные анализу зарождения сверхпроводимости в неоднородном магнитном поле и транспортным свойствам сверхпроводящих каналов, индуцированных неоднородным магнитным полем.

В теоретических работах Buzdin *et al.* [18], Buzdin and Mel'nikov [20] было предсказано формирование необычного сверхпроводящего состояния, локализованного вблизи уединённой прямолинейной доменной стенки в ферромагнитном сверхпроводнике или в сверхпроводящей плёнке над доменной стенкой в ферромагнитной подложке. Такое состояние получило название сверхпроводимости над доменными стенками или доменной сверхпроводимости (domain-wall superconductivity, DWS) и в некотором смысле является аналогом локализованной сверхпроводимости на плоскостях двойникования в сверхпроводящих кристаллах (Хлюстикова и Буздин [67]). В работе Buzdin and Mel'nikov [20] было показано,

¹Исследованию влияния полей рассеяния магнитных частиц на критический ток джозефсоновских переходов посвящены работы Aladyshkin *et al.* [68], Вдовичев и др. [69], Fraerman *et al.* [70], Самохвалов [71], Самохвалов и др. [72].

что внешнее магнитное поле H , ориентированное перпендикулярно сверхпроводящей плёнке, может компенсировать (частично или полностью) перпендикулярную z -компоненту «встроенного» магнитного поля над ферромагнитным доменом с противоположной намагниченностью по отношению в знаку H . Такая компенсация при условии $|H| \gtrsim B_0$ может привести к перемещению сверхпроводящего зародыша в область с ослабленным магнитным полем, здесь B_0 есть амплитуда z -компоненты магнитного поля над магнитными доменами. В литературе такое состояние получило название компенсированная сверхпроводимость над обратными доменами (reverse-domain superconductivity, RDS). Было показано (Buzdin and Mel'nikov [20]), что переход от доменной сверхпроводимости при $|H| \ll B_0$ к компенсированной сверхпроводимости над обратными доменами при $|H| \simeq B_0$ сопровождается необычным² повышением критической температуры T_c при увеличении $|H|$. Иными словами, зарождение сверхпроводимости в неоднородном магнитном поле определяется конкуренцией различных механизмов формирования локализованной сверхпроводимости, а форма зависимости $T_c(H)$ может рассматриваться как результат игры различных пространственных масштабов этой задачи. В этом смысле монотонный рост T_c при $|H| \lesssim B_0$ в задаче о зарождении сверхпроводимости в поле уединённой доменной стенки отражает монотонное увеличение радиуса локализации сверхпроводящего зародыша и является одним из проявлений квантового размерного эффекта для сверхпроводящего конденсата (раздел 2.2.3). В литературе для обозначения немонотонной зависимости $T_c(H)$ часто используется термин возвратная сверхпроводимость (reentrant superconductivity). В работе [A3] при участии диссертанта теоретически исследован вопрос о зарождении сверхпроводимости в периодическом магнитном поле мелкомасштабной доменной структуры ($L \ll D_f$) и взаимодействии сверхпроводящих зародышей, локализованных на разных доменных стенках (здесь L – ширина магнитных доменов, D_f – толщина ферромагнитной плёнки). Затем диссертантом в работах [A5], [A6] и [A7] были теоретически исследованы особенности зарождения сверхпроводимости в поле одномерной доменной структуры в ферромагнитных плёнках произвольной толщины с параметрами, близкими к реалистичным для *тонкоплёночных* S/F структур, то есть с учётом неоднородного распределения магнитного поля над магнитными доменами, конечной толщины изолирующей прослойки и ширины доменных стенок, а также с учётом неоднородности поля по толщине сверхпроводящей плёнки. Об актуальности этих работ свидетельствует достаточно высокий индекс цитирования.

В конце 1990-х и начале 2000-х годов основные усилия экспериментаторов были направлены на изучение эффектов соизмеримости³ и магнитного пиннинга в гибридных

²Критическая температура T_c сверхпроводящего перехода для массивных сверхпроводников в однородном магнитном поле H всегда уменьшается при увеличении $|H|$ по закону $T_c/T_{c0} \simeq 1 - |H|/H_{c2}^{(0)}$, где T_{c0} – критическая температура сверхпроводника в нулевом поле, $H_{c2}^{(0)} = \Phi_0/(2\pi\xi_0^2)$ – так называемое верхнее критическое поле при нулевой температуре, $\Phi_0 = 2.07 \cdot 10^{-7}$ Гс·см² – квант магнитного потока, ξ_0 – длина когерентности при нулевой температуре.

³Под эффектами соизмеримости мы будем понимать резонансное изменение сопротивления и намагниченности микро- и наноструктурированных образцов в процессе изотермических измерений в зависимости от внешнего магнитного поля H с периодом $H_1 \equiv \Phi_0/S$, где Φ_0 – квант магнитного потока, S – площадь элементарной ячейки искусственно созданной решетки неоднородностей (отверстий или магнитных частиц). Иногда поле H_1 называют полем соизмеримости (matching field).

S/F структурах с двумерными решётками магнитных частиц (например, Otani *et al.* [73], Martin *et al.* [74] и [75], Morgan and Ketterson [76], Van Bael *et al.* [77] и [78], Lange *et al.* [79] и [80]). Кроме этого, для гибридных систем с магнитными частицами, обладающими перпендикулярной намагниченностью, была обнаружена индуцированная внешним магнитным полем сверхпроводимость (field-induced superconductivity, FIS) в областях между магнитными частицами (Lange *et al.* [81]). К числу пионерских работ по исследованию модификации формы кривой фазового перехода $T_c(H)$ полями рассеяния магнитных доменов в планарных S/F структурах следует отнести работы Lange *et al.* [82] и Yang *et al.* [83]. В работе Yang *et al.* [83] для системы Nb/BaFe₁₂O₁₉ впервые наблюдалось увеличение критической температуры гибридной системы во внешнем магнитном поле. Поскольку использованные кристаллы BaFe₁₂O₁₉ легко перемагничивались во внешнем поле, авторам работы [83] не удалось наблюдать чёткий и обратимый переход от состояния с (предположительно) доменной сверхпроводимостью к состоянию с компенсированной сверхпроводимостью над обратными доменами. Такой переход был впервые обнаружен в работе диссертанта [A5] для планарной гибридной системы CoPd/Nb/CoPd с «жёсткой» магнитной структурой, которая определяется процедурой размагничивания и слабо возмущается внешним магнитным полем в процессе измерений. Было показано, что увеличение амплитуды неоднородного поля приводит к расширению интервала температур и полей, в котором наблюдается возвратная сверхпроводимость. Еще одной важной работой следует считать публикацию Lange *et al.* [84], в которой было показано, что путем неполного размагничивания для многослойных ферромагнитных плёнок типа CoPt и CoPd можно получать произвольную остаточную намагниченность, что отражает различное соотношение между ширинами доменов с положительной и отрицательной намагниченностью. Это открыло новые возможности для изучения влияния полей рассеяния доменной структуры с изменяемым соотношением ширин положительных и отрицательных доменов на форму кривой фазового перехода [A9], [A10] и [A13]. В частности, это позволило получить немонотонную зависимость $T_c(H)$ с желаемым соотношением между амплитудами максимумов критической температуры, соответствующих компенсированной сверхпроводимости, локализованной над доменами с положительной и отрицательной намагниченностью. Обнаруженный эффект был назван диссертантом управляемым размерным эффектом (tunable quantum-size effect) для сверхпроводящего конденсата в неоднородном магнитном поле.⁴

Для исследования транспортных свойств сверхпроводников в неоднородном магнитном поле обычно используют S/F системы с хорошо определенной структурой магнитного поля. Принципиальная возможность повышения критического тока сверхпроводящих структур в критическом состоянии при наличии магнитных элементов с высокой магнитной проницаемостью ($\mu \gg 1$) была рассмотрена в работах Genenko *et al.* [85], [86], [87], [88] и [89]. В теоретической работе Milošević *et al.* [90] было показано, что поля рассея-

⁴Под квантовым размерным эффектом (quantum-size effect) мы понимаем зависимость энергий стационарных электронных состояний $E_n \propto n^2/\ell^2$ от радиуса локализации волновой функции ℓ , где $n = 1, 2, \dots$ – целочисленный индекс, соответствующий номеру уровня. Под квантовым размерным эффектом для сверхпроводящего конденсата мы понимаем зависимость критической температуры T_c появления локализованного зародыша от радиуса локализации ℓ сверхпроводящего параметра порядка: $1 - T_c/T_{c0} \simeq \xi_0^2/\ell^2$.

ния магнитной частицы с продольной намагниченностью могут изменить распределение токов мезоскопическом сверхпроводящем образце и в конечном счёте привести к увеличению критического тока мезоскопической S/F структуры. В работе Morelle and Moshchalkov [91] для гибридной структуры, состоящей из Al микромостика и мезоскопической CoPt частицы прямоугольной формы с перпендикулярной намагниченностью, была обнаружена зависимость критического тока от его полярности при температурах близких к T_c . Авторы связали наблюдаемую асимметрию критического тока с эффектом частичной компенсации внешнего неоднородного поля собственным полем сверхтока. Асимметрия критического тока (или диодный эффект⁵) и необычная угловая зависимость критического тока от ориентации внешнего поля также наблюдалась для гибридных Nb/Co структур с продольной намагниченностью при низких температурах (Vodolazov *et al.* [92] и [93]). Влияние магнитных покрытий на критический ток гибридных S/F структур на основе средне- и высокотемпературных сверхпроводников исследовалось в работах Majoros *et al.* [94], Touitou *et al.* [96], Garcia-Santiago *et al.* [95], Horvat *et al.* [97] и [369], Jooss *et al.* [99], Alamgir *et al.* [100], Gömöry *et al.* [101], Gömöry *et al.* *et al.* [102].

В серии работ Belkin *et al.* [103] и [104], Vlasko-Vlasov *et al.* [105] и [106] была исследована анизотропия сопротивления и линий проникновения магнитного потока, индуцированная в сверхпроводящих плёнках и кристаллах полем ламинарной доменной структуры в слоях пермаллоя (сплавах Fe и Ni). Поскольку направление вытянутых магнитных доменов в слоях пермаллоя определяется ориентацией подмагничивающего параллельного магнитного поля, то посредством переориентации подмагничивающего поля можно изменять свойства сверхпроводящей гибридной S/F структуры. В работе Fritzsche *et al.* [107] было показано, что доменная структура кристаллов $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ при надлежащей подготовке поверхности может стать ламинарной с прямолинейными доменными стенками, положения которых не зависят последующих технологических операций и от внешнего поля в процессе измерений. Это позволило диссертанту создать серию мезоскопических гибридных структур Al/ $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ и Pb/ $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ с заданным расположением доменных стенок относительно сверхпроводящего микромостика и, соответственно, транспортного тока. Для структур Pb/ $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ была впервые визуализирована доменная сверхпроводимость, и исследованы переходы между доменной и компенсированной сверхпроводимостью при изменении H и T методом низкотемпературной сканирующей лазерной микроскопии [A17], [A18]. Позднее визуализация доменной и компенсированной сверхпроводимости для гибридных Pb/CoPd структур была выполнена методом низкотемпературной сканирующей туннельной спектроскопии (Iavarone *et al.* [108]). В работах диссертанта [A20] и [A21] были исследованы особенности транспортных свойств крестообразных микромостиков Al/ $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ в поле одномерной доменной структуры. Обнаруженная гигантская анизотропия сопротивления является прямым экспериментальным подтверждением формирования локализованных сверхпроводящих каналов, индуцированных полем доменной структуры, с конечным значением критического тока. В работах [A22] и [A23] для ме-

⁵В 2020 году в работе Ando *et al.* [109] для многослойных гибридных структур $[\text{Nb}/\text{V}/\text{Ta}]_n$, состоящих из трех разных сверхпроводящих материалов, был обнаружен эффект односторонней проводимости, зависящий от ориентации продольного магнитного поля.

зоскопических гибридных S/F систем с уединёнными доменными стенками в состояниях компенсированной и доменной сверхпроводимости была обнаружена зависимость пропускной способности сверхпроводящих каналов от полярности тока (иначе говоря, асимметрия критического тока или диодный эффект). Заметим, что анизотропия транспортных свойств гибридных S/F структур с изолированными доменами и доменными стенками до появления работ диссертанта не изучалась.

Интересным направлением физики магнитосвязанных гибридных S/F структур является возможность создания слабых связей (weak links) с помощью полей рассеяния ферромагнитных элементов и управления параметрами таких связей с помощью перемагничивания ферромагнитных элементов: Dolan and Lukens [110], Clinton and Johnson [111], [112], Clinton *et al.* [113], Eom and Johnson [114]. В некотором смысле работа диссертанта [A24], в которой были предсказаны и обнаружены осцилляции критического тока сверхпроводящего микромостика в поле управляющего провода с током (раздел 4.4), является продолжением джозефсоновской тематики такого рода.

Интерес к исследованию транспортных свойств латерально-ограниченных гибридных S/F систем тесно связан с изучением свойств мезоскопических сверхпроводников. Под мезоскопическими сверхпроводниками обычно понимают тонкоплёночные образцы, латеральные размеры которых сравнимы или меньше эффективной (пирловской) глубины проникновения магнитного поля $\lambda_{2D} \equiv \lambda^2/D_s$, где λ – лондоновская глубина проникновения магнитного поля, D_s – толщина сверхпроводника. При таком условии экранирующие токи, текущие вдоль границы образца, будут оказывать существенное влияние на взаимное расположение вихрей и создавать конфигурации, отличные от гексагональной вихревой решетки в объёмных сверхпроводящих образцах (Berger and Rubinstein [115], Chibotaru *et al.* [116], Moshchalkov and Fritzsche [117]).

Наличие внешних и/или внутренних границ изменяет условия для появления сверхпроводимости, в результате чего сверхпроводящее состояние может возникать в виде локализованного поверхностного решения вблизи границ, при этом объёмная сверхпроводимость внутри образца вдали от границ будет подавлена (Saint-James and de Gennes [118]). Доказательства формирования поверхностной сверхпроводимости для массивных сверхпроводников в параллельном магнитном поле были представлены в пионерских работах Hempstead and Kim [119], Strongin *et al.* [122], Schweitzer and Bertman [126], Brunet *et al.* [128] и Strongin *et al.* [129]. Формирование прикраевой сверхпроводимости вблизи внешних границ для мезоскопических сверхпроводящих островков может быть обнаружено методом сканирующей туннельной микроскопии (Ning *et al.* [130], Cren *et al.* [131] и [132]), а также для сверхпроводящих микромостиков методом сканирующей лазерной микроскопии [A1]. Для мезоскопических сверхпроводников характерно осцилляторное изменение критической температуры (эффект Литтла–Паркса), намагниченности и критического тока как функции внешнего поля H (например, Little and Parks [133] и [134], Mel'nikov *et al.* [135], Vodolazov *et al.* [136]), при этом период осцилляций соответствует изменению завихренности (или числа вихрей в образце) на единицу. Посредством создания сквозных отверстий в сверхпроводящих мостиках можно создавать периодический потенциал для

пиннинга вихрей. Появление среднего потока вихрей (ratchet-эффект) в перфорированных сверхпроводящих микромостиках с потенциалом пиннинга без центра инверсии было исследовано в работах Van de Vondel *et al.* [137] и [138], de Souza Silva *et al.* [139] и [140]. Эти работы подтолкнули диссертанта к мысли, что генерация высших чётных фурье-гармоник в образце с потенциалом пиннинга нарушенной симметрии является естественным обобщением диодного эффекта и потому может быть использована в качестве чувствительного теста на симметрию потенциала пиннинга [A22].

В разделе 3.1.1 показано, что зарождение в мезоскопических гибридных S/F структур в поле магнитных частиц с перпендикулярной намагниченностью является следствием конкуренции различных механизмов формирования локализованной сверхпроводимости вблизи границ образца и в центре образца. Смена предпочтительного режима зарождения приводит к резкому изменению завихренности (Carballeira *et al.* [143], Chen *et al.* [144]), резкому изменению наклона огибающей $T_c(H)$, амплитуды и периода осцилляций Литтла-Паркса⁶ в мезоскопических S/F структурах [A15], [A16].

Неоднородное магнитное поле также может быть создано токонесящими проводниками. В 50-60-х годах XX века значительное внимание уделялось разработке криотронов – сверхпроводящих проводов и микромостиков, находящихся в поле управляющих элементов (соленоидов и токонесящих проводников). Очевидно, что магнитное поле управляющих элементов способно локально разрушить сверхпроводимость в центральном проводе в области сильного магнитного поля и тем самым перевести сверхпроводящий провод из низкорезистивного в высокорезистивное состояние (Buck [145]). Ранее криотроны рассматривались как основа для создания логических элементов сверхпроводящих компьютеров (Newhouse and Bremer [148], Newhouse *et al.* [146], Lock [147], Bremer [149], Newhouse [150]), однако криотроны проиграли конкуренцию полупроводниковым элементам. Очевидно, что токонесящие проводники могут создавать неоднородное магнитное поле регулируемой амплитуды. В работе Pannetier *et al.* [151] было исследовано зарождение сверхпроводимости в сверхпроводящем мостике в неоднородном поле управляющего провода, имеющего форму меандра, и показано, что в такой системе реализуется возвратная сверхпроводимость. В серии работ [A19], [A24] и [A25] при участии диссертанта исследованы транспортные свойства мезоскопических криотронов – сверхпроводящих микромостиков в поле одиночного управляющего провода с током, ориентированного перпендикулярно микромостик. Было показано, что квантованное изменение числа пар вихрь-антивихрь вблизи управляющего провода с током I_w приводит к осцилляциям критического тока I_c сверхпроводящих микромостиков в зависимости от I_w .

Открывшееся окно возможностей позволило перейти от исследования макроскопических размерных эффектов для сверхпроводящего конденсата в неоднородном магнитном

⁶В работе Aladyshkin *et al.* [141] была рассмотрена модельная задача об осцилляциях критической температуры в предельно тонкой сверхпроводящей плёнке, неограниченной в латеральном направлении, в поле малой магнитной частицы. Эта работа вошла в кандидатскую диссертацию соискателя [142]. Теоретическую часть работ диссертанта [A15] и [A16] можно считать естественным обобщением результатов работы [141] на случай сверхпроводящих дисков конечного радиуса и конечной толщины.

поле к изучению микроскопического квантового размерного эффекта для квазичастиц в твердотельных металлических наноструктурах методами низкотемпературной сканирующей туннельной микроскопии (STM) и спектроскопии (STS). В качестве материала для исследования был выбран свинец (Pb), что связано со следующими обстоятельствами.

Во-первых, Pb в зависимости от толщины может быть сверхпроводником первого и второго рода (Menghini and Wijngaarden [152], Webb *et al.* [153]). Тонкие Pb плёнки и квазидвумерные островки с плоскими вершинами являются удобным объектом для исследования особенностей вихревого состояния методом STM/STS (например, Nishio *et al.* [154] и [155], Ning *et al.* [130] и [156], Cren *et al.* [131] и [132], Moore *et al.* [157], Roditchev *et al.* [158]). Неупорядоченные и гранулированные Pb плёнки часто применяются для исследования переходов сверхпроводник–изолятор и эффектов локализации (Jaeger *et al.* [159], Phillips [160], Liu *et al.* [161], Kagawa *et al.* [162], Altfeder *et al.* [163]). Зависимость сверхпроводящих свойств (критической температуры, критических полей, величины энергетической щели) от толщины ультратонких Pb плёнок была исследована в работах Guo *et al.* [164], Brun *et al.* [165], Bao *et al.* [166], Eom *et al.* [167], Özer *et al.* [168] и [169], Qin *et al.* [170], Guan *et al.* [171], Gardner *et al.* [172], Nam *et al.* [173]).

Во-вторых, сверхпроводящими свойствами обладают не только тонкие Pb плёнки, но и двумерные реконструкции⁷, такие как SiC–фаза и $\sqrt{7} \times \sqrt{3}$ Pb/Si(111) (Zhang *et al.* [174], Brun *et al.* [175]). Сосуществование двух разных кристаллических форм Pb с отличающимися сверхпроводящими характеристиками (Pb: $T_{c0} \simeq 6.5$ К и $\Delta_0 \simeq 1.2$ мэВ, SiC–фаза: $T_{c0} \simeq 1.8$ К и $\Delta_0 \simeq 0.2$ мэВ) позволяет создавать гибридные структуры типа S_1/S_2 и S/N для исследования эффекта близости (Kim *et al.* [176], Cherkez *et al.* [177]). Сверхпроводимость также была обнаружена для двумерных реконструкций, в которых Pb выступает в качестве допирующей примеси, например, $\text{Si}(1 \times 1)\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -(Tl,Pb) (Matetskiy *et al.* [178]), $\text{Pb}/\text{Ge}(111)-\beta\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ (Kim *et al.* [179]), $\text{Ge}(1 \times 1)\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -(Tl,Pb), $\text{Si}(1 \times 1)4 \times 4$ -(Tl,Pb) и $\text{Ge}(1 \times 1)3 \times 3$ -(Tl,Pb) (Nakamura *et al.* [180]). Основные достижения в исследовании сверхпроводимости в двумерных системах представлены в обзорах Brun, Cren and Roditchev [181] и Saito, Nojima and Iwasa [182].

В-третьих, Pb часто применяют при создании наноструктур с нетривиальными электронными свойствами (см., например, обзор Qi and Zhang [183]). В работах Yaji *et al.* [184], Hatta *et al.* [185], Gruznev *et al.* [186], [187] и [188], Mihalyuk *et al.* [189] было показано, что добавление допантов, представляющих собой металлы с тяжелыми ядрами (Bi, Tl, Sb, Pt, Pb), к монослойным покрытиям и двумерным реконструкциям на основе решёток $\text{Si}(111)1 \times 1$, $\text{Ge}(111)1 \times 1$, $\text{Si}(111)\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ и т. п. может изменить спин–орбитальное взаимодействие и привести к гигантскому эффекту Рашбы (снятию спинового вырождения). В работе Calleja *et al.* [190] исследована возможность применения Pb для частичной интеркаляции графена и усиления спин–орбитального взаимодействия. В работе Ménard *et al.* [191] экспериментально обнаружены состояния Ю–Шибы–Русинова, локализованные вблизи ферромагнитных Co островков, внедрённых внутрь тонкой Pb плёнки, которая играет роль двумерного металла с сильным эффектом Рашбы.

⁷Описание различных двумерных реконструкций на основе Pb будет представлено в разделе 5.1.

В-четвёртых, в плёнках Pb очень ярко проявляются размерные эффекты, связанные с формированием стоячих электронных волн (quantum-well states, QWS) и подзон размерного квантования. Это приводит к появлению резонансных особенностей в отклике тонких металлических плёнок (таких как Pb, In, Sn, Ag и др.), проявляющихся в туннельных (Altfeder *et al.* [192], [193] и [194], Su *et al.* [195], Hsu *et al.* [196], Hong *et al.* [197]), транспортных (Комник и Бухштаб [198] и [199], Jałochowski and E. Bauer [200], Jałochowski *et al.* [201] и [202], Miyata *et al.* [203], Jałochowski *et al.* [204], Vilfan *et al.* [205]) и фотоэмиссионных (Mans *et al.* [206], Milun *et al.* [207], Upton *et al.* [208], Dil *et al.* [209], [210] и [211], Ricci *et al.* [212], Slomski *et al.* [213], Chiang *et al.* [214]) измерениях. Более подробный анализ электронных свойств nanoостровков в режиме размерного квантования будет представлен в разделе 5.1.

Во всех работах, посвящённых исследованию квантовых размерных эффектов в плёнках Pb методом STS, применялась точечная туннельная спектроскопия, заключающаяся в исследовании локальных вольт-амперных характеристик ($I - V$) или спектров дифференциальной туннельной проводимости dI/dV в зависимости от V . Локальная туннельная спектроскопия, полученная для ограниченного числа точек, не позволяет надёжно установить границы областей с постоянной толщиной Pb слоя. Для исследования особенностей свойств квантово-размерных состояний в плёнках Pb была разработана методика модуляционной сканирующей туннельной спектроскопии, аналогичная применявшейся ранее для детектирования вихрей в мезоскопических сверхпроводниках (например, Roditchev *et al.* [158]). В серии работ [A26], [A27] диссертантом показано, что модуляционная методика представляет собой превосходный диагностический инструмент, позволяющий визуализировать Pb террасы с различной чётностью числа монослоев и обнаруживать скрытые дефекты, такие как моноатомные ступени подложки, инородные включения, дислокационные линии и участки с неквантованным изменением толщины.

Кроме квантово-размерных состояний *внутри* металлической плёнки, размерные состояния могут возникать *над* слоем металла в локализирующем электрическом поле. Если локализация происходит в кулоновском потенциале сил электрического изображения, то такие состояния называют image potential states (IPS), см. обзоры McRae [215], Smith [216], Echenique and Pendry [217] и [218], Chulkov *et al.* [219]. В некотором смысле IPS-состояния могут быть названы *модифицированными* состояниями Тамма-Шокли, однако нужно отдавать отчет в том, что максимум плотности вероятности для таких состояний располагается *вне* кристалла. Как правило, экспериментально IPS-состояния в отсутствие внешнего электрического поля исследуются методами фотоэмиссионной спектроскопии (например, Garcia *et al.* [220], Höfer *et al.* [221]).

В большой степени эффект локализации электронов над поверхностью проводящих кристаллов может проявляться при наличии «встроенного» электрического поля в зазоре между двумя металлическими электродами (например, между образцом и иглой STM микроскопа). Сдвиг энергий квантованных уровней в постоянном электрическом поле может быть назван аналогом эффекта Штарка для водородоподобного атома (Stark-shifted IPS states). Осцилляторная зависимость коэффициента прохождения D от разности потенциалов V , которая имеет локальные максимумы для резонансных энергии, соответствующих

уровням размерного квантования в треугольной потенциальной яме, была исследована в работе Gundlach [222]. Им также было показано, что такие особенности будут приводить к осцилляциям дифференциальной проводимости dI/dV контакта, поэтому иногда такие осцилляции, которые предвосхищают начало неквантованной полевой эмиссии, называют осцилляциями Гундлаха или эмиссионными резонансами (field-emission resonances, FER). Посредством аппроксимации зависимостей энергии эмиссионных резонансов $|e|V_n$, полученных методом точечной туннельной спектроскопии, от номера резонанса n модельной зависимостью $|e|V_n = W + \text{const} \cdot n^{2/3}$ (Kolesnychenko *et al.* [223]) может быть получена оценка локальной работы выхода W . Диссертантом были исследованы квантовые размерные QWS- и IPS-резонансы для тонких плёнок Pb(111) в режиме заданного туннельного тока, и получена оценка локальной работы выхода $W = 3.8 \pm 0.1$ эВ для террас Pb(111) постоянной высоты [A28]. Также показано, что полученная оценка локальной работы выхода не зависит ни от локальной толщины плёнки, ни от формы иглы.

Цели диссертационного исследования

Основными целями настоящей диссертационной работы являются

- определение области параметров, при которых можно получить локализованные состояния в сверхпроводящих плёнках в неоднородном магнитном поле, создаваемом магнитными доменами, частицами или токунесущими проводниками;
- визуализация различных локализованных сверхпроводящих состояний методами сканирующей зондовой микроскопии и спектроскопии;
- оценка критического тока сверхпроводящих наноструктур и гибридных S/F структур в режиме локализованной сверхпроводимости;
- изучение возможности манипулирования положением локализованных сверхпроводящих каналов, возникающих в неоднородном магнитном поле, посредством изменения внешнего магнитного поля и/или температуры;
- исследование локальных электронных свойств металлических гибридных наноструктур методом резонансной туннельной спектроскопии через квантово-размерные состояния.

Научная новизна

Научная новизна работы определяется оригинальностью поставленных задач и заключается в следующем:

- Для тонкоплёночных гибридных S/F и F/S/F систем с крупномасштабной лабиринтной доменной структурой в ферромагнитных слоях (таких как CoPd/Nb/CoPd и Al/CoPt) экспериментально обнаружена возвратная сверхпроводимость, теоретически и экспериментально исследовано влияние амплитуды неоднородного магнитного поля и ширины магнитных доменов на форму зависимости критической температуры T_c от внешнего магнитного поля H .

- Для тонкоплёночных S/F систем с ламинарной доменной структурой на основе аналитических оценок и результатов численного моделирования предсказан новый режим зарождения сверхпроводимости над центрами магнитных доменов при $H \simeq 0$, при этом скачкообразное перемещение сверхпроводящего зародыша между центрами положительных и отрицательных доменов при изменении знака внешнего поля H должно приводить к излому на зависимости $T_c(H)$ при $H = 0$.
- Для S/F систем с ламинарной доменной структурой на основе численного решения уравнений Гинзбурга–Ландау проведен теоретический анализ зарождения сверхпроводимости в плёнках конечной толщины с учётом неоднородности магнитного поля по толщине.
- Для мезоскопических S/F систем (микромостиков Al крестообразной формы в поле ламинарной доменной структуры в кристаллах феррита бария $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$) экспериментально обнаружена гигантская анизотропия сопротивления, индуцированная полями рассеяния магнитных доменов и свидетельствующая о появлении квазиодномерных сверхпроводящих каналов в окружении нормального металла.
- Для мезоскопических S/F систем (микромостиков Al/ $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$) экспериментально обнаружен диодный эффект в состоянии компенсированной сверхпроводимости. Показано, что диодный эффект обусловлен формированием безвихревого канала, который переносит значительную часть сверхпроводящего тока, для транспортного тока определенной полярности. Для мезоскопических гибридных S/F структур предсказан диодный эффект в состоянии доменной сверхпроводимости.
- Для перфорированных сверхпроводящих микромостиков исследована связь нелинейных свойств таких образцов и симметрии потенциала пиннинга, в частности, обнаружена генерация чётных фурье-гармоник в отклике наноструктурированных микромостиков Al с нарушенной пространственной симметрией потенциала пиннинга.
- Для мезоскопических S/F систем (микромостиков Pb/ $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$) экспериментально визуализирована доменная сверхпроводимость, а также переходы между доменной и компенсированной сверхпроводимостью над обратными доменами при изменении внешнего поля. Для сверхпроводящих Nb микромостиков в перпендикулярном магнитном поле экспериментально визуализирована прикраевая сверхпроводимость, а также переходы между прикраевой и объёмной сверхпроводимостью при изменении внешнего поля.
- Для сверхпроводящих микромостиков в поле управляющего провода с током (мезоскопических криотронов) предсказаны осцилляции критического тока, аналогичные осцилляциям критического тока джозефсоновских переходов; такие осцилляции для мезоскопических Al/Nb криотронов были обнаружены экспериментально.
- Для тонких плёнок Pb(111) предложен оригинальный способ визуализации скрытых дефектов, таких как монокатомные ступени в подложке, инородные включения, дислокационные линии и террасы с неквадратной толщиной.
- Для тонких плёнок Pb(111) на основе результатов туннельных спектроскопических измерений получена оценка локальной работы выхода 3.8 ± 0.1 эВ. Показано, что эта вели-

чина для террас $\text{Pb}(111)$ квантованной высоты не зависит от толщины плёнки и формы иглы туннельного микроскопа.

Теоретическая и практическая значимость работы

Полученные в диссертационной работе результаты вносят существенный вклад в понимание особенностей формирования локализованной сверхпроводимости в неоднородном магнитном поле и транспортных свойств гибридных S/F структур с магнитной связью в режиме локализованной сверхпроводимости. Практическая значимость работы связана с

- возможностью создания квазиодномерных сверхпроводящих каналов и управления их параметрами, которая имеет перспективы применения в устройствах сверхпроводящей электроники (флаксоники);
- возможностью создания сверхпроводящих элементов с анизотропными характеристиками (проводимостью, критическим током, нелинейными свойствами);
- существенным развитием методов диагностики металлических наноструктур, основанных на резонансном туннелировании через квазистационарные квантово–размерные состояния, с возможностью визуализации скрытых дефектов в металлических плёнках (таких как участки с неквантованным изменением высоты, инородные включения и дислокационные линии) и оценки микроскопических параметров таких плёнок (скорости и импульса Ферми, эффективной массы и локальной работы выхода).

Материалы диссертации частично вошли в программу лекционных курсов «Туннельные явления в нанофизике» и «Введение в физику поверхности», разработанных диссертантом для студентов Нижегородского государственного университета им. Н. И. Лобачевского и аспирантов ИФМ РАН.

Методология и методы исследования

Для решения поставленных в диссертации теоретических задач применялись следующие подходы, позволяющие качественно и количественно описывать магнитные и транспортные свойства наноструктурированных сверхпроводников и гибридных систем сверхпроводник–ферромагнетик с магнитной связью:

- приближение Лондонов для расчёта параметров вихревых структур и распределения сверхпроводящего тока в микроэлементах при низких температурах;
- стационарная линеаризованная теория Гинзбурга–Ландау для расчёта зависимости критической температуры от внешнего магнитного поля и параметров неоднородного магнитного поля;
- численные методы нахождения собственных значений и собственных функций для одномерных и двумерных задач Штурма–Лиувилля со смешанными граничными условиями;
- нестационарная теория Гинзбурга–Ландау для исследования термодинамических и транспортных свойств наноструктурированных сверхпроводников в однородном или неоднородном магнитных полях с помощью пакета программ GLDD.

Данные стандартные методы и подходы являются апробированными инструментами теоретического исследования сверхпроводимости, и корректное их применение служит гарантией надёжности полученных результатов.

Для решения поставленных в диссертации экспериментальных задач применялись следующие стандартные методы и подходы:

- термическое и электронно–лучевое осаждение металлов (Al, Pb, Co, Pt, Pd) и полупроводников (Si, Ge) в условиях сверхвысокого вакуума;
- магнетронное напыление плёнок Nb в атмосфере Ar;
- электронно–лучевая литография и «взрывное» (lift-off) травление;
- четырехточечный метод измерения электрического сопротивления и получения вольт–амперных характеристик сверхпроводящих микромостиков на постоянном и переменном токе с применением техники синхронного детектирования;
- низкотемпературная сканирующая холловская микроскопия (scanning Hall probe microscopy, SHPM), вибрационная магнитометрия (vibrating sample magnetometry, VSM) и SQUID–магнитометрия;
- атомно–силовая микроскопия (atomic-force microscopy, AFM) и магнитно–силовая (magnetic-force microscopy, MFM) при комнатной температуре;
- низкотемпературная сканирующая лазерная микроскопия (low-temperature scanning laser microscopy, LTSLM);
- низкотемпературная сканирующая туннельная микроскопия (scanning tunneling microscopy, STM) и сканирующая туннельная спектроскопия (scanning tunneling spectroscopy, STS) с применением техники синхронного детектирования;
- методы цифровой обработки сигналов и изображений в пакетах WSxM, Gwyddion, Matlab и Python.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Для сверхпроводящих плёнок в магнитном поле крупномасштабной доменной структуры ($L \gg D_f$, где L – ширина магнитных доменов, D_f – средняя толщина ферромагнитной плёнки) реализуется режим возвратной сверхпроводимости, который характеризуется немонотонным и обратимым изменением критической температуры T_c в зависимости от модуля внешнего магнитного поля H . Увеличение амплитуды неоднородной z –компоненты магнитного поля приводит к расширению интервала T и H , в котором наблюдается рост критической температуры при увеличении $|H|$.
2. Для сверхпроводящих плёнок в магнитном поле крупномасштабной доменной структуры ($L \gg D_f$) реализуется макроскопический квантово–размерный эффект для сверхпроводящего конденсата в неоднородном магнитном поле: критическая температура T_{c1} , соответствующая компенсированной сверхпроводимости над магнитными доменами с большей шириной L_1 , превышает критическую температуру T_{c2} , соответствующая компенсированной сверхпроводимости над магнитными доменами с меньшей шириной L_2 ,

при этом $(T_{c0} - T_{c1})/(T_{c0} - T_{c2}) \simeq L_2^2/L_1^2$, где T_{c0} – критическая температура сверхпроводника в нулевом магнитном поле.

3. Метод низкотемпературной сканирующей лазерной микроскопии может быть использован для визуализации локализованных сверхпроводящих состояний в мезоскопических гибридных S/F структурах (доменной сверхпроводимости, локализованной сверхпроводимости над магнитными доменами различной полярности) и в наноструктурированных сверхпроводниках (объёмной и прикраевой сверхпроводимости), а также для исследования переходов между такими состояниями при изменении T и H .
4. Сверхпроводящее состояние, локализованное вблизи точек пересечения проекции линии минимума модуля z -компоненты полного магнитного поля и границы сверхпроводника, имеет критическую температуру, превышающую критическую температуру появления прикраевой сверхпроводимости вдали от неоднородностей магнитного поля. Переходы между состояниями объёмной компенсированной сверхпроводимости и прикраевой компенсированной сверхпроводимости при изменении внешнего поля H соответствуют изломам на изотермических зависимостях сопротивления от H .
5. Поля рассеяния ламинарной доменной структуры в кристаллах $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ индуцируют гигантскую анизотропию сопротивления сверхпроводящих микромостиков, свидетельствующую о появлении квазиодномерных сверхпроводящих каналов в окружении нормального металла. Для мезоскопических S/F структур в поле прямолинейной доменной стенки в состояниях доменной и компенсированной сверхпроводимости наблюдается диодный эффект.
6. Наблюдаемая асимметрия отклика сверхпроводящих микромостиков в экспериментах с применением сканирующей лазерной микроскопии в состоянии прикраевой сверхпроводимости (при $H_{c2} < |H| < H_{c3}$, где H_{c2} и H_{c3} – критические поля формирования объёмной и прикраевой сверхпроводимости) свидетельствует о неравномерном распределении сверхпроводящего тока на границах микромостика в резистивном состоянии и связана с суперпозицией транспортного и экранирующих токов.
7. Если переменный ток с нулевым средним инжектируется в перфорированные сверхпроводящие микромостики с потенциалом пиннинга без центра инверсии, то в спектре напряжения появляются чётные фурье-гармоники. Этот эффект является обобщением диодного эффекта, предсказанного ранее для систем с нарушенной пространственной симметрией, на высшие фурье-компоненты и открывает возможности создания сверхпроводников с анизотропной нелинейностью.
8. Для сверхпроводящих микромостиков в поле управляющего провода с током (мезоскопических криотронов) наблюдаются осцилляции критического тока I_c в зависимости от силы тока в управляющем проводе I_w . Такие осцилляции, связанные с квантованным изменением числа захваченных пар вихрь-антивихрь вблизи управляющего провода при изменении I_w и аналогичные «фраунгоферовским» осцилляциям критического тока короткого джозефсоновского перехода в зависимости от внешнего магнитного поля, для Al/Nb криотронов были обнаружены экспериментально.

9. Метод модуляционной сканирующей туннельной спектроскопии, основанный на синхронном получении топографической карты и карт дифференциальной туннельной проводимости на заданных энергиях, позволяет визуализировать террасы с различной чётностью числа монослоёв в плёнках Pb(111), а также обнаруживать скрытые дефекты (ступени монокристаллической высоты в подложке, инородные включения, дислокационные линии и террасы с неквантованным изменением толщины) в плёнках Pb(111).
10. Спектр эмиссионных резонансов V_n зависит от измерительного тока и формы иглы туннельного микроскопа и не зависит от локальной толщины плёнки. Оценка локальной работы выхода W , основанная использовании соотношения $|e|V_n = W + \text{const} \cdot n^{2/3}$ для описания экспериментальных зависимостей резонансных энергий $|e|V_n$ от номера резонанса n в пределе $n \gg 1$, для плёнок Pb(111) с террасами квантованной высоты является состоятельной, поскольку величина W не зависит от локальной толщины плёнки и формы иглы.

Личный вклад диссертанта

Диссертант сделал определяющий вклад в постановку конкретных научных задач, проведение экспериментальных исследований, анализ и интерпретацию результатов измерений, сопоставление теоретических и экспериментальных результатов, а также в подготовку результатов исследований для публикации в научных изданиях. Вклад соавторов в решение задач в каждом случае описывается отдельно и выделен в тексте диссертации и подписях к рисункам **синим цветом**.

Следует отметить следующие важные обстоятельства. Общий вектор исследований по изучению локализованной сверхпроводимости в неоднородном магнитном поле был задан **А. С. Мельниковым**, **А. И. Буздиным** и **А. А. Фраерманом**. Комплекс прикладных программ GLDD для моделирования транспортных свойств мезоскопических сверхпроводников был разработан **И. М. Нефёдовым**, **И. А. Шерешевским** и **В. В. Куриным** при участии **П. П. Вышеславцева**, диссертант принимал участие в разработке модулей, описывающих неоднородное магнитное поле, отладке программы и проведении основного массива вычислений. Идея о существовании диодного эффекта для S/F структур в состоянии доменной сверхпроводимости была предложена **М. А. Силаевым**, диссертант принимал участие в проверке этого предположения для мезоскопических сверхпроводников. Проведение экспериментальных работ по исследованию транспортных свойств магнитосвязанных гибридных структур сверхпроводник–ферромагнетик в Католическом университете Лёвена (K. U. Leuven) стало возможным благодаря поддержке проф. **В. В. Моцалкова**. Все работы по экспериментальному исследованию локализованных сверхпроводящих состояний в планарных гибридных S/F системах с лабиринтной доменной структурой были выполнены при непосредственном участии диссертанта совместно с **М. Ланге** (M. Lange), **М. Ван Бал** (M. J. Van Bael), **В. Гилляйнсом** (W. Gillijns), **А. Силанеком** (A. V. Silhanek), **А. П. Володиным**, при этом структуры были изготовлены **Б. Оппердусом** (B. Opperdoes). Все работы по экспериментальному исследованию локализованных сверхпроводящих состояний в гибридных S/F системах с ламинарной доменной структурой были выполнены диссер-

тантом совместно с **Й. Фритцше** (J. Fritzsche) и **Р. Крамером** (R. Kramer), интерпретация результатов была проведена совместно с **Д. Ю. Водолазовым**. Все работы по экспериментальному исследованию транспортных свойств мезоскопических гибридных S/F структур с магнитными частицами и мезоскопических криотронов были выполнены **В. Гилляйнсом**, **А. Силанеком**, **Й. Ван де Вонделом** (J. Van de Vondel), **Н. Схилдерманс** (N. Schildermans), **Г. Атаклти** (G. W. Ataklti), диссертант принимал участие в обработке полученных результатов и их интерпретации. Все работы по экспериментальному исследованию нелинейных свойств перфорированных сверхпроводящих мостиков были выполнены лично диссертантом на образцах, часть из которых изготовлена диссертантом, часть – предоставлена **Й. Ван де Вонделом**. Все измерения отклика сверхпроводящих микромостиков и гибридных S/F структур в экспериментах с применением метода сканирующей лазерной микроскопии выполнены в Тюбингенском университете **Р. Вернером** (R. Werner), **Д. Кёлле** (D. Koelle) и **Р. Кляйнером** (R. Kleiner), диссертант принимал участие в постановке задачи, обработке полученных результатов и их интерпретации. Все задачи по изучению квантово-размерных состояний в островках Рb методами сканирующей туннельной спектроскопии были поставлены диссертантом, все измерения были выполнены диссертантом лично при участии **А. В. Путилова**, **С. С. Уставщикова** и **С. И. Божко** (обработка и интерпретация некоторых результатов). Все работы по исследованию эмиссионных резонансов для Рb островков выполнены диссертантом самостоятельно.

Степень достоверности и апробация результатов

Достоверность полученных в диссертации теоретических результатов обеспечена адекватным выбором моделей, корректно описывающих основные свойства реальных систем, и методов численного моделирования. Достоверность экспериментальных результатов обеспечена адекватным выбором методик измерения и процедур анализа полученных результатов. Все полученные в диссертации экспериментальные результаты воспроизводимы, теоретические и экспериментальные результаты качественно и в некоторых случаях количественно согласуются друг с другом и результатами, полученными в других исследовательских группах.

Диссертация выполнена в Институте физики микроструктур Российской академии наук (ИФМ РАН) – филиале Федерального государственного бюджетного научного учреждения «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» в период с 2003 по 2020 год. Все основные результаты диссертации неоднократно обсуждались на семинарах и вебинарах ИФМ РАН. Частично результаты диссертации были представлены на семинарах в Католическом университете Лёвена (K. U. Leuven, Бельгия – 2005–2010, 2019), Санкт–Петербургском государственном университете (2008), Институте нанофизики (INSP) при университете Пьера и Марии Кюри (UPMC Paris–VI, Франция – 2012), Московском физико–техническом институте (2012), Институте автоматики и процессов управления ДВО РАН (2017, 2019), Казанском физико–техническом институте им. Е. К. Завойского КазНЦ РАН (2020), Нижегородском государственном университете им. Н. И. Лобачевского (2020).

Результаты работы представлялись на всероссийских и международных конференциях: всероссийских совещаниях по физике низких температур (Екатеринбург – 2003, Черногловка – 2009); международных конференциях «Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости» (Звенигород – 2004, 2008, 2011); международных симпозиумах «Нанозфизика и нанозлектроника» (Нижний Новгород – 2008-2020); всероссийских конференциях «Особенности применения сканирующей зондовой микроскопии в вакууме и различных средах» (Черногловка – 2019, 2020); NATO Advanced Research Workshop on Theory of Quantum Transport in Metallic and Hybrid Nanostructures (С.-Петербург – 2003); International workshops on Nanoscale Superconductivity and Magnetism (Лёвен, Бельгия – 2006, 2007); International conferences on Vortex Matter in Nanostructured Superconductors (Крит, Греция – 2005; Родос, Греция – 2007, 2009, 2011); International Conference on Trends in Future Electronics (Бордо, Франция – 2006); Annual General Scientific Meeting of the Belgian Physical Society (Антверпен, Бельгия – 2007, Брюссель, Бельгия – 2008, Хасселт, Бельгия – 2009); International Conferences on Low Temperature Physics (Амстердам, Нидерланды – 2008; Пекин, Китай – 2011); General meeting of the American Physical Society (Нью-Орлеан, США – 2008); International Conference for Young Scientists on Low Temperature Physics (Харьков, Украина – 2010); Moscow International Symposium on Magnetism (Москва – 2011).

Основные результаты диссертации опубликованы в 28 статьях в ведущих российских и зарубежных журналах (Phys. Rev. Lett., Phys. Rev. B, Appl. Phys. Lett., J. Appl. Phys., J. Phys. Condens. Matter, Письма в ЖЭТФ), включая один тематический обзор (Supercond. Sci. Technol.) и одну главу в монографии (NATO Science Series, Springer).

Объём и структура диссертации

Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения, четырёх приложений, списка работ автора по теме диссертации и списка цитированной литературы (509 наименований). Общий объём диссертации 295 страниц, включая 147 рисунков.

Во Введении обоснована актуальность темы исследований, представлено краткое описание текущего состояния исследований, сформулированы цели диссертационной работы, описаны методы исследования, показана научная новизна и значимость работы, представлены положения, выносимые на защиту, и детально описан личный вклад диссертанта.

Глава 1 посвящена теоретическим и экспериментальным исследованиям особенностей транспортных свойств сверхпроводящих Nb и Al микромостиков, включая перфорированные микромостики с двумерной решёткой сквозных отверстий, во внешнем однородном магнитном поле H , ориентированном перпендикулярно плоскости образца. В разделе 1.1 вводятся основные понятия феноменологической теории сверхпроводимости Гинзбурга–Ландау, в частности, определяются критические температуры T_{c2} и T_{c3} и критические поля H_{c2} и H_{c3} формирования объёмной и поверхностной (прикраевой) сверхпроводимости в однородном магнитном поле.

В разделе 1.2 теоретически и экспериментально изучены транспортные свойства сверх-

проводящих Nb микропостиков в сильных магнитных полях. Было обнаружено, что изменение сопротивления при увеличении $|H|$ происходит в две стадии, которые соответствуют последовательному подавлению объёмной и прикраевой сверхпроводимости. Построена фазовая $H-T$ диаграмма и определена область параметров, соответствующих прикраевой сверхпроводимости. Показано, что уменьшение измерительного тока приводит к смещению резистивного перехода в сторону больших значений H вплоть до критического поля поверхностной сверхпроводимости H_{c3} при данной температуре. В этом же разделе подробно описана процедура визуализации прикраевой сверхпроводимости для сверхпроводящих Nb микропостиков методом низкотемпературной сканирующей лазерной микроскопии в интервале полей $H_{c2} \leq |H| < H_{c3}$. Для объяснения наблюдаемой в эксперименте асимметрии зависимости индуцированного лазерным лучом падения напряжения ΔV от поперечной координаты y было проведено численное моделирование распределения локальной плотности сверхпроводящего и нормального тока в интервале $H_{c2} < |H| < H_{c3}$ в рамках нестационарной модели Гинзбурга–Ландау с учётом неоднородного распределения локальной температуры, обусловленного воздействием лазерного луча. Это позволило интерпретировать асимметрию зависимости $\Delta V(y)$ как следствие неравномерного распределения средней плотности сверхпроводящего тока в резистивном состоянии на противоположных сторонах микропостика.

В разделе 1.3 исследованы особенности транспортных свойств Al микропостиков, для которых перфорация представляла собой комбинацию двух вложенных подрешёток больших и малых сквозных отверстий. В зависимости от расстояния между центрами подрешёток результирующий потенциал пиннинга для движения вихрей под действием силы Лоренца может обладать или не обладать центром инверсии. Построены зависимости амплитуды постоянного напряжения и нескольких низших фурье–гармоник напряжения, возникающих при инжекции переменного измерительного тока с нулевым средним, от H и T . Показано, что размерные осцилляции критической температуры перфорированных образцов в зависимости от H , являющиеся следствием эффекта соизмеримости между решёткой вихрей и решёткой неоднородностей потенциала пиннинга, проявляются как в линейном, так и в нелинейном отклике. Было обнаружено, что нарушение симметрии потенциала пиннинга для движения вихрей вызывает появление среднего напряжения (диодный эффект) и чётных фурье–гармоник напряжения. Это позволяет создавать сверхпроводящие образцы с анизотропной нелинейностью посредством формирования потенциала пиннинга заданной симметрии. Исследование нелинейных свойств наноструктурированных сверхпроводников может быть хорошим диагностическим инструментом при изучении слабых эффектов асимметрии границ и потенциала пиннинга в физике вихревого состояния из-за большего отношения «сигнал–шум» по сравнению с измерениями на постоянном токе.

Основные результаты главы опубликованы в работах [A1], [A2] и [C1].

Глава 2 посвящена теоретическим и экспериментальным исследованиям особенностей зарождения сверхпроводимости в *тонкоплёночных* гибридных S/F и F/S/F системах с магнитной связью и крупномасштабной лабиринтной доменной структурой в ферромаг-

нитных слоях. В этой главе исследуются особенности магнитосопротивления планарных гибридных структур (без изготовления микромостиков) с контактами во внутренней части образцов (large-area S/F hybrids), что позволяет минимизировать граничные эффекты, связанные с прикраевой сверхпроводимостью, в реальных образцах. Общие свойства локализованных решений уравнения Гинзбурга–Ландау в неоднородном магнитном поле, таких как доменная сверхпроводимость и компенсированная сверхпроводимость над обратными доменами, описаны в разделе 2.1.1. Детальный обзор работ по исследованию зарождения сверхпроводимости в тонкоплёночных гибридных S/F системах, включая системы с лабиринтной доменной структурой, представлен в разделе 2.1.2.

В разделе 2.2 изучены свойства двухслойных гибридных систем Al/CoPt. Показано, что соотношение между ширинами доменов с положительной и отрицательной намагниченностью может быть изменено в процессе неполного размагничивания или намагничивания, что приводит к обратимому изменению формы кривой фазового перехода $T_c(H)$. Показано, что формирование компенсированной сверхпроводимости над доменами с большей шириной соответствует большей критической температуре и наоборот, что является прямым следствием квантового размерного эффекта для сверхпроводящего конденсата в неоднородном магнитном поле. Исследован вопрос о влиянии толщины ферромагнитной плёнки на форму зависимости $T_c(H)$. Исследовано зарождение сверхпроводимости в тонких плёнках в поле двумерного массива CoPt частиц. Было показано, что изменение среднего магнитного момента частиц вызывает квантованный сдвиг главного максимума T_c , соответствующего зарождению сверхпроводимости между магнитными частицами, без существенного изменения его амплитуды.

В разделе 2.3 исследовано зарождение сверхпроводимости в трёхслойных гибридных системах CoPd/Nb/CoPd. Благодаря тому, что «верхний» и «нижний» ферромагнитные слои обладают разными полями коэрцитивности, оказалось возможным исследовать сверхпроводящие свойства одного и того же образца в трёх магнитных состояниях: (i) однородно намагниченном состоянии, (ii) состоянии с намагниченным верхним слоем (без доменной структуры) и размагниченным нижним слоем (с доменной структурой) и (iii) состоянии с двумя размагниченными слоями. Показано, что увеличение амплитуды неоднородного магнитного поля для трёхслойных гибридных структур в состоянии (iii) с размагниченными верхним и нижним ферромагнитными слоями приводит к существенному расширению интервала температур, в котором наблюдается возвратная сверхпроводимость, и формированию доменной сверхпроводимости при $|H| \simeq 0$.

В разделе 2.4 теоретически исследовано влияние амплитуды намагниченности M_0 и ширины магнитных доменов L на форму зависимости критической температуры T_c от H . В разделе 2.4.1 были определены области параметров, соответствующие формированию доменной сверхпроводимости и локализованной сверхпроводимости над центрами магнитных доменов в сверхпроводящих плёнках пренебрежимо малой толщины при $|H| \simeq 0$ и $h \rightarrow 0$, где h – толщина изолирующего слоя между сверхпроводником и ферромагнетиком. Показано, что в режиме доменной сверхпроводимости $T_c = \alpha_1 + \alpha_2 |H|^2$ при $|H| \simeq 0$, где постоянные $\alpha_{1,2} > 0$ определяются параметрами сверхпроводника и характеристиками доменной структуры; напротив, если при $|H| \simeq 0$ зарождение сверхпроводимости происхо-

дит над центрами магнитных доменов, то $T_c = \alpha_1 + \alpha_2 |H|$, где $\alpha_1 > 0$ и $\alpha_2 \simeq T_{c0}/H_{c2}^{(0)} > 0$. Показано, что рассмотрение конечных значений толщины изолирующей прослойки h позволяет качественно описать зарождение сверхпроводимости в поле доменных стенок конечной толщины. Показано, что увеличение h приводит к существенному расширению области параметров на плоскости $M_0 - L$, соответствующих доменной сверхпроводимости. В разделе 2.4.2 исследован вопрос зарождения сверхпроводимости в сверхпроводящих плёнках конечной толщины D_s . Было показано, что увеличение D_s приводит к эффективному ослаблению роли неоднородной компоненты магнитного поля, поэтому при $|H| \simeq 0$ формирование сверхпроводимости над центрами магнитных доменов становится энергетически невыгодным по сравнению с доменной сверхпроводимостью.

Основные результаты главы опубликованы в работах [A3]–[A13].

Глава 3 посвящена теоретическим и экспериментальным исследованиям особенностей зарождения сверхпроводимости в *мезоскопических* сверхпроводниках в неоднородном магнитном поле магнитных частиц, доменных стенок и токнесущих проводников. Вводный раздел 3.1 посвящен обсуждению конкуренции различных режимов зарождения сверхпроводимости в латерально-ограниченных S/F структурах и обзору работ по данной тематике.

В разделе 3.2 экспериментально исследовано зарождение сверхпроводимости в Pb микромостиках в поле ламинарной доменной структуры кристалла $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$. На основе магниторезистивных измерений построена фазовая $H - T$ диаграмма, на которой указаны область параметров, соответствующих компенсированной сверхпроводимости, прикраевой компенсированной сверхпроводимости, доменной сверхпроводимости и полной сверхпроводимости. Переходы между локализованными и делокализованными состояниями при изменении H или T были изучены методом низкотемпературной сканирующей лазерной микроскопии. Теоретически исследовано зарождение локализованной сверхпроводимости в мезоскопическом сверхпроводнике в поле уединённой доменной стенки и показано, что сверхпроводимость будет возникать вблизи точек пересечения проекции доменной стенки на плоскость образца и границы образца и/или вблизи границ образца над доменом с компенсированным магнитным полем.

В разделе 3.3 теоретически и экспериментально изучено зарождение локализованной сверхпроводимости в мезоскопических криотронах – сверхпроводящих микромостиках в поле управляющего провода с током I_w , ориентированного перпендикулярно микромостику. Магниторезистивные измерения для Al/Nb криотронов с двумя парами потенциальных контактов позволили обнаружить предсказанное теорией перемещение сверхпроводящего зародыша по сверхпроводящему микромостику при изменении H в поле провода с током.

В разделе 3.4 теоретически и экспериментально исследовано зарождение сверхпроводимости в сверхпроводящих дисках конечной толщины в поле магнитных частиц с перпендикулярной намагниченностью. Было показано, что конкуренция двух механизмов формирования локализованной сверхпроводимости вблизи краев образца и во внутренней области образца может приводить к резкому изменению наклона огибающей $T_c(H)$, а также изменению периода и амплитуды осцилляций критической температуры.

Основные результаты главы опубликованы в работах [A14]–[A19] и [C2].

Глава 4 посвящена теоретическим и экспериментальным исследованиям транспортных свойств сверхпроводящих каналов в неоднородном магнитном поле доменных стенок и токонесущих проводников.

В разделе 4.1 экспериментально исследована анизотропия сопротивления в крестообразном сверхпроводящем Al мостике в поле ламинарной доменной структуры. Было показано, что в режиме компенсированной сверхпроводимости анизотропия сопротивления $R_{\perp}/R_{\parallel} \gtrsim 10^3$, где R_{\perp} и R_{\parallel} есть сопротивление микромостика при инжекции тока перпендикулярно и параллельно доменным стенками, соответственно. Это является прямым экспериментальным подтверждением формирования локализованных каналов, повторяющих форму магнитных доменов и способных переносить сверхпроводящий ток.

В разделе 4.2 экспериментально исследована температурная зависимость критического тока, соответствующего подавлению компенсированной сверхпроводимости, при инжекции тока перпендикулярно доменным стенками. В разделе 4.3 экспериментально и теоретически исследована асимметрия вольт–амперных характеристик $I(V)$ и связанная с ней асимметрия критического тока в состоянии компенсированной сверхпроводимости. Показано, что наблюдаемый эффект можно связать с формированием безвихревого канала при определенной полярности H и I . Именно через такой канал может протекать значительная часть транспортного тока бездиссипативным образом, поскольку плотность тока внутри такого канала может превышать плотность тока депиннинга. Предсказана асимметрия критического тока в состоянии доменной сверхпроводимости, связанная с взаимодействием транспортного тока и экранирующих токов внутри сверхпроводящего канала, при этом выделенное направление вдоль канала определяется вектором $\mathbf{j}_M = c \operatorname{rot} \mathbf{M}$.

В разделе 4.4 теоретически исследован процесс формирования связанных вихревых состояний (вихревых молекул) в мезоскопических криотронах. Показано, что при увеличении силы тока I_w в управляющем проводе происходит последовательная генерация пар вихрь–антивихрь. Численное моделирование позволило установить взаимосвязь между скачкообразным изменением числа пар вихрь–антивихрь при увеличении I_w с изломами на зависимости критического тока криотрона I_c от I_w . Осцилляции критического тока для мезоскопических Al/Nb криотронов были обнаружены экспериментально.

Основные результаты главы опубликованы в работах [A17], [A20]–[A25].

Глава 5 посвящена экспериментальному исследованию особенностей электронных свойств Pb nanoостровков при малых напряжениях. Раздел 5.1 представляет собой обзор работ по исследованию особенностей структурных и электронных свойств монослойных покрытий на основе Pb, ультратонких Pb плёнок и островков, включая квантово-размерные эффекты, обусловленные формированием стоячих электронных волн.

В разделе 5.2 методом низкотемпературной туннельной спектроскопии исследованы особенности дифференциальной туннельной проводимости dI/dV в зависимости от напряжения V (в режиме заданной высоты) и в зависимости от координат x и y в латеральной плоскости (в режиме заданного среднего тока) для Pb островков на поверхности Si(111) 7×7 с атомарно-гладкими террасами квантованной толщины. Было показано, что

средняя величина dI/dV для террас Pb(111) с чётным и нечётным числом монослоёв существенно различается, что позволяет проводить визуализацию террас различной чётности числа монослоёв. По результатам туннельных измерений на Pb островках различной высоты построена диаграмма $V_n - N$, где $|e|V_n$ – энергия n -го резонанса относительно уровня Ферми, N – номинальная толщина островка над уровнем смачивающего слоя. Это позволило получить оценки скорости и импульса Ферми, эффективной массы электронов и толщины смачивающего слоя, а также восстановить энергетический спектр $E(k)$ в направлении [111].

Возможность синхронного получения топографических изображений и карт дифференциальной туннельной проводимости на заданной энергии представляется крайне важной для поиска и дальнейшего исследования локальных электронных свойств вблизи дефектов. В разделе 5.3 методом модуляционной сканирующей туннельной спектроскопии исследуется пространственная зависимость дифференциальной проводимости на заданной энергии для Pb террас вблизи дефектов или участков с неквантованным изменением высоты. С помощью такой методики могут быть обнаружены моноатомные ступени подложки, скрытые части дислокационных петель, а также инородные включения под слоем металла, которые не проявляются в топографическом изображении. Показано, что мелкомасштабная модуляция туннельной проводимости на атомарно-гладких террасах постоянной высоты обусловлена влиянием периодического потенциала Si(111) 7×7 . В ряде случаев для Pb островков достаточно большой толщины ($\gtrsim 50$ монослоёв) были обнаружены крупномасштабные неоднородности туннельной проводимости на заданной энергии. Показано, что такие неоднородности проявляются также в плавном и согласованном изменении энергии уровней размерного квантования и могут указывать на внутренние напряжения в Pb плёнках с протяжёнными дефектами и неквантованным изменением толщины.

Основные результаты главы опубликованы в работах [A26] и [A27].

Глава 6 посвящена экспериментальному исследованию особенностей электронных свойств Pb наностроек в режиме квантованной электронной эмиссии при больших напряжениях, сравнимых или превышающих работу выхода W_s . В качестве основного метода исследования была использована низкотемпературная туннельная спектроскопия в режиме заданного тока и переменной высоты иглы над поверхностью образца. Раздел 6.1 представляет собой обзор работ по исследованию электронных состояний, локализованных вблизи поверхности проводящих образцов в поле сил электрического изображения и внешних источников.

В разделе 6.2 с помощью квазиклассического соотношения Бора–Зоммерфельда для частицы в «треугольной» потенциальной яме, образованной поверхностью кристалла с одной стороны и линейно растущим электрическим потенциалом внешних источников с другой стороны, получена формула для оценки положения высших эмиссионных IPS резонансов $|e|V_n \simeq W_s + \text{const} \cdot n^{2/3}$, где n – номер резонанса. Это соотношение позволяет оценить локальную работу выхода W_s по результатам анализа положений серии IPS резонансов и экстраполяции линейной асимптотики, полученной для зависимости V_n от $n^{2/3}$ для высших эмиссионных резонансов, в точку $n = 0$.

В разделе 6.3 для атомарно–плоских террас Pb(111) получена количественная оценка локальной работы выхода $W_s \simeq 3.8 \pm 0.1$ эВ, которая согласуется с результатами расчётов в рамках теории псевдопотенциала. Показано, что полученная оценка работы выхода не зависит от формы иглы и локальной толщины плёнки. Также была исследована зависимость энергии и амплитуды квантово-размерных QWS и IPS резонансов от полярности напряжения.

В разделе 6.4 исследован спектр модифицированных IPS-резонансов для Pb террас с неквантованным изменением толщины вблизи дислокационных линий и скрытых дефектов. Обнаружена пространственная зависимость спектра резонансных состояний V_n от точки наблюдения, что может быть интерпретировано как свидетельство неоднородного распределения электрического потенциала и/или локальной работы выхода по поверхности образца.

Основные результаты главы опубликованы в работе [A28].

В **Заключении** сформулированы основные результаты диссертационной работы, а также приведён список грантов и программ, которые обеспечили финансовую поддержку данного исследования.

Приложение 1 посвящено обсуждению симметричных свойств решений линеаризованного уравнения Гинзбурга–Ландау в периодическом поле одномерной доменной структуры. **Приложение 2** посвящено описанию процедуры решения одно– и двумерных задач Штурма–Лиувилля со смешанными граничными условиями матричным способом. **Приложения 3 и 4** содержат предварительные экспериментальные результаты для туннельной проводимости плёнок Pb на вицинальной поверхности Si(557), а также SIC–фазы и плёнок Pb/SIC.

Глава 1

Поверхностная (прикраевая) сверхпроводимость в микро– и наноструктурированных сверхпроводниках

1.1 Феноменологическая теория Гинзбурга–Ландау и моделирование термодинамических и транспортных свойств мезоскопических сверхпроводников

Этот раздел посвящен введению основных понятий феноменологической теории сверхпроводимости Гинзбурга–Ландау (ГЛ) и определению критических температур и полей, характеризующих формирование объёмной и поверхностной сверхпроводимости, а также краткому описанию возможностей программы GLDD, которая будет использована для моделирования свойств мезоскопических сверхпроводников.

Функционал свободной энергии сверхпроводника

Запишем свободную энергию сверхпроводника вблизи линии фазового перехода второго рода с учётом возможной неоднородности локальной температуры $T(\mathbf{r})$ и/или локальной критической температуры $T_c(\mathbf{r})$ в системе единиц СГС в следующем виде (Абрикосов [224], Шмидт [225], Тинкхам [226]):

$$F_s = F_{s0} + \iiint_{V_s} \left\{ \alpha(\mathbf{r}, T) |\Psi|^2 + \frac{\beta}{2} |\Psi|^4 + \frac{1}{4m^*} \left| -i\hbar\nabla\Psi - \frac{2e}{c}\mathbf{A}\Psi \right|^2 + \frac{\mathbf{B}^2}{8\pi} \right\} dV, \quad (1.1)$$

где интегрирование производится по всему объёму сверхпроводника. Здесь F_{s0} есть свободная энергия сверхпроводящей подсистемы, которая не зависит от магнитного поля и температуры; $\alpha(\mathbf{r}, T) = \alpha_0 \cdot (T(\mathbf{r}) - T_c(\mathbf{r}))$ и β есть феноменологические коэффициенты

разложения, характеризующие материал ($\alpha_0 > 0$, $\beta > 0$), $T_{c0} = \max T_c(\mathbf{r})$ есть критическая температура сверхпроводника вдали от неоднородностей в нулевом магнитном поле ($B = 0$); $\Psi(\mathbf{r})$ есть параметр порядка, который может рассматриваться как эффективная волновая функция сверхпроводящего конденсата; $\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \text{rot } \mathbf{A}(\mathbf{r})$ есть локальное магнитное поле и векторный потенциал, $e = -|e|$ и m^* есть заряд и эффективная масса носителей заряда, c есть скорость света.

Стационарные уравнения Гинзбурга–Ландау

Введем безразмерную волновую функцию $\psi(\mathbf{r}) = \Psi(\mathbf{r})/\Psi_0$, нормированную на амплитуду параметра порядка в состоянии равновесия $\Psi_0 = \sqrt{\alpha_0(T_{c0} - T)/\beta}$, сверхпроводящую длину когерентности

$$\xi \equiv \sqrt{\frac{\hbar^2}{4m^* \alpha_0 (T_{c0} - T)}} = \frac{\xi_0}{\sqrt{1 - T/T_{c0}}} \quad (1.2)$$

и лондоновскую глубину проникновения магнитного поля

$$\lambda \equiv \sqrt{\frac{m^* c^2 \beta}{8\pi e^2 \alpha_0 (T_{c0} - T)}} = \sqrt{\frac{m^* c^2}{4\pi n_s e^2}} = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - T/T_{c0}}}, \quad (1.3)$$

где n_s есть концентрация «сверхпроводящих» электронов и $n_s/2 = |\Psi_0|^2$ есть число куперовских пар в сверхпроводнике, ξ_0 и λ_0 – длина когерентности и глубина проникновения при $T = 0$. Минимизируя функционал (1.1) по переменным ψ^* и \mathbf{A} , получаем систему стационарных уравнений ГЛ

$$\xi^2 \left(-i \nabla + \frac{2\pi}{\Phi_0} \mathbf{A} \right)^2 \psi - \psi + |\psi|^2 \psi = 0, \quad (1.4)$$

$$\text{rot rot } \mathbf{A} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_s + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{ext}, \quad (1.5)$$

где $\Phi_0 = \pi \hbar c / |e| > 0$ есть сверхпроводящий квант магнитного потока,

$$\mathbf{j}_s = -i \frac{c}{4\pi \lambda^2} \frac{\hbar c}{2e} \left(\psi^* \nabla \psi - \psi \nabla \psi^* \right) - \frac{c}{4\pi \lambda^2} |\psi|^2 \mathbf{A} = \frac{c}{4\pi \lambda^2} |\psi|^2 \left(\frac{\Phi_0}{2\pi} \nabla \Theta - \mathbf{A} \right) \quad (1.6)$$

есть плотность сверхпроводящего тока (supercurrent), $\mathbf{j}_{ext} = (c/4\pi) \text{rot } \mathbf{H}$ есть плотность сторонних токов, $\Theta(\mathbf{r})$ есть фаза волновой функции параметра порядка: $\psi(\mathbf{r}) = |\psi(\mathbf{r})| e^{-i\Theta(\mathbf{r})}$. Заметим, что в процессе минимизации функционала естественным образом возникает граничное условие

$$\left(-i \nabla + \frac{2\pi}{\Phi_0} \mathbf{A} \right)_{\mathbf{n}} \psi = 0, \quad (1.7)$$

соответствующее отсутствию сверхпроводящего тока через поверхность образца, \mathbf{n} – вектор нормали.

Если латеральные размеры сверхпроводящего образца в плоскости x, y существенно меньше эффективной (пирловской) глубины проникновения магнитного поля $\lambda_{2D} \equiv \lambda^2 / D_s$

(D_s – толщина сверхпроводящего образца), то собственным магнитным полем такого образца можно пренебречь (Stejić *et al.* [227], Максимова [228]). Это позволяет считать распределение магнитного поля в тонкоплёночных образцах заданным, при этом векторный потенциал может быть определен по закону Био–Савара–Лапласа

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{1}{c} \iiint_{\text{ext.sources}} \frac{\mathbf{j}_{\text{ext}}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d^3\mathbf{r}', \quad (1.8)$$

где интегрирование производится по объёму сторонних источников.

Введем обобщенный импульс \mathbf{p} куперовской пары, обладающей зарядом $2e$ и эффективной массой $2m^*$, и сверхскорость \mathbf{v}_s , характеризующую квазиклассическую скорость перемещения центра масс куперовской пары

$$\mathbf{p} \equiv 2m^*\mathbf{v}_s = \hbar \nabla \arg \psi - \frac{2e}{c} \mathbf{A} \quad \text{и} \quad \mathbf{v}_s = \frac{1}{2m^*} \frac{2e}{c} \left(\frac{\hbar c}{2e} \nabla \arg \psi - \mathbf{A} \right). \quad (1.9)$$

Используя определения \mathbf{v}_s и λ , перепишем выражение (1.6) в следующем виде

$$\mathbf{j}_s = \frac{c}{4\pi\lambda^2} |\psi|^2 \left(\frac{\hbar c}{2e} \nabla \arg \psi - \mathbf{A} \right) = 2e |\psi|^2 \frac{n_s}{2} \mathbf{v}_s, \quad (1.10)$$

при этом $|\psi|^2$ можно рассматривать как фактор, описывающий зависимость локальной концентрации куперовских пар от координат и температуры. Выражение (1.10) для плотности сверхпроводящего тока аналогично стандартному соотношению $\mathbf{j} = en\mathbf{v}$ для плотности тока электронов в теории проводимости нормальных металлов, n и \mathbf{v} – концентрация и средняя скорость носителей заряда (Ашкрофт и Мермин [229])

Нестационарные уравнения Гинзбурга–Ландау

Для исследования переходных процессов в сверхпроводниках часто используют нестационарные уравнения ГЛ (time-dependent Ginzburg–Landau equations). Приравняем калибровочно–инвариантную производную от свободной энергии F_s по времени к вариации свободной энергии по Ψ^* и получим

$$\begin{aligned} -\eta \left\{ \hbar \frac{\partial}{\partial t} + 2ei\varphi(\mathbf{r}) \right\} \Psi(\mathbf{r}) = \\ = \alpha(\mathbf{r}, T) \Psi(\mathbf{r}) + \beta |\Psi(\mathbf{r})|^2 \Psi(\mathbf{r}) + \frac{1}{4m^*} \left\{ -i\hbar \nabla - \frac{2e}{c} \mathbf{A}(\mathbf{r}) \right\}^2 \Psi(\mathbf{r}), \end{aligned} \quad (1.11)$$

где $\varphi(\mathbf{r})$ есть локальное значение электрохимического потенциала, η есть константа релаксации. Нестационарное уравнение Гинзбурга–Ландау (1.11) математически строго выведено только для бесщелевых сверхпроводников (Ивлев и Копнин [230]), однако оно широко используется для качественного и в ряде случаев количественного описания термодинамических и транспортных свойств низкотемпературных сверхпроводников с конечной энергетической щелью в спектре возбуждений (например, Mel'nikov *et al.* [135], Ghenim *et al.* [231], Vodolazov *et al.* [232], Elmurodov *et al.* [233], Carapella *et al.* [234], Lin *et al.* [235], Vodolazov and Peeters [236], Van de Vondel *et al.* [237], Gladilin *et al.* [238], Serbyn and Skvortsov [239], Ota *et al.* [240]).

Будем использовать длину когерентности при нулевой температуре ξ_0 в качестве естественного масштаба длины. Введем параметр $a_0(T) = \alpha_0 \cdot (T/T_{c0} - 1)$ и будем рассматривать следующие величины в качестве единиц измерения: $H_{c2}^{(0)} \equiv \Phi_0/(2\pi\xi_0^2)$ для внешнего магнитного поля; $H_{c2}^{(0)} \xi_0$ для векторного потенциала; $4ea_0^2(0)\xi_0/(\hbar b)$ для плотности тока; $m^*\sigma_0 b/(2e^2|a_0(0)|)$ для времени; $\hbar e|a_0(0)|/(m^*\sigma_0 b)$ для электрического потенциала. Перейдем от размерного уравнения (1.11) к нестационарному уравнению ГЛ в безразмерном виде

$$u \left(\frac{\partial}{\partial t'} + i\varphi' \right) \psi = \left\{ \frac{T_c(\mathbf{r}) - T(\mathbf{r})}{T_{c0}} \right\} (\psi - |\psi|^2 \psi) + (\nabla + i\mathbf{A}')^2 \psi, \quad (1.12)$$

где $u \equiv \eta \cdot 2\hbar e^2/(m^*\sigma_0 b)$ есть безразмерная константа релаксации, σ_0 есть статическая проводимость сверхпроводника в нормальном состоянии, φ' , ψ , \mathbf{a}' и $\mathbf{j}'_{s,n}$ есть безразмерные электрохимический потенциал, параметр порядка, векторный потенциал и плотности тока, соответственно; t' есть безразмерное время, выраженное в единицах времени релаксации Гинзбурга–Ландау τ_{GL} . Запишем выражения для плотностей сверхпроводящего и нормального токов в размерном виде

$$\mathbf{j}_s = \frac{e}{2m^*} \left\{ \Psi^*(\mathbf{r}) \left(-i\hbar\nabla - \frac{2e}{c}\mathbf{A}(\mathbf{r}) \right) \Psi(\mathbf{r}) + \text{к. с.} \right\} \quad \text{и} \quad \mathbf{j}_n = -\sigma(\mathbf{r}) \nabla\varphi(\mathbf{r}),$$

где $\sigma(\mathbf{r})$ есть локальная статическая проводимость сверхпроводника в нормальном состоянии, к. с. обозначает комплексное сопряжение. Используя закон сохранения электрического заряда $\text{div}(\mathbf{j}_s + \mathbf{j}_n) = 0$, получаем уравнение, описывающее мгновенное распределение электрического потенциала в однородном сверхпроводнике в безразмерном виде

$$\nabla^2\varphi' = \text{div}\mathbf{j}_s, \quad \text{где} \quad \mathbf{j}_s = -\frac{i}{2} \left\{ \frac{T_c(\mathbf{r}) - T(\mathbf{r})}{T_{c0}} \right\} \left\{ \psi^* (\nabla + i\mathbf{A}') \psi - \text{к. с.} \right\}. \quad (1.13)$$

Граничные условия для волновой функции параметра порядка и электрического потенциала могут быть записаны в виде

$$\left(\frac{\partial}{\partial n} + iA'_n \right)_{\mathbf{n}} \psi = 0 \quad \text{и} \quad \left(\frac{\partial\varphi'}{\partial n} \right)_{\mathbf{n}} = j_{ext}. \quad (1.14)$$

Уравнения (1.14) описывают отсутствие сверхпроводящего тока через границы раздела сверхпроводник–вакуум или сверхпроводник–изолятор и допускают возможность инъекции нормального тока через границу образца.

Задачи о зарождении объёмной и поверхностной сверхпроводимости

Очевидно, что на начальной стадии формирования сверхпроводимости в сверхпроводниках второго рода плотность конденсата можно считать малой величиной ($|\psi|^2 \ll 1$). Это позволяет пренебречь нелинейным членом $|\psi|^2\psi$ в уравнении (1.4) и поправками к векторному потенциалу, обусловленными сверхпроводящими токами, поскольку согласно соотношению (1.10) $\mathbf{j}_s \propto |\psi|^2$, и перейти к линеаризованному уравнению ГЛ

$$\left(-i \frac{\partial}{\partial x} + \frac{2\pi}{\Phi_0} A_x \right)^2 \psi + \left(-i \frac{\partial}{\partial y} + \frac{2\pi}{\Phi_0} A_y \right)^2 \psi + \left(-i \frac{\partial}{\partial z} + \frac{2\pi}{\Phi_0} A_z \right)^2 \psi = \frac{1}{\xi^2} \psi, \quad (1.15)$$

в заданном магнитном поле, описываемом векторным потенциалом (1.8). По определению, критическая температура сверхпроводящего перехода равна

$$T_c \equiv T_{c0} \cdot \left\{ 1 - \xi_0^2 \cdot \min(1/\xi^2) \right\}, \quad (1.16)$$

где T_{c0} – критическая температура сверхпроводящей плёнки в нулевом поле ($B = 0$). Отметим, что уравнение (1.15) совпадает со стационарным уравнением Шрёдингера¹ для свободной бесспиновой частицы (или квазичастицы) во внешнем магнитном поле. Такая аналогия позволяет установить соответствие между свойствами локализованных решений задач квантовой механики и локализованных сверхпроводящих состояний (см. приложение 1).

Рассмотрим вопрос о критических параметрах, соответствующих зарождению локализованной сверхпроводимости в виде пространственно–неоднородного зародыша в окружении нормального металла. Выберем ось z параллельно внешнему магнитному полю ($\mathbf{H} = H \mathbf{e}_z$) и запишем векторный потенциал в виде $\mathbf{A} = Hx \mathbf{e}_y$. Руководствуясь законом сохранения импульса вдоль осей y и z , будем искать решение уравнения (1.15) в виде $\psi(x, y, z) = f_{k,q}(x) e^{+iky} e^{\pm iqz}$. В этом случае задача для определения собственных функций $f_{k,q}(x)$ может быть сформулирована следующим образом

$$-f_{k,q}''(x) + \left(\frac{2\pi}{\Phi_0} Hx - k \right)^2 f_{k,q}(x) + q^2 f_{k,q}(x) = \frac{1}{\xi^2} f_{k,q}(x) \quad \text{при условии} \quad f_{k,q}(x) \Big|_{|x| \rightarrow \infty} = 0. \quad (1.18)$$

Уравнение (1.18) напоминает уравнение Шрёдингера для гармонического осциллятора для «частицы» в параболической потенциальной яме $U(x) = (2\pi Hx/\Phi_0 - k)^2$, минимум которой сдвинут из начала координат на величину $x_0 = \Phi_0 k / (2\pi H) = k \ell_H^2$, где $\ell_H \equiv \sqrt{\Phi_0 / 2\pi |H|}$ – так называемая магнитная длина. Несложно получить спектр собственных значений $\varepsilon \equiv \xi_0^{-2} (1 - T/T_{c0}) = (2\pi/\Phi_0) |H| (2n + 1) + q^2$. Сверхпроводящему состоянию с максимальной критической температурой в заданном внешнем магнитном поле H соответствует решение с минимальной собственной энергией ε , что достигается выбором $n = 0$ и $q = 0$. Следовательно, критическая температура T_{c2} и верхнее критическое поле H_{c2} , соответствующие появлению локализованного зародыша в массивном сверхпроводнике (bulk superconductivity), описываются следующими соотношениями

$$1 - \frac{T_{c2}}{T_{c0}} = \frac{|H|}{H_{c2}^{(0)}} \quad \text{и} \quad H_{c2} = H_{c2}^{(0)} \left(1 - \frac{T}{T_{c0}} \right), \quad (1.19)$$

где $H_{c2}^{(0)} \equiv \Phi_0 / (2\pi \xi_0^2)$ есть верхнее критическое поле при $T = 0$. Следует отметить, что

¹Стационарное уравнение Шрёдингера для волновой функции бесспиновой частицы с энергией E , массой m^* и зарядом e в неоднородном потенциале $U(\mathbf{r})$ при наличии магнитного поля, описываемого векторным потенциалом $\mathbf{A}(\mathbf{r})$, имеет вид (Ландау и Лифшиц [241], §17 и §111)

$$\frac{1}{2m^*} \left(-i\hbar \nabla - \frac{e}{c} \mathbf{A}(\mathbf{r}) \right)^2 \psi(\mathbf{r}) + U(\mathbf{r}) \psi(\mathbf{r}) = E \psi(\mathbf{r}). \quad (1.17)$$

(i) Соотношение (1.19) на линии фазового перехода можно переписать в виде $\xi_0^{-2} (1 - T/T_{c0}) = 2\pi |H|/\Phi_0$ и интерпретировать как условие равенства длины когерентности ξ , которая определяется температурой, и магнитной длины $\ell_H \equiv \sqrt{\Phi_0/2\pi|H|}$, которая определяется внешним магнитным полем, на линии фазового перехода.

(ii) Собственная энергия ξ^{-2} уравнения (1.18) не зависит от k и x_0 , что соответствует бесконечномерному вырождению задачи об уровнях энергии электрона в однородном магнитном поле по центрам циклотронных орбит (Ландау и Лифшиц [241], §112). Следствием такого вырождения является формирование регулярной вихревой решетки (как правило, гексагональной) в сверхпроводниках второго рода (Абрикосов [224], §18.2).

Рассмотрим вопрос о критическом поле и/или критической температуре, соответствующих зарождению сверхпроводимости в массивном сверхпроводнике второго рода с плоской поверхностью при $x = 0$ в параллельном магнитном поле H . Выберем ось z параллельно внешнему магнитному полю ($\mathbf{H} = H \mathbf{e}_z$) и запишем векторный потенциал в виде $\mathbf{A} = Hx \mathbf{e}_y$. В силу симметрии решение задачи (1.15) можно искать в виде $\psi(x, y, z) = f_{k,q}(x) e^{\pm iky} e^{\pm iqz}$, поэтому поставленная задача сводится к поиску наименьшей собственной энергии краевой задачи со смешанными граничными условиями

$$-f''_{k,q}(x) + \left(\frac{2\pi}{\Phi_0} Hx - k \right)^2 f_{k,q}(x) + q^2 f_{k,q}(x) = \frac{1}{\xi^2} f_{k,q}(x)$$

при условии $\left. \frac{df_{k,q}}{dx} \right|_{x=0} = 0$ и $f_{k,q}(x) \Big|_{x \rightarrow \infty} = 0$. (1.20)

К сожалению, аналитически такая задача не решается, поэтому можно применять либо приближённые аналитические методы интегрирования дифференциальных уравнений, либо численные алгоритмы. Впервые такая задача о поверхностной сверхпроводимости (surface superconductivity) была поставлена и решена Сент-Джеймсом и де Женном [118]. Решение задачи (1.20) методом пробных функций описано, например, в монографиях Абрикосова [224], §18.4 и Тинкхама [226], §4.9. Численное решение задачи (1.20) позволяет определить так называемое третье критическое поле поверхностной сверхпроводимости для массивного сверхпроводника с плоской поверхностью

$$1 - \frac{T_{c3}}{T_{c0}} \simeq 0.595 \cdot \frac{|H|}{H_{c2}^{(0)}} \quad \text{и} \quad H_{c3} \simeq 1.695 \cdot H_{c2} \simeq 1.695 \cdot H_{c2}^{(0)} \left(1 - \frac{T}{T_{c0}} \right), \quad (1.21)$$

где $E_{min} \equiv \min(\xi^{-2}) \simeq 0.595$ – минимальное собственное значение задачи (1.20).

Следует отметить, что

(i) Полученное решение можно легко обобщить на случай сверхпроводящих плёнок конечной толщины в однородном магнитном поле, ориентированном *перпендикулярно* плоскости плёнки. В самом деле, симметрия задачи позволяет искать решение в виде $\psi(x, y, z) = f_k(x, z) e^{-iky}$, однако граничные условия (1.20) следует дополнить условием $df_k/dz = 0$ при $z = \pm D_s/2$, соответствующим отсутствию тока через верхний и нижний интерфейсы сверхпроводящей плёнки. Очевидно, что любые вариации модуля параметра порядка по оси z будут увеличивать «кинетическую» энергию, поэтому состоянию с

наименьшей энергией и наибольшей критической температурой будет соответствовать однородное по толщине плёнки распределение параметра порядка. В этом случае поверхностную сверхпроводимость, локализованную вдоль периметра тонкоплёночного образца, логичнее называть прикраевой сверхпроводимостью (edge superconductivity).

(ii) Наличие поверхности или периметра снимает вырождение собственной энергии по k , поэтому при $H_{c2} < |H| < H_{c3}$ в полуограниченном массивном сверхпроводнике с плоской поверхностью или в тонкой плёнке с краем сверхпроводимость возникает в виде безвихревого состояния. Наличие других краев и границ приводит к интерференции локализованных мод в сверхпроводящем образце и формированию вихревого состояния со сложным пространственным распределением параметра порядка.

(iii) Задача о зарождении сверхпроводимости в сверхпроводящих плёнках конечной толщины, неограниченных в латеральном направлении, в наклонном магнитном поле может быть также рассмотрена с помощью метода пробных функций (Тинкхам [226], §4.10).

(iv) Частным случаем прикраевой сверхпроводимости может являться сверхпроводимость, локализованная вблизи внутренних границ полостей в перфорированных сверхпроводящих плёнках (например, Berger and Rubinstein [115]).

Программный комплекс GLDD

На основе модели (1.12)–(1.14) И. М. Нефёдовым, И. А. Шерешевским, А. Ю. Аладышкиным, В. В. Куриным и Д. А. Рыжовым при участии П. П. Вышеславцева было разработано Windows-ориентированное приложение GLDD [C1], с помощью которого были получены все результаты численного моделирования, представленные в этой диссертации. Математическая модель подробно описана в диссертации И. А. Шерешевского [242].

Численное моделирование начинается с определения параметров и геометрии сверхпроводящего образца: длины когерентности ξ_0 и лондоновской проникающей глубины магнитного поля λ_0 при нулевой температуре; критической температуры T_{c0} в нулевом поле; длины и ширины² образца, выраженных в единицах ξ_0 ; температуры T и безразмерного параметра релаксации Гинзбурга–Ландау u . Принятое соглашение о взаимном расположении осей координат представлено на рис. 1. Библиотеки `BC-ConstJ.dll` и `BC-ConstJ2Cont1Hole.dll` позволяют описать однородную и неоднородную инжекцию стороннего тока, выраженного в единицах плотности тока Гинзбурга–Ландау j_{GL} . Библиотека `MF-Const.dll` позволяет описать однородное магнитное поле, выраженное в единицах $H_{c2}^{(0)}$, библиотека `MF-CosY.dll` – \cos –периодическое магнитное поле, библиотеки `MF-Stepwise.dll` и `MF-ArctanY.dll` – магнитное поле в виде резкой или сглаженной ступенек, библиотеки `MF-Conductor.dll`, `MF-ConductorEx.dll` и `MF-ConductorEx2.dll` – магнитное поле одно-

²Возможность применения параметра ξ_0 , не зависящего от температуры, в качестве масштаба длины позволяет моделировать влияние конечных температур на сверхпроводящие свойства мезоскопических образцов с фиксированными латеральными размерами (см. также Milošević and Peeters [337]). Другой часто встречающийся в литературе способ нормировки размеров системы на длину когерентности $\xi(T)$ менее удобен (например, Marmorkos *et al.* [328], Milošević and Peeters [330], [332], [334] и [335], Milošević *et al.* [329], [391] и [392], Priour and Fertig [338]), поскольку требует согласованного изменения нормированных длины и ширины образца при изменении температуры.

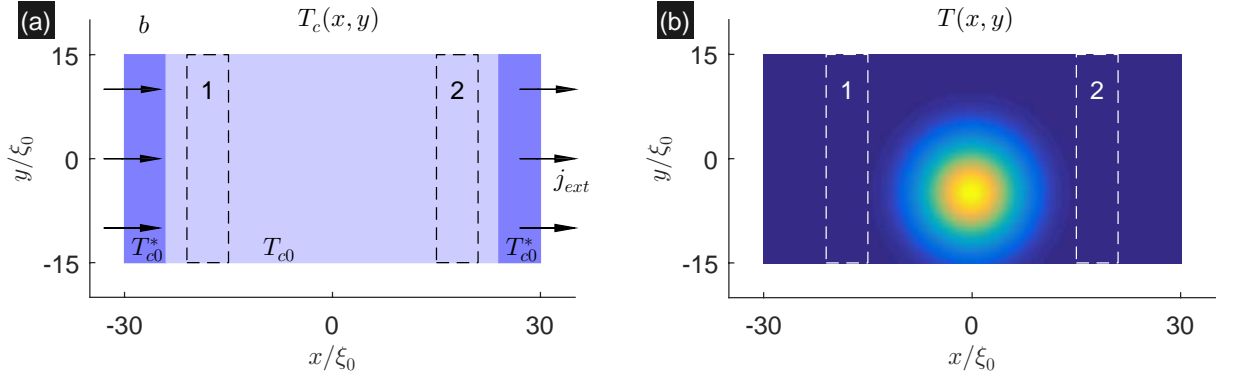


Рис. 1: (а) Модельное распределение локальной критической температуры $T_c(x, y)$ в сверхпроводящем мостике: T_{c0} – критическая температура во внутренней части образца, T_{c0}^* – критическая температура в прикраевых областях; стрелки указывают направление транспортного тока j_{ext} ; (б) Модельное распределение локальной температуры $T(x, y)$, индуцированное лазерным пучком с центром в точке $x_0 = 0$ и $y_0 = -5\xi_0$ и шириной $\sigma = 7\xi_0$. Цифры 1 и 2 указывают положения «виртуальных» электродов, используемых для вычисления сопротивления образца в резистивном состоянии.

По материалам работы Werner *et al.* [A1].

го или нескольких прямолинейных проводников с током, библиотеки MF-DipoleGrid.dll, MF-DipoleGrid.dll и MF-DipoleGridDirField.dll – магнитное поле решетки магнитных диполей. Библиотеки TX-Const.dll и TX-ConstGauss.dll позволяют описать однородное и неоднородное (в виде двумерной гауссовской функции) распределения локальной температуры $T(x, y)$, которое может быть связано с воздействием лазерного луча. Библиотеки TC-Const.dll и TC-ConstGauss.dll позволяют описать однородное и неоднородное (в виде двумерной гауссовской функции) распределения локальной критической температуры $T_c(x, y)$. Шаг Δt между итерациями изменяется от $0.001 \tau_{GL}$ на начальном этапе эволюции до $0.1 \tau_{GL}$ на конечном этапе, где τ_{GL} есть время Гинзбурга–Ландау. Обычно в качестве начального состояния выбиралось однородное состояние $\psi = 1$, которое под действием внешнего поля или тока эволюционировало до другого стационарного состояния. Критерием достижения стационарного состояния является уменьшение электрохимического потенциала до уровня шумов (порядка 10^{-13} единиц потенциала). Любой из сохраняемых gldd-файлов на любом этапе эволюции может рассматриваться в качестве нового начального состояния. Отметим, что в программе заложена возможность моделирования одиночных сквозных отверстий прямоугольной формы или двумерной решётки таких отверстия с граничными условиями типа сверхпроводник–изолятор на этапе инициализации программы.

Для обнаружения сингулярностей фазы параметра порядка на двумерной сетке узлов (x_i, y_j) используется следующий критерий (Mel'nikov *et al.* [135]):

$$\arg(\psi_{i,j}^* \psi_{i,j+1}) + \arg(\psi_{i,j+1}^* \psi_{i+1,j+1}) + \arg(\psi_{i+1,j+1}^* \psi_{i+1,j}) + \arg(\psi_{i+1,j}^* \psi_{i,j}) = 2\pi N, \quad (1.22)$$

где $\psi_{i,j} = \psi(x_i, y_j)$, $\arg(\psi)$ есть фаза комплексного числа $\psi_{i,j}$ в интервале $(-\pi, \pi]$. Если $N = +1$ (или $N = -1$), то в данной ячейке находится вихрь (или антивихрь). Отметим,

что направление, в котором циркулируют сверхпроводящие токи вокруг центра вихря или антивихря, зависит от знака носителей заряда. По умолчанию внешнее магнитное поле направлено против оси z : $\mathbf{H} = -H \mathbf{e}_z$, поэтому мейсснеровские токи циркулируют по образцу против часовой стрелки.

Напомним, что критическая плотность тока распаривания (depairing current density) тонкой сверхпроводящей плёнки в теории ГЛ равна (например, Шмидт [225], §18)

$$j_{dep} = \frac{\sqrt{2}}{6\pi\sqrt{3}} \frac{cH_{cm}}{\lambda} = \frac{1}{12\pi^2\sqrt{3}} \frac{c\Phi_0}{\lambda^2\xi} = j_{dep}^{(0)} \cdot \left(1 - \frac{T}{T_{c0}}\right)^{3/2}, \quad (1.23)$$

где $H_{cm} = \Phi_0/(2\sqrt{2}\pi\xi\lambda)$ – термодинамическое критическое поле, $j_{dep}^{(0)} = c\Phi_0/(12\pi^2\sqrt{3}\lambda_0^2\xi_0)$ – плотность тока распаривания при $T = 0$. При $j \leq j_{dep}$ реализуется бездиссипативный перенос тока через мезоскопический сверхпроводящий образец в мейсснеровском (безвихревом) состоянии в нулевом магнитном поле, а при $j > j_{dep}$ сверхпроводник переходит в резистивное состояние. В программе GLDD плотность стороннего тока задается в единицах $(3\sqrt{3}/2)j_{dep}^{(0)}$, поэтому плотность тока распаривания в безразмерных единицах при $T = 0$ равна $2/(3\sqrt{3}) \simeq 0.385$.

В качестве иллюстрации рассмотрим процесс формирования равновесных вихревых структур в мезоскопическом сверхпроводнике квадратной формы (рис. 2) в однородном магнитном поле H . По мере увеличения H все больше и больше вихрей проникают в образец. Текущие вдоль границ образца экранирующие токи существенно модифицируют симметрию взаимного расположения вихрей, в результате чего формируется квадратная вихревая решётка вместо гексагональной решётки, типичной для массивных образцов вдали от границ. Объёмная сверхпроводимость, то есть сверхпроводимость в центральной части

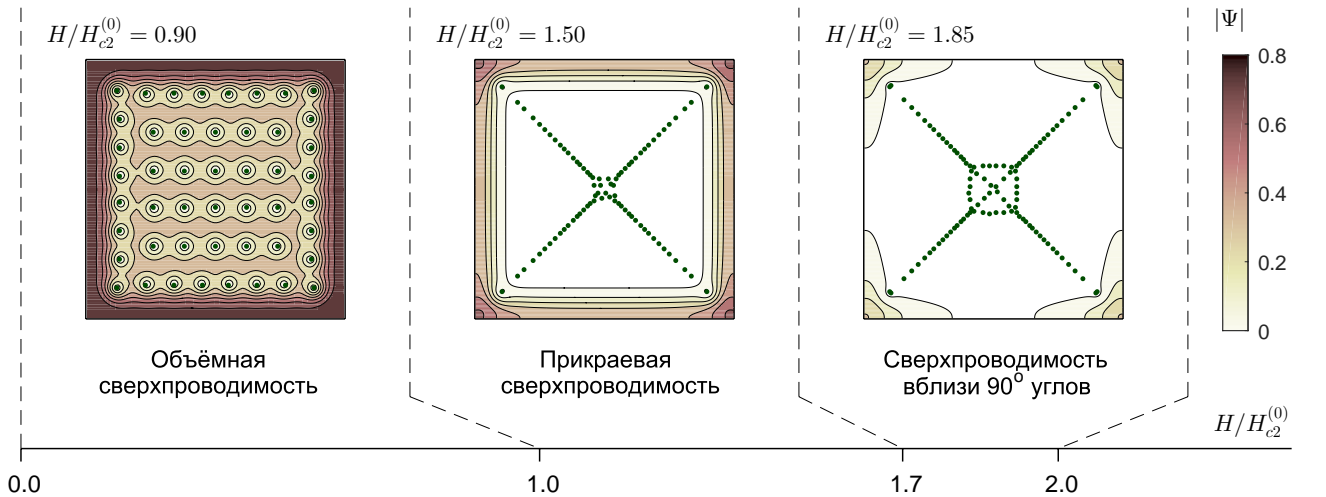


Рис. 2: Равновесные распределение модуля параметра порядка $|\psi(x, y)|$ в квадратном сверхпроводящем образце ($20\xi_0 \times 20\xi_0$) во внешнем магнитном поле $H/H_{c2}^{(0)} = 0.90, 1.50$ и 1.85 при $T = 0$. Точки указывают положения сингулярностей фазы параметра порядка (т. е. центры вихрей).

Численное моделирование и обработка результатов: А. Ю. Аладышкин (по материалам работы Aladyshkin *et al.* [A14]).

образца вдали от границ, сохраняется до критического поля подавления объёмной сверхпроводимости $H_{c2}^{(0)}$. В диапазоне полей $H_{c2}^{(0)} < H < 1.69 H_{c2}^{(0)}$ сверхпроводимость сохраняется только вдоль периметра образца. Если поле превышает критическое поле поверхностной сверхпроводимости $1.69 H_{c2}^{(0)}$, то прикраевая сверхпроводимость вблизи плоской границы разрушается, что приводит к разрушению замкнутого сверхпроводящего контура вдоль границ образца и сохранению сверхпроводимости, локализованной вблизи внутренних 90° углов образца. Мы определили критическое поле разрушения сверхпроводимости в мезоскопическом сверхпроводнике прямоугольной формы, и оно оказалось близким к $2.0 H_{c2}^{(0)}$. Такой результат хорошо согласуется с результатами аналитических расчётов (например, Brosens *et al.* [243] и [244], Aladyshkin *et al.* [A14]), что является одним из свидетельств работоспособности программы.

1.2 Прикраевая сверхпроводимость в Nb микроэлементах

1.2.1 Введение

Экспериментальное подтверждение существования поверхностной сверхпроводимости для массивных сверхпроводников в параллельном магнитном поле было получено сразу же после теоретического предсказания такого эффекта на основе низкочастотных транспортных измерений (Hempstead and Kim [119]), индуктивных измерений восприимчивости на переменном токе (Strongin *et al.* [122]), измерений намагниченности (Schweitzer and Bertman [126]), измерений высокочастотного поверхностного импеданса (Brunet *et al.* [128]) и туннельной спектроскопии (Strongin *et al.* [129]).

Для исследования поверхностной сверхпроводимости как правило используют низкотемпературные сверхпроводники, такие как Pb (Strongin *et al.* [122], Strongin *et al.* [129], Fischer [245]), Ta (Smith and Gatos [120], McEvoy *et al.* [127]), Nb (Hopkins and Finnemore [125], Zeinali *et al.* [246], Stamopoulos *et al.* [360], Scola *et al.* [248], Werner *et al.* [A1]), MgB_2 (Tsindlekht *et al.* [249]), UPt_3 вискеры (Keller *et al.* [250]), $NbSe_2$ (D'Anna *et al.* [251]); сплавы Nb–Ta (Hempstead and Kim [119], Hopkins and Finnemore [125], Bellau [252], [253]), сплавы Sn–In (de la Cruz *et al.* [123]), сплавы Pb–In (Hempstead and Kim [119], Rollins *et al.* [124], Brunet *et al.* [128]), сплавы Pb–Bi (Strongin *et al.* [122], Schweitzer and Bertman [126], Kirschenbaum and Као [254]), сплавы Nb–Mo (Lowell [255]). Отметим, что в недавних работах получены свидетельства поверхностной сверхпроводимости в высокотемпературных сверхпроводниках $Ba_{1-x}Na_xFe_2As_2$, $Bi_{2-y}Pb_ySr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ и $FeTe_{1-x}Se_x$ (Krasnov *et al.* [256], Kalenyuk *et al.* [257]). Важным отличием работы Werner *et al.* [A1], выполненной при участии диссертанта, от остальных работ является то, что в этой работе впервые прикраевая сверхпроводимость в тонких Nb микроэлементах была визуализирована методом низкотемпературной сканирующей лазерной микроскопии (low-temperature scanning laser microscopy, LTSLM).

Зависимость критического тока в режиме поверхностной сверхпроводимости от парал-

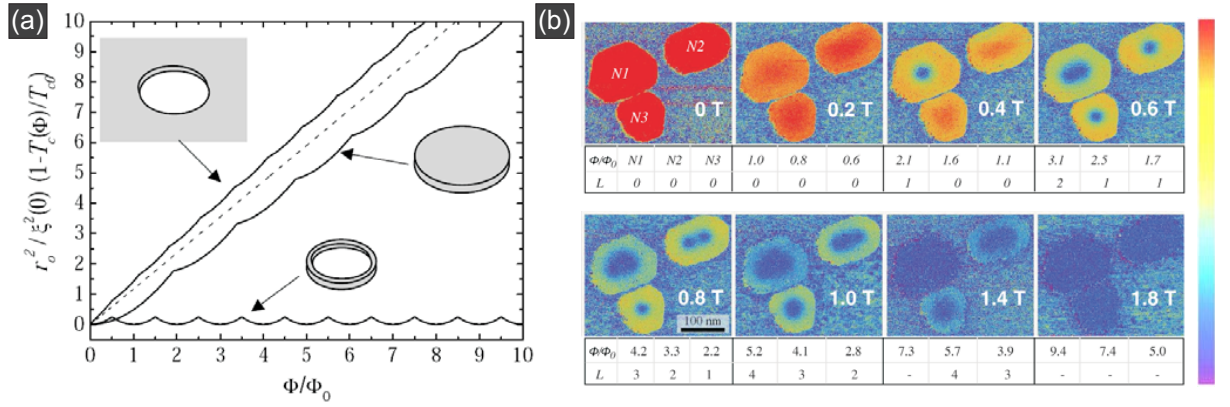


Рис. 3: (а) Зависимость нормированной критической температуры T_c от потока внешнего магнитного поля Φ для сверхпроводящих наноструктур различной геометрии, пунктирная линия соответствует зависимости $T_{c3}(H)$ (Berger and Rubinstein [115]). (б) Эволюция локальной туннельной проводимости dI/dV для трех Рb наностроек разного латерального размера в зависимости от внешнего магнитного поля H при $T = 0.3$ К; Φ и L – поток магнитного поля через островок и завихренность (Cren *et al.* [132]).

лельного магнитного поля была изучена в работах Абрикосова [258] и Park [259] и [260]. В частности, было предсказано, что распределение сверхпроводящего тока вблизи поверхностей сверхпроводящего слоя при $H_{c2} < |H| < H_{c3}$ должно быть асимметрично из-за сложения экранирующих токов и транспортного тока. Мы полагаем, что обнаруженная нами асимметрия LTSLM отклика для Nb микромостиков (см. раздел 1.2.5) является экспериментальным подтверждением предсказанной Парком асимметрии распределения тока в прикраевых каналах.

Как уже было отмечено в разделе 1.1, аналогом поверхностной сверхпроводимости в массивных сверхпроводника в параллельном магнитном поле является прикраевая сверхпроводимость, возникающая вблизи внешних и внутренних границ мезоскопических сверхпроводящих структур в перпендикулярном магнитном поле (например, Berger and Rubinstein [115], Chibotaru *et al.* [116], White [261], Bezryadin and Pannetier [262], [263]). На рис. 3а показаны типичные зависимости критической температуры наноструктурированных сверхпроводников от внешнего магнитного поля. Легко видеть, что огибающая осциллирующей³ зависимости $T_c(H)$ для сверхпроводящего диска или дискообразной полости в сверхпроводящей плёнке в самом деле близка к линейной зависимости критической температуры в режиме поверхностной сверхпроводимости T_{c3} от внешнего поля H (1.21). В работах Ning *et al.* [130], Cren *et al.* [131] и [132] методом низкотемпературной сканирующей туннельной спектроскопии были изучены локальные электронные свойства Рb наностроек и было показано, что сверхпроводимость в прикраевых областях сохраняется для значений H , превышающих поле подавления объёмной сверхпроводимости в

³Осцилляции критической температуры мезоскопических сверхпроводников или эффект Литтла–Паркса (Little and Parks [133] и [134]) связаны с переходами между вихревыми состояниями с различным орбитальным моментом (завихренностью) сверхпроводящего конденсата. Более подробно этот эффект для мезоскопических гибридных S/F структур будет рассматриваться в разделах 3.1.2 и 3.4.

центре островков (рис. 3b).

1.2.2 Подготовка и характеристика образцов

Тонкие Nb плёнки толщиной $D_s = 60$ нм с высокой степенью однородности были напылены на подготовленную поверхность монокристаллического сапфира Al_2O_3 (r -сечение) при температуре порядка 800°C методом магнетронного напыления (A. Loerincz, K. Plin). Затем методами электронной литографии и реактивного ионного травления были сформированы Nb микромостики шириной $W = 40$ мкм и длиной $L = 660$ мкм (рис. 4), включая перфорированные микромостики с гексагональной решеткой⁴ (период 1.5 мкм) круглых сквозных отверстий диаметром 580 нм (R. Werner, M. Kemmler, D. Bothner). Зависимость сопротивления Nb микромостиков от внешнего магнитного поля H , ориентированного перпендикулярно поверхности, была исследована в соответствии с четырехзондовой методикой измерений. Основная часть магниторезистивных измерений выполнена для $I = 1$ мА, соответствующего плотности тока $I/(D_s W) \approx 4 \cdot 10^3$ А/см² для неперфорированного мостика. Критическая температура перфорированного и неперфорированного микромостиков при $H = 0$ оказалась одинаковой и равной $T_{c0} \simeq 8.5$ К.

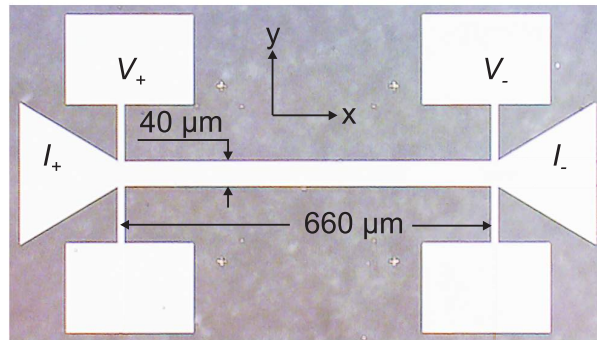


Рис. 4: Оптическое изображение сверхпроводящего Nb микромостика шириной 40 мкм с контактными площадками для инъекции тока (I_{\pm}) и измерения напряжения (V_{\pm}).

Оптическая микроскопия: R. Werner, M. Kemmler, D. Bothner (Werner *et al.* [A1]).

Типичные зависимости сопротивления Nb микромостика на постоянном токе $R = V/I$ от H в диапазоне температур от 4.2 до 8.2 К показаны на рис. 5а. По форме кривой резистивного перехода легко различить различные режимы локализованной и делокализованной сверхпроводимости. Например, для $T = 4.2$ К бездиссипативное состояние сохраняется до $|H| \leq 4.2$ кЭ, затем при увеличении поля мостик сначала переходит в резистивное состояние и при $|H| > 8$ кЭ — в нормальное состояние. Следует отметить, что в резистивном состоянии скорость роста сопротивления существенно различна: при увеличении $|H|$ состояние с бóльшим наклоном $dR/d|H|$ переходит в состояние с мёньшим наклоном и такой

⁴Заметим, что эффекты соизмеримости для перфорированных Nb микромостиков наблюдаться не должны, поскольку площадь элементарной ячейки решётки перфораций $S \simeq 0.97 \cdot 10^{-8}$ см², поэтому $H_1 \simeq 20.6$ Э и $H_1 \ll H_{c2}^{(0)}$.

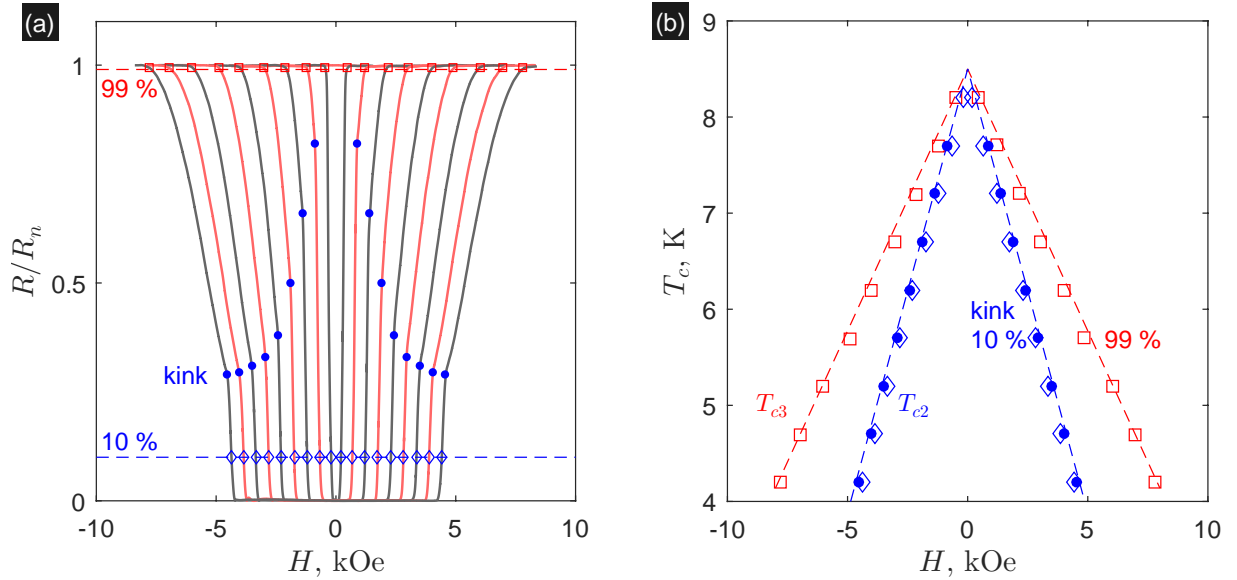


Рис. 5: (а) Зависимости нормированного сопротивления R неперфорированного Nb микро­мостика от внешнего перпендикулярного поля H в интервале от 4.2 до 8.2 К с шагом 0.5 К (снизу вверх) для $I = 1.0$ мА; символы \square и \diamond указывают значения H , при которых сопротивление равно $0.99 R_n$ или $0.10 R_n$, соответственно, R_n есть сопротивление микромостика в нормальном состоянии; символы \bullet указывают положения «изломов» на зависимостях $R(H)$; (б) оценка положения кривой фазового перехода по уровням $R(H, T) = 0.99 R_n$ (\square) и $0.10 R_n$ (\diamond), а также положение «изломов» как функция H и T (\bullet); пунктирные линии соответствуют зависимостям $T_{c2}(H)$ и $T_{c3}(H)$, где $T_{c0} = 8.5$ К и $H_{c2}^{(0)} = 9.2$ кЭ.

Транспортные измерения и обработка результатов: R. Werner, A. Yu. Aladyshkin (Werner *et al.* [A1]).

переход сопровождается появлением «излома» (kink) на зависимости $R(H)$. При повыше­нии температуры изломы, отмеченные на рис. 5а символами \bullet , монотонно смещаются в область мѣньших значений $|H|$ и бѳльших значений R и постепенно становятся всё менее выраженными. На рис. 5б положения изломов показаны на плоскости $H - T$.

Оценим критические параметры неперфорированного микро­мостика согласно крите­риям $R(H, T) = \alpha R_n$, где R_n есть сопротивление микромостика в нормальном состоя­нии, $\alpha = 0.10$ и 0.99 (символы \diamond и \square на диаграмме $H - T$, соответственно). Отклоне­ние сопротивления микромостика от нормального значения можно интерпретировать как зарождение локализованной сверхпроводимости, которая для данной системы является прикраевой сверхпроводимостью; полученную серию \square -точек можно аппроксимировать зависимостью вида $T_{c3} = T_{c0} (1 - 0.59 \cdot |H|/H_{c2}^{(0)})$, где $H_{c2}^{(0)} \simeq 9.2$ кЭ есть оценка верхнего критического поля при $T = 0$. Подобное предположение автоматически приводит нас к заключению, что серии \bullet - и \diamond - точек хорошо описывается зависимостью $T_{c2} = T_{c0} (1 - |H|/H_{c2}^{(0)})$, соответствующей формированию/разрушению объѣмной сверх­проводимости. Таким образом, в интервале значений $T_{c2} < T < T_{c3}$ или $H_{c2} < H < H_{c3}$ микро­мостик должен находиться в состоянии прикраевой сверхпроводимости.

1.2.3 Зависимость формы линии $R(H)$ от измерительного тока

Эксперимент

На рис. 6 представлены зависимости сопротивления R от внешнего магнитного поля H для неперфорированного (а) и перфорированного (б) Nb микромостиков для разных значений измерительного тока I . Как уже было отмечено, резистивный переход для неперфорированного мостика происходит в две стадии с быстрым и медленным изменением R как функции H . При увеличении измерительного тока от 1 мА до 10 мА начало резистивного перехода, обусловленного началом движения вихрей, смещается в сторону меньших по абсолютной величине полей. В самом деле, из-за большого размагничивающего фактора образца ($W/D_s \sim 10^3$) сверхпроводящий мостик практически всегда находится в смешанном состоянии. Есть все основания считать, что резистивное состояние с большим наклоном dR/dH соответствует режиму течения потока под действием так называемой силы Лоренца \mathbf{F}_L в присутствии сильного потенциала пиннинга. Следовательно, излом

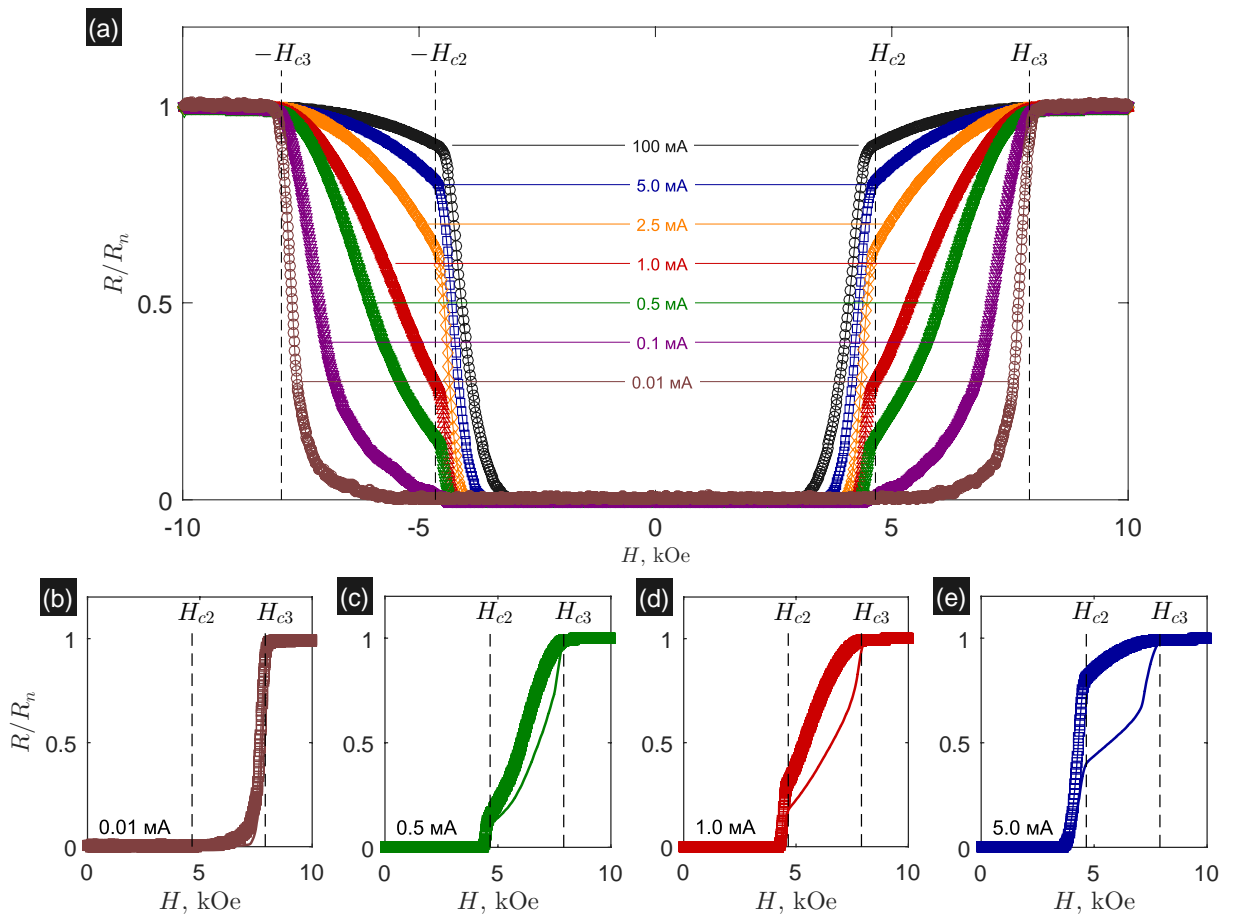


Рис. 6: Магнитосопротивление Nb микромостиков как функция измерительного тока I : (а) зависимости $R(H)$ для неперфорированного Nb мостика при $T = 4.2$ К и $I = 0.01 \dots 10$ мА; (б)–(е) сравнение форм кривых $R(H)$ для неперфорированного (с) и перфорированного мостиков (сплошные линии) для $I = 0.01$ мА (б), 0.5 мА (с), 1.0 мА (д) и 5.0 мА (е). Вертикальные пунктирные линии указывают значения критических полей H_{c2} и H_{c3} для $T = 4.2$ К (рис. 5б).

Транспортные измерения и обработка результатов: R. Werner, А. Ю. Аладышкин (Werner *et al.* [A1]).

на зависимости $R(H)$ должен соответствовать переходу от режима с развитой объёмной сверхпроводимостью к режиму с подавленной объёмной сверхпроводимостью и происходить *вблизи* верхнего критического поля H_{c2} . Подчёркнём, что положение излома не может быть идентично определению H_{c2} , поскольку верхнее критическое поле определяется с помощью термодинамических соотношений, в то время как смена режима течения потока вихрей есть задача сильно неравновесная. Отметим, что сопротивление микромостика в точке излома увеличивается с ростом тока от $0.3 R_n$ для 1 мА до $0.9 R_n$ для 10 мА.

При уменьшении измерительного тока излом практически исчезает и резистивный переход затягивается вплоть до полей, близких к критическому полю поверхностной сверхпроводимости H_{c3} при данной температуре. В самом деле, поскольку прикраевые каналы способны обеспечить бездиссипативное протекание тока, то состояние с нулевым или почти нулевым сопротивлением будет сохраняться при диапазоне полей от H_{c2} до H_{c3} . Отметим, что независимо от величины измерительного тока все кривые $R(H)$ выходят на нормальное значение при одном и том же поле, которые мы интерпретируем как критическое поле поверхностной сверхпроводимости, при этом $H_{c3} \approx 1.7 H_{c2}$. Похожее поведение магнитосопротивления с изломом также наблюдалось для сверхпроводящих плёнок Ni-Ta при измерении в *параллельном* магнитном поле (Hempstead and Kim [119]).

Для перфорированного микромостика магниторезистивные характеристики эволюционируют аналогично, однако, во-первых, излом становится более выраженным, во-вторых, сопротивление перфорированного микромостика в интервале полей $H_{c2} < H < H_{c3}$ всегда ниже, чем сопротивление обычного мостика, и это различие увеличивается с ростом I ; в-третьих, для минимального измерительного тока (рис. 6b) видно смещение начала резистивного перехода в область больших полей. Все эти аномалии могут быть связаны с тем, что эффективность пиннинга и доля локализованной сверхпроводящей фракции в перфорированном образце значительно повышена за счет присутствия внутренних границ, поэтому отличие резистивных характеристик перфорированного и неперфорированного микромостиков в состоянии прикраевой сверхпроводимости хорошо заметно.

Численное моделирование

Для интерпретации экспериментальных результатов мы провели моделирование транспортных свойств тонкоплёночных мезоскопических мостиков в рамках нестационарной теории ГЛ с помощью пакета программ GLDD. Будучи ограниченными вычислительными ресурсами, качестве модельного объекта мы рассмотрели сверхпроводящий образец прямоугольной формы постоянной толщины длиной $L = 60 \xi_0$ и шириной $W = 30 \xi_0$. Следует подчеркнуть, что реальные размеры микромостика, описанного в предыдущем разделе, значительно превышают размеры модельного мостика, однако результаты моделирования хорошо описывают сверхпроводящие свойства микромостика в режиме прикраевой сверхпроводимости. Для минимизации краевых эффектов мы рассмотрели мостик с неоднородным распределением критической температуры: $T_{c1} = 20$ К в областях шириной $b = 3 \xi_0$ вблизи торцов мостика, где происходит ввод и вывод стороннего тока, и $T_{c0} = 9$ К во внутренней части (рис. 1a). Этот нехитрый технический трюк обеспечивает полную

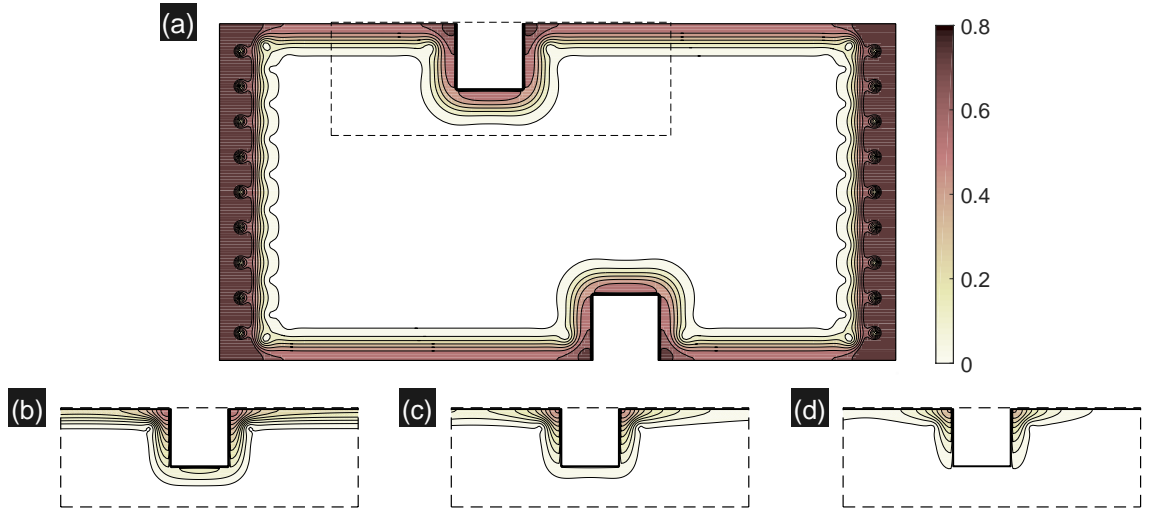


Рис. 7: (а) Равновесное распределение модуля параметра порядка $|\psi(x, y)|$ в сверхпроводящем образце размером $60 \xi_0 \times 30 \xi_0$ с двумя прикраевыми дефектами размером $6 \xi_0 \times 6 \xi_0$ во внешнем магнитном поле $H/H_{c2}^{(0)} = 1.20$ при $T = 0$. Области шириной $3 \xi_0$ вблизи левого и правого торцов микромостика имеют более высокую критическую температуру. (b–d) Равновесные распределения $|\psi(x, y)|$ вблизи дефекта (в области, обозначенной на рисунке (а) пунктирным прямоугольником) для $H/H_{c2}^{(0)} = 1.65$ (b), 1.75 (c) и 1.85 (d).

Численное моделирование и обработка результатов: А. Ю. Аладышкин

конверсию инжектируемого нормального тока в сверхпроводящий ток внутри областей с улучшенными характеристиками при любых рассматриваемых значениях T и H .

Начнём с обсуждения вопроса об устойчивости прикраевых сверхпроводящих каналов к искажению формы границы из-за дефектов структуры. Очевидно, что если прикраевая шероховатость границы будет иметь характерную амплитуду порядка длины когерентности или менее, то влияние такой шероховатости будет ослаблено за счёт сглаживания неоднородностей на масштабах порядка $\xi(T)$, определяемых характерной шириной прикраевого сверхпроводящего зародыша. Если амплитуда шероховатости существенно превышает длину когерентности, то зарождение сверхпроводимости вблизи такой границы будет определяться величинами внутренних углов между локально плоскими участками. Очевидно, что такая задача станет подобной локальной задаче о критическом поле H_{c3} сверхпроводящем клине в параллельной геометрии (например, Brosens *et al.* [243] и [244], Aladyshkin *et al.* [A14]). Поскольку зависимость H_{c3} от угла α является монотонно убывающей и в диапазоне углов от $\alpha = 180^\circ$ до 360° слабо зависит от угла, участками с ослабленной прикраевой сверхпроводимостью следует считать области вблизи изломов с $\alpha > 180^\circ$. На рис. 7 показаны стационарные распределения параметра порядка, возникающие в сверхпроводящем мостике с локально плоскими участками ($\alpha = 180^\circ$) и областями повышенным и пониженным критическими полями ($\alpha = 90^\circ$ и $\alpha = 270^\circ$, соответственно). Легко видеть, что прикраевой сверхпроводящий канал повторяет контуры изрезанной границы образца вплоть до $H \simeq 1.70 H_{c2}$, а при больших полях подавление сверхпроводимости вблизи плоских участков и 270° -углов происходит практически одно-

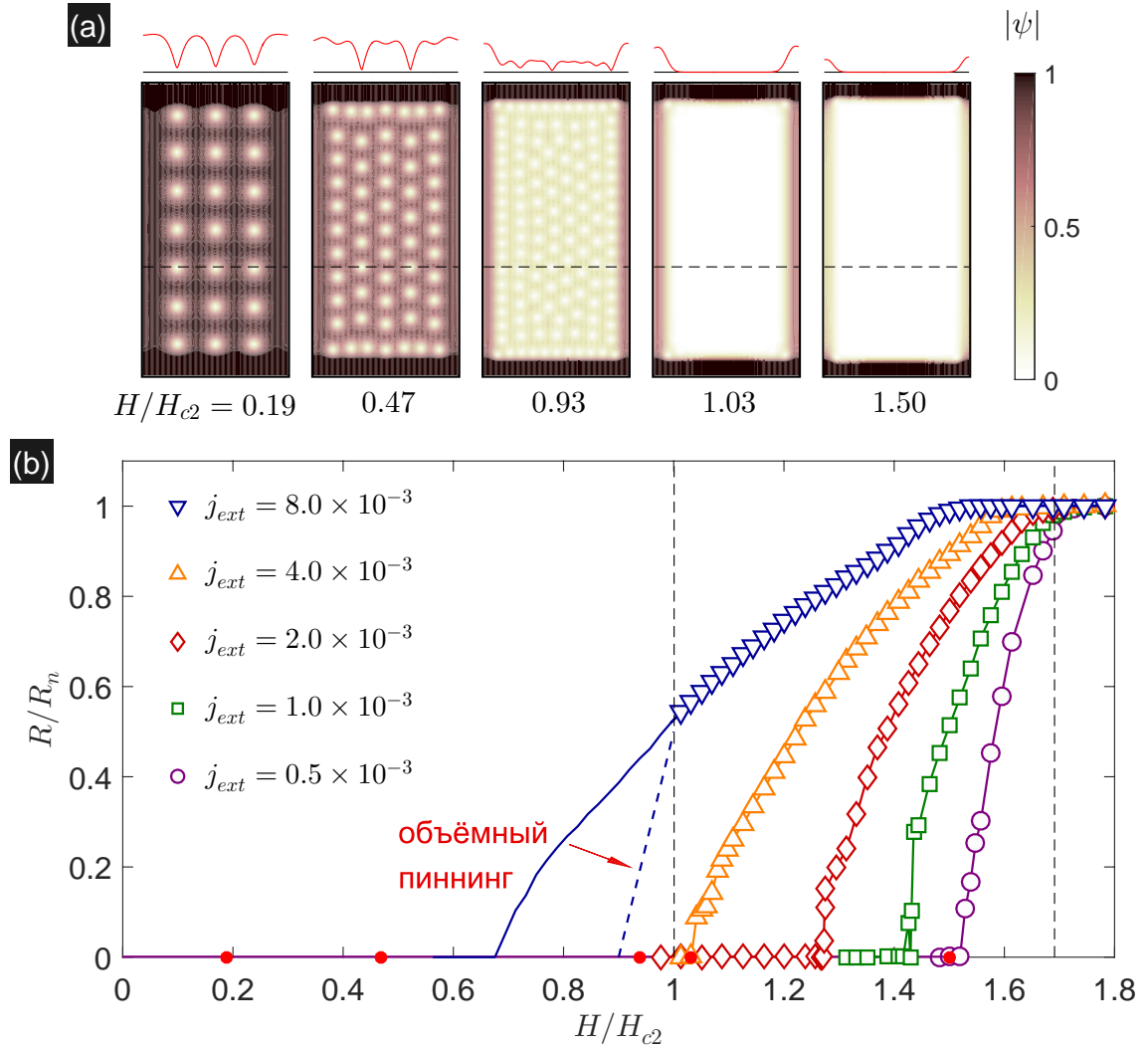


Рис. 8: Моделирование токонесящих состояний в сверхпроводящих микромостиках ($L = 60 \xi_0$, $W = 30 \xi_0$, $T/T_c=0.47$): (a) Стационарные двумерные и одномерные (вдоль пунктирной линии) распределения модуля параметра порядка $|\psi(x, y)|$ для $j_{ext} = 0.5 \times 10^{-3}$ для различных значений H , транспортный ток течет сверху вниз. (b) Зависимость нормированного сопротивления R/R_n от H/H_{c2} для различных значений плотности транспортного тока j_{ext} , вертикальные пунктирные линии указывают на оценки критических полей H_{c2} и H_{c3} при данной температуре, символы \bullet соответствуют значениям H на рисунке (a). Красная стрелка указывает на ожидаемую трансформацию магниторезистивных зависимостей при учёте конечного пиннинга при $H < H_{c2}$.
 Моделирование и обработка результатов: А. В. Путилов, А. Ю. Аладышкин (Werner *et al.* [A1]).

временно. Такой анализ позволяет сделать заключение, что формирование поверхностного канала при $H > H_{c2}$ является «топологическим» свойством и свойства такого канала слабо зависят от конкретной формы границы. Далее мы ограничимся моделированием образцов с плоскими границами.

На рис. 8а показаны стационарные распределения модуля параметра порядка $|\psi(x, y)|$ для мостика с ненулевым транспортным током и нулевым сопротивлением в однородном магнитном поле. Плотность стороннего тока равна $j_{ext} = 5 \times 10^{-4}$, что на три порядка меньше плотности тока распаривания (для внутренней части образца) при данной темпе-

ратуре.⁵ Легко видеть, что при $|H| < H_{c2}$ во внутренней части мостика возникает регулярная вихревая решетка, при этом плотность вихрей увеличивается с ростом H . Следует отметить, что амплитуда параметра порядка в прикраевых областях может превышать амплитуду объёмного решения даже в режиме развитой объёмной сверхпроводимости. При $|H| > H_{c2}$ объёмная сверхпроводимость оказывается полностью подавленной, однако система способна переносить ток бездиссипативным образом благодаря тому, что магнитное поле оказалось неспособным подавить прикраевые сверхпроводящие каналы. При дальнейшем увеличении H сверхпроводник переключается в нестационарное резистивное состояние, которое затем переходит в нормальное состояние с сопротивлением, не зависящим от магнитного поля, при $|H| > H_{c3}$.

Для вычисления сопротивления мостика мы рассматривали «виртуальные» электроды (рис. 1a) и вычисляли мгновенную разность потенциалов V после усреднения потенциалов по соответствующим областям

$$V(t) \equiv \frac{1}{S_1} \iint_{S_1} \varphi_1(x, y, t) dx dy - \frac{1}{S_2} \iint_{S_2} \varphi_2(x, y, t) dx dy, \quad (1.24)$$

где $\varphi_1(x, y, t)$ и $\varphi_2(x, y, t)$ есть мгновенные локальные значения электрического потенциала в областях 1 и 2, S_1 и S_2 есть площади «виртуальных» электродов 1 и 2. Все расчеты были выполнены для $T = 4.2$ К. На рис. 8b показаны типичные зависимости сопротивления $R \propto \overline{\delta\varphi(t)}$, получаемые путем усреднения разности потенциалов по значительному интервалу времени, от магнитного поля для нескольких значений транспортного тока. Следует отметить, что в самом деле по мере уменьшения тока резистивный переход может смещаться в область больших полей и при $j \rightarrow 0$ достигать критического поля поверхностной сверхпроводимости. При увеличении тока в интервале $H_{c2} < |H| < H_{c3}$ происходит увеличение сопротивления, сопровождающееся уменьшением наклона dR/dH , что прекрасно согласуется с экспериментальными данными (рис. 6a).

Отметим, что наша модель не может описать излом на зависимости $R(H)$ и отсутствие сопротивления $H < H_{c2}$ в режиме объёмной сверхпроводимости для относительно больших значений j , превышающих токонесущую способность прикраевых каналов (см., например, кривую $j = 8 \times 10^{-3}$ на рис. 8b). Хорошо известно, движение вихрей под действием силы Лоренца сопровождается диссипацией энергии (Bardeen and Stephen [264]). Уменьшить диссипацию энергии и сопротивление образца при $H < H_{c2}$ можно за счёт взаимодействия вихрей с неоднородностями структуры (иначе говоря, центрами пиннинга), которые препятствовали бы свободному движению вихрей в реальных образцах. Мы полагаем, что ярко выраженный излом на кривых $R(H)$ при $H \simeq H_{c2}$ связан с переходом от режима течения потока в образце с заметным объёмным пиннингом и развитой объёмной сверхпроводимости к режиму подавленной объёмной сверхпроводимости.

⁵Напомним, что для выбранной системы единиц плотность тока распаривания Гинзбурга–Ландау при $T = 0$ равна 0.385, поэтому при $T = 4.2$ К плотность тока распаривания равна $0.385 \cdot (1 - T/T_{c0})^{3/2} \simeq 0.15$.

1.2.4 Распределение тока в прикраевых каналах в стационарном и нестационарном состояниях

Асимметрию распределения сверхпроводящего тока в прикраевых каналах можно легко понять на основе качественных соображений. Рассмотрим сверхпроводящий мостик в перпендикулярном магнитном поле. Используя вектора внешней нормали \mathbf{n} и внешнего поля \mathbf{H} , можно сформировать комбинацию $\mathbf{j} = [\mathbf{n} \times \mathbf{H}]$, которая будет определять направление экранирующих токов в непосредственной близости от границы образца. Очевидно, что на нижней и верхней границах образца вектора \mathbf{j} будут иметь противоположную ориентацию и, соответственно, параллельную и антипараллельную ориентацию по отношению к плотности транспортного тока \mathbf{j}_{ext} (рис. 9). Следствием нелинейного взаимодействия экранирующего и транспортного тока должна быть асимметрия распределения полного сверхпроводящего тока в прикраевых каналах. Отметим, что величина критического тока, соответствующего протеканию максимального сверхпроводящего тока через оба канала бездиссипативным образом, не должна зависеть от полярности транспортного тока.

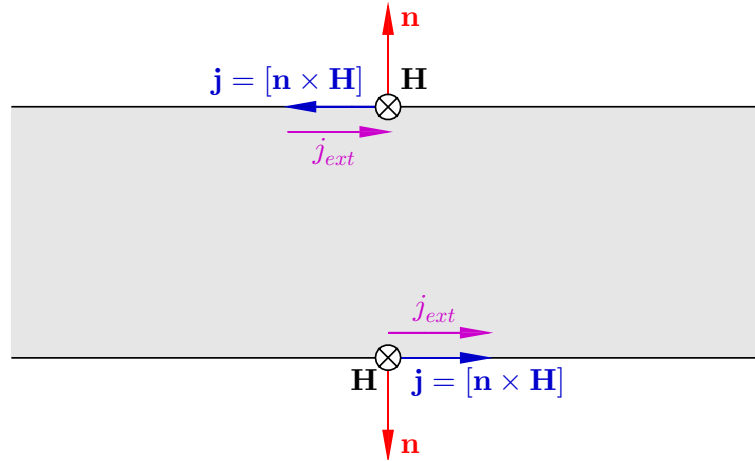


Рис. 9: Взаимная ориентация векторов $\mathbf{j} = [\mathbf{n} \times \mathbf{H}]$ и плотности транспортного тока \mathbf{j}_{ext} , \mathbf{H} – внешнее магнитное поле, \mathbf{n} – вектор нормали.

На рис. 10 показаны распределения плотности сверхпроводящего тока по ширине образца в стационарном режиме (а) и распределения средней по времени плотности сверхпроводящего тока по ширине образца в нестационарном режиме (b, c) для прикраевой сверхпроводимости при наличии транспортного тока. Моделирование выполнено для мезоскопического сверхпроводника с параметрами, максимально приближенными к характеристикам Nb микромостиков при гелиевых температурах: $T_{c0} = 9$ К, $H_{c2} = 2$ кЭ, $\xi_0 \simeq 40$ нм, $T = 4.2$ К, $H = 1.4$ кЭ, что составляло $H/H_{c2} \simeq 1.3$ при данной температуре. Геометрические размеры образца были выбраны настолько большими (длина $L = 60 \xi_0$ и ширина $L = 30 \xi_0$), чтобы иметь возможность провести серию вычислений за разумное время. Для того, чтобы обеспечить быстрое восстановление параметра порядка после входа и выхода вихрей мы взяли параметр релаксации $u = 2$.

Для микромостика в стационарном режиме нормальный ток равен нулю, а сверхпро-

водящий ток вблизи каждой из границ меняет направление таким образом, чтобы попытаться экранировать внешнее поле, направленное против оси z , силами куперовских пар внутри канала шириной порядка нескольких длин когерентности (рис. 10а). Если сторонний ток равен нулю, что полный поток сверхпроводящей компоненты тока через любое сечение равен нулю, при этом полный поток сверхтока через верхний прикраевой канал $J_s^{tot} > 0$ в точности равен обратному потоку через нижний прикраевой канал $J_s^{bot} < 0$, где

$$J_s^{tot} \equiv \int_0^{W/2} \langle j_{s,x}(y) \rangle dy \quad \text{и} \quad J_s^{bot} \equiv \int_{-W/2}^0 \langle j_{s,x}(y) \rangle dy.$$

Если полный сторонний ток J_{ext} превышает некоторое критическое значение при данной температуре ($\simeq 0.001 j_{GL} \times 30 \xi_0 = 0.03 j_{GL} \xi_0$ согласно рис. 8b) микромостик переходит в резистивное состояние, при этом средний поток нормальной компоненты тока $\langle j_{n,x}(y) \rangle \neq 0$ и по закону сохранения электрического тока $j_{ext} \cdot (W/\xi_0) = J_s^{tot} + J_s^{bot} + \langle j_{n,x}(y) \rangle$. Распределения средних плотностей сверхпроводящего и нормального токов в резистивном состоянии показаны на рис. 10b,c. Легко видеть, что средний сверхпроводящий ток прикраевых каналов отличен от нуля даже в резистивном состоянии при пропускании значительного транспортного тока. Этот вывод крайне важен для интерпретации экспериментов по сканирующей лазерной микроскопии, которые будут представлены в разделе 1.2.5. Отметим, что в резистивном состоянии пропускная способность прикраевых каналов разная – верхний прикраевой канал переносит примерно на 40%–50% больше сверхтока, чем нижний прикраевой канал. Такая асимметрия является следствием интерференции экранирующих токов и транспортного тока на разных сторонах микромостика.

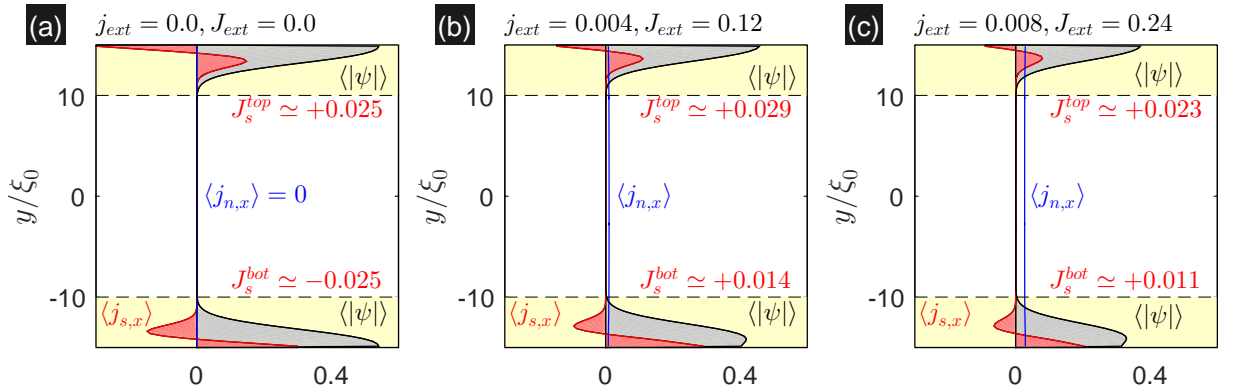


Рис. 10: Зависимости усредненных по времени модуля параметра порядка $\langle |\psi| \rangle$ и продольной x -компоненты плотности сверхпроводящего $\langle j_{s,x} \rangle$ и нормального $\langle j_{n,x} \rangle$ токов и от поперечной y -координаты при $x = 0$ для различных значений плотности инжектируемого тока $j_{ext}/j_{GL} = 0$ (a), 0.004 (b) и 0.008 (c). На рисунках показаны интегральные потоки сверхпроводящей компоненты через верхний J_s^{top} и нижний J_s^{bot} прикраевые каналы, отмеченные жёлтым цветом. Моделирование выполнено для сверхпроводящего мезоскопического образца длиной $L = 60 \xi_0$ и шириной $W = 30 \xi_0$ при $T/T_{c0} = 0.47$, $H = 0.7 H_{c2}^{(0)} \simeq 1.3 H_{c2}$, внешний ток с плотностью j_{ext} инжектируется в левую торцевую часть микромостика ($x = -L/2$) однородно по ширине. Моделирование и обработка результатов: А. В. Путилов, А. Ю. Аладышкин (Werner *et al.* [A1]).

Похожий эффект асимметрии распределения критического тока в режиме поверхностной сверхпроводимости был описан в работах Park [259] и [260] на основе стационарной модели ГЛ. Следует подчеркнуть, что асимметрия пропускной способности прикраевых каналов каналов меняет знак при инверсии знака внешнего поля или стороннего тока.

1.2.5 Визуализация прикраевой сверхпроводимости методом сканирующей лазерной микроскопии

Принцип измерений

Эксперименты по визуализации локализованных сверхпроводящих состояний в сверхпроводящих микромостиках методом низкотемпературной сканирующей лазерной микроскопии (low-temperature scanning laser microscopy, LTSLM) были выполнены в Тюбингенском университете (R. Werner, D. Koelle, R. Kleiner) и обработаны диссертантом в ИФМ РАН.

Кратко опишем идею метода сканирующей лазерной микроскопии (см., например, Дмитренко и др. [265] и [266], Лукашенко и др. [267], Sivakov *et al.* [268], Abraimov *et al.* [269], Wagenknecht *et al.* [270], Wang *et al.* [271]). Исследуемый образец помещается на охлаждаемый держатель в проточном гелиевом криостате с оптическим портом. Модулированное по амплитуде квазинепрерывное лазерное излучение (длина волны 680 нм, частота модуляции 10 кГц, длительность одиночного импульса порядка 50 мксек с паузой между импульсами 50 мксек) с помощью системы линз фокусируется в узкий луч диаметром порядка 2 мкм, который формирует в некоторой точке на поверхности образца «горячее пятно» (hot spot) диаметром порядка 5–10 мкм. Размер горячего пятна зависит от диаметра падающего луча и теплопроводности образца. По нашим оценкам, мощности излучения (до 25 мкВт) достаточно для локального нагрева образца на $\Delta T \sim 0.1 - 0.2$ К. Разумно предположить, что влияние лазерного луча будет равномерно по толщине, поскольку типичные толщины сверхпроводящих образцов много меньше диаметра горячего пятна. Эксперименты по LTSLM микроскопии обычно выполняются в режиме заданного транспортного тока (в нашем случае $I = 1$ мА). Очевидно, что индуцированный лазерным лучом локальный нагрев должен приводить к частичному или полному подавлению локальных сверхпроводящих свойств. Изменяя положение горячего пятна (x, y) с помощью системы зеркал и измеряя индуцированное лазерным лучом изменение разности потенциалов dV на образце на частоте модуляции с помощью синхронного детектора и интенсивность отраженного излучения, можно получить двумерную карту $\Delta V = \Delta V(x, y)$, а также оптическое изображение исследуемого микромостика.

Полученное LTSLM-изображение может быть интерпретировано следующим образом. Если некоторая область образца находится в нормальном состоянии и потому не участвует в переносе сверхпроводящего тока, то облучение этой области не приведет к существенному изменению напряжения на мостике: $\Delta V \propto \partial \rho_n / \partial T \rightarrow 0$. Следовательно, участки поверхности образца, для которых $\Delta V(x, y)$ близко к нулю, на первый взгляд, должны быть отождествлены с нормальной фазой. Однако, малое изменение ΔV может быть при-

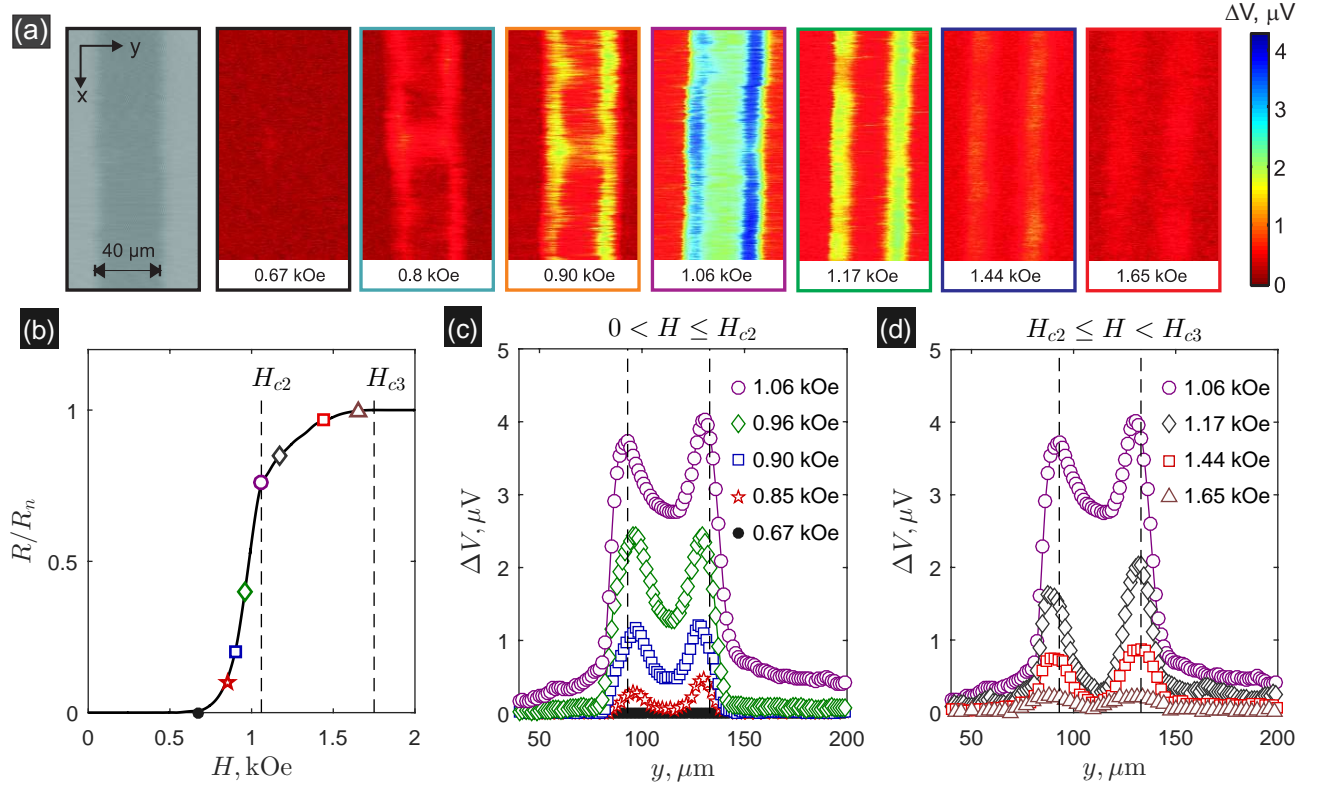


Рис. 11: Результаты исследования локализованных и делокализованных сверхпроводящих состояний в Nb микрополоске методом низкотемпературной сканирующей лазерной микроскопии при температуре 7.5 К, транспортный ток 1.0 мА: **(а)** Оптическое изображение (слева) и LTSLM-карты – зависимости индуцированного лазерным лучом падения напряжения ΔV от координаты центра пучка x и y для различных значений внешнего магнитного поля H ; **(б)** Зависимость сопротивления R от H при температуре 7.5 К, вертикальными пунктирными линиями отмечены поля H_{c2} и H_{c3} для данной температуры. **(с, д)** Зависимости ΔV от поперечной координаты y для $H \leq H_{c2}$ (с) и $H_{c2} \leq H < H_{c3}$ (д), вертикальными пунктирными линиями отмечены края микрополоски.

LTSLM микроскопия и обработка результатов: R. Werner, D. Koelle, A. Yu. Aladyshkin (Werner *et al.* [A1]).

сущее противоположному случаю развитой сверхпроводимости, когда вызванный лучом локальный нагрев не способен существенно изменить сверхпроводящие характеристики. Различить эти два предельных случая представляется возможным только при проведении серии измерений при различных температурах и анализе эволюции интенсивности сигнала в различных областях. Промежуточный случай наиболее интересен – локальный нагрев сверхпроводящей области может существенно ухудшить ее характеристики и подавить локальную плотность сверхпроводящего тока, что вызовет существенное перераспределение плотности тока по всему образцу и переключение образца из состояния с малым сопротивлением в высокорезистивное состояние. Отметим, что изменение индуцированного лучом напряжения будут тем больше, чем больший сверхток протекал в данной области: $\Delta V(x, y) \propto J_s(x, y)$. Иными словами, метод LTSLM микроскопии позволяет визуализировать токонесущую способность сверхпроводящего образца и исследовать её эволюцию при изменении H и T .

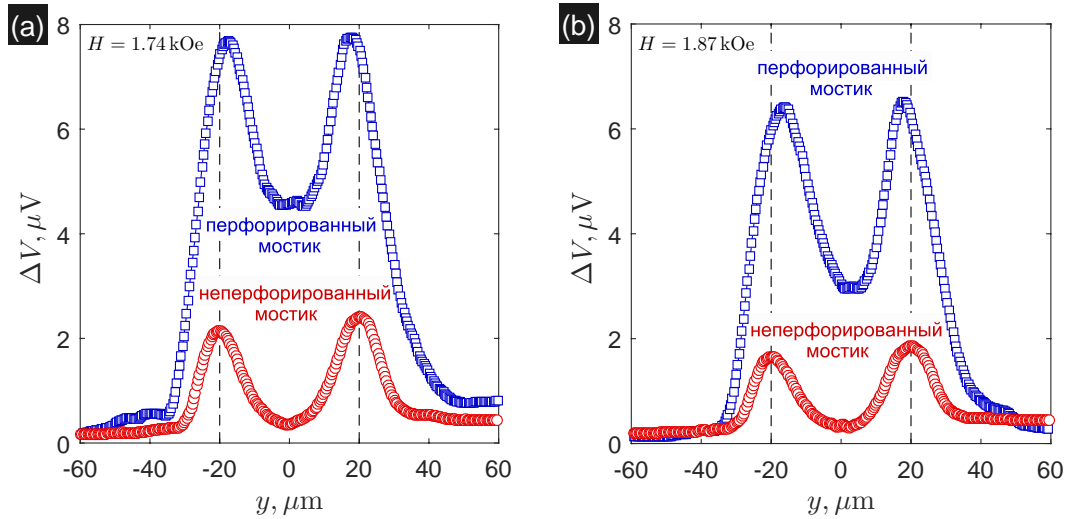


Рис. 12: Зависимости индуцированного лазерным лучом падения напряжения ΔV от y -координаты, полученные для перфорированного и неперфорированного Nb микромостиков при $T=7.0$ К, $H=1.74$ кЭ (а) и $H=1.87$ кЭ (б); вертикальными пунктирными линиями отмечены края микромостика.

LTSLM микроскопия и обработка результатов: R. Werner, D. Koelle, A. Yu. Aladyshkin. Рисунок взят из работы Werner *et al.* [A1].

Эксперимент

Поскольку максимальное поле в LTSLM установке было равно 2 кЭ, индуцированные внешним полем и/или лазерным излучением переходы между сверхпроводящим, резистивным и нормальным состояниями могли быть обнаружены только для достаточно высоких температур в интервале от 7.0 до 8.5 К. Все представленные двумерные распределение LTSLM-сигнала получены в процессе сканирования поверхности образца лазерным лучом слева направо (направление быстрого сканирования) и снизу вверх (направление медленного сканирования).

На рис. 11а показана серия двумерных изображений (LTSLM-карт), представляющих собой зависимости индуцированного лазерным лучом напряжения ΔV от координат центра луча x и y , для неперфорированного Nb мостика и различных значений H при $T = 7.5$ К. Используя фазовую $H - T$ диаграмму (рис. 5) и зависимость сопротивления R от H (рис. 11b) при $T = 7.5$ К, можно получить оценки верхнего критического поля $H_{c2} \simeq 1.08$ кЭ и критического поля поверхностной сверхпроводимости $H_{c3} \simeq 1.75$ кЭ при данной температуре. Для наглядности на рис. 11c,d показана серия одномерных зависимостей ΔV от поперечной y -координаты при $0 < H \leq H_{c2}$ (c) и $H_{c2} \leq H < H_{c3}$ (d).

При $H = 0.67$ кЭ Nb микромостик находится в сверхпроводящем состоянии и LTSLM-отклик близок к уровню шумов. Это указывает на то, что мощности лазерного луча недостаточно для разрушения развитой объёмной сверхпроводимости. После перехода микромостика в резистивное состояние при $H = 0.80$ кЭ на LTSLM-карте проявляются контуры образца с выраженными максимумами вблизи левого и правого краёв микромостика и слабым сигналом в центральной части. Усиление LTSLM-сигнала в прикраевых областях при

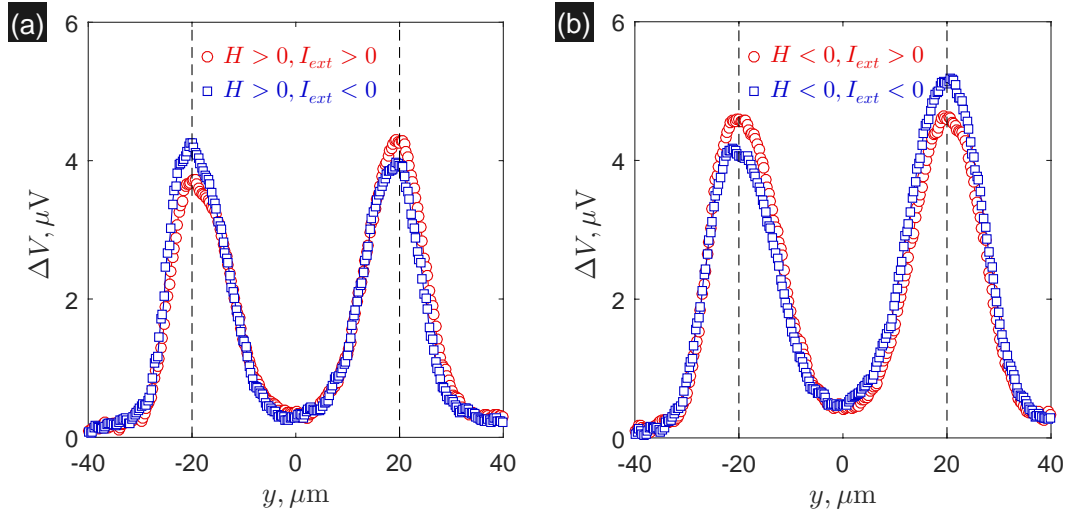


Рис. 13: Зависимости индуцированного лазерным лучом падения напряжения ΔV от y -координаты, полученные для неперфорированного Nb микрополоски при $T=7.2$ К, $H_{c2}=1.37$ кЭ, $|H|=1.40$ кЭ и $|I_{ext}|=1$ мА, для $H > 0$ (а) и $H < 0$ (б); вертикальными пунктирными линиями отмечены края микрополоски.

LTSLM-микроскопия и обработка результатов: R. Werner, D. Koelle, A. Yu. Aladyshkin (Werner *et al.* [A1]).

$H < H_{c2}$ можно связать с эффективным подавлением краевого энергетического барьера из-за локального нагрева, что стимулирует вход и выход вихрей из образца и тем самым повышает диссипацию микрополоски в целом. При дальнейшем увеличении внешнего поля и приближении H к полю H_{c2} возникает заметный отклик из центральной части микрополоски с частично подавленной объёмной сверхпроводимостью, на фоне двух пиков, расположенных вблизи краёв микрополоски (зависимости 0.90 кЭ, 0.96 кЭ и 1.06 кЭ на рис. 11с).

При $H > H_{c2}$ мы наблюдали резкое уменьшение интенсивности LTSLM-сигнала из центральной части микрополоски, свидетельствующее о полном подавлении объёмной сверхпроводимости (зависимости 1.17 кЭ, 1.44 кЭ и 1.65 кЭ на рис. 11д). Отметим, что LTSLM-отклик, соответствующий прикраевым областям, сохраняется вплоть до критического поля поверхностной сверхпроводимости H_{c3} . Мы полагаем, что представленные результаты являются прямым экспериментальным доказательством существования прикраевой сверхпроводимости. Очевидно, что значительная ширина прикраевых пиков (порядка нескольких мкм) в LTSLM-экспериментах определяется не длиной когерентности, а диаметром лазерного пучка и длиной, на которой происходит релаксация температуры.

На рис. 12 показаны зависимости ΔV от поперечной y -координаты для перфорированного и неперфорированного Nb микрополосок при $T = 7.0$ К, $H = 1.74$ кЭ (а) и $H = 1.87$ кЭ (б). Для этой температуры $H_{c2} \simeq 1.6$ кЭ и $H_{c3} \simeq 2.6$ кЭ, поэтому амплитуда внешнего поля соответствует интервалу $H_{c2} < H < H_{c3}$. Отметим, что интенсивность LTSLM-сигнала ΔV_{center} из внутренней области перфорированного микрополоски сравнима с интенсивностью сигнала от прикраевых областей ΔV_{edge} : $\Delta V_{center}/\Delta V_{edge} \simeq 0.5 - 0.6$.

Напротив, интенсивность ΔV_{center} для неперфорированного мостика близка к уровню шумов и на порядок ниже интенсивности ΔV_{edge} . Такое качественное различие профилей $\Delta V(y)$ непосредственно связано с тем, что прикраевая сверхпроводимость может возникать не только на внешнем периметре образца, но и границах сквозных отверстий во внутренней части мостика и, тем самым, увеличивать долю сверхпроводящей фракции в сильных магнитных полях. Такой вывод находится в согласии с результатами транспортных измерений (рис. 6с). Большая интенсивность LTSLM–сигнала для перфорированного мостика по всей видимости связана с большей плотностью тока в таком образце из-за наличия сквозных отверстия и уменьшения эффективного сечения микромостика.

Следует отметить асимметрию LTSLM–сигнала при $H_{c2} \lesssim H < H_{c3}$, которая не зависит от направления сканирования (рис. 11d). Было показано, что соотношение между левым и правым максимумами LTSLM–сигнала изменяется при инверсии знака H или I (рис. 13). Это указывает на важность взаимной ориентации измерительного тока и экранирующих токов, которые зависят от направления внешнего поля.

Численное моделирование

Для того, чтобы прояснить вопрос о причине асимметрии LTSLM–сигнала мы провели численное моделирование влияния локального нагрева образца на сверхпроводящих характеристики микромостика. Мы предположили, что влияние модулированного лазерного луча сводится к квазистационарному повышению температуры образца, что представляется разумным при проведении низкочастотных измерений методом синхронного детектирования в присутствии лазерного излучения достаточной интенсивности (многофотонный⁶ режим поглощения). Для простоты мы рассмотрели модельный гауссов профиль локальной температуры (рис. 1b) следующего вида

$$\tilde{T}(x', y') = T + \Delta T \cdot \exp \left\{ -\frac{(x' - x)^2 + (y' - y)^2}{\sigma^2} \right\}, \quad (1.25)$$

где (x', y') – координаты текущей точки, x и y – координаты центра пучка, T – равновесная температура образца вдали от центра пучка, ΔT – величина локального повышения температуры, σ – ширина пучка. В расчетах мы использовали следующие параметры: $L = 60 \xi_0$, $W = 30 \xi_0$, $j_{ext} = 4 \times 10^{-3} j_{Gl}$, $u = 1$ и $\sigma = 7 \xi_0$. Процесс моделирования заключался в вычислении средней по времени разности потенциалов между виртуальными электродами \bar{V}_{off} и \bar{V}_{on} без лазерного излучения ($\Delta T = 0$) и в присутствии излучения ($\Delta T = 0.5 \text{ K}$), соответственно. Усреднение по времени проводилось по достаточно большому временному интервалу, включавшему не менее десяти периодов установившихся колебаний (рис. 14a,b).

На рис. 14c показаны типичные зависимости разности $\Delta V \equiv \bar{V}_{on} - \bar{V}_{off}$ от положения центра луча y и величины внешнего магнитного поля, при этом x –координата центра пучка принята равной нулю. Легко видеть, что при $H_{c2} < H < H_{c3}$ зависимости $\Delta V(y)$ имеют два локальных максимума, при этом ΔV имеет большее значение при $y = +W/2$.

⁶Теоретический анализ особенностей поглощения одиночных фотонов узким микромостиком в модели ГЛ с учётом уравнения теплопроводности проведен Д. Водолазовым в работах [272], [273] и [274].

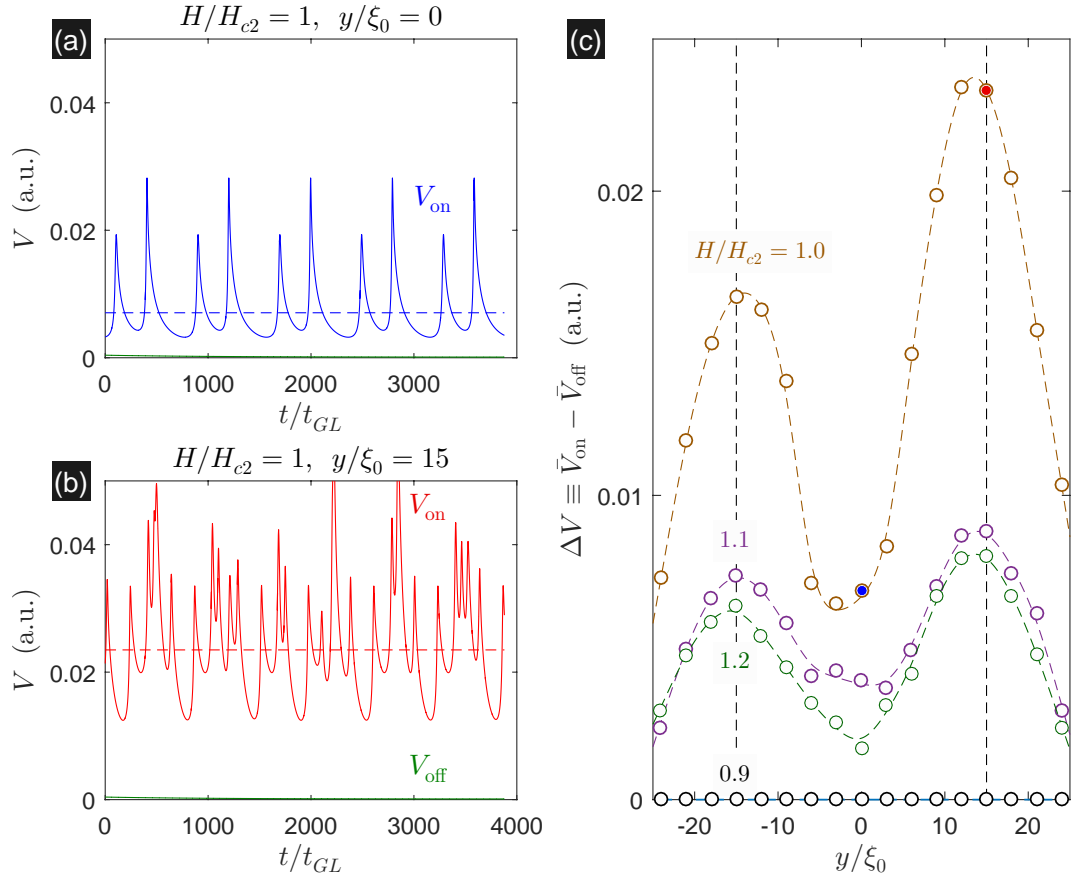


Рис. 14: (a, b) Примеры зависимостей разности потенциалов между «виртуальными» электродами от времени для образца с однородным и неоднородным распределением температуры (выключенный и включенный луч, соответственно) при $H/H_{c2} = 1$, $y = 0$ (a) и $y = +W/2$ (b). (c) Зависимость индуцированного лазерным лучом разности потенциалов $\Delta V \equiv \bar{V}_{\text{on}} - \bar{V}_{\text{off}}$ от поперечной координаты для различных значений $H/H_{c2} = 0.9, 1.0, 1.1$ и 1.2 . Вертикальные пунктирные линии указывают положение краёв микромостика.

Численное моделирование и интерпретация результатов: А. В. Путилов, R. Werner, А. Ю. Аладышкин (Werner *et al.* [A1]).

Это соответствует разрушению прикраевого канала с большим сверхтоком. Таким образом, наблюдаемая в эксперименте асимметрия LTSLM-отклика напрямую связана с асимметрией распределения критического тока в режиме прикраевой сверхпроводимости. По нашему мнению, представленные результаты являются первым экспериментальным подтверждением предсказаний, сделанных в работах Park [259] и [260].

1.3 Прикраевая сверхпроводимость и нелинейный отклик перфорированных Al микромостиков

1.3.1 Введение

Краткий обзор работ по исследованию диодного эффекта в сверхпроводящих наноструктурах

В конце 1990-х и начале 2000-х годов популярным и бурно развивавшимся направлением в физике твёрдого тела стало исследование диодного (или ratchet) эффекта в наноструктурированных материалах. Было обнаружено, что гармоническое возбуждение системы с нулевым средним значением может приводит к появлению направленного среднего потока частиц или квантов магнитного потока (вихрей) вдоль некоторого направления при условии, что рассматриваемая система обладает нарушенной симметрией потенциала или границ вдоль этого направления (Lee *et al.* [275], Wambaugh *et al.* [276], Olson *et al.* [277], Zhu *et al.* [278] и [279], Lu *et al.* [280], Villegas *et al.* [281] и [282], Van de Vondel *et al.* [137] и [138], de Souza Silva *et al.* [139], [140] и [283], Togawa *et al.* [284], Schildermans *et al.* [285], Silhanek *et al.* [286], Gillijns *et al.* [287]). В качестве источников потенциала с нарушенной симметрией рассматривались сверхпроводящие плёнки с двумерными решётками частиц треугольной формы на их поверхности (Villegas *et al.* [281]), перфорированные сверхпроводящие плёнки с двумерными решётками отверстий несимметричной формы или несимметричного взаимного расположения (Van de Vondel *et al.* [137] и [138], Togawa *et al.* [284], de Souza Silva *et al.* [140]), мезоскопические односвязные сверхпроводящие образцы сложной формы (Schildermans *et al.* [285]) и сверхпроводящие плёнки в поле магнитных частиц (de Souza Silva *et al.* [283], Silhanek *et al.* [286], Gillijns *et al.* [287], Verellen *et al.* [288]). Такие системы с нарушенной симметрией могут быть использованы для создания вихревых насосов и ловушек, предназначенных для удаления нежелательного магнитного потока из сверхпроводящих устройств (Lee *et al.* [275]) и для создания сверхпроводящих диодов. Насколько известно диссертанту, исследование особенностей нелинейного отклика в целом и генерации чётных фурье-гармоник в частности для наноструктурированных систем с нарушенной симметрией не проводилось.

Идея эксперимента по созданию сверхпроводников с анизотропной нелинейностью

Очевидно, что появление диодного эффекта для сверхпроводящих образцов с нарушенной симметрией границ или потенциала пиннинга на постоянном токе неразрывно связано с симметрией статической вольт (V) – амперной (I) характеристики. Рис. 16 иллюстрирует взаимосвязь формы $I - V$ характеристики и формы периодического сигнала $V(t)$, содержащем высшие фурье-компоненты, при инъекции переменного тока $I(t) = I_0 \sin(2\pi ft)$ с нулевым средним значением. Можно предположить, что разложение вольт-амперной характеристики в ряд Тейлора вблизи точки $I = 0$ для образцов с нарушенной симметрией будет иметь вид $V(I) = \alpha_1 I + \alpha_2 I^2 + \alpha_3 I^3 + \dots$, где коэффициенты α_i зависят от внешнего

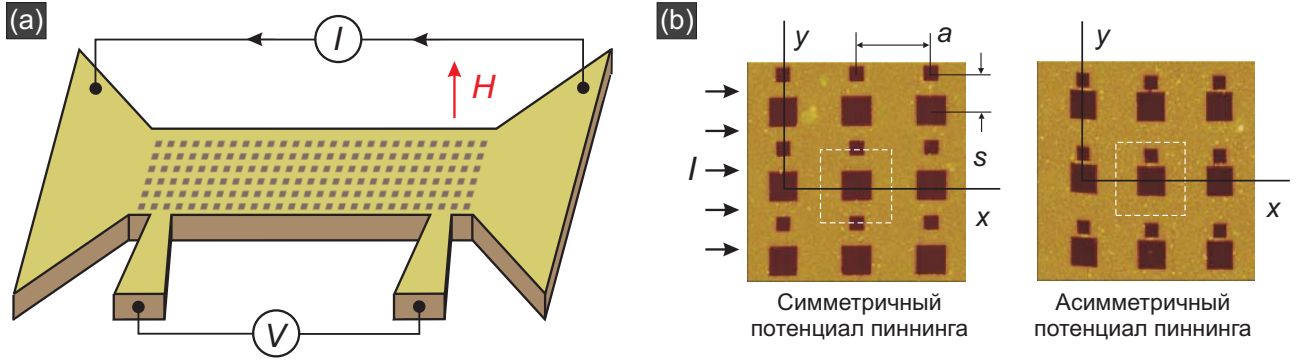


Рис. 15: (a) Схематическое представление перфорированного Al микрополоски с контактными площадками; (b) AFM-изображения микрополоски с симметричным и асимметричным потенциалом пиннинга (размер кадра 9×9 мкм²), белая пунктирная линия указывает элементарную ячейку 3×3 мкм², ось x параллельна измерительному току I , ось y параллельна силе Лоренца $F_L = c^{-1} [\mathbf{j} \times \Phi_0 \mathbf{e}_z]$, которая определяет направление движения вихрей.
AFM-измерения: J. Van de Vondel (Aladyshkin *et al.* [A2]).

магнитного поля H и температуры T , поэтому зависимость мгновенного напряжения от силы тока будет содержать все гармоники (Пестов и др. [289], Аладышкин и др. [290])

$$\begin{aligned}
 V(t) &= \alpha_1 I_0 \sin(2\pi ft) + \alpha_2 I_0^2 \sin^2(2\pi ft) + \alpha_3 I_0^3 \sin^3(2\pi ft) + \dots = \\
 &= \frac{1}{2} \alpha_2 I_0^2 + \left(\alpha_1 I_0 + \frac{3}{4} \alpha_3 I_0^3 \right) \sin(2\pi ft) - \frac{1}{2} \alpha_2 I_0^2 \cos(4\pi ft) - \frac{1}{4} \alpha_3 I_0^3 \sin(6\pi ft) + \dots
 \end{aligned}$$

Асимметрия вольт-амперной характеристики ($\alpha_2 \neq 0$) должна одновременно приводить и к появлению постоянного напряжения, и к генерации второй фурье-гармоники. Следует ожидать, что появление второй гармоники в отклике будет более чувствительным методом детектирования потенциала с нарушенной симметрией потенциала пиннинга или границ, чем изучение диодного эффекта на постоянном токе. Можно попытаться создать сложный потенциал пиннинга (Van de Vondel *et al.* [137], de Souza Silva *et al.* [140]), который будет обладать зеркальной симметрией вдоль одного направления (например, оси x) и нарушенной симметрией вдоль перпендикулярного направления (оси y), тогда в зависимости от направления внешнего тока такой образец будет обладать разными нелинейными свойствами (anisotropic nonlinearity).

1.3.2 Подготовка образцов и схема измерений

Для исследования нелинейных свойств сверхпроводящих перфорированных микрополосок диссертантом была изготовлена серия образцов следующим способом. Сначала на Si/SiO₂ подложки методом центрифугирования наносился резист РММА, который засвечивался по заданному шаблону в электронном микроскопе JEOL. После этого на слой резиста термическим методом осаждалась сплошная плёнка Al толщиной 50 нм с контролем качества осаждаемого вещества по показаниям квадрупольного масс-спектрометра и количества осаждаемого вещества по показаниям кварцевого датчика. Затем из Al плёнок

методом взрывного (lift-off) травления в нагретом ацетоне получались перфорированные мостики длиной 5 мкм и шириной 600 мкм (рис. 15). Потенциал пиннинга представлял собой двумерную структуру с периодом $a = 3$ мкм, состоящую из двух смещённых по оси y на величину s подрешёток больших (1200×1200 нм²) и малых (600×600 нм²) сквозных отверстий (antidots). В зависимости от s результирующий потенциал пиннинга для движения вихрей под действием силы Лоренца по оси y может быть симметричным (при $s = 0$ или $s = a/2$) или асимметричным (без центра инверсии) в остальных случаях. Было изготовлено пять типов структур: $s = 1100$ нм (расстояние между краями соседних отверстий 200 и 1000 нм), $s = 1200$ мкм, $s = 1300$ мкм, $s = 1400$ мкм и $s = 1500$ мкм (расстояние между краями соседних отверстий 600 нм). Детально были исследованы образцы $s = 1100$ нм с выраженной асимметрией потенциала пиннинга (далее А-мостик) и $s = 1500$ нм с симметричным потенциалом пиннинга (далее S-мостик). Измерительные контакты монтировались посредством ультразвуковой сварки. Транспортные измерения в диапазоне температур от 1.2 до 1.4 К были выполнены в криостате Oxford Instruments. Заметим, что поле соизмеримости для сложной двумерной решётки отверстий равно $H_1 = \Phi_0/a^2 \simeq 2.2$ Э для обоих образцов.

Как будет показано ниже, критическая температура Al мостиков T_{c0} в нулевом магнитном поле на постоянном токе близка к 1.3 К, верхнее критическое поле H_{c2} при $T = 0$ близко к 200 Э. Следовательно, длина когерентности при нулевой температуре будет порядка 125 нм, а при температурах выше 1.24 К ($T/T_{c0} \gtrsim 0.95$) длина когерентности будет

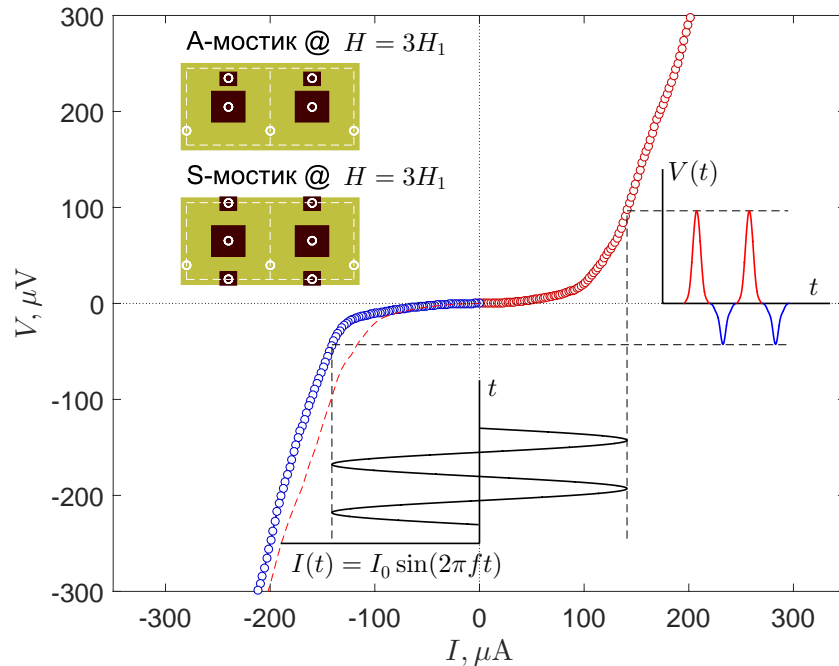


Рис. 16: Пример несимметричной статической вольт-амперной характеристики, полученной для А-мостика при $T = 1.285$ К и $H = -6.8$ Э (при $H \simeq -3H_1$). Вставки иллюстрируют трансформацию синусоидального возбуждающего сигнала в негармонический сигнал с ненулевым средним значением (диодный эффект) и ожидаемые вихревые конфигурации при $H = \pm 3H_1$.

Транспортные измерения и обработка результатов: А. Ю. Аладышкин (Aladyshkin *et al.* [A2]).

возрастать до 500 нм.

Исследования низкочастотных нелинейных свойств проводились по четырехточечной процедуре при инъекции заданного тока $I = I_0 \sin(2\pi ft)$ с нулевым средним, при этом амплитуда модуляции $I_0 = 141$ мкА и частота $f = 1.11$ кГц. Очевидно, что если амплитуда переменного тока будет превышать некоторую критическую величину для заданной температуры, то на мостике будет появляться переменное напряжение $V(t)$, которое может быть разложено в ряд Фурье $V(t) = \sum_{n=0}^{\infty} V_{nf} \sin(2\pi nft + \varphi_n)$, где V_{nf} и φ_n есть амплитуда и фаза n -ой фурье-компоненты. Зависимости амплитуд низших фурье-компонент V_f , V_{2f} и V_{3f} , а также нулевой компоненты V_0 (постоянного напряжения) от внешнего магнитного поля H и температуры T были измерены последовательно с помощью синхронного детектора Signal Recovery 7225 и нановольтметра Hewlett Packard 34420A, соответственно.

1.3.3 Нелинейный отклик и эффекты соизмеримости

Типичная статическая вольт-амперная характеристика А-мостика, иллюстрирующая асимметрию транспортных свойств перфорированных микромостиков, показана на рис. 16. Легко видеть, что следствием такой асимметрии $V(I) \neq V(-I)$ является возникновение ненулевого среднего напряжения и высших фурье-компонент в отклике такого микромостика при инъекции переменного тока.

Основные экспериментальные результаты исследования особенностей линейного и нелинейного отклика S- и А-мостиков представлены на рис. 17 и 19. Легко видеть, что зависимость амплитуды первой фурье-гармоники V_f от температуры представляет собой монотонную возрастающую функцию, описывающую переключение образцов из сверхпроводящего состояния ($V_f = 0$) в нормальное состояние ($V_f \simeq I_0 \cdot R_n$), где R_n – сопротивление микромостиков в нормальном состоянии (рис. 17c,d). Следует отметить, что зависимость сопротивления $R = V_f/I_0$ перфорированного микромостика от магнитного поля является немонотонной: сопротивление имеет ярко выраженные минимумы для значений H , кратных полю соизмеримости H_1 , независимо от симметрии потенциала пиннинга. В самом деле, при $H = nH_1$ в микромостиках формируются соизмеримые вихревых структуры, которые обладают хорошей способностью к закреплению на регулярной решётке неоднородностей. Этот процесс объясняет появление локальных максимумов критической температуры при $H = nH_1$. Кроме главных целочисленных пиков соизмеримости также видны особенности магнитосопротивления при дробных индексах, например, при $H = \pm H_1/3$ и $H = \pm 2H_1/3$ (рис. 18). Мы построили линии фазовых переходов $T_{c2}(H)$ и $T_{c3}(H)$, ориентируясь на положение линий уровней сопротивления, и оценили длину когерентности $\xi \gtrsim 500$ нм в интервале от 1.24 до 1.32 К. Более широкий резистивный переход для S-микромостика по сравнению с А-мостиком (при том же отношении T/T_{c0}) может быть связан с развитой прикраевой сверхпроводимостью (рис. 18). В самом деле, отверстия в S-мостике распределены более равномерно, при этом расстояние между краями отверстий равно 600 нм, что позволяет сделать вывод о формировании перекрывающейся сети сверхпроводящих каналов (вдоль оси y). Напротив, для А-образца расстояния между краями отверстий равны 200 нм и 1000 нм, при этом большее расстояние препятствует эффектив-

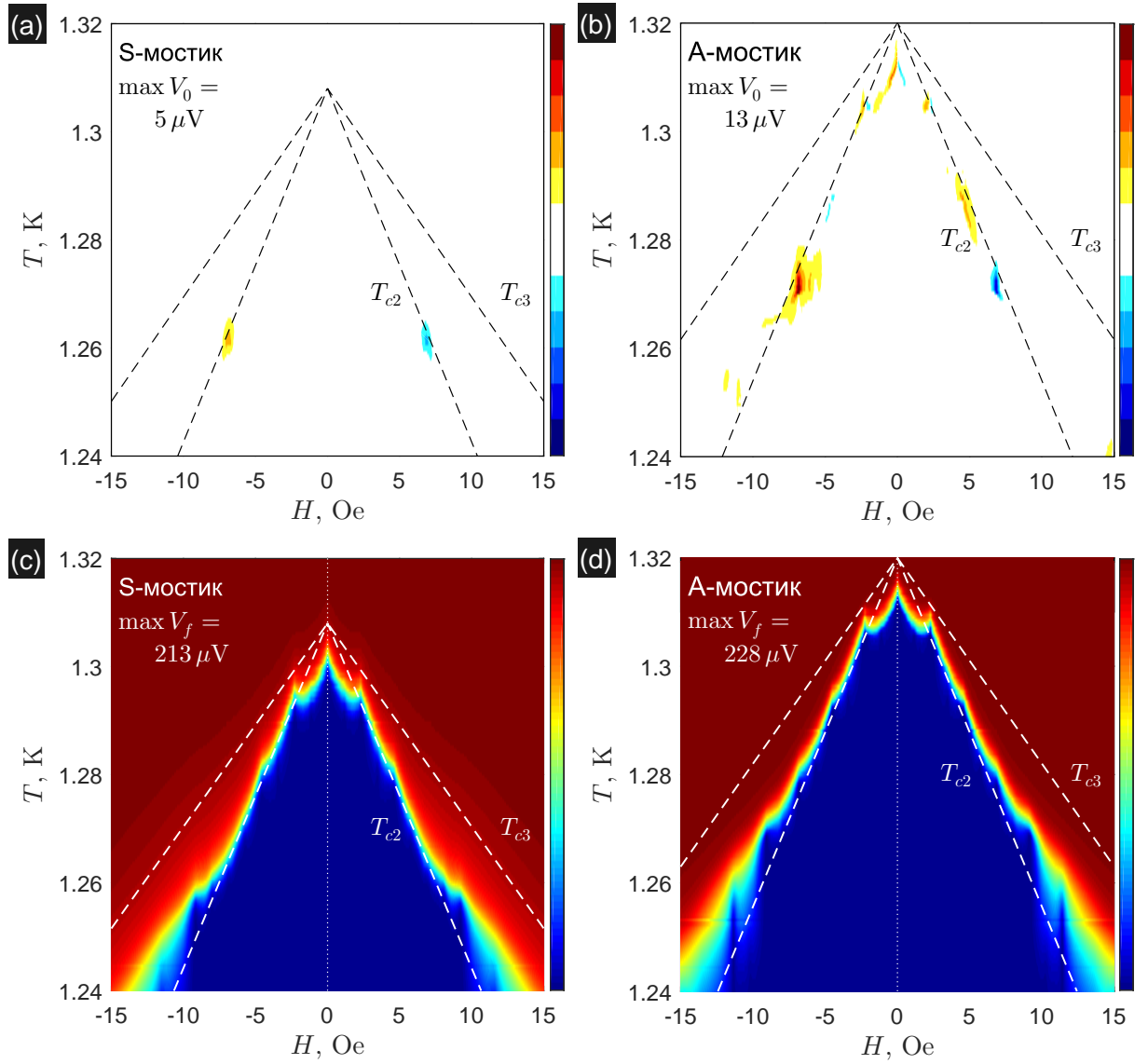


Рис. 17: (а, б) Зависимости среднего напряжения V_0 от внешнего магнитного поля H и температуры T для мостиков с симметричным (а) и асимметричным (б) потенциалом пиннинга. (с, д) Зависимости амплитуды первой фурье-гармоники V_f от внешнего магнитного поля H и температуры T для мостиков с симметричным (с) и асимметричным (д) потенциалом пиннинга. Пунктирные линии соответствуют зависимостям $T_{c2}(H)$ и $T_{c3}(H)$, где $T_{c0} \simeq 1.31$ К для S-мостика и $T_{c0} \simeq 1.32$ К для А-мостика, $H_{c2}^{(0)} \simeq 200$ Э.

Транспортные измерения и обработка результатов: А. Ю. Аладышкин (Aladyshkin *et al.* [A2]).

ному перекрытию локализованных состояний на соседних отверстиях.

Зависимость амплитуды третьей гармоники V_{3f} от H и T представляет собой немонотонную зависимость, максимумы которой располагается вблизи линии формирования объёмной сверхпроводимости $T_{c2}(H)$ (рис. 19с,д) независимо от симметрии потенциала пиннинга. Отметим, что для S-образца изотермические зависимости $V_{3f}(H)$ характеризуются медленно спадающими «хвостами»⁷ при $H_{c2} < |H| < H_{c3}$, что подтверждает формирова-

⁷Для S-мостика мы получили следующие асимптотики: $R_n - V_f/I \propto 1/H^3$ и $V_{3f} \propto 1/H^3$ при $H > H_{c2}$.

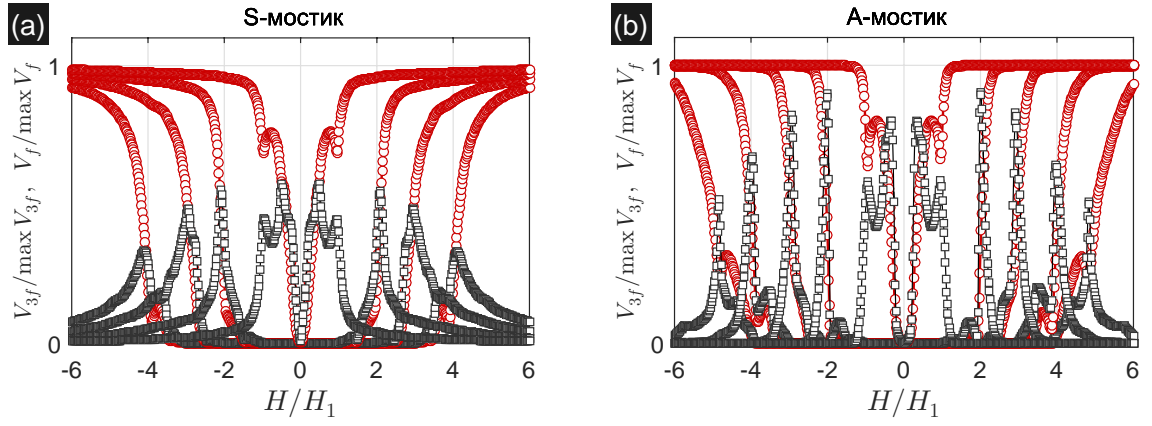


Рис. 18: (а) Сравнение изотермических полевых зависимостей первой и третьей Фурье–гармоник V_f и V_{3f} для образца с симметричным потенциалом пиннинга для $T = 1.256, 1.265, 1.279$ и 1.300 К (снизу вверх). (б) Сравнение изотермических полевых зависимостей первой и третьей Фурье–гармоник V_f и V_{3f} для образца с асимметричным потенциалом пиннинга для $T = 1.263, 1.271, 1.287, 1.300, 1.314$ и 1.317 К (снизу вверх).

Транспортные измерения и обработка результатов: А. Ю. Аладышкин (по материалам работы Aladyshkin *et al.* [A2]).

ние развитой прикраевой сверхпроводимости (рис. 18). С другой стороны, для А–мостика максимальное значение амплитуды третьей гармоники на 50% выше, чем для S–мостика.

Перейдем к обсуждению особенностей отклика на чётных гармониках. Как мы и ожидали, нарушение зеркальной симметрии для потенциала пиннинга вдоль направления движения вихрей (оси y) приводит к значительному усилению диодного эффекта для А–мостика (сравните рис. 17а и рис. 17б). Отметим, что максимумы амплитуды нулевой и второй гармоник напряжения для А–мостика наблюдается для $|H| \simeq 3H_1$ (рис. 17б и рис. 19б). Это соответствует двум хорошо закреплённым вихрям на сквозных отверстиях и одному слабо закреплённому вихрю в области между отверстиями (interstitial vortex) для каждой элементарной ячейки суперструктуры (см. вставку на рис. 16). Движение подвижного вихря под действием силы Лоренца в несимметричном потенциале, образованном межвихревым отталкивающим взаимодействием, обуславливает ярко выраженный диодный эффект и генерацию второй гармоники в образцах с несимметричным потенциалом пиннинга. Тот факт, что выпрямленное напряжение для S–мостика практически для всех значений H и T близко к уровню шумов (порядка 0.1 мкВ) свидетельствует о корректно поставленном эксперименте. Убедительное объяснение наблюдаемого резонансного диодного эффекта при $|H| \simeq 3H_1$ в образце с симметричным пиннингом пока отсутствует. По нашему мнению, такой эффект может быть связан с формированием и движением несимметричных вихревых структур (см. вставку на рис. 16) в симметричном потенциале пиннинга. Смена знака выпрямленного напряжения при изменении H связана с влиянием межвихревого взаимодействия, которое приводит к изменению направления потока плотной решётки вихрей в потенциале без центра инверсии (de Souza Silva *et al.* [140]). Зависимости амплитуды второй гармоники V_{2f} от магнитного поля и температуры (рис. 19а

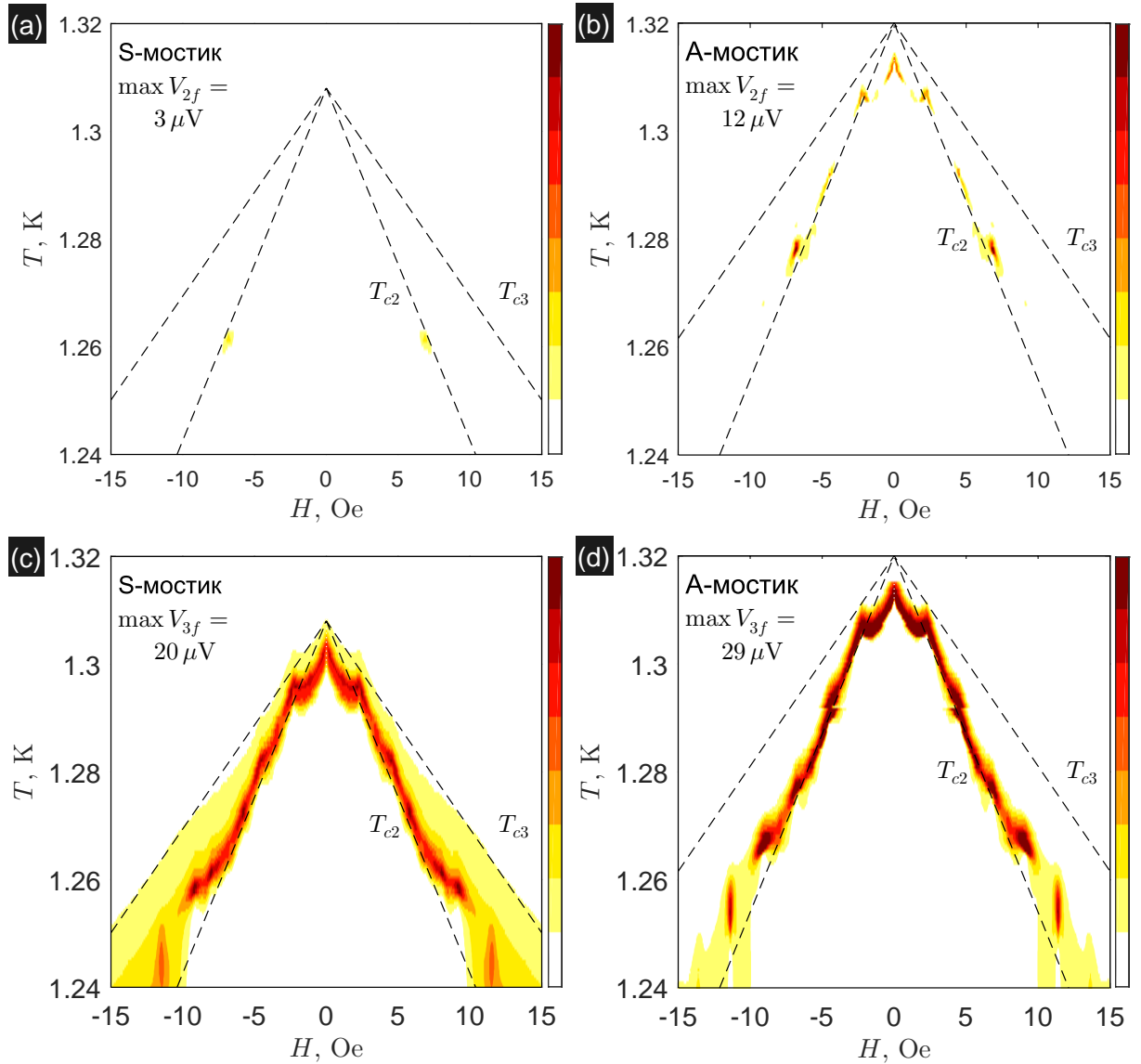


Рис. 19: (а, б) Зависимости среднего напряжения V_0 от внешнего магнитного поля H и температуры T для мостиков с симметричным (а) и асимметричным (б) потенциалом пиннинга. (с, д) Зависимости амплитуды первой фурье–гармоники V_f от внешнего магнитного поля H и температуры T для мостиков с симметричным (с) и асимметричным (д) потенциалом пиннинга.

Транспортные измерения и обработка результатов: А. Ю. Аладышкин (Aladyshkin *et al.* [A2]).

и рис. 19б) во многом напоминают карты модуля выпрямленного напряжения. Благодаря большому отношению «сигнал–шум», изучение генерации второй гармоники может быть чувствительным методом для диагностики симметрии или асимметрии потенциала пиннинга.

Подчеркнём, что осцилляции критической температуры, связанные с формированием и депиннингом соизмеримых вихревых структур, становятся более выраженными в нелинейном режиме измерений по сравнению с линейными измерениями. Мы полагаем, что предлагаемая техника может открыть новые возможности при изучении слабых эффектов симметрии границ и потенциала пиннинга в физике вихревого состояния.

1.4 Основные результаты главы 1

- Совместно с И. М. Нефёдовым, И. А. Шерешевским, В. В. Куриным и Д. А. Рыжовым разработано windows-ориентированное приложение GLDD для исследования транспортных свойств тонкоплёночных мезоскопических сверхпроводников в заданном неоднородном магнитном поле $H + b_z(x, y)$, где H есть однородная компонента поля, ориентированная перпендикулярно поверхности образца, $b_z(x, y)$ есть компонента «встроенного» неоднородного магнитного поля. Программа позволяет анализировать распределение параметра порядка, электрохимического потенциала, локальной плотности сверхпроводящей и нормальной компонент тока в стационарном и нестационарном режимах. Создан набор dll-библиотек для описания типичных распределений $b_z(x, y)$, соответствующих полям рассеяния уединённых доменных стенок, прямолинейных проводников с током, одномерных периодических распределений, двумерных решёток магнитных частиц и др. Приложение позволяет создавать дефекты структуры в виде сквозных отверстий, а также рассматривать заданные распределения критической температуры $T_c(x, y)$ или локальной температуры $T(x, y)$. Последнее обстоятельство позволяет моделировать отклик сверхпроводника на лазерное излучение, приводящее к стационарному повышению локальной температуры образца (Нефёдов и др. [C1]).
- Экспериментально исследованы особенности транспортных свойств Nb микромостиков, включая перфорированные образцы с решёткой сквозных отверстий, в сильных магнитных полях. Обнаружено, что изменение сопротивления при увеличении $|H|$ происходит в две стадии, которые соответствуют подавлению объёмной сверхпроводимости и затем прикраевой сверхпроводимости. Показано, что уменьшение измерительного тока приводит к смещению резистивного перехода в сторону больших значений H вплоть до критического поля поверхностной сверхпроводимости H_{c3} при данной температуре. На основе транспортных измерений построена фазовая диаграмма $H - T$, и определена область параметров, соответствующих объёмной и прикраевой сверхпроводимости (Werner *et al.* [A1]).
- Методом низкотемпературной сканирующей лазерной микроскопии впервые была проведена визуализация прикраевой сверхпроводимости для сверхпроводящих микромостиков в интервале полей $H_{c2} < H < H_{c3}$, основанная на исследовании зависимости индуцированного лазерным лучом падения напряжения ΔV на микромостике от положения центра луча (x, y) . Обнаружена асимметрия зависимости ΔV от поперечной координаты y . Показано, что соотношение между максимумами ΔV зависит от знака H и I (Werner *et al.* [A1]).
- Теоретически исследовано распределение локальной плотности сверхпроводящего и нормального тока в интервале $H_{c2} < H < H_{c3}$ в рамках нестационарной модели Гинзбурга–Ландау с помощью пакета программ GLDD. Исследовано влияние неоднородного распределения температуры, индуцированного лазерным лучом с центром в точке y , на сопротивление микромостика и построена зависимость ΔV от

поперечной координаты y . Показано, что наблюдаемая в эксперименте асимметрия $\Delta V(y) \neq \Delta V(-y)$ связана с увеличением и ослаблением локальной плотности сверхпроводящего тока из-за сложения транспортного и экранирующего токов на разных границах образца (Werner *et al.* [A1]).

- Экспериментально исследованы особенности нелинейных свойств перфорированных Al микромостиков с двумя вложенными подрешётками сквозных отверстий разного размера. Показано, что нарушение симметрии потенциала пиннинга для движения вихрей вызывает генерацию среднего напряжения (диодный эффект) и появление чётных фурье-гармоник напряжения. Это позволяет создавать сверхпроводящие образцы с анизотропной нелинейностью посредством создания потенциала пиннинга заданной симметрии. Обнаружен эффект резонансной генерации чётных фурье-гармоник в образце с симметричным потенциалом пиннинга при $|H| \simeq 3H_1$, соответствующий появлению сложной несимметричной вихревой структуры с тремя вихрями на элементарную ячейку суперструктуры (Aladyshkin *et al.* [A2]).

Глава 2

Зарождение сверхпроводимости в планарных гибридных системах сверхпроводник–ферромагнетик с лабиринтной доменной структурой

2.1 Введение

2.1.1 Локализованная сверхпроводимость в неоднородном магнитном поле: общие соображения

Линеаризованное уравнение Гинзбурга–Ландау в неоднородном магнитном поле

Для качественного описания термодинамических и транспортных свойств тонкоплёночных магнитосвязанных гибридных структур сверхпроводник (S) – ферромагнетик (F) без учёта эффектов близости и обменного взаимодействия можно использовать феноменологическую теорию ГЛ (раздел 1.1), дополнив функционал свободной энергии (1.1) слагаемым $-(4\pi)^{-1} \iiint \mathbf{B} \cdot \mathbf{M} dV$. Напомним, что собственным полем экранирующих токов можно пренебречь, если латеральные размеры образца существенно меньше эффективной глубины проникновения магнитного поля λ_{2D} и/или температура близка к критической температуре гибридной S/F структуры. Будем считать, что поле коэрцитивности H_c ферромагнитной подсистемы существенно превышает диапазон изменений внешнего магнитного поля \mathbf{H} в процессе измерений. Это позволяет считать, что намагниченность ферромагнетика \mathbf{M} определяется в основном магнитной предысторией и не зависит от \mathbf{H} и от распределения экранирующих токов (hard-magnet approximation). В этом случае роль неоднородного распределения $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ в ферромагнитной подложке сведётся к простой модификации соотношения (1.8) между векторным потенциалом и источниками поля

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{1}{c} \iiint_{\text{ext. sources}} \frac{\mathbf{j}_{ext}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d^3\mathbf{r}' + \iiint_{\text{ferromagnets}} \frac{\text{rot } \mathbf{M}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d^3\mathbf{r}', \quad (2.1)$$

при этом интегрирование должно выполняться по всем областям, где $\mathbf{j}_{ext}(\mathbf{r}) \neq 0$ и/или $\text{rot } \mathbf{M} \neq 0$. В диссертации символами $\mathbf{a}(\mathbf{r})$ и $\mathbf{b}(\mathbf{r}) = \text{rot } \mathbf{a}(\mathbf{r})$ будем обозначать векторный потенциал и магнитное поле, соответствующие полям рассеяния магнитных доменов, частиц или токнесущих проводников. Результирующее магнитное поле будем обозначать $\mathbf{V}(\mathbf{r}) \equiv \mathbf{H} + \mathbf{b}(\mathbf{r})$, где \mathbf{H} – внешнее поле, которое является однородным и направленным по оси z перпендикулярно плоскости тонкоплёночных S/F структур, при этом $\mathbf{V}(\mathbf{r}) = \text{rot } \mathbf{A}(\mathbf{r})$.

Сверхпроводимость, локализованная вблизи магнитных доменных стенок

Обсудим вопрос о возможности формирования локализованной сверхпроводимости в тонкой¹ сверхпроводящей плёнке, неограниченной в латеральном направлении, в неоднородном магнитном поле в виде ступеньки $b_z(x) = B_0 \text{sgn } x$, где ось z направлена по нормали к плёнке. Такое распределение поля приближенно соответствует полям рассеяния на поверхности массивного ферромагнетика вблизи доменной стенки, поэтому такое неоднородное сверхпроводящее состояние в литературе называют доменной сверхпроводимостью (domain-wall superconductivity). Задача о зарождении доменной сверхпроводимости в тонких сверхпроводящих плёнках в неоднородном поле в виде *ступенчатой* функции при наличии внешнего поля и в ферромагнитных сверхпроводниках с учётом обменного взаимодействия была поставлена и решена Буздиным и Мельниковым [20]. Запишем векторный потенциал в виде $\mathbf{A} = B_0|x| \mathbf{e}_y$ и примем во внимание, что наибольшей критической температуре будет соответствовать однородное по толщине плёнки распределение параметра порядка. В этом случае можно искать решение задачи (1.15) в виде локализованного решения бесконечно малой амплитуды $\psi(\mathbf{r}) = f_k(x) e^{\pm iky}$, при этом функция $f_k(x)$ должна быть решением одномерной задачи Штурма–Лиувилля с нулевыми граничными условиями

$$-f_k''(x) + \left(\frac{2\pi}{\Phi_0} B_0 |x| - k \right)^2 f_k(x) = \frac{1}{\xi^2} f_k(x) \quad \text{при условии} \quad f_k(x) \Big|_{|x| \rightarrow \infty} = 0, \quad (2.2)$$

при этом критическая температура гибридной S/F структуры определяется соотношением (1.16): $T_c \equiv T_{c0} \cdot \left\{ 1 - \xi_0^2 \cdot \min(1/\xi^2) \right\}$.

Учтём, что, во-первых, задача (2.2) инвариантна относительно инверсии знака x и, во-вторых, собственная функция основного состояния для одномерных задач квантовой механики не может иметь нулей (Ландау и Лифшиц [241], §20). Это позволяет перейти к

¹Здесь и далее под термином «тонкая» плёнка мы будем понимать сверхпроводящие плёнки толщиной $(k_F^2 \xi_0)^{-1} \ll D_s \lesssim \xi_0$, для которых интервал температур $|1 - T/T_{c0}| \gtrsim Gi$, в котором важны флуктуационные эффекты, пренебрежимо мал. Здесь Gi есть индекс Гинзбурга, который для тонких сверхпроводящих плёнок по порядку величины равен $(k_F^2 \xi_0 D_s)^{-1}$ в «чистом» пределе и $(k_F^2 \ell D_s)^{-1}$ в «грязном» пределе, k_F есть импульс Ферми, ℓ есть длина свободного пробега (Шмидт [225], §19). Поскольку для типичных низкотемпературных сверхпроводников $\xi_0 \sim 100$ нм, то плёнки толщиной до 10 до 50 нм вполне можно рассматривать как тонкие и пренебрегать вариацией параметра порядка по толщине с одной стороны и флуктуационными эффектами с другой стороны.

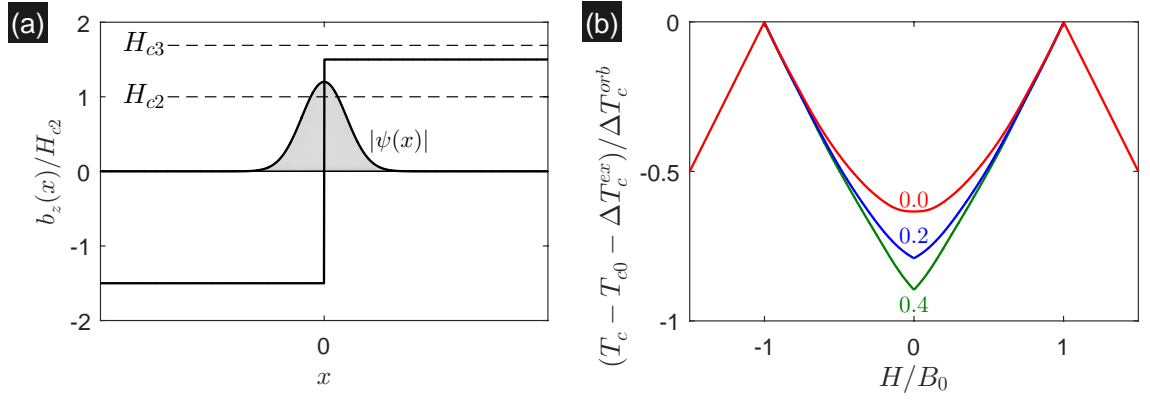


Рис. 20: (а) При условии $H_{c2} < B_0 < H_{c3}$ в сверхпроводящей плёнке возможно формирование доменной сверхпроводимости вблизи нуля z -компоненты магнитного поля, здесь B_0 есть амплитуда z -компоненты магнитного поля, H_{c2} и H_{c3} есть верхнее критическое поле и критическое поле поверхностной сверхпроводимости при данной температуре. (б) Зависимости нормированной критической температуры $(T_c - T_{c0} - \Delta T_c^{ex}) / \Delta T_c^{orb}$ от внешнего поля H , соответствующие появлению сверхпроводимости в магнитном поле вида $B_z(x) = B_0 \operatorname{sgn} x + H$ для различных значений параметра $\tau = \Delta T_c^{ex} / \Delta T_c^{orb}$, где ΔT_c^{ex} и ΔT_c^{orb} есть оценки сдвига критической температуры, обусловленные обменным и электромагнитным взаимодействием.

По материалам работы Buzdin and Mel'nikov [20].

задаче, определенной только для положительных x

$$-f_k''(x) + \left(\frac{2\pi}{\Phi_0} B_0 x - k \right)^2 f_k(x) = \frac{1}{\xi^2} f_k(x) \quad \text{при условии} \quad \left. \frac{df_k}{dx} \right|_{x=0} = 0 \quad \text{и} \quad f_k(x) \Big|_{x \rightarrow \infty} = 0. \quad (2.3)$$

Легко убедиться в эквивалентности задач о зарождении прикраевой сверхпроводимости во внешнем магнитном поле H (1.20) и доменной сверхпроводимости в поле рассеяния доменной стенки с амплитудой B_0 (2.3) при условии отсутствия внешнего магнитного поля. При наличии внешнего поля эквивалентность задач (1.20) и (2.3) нарушается. Можно показать, что при условии $|H| \leq B_0$ энергетически выгодным является решение с максимумом параметра порядка вблизи доменной стенки. Типичные зависимости критической температуры T_c от внешнего магнитного поля H для ферромагнитных сверхпроводников в режиме доменной сверхпроводимости представлены на рис. 20b. В работе Aladyshkin *et al.* [A3] было получено приближенное выражение для зависимости $T_c(H)$ для тонкой сверхпроводящей плёнки в знакопеременном поле вида $B_z(x) = B_0 \operatorname{sgn} x + H$ (без учёта обменного взаимодействия между сверхпроводником и ферромагнетиком)

$$1 - \frac{T_c^{DWS}}{T_{c0}} \simeq \frac{B_0}{H_{c2}^{(0)}} \times \left\{ 0.59 - 0.70 \left(\frac{H}{B_0} \right)^2 + 0.09 \left(\frac{H}{B_0} \right)^4 \right\} \quad \text{при} \quad |H| < B_0. \quad (2.4)$$

Компенсированная сверхпроводимость над доменами обратной полярности

Обсудим качественно влияние z -компоненты неоднородного магнитного поля, изменяющегося в пространстве от b_{min} до b_{max} , на зарождение сверхпроводимости в сильных маг-

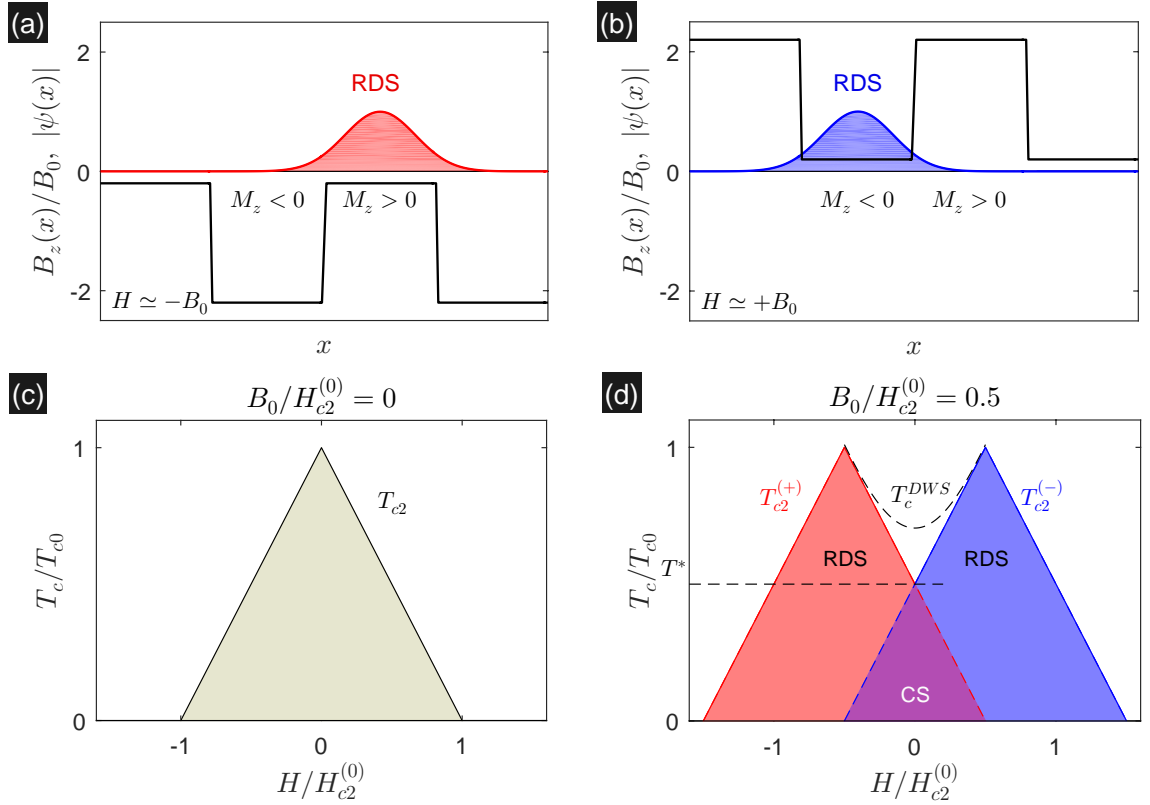


Рис. 21: (a, b) Схематическая иллюстрация появления локализованной сверхпроводимости над доменами обратной полярности по отношению к знаку H . (c) Кривая фазового перехода $T_{c2}(H)$ в однородном магнитном поле. (d) Ожидаемая трансформация зависимости $T_c(H)$ в неоднородном магнитном поле, описываемая соотношениями (2.4)–(2.6); RDS – компенсированная сверхпроводимость над обратными доменами, CS – полная сверхпроводимость.

нитных полях, где $b_{min} = \min b_z(x, y)$ и $b_{max} = \max b_z(x, y)$. Предположим, что $|H|$ превышает B_0 , где $B_0 = \max\{b_{max}, |b_{min}|\}$. В этом случае результирующее распределение магнитного поля не будет иметь нулей, следовательно при понижении температуры зарождение сверхпроводимости должно начинаться в областях с компенсированным (т. е. минимальным по амплитуде) магнитным полем (например, Buzdin and Mel'nikov [20], Aladyshkin *et al.* [A3], Yang *et al.* [83]). Очевидно, что при $|H| \simeq B_0$ такое неоднородное сверхпроводящее состояние будет локализованным в пределах доменов определенной полярности, если магнитная длина $\ell_B = \sqrt{\Phi_0/(2\pi \cdot 2B_0)}$, соответствующая удвоенному магнитному полю над доменами противоположной полярности и характеризующая радиус локализации сверхпроводящего зародыша, будет меньше полуширины доменов ($\ell_B \lesssim L/2$). Это ограничение эквивалентно условию $B_0 \gtrsim \Phi_0/(\pi L^2)$. При таком условии при $|H| \gtrsim B_0$ можно ожидать появление локализованных сверхпроводящих состояний, которые можно называть компенсированной сверхпроводимостью над магнитными доменами с обратной полярностью по отношению к знаку H (reverse-domain superconductivity, RDS). Возникновение объёмной компенсированной сверхпроводимости в гибридной S/F структуре с широкими доменами ($L \gg \xi_0$) с практически однородным полем должно описываться кривой фазового перехода, состоящей из кусочно-линейных зависимостей $T_{c2}^{(+)}(H)$

и $T_{c2}^{(-)}(H)$ (рис. 21), где

$$1 - \frac{T_{c2}^{(+)}}{T_{c0}} = \frac{|H + b_{max}|}{H_{c2}^{(0)}} \quad \text{для доменов с } M_z > 0, \quad (2.5)$$

$$1 - \frac{T_{c2}^{(-)}}{T_{c0}} = \frac{|H + b_{min}|}{H_{c2}^{(0)}} \quad \text{для доменов с } M_z < 0. \quad (2.6)$$

Если $B_0 > H_{c2}^{(0)}$, то зависимости (2.5) и (2.6) не пересекаются, в результате чего возникают две неперекрывающихся области компенсированной сверхпроводимости, соответствующих локализованной сверхпроводимости над отрицательными доменами при $H > 0$ и над положительными доменами при $H < 0$. Фазовая $H - T$ диаграмма такого рода будет представлена в разделе 4.1. Если $B_0 < H_{c2}^{(0)}$, то зависимости (2.5) и (2.6) пересекаются в точке $H^* = 0$ и $T^* = 1 - B_0/H_{c2}^{(0)}$. Температуру T^* можно назвать температурой кроссовера, которая разделяет область температур, соответствующих компенсированной сверхпроводимости над обратными доменами, от полной сверхпроводимости (complete superconductivity, CS) над обратными и параллельными доменами (см. раздел 3.2.3).

Используя аналогию между задачей о зарождении сверхпроводимости и задачей о размерном квантовании, оценим максимальную критическую температуру $\max T_c^{RDS}$ в состоянии компенсированной сверхпроводимости из условия $\xi^{-2} \simeq L^{-2}$, где L — характерная ширина магнитных доменов. Это даёт нам оценку $\max T_c^{RDS} \simeq T_{c0} \cdot (1 - \xi_0^2/L^2)$. Если

$$\frac{B_0}{H_{c3}^{(0)}} > \frac{\xi_0^2}{L^2} \quad \text{или} \quad B_0 \gtrsim \frac{\Phi_0}{\pi L^2},$$

то $\max T_c^{RDS} > T_c^{DWS}$. В этом случае критическая температуры сверхпроводящей плёнки должна изменяться немонотонно при изменении внешнего поля, поэтому при достаточно высоких температурах ($T \gtrsim T^*$) следует ожидать переходы из нормального в сверхпроводящее состояние и затем из сверхпроводящего состояния в нормальное состояние при увеличении $|H|$. Такое поведение сверхпроводящих систем с немонотонной зависимостью T_c от $|H|$ часто называют возвратной сверхпроводимостью (reentrant superconductivity).

Зарождение сверхпроводимости в линейно растущем магнитном поле

Опишем аналитический метод приближенного решения линеаризованного уравнения Гинзбурга–Ландау (1.15) в тонких сверхпроводящих плёнках в линейно растущем поле вида $B_z(x) = b'_z(x_0)(x - x_0)$, основанный на масштабном преобразовании (Buzdin and Mel'nikov [20], Aladyshkin *et al.* [A3] и [141]). Разложим векторный потенциал в окрестности нуля z -компоненты полного магнитного поля ($b_z(x_0) + H = 0$) в ряд Тейлора

$$A_y(x) \simeq x_0 H + a_y(x_0) + \frac{1}{2} b'_z(x_0)(x - x_0)^2 + \dots \quad (2.7)$$

Приближение (2.7) будет справедливо при условии $|b''_z(x_0)\ell_\psi/b'_z(x_0)| \ll 1$, где ℓ_ψ есть характерный размер волновой функции (рис. 22а). Введем новую координату $\tau = (x - x_0)/\ell_\psi$ и вспомогательные параметры

$$\ell_\psi = \sqrt[3]{\frac{\Phi_0}{\pi|b'_z(x_0)|}} \quad \text{и} \quad Q_k = -\sqrt[3]{\frac{\Phi_0}{\pi b'_z(x_0)}} \left(\frac{2\pi}{\Phi_0} x_0 H + \frac{2\pi}{\Phi_0} a_y(x_0) - k \right),$$

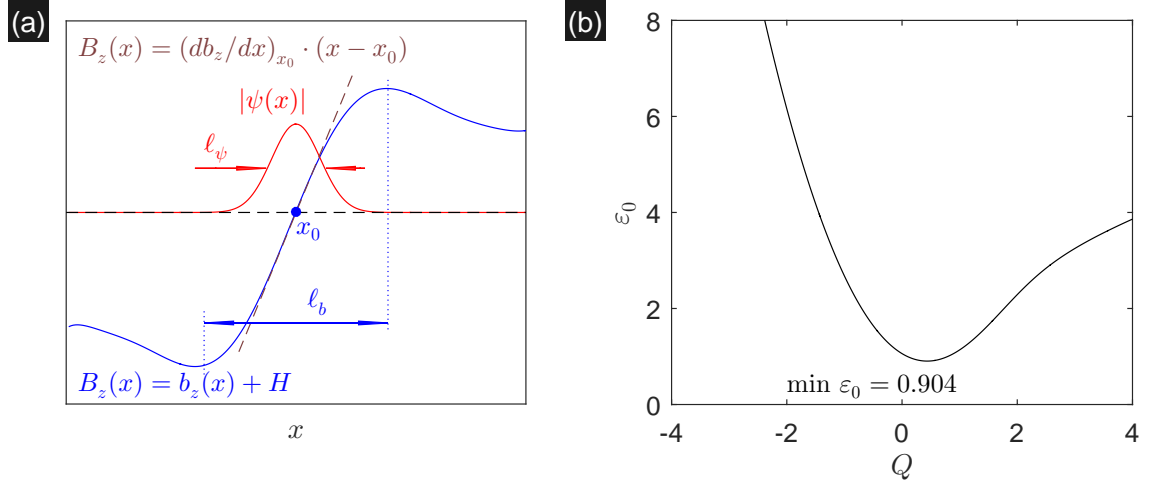


Рис. 22: (а) Зарождение сверхпроводимости в линейно растущем магнитном поле. (б) Зависимость ε_0 от Q .

Численное моделирование и интерпретация: А. Ю. Аладышкин, А. С. Мельников, Д. А. Рыжов (рисунок взят из работы Aladyshkin *et al.* [A8]).

тогда одномерное линейаризованное уравнение ГЛ (1.15) преобразуется к универсальному виду биквадратного уравнения

$$-\frac{d^2 f}{d\tau^2} + (\tau^2 - Q_k)^2 f = \varepsilon f, \quad \text{где} \quad \varepsilon = \frac{\ell_\psi^2}{\xi_0^2} \left(1 - \frac{T}{T_{c0}}\right). \quad (2.8)$$

Иными словами, критическая температура появления сверхпроводящего зародыша в линейно растущем поле определяется наименьшим собственным значением $\varepsilon_0(Q)$ уравнения (2.8). Функция $\varepsilon_0(Q)$ имеет следующие асимптотики $\varepsilon_0(Q) \simeq Q^2 + \sqrt{-Q}$ при $Q \ll -1$ и $\varepsilon_0(Q) \simeq 2\sqrt{Q}$ при $Q \gg 1$, при этом минимальное значение равно $\varepsilon_{min} = 0.904$ (рис. 22b). Выражая T_c из соотношения $\varepsilon_0 = (1 - T_c/T_{c0}) \cdot \ell_\psi^2/\xi_0^2$, получаем кривую фазового перехода

$$1 - \frac{T_c}{T_{c0}} \simeq \frac{\xi_0^2}{\ell_\psi^2} \min_k \varepsilon_0(Q_k) \simeq \xi_0^2 \left(\pi \frac{|b'_z(x_0)|}{\Phi_0} \right)^{2/3}, \quad -\max b_z < H < -\min b_z. \quad (2.9)$$

Если z -компонента неоднородного магнитного поля имеет несколько нулей $x_{0,i}$, то выражение (2.9) нужно дополнить поиском минимума функции $\varepsilon_0(Q_k)$ для каждого $x_{0,i}$.

Например, поля рассеяния, создаваемые уединенной доменной стенкой в ферромагнитной плёнке предельно малой толщины, на больших расстояниях $x \gg D_f$ описываются выражением $b_z(x) \simeq 4M_0 D_f/x$, аналогичным выражению для поля рассеяния прямолинейного провода с током. В этом случае положение нуля z -компоненты полного поля $b_z(x) + H$ определяется выражением $x_0 = -4M_0 D_f/H$. Поскольку $|b'_z(x_0)| = 4M_0 D_f/x_0^2 = H^2/(4M_0 D_f)$, то из соотношения (2.9) получаем приближенное выражение

$$1 - \frac{T_c}{T_{c0}} \simeq \xi_0^2 \left(\frac{\pi H^2}{4M_0 D_f \Phi_0} \right)^{2/3} \propto |H|^{4/3} \quad \text{при} \quad |H| \ll 2\pi M_0. \quad (2.10)$$

Иными словами, критическая температура формирования локализованного зародыша в поле уединённой доменной стенки в тонкой ферромагнитной плёнке монотонно и нелинейно уменьшается с ростом $|H|$ (Aladyshkin *et al.* [A3]).

2.1.2 Обзор работ по исследованию особенностей зарождения сверхпроводимости в латерально–неограниченных гибридных структурах

Влияние неоднородного магнитного поля на транспортные свойства двумерного электронного газа

Влияние неоднородного магнитного поля, модулированного вдоль некоторой оси, на энергетический спектр и транспортные свойства двумерного электронного газа (two-dimensional electronic gas, 2DEG) рассматривалось в работах Müller [291], Xue and Xiao [292], Peeters and Vasilopoulos [293], Peeters and Matulis [294], Wu and Ulloa [295], Matulis *et al.* [296], Ibrahim and Peeters [297], Peeters *et al.* [298], Gumbs and Zhang [299], Reijniers and Peeters [300] и [301], Nogaret *et al.* [302] и [303]. Очевидно, что пространственно-модулированное магнитное поле должно приводить к снятию вырождения² по центрам циклотронных (ларморовских) орбит, поэтому в периодическом магнитном поле $B_z(x)$ энергия электрона E будут зависеть от y -компоненты волнового вектора. Было отмечено, что в линейно растущем магнитном поле существуют квазиклассические траектории, соответствующие распространению электронов в направлении, перпендикулярном ∇B_z , и локализованные в квазиодномерной области вблизи контура $B_z = 0$ (Müller [291]). Было показано, что эффект соизмеримости между диаметром циклотронных орбит и периодом магнитного поля приводит к осцилляциям магнитосопротивления двумерного электронного газа (Xue and Xiao [292], Carmona *et al.* [304]). Задача о влиянии магнитного поля, модулированного в двух измерениях, на электронный спектр, была рассмотрена в работе Hofstadter [305]. Модификация рассеяния двумерных электронов на неоднородностях магнитного поля и связанное с ним изменение магнитосопротивления была проанализировано для различных гибридных систем: 2DEG/сверхпроводник (Geim *et al.* [306], Brey and Fertig [307], Nielsen and Hedegård [308], Reijniers *et al.* [309]) и 2DEG/ферромагнетик (Khvashchenko and Meshkov [310], Ye *et al.* [311], Solimany and Kramer [312], Ibrahim *et al.* [313], Sim *et al.* [314], Dubonos *et al.* [315], Reijniers *et al.* [316] и [317]). Влияние неоднородного поля на слабую локализацию и время сбоя фазы (dephasing time) рассматривалось в работах Rammer and Shelankov [318], Bending [319], Bending *et al.* [320], [321] и [322], Mancoff *et al.* [323], Shelankov [324], Wang [325], Mel'nikov *et al.* [326].

Зарождение сверхпроводимости в тонких плёнках в неоднородном магнитном поле: теория

Для описания начальной стадии зарождения параметра порядка в тонких сверхпроводящих плёнках в неоднородном магнитном поле обычно примеряется теория Гинзбурга–Ландау или её модификации. Подчеркнем, что в этом и последующих разделах 2.2, 2.3 и 2.4 мы будем анализировать свойства гибридных S/F структур, латеральных размер которых существенно превосходит как длину когерентности, так и характерный период

²Энергия электрона $E = \hbar\omega_c (n + 1/2)$ в однородном магнитном поле не зависит от положения центра квазиклассической орбиты, $\omega_c = |e|H/(mc)$ есть циклотронная частота (Ландау и Лифшиц [241], §112).

магнитного поля. При этом условии роль граничных эффектов на внешнем периметре образца будет минимальна, что позволяет считать гибридную S/F структуру неограниченной в латеральном направлении (large-area S/F hybrids).

Для тонких сверхпроводящих плёнок в неоднородном магнитном поле ферромагнитных доменов или токонесящих проводников была предсказана возвратная сверхпроводимость, связанная с появлением локализованных состояний в форме компенсированной сверхпроводимости в областях с минимальным по модулю магнитным полем и доменной сверхпроводимости в области смены знака магнитного поля, для некоторых модельных распределений перпендикулярной z -компоненты полного магнитного поля (Buzdin and Mel'nikov [20], Pannetier *et al.* [151], Aladyshkin *et al.* [A3], Samokhin and Shirokoff [327]). Обобщение этих результатов на случай неоднородного магнитного поля с параметрами близкими к реалистичным, и сравнение с теоретических предсказаний с экспериментальными данными было выполнено диссертантом в серии работ Gillijns *et al.* [A5] и [A6], Aladyshkin and Moshchalkov [A7].

Для тонких сверхпроводящих плёнок в аксиально-симметричном магнитном поле уединённых магнитных дисков или малых частиц с перпендикулярной намагниченностью было предсказано формирование многоквантовых (или гигантских) вихрей под частицами или колец антивихрей вдали от частиц (Aladyshkin *et al.* [141], Marmorkos *et al.* [328], Milošević and Peeters [329], [330] и [331]). Было также показано, что индуцированные внешним магнитным полем переходы между такими состояниями будут приводить к осцилляциям критической температуры T_c как функции H (Aladyshkin *et al.* [141]), аналогичным эффекту Литтла–Паркса для сверхпроводников в многосвязной геометрии (Little and Parks [133] и [134]). Отметим, что изломы на зависимости $T_c(H)$, соответствующие переходам между состояниями с различной завихренностью, соответствуют локальным *минимумам* T_c . Обобщение этих результатов на случай сверхпроводящих дисков конечного радиуса и толщины было сделано диссертантом в работах Aladyshkin *et al.* [A15] и Schildermans *et al.* [A16].

Значительное внимание было уделено анализу формирования вихревых структур в тонких сверхпроводящих плёнках в поле двумерных решёток магнитных частиц (Milošević and Peeters [332], [333], [334], [335], [336] и [337], Priour and Fertig [338] и [339]). Для поиска периодических решений уравнений ГЛ в периодическом магнитном поле обычно используются граничные условия вида

$$\mathbf{A}(\mathbf{r} + \mathbf{b}_k) = \mathbf{A}(\mathbf{r}) + \nabla\eta_k(\mathbf{r}) \quad \text{и} \quad \psi(\mathbf{r} + \mathbf{b}_k) = \psi(\mathbf{r}) \exp\left(\frac{2\pi i\eta_k(\mathbf{r})}{\Phi_0}\right) \quad (2.11)$$

для ячейки суперструктуры площадью S , включающей одну или несколько элементарных ячеек магнитной структуры, \mathbf{b}_k – вектора основных трансляций двумерной решетки магнитных частиц, $k = \{x, y\}$, $\eta_k(\mathbf{r})$ – калибровочное поле (Doria *et al.* [340]). Очевидно, что калибровочное преобразование (2.11) при наличии внешнего магнитного поля H применимо при выполнении условия квантования полного потока через элементарную ячейку суперструктуры: $H_n = \pm n\Phi_0/S$. Это обстоятельство затрудняет получение непрерывной линии фазового перехода $T_c(H)$. Если $H = 0$, то полный поток неоднородной компоненты магнитного поля через элементарную ячейку равен нулю, поэтому появление вихрей должно

сопровождаться появлением равного им числа антивихрей. Очевидно, что число вихрей и антивихрей на элементарную ячейку зависит от дипольного момента магнитных частиц. Для S/F систем с частицами, обладающими перпендикулярной (out-of-plane) намагниченностью, вихри располагаются под магнитными частицами, в то время как антивихри размещаются в области между магнитными частицами (interstitial positions) и образуют причудливые конфигурации исходной и пониженной симметрии (например, Milošević and Peeters [332] и [335], Priour and Fertig [338]). Для S/F систем с частицами, обладающими продольной (in-plane) намагниченностью вихри и антивихри размещаются между магнитными частицами вблизи соответствующих магнитных полюсов частиц (Milošević and Peeters [336]). При наличии внешнего магнитного поля часть вихрей и/или антивихрей, локализованных между магнитными частицами, может аннигилировать, в результате чего при $H = H_n$ будет возникать более стабильная соизмеримая вихревая структура, соответствующая локальным минимумам на зависимости сопротивления R от H или локальным максимумам на зависимости T_c от H .

Влияние неоднородного магнитного поля на парапроводимость гибридных S/F структур при температуре выше критической температуры рассматривалась в работе Mironov and Mel'nikov [341]. Теория магнитных фаз в ферромагнитных сверхпроводниках и фазовых переходов между ними в режиме развитой сверхпроводимости была развита в работах Li *et al.* [432], Khaymovich *et al.* [22], Devizorova *et al.* [23].

Зарождение сверхпроводимости в тонких плёнках в неоднородном магнитном поле: эксперимент

Часто для создания магнитного поля часто используют многослойные ферромагнитные плёнки CoPt и CoPd с перпендикулярной магнитной анизотропией (например, Zepher *et al.* [342]). Такие плёнки характеризуются лабиринтной доменной структурой (labyrinth-type/bubble domain structure) с характерной амплитудой z -компоненты поля порядка 200 Гс и шириной доменов ~ 200 нм. Это позволяет создавать неоднородное магнитное поле, индуцированное магнитными доменами в сплошных пленках, а также создавать магнитные частицы³ микронных и субмикронных размеров с перпендикулярной намагниченностью, которые в зависимости от магнитной предыстории могут находиться в однодоменном или многодоменных состояниях. В нижеперечисленных работах экспериментально изучались сверхпроводящие свойства магнитосвязанных гибридных S/F структур на основе низкотемпературных сверхпроводников и многослойных сплошных и паттернированных CoPt и CoPd плёнок, например, для плёнок Pb и сплошных и перфорированных CoPt плёнок (Lange *et al.* [84] и [82], Lange *et al.* [79], [80] и [350], Iavarone *et al.* [108] и [351], Moore *et al.* [352]); для плёнок Pb и массива CoPt или CoPd частиц (Lange *et al.* [344], Van Bael *et al.* [345] и [346], Neal *et al.* [347], Gheorghe *et al.* [348], Lange *et al.* [81], [349]); для

³Гибридные системы, состоящие из сверхпроводящих плёнок большого размера, и уединённых магнитных частиц не исследуются из-за малого коэффициента покрытия и слабого влияния магнитного поля на сверхпроводящие и транспортные свойства таких систем. Свойства мезоскопических S/F систем будут рассматриваться в главе 3.

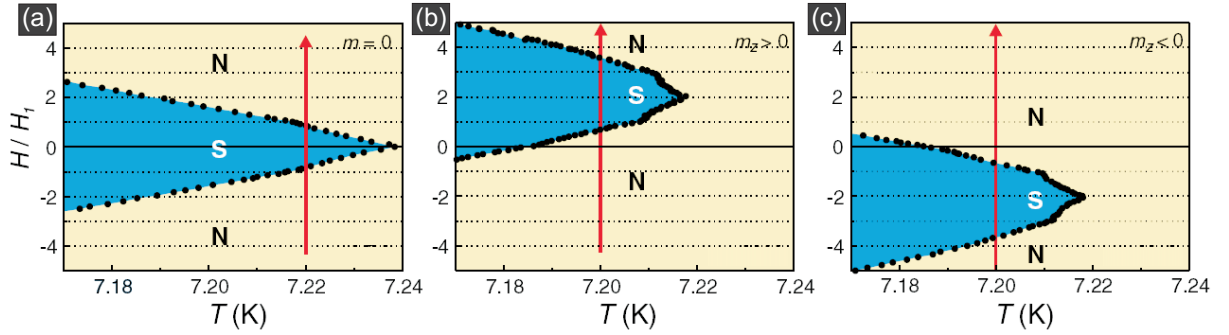


Рис. 23: Сверхпроводимость, индуцированная внешним магнитным полем, в гибридной S/F системе, состоящей из сверхпроводящей Pb плёнки и решетки магнитных CoPd частиц. На рисунках представлена зависимость критической температуры от внешнего магнитного поля, определенная согласно критерию $R(H, T) = 0.5 R_n$, в состояниях с размагниченными (a) и намагниченными (b, c) частицами (Lange *et al.* [81]).

плёнок Al и плёнок CoPt (Aladyshkin *et al.* [A10], Gillijns *et al.* [A9], [A11]); для плёнок Al и CoPt частиц (Aladyshkin *et al.* [A10], Gillijns *et al.* [287], [A9], [A11] и [353], Silhanek *et al.* [355], Milošević *et al.* [356]); для плёнок Nb и плёнок CoPd или CoPt (Gillijns *et al.* [A5], [A6], Zhu *et al.* [357], Cieplak *et al.* [358], Singh *et al.* [359]); для плёнок Nb и CoPt частиц (Stamopoulos *et al.* [360] и [361], Zhu *et al.* [362]); для плёнок NbN и плёнок CoPt (Rakshit *et al.* [363] и [364]).

Именно для таких систем, состоящих из Pb плёнок и квадратной решетки CoPd частиц была обнаружена сверхпроводимость, индуцированная магнитным полем (рис. 23). Такой режим формирования делокализованной сверхпроводимости обусловлен компенсацией внешним полем встроенного магнитного поля частиц, намагниченных по оси z , и приводит к сдвигу зависимости $T_c(H)$ в область положительных и отрицательных значений H без появления дополнительных максимумов критической температуры (Lange *et al.* [81]). Для планарных S/F структур Nb/CoPd и Al/CoPt при участии диссертанта была впервые получена устойчивая возвратная сверхпроводимость и исследовано влияние амплитуды неоднородного магнитного поля и ширины магнитных доменов на форму линии фазового перехода $T_c(H)$ на основе транспортных измерений (Gillijns *et al.* [A5] и [A9], Aladyshkin *et al.* [A13]) и будет подробно описано в разделах 2.2 и 2.3. Позднее для планарных систем Pb/CoPd формирование компенсированной и доменной сверхпроводимости было подтверждено методом низкотемпературной сканирующей туннельной спектроскопии (рис. 24 по материалам работ Iavarone *et al.* [108] и Moore *et al.* [352]), хотя по мнению диссертанта эти результаты не так убедительны, как результаты, полученные диссертантом методом LTSLM (раздел 3.2.4). Гибридные S/F системы с магнитными частицами, обладающими перпендикулярной магнитной анизотропией, часто используются при исследовании магнитного пиннинга вихрей, эффективность которого зависит от знака внешнего поля (например, Van Vael *et al.* [346]), в отличие от классического пиннинга на дефектах структуры. Отметим, что нерегулярность доменной структуры в CoPt и CoPd плёнках препятствует их применению для изучения транспортных свойств гибридных S/F

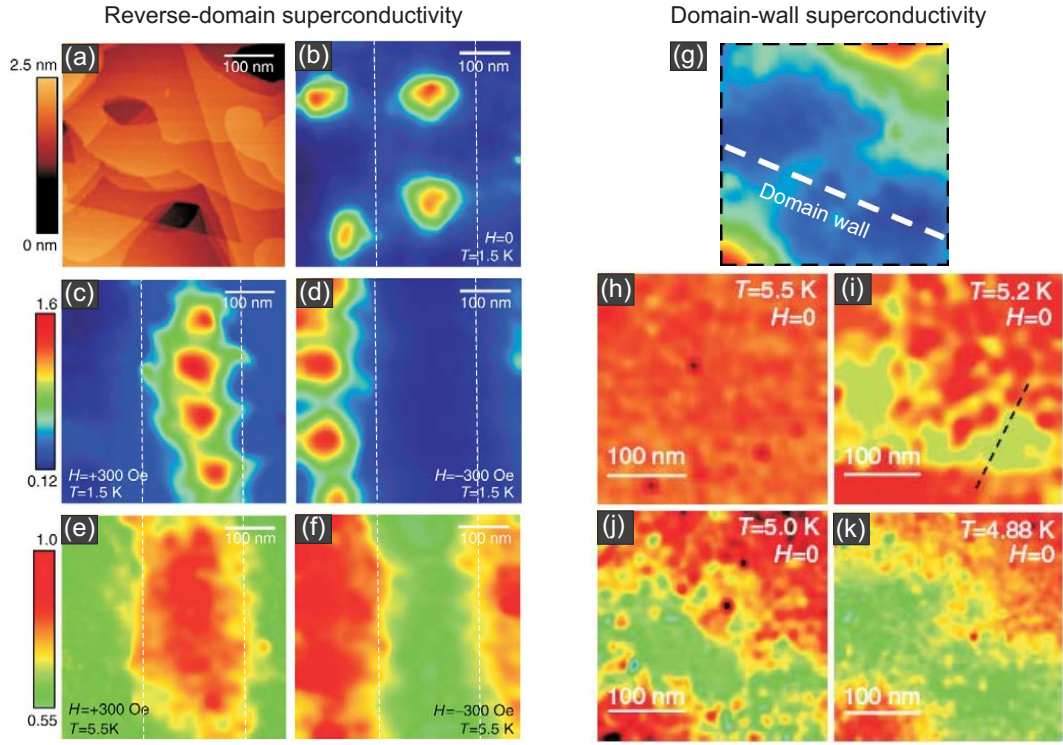


Рис. 24: (a) Участок поверхности Pb плёнки (размер кадра $450 \times 450 \text{ nm}^2$, $V = 20 \text{ мВ}$, $I = 100 \text{ пА}$). (b–f) Карты дифференциальной туннельной проводимости dI/dV на нулевой энергии при $V = 0$ для одной и той же области (a) и различных значений H и T (указаны на рисунках). (g–k) Карты дифференциальной туннельной проводимости dI/dV на нулевой энергии ($V = 0$) для области размером $300 \times 300 \text{ nm}^2$ для различных значений H и T (Iavarone *et al.* [108]).

структур.

Интересным классом гибридных S/F систем являются комбинации тонких сверхпроводящих плёнок и монокристаллов феррита бария, иттрия и свинца. Такие системы исследовались в работах Garcia-Santiago *et al.* [381], Yang *et al.* [83], [382], [383] и [384], Fritzsche *et al.* [107] и [385], Aladyshkin *et al.* [A20], [A22] и [A17], Werner *et al.* [A18]. Было обнаружено, что интегральный магнитный момент таких кристаллов зависит от внешнего поля практически линейно (до поля насыщения) и не имеет заметной остаточной намагниченности. Форма магнитных доменов и их реакция на внешнее поле сильно зависит от ориентации поверхности кристалла относительно кристаллографической оси c . Было показано, что магнитные домены в кристаллах феррита бария с параллельной ориентацией ($c \parallel \mathbf{H}$) являются нерегулярными, при этом их форма и характерная ширина существенно зависят от H (например, Yang *et al.* [83]), что затрудняет интерпретацию экспериментальных данных такого рода. Напротив, доменная структура в кристаллах феррита бария с поверхностью, почти параллельной оси c ($c \perp \mathbf{H}$) представляют собой замечательный пример ламинарной доменной структуры с прямолинейными и параллельными доменными стенками длиной до 500 мкм, шириной доменов порядка 30 мкм и шириной переходной области вблизи нуля (т. е. шириной доменной стенки) порядка 2–5 мкм (например, Fritzsche *et al.* [107] и [385]). Это позволяет создавать мезоскопические гибридных структур с заданной ориентацией

доменных стенок относительно направления микромостика и исследовать транспортные свойства таких структур с заданной геометрией магнитного поля. Особенности зарождения сверхпроводимости и транспортные свойства таких S/F структур будут подробно описаны в разделе 3.2. Отметим, что для гибридных структур Pb/BaFe₁₂O₁₉ диссертанту вместе с коллегами впервые удалось визуализировать компенсированную и доменную сверхпроводимости, а также исследовать переходы между такими локализованными состояниями при изменении H (Aladyshkin *et al.* [A17], Werner *et al.* [A18]).

Для создания гибридных систем с магнитными частицами с заданной продольной магнитной анизотропией, часто применяют переходные металлы Fe, Co и Ni и плёнки Nb (Villegas *et al.* [281], Monton *et al.* [365], Lemberger *et al.* [366], Joshi *et al.* [367], Martin *et al.* [74] и [75], Morgan and Ketterson [76], Otani *et al.* [73]), плёнки MgB₂ (Kuroda *et al.* [368], Horvat *et al.* [369]), плёнки Pb (de Souza Silva *et al.* [283], Lange *et al.* [344], Van Bael *et al.* [77] и [78], Silhanek *et al.* [370], Xing *et al.* [371]), плёнки Al (de Souza Silva *et al.* [283], Villegas *et al.* [372] и [373], Van de Vondel *et al.* [374], Silhanek *et al.* [375]). Для создания гибридных систем с магнитомягкими элементами, которые обладают продольной магнитной анизотропией, часто применяют сплавы типа пермаллоя FeNi и плёнки Al (Silhanek *et al.* [286], Gillijns *et al.* [287], Verellen *et al.* [288]); плёнки Pb (Vlasko-Vlasov *et al.* [105]); плёнки Nb (Rusanov *et al.* [376], Wu *et al.* [377], Hoffmann *et al.* [379], Sun *et al.* [380], Vlasko-Vlasov *et al.* [378]); плёнки MoGe (Belkin *et al.* [103] и [104]); кристаллы NbSe₂ (Vlasko-Vlasov *et al.* [106]). Гибридные S/F системы с продольной намагниченностью часто применяются для исследования эффектов соизмеримости в поле двумерных решеток магнитных частиц (например, Martin *et al.* [74] и [75], Morgan and Ketterson [76]) и эффектов направленного потока вихрей (ratchet-effect) в системах пониженной симметрии (например, Villegas *et al.* [281], de Souza Silva *et al.* [283]). Отметим, что доменная структура в плёнке пермаллоя при наличии параллельного подмагничивающего поля может приобретать одномерный характер и вид страйп-структуры, что позволяет использовать «перестраиваемые» доменные структуры плёнок пермаллоя для исследования зарождения сверхпроводимости и анизотропии движения вихрей (Belkin *et al.* [103] и [104], Vlasko-Vlasov *et al.* [105] и [106]).

2.2 Зарождение сверхпроводимости в двухслойных системах Al/CoPt с лабиринтной доменной структурой

2.2.1 Подготовка и характеристика образцов

Для исследования влияния полей рассеяния, создаваемых иррегулярной доменной структурой в тонких ферромагнитных плёнках, на транспортные характеристики тонких сверхпроводящих плёнок были использованы многослойные ферромагнитные плёнки [Co/Pt], обладающие перпендикулярной магнитной анизотропией и «жёсткой» лабиринтной доменной структурой (Zeger *et al.* [342]). В наших экспериментах были использо-

ваны плёнки $\text{Pt}(2.5 \text{ нм}) + [\text{Co}(0.4 \text{ нм})/\text{Pt}(1.0 \text{ нм})]_n$, изготовленные методом молекулярно-пучкового осаждения на подложки $\text{Si}(100)$ без удаления оксидного слоя SiO_2 в условиях сверхвысокого вакуума. На ферромагнитные плёнки были напылены изолирующие прослойки Si толщиной 5 нм для подавление эффекта близости и затем сверхпроводящие плёнки Al толщиной 50 нм [A9] или 20 нм [A13], закрытые слоем Si толщиной 12 нм для предотвращения окисления и механических повреждений (рис. 25а). Осаждение всех слоев производилось в едином цикле без нарушения вакуума (B. Oppendoes, W. Gillijns, A. V. Silhanek, A. Yu. Aladyshkin). Число n двойных слоёв Co-Pt для образцов разных серий было равно 10, 15 и 20, поэтому далее для краткости исследуемые образцы мы будем называть $n - 10$, $n - 15$ и $n - 20$. Средняя толщина D_f ферромагнитных плёнок равнялась 16.5 нм ($n - 10$), 23.5 нм ($n - 15$) и 30.5 нм ($n - 20$). Толщины всех слоев контролировались по скорости осаждения и по данным рентгеноструктурного анализа для контрольных образцов. Нам не удалось обнаружить систематической зависимости сверхпроводящих свойств гибридных S/F структур от толщины сверхпроводящей плёнки. Критические температуры T_{c0} контрольных Al плёнок толщиной 20 нм и 50 нм в нулевом магнитном поле были близки к 1.45 К.

Магнитные свойства многослойных Co/Pt структур были исследованы с помощью MPMS-системы компании Quantum Design, которая представляла собой интегральный SQUID-магнитометр (рис. 26). На рис. 27 показан пример обработки результатов и получения кривой намагничивания – зависимости магнитного момента ферромагнитной подсистемы M от внешнего магнитного поля H при $T = 5 \text{ К}$. На рис. 28 показаны кривые намагничивания $M(H)$ для образцов $n - 10$, $n - 15$ и $n - 20$ при $T = 300 \text{ К}$ и 5 К (выше критической температуры Al плёнки). Обратим внимание, что увеличение толщины приводит к заметному уменьшению поля коэрцитивности: $H_{c,10}^{5\text{К}} = 4.7 \text{ кЭ}$ ($n - 10$), $H_{c,15}^{5\text{К}} = 4.0 \text{ кЭ}$ ($n - 15$) и $H_{c,20}^{5\text{К}} = 3.6 \text{ кЭ}$ ($n - 20$) в отличие от намагниченности насыщения M_0 , которая остается практически неизменной. Повышение температуры до 300 К приводит к уменьшению полей коэрцитивности примерно в два раза ($H_{c,10}^{300\text{К}} = 2.0 \text{ кЭ}$, $H_{c,15}^{300\text{К}} = 1.9 \text{ кЭ}$ и $H_{c,20}^{300\text{К}} = 1.7 \text{ кЭ}$) и намагниченности насыщения без существенного изменения формы

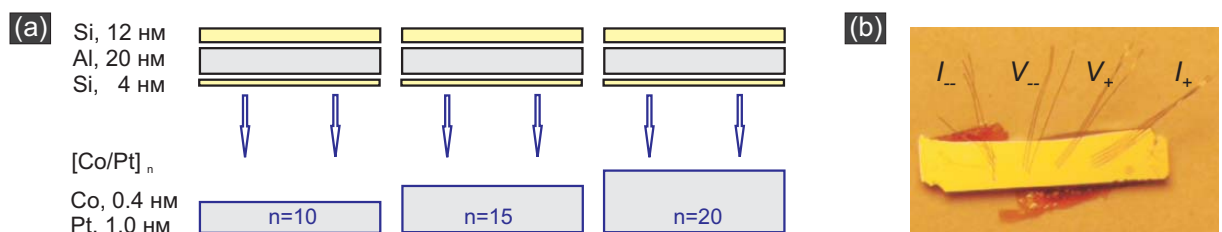


Рис. 25: (а) Схематическое представление структуры гибридных планарных систем $\text{Al}(20 \text{ нм})/[\text{Co}(0.4 \text{ нм})/\text{Pt}(1.0 \text{ нм})]_n$. (б) Фотография образца (планарной структуры $\text{Al}(20 \text{ нм})/[\text{Co}(0.4 \text{ нм})/\text{Pt}(1.0 \text{ нм})]_{20}$) размером 10 мм × 2 мм вместе с Al контактами для транспортных измерений после завершения цикла магнитотранспортных измерений, контакты создавались методом ультразвуковой сварки.

По материалам работы Aladyshkin *et al.* [A13].



Рис. 26: Общий вид установки MPMS (magnetic properties measurement system) компании Quantum Design с возможностью охлаждения образцов до 1.6 К и создания магнитного поля до 5 Т (слева) и установки для проведения низкотемпературных магниторезистивных измерений при температурах от 0.4 К на основе криостата Heliox Oxford Instruments, оснащённого сорбционным насосом для ^3He и соленоидом для создания магнитного поля до 7 Т (справа) в Лаборатории физики твёрдого тела и магнетизма Католического университета Лёвена (К. У. Leuven, Бельгия). На этих установках были проведены все магнитные и транспортные измерения для планарных гибридных структур CoPd/Nb/CoPd, Al/CoPt, Al/BaFe₁₂O₁₉ и Pb/BaFe₁₂O₁₉, описанные в главах 2, 3 и 4.

зависимости M от H . Это важное для дальнейшего изложения обстоятельство мы иллюстрируем рис. 29а, на котором показаны нормированные зависимости M/M_0 от H/H_c для образца $n - 15$ при 5 К и 300 К, где параметры M_0 и H_c должны быть взяты для соответствующей температуры.

Для контролируемого изменения параметров доменной структуры Co/Pt плёнок была использована процедура неполного размагничивания (Lange *et al.* [84]). Легко видеть, что равновесная намагниченность изменяется особенно резко вблизи поля коэрцитивности (темно-серая область на рис. 29а). Это позволяет получить практически любое значение остаточной намагниченности $M_{rem} \equiv M|_{H=0}$ в зависимости от величины поля «возврата» $H_{ret} < 0$ в процессе следующей процедуры: $H = 0 \Rightarrow H = 10$ кЭ (полное намагничивание) $\Rightarrow H = H_{ret}$ (неполное размагничивание) $\Rightarrow H = 0$ (состояние с остаточной намагниченностью). Типичные распределения намагниченности, полученные с помощью МФМ-микроскопии для образца $n - 15$ при комнатной температуры и различных полях H_{ret} , показаны на рис. 29б. Отмеченное выше сохранение формы $M(H)$ позволяет нам сделать предположение, что микроскопическая структура магнитных доменов при гелиевых

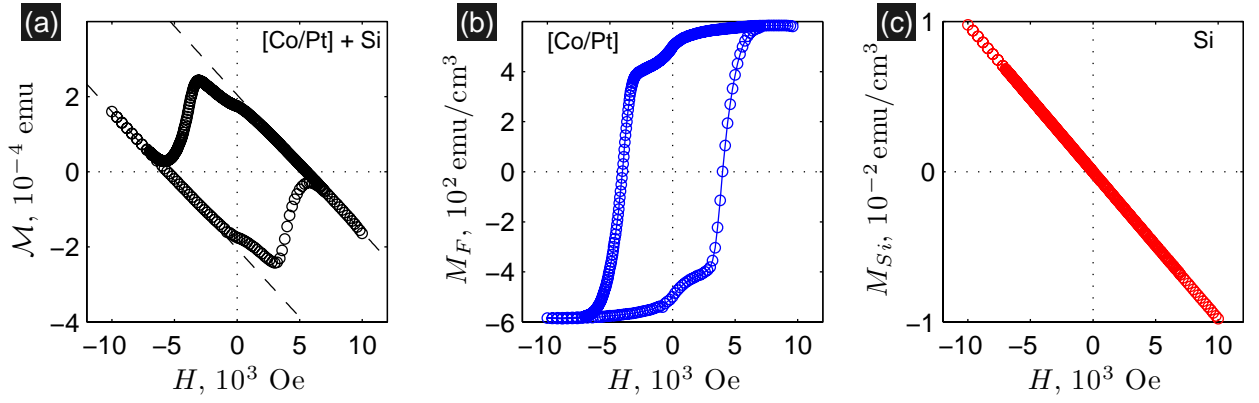


Рис. 27: Процедура обработки результатов SQUID-магнитометрии: (а) Зависимость полного магнитного момента M структуры $[\text{Co/Pt}]_{15}$, сформированной на подложке Si/SiO_2 , от приложенного магнитного поля H при $T = 5 \text{ K}$; представленная зависимость $M(H)$ получена усреднением по результатам трех последовательных измерений. (б) Зависимость удельного магнитного момента ферромагнитной подсистемы $M_F = M_F/V_F$ от H , полученная из зависимости $M(H)$ вычитанием линейного наклона, обусловленного диамагнитной реакцией кремниевой подложки, и нормировкой на объём V_F ферромагнитной плёнки. (в) Зависимость удельного магнитного момента кремниевой подложки $M_{\text{Si}} = M_{\text{Si}}/V_{\text{Si}}$ от H , где V_{Si} – объём кремниевой подложки; наблюдаемой на эксперименте наклон dM_{Si}/dH по порядку величины близок к значению диамагнитной восприимчивости кремния $\chi_{\text{Si}} \simeq -3 \times 10^{-6}$. Отличие наклона от эталонного значения для Si скорее всего обусловлено присутствием ферро- и парамагнитных примесей в держателе образца.

SQUID-измерения и обработка результатов: А. Ю. Аладышкин (по материалам работы Aladyshkin *et al.* [A13]).

температурах должна повторять доменную структуру при комнатной температуре при условии сохранения отношения H_{ret} к H_c . Типичные зависимости остаточной намагничен-

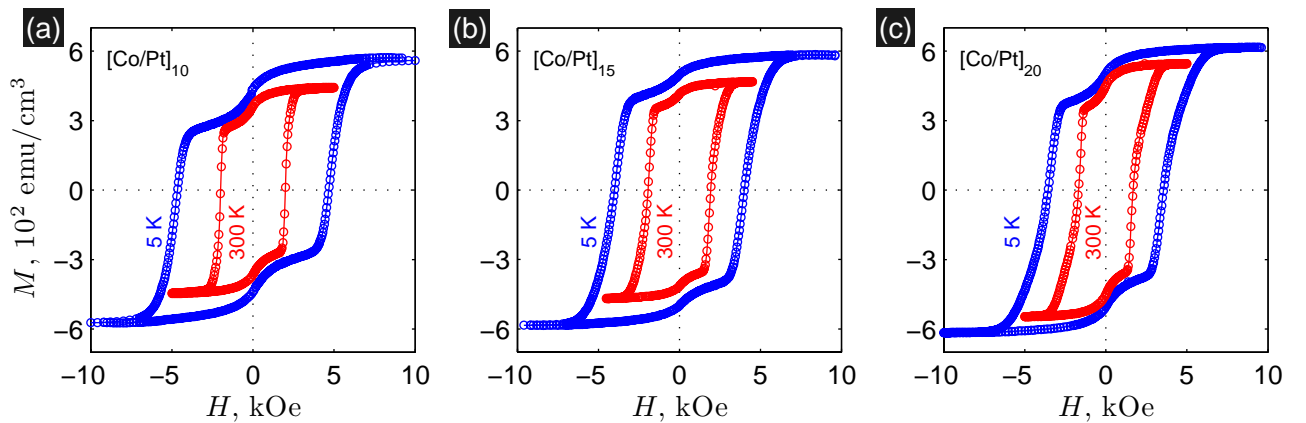


Рис. 28: Сравнительный анализ кривых намагничивания $M(H)$, соответствующих отклику ферромагнитной подсистемы, для многослойных плёнок $[\text{Co}(0.4 \text{ нм})/\text{Pt}(1.0 \text{ нм})]_n$ с различным числом бислоёв n при $T = 5 \text{ K}$ и 300 K : $n = 10$ (а), $n = 15$ (б) и $n = 20$ (в).

SQUID-измерения и обработка результатов: А. Ю. Аладышкин (Aladyshkin *et al.* [A13]).

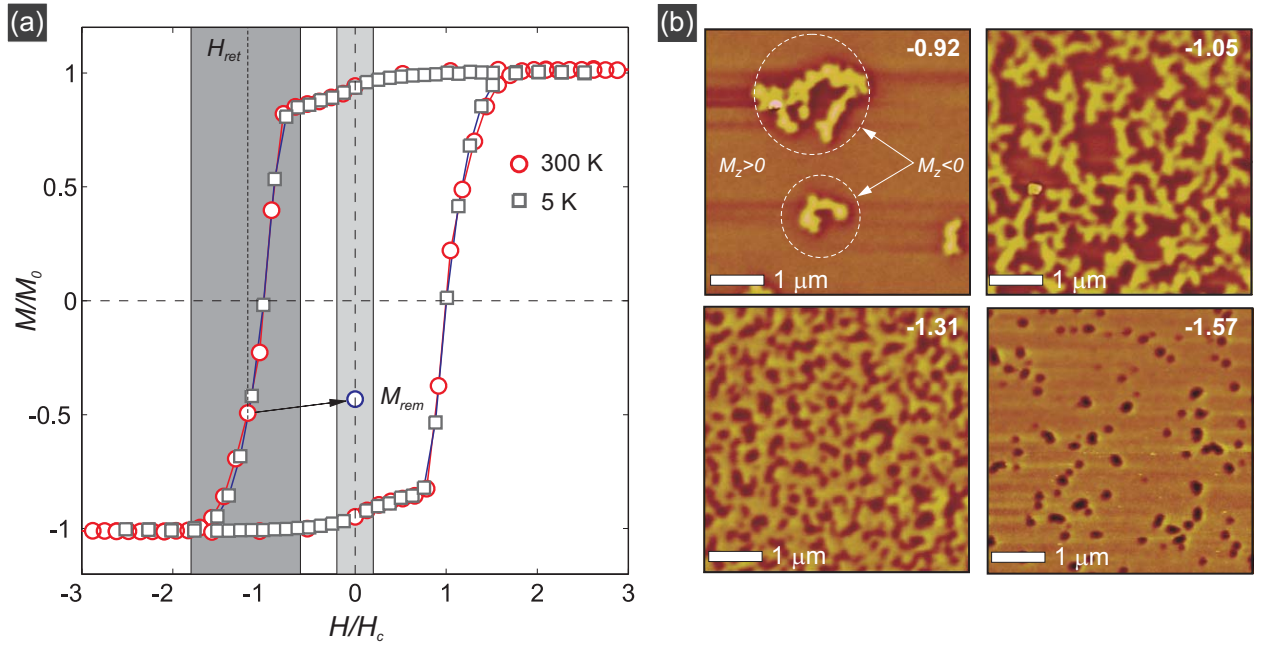


Рис. 29: (а) Зависимость нормированного магнитного момента M ферромагнитной плёнки $[\text{Co}(0.4 \text{ нм})/\text{Pt}(1.0 \text{ нм})]_n$ от H/H_c при $T = 300 \text{ К}$ (Δ) и 5 К (\square), где поля коэрцитивности равны $H_c^{5\text{K}} = 4.0 \text{ кЭ}$ и $H_c^{300\text{K}} = 1.9 \text{ кЭ}$; (б) MFM–карты размером $5 \times 5 \text{ мкм}^2$, полученные при 300 К для $H_{ret}/H_c = -0.92, -1.05, -1.31$ и -1.57 (указаны на рисунках). Тёмные (светлые) области на MFM–изображениях соответствуют магнитным доменам с положительной (отрицательной) намагниченностью.

SQUID–измерения и обработка результатов: W. Gillijns, A. V. Silhanek, A. Yu. Aladyshkin; MFM–измерения: W. Gillijns (Gillijns *et al.* [A9]).

ности M_{rem} от H_{ret} для образца $n = 15$ показаны на рис. 30. Мы видим, что при монотонном увеличении $|H_{ret}|$ происходит последовательное увеличение доли доменов с отрицательной намагниченностью, сопровождающееся уменьшением M_{rem} . Следует отметить, что зависимость $M_{rem}(H_{ret})$ напоминает левую спадающую часть кривой намагниченности $M(H)$, однако эти кривые различны, поскольку изменения производятся в разных условиях. Хотя получаемые таким образом магнитные текстуры являются метастабильными, при низких температурах типичное время жизни таких структур существенно превышает время проведения серии измерений (обычно 6–12 часов). Такой вывод следует из того, что последовательных результаты магнитотранспортных измерений в диапазоне от -500 Э до $+500 \text{ Э}$ являются воспроизводимыми (см. раздел 2.2.3).

2.2.2 Зависимость формы линии $R(H)$ от магнитного состояния

Исследование транспортных свойств планарных S/F структур в зависимости от магнитного состояния ферромагнитного слоя было выполнено по стандартной четырехзондовой схеме с применением техники синхронного детектирования на частоте порядка 1 кГц в криостате Oxford Instruments (рис. 26) для структур без формирования микромостиков (рис. 25b).

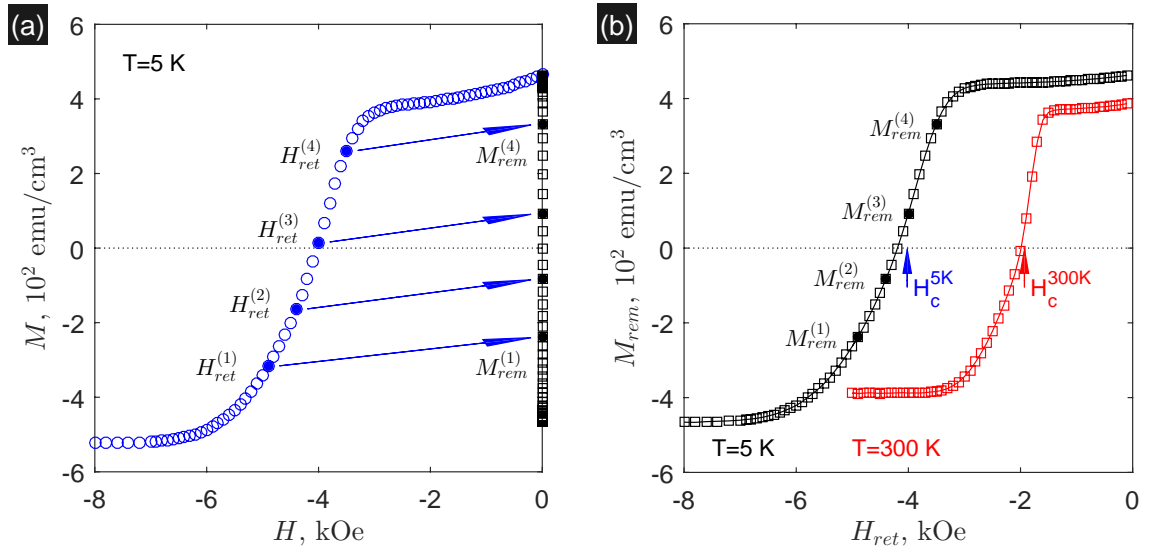


Рис. 30: Иллюстрация процедуры неполного размагничивания на примере многослойной ферромагнитной плёнки $[\text{Co}(0.4 \text{ нм})/\text{Pt}(1.0 \text{ нм})]_{15}$: (а) зависимость намагниченности M от внешнего поля H (\circ) при $T = 5 \text{ K}$, также представленная на рис. 28b; надлежащим выбором величины поля возврата $H_{ret}^{(i)} < 0$ можно получить желаемое значение остаточной намагниченности $M_{rem}^{(i)}$ (\square). (б) зависимости остаточной намагниченности M_{rem} , измеренной при $H = 0$, от поля возврата H_{ret} при $T = 5 \text{ K}$ и 300 K , стрелки указывают на величины полей коэрцитивности. SQUID-измерения и обработка результатов: А. Ю. Аладышкин (Aladyshkin *et al.* [A13]).

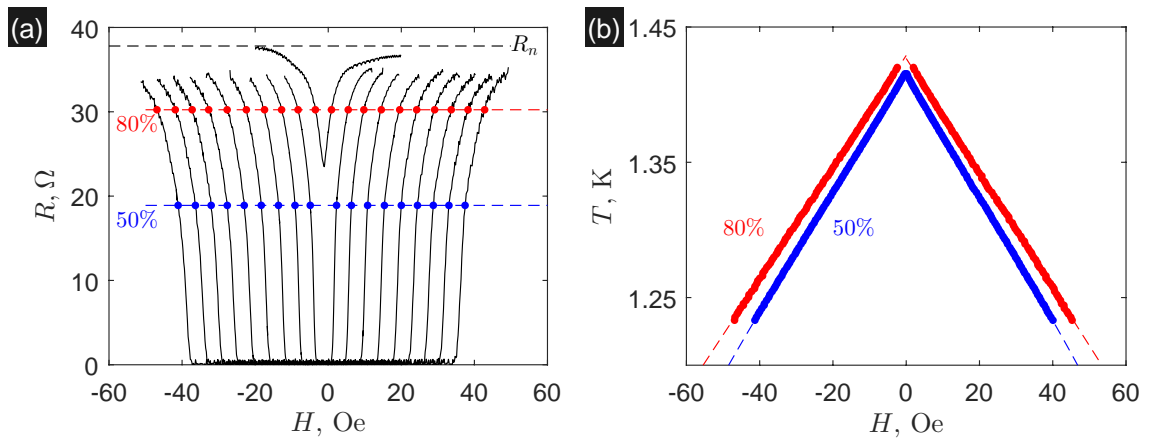


Рис. 31: Пример обработки результатов транспортных измерений для гибридной структуры $\text{Al}(20 \text{ нм})/[\text{Co}(0.4 \text{ нм})/\text{Pt}(1.0 \text{ нм})]_{15}$ в намагниченном состоянии: (а) Необработанные (raw data) зависимости сопротивления R от H в интервале от 1.24 K до 1.42 K с шагом по полю 0.2 Э и по температуре 0.02 K (снизу вверх); например, кривая $R(H)$ для $T = 1.24 \text{ K}$ содержит 498 точек. (б) Оценки критической температуры по уровням $0.5 R_n$ и $0.8 R_n$, полученные путем полиномиальной аппроксимации по 11 точкам вблизи заданного уровня, для всех измеренных 94 кривых. Транспортные измерения и обработка результатов: А. Yu. Aladyshkin, W. Gillijns, A. V. Silhanek (по материалам работы Gillijns *et al.* [A9]).

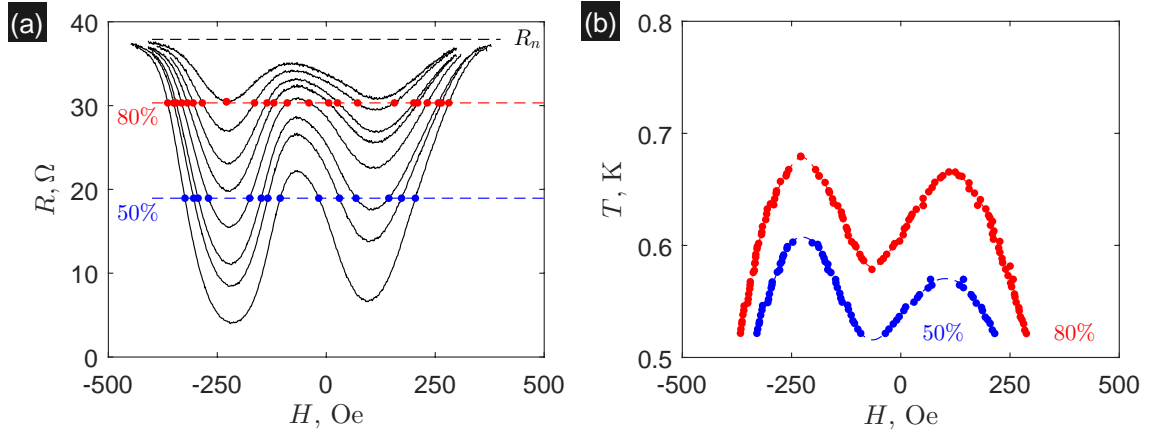


Рис. 32: Пример обработки результатов транспортных измерений для гибридной структуры $\text{Al}(20 \text{ нм})/[\text{Co}(0.4 \text{ нм})/\text{Pt}(1.0 \text{ нм})]_{15}$ в частично размагниченном состоянии после приложения поля 10 кЭ и затем поля -4.55 кЭ : (а) Необработанные (raw data) зависимости сопротивления R от H внешнего магнитного поля в интервале от 0.53 К до 0.68 К с шагом по полю 2 Э и по температуре 0.02 К (снизу вверх). (б) Оценки критической температуры по уровням $0.5 R_n$ и $0.8 R_n$, полученные путем полиномиальной аппроксимации по 11 точкам вблизи заданного уровня, для всех измеренных 75 кривых.

Транспортные измерения и обработка результатов: А. Yu. Aladyshkin, W. Gillijns, А. V. Silhanek (по материалам работы Gillijns *et al.* [A9]).

На рис. 31а показана серия кривых, показывающих зависимость сопротивления гибридной $\text{Al}/[\text{CoPt}]_{15}$ структуры от внешнего магнитного поля при различных температурах в намагниченном состоянии. Легко видеть, что при повышении температуры резистивный переход смещается в сторону меньших полей без изменения формы. Это обстоятельство позволяет оценить критическую температуру системы T_c по некоторому фиксированному уровню: $R(H, T_c) = \alpha R_n$, где $R_n \simeq 37.8 \text{ Ом}$ есть сопротивление образца в нормальном состоянии. Оценки положения линии фазового перехода $T_c(H)$ по линиям уровням сопротивления для $\alpha = 0.5$ и 0.8 показаны на рис. 31б. Линейный характер зависимости T_c от $|H|$, типичный для сверхпроводящих плёнок в однородном магнитном поле, связан с тем, что поля рассеяния, создаваемые однородно намагниченной ферромагнитной плёнкой равны нулю (за исключением прикраевых областей), и потому влияние ферромагнетика на сверхпроводимость отсутствует. Отметим, что положение линии фазового перехода на плоскости $H - T$ и её форма не сильно зависит от выбора конкретного значения α . Аппроксимируя точки, полученные согласно 80%-критерию, линейной зависимостью вида $T_{c2} = T_{c0} \cdot (1 - |H|/H_{c2}^{(0)})$, получаем оценки $T_{c0} \simeq 1.43 \text{ К}$ и $H_{c2}^{(0)} \simeq 345 \text{ Э}$.

Для той же структуры в размагниченном состоянии зависимость R от H становится более сложной: при изменении H от -500 Э до $+500 \text{ Э}$ сопротивление дважды уменьшается и дважды увеличивается (рис. 32). Как следствие, оценки линии фазового перехода по уровням $\alpha = 0.5$ и 0.8 подтверждают, во-первых, немонотонный характер зависимости критической температуры от H и, во-вторых, отсутствие существенного влияния выбора α на форму линии $T_c(H)$, если выбрать α достаточно большим.

2.2.3 Фазовая диаграмма $H - T$: экспериментальное подтверждение размерного эффекта для сверхпроводящего конденсата

Теория

Обсудим особенности зарождения сверхпроводимости в магнитосвязанных гибридных S/F системах с крупномасштабной доменной структурой. Процедура определения критической температуры появления локализованного сверхпроводящего зародыша в периодическом магнитном поле подробно описана в приложениях 1 и 2. Поскольку типичная ширина магнитных доменов ($L_{\perp} \sim 200$ нм) в многослойных ферромагнитных плёнках CoPt и CoPd значительно меньше их длины ($L_{\parallel} \sim 800 - 1000$ нм), критическая температура T_c будет определяться минимальным пространственным масштабом L_{\perp} . В самом деле, поправка к уровню энергии частицы в двумерной потенциальной яме и, соответственно, к величине T_c из-за конечной длины доменов по порядку величины должна быть близка к $(L_{\perp}/L_{\parallel})^2$ (не более 5%). Это позволяет считать доменную структуру одномерной, что

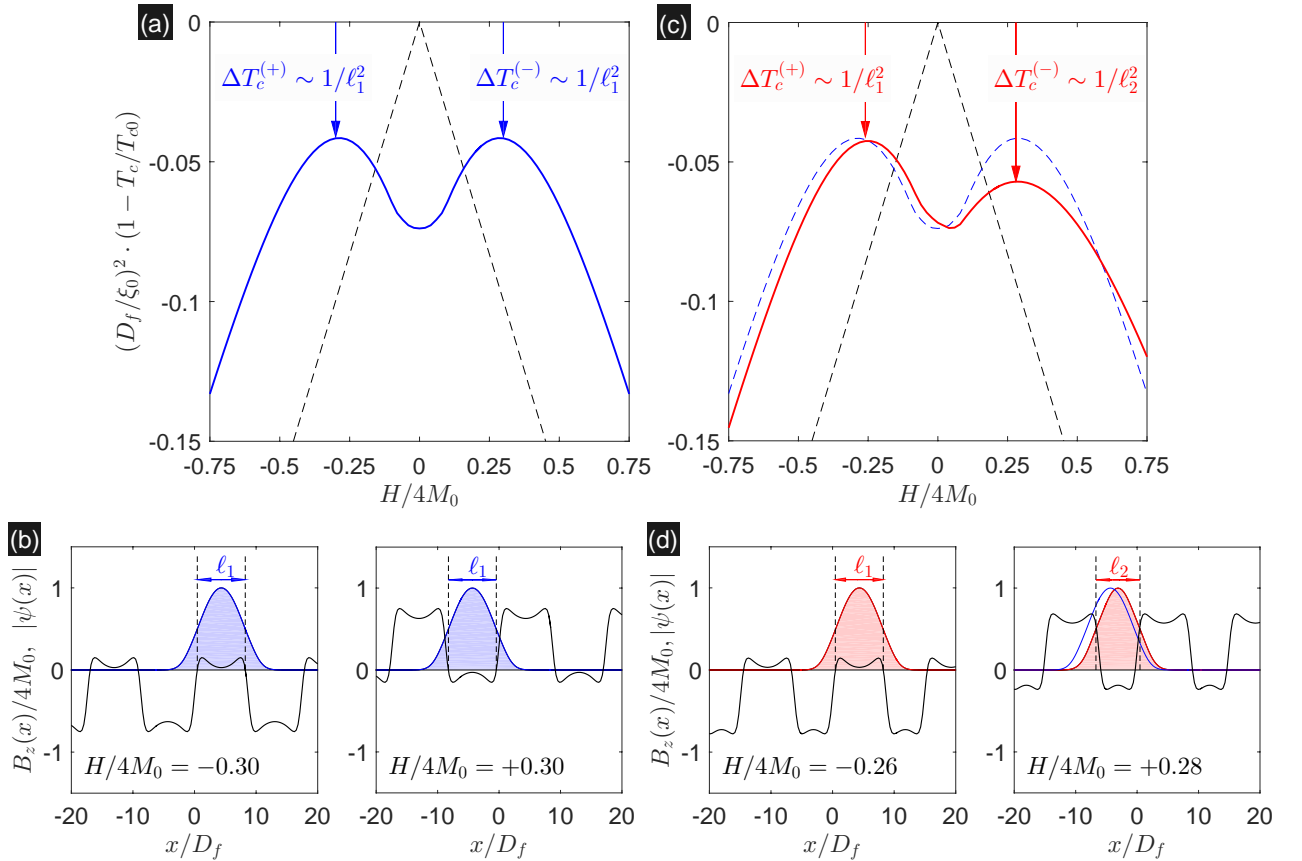


Рис. 33: (a, b) Зависимость T_c от H (a) и профили $|\psi(x)|$ и $B_z(x) = b_z(x) + H$, соответствующие максимальным значениям критической температуры; $M_0 = 500$ Э, $D_f = 23$ нм, $L^{(+)} = L^{(-)} = 200$ нм, $h = 16$ нм. (c, d) Зависимости $T_c(H)$ (c) и профили $|\psi(x)|$ и $B_z(x)$ (d), соответствующие максимальным значениям критической температуры; $L^{(+)} = 200$ нм, $L^{(-)} = 140$ нм.

Численное моделирование и интерпретация: А. Ю. Аладышкин (по материалам работ Aladyshkin *et al.* [A7] и Gillijns *et al.* [A9]).

существенно упрощает задачу.

На рис. 33а показана немонотонная зависимость $T_c(H)$, полученная теоретически для магнитного поля с равными ширинами магнитных доменов $L = L^{(+)} = L^{(-)}$. Максимальные значения критической температуры соответствуют условиям эффективной компенсации «встроенного» магнитного поля над доменами с положительной (для $H < 0$) и отрицательной (для $H > 0$) намагниченностью (рис. 33б). Очевидно, что радиус локализации волновой функции ℓ_1 при условии компенсации определяется шириной доменов: $\ell_1 \sim L$, поэтому амплитуды левого и правого максимумов критической температуры должны быть одинаковыми: $\max T_c/T_{c0} \simeq 1 - \xi_0^2/\ell_1^2$. Если $L^{(+)} > L^{(-)}$, то характерная ширина сверхпроводящего зародыша ℓ_1 , возникающего при условии оптимальной компенсации для положительными доменами, будет превышать область ширины зародыша ℓ_2 , возникающего при условии оптимальной компенсации для отрицательными доменами. Следовательно, соотношение между амплитудами максимумов критической температуры $\max T_c^{(-)} \propto 1 - \xi_0^2/\ell_1^2$ и $\max T_c^{(+)} \propto 1 - \xi_0^2/\ell_2^2$ напрямую отражает различие радиусов локализации:

$$\frac{T_{c0} - \max T_c^{(+)}}{T_{c0} - \max T_c^{(-)}} \simeq \frac{\ell_2^2}{\ell_1^2}. \quad (2.12)$$

Тот факт, что характерным пространственным масштабом, определяющим процесс зарождения сверхпроводимости, является длина когерентности ξ , а не фермиевская длина волны λ_F (как в задачах квантовой механики и физики металлов), локализация волновой функции параметра порядка на масштабах порядка микрона уже способна обеспечить измеримое изменение критической температуры. Поскольку пространственные масштабы локализирующего магнитного поля могут быть легко изменены, обнаруженный нами эффект может быть назван с некоторой осторожностью *макроскопическим* управляемым квантово-размерным эффектом (tunable quantum-size effect) для волновой функции сверхпроводящего конденсата в неоднородном магнитное поле.

Эксперимент

Предсказанный эффект был обнаружен экспериментально для тонкоплёночных гибридных структуры Al/CoPt. На рис. 34 представлены результаты восстановления кривых фазового перехода на основе данных магниторезистивных измерений согласно критерию $R(H, T_c) = 0.8 R_n$ для одной и той же планарной гибридной структуры Al(50 нм)/[Co(0.4 нм)/Pt(1.0 нм)]₁₅ в различных магнитных состояниях, отличающихся величиной поля возврата H_{ret} . Как и следовало ожидать, зависимость $T_c(H)$ для однородно намагниченной структуры представляет линейную зависимость (кривая I на рис. 34), поскольку в этом случае поля рассеяния должны быть пренебрежимо малы. Используя функциональную зависимость вида $T_{c2} = T_{c0} (1 - |H|/H_{c2}^{(0)})$, соответствующую зарождению объёмной сверхпроводимости, получаем оценки критической температуры сверхпроводящей плёнки $T_{c0} = 1.428$ К в нулевом поле, верхнего критического поля $H_{c2}^{(0)} = \Phi_0/(2\pi\xi_0^2) = 342$ Э и длины когерентности $\xi_0 = 96.5$ нм при $T = 0$ для данного образца.

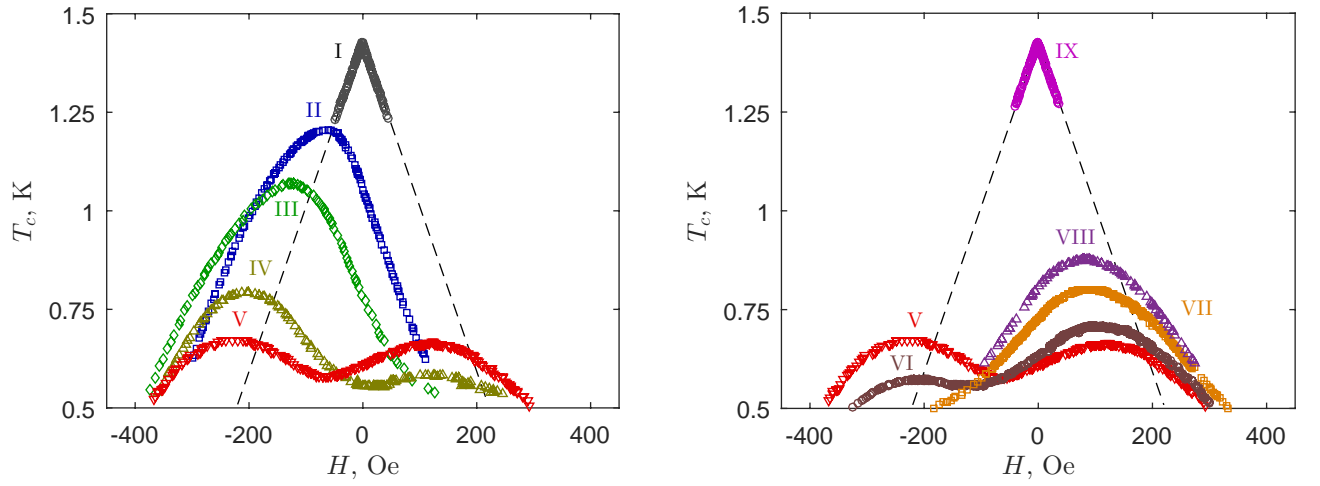


Рис. 34: Эволюция линий фазового перехода для одной и той же гибридной структуры $\text{Al}(50 \text{ нм})/[\text{Co}(0.4 \text{ нм})/\text{Pt}(1.0 \text{ нм})]_{15}$, определяемых согласно критерию $R(H, T) = 0.8 R_n$, в процессе неполного размагничивания: намагниченное состояние, $H_{ret} = 0$ (I), частично размагниченные состояния $H_{ret} = -3.93 \text{ кЭ}$ (II), -4.16 кЭ (III), -4.42 кЭ (IV), -4.55 кЭ (V), -4.61 кЭ (VI), -4.81 кЭ (VII), -5.00 кЭ (VIII) и -10.00 кЭ (IX). Для улучшения представления данных все кривые сглажены по пяти соседним точкам. Пунктирная линия представляет собой оценку линии фазового перехода $T_c(H)$ для Al плёнки в однородном магнитном поле.

Транспортные измерения и обработка результатов: A. Yu. Aladyshkin, W. Gillijns, A. V. Silhanek (по материалам работ Gillijns *et al.* [A9] и Aladyshkin *et al.* [A10]).

Методом частичного размагничивания можно добиться увеличения числа доменов в отрицательной намагниченности в ферромагнитной плёнке. Например, при $H_{ret}/H_c = -1.05$ полная остаточная намагниченность составляет примерно одну треть от намагниченности насыщения. Ожидаемая нами микроскопическая конфигурация должна соответствовать изолированным доменам с отрицательной намагниченностью, внедрённым в матрицу домена с положительной намагниченностью, и быть подобна распределению, показанному на рис. 29b. Иными словами, средняя ширина доменов $L^{(+)}$ с положительной намагниченностью должна существенно превышать среднюю ширину доменов $L^{(-)}$ с отрицательной намагниченностью. Соответствующая такому состоянию зависимость $T_c(H)$ становится нелинейной, при этом главный максимум критической температуры сместился в область отрицательных значений H к значению $H \simeq -75 \text{ Э}$ (кривая II). Следовательно, при понижении температуры сверхпроводимость возникает в форме локализованной сверхпроводимости над доменами с положительной намагниченностью, при этом уменьшение максимальной критической температуры (на 0.22 К) в точке оптимальной компенсации связано с конечной шириной доменов с положительной намагниченностью $T_{c0} - \max_{H < 0} T_c \propto [\xi_0/L^{(+)}]^2$. Отметим, что на зависимости $T_c(H)$ отсутствует второй максимум при $H > 0$. В самом деле, максимальная критическая температура формирования локализованной сверхпроводимости над доменами с отрицательной намагниченностью в точке оптимальной компенсации должна определяться соотношением $T_{c0} - \max_{H > 0} T_c \propto [\xi_0/L^{(-)}]^2$. Очевидно, что при условии $L^{(-)} \ll L^{(+)}$ формирование локали-

зованной сверхпроводимости над отрицательными доменами должно быть энергетически невыгодным.

Увеличение абсолютной величины поля возврата до $H_{ret}/H_c = -1.11$ приводит к тому, что максимум T_c перемещается к точке -135 Э , при этом его амплитуда ниже T_{c0} на 0.36 К (кривая III). Это два факта являются прямыми следствиями уменьшения средней ширины положительных доменов, поскольку уменьшение $L^{(+)}$, во-первых, приводит к увеличению характерного поля над центрами доменами с положительной намагниченностью [см. соотношение (A1.13)] и, во-вторых, уменьшает радиус локализации волновой функции в состоянии оптимальной компенсации, тем самым увеличивая собственную энергию E такого состояния и понижая соответствующую критическую температуру.

Дальнейшее увеличение $|H_{ret}|$ по нашим представлениям должно приводить к тому, что полная остаточная намагниченность будет уменьшаться и приближаться к нулю, а характерные ширины положительных и отрицательных доменов будут стремиться к выравниванию. Самым ярким экспериментальным подтверждением такого поведения является появление второго максимума на зависимости $T_c(H)$ при $H > 0$ (кривая IV), который постепенно достигает высоты максимума при $H < 0$ (кривая V). Следует подчеркнуть, что сильная зависимость амплитуды максимумов критической температуры в состоянии компенсированной сверхпроводимости от ширин магнитных доменов является проявлением размерного эффекта для волновой функции квантовой системы, при этом соотношение высот левого и правого максимумов T_c даёт представление о соотношении между ширинами положительных и отрицательных доменов. Отметим, что параболическая форма зависимости $T_c(H)$ при малых значениях $|H|$ (кривая V) указывает на появление такой структуры магнитного поля, которая является оптимальной для формирования доменной сверхпроводимости для тонкоплёночной гибридной структуры на основе Al.

При дальнейшем увеличении $|H_{ret}|$ доля доменов с отрицательной намагниченностью и их типичная ширина будут монотонно возрастать, а типичная ширина доменов с положительной намагниченностью – уменьшаться. Как следствие, должна происходить обратная эволюция формы кривой фазового перехода (кривые VI–VIII): максимум критической температуры, соответствующий компенсированной сверхпроводимости над отрицательными доменами, будет расти по амплитуде и смещаться в сторону $H = 0$, а максимум критической температуры, соответствующий компенсированной сверхпроводимости над положительными доменами – исчезать. После полного перемагничивания плёнки в отрицательном поле, зависимость $T_c(H)$ снова принимает вид линейной функции (кривая IX).

2.2.4 Влияние толщины ферромагнитной плёнки на магнитосопротивление гибридных структур

В предыдущем разделе 2.2.3 мы показали, что для тонкоплёночных гибридных структур на основе сверхпроводящих плёнок Al и многослойных ферромагнитных плёнок [Co/Pt]₁₅ можно получить такую конфигурацию неоднородного магнитного поля, которое окажется благоприятной для формирования доменной сверхпроводимости. В этом

разделе мы обсудим вопрос о возможности дальнейшей оптимизации транспортных свойств гибридных S/F структур путём подстройки толщины ферромагнитной плёнки. В качестве образцов для таких детальных исследований использовались структуры $\text{Al}(20 \text{ нм})/[\text{Co}(0.4 \text{ нм})/\text{Pt}(1.0 \text{ нм})]_n$, где число бислоёв $n = 10, 15$ и 20 (рис. 25а). Измерение зависимости сопротивления структуры от температуры и магнитного поля проводилось для планарных структур по четырехточечной процедуре без формирования микромостика (рис. 25b). Важным отличием представляемых здесь результатов от результатов раздела 2.2.3 является то, что мы будем обсуждать особенности формы и взаимного расположения *нескольких* линий уровня сопротивления $R(H, T) = \alpha R_n$ на плоскости $H - T$ для одного и того же образца в различных магнитных состояниях.

Образец n–10. Результаты восстановления линий уровня сопротивления для разных α по данным магнитотранспортных измерений для гибридного образца с наименьшей толщиной ферромагнитного слоя показаны на рис. 35.

На рис. 35а показаны линии уровня для образца, намагниченного в положительном направлении до намагниченности насыщения. Для такого состояния остаточная намагниченность составляет 75% от намагниченности насыщения M_0 , поэтому следует полагать, что равновесная магнитная конфигурация соответствует изолированным доменам с отрицательной намагниченностью, находящимся внутри положительной намагниченной матрицы. Отметим, что все линии уровня имеют максимум при $H = 0$, однако кривая для $\alpha = 0.9$ (самый высокий уровень сопротивления) существенно асимметрична относительно $H = 0$. Иными словами, для заданной температуры сопротивление гибридной структуры начинает отклоняться от нормального значения при больших значениях $|H|$ при $H < 0$ по сравнению со случаем $H > 0$. Мы полагаем, что такая асимметрия может быть связана с появлением дополнительных доменов с отрицательной полярностью при приложении поля $H < -50 \text{ Э}$, что естественно изменяет условия для зарождения делокализованной сверхпроводимости над доменами с положительной намагниченностью, и исчезновением таких доменов при $H > 0$. Тем не менее, остальные линии уровня для α от 0.1 до 0.7, соответствующие промежуточным и низким значениям сопротивления, представляют собой практически симметричные и совпадающие кривые, при этом их форма близка к линейной зависимости. Это значит, что условия для формирования сверхпроводящего состояния с сопротивлением, близким к нулю, не зависят от знака внешнего поля. В самом деле, даже если домены с отрицательной полярностью оказывают влияние на начальный этап зарождения сверхпроводимости, такие домены не способны обеспечить бездиссипативное протекание тока. Аппроксимируя положение промежуточных линий уровня зависимостью вида $T_{c2}(H)$, получаем $T_{c0} = 1.45 \text{ К}$ и $H_{c2}^{(0)} = 368 \text{ Э}$. Подчеркнем, что остальные образцы этой серии ($n = 15$ и $n = 20$) имеют такие же критические параметры T_{c0} , $H_{c2}^{(0)}$ и $dT_c/dH \simeq T_{c0}/H_{c2}^{(0)}$, что указывает идентичность их сверхпроводящих свойств.

Посредством процедуры неполного размагничивания, описанной в разделе 2.2.3, были подготовлены различные магнитные состояния для одного и того же образца (всего 13 состояний). На рис. 35 показаны линии уровня для состояний с магнитным моментом, равным $-0.24 M_0$ (b), $-0.48 M_0$ (c) и $-0.58 M_0$ (d). Уменьшение полного магнитного момента

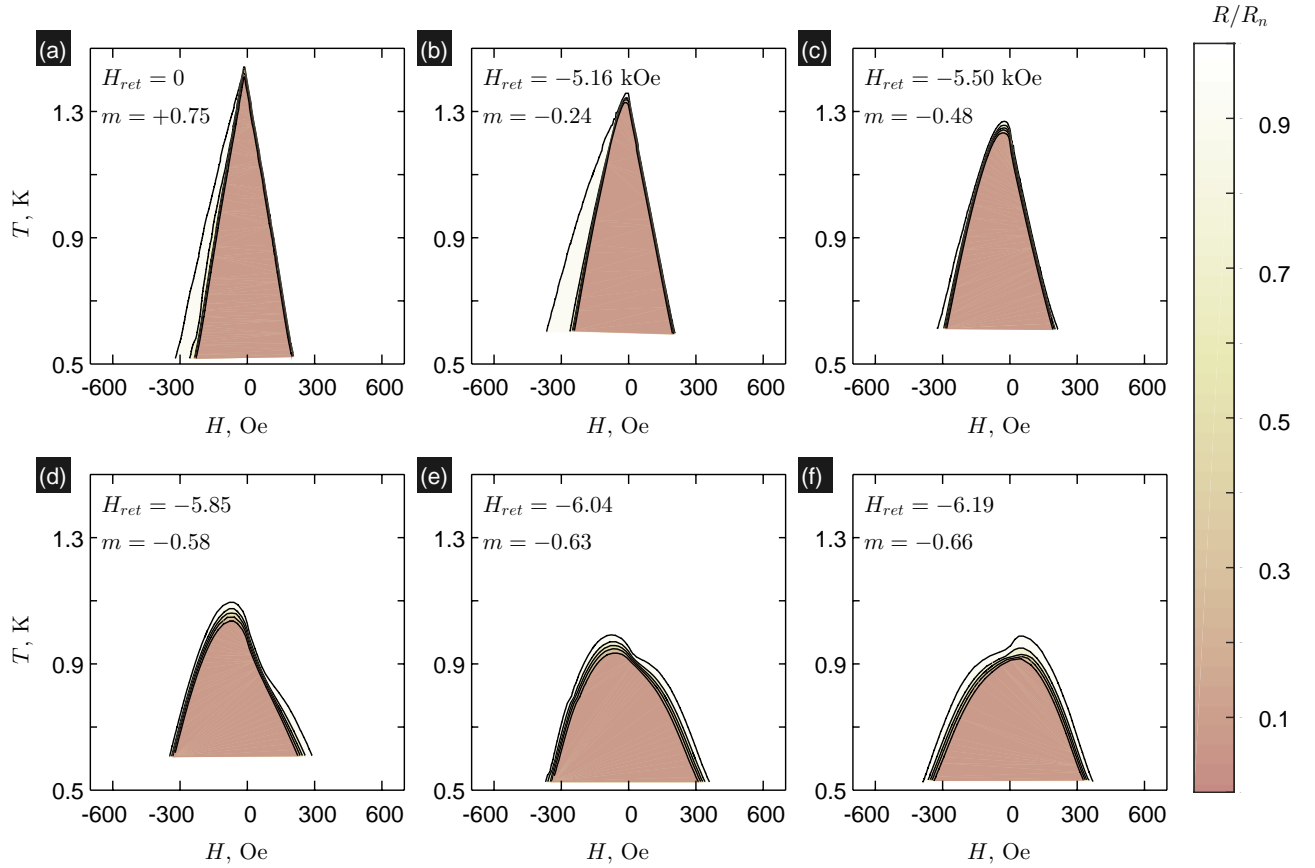


Рис. 35: Зависимость электрического сопротивления гибридной структуры $\text{Al}(20 \text{ нм})/[\text{Co}(0.4 \text{ нм})/\text{Pt}(1.0 \text{ нм})]_{10}$ от H и T для различных магнитных состояний, величина поля возврата H_{ret} и удельного остаточного магнитного момента $m = M/M_0$ указаны на рисунках. Сплошные линии соответствуют линиям уровня $R(H, T) = \alpha R_n$, где R_n есть сопротивление в нормальном состоянии, $\alpha = 0.1, 0.3, 0.5, 0.7$ и 0.9 (снизу вверх).

Транспортные измерения и обработка результатов: А. Ю. Аладышкин (Aladyshkin *et al.* [A13]).

логично связать с появлением большого числа мелких изолированных доменов с отрицательной намагниченностью и уменьшением средней ширины доменов с положительной намагниченностью. Это приводит к сдвигу максимумов для *всех* линий уровня в сторону отрицательных значений H на величину порядка 80 Э и уменьшению амплитуды максимума критической температуры для линии $\alpha = 0.9$ на 50% от невозмущенного значения T_{c0} .⁴ На рис. 35e,f показаны линии уровня для состояний, соответствующих максимальному подавлению критической температуры. Легко видеть, что даже малое изменение магнитного момента приводит к существенной перестройке формы и положения линий уровня, соответствующих $\alpha = 0.7$ и 0.9 : максимумы для этих линий уровня располагаются при $H < 0$ для момента $-0.63 M_0$ (e) и при $H > 0$ для момента $-0.66 M_0$ (f).

Следует отметить, что для такого образца нам не удалось получить такую конфигурацию магнитных доменов, при которой реализуется возвратная сверхпроводимость. Мы полагаем, что характерный размер магнитных доменов, формирующихся в ферромагнит-

⁴Аналогичное подавление максимальной критической температуры наблюдалось для того же образца в состоянии as-grown без предварительного намагничивания.

ной плёнке такой толщины при низких температурах, достаточно мал для того, чтобы обеспечить локализацию параметра порядка над обратными доменами при условии оптимальной компенсации.

Образец n–15. Можно ожидать, что увеличение толщины ферромагнитной плёнки приведёт

- во-первых, к увеличению средней ширины магнитных доменов,⁵ поскольку равновесный период для плёнки с перпендикулярной магнитной намагниченностью в простейшей модели должен быть пропорционален $\sqrt{D_f}$ (Ландау и Лифшиц [470], §39);
- во-вторых, к увеличению абсолютной величины потока магнитного поля, индуцированной доменной структурой, поскольку чем меньше D_f , тем быстрее затухает магнитное поле вдоль оси z , перпендикулярной к плоскости плёнки, при удалении от поверхности ферромагнетика;
- в-третьих, к уменьшению ширины петли гистерезиса $M(H)$ (см. рис. 28).

Результаты транспортных измерений для гибридной структуры $\text{Al}(20 \text{ нм})/[\text{Co}(0.4 \text{ нм})/\text{Pt}(1.0 \text{ нм})]_{15}$ в различных магнитных состояниях представлены на рис. 36. Эволюция линий уровня магнитосопротивления для $\alpha = 0.7$ и 0.9 во многом аналогична данным, полученным для структуры $\text{Al}(20 \text{ нм})/[\text{Co}(0.4 \text{ нм})/\text{Pt}(1.0 \text{ нм})]_{15}$ и показанным на рис. 34. Мы не будем описывать еще раз концепцию управляемого квантово-размерного эффекта для сверхпроводящего конденсата, изложенную в разделе 2.2.3, и сосредоточимся на основных отличиях в эволюции формы и взаимного расположения линий уровня сопротивления $R(H, T) = \alpha R_n$ для различных значений α .

Неполное размагничивание гибридной структуры, которая была предварительно намагничена в положительном направлении до состояния насыщения, в поле $H_{ret} = -4.0 \text{ кЭ}$ и -4.3 кЭ приводит к уменьшению остаточной намагниченности до $+0.16 M_0$ и $-0.08 M_0$ соответственно, и к сдвигу главных максимумов для всех линий уровня влево на величину порядка $200\text{--}250 \text{ Э}$ (рис. 36b,c). Это соответствует формированию компенсированной сверхпроводимости над доменами с положительной намагниченностью, и в таком состоянии сопротивление структуры падает до нуля. Следовательно, домены с положительной намагниченностью должны иметь такую конфигурацию, чтобы при условии оптимальной компенсации «встроенного» поля обеспечить непрерывный сверхпроводящий путь и бездиссипативный перенос тока. Появление побочного максимума при $H > 0$ свидетельствует о формировании компенсированной сверхпроводимости над доменами с положительной намагниченностью. Соотношение между амплитудами главного и побочного максимумов критической температуры указывает на то, что средняя ширина отрицательных доменов меньше типичной ширины положительных доменов. Кроме этого, отрицательные домены должны быть изолированными, чтобы не допустить протекания сверхтока по областям, расположенным над доменами с отрицательной намагниченностью.

При условии $|H_{ret}| \simeq H_c$ даже незначительные изменения процедуры размагничивания

⁵Проверить экспериментально это предположение в наших экспериментах затруднительно, поскольку параметры доменной структуры в большей степени зависят от процедуры размагничивания и величины поля возврата H_{ret} , чем от толщины ферромагнитной плёнки.

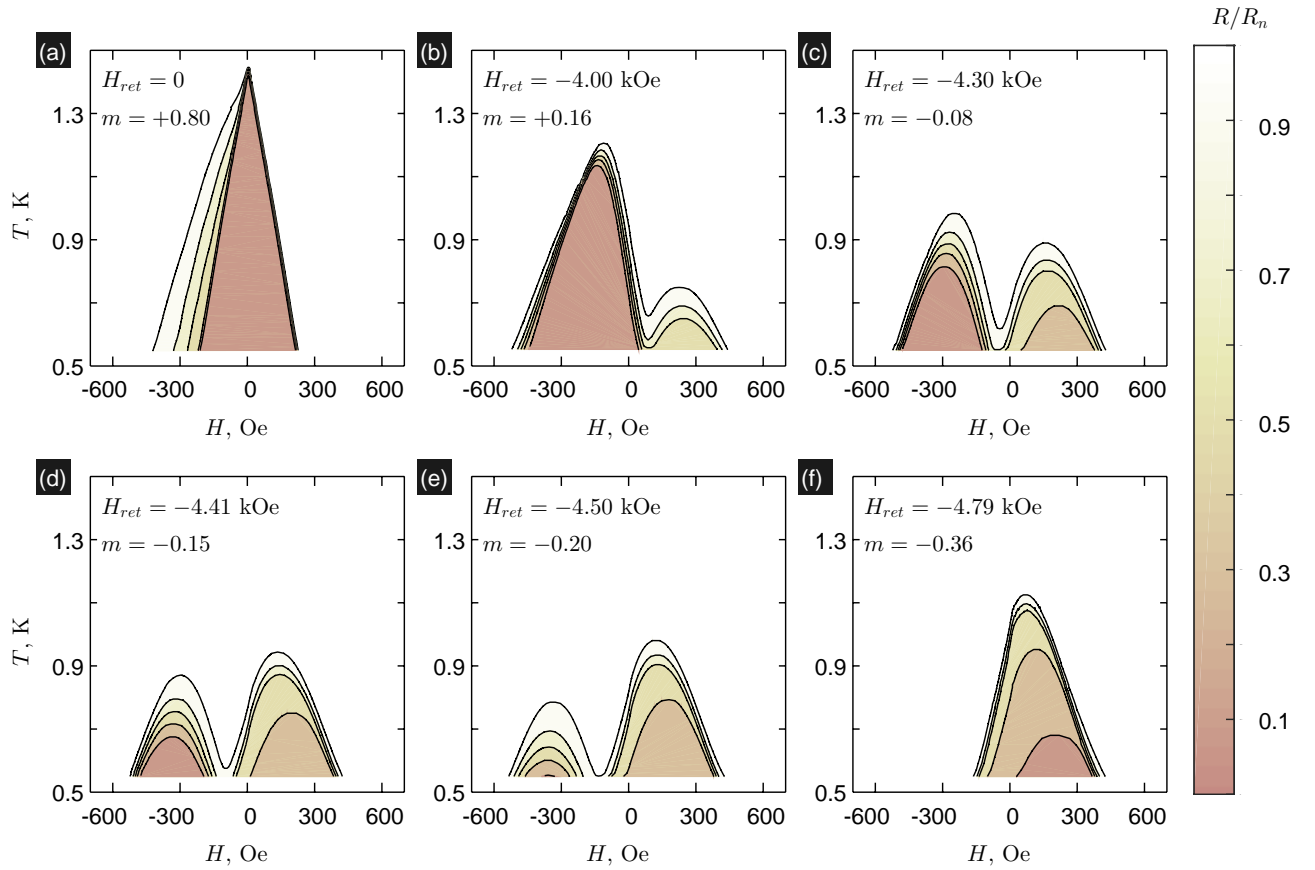


Рис. 36: Зависимость электрического сопротивления гибридной структуры $\text{Al}(20 \text{ нм})/[\text{Co}(0.4 \text{ нм})/\text{Pt}(1.0 \text{ нм})]_{15}$ от H и T для различных магнитных состояний, величина поля возврата H_{ret} и остаточного магнитного момента m указаны на рисунках. Сплошные линии соответствуют линиям уровня $R(H, T) = \alpha R_n$, где R_n есть сопротивление в нормальном состоянии, $\alpha = 0.1, 0.3, 0.5, 0.7$ и 0.9 (снизу вверх).

Транспортные измерения и обработка результатов: А. Ю. Аладышкин (Aladyshkin *et al.* [A13]).

могут привести с существенным изменением доменной структуры и, как следствие, модификации условий для зарождения сверхпроводимости (сравните карты с–е на рис. 36). Например, мы получили неожиданный результат: на рис. 36d,e амплитуда правого пика (при $H > 0$) превышает высоту левого пика (при $H < 0$), следовательно, средняя ширина отрицательных доменов должна быть больше средней ширины положительных доменов, однако домены с отрицательной намагниченностью по-прежнему остаются изолированными и перколяция возникает только для доменов с положительной намагниченностью. При дальнейшем увеличении $|H_{ret}|$ происходит постепенное уменьшение доли положительных доменов, увеличение доли отрицательных доменов и формирование непрерывного контура над доменами с отрицательной намагниченностью. Именно поэтому состояние, соответствующее компенсированной сверхпроводимости с нулевым сопротивлением, реализуется при $H > 0$ (рис. 36f). Затем $|H_{ret}| \gg H_c$ такая система линий уровня будет постепенно трансформироваться картину для однородно намагниченной структуры, подобной рис. 36а.

Отметим, что при оптимальном размагничивании удаётся получить такую configura-

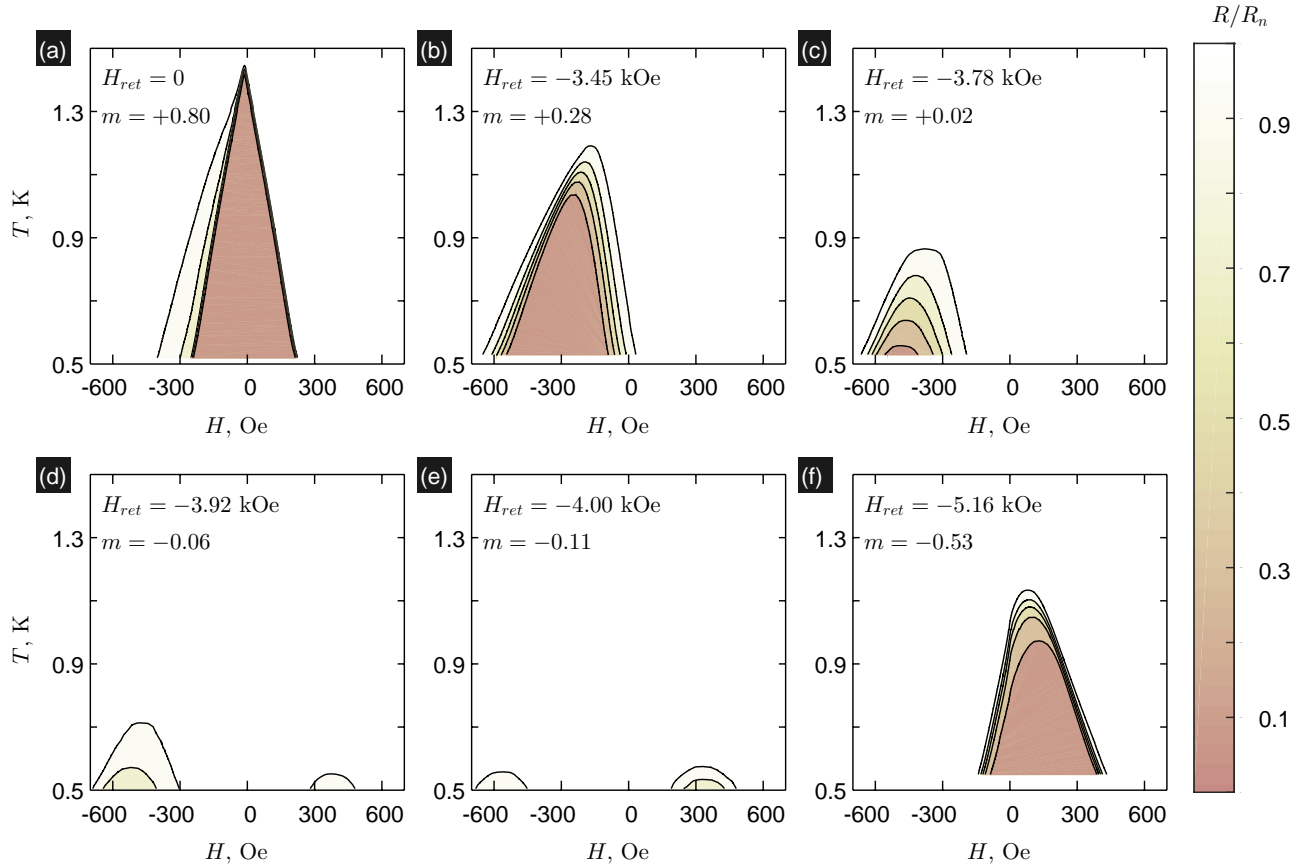


Рис. 37: Зависимость электрического сопротивления гибридной структуры $\text{Al}(20 \text{ нм})/[\text{Co}(0.4 \text{ нм})/\text{Pt}(1.0 \text{ нм})]_{20}$ от H и T для различных магнитных состояний, величина поля возврата H_{ret} и остаточного магнитного момента m указаны на рисунках. Сплошные линии соответствуют линиям уровня $R(H, T) = \alpha R_n$, где R_n есть сопротивление в нормальном состоянии, $\alpha = 0.1, 0.3, 0.5, 0.7$ и 0.9 (снизу вверх).

Транспортные измерения и обработка результатов: А. Ю. Аладышкин (Aladyshkin *et al.* [A13]).

цию магнитных доменов, что возвратная сверхпроводимость будет формироваться в довольно широком интервале температур (от 0.5 К до 1 К) и значений внешнего магнитного поля (от -300 Э до $+200$ Э). Это может быть благоприятно для экспериментального исследования локализованных сверхпроводящих состояний методами низкотемпературной сканирующей зондовой спектроскопии (MFM, SQUID, SHPM, SLM, STS и проч.)

Образец n–20. Результаты транспортных измерений для гибридной структуры $\text{Al}(20 \text{ нм})/[\text{Co}(0.4 \text{ нм})/\text{Pt}(1.0 \text{ нм})]_{20}$ в различных магнитных состояниях представлены на рис. 37. Легко видеть, что в целом эволюция линий уровня для образцов $n - 15$ и $n - 20$ как функция поля возврата H_{ret} происходит по одному сценарию. Однако для структуры в размагниченном состоянии ($|H_{ret}| \sim H_c$) влияние полей рассеяния столь велико, что в доступном нам интервале температур мы смогли наблюдать только начальную стадию отклонения сопротивления от нормального значения (рис. 37с,d). Увеличение поля компенсации (до 400–500 Э) подтверждает нашу гипотезу о увеличении магнитного потока, создаваемого магнитными доменами в толстых ферромагнитных плёнках. К сожалению

нию, мы не можем предложить разумное объяснение наблюдаемого сильного подавления максимальных значений критической температуры, соответствующих компенсированной сверхпроводимости над доменами с положительной и отрицательной намагниченностью. С одной стороны, такое подавление может быть связано с существенным уменьшением средних ширин магнитных доменов до масштабов порядка длины когерентности. С другой стороны, основываясь на результатах исследования методом MFM при комнатной температуре, мы заключаем, что типичные ширины магнитных доменов для образцов $n = 15$ и $n = 20$ не могут отличаться столь значительно. Вопрос о перестройке доменных структур в многослойных Co/Pt плёнках при низких температурах заслуживает отдельного рассмотрения.

2.2.5 Локализованная и делокализованная сверхпроводимость в поле массива ферромагнитных дисков

Для исследования эффекта формирования компенсированной сверхпроводимости в неоднородном магнитном поле, обладающем тремя характерными масштабами, были изготовлены гибридные структуры, состоящие массива ферромагнитных дисков (частиц), покрытых тонким слоем Al (W. Gillijns, A. V. Silhanek). Ферромагнитные диски были получены методом взрывного травления из многослойных плёнок Pt (2.5 нм) + [Co(0.4 нм)/Pt(1.0 нм)]₁₀, которые были изготовлены методом электронно-лучевого осаждения на подложку Si/SiO₂ при азотной температуре. Массив ферромагнитных дисков представлял собой квадратную решетку с периодом $a = 2$ мкм, при этом диаметр дисков был равен 1.52 мкм [A9] и [A10], а также 1.00 мкм и 1.36 мкм [A11]. Топографическое изображение массива 1.36 мкм дисков представлено на рис. 38а. Магнитные свойства Co/Pt частиц аналогичны свойствам сплошных Co/Pt плёнок, подробно описанных в разделе 2.2.1. Массив Co/Pt частиц был покрыт слоем Ge толщиной 4 нм для подавления обменного взаимодействия между сверхпроводящей и ферромагнитной подсистемами и затем слоем Al толщиной 50 нм. Следует отметить, что рельеф Al плёнки повторял структуру подложки с ферромагнитными дисками. Используя данные о периоде структуры, можно получить оценку поля соизмеримости: $H_1 = \Phi_0/a^2 \simeq 5.2 \text{ Э}$.

Сверхпроводящие свойства системы в частично размагниченном состоянии

Процедуру неполного размагничивания Co/Pt плёнок, которая была детально описана в разделе 2.2.1, мы применили для обратимой модификации магнитного состояния ферромагнитных Co/Pt дисков диаметром 1.52 мкм. Поскольку диаметр таких дисков значительно превышает характерную ширину доменов, можно ожидать, что ферромагнитные диски в частично или полностью размагниченном состоянии будут содержать лабиринтную доменную структуру, сходную с показанной на рис. 29. Критическая температура была определена на основе данных магнитотранспортных измерений согласно критерию $R(H, T_c) = 0.9 R_n$.

Следует ожидать, что z -компонента неоднородного магнитного поля, создаваемого

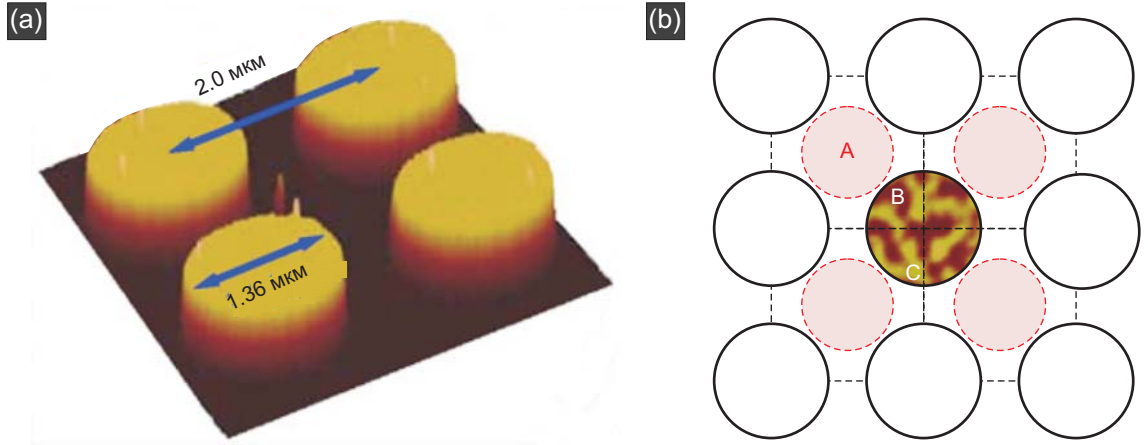


Рис. 38: (а) Топографическое изображение участка поверхности Si подложки и массива магнитных CoPt дисков, полученное методом атомно-силовой микроскопии при комнатной температуре; период решетки – 2 мкм, диаметр частиц – 1.36 мкм. (б) Схематическое представление решетки магнитных частиц с периодом 2 мкм, ферромагнитных дисков диаметром 1.52 мкм и областей А, В и С, благоприятных для зарождения сверхпроводимости; внутрь центрального диска вставлено соразмерное MFM-изображение с доменной структурой CoPt плёнки.

AFM-измерения: W. Gillijns (по материалам работы Gillijns *et al.* [A9]).

дисками в размагниченном состоянии, в области между дисками будет близка к нулю, а над частицами поле будет изменяться в латеральном направлении с характерным масштабом 200 нм и амплитудой $B_0 \sim 10^2$ Гс. Следовательно, при $|H| \ll B_0$ сверхпроводимость будет формироваться в областях между ферромагнитными дисками (области А на рис. 38b), при этом результирующее магнитное поле будет близко к внешнему полю и максимальная критическая температура достигается при $H \simeq 0$ (кривая I на рис. 38). Иными словами, при $|H| \ll B_0$ мы ожидаем формирование делокализованной сверхпроводимости в областях между частицами. При увеличении $|H|$ критическая температура сначала уменьшается линейно, однако при $|H| \gtrsim 80$ Э наблюдается отклонение от линейной зависимости, которое мы связываем с «передислокацией» областей, в которых зарождается сверхпроводимость, в области над доменами с обратной полярностью и компенсированным магнитным полем (области В или С на рис. 38b). Таким образом, в системе наблюдается переход к делокализованной сверхпроводимости к локализованной сверхпроводимости при увеличении $|H|$. Отличие зависимости $T_c(H)$ от линейной при малых $|H|$ можно объяснить тем, что латеральный размер областей, в которых формируется сверхпроводимость, определяется расстоянием между частицами, а не магнитной длиной $\ell_H = \sqrt{\Phi_0/2\pi|H|}$, как в однородном магнитном поле.

Намагничивая частицы в поле +10 кЭ, мы увеличиваем и характерный размер положительных доменов внутри частиц, и амплитуду полей рассеяния между частицами, при этом между частицами $b_z(x, y) < 0$. Вследствие этого, максимум критической температуры, соответствующий зарождению сверхпроводимости между ферромагнитными частицами, смещается в сторону положительных полей (кривая II на рис. 38). Кроме этого, на зависимости $T_c(H)$ возникает локальный максимум при $H < 0$, который соответствует

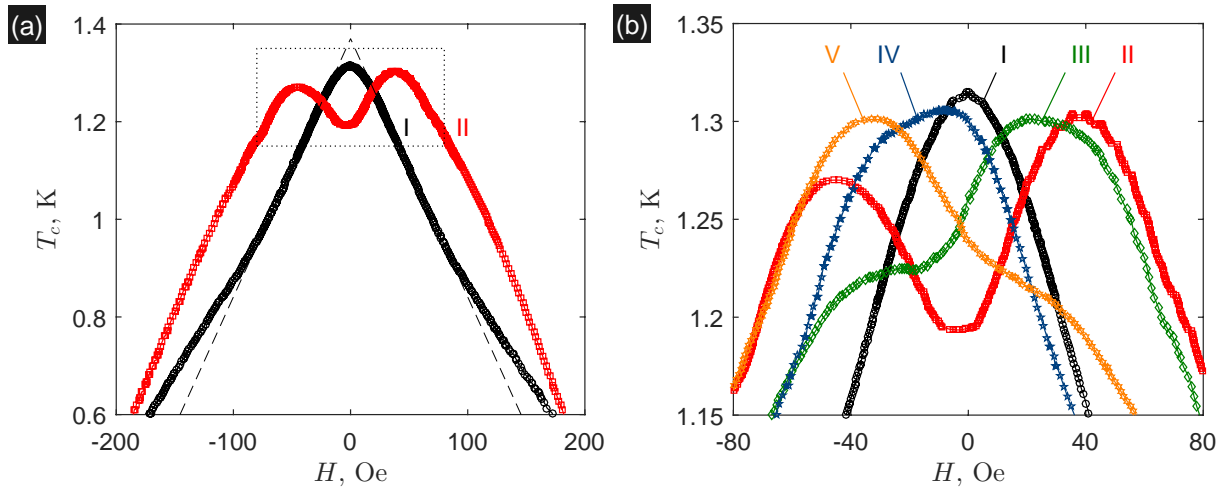


Рис. 39: Кривые фазового перехода $T_c(H)$ для гибридной структуры, состоящей 50-нм-плёнки Al и массива $[\text{Co}(0.4 \text{ нм})/\text{Pt}(1.0 \text{ нм})]_{10}$ дисков диаметром 1.52 мкм, в различных магнитных состояниях: I – полностью размагниченное состояние, II – полностью намагниченное состояние, III–V – состояния с промежуточной намагничённостью: $H_{ret}/H_c = -0.99$ (III), -1.28 (IV) и -1.54 (V), где $H_c = 2.27 \text{ кЭ}$ – поле коэрцитивности Co/Pt плёнки.

Транспортные измерения и обработка результатов: W. Gillijns, A. V. Silhanek, A. Yu. Aladyshkin (Gillijns *et al.* [A9]).

формированию локализованной сверхпроводимости над широкими положительными магнитными доменами. Поскольку ширина таких доменов должна быть меньше, чем ширина областей между частицами, локальный (побочный) максимум критической температуры при $H < 0$ должен быть ниже главного максимума критической температуры при $H > 0$. Отметим, что на зависимости $T_c(H)$ для намагниченного состояния особенно сильно видны осцилляции критической температуры с периодом H_1 , связанные с усилением пиннинга для соизмеримых вихревых структур.

При монотонном уменьшении остаточной намагничённости ферромагнитных дисков (кривые III–V на рис. 38b) происходит плавное перемещение главного максимума на зависимости $T_c(H)$ от $H > 0$ к $H < 0$ без существенного изменения его амплитуды. Такая трансформация связана с тем, что при $M_0 \rightarrow -M_0$ происходит инверсия поля в области между частицами, поэтому положение максимума на оси абсцисс соответствует полю компенсации. С другой стороны, поскольку ширина области между частицами не зависит от магнитного состояния частиц, то и амплитуда главного максимума критической температуры остается практически неизменной.

Сверхпроводящие свойства системы в частично намагничённом состоянии

Обсудим особенности транспортных свойств гибридных структур, содержащих ферромагнитные диски меньшего размера (диаметром 1.00 и 1.36 мкм). На рис. 40а представлена зависимость остаточной намагничённости M_{rem} , соответствующей отклику предварительно размагниченного массива ферромагнитных дисков диаметром 1.32 мкм и измеренной

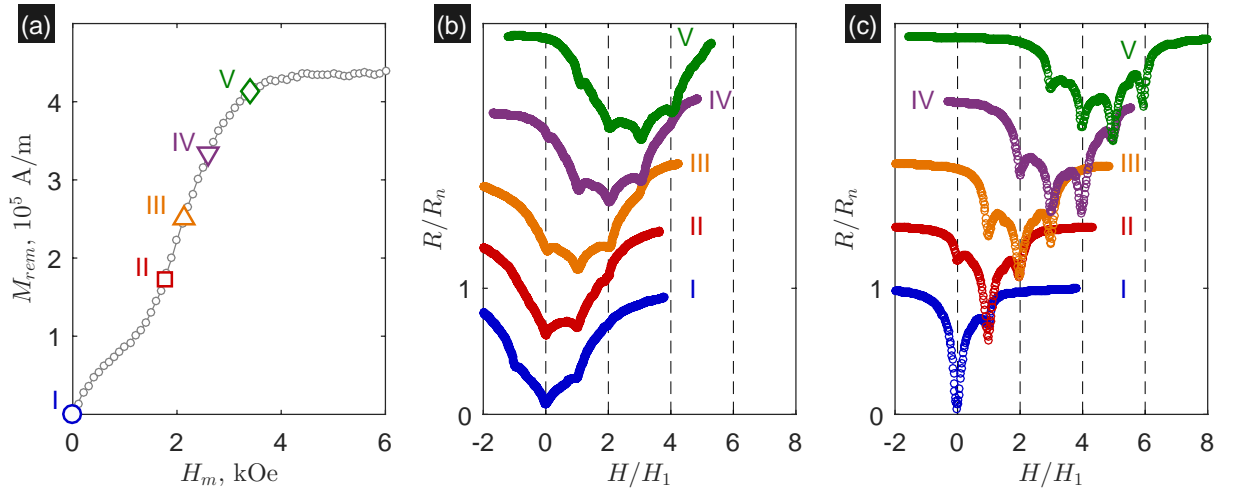


Рис. 40: (a) Зависимость остаточной намагниченности M_{rem} массива ферромагнитных $[\text{Co}(0.4 \text{ нм})/\text{Pt}(1.0 \text{ нм})]_{10}$ дисков диаметром 1.36 мкм, измеренной при $H = 0$ и $T = 5 \text{ К}$ с помощью SQUID–магнитометра, от намагничивающего поля H_m ; (b, c) Зависимости сопротивления от внешнего магнитного поля H/H_1 для массива ферромагнитных дисков диаметром 1.00 мкм (b) и 1.36 мкм (c) в состояниях с остаточной намагниченностью $M_{rem} = 0, 1.73 \times 10^5, 2.51 \times 10^5, 3.34 \times 10^5$ и $4.13 \times 10^5 \text{ А/м}$ (снизу вверх), $H_1 \simeq 5.2 \text{ Э}$ есть поле соизмеримости.

SQUID–измерения: W. Gillijns, A. V. Silhanek. Транспортные измерения и обработка результатов: W. Gillijns, A. V. Silhanek, A. Yu. Aladyshkin (Gillijns *et al.* [A11]).

при нулевом поле, от подмагничивающего поля H_m . Монотонный характер зависимости M_{rem} от H_m позволяет получить желаемое значение намагниченности выбором H_m .

На рис. 40b показана серия зависимостей R от H для гибридной структуры с ферромагнитными дисками диаметром 1 мкм в различных состояниях с монотонно возрастающей остаточной намагниченностью. Для структуры с размагниченными дисками кривая $R(H)$ является симметричной, при этом минимум сопротивления и, соответственно, максимум критической температуры располагаются при $H \simeq 0$ (кривая I). При увеличении намагниченности зависимость $R(H)$ становится несимметричной, однако глобальный минимум остается при $H \simeq 0$ (кривая II), поскольку экранирующие токи Al плёнки экранируют магнитное поле между частицами Gillijns *et al.* [353]. При дальнейшем увеличении намагниченности дисков энергетически выгодным является проникновение вихрей в сверхпроводящую пленку и их закрепление над ферромагнитными дисками. Для того, чтобы полная завихренность образца в отсутствие внешнего магнитного поля осталась равной нулю, вместе с вихрями появляются antivихри, которые закрепляются в области между магнитными частицами. В этом случае минимальному сопротивлению будет соответствовать поле $H \simeq H_1$, поскольку именно при таком внешнем поле вихри, создаваемые внешним полем, аннигилируют с antivихрями, создаваемыми ферромагнитными дисками, и, следовательно, оставшиеся вихри будут оптимальным образом запиннигованы (кривая III). Этот сценарий повторяется при дальнейшем увеличении намагниченности и рождении новых пар вихрь–antivихрь. Именно поэтому минимумы сопротивления всегда располагаются при квантованных значениях внешнего поля nH_1 . Поскольку намагниченность

имеет насыщение, то возможность сдвига минимума сопротивления также ограничены: например, мы смогли сместить только на $3H_1$ (кривая V).

Для увеличения магнитного потока, создаваемого одним диском, можно попробовать увеличить латеральный размер диска. На рис. 40с показана серия зависимостей R от H для гибридной структуры с ферромагнитными дисками диаметром 1.36 мкм. Заметим, что каждая линия на рисунке (b) получена для такой же намагниченности, как и (с), что позволяет сравнивать их напрямую. Увеличение диаметра дисков, во-первых, приводит к тому, что минимумы становятся более выраженными, что свидетельствует от более эффективном магнитном пиннинге и, во-вторых, сдвиг главного минимума сопротивления увеличивается до $5H_1$ (кривая V). Бóльший сдвиг связан вероятно с тем обстоятельством, что большие диски за счет бóльшего объема способны генерировать бóльший магнитный поток и индуцировать больше пар вихрь–антивихрь. Возвращаясь к данным, представленным на рис. 38, заключаем, что диски диаметром 1.52 мкм способны сдвинуть минимум сопротивления, соответствующий максимуму критической температуры, на $8H_1$.

2.3 Зарождение сверхпроводимости в трёхслойных системах CoPd/Nb/CoPd с лабиринтной доменной структурой

2.3.1 Магнитные свойства трёхслойной F/S/F структуры

Исследованные образцы представляли собой трёхслойные гибридные F/S/F структуры, изготовленные методом молекулярно–пучковой эпитаксии в условиях сверхвысокого вакуума (W. Gillijns, M. Lange). Структуры состояли из сверхпроводящей Nb плёнки толщиной $D_s = 35$ нм, находящейся между двумя ферромагнитными многослойными плёнками: Pd(1.5 нм) + [Co(0.4 нм)/Pd(1.5 нм)]₁₀ («верхняя» плёнка) и Pd(1.2 нм) + [Co(0.4 нм)/Pd(1.2 нм)]₁₀ («нижняя» плёнка), и имели латеральный размер порядка 3×3 мкм². Небольшое различие в толщинах Pd слоёв⁶ в верхней и нижней ферромагнитных плёнках приводило к тому, что поле коэрцитивности верхней плёнки ($H_c^{top} \simeq 4.80$ кЭ) значительно превышало поле коэрцитивности нижней плёнки ($H_c^{bot} \simeq 3.80$ кЭ).

Магнитные свойства трёхслойных гибридных структур были исследованы методом низкотемпературной SQUID–магнитометрии, результаты измерений были обработаны согласно процедуре, представленной на рис. 27. На рис. 41а показана зависимость нормированного магнитного момента M ферромагнитной подсистемы от внешнего магнитного поля H при температуре 6 К, превышающей критическую температуру сверхпроводящего перехода для F/S/F структуры. Легко видеть, что при изменении H от +10 кЭ до –4.5 кЭ

⁶Толщины «верхней» и «нижней» плёнок равны 20.5 нм и 17.2 нм соответственно, поэтому для того, чтобы получить такую же толщину, необходимо взять 12 или 13 бислоёв для CoPt плёнок, описанных в предыдущих разделах. Следовательно, можно ожидать, что влияние полей рассеяния одной [Co(0.4 нм)/Pd(1.5 нм)]₁₀ плёнки на зарождение сверхпроводимости должно быть сильнее, чем для [Co(0.4 нм)/Pt(1.2 нм)]₁₀ плёнки, и слабее, чем для [Co(0.4 нм)/Pt(1.2 нм)]₁₅ плёнки.

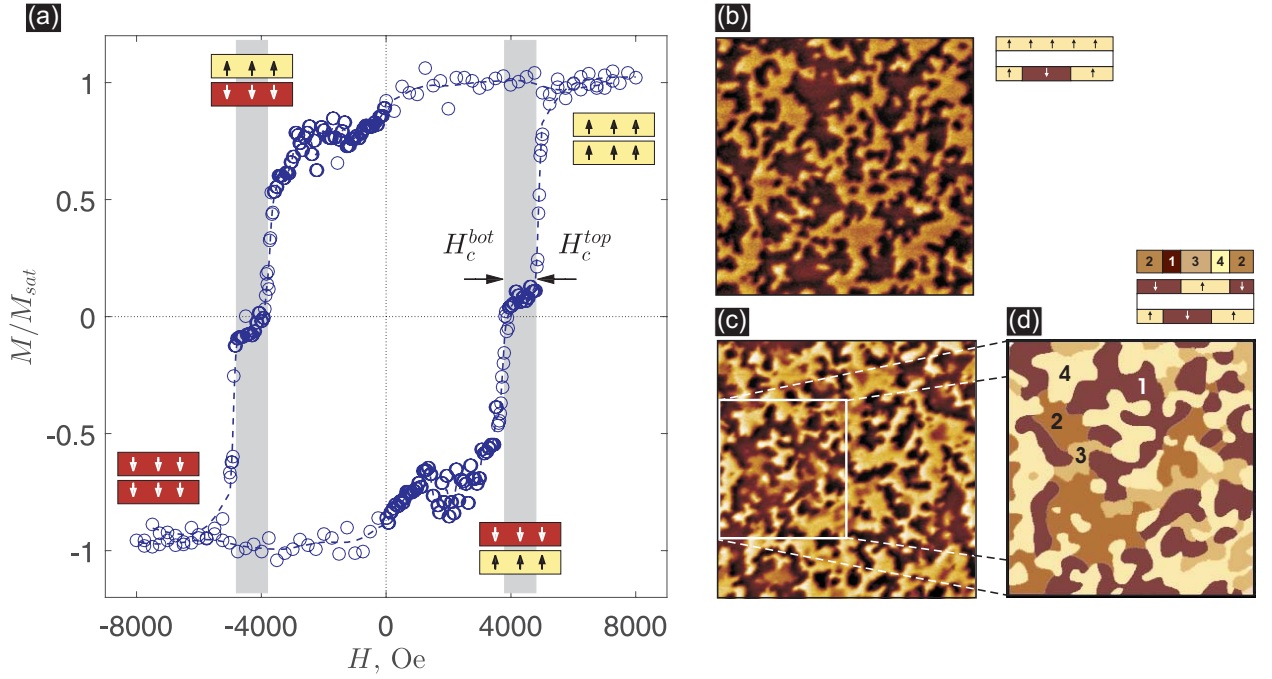


Рис. 41: Магнитные свойства трехслойной гибридной структуры $[\text{Co}(0.4\text{ нм})/\text{Pd}(1.2\text{ нм})]_{10}/\text{Nb}(35\text{ нм})/[\text{Co}(0.4\text{ нм})/\text{Pd}(1.5\text{ нм})]_{10}$: (a) Зависимость полного магнитного момента \mathcal{M} ферромагнитной подсистемы от приложенного магнитного поля H при $T = 6\text{ К}$, поля коэрцитивности верхней и нижней ферромагнитных плёнок равны $H_c^{\text{top}} \simeq 4.80\text{ кЭ}$ и $H_c^{\text{bot}} \simeq 3.80\text{ кЭ}$, соответственно; полный магнитный момент в состоянии насыщения при данной температуре равен $\mathcal{M}_{\text{sat}} = 1.89 \cdot 10^{-4}\text{ епт}$; (b) MFM-изображение той же структуры в состоянии с размагниченным нижним слоем при 300 К , размер кадра $10 \times 10\text{ мкм}^2$; (c) MFM-изображение той же структуры в полностью размагниченном состоянии при 300 К , размер кадра $10 \times 10\text{ мкм}^2$; (d) Схематичное распределение интенсивностей MFM-сигнала на рисунке (c) для области $5 \times 5\text{ мкм}^2$, ожидаемые магнитные конфигурации обозначены цифрами 1–4.

SQUID-измерения и обработка результатов: W. Gillijns, M. Lange, M. J. Van Bael, MFM-измерения и обработка результатов: W. Gillijns, M. Lange (Gillijns *et al.* [A5]).

магнитный момент F/S/F структуры скачкообразно изменяется от намагненности насыщения до величины, близкой к нулю. Мы связываем такое поведение с обращением намагненности нижнего ферромагнитного слоя при $H < -H_c^{\text{bot}}$, в результате чего формируется магнитная конфигурация с двумя однородно намагненными в противоположном направлении ферромагнитными слоями (см. вставки на рис. 41a). При дальнейшем увеличении амплитуды внешнего поля магнитный момент гибридной F/S/F структуры второй раз скачкообразно изменяется и такое поведение мы объясняем перемагничиванием верхнего слоя при $H < -H_c^{\text{top}}$. При изменении H в обратном направлении от -10 кЭ до $+10\text{ кЭ}$ изменение намагненности также происходит в два этапа: сначала перемагничивается нижняя плёнка при $H \simeq +H_c^{\text{bot}}$, затем – верхняя плёнка при $H \simeq +H_c^{\text{top}}$.

Заметное различие полей коэрцитивности H_c^{bot} и H_c^{top} позволяет нам приготовить три различных магнитных состояния. Во-первых, мы можем приложить магнитное поле порядка 10 кЭ и получить состояние, в котором оба слоя намагнены практически одно-

родно. В этом случае остаточное магнитное поле, создаваемое однородно намагниченными ферромагнитными плёнками, вне ферромагнетика должно быть близко к нулю (за исключением, быть может, прикраевых областей). Во-вторых, мы можем получить состояние с однородно намагниченным верхним слоем и размагниченным нижним слоем (с доменной структурой), если после приложения поля порядка 10 кЭ начнем размагничивать F/S/F структуру, прикладывая переменное магнитное поле уменьшающейся амплитуды и выбирая начальное значение внешнего поля H_0 в интервале от H_c^{bot} до H_c^{top} . На рис. 41b показано типичное MFM-изображение для F/S/F структуры в состоянии с размагниченным нижним слоем, которое имеет два уровня интенсивности, что соответствует доменам с положительной и отрицательной намагниченностью. В-третьих, мы можем получить состояние с двумя размагниченными ферромагнитными слоями, если для процедуры размагничивания выбрать $H_0 > H_c^{top}$. На рис. 41c показано типичное MFM-изображение для F/S/F структуры в полностью размагниченном состоянии. Легко видеть распределение интенсивностей MFM-сигнала стало более сложным и имеет четыре уровня интенсивности, поскольку форма доменов и положения доменных стенок в верхнем и нижнем ферромагнитных слоях не совпадают. Например, сигнал наименьшей интенсивности (1) мы можем связать с откликом областей, в которых локальная намагниченность обоих слоев ориентирована антипараллельно намагниченности иглы и сигнал наибольшей интенсивности (4) – с откликом областей, в которых локальная намагниченность обоих слоев ориентирована параллельно намагниченности иглы. Конфигурации 2 и 3, соответствующие областям с противоположными намагниченностями, дадут сигнал промежуточной интенсивности. В F/S/F системе в частично и полностью размагниченном состояниях формируется крупномасштабная лабиринтная доменная структура: типичная ширина доменов – 200 нм, типичная длина – 800 нм.

2.3.2 Фазовая диаграмма $H - T$: роль амплитуды «встроенного» магнитного поля

Эксперимент

Измерения зависимости электрического сопротивления R на постоянном токе как функции внешнего поля H , ориентированного перпендикулярно поверхности, и температуры T выполнены по четырехточечной схеме для одной и той же планарной гибридной F/S/F структуры (без формирования мостика и контактных площадок) в трех различных магнитных состояниях. В процессе транспортных измерений диапазон изменения H (± 1.1 кЭ) был существенно меньше поля коэрцитивности нижнего ферромагнитного слоя (3.8 кЭ), что позволяет считать параметры доменных структур, формирующихся на предварительном этапе намагничивания–размагничивания, не зависящими от H . Мы определяли критическую температуру сверхпроводящего перехода согласно критерию $R(H, T_c) = 0.5 R_n$, где R_n есть сопротивление структуры в нормальном состоянии

Кривые фазового перехода $T_c(H)$ для F/S/F структуры в намагниченном состоянии (\square), в состоянии с размагниченным нижним слоем (\circ) и для полностью размагничен-

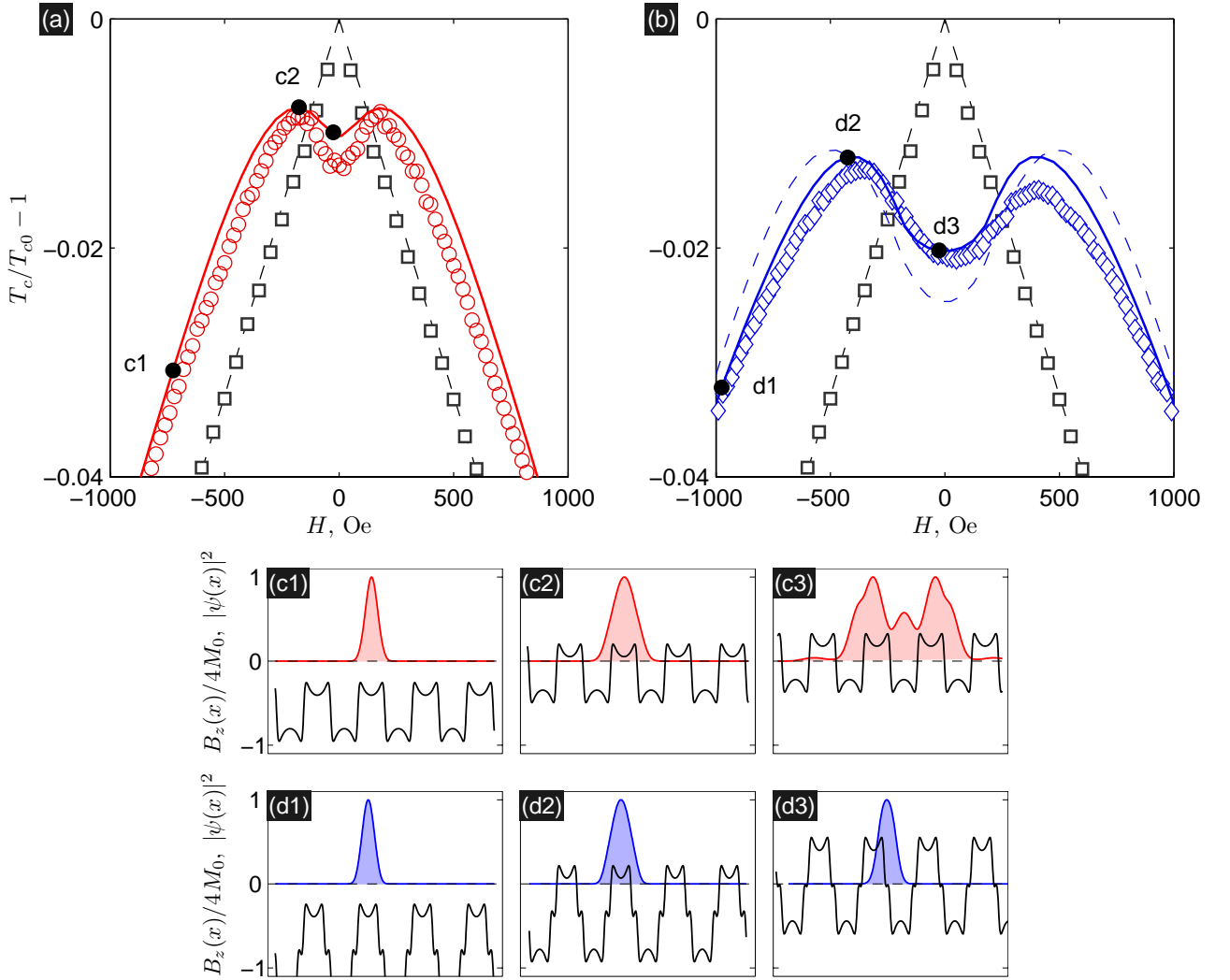


Рис. 42: (а) Кривые фазового перехода $T_c(H)$ для трёхслойной структуры $[\text{Co}(0.4 \text{ нм})/\text{Pd}(1.2 \text{ нм})]_{10}/\text{Nb}(35 \text{ нм})/[\text{Co}(0.4 \text{ нм})/\text{Pd}(1.5 \text{ нм})]_{10}$ в намагниченном состоянии (\square) и в состоянии с размагниченным нижним слоем (\circ), определённые согласно критерию $R(H, T_c) = 0.5 R_n$; а также зависимости $T_c(H)$, вычисленная в рамках модели Гинзбурга–Ландау (сплошная красная линия). (б) Кривые фазового перехода $T_c(H)$ для того же образца в намагниченном состоянии (\square) и в полностью размагниченном состоянии (\diamond), а также зависимости $T_c(H)$, вычисленные в рамках модели Гинзбурга–Ландау для $\Delta x = 0$ (пунктирная синяя линия) и $\Delta x = 3.75 D_f$ (сплошная синяя линия). (с1–с3) и (д1–д3) Примеры пространственных зависимостей z -компоненты магнитного поля $B_z(x, z^*) = H + b_z(x, z^*)$ и квадрата модуля параметра порядка $|\psi(x)|^2$ для состояний, представленных на рисунках (а) и (б).

Транспортные измерения и обработка результатов: W. Gillijns, M. Lange, M. J. Van Bael. Численное моделирование и интерпретация: А. Ю. Аладышкин (Gillijns *et al.* [A5]).

ной структуры (\diamond) показаны на рис. 42 в нормированном виде. Аппроксимация серии \square -точек линейной зависимостью вида $T_{c2} = T_{c0} \cdot (1 - |H|/H_{c2}^{(0)})$ позволяет оценить критическую температуру $T_{c0} \simeq 4.78 \text{ К}$ в нулевом поле, верхнее критическое поле $H_{c2}^{(0)} \simeq 15.1 \text{ кЭ}$ и длину когерентности $\xi_0 = \sqrt{\Phi_0/2\pi H_{c2}^{(0)}} \simeq 14.5 \text{ нм}$ при $T = 0$. Легко видеть, что критическая температура в нулевом поле существенно отличаются от табличного значения для

ниобия (~ 9 К). Мы полагаем, что такое отличие может быть связано с обратным эффектом близости – подавлением сверхпроводимости, обусловленным контактом с нормальным металлом, и глобальным понижением критической температуры F/S/F структуры.⁷ Зависимость $T_c(H)$ для F/S/F структуры с размагниченным нижним слоем становится немонотонной: при увеличении $|H|$ от нуля критическая температура возрастает и достигает локального максимума при 180 Гс; это значение можно отождествить с полем компенсации B_0 , соответствующим характерной величине магнитного поля над доменами с обратной полярностью. При дальнейшем увеличении $|H|$ критическая температура монотонно понижается. Размагничивание второго ферромагнитного слоя приводит к увеличению поля компенсации почти в два раза (до 380 Гс) и существенному расширению интервала температур, в котором наблюдается возвратная сверхпроводимость.⁸ Удвоение амплитуды неоднородного магнитного поля для полностью размагниченной структуры обеспечивает ярко выраженный параболический характер изменения T_c как функции H при $|H| \ll B_0$. Отметим, что для состояний с одним и двумя размагниченными слоями при $|H| \gg B_0$ критическая температура уменьшается линейно с ростом $|H|$, при этом в обоих случаях наклон dT_c/dH близок к $T_{c0}/H_{c2}^{(0)}$, то есть к «скорости» подавления критической температуры сверхпроводящей плёнки однородным магнитным полем.

Моделирование и интерпретация результатов

Мы рассчитали зависимость $T_c(H)$ для трёхслойной F/S/F структуры в простейшей модели, основанной на численном решении линеаризованного уравнения Гинзбурга–Ландау, принимая во внимание магнитостатический характер взаимодействия и модуляцию магнитного поля только вдоль оси x : $B_z(x, z^*) = H + b_z(x, z^*)$, где $z^* = \langle D_f \rangle + D_s/2 \simeq 36$ нм есть положение срединной плоскости сверхпроводящей плёнки относительно нижней плоскости нижнего ферромагнитного слоя, $\langle D_f \rangle \simeq 18.8$ нм есть средняя толщина ферромагнитного слоя. Конечное расстояние $h \simeq D_s/2$ между ферромагнитной и сверхпроводящими плёнками в рассматриваемой модели позволяет нам качественно учесть подавление сверхпроводимости вблизи S/F интерфейсов из-за эффекта близости. Предполагая, что ширины положительных и отрицательных доменов в верхнем и нижнем ферромагнитных слоях равны L и положения доменных стенок могут быть смещены на расстояние Δx , приходим к задаче оптимизации с тремя подгоночными параметрами: M_0 , L и Δx , поскольку D_f и D_s определяются геометрией образца, а параметры $T_{c0} = 4.78$ К и $\xi_0 = 14.5$ нм были определены в процессе аппроксимации зависимости $T_c(H)$ в намагниченном состоянии (пунктирная линия на рис. 42а).

Результаты моделирования зависимости $T_c(H)$ для состояния с размагниченным нижним слоем представлены на рис. 42а. Разумного согласия с экспериментальными данными

⁷Мы не можем исключить влияние обменного взаимодействия на сверхпроводящие свойства системы, однако все основные особенности трансформации зависимости $T_c(H)$ могут быть легко объяснены в терминах формирования локализованной сверхпроводимости только за счёт орбитального эффекта.

⁸Лёгкая асимметрия экспериментальной кривой фазового перехода $T_c(H) \neq T_c(-H)$ может быть связана с небольшим различием ширин положительных и отрицательных доменов из-за неидеальной процедуры размагничивания (см. раздел 2.2.3).

удалось достичь при следующем выборе: $M_0 = 300$ Гс и $L = 15D_f \simeq 260$ нм. На рис. 42с показаны типичные распределения волновой функции параметра порядка, соответствующие компенсированной сверхпроводимости в пределах одного домена при $|H| \geq B_0$ [состояния (с1) и (с2)] и делокализованной сверхпроводимости при $|H| \simeq 0$ с волновой функцией, захватывающей несколько доменов [состояние (с3)].

Можно ожидать, что амплитуда осцилляций встроенного магнитного поля в полностью размагниченном состоянии будет вдвое больше, чем в состоянии с одним размагниченным слоем (при сохранении всех остальных параметров неизменными). Соответствующая такому состоянию зависимость $T_c(H)$ представлена на рис. 42b пунктирной линией. Следует подчеркнуть, что теория предсказывает существенно больший интервал температур, в котором должна наблюдаться возвратная сверхпроводимость. Улучшить согласие эксперимента и теории можно, если ввести ненулевой сдвиг между положениями доменных стенок в верхнем и нижнем слое (кривая $\Delta x = 0.25L$ на рис. 42b). Подчеркнем, что увеличение амплитуды магнитного поля и эффективное расширение переходной области для распределения z -компоненты магнитного поля вблизи доменных стенок (из-за ненулевой величины Δx) стимулируют формирование локализованной сверхпроводимости вблизи доменных стенок $|H| \ll B_0$ в пределах одного периода магнитной структуры [сравните состояния (с3) и (d3)].

Оценим магнитную длину $\ell_B = \sqrt{\Phi_0/2\pi B_0}$, которая характеризует размер сверхпроводящего зародыша в однородном магнитном поле, равном B_0 . Используя в качестве B_0 оценки полей компенсации (180 и 380 Гс), мы получаем оценки $\ell_B \simeq 100$ нм для состояния с размагниченным нижним слоем и $\ell_B \simeq 70$ нм для состояния с двумя размагниченными слоями. Принимая во внимание среднюю ширину доменов (~ 200 нм), заключаем, что магнитное поле, создаваемое доменной структурой одной ферромагнитной плёнки $[\text{CoPd}]_{10}$, не способно локализовать сверхпроводящий зародыш в пределах полуширины магнитного домена; напротив, поля рассеяния, создаваемые двумя ферромагнитными плёнками, уже могут обеспечить формирование локализованной доменной сверхпроводимости. Другим следствием удвоения амплитуды магнитного поля является увеличение смещения кривой фазового перехода в область больших магнитных полей при $|H| \gg B_0$.

2.4 Конкуренция доменной сверхпроводимости и сверхпроводимости над центрами магнитных доменов в S/F системах с одномерной доменной структурой

2.4.1 Зарождение сверхпроводимости в ультратонких плёнках

Обсудим особенности зарождения сверхпроводимости в тонких сверхпроводящих плёнках, толщина D_s которых значительно меньше D_f и L , в зависимости от соотношения между D_f и L в модели Гинзбурга–Ландау. Детали процедуры численного решения линеаризованного уравнения Гинзбурга–Ландау с заданными граничными условиями в поле одномерной доменной структуры описаны в [приложении 1](#) и [2](#). Малая толщина сверх-

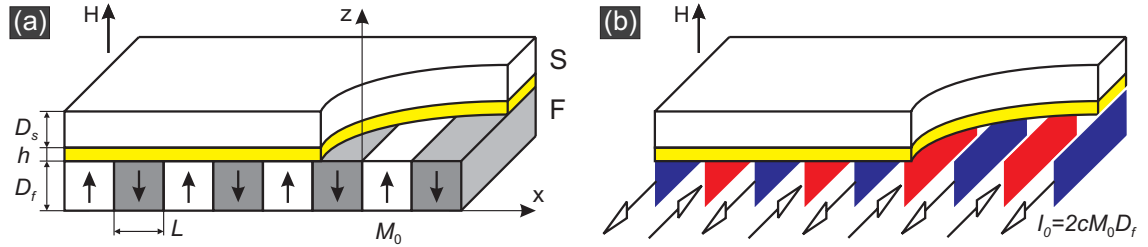


Рис. 43: (а) Схематическое представление распределения намагниченности в планарной гибридной структуре сверхпроводник–ферромагнетик, L – ширина магнитных доменов, D_s и D_f есть толщины сверхпроводящей и ферромагнитной плёнок, h есть толщина изолирующей прослойки. (б) Эквивалентное представление распределения микроскопических токов $\mathbf{j} = c \text{rot } \mathbf{M}$, создающих такое же распределение магнитного поля, как и система полосовых доменов с перпендикулярной намагниченностью. Эта аналогия может быть использована при решении магнитостатической задачи о структуре полей рассеяния.

Рисунок взят из работы Aladyshkin and Moshchalkov [A7].

проводящей плёнки позволяет пренебречь изменением параметра порядка по толщине и ограничиться рассмотрением одномерной задачи для срединной плоскости на высоте $z_* = D_f + h + D_s/2$, где h есть толщина изолирующей прослойки. В этом случае зарождение параметра порядка будет определяться пространственным распределением перпендикулярной z -компоненты результирующего магнитного поля, а влияние параллельной x -компоненты будет пренебрежимо мало. Легко показать, что при уменьшении h увеличивается амплитуда неоднородной компоненты магнитного поля внутри сверхпроводника, следовательно, случай $h \rightarrow 0$ можно рассматривать как предельный и соответствующий максимальной модуляции «встроенного» поля при заданных параметрах M_0 , L and D_f . Рассматривая конечные значения h , мы можем описать сглаживание поля и получить непрерывное изменение b_z вблизи доменных стенок, что позволяет качественно рассмотреть эффект конечной ширины доменных стенок в реальных ферромагнитных материалах.

Далее мы будем использовать следующие параметры: $M^* \equiv 8\pi M_0 D_f^2 / \Phi_0$ – безразмерная намагниченность насыщения, $L^* \equiv L / D_f$ – безразмерная ширина доменов, $H' \equiv H / 4M_0$ – безразмерное внешнее магнитное поле, $k' \equiv \Phi_0 k / (8\pi M_0 D_f)$ – безразмерный волновой вектор, $E_k \equiv D_f^2 / \xi^2$ – безразмерная собственная энергия для состояния с волновым вектором k .

S/F структуры с изолирующей прослойкой предельно малой толщины

В зависимости от величины M_0 и соотношения между равновесной шириной магнитных доменов L и толщиной ферромагнитной плёнки D_f возможны различные режимы зарождения сверхпроводимости, что приводит к нескольким характерным формам кривых фазового перехода $T_c(H)$. Мы будем характеризовать форму зависимости $T_c(H)$ наклоном $dT_c/d|H|$ при $H = 0$ и сдвигом критической температуры $\Delta T_c^{(0)} \equiv T_c^{(0)} - T_{c0}$ при $H = 0$ за счёт полей рассеяния магнитных доменов, где $T_c^{(0)}$ есть критическая температура

гибридной S/F системы в нулевом внешнем поле.

Случай малых L . В пределе $L/D_f \ll 1$, соответствующем мелкомасштабной доменной структуре в толстых ферромагнитных плёнках, z -компонента магнитного поля будет иметь вид, близкий к меандру, при этом амплитуда поля внутри доменов будет близка к $2\pi M_0$. Такой случай подробно разобран в работах Aladyshkin *et al.* [A3], Aladyshkin and Moshchalkov [A7]. Примеры зависимости формы кривой фазового перехода $T_c(H)$ от ширины магнитных доменов для $M^* = 1.5$, а также профили волновой функции параметра

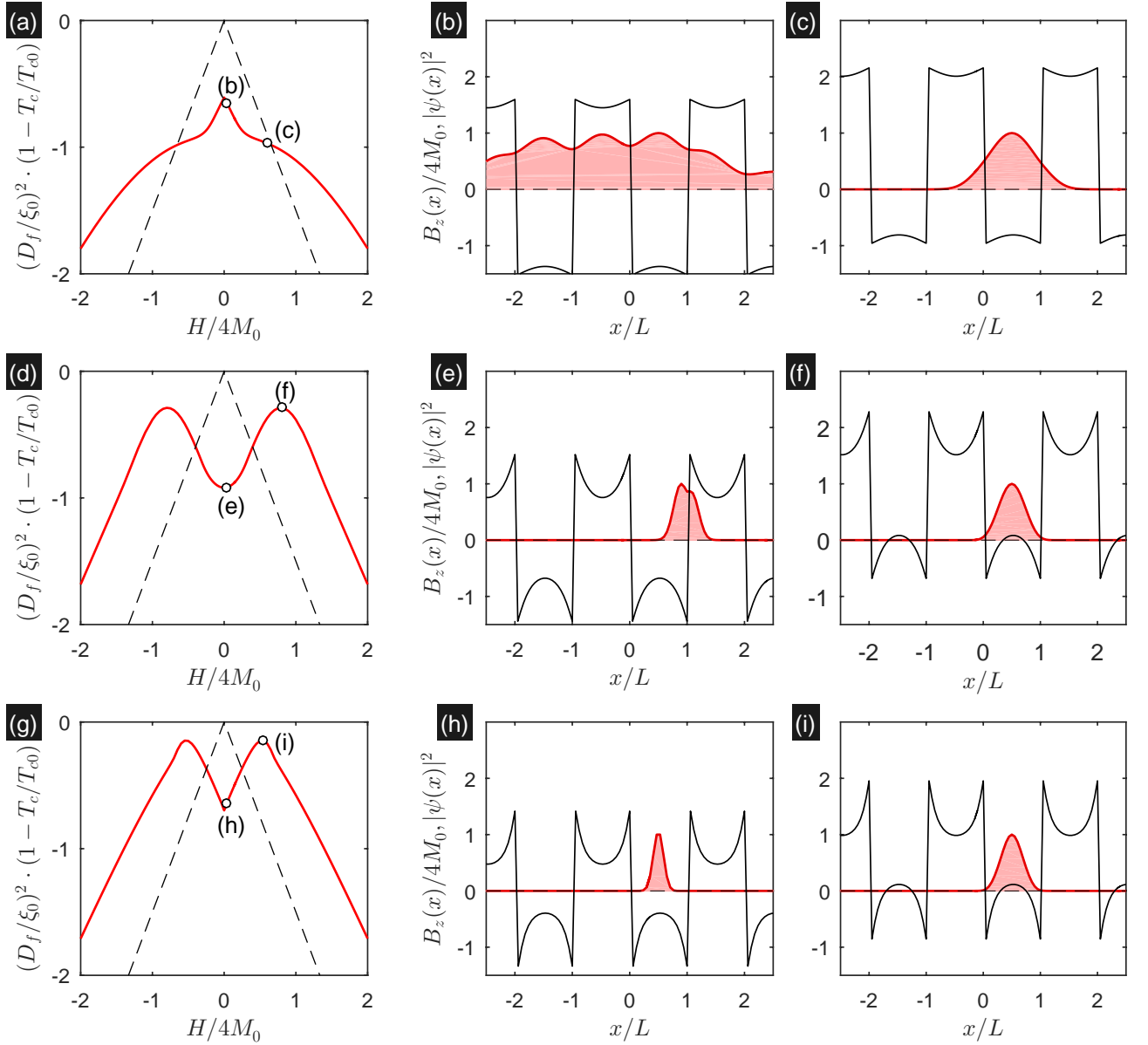


Рис. 44: (a, d, g) Линии фазовых переходов $T_c(H)$ для намагниченности $M^* = 8\pi M_0 D_f^2 / \Phi_0 = 1.5$ и различных ширин доменов $L^* = L/D_f$: $L^* = 1.25$ (a), $L^* = 4.0$ (d) и $L^* = 7.0$ (g). Пунктирные линии соответствуют зависимости $T_c(H)$ для однородного магнитного поля. (b, c), (e, f), (h, i) Профили волновой функции $|\psi(\mathbf{r})|^2 = |f_k(x, z^*)|^2$ и z -компоненты полного магнитного поля для $M^* = 1.5$ and $L^* = 1.25, 4.0$ и 7.0 (сверху вниз).

Численное моделирование и интерпретация: А. Ю. Аладышкин (Aladyshkin and Moshchalkov *et al.* [A7]).

порядка, соответствующие решению с максимальной критической температурой представлены на рис. 44а–с.

При $H = 0$ задача о зарождении сверхпроводимости в поле магнитных доменов эквивалентна задаче о зарождении сверхпроводимости в сверхпроводящей пластине (плёнке конечной толщины) в параллельном магнитном поле⁹, при условии, что толщину пластины следует положить равной L и внешнее поле равным $2\pi M_0$: $(2\pi M_0)^2 \simeq \Phi_0^2/(\xi^2 L^2) \simeq \Phi_0^2/(\xi_0^2 L^2) \cdot (1 - T_c^{(0)}/T_{c0})$, откуда следует

$$\frac{\Delta T_c^{(0)}}{T_{c0}} \simeq - \left(\frac{2\pi M_0}{\Phi_0} \right)^2 \cdot \xi_0^2 L^2 \simeq - \frac{1}{2} \frac{\xi_0^2}{D_f^2} \cdot (M^* L^*)^2. \quad (2.13)$$

Параболический характер зависимости $\Delta T_c^{(0)}$ от M_0 и L при $L \ll D_f$ представлен рис. 45b. Согласно соотношению (2.13) $T_c^{(0)} \simeq T_{c0}$ при $L \rightarrow 0$, поэтому можно ожидать, что очень быстрые пространственные изменения знака z -компоненты магнитного поля не приведут к существенной модификации волновой функции параметра порядка, поэтому при $|H| \simeq 0$ характерная ширина волновой функции ℓ в значительной мере будет определяться внешним полем: $\ell \sim \ell_H$, где $\ell_H = \sqrt{\Phi_0/(2\pi|H|)}$ магнитная длина. Иными словами, при $|H| \rightarrow 0$ сверхпроводящий зародыш может захватывать несколько доменов (рис. 44b), сглаживая влияние неоднородного магнитного поля. Поведение S/F структуры в пределе $L/D_f \ll 1$ должно быть похоже на реакцию сверхпроводящей пленки на однородное магнитное поле: критическая температура должна уменьшаться линейно при увеличении $|H|$, при этом чем меньше L , тем ближе зависимость $T_c(H)$ к классическому виду (1.19).

При увеличении H до поля компенсации $2\pi M_0$ неоднородная компонента поля будет изменяться от $4\pi M_0$ (над параллельными доменами) до нуля (над доменами с противоположной намагниченностью). При каком условии такой магнитный рельеф сможет локализовать волновую функцию в пределах одного домена? Это станет возможным, если магнитная длина $\sqrt{\Phi_0/(2\pi \cdot 4\pi M_0)}$, соответствующая максимальному локальному полю, окажется меньше, чем $L/2$. В самом деле, при выполнении условия $L^* \gtrsim 1/M^*$ характерная ширина волновой функции уменьшится до масштабов порядка L (рис. 44с), что приведет к монотонному понижению критической температуры при увеличении H .

При дальнейшем увеличении H зарождение сверхпроводимости будет происходить в областях с компенсированным магнитным полем ($B_{loc} \simeq |H| - 2\pi M_0$), поэтому кривая фазового перехода будет описываться смещённой линейной зависимостью

$$\frac{T_c}{T_{c0}} \simeq 1 - \frac{B_{loc}}{H_{c2}^{(0)}} \simeq 1 - \frac{|H| - 2\pi M_0}{H_{c2}^{(0)}} \quad \text{при} \quad |H| \gg 4M_0. \quad (2.14)$$

Действительно, кривая $T_c(H)$ для S/F структуры (рис. 44а) напоминает зависимость $T_c(H)$ для сверхпроводника в однородном магнитном поле с той разницей, что правая и левая части кривой сдвинуты в сторону бóльших полей (magnetic bias). Следствием конкуренции двух механизмов локализации, обусловленных внешним и «встроенным» магнитными

⁹Критическое поле тонкой пластины в параллельном поле равно $H_{c,\parallel} = 2\sqrt{6} H_{cm} \lambda/d \simeq \Phi_0/(\xi d)$, где $H_{cm} = \Phi_0/(2\sqrt{2}\pi\lambda\xi)$ есть термодинамическое критическое поле, d – толщина (Шмидт [225], §17.5).

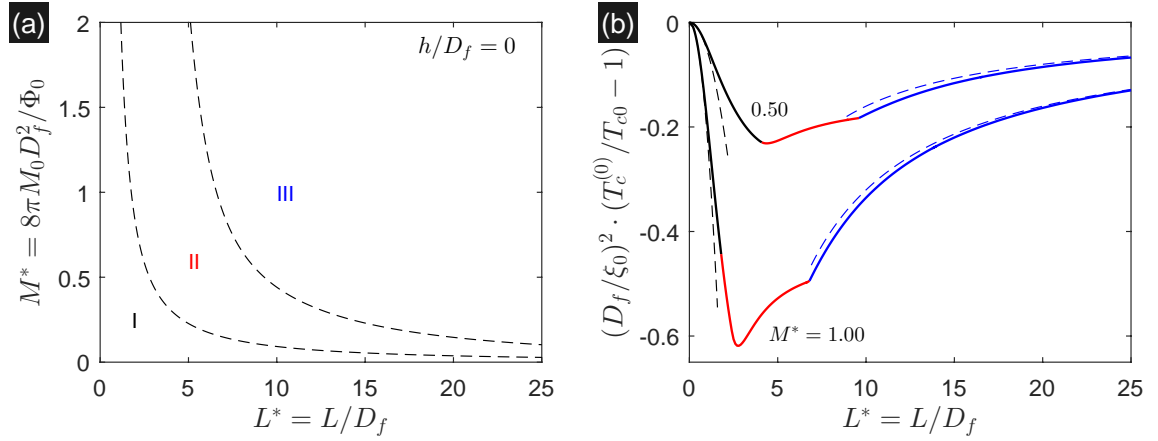


Рис. 45: (а) Диаграмма $M_0 - L$ для $h/D_f = 0$. В областях II и III зависимость $T_c(H)$ является немонотонной и соответствует возвратной сверхпроводимости, наклон $(dT_c/d|H|)_{H=0}$ может быть положительным (III), нулевым (II) или отрицательным (вблизи линии I–II). Область I соответствует монотонной зависимости $T_c(H)$. (б) Зависимость сдвига критической температуры в нулевом внешнем поле $(\Delta T_c/T_{c0}) \cdot (D_f/\xi_0)^2$ от ширины магнитных доменов L . Черные, красные и синие участки кривых соответствуют областям I–III на рисунке (а). Пунктирные линии соответствуют асимптотическим выражениями (2.13) и (2.15).

Численное моделирование и интерпретация: А. Ю. Аладышкин (Aladyshkin and Moshchalkov *et al.* [A7]).

полями, является выраженный перегиб – смена знака d^2T_c/dH^2 при $|H| \simeq M_0$.

Случай промежуточных L . Случай промежуточных значений L/D_f наиболее сложен для аналитических оценок, поскольку распределение параметра порядка в равной степени зависит от внешнего и «встроенного» магнитных полей. Наиболее интересной особенностью является возможность формирования так называемой доменной сверхпроводимости. Оценим критическую ширину доменов, полагая, что магнитное поле еще не слишком отличается от меандра. Локализация сверхпроводимости вблизи доменных стенок при $H = 0$ станет возможной при условии, если магнитная длина $\sqrt{\Phi_0/(2\pi \cdot 2\pi M_0)}$, соответствующая амплитуде магнитного поля $2\pi M_0$, окажется меньше половины магнитного домена $L/2$, что возможно при $L^* > 8/(\pi M^*)$ (рис. 44е). Отметим, что именно для промежуточных L наблюдается минимум на зависимости $\Delta T_c^{(0)}$ от L (рис. 45б). Это значит, что для заданной намагниченности насыщения и оптимального значения L интервал температур, в котором наблюдается возвратная сверхпроводимость, будет наибольшим. Это должно облегчить обнаружение и экспериментальное исследование возвратной сверхпроводимости.

При увеличении H до поля компенсации $2\pi M_0$ происходит перемещение сверхпроводящего зародыша в область шириной L над доменами с компенсированным полем, что может привести к увеличению радиуса локализации волновой функции и, соответственно, увеличению T_c с ростом $|H|$ (рис. 44ф). Как следствие, для S/F структур в режиме доменной сверхпроводимости наблюдается параболическая зависимость критической температуры от внешнего поля, при этом $dT_c/dH = 0$ и $d^2T_c/dH^2 > 0$ при $H = 0$. При $|H| \gg 4M_0$ сверхпроводимость локализуется в областях с минимальным полем, поэтому асимптотическое

соотношение (2.14) по-прежнему справедливо. Типичная зависимость $T_c(H)$, описывающая переход от доменной сверхпроводимости к компенсированной сверхпроводимости над обратными доменами, представлена на рис. 44d.

Случай больших L . Отметим, что этот случай ранее в литературе не рассматривался. В пределе $L/D_f \gg 1$, соответствующем крупномасштабной доменной структуре в тонких ферромагнитных плёнках, z -компонента магнитного поля распределена крайне неоднородна, при этом амплитуда поля имеет резкие максимумы вблизи доменных стенок и локальные минимумы вблизи центров магнитных доменов. При определенном соотношении L/D_f при $H \simeq 0$ зарождение сверхпроводимости вблизи доменных стенок будет происходить при более низкой температуре, чем зарождение сверхпроводимости над центрами магнитных доменов (рис. 44h). Такой режим нами был назван *domain-center superconductivity*. Используя оценку (A1.13) для амплитуды поля над центрами доменов ($b_z^{\text{center}} \simeq 4\pi M_0 D_f/L$) и соотношение $T_c^{(0)}/T_{c0} = 1 - |b_z^{\text{center}}|/H_{c2}^{(0)}$ для критической температуры в однородном поле, получаем оценку сдвига критической температуры при $H \simeq 0$

$$\frac{\Delta T_c^{(0)}}{T_{c0}} = -\frac{4\pi M_0 D_f}{L} \cdot \frac{2\pi \xi_0^2}{\Phi_0} = -\left(\frac{\xi_0}{D_f}\right)^2 \frac{\pi M^*}{L^*}. \quad (2.15)$$

В этом случае зависимость $\Delta T_c^{(0)}$ от L становится обратно пропорциональной, а не параболической, как для случая малых L . Такая простая оценка находится в отличном согласии с результатами численного моделирования (рис. 45b). Отметим, что излом на зависимости $\Delta T_c^{(0)}$ от L соответствует переходу от режима доменной сверхпроводимости к локализованной сверхпроводимости над центрами магнитных доменов при $H = 0$.

Очевидно, что внешнее поле немного изменит амплитуду поля над центрами доменов с обратной намагничённостью: $B_z^{\text{center}} \simeq 4\pi M_0 D_f/L - |H|$, поэтому зависимость критической температуры от внешнего поля должна описываться простым соотношением

$$\frac{T_c}{T_{c0}} = 1 - \frac{B_z^{\text{center}}}{H_{c2}^{(0)}} \simeq 1 - \left(\frac{\xi_0}{D_f}\right)^2 \cdot \frac{\pi M^*}{L^*} + \frac{|H|}{H_{c2}^{(0)}} \quad \text{при} \quad \frac{|H|}{4M_0} \ll 1. \quad (2.16)$$

Удивительно, что в этом режиме критическая температура линейно увеличивается при увеличении $|H|$ с той же скоростью $dT_c/d|H| = T_{c0}/H_{c2}^{(0)}$, с какой критическая температура сверхпроводника в однородном поле уменьшается при увеличении $|H|$. При изменении знака H изменяется расположение благоприятных для формирования сверхпроводимости доменов, поскольку при $H > 0$ сверхпроводимость возникает над центрами доменов с отрицательной намагничённостью, при $H < 0$ – над доменами с положительной намагничённостью. Скачкообразное перемещение зародыша между центрами положительных и отрицательных доменов при изменении знака H сопровождается появлением излома на зависимости $T_c(H)$ при $H = 0$. При $|H| \gg 4M_0$ сверхпроводимость локализуется в областях с минимальным полем (рис. 44i), поэтому асимптотическое соотношение (2.14) по-прежнему справедливо. Типичная зависимость $T_c(H)$, описывающая переход от локализованной сверхпроводимости над центрами магнитных доменов к компенсированной сверхпроводимости над обратными доменами, представлена на рис. 44g.

Диаграмма $M_0 - L$. На рис. 45а показана диаграмма «намагниченность–период», на ко-

торой показаны области, соответствующие различным режимам формирования локализованной и делокализованной сверхпроводимости в S/F структурах: область I соответствует пределу малых L и характеризуется монотонной зависимостью $T_c(H)$, область II соответствует случаю промежуточных L и характеризуется доменной сверхпроводимостью в слабых полях и немонотонной зависимостью $T_c(H)$, область III соответствует случаю пределу больших L и характеризуется сверхпроводимостью над центрами доменов в слабых полях и немонотонной зависимостью $T_c(H)$ с изломом при $H = 0$.

S/F структуры с изолирующей прослойкой конечной толщины

Распределение z -компоненты магнитного поля на конечной высоте h над ферромагнитной плёнкой характеризуется плавным изменением вблизи доменных стенок, при этом чем больше h , тем меньше градиент поля вблизи доменных стенок. Такое распределение магнитного поля в модельной задаче напоминает структуру полей рассеяния, создаваемые доменной структурой с доменными стенками конечной ширины. Отмеченное сходство структуры полей рассеяния позволяет понять роль изолирующей прослойки и степень зависимости полученных в предыдущем пункте результатов от ширины доменных стенок.

На рис. 46а показана диаграмма $M_0 - L$ для магнитосвязанной S/F структуры с изолирующей прослойкой толщины, равной D_f . Прямым следствием сглаживания магнитного поля является сдвиг сепаратрис I-II и II-III в область больших L и значительное расширение области II. Следовательно, расширение переходной области, в которой z -компонента поля меняет знак, стимулирует формирование доменной сверхпроводимости.

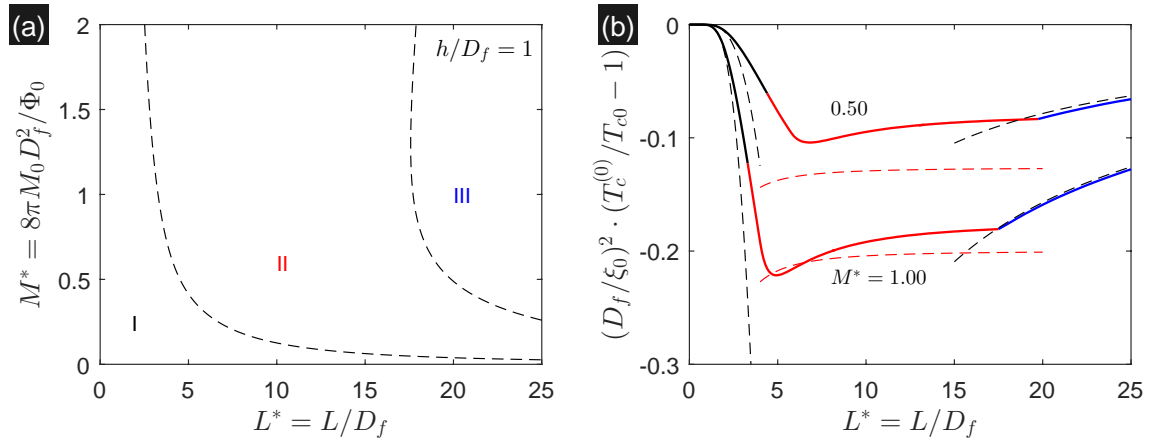


Рис. 46: (а) Диаграмма $M_0 - L$ для $h/D_f = 1$. В областях II и III зависимость $T_c(H)$ является немонотонной и соответствует возвратной сверхпроводимости, наклон $(dT_c/d|H|)_{H=0}$ может быть положительным (III), нулевым (II) или отрицательным (вблизи линии I-II). Область I соответствует монотонной зависимости $T_c(H)$. (б) Зависимость подавления критической температуры в нулевом внешнем поле $(\Delta T_c/T_{c0}) \cdot (D_f/\xi_0)^2$ от ширины магнитных доменов L . Черные, красные и синие участки кривых соответствуют областям I-III на рисунке (а). Пунктирные линии соответствуют асимптотическим выражениям (2.15), (2.17) и (2.18).

Численное моделирование и интерпретация: А. Ю. Аладышкин (Aladyshkin and Moshchalkov *et al.* [A7]).

На рис. 46b показана зависимость критической температуры $T_c^{(0)}$ в нулевом внешнем поле от L . Для малых L структура мелкомасштабного магнитного поля вне ферромагнетика будет близка к синусоидальному распределению вида $b_z(x) \simeq 8M_0 e^{-\pi h/L} \sin(\pi x/L)$. По теории возмущений поправка к энергии основного состояния будет определяться средним значением квадрата векторного потенциала $a_y(x) \simeq -(8M_0 L/\pi) e^{-\pi h/L} \cos(\pi x/L)$: $\langle (2\pi/\Phi_0)^2 a_y^2(x) \rangle \simeq (2\pi/\Phi_0)^2 (32M_0^2 L^2/\pi^2) e^{-2\pi h/L}$, поэтому

$$\frac{\Delta T_c^{(0)}}{T_{c0}} \simeq -\frac{2}{\pi^2} (M^* L^*)^2 \left(\frac{\xi_0}{D_f} \right)^2 e^{-2\pi h^*/L^*}, \quad (2.17)$$

где $h^* = h/D_f$. Для оценки критической температуры возникновения уединенного зародыша на доменной стенке получим приближенное выражение для z -компоненты магнитного поля на высоте h над поверхностью ферромагнитной плёнки, подставляя в соотношение (A1.4) $z = h + D_f$ и разлагая полученные выражения в ряд Тейлора ($|x| \ll L$, $z \ll L$)

$$b_z(x, z) \simeq 4M_0 \operatorname{arctg} \left(\frac{x D_f}{x^2 + h(h + D_f)} \right) + 4M_0 x \frac{\pi^2 D_f}{6L^2}.$$

Вычислим градиент поля вблизи доменной стенки $b'_z(x, h) \simeq 4M_0 D_f/(h(h + D_f)) + 4M_0 \pi^2 D_f/(6L^2)$ и подставим его в формулу (2.9), тогда

$$\frac{\Delta T_c^{(0)}}{T_{c0}} \simeq -\frac{1}{2^{2/3}} M^{*2/3} \left(\frac{\xi_0}{D_f} \right)^{2/3} \left(\frac{1}{h^*(h^* + 1)} + \frac{\pi^2}{6L^{*2}} \right)^{2/3}. \quad (2.18)$$

Медленная функциональная зависимость от L соответствует ярко выраженному плато на кривой $\Delta T_c^{(0)}$ от L . Для $L/D_f \gg 1$ оценка поля над центрами доменов остается справедливой, поэтому сдвиг критической температуры по-прежнему описывается выражением (2.15): $\Delta T_c^{(0)}/T_{c0} \simeq -(\pi M^*/L^*) \cdot (\xi_0/D_f)^2$.

Назовем оптимальным полупериодом L_{opt}^* такую ширину магнитных доменов, которой достигается минимум на зависимости $\Delta T_c^{(0)}(L)$. Для величины L_{opt}^* мы получили следующие приближенные зависимости: $L_{opt}^*(M^*, h^*) \simeq (1.1h^* \sqrt{M^*} + 1) L_{opt}^*(M^*, 0)$, где $h^* = h/D_f$

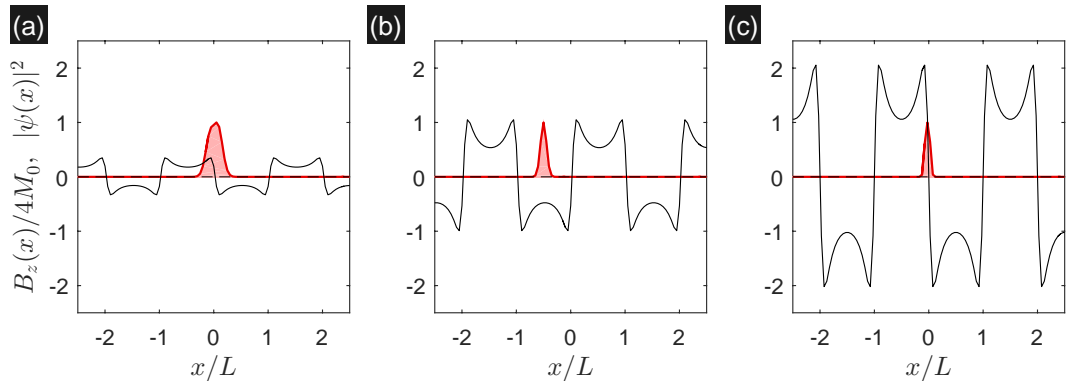


Рис. 47: Возвратная локализация вблизи доменной стенки в поле одномерной доменной структуры для $L/D_f = 18$, $h/D_f = 1$ и $H/4M_0 = 0.01$: (a) $M^* = 0.5$, (b) $M^* = 1.5$, (c) $M^* = 3.0$.

Численное моделирование и интерпретация: А. Ю. Аладышкин (по материалам работы Aladyshkin and Moshchalkov [A7]).

и $L_{opt}^*(M^*, 0) \simeq AM^{*n}$; при этом для $M^* \lesssim 0.5$ $A \simeq 1.55$, $n \simeq -0.75$; для $0.5 \lesssim M^* \lesssim 1.0$ $A \simeq 1.80$, $n \simeq -0.60$; для $M^* \gtrsim 1.0$ $A \simeq 1.65$, $n \simeq -0.42$. Расхождение между приближенными формулами и результатами численного моделирования не превышает 10%.

Интересной особенностью S/F систем с плавным измерением магнитного поля является возвратная локализация сверхпроводимости на доменных стенках при увеличении намагниченности (рис. 47). В самом деле, по мере увеличения намагниченности магнитное поле над центрами доменов увеличивается пропорционально M_0 , следовательно, подавление критической температуры в нулевом внешнем поле будет также пропорционально M_0 . С другой стороны, согласно оценке (2.18) сдвиг критической температуры для зародыша в линейно растущем поле будет пропорционален $M_0^{2/3}$, поэтому при больших M_0 режим доменной сверхпроводимости будет более энергетически выгодным.

2.4.2 Зарождение сверхпроводимости в плёнках конечной толщины

Численное моделирование

Для изучения влияния неоднородного по толщине плёнки магнитного поля на зарождение сверхпроводимости мы провели численное моделирование для гибридной структуры со параметрами, близкими к характеристикам реальных гибридных структур на основе CoPt и CoPd плёнок (разделы 2.2 и 2.3): $M_0 \simeq 500$ Гс, $L = 400$ нм, $D_f = 20$ нм, $h = 0.5$ нм. Эти величины соответствуют безразмерным параметрам $M^* = 0.25$, $L^* = 20$ и $h^* \ll 1$ и допускают зарождение сверхпроводимости над центрами магнитных доменов при $H = 0$. Численная схема решения двумерных задач на собственные значения и собственные функции с заданными граничными условиями описана в [приложении 2](#).

Для исследования особенностей зарождения сверхпроводимости при $H = 0$ задачу (A1.7) можно рассматривать только одном полупериоде с граничными условиями (A1.10). Из-за экспоненциального затухания обеих компонент неоднородного магнитного поля $b_x, b_z \propto 4M_0 e^{-\pi z/L}$ при удалении от поверхности ферромагнетика, критическая температура появления сверхпроводящего зародыша должна повышаться с ростом D_s . В частности, увеличение D_s приводит к трансформации однородного или почти однородного по толщине распределения волновой функции при $D_s \ll L$ к неоднородному распределению с максимумом на удаленной от ферромагнетика поверхности сверхпроводящей плёнки при $D_s \sim L$ (рис. 48). Отметим, что существует критическая толщина $D_s^{cr} \sim D_f$, разделяющая режимы формирования сверхпроводимости над центрами доменов ($D_s < D_s^{cr}$) и над доменными стенками ($D_s > D_s^{cr}$). Можно показать, что при $H \neq 0$ сверхпроводящие зародыши становятся более однородными по толщине плёнки (рис. 49) из-за граничных условий по оси z типа (A1.9).

Теория возмущений

Предположим, что сверхпроводящий зародыш, возникающий в тонкой сверхпроводящей плёнке ($D_s \ll D_f, L$), практически однороден по толщине плёнки. Это позволяет

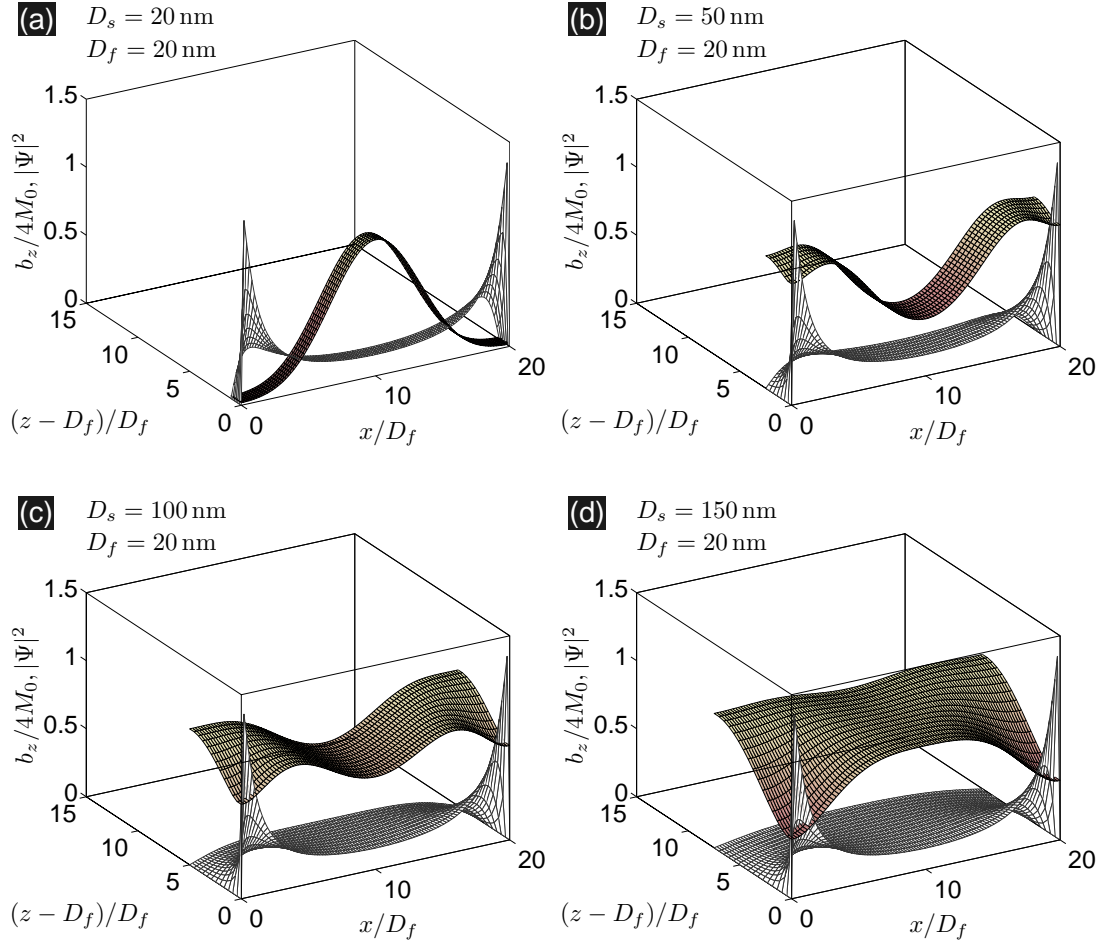


Рис. 48: Профили волновой функции параметра порядка $|\psi(x, z)|^2$ при $H = 0$ и распределение магнитного поля $b_z(x, z)$ для гибридных S/F структур с различной толщиной сверхпроводящей плёнки: $D_s = 180$ нм (а), $D_s = 500$ нм (б), $D_s = 1000$ нм (в), $D_s = 1500$ нм (д); параметры доменной структуры $M_0 = 500$ Гс, $L = 400$ нм, $D_f = 20$ нм, $h = 0.5$ нм соответствуют безразмерным параметрам $M^* = 0.25$ и $L^* = 20$.

Численное моделирование и интерпретация: А. Ю. Аладышкин (Aladyshkin and Moshchalkov [A7]).

свести двумерную задачу Штурма–Лиувилля (A1.7) к эффективной одномерной задаче. Разложим векторный потенциал $A_y(x, z)$ внутри плёнки в ряд Тейлора¹⁰:

$$\begin{aligned}
 A_y(x, z) &= a_y(x, z^*) + Hx + \left(\frac{\partial a_y}{\partial z} \right)_{x, z^*} (z - z^*) + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 a_y}{\partial z^2} \right)_{x, z^*} (z - z^*)^2 + \dots \simeq \\
 &\simeq a_y(x, z^*) + Hx - b_x(x, z^*) (z - z^*) - \frac{1}{2} b'_z(x, z^*) (z - z^*)^2,
 \end{aligned}$$

где $z^* = D_f + h + D_s/2$ – положение срединной плоскости плёнки. Подставим полученное выражение в уравнение (A1.7) и оставим в потенциальной энергии только константы и слагаемые, квадратичные по $(z - z^*)$, поскольку остальные при усреднении по толщине

¹⁰Напомним, что для сверхпроводника вблизи линии фазового перехода $\mathbf{j} \simeq 0$, поэтому $\text{rot } \mathbf{B} \simeq 0$ и $\partial B_z / \partial x \simeq \partial B_x / \partial z$ в меру малости $|\psi|^2$.

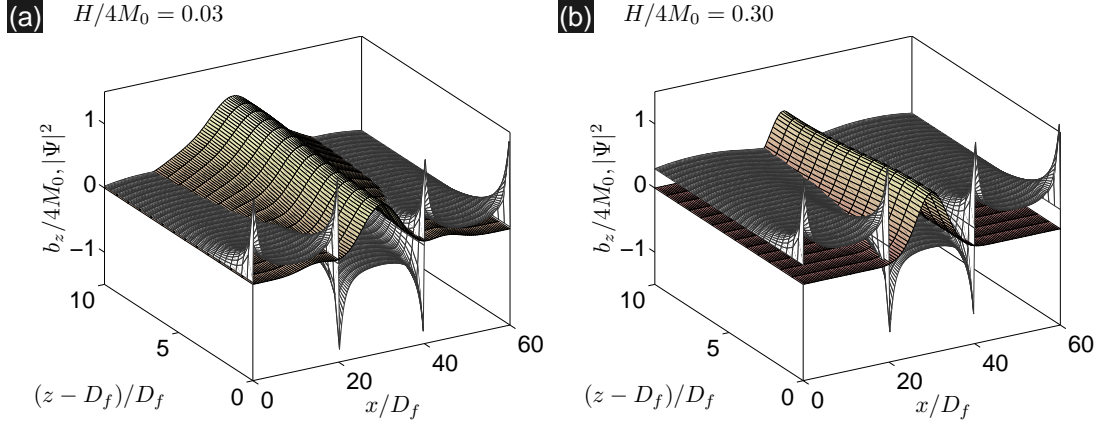


Рис. 49: Профили волновой функции параметра порядка $|\psi(x, z)|^2$ (arb.units) и z -компоненты полного магнитного поля для структуры с $D_s = 200$ нм во внешнем магнитном поле: $H/4M_0 = 0.03$ (а) и $H/4M_0 = 0.30$. Остальные параметры указаны на рис. 48.

Численное моделирование и интерпретация: А. Ю. Аладышкин (Aladyshkin and Moshchalkov [A7]).

дадут нулевой вклад

$$-\frac{\partial^2 f_k}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 f_k}{\partial z^2} + \left(\frac{2\pi}{\Phi_0} a_y(x, z^*) + \frac{2\pi}{\Phi_0} Hx - k \right)^2 f_k + \left\{ - \left(\frac{2\pi}{\Phi_0} a_y(x, z^*) + \frac{2\pi}{\Phi_0} Hx - k \right) \frac{2\pi}{\Phi_0} b'_z(x, z^*) + \left(\frac{2\pi}{\Phi_0} \right)^2 b_x^2(x, z^*) \right\} (z - z^*)^2 f_k = \frac{1}{\xi^2} f_k.$$

После интегрирования по z получаем одномерное уравнение для усреднённого параметра порядка $\bar{f}_k(x)$

$$-\frac{d^2}{dx^2} \bar{f}_k(x) + V_0(x) \bar{f}_k(x) + V_1(x) \bar{f}_k(x) = \frac{1}{\xi^2} \bar{f}_k(x), \quad (2.19)$$

где локализирующий потенциал имеет две компоненты

$$V_0(x) = \left(\frac{2\pi}{\Phi_0} a_y(x, z^*) + \frac{2\pi}{\Phi_0} Hx - k \right)^2,$$

и

$$V_1(x) = \frac{4\pi^2 D_s^2 b_x^2(x, z^*)}{12\Phi_0^2} - \frac{2\pi D_s^2 b'_z(x, z^*)}{12\Phi_0} \left(\frac{2\pi}{\Phi_0} a_y(x, z^*) + \frac{2\pi}{\Phi_0} Hx - k \right).$$

Отметим, что слагаемое $V_1(x)$, пропорциональное квадрату толщины сверхпроводящей плёнки, учитывает неоднородность параллельной и перпендикулярной компонент магнитного поля по толщине образца.

Линии фазового перехода $T_c(H)$ для гибридных структур с различной толщиной сверхпроводящей плёнки $D_s = 0 \dots 200$ нм, полученные путем численного решения двумерной задачи (A1.7) и эффективной одномерной задачи (2.19) представлены на рис. 50. Сравнивая полученные результаты, можно прийти к следующим выводам

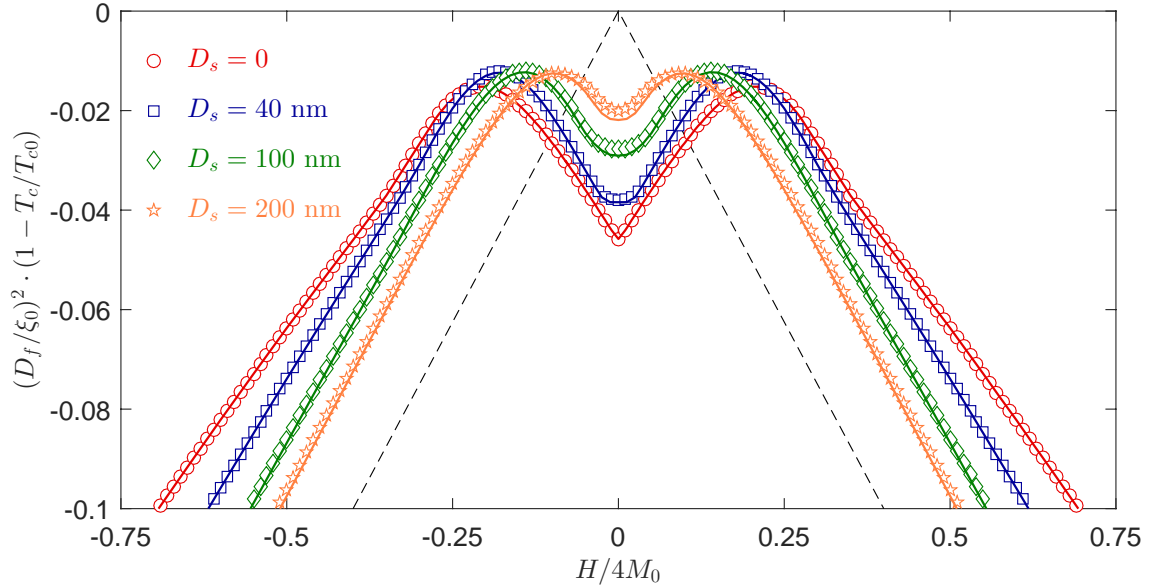


Рис. 50: Трансформация зависимости $T_c(H)$ при увеличении толщины сверхпроводящей плёнки: $D_s \rightarrow 0$ (— и \circ), $D_s = 40$ нм (— и \square), $D_s = 100$ нм (— и \diamond) и $D_s = 200$ нм (— и \star); остальные параметры указаны на рис. 48. Символы соответствуют решениями двумерной задачи (A1.7), сплошные линии – решениям эффективной одномерной задачи (2.19), пунктирная линия – кривой фазового перехода в однородном поле (1.19) при $M_0 = 0$.

Численное моделирование и интерпретация: А. Ю. Аладышкин (Aladyshkin and Moshchalkov [A7]).

(i) Зарождение сверхпроводимости над центрами магнитных доменов при $|H| \ll 2\pi M_0$ возможно и в толстых сверхпроводящих плёнках, однако по мере увеличения D_s происходит сглаживание и ослабление поля вблизи доменных стенок. Это приводит к тому, что зарождение сверхпроводимости вблизи доменных стенок становится более выгодным, чем зарождение сверхпроводимости над центрами магнитных доменов.

(ii) Хорошее согласие между результатами, полученными для одномерной и двумерной моделей, подтверждает сделанное выше предположение о квазиодномерном характере формирования сверхпроводимости в плёнках конечной толщины во внешнем поле.

(iii) В слабых полях ($|H| \ll 2\pi M_0$) эффективная одномерная модель (2.19) дает заниженные результаты и такая погрешность растёт при увеличении толщины плёнки. В промежуточных и сильных полях ($|H| \sim 2\pi M_0$ и $|H| \gg 2\pi M_0$) эффективная одномерная модель очень хорошо описывает кривую фазового перехода для любых толщин.

(iv) Зависимость $T_c(H)$ для S/F структур по мере увеличения D_s приближается к стандартной зависимости для сверхпроводящих плёнок в однородном магнитном поле (1.19), что свидетельствует об ослаблении влияния неоднородного магнитного поля на зарождение сверхпроводимости в плёнках конечной толщины.

2.5 Основные результаты главы 2

- Получено аналитическое выражение для векторного потенциала $a_y(x, z)$, индуцированного одномерной доменной структурой с пренебрежимо малой шириной доменных стенок и с произвольным соотношением между шириной доменов L и толщиной плёнки D_f , для точек с произвольными координатами x и z вне ферромагнетика. Показано, что в пределе $L \ll D_f$ и $h \rightarrow 0$ перпендикулярная компонента магнитного поля $b_z(x, y)$ в пределах магнитных доменов практически однородна и близка к $2\pi M_0$, где h есть высота над поверхностью ферромагнетика, M_0 есть намагниченность насыщения. В противоположном случае $L \gg D_f$ амплитуда z -компоненты магнитного поля в пределах одного домена может быть существенно неоднородна и достигать максимального значения $2\pi M_0$ вблизи доменных стенок и минимального значения $4\pi M_0 D_f / L$ в центрах магнитных доменов (Aladyshkin and Moshchalkov [A7]).
- На плоскости $M_0 - L$ определена область параметров, соответствующая формированию доменной сверхпроводимости и локализованной сверхпроводимости над центрами магнитных доменов в тонкоплёночных S/F структурах при $H \simeq 0$. Показано, что формирование локализованной сверхпроводимости над центрами магнитных доменов приводит к «инвертированной» линейной зависимости критической температуры от внешнего поля: $T_c = \alpha_1 + \alpha_2 |H|$ с изломом $H = 0$, при этом постоянная $\alpha_1 \simeq T_{c0} \cdot (1 - 4\pi M_0 D_f / (H_{c2}^{(0)} \cdot L))$ определяется параметрами сверхпроводящей плёнки и характеристиками доменной структуры и $\alpha_2 \simeq T_{c0} / H_{c2}^{(0)} > 0$, где T_{c0} – критическая температура сверхпроводника в нулевом поле, $H_{c2}^{(0)}$ – верхнее критическое поле при $T = 0$. Такая зависимость существенно отличается от параболической зависимости $T_c = \alpha_1 + \alpha_2 |H|^2$, характерной для доменной сверхпроводимости при $H \simeq 0$, где постоянные $\alpha_1 \simeq T_{c0} \cdot (1 - 0.59 B_0 / H_{c2}^{(0)})$ и $\alpha_2 \simeq 0.7 T_{c0} / (B_0 \cdot H_{c2}^{(0)})$ для доменных стенок пренебрежимо малой ширины, $B_0 \simeq 2\pi M_0$ – амплитуда z -компоненты поля доменной структуры (поле компенсации), (Aladyshkin and Moshchalkov [A7]).
- Исследованы особенности зарождения сверхпроводимости в тонкоплёночных S/F структурах при наличии изолирующей прослойки конечной высоты h . Конечный зазор между сверхпроводником и ферромагнетиком позволяет получить непрерывную трансформацию магнитного поля вблизи доменных стенок и качественно описать профиль магнитного поля вблизи доменных стенок конечной ширины. Показано, что увеличение ширины переходной области вблизи доменных стенок расширяет область существования доменной сверхпроводимости на плоскости $M_0 - L$. Показано, что для гибридных структур с доменными стенками конечной ширины возможен режим возвратной локализации сверхпроводимости на доменных стенках при монотонном увеличении M_0 (Aladyshkin and Moshchalkov [A7]).
- На основе численного решения двумерного линейаризованного уравнения Гинзбурга–Ландау с периодическим магнитным полем исследовано влияние неоднородности x - и z -компонент магнитного поля в сверхпроводящих плёнках конечной толщины. Показано, что увеличение толщины сверхпроводящей плёнки приводит к эффектив-

ному ослаблению роли неоднородной компоненты магнитного поля. Показано, что формирование сверхпроводимости над центрами магнитных доменов в сверхпроводящих плёнках конечной толщины при $H = 0$ становится энергетически невыгодным по сравнению с доменной сверхпроводимостью (Aladyshkin and Moshchalkov [A7]).

- Для тонкоплёночных гибридных систем $[\text{CoPd}]_{10}/\text{Nb}/[\text{CoPd}]_{10}$ с лабиринтной доменной структурой и магнитной связью между слоями впервые экспериментально обнаружена *обратимая возвратная* сверхпроводимость. Возвратная сверхпроводимость характеризуется немотонным изменением электрического сопротивления гибридной системы в зависимости от амплитуды внешнего поля H . Такое поведение может быть интерпретировано как серия последовательных переходов из нормального состояния в состояние с частично или полностью развитой компенсированной сверхпроводимостью, локализованной над доменами с обратной полярностью по отношению к знаку H , затем в нормальное состояние, затем в состояние с компенсированной сверхпроводимостью и, наконец, в нормальное состояние по мере увеличения $|H|$. Позднее *обратимая возвратная* сверхпроводимость была обнаружена для двухслойных тонкоплёночных гибридных структур $\text{Al}/[\text{CoPt}]_{15}$ с лабиринтной доменной структурой (Gillijns *et al.* [A5], Gillijns *et al.* [A6]).
- Показано, что увеличение *амплитуды* неоднородного магнитного поля для трёхслойных гибридных структур $[\text{CoPd}]_{10}/\text{Nb}/[\text{CoPd}]_{10}$ в состоянии с размагниченными верхним и нижним ферромагнитными слоями приводит к существенному расширению интервала температур, в котором наблюдается возвратная сверхпроводимость, и формированию доменной сверхпроводимости при $|H| \simeq 0$ (Gillijns *et al.* [A5], Gillijns *et al.* [A6]).
- Для тонкоплёночных гибридных систем $\text{Al}/[\text{CoPt}]_{15}$ с лабиринтной доменной структурой исследовано влияние *ширины* магнитных доменов на магнитосопротивление таких структур. Было показано, что увеличение средней ширины доменов определенной полярности приводит к увеличению критической температуры формирования компенсированной сверхпроводимости над доменами этой полярности и наоборот. Было показано, что посредством процедуры неполного размагничивания можно получить доменные структуры с требуемым соотношением между средними ширинами положительных и отрицательных доменов и, как следствие, зависимости $T_c(H)$ желаемым соотношением между максимумами критической температуры, соответствующими компенсированной сверхпроводимости над доменами разной полярности. Обнаруженный эффект является аналогом квантово-размерного эффекта для волновой функции сверхпроводящего конденсата в неоднородном магнитном поле (Gillijns *et al.* [A9], Aladyshkin *et al.* [A10]).
- Для наноструктурированных тонкоплёночных гибридных систем, состоящих из тонких Al плёнок и ферромагнитных $[\text{CoPt}]_{10}$ дисков (частиц) с лабиринтной доменной структурой, исследовано влияние *магнитного момента* частиц на магнитосопротивление таких структур. Было показано, что зависимость сопротивления R или критической температуры T_c от внешнего магнитного H поля имеет осциллирующий

характер с периодом $H_1 = \Phi_0/S$ (так называемое поле соизмеримости, где Φ_0 есть квант магнитного потока, S есть площадь элементарной ячейки решетки магнитных частиц), при этом изменение магнитного момента частиц вызывает смещение основного максимума критической температуры квантованным образом на величину nH_1 без существенного изменения его амплитуды, n есть целое число. Такое поведение также является проявлением квантово-размерного эффекта для сверхпроводящего конденсата при условии, что зарождение сверхпроводимости происходит в области фиксированного размера между ферромагнитными частицами (Gillijns *et al.* [A9], Aladyshkin *et al.* [A10], Gillijns *et al.* [A11]).

- Для тонкоплёночных гибридных систем Al/[CoPt] $_n$ с лабиринтной доменной структурой исследовано влияние *толщины* ферромагнитной Co/Pt плёнки на магнитосопротивление таких структур. Было показано, что ферромагнитные плёнки с числом бислоёв $n = 15$ являются оптимальными для наблюдения возвратной сверхпроводимости в широком интервале температур и магнитных полей (Aladyshkin *et al.* [A13]).

Глава 3

Локализованная сверхпроводимость в мезоскопических сверхпроводниках в поле магнитных доменов, магнитных частиц и токнесущих проводников

3.1 Введение

3.1.1 Локализованная сверхпроводимость в мезоскопических образцах в неоднородном магнитном поле: общие соображения

Обсудим качественно особенности зарождения сверхпроводимости в тонком сверхпроводящем микромостике в поле одномерной доменной структуры в ферромагнитной подложке с учётом граничных эффектов. Для простоты будем считать, что «встроенное» магнитное поле доменной структуры однородно по толщине тонкоплёночного сверхпроводящего образца и изменяется от $-B_0$ над доменами с отрицательной намагниченностью ($M_z < 0$) до $+B_0$ над доменами с положительной намагниченностью ($M_z > 0$). В этом случае критическая температура зарождения компенсированной сверхпроводимости $T_{c2}^{(\pm)}$ вдали от краёв мостика будет определяться соотношениями (2.5)–(2.6), а критическая температура формирования прикраевой сверхпроводимости $T_{c3}^{(\pm)}$ в областях с компенсированным магнитным полем будет определяться выражением (1.21) для критической температуры прикраевой сверхпроводимости, модифицированным с учётом отличия локального магнитного поля $H + B_0$ и $H - B_0$ над доменами определённой полярности от внешнего магнитного поля

$$1 - \frac{T_{c3}^{(+)}}{T_{c0}} \simeq 0.59 \frac{|H + B_0|}{H_{c2}^{(0)}} \quad \text{для доменов с } M_z > 0, \quad (3.1)$$

$$1 - \frac{T_{c3}^{(-)}}{T_{c0}} \simeq 0.59 \frac{|H - B_0|}{H_{c2}^{(0)}} \quad \text{для доменов с } M_z < 0. \quad (3.2)$$

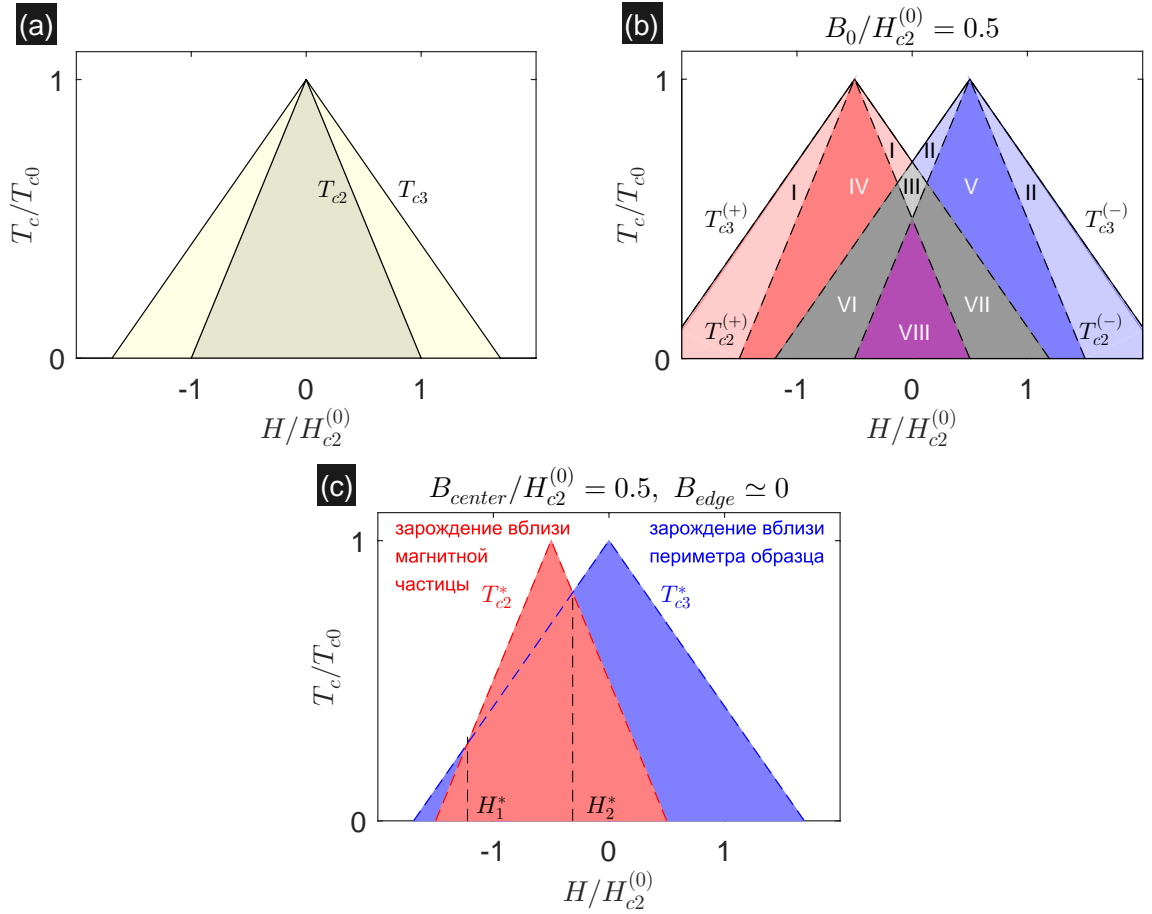


Рис. 51: (а) Кривые фазового перехода $T_{c2}(H)$ и $T_{c3}(H)$, соответствующие зарождению объёмной и прикраевой сверхпроводимости в однородном магнитном поле. (б) Ожидаемая трансформация зависимости $T_c(H)$ для сверхпроводящего микромостика в неоднородном поле одномерной доменной структуры согласно соотношениями (2.5)–(2.6) и (3.1)–(3.2): I и II – прикраевая сверхпроводимость над доменами с положительной и отрицательной намагниченностью, III – прикраевая сверхпроводимость над доменами обоих знаков, IV и V – объёмная компенсированная сверхпроводимость над доменами с положительной и отрицательной намагниченностью, VI и VII – объёмная компенсированная сверхпроводимость над обратными магнитными доменами и прикраевая сверхпроводимость над параллельными доменами, VIII – полная сверхпроводимость. (в) Ожидаемая трансформация зависимости $T_c(H)$ для мезоскопического сверхпроводящего диска в неоднородном поле малой магнитной частицы согласно соотношениями (3.3) и (3.5).

Анализируя взаимное расположение линий $T_{c2}^{(\pm)}(H)$ и $T_{c3}^{(\pm)}(H)$ (рис. 51) можно прийти к выводу, что кроме объёмной компенсированной и полной сверхпроводимости (рис. 21) в мезоскопическом мостике будут возникать комбинированные режимы, такие как (i) прикраевая компенсированная сверхпроводимость (edge-assisted reverse-domain superconductivity) над обратными магнитными доменами (состояния I и II на рис. 51) и (ii) объёмная компенсированная сверхпроводимость над обратными доменами и прикраевая сверхпроводимость над параллельными доменами (состояния VI и VII на рис. 51). Представляется удивительным, что все эти состояния можно обнаружить с помощью простых магниторезистивных измерений, представленных в разделе 3.2.3. Отметим, что если магнитные

домены перпендикулярны микромостику и транспортному току, то непрерывный канал для протекания сверхпроводящего тока будет возникать только в состояниях III, VI, VII и VIII.

Теперь обсудим особенности зарождения сверхпроводимости в тонком сверхпроводящем диске в поле малой магнитной частицы (магнитного диполя), находящейся над центром диска на высоте h , с учётом краевых эффектов. Для простоты будем считать, что $D_s \ll h \ll R$, где D_s и R есть толщина и радиус сверхпроводящего диска. Сделанное предположение позволяет, во-первых, считать магнитное поле частицы однородным по толщине образца и локализованным в центральной части диска и, во-вторых, рассматривать границу диска как локально плоскую поверхность. Очевидно, что в такой модельной задаче существуют два различных и ярко выраженных режима формирования локализованной сверхпроводимости:

(i) Зарождение сверхпроводимости в центре сверхпроводящего диска вблизи магнитной частицы и вдали от границ диска. Предполагая, что поле магнитной частицы в центре диска по порядку величины равно $b_{center} \simeq \max b_z(x, y)$ и слабо зависит от латеральных координат, и используя выражение (1.19) для линии фазового перехода для неограниченной в латеральном направлении плёнки, получаем грубую оценку для зависимости критической температуры S/F структуры от внешнего поля H

$$1 - \frac{T_{c2}^*}{T_{c0}} \simeq \frac{|H + b_{center}|}{H_{c2}^{(0)}}. \quad (3.3)$$

Как будет показано далее, зависимость $T_{c2}^*(H)$, показанная на рис. 51с красной пунктирной линией, является хорошей аппроксимацией реальных кривых фазового перехода при $H < -\max b_z(x, y)$ и $m_0/(h \cdot \Phi_0) \gg 1$, где m_0 – дипольный момент частицы. Если учесть дискретность орбитального момента L куперовских пар, то при наличии замкнутого контура нуля z -компоненты полного магнитного поля радиусом r_0 можно получить приближенное выражение для зависимости $T_c(H)$, описывающей зарождение сверхпроводимости в аксиально-симметричном магнитном поле (Aladyshkin *et al.* [141])

$$1 - \frac{T_{c2}^*}{T_{c0}} \simeq \frac{\xi_0^2}{\ell_\psi^2} \left(\min_L \varepsilon_0(Q_L) - \frac{\ell_\psi^2}{4r_0^2} \right) \quad \text{при} \quad -\max b_z(x, y) < H < -\min b_z(x, y), \quad (3.4)$$

где параметры $\ell_\psi = \sqrt[3]{\Phi_0/(\pi|db_z/dr|_{r_0})}$ и $Q_L = -(2\pi r_0 A_\varphi(r_0)/\Phi_0 - L) \ell_\psi/r_0$ зависят от H . В частности, для магнитного диполя с моментом m_0 , находящегося на высоте h над сверхпроводящей плёнкой, огибающая для зависимости (3.4) приближается к зависимости (3.3) по мере увеличения параметра m_0/h , что соответствует увеличению числа квантов магнитного потока полного поля $b_z(x, y) + H$ через контур $r = r_0$.

(ii) Зарождение сверхпроводимости краю диска и вдали от магнитной частицы – иными словами, в области, где z -компонента полного поля равна $H + b_{edge}$, где b_{edge} – поле магнитной частицы на краю сверхпроводящего образца. Используя выражение (1.21) для линии фазового перехода для прикраевой сверхпроводимости на плоской поверхности,

получаем грубую оценку зависимости критической температуры от внешнего поля

$$1 - \frac{T_{c3}^*}{T_{c0}} \simeq 0.59 \frac{|H + b_{edge}|}{H_{c2}^{(0)}}, \quad (3.5)$$

Зависимость $T_{c3}^*(H)$ показана на рис. 51с синей пунктирной линией. Напомним, что переходы между состояниями с различной завихренностью сопровождаются осцилляторным изменением критической температуры (эффект Литтла–Паркса), поэтому зависимость (3.5) следует воспринимать как огибающую для зависимости $T_c(H)$ для мезоскопических сверхпроводников.

Введём обозначения H_1^* и H_2^* для точек пересечения линий $T_{c2}^*(H)$ и $T_{c3}^*(H)$. Если предположить, что $b_{edge} \simeq 0$, то для H_1^* и H_2^* легко получить следующие оценки: $H_1^* \simeq -b_{center}/(1 - 0.59) \simeq -2.44 b_{center}$ и $H_2^* \simeq -b_{center}/(1 + 0.59) \simeq -0.63 b_{center}$. Анализируя взаимное расположение зависимостей $T_{c2}^*(H)$ и $T_{c3}^*(H)$ (рис. 51с), можно сделать вывод о том, что зарождение сверхпроводимости на краю диска будет энергетически выгодным при $H < H_1^*$ и $H > H_2^*$, в то время как зарождение в центре диска будет выгодным для промежуточных значений внешнего поля ($H_1^* < H < H_2^*$), близких к полю компенсации b_{center} . Эксперименты по наблюдению скачкообразного изменения наклона огибающей зависимости $T_c(H)$ для мезоскопического S/F диска будут представлены в разделе 3.4.

3.1.2 Обзор работ по исследованию зарождения сверхпроводимости в мезоскопических гибридных S/F структурах

Одно- и многосвязные сверхпроводники в неоднородном магнитном поле

Теоретическому анализу формирования сверхпроводящего состояния в тонкоплёночных мезоскопических сверхпроводящих образцах прямоугольной, квадратной и треугольной формы, в сверхпроводящих дисках и кольцах в поле магнитных частиц или доменных стенок на основе линейных и нелинейных уравнений ГЛ посвящены работы Cheng and Fertig [390], Milošević *et al.* [391], [90], [392] и [90], Carballeira *et al.* [143], Chen *et al.* [144], Doria *et al.* [393] и [394], Aladyshkin *et al.* [A15], Schildermans *et al.* [A16], Chibotaru *et al.* [116], Golubović *et al.* [396], [395], [401], [398] и [400], Aladyshkin *et al.* [A14]. В частности, было показано, что присутствие магнитной частицы с перпендикулярной намагниченностью способно сдвинуть главный максимум критической температуры T_c и критического тока I_c мезоскопического сверхпроводника из точки $H = 0$ в сторону положительных или отрицательных значений H в зависимости от намагниченности частицы (например, Golubović *et al.* [401]). Кроме этого, поля рассеяния магнитного диска приводят существенному увеличению расстояния между вихрями и антивихрями, индуцированными симметрией мезоскопического образца¹, в центре мезоскопического образца (magnetic lensing), что может облегчить наблюдение вихревых структур такого рода (Carballeira *et al.* [143], Chen *et al.* [144]). В работах диссертанта Aladyshkin *et al.* [A15] и Schildermans *et al.* [A16] были сделаны первые шаги по исследованию особенностей зарождения сверхпроводимости

¹Например, в квадратном образце три вихря не могут сформировать симметричный паттерн отличие от структуры, состоящей из четырех вихрей и одного антивихря в центре образца (Chibotaru *et al.* [403]).

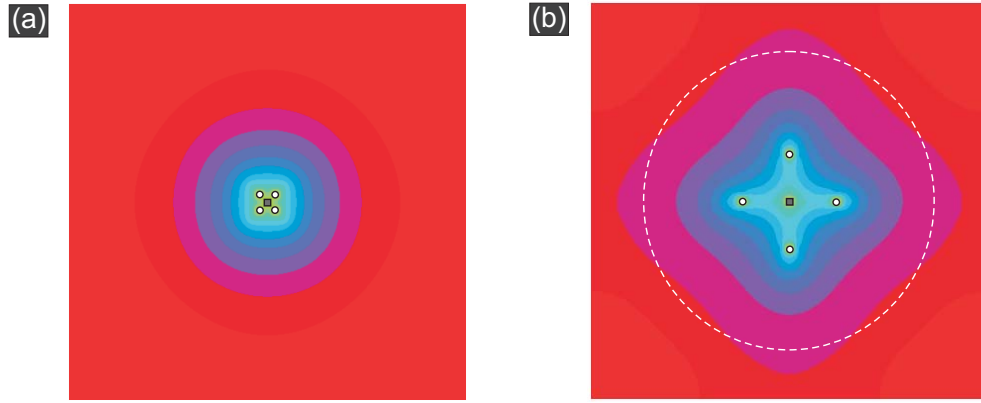


Рис. 52: (а, б) Равновесная вихревая конфигурация, состоящая из четырёх вихрей и одного антивихря, в мезоскопическом сверхпроводнике в однородном магнитном поле (а) и в поле магнитного диска с перпендикулярной намагниченностью (б). Проекция магнитного диска на плоскость образца показана пунктирной линией/

Рисунки взяты из работы *Carballeira et al.* [143].

в поле магнитных частиц в сверхпроводящих дисках конечной толщины и исследованию зависимости периода и амплитуды осцилляций Литтла–Паркса от режима формирования сверхпроводимости. В работе диссертанта *Aladyshkin et al.* [A14] и *Ataklti et al.* [A19] был впервые поставлен и решен вопрос о появлении локализованной сверхпроводимости в мезоскопических структурах в поле доменных стенок и токнесущих проводников. Было показано, что при понижении температуры сверхпроводимость в такой системе будет появляться вблизи точек пересечения проекций доменных стенок и краев токнесущих проводников на плоскость сверхпроводника и его внешних границ.

Экспериментальные исследования особенностей зарождения сверхпроводимости в мезоскопических S/F системах проводились в основном для структур на основе Al, например, для Al дисков и CoPt (или CoPd) частиц (*Schildermans et al.* [A16] *Golubović et al.* [396] [398] [397] [400] [401]), для Al колец и CoPt (или CoPd) частиц (*Golubović et al.* [395]), Al колец и пермаллоевых (Py) частиц (*Golubović et al.* [397]), а также для Al дисков и Ni частиц (*Dubonos et al.* [404]). Основные усилия экспериментаторов были направлены на обнаружение индуцированного полем магнитной частицы сдвига полевой зависимости критического тока $I_c(H)$ для использования такой мезоскопической гибридной структуры в качестве фазовращателя сверхпроводящего кубита (например, *Golubović et al.* [401]). В работе *Schildermans et al.* [A16] при участии диссертанта исследовано обратимое подавление осцилляций Литтла–Паркса и стабилизация мейсснеровского (нульквантового) состояния в центре центре сверхпроводящего диска за счет влияния полей рассеяния магнитной частицы на периметре диска.

Криотроны и гибридные структуры с токнесущими проводниками

Впервые идея о возможности изменения сопротивления длинного сверхпроводящего провода посредством магнитного поля, создаваемого управляющим соленоидом, намотан-

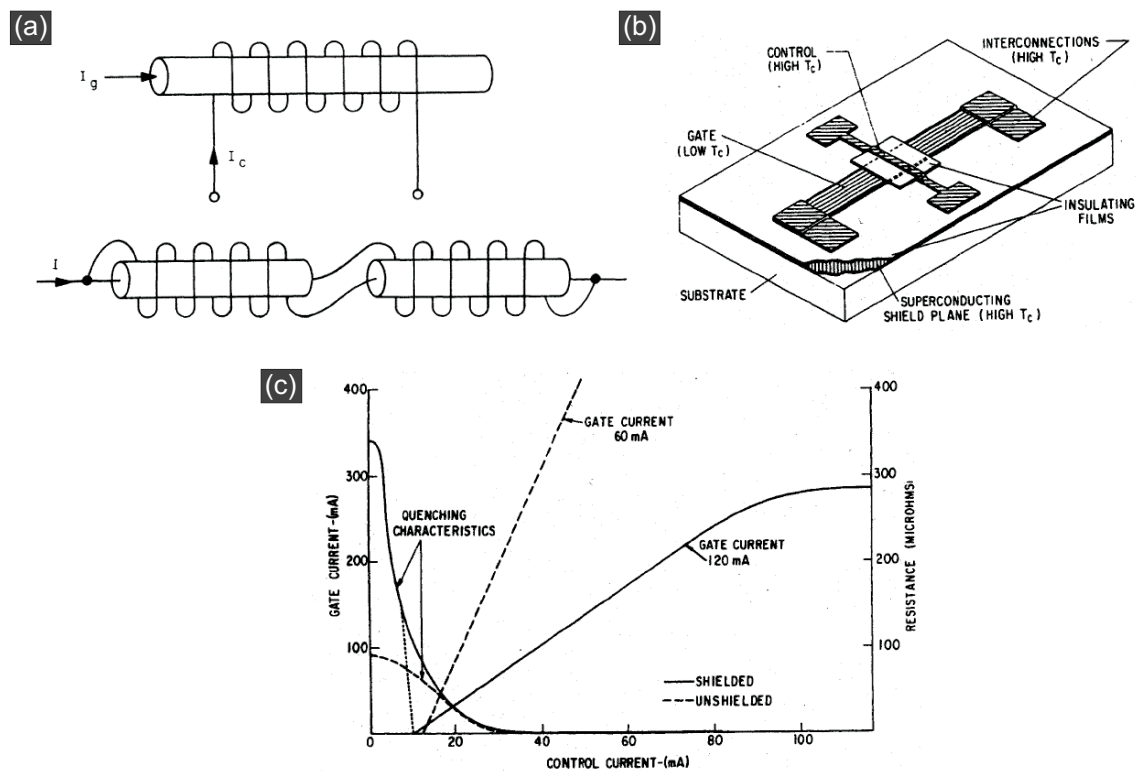


Рис. 53: (а) Схематическое представление криотрона и бистабильной ячейки на основе двух криотронов. (б) Схематическое представление тонкоплёночного криотрона с экранирующим слоем. (в) Типичная зависимость тока криотрона (левая ось) и сопротивления криотрона (правая ось) в зависимости от управляющего тока.

Рисунки взяты из работ Buck [145] и Newhouse [150].

ным вокруг провода с током, была предложена в 1956 г. в работе Buck [145]. В самом деле, если магнитное поле в соленоиде превысит критическое поле центрального провода, то сверхпроводимость будет локально подавлена и так называемый криотрон (cryotron) переключится из низкорезистивного в высокорезистивное состояние (рис. 53). Дальнейшие исследования 1950- и 60-х годов показали, что криотроны могут применяться в качестве базового элемента сверхпроводящего компьютера, на основе которого могут создаваться ячейки памяти, переключатели, сдвиговые регистры, логические элементы «и», «или» и «не», усилители и проч. (Newhouse and Bremer [148], Newhouse *et al.* [146], Lock [147], Bremer [149], Newhouse [150]). Отметим, что для классических криотронов сила тока в центральном проводе монотонно уменьшается при увеличении силы управляющего тока (рис. 53с). Для увеличения быстродействия и миниатюризации логических схем вместо объёмных криотронов стали тонкоплёночные криотроны (cross-film cryotrons), однако типичные параметры работы сверхпроводящих криотронов на высоких частотах оказались значительно хуже, чем параметры полупроводниковых элементов, поэтому интерес к криотронам практически угас.

Вторая волна интереса к сверхпроводящим системам с токонесящими проводниками в 1990-х гг. связана с активными исследованиями свойств гибридных структур сверхпроводник–ферромагнетик с неоднородным распределением магнитного поля. В ра-

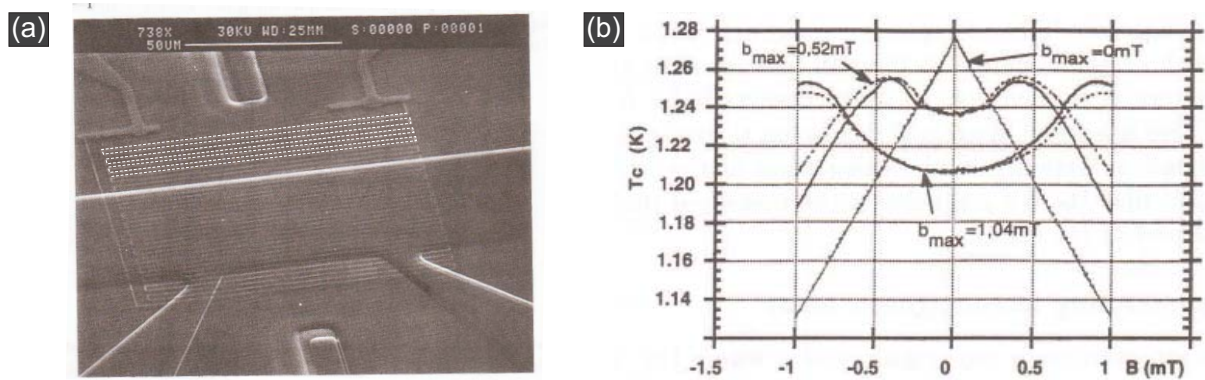


Рис. 54: (а) Фотография сверхпроводящего Al мостика шириной 40 мкм и управляющего Nb провода с током в виде меандра (ширина звена 0.2 мкм, расстояние между звеньями меандра 3 мкм), полученная методом электронной микроскопии. Для ясности часть управляющего провода указана белой пунктирной линией. (б) Зависимости критической температуры T_c от внешнего магнитного поля B для различных величин управляющего тока.

Рисунки взяты из работы Pannetier *et al.* [151].

боте Pannetier *et al.* [151] было исследовано зарождение сверхпроводимости в гибридной системе, состоящей из Al плёнки и управляющего Nb провода в форме меандра. В самом деле, магнитное поле, создаваемое системой токонесущих проводников, совпадает с профилем поля доменных стенок в тонких ферромагнитных плёнках. Изменяя управляющий ток в токонесущих проводниках, можно получить такой же эффект, как и контролируемое увеличение остаточной намагниченности ферромагнетика. В работах диссертанта Aladyshkin *et al.* [A24] и [A25], Ataklti *et al.* [A19] исследованы особенности зарождения сверхпроводимости и токонесущая способность мезоскопического криотрона при низких температурах.

3.2 Зарождение сверхпроводимости в гибридных системах Pb/BaFe₁₂O₁₉ с ламинарной доменной структурой

3.2.1 Магнитные свойства монокристаллов феррита бария

Ферромагнитные кристаллы феррита бария BaFe₁₂O₁₉ были выращены J. Fritzsche, технология роста и полировки подробно описана в его диссертации [408]. Для целостности изложения опишем ключевые технологические детали. Отметим, что форма магнитных доменов в монокристаллах феррита бария и их эволюция при изменении внешнего поля существенно зависит от способа подготовки образцов и ориентации их поверхности.

Исходные компоненты Na₂CO₃, BaCO₃ and Fe₂O₃ смешивались в молярном отношении 26.3 : 10.5 : 63.2 и затем загружались в Pt тигель. Смесь сначала нагревалась до температуры 1300°C, а затем медленно охлаждалась с контролируемой скоростью 4.5°C/час.

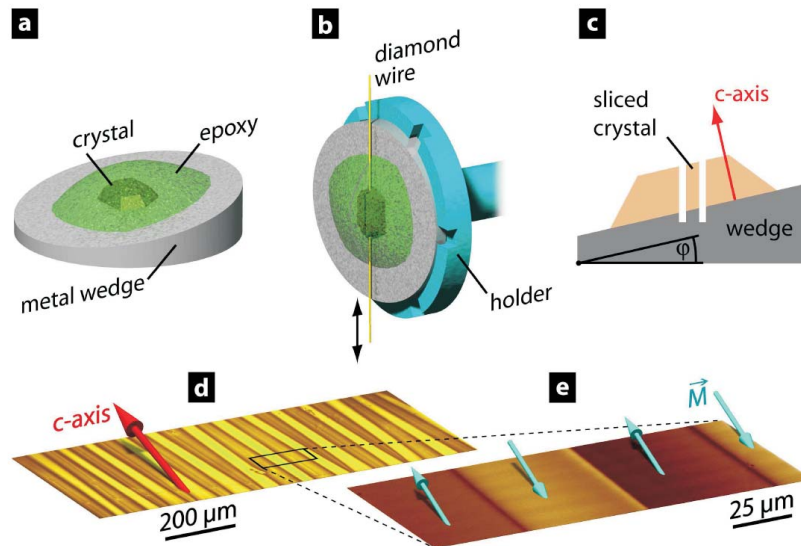


Рис. 55: Процедура подготовки поверхности ферромагнитных монокристаллов $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ с квазиодномерной доменной структурой: (a) кристалл с типичными размерами $6\text{ мм} \times 4\text{ мм} \times 4\text{ мм}$ приклеивается к металлическому клинообразному держателю с углом $\varphi \simeq 10^\circ$ с помощью эпоксидной смолы. (b, c) кристалл нарезается тонкими слоями с толщиной $\sim 0.5\text{ мм}$ алмазной пилкой, затем поверхность слоев полируются до оптического качества. (d, e) изображения доменной структуры полированного кристалла, полученные с помощью поляризационной оптической микроскопии и MFM-микроскопии, соответственно. Стрелки показывают ориентацию c -оси кристалла и вектора намагниченности \mathbf{M} (схематично).

Рисунок взят из диссертации J. Fritzsche [408].

После достижения температуры 900°C контроллер отключался и расплав охлаждался до комнатной температуры. Образовавшиеся кристаллы с типичными размерами порядка нескольких мм отделялись от спекшихся остатков исходных веществ в горячей 20% азотной кислоте в течение нескольких дней. Подготовленные кристаллы $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ по одной из базисных плоскостей закреплялись на клинообразном металлическом держателе с углом φ с помощью эпоксидной смолы и разрезались алмазной пилкой на слои толщиной порядка 1 мм (изображения a, b и c на рис. 55). Для отделения довольно хрупких пластинок $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ от держателя использовался химический метод окисления и растворения остатков эпоксидной смолы в смеси H_2SO_4 и H_2O_2 . Полученные пластинки $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ шлифовались с применением порошка кальцинированных частиц Al_2O_3 с размером порядка 20 мкм (на первом этапе) и 9 мкм (на втором этапе) и затем полировались до получения поверхности оптического качества. Для кристаллов с малым углом разориентации между осью c кристалла и поверхностью (менее 10°), доменная структура представляет собой систему параллельных и прямолинейных доменных стенок (рис. 55d,e).

Измерения, выполненные с помощью вибрационного магнитометра (VSM), показывают, что удельный магнитный момент кристалла феррита бария линейно зависит от внешнего поля и при $|H| \simeq 17\text{ кЭ}$ выходит на насыщение (рис. 56a). Следовательно, кристаллы феррита бария представляют собой магнитомягкий материал (soft magnet). Отметим, что в процессе транспортных измерений в диапазоне $|H| \leq 1.5\text{ кЭ}$ намагниченность

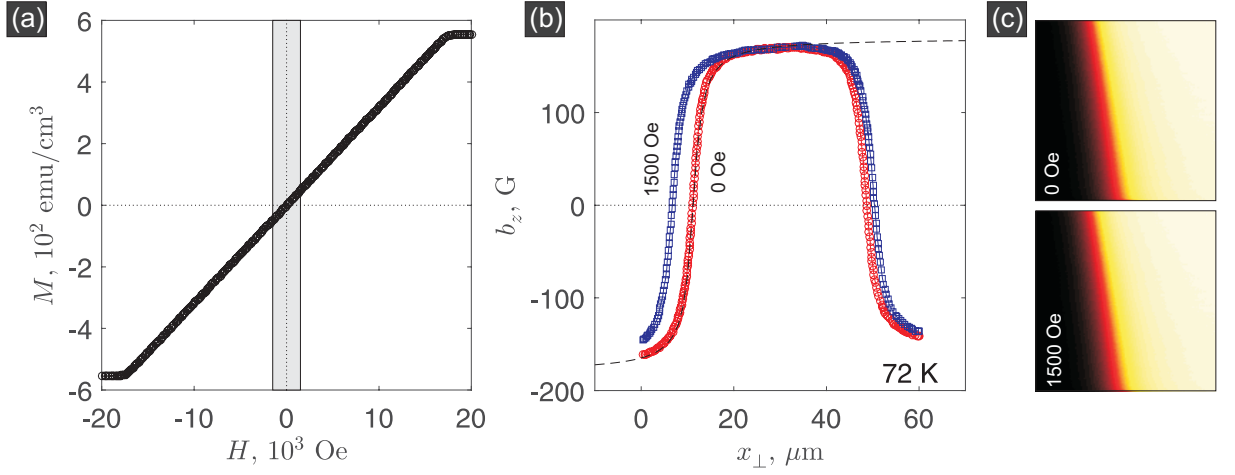


Рис. 56: Магнитные свойства монокристаллов $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$: (а) Зависимость намагниченности кристалла M от внешнего магнитного поля H , полученная с помощью вибрационного магнитометра, при $T = 5$ К; заштрихованный прямоугольник соответствует диапазону значений H , в котором проводились транспортные измерения свойств гибридных структур $\text{Pb}/\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$. (б) Распределение z -компоненты магнитного поля $b_z(x_{\perp}) = B_z(x_{\perp}) - H$ вблизи доменной стенки, полученное методом сканирующей холловской микроскопии при $H = 0$ и 1500 Э на высоте порядка 400 нм при $T = 72$ К вдоль оси, перпендикулярной доменной стенке; пунктирная линия соответствует приближенной формуле (3.6). (в) Карты z -компоненты магнитного поля $b_z(x, y) = B_z(x, y) - H$ (размер области 35×35 мкм²), полученные методом низкотемпературной сканирующей холловской микроскопии при $H = 0$ и 1500 Э и $T = 72$ К.

VSM-измерения и обработка результатов: J. Fritzsche, SHPM-измерения и обработка результатов: R. V. G. Kramer, A. Yu. Aladyshkin (Aladyshkin *et al.* [A17]).

ферромагнитного кристалла должна изменяться не более, чем на 4.5% от намагниченности насыщения. Двумерные распределения неоднородной компоненты магнитного поля $b_z(x, y)$, полученные методом низкотемпературной сканирующей холловской микроскопии на высоте порядка 400 нм, представлены на рис. 56b,c. Легко видеть, что, во-первых, доменные стенки остаются прямолинейными даже в присутствии внешнего поля и, во-вторых, влияние внешнего поля $H > 0$ сводится к незначительному увеличению ширины доменов с положительной намагниченностью ($M_z > 0$) и уменьшению ширины доменов с отрицательной намагниченностью ($M_z < 0$). Отметим, что поле порядка 1 кЭ сдвигает положение доменной стенки (т. е. точки нулей z -компоненты поля) не более, чем на 3 мкм, что на порядок меньше равновесной ширины доменов (30 – 40 мкм). Это позволяет при интерпретации результатов экспериментов считать, что структура неоднородного поля практически не зависит от H . На рис. 56b представлена пространственная зависимость b_z вдоль направления, перпендикулярного доменной стенке. Зависимость $b_z(x_{\perp})$ хорошо описывается формулой

$$b_z = H_0 \operatorname{arctg} \left(\frac{x_{\perp}}{L} \right), \quad (3.6)$$

где $H_0 = 115$ Гс и $L = 1.5$ мкм есть подгоночные параметры. Это соотношение будет использовано далее в разделе 4.3.1 при анализе транспортных свойств сверхпроводящих

3.2.2 Подготовка и характеристика образцов

Гибридные структуры Pb/BaFe₁₂O₁₉ были изготовлены следующим способом (J. Fritzsche, A. Yu. Aladyshkin). На полированные пластины BaFe₁₂O₁₉ методами электронно-лучевой литографии мы нанесли массив островков Au размером 5 × 5 мкм², которые использовались в качестве маркеров (рис. 57а). Взаимное положение доменных стенок и маркеров для каждого образца было восстановлено по результатам MFM-микроскопии при комнатной температуре. После этого на пластины BaFe₁₂O₁₉ напылялся слой Ge толщиной 4 нм для гарантированного подавления обменного взаимодействия и затем слой электронного резиста РММА. Методами электронно-лучевой литографии, термического осаждения Pb и взрывного травления в нагретом ацетоне были сформированы два мик-

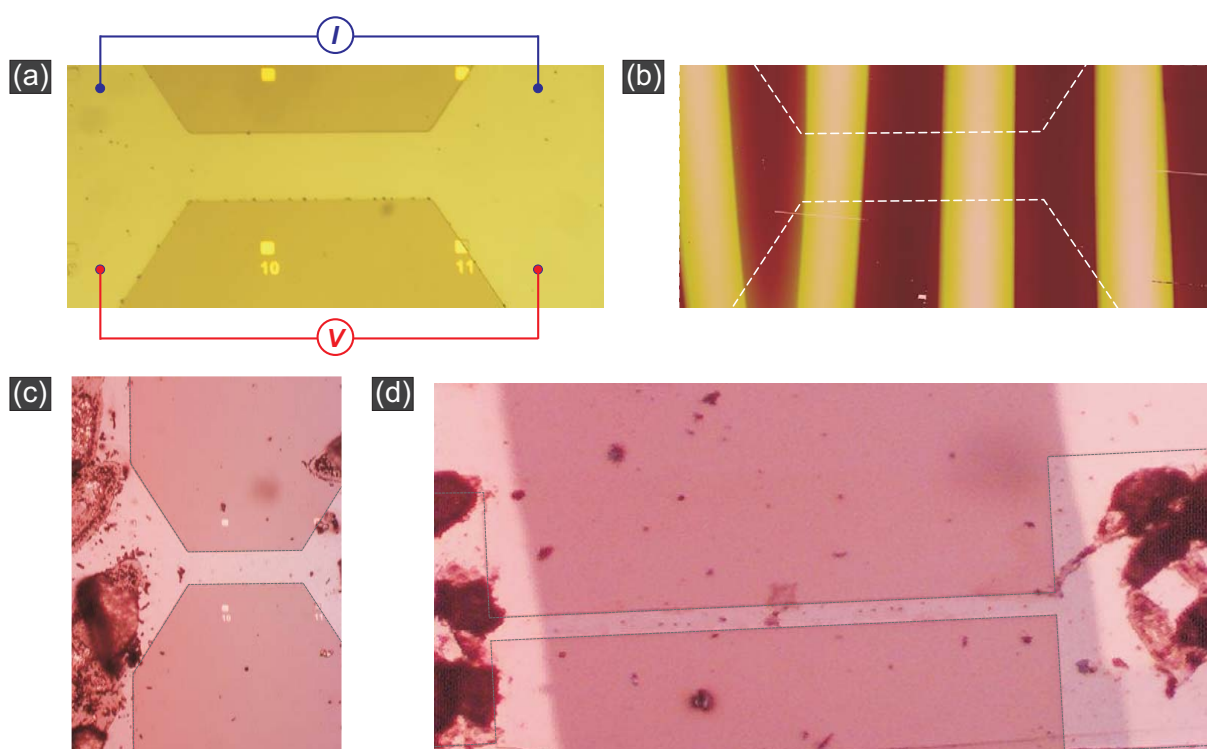


Рис. 57: (а, б) Оптическое (а) и MFM-изображение (б) короткого Pb микромостика, сформированного на поверхности ферромагнитного кристалла BaFe₁₂O₁₉ до изготовления контактов для транспортных измерений, размер изображений 260 мкм × 115 мкм. Период решётки маркеров – 100 мкм, ширина микромостика – 30 мкм, элементы электрической цепи показаны схематически. (с, д) Оптические изображения короткого и длинного Pb микромостиков после серии транспортных и LTSLM измерений, края микромостиков указаны серыми пунктирными линиями (размер рисунка (с) примерно 160 мкм × 240 мкм, размер рисунка (д) примерно 1000 мкм × 500 мкм). На рисунках хорошо видны повреждения слоя Pb, вызванные присоединением контактов с помощью ультразвуковой сварки.

MFM-измерения: J. Fritzsche, оптические измерения: A. Yu. Aladyshkin, R. Werner (по материалам работы Aladyshkin *et al.* [A17]).

ромостика РЬ, ориентированные перпендикулярно доменным стенкам, на одной и той же подложке (рис. 57). Микромостики РЬ имели одинаковую ширину (30 мкм) и толщину (40 нм) и разную длину: 100 мкм («короткий» мостик) и 700 мкм («длинный» мостик). Таким образом, узкая часть «короткого» РЬ микромостика, которая определяла сопротивление всей структуры, имела 4 доменные стенки в ферромагнитной подложке, узкая часть «длинного» микромостика РЬ – 24 доменные стенки. Аналогичным способом на том же кристалле был сформирован микромостик РЬ шириной 30 мкм и толщиной 40 нм, ориентированный параллельно доменной стенке, при этом проекция доменной стенки на плоскость мостика располагалась вблизи медианной линии.

3.2.3 Фазовая диаграмма $H - T$ и различные режимы формирования объемной и локализованной сверхпроводимости

Для изучения зависимости сопротивления R на постоянном токе от температуры и внешнего магнитного поля, ориентированного перпендикулярно поверхности, мы подключали «короткий» и «длинный» микромостики РЬ/ $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ последовательно, что позволило нам использовать один программируемый источник постоянного тока Keithley 6221 и два нановольтметра Keithley 2182, подключенные к потенциальным контактам каждого микромостика. Управление источником тока и нановольтметрами, а также синхронная запись результатов измерений осуществлялась с помощью LabView-программы.

Типичные зависимости R от H для длинного микромостика показаны на рис. 58а.

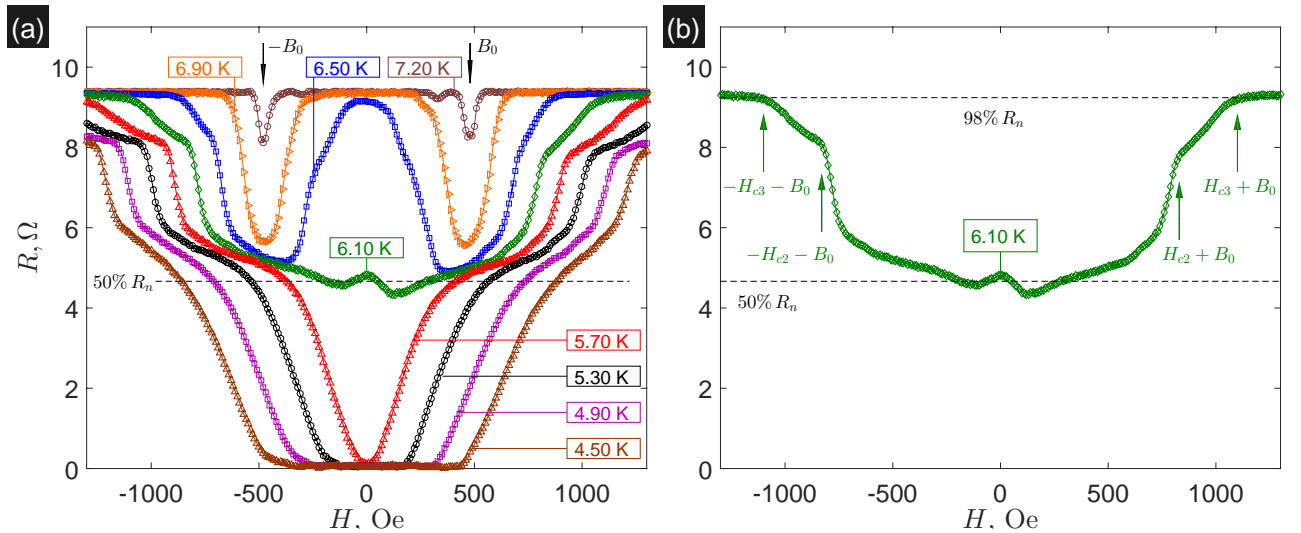


Рис. 58: (а) Серия зависимостей R от H для длинного РЬ микромостика, сформированного на кристалле $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ для измерительного тока $I = 100$ мкА, стрелки соответствуют амплитуде неоднородного поля $B_0 \simeq 480$ Гс; (б) Зависимость $R(H)$ для $T = 6.10$ К, стрелками отмечены значения полей $|H_{c2} + B_0|$ и $|H_{c3} + B_0|$, где $H_{c2} \simeq 350$ Э и $H_{c3} \simeq 620$ Э есть оценки верхнего критического поля и критического поля поверхностной сверхпроводимости при данной температуре. Горизонтальные пунктирные линии соответствуют уровням $0.50 R_n$ и $0.98 R_n$, где $R_n \approx 9.55$ Ω. Транспортные измерения и обработка результатов: А. Ю. Аладышкин (Aladyshkin *et al.* [A17]).

Появление двух симметричных минимумов сопротивления при $T = 7.20$ К может быть интерпретировано как начальная стадия формирования локализованной сверхпроводимости над доменами с обратной намагниченностью. Такое соответствие позволяет нам оценить амплитуду магнитного поля над магнитными доменами внутри сверхпроводящего микромостика: $B_0 \simeq 480$ Гс. Наблюдаемое линейное по температуре увеличение ширины минимумов R (сравните кривые 7.20 К, 6.90 К и 6.50 К) позволило оценить $T_{c0} = 7.25$ К, $H_{c2}^{(0)} \simeq 2.25$ кЭ, $B_0/H_{c2}^{(0)} \simeq 0.2$ и температуру кроссовера $T^* = 5.70$ К, соответствующего переходу системы в состояние полной сверхпроводимости при $H = 0$.

Рассматривая зависимости $R(H)$ при достаточно низких температурах ($T < T^*$), можно заметить, что резистивный переход при увеличении $|H|$ происходит в три стадии. Первая стадия появления конечного сопротивления при увеличении поля может быть связана с разрушением объемной сверхпроводимости над параллельными доменами [см. соотношения (2.5) и (2.6)]. Сравнительно медленное увеличение сопротивления связано с тем обстоятельством, что между потенциальными контактами сохраняется непрерывный сверхпроводящий путь. Полное разрушение сверхпроводимости над параллельными доменами и сохранение сверхпроводимости только над обратными доменами приводит резкому увеличению сопротивления до уровня 50-60% от R_n (кривые 4.50 К, 4.90 К, 5.30 К и 5.70 К). В самом деле, для рассматриваемой структуры магнитного поля, сверхпроводящие и нормальные области будут включены в цепь последовательно и, следовательно, уровень сопротивления примерно отражает долю сверхпроводящей фракции. Наблюдаемое незначительное увеличение сопротивления в состоянии с компенсированной сверхпроводимостью вероятно связано с тем, что ширина обратных доменов немного уменьшается при увеличении $|H|$ (рис. 56). При дальнейшем увеличении $|H|$ состояние с объёмной компенсированной сверхпроводимостью разрушается, однако сопротивление может быть все еще меньше R_n за счет прикраевой сверхпроводимости над обратными доменами (edge-assisted reverse-domain superconductivity).² Очевидно, что такое состояние будет сохраняться, пока локальное магнитное поле над обратными доменами $|H - B_0|$ не превысит критическое поле поверхностной сверхпроводимости H_{c3} для данной температуры. Соответствие между значениями критических полей $|H_{c2} + B_0|$ и $|H_{c3} + B_0|$ и особенностей магниторезистивных кривых на примере зависимости $R(H)$ для $T = 6.10$ К показано на рис. 58b. Заметим, что отношение H_{c3}/H_{c2} , восстановленное по экспериментальным данным для $T = 6.10$ К, близко к 1.77, что свидетельствует в пользу предложенной интерпретации.

Полная $H - T$ диаграмма для длинного мостика, построенная по результатам 89 измерений изотермических $R(H)$ зависимостей, показана на рис. 59a. Аналогичную диаграмму для короткого мостика мы не приводим. Интерпретация всех наиболее важных областей и разделяющих их линий представлена на рис. 59b. Начальную стадию отклонения сопротивления от нормального значения при $|H| \geq B_0$ мы связываем с формированием прикраевой сверхпроводимости над доменами с компенсированным магнитным полем (состояния I и II на рис. 59b,c). Поскольку измерительный ток (100 мкА) существенно превышал

²Похожее поведение и двухстадийный рост сопротивления мы уже рассматривали при анализе прикраевой сверхпроводимости в Nb микромостиках (раздел 1.2.3).

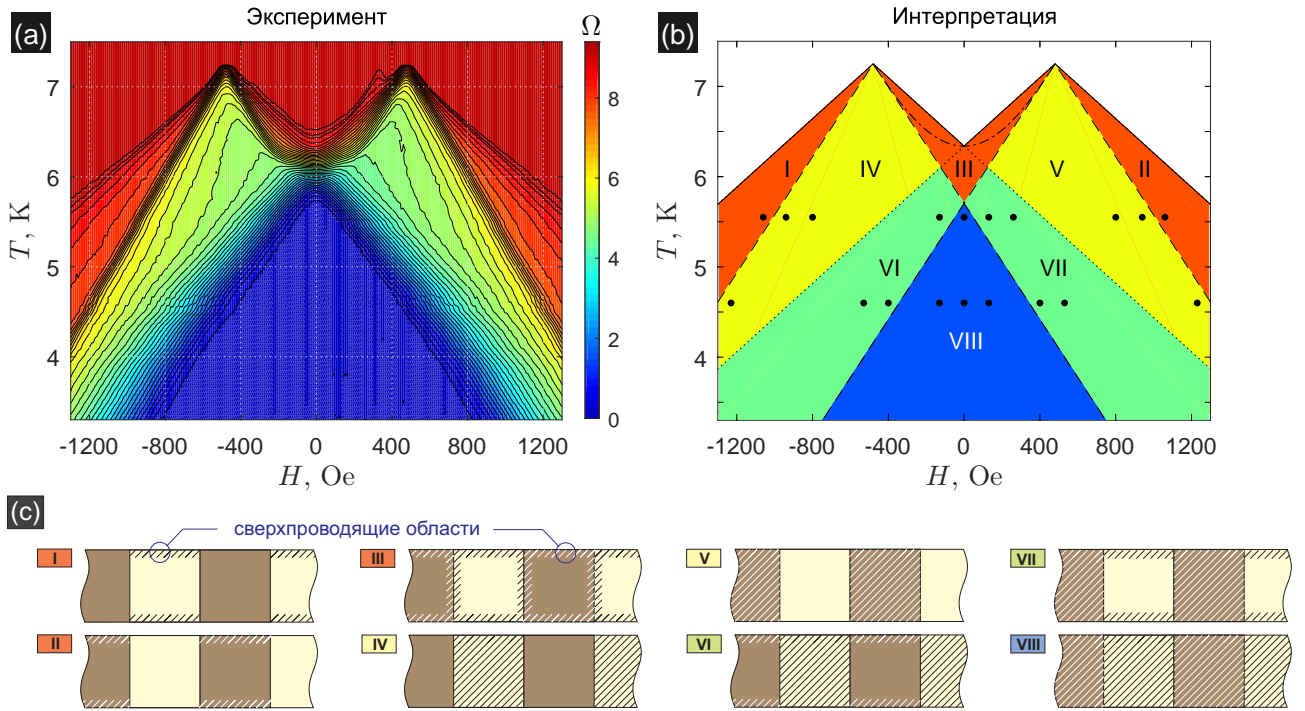


Рис. 59: (а) Зависимость R от H и T для длинного микромостика $\text{Pb}/\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$, измерительный ток $I = 100$ мкА. (б) Интерпретация результатов измерений: сплошная линия соответствует формулам (??)–(??) и описывает зарождение прикраевой сверхпроводимости над обратными доменами, пунктирная линия соответствует формулам (2.5)–(2.6) и описывает зарождение компенсированной сверхпроводимости над обратными и параллельными доменами; линия из точек соответствует зарождению прикраевой сверхпроводимости над параллельными доменами, штрихпунктирная линия соответствует формуле (2.4) и описывает формирование доменной сверхпроводимости. Для построения мы использовали следующие параметры: $T_{c0} = 7.25$ К, $B_0 = 480$ Ое и $H_{c2}^{(0)} = 2.25$ кЭ. Черные точки соответствуют значениям H и T , для которых были получены LT-SLM карты, представленные на рис. 60 и 62. (в) Схематическое представление различных режимов локализованной и делокализованной сверхпроводимости. Темные и светлые области соответствуют доменам с положительной и отрицательной намагниченностью, заштрихованные участки соответствуют сверхпроводящим областям.

Транспортные измерения и интерпретация результатов: А. Ю. Аладышкин (Aladyshkin *et al.* [A17]).

критический ток поверхностных каналов, сопротивление мостика было выше, чем могло бы быть при наличии сверхпроводящих закороток. При $|H| > B_0$ положение смещённой линии H_{c3} согласно соотношениям (3.1)–(3.2) практически совпадает с линией уровня $R(H, T) = 0.98 R_n$. Для достаточно высоких температур и умеренных полей $|H| < B_0$ уменьшение сопротивления может быть связано с развитием доменной сверхпроводимости, а также прикраевой сверхпроводимости вдоль всего мостика над доменами обеих полярностей (состояние III). Следует отметить, что критическая температура зарождения локализованной сверхпроводимости вблизи доменных стенок конечной ширины должна превышать критическую температуру формирования доменной сверхпроводимости для стенок бесконечно малой ширины (2.4). Следующую стадию уменьшения сопротивления

вблизи поля компенсации (при $|H| \sim B_0$) следует связать с формированием объемной компенсированной сверхпроводимости над доменами обратной полярности (состояния IV и V). Соответствующие линии фазового перехода описываются соотношениями (2.5)–(2.6). Для температур, меньших модифицированной температуры прикраевой сверхпроводимости, может возникать прикраевая сверхпроводимость над параллельными доменами в областях с увеличенным магнитным полем (состояния VI и VII). Наконец, в области VIII, для которой линии фазового перехода над доменами разной полярности начинают перекрываться, наблюдаем состояние полной делокализованной полной сверхпроводимости (complete superconductivity, CS) и нулевое сопротивление.

3.2.4 Визуализация локализованных сверхпроводящих состояний методом низкотемпературной сканирующей лазерной микроскопии

Эксперименты по визуализации локализованных сверхпроводящих состояний в гибридных S/F микромостиках методом LTSLM были выполнены в Тюбингенском университете (R. Werner, D. Koelle, R. Kleiner) и обработаны диссертантом в ИФМ РАН. Идея метода была подробно описана в разделе 1.2.5.

Перпендикулярная ориентация: визуализация компенсированной сверхпроводимости

Для исследования различных режимов формирования сверхпроводимости мы использовали длинный микромостик Pb/BaFe₁₂O₁₉, в который инжектировался ток $I = 300$ мкА перпендикулярно доменным стенкам. На рис. 60 показана серия LT SLM изображений, полученных при температуре³ при $T = 4.60$ К ниже температуры кроссовера $T^* = 5.70$ К. При $|H| \leq 130$ Э индуцированное лазерным лучом напряжение ΔV отсутствует (карты a, b1 и b2 на рис. 60). Очевидно, что для выбранных значений H и T мощности луча недостаточно для подавления развитой объемной сверхпроводимости.

По нашим оценкам разрушение сверхпроводимости над параллельными доменами при 4.60 К должно происходить при $|H| \geq 350$ Э, поэтому в отсутствие транспортного тока области над параллельными доменами должны перейти в нормальное состояние, а области над обратными доменами должны остаться в сверхпроводящем состоянии. При наличии измерительного тока весь микромостик переходит в резистивное состояние, при этом максимумы LTSLM–сигнала при $H = 400$ Э и 530 Э должны соответствовать областям над доменами с положительной намагниченностью, а минимумы – областям над доменами с отрицательной намагниченностью (карты c2 и d2 на рис. 60). При изменении знака магнитного поля максимумы LTSLM–сигнала перемещаются в области над отрицательными

³Отметим, что установки для проведения магниторезистивных измерений (Лёвен, Бельгия) и LTSLM измерений (Тюбинген, Германия) имели разные термодатчики, различную схему охлаждения и взаимного расположения термодатчиков относительно образца. Согласование значений температуры выполнялось посредством сопоставления зависимостей $R(T)$ в нулевом магнитном поле. Далее все показания температуры приведены к значениям термодатчика установки для проведения магниторезистивных измерений.

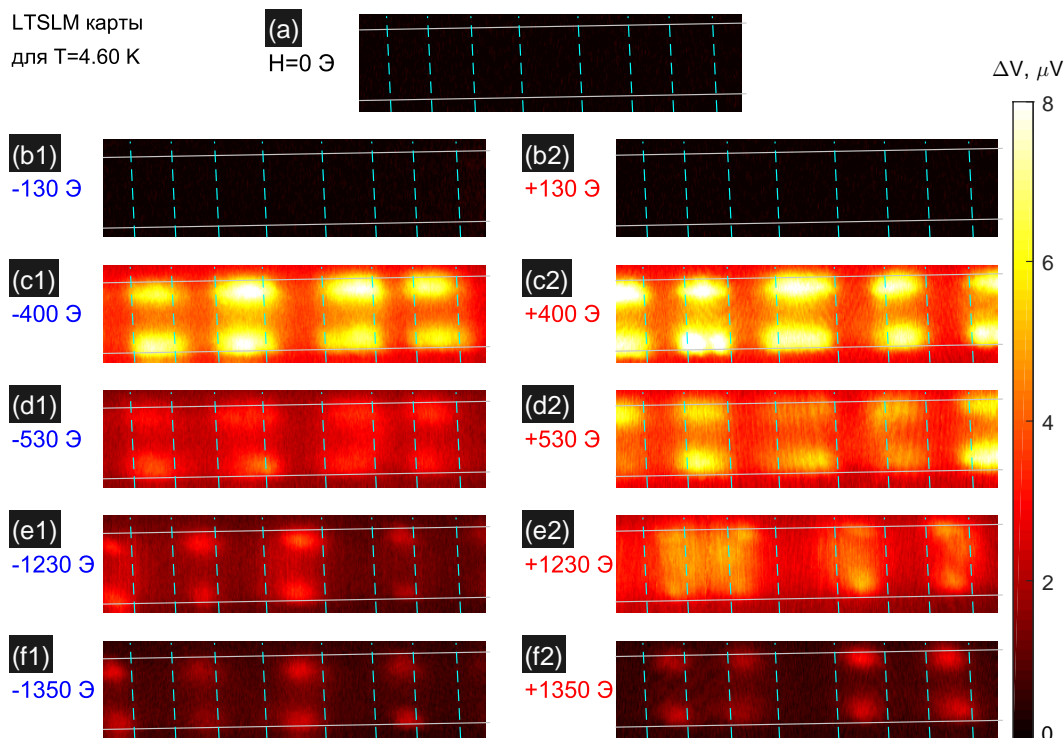


Рис. 60: Зависимость напряжения ΔV , индуцированного лазерным лучом, от координат центра луча x и y для длинного мостика $Pb/BaFe_{12}O_{19}$ при $T = 4.60$ К и $I = 300$ мкА. Представленные карты $\Delta V(x, y)$ получены для одной и той же области (размер кадра 120×40 мкм²). Вертикальные пунктирные линии указывают положения доменных стенок, сплошные линии – края микромостика.

LTSLM–измерения и обработка результатов: R. Werner, D. Koelle, A. Yu. Aladyshkin (Aladyshkin *et al.* [A17]).

доменами (карты c1 и d1 на рис. 60). Инверсию интенсивности сигнала ΔV при изменении знака H также иллюстрирует рис. 61. При бóльших значениях H , приближающихся

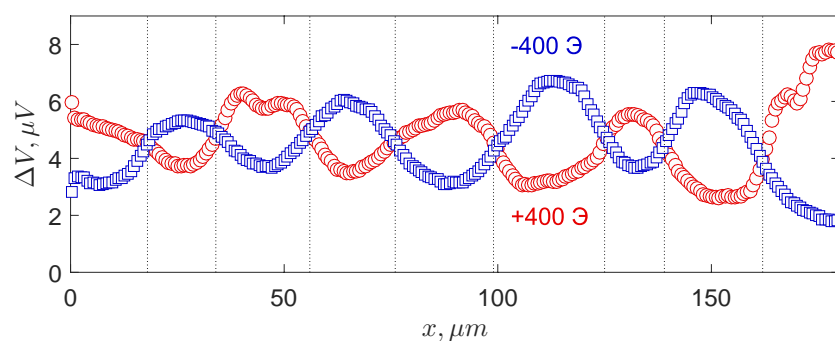


Рис. 61: Зависимости ΔV от координаты x , полученные сканированием вблизи нижнего края микромостика $Pb/BaFe_{12}O_{19}$, при $T = 4.60$ К и $H = \pm 400$ Э. Вертикальные пунктирные линии указывают положения доменных стенок.

LTSLM–измерения и обработка результатов: R. Werner, D. Koelle, A. Yu. Aladyshkin (Aladyshkin *et al.* [A17]).

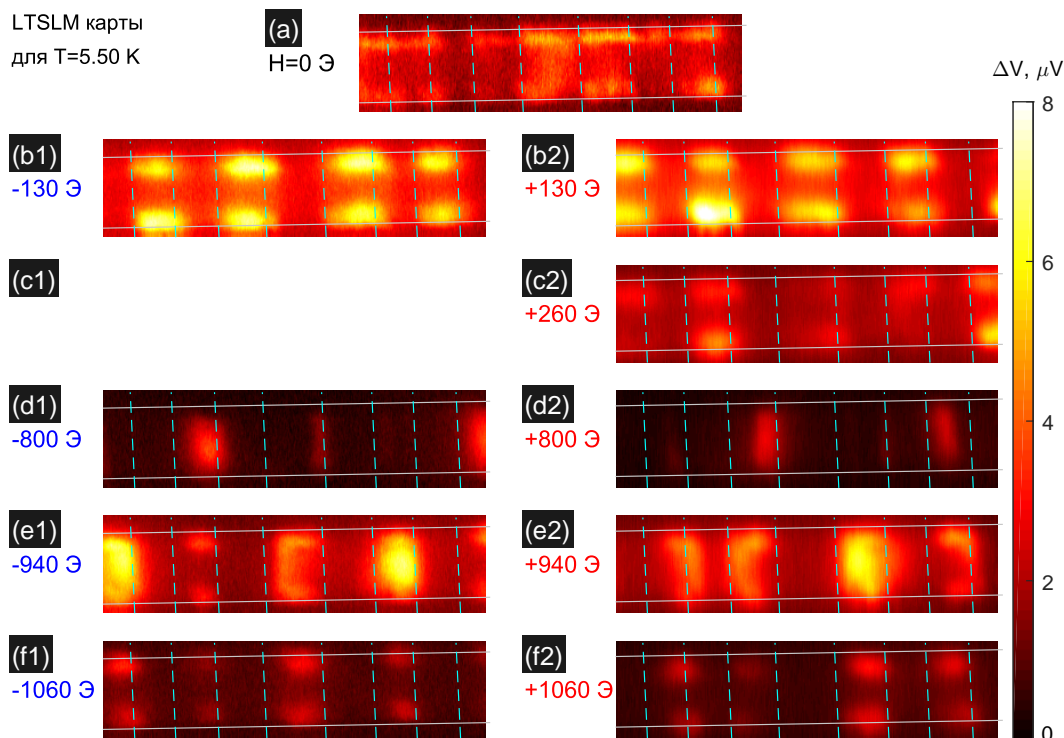


Рис. 62: Зависимость напряжения ΔV от координат центра луча x, y для длинного мостика $\text{Pb}/\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ при $T = 5.50$ К. Все остальные параметры и обозначения – как на рис. 60. Изображение при $H = -260$ Э (с1) не удалось записать из-за технических проблем.

LTSLM-измерения и обработка результатов: R. Werner, D. Koelle, A. Yu. Aladyshkin (Aladyshkin *et al.* [A17]).

к полю компенсации, локализованная сверхпроводимость будет выживать только в форме развитой компенсированной сверхпроводимости над обратными доменами и выбранной мощности луча недостаточно для из визуализации. Вблизи линии фазового перехода между состояниями компенсированной сверхпроводимости и прикраевой компенсированной сверхпроводимости (границы между областями I–IV и II–V на рис. 59) компенсированная сверхпроводимость окажется частично подавленной и потому лазерный луч будет оказывать влияние на сопротивление мостика. При этих условиях максимумы интенсивности LTSLM-сигнала перемещаются в области над обратными доменами (сравните карты с1 и e1–f1; с2 и e2–f2).

Следует отметить, что карты LTSLM-отклика (карты с1–f1 и с2–f2 на рис. 60) свидетельствуют о существенной неоднородности сигнала по ширине мостика. Возможно, такой эффект связан с предсказанным нами формированием прикраевой компенсированной сверхпроводимости, с усилением плотности тока на краях сверхпроводящих мостиков (например, Elistratov *et al.* [409]), с подавлением энергетического барьера для входа вихрей в мостик или с подавленной диффузией тепла вблизи краев образца, что может приводить к дополнительному повышению локальной температуры.

При $T = 5.50$ К, близкой к температуре кроссовера, LTSLM-сигнал регистрируется и при $H = 0$, поскольку амплитуда неоднородного поля оказывается близкой по величине

к верхнему критическому полю при этой температуре и даже слабое излучение может существенно повлиять на распределение сверхпроводящих токов над доменами обеих полярностей. При увеличении $|H|$ мы последовательно наблюдаем отклик от областей над параллельными доменами (карты b1 и b2–c2) и затем над обратными доменами (карты d1–f1 и d2–f2).

При бóльшей температуре мы в принципе могли бы наблюдать доменную сверхпроводимость при $H = 0$, однако для перпендикулярной геометрии доля сверхпроводящей DWS–фракции оказывается слишком малой для регистрации её локального подавления под действием лазерного луча.

Параллельная ориентация: визуализация компенсированной сверхпроводимости и доменной сверхпроводимости

Для визуализации доменной сверхпроводимости методом LTSLM мы использовали микромостик Pb/BaFe₁₂O₁₉ шириной 30 мкм с одной прямолинейной доменной стенкой, идущей вдоль медианной линии микромостика. Согласно фазовой $H-T$ диаграмме (рис. 59a,b и рис. 63b) режим доменной сверхпроводимости для такого образца в нулевом внешнем поле ограничен диапазоном температур от 5.7 до 6.4 К.

На рис. 63a показана зависимость сопротивления микромостика R от T при $H = 0$; символы 1–8 соответствуют тем значениям температуры, для которых были получены двумерные распределения $\Delta V(x, y)$ при $H = 0$ (рис. 63c). Оптическое изображение мостика позволяет установить соответствие между расположением характерных особенностей LTSLM сигнала и краями образца. LTSLM изображение для наивысшей температуры $T = 6.6$ К (состояние 1 показано в работе Werner *et al.* [A18]) указывает на отсутствие сигнала, следовательно, при этой температуре реализуется нормальное состояние. Охлаждение образца до 6.4 К (состояние 2) переводит образец в резистивное состояние, что сопровождается появлением слабого и однородного по ширине сигнала, вызванного изменением нормального сопротивления из-за локального нагрева и конечной величины $\partial R_n / \partial T$. Это подтверждается результатами численного моделирования (R. Werner), которые позволили оценить амплитуду локального нагрева $\Delta T = 0.14$ К для мощности лазерного пучка 25 мкВт, диаметра пучка 2 мкм и теплопроводность подложки 0.8 Вт/(см·К).

Дальнейшее охлаждение образца до 6.3 К (состояние 3) и 6.2 К (состояние 4) приводит к появлению выраженного сигнала, локализованного вдоль медианной линии микромостика. Это является прямым экспериментальным подтверждением существования одномерного канала с повышенной проводимостью вблизи доменной стенки и может быть связано с начальной фазой формирования доменной сверхпроводимости. Недоумение может вызвать тот факт, что сопротивление микромостика в состоянии доменной сверхпроводимости не равно нулю. Мы можем объяснить такое поведение тем, что измерительный ток (10 мА) может превышать критический ток сверхпроводящего канала при данной температуре. Тем не менее, наши расчеты показывают (см. раздел 4.3.3), что даже в резистивном состоянии вблизи доменной стенки может возникать квазиодномерный канал с улучшенной проводимостью и ненулевой величиной среднего сверхпроводящего тока $j_{s,y}(x)$, что мо-

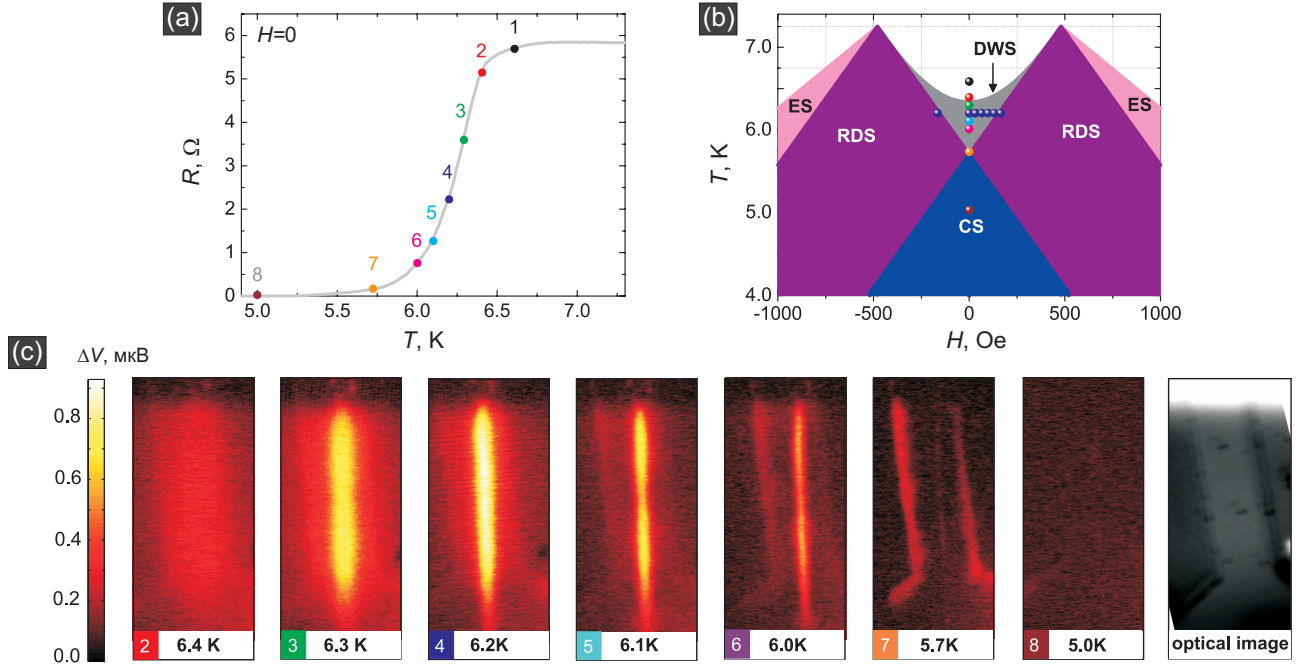


Рис. 63: Эволюция локализованной сверхпроводимости для микромостика $\text{Pb}/\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ в нулевом внешнем поле при изменении температуры: (a) зависимость R от T , полученная для транспортного тока $I = 100 \text{ мкА}$; точки указывают значения температуры для LTSLM изображений $\Delta V(x, y)$, показанных на рисунке (c). (b) фазовая диаграмма $H - T$, построенная по результатам магнитотранспортных измерений для микромостика $\text{Pb}/\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ в перпендикулярной геометрии: ES – edge superconductivity, DWS – domain-wall superconductivity, RDS – reverse-domain superconductivity, CS – complete superconductivity. (c) серия LTSLM изображений $\Delta V(x, y)$, соответствующих точкам 2–8 ($I = 10 \text{ мкА}$, размер кадра $65 \times 145 \text{ мкм}^2$). Правый черно-белый график представляет собой оптическое изображение микромостика.

LTSLM-измерения и обработка результатов: R. Werner, D. Koelle, A. Yu. Aladyshkin (Werner *et al.* [A18]).

жет быть обнаружено в LTSLM экспериментах. Отметим, что мы не видим свидетельств возникновения прикраевой сверхпроводимости и объясняем это конечной шириной переходной области для доменных стенок в кристаллах $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$. Это приводит к тому, что критическая температура доменной сверхпроводимости для доменных стенок конечной ширины при $H = 0$ будет выше критической температуры прикраевой сверхпроводимости в неоднородном магнитном поле $1 - T_c/T_{c0} \simeq 0.59 \cdot B_0/H_{c2}^{(0)}$ (см. соотношения (3.1)–(3.2)), которая равна критической температуре доменной сверхпроводимости для доменных стенок нулевой ширины (см. соотношение (2.4)).

При охлаждении образца до 6.1 K (состояние 5) и 6.0 K (состояние 6) амплитуда пика, соответствующего доменной сверхпроводимости, монотонно уменьшается, что может быть объяснено ростом критического тока DWS-канала. Отметим, что наряду с локализованным проводящим состоянием на доменной стенке возникает сигнал, локализованный вблизи границ образца. Мы связываем такую трансформацию сигнала с началом перехода от локализованной доменной сверхпроводимости к делокализованной (полной) сверхпроводимости при температуре, близкой к температуре кроссовера $T^* = 5.70 \text{ K}$. Именно при

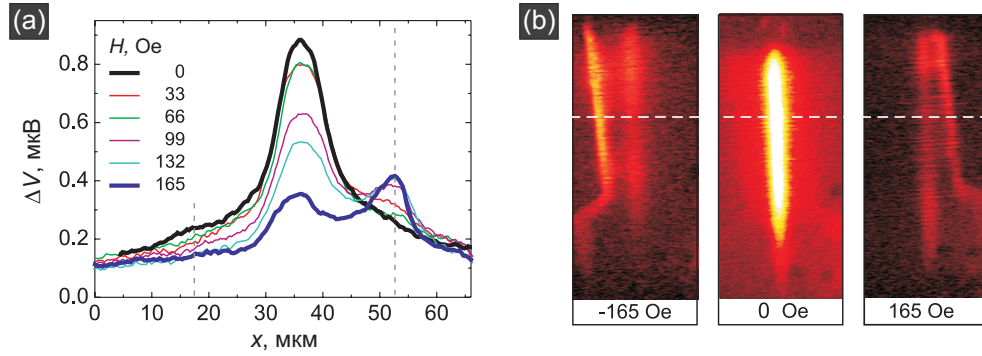


Рис. 64: Переключение между режимами доменной сверхпроводимости и компенсированной сверхпроводимости при изменении внешнего поля в микромостиках $\text{Pb}/\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ при $T = 6.2\text{ K}$: (a) Зависимости $\Delta V(x)$ вдоль белых пунктирных линий для двумерных карт на рисунке (b), вертикальные пунктирные линии указывают положение краев образца. (b) Зависимости $\Delta V(x, y)$ для $H = -165, 0$ и $+165$ Э.

LTSLM-измерения и обработка результатов: R. Werner, D. Koelle, A. Yu. Aladyshkin (Werner *et al.* [A18]).

такой температуре (состояние 7) локализованный сигнал в центральной части мостика исчезает. По нашим представлениям, микромостик при формировании полной сверхпроводимости должен находиться в вихревом состоянии, поэтому два выраженных максимума LTSLM-сигнала на краях мостика могут быть связаны с концентрацией тока и подавлением энергетического барьера на вход вихрей при облучении прикраевой части мостика. При достижении минимальной в наших экспериментах температуры $T = 5.0\text{ K}$ (состояние 8) мостик переходит в развитое сверхпроводящее состояние, которое не возмущается локальным нагревом.

Мы также исследовали влияние внешнего поля на локализованную сверхпроводимость при $T = 6.2\text{ K}$, соответствующей наиболее выраженному сигналу для доменной сверхпроводимости при $H = 0$ (синие точки на рис. 63b). Рисунок 64a показывает серию зависимостей LTSLM сигнала $\Delta V(x)$ для $H \geq 0$. При $H = 0$ в центральной части микромостика указывает на формирование доменной сверхпроводимости. При увеличении H амплитуда пика, соответствующего доменной сверхпроводимости, уменьшается монотонно, в то время его ширина остается практически неизменной. Параллельно с этим процессом возникает и увеличивается сигнал в правой части мостика (над доменом с отрицательной намагниченностью). В состоянии развитой компенсированной сверхпроводимости при $H \gtrsim 70$ Э зависимость $\Delta V(x)$ характеризуется плато и дополнительный пиком на краю мостика, что указывает на объёмную компенсированную сверхпроводимость. При изменении знака поля область с сильным LTSLM-сигналом переходит в левую часть мостика (рис. 64b).

3.2.5 Зарождение сверхпроводимости в тонкоплёночных мезоскопических сверхпроводниках в поле доменной структуры: результаты численного моделирования

Для подтверждения возможности формирования комбинированных локализованных сверхпроводящих состояний перейдем к обсуждению особенностей зарождения сверхпроводимости в тонких сверхпроводящих плёнках в неоднородном поле уединённой прямолинейной доменной стенки пренебрежимо малой ширины, расположенной по центру мостика при $x = 0$, с учётом краевых эффектов в модели ГЛ. На рис. 65 показана зависимость критической температуры T_c от внешнего магнитного поля H (а) и типичные распределения модуля параметра порядка $|\psi(x, y)|$ для тонкоплёночного сверхпроводящего образца размером $20\xi_0 \times 20\xi_0$ (b–e). Заметим, что при решении задачи мы использовали нулевые граничные условия $\psi(\pm L/2, y) = 0$ для того, чтобы подавить зарождение сверхпроводимости на внешних 90° -углах образца (рис. 2).

При $H = 0$ благодаря симметрии поля доменной стенки $b_z(x, y) = -b_z(-x, y)$ поставленная задача может быть сведена к задаче о зарождении сверхпроводимости в однородном поле $H = B_0$ для половины образца с дополнительным граничным условием $d\psi/dx = 0$ при $x = 0$. Если $H_{c2} < B_0 < H_{c3}$, то наличие границ приводит к формированию развитой прикраевой сверхпроводимости, которая при $x = 0$ является доменной сверхпроводимостью, на фоне подавленной объёмной сверхпроводимости (рис. 65b). При повышении температуры амплитуда неоднородного поля может превысить H_{c3} , тогда и квазиодномерная прикраевая сверхпроводимость, и квазиодномерная доменная сверхпроводимость станут энергетически невыгодными по сравнению с состоянием, локализованным вблизи пересечения точки проекции доменной стенки и границы образца (рис. 65c). Такие гибридные локализованные сверхпроводящие состояния, которые могут быть названы прикраевой доменной сверхпроводимостью (edge-assisted domain-wall superconductivity), были обнаружены диссертантом в процессе численного моделирования. Расчеты показывают, что состояние прикраевой доменной сверхпроводимости имеет такое же критическое поле ($H_{c3} \simeq 2H_{c2}$), как и состояние, локализованное вблизи 90° -угла в мезоскопических образцах, при этом критическая температура может быть определена из уравнения $B_0 \simeq 2H_{c2} = 2H_{c2}^{(0)}(1 - T_c/T_{c0})$. Позднее Д. А. Савинов и А. С. Мельников развили аналитический подход, основанный на методе пробных функций с учётом наличия сингулярностей градиента фазы, для описания подобных гибридизованных состояний вблизи точек пересечения границ образца и проекции доменной стенки или пересечения проекций двух доменных стенок (Aladyshkin *et al.* [A14]).

При наличии внешнего поля эквивалентность задач о формировании доменной и прикраевой сверхпроводимости нарушается. Поскольку правая часть образца будет находиться в магнитном поле $B_z = H - B_0$ (над обратными доменами), левая часть – в поле $B_z = H + B_0$ (над параллельными доменами), объёмная сверхпроводимость над доменами с компенсированным магнитным полем будет возникать при условии $T < T_{c2}^{(\pm)}$, где $T_{c2}^{(\pm)} = T_{c0}(1 - |H \pm B_0|/H_{c2}^{(0)})$ (рис. 65d). При условии $T_{c2}^{(\pm)} < T < T_{c3}^{(\pm)}$ сверхпроводимость будет возникать в форме прикраевой сверхпроводимости над доменами с обратной поляр-

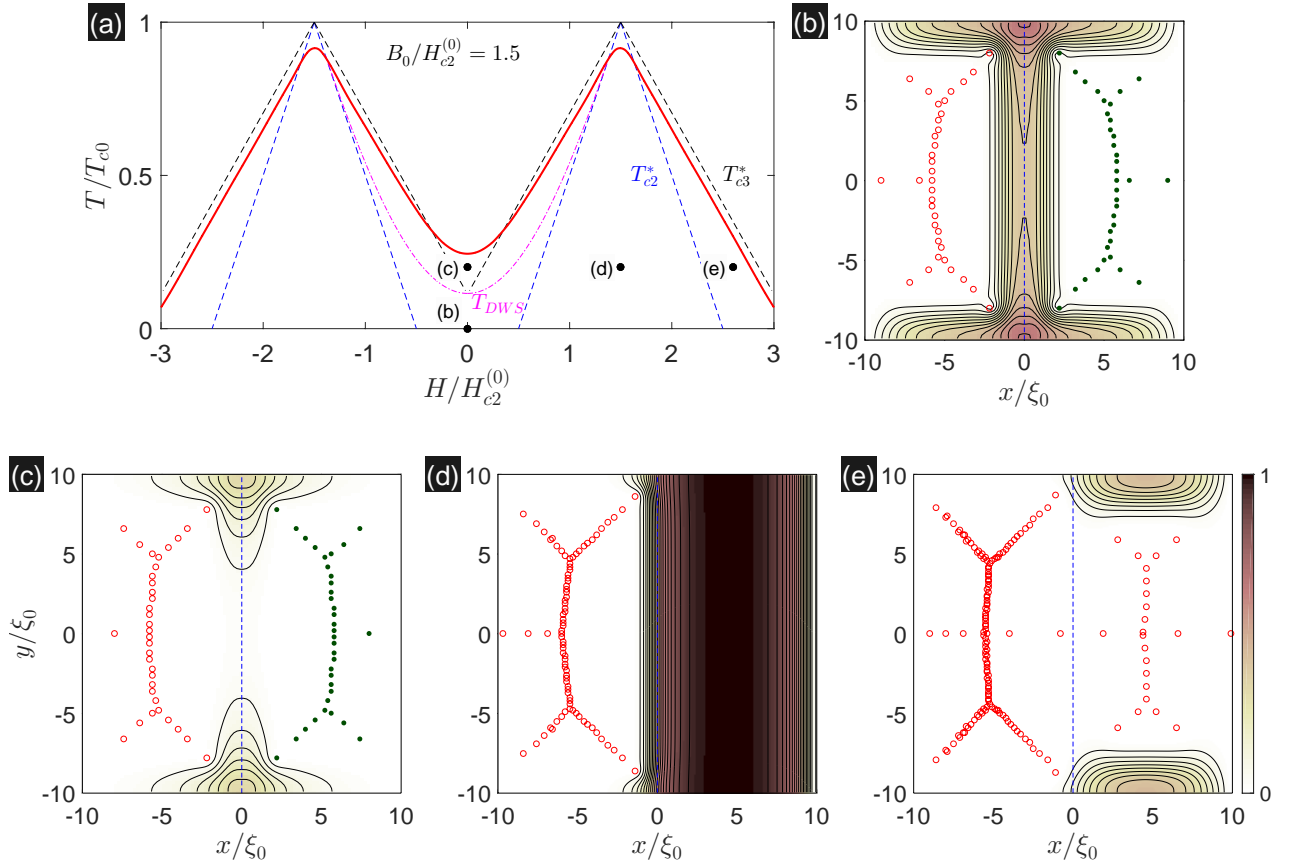


Рис. 65: (а) Зависимость критической температуры T_c от внешнего магнитного поля H для мезоскопического сверхпроводника размером $20\xi_0 \times 20\xi_0$ в поле уединённой доменной стенки пренебрежимо малой ширины с амплитудой $B_0 = 1.5H_{c2}^{(0)}$. Синяя и черная пунктирные линии соответствуют кривым фазового перехода для объёмной и прикраевой сверхпроводимости над доменами с компенсированным магнитным полем $T_{c2}^{(\pm)} = T_{c0} (1 - |H \pm B_0|/H_{c2}^{(0)})$ и $T_{c3}^{(\pm)} = T_{c0} (1 - 0.59|H \pm B_0|/H_{c2}^{(0)})$, пурпурная штрих-пунктирная линия соответствует критической температуре появления доменной сверхпроводимости (2.4). (б) Распределение модуля параметра порядка $|\psi(x, y)|$ при $H = 0$ и $T = 0$, соответствующее развитой прикраевой и доменной сверхпроводимости. (в) Распределение $|\psi(x, y)|$ при $H = 0$ и $T = 0.2T_{c0}$, соответствующее локализованной сверхпроводимости вблизи точки пересечения проекции доменной стенки и границы сверхпроводника. (г) Распределение $|\psi(x, y)|$ при $H = 1.5H_{c2}^{(0)}$ и $T = 0.2T_{c0}$, соответствующее компенсированной сверхпроводимости над доменом обратной полярности по отношению к знаку H . (е) Распределение $|\psi(x, y)|$ при $H = 2.5H_{c2}^{(0)}$ и $T = 0.2T_{c0}$, соответствующее прикраевой сверхпроводимости над доменом обратной полярности по отношению к знаку H . При моделировании были использованы нулевые граничные условия $\psi = 0$ для $x = \pm L/2$ для подавления сверхпроводимости на внешних 90° -углах образца. Точки сингулярности градиента фазы показаны символами \circ и \bullet .

Численное моделирование и интерпретация результатов: А. Ю. Аладышкин (Aladyshkin *et al.* [A14]).

ностью (edge-assisted reverse-domain superconductivity) на фоне подавленной объёмной сверхпроводимости (рис. 65е).

На рис. 66 показаны примеры различных состояний, соответствующих режиму прикра-

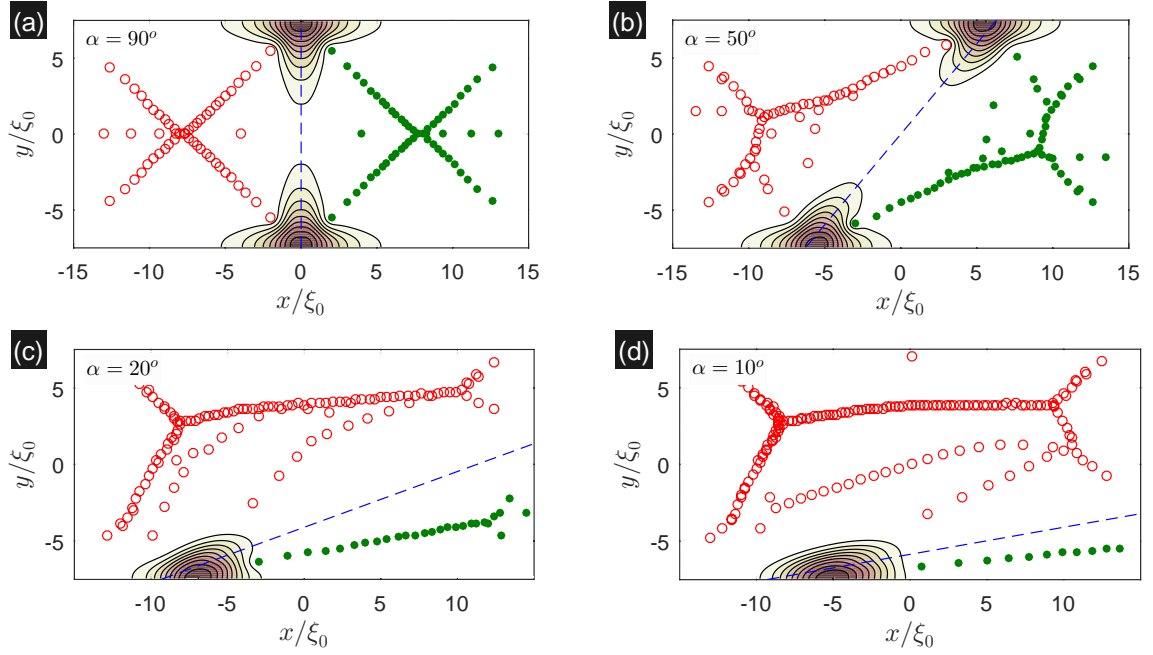


Рис. 66: Типичные распределения модуля параметра порядка $|\psi(x, y)|$ в мезоскопическом сверхпроводнике размером $30\xi_0 \times 15\xi_0$ в поле уединенной доменной стенки пренебрежимо малой ширины и различных углов: $\alpha = 90^\circ$ и $B_0 = 1.96H_{c2}$ (a), $\alpha = 50^\circ$ и $B_0 = 2.01H_{c2}$ (b), $\alpha = 20^\circ$ и $B_0 = 2.30H_{c2}$ (c), $\alpha = 10^\circ$ и $B_0 = 2.55H_{c2}$ (d). Точки сингулярности градиента фазы (вихри и antivихри) показаны символами \circ и \bullet . Цветовая шкала совпадает со шкалой на рис. 65.

Численное моделирование и интерпретация результатов: А. Ю. Аладышкин (Aladyshkin *et al.* [A14]).

евои доменной сверхпроводимости, для произвольных углов α между доменной стенкой и границей образца. Легко видеть, что уменьшение α приводит к росту критического поля, при этом $H_{c3} \propto 1/\alpha$ (Aladyshkin *et al.* [A14]), что объединяет задачу о появлении прикраевой доменной сверхпроводимости или сверхпроводимости вблизи точки пересечения проекций двух доменных стенок с задачей о зарождении сверхпроводимости в клине в параллельном магнитном поле (например, Brosens *et al.* [243] и [244], Houghton and McLean [405], van Gelder [406], Симонов и др. [407]).

3.3 Локализованные сверхпроводящие состояния в мезоскопических криотронах

3.3.1 Зарождение сверхпроводимости в поле прямолинейного провода с током

Обсудим особенности зарождения сверхпроводимости в сверхпроводящем микромостике конечной ширины в поле прямолинейного управляющего провода (wire) с током I_w , ориентированного перпендикулярно микромосту. Далее такую систему мы будем называть *мезоскопическим* поперечным криотроном (cross-film cryotron) в отличие от *макроскопических* криотронов, описанию свойств которых посвящены монографии Bremer [149]

и Newhouse [150]. Распределение z -компоненты магнитного поля вокруг тонкого прямолинейного провода с током $\mathbf{I} = I_w \mathbf{e}_y$ на больших расстояниях x от провода описывается выражением $b_{w,z}(x) = -\mu_0 I_w / (2\pi x)$ и совпадает с полем рассеяния уединенной доменной стенки в тонких ферромагнитных плёнках, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Гн/м – магнитная проницаемость вакуума в системе СИ. Поскольку распределение поля провода с током асимметрично по x -координате, без ограничения общности мы можем ограничиться случаем $H > 0$, рассматривать решения, локализованные в правой части микромостика (при $x > 0$ для управляющего тока, текущего вдоль оси y) и получить полевую зависимость критической температуры на основе симметричных соображений: $T_c(H) = T_c(-H)$. Далее для краткости мы будем характеризовать амплитуду внешнего магнитного поля параметром $\beta \equiv |H|/H_{c2}^{(0)}$.

Оценим температуру кроссовера, которую определим из условия равенства критической температуры $T_{c2}^* \simeq T_{c0} \cdot \left(1 - |H - B_0|/H_{c2}^{(0)}\right)$, соответствующей формированию локализованной сверхпроводимости вблизи минимума полного поля $B_z^{min} \approx H - B_0$ вдали от торцов микромостика, и критической температуры $T_{c3} \simeq T_{c0} \cdot \left(1 - 0.59 \cdot |H|/H_{c2}^{(0)}\right)$ формирования прикраевой сверхпроводимости вдали от провода с током. Здесь B_0 есть максимальное значение z -компоненты поля управляющего провода конечного сечения. Из-за различного наклона dT_{c2}^*/dH и dT_{c3}/dH и конечного смещения эти зависимости пересекаются в точке $H^* \approx 2.44 B_0$ и $T^* \simeq T_{c0} \left(1 - 1.44 B_0/H_{c2}^{(0)}\right)$. Подставляя оценки $H_{c2}^{(0)} \simeq 104$ Э и $B_0 \simeq 0.36 H_{c2}^{(0)}$ для Al микромостика и управляющего Nb провода с током $I_w = 10$ мА и реалистичным соотношением ширины и высоты, мы получаем $T^* \simeq 0.6$ К и $H^* \approx 0.88 H_{c2}^{(0)}$. Таким образом, следует ожидать различный характер формирования сверхпроводимости в мезоскопическом криотроне в зависимости от соотношения между T и температурой кроссовера T^* .

На рис. 67 показаны типичные стационарные распределения модуля параметра порядка $|\psi(x, y)|$ в сверхпроводящем микромостике для высоких (1.20 К), средних (0.90 К) и низких (0.50 К) температур, полученные с помощью пакета программ GLDD (см. раздел 1.1).

Для температур близких к T_{c0} и слабых полей ($|H| \rightarrow 0$) сверхпроводимость ожидается возникает на значительном расстоянии от управляющего провода вблизи нуля z -компоненты полного поля на расстоянии $x_0 \simeq \mu_0 I_w / (2\pi H)$ от центра провода (см. карту $\beta = 0.03$ на рис. 67а). Поскольку и магнитное поле, и градиент поля $b'_{w,z}$ в этой области близки к нулю, критическая температура T_c должна быть близка к T_{c0} . Заметим, что зарождение сверхпроводимости над центром достаточно узкого управляющего провода вблизи нуля z -компоненты полного поля энергетически невыгодно из-за большой величины $b'_{w,z}$. В частности, подавление объёмной сверхпроводимости при $T = 1.20$ К на больших расстояниях от провода должно происходить при $\beta \simeq 1 - T/T_{c0} \simeq 0.05$ и сопровождаться появлением цепочки вихрей (карты $\beta = 0.07$ и $\beta = 0.11$ на рис. 67а). Для бóльших значений H сверхпроводимость становится локализованной в области минимума полного поля $H + b_{w,z}(x)$ вблизи правого края управляющего провода, оставаясь более или менее однородной по ширине мостика (карта $\beta = 0.18$ на рис. 67а). Описанное нами пе-

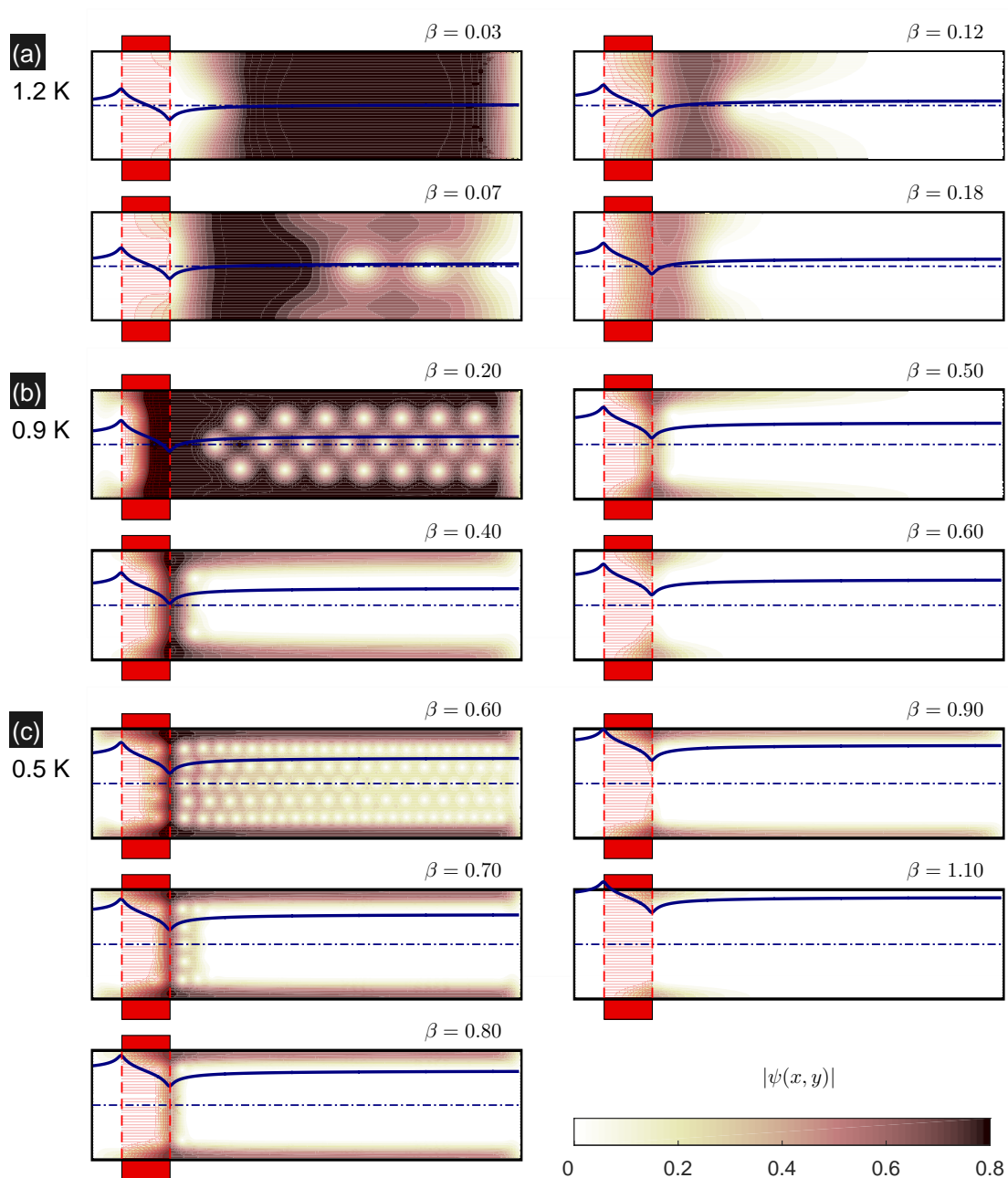


Рис. 67: Стационарные распределения параметра порядка $|\psi(x, y)|$, возникающие в сверхпроводящем мостике длины $140 \xi_0$, ширины $20 \xi_0$ и пренебрежимо малой толщины в поле прямолинейного провода шириной $9 \xi_0$ и толщиной $0.25 \xi_0$ током $I_w = 10 \text{ мА}$: $T = 1.20 \text{ К}$ (а), 0.90 К (b) и 0.50 К (с), при этом критическая температура в нулевом поле равна $T_{c0} = 1.26 \text{ К}$. Высота провода над поверхностью микромостика принята равной $0.25 \xi_0$. При моделировании были использованы граничные условия $\psi = 0$ для $x = \pm L/2$ для подавления сверхпроводимости на внешних 90° -углах образца. Синяя сплошная линия соответствует профилю поля $B_z(x) = H + b_{w,z}(x)$ вдоль мостика, условное направление тока в управляющем проводе – снизу вверх, вертикальные пунктирные линии соответствуют проекциям краёв управляющего провода на плоскость мостика, на рисунках показаны центральная и правая части Al микромостика ($80 \xi_0 \times 20 \xi_0$). Численное моделирование и интерпретация результатов: А. Ю. Аладышкин (Ataklti *et al.* [A19]).

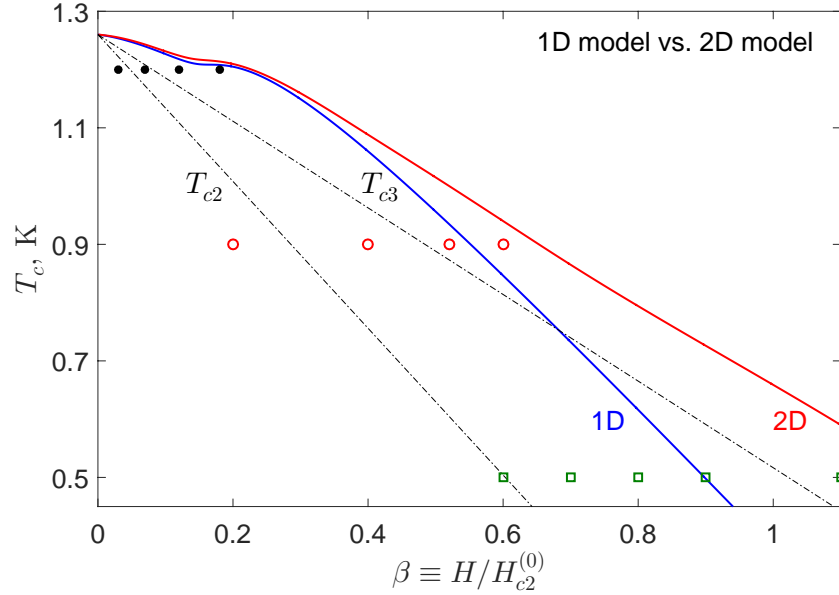


Рис. 68: Зависимости $T_c(H)$ для мезоскопического криотрона (длина и ширина сверхпроводящего микромостика $140\xi_0$ и $20\xi_0$, ширина и толщина управляющего провода $9\xi_0$ и $0.25\xi_0$, сила тока $I_w = 10$ мА), рассчитанные в рамках одномерной (1D) и двумерной (2D) моделей Гинзбурга–Ландау. Пунктирные линии соответствуют кривым фазового перехода $T_{c2} = T_{c0}(1 - |\beta|)$ и $T_{c3} = T_{c0}(1 - 0.59|\beta|)$ формирования объёмной и прикраевой сверхпроводимости в однородном магнитном поле, при этом $T_{c0} = 1.26$ К и $H_{c2}^{(0)} = 104$ Э. При моделировании были использованы нулевые граничные условия $\psi = 0$ для $x = \pm L/2$ для подавления сверхпроводимости на внешних 90° –углах образца. Символы указывают значения полей и температур для распределений $|\psi(x, y)|$, показанных на рис. 67.

Численное моделирование и интерпретация результатов: А. Ю. Аладышкин (Ataklti *et al.* [A19]).

ремещение локализованного сверхпроводящего решения по мере роста H сопровождается монотонным уменьшением ширины зародыша и связанным с этим монотонным понижением критической температуры Al микромостика, что является еще одним проявлением размерного эффекта для сверхпроводящего конденсата в неоднородном магнитном поле.

Для случая квазиодномерной эволюции можно оценить зависимость T_c от H в рамках локального приближения (раздел 2.1.1). Предполагая, что зародыш локализован в области с линейно растущим магнитным полем вблизи нуля z –компоненты полного поля, и используя выражение (2.9), получаем

$$T_c \simeq T_{c0} \cdot \left\{ 1 - \left(\frac{\pi\xi_0 H_{c2}^{(0)}}{\mu_0 I_w} \right)^{2/3} \left(\frac{|H|}{H_{c2}^{(0)}} \right)^{4/3} \right\}, \quad (3.7)$$

Полученная нелинейная функциональная зависимость вида $1 - T_c/T_{c0} \propto |H|^{4/3}$ была ранее предсказана для локализованной сверхпроводимости в поле уединённой доменной стенки в предельно тонкой ферромагнитной плёнке (Aladyshkin *et al.* [A3]).

При промежуточных температурах ($T > T^*$, например, для $T = 0.9$ К) и монотонном увеличении H сверхпроводимость проходит последовательно через следующие стадии:

- (i) развитой объёмной сверхпроводимости (карта $\beta = 0.20$ на рис. 67b),
- (ii) подавленной объёмной сверхпроводимости с сохранением локализованной сверхпроводимости вдоль периметра микромостика и вдоль правого края управляющего провода (карта $\beta = 0.40$ на рис. 67b),
- (iii) подавленной прикраевой сверхпроводимости с сохранением локализованной сверхпроводимости вдоль правого края управляющего провода (карта $\beta = 0.50$ на рис. 67b),
- (iv) подавленной локализованной сверхпроводимости вдоль правого края управляющего провода с сохранением сверхпроводимости вблизи точки пересечения проекции управляющего и периметра мостика (карта $\beta = 0.60$ на рис. 67b),
- (v) полностью подавленной локализованной сверхпроводимости.

Напротив, при низких температурах ($T < T^*$, например, для $T = 0.5$ К) и монотонном увеличении H очередность стадий изменяется: локализованная сверхпроводимость вдоль правого края управляющего провода подавляется раньше, чем прикраевая сверхпроводимость (карты $\beta = 0.80$, $\beta = 0.90$ и $\beta = 1.10$ на рис. 67b).

Для того, чтобы изучить и подчеркнуть квазиодномерный характер локализованных сверхпроводящих решений мы рассчитали зависимость $T_c(H)$ двумя способами (рис. 68). Во-первых, мы получили зависимость $T_c(H)$ для сверхпроводящей плёнки, неограниченной вдоль оси y , в поле провода с током $b_{w,z}(x)$ в рамках одномерной модели ГЛ, подробно описанной в [приложение 1](#). Во-вторых, мы получили зависимость $T_c(H)$ для сверхпроводящего микромостика конечной ширины в поле провода с током $b_{w,z}(x)$ на основе нестационарных уравнений ГЛ с помощью программного комплекса GLDD. Поскольку волновая функция параметра порядка всегда имеет максимумы вблизи внешних границ образца, при моделировании мы использовали граничное условие $\psi = 0$ при $x = \pm L/2$ на левом и правом торцах микромостика, формально рассматривая приграничные области с отрицательной критической температурой. Этот нехитрый трюк позволяет нам избежать паразитного усиления сверхпроводимости в местах инжекции тока и описать зарождение сверхпроводимости только во внутренней части микромостика. Для определения критической температуры в двумерном случае мы получали серию стационарных состояний для фиксированного магнитного поля и разных температур вблизи ожидаемого значения критической температуры, строили зависимость $\psi_0 \equiv \max \psi(x, y)$ от T и затем экстраполировали линейную аппроксимацию для функции ψ_0^2 от T к нулевому значению. Такой способ критической температуры соответствует условию появления сверхпроводящего зародыша бесконечно малой амплитуды вдали от торцов мостика. Подчеркнём, что мы намеренно выбрали все прочие параметры (размер образца, шаг сетки, граничные условия) идентичными для проведения прямого сравнения результатов расчета в рамках одномерной и двумерной моделей. Легко видеть, что при $|H| \lesssim 0.3H_{c2}^{(0)}$ и $T \simeq T_{c0}$ кривые практически совпадают, что подтверждает наш тезис о квазиодномерном характере эволюции при $T = 1.2$ К и выше. Для промежуточных и низких температур зависимости $T_c(H)$ изменяются линейно, но с разным наклоном: $dT_c/d|H| \simeq T_{c0}/H_{c2}^{(0)}$ для одномерной модели и $dT_c/d|H| \simeq 0.59 T_{c0}/H_{c2}^{(0)}$ для двумерной модели. Это указывает на то, что в сильных полях ($|H| \gg B_0$) сверхпроводимость в мезоскопических криотронах всегда локализуется по

двум направлениям: вдоль периметра микромостика и вдоль края управляющего провода в области с минимальным полем.

3.3.2 Подготовка и характеристика образцов

Для исследования транспортных свойств мезоскопических криотронов были изготовлены гибридные структуры, состоящие из сверхпроводящего управляющего Nb провода и сверхпроводящего Al микромостика. Выбор сверхпроводящего материала для изготовления управляющего провода обусловлен требованием минимизации тепловыделения в исследуемой системе и паразитного увеличения температуры Al микромостика в зависимости от силы тока в управляющем проводе при криогенных температурах. Плёнки Nb толщиной 50 нм были получены методом магнетронного распыления на подложку Si/SiO₂ при комнатной температуре в атмосфере Ar при давлении 6×10^{-3} мбар, из которых затем методом электронно-лучевой литографии и Ar⁺ травления были изготовлены одиночные токнесущие Nb элементы шириной 1.5 мкм (K. Ilin, M. Kemmler, R. Kleiner, D. Koelle). Затем Nb провода были покрыты слоем Ge для подавления окисления и предотвращения электрического контакта между Nb проводом и Al микромостиком. Плёнки Al толщиной 100 нм были изготовлены методом термического осаждения на подложки при комнатной температуре и давлении порядка 1×10^{-8} мбар, из которых методом электронной литографии и взрывного травления были изготовлены Al микромостики шириной 4 мкм и длиной до 200 мкм, ориентированные перпендикулярно управляющему проводу (G. W. Ataklti, W. Gillijns, A. V. Silhanek, J. Van de Vondel).

Изготовленные мезоскопические Al/Nb криотроны имели две пары потенциальных контактов (рис. 69), расположенных на расстоянии 10 мкм (V_{\pm}^{in}) and 50 мкм (V_{\pm}^{out}) от управляющего Nb провода («внутренние» и «внешние» контакты, соответственно). Отметим, что сопротивление Al микромостика в нормальном состоянии между парой внешних потенциальных контактов равно $R_n^{out} \simeq 2.53$ Ом, между парой внутренних потенциальных контактов — $R_n^{in} \simeq 0.45$ Ом. Такое различие сопротивлений (примерно в 5 раз) непосред-

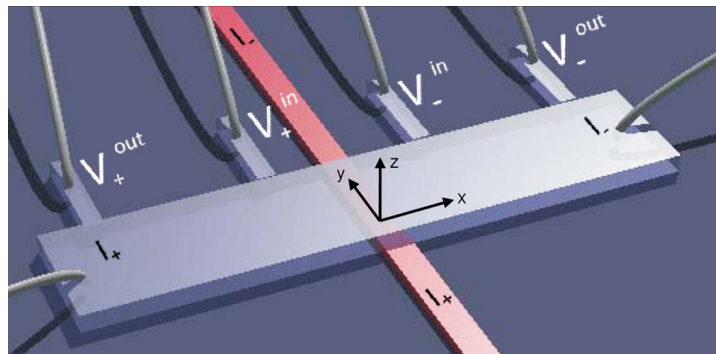


Рис. 69: Схематическое представление мезоскопического криотрона с двумя парами контактов (V_{out}^{\pm} и V_{in}^{\pm}) для измерения разности потенциалов: верхний (серый) элемент – сверхпроводящий Al микромостик, нижний (красный) элемент – управляющий Nb провод.

Рисунок взят из работы Ataklti *et al.* [A19].

ственно связано с различной длиной микромостика. На рис. 70а показана зависимость критической температуры T_c^{out} для Al микромостика от внешнего магнитного поля H и для $I_w = 0$ по результатам измерения сопротивления для внешних контактах согласно критерию $R(H, T_c^{out}) = 0.99 R_n^{out}$. Отождествляя полученную зависимость $T_c^{out}(H)$ при $I_w = 0$ с модельной зависимостью $T_{c3} \simeq T_{c0} \cdot (1 - 0.59 |H|/H_{c2}^{(0)})$, получаем оценки критической температуры $T_{c0} = 1.263$ К в нулевом поле, длины когерентности $\xi_0 = 175$ нм и верхнего критического поля $H_{c2}^{(0)} = 104$ Э при $T = 0$.

3.3.3 Магниторезистивные измерения на «внешних» и «внутренних» потенциальных контактах

На рис. 70а показаны зависимости критической температуры T_c^{out} для Al микромостика от внешнего магнитного поля H , ориентированного перпендикулярно плоскости структуры, по результатам серии магниторезистивных измерений на паре внешних потенциальных контактов для различных значений силы тока I_w в управляющем проводе согласно критерию $R(H, T_c^{out}) = 0.99 R_n^{out}$. Легко видеть, что влияние неоднородного поля провода с током сводится к расширению области параметров на плоскости $H - T$, соответствующих сверхпроводящему состоянию. Сдвиг асимптотик зависимостей T_c^{out} от H для сильных полей ($|H| \gtrsim 15$ Э) в область больших температур (magnetic bias), описанный нами в разделах 2.2.3, 2.3.2 и 2.4.1, свидетельствует о локализации сверхпроводящего решения в области минимума z -компоненты результирующего поля. В области слабых полей ($|H| \lesssim 10$ Э) мы наблюдаем переход от линейной зависимости $T_c^{out}(H)$ к существенно нелинейной по мере увеличения I_w . На рис. 70b,c в одном и том же масштабе построены экспериментальные и теоретические зависимости, полученные для тех же параметров T_{c0} , ξ_0 и $H_{c2}^{(0)}$ с помощью приближенного соотношения (3.7) для различных значений силы тока в управляющем проводе. Разумное согласие между теорией и экспериментом еще раз указывает на квазиодномерный характер эволюции локализованных сверхпроводящих состояний при высоких температурах. Отметим еще раз, что и структура неоднородного магнитного поля, и наблюдаемое в модельных расчетах перемещение зародыша вдоль микромостика полностью аналогичны результатам, описывающим зарождение сверхпроводимости в поле уединённой доменной стенки в тонкой ферромагнитной плёнке с регулируемой остаточной намагниченностью (Aladyshkin *et al.* [A3]).

Для прямого экспериментального подтверждения формирования локализованных сверхпроводящих состояний в поле провода с током мы провели серию магниторезистивных измерений на паре внутренних потенциальных контактов, находящихся на расстоянии 10 мкм от управляющего провода. Для оценки критической температуры мы использовали другой критерий $R(H, T_c^{in}) = 0.95 R_n^{in}$ (рис. 71а). В самом деле, при измерении на внешних контактах согласно выбранному 99%-критерию мы детектируем изменение полного сопротивления микромостика, обусловленного появлением локализованного зародыша в области между контактами, на величину порядка $0.01 R_n^{out} \simeq 0.025$ Ом, которая определяется сопротивлением микромостика в нормальном состоянии. Для обнаружения такого же зародыша между внутренними контактами сопротивление между внутренними контактами

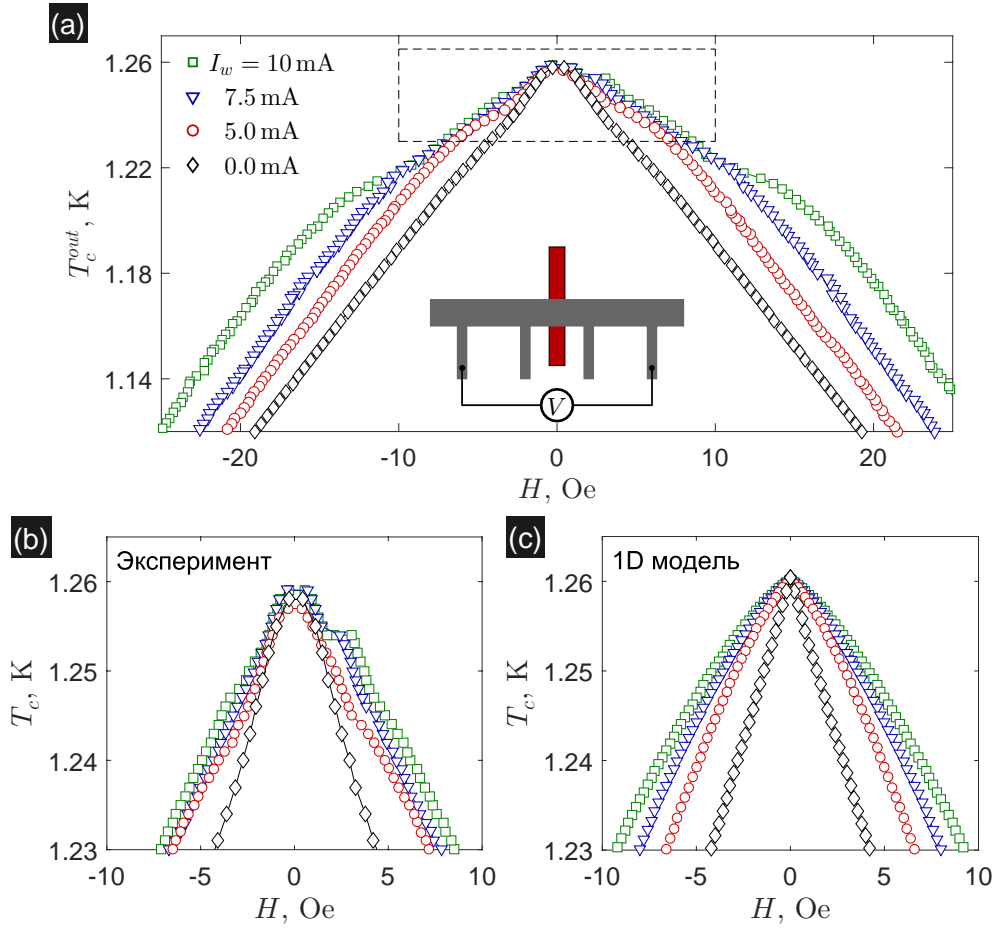


Рис. 70: (а) Зависимости критической температуры T_c^{out} от внешнего магнитного поля H , полученные для Al микрополоски согласно критерию $R(H, T_c^{out}) = 0.99 R_n^{out}$, для различных значений управляющего тока $I_w = 0, 5, 7.5$ и 10 мА в Nb проводе по результатам измерений на внешней паре потенциальных контактов. (б) Фрагмент зависимостей $T_c^{out}(H)$, показанных на рисунке а. (с) Зависимости T_c от H , рассчитанные в рамках одномерной модели Гинзбурга–Ландау (3.7) для $I_w = 0, 5, 7.5$ и 10 мА в предположении о равномерном распределении тока внутри управляющего провода.

Транспортные измерения и обработка результатов: G. W. Ataklti, W. Gillijns, A. Yu. Aladyshkin, A. V. Silhanek, J. Van de Vondel; численное моделирование и интерпретация результатов: А. Ю. Аладышкин (Ataklti *et al.* [A19]).

необходимо фиксировать изменение сопротивления на величину порядка $0.05 R_n^{in}$; следовательно, для согласованной оценки критической температуры при результатах измерений на внутренних контактах следует использовать 95%-критерий.

Было обнаружено, что оценка T_c^{in} по результатам измерений на внутренних контактах даёт всегда меньшее значение, чем оценка T_c^{out} по результатам измерений на внешних контактах при $|H| \lesssim 5 \text{ Э}$, при этом асимптотики зависимостей $T_c^{out}(H)$ и $T_c^{in}(H)$ для сильных полей ($|H| \gtrsim 10 \text{ Э}$) ожидаемо совпадают (рис. 71b,c). Немонотонный характер зависимости T_c^{in} от $|H|$ указывает на то, что в слабых полях зарождение сверхпроводимости происходит между внутренними и внешними контактами (на расстояниях от 10 мкм до 50 мкм от управляющего провода), в сильных полях – между внутренними контактами (на рассто-

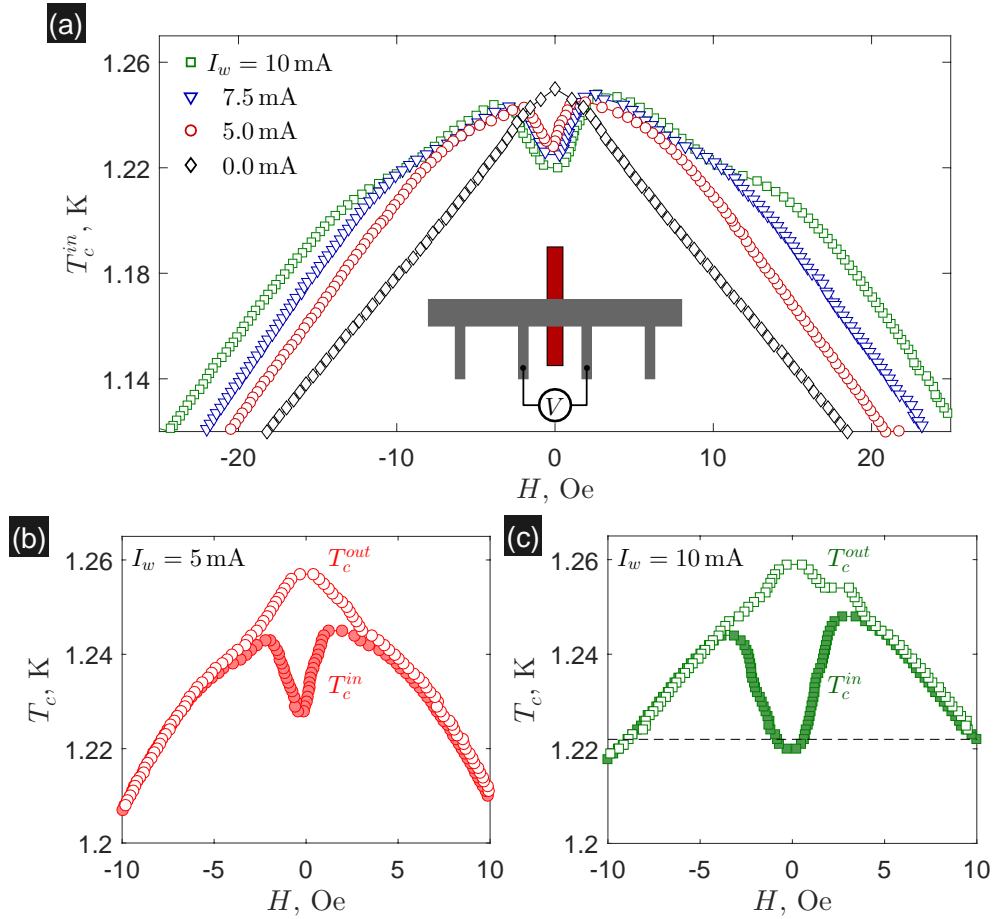


Рис. 71: (а) Зависимости критической температуры T_c^{in} от внешнего магнитного поля H , полученные для Al микрополоски согласно критерию $R(H, T_c^{in}) = 0.95 R_n^{in}$, для различных значений управляющего тока $I_w = 0, 5, 7.5$ и 10 мА в Nb проводе по результатам измерений на внутренней паре потенциальных контактов. (б, с) Сравнение зависимостей T_c^{out} и T_c^{in} для $I_w = 5$ мА (б) и 10 мА (с).

Транспортные измерения и обработка результатов: G. W. Ataklti, W. Gillijns, A. Yu. Aladyshkin, A. V. Silhanek, J. Van de Vondel (Ataklti *et al.* [A19]).

ниях менее 10 мкм от управляющего провода). Таким образом, что реализация режима возвратной сверхпроводимости в гибридных структурах с неоднородным распределением магнитного поля зависит от способа измерения⁴ разности потенциалов.

На рис. 72 представлены полевые зависимости нормированной разности потенциалов между внешними контактами V^{out} (\diamond), внутренними контактами V^{in} (\square) и нормированной разности потенциалов внешними и внутренними контактами $\Delta V \equiv (V^{out} - V^{in})/2$ (\circ) для $I_w = 10$ мА и $T = 1.222$ K (вдоль пунктирной линии на рис. 71с). Можно предложить следующую независимую интерпретацию перемещений сверхпроводящего зародыша, вызван-

⁴Отметим, что излом на зависимости $T_c^{in}(H)$ при измерениях на внутренних контактах и $I_w \neq 0$ (рис. 71б), связанный со скачкообразным перемещением зародыша из правой части микрополоски в левую часть при инверсии знака H , имеет много общего со скачкообразным перемещением зародыша между центрами магнитных доменов в планарных S/F системах с крупномасштабной доменной структурой, который также сопровождается изломом при $H = 0$ (см. раздел 2.4.1).

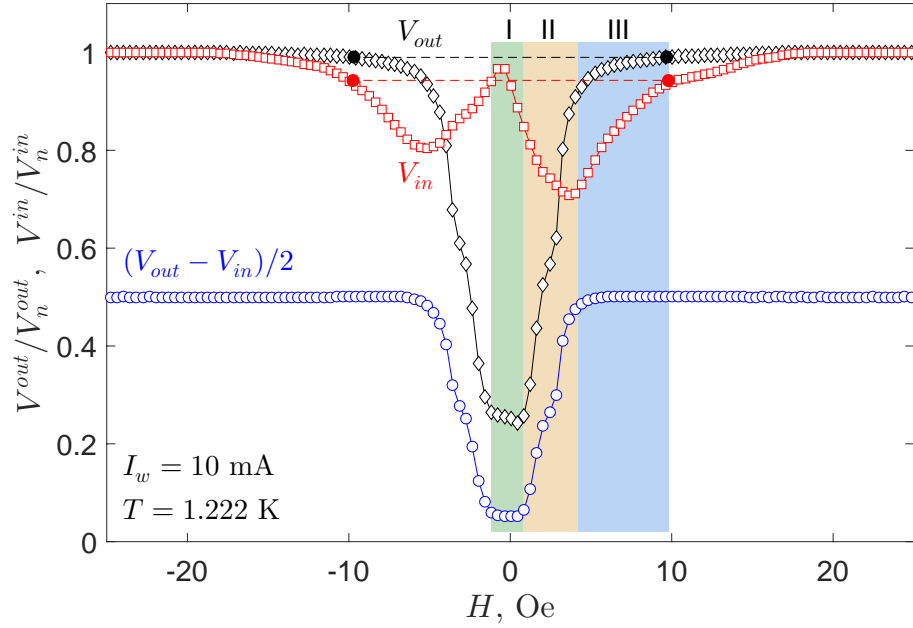


Рис. 72: Типичные зависимости нормированной разности потенциалов на внешних и внутренних контактах V_{out} (\diamond) и V_{in} (\square) от внешнего магнитного поля H для температур близких к T_{c0} , измерительный ток $I = 50$ мкА. Символами \circ показана нормированная разность потенциалов $(V_{out} - V_{in})/2$, соответствующая падению напряжения в области между внешними и внутренними потенциальными контактами. Чёрная и красная пунктирные линии соответствуют уровням $0.99 V_{out}$ и $0.95 V_{in}$, которые использовались для оценки критических полей при данной температуре (символы \bullet и \bullet), соответствующие зависимости $T_c^{out}(H)$ и $T_c^{in}(H)$ представлены на рис. 71с. Транспортные измерения и обработка результатов: G. W. Ataklti, W. Gillijns, A. Yu. Aladyshkin, A. V. Silhanek, J. Van de Vondel (по материалам работы Ataklti *et al.* [A19]).

ных изменением внешнего поля, базируясь только на характерной форме представленных зависимостей. В области I, которая соответствует слабым магнитным полям ($|H| \lesssim 1 \text{ Э}$ при данной температуре), V^{out} близко к глобальному минимуму, а V^{in} близко к значению в нормальном состоянии. Следовательно, в области I локализованный сверхпроводящий зародыш появляется между внешними и внутренними контактами и при изменении внешнего поля перемещается в только этой области вдали от внутренних контактов. В области II, которая соответствует промежуточным магнитным полям ($1 \text{ Э} \lesssim |H| \lesssim 4 \text{ Э}$), V^{in} монотонно уменьшается, что свидетельствует о появлении сверхпроводимости в окрестности одного из внутренних контактов. В области III, которая соответствует сильным магнитным полям ($4 \text{ Э} \lesssim |H| \lesssim 10 \text{ Э}$), V^{out} и V^{in} являются монотонно возрастающими функциями, что указывает на существование сверхпроводящего состояния. Тот факт, что падение напряжения между внешними и внутренними контактами ΔV вышло на плато и не зависит от внешнего поля однозначно свидетельствует от том, что сверхпроводящий зародыш переместился из области между внешними и внутренними контактами в область между внутренними контактами с минимальным магнитным полем. Такая интерпретация зависимостей $V^{in}(H)$ и $V^{out}(H)$ находится в согласии с результатами численного моделирования в рамках одномерных и двумерных моделей.

3.4 Зарождение сверхпроводимости и осцилляции Литтла–Паркса для сверхпроводящего диска в поле магнитной частицы

3.4.1 Постановка задачи и общие свойства решений

Рассмотрим гибридную структуру, состоящую из малой магнитной частицы, находящейся на высоте h над поверхностью сверхпроводящего диска радиуса R и конечной толщины D_s (рис. 73а), и исследуем особенности зарождения локализованной сверхпроводимости в такой системе. Если геометрические размеры магнитной частицы существенно меньше прочих пространственных масштабов (D_s , R , h), то такую частицу можно считать магнитным диполем. Будем считать, что дипольный момент частицы $\mathbf{m}_0 = m_0 \mathbf{e}_z$ и внешнее магнитное поле $\mathbf{H} = H \mathbf{e}_z$ ориентированы перпендикулярно плоскости сверхпроводящего диска, где (r, θ, z) есть цилиндрическая система координат. Поставленная задача является естественным продолжением работы Aladyshkin *et al.* [141], в которой исследовались особенности зарождения локализованной сверхпроводимости в поле магнитной частицы над тонкой сверхпроводящей плёнкой, неограниченной в латеральном направлении. Выберем калибровку для векторного потенциала $A_r = 0$, $A_\theta = Hr/2 + m_0 r / [r^2 + (z - h)^2]^{3/2}$, $A_z = 0$. В этом случае линейризованное уравнение ГЛ в цилиндрической системе координат не будет зависеть явно от азимутальной θ -координаты, следовательно, угловой момент L сверхпроводящего конденсата является интегралом движения, что позволяет нам искать решение в виде $\psi(\mathbf{r}) = f_L(r, z) e^{-iL\theta}$. Очевидно, что $f_L(r, z)$ должна является решением краевой задачи

$$-\frac{\partial^2 f_L}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial f_L}{\partial r} - \frac{\partial^2 f_L}{\partial z^2} + U(r, z) f_L = \frac{1}{\xi^2} f_L,$$

$$\text{где } U(r, z) = \left(\frac{2\pi}{\Phi_0} \frac{Hr}{2} + \frac{2\pi}{\Phi_0} \frac{m_0 r}{[r^2 + (z - h)^2]^{3/2}} + \frac{L}{r} \right)^2 \quad (3.8)$$

с граничными условиями

$$\left. \frac{\partial f_L}{\partial z} \right|_{z=0, z=-D_s} = 0 \quad \text{при} \quad \left. \frac{\partial f_L}{\partial r} \right|_{r=R} = 0. \quad (3.9)$$

Из-за наличия в эффективном потенциале $U(r, z)$ сингулярных при $r = 0$ слагаемых модуль параметра порядка должен иметь универсальную асимптотику $f_L(r, z) \propto r^{|L|}$ при малых расстояниях от центра диска, поэтому распределение параметра порядка с максимумом в центре диска будет соответствовать безвихревому состоянию ($L = 0$). Граничное условие для параметра порядка в центре диска зависит от орбитального момента (Aladyshkin *et al.* [141])

$$\left. \frac{df_L}{dr} \right|_{r=0} = 0 \quad \text{при} \quad L = 0 \quad \text{и} \quad f_L \Big|_{r=0} = 0 \quad \text{при} \quad L \neq 0. \quad (3.10)$$

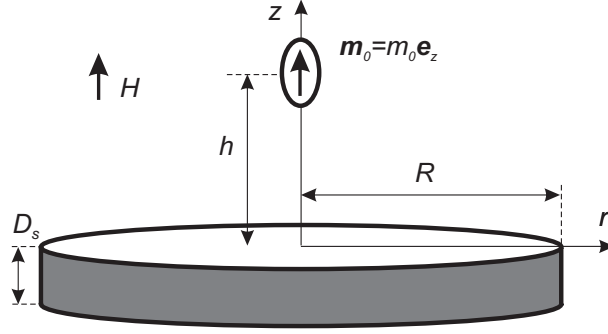


Рис. 73: Схематическое представление гибридной S/F структуры, состоящей из сверхпроводящего диска радиуса R и толщины D_s и магнитного диполя, находящегося на высоте h над центром диска.

Рисунок взят из работы Aladyshkin *et al.* [A15].

Для решения краевой задачи была использована схема, подобная описанной в [приложении 2](#). Для удобства введем параметры $N_f = 4\pi m_0 / (3\sqrt{3}\Phi_0 h)$, равный числу квантов магнитного потока внутри контура $b_z(x, y) = 0$, и $B_0 = 2m_0/h^3$, равный максимальному значению z -компоненты поля диполя на поверхности сверхпроводящего диска.

3.4.2 Конкуренция различных режимов зарождения сверхпроводимости: результаты численного моделирования

Зарождение сверхпроводимости в дисках предельно малой толщины

На рис. 74а показаны типичные кривые фазового перехода, полученные путем численного решения задачи Штурма–Лиувилля (3.8)–(3.10), для тонкого сверхпроводящего диска и частицы с дипольным моментом $N_f = 1$ и 10.

Оценим положение минимума эффективного потенциала $U(r) = (\pi H r / \Phi_0 + L/r)^2$ в однородном магнитном поле: $r_{min} = \sqrt{\Phi_0 L / \pi H}$. Поскольку в режиме прикраевой сверхпроводимости максимум параметра порядка, положение которого определяется r_{min} , должен находиться на краю диска, то из условия $r_{min} \simeq R$ мы получаем оценку зависимости оптимальной завихренности L от H и R в режиме прикраевой сверхпроводимости

$$L \simeq \frac{\pi H R^2}{\Phi_0} \quad \text{или} \quad L \simeq \frac{3\sqrt{3}}{2} N_f \left(\frac{R}{h}\right)^2 \left(\frac{H}{B_0}\right).$$

Таким образом, характерной особенностью прикраевой сверхпроводимости в мезоскопических сверхпроводниках является линейная зависимость L от внешнего поля и квадратичная зависимость от радиуса диска.

Легко видеть, что зависимость $T_c(H)$ для $N_f = 1$ является осциллирующей с периодом $(\Delta H)_{edge} \simeq \Phi_0 / R^2$, при этом огибающая близка к зависимости $T_{c3}(H)$ во всём диапазоне полей (рис. 74а). Зависимость L от H представляет собой ступенчатую функцию с постоянным наклоном огибающей. Можно сделать вывод, что при наличии слабого неоднородного поля зарождение сверхпроводимости всё равно будет происходить на краю диска и этот режим является квантованным аналогом прикраевой сверхпроводимости.

Увеличение дипольного момента ($N_f = 10$) позволяет наблюдать двойное переключение из режима зарождения поверхностной сверхпроводимости к зарождению по магнитной частицей и обратно при монотонном увеличении H (рис. 74а), что видно по характерному изменению формы кривой $T_c(H)$ и появлению изломов в точках $H_1^* \simeq -2.2B_0$ и $H_2^* \simeq -0.2B_0$. На рис. 74с показаны типичные распределения модуля параметра порядка: карты с2 и с3 соответствуют нульквантовому и одноквантовому вихрям, локализованным вблизи магнитной частицы; карты с1 и с4 изображают многоквантовые вихри ($|L| \gg 1$), которые соответствуют режиму прикраевой сверхпроводимости. Можно показать, что в режиме зарождения сверхпроводимости вблизи магнитной частицы период осцилляций можно оценить из условия равенства изменения потока внешнего поля через контур $b_z(x, y) = 0$ кванту магнитного потока, откуда следует $(\Delta H)_{center} \sim \Phi_0/h^2 \sim B_0/N_f$. Если $R \gg h$, то $(\Delta H)_{center} \gg (\Delta H)_{edge}$. Таким образом, изменение режима формирования сверхпроводимости сопровождается гигантскими скачками орбитального момента (рис. 74б), а также резким изменением характерного периода и амплитуды осцилляций критической

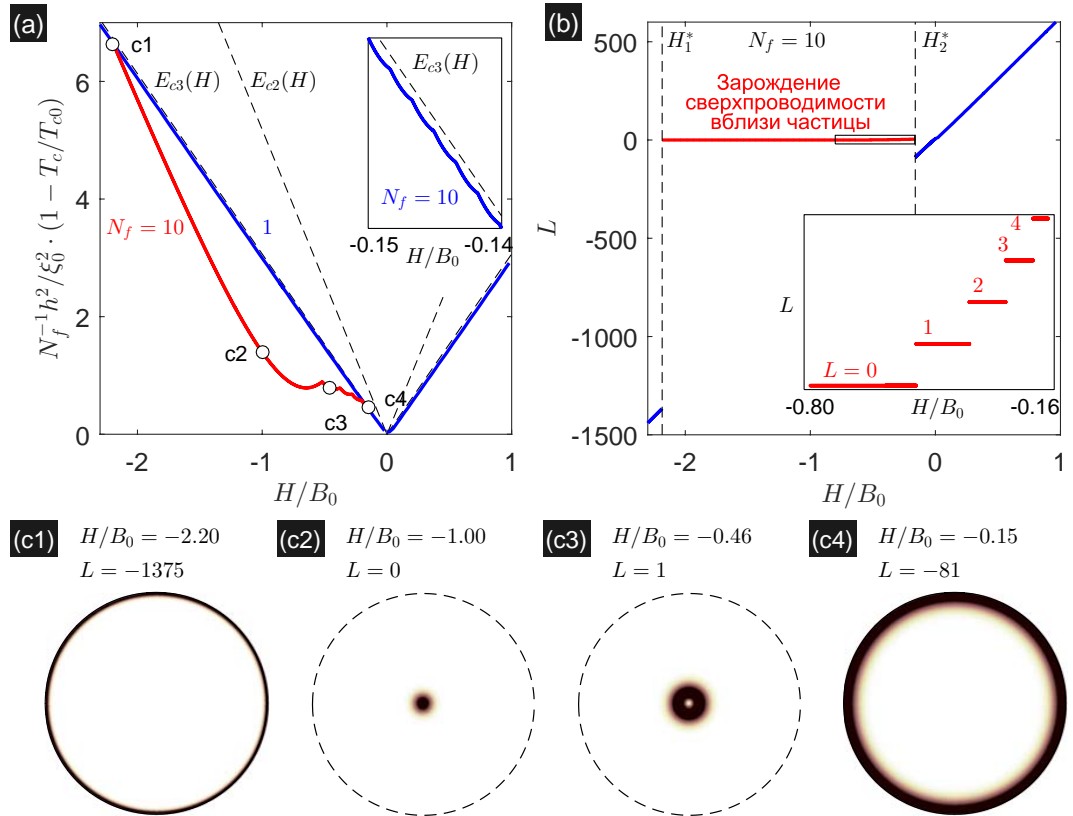


Рис. 74: (а) Зависимости $T_c(H)$, полученные для $R/h = 5$, $D \rightarrow 0$ и $N_f = 1$ и 10. Линии красного и синего цвета соответствуют зарождению сверхпроводимости под магнитной частицей или на краю диска, соответственно. (б) Зависимость орбитального момента L для состояния с наивысшей критической температурой от H для $N_f = 10$. (с1)–(с4) Типичные распределения параметра порядка $|\psi(x, y)|$ в сверхпроводящем диске с $R/h = 5$ и $N_f = 10$ для состояний, отмеченных символами о на рисунке (а). Цветовая шкала совпадает со шкалой на рис. 65.

Численное моделирование и интерпретация результатов: А. Ю. Аладышкин (Aladyshkin *et al.* [A15]).

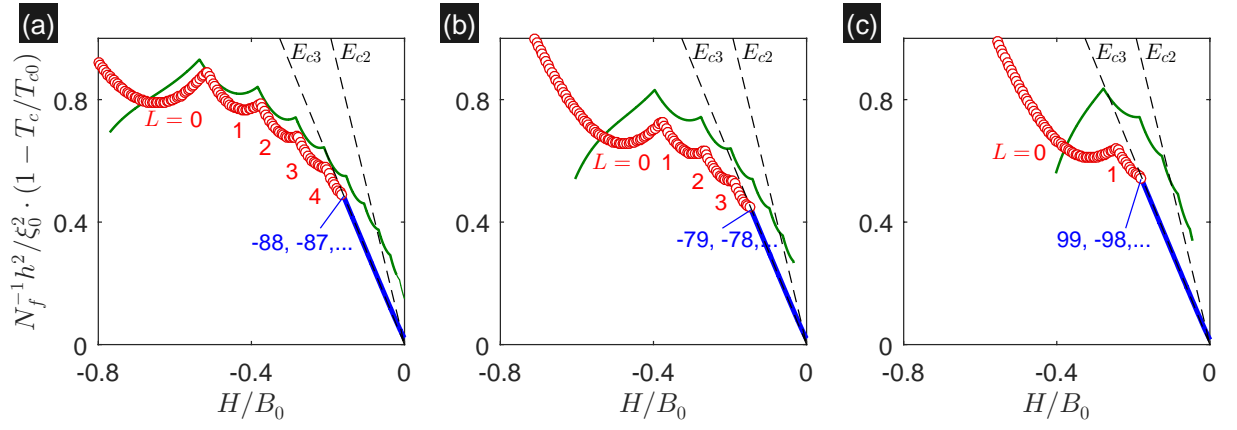


Рис. 75: Кривые фазового перехода $T_c(H)$, полученные для двумерной модели (3.8)–(3.10) и $N_f = 10$, $R/h = 5$, $D_s/h \rightarrow 0$ (a), $D_s/h = 0.2$ (b) и $D_s/h = 0.5$ (c). Символы \circ соответствуют зарождению сверхпроводимости вблизи магнитной частицы, синие линии – вблизи периметра диска. Зелёные линии представляют зависимости $T_c(H)$, полученные для тех же параметров по теории возмущений.

Численное моделирование и интерпретация результатов: А. Ю. Аладышкин, А. В. Самохвалов и Д. А. Рыжов (Aladyshkin *et al.* [A15]).

температуры. Амплитуду скачков завихренности можно оценить как $\Delta L_i \simeq \pi R^2 H_i^* / \Phi_0$, где $i = \{1, 2\}$. Подобные скачки завихренности мезоскопических гибридных S/F структурах обсуждались в работах Carballera *et al.* [143] и Chen *et al.* [144] без чёткого выделения режимов зарождения сверхпроводимости и оценок периодов осцилляций критической температуры.

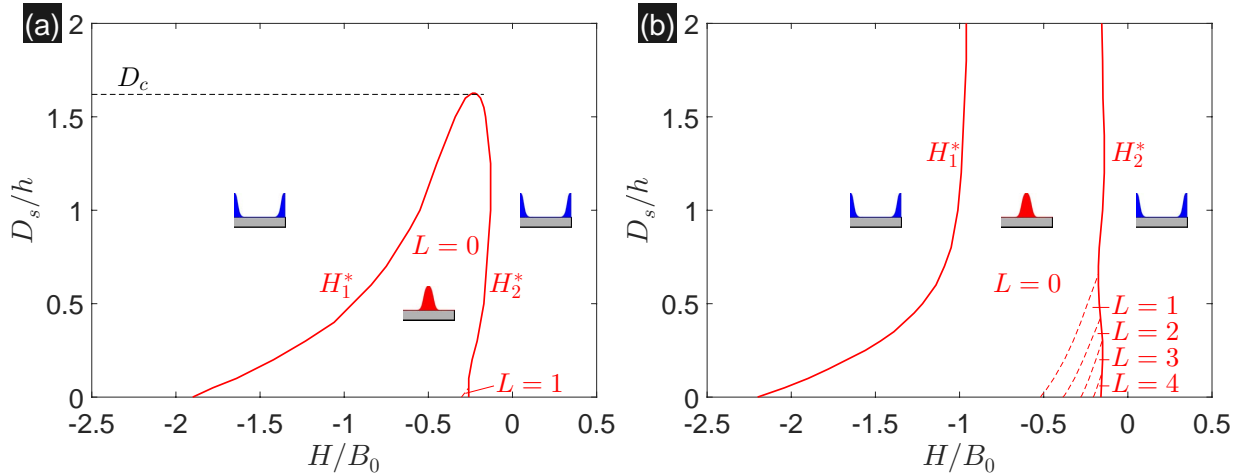


Рис. 76: Фазовые диаграммы $H - D$, полученные для $R/h = 5$, $N_f = 4$ (a) и $N_f = 10$ (b). Сплошные полные линии соответствуют критическим полям H_1^* и H_2^* , тонкие пунктирные линии отделяют область параметров с разными значениями L .

Численное моделирование и интерпретация результатов: А. Ю. Аладышкин и Д. А. Рыжов (Aladyshkin *et al.* [A15]).

Зарождение сверхпроводимости в дисках конечной толщины

Для описания зарождения сверхпроводимости в сверхпроводящих дисках конечной толщины была развита теория возмущений, которая аналогична моделям, описанным в разделах 2.1.1 и 2.4.2. Сравнение кривых фазового перехода, полученных с помощью численного решения двумерной задачи (3.8)–(3.9) и с помощью теории возмущений для неограниченной в латеральной плоскости плёнки конечной толщины, представлено на рис. 75. Легко видеть, что теория возмущений позволяет корректно описать осцилляторное изменение критической температуры в зависимости от H для относительно тонких плёнок $D_s/h < 1$ и $N_f \gg 1$.

Для того, чтобы нагляднее описать конкуренцию двух механизмов зарождения сверхпроводимости, мы построили диаграмму $H - D_s$ на основе расчетов для двумерной модели с $N_f = 4$ и 10 (рис. 76). На этой диаграмме отмечены области, соответствующие таким значениям L , для которых критическая температура достигает максимума для выбранных значений внешнего поля H и толщины D_s . Сепаратрисы $H_1^*(D_s)$ и $H_2^*(D_s)$ отделяют область параметров, для которых энергетически выгодным является зарождение на краю диска, от значений, соответствующих зарождению сверхпроводимости вблизи магнитной частицы. Представленные диаграммы $H - D_s$ позволяют сделать следующие выводы

(i) Увеличение толщины сверхпроводящей плёнки приводит к уменьшению интервала $|H_1^* - H_2^*|$ и сокращению области параметров, для которых возможна локализованная сверхпроводимость вблизи магнитной частицы, а также уменьшению числа энергетически выгодных вихревых состояний с максимумом параметра порядка в центре диска в области неоднородного поля.

(ii) Мейсснеровское состояние с $L = 0$ является наиболее устойчивым и может формироваться даже в толстых сверхпроводящих плёнках.

(iii) Для малых значений параметра N_f существует критическая толщина D_{cr} , поэтому для плёнок $D_s > D_{cr}$ поле частицы не способно локализовать сверхпроводимость в центре диска, например, $D_{cr} = 1.62h$ для $N_f = 4$ и $R/h = 5$. Для $N_f \gg 1$ критическая толщина стремится к бесконечности и состояние с нулевой завихренностью может быть реализовано даже в массивных сверхпроводниках с плоской поверхностью. Такой вывод был сделан Д. А. Савиновым, Д. А. Рыжовым и А. С. Мельниковым на основе теории возмущений, которые показали, что максимум параметра порядка в толстых сверхпроводящих плёнках будет находиться вблизи нуля полного поля, при этом $1 - T_c/T_{c0} \propto (|H|/B_0)^{8/9}$.

Неоднородные вихревые состояния в поле магнитной частицы

На рис. 77 показаны распределения модуля параметра порядка для нульквантового вихря. Для полей $|H| \lesssim B_0$ (рисунки а и с) точка полной компенсации магнитного поля ($B(z_0) = 0$) располагается вблизи верхней поверхности диска. Из-за граничных условий, требующих нулевой производной волновой функции на поверхности, максимум параметра порядка располагается на поверхности диска. По мере уменьшения отношения $|H|/B_0$ точка компенсации поля смещается вглубь сверхпроводника, что приводит к тому, что максимум волновой функции будет располагаться либо внутри диска (рисунки б и d),

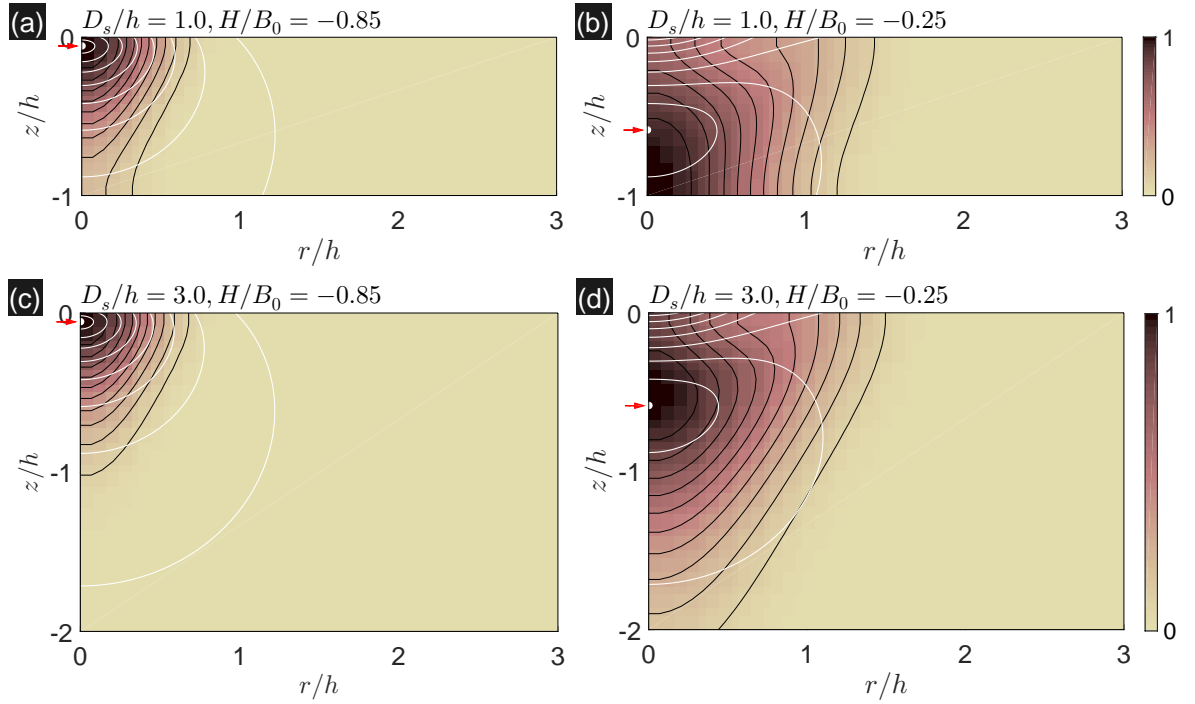


Рис. 77: Линии уровня полного магнитного поля $\sqrt{b_r^2 + (b_z + H)^2}/B_0 = \text{const}$ (белые линии) и линии уровня модуля параметра порядка $|\psi(r, z)| = \text{const}$ (чёрные линии), соответствующие безвихревым состояниям ($L = 0$). Белые точки и стрелки указывают положение нуля полного поля ($|B| = 0$). Моделирование проведено для следующих параметров: $R/h = 5$, $N_f = 10$, $D_s/h = 1$ (a, b) и $D_s/h = 3$ (c, d). Светлые и тёмные области на картах $|\psi(r, z)|$ соответствуют меньшим и большим значениям модуля параметра порядка.

Численное моделирование и интерпретация результатов: А. Ю. Аладышкин (Aladyshkin *et al.* [A15]).

либо вблизи нижней поверхности. Отметим, что модуль параметра порядка на оси вихря ($r = 0$) зависит от z -координаты.

Поскольку главный член разложения эффективной потенциальной энергии $U(r, z) \simeq L^2/r^2$ на малых расстояниях центра диска ($r \ll h$) не зависит от параметров магнит-

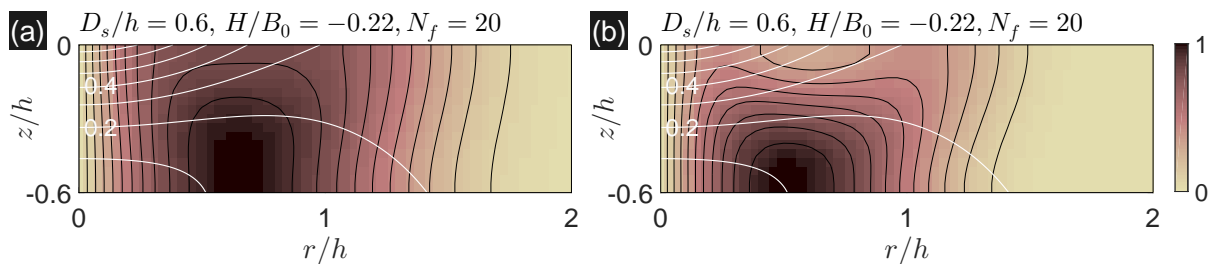


Рис. 78: Линии уровня полного магнитного поля $\sqrt{b_r^2 + (b_z + H)^2}/B_0 = \text{const}$ (белые линии) и линии уровня модуля параметра порядка $|\psi(r, z)| = \text{const}$ (чёрные линии), соответствующие одноквантовым вихрям ($L = 1$). Моделирование проведено для следующих параметров: $R/h = 5$, $D_s/h = -0.6$, $H/B_0 = -0.22$, $N_f = 10$ (a) и $N_f = 20$ (b).

Численное моделирование и интерпретация результатов: А. Ю. Аладышкин (Aladyshkin *et al.* [A15]).

ной частицы, асимптотическое разложение для параметра порядка при $r \ll h$ должно совпадать с разложением для многоквантового вихря в однородном магнитном поле: $\Psi_L(r, z) = Cr^{|L|} \cdot e^{-iL\theta}$, где C есть постоянная, не зависящая от z . Следовательно, распределение параметра порядка вдоль оси вихря будет почти однородным в двух предельных случаях малых и больших расстояний от оси вихря ($r \ll h$ и $r \gg h$). Последнее утверждение является следствием очевидного факта, что на больших расстояниях от диполя роль неоднородной компоненты магнитного поля должна быть минимальна. Однако на промежуточных расстояниях $r \sim h$ распределение параметра порядка по толщине плёнки может быть существенно неоднородным. Такое поведение может быть проиллюстрировано рис. 78, на котором показана радиальная структура неоднородных одноквантовых вихревых состояний ($L = 1$) для двух разных значений N_f .

3.4.3 Подавление осцилляций Литтла–Паркса в намагниченных мезоскопических гибридных S/F дисках

Для исследования осцилляторного изменения критической температуры в мезоскопических гибридных S/F структурах был изготовлен образец, представляющий собой плёнку Al толщиной 50 нм, покрытый слоем Si толщиной 5 нм и затем многослойной ферромагнитной плёнкой Pt(2.5 нм)+[Co(0.4 нм)/Pt(1.0 нм)]₁₀ (N. Schildermans, A. V. Silhanek, J. Van de Vondel, B. Opperdoes). После нанесения всех покрытий (см. раздел 2.2.1) методом взрывной литографии был сформирован многослойный диск диаметром 1.7 мкм вместе с контактными площадками (рис. 79а). Поскольку диаметр CoPt диска значительно превышает характерную ширину доменов, следует ожидать формирование лабиринтной доменной структуры для таких дисков в размагниченном состоянии.

Мы исследовали зависимость сопротивления двухслойного S/F диска от внешнего магнитного поля H , ориентированного перпендикулярно плоскости структуры, и температуры T в размагниченном состоянии и частично намагниченных состояниях, отличающих-

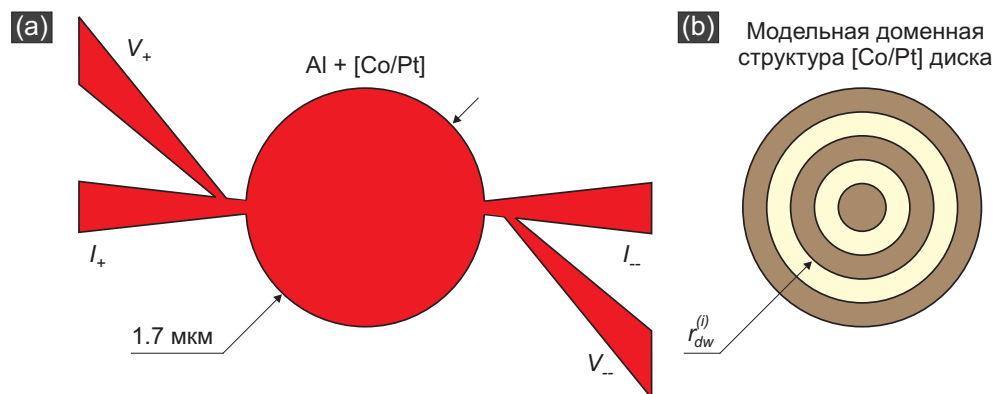


Рис. 79: (а) Схематическое представление мезоскопического гибридного диска Al(50 нм)/[Co(0.4 нм)/Pt(1.0 нм)]₁₀ и контактных площадок. (б) Схематическое представление модельной концентрической доменной структуры в размагниченном диске.

По материалам работы Schildermans *et al.* [A16].

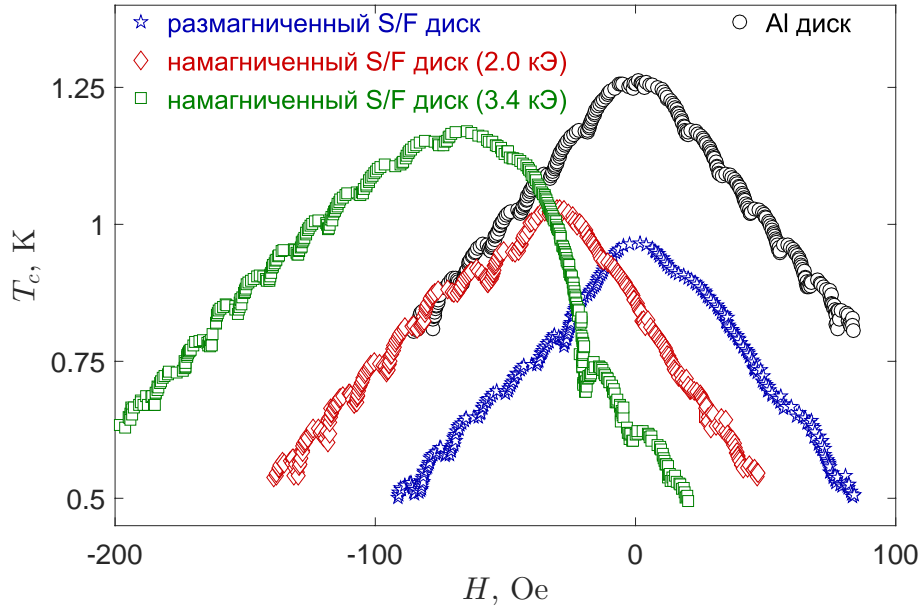


Рис. 80: Кривые фазового перехода $T_c(H)$, полученные для мезоскопического гибридного диска $\text{Al}(50 \text{ нм})/[\text{Co}(0.4 \text{ нм})/\text{Pt}(1.0 \text{ нм})]_{10}$ диаметром 1.7 мкм в размагниченном и частично намагниченных состояниях и для контрольного Al диска такого же диаметра; поля подмагничивания H_m указаны на рисунке.

Транспортные измерения и обработка результатов: N. Schildermans, A. V. Silhanek, J. Van de Vondel (Schildermans *et al.* [A16]).

ся полем подмагничивания H_m . Процедура частичного намагничивания ферромагнитных дисков описана в разделе 2.2.5. Для оценки критической температуры был использован критерий $R(H, T_c) = 0.1 R_n$, где R_n – сопротивление в нормальном состоянии. Кривые фазового перехода $T_c(H)$ для гибридной структуры в намагниченном и трех частично размагниченных состояниях показаны на рис. 80. Для сравнения мы добавили зависимость $T_c(H)$ для контрольного образца – диска Al без ферромагнитного покрытия, который был изготовлен в том же технологическом цикле с такими же характеристиками. Как и следовало ожидать, критическая температура контрольного Al диска осциллирует с периодом близким к $\Phi_0/(\pi R^2)$, при этом средний наклон s для огибающей близок к $T_{c0}/H_{c3}^{(0)}$, где R – радиус сверхпроводящего диска. Зависимость $T_c(H)$ для гибридного диска в размагниченном состоянии (с развитой доменной структурой в ферромагнитном слое) наклоном напоминает зависимость $T_c(H)$ для контрольного образца, однако сильно (на 0.29 К) смещённую в область низких температур. Незначительная асимметрия линии $T_c(H)$ зависит от магнитной предыстории и может быть связана с неидеальным размагничиванием образца перед измерениями. После частичного намагничивания гибридного диска в поле $H_m = +2.0$ и $+3.4$ кЭ зависимость $T_c(H)$ становится асимметричной: во-первых, максимум T_c смещается к позициям $H = -30$ Э и -65 Э; во-вторых, наклон огибающей справа от максимума T_c существенно больше наклона слева от максимума и близок по величине к $T_{c0}/H_{c2}^{(0)}$; и, в-третьих, осцилляции критической температуры более выражены на левом крыле зависимости T_c .

Для того, чтобы правильно интерпретировать наблюдаемые эффекты, мы рассчитали зависимость $T_c(H)$ для модельной доменной структуры с концентрическими доменными стенками (рис. 79b) радиуса $r_{dw}^{(i)}$ и знакопеременной намагниченностью, равной по модулю намагниченности насыщения M_0 , где $i = 1 \dots N_{dw}$ – целочисленный индекс и N_{dw} – число доменных стенок. Векторный потенциал однородно намагниченного ферромагнитного диска конечной толщины D_f может быть записан в виде (Carballeira *et al.* [143])

$$a_{\theta}^{(1)}(r, z) = 4M_0 \sqrt{\frac{R}{r}} \int_{D_s+h}^{D_f+D_s+h} \frac{dz'}{k} \left[\left(1 - \frac{k^2}{2}\right) K(k) - E(k) \right], \quad (3.11)$$

где $k^2 = 4rR/[(r+R)^2 + (z-z')^2]$, $K(k)$ и $E(k)$ – полные эллиптические интегралы, (r, θ, z) – цилиндрическая система координат, h – толщина изолирующей прослойки между сверхпроводником и ферромагнетиком. Иными словами, однородно намагниченный диск большого радиуса $R \gg D_f$ создает вокруг себя сильно неоднородное поле, при этом (i) максимум поля $B_{edge} \simeq 2\pi \langle M_z \rangle$ находится в кольцеобразной области ширины D_f вблизи края диска, (ii) поле в центральной части диска практически однородно и по порядку величины равно $B_0 \simeq 4\pi \langle M_z \rangle D_f / R_f \ll B_{edge}$ (сравните с соотношением (A1.13) для поля в центре домена). Если ширина доменных стенок намного меньше D_f , то поля рассеяния системы концентрических доменов эквивалентны знакопеременной сумме полей витков с током, поэтому суммируя векторные потенциалы (3.11) от каждой концентрической доменной стенки, поэтому

$$a_{\theta}^{(2)}(r, z) = 8M_0 \sum_{i=1}^{N_{dw}} (-1)^i \sqrt{\frac{r_{dw}^{(i)}}{r}} \times \int_{D_s+h}^{D_f+D_s+h} \frac{1}{k_i} \left[\left(1 - \frac{k_i^2}{2}\right) K(k_i) - E(k_i) \right] dz', \quad (3.12)$$

где $k_i^2 = 4rr_{dw}^{(i)}/[(r+r_{dw}^{(i)})^2 + (z-z')^2]$. Можно выбрать калибровку векторного потенциала $A_{r,z} = 0$ и $A_{\theta}(r, z) = a_{\theta}^{(1)}(r, z) + a_{\theta}^{(2)}(r, z) + Hr/2$ и искать решение линеаризованного уравнения ГЛ в виде состояния $\Psi(\mathbf{r}) = f_L(r, z) e^{-iL\theta}$ с определённым орбитальным моментом, тогда функция $f_L(r, z)$ должна являться решением краевой задачи (3.8) и (3.9). Как обычно, критическая температура определяется минимальным собственным значением $T_c = T_{c0} [1 - \xi_0^2 (1/\xi^2)_{min}]$. Сравнение экспериментальных и теоретических зависимостей $T_c(H)$ для контрольного Al диска (рис. 81a) позволило нам оценить материальные параметры Al дисков: $R = 0.825$ мкм, $T_{c0} = 1.275$ K and $\xi_0 = 160$ нм.

Результаты моделирования зависимости $T_c(H)$ для однородно намагниченного и размагниченного гибридных дисков (рис. 81b,c) хорошо описывают экспериментальные зависимости, что позволяет предложить следующую интерпретацию. Увеличение средней намагниченности $\langle M_z \rangle$ диска приводит к появлению поля $b_z \simeq B_0$ в центральной части диска, поэтому для достижения максимума T_c необходимо приложить $H \simeq -B_0$. Усиление z -компоненты магнитного поля магнитного поля вблизи периметра ферромагнитного диска действует как потенциальный барьер для сверхпроводящего конденсата, удерживая максимум волновой функции $\psi(x, y)$ в центре диска и эффективно подавляя прикраевую сверхпроводимость (рис. 82b). Прямым следствием подавления прикраевой

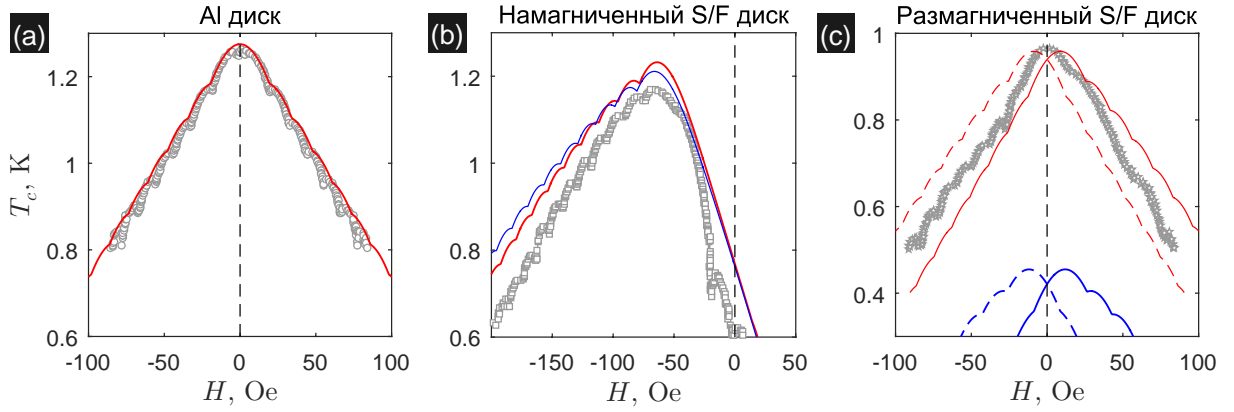


Рис. 81: (а) Зависимости $T_c(H)$ для контрольного Al диска (\circ : эксперимент; $-$: расчет со следующими параметрами $M_s = 0$, $T_{c0} = 1.275$ К, $R_s = 0.825$ мкм, $D_s = 0$, $H_1 = 9.35$ Э). (б) Зависимости $T_c(H)$ для намагниченного Al(50 нм)/[Co(0.4 нм)/Pt(1.0 нм)]₁₀ диска (\circ : эксперимент; $-$: расчет для $M_s = 325$ Гс и $D_s = 50$ нм; $-$: расчет для $M_0 = 325$ Гс и $D_s = 0$). (в) Зависимости $T_c(H)$ для размагниченного Al(50 нм)/[Co(0.4 нм)/Pt(1.0 нм)]₁₀ диска (\circ : эксперимент; $-$ и $- -$: расчет для $M_0 = 325$ Гс, $N_{dw} = 8$ и $D_s = 50$ нм; $-$ и $- -$: расчет для $M_0 = 325$ Э, $N_{dw} = 8$ и $D_s = 0$). Сплошные (пунктирные) линии на рисунке (в) соответствуют доменной структуре, в которой последний домен вблизи периметра диска намагничен положительно (отрицательно).

Численное моделирование и интерпретация результатов: А. Ю. Аладышкин (Schildermans *et al.* [A16]).

сверхпроводимости и стабилизации безвихревого сверхпроводящего состояния с $L = 0$ является (i) исчезновение осцилляций критической температуры в широком диапазоне H , (ii) изменение наклона огибающей для зависимости $T_c(H)$ и приближение её к виду $T_{c2}^*/T_{c0} \simeq 1 - |H + B_0|/H_{c2}^0$, типичному для зарождения сверхпроводимости вдали от краёв. При условии $|H| \gg B_0$ роль неоднородности магнитного поля ферромагнитного диска будет заметно ослаблена, поэтому зарождение на краю диска станет энергетически выгод-

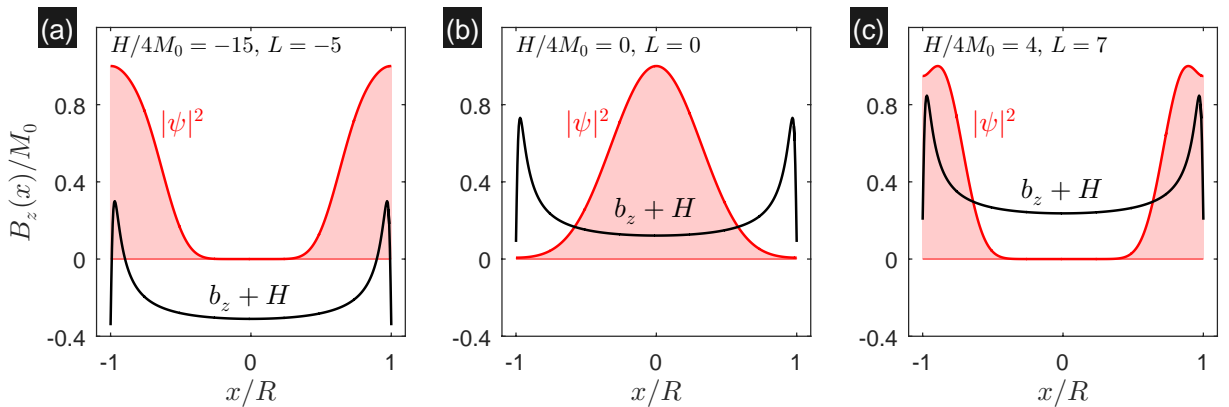


Рис. 82: Примеры пространственных распределений магнитного поля $B_z = b_z(x) + H$ и параметра порядка $|\psi(x)|^2$ вдоль оси x , проходящей через центр сверхпроводящего диска, на верхней поверхности диска для $H < 0$ (а), $H \simeq 0$ (б) и $H > 0$ (в).

Численное моделирование и интерпретация результатов: А. Ю. Аладышкин (Schildermans *et al.* [A16]).

ным (рис. 82а и 82с), что приведет к огибающей вида $T_{c3}^*/T_{c0} \simeq 1 - 0.59|H + B_{edge}|/H_{c2}^0$ в соответствие с нашими предсказаниями. Поскольку для ферромагнитного диска, намагниченного в положительном направлении, результирующее поле на краю диска по модулю будет близко к $|H| - B_{edge}$ в случае $H < 0$ (частичная компенсация поля) и $|H| + B_{edge}$ (усиление поля) в случае $H > 0$, прикраевая сверхпроводимость и осцилляции критической температуры будут сильнее выражены при $H < 0$.

Линии фазового перехода $T_c(H)$, рассчитанные для диска в размагниченном состоянии, представлены на рис. 81с. Лучшее согласие было достигнуто для $N_{dw} = 8$, что соответствует ширине домена порядка 100 нм и близко к реальным величинам. Подчеркнём, что поля рассеяния мелкомасштабной доменной структуры быстро спадают при удалении от ферромагнетика, поэтому для реалистичных оценок критической температуры в размагниченном состоянии необходимо решать двумерную задачу и учитывать вариации параметра порядка по толщине.

3.5 Основные результаты главы 3

- На основе численного решения уравнений Гинзбурга–Ландау предсказано новое неоднородное сверхпроводящее состояние, локализованное вблизи точки пересечения границы образца и проекции доменной стенки. Критическая температура такого гибридного состояния превышает критическую температуру зарождения доменной сверхпроводимости в сверхпроводящей плёнке вдали от границ. Возможность появления таких гибридных состояний следует учитывать при проведении физических или численных экспериментов и, в зависимости от цели работы, следует предпринимать определённые усилия для подавления таких состояний (Aladyshkin *et al.* [A14]).
- Для гибридной S/F структуры, состоящей из сверхпроводящего диска конечной толщины и малой магнитной частицы, исследована конкуренция двух механизмов зарождения сверхпроводимости: на краю диска в однородном магнитном поле и в центре диска в области неоднородного поля. Изменение режима зарождения сверхпроводимости сопровождается резким изменением наклона огибающей $T_c(H)$, а также скачкообразным изменением периода и амплитуды осцилляций критической температуры. Увеличение толщины диска приводит к уменьшению числа возможных вихревых состояний с максимумом параметра порядка вблизи центра диска под магнитной частицей (Aladyshkin *et al.* [A15]).
- Для гибридной структуры, состоящей из сверхпроводящего Al и ферромагнитного CoPt дисков одинакового диаметра, экспериментально обнаружено расширение диапазона магнитных полей, соответствующих безвихревому состоянию с максимумом параметра порядка в центре диска, поскольку прикраевая сверхпроводимость будет подавлена полями рассеяния намагниченного ферромагнитного диска (Schildermans *et al.* [A16]).
- Для гибридных структур, состоящих из Pb микромостиков и ферромагнитных кристаллов $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ с ламинарной доменной структурой, изучены особенности фа-

зовой диаграммы $H - T$ и исследованы различные режимы формирования локализованной и делокализованной сверхпроводимости для микромостиков, ориентированных *перпендикулярно* доменным стенкам. Обнаружены состояния прикраевой и объёмной компенсированной сверхпроводимости над доменами обратной полярности, прикраевой и объёмной сверхпроводимости над параллельными доменами, режим доменной сверхпроводимости и полной сверхпроводимости. Переходы между состояниями компенсированной сверхпроводимости над доменами с положительной и отрицательной намагниченностью при изменении знака H были визуализированы методом низкотемпературной сканирующей лазерной микроскопии (Aladyshkin *et al.* [A17]).

- Исследованы различные режимы формирования локализованной сверхпроводимости для Pb микромостика, ориентированного *параллельно* уединенной доменной стенке в ферромагнитном кристалле $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ с ламинарной структурой. Впервые методом низкотемпературной сканирующей лазерной микроскопии были визуализированы локализованные состояния, соответствующее доменной сверхпроводимости и прикраевой сверхпроводимости, а также исследованы переходы между состояниями с компенсированной сверхпроводимостью и доменной сверхпроводимостью при изменении знака H (Werner *et al.* [A18]).
- Исследованы различные режимы формирования локализованной сверхпроводимости в мезоскопических криотронах – сверхпроводящих микромостиках в поле управляющего провода с током I_w , ориентированного *перпендикулярно* микромостика. Показано, что криотроны являются аналогом гибридных S/F систем с прямолинейными уединёнными доменными стенками и *регулируемой* остаточной намагниченностью. Показано, что при высоких температурах трансформация локализованного решения при изменении H имеет квазиодномерный характер и соответствует перемещению зародыша вдоль микромостика. При понижении температуры сверхпроводимость возникает в виде решений, локализованных вблизи точки пересечения края микромостика и линии нуля z -компоненты полного поля или минимума z -компоненты полного поля (Ataklti *et al.* [A19]).
- На основе магниторезистивных измерений получены кривые фазового перехода $T_c(H)$ для мезоскопических Al криотронов с двумя парами потенциальных контактов. Анализ экспериментальных данных позволит подтвердить появление квазиодномерного локализованного сверхпроводящего состояния и его перемещение по микромостикам при изменении H (Ataklti *et al.* [A19]).

Глава 4

Транспортные свойства сверхпроводящих микромостиков в неоднородном магнитном поле

4.1 Анизотропия сопротивления в гибридных системах Al/VaFe₁₂O₁₉ с ламинарной доменной структурой

Гибридные S/F структуры, в которых в качестве ферромагнетика используются монокристаллы феррита бария ВаFe₁₂O₁₉ (см. раздел 3.2.1), являются удобным объектом для экспериментального исследования влияния полей рассеяния ламинарной доменной структуры на транспортные свойства сверхпроводников в режиме локализованной сверхпроводимости. Легко показать, что формирование квазиодномерных каналов над магнитными доменами с обратной полярностью по отношению к знаку внешнего магнитного поля H приводит к формированию непрерывного сверхпроводящего канала и обеспечивает бездиссипативный перенос тока только в направлении вдоль магнитных доменов.

Для исследования анизотропии сопротивления была изготовлена гибридная S/F система, состоящая из кристалла ВаFe₁₂O₁₉, покрытого 5 нм слоем изолятора Si, и плёнки Al толщиной 50 нм, осажденной методом термического испарения в условиях высокого вакуума (J. Fritzsche, A. Yu. Aladyshkin). Расположение доменных стенок для выбранного кристалла по отношению к решётке Au маркеров определялось методом MFM. Далее магнитными доменами с положительной и отрицательной намагничённостью будем называть области с $M_z > 0$ и $M_z < 0$, соответственно, ось z направлена перпендикулярно плоскости структуры. Методами электронной литографии и «взрывного» (lift-off) травления из сплошной Al плёнки был сформирован крестообразный микромостик, одна пара плеч которого ориентирована параллельно магнитным доменами, а другая пара плеч – перпендикулярно (рис. 83). Четыре контактные площадки I–IV использовались для присоединения источника тока и вольтметра. Ширина плеч микромостика была равна 30 мкм, и эта величина определялась типичной шириной магнитных доменов в кристаллах ВаFe₁₂O₁₉. Крестообразная геометрия микромостика позволила провести транспортные

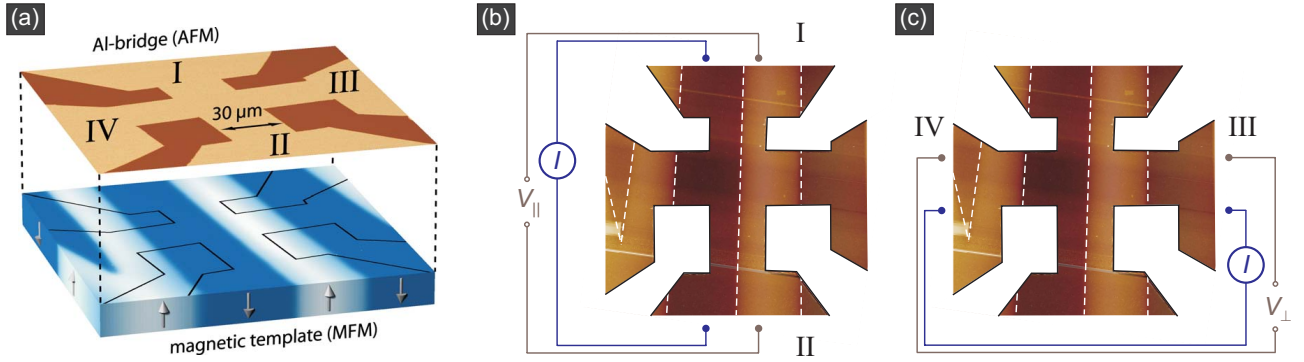


Рис. 83: (а) Верхняя часть изображения представляет собой топографическое изображение Al микромостика, полученное методом AFM при комнатной температуре. Нижняя часть изображения представляет собой изображение одномерной доменной структуры $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$, полученное методом MFM при комнатной температуре; светлые и тёмные области соответствуют доменам с положительной и отрицательной намагниченностью; черные линии указывают положение краёв мостика. (b, c) Комбинированные оптические и MFM-изображения того же микромостика крестообразной формы; показана схема измерений при инжекции тока параллельно (b) и перпендикулярно (c) доменным стенкам, положения которых отмечены белыми пунктирными линиями. AFM- и MFM-микроскопия: J. Fritzsche, оптическая микроскопия: А. Ю. Аладышкин (по материалам работ Aladyshkin *et al.* [A20] и Aladyshkin *et al.* [A22]).

измерения при инжекции тока параллельно уединённой доменной стенке, идущей вдоль медианной линии (электроды I и II, рис. 83b), или перпендикулярно доменным стенкам (электроды III и IV, рис. 83c) для одного и того же магнитного ландшафта.

На рис. 84a,b показана зависимость сопротивления $R_{\parallel} = V_{\parallel}/I$ от H и T при инжекции тока параллельно доменной стенке. На рис. 84c,d показана зависимость сопротивления $R_{\perp} = V_{\perp}/I$ от H и T при инжекции тока перпендикулярно доменным стенкам. Используя зависимости $R_{\parallel}(H, T)$ и $R_{\perp}(H, T)$, мы получили оценку положения кривых фазового перехода $T_c^{\parallel}(H)$ и $T_c^{\perp}(H)$ согласно критерию $R_{\parallel}(H, T_c^{\parallel}) = 0.8 R_{\parallel,n}$ и $R_{\perp}(H, T_c^{\perp}) = 0.8 R_{\perp,n}$ (рис. 84e). Несмотря на несущественные различия, обе линии $T_c^{\parallel}(H)$ и $T_c^{\perp}(H)$ имеют практически симметричные максимумы и одинаковый наклон: $|dT_c/dH| \simeq 4 \times 10^{-3} \text{ K/Э}$. Это является свидетельством того, что зарождение объёмной¹ сверхпроводимости, ответственное за начальную фазу отклонения сопротивления от нормального значения, практически изотропно и не зависит ориентации измерительного тока. Отождествляя полученные зависимости $T_c(H)$ с критической температурой формирования объёмной сверхпроводимости в неоднородном поле $T_{c2}^* \simeq T_{c0} \left(1 - |H \pm B_0|/H_{c2}^{(0)}\right)$, получаем оценки амплитуды z -компоненты неоднородного поля $B_0 \simeq 520 \text{ Гс}$, критической температуры в нулевом поле

¹На зависимостях сопротивления крестообразного микромостика от внешнего магнитного поля не наблюдаются затянутые «хвостов» в области сильных магнитных полей (сравните рис. 84 и рис. 58, 59). Диссертант полагает, что влияние прикраевой сверхпроводимости на транспортные характеристики крестообразного микромостика существенно меньше, чем для стандартного микромостика постоянной ширины, из-за сложной формы границы мостика, которая препятствует формированию непрерывного канала с улучшенными сверхпроводящими свойствами вдоль периметра микромостика.

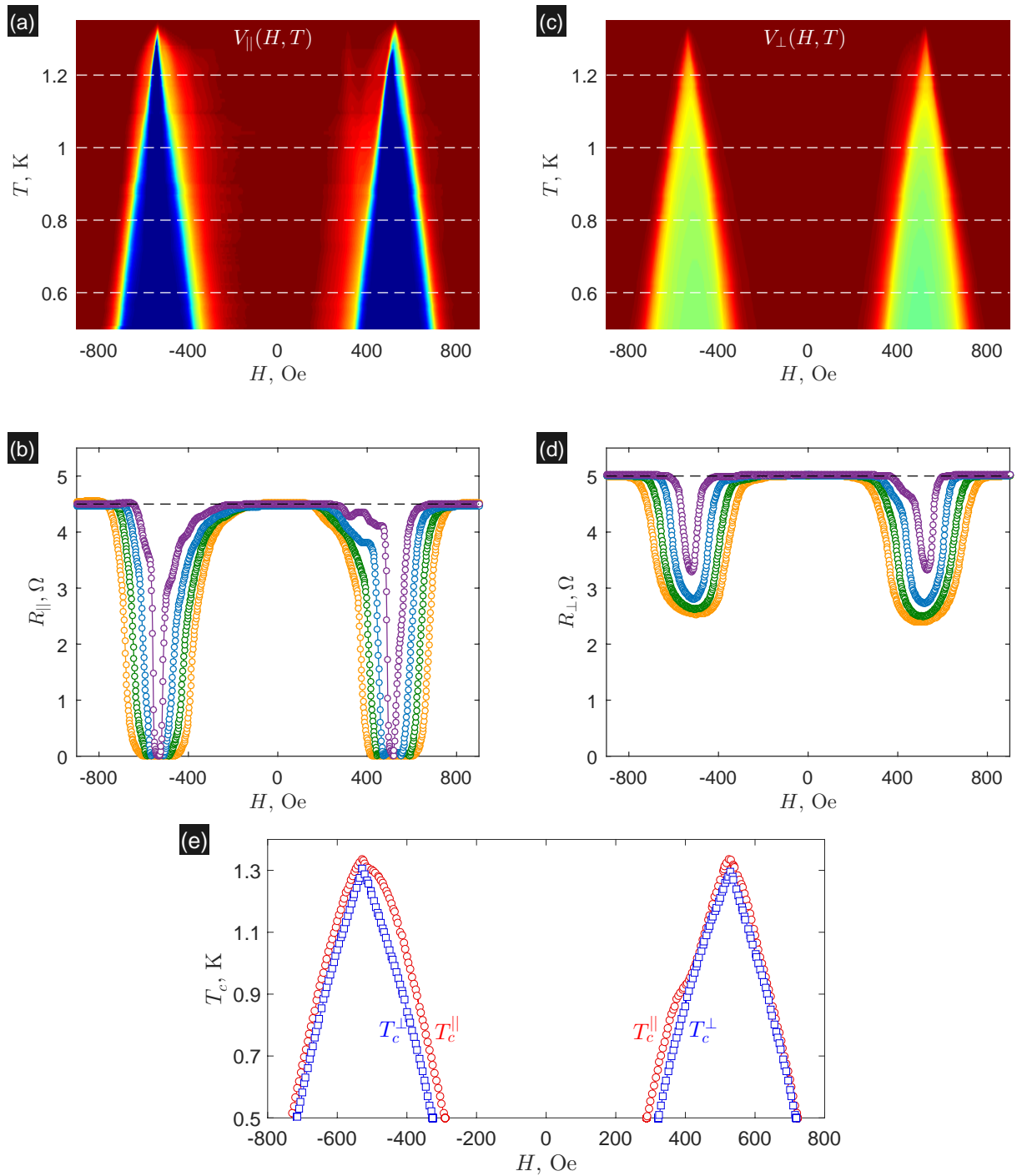


Рис. 84: (а, с) Зависимости сопротивления $R_{||}$ (а) и R_{\perp} (б) крестообразного микрополоскового резистора Al при инжекции тока параллельно и перпендикулярно доменным стенкам, соответственно, от внешнего магнитного поля H и температуры T , измерительный ток $I = 100$ мкА. (б, д) Зависимости $R_{||}(H)$ (с) и $R_{\perp}(H)$ (д) для $T = 0.6, 0.8, 1.0$ и 1.2 К (снизу вверх). (е) Оценка положения линий фазового перехода $T_c^{\parallel}(H)$ и $T_c^{\perp}(H)$ согласно критерию $R_{||}(H, T_c) = 0.8 R_{||,n}$ и $R_{\perp}(H, T_c) = 0.8 R_{\perp,n}$, где $R_{||,n} \simeq 4.5$ Ом и $R_{\perp,n} \simeq 5.0$ Ом есть сопротивления микрополоскового резистора в нормальном состоянии. Транспортные измерения и обработка результатов: А. Ю. Аладышкин (по материалам работы Aladyshkin *et al.* [A20]).

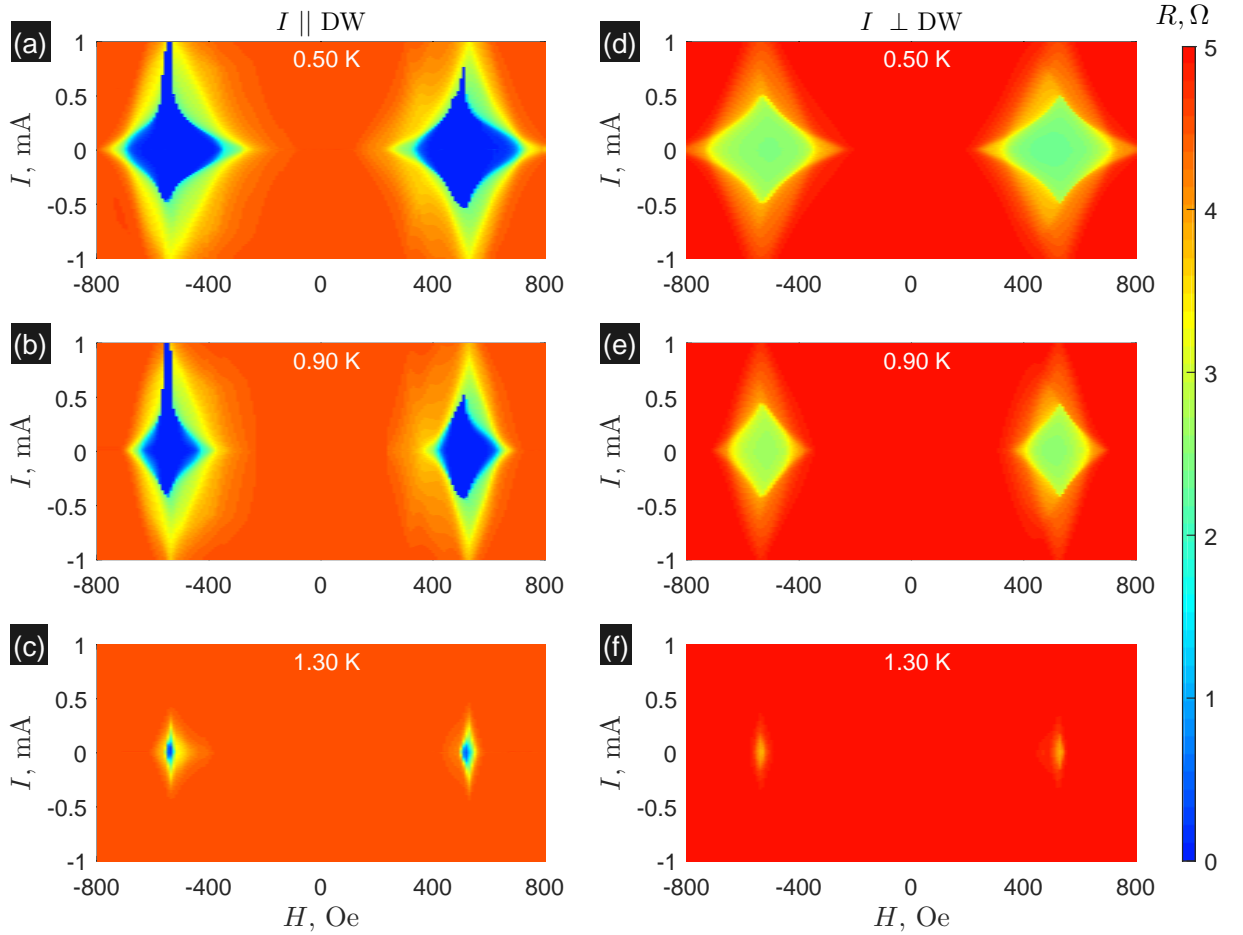


Рис. 85: Зависимость сопротивления R крестообразного микромостика Al как функция внешнего магнитного поля H и измерительного тока I , измеренное вдоль доменной стенки (a–c) и перпендикулярно доменным стенкам (d–f) для различных температур.

Транспортные измерения и обработка результатов: А. Ю. Аладышкин (Aladyshkin *et al.* [A17]).

$T_{c0} \simeq 1.35$ K, верхнего критического поля $H_{c2}^{(0)} \simeq 346$ Э при $T = 0$. Таким образом, для данной системы $B_0/H_{c2}^{(0)} \simeq 1.5$, следовательно, формирование доменной сверхпроводимости для доступных в наших экспериментах температур (>0.4 K) представляется невозможным [см. соотношение (2.4)].

На рис. 85 показаны зависимости R_{\parallel} (левый столбец) и R_{\perp} (правый столбец) от H и I , полученные из изотермических вольт–амперных ($I - V$) зависимостей при заданном значении H . Отметим, что использованный протокол сводился к измерению разности потенциалом на мостике при изменении транспортного тока I от $I_{min} = -1$ mA до $I_{max} = +1$ mA (так называемая односторонняя развертка (sweep) в отличие от двухсторонней развертки, которая будет описана далее в разделе 4.3.1). Как и следовало ожидать, сопротивление падает до нуля только для изменений в параллельной геометрии, когда транспортный ток течёт вдоль доменной стенки, и при $|H| \simeq B_0$ (рис. 85a–c). В этом случае возникает непрерывный сверхпроводящий путь над магнитным доменом обратной полярности, который соединяет электроды I и II. В самом деле, при $|H| \simeq B_0$ полное магнитное поле $B_z(x) = H + b_z(x)$ в одной части образца близко к нулю и потому условия благоприят-

ны для формирования объёмной компенсированной сверхпроводимости, а в другой части полное поле близко к удвоенному внешнему полю, что переводит соответствующую половину микромостика в нормальное состояние. Принимая во внимание максимальный критический ток $I_c \simeq 1$ мА (при $T = 0.5$ К и $H = -520$ Э) и площадь полного поперечного сечения микромостика $S = 1.5 \times 10^{-8}$ см², получаем оценку критической плотности тока $j_c = 2I_c/S \simeq 1.3 \times 10^5$ А/см² и связываем эту величину с плотностью тока депиннинга при данной температуре. При повышении температуры размер областей, соответствующих нулевому сопротивлению, на $H - I$ диаграмме сокращается.

При проведении измерения сопротивления в перпендикулярной геометрии чередующиеся сверхпроводящие и нормальные участки будут функционировать как последовательно соединенные резисторы с различным сопротивлением. Следовательно, при $|H| \simeq B_0$ половина мостика перейдет в сверхпроводящее состояние, что приведет к уменьшению сопротивления примерно в два раза от соответствующего нормального сопротивления: $\min R_{\perp} \simeq R_n/2$ (рис. 85d–f). Иными словами, вблизи поля компенсации мы имеем гигантскую анизотропию сопротивления, индуцированную магнитными доменами: $\min R_{\perp} / \min R_{\parallel} > 10^3$ (рис. 84c,d), что на два порядка превышает наблюдаемую ранее анизотропию сопротивления и критического тока для сети параллельных магнитных доменов в плёнках пермаллоя (Belkin *et al.* [103] и [104]).

4.2 Критический ток гибридных S/F структур при инжекции тока перпендикулярно доменным стенкам

Для того, чтобы иметь сверхпроводящее состояние при $H = 0$, необходимо уменьшить отношение $B_0/H_{c2}^{(0)}$. Для этого можно заменить Al на Pb с бóльшим значением верхнего критического поля и получить $B_0/H_{c2}^{(0)} \simeq 0.2$, что позволяет рассчитывать на формирование доменной сверхпроводимости при $H \simeq 0$.

Процедура изготовления гибридных микромостиков Pb/BaFe₁₂O₁₉ описана в разделе 3.2.2. Измерения зависимости критического тока от H и I выполнены для короткого и длинного микромостиков Pb/BaFe₁₂O₁₉ шириной 30 мкм, ориентированных перпендикулярно доменным стенкам. Влияние измерительного тока I , внешнего поля H и температуры на сопротивление длинного микромостика показано на рис. 86. Легко видеть, что перекрытие областей, соответствующих объёмной компенсированной сверхпроводимости над доменами разной полярности, приводит к формированию состояния полной сверхпроводимости с нулевым сопротивлением при $|H| \lesssim B_0$. Типичные вольт–амперные характеристики для режимов полной и компенсированной сверхпроводимости показаны на рис. 87a и 87b, соответственно. Заметим, что состояние компенсированной сверхпроводимости более устойчиво к повышению температуры, чем состояние полной сверхпроводимости, поскольку транспортный ток в первую очередь разрушает менее развитую сверхпроводимость над параллельными доменами, то есть в областях с наибольшим магнитным полем.

Можно оценить величину критического тока, соответствующего разрушению полной и компенсированной сверхпроводимости, по положению максимумов дифференциального

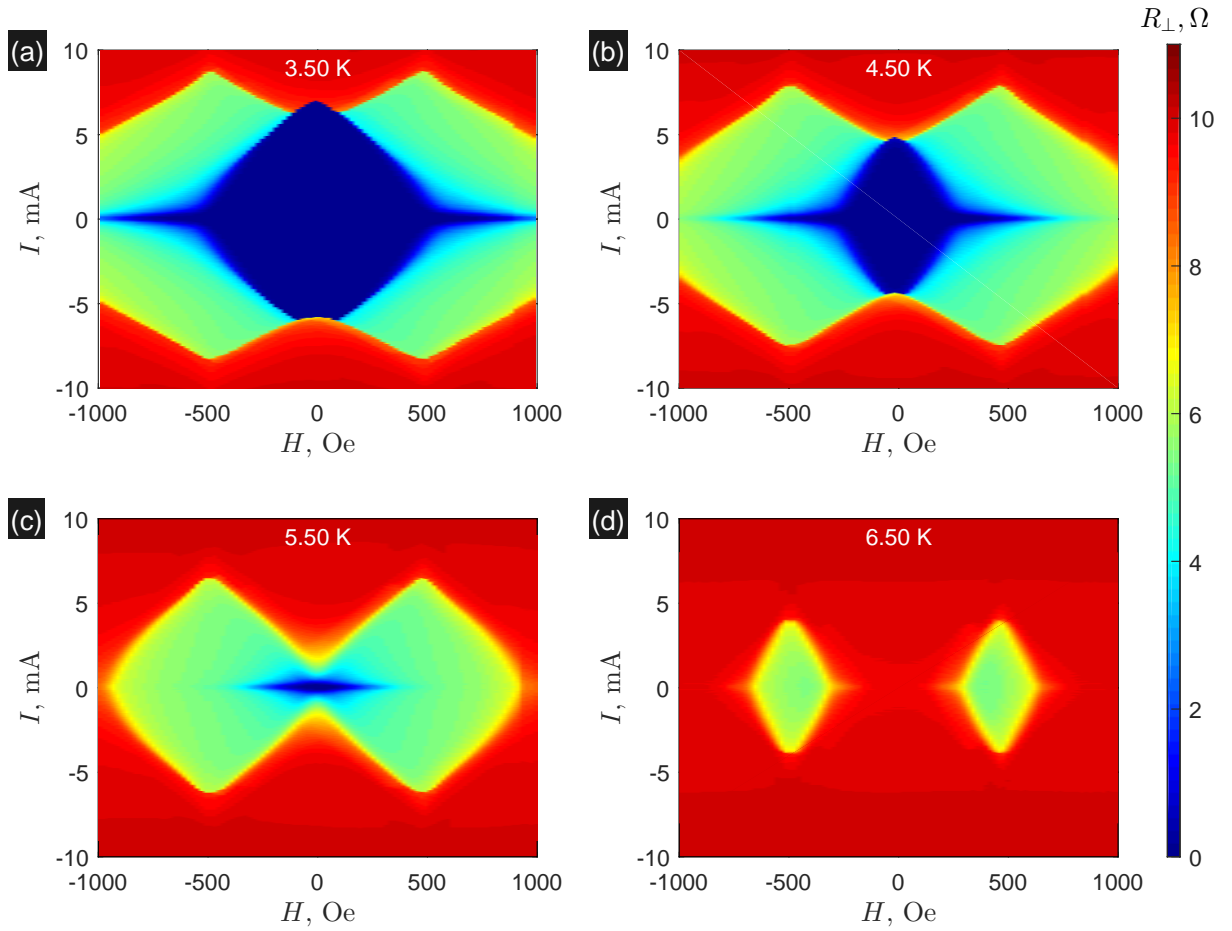


Рис. 86: Зависимость сопротивления длинного микромостика $\text{Pb}/\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ от H и I для различных температур ($T = 3.5, 4.5, 5.5$ и 6.5 К).

Транспортные измерения и обработка результатов: А. Ю. Аладышкин (Aladyshkin *et al.* [A17]).

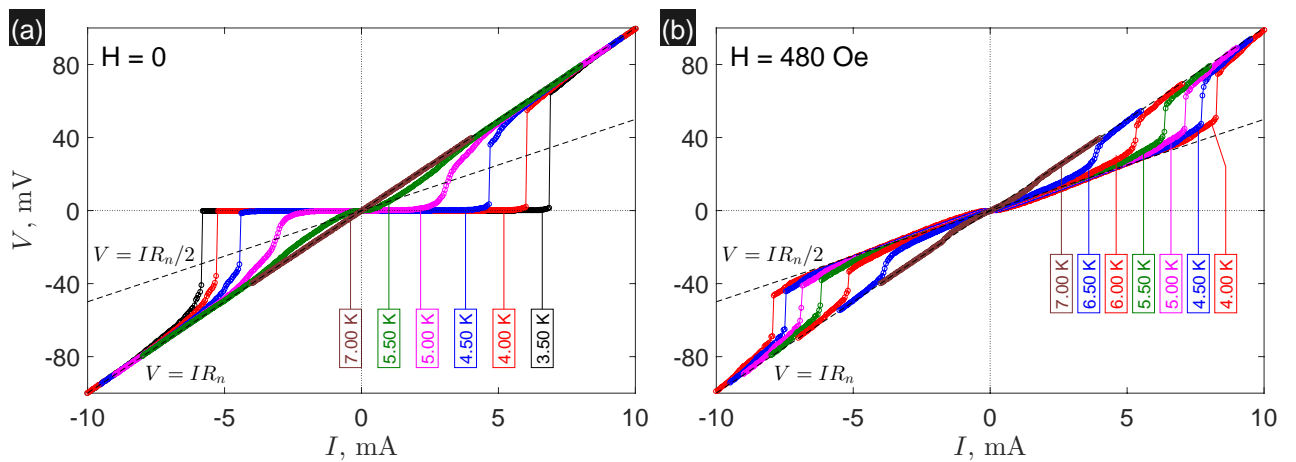


Рис. 87: Типичные $I - V$ зависимости для длинного микромостика $\text{Pb}/\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$, измеренные при $H = 0$ (a) and $H = 480$ Э (b). Пунктирные линии соответствуют закону Ома с сопротивлением $R = R_n/2$ и $R = R_n$.

Транспортные измерения и обработка результатов: А. Ю. Аладышкин (Aladyshkin *et al.* [A17]).

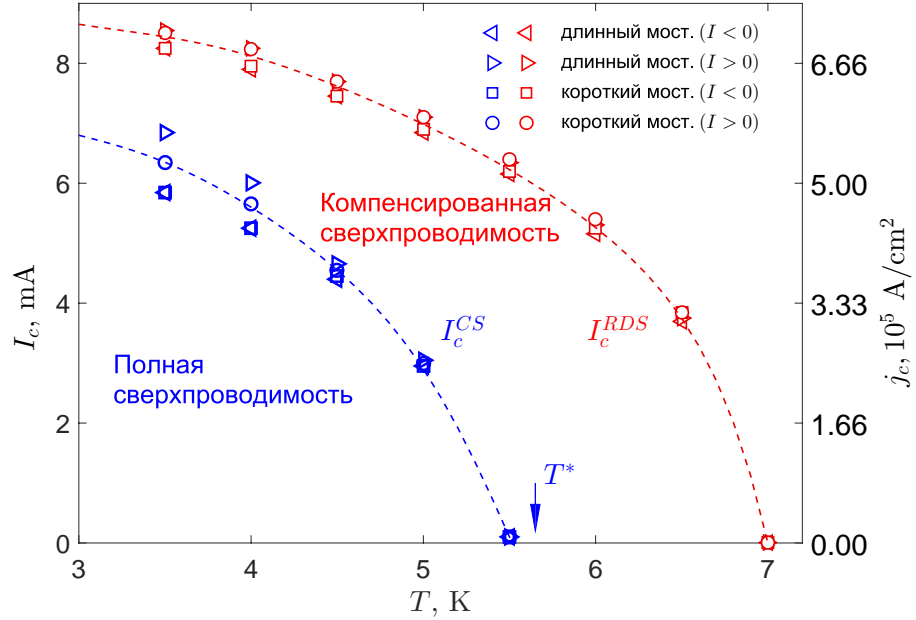


Рис. 88: Зависимости критических токов I_c^{RDS} и I_c^{CS} , соответствующих разрушению компенсированной (RDS) и полной (CS) сверхпроводимости, от температуры. Величины I_c^{RDS} и I_c^{CS} мы определяли по положениям максимумов dV/dI при $H = 480$ Э и $H = 0$.

Транспортные измерения и обработка результатов: А. Ю. Аладышкин (Aladyshkin *et al.* [A17]).

сопротивления dV/dI при $H = 0$ и $H = 480$ Э (вблизи поля компенсации). Такой критерий представляется нам вполне разумным для оценки критического тока в перпендикулярной геометрии, поскольку минимальное сопротивление образца при $|H| \simeq B_0$ порядка 50% от R_n . Зависимости I_c^{CS} и I_c^{RDS} от температуры показаны на рис. 88.

4.3 Критический ток S/F структур при инжекции тока параллельно доменным стенкам

4.3.1 Диодный эффект для состояния компенсированной сверхпроводимости

При анализе транспортных свойств крестообразных Al микромостиков на кристалле $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ с ламинарной доменной структурой мы отметили явную асимметрию сопротивления $R_{||}(H) \neq R_{||}(-H)$ вблизи поля компенсации (рис. 85а,б). Для выяснения природы такой асимметрии мы использовали модифицированный протокол измерений с двусторонней разверткой $I = 0 \Rightarrow I = +I_{max} \Rightarrow I = -I_{max} \Rightarrow I = 0$ и провели повторную серию измерений. Новый протокол позволяет правильно записать прямую и обратную ветви вольт-амперных характеристик для начального состояния с нулевым током.

На рис. 89 показаны типичные $I - V$ характеристики, полученные при $T = 0.5$ К ($T/T_{c0} \simeq 0.34$). Для характеристики вольт-амперных характеристик мы будем использовать следующие параметры: критический ток $I_{c1}^{(\pm)}$, соответствующий переходу из сверх-

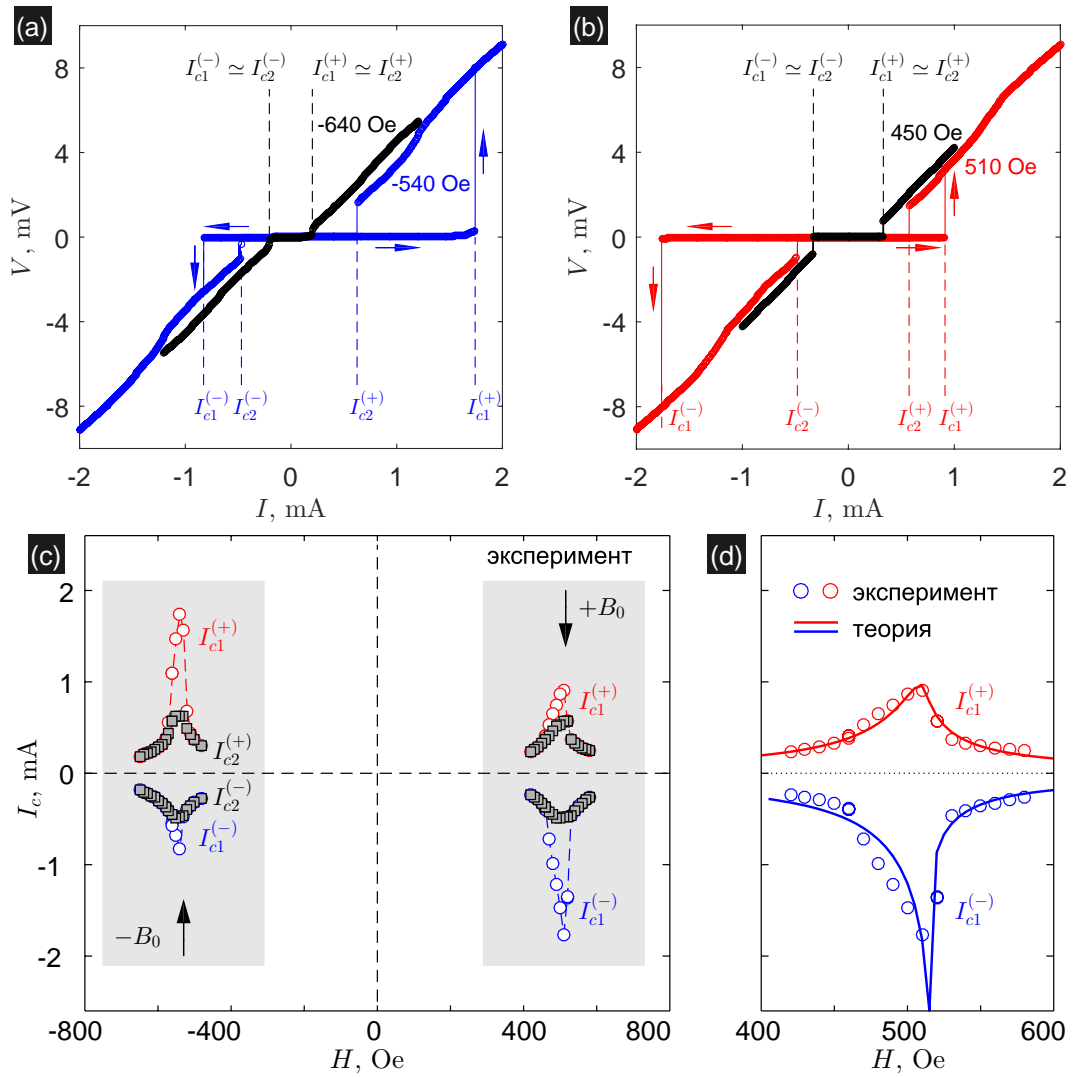


Рис. 89: (a, b) Типичные вольт–амперные характеристики микромостика $\text{Al}/\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ при инжекции тока параллельно доменным стенкам (рис. 83b) при $H < 0$ (a) и $H > 0$ (b), $T = 0.5$ К. Все измерения были выполнены из одного и того же состояния $I = 0$. (c) Зависимости $I_{c1}^{(\pm)}$ и $I_{c2}^{(\pm)}$ от H при $T = 0.5$ К, заштрихованные области соответствуют значениям H , при которых реализуется режим компенсированной сверхпроводимости. (d) Сравнение экспериментальных данных (o) и модели критического состояния Лондонов–Кима–Андерсона (4.4) (сплошные линии).
 Транспортные измерения и обработка результатов: А. Ю. Аладышкин; численное моделирование: Д. Ю. Водолазов и А. Ю. Аладышкин (по материалам работы Aladyshkin *et al.* [A22]).

проводящего состояния в резистивное состояние при увеличении $|I|$, и критический ток $I_{c2}^{(\pm)}$, соответствующий переходу из резистивное состояние в сверхпроводящее состояние при уменьшении $|I|$, знаки «+» и «-» соответствуют полярности транспортного тока ($I > 0$ и $I < 0$). Было обнаружено, что в зависимости от величины внешнего поля реализуются три случая

- (i) симметричная $I - V$ характеристика с постоянным наклоном dV/dI и нулевым критическим током, соответствующая нормальному состоянию;
- (ii) симметричная $I - V$ характеристика с конечным критическим током (кривые -610 Э

and 450 Э на рис. 89);

(iii) асимметричная гистерезисная $I - V$ характеристика с конечным критическим током (кривые -540 Э and 510 Э на рис. 89) и $I_{c1}^{(+)} \neq I_{c1}^{(-)}$. Этот режим реализуется в очень узком интервале значений H вблизи поля компенсации.

Зависимости критических токов $I_{c1}^{(\pm)}$ и $I_{c2}^{(\pm)}$ от H представлены на рис. 89с. Легко видеть, что соотношение между $I_{c1}^{(+)}$ и $I_{c1}^{(-)}$ зависит от амплитуды и знака H , при этом $I_{c1}^{(+)} > I_{c1}^{(-)}$ при $H < 0$ и $I_{c1}^{(+)} < I_{c1}^{(-)}$ при $H > 0$. Иными словами, диссертантом был экспериментально обнаружен диодный эффект для симметричного сверхпроводящего мостика в поле уединённой доменной стенки вблизи поля компенсации.

Для выяснения природы асимметрии критического тока при $|H| \simeq B_0$ рассмотрим модельную задачу о распределении тока в тонком сверхпроводящем мостике ширины w и толщины $d \ll \lambda$ в поле уединённой доменной стенки, где λ – лондоновская глубина проникновения магнитного поля. Введем прямоугольную систему координат (x, y, z) таким образом, что ось x направлена вдоль мостика, ось z направлена по нормали, левый и правый края мостика соответствуют $y = -w/2$ и $y = +w/2$, доменная стенка располагается при $y = 0$. В лондоновском приближении² z -компонента локального магнитного поля и двумерная концентрация вихрей $n(\mathbf{r})$ удовлетворяют следующему уравнению

$$-\lambda^2 \Delta B_z(\mathbf{r}) + B_z(\mathbf{r}) = \Phi_0 n(\mathbf{r}). \quad (4.2)$$

Будем считать, что все параметры возникающих в мостике токовых и вихревых структур зависят только от поперечной y -координаты, тогда $dB_z/dy = (4\pi/c) j_x(y)$ и $\Delta B_z(y) = (4\pi/c) dj_x/dy$. Представим локальное поле $B_z(y)$ в виде суммы внешнего поля H , z -компоненты поля рассеяния доменной стенки $b_z(y) = H_0 \arctg(y/L)$ (см. соотношение (3.6) и рис. 56b) и z -компоненты собственного поля сверхпроводящего тока $b_I(y)$

$$B_z(y) = H + b_z(y) + b_I(y), \quad \text{где} \quad b_I(y) = \frac{D_s}{c} \int_{-w/2}^{+w/2} \frac{j_x(y') dy'}{y - y'}, \quad (4.3)$$

где D_s – толщина сверхпроводника. Подставим выражение (4.3) в уравнение (4.2) и получим интегро-дифференциальное уравнение первого порядка (уравнение Максвелла–Лондонов) для плотности тока $j_x(y)$ и плотности вихрей $n(y)$

$$\frac{4\pi\lambda^2}{c} \frac{d}{dy} j_x(y) = H + b_z(y) + \frac{D_s}{c} \int_{-w/2}^{+w/2} \frac{j_x(y') dy'}{y - y'} - \Phi_0 n(y). \quad (4.4)$$

²Напомним, что в модели Лондонов справедливо следующее соотношение для магнитного поля \mathbf{B}

$$\lambda^2 \text{rot rot } \mathbf{B} + \mathbf{B} = \frac{\Phi_0}{2\pi} \text{rot } \nabla \theta = \Phi_0 \sum_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \mathbf{e}_z, \quad (4.1)$$

где $\Phi_0 = \pi\hbar c/|e|$ есть сверхпроводящий квант магнитного потока, θ – фаза волновой функции, \mathbf{r} – координата в латеральной плоскости, \mathbf{r}_i – координата i -го вихря. При наличии большого числа вихрей можно ввести локальную плотность вихрей $n(\mathbf{r})$ и после усреднения уравнения (4.1) по масштабам, превышающим типичные межвихревые расстояния, получить: $\lambda^2 \text{rot rot } \mathbf{B}(\mathbf{r}) + \mathbf{B}(\mathbf{r}) = \Phi_0 n(\mathbf{r}) \mathbf{e}_z$. Принимая во внимание уравнение $\text{div } \mathbf{B} = 0$ и тождество $\text{rot rot } \mathbf{B} = \nabla \text{div } \mathbf{B} - \Delta \mathbf{B}$, приходим к уравнению (4.2).

Для того, чтобы решить уравнение (4.4), содержащее две неизвестные функции $j_x(y)$ и $n(y)$, и определить критический ток микромостика I_c необходимо сделать ряд предположений:

(i) максимальное значение плотности тока внутри мостика должно быть равно некоторому пороговому значению j_s , при котором начинается вход вихрей (vortex, V) или антивихрей (antivortex, AV) через внешний периметр или генерация пар вихрь–антивихрь внутри мостика.

(ii) для того, чтобы обеспечить максимум токонесящей способности при $I = I_c$ и начало течения потока при незначительном превышении критического тока, локальная плотность тока должна быть равна плотности тока дещиннинга j_p во всех точках, в которых плотность вихрей отлична от нуля; в тех точках, в которых вихри отсутствуют, локальная плотность тока может и превышать j_p .

(iii) для описания зависимости плотности тока дещиннинга j_p от координаты можно использовать приближение Кима–Андерсона $j_p = j_{p0} \cdot (1 + |B_z(y)|/B_p)^{-1}$, где j_{p0} и B_p есть феноменологические параметры модели.

Профиль тока $j_x^*(y)$, который будет удовлетворять условиям (i)–(iii), позволять определить критический ток микромостика

$$I_c \equiv D_s \cdot \int_{-w/2}^{+w/2} j_x^*(y) dy.$$

Таким образом, в рассматриваемой модели критический ток гибридного микромостика зависит от пяти феноменологических параметров: материальных параметров сверхпроводника (j_s , j_{p0} , B_p) и параметров, описывающих магнитное поле вблизи доменной стенки (H_0 и L).

Мы обнаружили, что хорошее согласие результатов моделирования и экспериментальных данных достигается при следующем выборе параметров: $w = 30$ мкм, $d = 50$ нм, $\lambda = 150$ нм, $B_0 = 520$ Гс, $B_p = 30$ Э, $j_{p0} = 0.14 j_{dep}$, $j_s = 0.55 j_{dep}$, где j_{dep} есть плотность тока распаривания в Al плёнках при низких температурах (Romijn *et al.* [410]). В частности, параметры j_{p0} and B_p были определены посредством аппроксимации экспериментальных зависимостей $I_{c1}^{\pm}(H)$ вдали от поля компенсации, когда краевой барьер для входа вихрей не играет существенной роли и поэтому электрический транспорт определяется в основном объёмным пиннингом. Параметры j_s , H_0 и L были определены посредством аппроксимации экспериментальных зависимостей $I_{c1}^{\pm}(H)$ вблизи поля компенсации. Отметим, что для описания поля доменной стенки мы использовали параметры $H_0 = 331$ Гс и $L = 0.35$ мкм, которые в несколько раз отличаются от результатов холловской магнитометрии (рис. 56). Мы связываем такое различие с тем, что магнитное поле внутри сверхпроводящей пленки (то есть на высоте $h < 50$ нм над поверхностью ферромагнетика) будет иметь существенно большую амплитуду и меньшую ширину переходной области по сравнению с измеренными параметрами поля на высоте $h \sim 400$ нм.

Сопоставление экспериментальных данных и результатов численного моделирования представлено на рис. 89d. Хорошее качественное и количественное согласие теории и экспе-

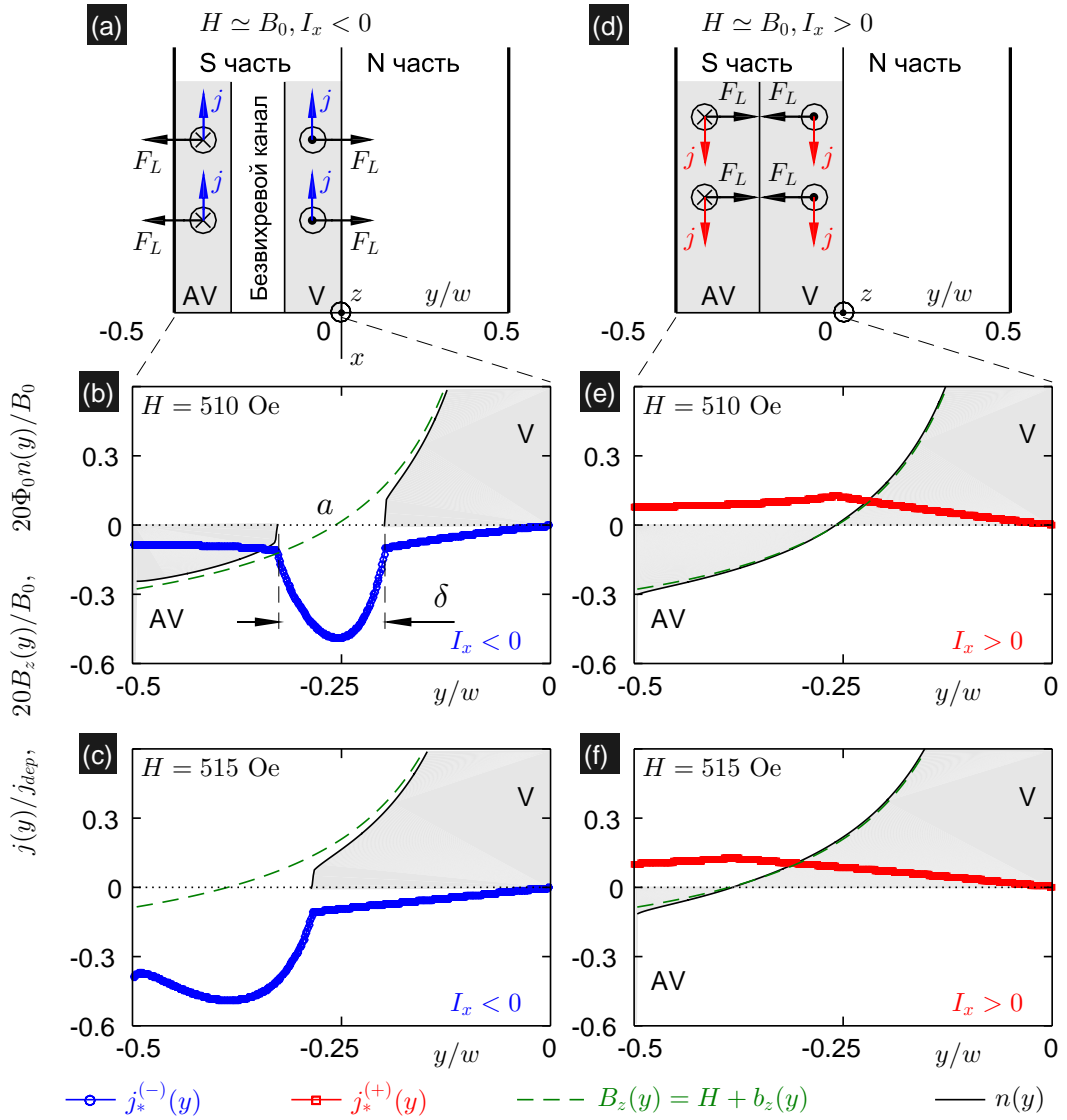


Рис. 90: (а, б) Формирование безвихревого канала в сверхпроводящем микромостике, находящемся в поле уединенной доменной стенки, при $I_x < 0$, система координат изображена на рисунке (а). (с–f) Статические распределения плотности сверхпроводящего тока $j_x(y)$ и плотности вихрей $n(y)$, реализующиеся при протекании через сверхпроводящий мостик критического тока, для различных значений транспортного тока I и внешнего поля H вблизи поля компенсации, символы V и AV обозначают вихри и антивихри. Для $H > 0$ левая половина микромостика находится в сверхпроводящем состоянии, правая половина – в нормальном состоянии ($j_x = 0$ и $n = 0$).
 Численное моделирование и интерпретация результатов: Д. Ю. Водолазов и А. Ю. Аладышкин (Aladyshkin *et al.* [A22]).

римента позволяют предложить следующую интерпретацию наблюдаемого диодного эффекта (рис. 90). При условии $H \simeq B_0$ результирующее магнитное поле близко к нулю в левой половине микромостика, в то время как поле в правой половине микромостика близко к удвоенному полю, поэтому правая половина микромостика перейдет в нормальное состояние ($j_{s,x} = 0$ и $n = 0$). Отметим, что краевой энергетический барьер будет оказывать влияние только на процесс входа вихрей через левый край микромостика, в то время

проникновение вихрей через правый край сверхпроводящей части микромостика окажется свободным и безбарьерным. Поскольку локальное магнитное поле $B_z(y)$ изменяет знак внутри сверхпроводящей области, статическая вихревая структура должна состоять из вихрей и антивихрей. Поскольку сила Лоренца $\mathbf{F}_L = c^{-1} [\mathbf{j} \times \Phi_0 \mathbf{e}_z]$ зависит от направления локальной плотности тока j , профиль $n(y)$ должен зависеть от знака транспортного тока I . В самом деле, для $I < 0$ сила Лоренца, действующая на вихри, направлена влево, а на антивихри – вправо, поэтому в области нуля полного поля возникает безвихревой канал³ (рис. 90а, б). Точное положение центра канала a и его ширина δ зависят от H , где a есть точка нуля z -компоненты полного магнитного поля. Поскольку в этой области нет вихрей, то локальная плотность тока может превышать плотность тока депиннинга без переключения мостика в диссипативное состояние. Избыточный сверхток можно оценить по порядку величины как $(j_s - j_{p0}) \times \delta$. Максимальный избыточный ток соответствует такой конфигурации поля, при которой область антивихрей исчезает и безвихревой канал имеет максимальную ширину (рис. 90с). При изменении знака тока безвихревой канал закрывается, поскольку вихри и антивихри будут двигаться навстречу друг другу до их аннигиляции в точке нулевого поля (карты d–f на рис. 90). В этом случае локальная плотность тока нигде не может превышать j_{p0} и избыточный ток равен нулю, следовательно, $I_{c1}^{(+)} < I_{c1}^{(-)}$. Очевидно, что если $H \simeq -B_0 < 0$, то избыточный ток будет возникать для транспортного тока противоположной полярности ($I > 0$), тогда $I_{c1}^{(+)} > I_{c1}^{(-)}$. Вдали от поля компенсации, градиент поля $|db_z/dy|_a$ в точке нуля существенно увеличивается, $\delta \rightarrow 0$, и поэтому диодный эффект исчезает.

Таким образом, мы показали, что существует возможность манипуляции положением и шириной безвихревого канала в мезоскопических гибридных структурах в состоянии компенсированной сверхпроводимости путём изменения внешнего поля.

4.3.2 Диодный эффект для состояния доменной сверхпроводимости

Рассмотрим модельную задачу о критическом токе квазиодномерного канала, возникающего в сверхпроводящей плёнке в поле уединённой доменной стенки в состоянии доменной сверхпроводимости. Будем предполагать, что намагниченность \mathbf{M} ферромагнитной подложки и z -компонента локального магнитного поля изменяется только вдоль оси y , ориентированной перпендикулярно доменной стенке: $\mathbf{M} = M_z(y) \mathbf{e}_z$ и $\mathbf{b} = b_z(y) \mathbf{e}_z$ (рис. 91). Для такого распределения намагниченности можно ввести плотность тока намагниченности \mathbf{j}_M , характеризующую распределение «микроскопического» тока, текущему вдоль доменной стенки по оси x

$$\mathbf{j}_M \equiv c \operatorname{rot} \mathbf{M} = c \frac{dM_z}{dy} \mathbf{e}_x. \quad (4.5)$$

³Похожий механизм увеличения критического тока определенной полярности также был предложен для объяснения диодного эффекта в гибридной системе Nb/Co с продольной магнитной анизотропией (Vodolazov *et al.* [92]).

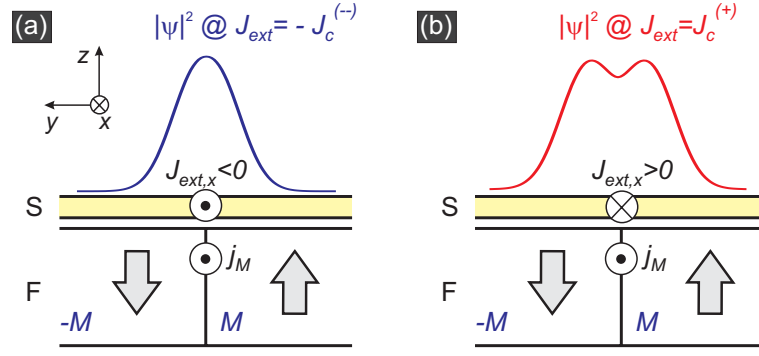


Рис. 91: Схематическое представление планарной гибридной структуры, состоящей из сверхпроводящей плёнки (S) и ферромагнитной подложки (F) с изолированной прямолинейной доменной стенкой. Выбор осей соответствует виду с левого торца микромостика для карт на рис. 93 и 94. Направление внешнего тока J_{ext} может быть параллельным (a) или антипараллельным (b) по отношению к выделенному направлению $\mathbf{j}_M = c \text{rot } \mathbf{M}$. Распределения $|\psi(y)|^2$, соответствующие критическому току для каждой ориентации, показаны схематично.

Рисунок взят из работы Silaev *et al.* [A23].

Для рассматриваемого на рис. 91 распределения $\mathbf{M}(y)$ вектор $\mathbf{j}_M = c \text{rot } \mathbf{M}$, который определяет *выделенное* направление (parity-breaking vector) и ориентацию доменной стенки, направлен против единичного вектора \mathbf{e}_x . Идея, что транспортные свойства такого канала будут зависеть от взаимной ориентации транспортного тока j_{ext} и j_M , была предложена М. А. Силаевым. Как следствие, для системы с выделенным направлением и нарушенной симметрией поверхностные критические токи

$$J_c^{(+)} \equiv \int j_x(y) dy \quad (\text{для } j_{ext,x} > 0) \quad \text{и} \quad J_c^{(-)} \equiv - \int j_y(x) dx \quad (\text{для } j_{ext,x} < 0), \quad (4.6)$$

соответствующие подавлению стационарного режима протекания тока через DWS-канал, будут различаться: $J_c^{(+)} \neq J_c^{(-)}$.

При анализе транспортных свойств неограниченной в латеральном направлении S/F структуры с уединённой доменной стенкой пренебрежимо малой ширины в толстой ферромагнитной плёнке можно считать магнитное поле в области DWS-канала знакопеременным $B_z = -B_0 \text{sgn } y$ с фиксированной амплитудой $B_0 \simeq 2\pi M_0$. Задача о критическом токе DWS-канала в латерально неограниченной сверхпроводящей плёнке в поле доменной стенки на основе нелинейного уравнения Гинзбурга–Ландау была решена М. А. Силаевым. Было показано, что критический ток $J_c^{(-)} > J_c^{(+)}$, при этом разность критических токов $J_c^{(-)} - J_c^{(+)}$ монотонно уменьшается по мере увеличения B_0 и обращается в нуль при $B_0 = H_{c3}$, где H_{c3} есть критическое поле поверхностной сверхпроводимости при данной температуре (рис. 92a). Типичные стационарные распределения модуля параметра порядка показаны на рис. 92b.

Задача о критическом токе DWS-канала в мезоскопических сверхпроводниках была решена диссертантом. С помощью программного комплекса GLDD были рассчитаны параметры стационарных сверхпроводящих структур и определены пороговые значения плотности тока, разделяющих стационарный (бездиссипативный) и нестационарный (резистив-

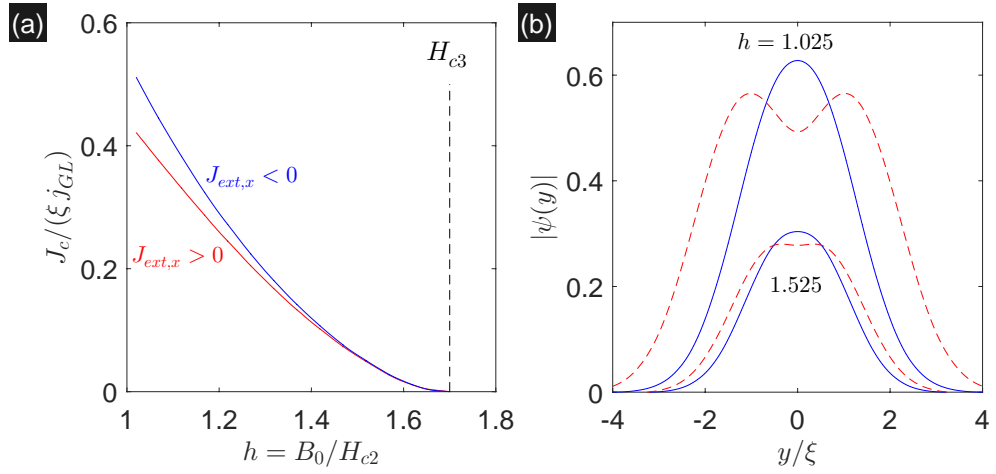


Рис. 92: (а) Зависимости критических токов $J_c^{(-)}$ и $J_c^{(+)}$ от нормированной амплитуды поля доменной стенки $h \equiv B_0/H_{c2}$ для различной полярности транспортного тока J_{ext} . (б) Примеры пространственных распределений модуля параметра порядка $|\psi(y)|$ в состоянии с критическим током $J = -J_c^{(-)}$ (сплошные синие линии) и $J = J_c^{(+)}$ (пунктирные красные линии) для двух значений h .

Численное моделирование и интерпретация результатов: М. А. Силаев и А. Ю. Аладышкин (Silaev *et al.* [A23]).

ный) режимы на примере микромостика длиной $40 \xi_0$ и шириной $15 \xi_0$ в магнитном поле вида $b_z = -(2B_0/\pi) \arctg(y/w)$, где B_0 – амплитуда магнитного поля внутри домена, w – ширина доменной стенки.

Следует отметить, что мезоскопического сверхпроводника в поле уединённой доменной стенки пренебрежимо малой ширины диодный эффект отсутствует. В самом деле, задача о протекании тока через сверхпроводящий микромостик в знакопеременном магнитном поле вида $B_z = \pm B_0 \operatorname{sgn} y$ эквивалентна задаче о протекании тока через два параллельных микромостика половинной ширины в однородном магнитное поле $H = +B_0$ и $H = -B_0$, поэтому выделенное направление и связанный с ним диодный эффект для мезоскопической гибридной S/F системы отсутствуют. Следовательно, для того, чтобы получить диодный эффект, необходимо рассматривать доменные стенки конечной ширины и амплитуду B_0 , превышающую $1.7 H_{c2}$ при данной температуре для подавления прикраевой сверхпроводимости на нижней и верхней сторонах микромостика. Мы выбрали значение $B_0 = 2.4 H_{c2}$ достаточно большим, чтобы подавить локализованную сверхпроводимость как на внешнем периметре, так и в 90° –углах образца и рассмотрели случай $T = 0$, когда доменная сверхпроводимость будет наиболее развитой. Для того, чтобы обеспечить инжекцию сверхпроводящего тока в DWS–канал мы рассмотрели две области с повышенной критической температурой шириной $2\xi_0$ вблизи левого и правого торцов микромостика для того, чтобы конверсия нормального тока в сверхпроводящий ток происходила внутри таких областей. Процедура определения критического тока сводилась к определению такого порогового значения инжектируемой плотности тока j_c , при котором после завершения переходных процессов реализуется режим стационарного протекания тока и нулевым гра-

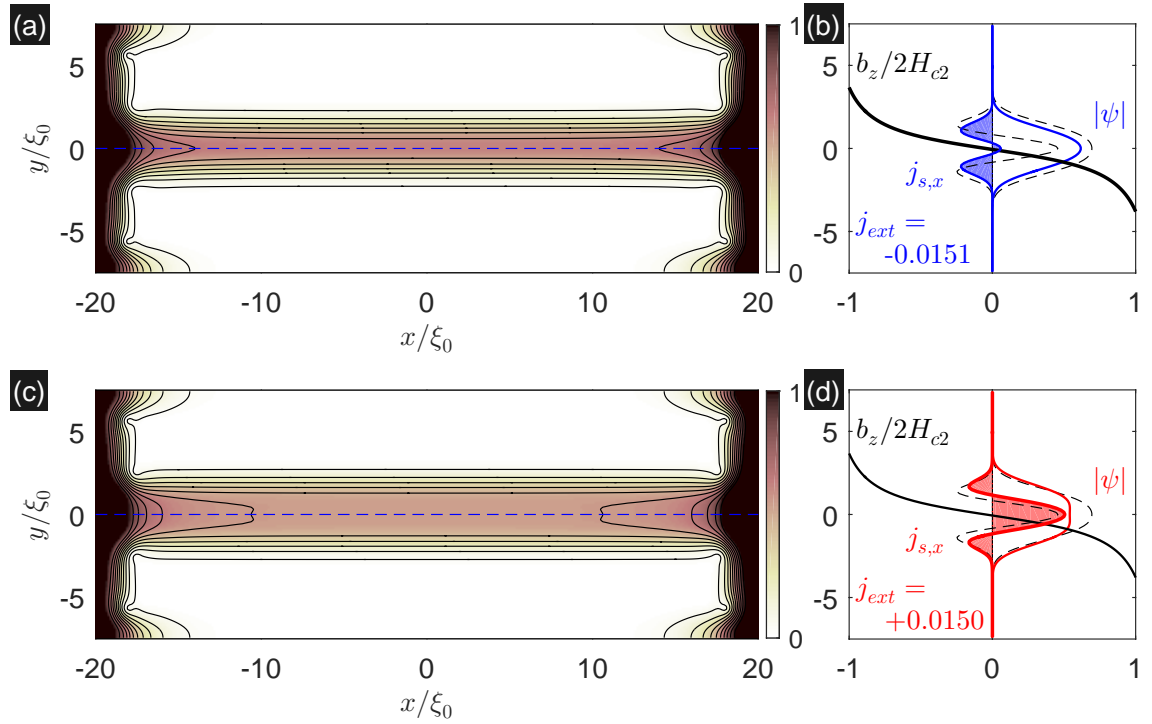


Рис. 93: (а, с) Распределения модуля параметра порядка $|\psi(x, y)|$, соответствующие протеканию критического тока $J_{ext} = -J_c^{(-)}$ (а) и $J_{ext} = J_c^{(+)}$ (с) при $T = 0$, амплитуда поля $B_0 = 2.4 H_{c2}^{(0)}$ и ширина доменной стенки $w = \xi$. (b, d) Зависимости модуля параметра порядка $|\psi(y)|$, локального магнитного поля $b_z(y)$ и x -компоненты сверхпроводящего тока $j_{s,x}(y)$ от y -координаты при условии протекания критического тока для $j_{ext} = -0.0151$ (b) и $j_{ext} = +0.0150$ (d) по срединной линии ($x = 0$). Чёрными пунктирными линиями на рисунках (b) и (d) показаны профили модуля параметра порядка и локальной плотности сверхтока в равновесном состоянии ($j_{ext} = 0$). Для обеспечения эффективной конверсии нормального инжектируемого тока в сверхток на торцах микромостика введены области шириной $2\xi_0$ с повышенной критической температурой $2T_{c0}$ по сравнению с критической температурой внутренней части T_{c0} .

Численное моделирование и интерпретация результатов: А. Ю. Аладышкин (Silaev *et al.* [A23]).

диентом электрического потенциала $\nabla\varphi = -j_n/\sigma_n$ во внутренней части микромостика, а при незначительном превышении тока ($j_{ext} > j_c$) образец переходит в резистивное состояние, которое характеризуется периодическим входом и выходом вихрей и конечным градиентом электрического потенциала.

На рис. 93 показаны двумерные распределения модуля параметра порядка $|\psi(x, y)|$ и профили $|\psi(y)|$ и x -компоненты сверхпроводящего тока $j_{s,x}(y)$ вдоль срединной линии ($x = 0$), соответствующие протеканию критического тока разной полярности, для гибридной структуры с $w = \xi$. Легко видеть, что в равновесном состоянии (при $j_{ext} = 0$) в микромостике реализуется куполообразное распределение модуля параметра порядка с максимумом на доменной стенке (DWS-канал) и знакопеременное распределение локальной плотности сверхтока (тонкие пунктирные линии на рис. 93b), при этом максимум плотности экранирующего тока близок к плотности тока распаривания при данной температуре. Очевидно, что над доменной стенкой (при $y = 0$) плотность экранирующего

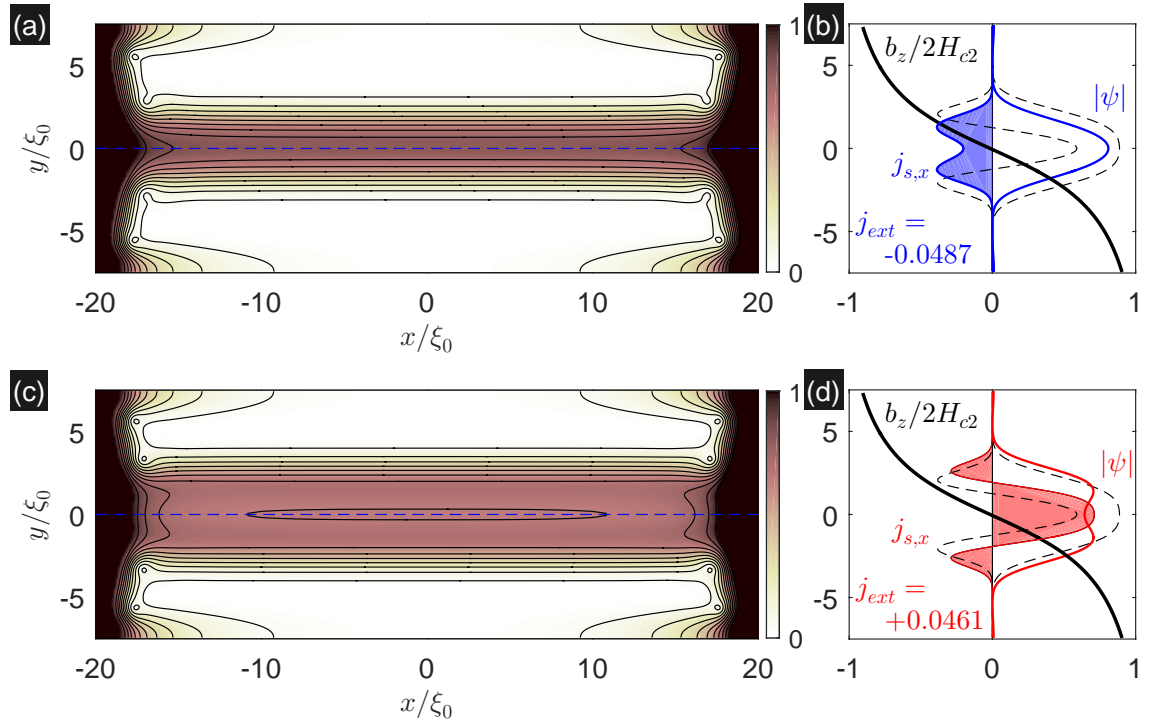


Рис. 94: (а, с) Распределения модуля параметра порядка $|\psi(x, y)|$, соответствующие протеканию критического тока $J_{ext} = -J_c^{(-)}$ (а) и $J_{ext} = J_c^{(+)}$ (с) при $T = 0$ в поле доменной стенки при $y = 0$, амплитуда поля $B_0 = 2.4 H_{c2}^{(0)}$ и ширина доменной стенки $w = 3\xi$. (b, d) Зависимости $|\psi(y)|$, локального магнитного поля $b_z(y)$ и x -компоненты сверхпроводящего тока $j_{s,x}(y)$ от y -координаты при условии протекания критического тока для $j_{ext}/j_{GL} = -0.0487$ (b) и $j_{ext}/j_{GL} = +0.0461$ (d) при $x = 0$. Прочие обозначения и параметры — как на рис. 94.

Численное моделирование и интерпретация результатов: А. Ю. Аладышкин (Silaev *et al.* [A23]).

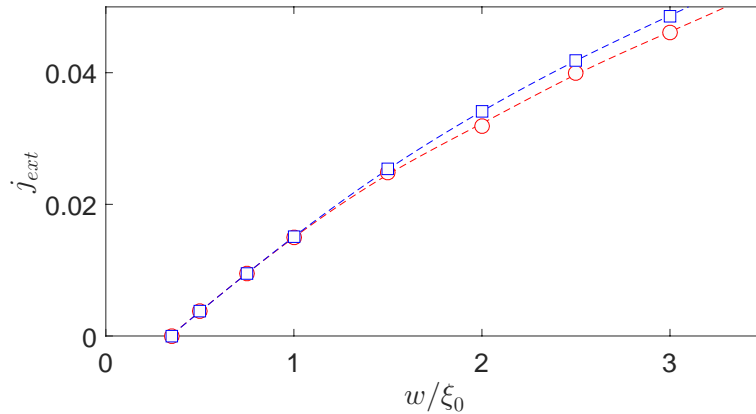


Рис. 95: Зависимость критических токов $J_c^{(-)}$ и $J_c^{(+)}$ для мезоскопического сверхпроводника размером $40\xi_0 \times 15\xi_0$ в поле уединённой доменной стенки ширины w при $T = 0$, амплитуда поля $B_0 = 2.4 H_{c2}^{(0)}$. Для выбранной системы единиц плотность тока распаривания для однородного сверхпроводящего микромостика равна 0.385.

Численное моделирование и интерпретация результатов: А. Ю. Аладышкин (Silaev *et al.* [A23]).

тока будет направлена в противоположную сторону по отношению к микроскопическому току j_M . Суперпозиция стороннего и экранирующего токов приведет к существенной модификации профиля результирующего тока, постольку сторонний ток $j_{ext} < 0$ сможет частично или полностью компенсировать центральный лепесток экранирующего тока, текущий в положительном направлении. Такая компенсация тока приводит к незначительному уменьшению ширины DWS-канала как по сравнению с равновесным случаем, так и по сравнению со случаем $j_{ext} > 0$. Частичная компенсация тока, индуцированного полем доменной стенки, объясняет диодный эффект в мезоскопических структурах: критический ток $J_c^{(-)}$ при $j_{ext} < 0$ незначительно превышает $J_c^{(+)}$ при $j_{ext} > 0$ (сравните распределения b и d на рис. 93). Диодный эффект становится более выраженным при увеличении ширины доменной стенки (рис. 94 и 95).

4.3.3 Резистивное состояние мезоскопической гибридной структуры с уединённой доменной стенкой

На рис. 96 показаны средние по времени значения модуля параметра порядка $\langle |\psi| \rangle$ и x -компоненты плотностей сверхпроводящего и нормального тока $\langle j_{s,x} \rangle$ и $\langle j_{n,x} \rangle$ в зависи-

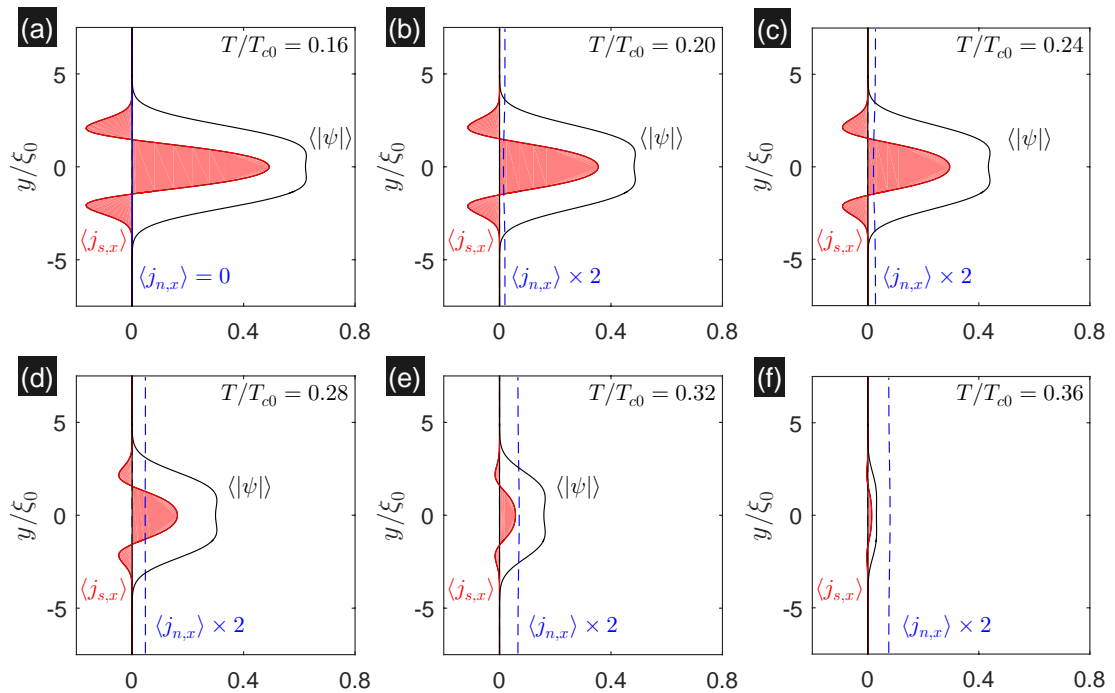


Рис. 96: Зависимости средних по времени модуля параметра порядка $\langle |\psi| \rangle$ и x -компоненты плотностей сверхпроводящего и нормального тока $\langle j_{s,x} \rangle$ и $\langle j_{n,x} \rangle$ от поперечной y -координаты для различных температур в стационарном сверхпроводящем (a) и резистивном (b–f) состояниях. Параметры моделирования: размер образца $40 \xi_0 \times 15 \xi_0$, амплитуда поля $B_0 = 2.4 H_{c2}^{(0)}$, ширина доменной стенки $w = 2\xi$, плотность инжектируемого тока $j_{ext}/j_{GL} = +0.02$.

Численное моделирование и интерпретация результатов: А. Ю. Аладышкин (по материалам работы Werner *et al.* [A18]).

мости от поперечной y -координаты при различных температурах. Легко видеть, что даже в резистивном состоянии средний сверхпроводящий ток имеет выраженный максимум вблизи доменной стенки. Представленные результаты являются обоснованием возможности наблюдения доменной сверхпроводимости в резистивном состоянии, лежащем в основе техники LTSLM (см. раздел 3.2.4).

4.4 Осцилляции критического тока мезоскопических криотронов

4.4.1 Формирование вихревых молекул и их депиннинг вблизи проводника с током при $H = 0$

Для моделирования вихревых структур в мезоскопических сверхпроводниках в неоднородном магнитном поле прямолинейного провода с током (рис. 97а) мы выбрали параметры, близкие к реальным характеристикам Al/Nb криотронов: длина когерентности $\xi_0 = 0.15$ мкм при $T = 0$, длина и ширина микромостика $L_x = 9$ мкм и $L_y = 3$ мкм, ширина и толщина управляющего токонесящего провода $L_w = 1.5$ мкм и $D_w = 0.05$ мкм, расстояние между мостиком и управляющим проводом $h = 0.05$ мкм. На рис. 97б показано распределение z -компоненты магнитного поля, индуцированного управляющим проводом, в предположении о равномерном распределении тока по сечению управляющего провода. Очевидно, что поле $b_z(x, y)$, создаваемое управляющим проводом с током I_w , однородно по ширине сверхпроводящего мостика (вдоль y -оси) и существенно неоднородно вдоль x -оси, достигая максимального значения $B_0 \equiv \max b_z(x, y)$ вблизи краев управляющего провода и затухая обратно пропорционально расстоянию при $|x| \rightarrow \infty$. Отметим, что

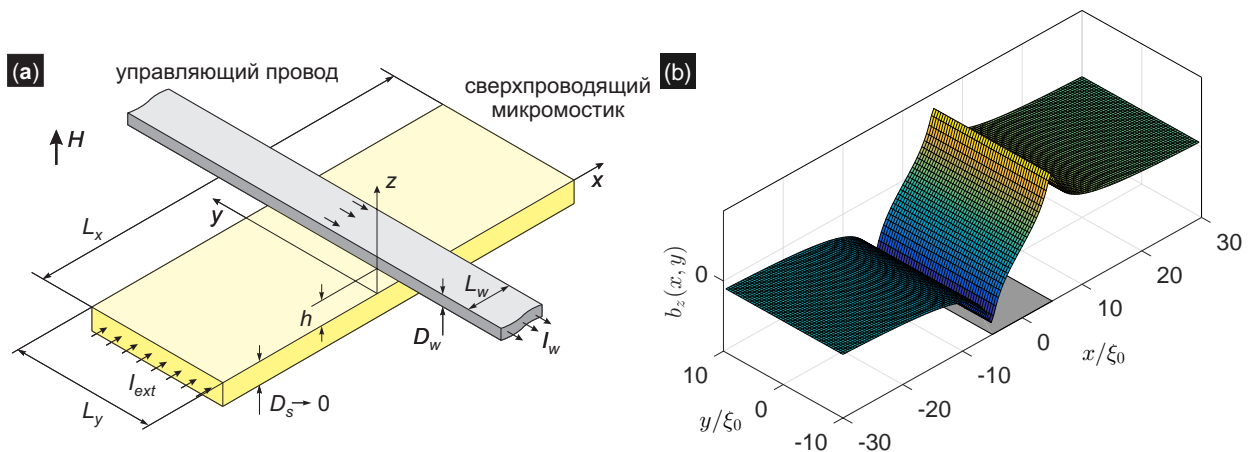


Рис. 97: (а) Схематическое представление мезоскопического криотрона. (б) Модельное распределение z -компоненты магнитного поля, индуцированного управляющим токонесящим проводом, внутри сверхпроводящего мостика в медианной плоскости; максимальное и минимальное значения поля располагаются вблизи проекции краев токонесящего провода на плоскость (x, y) .

Рисунок взят из работы Aladyshkin *et al.* [A24].

изменяя силу тока I_w в управляющем проводе, можно легко изменить амплитуду неоднородного поля внутри сверхпроводника без модификации его пространственной структуры, при этом структура поля оказывается близкой к полю рассеяния уединённой доменной стенки в тонкой ферромагнитной плёнке.

Поскольку полный поток z -компоненты неоднородного магнитного поля при $H = 0$ через поверхность сверхпроводника близок к нулю, полная завихренность (циркуляция градиента фазы вдоль периметра микромостика) должна быть также равна нулю. Следовательно, появление вихрей внутри образца должно сопровождаться появлением симметрично расположенных антивихрей. На рис. 98 показаны два возможных сценария формирования вихревого состояния в мезоскопических криотронах. Во-первых, пары вихрь-антивихрь могут возникать в центре микромостика в области с максимальным градиентом поля $|\nabla b_z|$ и максимальным экранирующим током и затем «диссоциировать» под действием транспортного тока (рис. 98а). Такой сценарий реализуется для управляющих проводов достаточно малой ширины. Во-вторых, вихри и антивихри могут проникать в микромостик с краёв через области с максимальным значением $|b_z|$ на периметре образца (gates for vortex entry) при наличии в сверхпроводнике транспортного тока, близкого к критическому току. В самом деле, для магнитного поля, показанного на рис. 97, экранирующие токи в левой части микромостика будут циркулировать против часовой стрелки, поэтому на нижней границе левой части микромостика мейсснеровский ток будет сонаправлен с транспортным током, текущим по микромостику слева направо, что приведет к увеличению локальной плотности тока, напротив, на верхней границе левой части микромостика токи будут направлены в разные стороны, что приведет к уменьшению локальной плотности тока. Для правой части микромостика усиление локальной плотности тока будет происходить на верхней границе. Таким образом, в некоторых локациях (см. рис. 98b и вставку на рис. 101a) мы имеем и сильное локальное поле, и высокую локальную плотность тока, что будет частично или полностью подавлять энергетический барьер для входа

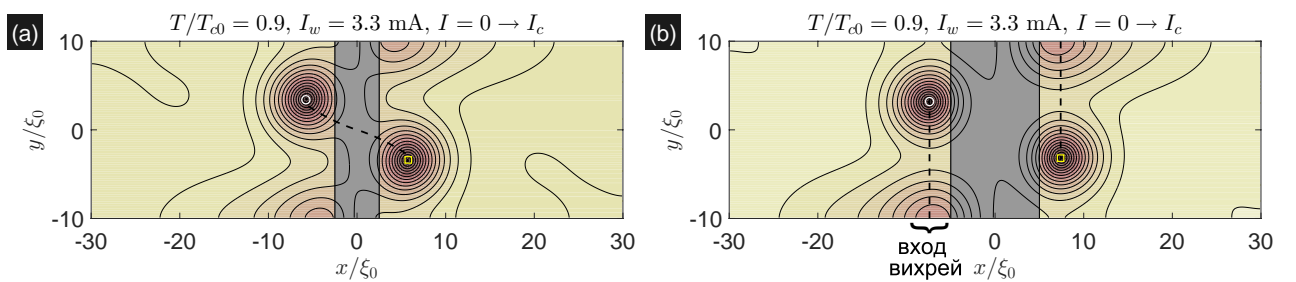


Рис. 98: (а, б) Два сценария формирования стационарных структур, состоящих из вихрей (○) и антивихрей (□), в криотроне при наличии транспортного тока: (а) возникновение пар вихрь-антивихрь в центре мостика, $w = 5 \xi_0$; (б) проникновение вихрей и антивихрей через внешнюю границу, $w = 10 \xi_0$. Пунктирные линии показывают траектории движения вихрей и антивихрей. Все вычисления сделаны для следующих параметров: $L_x = 60 \xi_0$, $L_y = 20 \xi_0$, $T/T_{c0} = 0.9$, $I_w = 3.3 \text{ мА}$ и $j = 0.26 j_{dep}$, где j_{dep} есть плотность тока распаривания при $T/T_{c0} = 0.9$.

Численное моделирование и интерпретация результатов: А. Ю. Аладышкин (Aladyshkin *et al.* [A25]).

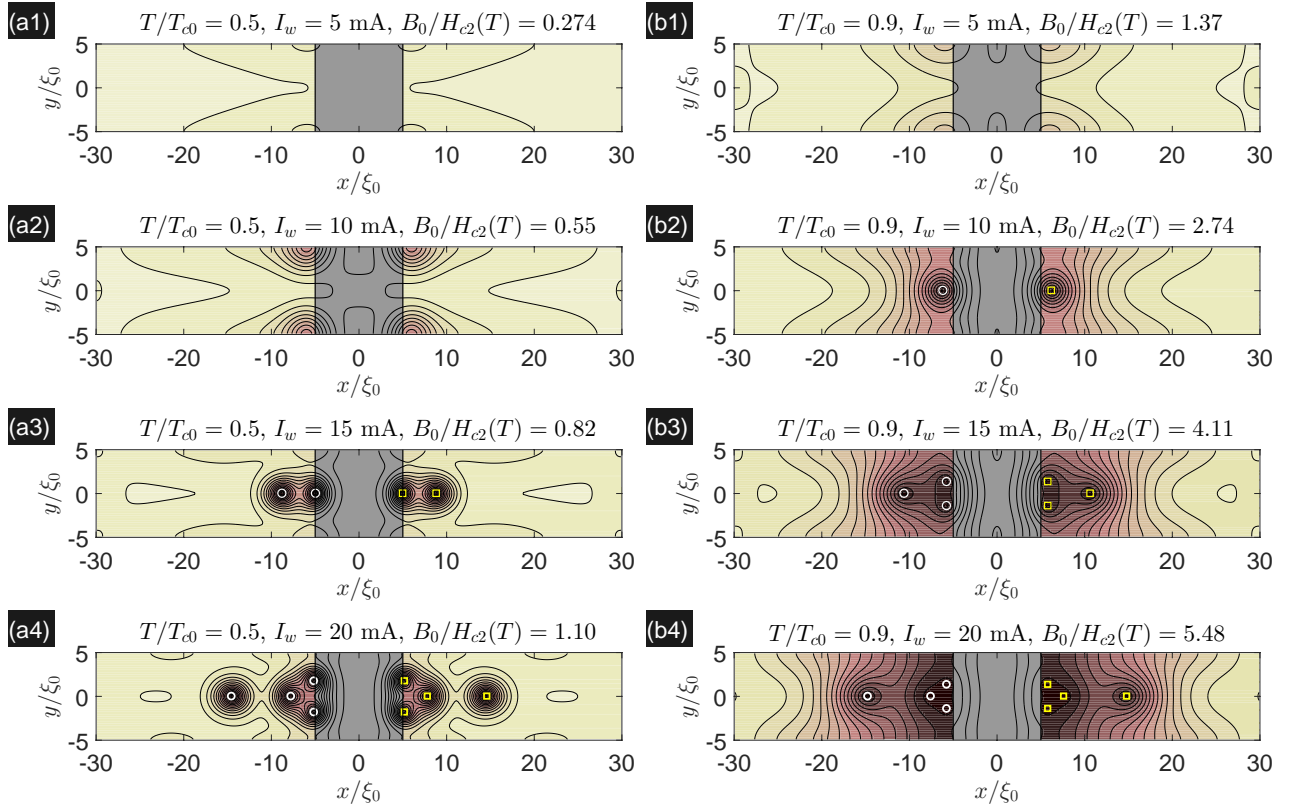


Рис. 99: (а, б) Карты линий уровня $|\psi(x, y)|$ для сверхпроводящего микромостика длиной $L_x = 60 \xi_0$ и шириной $L_y = 10 \xi_0$ в поле управляющего провода с током при $T/T_{c0} = 0.5$ (а1–а4) и $T/T_{c0} = 0.9$ (б1–б4) в отсутствие транспортного тока. Величины управляющего тока I_w и отношение амплитуды z -компоненты неоднородного поля B_0 к верхнему критическому полю при заданной температуре $H_{c2}(T) = \Phi_0/(2\pi\xi_0^2)(1 - T/T_{c0})$ указаны на рисунках. Серая прямоугольная область в центре микромостика есть проекция управляющего провода на плоскость (x, y) . Численное моделирование и интерпретация результатов: А. Ю. Аладышкин (по материалам работ Aladyshkin *et al.* [A24] и [A25]).

вихрей/антивихрей.

Следует отметить, что неоднородное магнитное поле провода с током в мезоскопических криотронах действует с одной стороны как управляемый источник вихрей и антивихрей и, с другой стороны, как магнитная ловушка, препятствующая взаимной аннигиляции вихрей и антивихрей и/или их выходу из микромостика. Последний вывод проистекает из направления экранирующих токов для левой и правой частей микромостика, подобно удержанию решётки вихрей прикраевыми токами в мезоскопических сверхпроводящих образцах в однородном поле.

На рис. 99 и 100 показаны типичные равновесные распределения параметра порядка $|\psi(x, y)|$ для микромостиков шириной $10 \xi_0$ и $20 \xi_0$, соответственно, для различных значений управляющего тока I_w и температуры. Легко видеть, что число вихрей N_v и антивихрей N_{av} в сверхпроводящем мостике ожидаемо возрастает при увеличении ширины мостика и управляющего тока. Поскольку неоднородное поле b_z затухает обратно пропорционально расстоянию от управляющего провода, вихри и антивихри в криотроне распре-

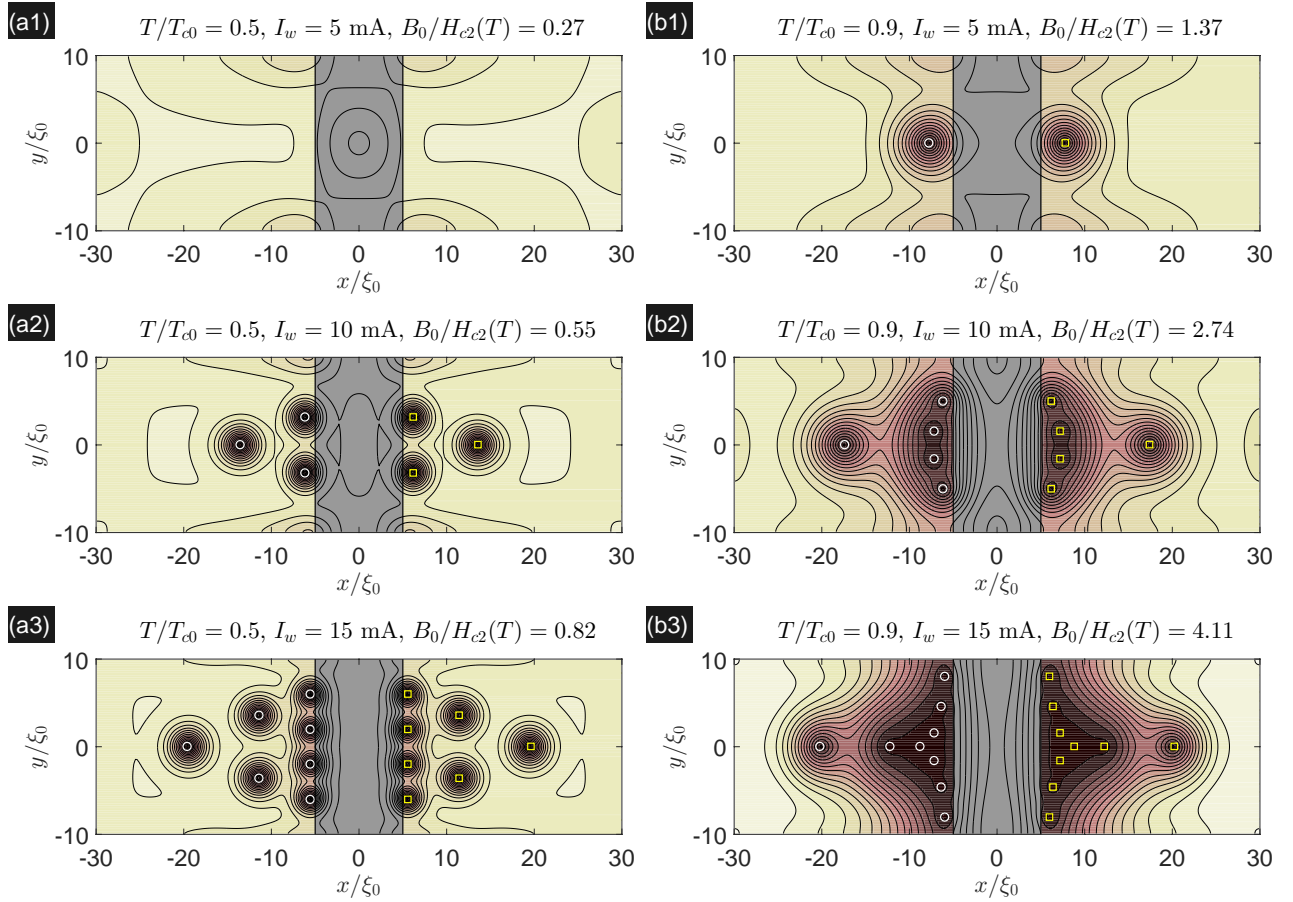


Рис. 100: (а, б) Карты линий уровня $|\psi(x, y)|$ для сверхпроводящего микрополоска длиной $L_x = 60 \xi_0$ и шириной $L_y = 20 \xi_0$ в поле управляющего провода с током при $T/T_{c0} = 0.5$ (а1–а3) и $T/T_{c0} = 0.9$ (б1–б3) в отсутствие транспортного тока.

Численное моделирование и интерпретация результатов: А. Ю. Аладышкин (по материалам работ Aladyshkin *et al.* [A24] и [A25]).

делены неоднородно: чем ближе к проводу, тем выше концентрация вихрей и антивихрей и наоборот. Повышение температуры и увеличение длины когерентности приводит к тому, что сердцевинки отдельных вихрей и антивихрей начинают перекрываться, в результате чего образуются области мезоскопических размеров с подавленной сверхпроводимостью.

4.4.2 Осцилляции критического тока криотрона при $H = 0$

В зависимости от величины транспортного тока I_{ext} , инжектируемого в микрополоску, возможны два режима. Если I_{ext} меньше некоторого критического значения I_c , то возмущенное транспортным током сверхпроводящее состояние релаксирует в некоторому стационарному распределению с неподвижными парами вихрь–антивихрь и нулевым электрическим потенциалом во внутренней части микрополоски. Такие состояния характеризуются нулевой разностью потенциалов между любыми точками сверхпроводника (за исключением областей, в которых происходит инжекция нормального тока и его последующая конверсия в сверхток) и соответствуют бездиссипативному режиму протекания тока. Ес-

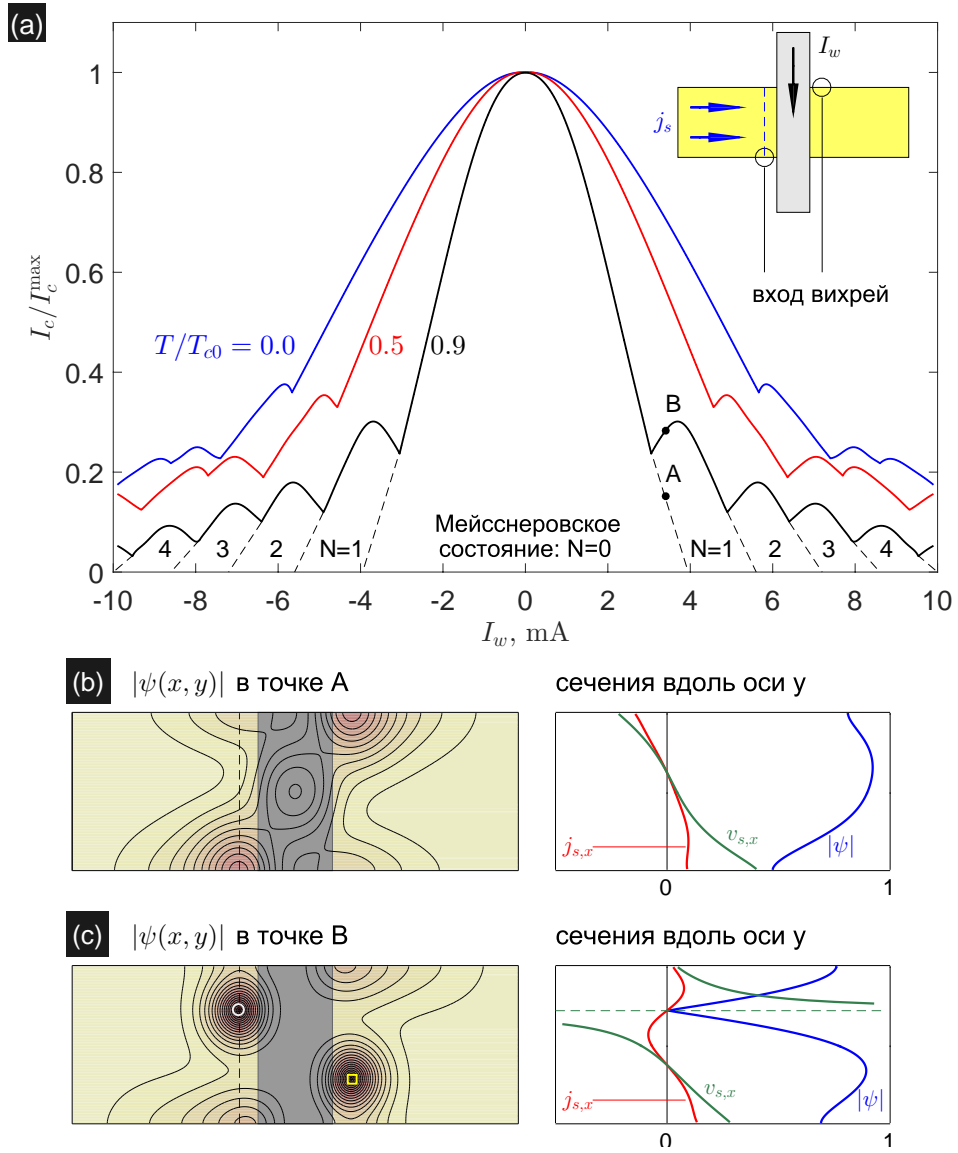


Рис. 101: (а) Зависимость критического тока I_c мезоскопического криотрона от силы тока управляющего провода I_w при $H = 0$ и $T/T_{c0} = 0, 0.5,$ и 0.9 (сверху вниз). Для каждого сегмента диаграммы $I_c - I_w$ указано число вихрей и антивихрей N . (б, в) Распределения модуля параметра порядка $|\psi|$ для $T/T_{c0} = 0.9, I_w = 3.4$ мА и двух разных значений транспортного тока (точки А и В на рисунке а), а также профили волновой функции $|\psi|$, продольной компоненты сверхпроводящего тока $j_{s,x}$ и сверхскорости $v_{s,x} \propto (\partial\theta/\partial x - 2\pi A_x/\Phi_0)$ по ширине микромостика (вдоль пунктирной линии).

Численное моделирование и интерпретация результатов: А. Ю. Аладышкин (Aladyshkin *et al.* [A24]).

ли I_{ext} превышает I_c , то нарушается стабильность вихревых и антивихревых ансамблей: вихри и антивихри периодически по одному выходят из образца, пересекая область с ослабленной плотностью тока, и заходят с противоположной стороны. Это значит, что образец переключился в резистивное состояние. Зависимости I_c от I_w at $H = 0$ для низких, промежуточных и высоких температур представлены на рис. 101а. Отметим, что осцилляции критического тока I_c становятся более выраженными при высоких температурах.

Мы можем пояснить природу осцилляторной зависимости критического тока следую-

щим образом. При $H = 0$ и $I_w = 0$ однородное сверхпроводящее состояние будет сохраняться до тех пор, пока транспортный ток не превысит плотность тока распаривания j_{dep} или сверхскорость $\mathbf{v}_s \propto (\nabla\theta - 2\pi\mathbf{A}/\Phi_0)$ не достигнет критического значения согласно критерию сверхтекучести Ландау. Для ненулевого управляющего тока I_w , создающего неоднородное распределение магнитного поля, переход из сверхпроводящего в диссипативное состояние будет происходить посредством постоянного входа/выхода пар вихрь–антивихрь с противоположных сторон микромостика и их движения через мостик. Благодаря суперпозиции транспортного и экранирующего тока, плотность которого пропорциональна I_w , условие для входа вихрей будут соответствовать меньшим значениям I_{ext} . В результате I_c монотонно и практически линейно уменьшается по мере увеличения I_w . Дальнейшее увеличение I_w приводит, во-первых, к уменьшению порогового значения транспортного тока для входа вихрей и, во-вторых, к усилению локализующего потенциала для вихрей. Эти обстоятельства позволяют удержать пару вихрь–антивихрь даже в присутствии транспортного тока (рис. 101с). Поскольку собственные токи, создаваемые парой вихрь–антивихрь, частично компенсируют транспортный ток вблизи «ворот» для проникновения вихрей, такие каналы закрываются и появление новых пар вихрь–антивихрь будет подавлено до тех пор, пока максимальное значение сверхскорости \mathbf{v}_s не достигнет критического значения на краях образца. Это значит, что после того, как первая пара вихрь–антивихрь закрепится в центральной части микромостика, критический ток снова начнет увеличиваться и станет больше критического тока, соответствующего разрушению мейсснеровского состояния (сравните распределения сверхпроводящих характеристик в точках А и В на рис. 101). Такой процесс формирования стационарных состояний с двумя, тремя парами вихрь–антивихрь и т. д. будет повторяться периодически по мере увеличения I_w , что и приведет к осцилляторной зависимости I_c от I_w . В отличие от осцилляций критического тока в мезоскопических сверхпроводниках квадратной формы в однородном магнитном поле (например, Vodolazov *et al.* [232]), неоднородное поле провода с током позволяет наблюдать мезоскопические осцилляции, связанные с дискретным изменением числа вихрей и антивихрей в *длинных* сверхпроводящих мостиках за счет локализующего потенциала управляющего провода.

В работе Aladyshkin *et al.* [A25] теоретически исследовано влияние геометрических размеров мезоскопического криотрона на период осцилляций критического тока. Показано, что уменьшение ширины сверхпроводящего мостика приводит к увеличению периода осцилляций, а уменьшение ширины управляющего провода приводит к уменьшению амплитуды осцилляций критического тока без существенного изменения периода осцилляций.

Вычислим поток z -компоненты магнитного поля $\Phi_{1/2}$, индуцированного проводом с током, через половину сверхпроводящего микромостика

$$\Phi_{1/2} \equiv \int_0^{L_x/2} \int_{-L_y/2}^{L_y/2} |b_z(x, y)| dx dy.$$

Очевидно, что $\Phi_{1/2}$ есть линейная функция от I_w . Это позволяет рассматривать обнаруженные нами осцилляции критического тока I_c в зависимости от I_w (или $\Phi_{1/2}$) как аналог

известной фраунгоферовой зависимости критического тока точечного джозефсоновского контакта от потока магнитного поля через область туннельного перехода (Абрикосов [224], §22.4). «Встроенное» магнитное поле управляющего провода с током посредством пиннинга квантованного числа пар вихрь–антивихрь обеспечивает контролируруемую модификацию распределения разности фаз сверхпроводящего конденсата по ширине мостика вблизи провода с током. Эта область вблизи управляющего провода с током выступает как эффективная *слабая связь*, поскольку динамика вихрей в этой узкой области (bottleneck) контролирует транспортные свойства всего микромостика. Экспериментальное подтверждение осцилляторной зависимости I_c от I_w для мезоскопических криотронов будет представлено в разделе 4.4.4.

4.4.3 Структура смешанного состояния и осцилляции критического тока при $H \neq 0$

Внешнее магнитное поле H создает ненулевой поток поля через образец и потому нарушает симметрию между количеством запиннигованных вихрей N_v и антивихрей N_{av} . Зависимости критического тока I_c от I_w для $T/T_{c0} = 0.9$ и $H/H_{c2} = 0$ и $H/H_{c2} = 0.1$ представлены на рис. 102а. Легко видеть, что осцилляторная зависимость I_c от I_w во внешнем поле становится более сложной. Из-за конструктивной интерференции экранирующих токов и транспортного тока условия для входа вихрей будут выполнены при меньших амплитудах неоднородного поля, поэтому положения всех локальных минимумов тока (изломов) смещаются в сторону меньших значений I_w . Внешнее поле помогает стабилизировать такие вихревые конфигурации пониженной симметрии (рис. 102b–e), которые невозможны при $H = 0$. Переходы между такими вихревыми состояниями и сопровождаются дополнительными изломами на зависимости I_c от I_w .

4.4.4 Экспериментальное исследование осцилляций критического тока

Для исследования транспортных свойств мезоскопических криотронов были изготовлены структуры, состоящие из сверхпроводящего Nb провода и Al микромостика с одной парой потенциальных контактов. Плёнки Nb толщиной 50 нм были получены методом магнетронного распыления на подложку Si/SiO₂ при комнатной температуре в атмосфере Ar при давлении 6×10^{-3} мбар, из которых затем методом электронно-лучевой литографии и Ag⁺ травления были изготовлены одиночные токнесущие Nb элементы шириной 1.5 мкм (K. Ilin, M. Kemmler, R. Kleiner, D. Koelle). Затем Nb провода были покрыты слоем Ge для подавления окисления и предотвращения электрического контакта между Nb проводом и Al микромостиком. Было изготовлено 30 идентичных структур, при этом по крайней мере для десяти образцов сопротивление утечки между Nb и Al электродами превышало 5 МОм. Плёнки Al толщиной 120 нм были изготовлены методом термического осаждения на подложки при комнатной температуре и давлении 1×10^{-8} мбар, из которых методом электронной литографии и взрывного травления были изготовлены Al микро-

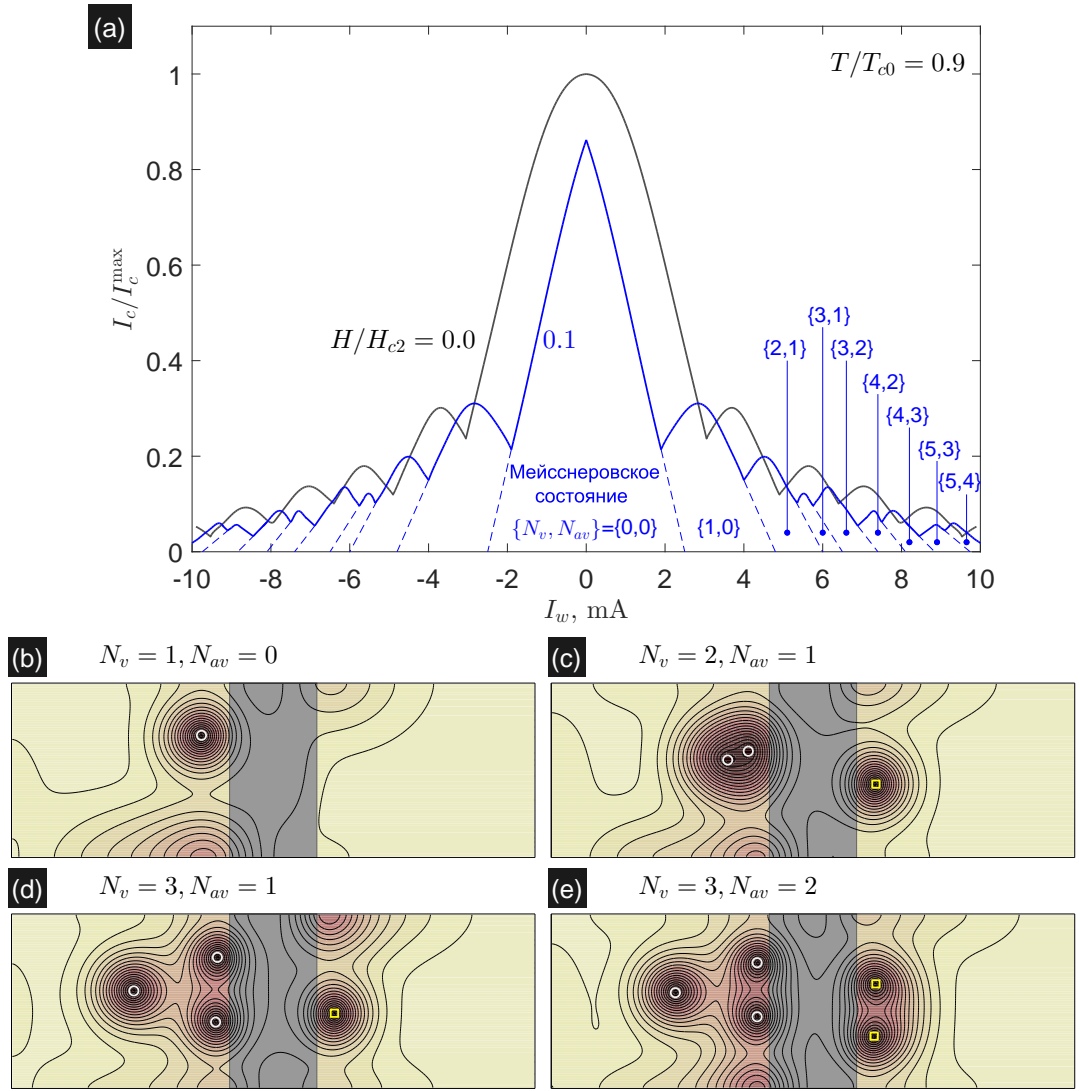


Рис. 102: (а) Зависимость критического тока I_c мезоскопического криотрона от силы тока управляющего провода I_w при $H = 0$ и $H/H_{c2} = 0.1$, $T/T_{c0} = 0.9$. Для каждого сегмента диаграммы $I_c - I_w$ указано число вихрей N_v и антивихрей N_{av} . (б–е) Примеры стационарных распределений модуля параметра порядка $|\psi(x, y)|$ для $T/T_{c0} = 0.9$ and $H/H_{c2} = 0.1$, в каждом случае транспортный ток близок к соответствующему критическому значению.

Численное моделирование и интерпретация результатов: А. Ю. Аладышкин (Aladyshkin *et al.* [A24]).

стики шириной 4 мкм, ориентированные перпендикулярно управляющему проводу (G. W. Ataklti, W. Gillijns, A. V. Silhanek, J. Van de Vondel). AFM-изображение тонкоплёночного мезоскопического криотрона с расстоянием 20 мкм между потенциальными контактами представлено на рис. 103а.

Типичные зависимости сопротивления Al микромостика R на постоянном токе от внешнего перпендикулярного магнитного поля H при условии отсутствия тока в управляющем Nb проводе показаны на рис. 103б. Используя критерий $R(H, T_c) = 0.80 R_n$ мы построили кривую фазового перехода $T_c(H)$, соответствующую формированию объёмной сверхпроводимости (рис. 103с). Аппроксимируя полученную зависимость $T_c(H)$ стандартным соотношением $T_{c2} = T_{c0} \cdot (1 - |H|/H_{c2})$, получаем оценки верхнего критического поля $H_{c2}^{(0)} \simeq 145 \text{ Э}$

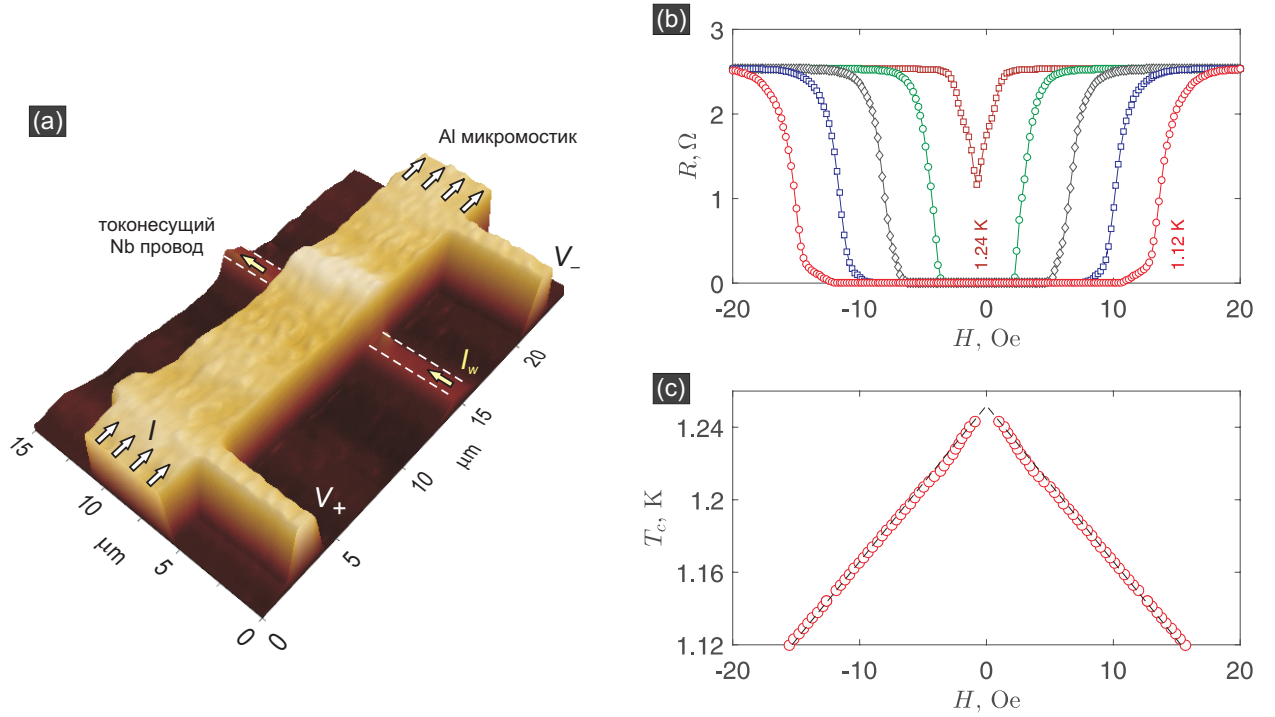


Рис. 103: (a) Топографическое изображение криотрона, полученное методом AFM при комнатной температуре: верхний элемент соответствует сверхпроводящему Al микромостику с двумя контактами (V_+ и V_-) для измерения разности потенциалов; нижний элемент, ориентированный перпендикулярно микромостику, соответствует управляющему Nb проводу. (b) Типичные зависимости сопротивления криотрона R от внешнего поля H при $I_w = 0$ для различных температур $T = 1.12, 1.15, 1.18, 1.21$ и 1.24 К, измерительный ток $I = 50$ мкА. (c) Линия фазового перехода $T_c(H)$, полученная на основе магниторезистивных измерений, представленных на рисунке (b), согласно критерию $R(H, T) = 0.80 R_n$. Пунктирная линия соответствует оценке верхнего критического поля $T_{c2} = T_{c0} \cdot (1 - |H|/H_{c2}^{(0)})$, где $H_{c2}^{(0)} \simeq 145$ Э, $T_{c0} = 1.252$ К.

AFM-измерения: W. Gillijns; транспортные измерения и обработка результатов: G. W. Atakti, W. Gillijns, A. Yu. Aladyshkin (Aladyshkin *et al.* [A24]).

и длины когерентности $\xi_0 \simeq 145$ нм при $T = 0$ и критической температуры $T_{c0} \simeq 1.265$ К в нулевом поле. Отметим, что полученная оценка $H_{c2}^{(0)}$ примерно вдвое ниже оценок верхнего критического тока для тонких Al плёнок (см. разделы 2.2.3, 2.2.4 и 4.1). Такое различие мы связываем с существенно большей толщиной Al плёнок, использованных для создания криотронов ($d \simeq 120$ нм и поэтому $d \sim \xi_0$), что по всей видимости уменьшает влияние дефектов по сравнению с ультратонкими плёнками ($d \ll \xi_0$) и увеличивает эффективную длину свободного пробега ℓ .

Экспериментально критический ток Al криотрона для каждого значения температуры T , внешнего поля H и управляющего тока I_w определялся как появление порогового напряжения на $I - V$ зависимостях. Точность определения критического тока δI_c по нашим оценкам составляла 3 мкА, то есть внутри интервала шириной $2\delta I_c$ мы наблюдали резкий переход из сверхпроводящего состояния (с уровнем шумов порядка 50 нВ) в резистивное состояние и напряжением несколько мВ. На рис. 104а показаны зависимости критического

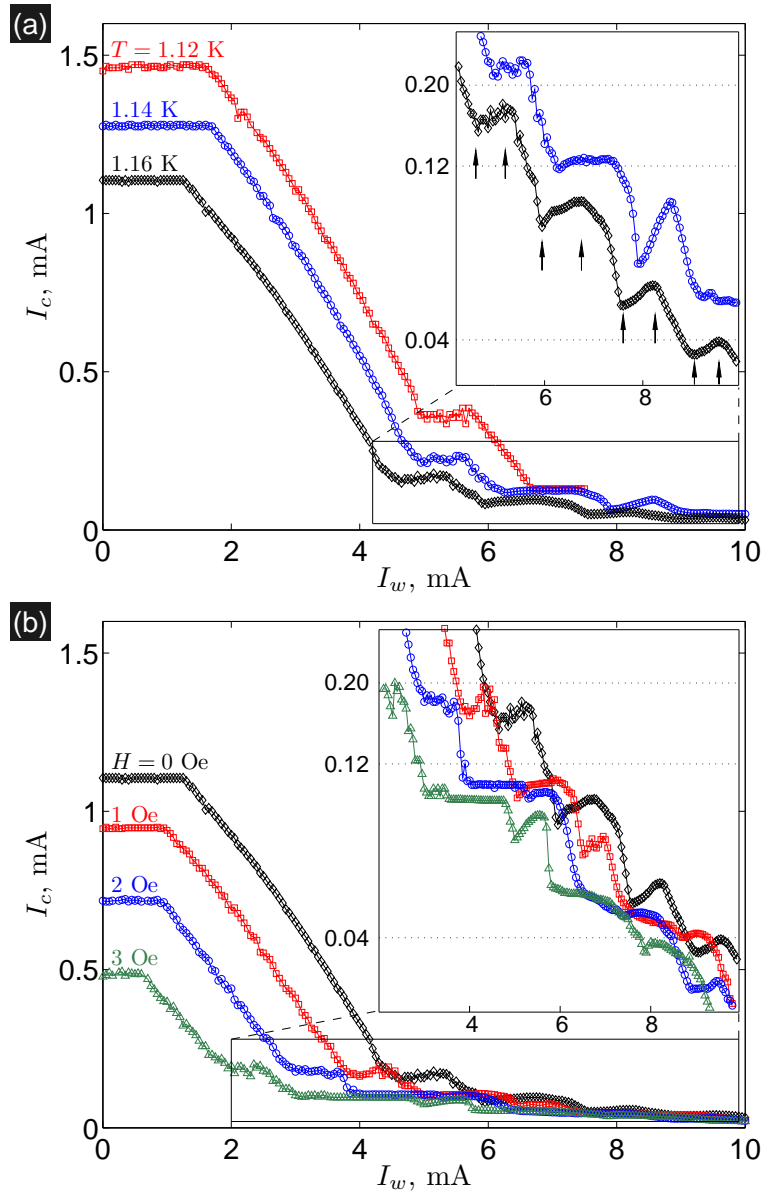


Рис. 104: (а) Критический ток мезоскопического Al/Nb криотрона I_c в зависимости от силы тока в управляющем проводе I_w при $H = 0$ для различных температур. (б) Зависимость I_c от I_w при $T = 1.16$ К и различных значениях H . Вставки на рисунках (а) и (б) показывают увеличенные участки зависимостей I_c от I_w в полулогарифмическом масштабе.

Транспортные измерения и обработка результатов: G. W. Ataklti, W. Gillijns, A. Yu. Aladyshkin, A. V. Silhanek (Aladyshkin *et al.* [A24]).

тока I_c Al микромостика от силы тока I_w в управляющем Nb проводе, полученные при $H = 0$ и температурах близких к критической температуре T_{c0} . Плато на зависимости I_c от I_w при малых I_w по-видимому обусловлено влиянием дефектов структуры, которые облегчают вход вихрей, на критический ток криотрона при условии, если плотность инжектируемого тока близка к току распаривания. В соответствие с результатами численного моделирования, монотонно спадающая часть зависимости $I_c(I_w)$ соответствует переходу между мейснеровским состоянием и резистивным состоянием с одной движущейся парой вихрь–антивихрь. По мере увеличения силы тока I_w происходит появление и движение

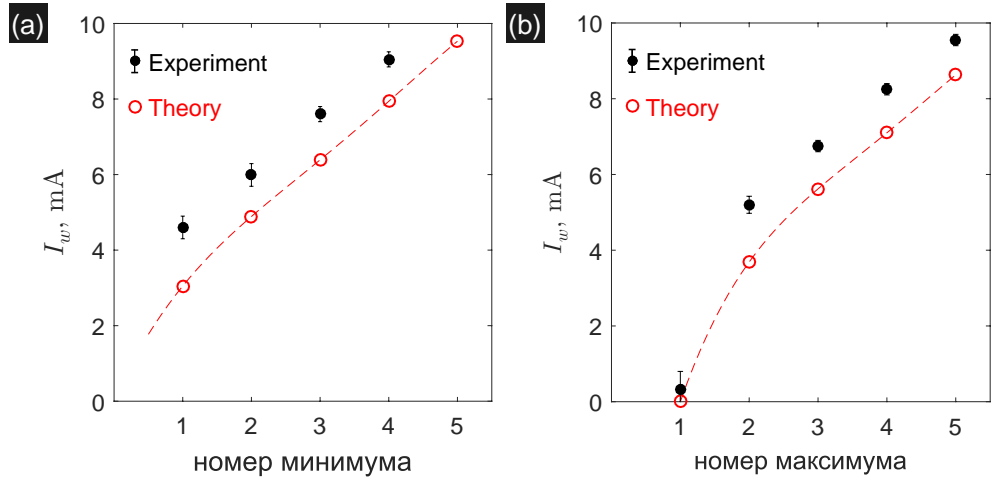


Рис. 105: Зависимость положений локальных минимумов (а) и локальных максимумов (б) критического тока криотрона I_c , рассчитанных для $H = 0$ и $T/T_{c0} = 0.9$ (○) и измеренных при $T = 1.16$ К ($T/T_{c0} \simeq 0.91$, ●).

Численное моделирование и обработка результатов: А. Ю. Аладышкин (Aladyshkin *et al.* [A24]).

двух пар вихрь–антивихрь, трёх пар вихрь–антивихрь и т. д., что сопровождается осцилляторным изменением критического тока. Такие осцилляции являются воспроизводимыми и наблюдались для всех исследованных образцов.

Влияние внешнего магнитного поля на осцилляции критического тока показано на рис. 104b. Мы обнаружили сдвиг монотонной части зависимости $I_c(I_w)$ и всех осцилляций в сторону меньших значений $|I_w|$, что связано с усилением локальной плотности тока в точках входа вихрей из-за сложения транспортного и экранирующего токов, индуцированных полем управляющего провода и внешним полем. Отметим, что осциллирующая зависимость $I_c(I_w)$ стала более сложной, что вероятно отражает формирование и депиннинг экзотических вихревых структур с неравным числом вихрей и антивихрей.

Для того, чтобы сравнить теорию и эксперимент, мы построили положения максимумов и минимумов на зависимости I_c от I_w при $H = 0$ как функцию их порядкового номера (рис. 105). Легко видеть, что модель довольно хорошо описывает общий тренд и период осцилляций критического тока ΔI_w . Тот факт, что все теоретические значения лежат ниже экспериментально наблюдаемых величин, может быть связано с более сложным распределением тока в управляющем проводе и магнитного поля в реальном мезоскопическом криотроне или различиями в параметрах модели и реальными размерами исследуемого криотрона. Тем не менее, используя экспериментальное значение $\Delta I_w \simeq 1.45$ мА для периода высших осцилляций, можно оценить изменение величины потока магнитного поля $\Delta\Phi_{1/2}$ через половину микромостика: $\Delta\Phi_{1/2} \simeq 1.1\Phi_0$. Это подтверждает наш тезис о том, что наблюдаемые в эксперименте осцилляции критического тока криотрона связаны с появлением и депиннингом пар вихрь–антивихрь.

4.5 Основные результаты главы 4

- Для гибридных структур, состоящих из сверхпроводящих Al микромостиков крестообразной формы и ферромагнитных кристаллов $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ с ламинарной доменной структурой, впервые была экспериментально обнаружена гигантская анизотропия электрического сопротивления и критического тока, индуцированная неоднородным магнитным полем. Такой режим реализуется при $|H| \simeq B_0$, где B_0 соответствует типичному значению z -компоненты магнитного поля, индуцированного доменами в ферромагнитной подложке, внутри сверхпроводящего микромостика. Было показано, что состояние с максимальной анизотропией сопротивления ($> 10^3$) соответствует формированию сверхпроводящих каналов, локализованных над магнитными доменами обратной полярности по отношению к знаку H , и нормального состояния над доменами одноименной полярности по отношению к знаку H (Aladyshkin *et al.* [A20] и [A21]).
- Для гибридных структур, состоящих из сверхпроводящих Al микромостиков крестообразной формы и ферромагнитных кристаллов $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ с ламинарной доменной структурой, была экспериментально обнаружена выраженная асимметрия критического тока или диодный эффект, наблюдаемые в узком области значений $H \simeq \pm B_0$. Было показано, что при инверсии знака H происходит изменение соотношения между критическими токами $I_c^{(+)}$ и $I_c^{(-)}$, соответствующим пороговому значению появления сопротивления для транспортного тока разной полярности. Совместно с Д. Ю. Водолазовым была разработана модель, объясняющая асимметрию критических токов в состоянии компенсированной сверхпроводимости. Было показано, что при определенной полярности H и I , которые определяют направление силы Лоренца F_L , действующих на вихри, внутри сверхпроводящего канала может возникать безвихревой канал, который исчезает при инверсии знака H или I . Именно через такой канал может протекать значительная часть транспортного тока бездиссипативным образом, поскольку плотность тока внутри такого канала может превышать плотность тока депиннинга (Aladyshkin *et al.* [A22]).
- Для гибридной структуры, состоящей из тонкой сверхпроводящей плёнки и ферромагнитной подложки с перпендикулярной магнитной анизотропией и уединённой доменной стенкой, совместно с М. А. Силаевым предсказана асимметрия критического тока в состоянии доменной сверхпроводимости. Такой диодный эффект обусловлен появлением выделенного направления $\mathbf{j}_M = \text{crot } \mathbf{M}$ вдоль доменной стенки. Было показано, что критический ток для параллельной конфигурации (сторонний ток направлен вдоль вектора \mathbf{j}_M) превышает критический ток для антипараллельной конфигурации. На основе численного решения уравнений Гинзбурга–Ландау исследован вопрос о возможности наблюдения диодного эффекта в состоянии доменной сверхпроводимости в мезоскопических сверхпроводниках при наличии других типов локализованных сверхпроводящих состояний (Silaev *et al.* [A23]).

- На основе численного решения нестационарных уравнений Гинзбурга–Ландау исследован вопрос о распределении нормального и сверхпроводящего тока в сверхпроводящих микромостиках вблизи доменной стенки в ферромагнитной подложке в стационарном и нестационарном режимах. Было показано, что квазиодномерный канал с повышенной проводимостью, образующийся над доменной стенкой, переносит значительную часть сверхпроводящего тока даже в резистивном состоянии. Это наблюдение поясняет возможность детектирования доменной сверхпроводимости в резистивном состоянии методом низкотемпературной сканирующей лазерной микроскопии (Werner *et al.* [A18]).
- Исследованы особенности формирования связанных вихревых состояний (вихревых молекул) в мезоскопических криотронах вблизи токнесущего провода. Показано, что изменение силы тока в управляющем проводе приводит к квантованному изменению числа пар вихрь–антивихрь, при этом экранирующие токи препятствуют как выходу вихрей и антивихрей из образца, так и их взаимной аннигиляции. Было предсказано, что изменение числа пар вихрь–антивихрь приводит к осцилляторному изменению критического тока I_c сверхпроводящего микромостика в зависимости от I_w и является аналогом фраунгоферовых осцилляций тока в коротком джозефсоновском переходе во внешнем магнитном поле. Теоретически исследована зависимость периода осцилляций I_c от ширины микромостика и ширины управляющего провода. Было показано, что период осцилляций на зависимости I_c от I_w соответствует изменению потока z –компоненты поля провода через половину сверхпроводящего микромостика на Φ_0 (Aladyshkin *et al.* [A24] и [A25]).
- Осцилляции критического тока были обнаружены экспериментально для мезоскопических Al/Nb криотронов при температурах, близких к критической температуре Al. Показано, что такие осцилляции связаны с изменением магнитного потока через половину сверхпроводящего микромостика при изменении силы тока в управляющем проводе на величину, близкую к кванту магнитного потока (Aladyshkin *et al.* [A24]).

Глава 5

Квантово–размерные электронные состояния в плёнках РЬ

5.1 Краткий обзор текущего состояния исследований электронных свойств РЬ наноструктур

Двумерные реконструкции РЬ на поверхности Si

Хорошо известно, что в зависимости от количества осажденного вещества, типа кристаллической решётки подложки и температуры на поверхности полупроводниковых подложек могут формироваться различные двумерные структуры (Lifshits, Saranin and Zotov [414]). Анализу поверхностных структур РЬ на поверхности Si(111) по результатам экспериментов по рассеянию медленных электронов (low-energy electron diffraction, LEED), рассеянию быстрых электронов (reflected high-energy electron diffraction, RHEED) и прямых STM измерений посвящено большое число работ, например, Weiering *et al.* [415], Seehofer *et al.* [416], Hupalo *et al.* [417], Li *et al.* [418], Stepanovsky *et al.* [419], Choi *et al.* [420] и [421], Švec *et al.* [422] и [423], Brand *et al.* [424]). Кроме соизмеримых структур (рис. 106а), на сингулярной поверхности Si(111) могут возникать так называемые «дьявольские лестницы» (devil's staircase, DS), показанные на рис. 106b, и несоизмеримые структуры: сотовая несоизмеримая структура (honeycomb/hexagonal incommensurate structure, HIC) и полосатая несоизмеримая структура (stripe incommensurate structure, SIC), которые состоят из чередующихся доменов $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ и $\sqrt{7} \times \sqrt{3}$ (рис. 106c). На рис. 106d для системы РЬ/Si(111) показана фазовая диаграмма «температура–покрытие», соответствующая условиям роста поверхностных структур различных типов. Формирование монослойных покрытий РЬ на вицинальной поверхности Si(557) было рассмотрено в работах Morikawa *et al.* [425] и Czubanowski *et al.* [426].

Рост квазидвумерных РЬ островков и контролируемая модификация их формы

При увеличении времени осаждения РЬ и, соответственно, увеличении покрытия на сингулярных поверхностях типа Si(111) могут формироваться квазидвумерные монокри-

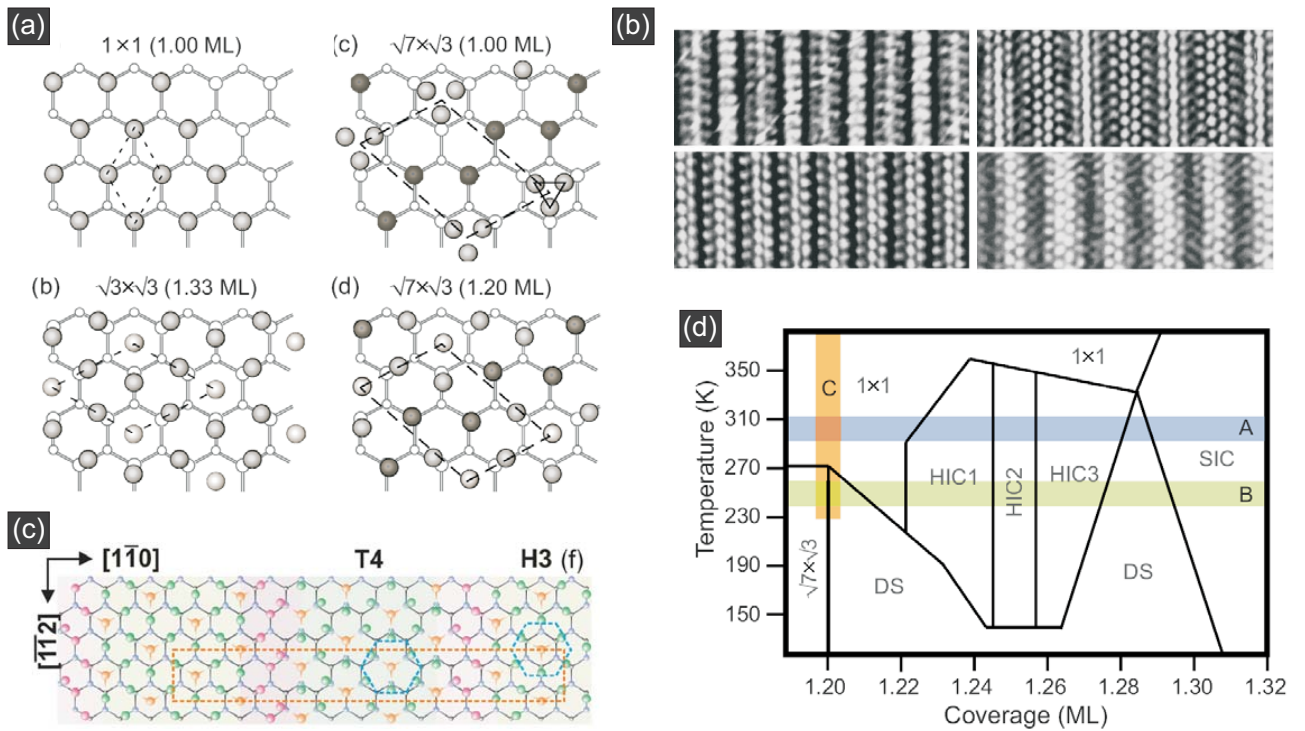


Рис. 106: (а) Схематическое представление различных соизмеримых поверхностных фаз: $\text{Si}(111)1 \times 1\text{-Pb}$, $\text{Si}(111)\sqrt{3} \times \sqrt{3}\text{-Pb}$ и $\text{Si}(111)\sqrt{7} \times \sqrt{3}\text{-Pb}$ (Choi *et al.* [421]). Белые кружки соответствует атомам Si, закрашенные кружки – атомам Pb. (б) Примеры поверхностных структур типа «дьявольская лестница» для различных покрытий $1.25 < \Theta < 1.30$, где Θ – покрытие (Hupalo *et al.* [417]). (в) Схематическое представление полосатой несоизмеримой SIC-фазы (Brand *et al.* [424]). (д) Фазовая $T - \Theta$ диаграмма (Choi *et al.* [421]).

сталлические островки с плоскими вершинами при наличии неупорядоченного смачивающего слоя Pb между островками (Jalochowski and Bauer [427], Hupalo *et al.* [428], Hong *et al.* [429], Feng *et al.* [430], Zhang *et al.* [431], Li *et al.* [432], Li *et al.* [433], Budde *et al.* [434], Binz *et al.* [435]). Такие выводы первоначально были сделаны на основании косвенных наблюдений (осцилляторное поведение интенсивности рассеяния быстрых электронов от времени осаждения) и затем были подтверждены прямыми STM-измерениями. Обсуждению механизмов роста таких островковых структур и, в частности, механизма Странски–Крастанова, посвящен раздел 3 обзора Jia *et al.* [436]. В работе Kuntova *et al.* [437] выполнено численное моделирование процесса роста Pb островков на поверхности Si(111) методом Монте–Карло. В работе Hupalo *et al.* [438] был исследован рост Pb островков одинаковой высоты, равной пяти монослоям, на регулярной поверхности $\text{Si}(111)\text{-Pb}\sqrt{3} \times \sqrt{3}$. В работах Jiang *et al.* [439] и Li *et al.* [440] показана возможность контролируемого измерения формы Pb островков, включая формирование внутренних полостей и полное уничтожение островков, посредством подачи импульса напряжения порядка 5–10 В между островком и иглой туннельного микроскопа, который инициирует связанные процессы растекания заряда и массопереноса.

В работе Zhang *et al.* [441] была введена концепция так называемого «электронного» роста двумерных Pb островков. Было показано (см. также Materzanini *et al.* [442], Wei and Chou [443], Ogando *et al.* [444], Czoschke *et al.* [445]), что свободная энергия E островка,

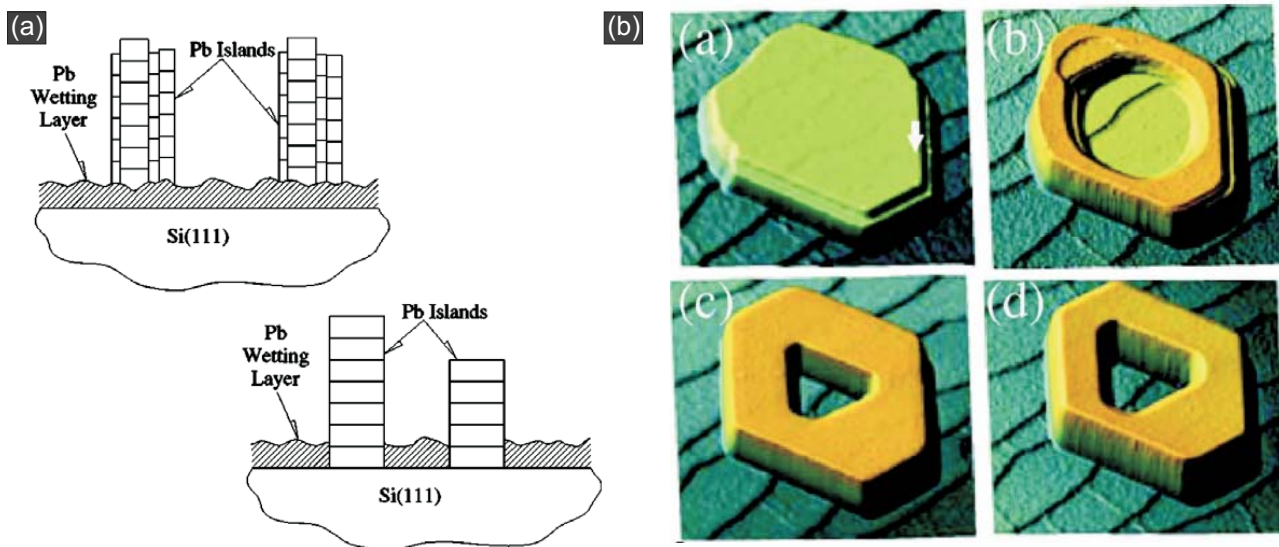


Рис. 107: (а) Схематическое представление ожидаемой трансформации неупорядоченного смачивающего Рb слоя и монокристаллического Рb островка по результатам анализа экспериментов по рассеянию рентгеновского излучения (Feng *et al.* [430]). (б) Иллюстрация модификации формы Рb островка после его зарядки в поле иглы туннельного микроскопа (Li *et al.* [440]).

которая включает энергию квантованных неоднородных электронных состояний, может изменяться немонотонным образом в зависимости от толщины островка

$$E = A \frac{\sin(2k_F^{bulk} N d_{ML} + \varphi)}{N^\alpha} + B,$$

где N есть число монослоев, $d_{ML} = 0.286$ нм есть высота монослоя атомов Рb для плоскости (111), k_F^{bulk} есть импульс Ферми для объёмного монокристаллического Рb, A и φ есть амплитуда и фазовый сдвиг, B есть постоянная. Осциллирующий характер зависимости E от N , напоминающий фриделевские осцилляции потенциала, приводит к тому, что островки с «магическими» толщинами будут обладать меньшей энергией и, следовательно, большей стабильностью. Существование таких «магических» толщин особенно ярко проявляется при исследовании процессов роста на вицинальных поверхностях типа Si(557) (Fokin *et al.* [446]). Заметим, что Рb не является уникальным материалом и похожий механизм роста квазидвумерных металлических островков на полупроводниковых кристаллах был обнаружен для других систем: Ag/GaAs (Smith *et al.* [447]), Ag/Si(111) (Huang *et al.* [448], Gavioli *et al.* [449]).

Размерные эффекты и особенности транспортных свойств Рb плёнок

Эффекты размерного квантования изменяют транспортные свойства металлических структур: удельное сопротивление или проводимость тонких плёнок Рb, Sn и Sb начинает осцилляторным образом зависеть от их толщины (Комник и Бухштаб [198] и [199], Jałochowski and E. Bauer [200], Jałochowski *et al.* [201] и [202], Miyata *et al.* [203]). Такое поведение легко объяснить резкой перестройкой энергетического спектра при изменении толщины плёнки, что приводит к изменению плотности состояний на уровне Ферми и

проводимости структуры. В работах Jałochowski *et al.* [204], Vilfan *et al.* [205] обнаружено осцилляторное изменение коэффициента Холла как функции толщины Pb плёнки.

Размерные эффекты и особенности туннельных свойств Pb плёнок

Первое свидетельство появления осцилляторной зависимости туннельных характеристик (производных туннельного тока dI/dV и d^2I/dV^2) от разности потенциалов V в узком интервале от 0.5 до 1.1 В выше уровня Ферми для туннельных переходов Al–Al₂O₃–Pb or Mg–MgO–Pb представлено в работе Jaklevic *et al.* [450]. Авторы связали напряжения V_n , соответствующие максимумам дифференциальной проводимости, с формированием стоячих электронных волн с волновыми векторами и энергиями, соответствующими подзонам размерного квантования в одномерной потенциальной яме с бесконечно высокими стенками, при этом $k_{\perp,n}D = \pi n$ и $E_n(k_{\parallel}) = \hbar^2 \mathbf{k}_{\parallel}^2 / (2m^*) + \hbar^2 \pi^2 n^2 / (2m^* D^2)$, где D – средняя толщина Pb плёнки, $n = 1, 2, \dots$. Авторами были предложен способ оценки скорости Ферми $v_F = \hbar k_F / m^*$, основанный на линейной экстраполяции линейной зависимости $1/\delta V$ от D к нулевому значению (см. раздел 5.2.2), где $\delta V \equiv V_{n+1} - V_n$ есть интервал между соседними максимумами на зависимости dI/dV от V . В последующей работе Jaklevic and Lambe [451] исследовали резонансные особенности туннельных спектров Pb, Mg, Au и Ag.

Работа Altfeder *et al.* [192] посвящена исследованию электронных свойств структуры Pb/Si(111). В этой работе на топографических изображениях Pb nanoостровков с плоской вершиной были обнаружены полосы (fringes), форма и ориентация которых повторяла расположение ступеней монокристаллической Si подложки и указывала на области с постоянной толщиной Pb слоя. На основе измерений точечных туннельных спектров было обнаружено осцилляторное измерение dI/dV в зависимости от V , особенно сильно выраженное в интервале напряжений от нуля до 2 В. Было показано, что резонансные значения энергии $E_n = |e|V_n$, соответствующие максимумам dI/dV , зависят от локальной толщины Pb слоя. Авторы усовершенствовали метод линейной экстраполяции [450] и применили его для оценки v_F и толщины смачивающего слоя (wetting layer). Ненулевая толщина смачивающего слоя ($\simeq 3d_{ML}$) приводит к отличию фактической высоты островка от видимой высоты, отсчитываемой от уровня смачивающего слоя (см. раздел 5.2.2).

В последующих работах Altfeder *et al.* [193] и [194] продемонстрировали возможность визуализации кристаллической структуры Si(111) 7×7 под слоем Pb толщиной до 10 нм. Способность STM-микроскопа регистрировать атомы подложки с нанометровым в латеральной плоскости разрешением, по мнению авторов, связана с существенной анизотропией эффективных масс электронов m_{\parallel}^* и m_{\perp}^* в слое Pb, которая препятствует распылению электронного пакета, и пространственной (с периодом решётки) модуляцией фазы электронной волны φ_2 , отраженной от нижнего Si–Pb интерфейса, в соотношении Бора–Зоммерфельда¹

$$k_{\perp,n}D + \varphi_1 + \varphi_2 = \pi n, \quad (5.1)$$

¹Соотношение (5.1) можно интерпретировать как кратность полного набега фазы волны по замкнутому контуру (например, от нижней поверхности по верхней и обратно) 2π (phase accumulation model).

где φ_1 и φ_2 – сдвиги фазы² электронной волны при отражении от границы металл – вакуум и металл – подложка. Также было показано, что для атомарно-гладких Pb террас положения максимумов дифференциальной проводимости dI/dV могут смещаться на величину δE до 60 мэВ в зависимости от взаимного положения иглы и атомов Si, при этом $\delta E(\mathbf{r}) \simeq -\hbar v_F \delta\varphi_2(\mathbf{r})/D$.

В работе Su *et al.* [195] для системы Pb/Si(111)7 × 7 и в работе Hsu *et al.* [196] для системы Pb/Si(100)2 × 1 была проведена индексация пиков туннельной проводимости и каждому пику были приписано квантовое число n , соответствующее числу полувольт. Авторы отметили существование максимума проводимости, расположенного на 0.6 эВ выше уровня Ферми, положение которого не зависит от локальной толщины Pb плёнки. Было также показано, что видимая высота Pb ступеней между террасами с чётным и нечётным числом монослоев может различаться, что может быть связано с избыточной энергией террас с чётным числом монослоев. В работе Hong *et al.* [197] и в диссертации Hong [452] исследованы особенности туннельных спектров для систем Pb/Si(111)7 × 7 и Pb- $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ /Si(111). Анализ зависимости ширины пиков дифференциальной проводимости Γ от энергии E и температуры T , а также *ab-initio* моделирование позволили авторам оценить времена электрон-электронной и электрон-фононной релаксации (τ_{e-e} и τ_{e-ph}), а также константу электрон-фононного взаимодействия λ .

Таким образом, принципиальным отличием перечисленных работ от работы диссертанта является применение техники модуляционной сканирующей туннельной спектроскопии, которая широко используется для исследования смешанного состояния в сверхпроводниках (Nishio *et al.* [154] и [155], Ning *et al.* [130] и [156], Cren *et al.* [131] и [132], Moore *et al.* [157], Roditchev *et al.* [158]). Заметим, что локальная туннельная спектроскопия, выполненная для ограниченного числа точек, не позволяет надёжно установить границы областей с постоянной толщиной Pb слоя. Метод модуляционной сканирующей спектроскопии с применением техники синхронного детектирования позволяет получать данные о топографии и локальной проводимости исследуемых участков поверхности параллельно в режиме реального времени с высоким пространственным и энергетическим разрешением и, тем самым, визуализировать области с аномальными электронными свойствами для последующего детального исследования.

Размерные эффекты и особенности фотоэлектрического отклика Pb плёнок

Поскольку эффекты размерного квантования изменяют энергетический спектр $E(k_\perp, \mathbf{k}_\parallel)$ электронов в ультратонких плёнках, такие эффекты могут быть исследованы методами фотоэлектронной спектроскопии (photoemission/photoelectron spectroscopy, PES). Методы фотоэлектронной спектроскопии (Оура и др. [458]) позволяют исследовать спектры локализованных состояний ниже уровня Ферми – так называемых «заполненных» состояний (filled states) в отличие от туннельной спектроскопии, которая позволяет

²Для частицы в прямоугольной потенциальной яме конечной высоты $\varphi_1 = -2 \arctg(\kappa_1/k_\perp)$ и $\varphi_2 = -2 \arctg(\kappa_3/k_\perp)$, где κ_1 и κ_3 есть мнимые части волнового вектора в вакууме и в подложке, k_\perp есть волновой вектор частицы внутри ямы (металлической плёнки).

изучать особенности электронных свойств и для «заполненных», и для «незаполненных» состояний (empty states). Исследованию особенностей фотоэлектронного отклика ультратонких металлических плёнок (Au, Ag, Cu, Fe) посвящены обзоры Milun *et al.* [207] и Chiang *et al.* [214]. Особенности фотоэлектронного отклика ультратонких Pb плёнок на различных подложках исследованы в работах Mans *et al.* [206], Upton *et al.* [208], Dil *et al.* [209], [210] и [211], Ricci *et al.* [212], Slomski *et al.* [213]. В работах Mans *et al.* [206] и Ricci *et al.* [212] были предприняты усилия по извлечению фаз φ_1 и φ_2 на основе данных фотоэмиссионной спектроскопии. В работах Upton *et al.* [208], Dil *et al.* [209] и Slomski *et al.* [213] были исследованы зависимости $E(k_{\parallel})$ и обнаружены «плоские» зоны, свидетельствующие о большой продольной эффективной массе электронов в таких плёнках. Авторы объясняют необычную дисперсию электронов эффектами локализации (enhanced electronic localization) и гибридизацией электронных состояний Pb плёнки и Si подложки, приводящей к антикроссингу соответствующих веток спектра.

5.2 Квантово–размерные электронные состояния в тонких плёнках Pb

5.2.1 Подготовка образцов и процедура измерений

Подготовка поверхности подложек Si(111), осаждение Pb и исследование электрофизических свойств Pb наноструктур на поверхности Si(111)7×7 были проведены на сверхвысоковакуумном измерительном комплексе UHV LT SPM Omicron Nanotechnology в Институте физики микроструктур РАН. Общий вид установки показан на рис. 108.

Термическое осаждение Pb производилось с помощью электронно–лучевого испарителя Focus EMF3 при комнатной температуре и давлении порядка $(3 - 5) \cdot 10^{-10}$ мбар в два этапа. Сначала на реконструированную поверхность Si(111)7×7 напыляли свинец (производитель Alfa Aesar, чистота 99.99%) из Mo тигеля со скоростью порядка 0.01 нм/мин в течение 6 минут. Это обеспечивало формирование аморфного смачивающего Pb слоя без островков, что было подтверждено последующим анализом *in-situ*. Затем для получения двумерных Pb островков на смачивающий слой осаждали Pb со скоростью порядка 0.5 нм/мин при комнатной температуре, время напыления варьировалось от 4 до 40 мин. Ионный ток по данным встроенного измерителя потока (flux monitor) в процессе осаждения был равен 200 нА, ускоряющее напряжение обычно выбиралось близким к 800 В, ток нити накала (катода) был близок 1.7–1.8 А, эмиссионный ток между катодом и анодом (Mo тиглем с Pb частицами) был близок к 3.5–4 мА, что соответствовало мощности порядка 3 Вт. В ряде случаев осаждение Pb производилось за один этап с такими же параметрами без предварительного формирования смачивающего слоя. Для предотвращения неконтролируемого увеличения скорости испарения легкоплавких материалов, таких как Pb, применялась оригинальная Labview–программа Focus_Status_Monitor.vi (рис. 109), в которой была предусмотрена опция автоматического сброса силы тока нити накала и уменьшения эмиссионного тока при превышении предустановленного предела по давлению и/или по

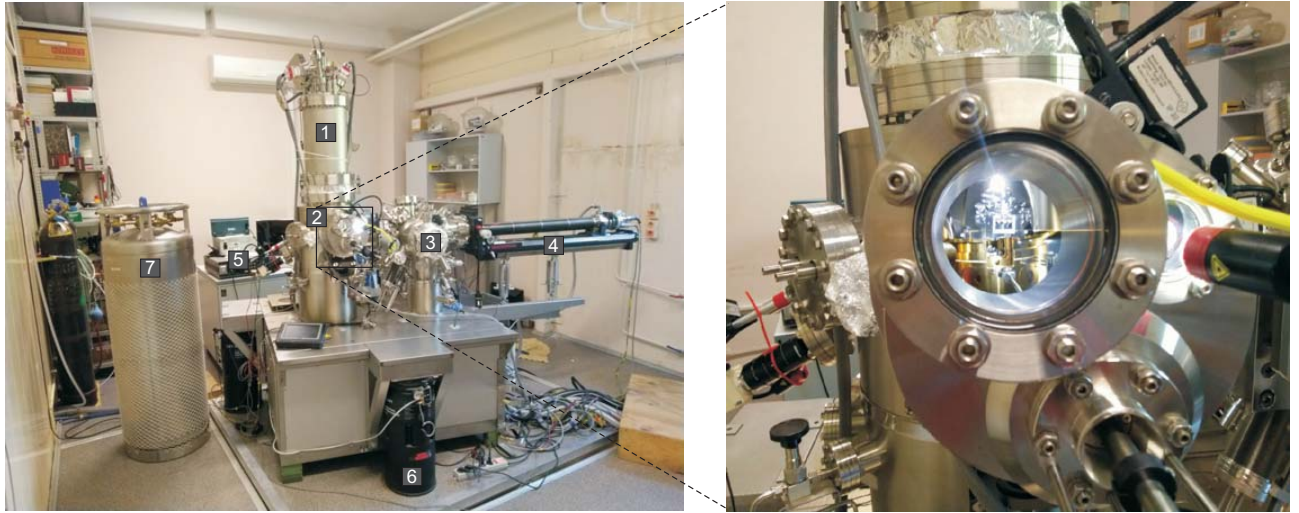


Рис. 108: Общий вид сверхвысоковакуумного измерительного комплекса Omicron Nanotechnology в Институте физики микроструктур РАН (Нижний Новгород): 1 – азотно–гелиевый заливной криостат, 2 – измерительная камера, 3 – подготовительная камера, в которой производилось осаждение Pb, 4 – манипулятор, 5 – система Matrix для сбора и анализа результатов измерений, 6 – пневматическая система подавления вибраций, 7 – резервуар для жидкого азота. Справа показано увеличенное изображение внутренней части измерительной камеры, включая карусель для хранения образцов, бессильфонный магнитный манипулятор, вращающиеся экраны для уменьшения тепловых потерь и охлаждаемые держатель образцов и пьезосканер.

потоку испаряемого вещества.

Рельеф Pb наноструктур был исследован методом низкотемпературной сканирующей туннельной микроскопии при температуре 78 К в режиме удержания заданного туннельного тока (рис. 110). Принцип работы сканирующего туннельного микроскопа хорошо известен и подробно описан в монографиях Strosio and Kaiser [455], Chen [456], Wiesendanger [457]. В наших экспериментах применялись W иглы, острие которых очищалось от оксидов и прочей гадости электронной бомбардировкой в сверхвысоком вакууме (ускоряющее напряжение 1 кВ, эмиссионный ток 1.9–2 мА, длительность 10 сек). Качество приготовленных игл проверялось предварительным сканированием реконструированных поверхностей Si(111) 7×7 и Au(111) $22 \times \sqrt{3}$. В наших экспериментах потенциал иглы как правило модулировался по закону $V = -V_0 + V_1 \cos(2\pi f_0 t)$ на частоте $f_0 = 11111$ Гц, при этом средний потенциал образца относительно иглы равен V_0 , амплитуда модуляции потенциала обычно выбиралась равной 30 или 40 мВ ($V_1 \ll |V_0|$). Поскольку f_0 существенно превышает частоту реакции обратной связи (~ 200 Гц), то прикладываемое к образцу переменное напряжение не приводит к появлению артефактов на топографических изображениях. Обработка топографических изображений заключалась в устранении глобального наклона вычитанием плоскости, задаваемой тремя реперными точками.

Электронные свойства Pb островков были исследованы методом точечной туннельной спектроскопии, заключавшемся в измерении серии локальных вольт–амперных характеристик (зависимостей туннельного тока I от среднего потенциала образца V_0) в режиме

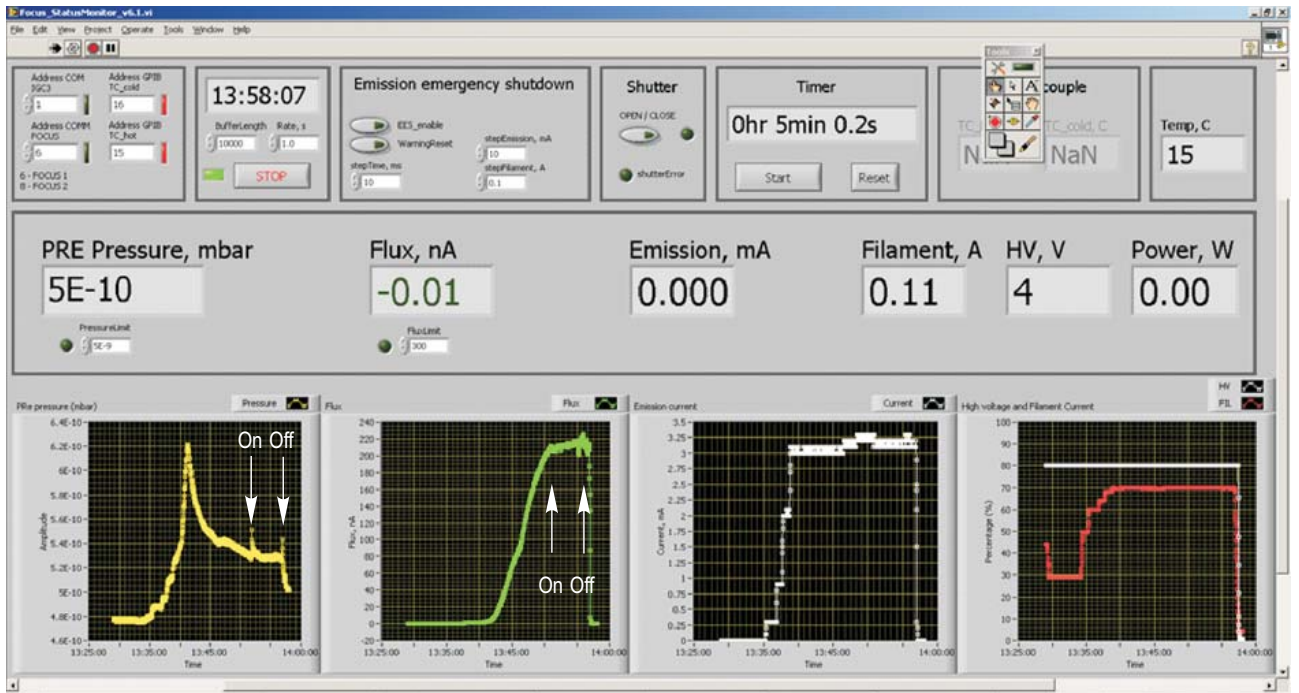


Рис. 109: Внешний вид Labview–программы Focus_Status_Monitor.vi, которая использовалась для управления электронно–лучевым испарителем Focus и контроля за уровнем давления в подготовительной камере. Графики в нижней части кадра представляют собой зависимости давления (мбар), потока вещества (нА), эмиссионного тока (мА), тока нити накала (А) и ускоряющего напряжения (В) (слева направо). Два всплеска давления соответствуют открытию и закрытию заслонки испарителя и, соответственно, началу и окончанию процедуры осаждения. Для предотвращения неконтролируемого увеличения скорости испарения используется опция автоматического уменьшения эмиссионного тока (Emission Emergency Shutdown) при превышении предустановленного предела по давлению (в данном случае $5 \cdot 10^{-9}$ мбар) и/или по потоку (300 нА).
Разработка и отладка программы: А. Ю. Аладышкин и С. С. Уставщиков.

заданной высоты, из которых методом численного дифференцирования можно получить зависимость дифференциальной проводимости dI/dV от V_0 при фиксированном положении иглы. Модуляционные спектроскопические измерения проводились с помощью синхронного детектора Stanford Research SR 830 с постоянной времени от 10 до 100 мсек, что соответствует усреднению сигнала по $10^2 - 10^3$ периодам несущей частоты. Очевидно, что при условии $V_1 \ll |V_0|$ амплитуда осциллирующий тока на частоте модуляции f_0 пропорциональна дифференциальной проводимости dI/dV на заданной энергии V_0 . Следует подчеркнуть, что модуляционная методика позволяет синхронно получать топографические изображения $z(x, y)$ и карты дифференциальной туннельной проводимости $dI/dV = f(x, y)$ в режиме удержания среднего тока при заданном значении V_0 .

5.2.2 Зависимость туннельных спектров от локальной толщины Pb плёнки и оценка толщины смачивающего слоя

На рис. 111а представлено типичное топографическое изображение участка поверхности Pb/Si(111)7×7, выровненное по области с наименьшей высотой. Хорошо известно (см.

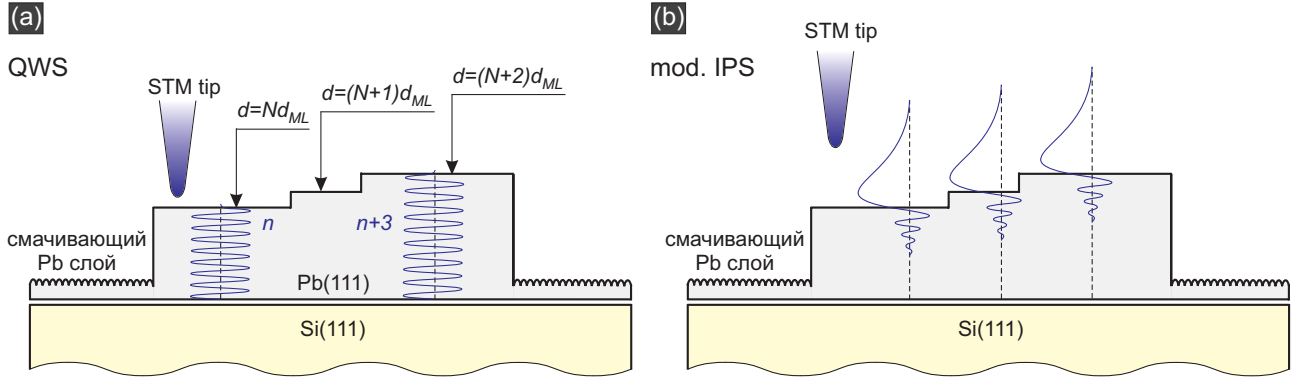


Рис. 110: (а) Схематическое представление иглы микроскопа, неупорядоченного смачивающего Pb слоя, монокристаллического Pb островка с несколькими атомарно-гладкими террасами и структуры стоячих электронных волн (quantum well states, QWS) внутри островка для некоторой энергии E^* вблизи E_F , параметр n характеризует число полуволн. Отметим, что для выбранного значения E^* стоячие волны для террасы с толщиной $(N + 1)d_{ML}$ отсутствуют. (б) Схематическое представление структуры модифицированных поверхностных электронных состояний (image potential states, IPS), формирование которых не зависит от локальной толщины (глава 6).

По материалам из работ Путилов и др. [A27] и Aladyshkin [A28].

обзор Jia *et al.* [436]), что рост Pb наноструктур при комнатной температуре происходит по сценарию Странски–Крастанова, в результате чего возникают ультратонкие двумерные островки с характерными латеральными размерами от нескольких десятков до сотен нм и толщиной от нескольких монослоёв до нескольких десятков монослоёв. Профили $A - B$ и $C - D$, показанные на рис. 111с, указывают на квантованное изменение высоты, поэтому минимальное изменение высоты террас следует отождествить с толщиной монослоя (monolayer, ML) атомов свинца: $d_{ML} = 0.28 \pm 0.01$ нм. Оценка d_{ML} с хорошей точностью совпадает с расстоянием между атомными плоскостями для монокристаллического свинца в направлении $[111]$: $d_0 = a/\sqrt{3} = 0.285$ нм, где $a = 0.495$ нм – постоянная решётки. Поскольку все высоты на рис. 111а,с отсчитываются уровни от аморфного смачивающего слоя, фактическая толщина плёнки D равна сумме параметра d_w , который определяется толщиной смачивающего слоя и конечным радиусом локализации волновых функций вне слоя, и номинальной толщины d островков относительно уровня смачивающем слое. Можно пересчитать весь спектр высот на рис. 111а в число монослоёв $N = d/d_{ML}$ и предложить схематическое представление структуры исследованного участка (рис. 111б).

На рис. 111 представлены зависимости dI/dV от V , полученные численным дифференцированием $I - V$ характеристик для различных точек в режиме удержания заданной высоты. Было обнаружено, что туннельные спектры в различных точках участка поверхности с одинаковой толщиной оказываются идентичными (рис. 111д,е). Важной особенностью полученных спектров является наличие практически эквидистантных пиков туннельной проводимости, причем положение пиков зависит от локальной толщины слоя (Altfeder *et al.* [192], Su *et al.* [195], Hong *et al.* [197], Eom *et al.* [167]).

Следует отметить, что наблюдаемые в эксперименте спектры туннельной проводимости сильно отличаются от энергетической зависимости плотности состояний двумерного

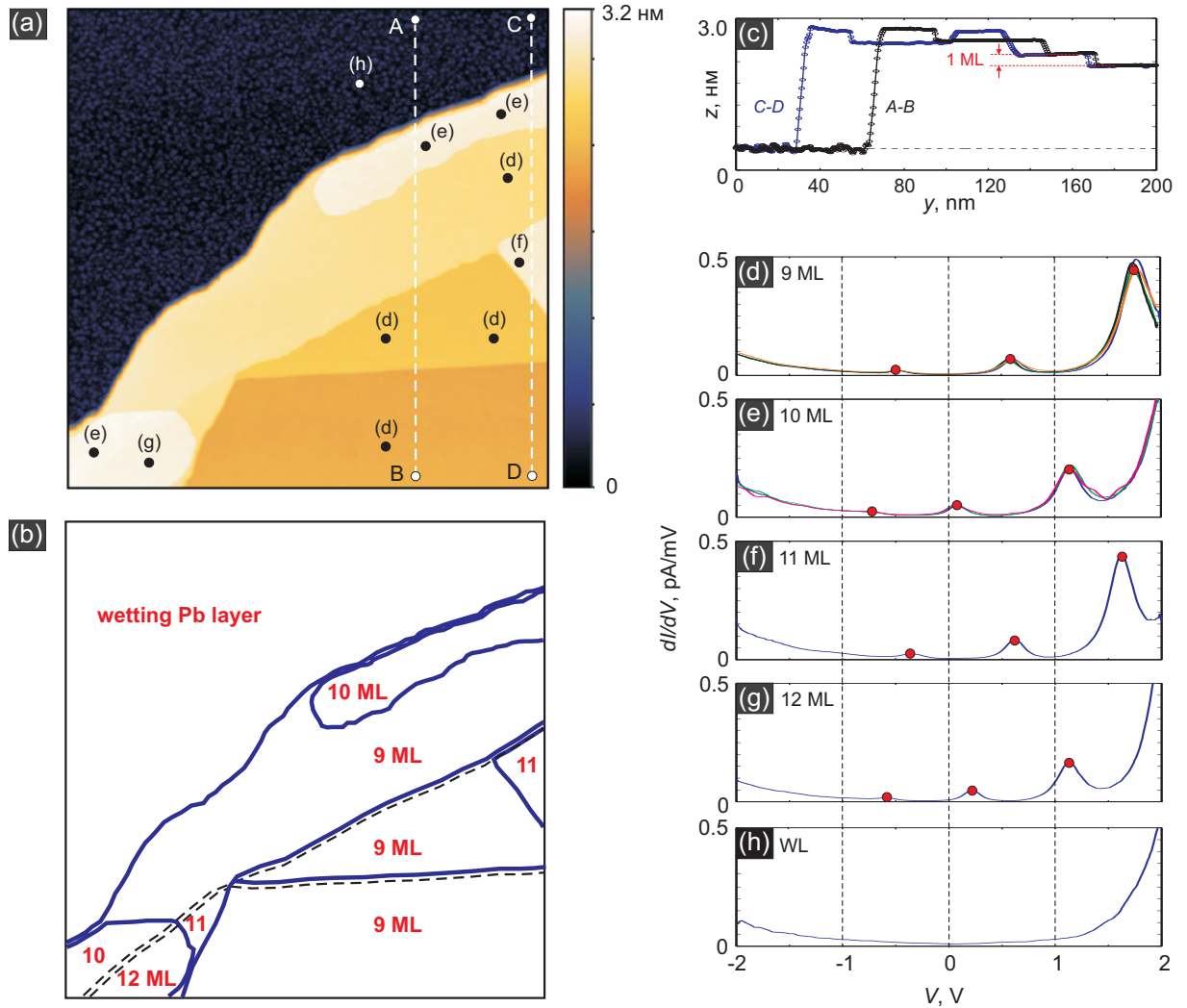


Рис. 111: (а) Топографическое изображение участка поверхности Pb/Si(111) 7×7 размером $230 \times 230 \text{ нм}^2$, полученное при $V = +2.00 \text{ В}$ и $I = 50 \text{ пА}$. (б) Схематическое представление структуры исследованного участка, сплошные толстые линии указывают границы террас на внешнем интерфейсе Pb плёнки, пунктирными линиями показаны ступеньки монократной высоты в подложке Si(111), цифры указывают номинальную толщину, отсчитываемую от уровня смачивающего слоя и выраженную в единицах d_{ML} . (с) Профили $z(x)$ вдоль линий A–B и C–D. (d–h) зависимости дифференциальной dI/dV от V в нескольких точках поверхности, отмеченных на рисунке (а), с различной толщиной Pb слоя: 9 ML (d), 10 ML (e), 11 ML (f), 12 ML (g) и в пределах смачивающего слоя (h); измерения проведены при начальном условии $V = +2.00 \text{ В}$ и $I = 200 \text{ пА}$ в режиме удержания заданной высоты. Подчеркнём, что пики проводимости отсутствуют для локальных измерений в пределах смачивающего Pb слоя в интервале $\pm 2 \text{ В}$.

STM/STS–измерения и обработка результатов: С. С. Уставщиков, А. Ю. Аладышкин (Уставщиков и др. [A26]).

электронного газа, которая определяет туннельную проводимость квазидвумерных металлических структур и имеет вид ступенчатой зависимости с резким изменением плотности состояний при $E = E_{\perp,n}$, где $E_{\perp,n}$ – спектр энергий поперечной задачи (например, Демиховский и Вугальтер [464]). Для объяснения такого расхождения в литературе были

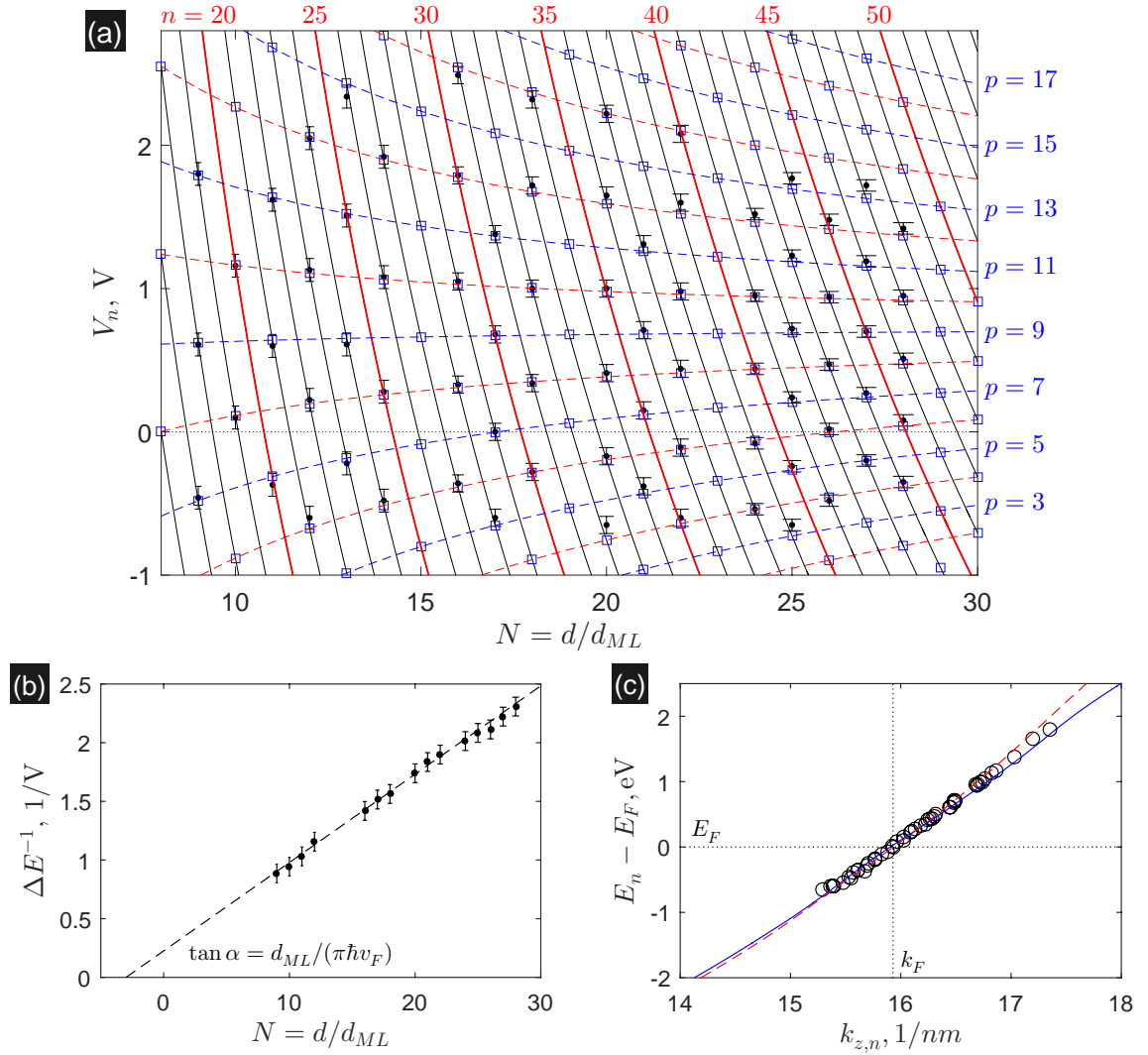


Рис. 112: (a) Зависимость положения максимумов V_n туннельной проводимости от номинальной толщины $N = d/d_{ML}$ для системы Pb/Si(111)7×7. Символами \square отмечены ожидаемые положения уровней размерного квантования в модели (5.4) с учётом реальной толщины $D = d_{ML} \cdot (N + 3) + 0.02$ нм (Su *et al.* [195]), сплошные тонкие и толстые линии соответствуют постоянным значениям n , равному числу полуволн стоячей электронной волны, пунктирные линии соответствуют целочисленным значениями параметра $p = 2n - 3N$. (b) Зависимость $\Delta E = E_n - E_{n-1}$ от N ; линейная экстраполяция зависимости $1/\Delta E$ от N позволяет оценить толщину смачивающего слоя $d_w = 3d_{ML}$. (c) Спектр $E_n(k_{z,n})$, восстановленный по результатам измерений, представленных на рисунке (a); $k_F \approx 15.93$ нм⁻¹ в схеме расширенных зон. Сплошная и пунктирная линии соответствует спектру $E(k_z)$ объёмного кристалла Pb в направлении [111] с учётом и без учёта спин-орбитального взаимодействия (Hong *et al.* [197] и Parasconstantopoulos [460]).

STM/STS-измерения и обработка результатов: С. С. Уставщиков, А. Ю. Аладышкин (Уставщиков и др. [A26]).

предложены объяснения, базирующиеся на предполагаемой сильной анизотропии эффективных масс (Altfeder *et al.* [193] и [194]) и усиления локализационных эффектов в тонких плёнках Pb (Altfeder *et al.* [163]), затрудняющих свободное движение электронов в плоско-

сти плёнки; на возможной гибридизацией волновых функций электронов металлического слоя и подложки, приводящей к искажению спектра поверхностных состояний и увеличению продольной эффективной массы (Upton *et al.* [208]); на фильтрующем свойстве иглы туннельного микроскопа³, которое увеличивает вклад электронов, туннелирующих практически перпендикулярной поверхности, в результирующий туннельный ток. Диссертант вынужден отметить, что хорошего модельного описания, поясняющего причину появления пиков туннельной проводимости вместо ступеней, у него нет. Поскольку многократно проведенные эксперименты свидетельствуют о том, что для наблюдения размерных эффектов в плёнках Pb необходимо должным образом подготовить иглу туннельного микроскопа путём подачи импульсов напряжения и/или контролируемого касания иглой поверхности образца (см. раздел 6.3), можно сделать вывод, что форма острия иглы играет важную роль для спектроскопических исследований.

По результатам измерений на нескольких Pb островках на Si(111)7×7 с толщиной от 2.5 нм (9 ML) до 14.3 нм (50 ML) была построена диаграмма $V_n - N$, показывающая положение максимумов проводимости как функцию номинальной толщины Pb слоя, отсчитываемой от уровня смачивающего слоя и выраженной в единицах d_{ML} (рис. 112a). Можно оценить величину интервала между двумя разрешёнными квазистационарными состояниями $\Delta E \equiv |e|(V_n - V_{n-1})$ вблизи уровня Ферми E_F . Легко видеть (рис. 112b), что зависимость ΔE^{-1} от N с хорошей точностью может быть аппроксимирована линейной функцией: $\Delta E^{-1} \simeq A \cdot (N + 3)$, где величина $A \simeq 0.0753 \text{ эВ}^{-1}$ была определена аппроксимацией методом наименьших квадратов. Полученная нами оценка толщины смачивающего слоя $d_w \simeq 3d_{ML}$ находится в согласии с результатами работы Altfeder *et al.* [192]. Для смачивающего слоя интервал между уровнями размерного квантования должен составлять $\Delta E \simeq (3A)^{-1} \sim 4.5 \text{ эВ}$, что и объясняет отсутствие выраженных пиков туннельной проводимости в рассматриваемом интервале напряжений $\pm 2 \text{ В}$. Предварительные данные, полученные для системы Pb/HOPG, указывают на то, что параметры v_F и d_w могут зависеть от материала подложки и поэтому построенная диаграмма $V_n - N$ (рис. 112a) не имеет универсального характера и чувствительна к материалу подложки.

Зависимость амплитуды пиков туннельной проводимости от знака напряжения (рис. 111d–g) вероятнее всего связано с асимметрией прозрачности трапецевидного потенциального барьера для переходов, соответствующих туннелированию электронов из иглы на незаполненные состояния образца при $V_0 > 0$ и туннелированию электронов из заполненных состояний образца в иглы при $V_0 < 0$ (Altdefer *et al.* [192]). В самом деле, про-

³Концепция направленного туннелирования (directional tunneling) постулирует следующее феноменологическое выражение для угловой зависимости вероятности туннелирования (Ledvij and Klemm [465])

$$D(\mathbf{k}) = D_0 \exp\left(-\frac{\mathbf{k}^2 - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{n})^2}{(\mathbf{k} \cdot \mathbf{n})^2 \theta_0^2}\right) \simeq D_0 \exp\left(-\frac{k_{\parallel}^2}{k_{\perp}^2} \frac{1}{\theta_0^2}\right), \quad (5.2)$$

где \mathbf{k} – волновой вектор туннелирующей частицы, \mathbf{n} – вектор нормали к поверхности образца, θ_0 – ширина конуса, в пределах которого происходит эффективное туннелирование, в пространстве импульсов. Выражение (5.2) часто применяется при интерпретации результатов туннельной спектроскопии (Wei *et al.* [466], Iavarone *et al.* [467]).

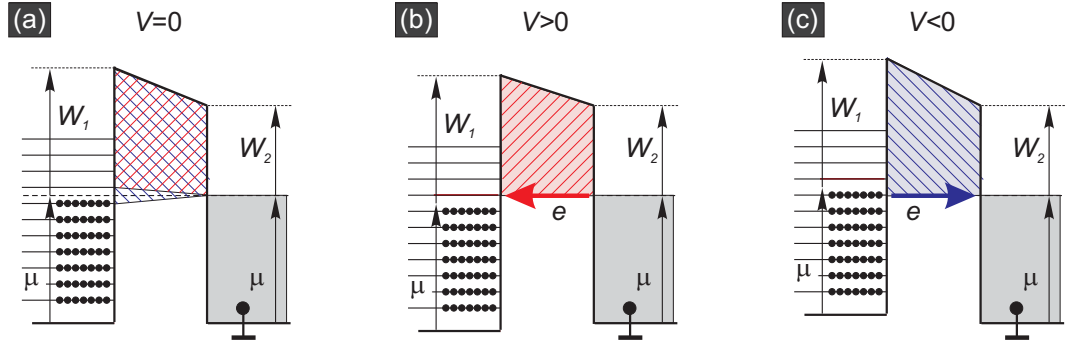


Рис. 113: (а) Схематическое представление зонной структуры иглы, а также заполненных и свободных квантово-размерных состояний в металлической плёнке. Для наглядности одинарной и двойной штриховкой показаны области, размер которых согласно соотношению (5.3) определяет прозрачность барьера для переходов с высшего заполненного уровня образца на уровень Ферми иглы и с уровня Ферми иглы на низший незаполненный уровень образца, соответственно. (b, c) Форма потенциальных барьеров, соответствующих условию резонансного туннелирования для переходов с высшего заполненного уровня образца на уровень Ферми иглы (b) и с уровня Ферми иглы на низший незаполненный уровень образца (c).

зрачность барьера в квазиклассическом приближении определяется формулой (Ландау и Лифшиц [241], §50)

$$T \simeq \exp \left(-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m^*} \int_0^w \sqrt{U(z) - E_{\perp}} dz \right), \quad (5.3)$$

где $z = 0$ и $z = w$ – положения левой и правой стенок барьера, m^* – эффективная масса, $U(z)$ – профиль потенциального барьера, E_{\perp} – энергия поступательного движения частицы по нормали к поверхности барьера. Поскольку функция $f(x) = \sqrt{x}$ является монотонно возрастающей, большая площадь под потенциальным барьером $U(z)$ для данной энергии соответствует большому значению интеграла $\int_0^w \sqrt{U(z) - E_{\perp}} dz$ и меньшей прозрачности барьера. На рис. 113 показаны потенциальные барьеры, соответствующие таким напряжениям, при которых будет возникать резонансное туннелирование с высшего заполненного уровня образца на уровень Ферми иглы (b) и с уровня Ферми иглы на низший незаполненный уровень образца (c). Легко видеть, что барьер на рис. 113b имеет меньшую высоту, чем барьер на рис. 113c, и такое отличие будет возрастать с увеличением номера возбужденного квантово-размерного состояния. Следствием разной эффективной высоты барьера будет большая прозрачность барьера при положительных смещениях.

5.2.3 Модель и оценка параметров

Для интерпретации полученных данных (рис. 112a) можно рассмотреть простейшую модель локализации частицы с эффективной массой m^* в одномерной потенциальной яме ширины D с бесконечно высокими стенками. В этом случае разрешёнными состояниями

будут решения с целым числом полувольт n на ширине ямы или $k_{\perp,n} = \pi n/D$, тогда

$$E_n = E_0 + \frac{\hbar^2 k_{\perp,n}^2}{2m^*} \simeq E_F + \hbar v_F \cdot \left(\frac{\pi n}{d_w + N d_{ML}} - k_F \right), \quad (5.4)$$

где $n = 1, 2, \dots$, $E_0 = E_F - \hbar^2 k_F^2/2m^*$ – дно зоны проводимости в модели свободного электронного газа, k_F и $v_F = \hbar k_F/m^*$ – волновой вектор и квазиклассическая скорость на уровне Ферми, соответственно, $D \simeq d_{ML} \cdot (N + 3)$ – фактическая толщина плёнки с учётом толщины смачивающего слоя. Из соотношения (5.4) легко получить связь между шириной интервала ΔE между соседними пиками туннельной проводимости и толщиной плёнки⁴

$$\frac{1}{\Delta E} = \frac{D}{\pi \hbar v_F}. \quad (5.5)$$

Поскольку $d(\Delta E^{-1})/dN = d_{ML}/(\pi \hbar v_F)$, то используя зависимость ΔE^{-1} от N (рис. 112b), получаем оценку фермиевской скорости $v_F = d_{ML}/(\pi \hbar A) = 1.83 \times 10^8$ см/сек для электронов в плёнке Pb(111). Полученная величина согласуется с данными других работ (Altfeder *et al.* [192], Su *et al.* [195]).

Для каждого n соотношение (5.4) предсказывает гиперболическую зависимость энергии от N , если трактовать число монослоев как непрерывный параметр (сплошные тонкие и толстые линии на рис. 112a). Следует отметить, что один из пиков проводимости для плёнки $N = 17$ и плёнки с $N = 26$ наблюдаются при нулевом смещении и, следовательно, разрешенные значения k_{\perp} должны быть близки k_F . Пересчитывая число возможных гиперболических линий между резонансными состояниями на уровне Ферми для $N = 17$ и $N = 26$, находим, что главные квантовые числа этих состояний отличаются на 13. Обозначая номер квантового состояния, соответствующего пику при нулевом смещении для $N = 17$, как n_0 , получаем простое уравнение: $n_0/(17 + 3) \simeq (n_0 + 13)/(26 + 3)$, откуда получаем $n_0 = 29$. Индексация всех остальных пиков может быть выполнена автоматически (рис. 112a). Представляемый способ нумерации пиков дает значения, совпадающие с данными других работ (Su *et al.* [195]). Зная главное квантовое число n для каждого пика проводимости, можно оценить $k_F = \pi n_0/[d_{ML} \cdot (17 + 3)] \simeq 15.93$ нм⁻¹ в схеме расширенных зон⁵ и $m^* = \hbar k_F/v_F \simeq 1.01 m_0$, где $m_0 = 9.1 \times 10^{-31}$ кг – масса свободного электрона. Кроме этого легко трансформировать диаграмму $V_n - N$ в зависимость $E_n(k_{\perp,n})$ (рис. 112c). Как и следовало ожидать, при $E \simeq E_F$ зависимость E_n от $k_{\perp,n}$ близка к линейной зависимости, при этом полученный наклон $(dE/dk)_{E=E_F} = \hbar v_F \simeq 1.205$ эВ·нм согласуется с нашей

⁴Далее эта формула будет применяться для оценки локальной толщины плёнки по данным туннельной спектроскопии.

⁵Здесь и далее мы используем схему расширенных зон по следующим обстоятельствам: во-первых, энергетический спектр квазичастицы в схеме расширенных зон наиболее близок к спектру свободного электрона; во-вторых, наличие верхней и нижней границ плёнки нарушает трансляционную инвариантность в z -направлении и, строго говоря, не позволяет использовать теорему Блоха и симметрию зонного спектра $E(k_{\perp}) = E(k_{\perp} + nK)$, где $K = 2\pi/d_{ML}$ – вектор обратной решетки в направлении [111]. Модель расширенных зон также используется для корректной интерпретации данных фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (например, Mahan [468], Damascelli [469]).

оценкой v_F и результатами расчетов для объемного РЬ в направлении [111] (Hong *et al.* [197] и Parasconstantopoulos [460]).

Можно оценить фермиевскую длину волны $\lambda_F = 2\pi/k_F = 0.394$ нм и заключить, что отношение λ_F/d_{ML} близко к $4/3$ (Su *et al.* [195]) или $3 \cdot (\lambda_F/2) \simeq 2d_{ML}$. Следовательно, для электронных состояний вблизи E_F справедливо утверждение: если для террасы толщиной N монослоев формируется локализованное электронное состояния с числом полувольт n и энергией E^* , то для террас толщиной $N+2$ монослоев на близкой энергии будет возникать стоячая волна с числом полувольт $n+3$, при этом резонансные состояния для террас толщиной $N \pm 1$ будут отсутствовать из-за деструктивной интерференции (рис. 110а). Это свойство может быть названо эффектом чётности: в зависимости от энергии максимумы дифференциальной проводимости будут соответствовать террасам с чётным числом монослоев, а минимумы – террасам с нечётным числом монослоев или наоборот.

Используя выражение (5.4), запишем энергию состояний для целочисленного индекса $p = 2n - 3N$, который характеризует неизменность или относительной слабые изменения длины волны для серии резонансных состояний

$$E_p \simeq E_F + \hbar v_F \cdot \left(\frac{3}{2} \frac{\pi}{d_{ML}} \frac{(N + p/3)}{(N + 3)} - k_F \right). \quad (5.6)$$

Зависимости E_p от N для различных значений p показаны на рис. 112а. Отметим, что в нашей модели энергия состояний с $p = 9$ не будет зависеть от толщины плёнки

$$E_{p=9} - E_F = \frac{\hbar^2 k_F}{m^*} \cdot \left(\frac{3}{2} \frac{\pi}{d_{ML}} - k_F \right) \simeq 0.7 \text{ эВ} \quad (5.7)$$

и определяется только материальными параметрами образца (k_F , m^* и d_{ML}). Положение наблюдаемых для плёнок с нечётными значениями N пиков проводимости, которые лежат в интервале от 0.6 эВ до 0.7 эВ, хорошо согласуется с оценкой (5.7). Слабый наклон зависимости $E_{p=9}$ от N , наблюдаемый экспериментально, указывает на то, что величина d_w , определяемая толщиной смачивающего слоя и конечным радиусом локализации волновых функций вне РЬ плёнки, не равна точно $3d_{ML}$ и соотношение $\lambda_F/d_{ML} = 4/3$ справедливо лишь приближённо.

5.2.4 Визуализация террас с чётным и нечётным числом монослоев и скрытых дефектов под слоем металла

На рис. 114 представлены топографическое изображение $z = z(x, y)$ и карты дифференциальной туннельной проводимости $dI/dV = f(x, y)$ для РЬ наноостровка с несколькими атомарно-гладкими террасами, полученные методом модуляционной сканирующей туннельной спектроскопии. Заметим, что участки с одинаковой толщиной РЬ слоя соответствуют областям одинаковой интенсивности на картах дифференциальной проводимости. Этот факт позволяет идентифицировать террасы РЬ островков с одинаковой толщиной в даже в том случае, когда островок располагается на сложной системе монокристаллических ступеней подложки или когда выбранная область сканирования не полностью захватывает

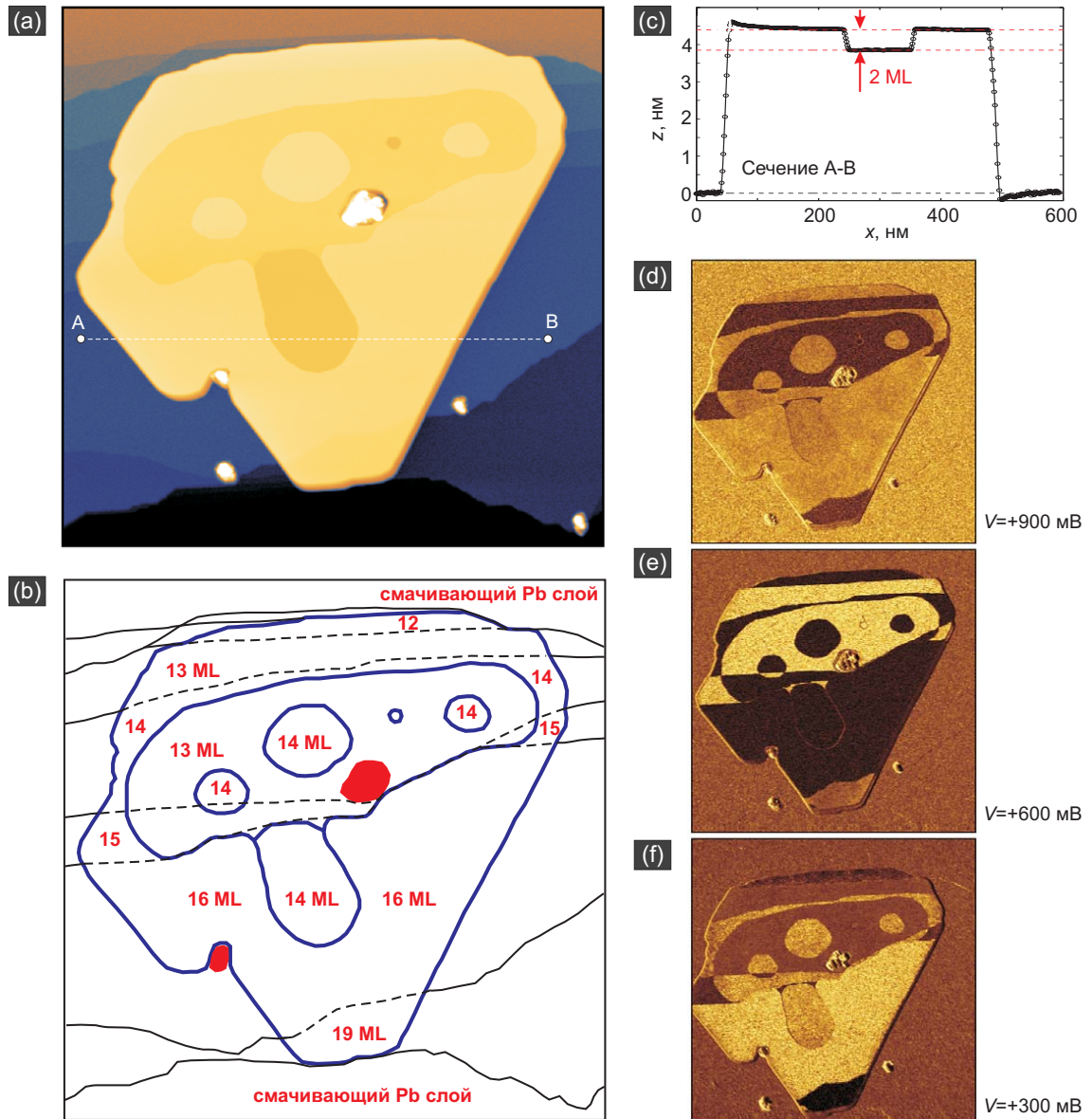


Рис. 114: (а) Топографическое изображение участка поверхности Pb/Si(111)7×7 размером 690×690 нм², полученное при $V_0 = +0.40$ В и $\langle I \rangle = 300$ пА. (б) Схематическое представление структуры исследованного участка, цифры указывают номинальную толщину Pb в единицах d_{ML} . (с) Профиль $z(x)$ вдоль линии A–B; (d–f) карты дифференциальной проводимости dI/dV , соответствующие рисунку (а) и полученные при различных смещениях: $V_0 = +0.90$ В (d), $+0.60$ В (e) и $+0.30$ В (f); более яркие (тёмные) области на рисунках соответствуют большей (меньшей) туннельной проводимости; $\langle I \rangle = 300$ пА, $V_1 = 50$ мВ, $f_0 = 11.111$ кГц.

STM/STS–измерения и обработка результатов: С. С. Уставщиков, А. Ю. Аладышкин (Уставщиков и др. [A26]).

островок с окружающим его смачивающим слоем. Согласно диаграмме $V_n - N$, представленной на рис. 112а, сканирование при $V \simeq +0.65$ В позволяет выявить террасы с нечётным числом монослоев относительно уровня смачивающего слоя (рис. 114, 115 и 116), поскольку именно для таких террас один из пиков проводимости лежит вблизи этой энергии (линия $p = 9$ на рис. 112а). Очевидно, что одной карты дифференциальной проводимости недостаточно для восстановления толщин всех областей, но несколько карт, снятых

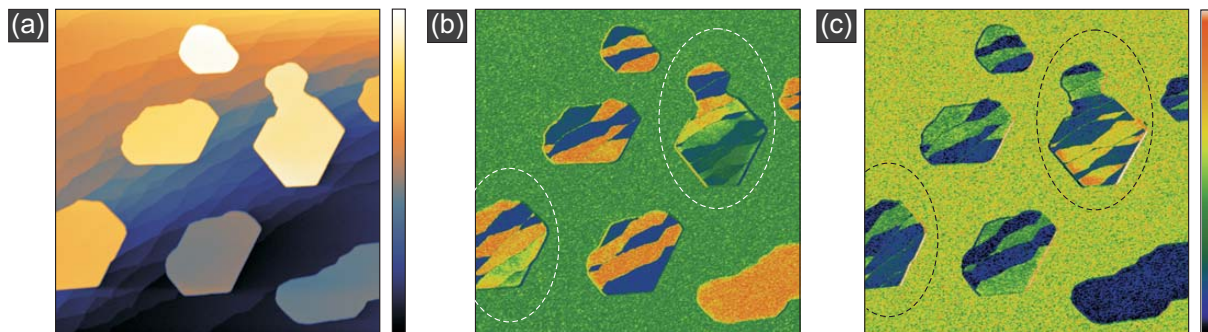


Рис. 115: (а) Топографическое изображение участка поверхности образца с Pb островками, полученное в режиме заданного тока (размер кадра $1160 \times 1160 \text{ нм}^2$, $V_0 = 600 \text{ мВ}$, $\langle I \rangle = 200 \text{ пА}$). (b, c) Карты дифференциальной туннельной проводимости $dI/dV = f(x, y)$ для $V_0 = 600 \text{ мВ}$ (b) и $V_0 = 900 \text{ мВ}$ (c), полученные синхронно с топографическим изображением. Распределение амплитуды локальной проводимости для островков меньшей толщины близко к бинарному, для островков большей толщины, отмеченных пунктирными контурами, становится более сложным («радужным») с плавным изменением интенсивности.

STM/STS-измерения и обработка результатов: А. Ю. Аладышкин (по материалам работы Путилов и др. [A27]).

на разных смещениях, существенно упрощают проблему расшифровки топографического изображения.

Следует отметить, что метод модуляционной сканирующей туннельной спектроскопии позволяет выявлять скрытые детали изображения (например, ступени монокристаллической поверхности в подложке), полностью закрытые слоем металла и потому невидимые на топографическом изображении (рис. 114, 115 и 116). На рис. 117b под островком Pb с атомарно гладкой поверхностью был обнаружен скрытый кластер инородного вещества.

Отметим, что туннельная проводимость даже в пределах одной террасы неизменной

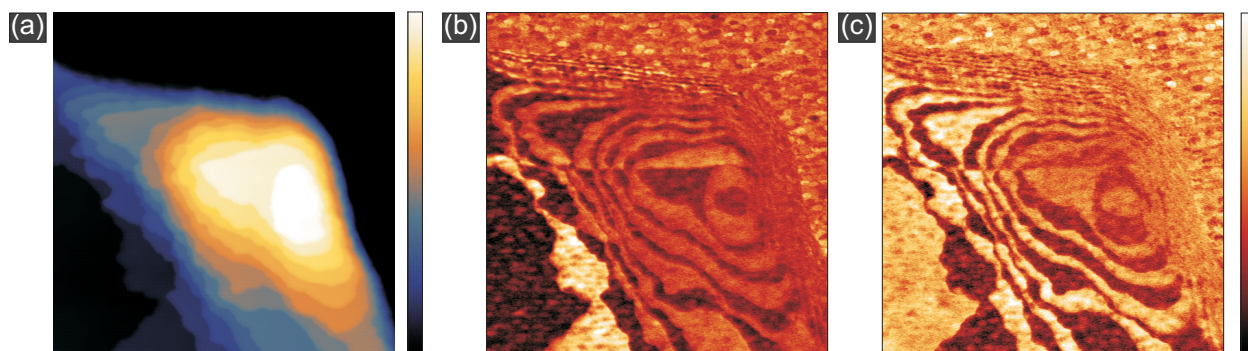


Рис. 116: (а) Топографическое изображение участка поверхности островка Pb/Si(111) 7×7 , имеющего вид «холма» с террасами квантованной высоты (размер кадра $115 \times 115 \text{ нм}^2$, $V_0 = +0.60 \text{ В}$ и $\langle I \rangle = 200 \text{ пА}$). (b, c) Карты дифференциальной туннельной проводимости $dI/dV = f(x, y)$, записанные синхронно с топографическим изображением для $V_0 = +0.60 \text{ В}$ (b) и $+1.00 \text{ В}$ (c) ($V_1 = 40 \text{ мВ}$, $f_0 = 11.11 \text{ кГц}$). Полученные изображения напоминают известные в оптике кольца Ньютона.

STM/STS-измерения и обработка результатов: А. Ю. Аладышкин.

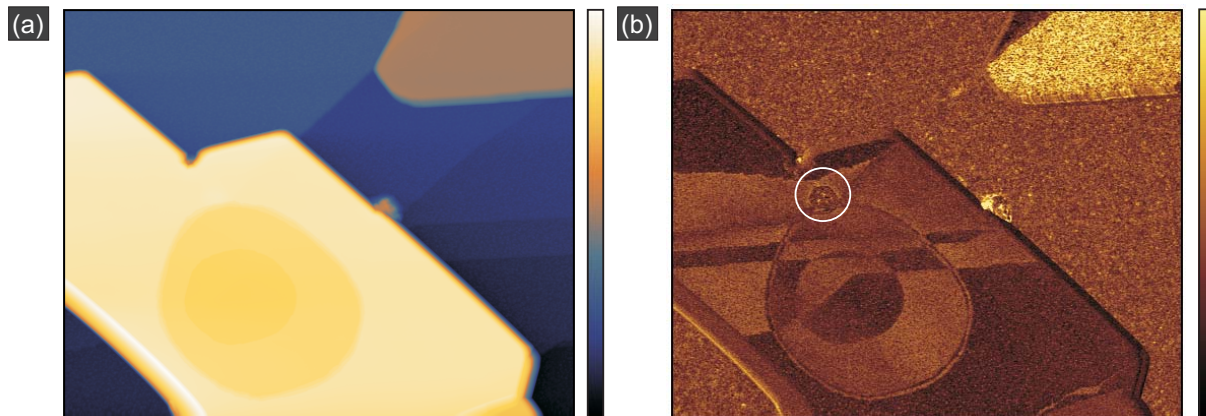


Рис. 117: (а) Топографическое изображение участка поверхности Pb/Si(111)7×7 (размер кадра $450 \times 350 \text{ нм}^2$, $V_0 = +0.30 \text{ В}$ и $\langle I \rangle = 200 \text{ пА}$). (б) Карта дифференциальной проводимости $dI/dV = f(x, y)$, записанная синхронно с топографическим изображением. (в) Схематическое представление для участка поверхности, цифры указывают номинальную толщину Pb в единицах d_{ML} . Кружком отмечено инородное включение, которое не проявляется в топографии. STM/STS-измерения и обработка результатов: С. С. Уставщиков, А. В. Путилов, А. Ю. Аладышкин (Уставщиков и др. [A26]).

высоты не является строго постоянной. На рис. 118 показаны две карты дифференциальной туннельной проводимости на двух энергиях на прямом ($V_0 = +0.50 \text{ В}$, рис. 118а) и обратном ходе ($V_0 = +1.10 \text{ В}$, рис. 118с) для участка поверхности Pb островка с двумя террасами монокристаллической толщины. Высота островка составляет 4.1 нм или 14 монослоёв (по данным туннельной спектроскопии). Фурье-образы (зависимости амплитуд пространственных гармоник туннельной проводимости от k_x и k_y) для этих карт показаны на рис. 118b,d, на которых отчетливо видны максимумы первого и второго порядков для двумерной гексагональной решётки с периодом, близким к периоду реконструкции Si(111)7 × 7. Можно предположить, что наблюдаемая периодичность обусловлена влиянием кристаллической структуры подложки Si(111)7 × 7 на туннельную плотность состояний в Pb плёнках. 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 (Altfeder *et al.* [193] и [194]).

5.3 Неоднородные квантово–размерные состояния в толстых Pb плёнках вблизи дефектов

5.3.1 Особенности дифференциальной туннельной проводимости вблизи дислокационных линий

Проиллюстрируем возможность восстановления локальной толщины Pb плёнки по топографическому изображению и карте дифференциальной проводимости для Pb островка

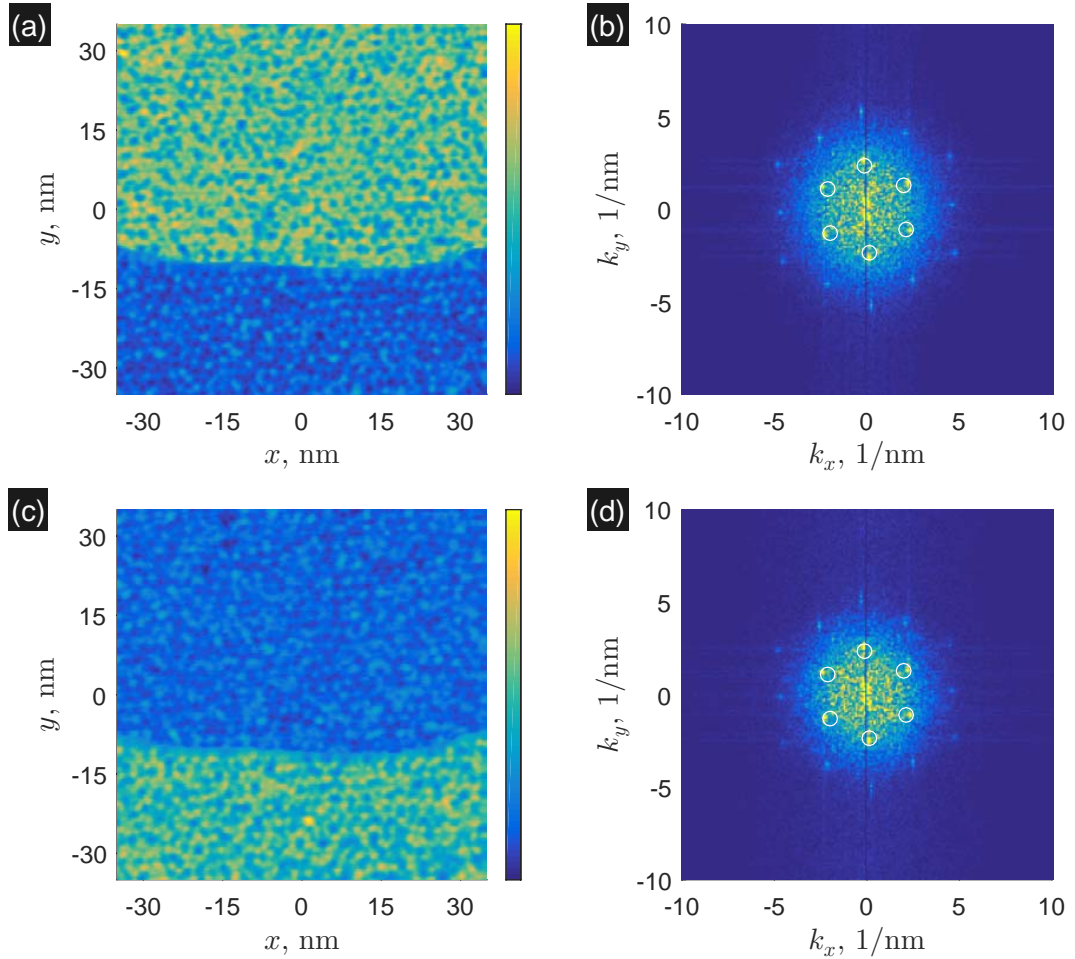


Рис. 118: (а, б) Карта дифференциальной туннельной проводимости $dI/dV(x, y)$ и её фурье-образ для участка поверхности Pb/Si(111)7×7 с одной моноатомной ступенькой на верхнем интерфейсе (размер кадра $70 \times 70 \text{ нм}^2$, $\langle I \rangle = 400 \text{ пА}$) при $V_0 = +0.50 \text{ В}$. (с, д) Карта дифференциальной туннельной проводимости $dI/dV = f(x, y)$ и её фурье-образ для $V_0 = +1.10 \text{ В}$. Локальная толщина плёнки в нижней части кадра превосходит толщину в верхней части кадра на один монослой, при этом средняя толщина по данным локальной туннельной спектроскопии порядка 4.1 нм или 14 монослоёв ($\Delta E \simeq 0.9 \text{ В}$). Кружками отмечены ожидаемые положения фурье-пигов первого порядка для идеальной реконструированной поверхности Si(111)7×7, где $|\mathbf{K}| \simeq 2\pi/(7 \cdot 0.384) \simeq 2.34 \text{ нм}^{-1}$.

STM/STS-измерения и обработка результатов: А. В. Путилов, А. Ю. Аладышкин (по материалам работы Путилов и др. [A27]).

толщиной порядка 4 нм (рис. 119). Легко видеть, что на верхней поверхности Pb плёнки имеются одна развитая монокатомная ступенька и одна формирующаяся ступенька, образованная двумя винтовыми дислокациями. Карта дифференциальной проводимости указывает на наличие двух дополнительных монокатомных ступеней в Si подложке. Следовательно, можно предположить, что существуют три террасы постоянной толщины с различным числом монослоёв: N_0 (яркая область на рисунке с), $N_0 + 1$ (яркая область на рисунке с) и близкой к $N_0 + 2$ (область промежуточной интенсивности на рисунке с). Принимая во внимание диаграмму $V_n - N$, представленную на рис. 112, мы заключаем, что пик проводимости при $V = +0.2 \text{ В}$ должен соответствовать плёнке номинальной толщиной $N_0 = 12$,

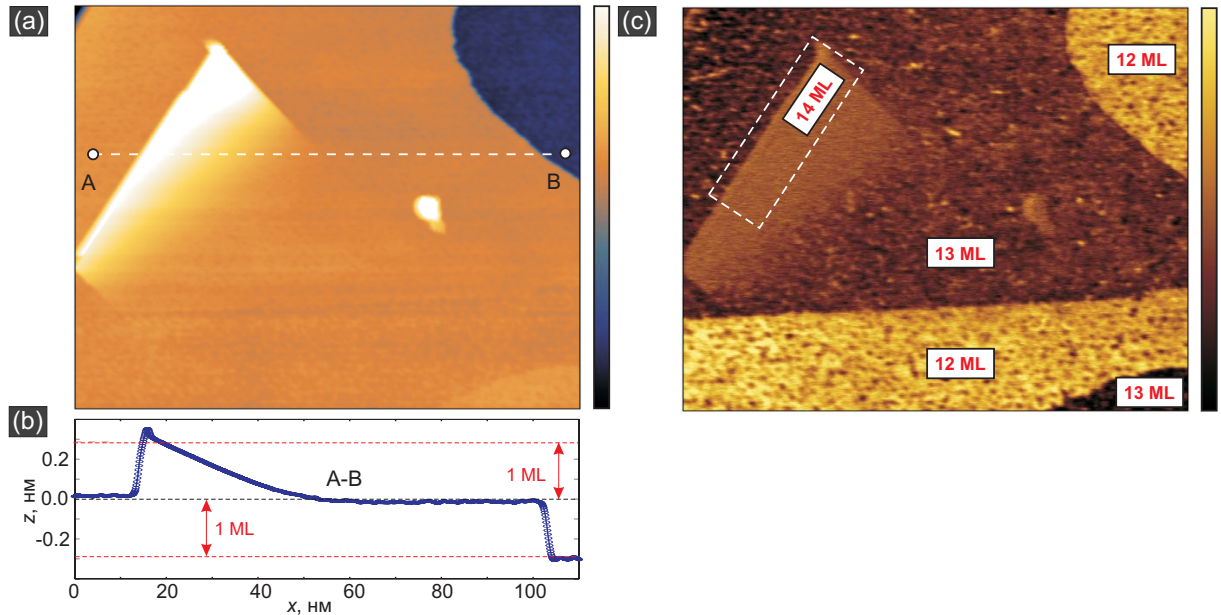


Рис. 119: (а) Топографическое изображение участка поверхности островка Pb/Si(111)7×7 (размер кадра $115 \times 92 \text{ нм}^2$, $V_0 = +0.20 \text{ В}$ и $\langle I \rangle = 200 \text{ пА}$). (б) Профиль вдоль линии А–В. (с) Карта дифференциальной туннельной проводимости $dI/dV = f(x, y)$, записанная синхронно с топографическим изображением, для смещения $V_0 = +0.20 \text{ В}$; амплитуда модуляции $V_1 = 40 \text{ мВ}$, частота $f_0 = 11.11 \text{ кГц}$. Указанные на рисунке (с) значения соответствуют локальной высоте плёнки, отсчитанной от смачивающего слоя и выраженной в единицах d_{ML} .

STM/STS-измерения и обработка результатов: С. С. Уставщиков, А. Ю. Аладышкин (Уставщиков и др. [A26]).

поскольку бóльшие значения мы вынуждены отклонить как не соответствующие ожидаемой толщине. Таким образом, яркие и тёмные области на dI/dV -карте соответствуют областям с номинальной толщиной $N = 12$ and $N = 13$, а область промежуточной интенсивности – $N = 14$.

На рис. 120 показано топографическое изображение участка поверхности и карты дифференциальной проводимости $dI/dV = f(x, y)$ для двух разных энергий, снятые одновременно с топографическим изображением на прямом ($V_0 = 0.5 \text{ В}$, рис. 120d) и обратном ходе ($V_0 = 0.6 \text{ В}$, рис. 120e). Используя интервал $\Delta E \simeq 185 \text{ мэВ}$ между соседними максимумами на зависимости dI/dV от V_0 (рис. 120b), получаем оценку локальной толщины островка: $D \simeq \pi \hbar v_F / \Delta E \simeq 19 \text{ нм}$ или примерно 70 монослоев. Локальная толщина плёнки в области I превышает толщину в областях II и III на один и два монослоя, соответственно. Как следствие, на разных энергиях туннельная проводимость в областях I и III имеет практически одинаковую величину, которая сильно отличается от проводимости в области II.

Отметим, что непрерывное изменение высоты пленки вблизи центра винтовой дислокации не приводит к плавному изменению туннельной проводимости. В самом деле, проводимость меняется скачком при пересечении невидимой на топографическом изображении линии, которая соответствует скрытой части дислокационной петли внутри Рb пленки (пунктирная линия на рис. 120а). Поскольку на тех участках, где дислокационная линия парал-

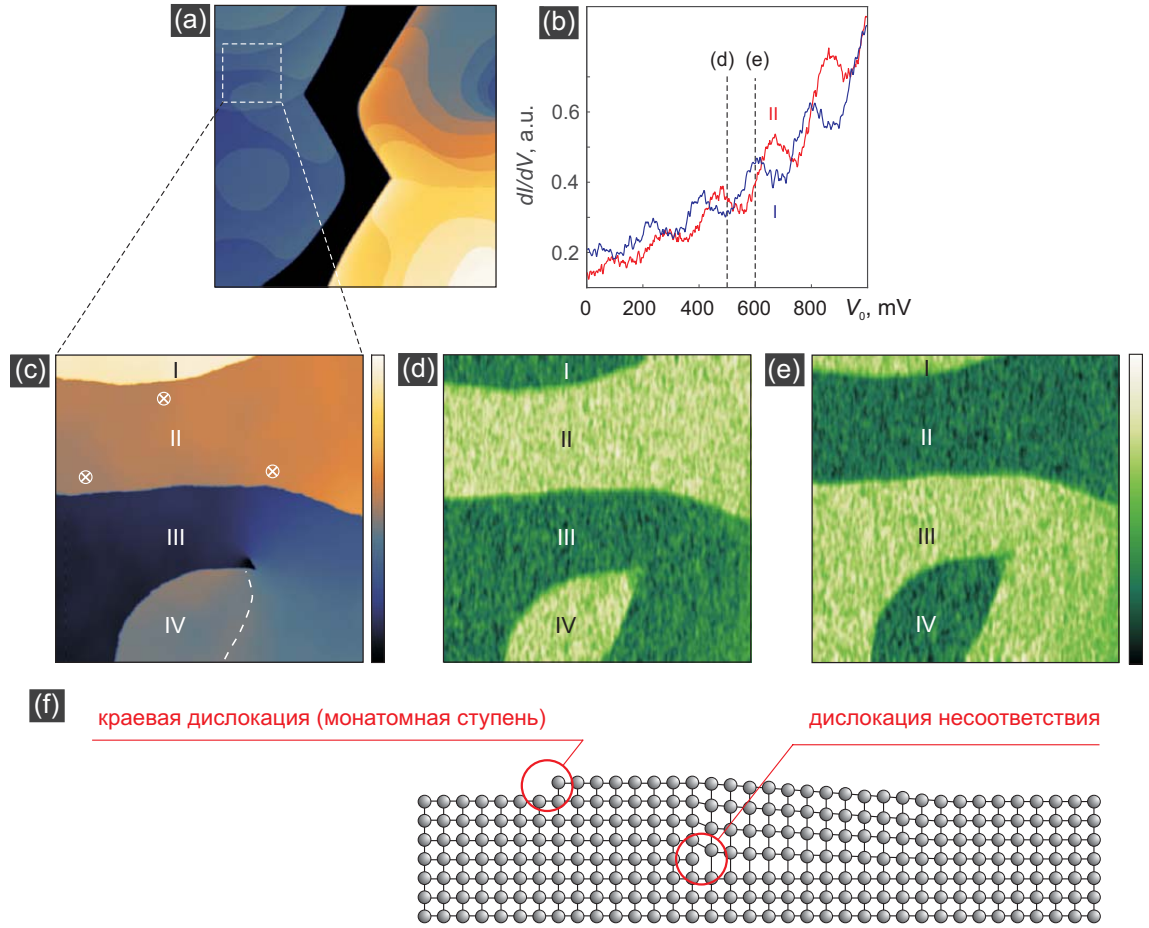


Рис. 120: (a) Топографическое изображение поверхности Pb островка ($835 \times 835 \text{ нм}^2$, $V_0 = 500 \text{ мВ}$, $\langle I \rangle = 400 \text{ пА}$), увеличенное изображение области, отмеченной пунктирной линией, представлено на картах (c–d). (b) Зависимость дифференциальной проводимости dI/dV от V_0 для точек внутри областей I и II; вертикальные пунктирные линии соответствуют значениям U_0 , при которых были получены карты (d) и (e). (c) Топографическое изображение поверхности Pb островка ($175 \times 175 \text{ нм}^2$, $V_0 = 500 \text{ мВ}$, $\langle I \rangle = 400 \text{ пА}$), пунктирной линией в нижней части кадра показана проекция линии дислокационной петли на поверхность образца, символами \otimes отмечены реперные точки, по которым было выполнено выравнивание изображения. (d,e) Карты дифференциальной проводимости $dI/dV = f(x, y)$ для участка поверхности, изображенного на (c), полученные при $V_0 = 500 \text{ мВ}$ (d) и $V_0 = 600 \text{ мВ}$ (e); $V_1 = 40 \text{ мВ}$, $f_0 = 7285 \text{ Гц}$. Светлые области соответствуют большей туннельной проводимости, тёмные области – меньшей проводимости. (f) Схематическое представление атомной структуры островка вдоль нижнего края топографического изображения, изображенного на (c).

STM/STS измерения: А. В. Путилов, А. Ю. Аладышкин; обработка результатов и интерпретация: А. В. Путилов, А. Ю. Аладышкин, С. И. Божко (Путилов и др. [A27]).

лельна поверхности, дислокация является краевой или дислокацией несоответствия, число монослоев при переходе из области III в область IV изменяется на единицу. Однако вблизи пунктирной линии изменение числа монослоев происходит при неизменной толщине, поэтому при пересечении этой линии концентрация электронов n должна измениться скачком. Учитывая, что в модели свободных электронов $E_F = (\hbar^2/2m^*) (3\pi^2 n)^{2/3}$, дно зоны проводимости в области IV должно понизится на величину порядка $\delta E_0 \sim 2E_F/(3N) = 90 \text{ мэВ}$

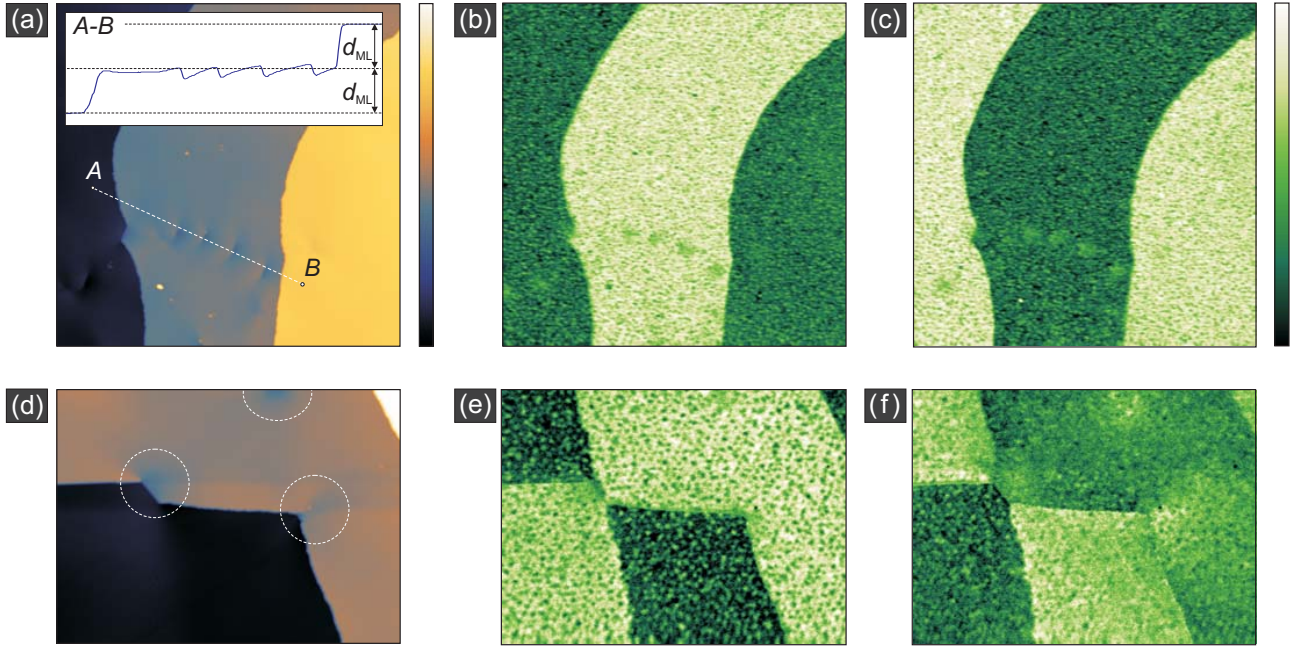


Рис. 121: (а–с) Топографическое изображение и карты дифференциальной туннельной проводимости для участка поверхности Рb островка с тремя террасами монокатной высоты и несколькими квазиточечными дефектами типа «разрывов» (размер кадра $232 \times 232 \text{ нм}^2$, $V_0 = +0.90 \text{ В}$ (а,б) и $V_0 = +1.00 \text{ В}$ (с), $\langle I \rangle = 400 \text{ пА}$). Вставка на рисунке (а) показывает профиль сечения вдоль линии $A - B$. (д–ф) Топографическое изображение и карты дифференциальной туннельной проводимости $dI/dV = f(x, y)$ для участка поверхности Рb островка с тремя террасами монокатной высоты и несколькими квазиточечными дефектами типа «разрывов» (размер кадра $116 \times 86 \text{ нм}^2$, $V_0 = +0.90 \text{ В}$ (д,е) и $V_0 = +0.95 \text{ В}$ (ф), $\langle I \rangle = 400 \text{ пА}$).

STM/STS измерения и обработка результатов: А. В. Путилов, А. Ю. Аладышкин.

для обеспечения постоянства уровня Ферми, m^* – эффективная масса, которая для Рb плёнок в направлении $[111]$ близка к массе свободного электрона, $E_F \simeq 9.47 \text{ эВ}$ – энергия Ферми для объёмного Рb (Ашкрофт и Мермин [229]), $N \simeq 70$ – число монослоев в рассматриваемой области. Поскольку δE_0 близка к половине ΔE , переход через невидимую часть дислокационной петли должен привести к резкому изменению контраста на картах туннельной проводимости.

Очень часто на поверхности достаточно толстых островков возникают квазиточечные дефекты типа «разрывов» (или «царапин») или цепочки таких дефектов (рис. 121а). Можно предположить, что такие дефекты представляют собой не полностью сформировавшиеся дислокационные линии. Изменение локальной высоты вблизи таких дефектов достигает 20–25% от высоты монослоя Рb (см. вставку на рис. 121а). Появление дефектов на топографических изображениях сопровождается существенным изменением электронных свойств – повышением или понижением локальной проводимости в области сжатия и растяжения в зависимости от энергии относительно фонового сигнала для данной террасы (карты б, с и ф на рис. 121). На данный момент у нас недостаточно данных для надёжной интерпретации этих результатов.

5.3.2 Резкие и плавные неоднородности туннельной проводимости

При исследовании участков поверхности значительных размеров из-за различной скорости сканирования по осям x и y в плоскости образца, а также из-за изменения температуры пьезодвигателя и вызванного этим паразитного перемещения иглы по оси z могут возникать искажения карты сигнала обратной связи, которая отождествляется с топографическим изображением. В частности, может оказаться так, что высота атомарно-гладких террас будет отличаться от высоты монослоя, а сами террасы на топографическом изображении окажутся неплоскими. Применение техники модуляционной сканирующей туннельной спектроскопии позволяет отличать топографические изображения с артефактами, связанными с неидеальностью инструмента и процедурой обработки, от изображений реальных дефектов непосредственно в процессе сканирования.

На рис. 122 показано топографическое изображение участка поверхности Pb островка (а) и карты дифференциальной проводимости $dI/dV = f(x, y)$ для двух разных энергий, полученные одновременно с топографическим изображением на прямом ($V_0 = 0.90$ В, карта б) и обратном ходе ($V_0 = 0.95$ В, карта с). Отметим, что высоты террас отличаются на один монослой, поэтому можно было бы ожидать бинарного распределения интенсивностей на карте дифференциальной проводимости из-за «эффекта чётности». Однако на фоне резких границ с характерной шириной порядка нескольких нм на картах туннельной проводимости хорошо видны плавные крупномасштабные неоднородности с характерной шириной до нескольких десятков нм (см. также рис. 115). Подчеркнём, что появление областей с плавным изменением дифференциальной проводимости представляется удивительным, так как в элементарных моделях толщина плёнок должна составлять целое число монослоёв и поэтому локальная туннельная проводимость также должна изменяться дискретно. Очевидно, что появление плавных границ на картах туннельной проводимости не может быть связано с модификацией формы острия иглы в процессе сканирования, поскольку области с резкими и плавными границами наблюдаются одновременно.

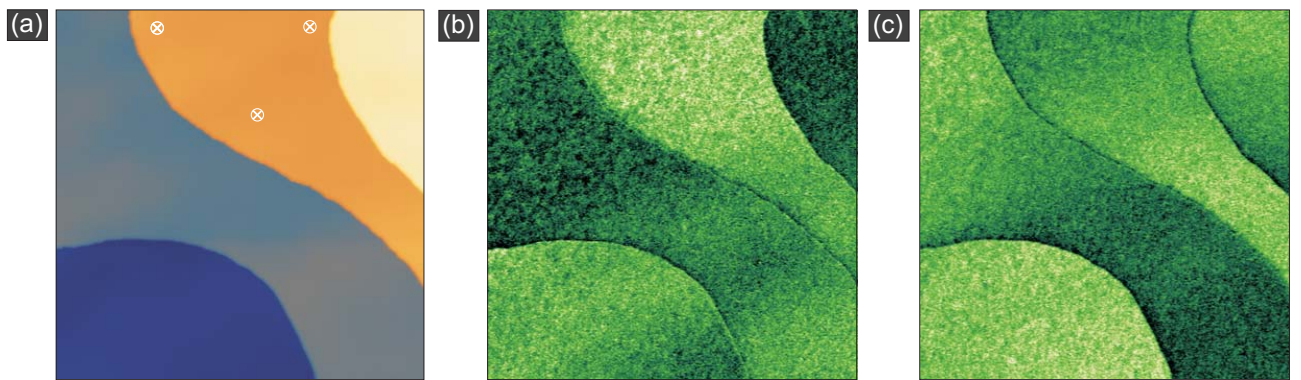


Рис. 122: (а) Топографическое изображение $z(x, y)$ участка поверхности Pb островка (размер кадра 232×232 нм², $V_0 = 900$ мВ, $\langle I \rangle = 600$ пА), выравнивание изображения выполнено по трем точкам \otimes , отмеченным на рисунке. (б, с) Карты дифференциальной туннельной проводимости $dI/dV = f(x, y)$ для того же участка поверхности, полученные при $V_0 = 900$ мВ (б) и $V_0 = 950$ мВ (с) при $V_1 = 40$ мВ и $f_0 = 7285$ Гц. Цветовая схема соответствует рис. 121.

СТМ-микроскопия и спектроскопия, обработка результатов: А. В. Путилов, А. Ю. Аладышкин.

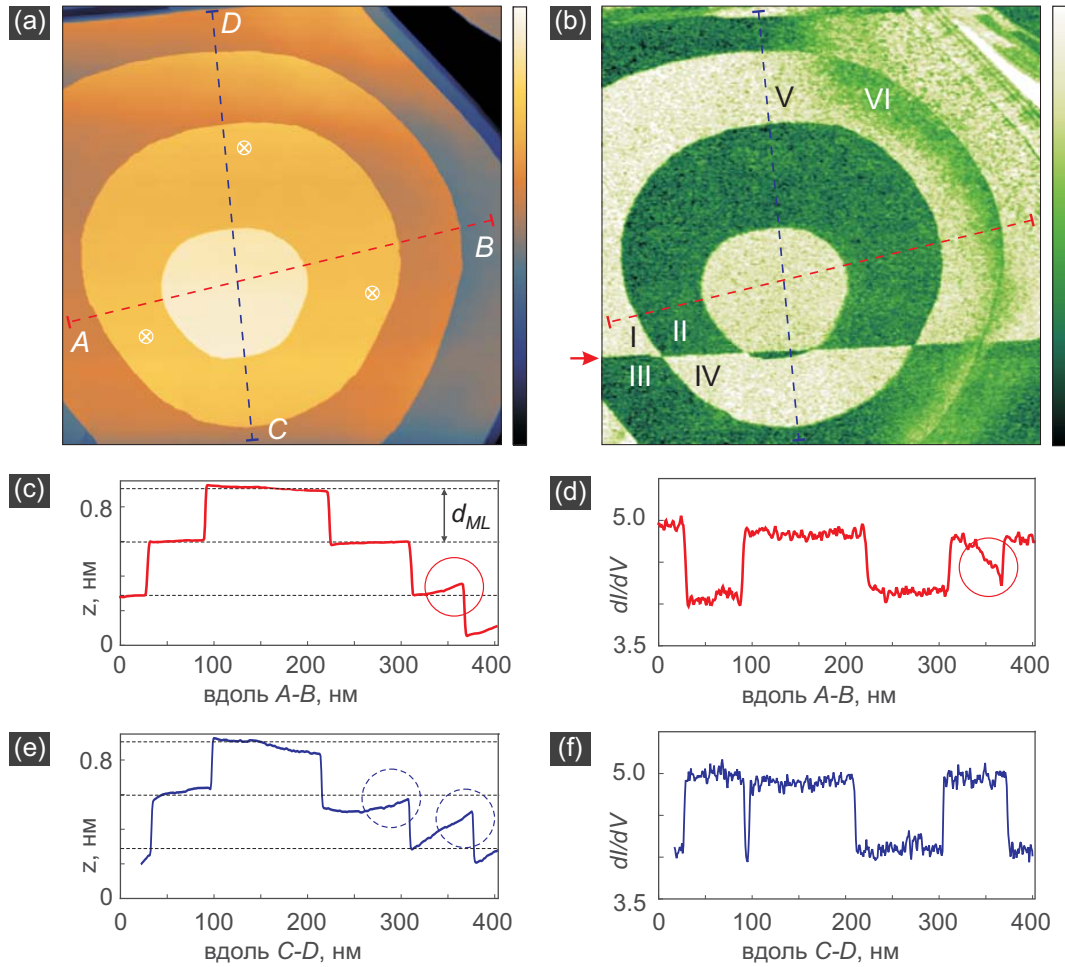


Рис. 123: (a, b) Топографическое изображение $z(x, y)$ (a) и карта дифференциальной туннельной проводимости $dI/dV = f(x, y)$ для участка поверхности Pb островка (размер кадра $460 \times 460 \text{ нм}^2$, $V_0 = 700 \text{ мВ}$, $V_1 = 40 \text{ мВ}$, $\langle I \rangle = 400 \text{ пА}$); стрелка указывает положение ступени монокристаллической высоты в подложке. (c, d) Профили $z(s)$ и $dI/dV = f(s)$ вдоль линии A – B, пунктирные линии соответствуют уровням Pb террас. (e, f) Профили $z(s)$ и $dI/dV = f(s)$ вдоль линии C – D. Пунктирные кружки указывают на неустраняемые артефакты обработки топографического изображения.

СТМ–микроскопия и спектроскопия, обработка результатов: А. В. Путилов, А. Ю. Аладышкин (Путилов и др. [A27]).

На рис. 123 показаны топографическое изображение и карты дифференциальной проводимости для Pb островка, для которого террасы монокристаллической высоты имеют форму концентрических окружностей. Поскольку проводимость в областях I и IV близка к максимальной проводимости, а проводимость в областях II и III близка к минимальной проводимости, можно сделать вывод о наличии невидимой ступени монокристаллической высоты в подложке, которая обеспечивает резкое изменение величины проводимости в пределах одной Pb террасы (переходы I–III и II–IV на карте b). Для этого образца были также обнаружены террасы с плавным изменением проводимости на фиксированной энергии (переход V–VI на карте b). На рисунках c и d показаны поперечные сечения топографического изображения и карты туннельной проводимости вдоль оси A – B, близкой к направлению быстрого сканирования. Легко видеть, что плавному изменению проводимости, отмеченно-

му кружком на рисунке d, соответствует плавное изменение высоты террасы на величину порядка $0.2 d_{ML}$ на топографическом изображении, отмеченному кружком на рисунке с. Наблюдаемые плавные неоднородности туннельной проводимости могут быть связаны с наличием внутренних напряжений в плёнке Рb, которые изменяют и фактическую высоту террас, и положение локального дна зоны проводимости из-за появления «встроенного» электрического поля в областях с неоднородной деформацией. Напротив, сечение карты туннельной проводимости вдоль оси $C - D$, близкой к направлению медленного сканирования, представляет собой функцию, принимающую два предельных значения. Следовательно, локальная толщина Рb плёнки вдоль этой линии должна изменяться квантованно, а сложная форма сечения вдоль этой же линии (пунктирные кружки на рисунке e) очевидно является артефактом вследствие неидеальности работы пьезосканера и процедуры компенсации глобального наклона образца. Под неидеальностью пьезосканера мы понимаем паразитное перемещение иглы по оси z из-за изменения температуры пьезодвигателя на 1–2 градуса в процессе длительного сканирования, что приводит к искажению карты сигнала обратной связи. В частности, может оказаться так, что высота атомарно-гладких террас будет отличаться от высоты монослоя, а сами террасы на топографическом изображении окажутся неплоскими.

5.3.3 Систематическое смещение уровней размерного квантования для областей с неквантованным изменением высоты

Для детального исследования крупномасштабных неоднородностей электронных свойств Рb плёнок был выбран участок поверхности островка высотой порядка 60 монослоев с тремя ступенями монокатомной высоты (рис. 125), располагающийся вблизи края островка (рис. 124). Топографическое изображение показано на рисунке рис. 125а. Детальный анализ сечений вдоль линий I–II и III–IV указывает на монотонное изменение

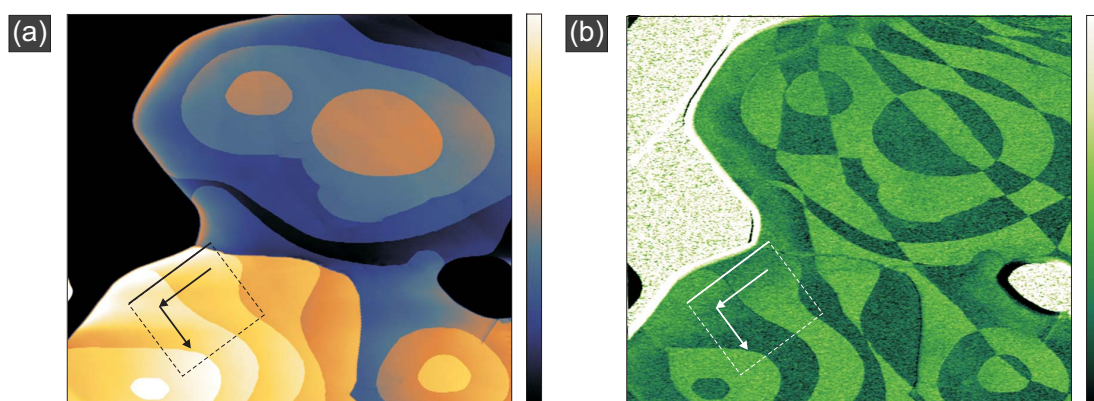


Рис. 124: (а) Топографическое изображение $z(x, y)$ участка поверхности Рb островка ($930 \times 810 \text{ нм}^2$, $V_0 = 900 \text{ мВ}$, $\langle I \rangle = 400 \text{ пА}$). (б) Карта дифференциальной проводимости $dI/dV(x, y)$ для того же участка при $V_0 = 900 \text{ мВ}$ и $V_1 = 40 \text{ мВ}$. Свойства участка поверхности размером $230 \times 210 \text{ нм}^2$, выделенного прямоугольником, представлены на рис. 125 и 126.

СТМ-микроскопия и спектроскопия, обработка результатов: А. В. Путилов и А. Ю. Аладышкин (по материалам работы Путилов и др. [A27]).

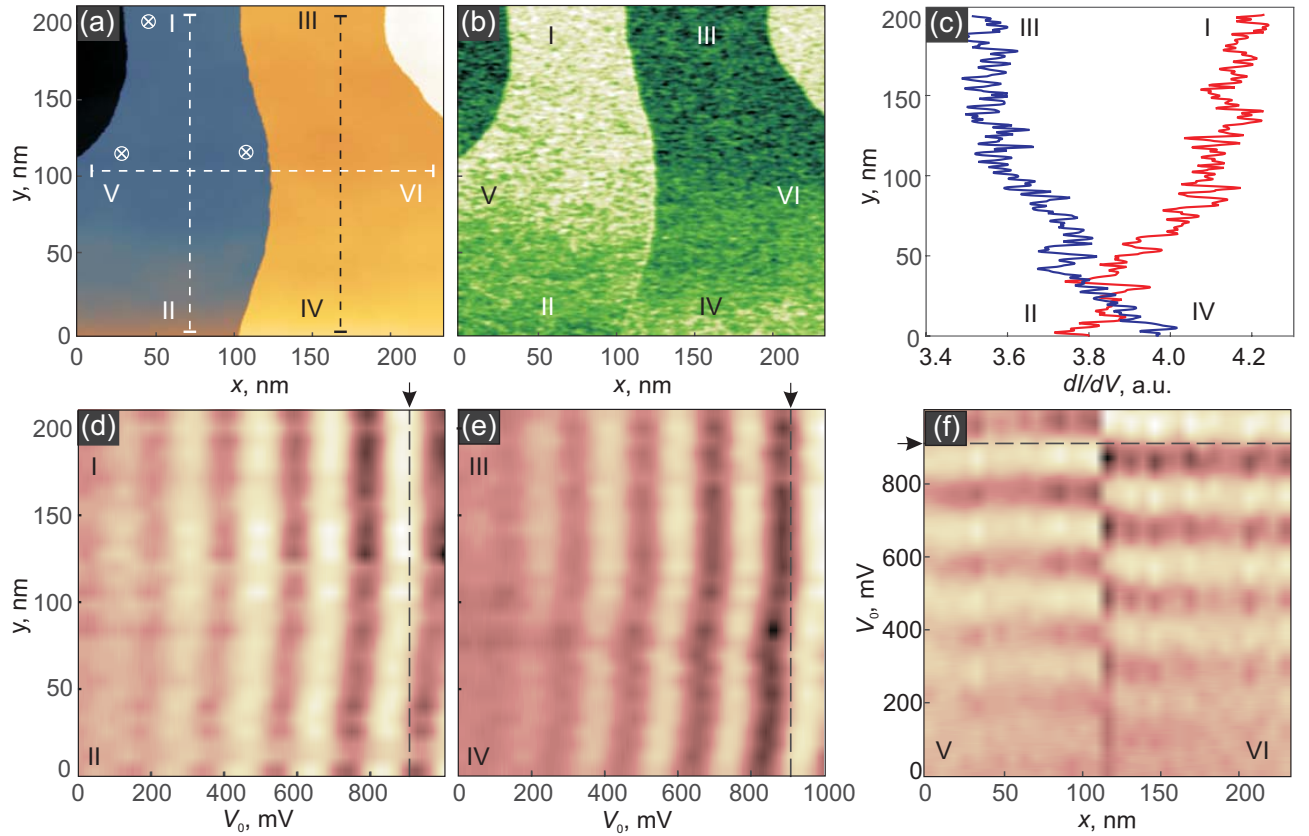


Рис. 125: (а) Топографическое изображение $z(x, y)$ участка поверхности Pb островка ($230 \times 210 \text{ нм}^2$, $V_0 = 900 \text{ мВ}$, $\langle I \rangle = 200 \text{ пА}$), выравнивание изображения выполнено по трем точкам \otimes , отмеченным на рисунке. (б) Карта дифференциальной проводимости $dI/dV(x, y)$ для того же участка при $V_0 = 900 \text{ мВ}$ и $V_1 = 40 \text{ мВ}$. (с) Профили дифференциальной проводимости, полученные вдоль вертикальных линий I–II и III–IV. (d, e) Разность локальной проводимости $dI/dV(x, y)$ и нерезонансного фона B как функция смещения V_0 и координаты y вдоль линий I–II (d) и III–IV (e), яркость цвета пропорциональна величине $dI/dV - B$. (f) Разность локальной проводимости $dI/dV(x, y)$ и нерезонансного фона B как функция смещения V_0 и координаты x вдоль линии V–VI.

СТМ-микроскопия и спектроскопия, обработка результатов: А. В. Путилов и А. Ю. Аладышкин (Путилов и др. [A27]).

высоты террас на $0.2 d_{ML}$ в интервале от $y = 0$ до $y = 100 \text{ нм}$, что легко заметить по изменению цветов. Карта туннельной проводимости (рисунок b) 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) происходит плавное изменение туннельной проводимости: при переходе I–II проводимость для $V_0 = 900 \text{ мВ}$ уменьшается, при переходе III–IV — увеличивается (рисунки b и c). В этой области была проведена серия измерений локальных вольт-амперных характеристик и спектров дифференциальной туннельной проводимости на сетке 32×32 (grid spectroscopy) с шагом 7.2 нм . Для анализа зависимости положения и высоты резонансных пиков от энергии и координаты удобно исключить нерезонансный фон. Для этого все 1024 спектральных кривых были усреднены по площади образца и затем средняя

проводимость $\langle dI/dV \rangle$ была аппроксимирована полиномом третьей степени для исключения следов квантово-размерных уровней. Процедура исключения нерезонансного фона подробно описана в работе Путилов и др. [A27].

На рис. 125d,e показано отличие локальной туннельной проводимости от нерезонансного фона $B(V_0)$ как функция напряжения V_0 и координаты y для двух значений $x = 70$ нм (d) и $x = 165$ нм (e). Результаты измерений свидетельствуют, что при движении вдоль оси y (т. е. от края островка во внутреннюю область) происходит плавное смещение уровней размерного квантования к более высоким энергиям на величину порядка 50 мВ (карты d и e). Иными словами, при движении по линии I–II на энергии 900 мэВ (вертикальная линия на карте d) происходит плавный переход от локального максимума на зависимости dI/dV от V_0 к локальному минимуму, что соответствует уменьшению туннельной проводимости (рисунки b и c). Аналогично при движении по линии III–IV на энергии 900 мВ наблюдается плавное увеличение проводимости (карта e). Заметим, что перемещениях в горизонтальном направлении между областями V и VI наблюдаются постоянная дифференциальная проводимость с резким скачком на границе террасы (карта f). Следовательно, монотонное изменение высоты террас сопровождается изменением электронных свойств образца и проявляется в виде систематического смещения уровней размерного квантования в интервале значений от $y = 0$ до $y = 100$ нм. Заметим, что наблюдаемая величина сдвига уровней близка к оценке смещения дна зоны проводимости δE_0 , вызванного изменением электронной плотности. Анализ зависимости положения максимумов проводимости от координат в интервале энергий от 600 до 800 мВ позволил получить карту «встроенного» потенциала $\Delta U(x, y)$, которая определяет положение резонансных уровней: $E_n(x, y) = \langle E_n \rangle + \Delta U(x, y)$ (рис. 126).

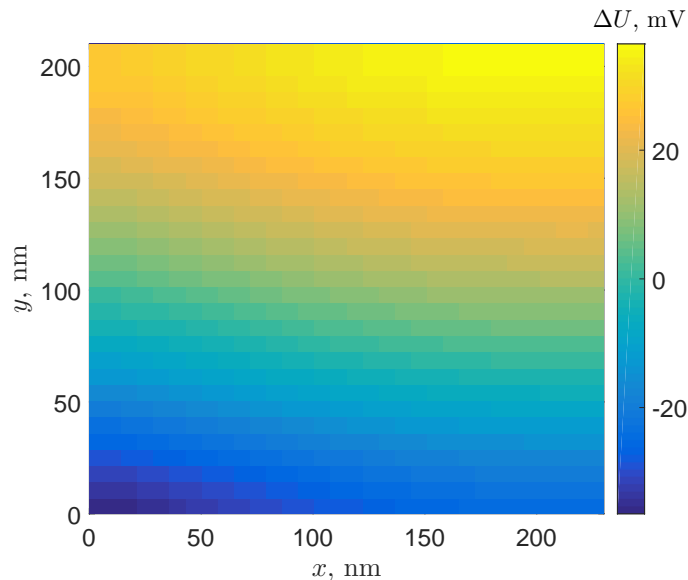


Рис. 126: Оценка неоднородного потенциала $\Delta U(x, y)$ для участка поверхности показанного на рис. 125а по данным сеточной спектроскопии. Карта $\Delta U(x, y)$ сглажена гауссовым фильтром с шириной окна 20 нм.

СТМ-микроскопия и спектроскопия, обработка результатов: А. В. Путилов и А. Ю. Аладышкин.

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 Рb слоя $D(x, y)$, во-вторых, изменение энергии дна зоны проводимости $E_0(x, y)$ и, в-третьих, изменение граничных условий на интерфейсе «металл-подложка». Последнее обстоятельство, по-видимому, объясняет мелкомасштабную неоднородность электронных свойств. Мы предполагаем, что механические напряжения кристаллической структуры, которые возникают в процессе роста Рb структур, могут приводить как к изменению энергии E_0 , так и к изменению высоты террас, являются наиболее вероятной причиной возникновения областей с плавной неоднородностью туннельной проводимости.

5.4 Основные результаты главы 5

- Методами низкотемпературной сканирующей туннельной микроскопии и модуляционной туннельной спектроскопии экспериментально изучены электронные свойства квазидвумерных Рb наностроек, выращенных на поверхности Si(111)7×7. Показано, что спектры локальной дифференциальной туннельной проводимости характеризуются наличием хорошо определенных пиков проводимости, причем энергия соответствующих квазистационарных состояний зависит от толщины слоя Рb в точке расположения СТМ-зонда. Показано, что изменение локальной толщины пленки Рb на один монослой из-за наличия ступеней монокристаллической высоты на нижнем или верхнем интерфейсах приводит к резким пространственным изменениям (с типичным масштабом порядка нескольких нм) средней дифференциальной проводимости на заданной энергии (Уставщиков и др. [A26]).
- По результатам измерений построена диаграмма $E_n - N$, где E_n – энергия квантового размерного электронного состояния с n полуволнами, N – номинальная толщина островка, отсчитанная от уровня смачивающего слоя. Предложен метод индексации пиков туннельной проводимости, основанный на однозначном определении квантовых чисел для электронных состояний на уровне Ферми. Интерпретация диаграммы $E_n - N$ в рамках модели свободных электронов для потенциальной ямы с бесконечно высокими стенками позволила оценить скорость v_F и импульс Ферми k_F , а также эффективную массу электронов m^* в направлении [111] и толщину смачивающего слоя. В рамках такой модели вычислена резонансная энергия пика проводимости, которая практически не зависит от толщины плёнки, и указана связь энергии этого пика с микроскопическими параметрами плёнки (d_{ML} , k_F и m^*). Восстановленная зависимость E от $k_{[111]}$ находится в хорошем согласии с результатами модельных расчётов зонной структуры объёмного Рb (Уставщиков и др. [A26]).
- Показано, что при азотных температурах модуляционная сканирующая туннельная спектроскопия позволяет визуализировать скрытые дефекты под слоем металла с толщиной до 15 нм с субнанометровым пространственным разрешением. В част-

ности, были обнаружены моноатомные ступени подложки, скрытые части дислокационных петель, а также инородные включения под слоем металла, которые не проявляются в топографическом изображении (Уставщиков и др. [A26]).

- Наблюдаемая мелкомасштабная модуляция туннельной проводимости с характерным масштабом порядка 3 нм на атомарно-гладких террасах Pb наностроек связана с влиянием периодического потенциала подложки Si(111)7×7 (Путилов и др. [A27]).
- Совместно с А. В. Путиловым обнаружены крупномасштабные вариации дифференциальной проводимости в пределах одной Pb террасы, проявляющиеся также в плавном изменении энергии уровней размерного квантования на величину порядка 50 мэВ на масштабах порядка 100 нм. Возможной причиной крупномасштабных неоднородностей электронных свойств могут служить пространственно-неоднородные внутренние напряжения тонких Pb пленок, которые могут приводить к неквантованным изменениям толщины Pb слоя, отличным от целого числа монослоёв, вблизи протяженных и локализованных дефектов кристаллической структуры (Путилов и др. [A27]).

Глава 6

Локализация электронов над поверхностью плёнок РЬ и эмиссионные резонансы

6.1 Краткий обзор текущего состояния исследований модифицированных поверхностных состояний и эмиссионных резонансов

Локализация электронов в потенциале сил электрического изображения

Резкий потенциальный барьер на границе раздела «металл – вакуум» или «металл – изолятор» является физической идеализацией, поскольку такое распределение потенциала соответствует электрическому полю бесконечной напряженности. В действительности, потенциальная энергия электрона U как функция z является плавной функцией, где z есть расстояние от электрона до поверхности образца. Для определения зависимости $U(z)$ следует принять во внимание взаимодействие электрона с потенциалом двойного слоя, который возникает из-за смещения поверхностных ионов по отношению к положениям ионов в идеальной решетке Бравэ (Ашкрофт и Мермин [229], глава 18), а также многочастичные поляризационные эффекты. В самом деле, электрон, расположенный вблизи проводящей поверхности, индуцирует на ней избыточный заряд противоположного знака, который препятствует движению затравочного заряда в направлении от поверхности металла (Ландау и Лифшиц [470], §3). Электростатическую силу взаимодействия между точечным зарядом и индуцированными зарядами на поверхности массивного металла можно вычислить методом изображений (method of image charges) по закону Кулона: $F_z = -\varepsilon^{-1} e^2 / (2z)^2$, ε – диэлектрическая проницаемость среды, $2z$ – расстояние между зарядом и его изображением. Легко убедиться, что распределение потенциала вне проводника на значительных расстояниях от поверхности

$$U = U_0 - \frac{1}{4\varepsilon} \frac{e^2}{z} \quad (6.1)$$

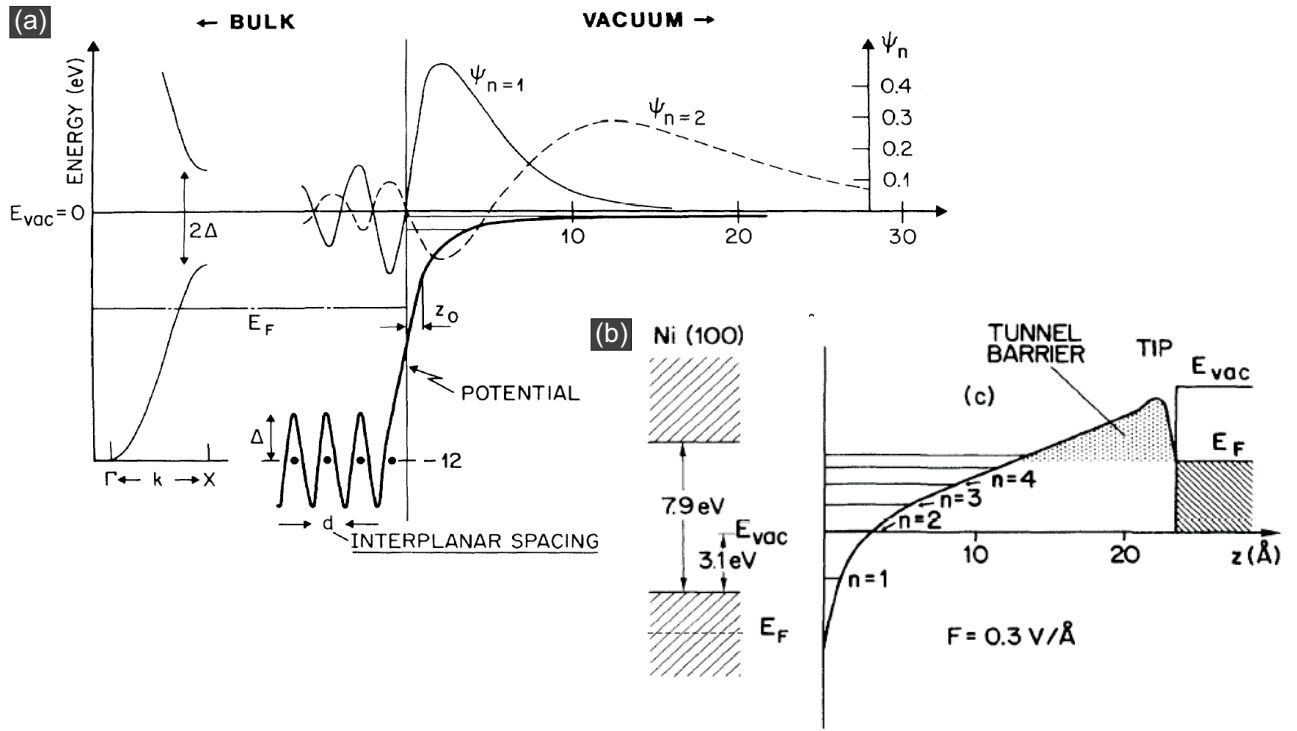


Рис. 127: (a) Появление локализованных IPS-состояний вблизи поверхности кристалла Ag(100), показаны волновые функции основного ($n = 1$) и первого возбуждённого ($n = 2$) состояния, диапазон расстояний $z > z_0$ соответствует чисто кулоновскому потенциалу (Garcia *et al.* [220]). (b) Появление локализованных состояний вблизи поверхности кристалла Ni(100) в комбинированном потенциале, образованном потенциалом изображения и потенциалом однородного электрического поля F (Binnig *et al.* [477]). Все величины на горизонтальной оси указаны в Å.

с точностью до коэффициента $(4\epsilon)^{-1}$ совпадает с радиальным распределением электрического потенциала в атоме водорода ($U = -e^2/r$), где U_0 – постоянная интегрирования, которая определяет энергию свободного электрона на бесконечном расстоянии с учётом сил изображения.

В зависимости от материала образца, ориентации поверхности и работы выхода для этой грани потенциал U_0 может оказаться в запрещённой зоне объёмного кристалла. В результате можно ожидать появления одномерной потенциальной ямы, одна стенка которой образована поверхностью кристалла¹, а другая стенка – кулоновским потенциалом изоб-

¹Электронные волны вида e^{ikz} при условии $\text{Re } k = \pm n\pi/a$ удовлетворяют условию дифракции Брэгга-Вульфа и потому не могут быть решениями уравнения Шрёдингера с периодическим потенциалом в виде бегущих плоских волн постоянной амплитуды, где $n\pi/a$ – граница n -ой зоны Бриллюэна. Такое «непропускание» волн кристаллом, которое обуславливает формирование поверхностных электронных состояний Тамма-Шокли (Дэвисон и Леви [471], Davison and Stęślicka [472], Goodwin [473]), позволяет рассматривать поверхность кристалла как эффективную потенциальную стенку при оценке энергии локализованных состояний в локализирующем электрическом поле (стр. 225).

С другой стороны, долгоживущие квазистационарные состояния над поверхностью металла должны возникать и в том случае, когда энергия таких состояний находится в разрешённой зоне объёмного кристалла вблизи потолка зоны проводимости, поскольку скачок эффективных масс электрона вблизи поверхности можно рассматривать как дополнительный рассеивающий потенциал, который обеспечит ненулевой коэффициент отражения электронной волны от поверхности кристалла. Такая система будет аналогич-

ражения (рис. 127а). В кулоновском потенциале (6.1) могут возникать уровни размерного квантования, соответствующие квазистационарным состояниям электронов, локализованным над поверхностью кристалла. Обзору теоретических и экспериментальных исследований локализованных состояний в потенциале изображения (image potential states, IPS) посвящены работы McRae [215], Smith [216], Echenique and Pendry [217] и [218], Chulkov *et al.* [219]. Очевидно, что спектр локализованных состояний в потенциале (6.1) должен быть близок к ридберговской серии возбуждённых состояний водородоподобного атома (Echenique and Pendry [217])

$$E_n(\mathbf{k}_{\parallel}) = U_0 - \frac{1 \text{ Ry}}{16(n+a)^2} + \frac{\hbar^2 \mathbf{k}_{\parallel}^2}{2m_0}, \quad n = 1, 2, \dots, \quad (6.2)$$

где m_0 есть масса свободного электрона, $1 \text{ Ry} = m_0 e^4 / (4\pi c \hbar^3) = 13.6 \text{ эВ}$ – энергия ионизации основного состояния атома водорода (Ландау и Лифшиц [241], §68), постоянная $a = (1 - \varphi_1/\pi)/2$ учитывает изменение энергии состояния из-за проникновения электронной волны в приповерхностный слой кристалла. Появление множителей 4 в знаменателе (6.1) и 16 в знаменателе (6.2) связано с тем, что расстояние z отсчитывается от поверхности кристалла, при этом расстояние до мнимого заряда вдвое больше, следовательно, сила электростатического взаимодействия вчетверо меньше, чем в атоме водорода. В некотором смысле IPS-состояния могут быть названы *модифицированными* состояниями Тамма–Шокли, однако нужно отдавать отчет в том, что максимум плотности вероятности для таких состояний располагается *вне* кристалла на значительных (по сравнению с постоянной решётки) расстояниях от поверхности. Как правило, экспериментально IPS-состояния в отсутствие внешнего электрического поля исследуются методами фотоэмиссионной спектроскопии (например, Garcia *et al.* [220], Höfer *et al.* [221]).

Локализация электронов вблизи поверхности кристаллов и нанобъектов в однородном электрическом поле

В бóльшой степени эффект локализации электронов над поверхностью проводящих кристаллов может проявляться при наличии «встроенного» электрического поля в зазоре² между двумя металлическими электродами (например, между образцом и иглой STM-микроскопа). Сдвиг энергий квантованных IPS-уровней в постоянном электрическом поле может быть назван аналогом эффекта Штарка для водородоподобного атома. В работе Gundlach [222] было отмечено, что приближенная формула теории Вентцеля–Крамерса–Бриллюэна (Ландау и Лифшиц [241], §50) для прозрачности трапецевидного

на оптическому резонатору с полупрозрачным зеркалом, в котором могут возникать квазистационарные резонансные состояния с низкой добротностью и малым временем жизни.

²Если электрон расположен в пространстве между двумя массивными металлическими электродами, то необходимо строить более сложную систему изображений. Для практических расчетов сложную форму потенциального барьера между двумя массивными проводниками с плоскими поверхностями можно заменить приближенным выражением $U(z) \approx U_0 - 0.2 w e^2 / [\varepsilon z(w-z)] \pm Fz$, где $F = V/w$ – напряженность электрического поля, w – ширина туннельного зазора и $0 < z < w$ (Simmons [474]). Силы изображения понижают реальную энергию электрона вне металла по сравнению с идеализированным значением.

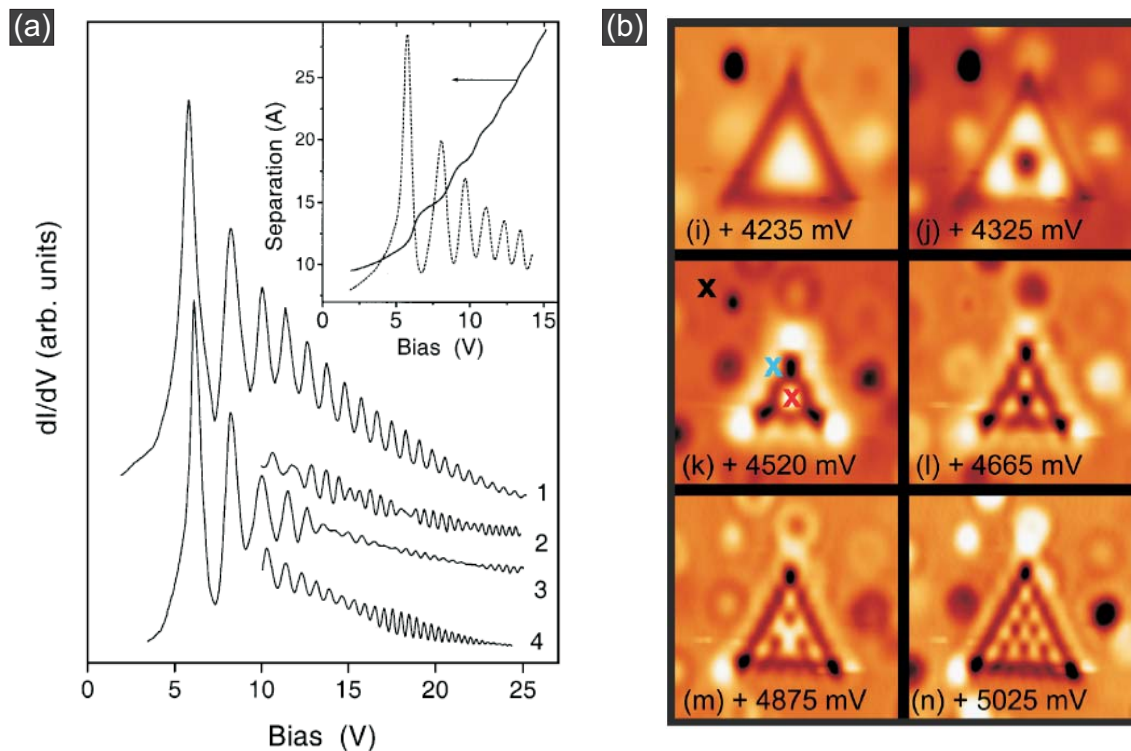


Рис. 128: (а) Серия эмиссионных резонансов для зависимости дифференциальной проводимости dI/dV разрывных Pt контактов от напряжения V (Kolesnychenko *et al.* [223]). (б) Карты дифференциальной проводимости dI/dV как функции x и y для поверхности $\text{Ag}(111)$ с вакансионным островком (stacking-fault tetrahedron), иллюстрирующие появление стоячих волн в латеральной плоскости; размер кадра $13 \times 13 \text{ nm}^2$, энергии указаны на рисунках (Schouteden and Van Haesendonck [498]).

барьера не учитывает эффекта интерференции волн, отраженных от стенки такого барьера и скачка потенциала для электрода, играющего роль коллектора. В той же работе было показано, что зависимость коэффициента прохождения D через трапецевидный барьер от разности потенциалов V между массивными металлическими электродами имеет осцилляторный характер, при этом локальные максимумы D соответствуют уровням размерного квантования в «треугольной» потенциальной яме (рис. 127b). Поскольку такие особенности коэффициента прохождения будут приводить к осцилляциям дифференциальной проводимости dI/dV контакта «металл 1 – вакуум – металл 2» в режиме холодной полевой эмиссии, иногда такие осцилляции называют осцилляциями Гундлаха или эмиссионными резонансами (field-emission resonances, FER), предвосхищающими начало некантованной полевой эмиссии. Также теория модифицированных IPS-состояний с учётом линейно растущего потенциала вне кристалла была развита в работе Garcia *et al.* [475].

При исследовании эмиссионных резонансов методом туннельной спектроскопии часто применяют режим *включенной* обратной связи, тогда при изменении напряжения V обратная связь изменяет расстояние z между образцом и иглой таким образом, чтобы средний туннельный ток I оставался неизменным. При таких условиях измерений энергия квазистационарных локализованных IPS-состояний отождествляется с положениями максимумов на зависимостях dI/dV и/или dz/dV от V . Методами туннельной спектро-

скопии и/или теории функционала плотности были исследованы эмиссионные резонансы для электронов, локализованных вблизи следующих атомарно-чистых поверхностей: Au(110) (Becker *et al.* [476]), Ni(100) (Binnig *et al.* [477]), реконструированная поверхность алмаза C(100)- 2×1 (Bobrov *et al.* [478]), Cu(100) (Wahl *et al.* [479]), Ag(100) and Fe(110) (Hanuschkin *et al.* [480]), Fe(110) (Kubetzka *et al.* [481]), графен (Silkin *et al.* [482]), InAs(111) (Martinez-Blanco *et al.* [483]), Sb(111) (Ge *et al.* [484]). Также значительно внимание было уделено исследованию наноструктурированных объектов на атомарно-чистых металлических поверхностях, например, островков Co на Mo(110) (Jung *et al.* [485]), островков FeO на Pt(111) (Rienks *et al.* [486]), молекул бензина на Cu(111) (Dougherty *et al.* [487]), островков NaCl на Ag(100) (Pivetta *et al.* [488] и Ploigt *et al.* [489]), островков Ag на Au(111), Cu(111) и островков Co на Cu(111) (Lin *et al.* [490]), островков Na на Cu(111) (Borisov *et al.* [491]), островков Pb на Cu(111) и Ag(111) (Yang *et al.* [492], Becker and Berndt [493], Zugarramurdi *et al.* [494]), островков Co на Au(111) (Schouteden and Van Haesendonck [495] и [496], Schouteden *et al.* [497]), вакансионных островков на Ag(111) (Schouteden and Van Haesendonck [498]), углеродных нанотрубок на Au(111) (Schouteden *et al.* [499]), кластеров Li на Cu(100) (Stepanow *et al.* [500]), графеновых островков на Ir(111) (Craes *et al.* [501]), слоев нафталина на поверхности пиролитического графита (Yamada *et al.* [502]), островков Ag на Si(111)- $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -В (Sugawara *et al.* [503]). Интересный способ исследования эмиссионных резонансов с использованием разрывных туннельных контактов (англ. break junctions) был развит в серии работ Keijzers *et al.* [504], Kolesnychenko *et al.* [223] и [505].

Отметим следующие важные результаты:

1. При исследовании модифицированных IPS-состояний методом сканирующей туннельной спектроскопии возможность приложения значительного напряжения ограничена рабочим диапазоном встроенного цифроаналогового преобразователя коммерческих установок (как правило, ± 10 В), что позволяет наблюдать до 6–8 резонансов. Расширение диапазона напряжений до 25 В позволяет наблюдать до двадцати резонансов (рис. 128а).
2. Дополнительный локализуемый потенциал в латеральной плоскости может привести к квантованию поперечных электронных мод и формированию пространственно-неоднородных модифицированных IPS-состояний в виде стоячих электронных волн в трех измерениях (рис. 128b).
3. Диссертанту удалось найти только две экспериментальные работы, посвящённые исследованию эмиссионных резонансов в Pb плёнках на поверхности металлов Cu(111) и Ag(111) (Yang *et al.* [492], Becker and Berndt [493]) и одну теоретическую работу Zugarramurdi *et al.* [494], интерпретирующую результаты этих экспериментов.
4. Положение эмиссионных резонансов, включая их сдвиг и расщепление, может зависеть от локальной намагниченности ферромагнитного образца (Kubetzka *et al.* [481]), что позволяет применять методы спин-поляризованной туннельной спектроскопии и в эмиссионном режиме.
5. В работе Vono and Good [506] на основе модельных расчетов было высказано предположение о возможности исследования пространственного распределения электрического потенциала на поверхности кристаллов посредством изучения эмиссионных резонансов.

6.2 Оценка резонансных энергий для модифицированных IPS-состояний

Модифицированные IPS-состояния в одномерном потенциале: модельная задача

Для наглядной иллюстрации формирования модифицированных поверхностных состояний рассмотрим модельную задачу на определение собственных функций и собственных энергий одномерного уравнения Шрёдингера $-(\hbar^2/2m^*) f''(z) + U(z) f(z) = E f(z)$ с нулевыми граничными условиями в сложном потенциале $U(z)$, состоящем из периодического потенциала с периодом a при $|z| < L$, линейного растущего потенциала при $z > L$ и постоянного потенциала при $z < -L$

$$U(z) = \begin{cases} U_L & \text{при } z < -L, \\ U_0 + 2U_1 \cos(2\pi z/a) + 2U_2 \cos(4\pi z/a) & \text{при } -L \leq z < L, \\ \min \{ U^* + F \cdot (x - L), U_R \} & \text{при } z \geq L, \end{cases} \quad (6.3)$$

где U_L и U_R есть значения потенциала в левом и правом берегах; U_0 , U_1 и U_2 есть амплитуды нулевой, первой и второй фурье-гармоник потенциала, $F = V/w$ – напряженность электрического поля. Модельный численный расчёт позволяет понять корреляцию числа

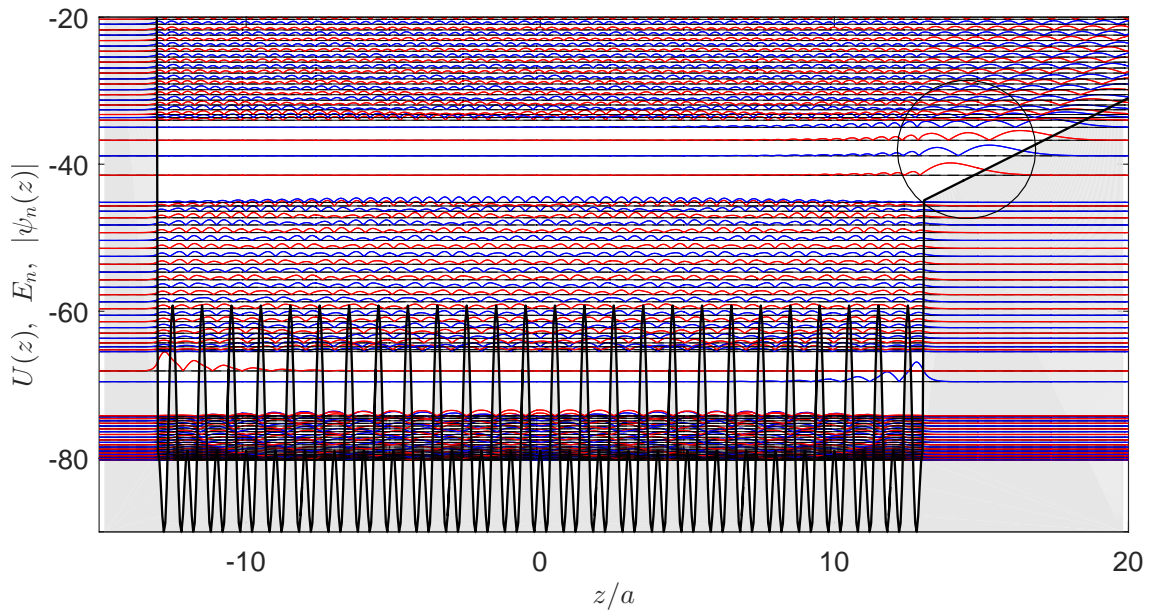


Рис. 129: Нормированные собственные функции $|\psi_n(z)|$ и собственные энергии $E_{\perp,n}$ для потенциальной ямы вида (6.3). Здесь a – период, $U_0/E_0 = -8$, $U_1/E_0 = -0.5$ и $U_2/E_0 = 0.5$, где $E_0 = \hbar^2/(2ma^2)$ и a – период основной фурье-гармоники потенциала. Толстая черная линия соответствует зависимости $U(z)$. Поверхностные электронные состояния Тамма-Шокли в первой запрещённой зоне существуют при $U_1 < 0$ (Goodwin [473]). Модифицированные поверхностные состояния во второй запрещённой зоне отмечены кружком, при этом поверхностные таммовские состояния на левой стенке ямы (при $z \simeq -L$) во второй запрещённой зоне при условии $U_2 < 0$ оказываются подавленными.

Численное моделирование: А. Ю. Аладышкин.

локализованных состояний и градиента электрического потенциала F : чем острее игла и сильнее электрическое поле вблизи поверхности образца, тем меньше «ширина» треугольной потенциальной ямы и больше интервал между уровнями размерного квантования для модифицированных IPS-состояний (рис. 129).

Резонансное туннелирование через модифицированные IPS-состояния

Обсудим основные особенности туннельного транспорта через трапецевидный потенциальный барьер для туннельно-связанных массивных металлов с плоскими поверхностями в приближении свободного электронного газа. Для определенности мы будем считать, что, во-первых, потенциал иглы (эмиттера) равен нулю и потенциал образца (коллектора) равен V ; во-вторых, положение дна зоны проводимости иглы соответствует нулевой энергии; в-третьих, химические потенциалы иглы и образца равны μ , тогда

$$U(z) = \begin{cases} eV & \text{при } z < 0, \\ (\mu + W_1 + eV) + (eV - \Delta W) z/w & \text{при } 0 \leq z < w, \\ 0 & \text{при } z > w, \end{cases} \quad (6.4)$$

где W_1 и W_2 есть работы выхода для образца и иглы, соответственно; $\Delta W = W_1 - W_2$ есть разность работ выхода, которая определяет контактную разность потенциалов $e\Delta W$; $F^* = V/w + (W_2 - W_1)/(|e|w)$ есть фактическая напряженность электрического поля с учётом контактной разности потенциалов; $e = -|e|$ есть заряд электрона, w есть ширина туннельного зазора (рис. 130а). Очевидно, что при $V = 0$ уровни Ферми иглы и образца располагаются на одной энергии, а при $V > 0$ система энергетических уровней образца смещается на величину $eV = -|e|V < 0$ (вниз), при этом туннелирование будет происходить в незаполненные состояния образца выше уровня Ферми (рис. 130б,с).

Решение задачи о прохождении электроном трапецевидного потенциального барьера без учёта модификации его формы потенциалом изображения может быть получено аналитически посредством согласования амплитуд бегущих плоских волн при $z < 0$ и $z > w$

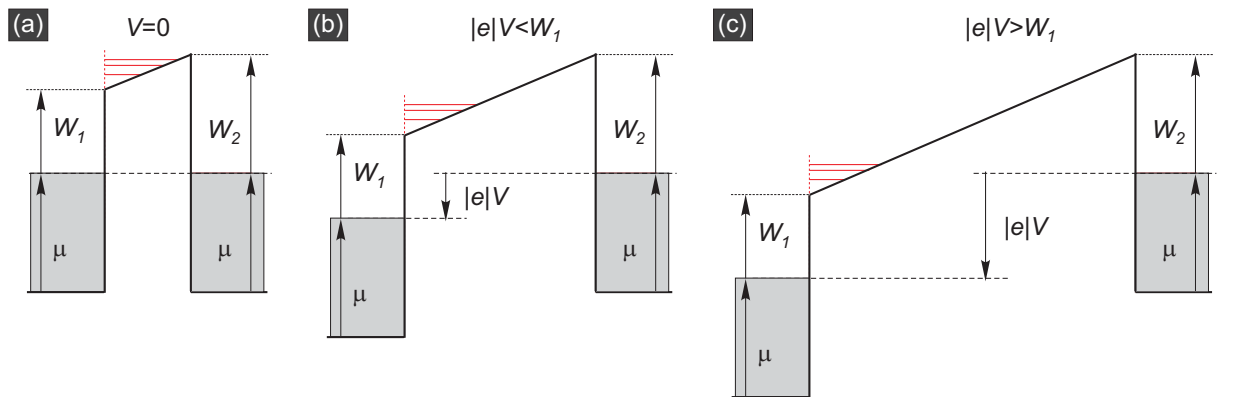


Рис. 130: Модельная зонная структура туннельного контакта при $V = 0$ (а), при $0 < |e|V < W_1$ (б) и $|e|V > W_1$ (с) в режиме постоянного градиента электрического потенциала (без учёта потенциала изображения). На рисунке линиями красного цвета схематично показаны уровни размерного квантования в треугольной потенциальной яме; случай (с) соответствует появлению эмиссионных резонансов на зависимостях dI/dV и/или dz/dV .

и функций Эйри в области барьера ($0 < z < w$) (Gundlach [222]). В частности, получено выражение для определения положений максимумов для энергетической зависимости коэффициента прохождения $D(E_{\perp})$

$$\frac{2}{3} \cdot \frac{2\sqrt{2m_0}}{\hbar} \cdot w \cdot \frac{[|e|V_n - (\mu + W_1 - E_{\perp})]^{3/2}}{|e|V_n + \Delta W} = 2\pi \left(n + \frac{3}{4}\right), \quad n = 0, 1, \dots \quad (6.5)$$

В работе Kolesnychenko *et al.* [223] было показано, что положения максимумов дифференциальной туннельной проводимости dI/dV соответствуют напряжениям V_n , определяемых условием (6.5) при $E_{\perp} = \mu$

$$|e|V_n - W_1 = \left(\frac{3}{2} \frac{\pi\hbar|e|}{\sqrt{2m_0}} F^*\right)^{2/3} \left(n - \frac{1}{4}\right)^{2/3}, \quad n = 1, 2, \dots, \quad (6.6)$$

где $F^* = (V - \Delta W)/(|e|w)$ – напряженность электрического поля, которую можно считать постоянной в экспериментах с переменной шириной туннельного зазора.

Легко получить условие, аналогичное (6.5), более простым способом, используя концепцию когерентного резонансного туннелирования через локализованные состояния. Рассчитаем положение уровней связанных состояний в треугольной потенциальной яме вида $U(z) = U^* + |e|F^*z$ для $z > 0$ и бесконечным потенциалом при $z < 0$ (рис. 130) по формуле квантования Бора–Зоммерфельда (Ландау и Лифшиц [241], §48)

$$\frac{1}{\pi\hbar} \int_a^b \sqrt{2m_0(E_{\perp,n} - U(z))} dz = n + \gamma, \quad n = 0, 1, \dots, \quad (6.7)$$

где $p(z) = \sqrt{2m_0(E_{\perp} - U(z))}$ есть классический импульс частицы; $U^* = \mu + W_1 - |e|V$ есть энергия дна треугольной ямы; $|e|F^*$ – градиент потенциальной энергии (кулоновская сила) электрона в туннельном зазоре, который определяется напряженностью электрического поля $F^* = V/w + (W_2 - W_1)/(|e|w)$ с учётом контактной разности потенциалов; $a = 0$ и $b = (E_{\perp} - U^*)/(|e|F^*)$ есть классические точки поворота. Для записи постоянной γ можно руководствоваться следующим правилом: поскольку при отражении волны от линейно растущего потенциала фаза электронной волны изменяется на $\pi/4$, а при отражении от вертикальной стенки – на $\pi/2$, для потенциала с двумя стенками конечного наклона $\gamma = 1/4 + 1/4 = 1/2$, для потенциала с одной стенкой конечного наклона и одной вертикальной стенкой $\gamma = 1/4 + 1/2 = 3/4$, для потенциала с двумя вертикальными стенками $\gamma = 1/2 + 1/2 = 1$. Таким образом, используя в соотношении (6.7) константу $\gamma = 3/4$, мы учитываем наличие непронускающей стенки при $z = 0$. Вычислим интеграл (6.7) и получим спектр уровней размерного квантования частицы в треугольной яме

$$\frac{\sqrt{2m_0}}{\pi\hbar} \sqrt{|e|F_n^*} \left(\frac{E_{\perp,n} - U^*}{|e|F_n^*}\right)^{3/2} = n + \frac{3}{4}, \quad n = 0, 1, \dots \quad (6.8)$$

или

$$\begin{aligned} E_{\perp,n} &= U^* + \left\{ \frac{3}{2} \frac{\pi\hbar|e|}{\sqrt{2m_0}} F_n^* \left(n + \frac{3}{4}\right) \right\}^{2/3} = \\ &= \mu + W_1 - |e|V + \left(\frac{3}{2} \frac{\pi\hbar|e|}{\sqrt{2m_0}} F_n^*\right)^{2/3} \cdot \left(n + \frac{3}{4}\right)^{2/3}, \quad n = 0, 1, \dots \end{aligned}$$

Максимальное пропускание через трапецевидный барьер должно соответствовать такому напряжению, при котором уровень Ферми иглы будет близок к энергии одного из локализованных состояний в треугольной потенциальной яме ($E_{\perp,n} \simeq \mu$). Это условие позволяет получить уравнение для определения положений эмиссионных резонансов V_n и воспроизвести условия (6.5) и (6.6)

$$|e|V_n = W_1 + \left(\frac{3}{2} \frac{\pi \hbar |e|}{\sqrt{2m_0}} F_n^* \right)^{2/3} \left(n - \frac{1}{4} \right)^{2/3}, \quad n = 1, 2, \dots \quad (6.9)$$

Далее для упрощения соотношения (6.9) мы предположим, что $F^* \simeq \text{const}$, что должно иметь место для системы с заданным туннельным током и переменной шириной зазора. Для высших эмиссионных резонансов мы получаем простую зависимость

$$|e|V_n \simeq W_1 + \left(\frac{3}{2} \frac{\pi \hbar |e|}{\sqrt{2m_0}} F^* \right)^{2/3} \cdot n^{2/3} \quad \text{при } n \gg 1. \quad (6.10)$$

Легко видеть, что положение каждого резонанса зависит как от разности работ выхода (ΔW), так и от фактической высоты иглы над поверхностью образца (w), следовательно, различить эти эффекты невозможно. Однако, экстраполируя линейную аппроксимацию для функции V_n , которая характеризует всю серию измерений, от $n^{2/3}$ для высших эмиссионных резонансов, в точку $n = 0$, можно получить оценку работы выхода образца независимо от величины эффективного электрического поля F^* в зазоре.

6.3 Эмиссионные резонансы и оценка работы выхода для Pb(111) террас постоянной высоты

6.3.1 Подготовка образцов и процедура измерений

Исследование особенностей электронных свойств Pb островков в туннельном и эмиссионном режимах было выполнено на измерительном комплексе UHV LT SPM Omicron Nanotechnology. Типичные параметры роста Pb на поверхности Si(111) 7×7 островков подробно описаны в разделе 5.2.1.

Топография островков Pb была исследована методом низкотемпературной сканирующей туннельной микроскопии in-situ при температуре 78 К и модулированном потенциале иглы $V = -V_0 + V_1 \cos(2\pi f_0 t)$ на частоте $f_0 = 7285$ Гц в режиме заданного среднего туннельного тока $\langle I \rangle$. Средний потенциал образца относительно иглы равен V_0 , амплитуда модуляции потенциала V_1 обычно выбиралась равной 30 или 40 мВ ($V_1 \ll V_0$). При необходимости (для устранения двоения или нестабильности) мы модифицировали форму острия иглы либо с помощью импульса напряжения амплитудой порядка 8–10 В и длительностью 20–100 мсек, либо посредством механического «втыкания» иглы в поверхность Pb островка в процессе получения так называемой кривой подвода $I - z$ при изменении высоты иглы от текущего положения до величины на 2–3 нм ближе к поверхности, либо поочерёдным применением обоих способов. Таким образом, в процессе измерений острие чистой W иглы постепенно покрывалось слоем Pb.

Электронные свойства островков Pb были исследованы методом точечной или сканирующей туннельной спектроскопии, заключающейся в измерении зависимости амплитуды первой фурье-гармоники туннельного тока $I_1 = V_1 \cdot (dI/dV)_{V=V_0}$ от V_0 при синфазном детектировании, а также зависимости относительной высоты иглы над поверхностью $z - z_0$ от V_0 в режиме $\langle I \rangle = \text{const}$ и переменной z для некоторой точки (x, y) на поверхности образца или для серии таких точек. Модуляционные измерения проводились с помощью синхронного детектора Stanford Research SR 830 с постоянной времени от 10 до 100 мсек, что соответствует усреднению сигнала по $10^2 - 10^3$ периодам колебаний. Как правило, на получение одной спектральной характеристики, включающей синхронно измеряемые зависимости I , dI/dV и z от V_0 , уходило от 10 до 50 сек в зависимости от числа точек спектра (обычно от 500 до 1000) и скорости развертки (обычно от 20 до 50 мсек на точку). Автоматическая фиксация изменения высоты иглы как функции напряжения осуществлялась путем подачи выходного сигнала обратной связи Z_{mon} на вход аналого-цифрового преобразователя Aux2 блока сбора данных и записи зависимости $z(V_0)$ в виде спектра Aux2(V) в среде Matrix.

Заметим, что режим переменной высоты позволяет прикладывать большие напряжения без риска дестабилизации иглы и/или модификации формы Pb островков и, тем самым, расширить измерительный диапазон до ± 10 В. Недостатком техники переменной высоты является невозможность отождествления спектра дифференциальной туннельной проводимости dI/dV и энергетической зависимости локальной плотности состояний.

6.3.2 Зависимость положения QWS и модифицированных IPS-резонансов от начальной высоты и локальной толщины

Зависимость энергий эмиссионных резонансов от начальной высоты и начального напряжения

На рис. 131 показаны типичные точечные спектры, полученные для тонкого островка Pb высотой в режиме заданного тока и переменной высоты для серии из пяти последовательных измерений. Изменяя значение тока в начале спектроскопических измерений (при $V_0 = 0.5$ В), мы получили серию спектров, отличающихся различной начальной высотой z_0 , при этом начальное расстояние между иглой и образцом было максимально для $\langle I \rangle = 100$ пА и минимально для $\langle I \rangle = 1200$ пА. Система обратной связи хорошо стабилизирует туннельный ток, поскольку вариации тока не превышают 0.5% от предустановленного значения при изменении среднего напряжения в диапазоне от 0.5 до 8 В (рис. 131а).

На рис. 131b показаны зависимости нормированной дифференциальной туннельной проводимости от V_0 . Обратим внимание на существование двух типов осцилляций проводимости, отличающихся амплитудой и периодом. При $V_0 \lesssim 4.5$ В осцилляции проводимости представляют собой практически эквидистантные пики и поэтому должны быть связаны с формированием стоячих электронных волн в плёнке Pb (quantum-well states, QWS), поверхности которой играют роль стенок потенциальной ямы для электронов проводимости. Свойства таких квантово-размерных состояний подробно обсуждались в главе 5.

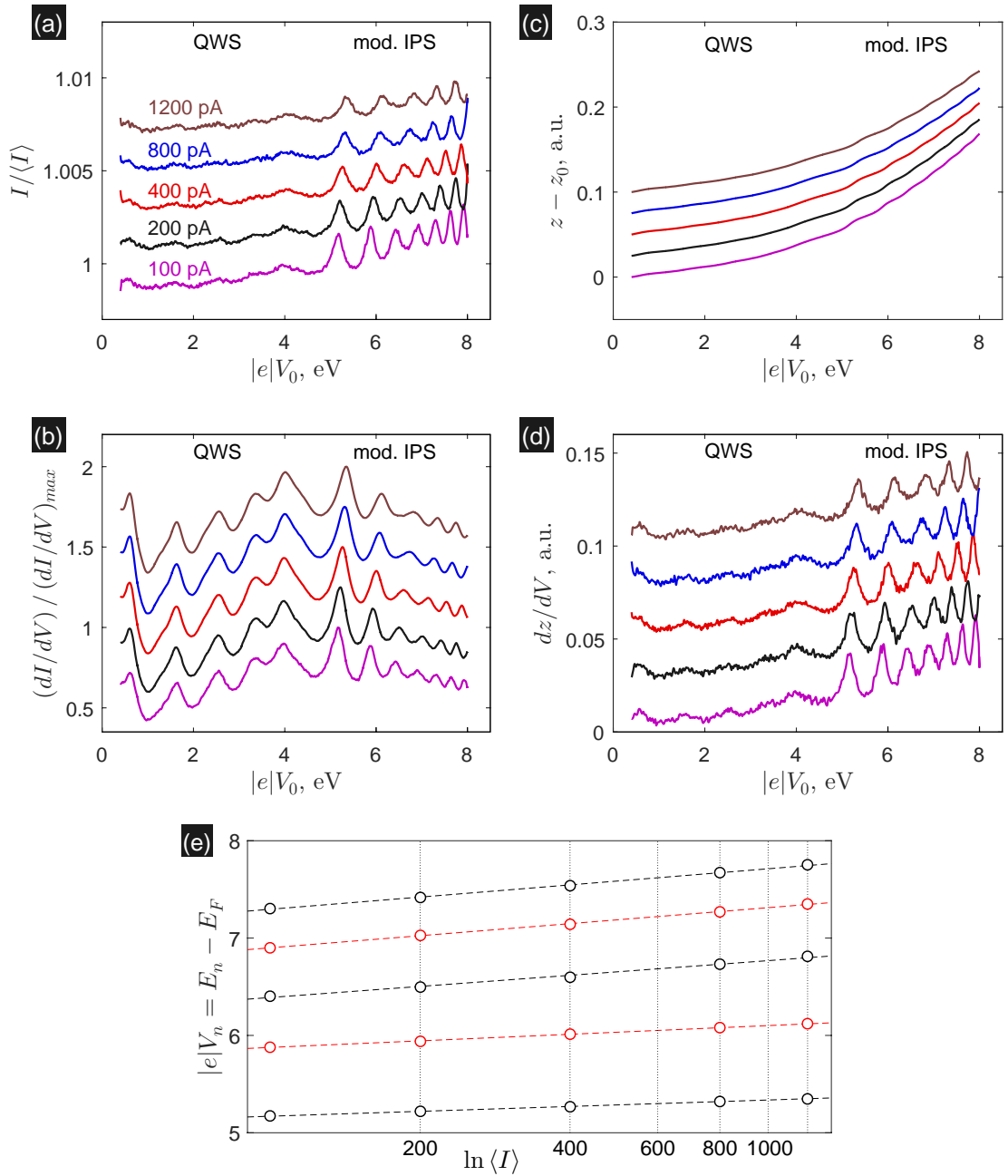


Рис. 131: (a–d) Зависимости туннельных спектров для островка Pb/Si(111)7 × 7 толщиной порядка 3.7 нм от начальной высоты в режиме постоянного тока: (a) зависимость туннельного тока I от среднего напряжения V_0 , (b) зависимость нормированной дифференциальной проводимости (dI/dV) от V_0 , (c) зависимость относительной высоты иглы $z - z_0$ от V_0 , (d) зависимость скорости изменения высоты (dz/dV) от V_0 . Все представленные зависимости были усреднены по ансамблю из пяти реализаций для одной и той же точки с различным средним током $\langle I \rangle = 100, 200, 400, 800$ и 1200 пА (снизу вверх) и сглажены скользящим гауссовым фильтром с шириной окна 10 мВ (a, b) и 50 мВ (c, d). Кривые смещены по вертикали для наглядности. (e) Зависимости положений резонансов V_n , представленных на рисунке (c) и соответствующих модифицированным IPS-состояниям, от измерительного тока $\langle I \rangle$ в полулогарифмическом масштабе.

STM/STS-измерения и обработка результатов: А. Ю. Аладышкин (по материалам работы Aladyshkin [A28]).

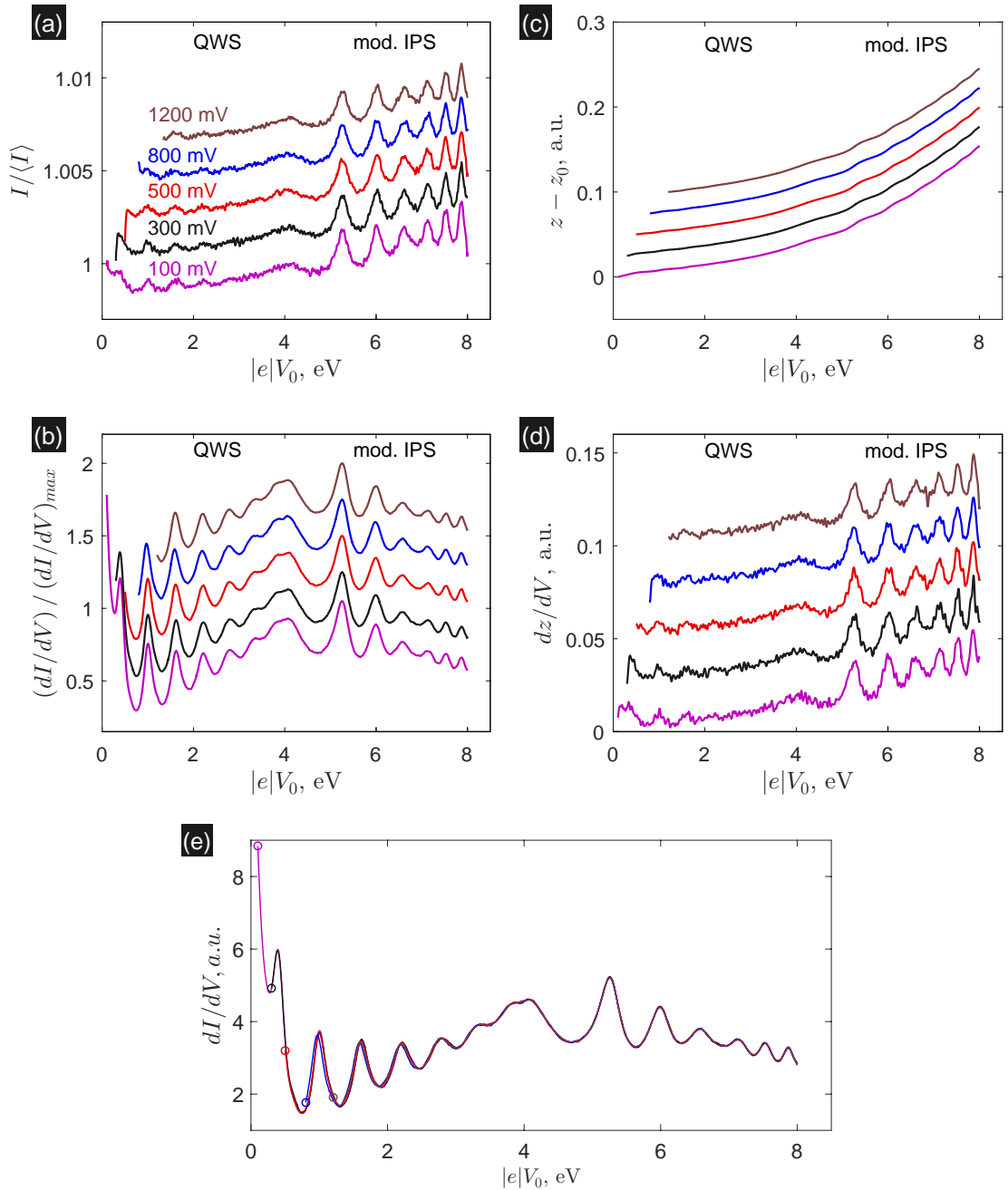


Рис. 132: (а–d) Зависимости туннельных спектров для островка Pb/Si(111)7 × 7 толщиной порядка 3.7 нм от начального напряжения в режиме постоянного тока: (а) зависимость туннельного тока I от среднего напряжения V_0 , (б) зависимость нормированной дифференциальной проводимости (dI/dV) от V_0 , (с) зависимость относительной высоты иглы $z - z_0$ от V_0 , (д) зависимость скорости изменения высоты (dz/dV) от V_0 . Все представленные зависимости были усреднены по ансамблю из пяти реализаций для одной и той же точки с средним током $\langle I \rangle = 400$ пА и различным начальным напряжением $V_0 = 100, 300, 500, 800$ и 1200 мВ (снизу вверх) и сглажены скользящим гауссовым фильтром с шириной окна 10 мВ (а, б) и 50 мВ (с, д). (е) Зависимости dI/dV от V_0 , начальные значения напряжения отмечены кружками.

STM/STS-измерения и обработка результатов: А. Ю. Аладышкин (по материалам работы Aladyshkin [A28]).

Легко видеть, что изменение начальной высоты иглы не приводит к изменению резонансных энергий, поскольку такие состояния почти полностью локализованы в металлической плёнке (за исключением экспоненциально спадающих «хвостов» в области барьера) и потому энергия таких состояний не зависит от электрического поля *вне* плёнки. Используя ширину интервала $\Delta E \simeq 1$ эВ между максимумами туннельной проводимости проводимости и оценку скорости Ферми $v_F \approx 1.8 \cdot 10^8$ см/с, можно оценить локальную толщину островка по формуле (5.5): $D \simeq \pi \hbar v_F / \Delta E \simeq 3.7$ нм или примерно 13 монослоёв.

Напротив, резонансные состояния, возникающие при $V_0 \gtrsim 4.5$ В, не имеют строгой периодичности, поскольку максимумы сгущаются при увеличении V_0 . Было показано, что положение таких максимумов на оси энергий сильно зависит от начальной высоты иглы или от измерительного тока. В самом деле, для максимальной начальной высоты и, соответственно, минимального градиента потенциала, мы наблюдаем семь максимумов проводимости в интервале от 4.5 до 8 В; однако для минимальной высоты и максимального градиента потенциала в том же интервале энергий остается только пять максимумов. Такое поведение согласуется с картиной формирования модифицированных поверхностных состояний [см. соотношение (6.10)] и позволяет нам отождествить такие максимумы с эмиссионными резонансами, обусловленными резонансным туннелированием через модифицированные IPS-состояния.

На рис. 131c,d показаны зависимости высоты z и скорости изменения высоты dz/dV от среднего напряжения V_0 . При вычислении производной зависимость $\langle z(V_0) \rangle$ была усреднена по пяти реализациям, затем была предварительно сглажена скользящим гауссовым фильтром с шириной окна 50 мВ и после этого численно продифференцирована. Два типа резонансного туннелирования через QWS-состояния и модифицированные IPS-состояния особенно хорошо различимы на зависимости I от V_0 и dz/dV от V_0 . Отметим, что положения максимумов, соответствующих эмиссионным резонансам, на зависимостях dI/dV от V_0 и dz/dV от V_0 совпадают.

На рис. 132 показаны точечные туннельные спектры, полученные для одной и той же точки, в зависимости от начального напряжения в режиме заданного туннельного тока. Легко видеть, что изменение начального напряжения не приводит к изменению энергий эмиссионных резонансов (рис. 132e).

Зависимость энергий эмиссионных резонансов от толщины плёнки и интерференция резонансов различных типов

На рис. 133a,b показана топография участка поверхности тонкого Рb островка и соответствующая ему карта дифференциальной проводимости dI/dV , позволяющая установить взаимное расположение ступеней монокристаллической толщины на верхнем и нижнем интерфейсах. Оценка локальной толщины островка по формуле (5.5) даёт оценку 4.4 нм, что составляет примерно 16 монослоёв.

На рис. 133c показана зависимость dI/dV от координаты x и среднего потенциала V_0 вдоль линии $A - B$ в виде двумерной карты. Для удобства анализа спектроскопические результаты также представлены в виде одномерных функций – усреднённых зависимостей

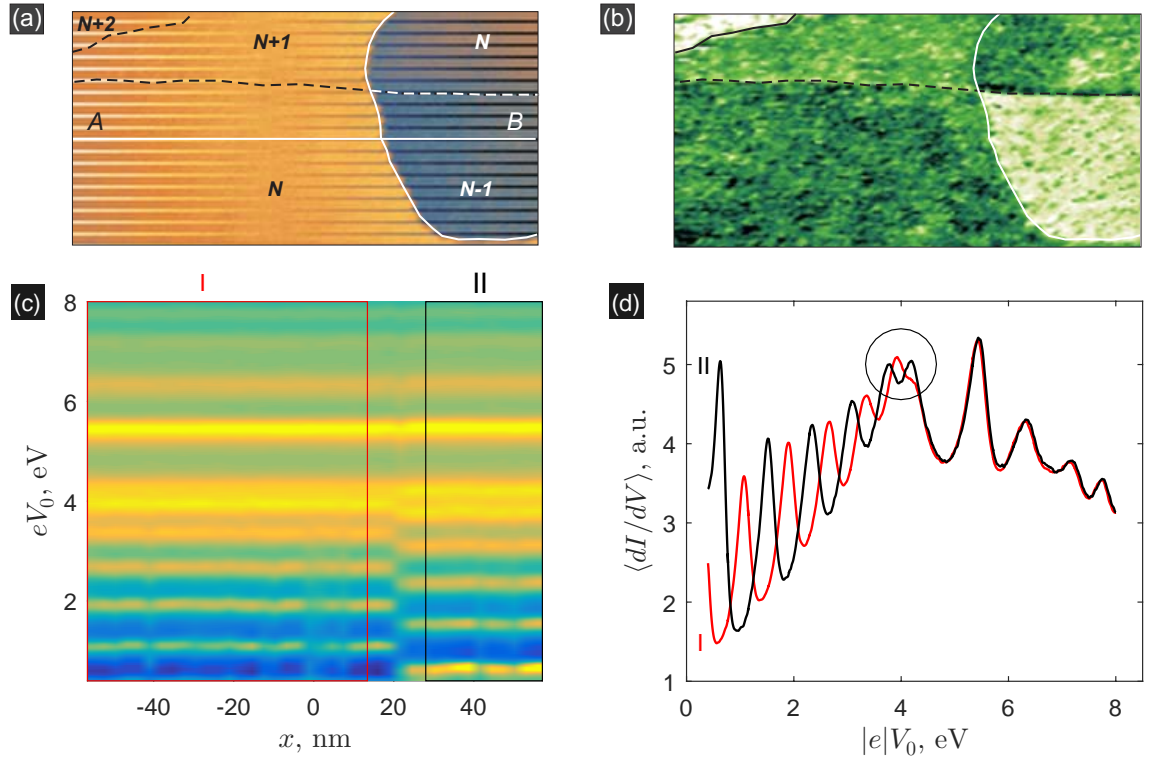


Рис. 133: (а, б) Топография (а) и карта дифференциальной туннельной проводимости dI/dV (б) для участка поверхности Рb островка толщиной порядка 4.4 нм на поверхности Si(111) 7×7 (размер кадра $116 \times 58 \text{ нм}^2$, $V_0 = 0.50 \text{ В}$, $\langle I \rangle = 400 \text{ пА}$), полученные в ходе проведения спектроскопических измерений в режиме заданного тока на сетке 40×20 точек. (с) Зависимость dI/dV от координаты x и напряжения V_0 вдоль линии $A - B$. (д) Зависимости $\langle dI/dV \rangle$ от среднего потенциала V_0 , усреднённые по координате x в пределах областей I и II.

STM/STS-измерения и обработка результатов: А. Ю. Аладышкин (по материалам работы Aladyshkin [A28]).

$\langle dI/dV \rangle$ от V_0 по областям I и II в пределах участков с постоянной высотой (рис. 133d). Как и следовало ожидать, изменение высоты Рb плёнки на один монослой приводит к тому, что в диапазоне напряжений $V_0 \lesssim 4 \text{ В}$ максимумы dI/dV , связанные с формированием QWS-резонансов, согласованно трансформируются в минимумы для той же энергии и наоборот. В предыдущей главе такой эффект был назван эффектом чётности для QWS-состояний. Такое осцилляторное поведение может приводить к тому, что для достаточно тонких Рb плёнок первый резонансный IPS-пик, расположенный как правило при 4.1 В, может испытывать влияние QWS-резонансов и расщепляться на два максимума (отмечено кружком на рис. 133d), соответствующих гибридованными QWS-IPS состояниям. Мы полагаем, что именно из-за интерференции резонансов различных типов в тонких плёнках первый эмиссионный максимум на рис. 131, 132 и 131 выглядит столь невыразительно в отличие от высших модифицированных IPS-резонансов с $n \geq 2$, положения которых не зависят от локальной толщины. Эти наблюдения позволяют сделать промежуточный вывод: положение первого эмиссионного резонанса не может являться указанием на какую-то характерную энергию.

6.3.3 Зависимость положений QWS и модифицированных IPS-резонансов от формы иглы и оценка локальной работы выхода

На рис. 134а показано топографическое изображение участка Pb островка значительной толщины (порядка 13.5 нм или около 50 монослоев) с несколькими атомарно-гладкими террасами, высоты которых отличаются на один монослой. Это подтверждается распределением интенсивности сигнала на карте дифференциальной туннельной проводимости (рис. 134б) и характерным видом сечения островка по линии A–B (рис. 134с). Для такого островка была проведена серия спектроскопических измерений на сетке 40×37 и получе-

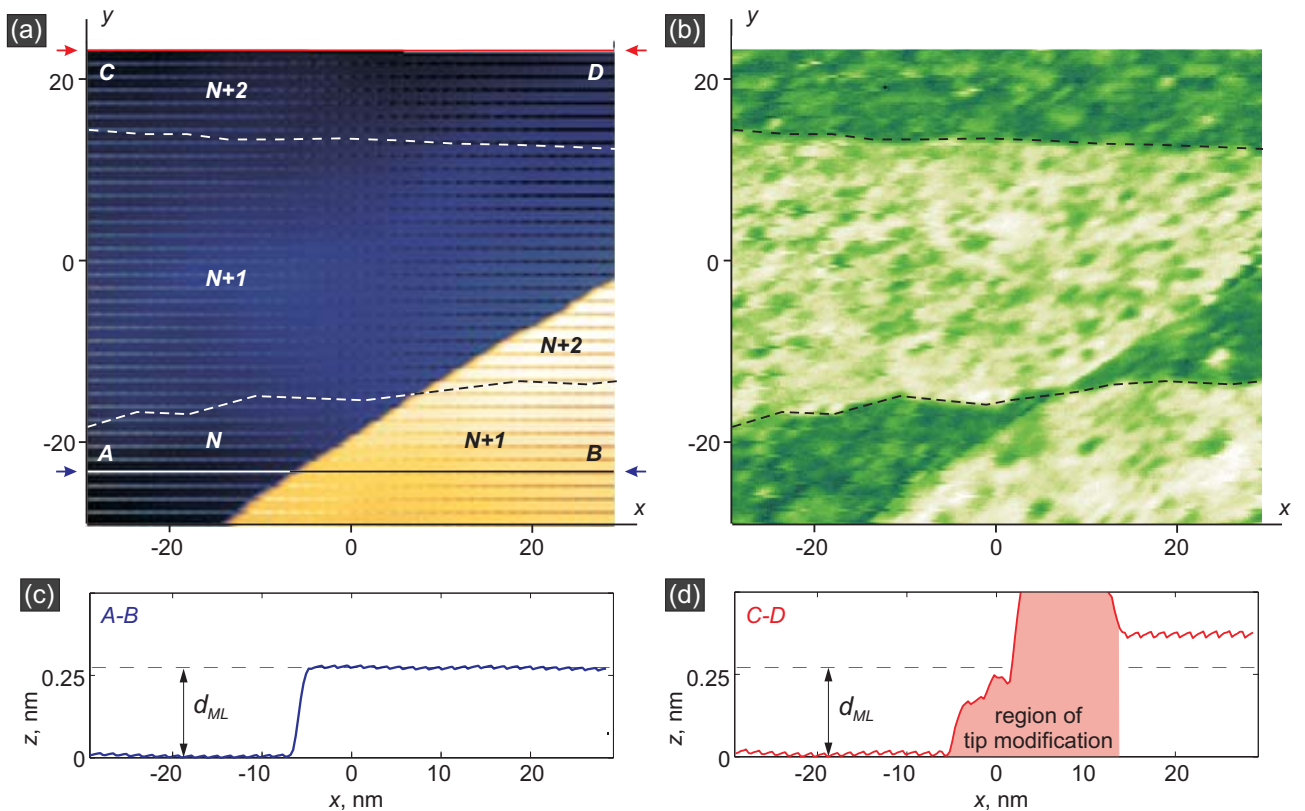


Рис. 134: (а, б) Топографическое изображение $z(x, y)$ (а) и карта дифференциальной проводимости $dI/dV(x, y)$ (б) для участка Pb островка средней толщиной 13.5 нм на подложке Si(111)7×7 (размер кадра $58 \times 54 \text{ нм}^2$, $V_0 = +500 \text{ мВ}$ и $I_0 = 800 \text{ пА}$), полученное в ходе проведения спектроскопических измерений в режиме заданного тока на сетке 40×37 точек, что проявляется в виде заметного искажения профиля атомарно-гладких террас в узлах квадратной решётки точек. Пунктирные линии на рисунках (а) и (б) показывают положения монокристаллических ступеней подложки по результатам спектроскопических измерений, представленных на рисунке (б), толщина островка в левом нижнем углу, выраженная в единицах монослоев, $N \simeq 47$. (с) Профиль $z(x)$ вдоль линии A–B, изменение высоты равно толщине монослоя для поверхности Pb(111). (д) Профиль $z(x)$ вдоль линии C–D, изменение видимой высоты для той же самой террасы вызвано модификацией острия иглы.

STM/STS-измерения и обработка результатов: А. Ю. Аладышкин (Aladyshkin [A28]).

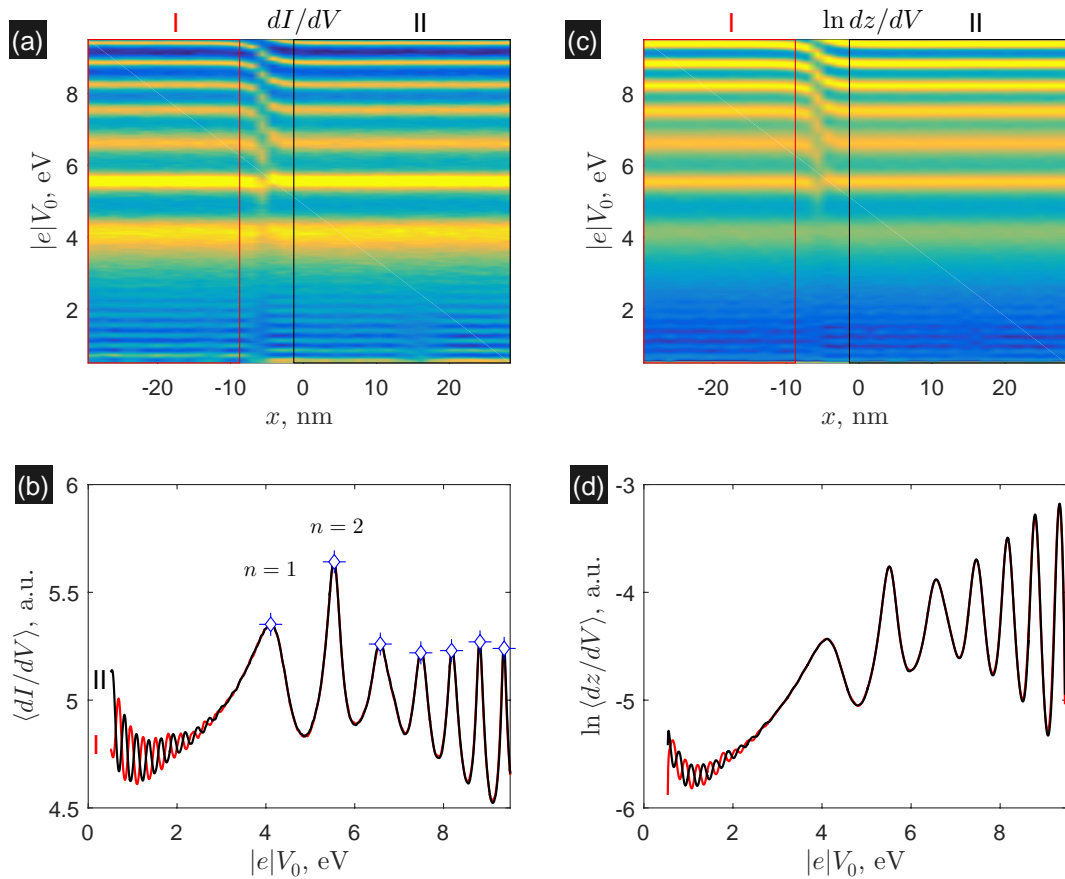


Рис. 135: (а, с) Зависимости dI/dV (а) и $\ln dz/dV$ (с) от координаты x и среднего потенциала V_0 вдоль линии $A - B$ (см. рис. 134с), измеренные одновременно при $\langle I \rangle = 800$ нА и начальном потенциале $V_0 = +500$ мВ. (b, d) Зависимости $\langle dI/dV \rangle$ (b) и $\ln \langle dz/dV \rangle$ (d) от среднего потенциала V_0 , усреднённые по координате x в пределах областей I и II.

STM-измерения и обработка результатов: А. Ю. Аладышкин (Aladyshkin [A28]).

ны массивы данных $dI/dV = f(x, y, V_0)$ и $z = g(x, y, V_0)$, при этом время измерения одной спектральной зависимости $20 \text{ мс} \times 1000 = 20 \text{ с}$. Следует подчеркнуть, что в конце этого длительного эксперимента (порядка 10 часов) какие-то фрагменты иглы упали на поверхность образца и тем самым изменили форму иглы, о чём свидетельствует сечение вдоль линии $C - D$ через область локальной «катастрофы» (рис. 134d). Этот эксперимент позволяет нам сравнить спектральные характеристики (i) для Pb террас разной высоты (с числом монослоев N и $N + 1$), полученные одной и той же иглой, и (ii) для различных участков одной и той же Pb террасы (с числом монослоев $N + 2$), полученные иглами с различной формой острия.

На рис. 135а,с показаны зависимости dI/dV и dz/dV от координаты x и среднего потенциала V_0 вдоль линии $A - B$ в виде двумерных карт. Для удобства анализа результаты также представлены в виде одномерных функций – усреднённых зависимостей $\langle dI/dV \rangle$ и $\langle dz/dV \rangle$ от V_0 по областям I и II в пределах участков с постоянной высотой (рис. 135b,d). Представленные результаты убедительно свидетельствуют о реализации двух типов квантово-размерных QWS- и модифицированных IPS-состояний и связанных

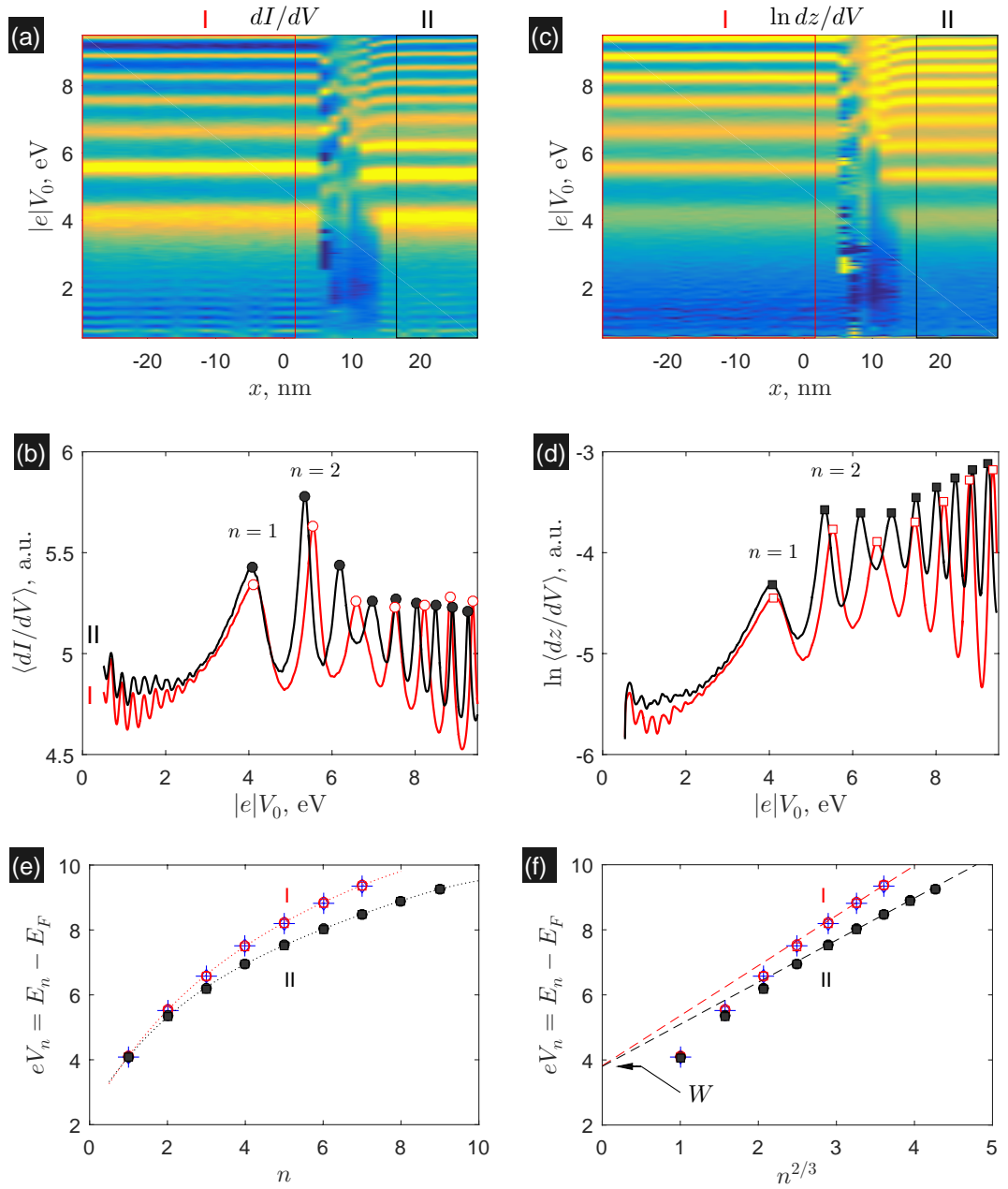


Рис. 136: (а, с) Зависимости dI/dV (а) и $\ln dz/dV$ (с) от координаты x и среднего потенциала V_0 вдоль линии $C-D$ (см. рис. 134b), измеренные одновременно при $\langle I \rangle = \text{const}$. (b, d) Зависимости $\langle dI/dV \rangle$ (b) и $\ln \langle dz/dV \rangle$ (d) от среднего потенциала V_0 , усреднённые по координате x в пределах областей I и II, показанных на (а) и (с). (е) Зависимость энергии эмиссионных резонансов V_n от номера n : серия точек I соответствуют максимумам на зависимостях $\langle dI/dV \rangle_I$ (+, рис. 135с), серии точек I соответствуют максимумам на зависимостях $\langle dI/dV \rangle_I$ (○) и $\ln \langle dz/dV \rangle_I$ (□) от V_0 , серии точек II соответствуют максимумам на зависимостях $\langle dI/dV \rangle_{II}$ (●) и $\ln \langle dz/dV \rangle_{II}$ (■) от V_0 для одной и той же Рb террасы до и после модификации иглы. (f) Зависимость V_n от $n^{2/3}$, при этом значение экстраполированной функции при $n = 0$ даёт оценку работы: $W = 3.8 \pm 0.1$ эВ. STM-измерения и обработка результатов: А. Ю. Аладышкин (Aladyshkin [A28]).

с ними режимов резонансного туннелирования. Отметим еще раз, что изменение высоты Рb плёнки на один монослой приводит к тому, что в диапазоне напряжений $V_0 \lesssim 3$ В

максимумы dI/dV и dz/dV согласованно трансформируются в минимумы для той же энергии и наоборот.³ При больших энергиях ($V_0 \gtrsim 3.5$ В) периодические мелкомасштабные осцилляции исчезают и появляются выраженные крупномасштабные аperiodические осцилляции dI/dV и dz/dV . Следует отметить, что положения и амплитуды максимумов дифференциальной проводимости не зависят от локальной толщины Рb слоя, поскольку усредненные спектральные характеристики $\langle dI/dV \rangle_I$ и $\langle dI/dV \rangle_{II}$ для участков с разной толщиной идеально накладываются друг на друга, равно как и $\langle dz/dV \rangle_I$ и $\langle dz/dV \rangle_{II}$. Это позволяет связать такие крупномасштабные осцилляции с особенностями, обусловленными резонансным туннелированием через модифицированные IPS-состояния.

На рис. 136 показаны зависимости dI/dV и dz/dV от координаты x и среднего потенциала V_0 вдоль линии $C - D$ в виде двумерных карт (а, с) и усреднённых зависимостей $\langle dI/dV \rangle$ и $\langle dz/dV \rangle$ от V_0 по областям I и II в пределах участков с одной и той же фактической постоянной высотой Рb плёнки (b, d). Сравнивая усреднённые туннельные спектры, представленные на рис. 135с и 136с, мы можем сделать три важных вывода.

Во-первых, резонансные энергии, соответствующие крупномасштабным осцилляциям проводимости и туннелирование через модифицированные IPS-состояния, существенно зависят от формы иглы: в диапазоне от 3.5 до 10 В функция $\langle dI/dV \rangle_I$ имеет семь максимумов, а функция $\langle dI/dV \rangle_{II}$ – девять максимумов, следовательно, игла после модификации стала более «тупой». Следовательно, число видимых эмиссионных резонансов позволяет контролировать неизменность формы иглы или оценивать направление её модификации *in-situ* непосредственно в процессе спектральных измерений.

Во-вторых, резонансные энергии, соответствующие мелкомасштабным осцилляциям проводимости и QWS-состояниям, практически не зависят от формы иглы, однако их амплитуда таких осцилляций существенно зависит от формы иглы. В самом деле, мелкомасштабные осцилляции после модификации иглы стали менее выраженными. Это можно считать прямым экспериментальным подтверждением влияния формы иглы на форму туннельных спектров. Такое наблюдение соответствует упомянутой в разделе 5.2.2 концепции направленного туннелирования и указывает на существенную роль аппаратной функции иглы, которая зависит от формы её острия и не зависит от материальных параметров образца, на энергетическую зависимость туннельной проводимости.

В-третьих, используя соотношение (6.10) для энергий высших резонансов, можно оценить работу выхода. На рис. 136е показаны положения резонансов $eV_n = E_n - E_F$ для зависимостей $\langle dI/dV \rangle_I$ и $\langle dI/dV \rangle_{II}$, измеренных вдоль линии $C - D$, от номера пика n , при условии, что эти пики нумеруются так, как показано на рис. 136с. На рис. 136f показаны положения резонансов V_n как функция $n^{2/3}$. Аппроксимируя зависимость V_n от $n^{2/3}$ в области $n \geq 5$ линейной функцией и экстраполируя полученную зависимость к $n = 0$ (рис. 136f), получаем оценку локальной работы выхода образца $W = 3.8 \pm 0.1$ эВ. Обратим внимание, что эта оценка не зависит от высоты террасы и формы иглы. Полученная нами оценка близка к рекомендованному табличному значению 4.0 для поликристаллических

³Используя ширину интервала между максимумами проводимости $\Delta E \simeq 0.28$ эВ для линии I на рис. 135с, получаем оценку локальной толщины по формуле (5.5): $D \simeq \pi \hbar v_F / \Delta E \simeq 13.3$ нм, что соответствует примерно 47 монослоям.

образцов (Григорьев и Мейлихов [507]) и совпадает вычисленным значением 3.85 эВ для поверхности Pb(111) (Lang and Kohn [509]), полученным в рамках модели псевдопотенциала⁴ с учётом многочастичных (поляризационных) эффектов.

6.3.4 Зависимость положений QWS и модифицированных IPS-резонансов от полярности

На рис. 137 показана зависимость дифференциальной проводимости dI/dV от напряжения V_0 , построенная по результатам двух последовательных измерений в одной и той же точке. Правая часть графика получена при изменении напряжения от 0.5 до 8 В при среднем токе $\langle I \rangle = +400$ пА, левая часть графика получена при изменении напряжения от -0.5 до -8 В при среднем токе $\langle I \rangle = -400$ пА.

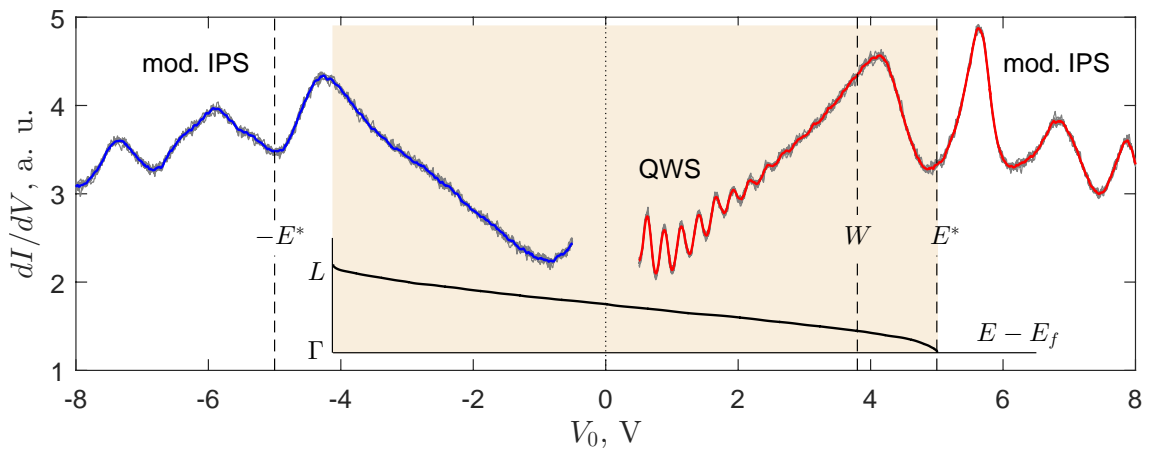


Рис. 137: Зависимости дифференциальной проводимости dI/dV от напряжения V_0 , полученные в режиме заданного тока при $\langle I \rangle = +400$ пА (справа) и $\langle I \rangle = -400$ пА (слева) по результатам серии из пяти измерений. Зонный спектр E от вдоль линии $\Gamma-L$ для p_z -состояний объёмного Pb кристалла взят из работ Hong *et al.* [197] и Zugarramurdi *et al.* [494]. Вертикальные пунктирные линии соответствуют оценке работы выхода ($W \simeq 3.8$ эВ) и положению потолка разрешённой зоны $\pm E^*$, где $E^* \simeq 5.0$ эВ (рис. 138).

STM-измерения и обработка результатов: А. Ю. Аладышкин (Aladyshkin [A28]).

Легко видеть, что осцилляции проводимости, обусловленные QWS-состояниями, сильнее выражены при $V_0 > 0$ (см. раздел 5.2.2). Осцилляции проводимости, обусловленные модифицированными IPS-состояниями, видны для напряжений обоих знаков, хотя и имеют разные резонансные энергии. Можно сопоставить форму и характерные особенности полученного спектра с рассчитанной зависимостью E от k_z (в направлении [111]) от точки

⁴В работе Lang and Kohn [509] используется следующее определение работы выхода: $\Phi \equiv [\phi(+\infty) + E_{N-1}] - E_N$, где $\phi(+\infty) = e\varphi(+\infty)$ – потенциальная энергия электрона вдали от кристалла, определяемая величиной локального электрического потенциала; E_{N-1} и E_N – энергия системы с $N-1$ и N электронами и неизменным числом положительно заряженных ионов. Величины $\phi(+\infty)$, E_{N-1} и E_N по отдельности зависят от способа определения нуля энергии, однако комбинация этих параметров – работа выхода Φ – будет калибровочно-инвариантной величиной.

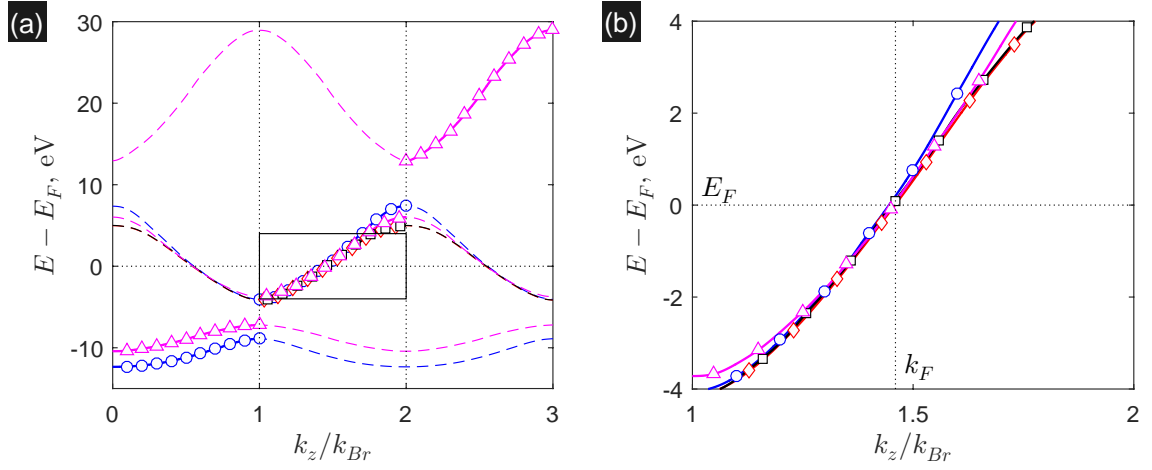


Рис. 138: Зонный спектр для кристалла Pb в направлении [111] ($\Gamma - L$): \circ – данные расчета по монографии Papaconstantopoulos [460]; \diamond – данные расчета с учётом спин-орбитального взаимодействия Hong *et al.* [197]; \square – данные расчета Zugarramurdi *et al.* [494] для p_z -орбиталей; \triangle – данные фотоэмиссионных экспериментов Horn *et al.* [463]; здесь $k_F \simeq 1.45 k_{Br} \simeq 15.94 \text{ нм}^{-1}$ и $k_{Br} = \pi/d_{ML} \simeq 11 \text{ нм}^{-1}$.

Γ до точки L) для объёмного монокристаллического Pb кристалла в широком интервале энергий (рис. 138) и прийти к выводу, что положение минимума дифференциальной проводимости между первым и вторым эмиссионными пиками при $V_0 > 0$ соответствует потолку зоны проводимости E^* объёмного Pb кристалла ($\simeq 5.0 \text{ эВ}$). В самом деле, ярко выраженные эмиссионные резонансы с $n \geq 2$ располагаются внутри запрещённой зоны для p_z -состояний кристалла Pb и потому имеют малую ширину, соответствующую большому времени жизни квазистационарных состояний над поверхностью кристалла. Удивительно, что положение минимума дифференциальной проводимости между первым и вторым эмиссионными пиками при $V_0 < 0$ близко $-E^*$, что может быть связано с потолком зоны проводимости для покрытого свинцом острия иглы.

6.4 Эмиссионные резонансы для Pb террас с неквантованным измерением высоты

Кратко опишем предварительные результаты исследования пространственной зависимости эмиссионных резонансов для Pb островков с неквантованным изменением толщины. На рис. 139 показано топографическое изображение островка с дислокационной линией треугольной формы и плавным изменением высоты вблизи вершины такого дефекта (рис. 139b). Карта дифференциальной проводимости (рис. 139c,d) явно указывает на то, что в отличие от результатов для плоских террас (рис. 133, 135 и 136) энергии резонансных IPS уровней зависят от координаты. Похожая пространственная зависимость уровней IPS состояний для Co наностроек на поверхности Au(111) наблюдалась в работе Schouteden and Van Haesendonck [495]. На рис. 139e построена зависимость энергий выс-

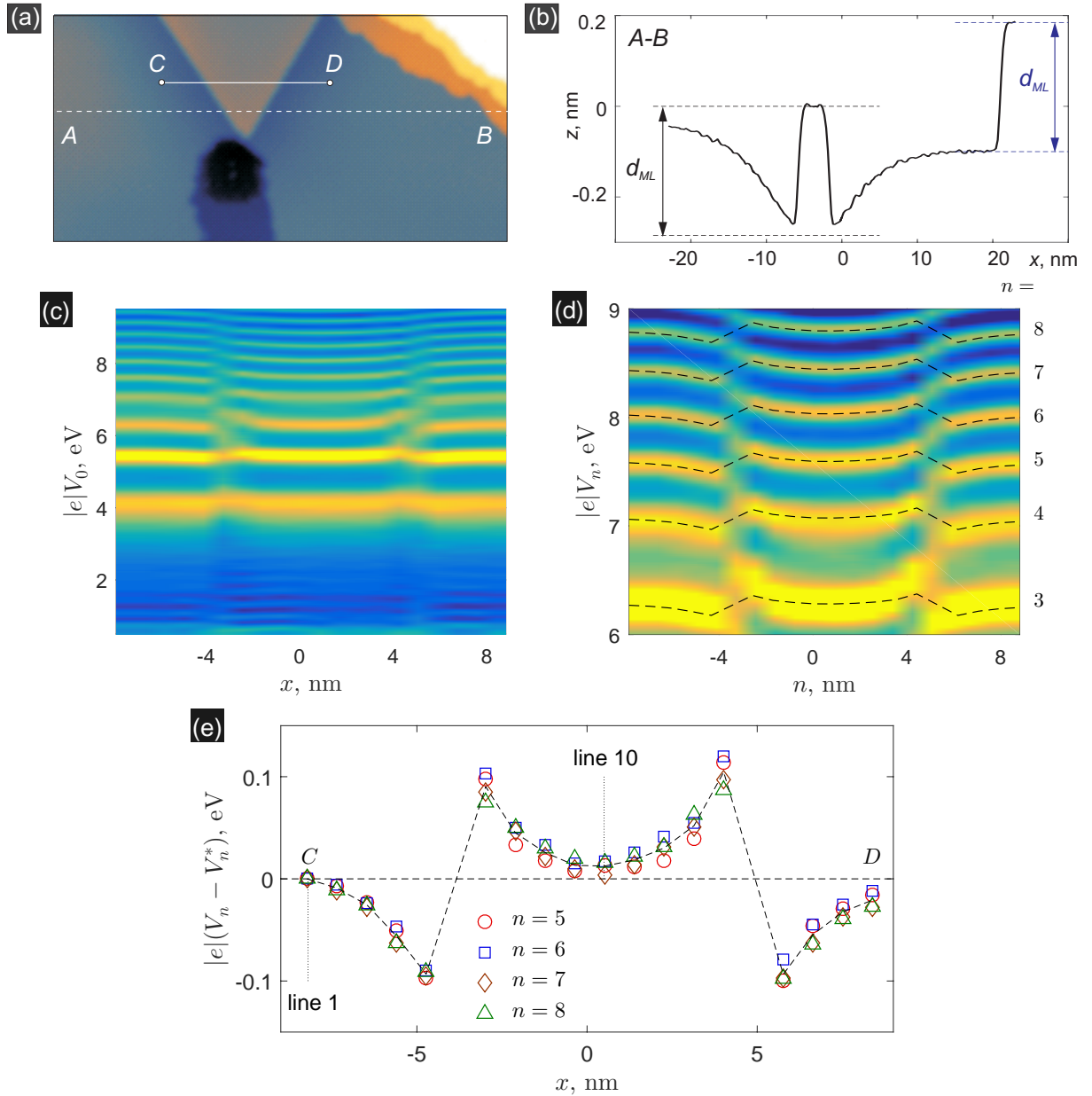


Рис. 139: (а) Топография участка поверхности Рв островка (размер кадра $46.4 \times 23.2 \text{ нм}^2$, $V_0 = 500 \text{ мВ}$ и $\langle I \rangle = 800 \text{ пА}$). (б) Сечение $z(x)$ вдоль линии $A - B$. (с, д) Зависимость дифференциальной проводимости dI/dV от координаты x и среднего потенциала V_0 вдоль линии $C - D$ при $\langle I \rangle = \text{const}$. Пунктирные линии представляют собой смещённые зависимости $\delta V(x)$, представленные на рисунке (е). (е) Зависимость энергии высших эмиссионных резонансов от координаты x вдоль линии $C - D$ (рис. а) относительно положения резонансного уровня V_n^* при $x = 8.2 \text{ нм}$ (точка C). Пунктирная линия представляет собой среднее значения сдвига энергии δV для $n = 5, 6, 7$ и 8 для данной координаты x .

STM-измерения и обработка результатов: А. Ю. Аладышкин.

ших IPS резонансов V_n от координаты вдоль линии $C - D$ относительно энергий V_n^* для линии 1, соответствующей спектроскопическим измерениям в точке C . Легко видеть, что пространственная зависимость всех резонансных уровней описывается универсальным соотношением: $E_n + \delta V(x)$, где независящая от номера резонанса функция $\delta V(x)$ показана

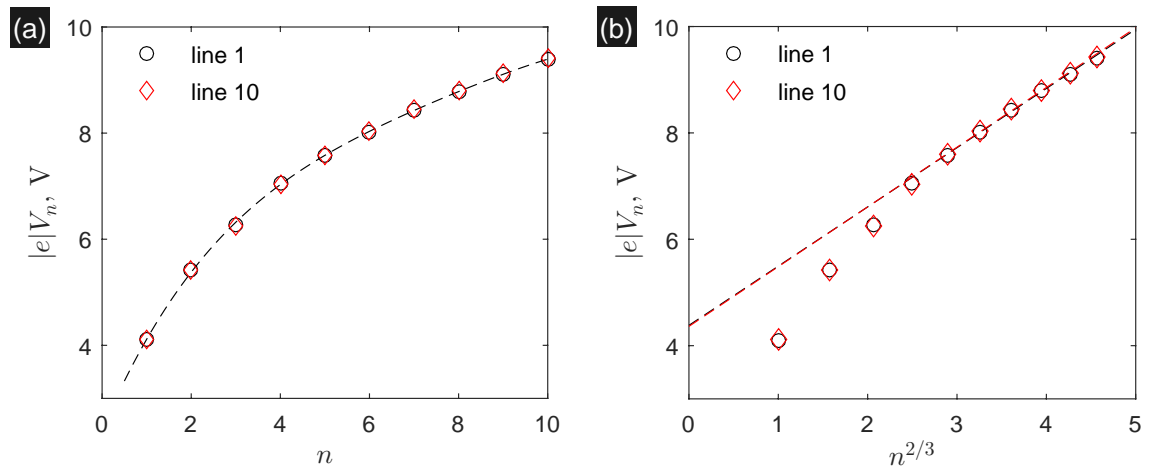


Рис. 140: (a) Зависимость энергии эмиссионных резонансов V_n от номера n для линий 1 и 10 на рис. 139 для плёнки в неквантованном изменении высоты в области почти постоянного потенциала. (b) Зависимость V_n от $n^{2/3}$, при этом значение экстраполированной функции при $n = 0$ даёт оценку работы: 4.35 ± 0.1 эВ.

STM-измерения и обработка результатов: А. Ю. Аладышкин.

на рис. 139d,e пунктирными линиями. Коррелированный сдвиг максимумов проводимости в зависимости от координаты может достигать ~ 200 мВ вблизи края дислокации. Мы полагаем, что эти результаты указывают на неоднородное распределение электрического потенциала и/или локальной работы выхода по поверхности образца вблизи дислокационной линии. Можно сравнить положение эмиссионных резонансов для линий 1 (вне треугольного дефекта) и 10 (внутри треугольного дефекта), для которых неоднородная компонента потенциала имеет значения близкие к нулю. Зависимости V_n от $n^{2/3}$ для этих линий представлены на рис. 140b. Аппроксимируя зависимость V_n от $n^{2/3}$ в области $n \geq 5$ линейной функцией и экстраполируя полученную зависимость к $n = 0$, получаем оценку работы выхода образца $W = 4.35 \pm 0.1$ эВ, которая существенно больше работы выхода для плоских участков Pb плёнок. На данный момент у нас нет надёжной интерпретации полученных результатов. Исследования локальных электронных свойств вблизи точечных и протяженных дефектов в металлических плёнках будут продолжены за рамками диссертационной работы.

6.5 Основные результаты главы 6

- Исследована зависимость спектра модифицированных IPS-резонансов от начальной высоты z_0 иглы над поверхностью образца. Показано, что по мере уменьшения z_0 все IPS-резонансы смещаются в сторону больших энергий, что согласуется с представлениями об эффективной локализации электронов в треугольной потенциальной яме (Aladyshkin [A28]).
- Для тонких плёнок Pb(111) обнаружена интерференция QWS- и модифицированных

IPS-состояний.

- С помощью квазиклассического соотношения Бора–Зоммерфельда для частицы в треугольной потенциальной яме, образованной поверхностью кристалла с одной стороны и линейно растущим электрическим потенциалом внешних источников с другой стороны, получена формула для оценки положения высших эмиссионных резонансов $|e|V_n \simeq W_s + \text{const} \cdot n^{2/3}$. Посредством линейной аппроксимации экспериментальной зависимости V_n от $n^{2/3}$ в области $n \gg 1$ и экстраполяции полученной линейной зависимости к $n = 0$, можно получить оценку локальной работы выхода W_s для электронов образца (Aladyshkin [A28]).
- Показано, что резонансные значения V_n и число видимых эмиссионных резонансов зависят от формы иглы и высоты сканирования. Показано, что оценка локальной работы выхода для Pb террас с постоянной высотой $W_s \simeq 3.8 \pm 0.1$ эВ не зависит от формы иглы и локальной толщины плёнки и согласуется с результатами расчётов в рамках теории псевдопотенциала (Aladyshkin [A28]).
- Для тонких Pb плёнок исследована зависимость QWS- и модифицированных IPS-состояний от полярности потенциала образца. Обнаружено, что первый минимум проводимости расположен вблизи энергии потолка зоны проводимости объёмного кристалла для направления [111]. Это объясняет резкое уменьшение ширины высших IPS-резонансов с $n \geq 2$, лежащих внутри запрещённой зоны объёмного кристалла, по сравнению с шириной первого IPS-резонанса (Aladyshkin [A28]).
- Для Pb террас с неквантованным изменением толщины вблизи дислокационных линии обнаружена пространственная зависимость спектра резонансных состояний V_n от точки наблюдения. Это может быть интерпретировано как свидетельство неоднородного распределения электрического потенциала и/или локальной работы выхода по поверхности образца.

Заключение

Основные результаты диссертационной работы могут быть сформулированы следующим образом:

1. Для тонкоплёночных гибридных систем CoPd/Nb/CoPd и Al/CoPt с крупномасштабной лабиринтной доменной структурой в ферромагнитных слоях ($L \gg D_f$, где L – ширина магнитных доменов, D_f – толщина ферромагнитной плёнки) экспериментально обнаружена возвратная сверхпроводимость – немонотонная зависимость критической температуры T_c от абсолютного значения внешнего магнитного поля H . Для системы CoPd/Nb/CoPd теоретически и экспериментально исследовано влияние амплитуды неоднородного магнитного поля на форму зависимости T_c от H в однородно намагниченном состоянии, состоянии с одним и двумя размагничеными ферромагнитными слоями. Предлагаемая интерпретация экспериментальных данных подкреплена результатами модельных расчетов в рамках линеаризованной модели Гинзбурга–Ландау для одномерных доменных структур с реалистичными параметрами.

2. Показано, что изменением параметров доменной структуры плёнок CoPt в процессе неполного размагничивания можно обратимым образом трансформировать форму зависимости $T_c(H)$ и перейти от монотонной зависимости T_c от $|H|$ к немонотонной зависимости. Показано, что формирование компенсированной сверхпроводимости над магнитными доменами с большей шириной соответствует большей критической температуре и наоборот, что является прямым следствием квантового размерного эффекта для сверхпроводящего конденсата в неоднородном магнитном поле.

3. Для тонкоплёночных гибридных S/F систем с крупномасштабной ламинарной доменной структурой ($L \gg D_f$) предсказан новый режим зарождения сверхпроводимости над центрами доменов с положительной намагниченностью при $H \rightarrow 0^-$ и над центрами доменов с отрицательной намагниченностью при $H \rightarrow 0^+$. Показано, что скачкообразное перемещение сверхпроводящего зародыша между центрами положительных и отрицательных доменов при изменении знака H приводит к «инвертированной» линейной зависимости критической температуры от внешнего поля: $T_c = \alpha_1 + \alpha_2 |H|$ с изломом $H = 0$, при этом постоянная $\alpha_2 \simeq T_{c0}/H_{c2}^{(0)} > 0$.

4. Теоретически исследован вопрос о влиянии ширины переходной области в распределении z -компоненты магнитного поля вблизи доменных стенок на формирование доменной сверхпроводимости. Показано, что увеличение ширины доменных стенок, толщины изолирующей прослойки и/или толщины сверхпроводящей плёнки приводит к расширению области параметров, соответствующих доменной сверхпроводимости, на плоскости $M_0 - L$, где M_0 – остаточная намагниченность ферромагнетика, L – ширина доменов.

5. Показано, что для сверхпроводящих Nb микромостиков в перпендикулярном внешнем магнитном поле резистивный переход при увеличении $|H|$ происходит в две стадии, которые отличаются наклоном dR/dH и соответствуют последовательному разрушению объёмной и прикраевой сверхпроводимости. При уменьшении измерительного тока резистивный переход смещается от значений H близких к верхнему критическому полю H_{c2} в

сторону бóльших магнитных полей и приближается к критическому полю поверхностной сверхпроводимости H_{c3} при данной температуре.

6. Для сверхпроводящих Nb микромостиков методом низкотемпературной сканирующей лазерной микроскопии экспериментально визуализирована прикраевая сверхпроводимость. Обнаружено, что пространственная зависимость индуцированного лазерным лучом падения напряжения ΔV от положения центра луча (x, y) при $H_{c2} < |H| < H_{c3}$ имеет вид двух параллельных каналов, располагающихся вдоль краёв микромостика. Показано, что наблюдаемая в экспериментах асимметрия зависимости ΔV от поперечной координаты y , которая зависит от знака H и транспортного тока I , связана с усилением и ослаблением локальной плотности сверхпроводящего тока на разных границах образца из-за взаимодействия транспортного и экранирующего токов.

7. Для мезоскопических гибридных систем Pb/BaFe₁₂O₁₉ с крупномасштабной ламинарной доменной структурой в ферромагнитном слое обнаружены переходы между различными режимами формирования локализованной сверхпроводимости. Показано, что переходы между состояниями объёмной компенсированной сверхпроводимости и прикраевой компенсированной сверхпроводимости над обратными магнитными доменами проявляют себя как изломы на изотермических зависимостях сопротивления от H .

8. Для мезоскопических гибридных систем Pb/BaFe₁₂O₁₉ с ламинарной доменной структурой методом низкотемпературной сканирующей лазерной микроскопии экспериментально визуализированы состояния доменной сверхпроводимости, компенсированной сверхпроводимости над обратными доменами и локализованной сверхпроводимости над параллельными доменами, а также изучены переходы между такими состояниями при изменении H и T .

9. Для гибридных микромостиков Al/BaFe₁₂O₁₉ крестообразной формы обнаружена гигантская анизотропия сопротивления ($\gtrsim 10^3$), свидетельствующая о формировании непрерывных сверхпроводящих каналов над областями с компенсированным магнитным полем, повторяющих форму магнитных доменов, в окружении нормального металла.

10. Показано, что сверхпроводящие микромостики в поле уединённой доменной стенки конечной ширины в состоянии доменной сверхпроводимости обладают анизотропией токонесущей способности. Диодный эффект для такой задачи был обнаружен в численных экспериментах, проведенных в рамках нестационарной модели Гинзбурга–Ландау. Диодный эффект для мезоскопических гибридных систем Al/BaFe₁₂O₁₉ в состоянии компенсированной сверхпроводимости был обнаружен экспериментально и объяснен теоретически в рамках модели критического состояния.

11. Для мезоскопических гибридных структур, состоящих из сверхпроводящих Al дисков конечной толщины и магнитных CoPt частиц, экспериментально и теоретически исследована конкуренция двух механизмов зарождения сверхпроводимости: на краю сверхпроводящего диска и в его центре. Показано, что изменение режима зарождения сверхпроводимости сопровождается резким изменением наклона огибающей $T_c(H)$, а также скачко-

образным изменением периода и амплитуды осциллирующей критической температуры.

12. Экспериментально исследованы особенности нелинейных свойств перфорированных Al микромостиков с двумя вложенными подрешётками больших и малых отверстий. Показано, что нарушение симметрии потенциала пиннинга для движения вихрей вызывает появление среднего напряжения (диодный эффект) и появление чётных фурье–гармоник напряжения. Обнаруженный эффект позволяет создавать сверхпроводящие образцы с анизотропной нелинейностью посредством создания потенциала пиннинга заданной симметрии. Экспериментально обнаружен эффект резонансной генерации чётных фурье–гармоник в образце с симметричным потенциалом пиннинга при $|H| \simeq 3H_1$, где H_1 – так называемое поле соизмеримости.

13. Теоретически исследован процесс формирования вихревых молекул в мезоскопических криотронах. Показано, что при увеличении силы управляющего тока I_w происходит последовательная генерация пар вихрь–антивихрь, что приводит к осцилляторной зависимости критического тока криотрона I_c от I_w . Такие джозефсоновские осцилляции критического тока для мезоскопических Al/Nb криотронов были обнаружены экспериментально.

14. Методом туннельной спектроскопии экспериментально исследованы квантово-размерные состояния для электронов в тонких плёнках Pb(111) (QWS-состояния) в режиме заданной высоты или заданного тока. Показано, что энергетический спектр V_n таких состояний зависит от локальной толщины плёнки, при этом амплитуда осциллирующей дифференциальной проводимости в зависимости от потенциала образца зависит от формы иглы. Указана связь энергии одного из пиков дифференциальной проводимости, который располагается на 0.65 эВ выше уровня Ферми и практически не зависит от толщины плёнки, с микроскопическими параметрами – толщиной монослоя d_{ML} в направлении [111], импульсом Ферми k_F и эффективной массой m^* .

15. Развита методика модуляционной сканирующей туннельной спектроскопии, основанная на одновременном получении согласованных карт дифференциальной туннельной проводимости на заданной энергии с применением техники синхронного детектирования и топографической карты в режиме заданного тока. Метод позволяет визуализировать области с различной чётностью числа монослоёв и обнаруживать скрытые дефекты в Pb(111) плёнках (ступени монокристаллической высоты в подложке, инородные включения и дислокационные линии) и отличать артефакты топографических изображений, связанными с неидеальностью работы пьезосканера, системы обратной связи и/или несовершенством алгоритмов обработки изображений, от изображений террас Pb(111) с неквантованным изменением высоты. Обнаруженные крупномасштабные неоднородности электронных свойств для террас Pb(111) с неквантованным изменением толщины могут свидетельствовать о наличии внутренних напряжений в плёнках Pb.

16. Методом туннельной спектроскопии экспериментально исследованы квантово-размерные состояния для электронов, локализованных над плёнками Pb в неоднородном электрическом поле (модифицированные IPS-состояния) в режиме заданного туннельного тока. Показано, что для террас Pb(111) постоянной высоты спектр эмиссионных IPS-

резонансов не зависит от локальной толщины плёнки, но зависит от измерительного тока и формы иглы. С помощью квазиклассического соотношения Бора–Зоммерфельда для частицы в «треугольной» потенциальной яме, образованной поверхностью кристалла с одной стороны и линейно растущим электрическим потенциалом внешних источников с другой стороны, получена формула для оценки положения высших эмиссионных резонансов $|e|V_n \simeq W + \text{const} \cdot n^{2/3}$. Это соотношение позволяет оценить работу выхода образца W по результатам анализа зависимости V_n от $n^{2/3}$ для высших IPS-резонансов. Для плёнок Pb(111) с террасами квантованной высоты получена оценка локальной работы выхода ($W \simeq 3.8 \pm 0.1$ эВ), которая согласуется с результатами микроскопических расчётов. Показано, что величина W не зависит от локальной толщины плёнки и формы иглы.

Представленные в диссертационной работе результаты были получены при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 03–02–16774, 05–02–19810, 09–02–00768, 09–02–97062, 13–02–01011, 13–02–97084, 15–42–02416, 16–02–00727, 19–02–00528), программ Президиума РАН «Квантовая физика конденсированных сред» и «Сильно коррелированные электроны в полупроводниках, металлах, сверхпроводниках и магнитных материалах», Федерального агентства по образованию в рамках программы «Кадры», Министерством науки и образования в рамках программы «Развитие научного потенциала высшей школы», Бельгийского научного агентства (BELSPO), гранта Президента Российской Федерации МК–4880.2008.2.

Диссертант считает своим приятным долгом поблагодарить

– А. С. Мельникова и В. В. Курина за поддержку на всех этапах исследовательской работы в ИФМ РАН;

– В. В. Моцалкова за возможность проведения многолетних экспериментальных исследований в Католическом университете Лёвена в экспериментальной группе мирового уровня;

– З. Ф. Красильника за возможность проведения экспериментальных исследований с использованием техники низкотемпературной сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии в ИФМ РАН, а также за возможность повышения своей квалификации во время работы преподавателем на базовой кафедре «Физика наноструктур и наноэлектроника»;

– Д. Кёлле (D. Koelle) и Р. Кляйна (R. Kleiner) за возможность проведения экспериментальных исследований с применением метода сканирующей лазерной микроскопии в Тюбингенском университете;

– Д. Ю. Родичева, М. Иавароне (M. Iavarone) и А. А. Саранина за возможность прохождения стажировки и знакомства с практикой использования сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии в Университете Пьера и Марии Кюри (Париж), Темпльском университете (Филадельфия) и Институте автоматизации и процессов управления ДВО РАН (Владивосток).

Диссертант благодарен А. С. Мельникову, В. В. Курину и В. И. Гавриленко за критическое изучение рукописи и многочисленные, но доброжелательные замечания, способствовавшие улучшению стиля изложения материалов диссертационной работы. Диссертант

признателен всем своим соавторам, коллегам и друзьям, с которыми он разделял радость совместной работы и научного общения, особенно К. Карбаллейре (С. Carballeira), Л. Чиботару (L. Chibotaru), Т. Крену (Т. Cren), Й. Фритцше (J. Fritzsche), В. Гилляйнсу (W. Gillijns), Р. Хюбенеру (R. Huebener), Р. Крамеру (R. Kramer), Э. Ликнеру (E. Lechner), М. Менгини (M. Menghini), С. Муру (S. Moore), Б. Оппердусу (B. Oppendoes), Б. Раесу (B. Raes), К. Схутедену (K. Schouteden), А. Силанеку (A. V. Silhanek), К. де Соуза Силва (С. С. de Souza Silva), Д. Трейнеру (D. Trainer), Й. Ванакену (J. Vanacken), Й. Ван де Вонделу (J. Van de Vondel), С. Вандерзанде (S. Vanderzande), Р. Вернеру (R. Werner), В. Винксу (W. Winkcx), С. И. Божко, В. К. Власко-Власову, Д. Ю. Водолазову, А. П. Володину, Д. В. Грузневу, К. Н. Ельцову, С. В. Зайцеву–Зотову, А. В. Зотову, Г. Карапетрову, В. А. Маркелову, А. В. Матецкому, В. Л. Миронову, С. В. Миронову, Д. А. Музыченко, И. М. Нефёдову, Ю. Н. Ноздрину, Д. А. Оляничу, А. И. Орешкину, Е. Е. Пестову, В. В. Погосову, А. В. Путилову, Д. А. Рыжову, А. В. Самохвалову, М. В. Сапожникову, В. С. Столярову, Л. Р. Тагирову, Д. В. Татьяненко, И. Д. Токману, Л. С. Успенской, С. С. Уставщикову, Д. А. Фокину, Я. М. Фоминову, А. А. Фраерману, А. Н. Чайке, И. А. Шерешевскому и Н. М. Щелкачёву.

Диссертант признателен своей супруге Анне Аладышкиной и своему другу и коллеге Алехандро Силанеку за то, что именно они подтолкнули автора к началу работы над диссертацией и поддерживали его на всех этапах работы.

Приложения

1. Общие свойства решений линеаризованного уравнения Гинзбурга–Ландау в периодическом магнитном поле одномерной доменной структуры

Обсудим общие свойства решений линеаризованного уравнения ГЛ в периодическом магнитном поле, создаваемом следующим модельным распределением локальной намагниченности в ферромагнитной плёнке (рис. 43а)

$$\mathbf{M}(x, z) = M_0 f(z) \mathbf{e}_z \times \begin{cases} +1 & \text{при } 0 < x < L^{(+)}, \\ -1 & \text{при } L^{(-)} < x < 0; \end{cases} \quad (\text{A1.1})$$

где (x, y, z) – прямоугольная система координат, для которой ось y направлена вдоль доменных стенок и ось z направлена по нормали к плёнке; M_0 – намагниченность насыщения, при этом $\mathbf{M}(x - sn) = \mathbf{M}(x)$; D_f – толщина ферромагнитной плёнки, $f(z) = 1$ при $0 \leq z \leq D_f$ (внутри ферромагнитной плёнки) и $f(z) = 0$ при $z \leq 0$ и $z \geq D_f$ (вне плёнки), $s = L^{(+)} + L^{(-)}$ – период доменной структуры, $L^{(+)}$ и $L^{(-)}$ – ширины доменов с положительной и отрицательной намагниченностью.

Для доменной структуры с разными ширинами доменов с положительной и отрицательной намагниченностью профиль z -компоненты магнитного поля и y -компоненты векторного потенциала может быть найден суммированием выражений, соответствующих полям одиночных доменных стенок (или токонесущих лент, см. рис. 43b) пренебрежимо малой ширины

$$\begin{aligned} -b_x(x, z) + ib_z(x, z) = 4M_0 \sum_n \left\{ \ln(x_n + iz) - \ln(x_n + iz - iD_f) \right\} - \\ - 4M_0 \sum_n \left\{ \ln(x'_n + iz) - \ln(x'_n + iz - iD_f) \right\} \end{aligned} \quad (\text{A1.2})$$

и

$$\begin{aligned} a_y(x, z) = 4M_0 \sum_n \operatorname{Im} \left\{ (x_n + iz) \ln(x_n + iz) - (x_n + iz - iD_f) \ln(x_n + iz - iD_f) \right\} - \\ - 4M_0 \sum_n \operatorname{Im} \left\{ (x'_n + iz) \ln(x'_n + iz) - (x'_n + iz - iD_f) \ln(x'_n + iz - iD_f) \right\}, \end{aligned} \quad (\text{A1.3})$$

где $x_n = x - sn$ и $x'_n = x - sn - L^{(+)}$. Заметим, что поток z -компоненты магнитного поля через поверхность сверхпроводящей плёнки остается равным нулю.

Если ширины доменов равны ($L^{(+)} = L^{(-)} = L$), то выражения (A1.2) и (A1.3) могут быть просуммированы и сведены к компактным аналитическим соотношениям (Sonin [387], Aladyshkin and Moshchalkov [A7])

$$-b_x + ib_z = 4M_0 \left\{ \ln \operatorname{tg} \left(\frac{\pi w}{2L} \right) - \ln \operatorname{tg} \left(\frac{\pi w}{2L} - i \frac{\pi D_f}{2L} \right) \right\} \quad (\text{A1.4})$$

и

$$a_y(x, z) = \operatorname{Im} U(w), \quad (\text{A1.5})$$

где

$$\begin{aligned}
U(w) = & -\frac{4M_0Li}{\pi} \left\{ \ln \operatorname{tg} \left(\frac{\pi w}{2L} \right) \cdot \ln \frac{1 + i \operatorname{tg} (\pi w/2L)}{1 - i \operatorname{tg} (\pi w/2L)} + \operatorname{dilog} \left[1 + i \operatorname{tg} \left(\frac{\pi w}{2L} \right) \right] - \right. \\
& - \operatorname{dilog} \left[1 - i \operatorname{tg} \left(\frac{\pi w}{2L} \right) \right] \left. \right\} + \frac{4M_0Li}{\pi} \cdot \left\{ \ln \operatorname{tg} \left(\frac{\pi w'}{2L} \right) \cdot \ln \frac{1 + i \operatorname{tg} (\pi w'/2L)}{1 - i \operatorname{tg} (\pi w'/2L)} \right. \\
& \left. + \operatorname{dilog} \left[1 + i \operatorname{tg} \left(\frac{\pi w'}{2L} \right) \right] - \operatorname{dilog} \left[1 - i \operatorname{tg} \left(\frac{\pi w'}{2L} \right) \right] \right\}, \quad (\text{A1.6})
\end{aligned}$$

$w = x + iz$ и $w' = w - iD_f$, дилогарифмическая функция определяется следующим образом: $\operatorname{dilog}(t) \equiv \int_1^t \ln \tau d\tau / (1 - \tau)$, при этом $d \operatorname{dilog}(t)/dt = \ln t / (1 - t)$ (Abramowitz and Stegun [389]). Ветви логарифмической функции должны быть выбраны таким образом, чтобы значения арктангенса находились в интервале от $-\pi/2$ до $+\pi/2$. Это будет обеспечивать требуемые скачки z -компоненты магнитного поля на верхнем и нижнем интерфейсах (при $z = 0$ и $z = D_f$). Логарифмическая расходимость в соотношениях (A1.2)–(A1.5) при $w = 0$ является фиктивной и должна быть обрезана на масштабе порядка ширины доменной стенки. Отметим, что надлежащим выбором начала координат можно сделать функцию $a_y(x, z)$ чётной по отношению к инверсии по оси x . Типичные распределения z -компоненты магнитного поля и y -компоненты векторного потенциала на конечной высоте над ферромагнитной плёнкой представлены на рис. 141.

Легко убедиться в том, что для калибровки $\mathbf{A} = [a_y(x, z) + Hx] \mathbf{e}_y$ линеаризованное уравнение ГЛ (1.15) не зависит от y -координаты, поэтому соответствующая компонента импульса должна являться интегралом движения. Будем искать решение уравнения (1.15) в виде $\psi(\mathbf{r}) = f_k(x, z) e^{-iky}$, тогда функция $f_k(x, z)$ является решением двумерной задачи на Штурма–Лиувилля

$$-\frac{\partial^2}{\partial x^2} f_k(x, z) - \frac{\partial^2}{\partial z^2} f_k(x, z) + V(x, z, k) f_k(x, z) = \frac{1}{\xi^2} f_k(x, z), \quad (\text{A1.7})$$

где эффективный потенциал, локализующий волновую функцию сверхпроводящего конденсата, принимает следующий вид

$$V(x, z, k) = \left(\frac{2\pi}{\Phi_0} a_y(x, z) + \frac{2\pi}{\Phi_0} Hx - k \right)^2. \quad (\text{A1.8})$$

Введем безразмерную собственную энергию $E_k \equiv D_f^2/\xi^2 = (D_f/\xi_0)^2 \cdot (1 - T/T_{c0})$, которая определяет набор критических температур появления сверхпроводящих зародышей $T_{c,k} = T_{c0} \left\{ 1 - (\xi_0/D_f)^2 \cdot E_k \right\}$, описываемых собственными функциями f_k , D_f – толщина ферромагнитной плёнки, которая будет использоваться в качестве естественного масштаба длины. Мы будем определять критическую температуру T_c сверхпроводящего перехода S/F структуры как наивысшую критическую температуру $T_c \equiv \max_k T_{c,k} = T_{c0} \left\{ 1 - (\xi_0/D_f)^2 \cdot \min_k E_k \right\}$ для любого из возможных типов собственных решений.

Граничные условия по оси z тривиальны

$$\left. \frac{\partial f_k}{\partial z} \right|_{z=D_F+h} = 0 \quad \text{и} \quad \left. \frac{\partial f_k}{\partial z} \right|_{z=D_F+h+D_s} = 0, \quad (\text{A1.9})$$

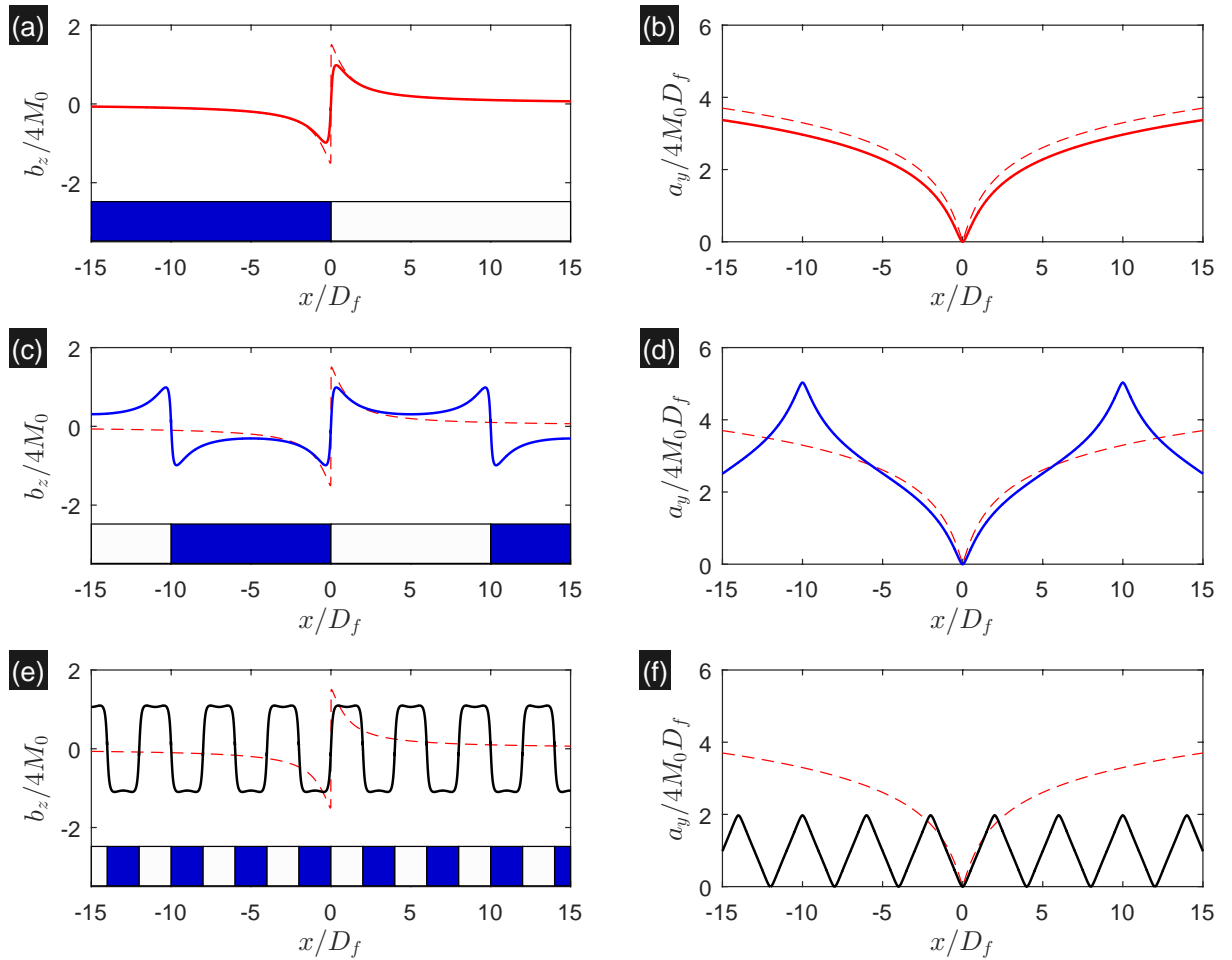


Рис. 141: Типичные распределения z -компоненты магнитного поля и y -компоненты векторного потенциала на расстоянии $0.1 D_f$ над поверхностью ферромагнитной плёнки ($z = 1.1 D_f$): **(a, b)** изолированная доменная стенка, период структуры $s = \infty$; **(c, d)** периодическая доменная стенка, $s = 20D_f$; **(e, f)** периодическая доменная стенка, $s = 4D_f$. Красными пунктирными линиями показаны распределения для изолированной доменной стенки на поверхности ферромагнитной плёнки.

Численное моделирование: А. Ю. Аладышкин (по материалам работы Aladyshkin and Moshchalkov [A7]).

при этом граничные условия по оси x существенно зависят от внешнего магнитного поля [см. соотношения (A1.10) и (A1.11)].

Обсудим симметричные свойства собственных функций и собственных значений задачи Штурма–Лиувилля (A1.7)–(A1.8) для сверхпроводника в поле одномерной доменной структуры с равными ширинами доменов (например, Aladyshkin *et al.* [A3], Aladyshkin and Moshchalkov [A7]).

Во-первых, при $H = 0$ потенциал является чётной функцией $V(x, z, k) = V(-x, z, k)$, поэтому собственные функции также должны быть чётными: $f_k(x, z) = f_k(-x, z)$.

Во-вторых, при $H = 0$ потенциал является $2L$ -периодической функцией, следовательно, собственные функции должны иметь вид функций Блоха: $f_k(x - 2L, z) = e^{i2Lq} f_k(x, z)$, где q есть x -компонента квазиимпульса. Поскольку волновая функция основного состоя-

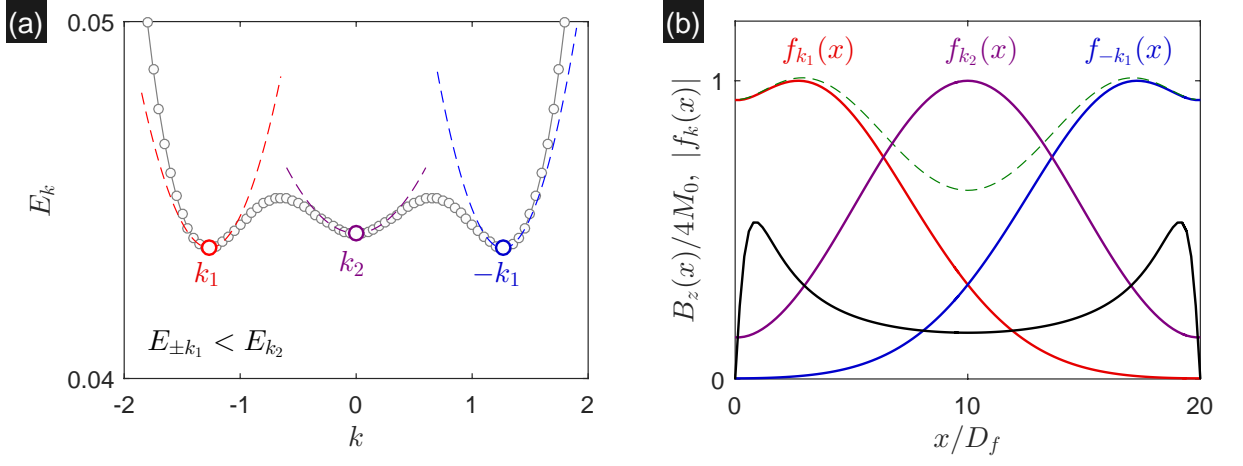


Рис. 142: Зависимость E от k (а) и собственные функции $f_k(x)$ (б), соответствующие экстремальным значениям энергии, для сверхпроводящей плёнки предельно малой толщины при $H = 0$ в поле доменной структуры ($M_0 = 500$ Гс, $L = 400$ нм, $D_f = 20$ нм, $h = 10$ нм). Пунктирная линия показывает волновую функцию, являющуюся суперпозицией решений $f_{k_1}(x)$ и $f_{-k_1}(x)$. Параболическая аппроксимация позволяет уточнить положение минимума на зависимости E от k .

Численное моделирование и интерпретация: А. Ю. Аладышкин (по материалам работы Aladyshkin and Moshchalkov [A7]).

ния в одномерных задачах не должна иметь нулей (Ландау и Лифшиц [241], §20), то $q = 0$ и теорема Блоха сводится к простому условию периодичности: $f_k(x - 2L, z) = f_k(x, z)$. Отметим, что двойное преобразование $M_0 \rightarrow -M_0$ и $x \rightarrow x - L$ сохраняет неизменными $a_y(x, z)$ и $V(x, z, k)$, поэтому функции $f_k(x, z)$ и $f_k(x - L, z)$ должны удовлетворять одному и тому же дифференциальному уравнению с одной и той же собственной энергией, поэтому $f_k(x - L, z) = \alpha f_k(x, z)$. Объединяя соотношение $f_k(x - 2L, z) = \alpha^2 f_k(x, z)$ и условие периодичности, получаем $\alpha^2 = 1$ или $\alpha = 1$ (отрицательный корень $\alpha = -1$ должен быть отброшен из-за невозможности смены знака волновой функции основного состояния). Поскольку $f_k(x - L, z) = f_k(x, z)$, задачу (A1.7)–(A1.8) можно рассматривать на половине периода структуры при $0 \leq x \leq L$.

В-третьих, при $H = 0$ потенциал не изменится, если выполнить замену $x \rightarrow x - L$ и $k \rightarrow -k$; следовательно, для волновой функции и энергии основного состояния получаем $f_k(x, z) = f_{-k}(x - L, z) = f_{-k}(x, z)$ и $E_k = E_{-k}$ (рис. 142а).

В-четвертых, потенциал не имеет сингулярностей, поэтому собственные функции не могут иметь разрывов производных. Принимая во внимание условие четности собственных функций, запишем граничные условия для волновой функции по оси x

$$\left. \frac{\partial f_k}{\partial x} \right|_{x=0} = 0, \quad \text{и} \quad \left. \frac{\partial f_k}{\partial x} \right|_{x=L} = 0 \quad \text{при} \quad H = 0. \quad (\text{A1.10})$$

В-пятых, при $H \neq 0$ из-за наличия линейно растущей компоненты векторного потенциала и эффективный потенциал стремится к виду параболической потенциальной ямы $V(x, z, k) \propto (Hx)^2$ при $|x| \rightarrow \infty$. Следовательно, собственные функции будут иметь вид

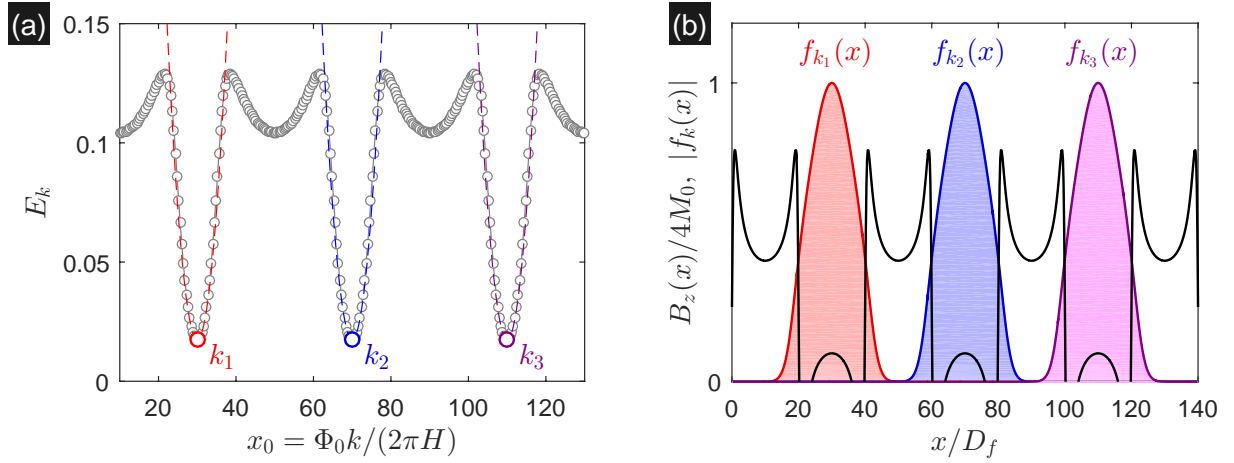


Рис. 143: Зависимость E от k (а) и собственные функции $f_k(x)$ (б), соответствующие минимальным значениям энергии, для сверхпроводящей плёнки предельно малой толщины при $H = 500$ Гс в поле доменной структуры ($M_0 = 500$ Гс, $L = 400$ нм, $D_f = 20$ нм, $h = 10$ нм).

Численное моделирование и интерпретация: А. Ю. Аладышкин (по материалам работы Aladyshkin and Moshchalkov [A7]).

локализованных решений и граничное условие может быть записано в виде

$$f_k \Big|_{|x| \rightarrow \infty} = 0 \quad \text{при } H \neq 0. \quad (\text{A1.11})$$

В-шестых при $H \neq 0$ двойная замена $x \rightarrow x - 2L$ и $k \rightarrow k - 4\pi LH/\Phi_0$ не изменяет вид потенциала, поэтому $f_k(x, z) = f_{k-4\pi LH/\Phi_0}(x - 2L, z)$ и $E_k = E_{k-4\pi LH/\Phi_0}$. Полученные соотношения являются аналогом теоремы Блоха для магнитных трансляций. Если переписать эффективный потенциал в виде

$$V(x, z, x_0) = \left\{ \frac{2\pi}{\Phi_0} a_y(x, z) + \frac{2\pi}{\Phi_0} H(x - x_0) \right\}^2, \quad \text{где } x_0 = \frac{\Phi_0 k}{2\pi H}, \quad (\text{A1.12})$$

то легко заметить, что данное свойство эквивалентно $E(x_0) = E(x_0 - 2L)$. Иными словами, собственная энергия основного состояния является $2L$ -периодической функцией параметра x_0 . Переход от одного минимума на зависимости $E(x_0)$ к соседнему минимуму эквивалентен рассмотрению локализованного зародыша, сдвинутого на один период магнитной текстуры (рис. 143). Это позволяет решать задачу поиска минимума энергии на одном периоде зависимости $E(x_0)$, при этом чем меньше $|H|$, тем больший интервал по оси x следует рассматривать.

Численная схема решения задачи (A1.7)–(A1.8) со смешанными граничными условиями (A1.9), (A1.10) и (A1.11) описана в приложении 2.

Оценим амплитуду z -компоненты магнитного поля в центре магнитных доменов на высоте h над поверхностью ферромагнитной плёнки. Подставляя $w = L/2 + i(D_f + h)$ в

формулу (A1.4) и рассматривая предел $L/D_f \gg 1$, получаем

$$\begin{aligned} -b_x^{\text{center}} + ib_z^{\text{center}} &= 4M_0 \left\{ \ln \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{4} + i \frac{\pi D_f}{2L} \right) - \ln \operatorname{tg} \frac{\pi}{4} \right\} = 4M_0 \ln \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{4} + i \frac{\pi D_f}{2L} \right) \\ &= 4M_0 \ln \frac{1 + \operatorname{tg}(i\pi D_f/2L)}{1 - \operatorname{tg}(i\pi D_f/2L)} \simeq 4M_0 \ln \frac{1 + i\pi D_f/2L}{1 - i\pi D_f/2L} \simeq 4M_0 \ln \left(1 + 2i \frac{\pi D_f}{2L} \right). \end{aligned}$$

Следовательно, амплитуда z -компоненты поля над центрами магнитных доменов при $L/D_f \gg 1$ равна

$$b_z^{\text{center}} \simeq 4\pi M_0 \frac{D_f}{L}. \quad (\text{A1.13})$$

и практически не зависит от h при $h \lesssim D_f$.

2. Численная схема решения одно- и двумерных задач Штурма–Лиувилля на собственные значения и собственные функции

Рассмотрим толщину ферромагнитной плёнки в качестве естественного пространственного масштаба и перейдем к безразмерным координатам $x' = x/D_f$ и $z' = z/D_f$. Векторный потенциал может быть записан в виде $a_y(x, z) = 4M_0 D_f \tilde{a}_y(x', z')$, где $\tilde{a}_y(x', z')$ – безразмерная периодическая функция. Исходная задача (A1.7)–(A1.8) для волновой функции $f_k = f_k(x', z')$ может быть переписана в виде

$$-\left(\frac{\partial^2}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2}{\partial z'^2} \right) f_k + M^{*2} \left(\tilde{a}(x', z') + H' x' - k' \right)^2 f_k = E_k f_k, \quad (\text{A2.1})$$

где $M^* \equiv 8\pi M_0 D_f^2 / \Phi_0$ – безразмерная намагниченность, $H' \equiv H/4M_0$ – безразмерное внешнее магнитное поле, $k' \equiv \Phi_0 k / (8\pi M_0 D_f)$ – безразмерный волновой вектор, $E_k \equiv D_f^2 / \xi^2$ – безразмерная собственная энергия для состояния с волновым вектором k . Перейдем от дифференциального уравнения (A2.1) к разностной схеме

$$\begin{aligned} & - \left\{ \frac{f_k(x'_{n+1}, z'_m) - 2f_k(x'_n, z'_m) + f_k(x'_{n-1}, z'_m)}{\Delta_x^2} \right\} - \\ & - \left\{ \frac{f_k(x'_n, z'_{m+1}) - 2f_k(x'_n, z'_m) + f_k(x'_n, z'_{m-1})}{\Delta_z^2} \right\} + U(x'_n, z'_m) f_k(x'_n, z'_m) = E_k f_k(x'_n, z'_m), \end{aligned}$$

где $U(x'_n, z'_m) = M^{*2} \left(\tilde{a}(x'_n, z'_m) + H'(x'_m - x'_0) \right)^2$ – потенциальная энергия в n, m -узле сетки, $\Delta_x \equiv x'_{n+1} - x'_n$ и $\Delta_z \equiv z'_{m+1} - z'_m$ есть размеры сетки по осям x и z , N_x и N_z есть число «внутренних» узлов по осям x и z . Рассматриваемая задача может быть записана в виде матричного уравнения $(\hat{L}_1 + \hat{L}_2) f_k = E f_k$, где \hat{L}_1 – матрица оператора кинетической энергии $-\partial^2/\partial x'^2 - \partial^2/\partial z'^2$ и \hat{L}_2 – матрица оператора потенциальной энергии.

Одномерный случай

Для предельно тонких сверхпроводящих плёнок можно пренебречь вариациями параметра порядка по толщине, тогда оператор \hat{L}_1 принимает вид трехдиагональной матрицы размером $N_x \times N_x$

$$\hat{L}_1^{(1D)} = \begin{pmatrix} A/\Delta_x^2 & -1/\Delta_x^2 & 0 & \dots & \dots \\ -1/\Delta_x^2 & 2/\Delta_x^2 & -1/\Delta_x^2 & 0 & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \dots & 0 & -1/\Delta_x^2 & 2/\Delta_x^2 & -1/\Delta_x^2 \\ \dots & \dots & 0 & -1/\Delta_x^2 & B/\Delta_x^2 \end{pmatrix},$$

где постоянные A и B зависят от выбора граничных условий: $A = 1$ и/или $B = 1$ для условия типа $\partial f_k / \partial n = 0$ и $A = 2$ и/или $B = 2$ для условия типа $f_k = 0$ для точек на периметре; оператор \hat{L}_2 имеет вид диагональной матрицы размером $N_x \times N_x$

$$\hat{L}_2^{(1D)} = \begin{pmatrix} U(x'_1, z'_*) & 0 & \dots & \dots & \dots \\ 0 & U(x'_2, z'_*) & 0 & \dots & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \dots & \dots & 0 & U(x'_{N-1}, z'_*) & 0 \\ \dots & \dots & \dots & 0 & U(x'_N, z'_*) \end{pmatrix},$$

где z'_* есть положение медианной плоскости тонкой сверхпроводящей плёнки. Диагонализируя матрицу $\hat{L} = \hat{L}_1^{(1D)} + \hat{L}_2^{(1D)}$ с помощью функции [Eigenfunctions, Eigenvalues] = eig(\hat{L}) в пакете Matlab, находим $N_x \times N_x$ -матрицу Eigenvalues, на главной диагонали которой находятся собственные значения, и $N_x \times N_x$ -матрицу собственных функций Eigenfunctions. Для данного значения H из рассматриваемого интервала полей сначала находим минимальное собственное значение $E_k^{min} = \min_n E_{k,n}$ для каждого значения k среди всех полученных N_x собственных значений, и затем глобальный минимум $\min_k E_k^{min}$, который определяет критическую температуру S/F системы.

Двумерный случай

Для сверхпроводящих плёнок конечной толщины необходимо решать двумерную задачу на собственные значения, однако такую задачу несложно свести к одномерной (Lapidus and Pinder [388]). В самом деле, матрицы \hat{L}_1 и \hat{L}_2 можно записать в виде блочных матриц, при этом каждая строка и столбец такой матрицы состоит из N_z подматриц размером $N_x \times N_x$, в результате чего формируется пятидиагональная матрица размером $N_x N_z \times N_x N_z$

$$\hat{L}_1^{(2D)} = \begin{pmatrix} \hat{U} & \hat{V} & 0 & 0 & \dots \\ \hat{V} & \hat{W} & \hat{V} & 0 & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \dots & 0 & \hat{V} & \hat{W} & \hat{V} \\ \dots & \dots & 0 & \hat{V} & \hat{U} \end{pmatrix}.$$

Здесь подматрица \hat{U} имеет структуру трехдиагональной матрицы $\hat{L}_1^{(1D)}$, подматрица \hat{W} является трехдиагональной матрицей вида

$$\hat{W} = \begin{pmatrix} A/\Delta_x^2 + 2/\Delta_z^2 & -1/\Delta_x^2 & 0 & \dots & \dots \\ -1/\Delta_x^2 & 2/\Delta_x^2 + 2/\Delta_z^2 & -1/\Delta_x^2 & 0 & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \dots & 0 & -1/\Delta_x^2 & 2/\Delta_x^2 + 2/\Delta_z^2 & -1/\Delta_x^2 \\ \dots & \dots & 0 & -1/\Delta_x^2 & B/\Delta_x^2 + 2/\Delta_z^2 \end{pmatrix},$$

подматрица \hat{V} является диагональной матрицей вида

$$\hat{V} = \begin{pmatrix} -1/\Delta_z^2 & 0 & \dots & \dots & \dots \\ 0 & -1/\Delta_z^2 & 0 & \dots & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \dots & \dots & 0 & -1/\Delta_z^2 & 0 \\ \dots & \dots & \dots & 0 & -1/\Delta_z^2 \end{pmatrix}.$$

Матрица оператора потенциальной энергии также является диагональной матрицей размера $N_x N_z \times N_x N_z$

$$\hat{L}_2^{(2D)} = \begin{pmatrix} U(x'_1, z'_1) & 0 & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \dots & 0 & U(x'_{N_x}, z'_1) & 0 & \dots & \dots \\ \dots & \dots & 0 & U(x'_1, z'_2) & 0 & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & 0 & U(x'_{N_x}, z'_{N_z}) \end{pmatrix}.$$

Получаемые в процессе диагонализации матрицы $\hat{L} = \hat{L}_1^{(2D)} + \hat{L}_2^{(2D)}$ собственные вектора имеют длину $N_x \times N_z$ и представляют собой «склеенные» последовательно строки матрицы собственных значений. С помощью команды `reshape` легко перейти от одномерных собственных векторов к эквивалентному двумерному представлению $f_k(x_n, z_m)$.

3. Дифференциальная туннельная проводимость Рb островков на вицинальной поверхности Si(557)

На рис. 144 показано топографическое изображение и карта дифференциальной проводимости для Рb островка, выращенного на вицинальной поверхности Si(557). Тёмная часть на топографическом изображении (b) представляет собой покрытую смачивающим слоем поверхность Si(557). Ступени монокристаллической подложки, ориентированные вертикально, отчетливо видны на карте дифференциальной проводимости (c).



Рис. 144: (a) Топографическое изображение нескольких Рb островков на вицинальной поверхности Si(557) (размер кадра $928 \times 928 \text{ нм}^2$, $V_0 = -1.5 \text{ В}$ и $\langle I \rangle = 20 \text{ пА}$). Выравнивание сделано поверхности Si(557), на вставку показан участок поверхности размером $185 \times 185 \text{ нм}^2$, ширина ступеней порядка 4.9 нм. (b, c) Топографическое изображение участка поверхности и карта дифференциальной туннельной проводимости dI/dV для Рb островка на вицинальной поверхности Si(557) (размер кадра $58 \times 58 \text{ нм}^2$, $V_0 = +0.6 \text{ В}$ и $\langle I \rangle = 400 \text{ пА}$). Участки красного и зеленого цветов соответствуют локальным максимумам и минимумам дифференциальной проводимости. STM/STS-измерения и обработка результатов: А. Ю. Аладышкин и А. В. Путилов.

4. Сканирующая туннельная спектроскопия монослоя Рb (SIC-фаза) и Рb островков на поверхности SIC/Si(111)

При участии Д. В. Грузнева нам удалось получить монослойное покрытие в виде SIC-фазы и $\sqrt{7} \times \sqrt{3}$ -фазы на поверхности кремния. Осаждение Рb производилось на нагретую подготовленную поверхность Si(111) 7×7 при инжекции тока 0.6 А в Si пластину размером $12 \text{ мм} \times 2.5 \text{ мм}$ (без видимого свечения) в течение 120 с со следующими параметрами: ток нити накала 1.79 А, ускоряющее напряжение 800 В, эмиссионный ток 5.2 мА, поток 200 нА. Топографическое изображение высокого разрешения и карты дифференциальной проводимости, полученные методом модуляционной сканирующей туннельной спектроскопии на заданной энергии, представлены на рис. 145. Яркие точки на топографическом изображении (рис. 145a) соответствуют тримерам Рb. Легко видеть, что появление полосатой несоизмеримой структуры сопровождается пространственной модуляцией дифференциальной проводимости, особенно сильно выраженной при $V_0 = +1.2 \text{ В}$ (рис. 145c). На рис. 147b,c показано неоднородное распределение дифференциальной проводимости вблизи краёв островков и монокристаллических ступеней: повышение проводимости на нижней части

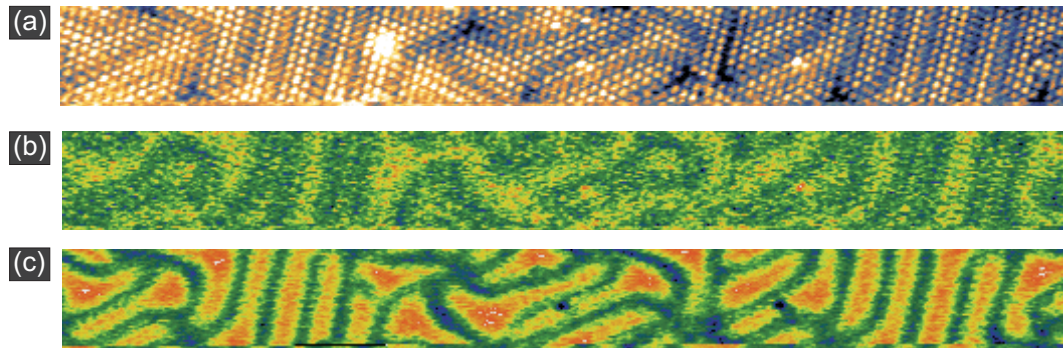


Рис. 145: (а) Топографическое изображение участка Рb монослоя (SIC-фазы) (размер кадра $58 \times 12 \text{ нм}^2$, $V_0 = +0.8 \text{ В}$ и $\langle I \rangle = 200 \text{ пА}$). (b, c) Карты дифференциальной туннельной проводимости dI/dV для $V_0 = +0.8 \text{ В}$ (b) и $+1.2 \text{ В}$ (c), полученные синхронно с топографическим изображением. Участки красного и зеленого цветов соответствуют локальным максимумам и минимумам дифференциальной проводимости.

STM/STS-измерения и обработка результатов: А. Ю. Аладышкин и А. В. Путилов.

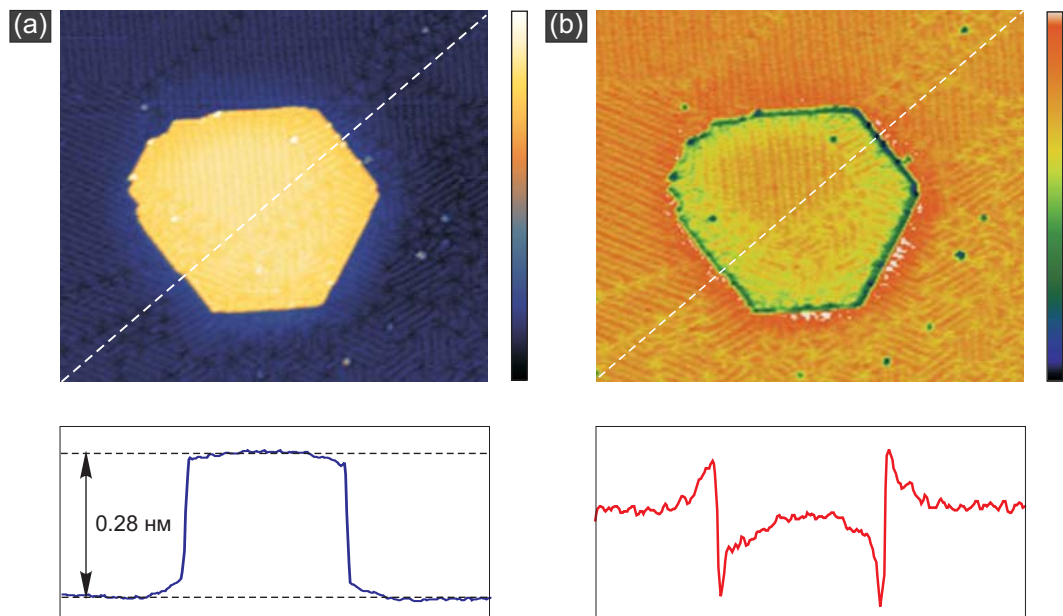


Рис. 146: (а) Топографическое изображение участка Рb монослоя (SIC-фазы) с островком монокристаллической высоты (размер кадра $120 \times 105 \text{ нм}^2$, $V_0 = +1.0 \text{ В}$ и $\langle I \rangle = 200 \text{ пА}$). (b) Карта дифференциальной туннельной проводимости dI/dV для $V_0 = +1.0 \text{ В}$, полученная синхронно с топографическим изображением. Вставки показывают изменение профиля поверхности и проводимости вдоль пунктирной линии.

STM/STS-измерения и обработка результатов: А. Ю. Аладышкин и А. В. Путилов.

ступени и понижение проводимости на верхней части, причем этот эффект не зависит от направления сканирования и формы иглы.

После дополнительного осаждения Рb по стандартной процедуре в течение 5-10 минут на предварительно подготовленный слой SIC можно получить квазидвумерные Рb островки с плоскими террасами (рис. 147а). На поверхности атомарно-гладких террас островков Рb/SIC хорошо видна периодическая модуляция и рельефа, и дифференциальной проводимости в виде гексагональной решётки с периодом 3.4 нм (рис. 147b,c), который отли-

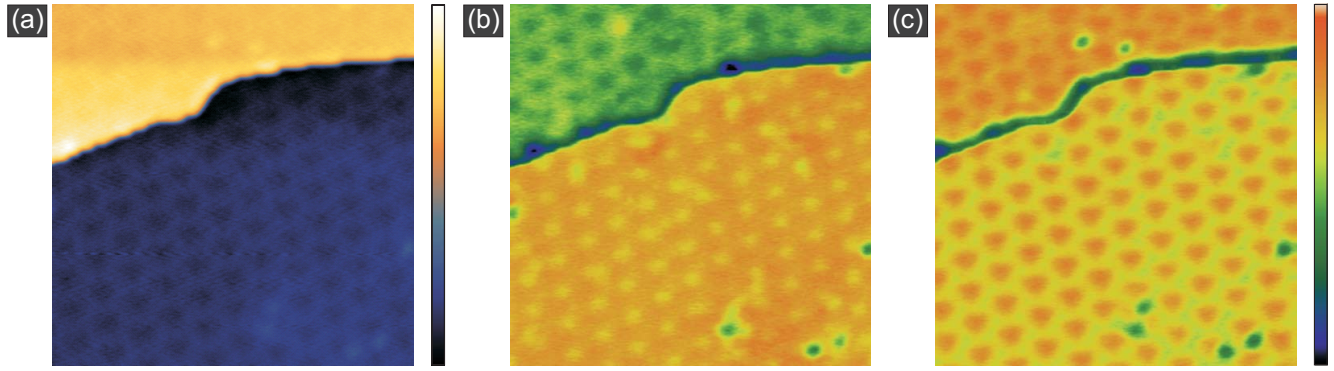


Рис. 147: (a) Топографическое изображение участка поверхности Pb островка с одной монокристаллической ступенькой на верхней поверхности, выращенном на SiC-слое (размер кадра $35 \times 35 \text{ нм}^2$, $V_0 = +0.3 \text{ В}$ и $\langle I \rangle = 200 \text{ пА}$). (b) Карты дифференциальной туннельной проводимости dI/dV для $V_0 = +0.3 \text{ В}$ (b) и $+0.4 \text{ В}$ (c), полученные синхронно с топографическим изображением.

STM/STS-измерения и обработка результатов: А. Ю. Аладышкин и А. В. Путилов.

чается от периода реконструкции $\text{Si}(111)7 \times 7$. Природа такой модуляции (или муарового контраста) для системы Pb/SiC пока не ясна.

Список публикаций по теме диссертации

Публикации⁵ в журналах, входящих в базы данных Web of Science Core Collection и Scopus

- [A1] Werner, R. *Edge superconductivity in Nb thin film microbridges revealed by electric transport measurements and visualized by scanning laser microscopy* / R. Werner, A. Yu. Aladyshkin, I. M. Nefedov, A. V. Putilov, M. Kemmler, D. Bothner, A. Loerincz, K. Ilin, M. Siegel, R. Kleiner, D. Koelle // *Supercond. Sci. Technol.* – 2013. – Vol. 26. – N. **095011**; E-print arXiv: cond-mat/**1112.2256**. – 2011.
- [A2] Aladyshkin, A. Yu. *Tunable anisotropic nonlinearity in superconductors with asymmetric antidot array* / A. Yu. Aladyshkin, J. Van de Vondel, C. C. de Souza Silva, V. V. Moshchalkov // *Appl. Phys. Lett.* – 2008. – Vol. 93. – N. **082501**; E-print arXiv: cond-mat/**0904.1605**. – 2009.
- [A3] Aladyshkin, A. Yu. *Domain-wall superconductivity in hybrid superconductor–ferromagnet structures* / A. Yu. Aladyshkin, A. I. Buzdin, A. A. Fraerman, A. S. Mel'nikov, D. A. Ryzhov, A. V. Sokolov // *Phys. Rev. B.* – 2003. – Vol. 68. – N. **184508**; E-print arXiv: cond-mat/**0302520**. – 2003.
- [A4] Aladyshkin A. Yu. *Domain wall superconductivity in ferromagnetic superconductors and hybrid S/F structures* / A. Yu. Aladyshkin, A. I. Buzdin, A. A. Fraerman, A. S. Mel'nikov, D. A. Ryzhov, A. V. Sokolov // book chapter in *Theory of Quantum Transport in Metallic and Hybrid Nanostructures*, A. Glatz, V. I. Kozub, V. M. Vinokur (eds.), NATO Science Series, Springer, Netherlands. – 2006. – Vol. 230. – P. 209-214.
- [A5] Gillijns, W. *Domain-wall guided nucleation of superconductivity in hybrid ferromagnet–superconductor–ferromagnet layered structures* / W. Gillijns, A. Yu. Aladyshkin, M. Lange, M. J. Van Bael, V. V. Moshchalkov // *Phys. Rev. Lett.* – 2005. – Vol. 95. – N. **227003**.
- [A6] Gillijns, W. *Domain-wall superconductivity in a ferromagnet/superconductor/ferromagnet trilayer* / W. Gillijns, A. Yu. Aladyshkin, M. Lange, M. J. Van Bael, V. V. Moshchalkov // *Physica C: Superconductivity.* – 2006. – Vol. 437-438. – P. **73-76**.
- [A7] Aladyshkin A. Yu. *Thin-film superconductor–ferromagnet hybrids: Competition between nucleation of superconductivity at domain walls and domains' centers* / A. Yu. Aladyshkin, V. V. Moshchalkov // *Phys. Rev. B.* – 2006. – Vol. 74. – N. **064503**.
- [A8] Aladyshkin, A. Yu. *Nucleation of superconductivity and vortex matter in superconductor–ferromagnet hybrids* / A. Yu. Aladyshkin, A. V. Silhanek, W. Gillijns, V. V. Moshchalkov // *Supercond. Sci. Technol.* – 2009. – Vol. 22. – N. **053001**; E-print arXiv: cond-mat/**0902.1630**. – 2009.
- [A9] Gillijns, W. *Magnetic confinement of the superconducting condensate in superconductor–ferromagnet hybrid composites* / W. Gillijns, A. Yu. Aladyshkin, A. V. Silhanek, V. V. Moshchalkov // *Phys. Rev. B.* – 2007. – Vol. 76. – N. **060503(R)**; E-print arXiv: cond-mat/**0706.3803**. – 2007.
- [A10] Aladyshkin, A. Yu. *Magnetic tunable confinement of the superconducting condensate in superconductor/ferromagnet hybrids* / A. Yu. Aladyshkin, W. Gillijns, A. V. Silhanek, V. V. Moshchalkov // *Physica C: Superconductivity.* – 2008. – Vol. 468. – P. **737-740**.

⁵В этом разделе активны гиперссылки для быстрого перехода на страницы журналов, в которых были опубликованы соответствующие статьи, или на страницы архива препринтов www.arXiv.org.

- [A11] Gillijns, W. *Field induced superconductivity in magnetically modulated films* / W. Gillijns, A. V. Silhanek, A. Yu. Aladyshkin, V. V. Moshchalkov // *Physica C: Superconductivity*. – 2008. – Vol. 468. – P. 741-744.
- [A12] Аладышкин, А. Ю. *Локализованная сверхпроводимость в гибридных структурах сверхпроводник–ферромагнетик* / А. Ю. Аладышкин, А. С. Мельников, Д. А. Рыжов, А. В. Самохвалов, А. А. Фраерман, В. Гилляйнс, А. В. Силанек, В. В. Моцалков // *Известия РАН. Серия физическая*. – 2009. – Т. 73. – С. 8-12 (*Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*. – 2009. – Vol. 73. – P. 3-7).
- [A13] Aladyshkin, A. Yu. *Effect of ferromagnetic film thickness on magnetoresistance of thin-film superconductor–ferromagnet hybrids* / A. Yu. Aladyshkin, A. P. Volodin, V. V. Moshchalkov // *Journ. Appl. Phys.* – 2010. – Vol. 108. – N. 033911; E-print arXiv: cond-mat/1005.1246. – 2010.
- [A14] Aladyshkin, A. Yu. *Hybridization and interference effects for localized superconducting states in strong magnetic field* / A. Yu. Aladyshkin, A. S. Melnikov, D. A. Savinov, I. M. Nefedov, M. A. Silaev, I. A. Shereshevsky // *Phys. Rev. B*. – 2012. – Vol. 85. – N. 184528; E-print arXiv: cond-mat/1205.3992. – 2012.
- [A15] Aladyshkin A. Yu. *Localized superconductivity and Little–Parks effect in superconductor/ferromagnet hybrids* / A. Yu. Aladyshkin, D. A. Ryzhov, A. V. Samokhvalov, D. A. Savinov, A. S. Mel’nikov, V. V. Moshchalkov // *Phys. Rev. B*. – 2007. – Vol. 75. – N. 184519.
- [A16] Schildermans, N. *Different regimes of nucleation of superconductivity in mesoscopic superconductor/ferromagnet hybrids* / N. Schildermans, A. Yu. Aladyshkin, A. V. Silhanek, J. van de Vondel, V. V. Moshchalkov // *Phys. Rev. B*. – 2008. – Vol. 77. – N. 214519.
- [A17] Aladyshkin, A. Yu. *Crossover between different regimes of inhomogeneous superconductivity in planar superconductor–ferromagnet hybrids* / A. Yu. Aladyshkin, J. Fritzsche, R. B. G. Kramer, R. Werner, S. Guenon, R. Kleiner, D. Koelle, V. V. Moshchalkov // *Phys. Rev. B*. – 2011. – Vol. 84. – N. 094523; E-print arXiv: cond-mat/1105.1596. – 2011.
- [A18] Werner, R. *Domain–wall and reverse–domain superconducting states of a Pb thin-film bridge on a ferromagnetic BaFe₁₂O₁₉ single crystal* / R. Werner, A. Yu. Aladyshkin, S. Guenon, J. Fritzsche, I. M. Nefedov, V. V. Moshchalkov, R. Kleiner, D. Koelle // *Phys. Rev. B*. – 2011. – Vol. 84. – N. 020505(R); E-print arXiv: cond-mat/1105.6048. – 2011.
- [A19] Ataklti, G. W. *Localization of superconductivity in superconductor–electromagnet hybrids* / G. W. Ataklti, A. Yu. Aladyshkin, W. Gillijns, I. M. Nefedov, J. Van de Vondel, A. V. Silhanek, M. Kemmler, R. Kleiner, D. Koelle, V. V. Moshchalkov // *Supercond. Sci. Technol.* – 2012. – Vol. 25. – N. 065015; E-print arXiv: cond-mat/1204.4690. – 2012.
- [A20] Aladyshkin, A. Yu. *Planar superconductor/ferromagnet hybrids: Anisotropy of resistivity induced by magnetic templates* / A. Yu. Aladyshkin, J. Fritzsche, V. V. Moshchalkov // *Appl. Phys. Lett.* – 2009. – Vol. 94. – N. 222503; E-print arXiv: cond-mat/0905.2590. – 2009.
- [A21] Aladyshkin, A. Yu. *Giant anisotropy of the resistance induced by magnetic domains in superconductor/ferromagnet hybrids* / A. Yu. Aladyshkin, J. Fritzsche, V. V. Moshchalkov // *Physica C: Superconductivity*. – 2010. – Vol. 470. – P. 883-885.
- [A22] Aladyshkin, A. Yu. *Reverse–domain superconductivity in superconductor–ferromagnet hybrids: effect of a vortex-free channel on symmetry of I – V characteristics* / A. Yu. Aladyshkin, D. Yu. Vodolazov, J. Fritzsche, R. B. G. Kramer, V. V. Moshchalkov // *Appl. Phys. Lett.* – 2010. – Vol. 97. – N. 052501; E-print arXiv: cond-mat/1007.2527. – 2010.

- [A23] Silaev, M. A. *The diode effect induced by domain-wall superconductivity* / M. A. Silaev, A. Yu. Aladyshkin, M. V. Silaeva, A. S. Aladyshkina // *Journ. Phys.: Condens. Matt.* – 2014. – Vol. 26. – N. [095702](#).
- [A24] Aladyshkin, A. Yu. *Mesoscopic cross-film cryotrons: Vortex trapping and dc-Josephson-like oscillations of the critical current* / A. Yu. 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 // *Phys. Rev. B.* – 2011. – Vol. 83. – N. [144509](#); E-print arXiv: cond-mat/[1102.4545](#). – 2011.
- [A25] Aladyshkin, A. Yu. *Formation of bound vortex-antivortex pairs and their depinning in mesoscopic cross-film cryotrons* / A. Yu. Aladyshkin, I. M. Nefedov, A. S. Aladyshkina, I. A. Shereshevsky // *Physica C: Superconductivity.* – 2012. – Vol. 479. – P. [98-101](#).
- [A26] Уставщиков, С. С. *Туннельная интерферометрия и измерение толщины ультратонких металлических плёнок Pb(111)* / С. С. Уставщиков, А. В. Путилов, А. Ю. Аладышкин // *Письма в ЖЭТФ.* – 2017. – Т. 106. – С. [476-482](#) (*JETP Lett.* – 2017. – V. 106. – P. [491-497](#)); E-print arXiv: cond-mat/[1906.04472](#). – 2019.
- [A27] Путилов, А. В. *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. – С. [789-796](#) (*JETP Lett.* – 2019. – Vol. 109. – P. [755-761](#) (2019)); E-print arXiv: cond-mat/[1906.04487](#). – 2019.
- [A28] Aladyshkin A. Yu. *Quantum-well and modified image-potential states in thin Pb(111) films: an estimate for the local work function* / A. Yu. Aladyshkin // *Journ. Phys.: Condens. Matt.* – 2020. – Vol. 32. – N. [435001](#); E-print arXiv: cond-mat/[2005.09041](#). – 2020.

Основные публикации в тезисах и трудах конференций

- [B1] Mel'nikov, A. S. *Domain wall superconductivity in ferromagnetic superconductors and hybrid S/F structures* / A. S. Mel'nikov, A. Yu. Aladyshkin, A. I. Buzdin, A. A. Fraerman, D. A. Ryzhov, A. V. Sokolov // *NATO Advanced Research Workshop on Theory of Quantum transport in metallic and hybrid nanostructures.* – St. Petersburg (Russia). – 2003. – Book of abstracts, p. 22.
- [B2] Gillijns, W. *Domain-wall superconductivity in a ferromagnet/superconductor/ferromagnet trilayer* / W. Gillijns, A. Yu. Aladyshkin, M. Lange, M. J. Van Bael, V. V. Moshchalkov // *Fourth International conference on Vortex Matter in Nanostructured Superconductors (Vortex IV), Crete (Greece).* – 2005. – Book of abstracts, p. 119.
- [B3] Aladyshkin, A. Yu. *Nucleation of superconductivity in planar thin-film superconductor-ferromagnet hybrids* / A. Yu. Aladyshkin, W. Gillijns, V. V. Moshchalkov // *International Conference on Trends in Future Electronics, Bordeaux (France).* – 2006. – Poster P1.
- [B4] Aladyshkin, A. Yu. *Order parameter nucleation in superconducting films of finite thickness in presence of nonuniform magnetic field* / A. Yu. Aladyshkin, D. A. Ryzhov, A. V. Samokhvalov, D. A. Savinov, A. S. Melnikov, V. V. Moshchalkov // *Annual General Scientific Meeting of the Belgian Physical Society, Antwerpen (Belgium).* – 2007. – Book of abstracts, p. 89.
- [B5] Aladyshkin, A. Yu. *Magnetic tunable confinement of the superconducting condensate in superconductor/ferromagnet hybrids* / A. Yu. Aladyshkin, W. Gillijns, A. V. Silhanek,

V. V. Moshchalkov // Fifth International conference on *Vortex Matter in Nanostructured Superconductors* (Vortex—V), Rhodos (Greece). – 2007. – Book of abstracts, p. 119.

- [B6] Аладышкин, А. Ю. *Локализованная сверхпроводимость в гибридных структурах сверхпроводник–ферромагнетик* / А. Ю. Аладышкин, А. С. Мельников, Д. А. Рыжов, А. В. Самохвалов, А. А. Фраерман, В. Гилляйнс, А. В. Силанек, В. В. Мощалков // XII международный симпозиум «Нанозифика и нанозлектроника», Нижний Новгород. – 2008. – Сборник трудов, с. 53-56.
- [B7] Aladyshkin, A. Yu. *Magnetic confinement of the superconducting condensate in superconductor/ferromagnet hybrids* / A. Yu. Aladyshkin, W. Gillijns, N. Schildermans, A. V. Silhanek, J. Van de Vondel, V. V. Moshchalkov // Третья международная конференция «Фундаментальные проблемы сверхпроводимости», Звенигород. – 2008. – сборник тезисов докладов, с. 305-306.
- [B8] Aladyshkin, A. Yu. *Tunable anisotropic nonlinearity in perforated superconducting films* / A. Yu. Aladyshkin, C. C. de Souza Silva, J. Van de Vondel, V. V. Moshchalkov // Третья международная конференция «Фундаментальные проблемы сверхпроводимости», Звенигород. – 2008. – сборник тезисов докладов, с. 321-322.
- [B9] Gillijns, W. *Magnetic confinement of the superconducting condensate in superconductor-ferromagnet hybrid composites* / W. Gillijns, A. Yu. Aladyshkin, A. V. Silhanek, V. V. Moshchalkov // Annual General Scientific Meeting of the Belgian Physical Society, Brussels (Belgium). – 2008. – Book of abstracts, p. 84.
- [B10] Schildermans, N. *Surface nucleation and magnetic confinement of superconductivity in individual superconductor/ferromagnet microstructures* / N. Schildermans, A. Yu. Aladyshkin, A. V. Silhanek, J. Van de Vondel, V. V. Moshchalkov // Annual General Scientific Meeting of the Belgian Physical Society, Brussels (Belgium). – 2008. – Book of abstracts, p. 96.
- [B11] Aladyshkin, A. Yu. *Superconducting films with nanoengineered asymmetric pinning sites as a material with tunable anisotropic pinning* / A. Yu. Aladyshkin, J. Van de Vondel, C. C. de Souza Silva, V. V. Moshchalkov // Annual General Scientific Meeting of the Belgian Physical Society, Brussels (Belgium). – 2008. – book of abstracts, p. 97–98.
- [B12] Schildermans, N. *Interplay between surface nucleation and magnetic confinement of superconductivity in individual superconductor-ferromagnet hybrid microstructures* / N. Schildermans, A. V. Silhanek, A. Aladyshkin, J. Van de Vondel, V. V. Moshchalkov // International Workshop on *Nanostructured Superconductors: From fundamentals to applications*, Freudenstadt–Lauterbad (Germany). – 2008.
- [B13] Schildermans, N. *Interplay between surface nucleation and magnetic confinement of superconductivity in individual superconductor-ferromagnet hybrid microstructures* / N. Schildermans, J. Van de Vondel, A. Aladyshkin, A. V. Silhanek, V. V. Moshchalkov // 25th International Conference *Low temperature Physics LT-25*, Amsterdam (Netherlands). – 2008.
- [B14] Moshchalkov, V. V. *Vortex manipulation in S/F hybrid nanosystems* / V. V. Moshchalkov, A. Silhanek, W. Gillijns, A. Aladyshkin, N. Verellen // General meeting of the American Physical Society, New Orleans. – 2008.
- [B15] Аладышкин, А. Ю. *Нелинейный отклик наноструктурированных сверхпроводников: диодный эффект и эффекты соизмеримости* / А. Ю. Аладышкин, И. М. Нефедов, И. А. Шерешевский, J. Van de Vondel, C. C. de Souza Silva, V. V. Moshchalkov // XIII международный

симпозиум «Нанозифика и нанозлектроника», Нижний Новгород. – 2009. – сборник трудов, с. 24–25.

- [B16] Аладышкин, А. Ю. *Локализованная сверхпроводимость в мезоскопических гибридных структурах сверхпроводник–ферромагнетик* / А. Ю. Аладышкин, N. Schildermans, J. Van de Vondel, A. V. Silhanek, V. V. Moshchalkov // XIII международный симпозиум «Нанозифика и нанозлектроника», Нижний Новгород. – 2009. – сборник трудов, с. 531–532.
- [B17] Aladyshkin, A. Yu. *Superconducting films with nanoengineered asymmetric pinning sites as a material with tunable anisotropic pinning* / A. Yu. Aladyshkin, J. Van de Vondel, C. C. de Souza Silva, V. V. Moshchalkov // Annual General Scientific Meeting of the Belgian Physical Society, Hasselt (Belgium). – 2009. – Book of abstracts, p. 44.
- [B18] Gillijns, W. *Magnetic confinement of the superconducting condensate in superconductor–ferromagnet hybrid composites* / W. Gillijns, A. Yu. Aladyshkin, A. V. Silhanek, V. V. Moshchalkov // Annual General Scientific Meeting of Belgian Physical Society, Hasselt (Belgium). – 2009. – Book of abstracts, p. 50.
- [B19] Aladyshkin, A. Yu. *Tunable quantum–size effect for superconducting condensate in nonuniform magnetic field* / A. Yu. Aladyshkin, W. Gillijns, A. V. Silhanek, N. Schildermans, J. Van de Vondel, and V.V. Moshchalkov // Advanced Research Workshop on *Non–equilibrium and coherent phenomena at nanoscale* (Meso–09), Chernogolovka. – 2009. – Book of abstracts, p. 52.
- [B20] Aladyshkin, A. Yu. *Giant anisotropy of resistivity in superconductor–ferromagnet hybrids induced by magnetic domains* / A. Yu. Aladyshkin, J. Fritzsche, V.V. Moshchalkov // Sixth International Conference on *Vortex Matter in Nanostructured Superconductors* (Vortex VI), Rhodes (Greece). – 2009. – Book of abstracts, p. 137.
- [B21] Аладышкин, А. Ю. *Магнитосопротивление планарных гибридных структур сверхпроводник–ферромагнетик: эффект компенсации и локализованная сверхпроводимость* / А. Ю. Аладышкин, W. Gillijns, A. V. Silhanek, V. V. Moshchalkov // XXXV совещание по физике низких температур (НТ–35), Черногловка. – 2009. – Сборник тезисов докладов, с. 289–290.
- [B22] Аладышкин, А. Ю. *Гигантская анизотропия сопротивления сверхпроводящей пленки, индуцированная магнитными доменами в ферромагнитной подложке* / А. Ю. Аладышкин, J. Fritzsche, V. V. Moshchalkov // XXXV совещание по физике низких температур (НТ–35), Черногловка. – 2009. – сборник тезисов докладов, с. 315.
- [B23] Аладышкин, А. Ю. *Транспортные свойства сверхпроводящих каналов, формирующихся в сверхпроводящих пленках в неоднородном магнитном поле* / А. Ю. Аладышкин, Д. Ю. Водолазов, И. Фрицше, Р. Крамер, В.В. Мошалков // XIV международный симпозиум «Нанозифика и нанозлектроника», Нижний Новгород. – 2010. – сборник трудов, с. 287–288.
- [B24] Аладышкин, А. Ю. *Термодинамические и транспортные свойства мезоскопических сверхпроводников в неоднородном поле магнитных доменов* / А. Ю. Аладышкин, И. М. Нефёдов, Д. А. Адамчик, И. А. Шерешевский // XIV международный симпозиум «Нанозифика и нанозлектроника», Нижний Новгород. – 2010. – сборник трудов, с. 349.
- [B25] Аладышкин, А. Ю. *Влияние толщины ферромагнитной подложки на магнитосопротивление тонкопленочных гибридных структур сверхпроводник–ферромагнетик* / А. Ю. Аладышкин, А. П. Володин, В. В. Мошалков // XIV международный симпозиум «Нанозифика и нанозлектроника», Нижний Новгород. – 2010. – сборник трудов, с. 350–351.

- [B26] Werner R. *Visualization of domain-wall superconductivity by low temperature scanning laser microscopy* / R. Werner, S. Guenon, J. Fritzsche, A. Yu. Aladyshkin, V. V. Moshchalkov, R. Kleiner, D. Koelle // International Workshop on Superconductivity in Reduced Dimensions, Salzburg (Austria). – 2010. – Book of abstracts, p. 76–77.
- [B27] Aladyshkin, A. Yu. *Thermodynamic and transport properties of flux-coupled superconductor-ferromagnet hybrids* / A. Yu. Aladyshkin // International Conference for Young Scientists on *Low Temperature Physics*, Kharkov (Ukraine). – 2010. – book of abstract, p. 30.
- [B28] Аладышкин А. Ю. *Захват вихрей и осцилляции критического тока в мезоскопических сверхпроводящих криотронах* / А. Ю. Аладышкин, Г. В. Атаклти, В. Гиллийнс, И. М. Нефёдов, И. А. Шерешевский, А. Силанек, Й. Ван де Вондел, М. Кеммлер, Р. Клейнер, Д. Кёлле, В. В. Мошchalkов // XV международный симпозиум «Нанофизика и нанoeлектроника», Нижний Новгород. – 2010. – сборник трудов, с. 232–233.
- [B29] Рыжов, Д. А. *Анизотропия критического тока системы мезоскопический сверхпроводник — цепочка магнитомягких диполей* / Д. А. Рыжов, В. И. Позднякова, И. М. Нефёдов, И. А. Шерешевский, А. Ю. Аладышкин // XV международный симпозиум «Нанофизика и нанoeлектроника», Нижний Новгород. – 2010. – сборник трудов, с. 300–301.
- [B30] Смирнов, А. А. *Зарождение сверхпроводимости в магнитомягких двухслойных структурах сверхпроводник–ферромагнетик* / А. А. Смирнов, А. Ю. Аладышкин // XV международный симпозиум «Нанофизика и нанoeлектроника», Нижний Новгород. – 2010. – сборник трудов, с. 303–304.
- [B31] Werner, R. *Visualization of different regimes of localized superconductivity in superconductor-ferromagnet by low-temperature scanning laser microscopy* / R. Werner, A. Yu. Aladyshkin, J. Fritzsche, S. Guenon, R. B. G. Kramer I. M. Nefedov, V. V. Moshchalkov, R. Kleiner, D. Koelle // 26th International Conference on Low Temperature Physics LT-26, Beijing (China). – 2011. – Book of abstracts, p. 365–366.
- [B32] Koelle D. *Inhomogeneous superconductivity in planar superconductor-ferromagnet hybrids* / D. Koelle, R. Werner, A. Yu. Aladyshkin, J. Fritzsche, S. Guenon, R. B. G. Kramer, I. M. Nefedov, V. V. Moshchalkov, R. Kleiner // Moscow International Symposium on Magnetism, Moscow. – 2011. – book of abstracts, p. 345.
- [B33] Aladyshkin A. Yu. *Mesoscopic cross-film cryotrons: Localized and delocalized superconductivity, vortex trapping and dc-Josephson-like oscillations of the critical current* / A. Yu. Aladyshkin, G. W. Ataklti, W. Gillijns, I. M. Nefedov, I. A. Shereshevsky, A. V. Silhanek, J. Van de Vondel, M. Kemmler, D. Koelle, R. Kleiner, V. V. Moshchalkov // Seventh International conference on *Vortex Matter in Nanostructured Superconductors* (Vortex-VII), Rhodos (Greece). – 2011. – Book of abstracts, p. 75.
- [B34] Aladyshkin, A. Yu. *Inhomogeneous superconductivity in superconductor-ferromagnet bilayers and its visualization by means of scanning laser microscopy* / A. Yu. Aladyshkin, I. M. Nefedov, R. Werner, D. Koelle, R. Kleiner, J. Fritzsche, R. B. G. Kramer, V. V. Moshchalkov // IV Международная конференция «Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости» (ФПС-11), Звенигород. – 2011. – сборник расширенных тезисов, с. 97–98.
- [B35] Aladyshkin, A. Yu. *Vortex trapping and dc-Josephson-like oscillations of the critical current in mesoscopic cross-film cryotrons* / A. Yu. Aladyshkin, I. M. Nefedov, I. A. Shereshevsky, G. W. Ataklti, W. Gillijns, A. V. Silhanek, J. Van de Vondel, V. V. Moshchalkov, M. Kemmler, D. Koelle, R. Kleiner // IV Международная конференция «Фундаментальные проблемы

высокотемпературной сверхпроводимости» (ФПС–11), Звенигород. – 2011. – сборник расширенных тезисов, с. 282–283.

- [B36] Аладышкин, А. Ю. *Локализованная сверхпроводимость вблизи доменной стенки, пересекающей границу образца* / А. Ю. Аладышкин, А. С. Мельников, И. М. Нефёдов, Д. А. Савинов, И. А. Шерешевский // XVI международный симпозиум «Нанозифика и нанозлектроника», Нижний Новгород. – 2012. – сборник трудов, т. 1, с. 74–75.
- [B37] Werner, R. *Edge superconductivity in Nb thin-film microbridges* / R. Werner, A. Yu. Aladyshkin, I. M. Nefedov, A. V. Putilov, M. Kemmler, D. Bothner, A. Loerincz, K. Ilin, M. Siegel, R. Kleiner, D. Koelle // XVIII международный симпозиум «Нанозифика и нанозлектроника», Нижний Новгород. – 2014. – сборник трудов, т. 1, с. 5–6.
- [B38] Силаев, М. А. *Асимметрия критического тока, индуцированного полем доменной стенки* / М. А. Силаев, А. Ю. Аладышкин, М. В. Силаева, А. С. Аладышкина // XVIII международный симпозиум «Нанозифика и нанозлектроника», Нижний Новгород. – 2014. – сборник трудов, т. 1, с. 7–8.
- [B39] Уставщиков, С. С. *Туннельная интерферометрия и измерение толщины ультратонких металлических плёнок Pb(111)* / С. С. Уставщиков, А. В. Путилов, А. Ю. Аладышкин // XXII международный симпозиум «Нанозифика и нанозлектроника», Нижний Новгород. – 2018. – сборник трудов, стр. 369–370.
- [B40] Путилов, А. В. *Пространственно-неоднородные квантово-размерные состояния в тонких Pb пленках* / А. В. Путилов, С. С. Уставщиков, С. И. Божко, А. Ю. Аладышкин // Всероссийская конференция «Особенности применения сканирующей зондовой микроскопии в вакууме и различных средах», Черногловка. – 2019. – сборник тезисов докладов, с. 38–42.
- [B41] Путилов А. В. *Квантово-размерные электронные состояния в тонких Pb пленках* / А. В. Путилов, С.И. Божко, А. Ю. Аладышкин, // Труды XXIV международного симпозиума «Нанозифика и нанозлектроника», 10-13 марта 2020 г., сборник трудов, т. 1, с. 103-104.
- [B42] Аладышкин А. Ю. *Эмиссионные резонансы и квантово-размерные эффекты для электронов над поверхностью проводящих плёнок* / А. Ю. Аладышкин // Всероссийская конференция «Особенности применения сканирующей зондовой микроскопии в вакууме и различных средах», Черногловка. – 2020. – сборник тезисов докладов. – С. 19-20.

Прочие публикации

- [C1] Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2011612682 «Моделирование процессов в сверхпроводящих мезоскопических пленках во внешних полях (GLDD)», правообладатель — Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур РАН, авторы — И. М. Нефёдов, И. А. Шерешевский, А. Ю. Аладышкин, В. В. Курин, Д. А. Рыжов. Зарегистрировано в Реестре программ для ЭВМ 1 апреля 2011 г.
- [C2] Мельников, А. С. *Электродинамика гибридных структур сверхпроводящей спинтроники* / А. С. Мельников, С. В. Миронов, А. В. Самохвалов, А. Ю. Аладышкин, А. И. Буздин // Научное обеспечение реализации приоритетов научно-технологического развития Российской Федерации. Доклады на Общих собраниях тематических и региональных отделений РАН: в 2-х томах. — М.: Российская академия наук / Под редакцией академика РАН В. Г. Бондура и члена-корреспондента РАН А. А. Макоско, т. 2. – 2019. – с. 51–62.

Список цитированной литературы

- [1] Bardeen J. *Microscopic theory of superconductivity* / J. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Schrieffer // Phys. Rev. – 1957. – Vol. 106. – P. 162–164.
- [2] Bardeen J. *Theory of superconductivity* / J. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Schrieffer // Phys. Rev. – 1957. – Vol. 108. – P. 1175–1204.
- [3] Гинзбург В. Л. // ЖЭТФ. – 1956. – Т. 31. – С. 202.
- [4] Matthias B. T. *Spin exchange in superconductors* / B. T. Matthias, H. Suhl, E. Corenzwit // Phys. Rev. Lett. – 1958. – Vol. 1. – P. 92–94.
- [5] Matthias B. T. *Ferromagnetic superconductors* / B. T. Matthias, H. Suhl, E. Corenzwit // Phys. Rev. Lett. – 1958. – Vol. 1. – P. 449–450.
- [6] Matthias B. T. *Possible explanation of the 'coexistence' of ferromagnetism and superconductivity* / B. T. Matthias, H. Suhl // Phys. Rev. Lett. – 1960. – Vol. 4. – P. 51–52.
- [7] Anderson P. W. *Spin alignment in the superconducting state* / P. W. Anderson, H. Suhl // Phys. Rev. – 1959. – Vol. 116. – P. 898–900.
- [8] Jaccarino V. *Ultra-high-field superconductivity* / V. Jaccarino, M. Peter // Phys. Rev. Lett. – 1962. – Vol. 9. – P. 290–292.
- [9] Ларкин А. И. *Неоднородное состояние сверхпроводников* / А. И. Ларкин и Ю. Н. Овчинников // ЖЭТФ. – 1964. – Т. 47. – С. 1136–1146.
- [10] Fulde P. *Superconductivity in a strong spin-exchange field* / P. Fulde, R. A. Ferrell // Phys. Rev. – 1964. – Vol. 135. – P. A550–A563.
- [11] Bulaevskii L. N. *Coexistence of superconductivity and magnetism: Theoretical predictions and experimental results* / L. N. Bulaevskii, A. I. Buzdin, M. L. Kulić, S. V. Panyukov // Adv. Phys. – 1985. – Vol. 34. – P. 175–261.
- [12] Изюмов Ю. А. *Конкуренция сверхпроводимости и магнетизма в гетероструктурах ферромагнетик/сверхпроводник* / Ю. А. Изюмов, Ю. Н. Прошин, М. Г. Хусаинов // УФН. – 2002. – Т. 172. – P. 113–154.
- [13] Martin J. I. *Ordered magnetic nanostructures: fabrication and properties* / J. I. Martin, J. Nogués, K. Liu, J. L. Vicente, I. K. Schuller // J. Magn. Magn. Mater. – 2003. – Vol. 256. – P. 449–501.
- [14] Lyuksyutov I. F. *Ferromagnet – superconductor hybrids* / I. F. Lyuksyutov, V. L. Pokrovsky // Adv. Phys. – 2005. – Vol. 54. – P. 67–136.
- [15] Buzdin A. I. *Proximity effects in superconductor–ferromagnet heterostructures* / A. I. Buzdin // Rev. Mod. Phys. – 2005. – Vol. 77. – P. 935.
- [16] Bergeret F. S. *Odd triplet superconductivity and related phenomena in superconductor–ferromagnet structures* / F. S. Bergeret, A. F. Volkov, K. B. Efetov // Rev. Mod. Phys. – 2005. – Vol. 77. – P. 1321–1373.
- [17] Vélez M. *Superconducting vortex pinning with artificial magnetic nanostructures* / M. Vélez, J. I. Martin, J. E. Villegas, A. Hoffmann, E. M. González, J. L. Vicent, I. K. Schuller // J. Magn. Magn. Mater. – 2008. – Vol. 320. – P. 2547–2562.
- [18] Buzdin, A. I. *Existence of superconducting domain walls in ferromagnets* / A. I. Buzdin, L. N. Bulaevskii, S. V. Panyukov // ЖЭТФ. – 1984. – Vol. 60. – P. 174–179.

- [19] Flouquet J. *Ferromagnetic superconductors* / J. Flouquet, A. Buzdin // *Physics World*. – 2002. – Vol. 41. – N. 1.
- [20] Buzdin A. I. *Domain wall superconductivity in ferromagnetic superconductors* / A. I. Buzdin, A. S. Mel'nikov // *Phys. Rev. B*. – 2003. – Vol. 67. – N. 020503.
- [21] Li Q. *Nearly ferromagnetic superconductors: electromagnetic properties studied by a generalized Ginzburg–Landau theory* / Q. Li, D. Belitz, T. R. Kirkpatrick // *Phys. Rev. B*. – 2006. – Vol. 74. – N. 134505
- [22] Khaymovich I. M. *Phase transitions in the domain structure of ferromagnetic superconductors* / I. M. Khaymovich, A. S. Mel'nikov, A. I. Buzdin // *Phys. Rev. B*. – 2014. – Vol. 89. – N. 094524.
- [23] Devizorova Zh. *Theory of magnetic domain phases in ferromagnetic superconductors* / Zh. Devizorova, S. Mironov, A. Buzdin // *Phys. Rev. Lett.* – 2019. – Vol. 122. – N. 117002.
- [24] Saxena S. S. *Superconductivity on the border of itinerant-electron ferromagnetism in UGe_2* / S. S. Saxena, P. Agarwal, K. Ahilan, F. M. Grosche, R. K. W. Haselwimmer, M. J. Steiner, E. Pugh, I. R. Walker, S. R. Julian, P. Monthoux, G. G. Lonzarich, A. Huxley, I. Sheikin, D. Braithwaite, J. Flouquet // *Nature*. – 2000. – Vol. 406. – P. 587–592.
- [25] Huxley A. *UGe_2 : A ferromagnetic spin-triplet superconductor* / A. Huxley, I. Sheikin, E. Ressouche, N. Kernavanois, D. Braithwaite, R. Calemczuk, J. Flouquet // *Phys. Rev. B*. – 2001. – Vol. 63. – N. 144519.
- [26] Aoki D. *Coexistence of superconductivity and ferromagnetism in $URhGe$* / D. Aoki, A. Huxley, E. Ressouche, D. Braithwaite, J. Flouquet, J.-P. Brison, E. Lhotel, C. Paulsen // *Nature*. – 2001. – Vol. 413. – P. 613–616.
- [27] Stolyarov V. S. *Unique interplay between superconducting and ferromagnetic orders in $EuRbFe_4As_4$* / V. S. Stolyarov, A. Casano, M. A. Belyanchikov, A. S. Astrakhantseva, S. Yu. Grebenchuk, D. S. Baranov, I. A. Golovchanskiy, I. Voloshenko, E. S. Zhukova, B. P. Gorshunov, A. V. Muratov, V. V. Dremov, L. Ya. Vinnikov, D. Roditchev, Y. Liu, G.-H. Cao, M. Dressel, E. Uykur // *Phys. Rev. B*. – 2018. – Vol. 98. – N. 140506(R).
- [28] Stolyarov V. S. *Domain Meissner state and spontaneous vortex-antivortex generation in the ferromagnetic superconductor $EuFe_2(As_{0.79}P_{0.21})_2$* / V. S. Stolyarov, I. S. Veshchunov, S. Yu. Grebenchuk, D. S. Baranov, I. A. Golovchanskiy, A. G. Shishkin, N. Zhou, Z. Shi, X. Xu, S. Pyon, Y. Sun, W. Jiao, G.-H. Cao, L. Ya. Vinnikov, A. A. Golubov, T. Tamegai, A. I. Buzdin, D. Roditchev // *Science Advances*. – 2018. – Vol. 4. – eaat1061. – DOI: 10.1126/sciadv.aat1061.
- [29] Винников Л. Я. *Прямое наблюдение вихревых и мейснеровских доменов в монокристалле ферромагнитного сверхпроводника $EuFe_2(As_{0.79}P_{0.21})_2$* / Л. Я. Винников, И. С. Вещунов, М. С. Сидельников, В. С. Столяров, С. В. Егоров, О. В. Скрыбина, В. Джао, Г. Цао, Т. Тамегай // *Письма в ЖЭТФ*. – 2019. – Т. 109. – С. 530-534.
- [30] Вещунов И. С. *Визуализация структуры магнитного потока в допированных фосфором монокристаллах $EuFe_2As_2$* / И. С. Вещунов, Л. Я. Винников, В. С. Столяров, Н. Чжоу, Ч. С. Ши, С. Ф. Сю, С. Ю. Гребенчук, Д. С. Баранов, И. А. Головчанский, С. Пион, Ю. Сун, В. Джао, Г. Цао, Т. Тамегай, А. А. Голубов // *Письма в ЖЭТФ*. – 2017. – Т. 105. – С. 87-92.
- [31] Deutscher G. *Coupling between ferromagnetic layers through a superconductor* / G. Deutscher, F. Meunier // *Phys. Rev. Lett.* – 1969. – Vol. 22. – P. 395–396.
- [32] Ledvij M. *Vortex and nonvortex nucleation of superconductivity in ferromagnetic–superconducting–ferromagnetic triple layers* / M. Ledvij, L. Dobrosavljević-Grujić, Z. Radović, J. R. Clem // *Phys. Rev. B*. – 1991. – Vol. 44. – P. 859–862.

- [33] Mühge Th. *Possible origin for oscillatory superconducting transition temperature in superconductor/ferromagnet multilayers* / Th. Mühge, N. N. Garif'yanov, Yu. V. Goryunov, G. G. Khaliullin, L. R. Tagirov, K. Westerholt, I. A. Garifullin, H. Zabel // Phys. Rev. Lett. – 1996. – Vol. 77. – P. 1857.
- [34] Prokić V. *Theory of the π -junctions formed in atomic-scale superconductor/ferromagnet superlattices* / V. Prokić, A. I. Buzdin, L. Dobrosavljević-Grujić // Phys. Rev. B. – 1999. – Vol. 59. – P. 587–595.
- [35] Buzdin A. I. *Spin-orientation dependent superconductivity in F/S/F structures* / A. I. Buzdin, A. V. Vedyayev, N. V. Ryzhanova // Europhys. Lett. – 1999. – Vol. 48. – P. 686–691.
- [36] Tagirov L. R. *Low-field superconducting spin switch based on a superconductor/ferromagnet multilayer* / L. R. Tagirov // Phys. Rev. Lett. – 1999. – Vol. 83. – P. 2058–2061.
- [37] Lazar L. *Superconductor/ferromagnet proximity effect in Fe/Pb/Fe trilayers* / L. Lazar, K. Westerholt, H. Zabel, L. R. Tagirov, Yu. V. Goryunov, N. N. Garif'yanov, I. A. Garifullin // Phys. Rev. B. – 2000. – Vol. 61. – P. 3711.
- [38] Ryazanov V. V. *Coupling of two superconductors through a ferromagnet: evidence for a π -junction* / V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. Y. Rusanov, A. V. Veretennikov, A. A. Golubov, J. Aarts // Phys. Rev. Lett. – 2001. – Vol. 86. – P. 2427–2430.
- [39] Baladié I. *Interplay of superconductivity and magnetism in superconductor–ferromagnet structures* / I. Baladié, A. Buzdin, N. Ryzhanova, A. Vedyayev // Phys. Rev. B. – 2001. – Vol. 63. – N. 054518.
- [40] Kontos T. *Josephson junction through a thin ferromagnetic layer: negative coupling* / T. Kontos, M. Aprili, J. Lesueur, F. Genêt, B. Stephanidis, R. Boursier // Phys. Rev. Lett. – 2002. – Vol. 89. – N. 137007.
- [41] Gu J. Y. *Magnetization-orientation dependence of the superconducting transition temperature in the ferromagnet–superconductor–ferromagnet system: CuNi/Nb/CuNi* / J. Y. Gu, C.-Y. You, J. S. Jiang, J. Pearson, Ya. B. Bazaliy, S. D. Bader // Phys. Rev. Lett. – 2002. – Vol. 89. – N. 267001.
- [42] Gu J. Y. *Magnetization-orientation dependence of the superconducting transition temperature and magnetoresistance in the ferromagnet–superconductor–ferromagnet trilayer system* / J. Y. Gu, C.-Y. You, J. S. Jiang, S. D. Bader // J. Appl. Phys. – 2003. – Vol. 93. – P. 7696–7698.
- [43] Buzdin A. I. *Theoretical description of ferromagnetic π -junctions near the critical temperature* / A. I. Buzdin, I. Baladié // Phys. Rev. B. – 2003. – Vol. 67. – N. 184519.
- [44] Westerholt K. *Superconducting spin valve effect of a V layer coupled to an antiferromagnetic [Fe/V] superlattice* / K. Westerholt, D. Sprungmann, H. Zabel, R. Brucas, B. Hjörvarsson, D. A. Tikhonov, I. A. Garifullin // Phys. Rev. Lett. – 2005. – Vol. 95. – N. 097003.
- [45] Peña V. *Giant magnetoresistance in ferromagnet/superconductor superlattices* / V. Peña, Z. Sefrioui, D. Arias, C. Leon, J. Santamaria, J. L. Martinez, S. G. E. te Velthuis, A. Hoffmann // Phys. Rev. Lett. – 2005. – Vol. 94. – N. 057002.
- [46] Oboznov V. A. *Thickness dependence of the Josephson ground states of superconductor–ferromagnet–superconductor junctions* / V. A. Oboznov, V. V. Bol'ginov, A. K. Feofanov, V. V. Ryazanov, A. I. Buzdin // Phys. Rev. Lett. – 2006. – Vol. 96. – N. 197003.
- [47] Moraru I. C. *Magnetization-dependent T_c shift in ferromagnet/superconductor/ferromagnet trilayers with a strong ferromagnet* / I. C. Moraru, W. P. Pratt Jr, N. O. Birge // Phys. Rev. Lett. – 2006. – Vol. 96. – N. 037004.

- [48] Rusanov A. Yu. *Inverse spin switch effects in ferromagnet–superconductor–ferromagnet trilayers with strong ferromagnets* / A. Yu. Rusanov, S. Habraken, J. Aarts // Phys. Rev. B. – 2006. – Vol. 73. – N. 060505(R).
- [49] Steiner R. *Magnetic switching of the superconducting transition temperature in layered ferromagnetic/superconducting hybrids: spin switch versus stray field effects* / R. Steiner, P. Ziemann // Phys. Rev. B. – 2006. – Vol. 74. – N. 094504.
- [50] Singh A. *Superconducting spin switch with perpendicular magnetic anisotropy* / A. Singh, C. Sürgers, H. von Löhneysen // Phys. Rev. B. – 2007. – Vol. 75. – N. 024513.
- [51] Salikhov R. I. *Experimental observation of the spin screening effect in superconductor/ferromagnet thin film heterostructures* / R. I. Salikhov, I. A. Garifullin, N. N. Garif'yanov, L. R. Tagirov, K. Theis-Bröhl, K. Westerholt, H. Zabel // Phys. Rev. Lett. – 2009. – Vol. 102. – N. 087003.
- [52] Leksin P. V. *Full spin switch effect for the superconducting current in a superconductor/ferromagnet thin film heterostructure* / P. V. Leksin, N. N. Garif'yanov, I. A. Garifullin, J. Schumann, H. Vinzelberg, V. Kataev, R. Klingeler, O. G. Schmidt, B. Büchner // Appl. Phys. Lett. – 2010. – Vol. 97. – N. 102505.
- [53] Leksin P. V. *Evidence for triplet superconductivity in a superconductor-ferromagnet spin valve* / P. V. Leksin, N. N. Garif'yanov, I. A. Garifullin, Ya. V. Fominov, J. Schumann, Y. Krupskaya, V. Kataev, O. G. Schmidt, B. Büchner // Phys. Rev. Lett. – 2012. – Vol. 109. – N. 057005.
- [54] Samokhvalov, A. V. *Vortex states induced by proximity effect in hybrid ferromagnet-superconductor systems* / A. V. Samokhvalov, A. Mel'nikov, A. Buzdin // Phys. Rev. B. – 2007. – Vol. 76. – N. 184519.
- [55] Samokhvalov, A. V. *Little–Parks oscillations in hybrid ferromagnet–superconductor systems* / A. V. Samokhvalov, A. Mel'nikov, P. Ader, A. Buzdin // Phys. Rev. B. – 2009. – Vol. 79. – N. 174502.
- [56] Samokhvalov, A. V. *Josephson current and π –state in a ferromagnet with embedded superconducting nanoparticles* / A. V. Samokhvalov, A. Buzdin // Supercond. Sci. Technol. – 2011. – Vol. 24. – N. 024003.
- [57] Samokhvalov, A. *Quantum oscillations and π –states in multiply connected ferromagnet-superconductor hybrids* / A. Samokhvalov, A. Mel'nikov, A. Buzdin // J. Supercond. Nov. Magn. – 2013. – Vol. 26. – N. 2851-2852.
- [58] Samokhvalov, A. V. *Stimulation of a singlet superconductivity in SFS weak links by spin-exchange scattering of cooper pairs* / A. V. Samokhvalov, A. I. Buzdin, R. I. Shekhter // Scientific Reports. – 2014. – Vol. 4. – P. 05671.
- [59] Mel'nikov, A. S. *Interference phenomena and long-range proximity effect in clean superconductor–ferromagnet systems* / A. S. Mel'nikov, A. V. Samokhvalov, S. M. Kuznetsova, A. I. Buzdin // Phys. Rev. Lett. – 2012. – Vol. 109. – P. 237006.
- [60] Mironov S. *Vanishing Meissner effect as a hallmark of in–plane Fulde-Ferrell-Larkin-Ovchinnikov instability in superconductor–ferromagnet layered systems* / S. Mironov, A. Mel'nikov, A. Buzdin // Phys. Rev. Lett. – 2012. – Vol. 109. – N. 237002.
- [61] Mironov S. V. *Temperature controlled Fulde-Ferrell-Larkin-Ovchinnikov instability in superconductor-ferromagnet hybrids* / S. V. Mironov, D. Yu. Vodolazov, Y. Yerin, A. V. Samokhvalov, A. S. Mel'nikov, A. Buzdin // Phys. Rev. Lett. – 2018. – Vol. 121. – N. 077002.
- [62] Ustinov A. V. *Rapid single-flux quantum logic using π –shifters* / A. V. Ustinov, V. K. Kaplunenko // Journ. Appl. Phys. – 2003. – Vol. 94. – P. 5405.

- [63] Oortlepp T. *RSFQ circuitry using intrinsic π -phase shifts* / T. Oortlepp, Ariando, O. Mielke, C. J. M. Verwijs, K. F. K. Foo, A. Andreski, H. Rogalla, F. H. Uhlmann, H. Hilgenkamp // IEEE Trans. Appl. Supercond. – 2007. – Vol. 17. – P. 659 - 663.
- [64] Yamashita T. *Superconducting π -qubit with a ferromagnetic Josephson junction* / T. Yamashita, K. Tanikawa, S. Takahashi, S. Maekawa // Phys. Rev. Lett. – 2005. – Vol. 95. – N. 097001.
- [65] Yamashita T. *Superconducting π -qubit with three Josephson junctions* / T. Yamashita, S. Takahashi, S. Maekawa // Appl. Phys. Lett. – 2006. – Vol. 88. – N. 132501.
- [66] Feofanov A. K. *Implementation of superconductor/ferromagnet/ superconductor π -shifters in superconducting digital and quantum circuits* / A. K. Feofanov, V. A. Oboznov, V. V. Bol'ginov, J. Lisenfeld, S. Poletto, V. V. Ryazanov, A. N. Rossolenko, M. Khabipov, D. Balashov, A. B. Zorin, P. N. Dmitriev, V. P. Koshelets, A. V. Ustinov // Nature Physics. – 2010. – Vol. 6. – P. 593–597.
- [67] Хлюстикова И. Н. *Локализованная сверхпроводимость в двойниковых металлических кристаллах* / И. Н. Хлюстикова, А. И. Буздин // УФН. – 1988. – Т. 155. – С. 47–88.
- [68] Aladyshkin A. Yu. *Influence of ferromagnetic nanoparticles on the critical current of Josephson junction* / A. Yu. Aladyshkin, A. A. Fraerman, S. A. Gusev, A. Y. Klimov, Y. N. Nozdrin, G. L. Pakhomov, V. V. Rogov, S. N. Vdovichev // J. Magn. Magn. Mater. – 2003. – Vol. 258/259. – N. 406–408.
- [69] Вдовичев С. Н. *Свойства джозефсоновских контактов в неоднородном магнитном поле системы ферромагнитных частиц* / С. Н. Вдовичев, Б. А. Грибков, С. А. Гусев, Е. Ильичев, А. Ю. Климов, Ю. Н. Ноздрин, Г. Л. Пахомов, В. В. Рогов, Р. Штольц, А. А. Фраерман // Письма в ЖЭТФ. – 2004. – Т. 80. – С. 758-762.
- [70] Fraerman A. A. *Commensurability effects in overlap Josephson junctions coupled with a magnetic dots array* / A. A. Fraerman, S. A. Gusev, Yu. N. Nozdrin, A. V. Samokhvalov, S. N. Vdovichev, E. Fritsch, E. Il'ichev, R. Stolz // Phys. Rev. B. – 2006. – Vol. 73. – N. 100503.
- [71] Самохвалов А. В. *Эффекты соизмеримости в туннельном джозефсоновском переходе в поле массива магнитных частиц* / А. В. Самохвалов // ЖЭТФ. – 2007. – Т. 131. – С. 500.
- [72] Самохвалов А. В. *Свойства джозефсоновских переходов в неоднородном поле ферромагнитных частиц* / А. В. Самохвалов, С. Н. Вдовичев, Б. А. Грибков, С. А. Гусев, А. Ю. Климов, Ю. Н. Ноздрин, В. В. Рогов, А. А. Фраерман, С. В. Егоров, В. В. Больгинов, А. Б. Шкарин, В. С. Столяров // Письма в ЖЭТФ. – 2012. – Т. 95. – С. 113-123.
- [73] Otani Y. *Magnetostatic interactions between magnetic arrays and superconducting thin films* / Y. Otani, B. Pannetier, J. P. Nozières, D. Givord // Journ. Magn. Magn. Mater. – 1993. – Vol. 126. – P. 622-625.
- [74] Martin J. I. *Flux pinning in a superconductor by an array of submicrometer magnetic dots* / J. I. Martin, M. Vélez, J. Nogués, I. K. Schuller // Phys. Rev. Lett. – 1997. – Vol. 79. – P. 1929–1932.
- [75] Martin J. I. *Artificially induced reconfiguration of the vortex lattice by arrays of magnetic dots* / J. I. Martin, M. Vélez, A. Hoffmann, I. K. Schuller, J. L. Vicent // Phys. Rev. Lett. – 1999. – Vol. 83. – P. 1022–1025.
- [76] Morgan D. J. *Asymmetric flux pinning in a regular array of magnetic dipoles* / D. J. Morgan, J. B. Ketterson // Phys. Rev. Lett. – 1998. – Vol. 80. – P. 3614–3617.
- [77] Van Bael M. J. *Magnetic properties of submicron Co islands and their use as artificial pinning centers* / M. J. Van Bael, K. Temst, V. V. Moshchalkov, Y. Bruynseraede // Phys. Rev. B – 1999. – Vol. 59. – P. 14674–14679.

- [78] Van Bael M. J. *Local observation of field polarity dependent flux pinning by magnetic dipoles* / M. J. Van Bael, J. Bekaert, K. Temst, L. Van Look, V. V. Moshchalkov, Y. Bruynseraede, Y. Howells, A. N. Grigorenko, S. J. Bending, G. Borghs // *Phys. Rev. Lett.* – 2001. – Vol. 86. – P. 155–158.
- [79] Lange M. *Asymmetric flux pinning in laterally nanostructured ferromagnetic/superconducting bilayers* / M. Lange, M. J. Van Bael, L. Van Look, K. Temst, J. Swerts, G. Güntherodt, V. V. Moshchalkov, Y. Bruynseraede // *Europhys. Lett.* – 2001. – Vol. 53. – P. 646–652.
- [80] Lange M. *Asymmetric flux pinning in laterally nanostructured ferromagnetic/superconducting bilayers* / M. Lange, M. J. Van Bael, L. Van Look, K. Temst, J. Swerts, G. Güntherodt, V. V. Moshchalkov, Y. Bruynseraede // *Europhys. Lett.* – 2002. – Vol. 57. – P. 149–150.
- [81] Lange, M. *Nanoengineered magnetic-field-induced superconductivity* / M. Lange, M. J. Van Bael, Y. Bruynseraede, V. V. Moshchalkov // *Phys. Rev. Lett.* – 2003. – Vol. 90. – N. 197006.
- [82] Lange M. *Phase diagram of a superconductor–ferromagnet bilayer* / M. Lange, M. J. Van Bael, V. V. Moshchalkov // *Phys. Rev.* – 2003. – Vol. 68. – N. 174522.
- [83] Yang Z. *Domain-wall superconductivity in superconductor–ferromagnet hybrids* / Z. Yang, M. Lange, A. Volodin, R. Szymczak, V. V. Moshchalkov // *Nature Mater.* – 2004. – Vol. 3. – P. 793–798.
- [84] Lange M. *Magnetic-domain-controlled vortex pinning in a superconductor/ferromagnet bilayer* / M. Lange, M. J. Van Bael, V. V. Moshchalkov, Y. Bruynseraede // *Appl. Phys. Lett.* – 2002. – Vol. 81. – P. 322–324.
- [85] Genenko Yu. A. *Large predicted self-field critical current enhancements in superconducting strips using magnetic screens* / Yu. A. Genenko, A. Usoskin, H. C. Freyhardt // *Phys. Rev. Lett.* – 1999. – Vol. 83. – P. 3045–3048.
- [86] Genenko Y. A. *Overcritical states of a superconductor strip in a magnetic environment* / Y. A. Genenko, A. Snezhko, H. C. Freyhardt // *Phys. Rev. B.* – 2000. – Vol. 62. – P. 3453–3472.
- [87] Genenko Y. A. *A novel magnet/superconductor heterostructure for high-field applications* / Y. A. Genenko, H. Rauh, A. Snezhko // *Supercond. Sci. Technol.* – 2001. – Vol. 14. – P. 699–703.
- [88] Genenko Yu. A. *Superconductor strip near a magnetic wall of finite thickness* / Yu. A. Genenko, A. V. Snezhko // *Journ. Appl. Phys.* – 2002. – Vol. 92. – P. 357–360.
- [89] Genenko Y. A. *Virgin magnetization of a magnetically shielded superconductor wire: theory and experiment* / Y. A. Genenko, S. V. Yampolskii, A. V. Pan // *Appl. Phys. Lett.* – 2004. – Vol. 84. – P. 3921–3923.
- [90] Milošević M. V. *Mesoscopic field and current compensator based on a hybrid superconductor–ferromagnet structure* / M. V. Milošević, G. R. Berdiyrov, F. M. Peeters // *Phys. Rev. Lett.* – 2005. – Vol. 95. – N. 147004.
- [91] Morelle M. *Enhanced critical currents through field compensation with magnetic strips* / M. Morelle, V. V. Moshchalkov // *Appl. Phys. Lett.* – 2006. – Vol. 88. – N. 172507.
- [92] Vodolazov D. Y. *Considerable enhancement of the critical current in a superconducting film by a magnetized magnetic strip* / D. Y. Vodolazov, B. A. Gribkov, S. A. Gusev, A. Y. Klimov, Y. N. Nozdrin, V. V. Rogov, S. N. Vdovichev // *Phys. Rev. B.* – 2005. – Vol. 72. – N. 064509.
- [93] Vodolazov D. Y. *Strong influence of a magnetic layer on the critical current of Nb bridge in finite magnetic fields due to surface barrier effect* / D. Y. Vodolazov, B. A. Gribkov, A. Yu. Klimov, V. V. Rogov, S. N. Vdovichev // *Appl. Phys. Lett.* – 2009. – Vol. 94. – N. 012508.

- [94] Majoros M. *Transport ac losses and screening properties of Bi-2223 multifilamentary tapes covered with magnetic materials* / M. Majoros, B. A. Glowacki, A. M. Campbell // *Physica C*. – 2000. – Vol. 338. – P. 251-262.
- [95] Garcia-Santiago A. *Enhanced pinning in a magnetic-superconducting bilayer* / A. Garcia-Santiago, F. Sánchez, M. Varela, J. Tejada // *Appl. Phys. Lett.* – 2004. – Vol. 77. – P. 2900-2902.
- [96] Touitou N. *Nonsymmetric current–voltage characteristics in ferromagnet/superconductor thin film structures* / N. Touitou, P. Bernstein, J. F. Hamet, Ch. Simon, L. Mechin, J. P. Contour, E. Jacquet // *Appl. Phys. Lett.* – 2004. – Vol. 85. – P. 1742–1744.
- [97] Horvat J. *Improvement of critical current in MgB₂/Fe superconducting wires by a ferromagnetic sheath* / J. Horvat, X. L. Wang, S. Soltanian, S. X. Dou // *Appl. Phys. Lett.* – 2002. – Vol. 80. – P. 829-831.
- [98] Horvat J. *Interaction between superconductor and ferromagnetic domains in iron sheath: Peak effect in MgB₂/Fe wires* / J. Horvat, W. K. Yeoh, L. M. Miller // *Appl. Phys. Lett.* – 2005. – Vol. 87. – N. 102503.
- [99] Jooss Ch. *Combined experimental and theoretical study of field and current conditioning in magnetically shielded superconducting films* / Ch. Jooss, B. Brinkmeier, H. Heese // *Phys. Rev. B*. – 2005. – Vol. 72. – N. 144516.
- [100] Alamgir A. K. M. *Experiment of enhancing critical current in Bi-2223/Ag tape by means of ferromagnetic shielding* / A. K. M. Alamgir, C. Gu, Z. Han // *Physica C*. – 2005. – Vol. 432. – P. 153.
- [101] Gömöry F. *Improvement of the self-field critical current of a high- T_c superconducting tape by the edge cover from soft ferromagnetic material* / F. Gömöry // *Appl. Phys. Lett.* – 2006. – Vol. 89. – N. 072506.
- [102] Gömöry F. *Reduction of ac transport and magnetization loss of a high- T_c superconducting tape by placing soft ferromagnetic materials at the edges* / F. Gömöry, J. Šouc, M. Vojenčiak, A. K. Alamgir, Z. Han, Ch. Gu // *Appl. Phys. Lett.* – 2007. – Vol. 90. – N. 092506.
- [103] Belkin A. *Tunable transport in magnetically coupled MoGe/Permalloy hybrids* / A. Belkin, V. Novosad, M. Iavarone, J. Fedor, J. E. Pearson, A. Petrean-Troncalli, G. Karapetrov // *Appl. Phys. Lett.* – 2008. – Vol. 93. – N. 072510.
- [104] Belkin A. *Superconductor/ferromagnet bilayers: influence of magnetic domain structure on vortex dynamics* / A. Belkin, V. Novosad, M. Iavarone, J. Pearson, G. Karapetrov // *Phys. Rev. B*. – 2008. – Vol. 77. – N. 180506.
- [105] Vlasko-Vlasov V. K. *Soft magnetic lithography and giant magnetoresistance in superconducting/ferromagnetic hybrids* / V. K. Vlasko-Vlasov, U. Welp, A. Imre, D. Rosenmann, J. Pearson, W. K. Kwok // *Phys. Rev. B*. – 2008. – Vol. 78. – N. 214511.
- [106] Vlasko-Vlasov V. *Guiding superconducting vortices with magnetic domain walls* / V. Vlasko-Vlasov, U. Welp, G. Karapetrov, V. Novosad, D. Rosenmann, M. Iavarone, A. Belkin, W.-K. Kwok // *Phys. Rev. B*. – 2008. – Vol. 77. – N. 134518.
- [107] Fritzsche J. *Highly transparent superconducting-normal junctions induced by local fields of magnetic domains in a homogeneous superconductor* / J. Fritzsche, R. B. G. Kramer, V. V. Moshchalkov // *Phys. Rev. B*. – 2009. – Vol. 80. – N. 094514.
- [108] Iavarone M. *Visualizing domain wall and reverse domain superconductivity* / M. Iavarone, S. A. Moore, J. Fedor, S. T. Ciocys, G. Karapetrov, J. Pearson, V. Novosad, S. D. Bader // *Nature Commun.* – 2014. – Vol. 5. – N. 4766.

- [109] Ando F. *Observation of superconducting diode effect* / F. Ando, Y. Miyasaka, T. Li, J. Ishizuka, T. Arakawa, Y. Shiota, T. Moriyama, Y. Yanase, T. Ono // *Nature*. – 2020. – Vol. 584. – P. 373–376. – DOI. 10.1038/s41586-020-2590-4.
- [110] Dolan G. J. *Properties of superconducting weak links formed by magnetically weakening a short length of a uniform aluminum film* / G. J. Dolan, J. E. Lukens // *IEEE Trans. Magn.* – 1977. – Vol. 13. – P. 581–584.
- [111] Clinton T. W. *Nonvolatile switchable Josephson junctions* / T. W. Clinton, M. Johnson // *J. Appl. Phys.* – 1999. – Vol. 85. – P. 1637–1643.
- [112] Clinton T. W. *Magnetoquenched superconducting valve with bilayer ferromagnetic film for uniaxial switching* / T. W. Clinton, M. Johnson // *Appl. Phys. Lett.* – 2000. – Vol. 76. – P. 2116–2118.
- [113] Clinton T. W. *Advances in the development of the magnetoquenched superconducting valve: integrated control lines and a Nb-based device* / T. W. Clinton, P. R. Broussard, M. Johnson // *J. Appl. Phys.* – 2002. – Vol. 91. – P. 1371–1377.
- [114] Eom J. *Switchable superconducting quantum interferometers* / J. Eom, M. Johnson // *Appl. Phys. Lett.* – 2001. – Vol. 79. – P. 2486–2488.
- [115] *Connectivity and superconductivity* / J. Berger, J. Rubinstein (Eds) // Springer. Lecture notes in physics. – 2000. – 256 p.
- [116] Chibotaru L. F. *Ginzburg–Landau description of confinement and quantization effects in mesoscopic superconductors* / L. F. Chibotaru, A. Ceulemans, M. Morelle, G. Teniers, C. Carballeira, V. V. Moshchalkov // *J. Math. Phys.* – 2005. – Vol. 46. – N. 095108.
- [117] Moshchalkov V. V. *Nanostructured superconductors* / V. V. Moshchalkov, J. Fritzsche // World Scientific Publishing. – 2011. – 299 p.
- [118] Saint–James D. *Onset of superconductivity in decreasing fields* / D. Saint–James, P. G. de Gennes // *Phys. Lett.* – 1963. – Vol. 7. – P. 306–308.
- [119] Hempstead C. F. *Resistive transition and surface effects in type–II superconductors* / C. F. Hempstead, Y. B. Kim // *Phys. Rev. Lett.* – 1964. – Vol. 12. – P. 145–148.
- [120] Smith F. T. J. *Surface superconductivity in tantalum* / F. T. J. Smith, H. C. Gatos // *J. Appl. Phys.* – 1968. – Vol. 39. – P. 3793.
- [121] Kirschenbaum J. *Superconducting critical fields in niobium and niobium containing oxygen* / J. Kirschenbaum // *Phys. Rev. B.* – 1975. – Vol. 12. – P. 3690.
- [122] Strongin M. *Surface superconductivity in type I and type II superconductors* / M. Strongin, A. Paskin, D. G. Schweitzer, O. F. Kammerer, P. P. Craig // *Phys. Rev. Lett.* – 1964. – Vol. 12. – P. 442.
- [123] de la Cruz F. *Variation of the ratio H_{c3}/H_{c2} in the immediate vicinity of T_c* / F. de la Cruz, M. D. Maloney, M. Cardona // *Phys. Rev.* – 1969. – Vol. 187. – P. 766.
- [124] Rollins R. W. *Anomalous H_{c3}/H_{c2} near T_c in Pb–In and critical phenomena in the superconducting sheath* / R. W. Rollins, R. L. Cappelletti, J. H. Fearday // *Phys. Rev. B.* – 1970. – Vol. 2, – P. 105.
- [125] Hopkins J. R. *Surface superconductivity in niobium and niobium–tantalum alloys* / J. R. Hopkins, D. K. Finnemore // *Phys. Rev. B.* – 1974. – Vol. 9. – P. 108; Erratum: *Phys. Rev. B.* – 1974. – Vol. 10. – P. 1135.
- [126] Schweitzer D. G. *Experimental evidence for a surface mechanism for hysteresis in low- κ type–II superconductors* / D. G. Schweitzer, B. Bertman // *Phys. Rev.* – 1966. – Vol. 152. – P. 293.

- [127] McEvoy J. P. *Nucleation of superconductivity in tantalum in a decreasing magnetic field* / J. P. McEvoy, D. P. Jones, J. G. Park // Phys. Rev. Lett. – 1969. – Vol. 22. – P. 229.
- [128] Brunet Y. *Dynamical properties of type-II superconductors: An experimental study* / Y. Brunet, P. Monceau, G. Waysand // Phys. Rev. B. – 1974. – Vol. 10. – P. 1927.
- [129] Strongin M. *Superconducting tunneling at high magnetic fields and possible evidence for Ginzburg surface superconductivity* / M. Strongin, A. Paskin, O. F. Kammerer, M. Garber // Phys. Rev. Lett. – 1965. – Vol. 14. – P. 362.
- [130] Ning Y. X. *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, Xi Chen, J. F. Jia, Q. K. Xue // Europhys. Lett. – 2009. – Vol. 85. – N. 27004.
- [131] Cren T. *Ultimate vortex confinement studied by scanning tunneling spectroscopy* / T. Cren, D. Fokin, F. Debontridder, V. Dubost, D. Roditchev // Phys. Rev. Lett. – 2009. – Vol. 102. – N. 127005.
- [132] Cren T. *Vortex fusion and giant vortex states in confined superconducting condensates* / T. Cren, L. Serrier-Garcia, F. Debontridder, D. Roditchev // Phys. Rev. Lett. – 2011. – Vol. 107. – N. 097202.
- [133] Little W. A. *Observation of quantum periodicity in the transition temperature of a superconducting cylinder* / W. A. Little, R. D. Parks // Phys. Rev. Lett. – 1962. – Vol. 9. – P. 9–12.
- [134] Parks R. D. *Fluxoid quantization in a multiply-connected superconductors* / R. D. Parks, W. A. Little // Phys. Rev. – 1964. – Vol. 133. – P. A97–103.
- [135] Mel'nikov A. S. *Vortex states and magnetization curve of square mesoscopic superconductors* / A. S. Mel'nikov, I. M. Nefedov, D. A. Ryzhov, I. A. Shereshevskii, V. M. Vinokur, P. P. Vysheslavtsev // Phys. Rev. B. – 2002. – Vol. 65. – N. 140503(R).
- [136] Vodolazov D. Y. *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 // Phys. Rev. B. – 2005. – Vol. 71. – N. 184502.
- [137] Van de Vondel J. *Vortex–rectification effects in films with periodic asymmetric pinning* / J. Van de Vondel, C. C. de Souza Silva, B. Y. Zhu, M. Morelle, V. V. Moshchalkov // Phys. Rev. Lett. – 2005. – Vol. 94. – N. 057003.
- [138] Van de Vondel J. *Diode effects in the surface superconductivity regime* / J. Van de Vondel, C. C. de Souza Silva, V. V. Moshchalkov // Europhys. Lett. – 2007. – Vol. 80. – N. 17006.
- [139] de Souza Silva C. C. *Vortex ratchet effects in films with a periodic array of antidots* / C. C. de Souza Silva, J. Van de Vondel, B. Y. Zhu, M. Morelle, V. V. Moshchalkov // Phys. Rev. B. – 2006. – Vol. 73. – N. 014507.
- [140] de Souza Silva C. C. *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. – P. 651.
- [141] Aladyshkin A. Yu. *The Little-Parks effect and multiquanta vortices in a hybrid superconductor–ferromagnet system* / A. Yu. Aladyshkin, A. S. Mel'nikov, D. A. Ryzhov // J. Phys.: Condens. Matter. – 2003. – Vol. 15. – P. 6591–6597.
- [142] Аладышкин А. Ю. *Особенности структуры смешанного состояния в тонких сверхпроводящих плёнках* / Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук по специальности 01.04.07 – физика конденсированного состояния // Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород. – 2004.

- [143] Carballeira C. *Multiquanta vortex entry and vortex–antivortex pattern expansion in a superconducting microsquare with a magnetic dot* / C. Carballeira, V. V. Moshchalkov, L. F. Chibotaru, A. Ceulemans // *Phys. Rev. Lett.* – 2005. – Vol. 95. – N. 237003.
- [144] Chen Q. H. *Symmetry–breaking effects and spontaneous generation of vortices in hybrid superconductor–ferromagnet nanostructures* / Q. H. Chen, C. Carballeira, V. V. Moshchalkov // *Phys. Rev. B.* – 2006. – Vol. 74. – N. 214519.
- [145] Buck D. A. *The Cryotron – A Superconductive Computer Component* / D. A. Buck // *Proc. IRE.* – 1956. – Vol. 44. – P. 482-493.
- [146] Newhouse V. L. *An improved film cryotron and its application to digital computers* / V. L. Newhouse, J. W. Bremer, H. H. Edwards // *Proc. IRE.* – 1960. – Vol. 44. – P. 1395-1404.
- [147] Lock J. M. *Superconductive switching* / J. M. Lock // *Rep. Prog. Phys.* – 1962. – Vol. 25. – P. 37-62.
- [148] Newhouse V. L. *High-speed superconductive switching element suitable for two-dimensional fabrication* / V. L. Newhouse, J. V. Bremer // *J. Appl. Phys.* – 1959. – Vol. 30. – P. 1458-1459
- [149] Bremer J. W. *Superconductive devices* / J. W. Bremer // McGraw-Hill, New York. – 1962.
- [150] Newhouse V. L. *Superconductive devices* in *Superconductivity*, edited by R. D. Parks / V. L. Newhouse // Marcel Dekker, New York. – 1969. – Vol. 2. – Chap. 22.
- [151] Pannetier B. *Nucleation of superconductivity in a thin film in a spatially modulated magnetic field* / B. Pannetier, S. Rodts, J. L. Genicon, Y. Otani, J. P. Nozières // chapter in *Macroscopic Quantum Phenomena and Coherence in Superconducting Networks*. Singapore: World Scientific. – 1995. – P. 17–24.
- [152] Menghini M. *Patterns close to the critical field in type-I superconductors* / M. Menghini and R. J. Wijngaarden // *Phys. Rev. B.* – 2007. – Vol. 75. – N. 014529.
- [153] Webb G. W. *Superconductivity in the elements, alloys and simple compounds* / G. W. Webb, F. Marsiglio, J. E. Hirsch // *Physica C.* – 2015. – Vol. 514. – P. 17-27.
- [154] Nishio T. *Superconductivity of nanometer–size Pb islands studied by low–temperature scanning tunneling microscopy* / T. Nishio, M. Ono, T. Eguchi, H. Sakata, Y. Hasegawa // *Appl. Phys. Lett.* – 2006. – Vol. 88. – N. 113115.
- [155] Nishio T. *Superconducting Pb island nanostructures studied by scanning tunneling microscopy and spectroscopy* / T. Nishio, T. An, A. Nomura, K. Miyachi, T. Eguchi, H. Sakata, S. Lin, N. Hayashi, N. Nakai, M. Machida, Y. Hasegawa // *Phys. Rev. Lett.* – 2008. – Vol. 101. – N. 167001.
- [156] Ning Y. X. *Vortex properties of two–dimensional superconducting Pb films* / Y. X. Ning, C. L. Song, Y. L. Wang, X. Chen, J. F. Jia, Q. K. Xue, X. C. Ma // *J. Phys.: Condens. Matt.* – 2010. – Vol. 22. – N. 065701.
- [157] Moore S. A. *Low–temperature scanning tunneling microscopy and spectroscopy measurements of ultrathin Pb films* / S. A. Moore, J. Fedor, M. Iavarone // *Supercond. Sci. Technol.* – 2015. – Vol. 28. – N. 045003.
- [158] Roditchev D. *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. 332-337.
- [159] Jaeger H. M. *Superconductivity modulated by quantum size effects* / H. M. Jaeger, D. B. Haviland, B. G. Orr, A. M. Goldman // *Phys. Rev. B.* – 1989. – Vol. 40. – P. 182–196.

- [160] Phillips J. C. *Further evidence for the coexistence of localized and extended states in atomically and electronically disordered solids* / J. C. Phillips // Phys. Rev. B. – 1990. – Vol. 42. – P. 2825–2830.
- [161] Liu Y. *Insulator-to-superconductor transition in ultrathin films* / Y. Liu, D. B. Haviland, B. Nease, A. M. Goldman // Phys. Rev. B. – 1993. – Vol. 47. – P. 5931–5946.
- [162] Kagawa K. *Superconductor-insulator transition in ultrathin Pb films: Localization and superconducting coherence* K. Kagawa, K. Inagaki, S. Tanda // Phys. Rev. B. – 1996. – Vol. 53. – P. R2979–R2982.
- [163] Altfeder I. B. *Anisotropic metal-insulator transition in epitaxial thin films* / I. B. Altfeder, X. Liang, T. Yamada, D. M. Chen, V. Narayanamurti // Phys. Rev. Lett. – 2004. – Vol. 92. – N. 226404.
- [164] Guo Y. *Onset of superconductivity in ultrathin granular metal films* / Y. Guo, Y.-F. Zhang, X.-Y. Bao, T.-Z. Han, Z. Tang, L.-X. Zhang, W.-G. Zhu, E. G. Wang, Q. Niu, Z. Q. Qiu, J.-F. Jia, Z.-X. Zhao, Q.-K. Xue // Phys. Rev. B. – 2004. – Vol. 306. – P. 1915-1917.
- [165] Brun C. *Reduction of the superconducting gap of ultrathin Pb islands grown on Si(111)* / C. Brun, I.-Po Hong, F. Patthey, I. Yu. Sklyadneva, R. Heid, P. M. Echenique, K. P. Bohnen, E. V. Chulkov, W.-D. Schneider // Phys. Rev. Lett. – 2009. – Vol. 102. – N. 207002.
- [166] Bao X.-Y. *Quantum size effects on the perpendicular upper critical field in ultrathin lead films* / X.-Y. Bao, Y.-F. Zhang, Y. Wang, J.-F. Jia, Q.-K. Xue, X. C. Xie, Z.-X. Zhao // Phys. Rev. Lett. – 2005. – Vol. 95. – N. 247005.
- [167] Eom, D. *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. – N. 027005.
- [168] Özer M. M. *Robust superconductivity in quantum-confined Pb: Equilibrium and irreversible superconductive properties* / M. M. Özer, J. R. Thompson, and H. H. Weitering // Phys. Rev. B. – 2006. – Vol. 74. – N. 235427.
- [169] Özer M. M. *Tuning the quantum stability and superconductivity of ultrathin metal alloys* / M. M. Özer, Y. Jia, Z. Zhang, J. R. Thompson, H. H. Weitering // Science. – 2007. – Vol. 316. – P. 1594-1597.
- [170] Qin S. *Superconductivity at the two-dimensional limit* / S. Qin, J. Kim, Q. Niu, C.-K. Shih // Science. – 2009. – Vol. 324. – P. 1314-1317.
- [171] Guan Z.-L. *Sample-size dependence of the superconducting transition of ribbon-shaped Pb nanocrystals studied by scanning tunneling spectroscopy* / Z.-L. Guan, Y.-X. Ning, C.-L. Song, J. Wang, J.-F. Jia, X. Chen, Q.-K. Xue, X. Ma // Phys. Rev. B. – 2010. – Vol. 81. – N. 054516.
- [172] Gardner H. J. *Enhancement of superconductivity by a parallel magnetic field in two-dimensional superconductors* / H. J. Gardner, A. Kumar, L. Yu, P. Xiong, M. P. Warusawithana, L. Wang, O. Vafek, D. G. Schlom // Nature Phys. – 2011. – Vol. 7. – P. 895–900.
- [173] Nam H. *Ultrathin two-dimensional superconductivity with strong spin-orbit coupling* / H. Nam, H. Chen, T. Liu, J. Kim, C. Zhang, J. Yong, T. R. Lemberger, P. A. Kratz, J. R. Kirtley, K. Moler, P. W. Adams, A. H. MacDonald, C.-K. Shih // PNAS. – 2016. Vol. 113. – P. 10513-10517.
- [174] Zhang T. *Superconductivity in one-atomic-layer metal films grown on Si(111)* / T. Zhang, P. Cheng, W.-J. Li, Y.-J. Sun, G. Wang, X.-G. Zhu, K. He, L. Wang, X. Ma, Xi Chen, Y. Wang, Y. Liu, H.-Q. Lin, J.-F. Jia, Q.-K. Xue // Nature Physics. – 2010. – Vol. 6. – P. 104-108.

- [175] Brun C. *Remarkable effects of disorder on superconductivity of single atomic layers of lead on silicon* / C. Brun, T. Cren, V. Cherkez, F. Debontridder, S. Pons, D. Fokin, M. C. Tringides, S. Bozhko, L. B. Ioffe, B. L. Altshuler, D. Roditchev // *Nature Phys.* – 2014. – Vol. 10. – P. 444-450. – DOI: 10.1038/NPHYS2937.
- [176] Kim J. *Visualization of geometric influences on proximity effects in heterogeneous superconductor thin films* / J. Kim, V. Chua, G. A. Fiete, H. Nam, A. H. MacDonald, C.-K. Shih // *Nature Physics.* – 2014. – Vol. 8. – P. 464-469.
- [177] Cherkez V. *Proximity effect between two superconductors spatially resolved by scanning tunneling spectroscopy* / V. Cherkez, J. C. Cuevas, C. Brun, T. Cren, G. Menard, F. Debontridder, V. S. Stolyarov, D. Roditchev // *Phys. Rev. X.* – 2014. – Vol. 4. – N. 011033.
- [178] Matetskiy A. V. *Two-dimensional superconductor with a giant Rashba effect: One-atom-layer Tl-Pb compound on Si(111)* / A. V. Matetskiy, S. Ichinokura, L. V. Bondarenko, A. Y. Tupchaya, D. V. Gruznev, A. V. Zotov, A. A. Saranin, R. Hobara, A. Takayama, S. Hasegawa // *Phys. Rev. Lett.* – 2015. – Vol. 115. – N. 147003.
- [179] Kim H. *Superconducting proximity effect on a Rashba-split Pb/Ge(111)- $\beta\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ surface* / H. Kim, Y. Miyata, Y. Hasegawa // *Supercond. Sci. Technol.* – 2016. – Vol. 29. – N. 084006.
- [180] Nakamura T. *Superconducting single-atomic-layer Tl-Pb compounds on Ge(111) and Si(111) surfaces* / T. Nakamura, A. Takayama, R. Hobara, D. V. Gruznev, A. V. Zotov, A. A. Saranin, S. Hasegawa // *Appl. Surf. Sci.* – 2019. – Vol. 479. – P. 679–684.
- [181] Brun C. *Review of 2D superconductivity: the ultimate case of epitaxial monolayers (Topical Review)* / C. Brun, T. Cren, D. Roditchev // *Supercond. Sci. Technol.* – 2017. – Vol. 30. – N. 013003.
- [182] Saito Y. *Highly crystalline 2D superconductors* / Y. Saito, T. Nojima, Y. Iwasa // *Nature Rev. Mater.* – 2017. – Vol. 2. – N. 16094. – DOI: 10.1038/natrevmats.2016.94.
- [183] Qi X.-L. *Topological insulators and superconductors* / X.-L. Qi, S.-C. Zhang // *Rev. Mod. Phys.* – 2010. – Vol. 83. – P. 1057.
- [184] Yaji K. *Large Rashba spin splitting of a metallic surface-state band on a semiconductor surface* / K. Yaji, Y. Ohtsubo, S. Hatta, H. Okuyama, K. Miyamoto, T. Okuda, A. Kimura, H. Namatame, M. Taniguchi, T. Aruga // *Nature Commun.* – 2010. – Vol. 1. – N. 17. – DOI: 10.1038/ncomms1016.
- [185] Hatta S. *Anomalous electrical conduction in a monatomic Pb layer on Ge(111)* / S. Hatta, T. Noma, H. Okuyama, T. Aruga // *Phys. Rev. B.* – 2014. – Vol. 90. – N. 245407.
- [186] Gruznev D. V. *A strategy to create spin-split metallic bands on silicon using a dense alloy layer* / D. V. Gruznev, L. V. Bondarenko, A. V. Matetskiy, A. A. Yakovlev, A. Y. Tupchaya, S. V. Eremeev, E. V. Chulkov, J.-P. Chou, C.-M. Wei, M.-Y. Lai, Y.-L. Wang, A. V. Zotov, A. A. Saranin // *Scientific Reports.* – 2015. – Vol. 4. – N. 4742. – DOI: 10.1038/srep04742.
- [187] Gruznev D. V. *2D Tl-Pb compounds on Ge(111) surface: atomic arrangement and electronic band structure* / D. V. Gruznev, L. V. Bondarenko, A. Y. Tupchaya, S. V. Eremeev, A. N. Mihalyuk, J. P. Chou, C. M. Wei, A. V. Zotov, A. A. Saranin // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 2017. – Vol. 29. – N. 035001.
- [188] Gruznev D. V. *One-atom-layer compounds on silicon and germanium* / D. V. Gruznev, A. V. Zotov, A. A. Saranin // *Japan. Journ. Appl. Phys.* – 2017. – Vol. 56. – N. 08LA01.
- [189] Mihalyuk A. N. *One-atom-layer 4×4 compound in (Tl, Pb)/Si(111) system* / A. N. Mihalyuk, C. R. Hsing, C. M. Wei, D. V. Gruznev, L. V. Bondarenko, A. Y. Tupchaya, A. V. Zotov, A. A. Saranin // *Surf. Sci.* – 2017. – Vol. 657. – P. 63–68.

- [190] Calleja F. *Spatial variation of a giant spin-orbit effect induces electron confinement in graphene on Pb islands* / F. Calleja, H. Ochoa, M. Garnica, S. Barja, J. J. Navarro, A. Black, M. M. Otrokov, E. V. Chulkov, A. Arnau, A. L. Vázquez de Parga, F. Guinea, R. Miranda // *Nature Phys.* – 2015. – Vol. 11. – P. 43–47. – DOI: 10.1038/NPHYS3173.
- [191] Ménard G. C. *Two-dimensional topological superconductivity in Pb/Co/Si(111)* / G. C. Ménard, S. Guissart, C. Brun, R. T. Leriche, M. Trif, F. Debontridder, D. Demaille, D. Roditchev, P. Simon, T. Cren // *Nature Commun.* – 2017. – Vol. 8. – N. 2040. – DOI 10.1038 s41467-017-02192-x.
- [192] Altfeder I. B. *Electron fringes on a quantum wedge* / I. B. Altfeder, K. A. Matveev, D. M. Chen // *Phys. Rev. Lett.* – 1997. – Vol. 78. – P. 2815–2818.
- [193] Altfeder I. B. *Imaging buried interfacial lattices with quantized electrons* / I. B. Altfeder, D. M. Chen, K. A. Matveev // *Phys. Rev. Lett.* – 1998. – Vol. 80. – P. 4895–4898.
- [194] Altfeder I. B. *Imaging subsurface reflection phase with quantized electrons* / I. B. Altfeder, V. Naranayanamurti, D. M. Chen // *Phys. Rev. Lett.* – 2002. – Vol. 88. – N. 206801.
- [195] Su W. B. *Correlation between quantized electronic states and oscillatory thickness relaxations of 2D Pb islands on Si(111)-(7 × 7) surfaces* / W. B. Su, S. H. Chang, W. B. Jian, C. S. Chang, L. J. Chen, T. T. Tsong // *Phys. Rev. Lett.* – 201. – Vol. 86. – P. 5116–5119.
- [196] Hsu C. C. *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 // *Surf. Sci.* – 2010. – Vol. 604. – P. 1–5.
- [197] Hong I.-P. *Decay mechanisms of excited electrons in quantum-well states of ultrathin Pb islands grown on Si(111): Scanning tunneling spectroscopy and theory* / I-Po Hong, C. Brun, F. Patthey, I. Yu. 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. – N. 081409.
- [198] Комник Ю. Ф. *Обнаружение квантовых осцилляций проводимости в тонких пленках сурьмы* / Ю. Ф. Комник, Е. И. Бухштаб // *Письма в ЖЭТФ.* – 1967. – Т. 6. – С. 536–540.
- [199] Комник Ю. Ф. *Квантовые размерные эффекты в тонких пленках олова* / Ю. Ф. Комник, Е. И. Бухштаб // *Письма в ЖЭТФ.* – 1968. – Т. 8. – С. 9–14.
- [200] Jałochowski M. *Quantum size and surface effects in the electrical resistivity and high-energy electron reflectivity of ultrathin lead films* / M. Jałochowski, E. Bauer // *Phys. Rev. B.* – 1998. – Vol. 38. – P. 5272.
- [201] Jałochowski M. *Experimental evidence for quantum-size-effect fine structures in the resistivity of ultrathin Pb and Pb-In films* / M. Jałochowski, E. Bauer, H. Knoppe, G. Lilienkamp // *Phys. Rev. B.* – 1992. – Vol. 45. – P. 13607–13613.
- [202] Jałochowski M. *Pb layer-by-layer growth at very low temperatures* / M. Jalochoowski, M. Hoffmann, E. Bauer // *Phys. Rev. B.* – 1995. – Vol. 51. – P. 7231–7238.
- [203] Miyata N. *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 // *Phys. Rev. B.* – 2008. – Vol. 78. – N. 245405.
- [204] Jałochowski M. *Quantized Hall effect in ultrathin metallic films* / M. Jałochowski, M. Hoffman, E. Bauer // *Phys. Rev. B.* – 1996. – Vol. 76. – P. 4227–4229.
- [205] Vilfan I. *Anomalous thickness dependence of the Hall effect in ultrathin Pb layers on Si(111)* / I. Vilfan, M. Henzler, Pfennigstorf, H. Pfnür // *Phys. Rev. B.* – 2002. – Vol. 66. – N. 241306.

- [206] Mans A. *Quantum electronic stability and spectroscopy of ultrathin Pb films on Si(111)7 × 7* / A. Mans, J. H. Dil, A. R. H. F. Ettema, H. H. Weiering // Phys. Rev. B. – 2002. – Vol. 66. – N. 195410.
- [207] Milun M. *Quantum oscillations in Pb/Si (111) heterostructure system* / M. Milun, P. Pervan, D. P. Woodruff // Rep. Prog. Phys. – 2002. – Vol. 65. – P. 99–141.
- [208] Upton M. H. *Unusual band dispersion in Pb films on Si(111)* / M. H. Upton, T. Miller, T.-C. Chiang // Phys. Rev. B. – 2005. – Vol. 71. – N. 033403.
- [209] Dil J. H. *Electron localization in metallic quantum wells: Pb versus In on Si(111)* / J. H. Dil, J. W. Kim, Th. Kampen, K. Horn, A. R. H. F. Ettema // Phys. Rev. B. – 2006. – Vol. 73. – N. 161308.
- [210] Dil J. H. *Rashba-type spin-orbit splitting of quantum well states in ultrathin Pb films* / J. H. Dil, F. Meier, J. Lobo-Checa, L. Patthey, G. Bihlmayer, J. Osterwalder // Phys. Rev. Lett. – 2008. – Vol. 101. – N. 266802.
- [211] Dil J. H. *Influence of the substrate lattice structure on the formation of quantum well states in thin In and Pb films on silicon* / J. H. Dil, B. Hülsen, T. U. Kampen, P. Kratzer, K. Horn // J. Phys.: Condens. Matter. – 2010. – Vol. 22. – N. 135008.
- [212] Ricci D. A. *Analyticity of the phase shift and reflectivity of electrons at a metal–semiconductor interface* / D. A. Ricci, Y. Liu, T. Miller, T.-C. Chiang // Phys. Rev. B. – 2009. – Vol. 79. – N. 195433.
- [213] Slomski B. *Controlling the effective mass of quantum well states in Pb/Si(111) by interface engineering* / B. Slomski, F. Meier, J. Osterwalder, J. H. Dil // Phys. Rev. B. – 2011. – Vol. 83. – N. 035409.
- [214] Chiang T.-C. *Photoemission studies of quantum well states in thin films* / T.-C. Chiang // Surf. Sci. Rep. – 2000. – Vol. 39. – P. 181–235.
- [215] McRae E. G. *Electronic surface resonances of crystals* / E. G. McRae // Rev. Mod. Phys. – 1979. – Vol. 51. – P. 541-568.
- [216] Smith N. V. *Phase analysis of image states and surface states associated with nearly-free-electron band gaps* / N. V. Smith // Phys. Rev. B. – 1985. – Vol. 32. – P. 3549.
- [217] Echenique P. M. *The existence and detection of Rydberg states at surfaces* / P. M. Echenique, J. B. Pendry // J. Phys. C: Solid State Phys. – 1978. – Vol. 11. – P. 2065-2075.
- [218] Echenique P. M. *Theory of image states at metal surfaces* / P. M. Echenique, J. B. Pendry // Prog. Surf. Sci. – 1990. – Vol. 82. – P. 111-172.
- [219] Chulkov E. V. *Image potential states on metal surfaces: binding energies and wave functions* / E. V. Chulkov, V. M. Silkin, P. M. Echenique // Surf. Sci. – 1999. – Vol. 437. – P. 330–352.
- [220] Garcia N. *Image states: Binding energies, effective masses, and surface corrugation* / N. Garcia, B. Reihl, K. H. Frank, A. R. Williams // Phys. Rev. Lett. – 1985. – Vol. 54. – P. 591-594.
- [221] Höfer U. *Time-resolved coherent photoelectron spectroscopy of quantized electronic states on metal surfaces* / U. Höfer, I. L. Shumay, Ch. Reuß, U. Thomann, W. Wallauer, Th. Fauster // Science. – 1997. – Vol. 277. – P. 1480-1482.
- [222] Gundlach K. H. *Zur berechnung des tunnelstroms durch eine trapezförmige potentialstufe* / K. H. Gundlach // Solid-State Electr. – 1966. – Vol. 9. – P. 949-957.
- [223] Kolesnychenko O. Yu. *Field-emission resonance measurements with mechanically controlled break junctions* / O. Yu. Kolesnychenko, Yu. A. Kolesnichenko, O. I. Shklyarevskii, H. van Kempen // Physica B. – 2000. – Vol. 291. – P. 246-255.

- [224] Абрикосов А. А. *Основы теории металлов* / А. А. Абрикосов // М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит. – 1987. – 520 с., ил.
- [225] Шмидт В. В. *Введение в физику сверхпроводников* / В. В. Шмидт // Изд. 2-е, испр. и доп. М.: МЦНМО. – 2000. – 402 с., ил.
- [226] Tinkham M. *Introduction to superconductivity* / M. Tinkham // 2nd ed., McGraw-Hill Inc. – 1996. – 454 p.
- [227] Stejic G. *Effect of geometry on the critical currents of thin films* / G. Stejic, A. Gurevich, E. Kadyrov, D. Christen, R. Joynt, D. C. Larbalestier // Phys. Rev. B. – 1994. – Vol. 49. – P. 1274.
- [228] Максимова Г. М. *Смешанное состояние и критический ток в узких сверхпроводящих пленках* / Г. М. Максимова // Физика твёрдого тела. – 1998. – Т. 40. – С. 1773–1777.
- [229] Ашкрофт Н. *Физика твердого тела, т. 1.* / Н. Ашкрофт, Н. Мермин // М.: Мир. – 1979. – 399 с.
- [230] Ивлев Б. И. *Теория токовых состояний в узких сверхпроводящих каналах* / Б. И. Ивлев, Н. Б. Копнин // УФН. – 1984. – Т. 142. – С. 435–471.
- [231] Ghenim L. *Transport and vortex pinning in micron-size superconducting Nb films* / L. Ghenim, J.-Y. Fortin, G. Wen, X. Zhang, C. Baraduc, J.-C. Villegier // Phys. Rev. B. – 2004. – Vol. 69. – N. 064513.
- [232] Vodolazov D. Y. *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 // Phys. Rev. B. – 2005. – Vol. 71. – N. 184502.
- [233] Elmurodov A. K. *Phase-slip phenomena in NbN superconducting nanowires with leads* / A. K. Elmurodov, F. M. Peeters, D. Y. Vodolazov, S. Michotte, S. Adam, F. de Menten de Horne, L. Piroux, D. Lucot, D. Maily // Phys. Rev. B. – 2008. – Vol. 78. – N. 214519.
- [234] Carapella G. *Asymmetry, bistability, and vortex dynamics in a finite-geometry ferromagnet-superconductor bilayer structure* / G. Carapella, P. Sabatino, and G. Costabile // Phys. Rev. B. – 2010. – Vol. 81. – N. 054503.
- [235] Lin F. P.-J. *High-frequency dynamical response of Abrikosov vortex lattice in flux-flow region* / F. Pei-Jen Lin, P. Matlock // Phys. Rev. B. – 2010. – Vol. 82. – N. 024516.
- [236] Vodolazov D. Yu. *Origin of the hysteresis of the current voltage characteristics of superconducting microbridges near the critical temperature* / D. Yu. Vodolazov, F. M. Peeters // Phys. Rev. B. – 2011. – Vol. 84. – N. 094511.
- [237] Van de Vondel J. *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 // Phys. Rev. Lett. – 2011. – Vol. 106. – N. 137003.
- [238] Gladilin V. N. *Aharonov-Bohm oscillations in the vortex dynamics in superconducting hollow cylinders* / V. N. Gladilin, J. Tempere, J. T. Devreese, V. V. Moshchalkov // Phys. Rev. B. – 2012. – Vol. 86. – N. 104508.
- [239] Serbyn M. *Onset of superconductivity in a voltage-biased normal-superconducting-normal microbridge* / M. Serbyn, M. A. Skvortsov // Phys. Rev. B. – 2013. – Vol. 87. – N. 020501.
- [240] Ota Y. *Full numerical simulations of dynamical response in superconducting single-photon detectors* / Y. Ota, K. Kobayashi, M. Machida, T. Koyama, F. Nori // IEEE Transactions on Appl. Supercond. – 2013. – Vol. 23. – N. 2201105.

- [241] Ландау Л. Д. *Теоретическая физика в 10 т. Т. III. Квантовая механика (нерелятивистская теория)* / Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц // Изд. 5-е, М.: Физматлит. – 2008. – 808 с.
- [242] Шерешевский И. А. *Операторные методы моделирования волновых процессов в низкоразмерных системах* / Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по специальности 05.13.18 – математическое моделирование, численные методы и комплексы программ // Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород. – 2012.
- [243] Brosens F. *Superconductivity in a wedge: analytical variational results* / F. Brosens, J. T. Devreese, V. M. Fomin, V. V. Moshchalkov // Solid State Commun. – 1999. – Vol. 111. – P. 565-569.
- [244] Brosens F. *Superconductivity in a wedge: Analytical variational results II* / F. Brosens, V. M. Fomin, J. T. Devreese, V. V. Moshchalkov // Solid State Commun. – 2007. – Vol. 144. – P. 494-497.
- [245] Fischer G. *Surface nucleation field H_{c3} of pure lead* / G. Fischer // Phys. Rev. Lett. – 1968. – Vol. 20. – P. 268.
- [246] Zeinali A. *Surface superconductivity as the primary cause of broadening of superconducting transition in Nb films at high magnetic fields* / A. Zeinali, T. Golod, V. M. Krasnov // Phys. Rev. B. – 2016. – Vol. 94. – N. 214506.
- [247] Stamopoulos D. *Influence of randomly distributed magnetic nanoparticles on surface superconductivity in Nb films* / D. Stamopoulos, M. Pissas, V. Karanasos, D. Niarchos, I. Panagiotopoulos // Phys. Rev. B. – 2004. – Vol. 70. – N. 054512.
- [248] Scola J. *Voltage noise and surface current fluctuations in the superconducting surface sheath* / J. Scola, A. Pautrat, C. Goupil, L. Méchin, V. Hardy, C. Simon // Phys. Rev. B. – 2005. – Vol. 72. – N. 012507.
- [249] Tsindlekht M. I. *Surface superconducting states in a polycrystalline MgB_2 sample* / M. I. Tsindlekht, G. I. Leviev, V. M. Genkin, I. Felner, P. Mikheenko, J. S. Abell // Phys. Rev. B. – 2006. – Vol. 74. – N. 132506.
- [250] Keller N. *Surface superconductivity in the heavy-fermion superconductor UPt_3* / N. Keller, J. L. Tholence, A. Huxley, J. Flouquet // Phys. Rev. B. – 1996. – Vol. 54. – P. 13188.
- [251] D’Anna G. *Evidence of surface superconductivity in $2H-NbSe_2$ single crystals* // G. D’Anna, P. L. Gammel, A. P. Ramirez, U. Yaron, C. S. Oglesby, E. Bucher, D. J. Bishop // Phys. Rev. B. – 1996. – Vol. 54, – P. 6583.
- [252] Bellau R. V. *Influence of surface condition on the critical currents above H_{c2} in a superconducting tantalum–niobium alloy* / R. V. Bellau // Phys. Lett. – 1966. – Vol. 21. – P. 13.
- [253] Bellau R. V. *Critical surface currents and the angular dependence of the surface critical field of a type II superconductor* / R. V. Bellau // Proc. Phys. Soc. – 1967. – Vol. 91. – P. 144.
- [254] Kirschenbaum J. *Temperature dependence of the surface–sheath nucleation field in strong-coupling superconductors* / J. Kirschenbaum, Y.-H. Kao // Phys. Rev. Lett. – 1969. – Vol. 22. – P. 1177.
- [255] Lowell J. *Contribution of the surface to the current-carrying capacity of type II superconductors in the mixed state* / J. Lowell // J. Phys. C: Solid State Phys. – 1969. – Vol. 2. – P. 372.
- [256] Krasnov V. M. *Comparative analysis of tunneling magnetoresistance in low- T_c Nb/Al- AlO_x /Nb and high- T_c $Bi_{2-y}Pb_ySr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ intrinsic Josephson junctions* / V. M. Krasnov, H. Motzkau, T. Golod, A. Rydh, S. O. Katterwe, A. B. Kulakov // Phys. Rev. B. – 2011. – Vol. 84. – N. 054516.

- [257] Kalenyuk A. A. *Unusual two-dimensional behavior of iron-based superconductors with low anisotropy* / A. A. Kalenyuk, A. Pagliero, E. A. Borodianskyi, S. Aswartham, S. Wurmehl, B. Büchner, D. A. Chareev, A. A. Kordyuk, V. M. Krasnov // *Phys. Rev. B.* – 2017. – Vol. 96. – N. 134512.
- [258] Абрикосов А. А. *Concerning surface superconductivity in strong magnetic fields* // *ЖЭТФ.* – 1965. – Т. 47. – С. 720; *JETP.* – 1965. – Vol. 20. – P. 480.
- [259] Park J. G. *Asymmetry in the critical surface current of type-2 superconductors* / J. G. Park // *Phys. Rev. Lett.* – 1965. – Vol. 15. – P. 352.
- [260] Park J. G. *Critical currents and surface superconductivity* / J. G. Park // *Phys. Rev. Lett.* – 1965. – Vol. 16. – P. 1196-1200.
- [261] White R. H. *Fluxoid quantization and critical fields in small superconducting samples* / R. H. White // *Phys. Rev.* – 1966. – Vol. 142. – P. 241.
- [262] Bezryadin A. *Nucleation of superconductivity in a thin film with a lattice of circular holes* / A. Bezryadin, B. Pannetier // *J. Low Temp. Phys.* – 1995. – Vol. 98. – P. 251–268.
- [263] Bezryadin A. *Edge superconducting states* // A. Bezryadin, B. Pannetier // *Physica Scripta.* – 1996. – Vol. T66. – P. 225.
- [264] Bardeen J. *Theory of the motion of vortices in superconductors* / J. Bardeen, M. J. Stephen // *Phys. Rev.* – 1965. – Vol. 140. – P. A1197.
- [265] Дмитренко И. М. *Исследование пространственной неоднородности резистивного отклика N–S границы методом сканирующего лазерного зонда* / И. М. Дмитренко, А. П. Журавель, А. Г. Сиваков // *Физика низких температур.* – 1992. – Т. 18. – С. 962-966.
- [266] Дмитренко И. М. *Пространственное разделение областей с болометрической и неболометрической компонентами отклика пленок ВТСП методом низкотемпературной лазерной сканирующей микроскопии* / И. М. Дмитренко, А. П. Журавель, А. Г. Сиваков, О. Г. Турутанов, И. Н. Чуканова // *Физика низких температур.* – 1993. – Т. 19. – С. 1055-1064.
- [267] Лукашенко А. В. *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. Дмитренко // *Физика низких температур.* – 1996. – Т. 22. – С. 1113-1121.
- [268] Sivakov A. G. *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.
- [269] Abraimov D. *Scanning laser imaging of dissipation in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ -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. – P. 2568–2570.
- [270] Wagenknecht M. *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 // *Phys. Rev. Lett.* – 2006. – Vol. 96. – N. 047203.
- [271] Wang H. B. *Hot spots and waves in $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ 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 // *Phys. Rev. Lett.* – 2009. – Vol. 102. – N. 017006.
- [272] Zotova A. N. *Photon detection by current-carrying superconducting film: A time-dependent Ginzburg-Landau approach* / A. N. Zotova, D. Y. Vodolazov // *Phys. Rev. B.* – 2012. – Vol. 85. – N. 024509.

- [273] Vodolazov D. Yu. *Current dependence of the red boundary of superconducting single-photon detectors in the modified hot-spot model* / D. Yu. Vodolazov // Phys. Rev. B. – 2014. – Vol. 90. – N. 054515.
- [274] Vodolazov D. Yu. *Single-photon detection by a dirty current-carrying superconducting strip based on the kinetic-equation approach* / D. Yu. Vodolazov // Phys. Rev. Appl. – 2017. – Vol. 7. – N. 034014.
- [275] Lee C.-S. *Reducing vortex density in superconductors using the 'ratchet effect'* / C.-S. Lee, B. Janko, I. Derenyi, A.-L. Barabasi // Nature. – 1999. – Vol. 440. – P. 337–340.
- [276] Wambaugh J. F. *Superconducting fluxon pumps and lenses* / J. F. Wambaugh, C. Reichhardt, C. J. Olson, F. Marchesoni, F. Nori // Phys. Rev. Lett. – 1999. – Vol. 83. – P. 5106.
- [277] Olson C. J. *Collective interaction-driven ratchet for transporting flux quanta* / C. J. Olson, C. Reichhardt, B. Janke, F. Nori // Phys. Rev. Lett. – 2001. – Vol. 87. – N. 177002.
- [278] Zhu B. Y. *Controllable step motors and rectifiers of magnetic flux quanta using periodic arrays of asymmetric pinning defects* / B. Y. Zhu, F. Marchesoni, V. V. Moshchalkov, F. Nori // Phys. Rev. B. – 2003. – Vol. 68. – N. 014514.
- [279] Zhu B. Y. *Controlling the motion of magnetic flux quanta* / B. Y. Zhu, F. Marchesoni, F. Nori // Phys. Rev. Lett. – 2004. – Vol. 92. – N. 180602.
- [280] Lu Q. *Reversible vortex ratchet effects and ordering in superconductors with simple asymmetric potential arrays* / Q. Lu, C. J. Olson Reichhardt, C. Reichhardt // Phys. Rev. B. – 2007. – Vol. 75. – N. 054502.
- [281] Villegas J. E. *A superconducting reversible rectifier that controls the motion of magnetic flux quanta* / J. E. Villegas, S. Savel'ev, F. Nori, E. M. Gonzalez, J. V. Anguita, R. Garcia, J. L. Vicent // Science. – 2003. – Vol. 302. – P. 1188.
- [282] Villegas J. E. *Experimental ratchet effect in superconducting films with periodic arrays of asymmetric potentials* / J. E. Villegas, E. M. Gonzalez, M. P. Gonzalez, J. V. Anguita, J. L. Vicent // Phys. Rev. B. – 2005. – Vol. 71. – N. 024519.
- [283] de Souza Silva C. C. *Dipole-induced vortex ratchets in superconducting films with arrays of micromagnets* / C. C. de Souza Silva, A. V. Silhanek, J. Van de Vondel, W. Gillijns, V. Metlushko, B. Ilic, V. V. Moshchalkov // Phys. Rev. Lett. – 2007. – Vol. 98. – N. 117005.
- [284] Togawa Y. *Direct observation of rectified motion of vortices in a niobium superconductor* / Y. Togawa, K. Harada, T. Akashi, H. Kasai, T. Matsuda, F. Nori, A. Maeda, A. Tonomura // Phys. Rev. Lett. – 2005. – Vol. 95. – N. 087002.
- [285] Schildermans N. *Voltage rectification effects in mesoscopic superconducting triangles: Experiment and modeling* / N. Schildermans, A. B. Kolton, R. Salenbien, V. I. Marconi, A. V. Silhanek, V. V. Moshchalkov // Phys. Rev. B. – 2007. – Vol. 76. – N. 224501.
- [286] Silhanek A. V. *Manipulation of the vortex motion in nanostructured ferromagnetic/superconductor hybrids* / A. V. Silhanek, W. Gillijns, V.V. Moshchalkov, V. Metlushko, F. Gozzini, B. Ilic, W. C. Uhlig, J. Unguris // Appl. Phys. Lett. – 2007. – Vol. 90. – N. 182501.
- [287] Gillijns W. *Origin of reversed vortex ratchet motion* / W. Gillijns, A. V. Silhanek, V. V. Moshchalkov, C. J. Olson Reichhardt, C. Reichhardt // Phys. Rev. Lett. – 2007. – Vol. 99. – N. 247002.
- [288] Verellen N. *Switchable magnetic dipole induced guided vortex motion* / N. Verellen, A. V. Silhanek, W. Gillijns, V. V. Moshchalkov, V. Metlushko, F. Gozzini, B. Ilic // Appl/ Phys. Lett. – 2008. – Vol. 93. – N. 022507

- [289] Pestov E. E. *Third-order local nonlinear microwave response of $YBa_2Cu_3O_7$ and Nb thin films* / E. E. Pestov, V. V. Kurin, Yu. N. Nozdrin // IEEE Trans. on Appl. Supercond. – 2001. – Vol. 11. – P. 131-134.
- [290] Аладышкин, А. Ю. *Экспериментальное исследование нелинейного СВЧ отклика сверхпроводников* / А. Ю. Аладышкин, А. А. Андронов, Е. Е. Пестов, Ю. Н. Ноздрин, В. В. Курин, А. М. Куколо, Р. Монако, М. Боффа // Известия ВУЗов. Радиофизика. – 2003. – Т. XLVI. – С. 123–143.
- [291] Müller J. E. *Effect of a nonuniform magnetic field on a two-dimensional electron gas in the ballistic regime* / J. E. Müller // Phys. Rev. Lett. – 1992. – Vol. 68. – P. 385–388.
- [292] Xue D. P. *Magnetotransport properties of two-dimensional electronic gases under periodical magnetic field* / D. P. Xue, G. Xioa // Phys. Rev. B. – 1992. – Vol. 45. – P. 5986–5990.
- [293] Peeters F. M. *Quantum transport of a two-dimensional electronic gas in a spatially modulated magnetic field* / F. M. Peeters, P. Vasilopoulos // Phys. Rev. B. – 1993. – Vol. 47. – P. 1466–1473.
- [294] Peeters F. M. *Quantum structures created by nonhomogeneous magnetic fields* / F. M. Peeters, A. Matulis // Phys. Rev. B. – 1993 – Vol. 48. – P. 15166–15174.
- [295] Wu X.-G. *Electronic states and collective excitations of a two-dimensional electronic gas in a unidirectional magnetic-field modulation* / X.-G. Wu, S. E. Ulloa // Phys. Rev. B. – 1993. – Vol. 47. – P. 7182–7186.
- [296] Matulis A. *Wave-vector-dependent tunneling through magnetic barriers* / A. Matulis, F. M. Peeters, P. Vasilopoulos // Phys. Rev. Lett. – 1994. – Vol. 72. – P. 1518–1521.
- [297] Ibrahim I. S. *Two-dimensional electrons in lateral magnetic superlattices* / I. S. Ibrahim, F. M. Peeters // Phys. Rev. B. – 1995. – Vol. 52. – P. 17321–17334.
- [298] Peeters F. M. *Two-dimensional electrons in modulated magnetic fields* / F. M. Peeters, A. Matulis, I. S. Ibrahim // Physica B. – 1996. – Vol. 227. – P. 131–137.
- [299] Gumbs G. *The magnetoconductivity of a square lattice in a periodically modulated magnetic field* / G. Gumbs, C. Zhang // Solid State Commun. – 2000. – Vol. 115. – P. 163–166.
- [300] Reijniers J. *Snake orbits and related magnetic edge states* / J. Reijniers, F. M. Peeters // J. Phys.: Condens. Matter. – 2000. – Vol. 12. – P. 9771–9786.
- [301] Reijniers J. *Resistance effects due to magnetic guiding orbits* / J. Reijniers, F. M. Peeters // Phys. Rev. B. – 2001. – Vol. 63. – N. 165317.
- [302] Nogaret A. *Observation of giant magnetoresistance due to open orbits in hybrid semiconductor/ferromagnet devices* / A. Nogaret, S. Carlton, B. L. Gallagher, P. C. Main, M. Henini, R. Wirtz, R. Newbury, M. A. Howson, S. P. Beaumont // Phys. Rev. B. – 1997. – Vol. 55. – P. 16037–16040.
- [303] Nogaret A. *Resistance resonance effects through magnetic edge states* / A. Nogaret, S. J. Bending, M. Henini // Phys. Rev. Lett. – 2000. – Vol. 84. – P. 2231–2234.
- [304] Carmona H. A. *Two dimension electrons in a lateral magnetic superlattices* / H. A. Carmona, A. K. Geim, A. Nogaret, P. C. Main, T. J. Foster, M. Henini, S. P. Beaumont, M. G. Blamire // Phys. Rev. Lett. – 1995. – Vol. 74. – P. 3009–3012.
- [305] Hofstadter D. R. *Energy levels and wave functions of Bloch electrons in rational and irrational magnetic fields* / D. R. Hofstadter // Phys. Rev. B. – 1976. – Vol. 14. – P. 2239–2249.
- [306] Geim A. K. *Asymmetric scattering and diffraction of two-dimensional electrons at quantized tubes of magnetic flux* / A. K. Geim, S. J. Bending, I. V. Grigorieva // Phys. Rev. Lett. – 1992. – Vol. 69. – P. 2252–2255.

- [307] Brey L. *Hall resistance of a two-dimensional electron gas in the presence of magnetic-flux tubes* / L. Brey, H. A. Fertig // Phys. Rev. B. – 1993. – Vol. 47. – P. 15961–15964.
- [308] Nielsen M. *Two-dimensional electron transport in the presence of magnetic flux vortices* / M. Nielsen, P. Hedegård // Phys. Rev. B. – 1995. – Vol. 51. – P. 7679–7699.
- [309] Reijniers J. *Quantum states in a magnetic antidot* / J. Reijniers, F. M. Peeters, A. Matulis // Phys. Rev. B. – 1999. – Vol. 59. – P. 2817–2823.
- [310] Khveshchenko D. V. *Particle in a random magnetic field on a plane* / D. V. Khveshchenko, S. V. Meshkov // Phys. Rev. B. – 1993. – Vol. 47. – P. 12051–12058.
- [311] Ye P. D. *Electrons in a periodic magnetic field induced by a regular array of micromagnets* / P. D. Ye, D. Weiss, R. R. Gerhardts, M. Seeger, K. von Klitzing, K. Eberl, H. Nickel // Phys. Rev. Lett. – 1995. – Vol. 74. – P. 3013–3016.
- [312] Solimany L. *Electron in a magnetic quantum dot* / L. Solimany, B. Kramer // Solid State Commun. – 1995. – Vol. 96. – P. 471–475.
- [313] Ibrahim I. S. *Diffusive transport in a Hall junction with a microinhomogeneous magnetic field* / I. S. Ibrahim, V. A. Schweigert, F. M. Peeters // Phys. Rev. B. – 1998. – Vol. 57. – P. 15416–15427.
- [314] Sim H.-S. *Magnetic edge states in a magnetic quantum dot* / H.-S. Sim, K.-H. Ahn, K. J. Chang, G. Ihm, N. Kim, S. J. Lee // Phys. Rev. B. – 1998. – Vol. 80. – P. 1501–1504.
- [315] Dubonos S. V. *Scattering of electrons at a magnetic protuberance of submicron size* / S. V. Dubonos, A. K. Geim, K. S. Novoselov, J. G. S. Lok, J. C. Maan, M. Henini // Physica E. – 2000. – Vol. 6. – P. 746–750.
- [316] Reijniers J. *The Hall resistivity of a two-dimensional electron gas in the presence of magnetic clusters with perpendicular magnetization* / J. Reijniers, F. M. Peeters, A. Matulis // Physica E. – 2000. – Vol. 6. – P. 759–762.
- [317] Reijniers J. *Electron scattering on circular symmetric magnetic profiles in a two-dimensional electron gas* / J. Reijniers, F. M. Peeters, A. Matulis // Phys. Rev. B. – 2001. – Vol. 64. – N. 245314.
- [318] Rammer J. *Weak localization in inhomogeneous magnetic fields* / J. Rammer, A. L. Shelankov // Phys. Rev. B. – 1987. – Vol. 36. – P. 3135–3146.
- [319] Bending S. J. *Complete numerical description of nonlocal quantum diffusion in an array of magnetic-flux vortices* / S. J. Bending // Phys. Rev. B. – 1994. – Vol. 50. – P. 17621–17624.
- [320] Bending S. J. *Weak localization in a distribution of magnetic flux tubes* / S. J. Bending, K. von Klitzing, K. Ploog // Phys. Rev. Lett. – 1990. – Vol. 65. – P. 1060–1063.
- [321] Bending S. J. *Two-dimensional electron gas as a flux detector for a type-II superconducting film* / S. J. Bending, K. von Klitzing, K. Ploog // Phys. Rev. B. – 1990. – Vol. 42. – P. 9859–9864.
- [322] Bending S. J. *Quantitative numerical model for nonlocal quantum diffusion in a distribution of magnetic-flux tubes* / S. J. Bending, A. K. Geim // Phys. Rev. B. – 1992. – Vol. 46. – P. 14912–14914.
- [323] Mancoff F. B. *Magnetotransport of a two-dimensional electron gas in a spatially random magnetic field* / F. B. Mancoff, R. M. Clarke, C. M. Marcus, S. C. Zhang, K. Campman, A. C. Gossard // Phys. Rev. B. – 1995. – Vol. 51. – P. 13269–13273.
- [324] Shelankov A. *Paraxial propagation of a quantum charge in a random magnetic field* / A. Shelankov // Phys. Rev. B. – 2000. – Vol. 62. – P. 3196–3212.
- [325] Wang X.-B. *Dephasing time of disordered two-dimensional electron gas in modulated magnetic fields* / X.-B. Wang // Phys. Rev. B. – 2002. – Vol. 65. – N. 115303.

- [326] Mel'nikov, A. S. *Dephasing time and magnetoresistance of two-dimensional electron gas in spatially modulated magnetic fields* / A. S. Mel'nikov, S. V. Mironov, S. V. Sharov // Phys. Rev. B. – 2010. – Vol. 81. – N. 115308.
- [327] Samokhin K. V. *Phenomenological theory of superconductivity near domain walls in ferromagnets* / K. V. Samokhin, D. Shirokoff // Phys. Rev. B. – 2005. - Vol. 71. – N. 104527.
- [328] Marmorkos I. K. *Vortex structure around a magnetic dot in planar superconductors* / I. K. Marmorkos, A. Matulis, F. M. Peeters // Phys. Rev. B. – 1996. – Vol. 53. – P. 2677–2685.
- [329] Milošević M. V. *Superconducting Wigner vortex molecule near a magnetic disk* / M. V. Milošević, F. M. Peeters // Phys. Rev. B. – 2003. – Vol. 68. – N. 024509.
- [330] Milošević M. V. *Vortex matter in the presence of magnetic pinning centra* / M. V. Milošević, F. M. Peeters // J. Low Temp. Phys. – 2003. – Vol. 130. – P. 311–320.
- [331] Milošević M. V. *Vortex–antivortex molecules induced by a magnetic disk on top of a superconducting film – influence of the magnet geometry* / M. V. Milošević, F. M. Peeters // Physica C. – 2004. – Vol. 404. – P. 281–284.
- [332] Milošević M. V. *Vortex-antivortex lattices in superconducting films with magnetic pinning arrays* / M. V. Milošević, F. M. Peeters // Phys. Rev. Lett. – 2004. – Vol. 93. – P. 267006.
- [333] Milošević M. V. *Commensurate vortex configurations in thin superconducting films nanostructured by square lattice of magnetic dots* / M. V. Milošević, F. M. Peeters // Physica C. – 2004. – Vol. 404> – P. 246–250.
- [334] Milošević M. V. *Vortex-antivortex lattices in superconducting films with magnetic pinning arrays* / M. V. Milošević, F. M. Peeters // J. Low Temp. Phys. – 2005. – Vol. 139. – P. 257-272.
- [335] Milošević M. V. *Field-enhanced critical parameters in magnetically nanostructured superconductors* / M. V. Milošević, F. M. Peeters // Europhys. Lett. – 2005. – Vol. 70 – P. 670–676.
- [336] Milošević M. V. *Vortex–antivortex nucleation in superconducting films with arrays of in-plane dipoles* / M. V. Milošević, F. M. Peeters // Physica C. – 2006. – Vol. 437–438. – P. 208–212.
- [337] Milošević M. V. *Vortex-antivortex nucleation in magnetically nanotextured superconductors: Magnetic-field-driven and thermal scenarios* / M. V. Milošević, F. M. Peeters // Phys. Rev. Lett. – 2005. - Vol. 94. – N. 227001.
- [338] Priour, Jr. D. J. *Vortex states of a superconducting film from a magnetic dot array* / D. J. Priour, Jr., H. A. Fertig // Phys. Rev. Lett. – 2004 – Vol. 93. – N. 057003.
- [339] Priour, Jr. D. J. *Broken orientational and reflection symmetries in thin film superconductors with mesoscopic magnetic dipoles* / D. J. Priour, Jr., H. A. Fertig // Physica C. – 2004. – Vol. 404. – P. 293–297.
- [340] Doria M. M. *Virial theorem for Ginzburg–Landau theories with potential applications to numerical studies of type-II superconductors* / M. M. Doria, J. E. Gubernatis, D. Rainer // Phys. Rev. B. – 1989. – Vol. 39. – P. 9573–9575.
- [341] Mironov S. V. *Anisotropy and effective dimensionality crossover of the fluctuation conductivity of hybrid superconductor/ferromagnet structures* / S. V. Mironov, A. S. Mel'nikov // Phys. Rev. B. – 2012. – Vol. 86. – N. 134505.
- [342] Zeper, W. B. *Perpendicular magnetic anisotropy and magneto–optical Kerr effect of vapor-deposited Co/Pt-layered structures* / W. B. Zeper, F. J. A. M. Greidanus, P. F. Carcia, C. R. Fincher // J. Appl. Phys. – 1989. – Vol. 65. – P. 4971.

- [343] Ландау Л. Д. *Электродинамика сплошных сред* / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц // Главн. изд-во техн.-теорет. литер. М. – 1957. – 531 с.
- [344] Lange M. *Vortex matter in superconductor/ferromagnet hybrids* / M. Lange, M. J. Van Bael, V. V. Moshchalkov // J. Low Temp. Phys. – 2005. – Vol. 139. – P. 195–206.
- [345] Van Bael M. J. *Vortex self-organization in the presence of magnetic pinning arrays* / M. J. Van Bael, L. Van Look, M. Lange, K. Temst, G. Güntherodt, V. V. Moshchalkov, Y. Bruynseraede // J. Supercond. Nov. Magn. – 2001. – Vol. 14. – P. 355–364.
- [346] Van Bael M. J. *Local visualization of asymmetric flux pinning by magnetic dots with perpendicular magnetization* / M. J. Van Bael, M. Lange, S. Raedts, V. V. Moshchalkov, A. N. Grigorenko, S. J. Bending // Phys. Rev. B. – 2003. – Vol. 68. – N. 014509.
- [347] Neal J. S. *Competing symmetries and broken bonds in superconducting vortex–antivortex molecular crystals* / J. S. Neal, M. V. Milošević, S. J. Bending, A. Potenza, L. San Emeterio, C. H. Marrows // Phys. Rev. Lett. – 2007. – Vol. 99. – N. 127001.
- [348] Gheorghe D. G. *Magnetic flux patterns in superconductors deposited on a lattice of magnetic dots: a magneto-optical imaging study* / D. G. Gheorghe, R. J. Wijngaarden, W. Gillijns, A. V. Silhanek, V. V. Moshchalkov // Phys. Rev. B. – 2008. – Vol. 77. – N. 054502.
- [349] Lange M. *Vortex–antivortex dynamics and field-polarity-dependent flux creep in hybrid superconductor/ferromagnet nanostructures* / M. Lange, M. J. Van Bael, A. V. Silhanek, V. V. Moshchalkov // Phys. Rev. B. – 2005. – Vol. 72. – N. 052507.
- [350] Lange M. *Asymmetric flux pinning by magnetic antidots* / M. Lange, M. J. Van Bael, V. V. Moshchalkov, Y. Bruynseraede // J. Magn. Magn. Mater. – 2002. – Vol. 240. – P. 595–597.
- [351] Iavarone M. *Influence of domain width on vortex nucleation in superconductor/ferromagnet hybrid structure* / M. Iavarone, S. A. Moore, J. Fedor, V. Novosad, J. A. Pearson, G. Karapetrov // J. Supercond. Nov. Magn. – 2015. – Vol. 28. – P. 1107–1110.
- [352] Moore S. A. *Doppler-scanning tunneling microscopy current imaging in superconductor-ferromagnet hybrids* / S. A. Moore, G. Plummer, J. Fedor, J. E. Pearson, V. Novosad, G. Karapetrov, M. Iavarone // Appl. Phys. Lett. – 2016. – Vol. 108. – N. 042601.
- [353] Gillijns W. *Tunable field-induced superconductivity* / W. Gillijns, A. V. Silhanek, V. V. Moshchalkov // Phys. Rev. B. – 2006. – Vol. 74. – N. 220509(R).
- [354] Gillijns W. *Influence of magnet size on magnetically engineered field-induced superconductivity* / W. Gillijns, M. V. Milošević, A. V. Silhanek, V. V. Moshchalkov, F. M. Peeters // Phys. Rev. B. – 2007. – Vol. 76. – N. 184516.
- [355] Silhanek A. V. *Optimization of superconducting critical parameters by tuning the size and magnetization of arrays of magnetic dots* / A. V. Silhanek, W. Gillijns, M. V. Milošević, A. Volodin, V. V. Moshchalkov, F. M. Peeters // Phys. Rev. B. – 2007. – Vol. 76. – N. 100502(R).
- [356] Milošević M. V. *Guided nucleation of superconductivity on a graded magnetic substrate* / M. V. Milošević, W. Gillijns, A. V. Silhanek, A. Liál, F. M. Peeters, V. V. Moshchalkov // Appl. Phys. Lett. – 2010. – Vol. 96. – N. 032503.
- [357] Zhu L. Y. *Altering the superconductor transition temperature by domain-wall arrangements in hybrid ferromagnet–superconductor structures* / L. Y. Zhu, T. Y. Chen, C. L. Chien // Phys. Rev. Lett. – 2008 – Vol. 101. – N. 017004.
- [358] Cieplak M. Z. *Superconducting pinning by magnetic domains in a ferromagnet–superconductor bilayer* / M. Z. Cieplak, X. M. Cheng, C. L. Chien, H. Sang // J. Appl. Phys. – 2005. – Vol. 97. – N. 026105.

- [359] Singh A. Manipulating superconductivity in perpendicularly magnetized FSF triple layers / A. Singh, C. Sürgers, M. Uhlarz, S. Singh, H. von Löhneysen // *Appl. Phys. A.* – 2007. – Vol. 89. – P. 593–597.
- [360] Stamopoulos D. *Influence of randomly distributed magnetic nanoparticles on surface superconductivity in Nb films* / D. Stamopoulos, M. Pissas, V. Karanasos, D. Niarchos, I. Panagiotopoulos // *Phys. Rev. B.* – 2004. – Vol. 70. – N. 054512.
- [361] Samopoulos D. *Ferromagnetic–superconducting hybrid films and their possible applications: a direct study in a model combinatorial film* / D. Samopoulos, M. Pissas, E. Manios // *Phys. Rev. B.* – 2005. – Vol. 71. – N. 014522.
- [362] Zhu L. Y. *Tunable phase diagram and vortex pinning in a superconductor-ferromagnet bilayer* / L. Y. Zhu, M. Z. Cieplak, C. L. Chien // *Phys. Rev. B.* – 2010. – Vol. 82. – N. 060503(R).
- [363] Rakshit R. K. *Inhomogeneous vortex-state-driven enhancement of superconductivity in nanoengineered ferromagnet–superconductor heterostructures* / R. K. Rakshit, R. C. Budhani, T. Bhuvana, V. N. Kulkarni, G. U. Kulkarni // *Phys. Rev. B.* – 2008. – Vol. 77. – N. 052509.
- [364] Rakshit R. K. *Lattice-mismatch-induced granularity in CoPt-NbN and NbN-CoPt superconductor–ferromagnet heterostructures: effect of strain* / R. K. Rakshit, S. K. Bose, R. Sharma, N. K. Pandey, R. C. Budhani // *Phys. Rev. B.* – 2008. – Vol. 77. – N. 094505.
- [365] Monton C. *Magnetic state modification induced by superconducting response in ferromagnet/superconductor Nb/Co superlattices* / C. Monton, F. de la Cruz, J. Guimpel // *Phys. Rev. B.* – 2008. – Vol. 77. – P. 104521.
- [366] Lemberger T. R. *Superfluid density of superconductor–ferromagnet bilayers* / T. R. Lemberger, I. Hetel, A. J. Hauser, F. Y. Yang // *J. Appl. Phys.* – 2008. – Vol. 103. – N. 07C701.
- [367] Joshi A. G. *Magnetic instabilities along the superconducting phase boundary of Nb/Ni multilayers* / A. G. Joshi, S. A. Kryukov, L. E. De Long, E. M. Gonzalez, E. Navarro, J. E. Villegas, J. L. Vicent // *J. Appl. Phys.* – 2007. – Vol. 101. – N. 09G117.
- [368] Kuroda T. *Doping effects of nanoscale Fe particles on the superconducting properties of powder-in-tube processed MgB₂ tapes* / T. Kuroda, T. Nakane, H. Uematsu, K. Kumakura // *Supercond. Sci. Technol.* – 2006. – Vol. 19. – P. 1152–1157.
- [369] Horvat J. *Interaction between superconductor and ferromagnetic domains in iron sheath: peak effect in MgB₂/Fe wires* / J. Horvat, W. K. Yeoh, L. M. Miller // *Appl. Phys. Lett.* – 2005. – Vol. 87. – N. 102503.
- [370] Silhanek A. V. *Tunable pinning in superconducting films with magnetic microloops* / A. V. Silhanek, W. Gillijns, V. V. Moshchalkov, V. Metlushko, B. Ilic // *Appl. Phys. Lett.* – 2006. – Vol. 89. – N. 182505
- [371] Xing Y. T. *Spontaneous vortex phases in superconductor–ferromagnet Pb–Co nanocomposite films* / Y. T. Xing, H. Micklitz, T. G. Rappoport, M. V. Milošević, I. G. Solrzano-Naranjo, E. Baggio-Saitovitch // *Phys. Rev. B.* – 2008. – Vol. 78. – N. 224524.
- [372] Villegas J. E. *Bistability in a superconducting Al thin film induced by arrays of Fe-nanodot magnetic vortices* / J. E. Villegas, C.-P. Li, I. K. Schuller // *Phys. Rev. Lett.* – 2007. – Vol. 99. – N. 227001.
- [373] Villegas J. E. *Switchable collective pinning of flux quanta using magnetic vortex arrays: experiments on square arrays of Co dots on thin superconducting films* / J. E. Villegas, K. D. Smith, L. Huang, Y. Zhu, R. Morales, I. K. Schuller // *Phys. Rev. B.* – 2008. – Vol. 77. – N. 134510.

- [374] Van de Vondel J. *Magnetically controlled superconducting weak links* / J. Van de Vondel, A. V. Silhanek, B. Raes, W. Gillijns, R. B. G. Kramer, V. V. Moshchalkov, J. Sautner, V. Metlushko // Appl. Phys. Lett. – 2009. – Vol. 95. – N. 032501.
- [375] Silhanek A. V. *Local probing of the vortex–antivortex dynamics in superconductor/ferromagnet hybrid structures* / A. V. Silhanek, V. N. Gladilin, J. Van de Vondel, B. Raes, G. W. Ataklti, W. Gillijns, J. Tempere, J. T. Devreese, V V Moshchalkov // Supercond. Sci. Technol. – 2011. – Vol. 24. – N. 024007.
- [376] Rusanov A. Yu. *Enhancement of the superconducting transition temperature in Nb/permalloy bilayers by controlling the domain state of the ferromagnet* / A. Yu. Rusanov, M. Hesselberth, J. Aarts, A. I. Buzdin // Phys. Rev. Lett. – 2004. – Vol. 93. – N. 057002.
- [377] Wu H. *Experimental evidence of magnetization modification by superconductivity in a Nb/Ni₈₁Fe₁₉ multilayer* / H. Wu, J. Ni, J. Cai, Z. Cheng, Y. Sun // Phys. Rev. B. – 2007. – Vol. 76. – N. 024416.
- [378] Vlasko-Vlasov V. K. *Triode for magnetic flux quanta* / V. K. Vlasko-Vlasov, F. Colauto, T. Benseman, D. Rosenmann, W.-K. Kwok // Scientific Reports. – 2016. – Vol. 6. – N. 36847.
- [379] Hoffmann A. *Enhanced pinning of superconducting vortices by magnetic vortices* / A. Hoffmann, L. Fumagalli, N. Jahedi, J. C. Sautner, J. E. Pearson, G. Mihajlović, V. Metlushko // Phys. Rev. B. – 2008. – Vol. 77. – N. 060506(R).
- [380] Sun Y. *Glassy vortex dynamics induced by a random array of magnetic particles above a superconductor* / Y. Sun, M. B. Salamon, K. Garnier, R. S. Averback // Phys. Rev. Lett. – 2004. – Vol. 92. – N. 097002
- [381] Garcia-Santiago A. *Enhanced pinning in a magnetic–superconducting bilayer* / A. Garcia-Santiago, F. Sánchez, M. Varela, J. Tejada // Appl. Phys. Lett. – 2000. – Vol. 77. – 2900–2902.
- [382] Yang Z. *Modulation of superconductivity by a magnetic template in Nb/BaFe₁₂O₁₉ hybrids* / Z. Yang, K. Vervaeke, V. V. Moshchalkov, R. Szymczak // Phys. Rev. B. – 2006. – Vol. 73. – N. 224509.
- [383] Yang Z. *Effect of reversed magnetic domains on superconductivity in Pb/BaFe₁₂O₁₉ hybrids* / Z. Yang, J. Van de Vondel, W. Gillijns, W. Vinckx, V. V. Moshchalkov, R. Szymczak // Appl. Phys. Lett. – 2006. – Vol. 88. – N. 232505.
- [384] Yang Z. *Domain wall modulated superconductivity in Nb/Y₃Fe₅O₁₂ hybrids* / Z. Yang, V. V. Moshchalkov // J. Appl. Phys. 109, 083908 (2011).
- [385] Fritzsche J. *Local observation of reverse-domain superconductivity in a superconductor–ferromagnet hybrid* / J. Fritzsche, V. V. Moshchalkov, H. Eitel, D. Koelle, R. Kleiner, R. Szymczak // Phys. Rev. Lett. – 2006. – Vol. 96. – N. 247003.
- [386] Сонин, Э. Б. *Подавление сверхпроводимости (слабая связь) доменной стенкой в двухслойной плёнке сверхпроводник–ферромагнетик* / Э. Б. Сонин // Письма в ЖТФ. – 1988. – Т. 14. – P. 1640–1644.
- [387] Sonin E. B. *Comment on 'Ferromagnetic film on a superconducting substrate'* / E. B. Sonin // Phys. Rev. B. – 2002. – Vol. 66. – N. 136501.
- [388] Lapidus L. *Numerical solution of partial differential equations in science and engineering* / L. Lapidus and G. F. Pinder // Wiley, New York. – 1982.
- [389] Abramowitz M. *Handbook of mathematical functions* / M. Abramowitz and I. A. Stegun // Natl. Bur. Stand. Appl. Math. Ser. No. 55. – U.S. GPO, Washington, D.C. – 1965.

- [390] Cheng S.-L. *Upper critical field H_{c3} for a thin-film superconductor with a ferromagnetic dot* / S.-L. Cheng, H. A. Fertig // Phys. Rev. B. – 1999. – Vol. 60. – P. 13107–13111.
- [391] Milošević M. V. *Vortex structure of thin mesoscopic disks in the presence of an inhomogeneous magnetic field* / M. V. Milošević, S. V. Yampolskii, F. M. Peeters // Phys. Rev. B. – 2002. – Vol. 66. – N. 024515.
- [392] Milošević M. V. *Stabilized vortex–antivortex molecules in a superconducting microdisk with a magnetic nanodot on top* / M. V. Milošević, G. R. Berdiyrov, F. M. Peeters // Phys. Rev. B. – 2007. – Vol. 75. – N. 052502.
- [393] Doria M. M. *Threefold onset of vortex loops in superconductors with a magnetic core* / M. M. Doria, A. R. de C. Romaguera, M. V. Milošević, F. M. Peeters // Europhys. Lett. – 2007. – Vol. 79. – N. 47006.
- [394] Doria M. M. *Triplet vortex state in magnetic superconductors—effects of boundaries* / M. M. Doria, A. R. de C Romaguera, M. V. Milošević, F. M. Peeters // Physica C. – 2008. – Vol. 468. – P. 572–575.
- [395] Golubović, D. S. *Little–Parks effect in a superconducting loop with a magnetic dot* / D. S. Golubovic, W. V. Pogosov, M. Morelle, V. V. Moshchalkov // Phys. Rev. B. – 2003. – Vol. 68. – P. 172503.
- [396] Golubović D. S. *Nucleation of superconductivity in an Al mesoscopic disk with magnetic dot* / D. S. Golubovic, W. V. Pogosov, M. Morelle, V. V. Moshchalkov // Appl. Phys. Lett. – 2003. – Vol. 83. – P. 1593–1595.
- [397] Golubović D. S. *Linear magnetic flux amplifier* / D. S. Golubović, V. V. Moshchalkov // Appl. Phys. Lett. – 2005. – Vol. 87. – N. 142501.
- [398] Golubović D. S. *Influence of the stray field of a magnetic dot on the nucleation of superconductivity in a disk* / D. S. Golubović, W. V. Pogosov, M. Morelle, V. V. Moshchalkov // Europhys. Lett. – 2004. – Vol. 65. – P. 546–552.
- [399] Golubović D. S. *Superconductor/ferromagnet current source* / D. S. Golubović, M. Morelle, V. V. Moshchalkov // J. Appl. Phys. – 2005. – Vol. 97. – N. 033903.
- [400] Golubović D. S. *Magnetically induced splitting of a giant vortex state in a mesoscopic superconducting disk* / D. S. Golubović, M. V. Milošević, F. M. Peeters, V. V. Moshchalkov // Phys. Rev B. – 2005. – Vol. 71. – N. 180502.
- [401] Golubović D. S. *Magnetic phase shifter for superconducting qubits* / D. S. Golubović, W. V. Pogosov, M. Morelle, V. V. Moshchalkov // Phys. Rev. Lett. – 2004. – Vol. 92. – N. 177904.
- [402] Moshchalkov V. V. *Vortex patterns and nucleation of superconductivity in mesoscopic rectangles and in hybrid superconductor/ferromagnet structures* / V. V. Moshchalkov, M. Morelle, G. Teniers, D. S. Golubović // Eur. Phys. Journ. B. – 2004. – Vol. 40. – P. 471–478.
- [403] Chibotaru L. F. *Symmetry-induced formation of antivortices in mesoscopic superconductors* / L. F. Chibotaru, A. Ceulemans, V. Bryuyndoncx, V. V. Moshchalkov // Nature. – 2000. – Vol. 408. – P. 833–835.
- [404] Dubonos S. V. *Spontaneous magnetization changes and nonlocal effects in mesoscopic ferromagnet–superconductor structures* / S. V. Dubonos, A. K. Geim, K. S. Novoselov, I. V. Grigorieva // Phys. Rev. B. – 2002. – Vol. 65. – N. 220513.
- [405] Houghton A. *Nucleation of superconductivity in wedge geometry* / A. Houghton, F. B. McLean // Phys. Lett. – 1965. – Vol. 19. – P. 172–174.

- [406] van Gelder A. P. *Nucleation of superconductivity above H_{c3}* / A. P. van Gelder // Phys. Rev. Lett. – 1968. – Vol. 20. – P. 1435.
- [407] Симонов А. Ю. *О влиянии дефектов на критическое поле образования сверхпроводящего зародыша* / А. Ю. Симонов, А. С. Мельников, С. В. Шаров // Физика низких температур. – 1989. – Т. 15. – С. 1206-1208.
- [408] Fritzsche, J. *Superconductivity controlled by inhomogeneous fields generated by magnetic domains* / J. Fritzsche // PhD thesis, Katholieke Universiteit Leuven. – 2008. – 115 p.
- [409] Elistratov A. A. *Field-dependent critical current in type-II superconducting strips: Combined effect of bulk pinning and geometrical edge barrier* / A. A. Elistratov, D. Yu. Vodolazov, I. L. Maksimov, J. R. Clem // Phys. Rev. B. – 2002. – Vol. 66. – N. 220506.
- [410] Romijn J. *Critical pair-breaking current in superconducting aluminum strips far below T_c* / J. Romijn, T. M. Klapwijk, M. J. Renne, and J. E. Mooij // Phys. Rev. B. – 1982. – Vol. 26. – P. 3648.
- [411] Лесовик Г. Б. *Описание квантового электронного транспорта с помощью матриц рассеяния* / Г. Б. Лесовик, И. А. Садовский // УФН. – 2011. – Т. 181. – С. 1041-1096.
- [412] Ferry D. K. *Transport in nanostructures* / D. K. Ferry, S. M. Goodnick // Cambridge University Press. – 1997. – 507 p.
- [413] Fabry, C. *Theorie et applications d'une nouvelle methode de spectroscopie interferentielle* / C. Fabry, A. Perot // Ann. Chim. Phys. – 1899. – Vol. 16. – P. 7; Perot, A. *On the Application of Interference Phenomena to the Solution of Various Problems of Spectroscopy and Metrology* / A. Perot, C. Fabry // Astrophys. Journ. – 1899. – Vol. 9. – P. 87-115.
- [414] Lifshits V. G. *Surface phases on silicon: preparation, structures, and properties* / V. G. Lifshits, A. A. Saranin, A. V. Zotov // Wiley. – 1995. – 462 p.
- [415] Weitering H. H. *Structure and growth of epitaxial Pb on Si(111)* / H. H. Weitering, D. R. Heslinga, T. Hibma // Phys. Rev. B. – 1992. – Vol. 45. – P. 5991-6002.
- [416] Seehofer L. *Structural study of the close-packed two-dimensional phases of Pb on Ge(111) and Si(111)* / L. Seehofer, G. Falkenberg, D. Daboul, R. L. Johnson // Phys. Rev. B. – 1995. – V. 51. – P. 13503.
- [417] Hupalo M. *'Devil's staircase' in Pb/Si(111) ordered phases* / M. Hupalo, J. Schmalian, M. C. Tringides // Phys. Rev. Lett. – 2003. – Vol. 90. – N. 216106.
- [418] Li S.-C. *Borderline magic clustering: The fabrication of tetravalent Pb cluster arrays on Si(111)- 7×7 surfaces* / S.-C. Li, J.-F. Jia, R.-F. Dou, Q.-K. Xue, I. G. Batyrev, S. B. Zhang // Phys. Rev. Lett. – 2004. – Vol. 93. – N. 116103.
- [419] Stepanovsky S. *The dense $\alpha - \sqrt{3} \times \sqrt{3}$ Pb/Si(111) phase: A comprehensive STM and SPA-LEED study of ordering, phase transitions and interactions* / S. Stepanovsky, M. Yakes, V. Yeh, M. Hupalo, M. C. Tringides // Surf. Sci. – 2006. – Vol. 600. – P. 1417-1430.
- [420] Choi W. H. *Electronic structure of dense Pb overlayers on Si(111) investigated using angle-resolved photoemission* / W. H. Choi, H. Koh, E. Rotenberg, H. W. Yeom // Phys. Rev. B. – Vol. 75. – 2007. – N. 075329.
- [421] Choi W. H. *High-resolution core-level photoemission study of dense Pb overlayers on Si(111)* / W. H. Choi, K. S. Kim, H. W. Yeom // Phys. Rev. B. – 2008. – Vol. 78. – P. 195425.
- [422] Švec M. *Local atomic and electronic structure of the Pb/Si(111) mosaic phase: STM and ab initio study* / M. Švec, P. Jelinek, P. Shukrynu, C. González, V. Cháb, V. Drchal // Phys. Rev. B. – Vol. 77. – 2008. – N. 125104.

- [423] Švec M. *Resolving the coverage puzzle of the Pb/Si(111)- $\sqrt{7} \times \sqrt{3}$ phase* / M. Švec, V. Cháb, M. C. Tringides // J. Appl. Phys. – 2009. – Vol. 106. – N. 053501.
- [424] Brand C. *Spin-resolved band structure of a densely packed Pb monolayer on Si(111)* / C. Brand, S. Muff, M. Fanciulli, H. Pfnür, M. C. Tringides, J. H. Dil, C. Tegenkamp // Phys. Rev. B. – 2017. – Vol. 96. – N. 035432.
- [425] Morikawa H. *Scanning tunneling microscopy observation of Pb-induced superstructures on Si(557)* / H. Morikawa, K. S. Kim, D. Y. Jung, H. W. Yeom // Phys. Rev. B. – 2007. – Vol. 76. – N. 165406
- [426] Czubanowski M. *Atomic chain ordering with ultra-long periods: Pb/Si(557)* / M. Czubanowski, H. Pfnür, C. Tegenkamp // Surf. Sci. – 2009. – Vol. 603. – P. L121–L124.
- [427] Jałochowski M. *Reflection high-energy electron diffraction intensity oscillations during the growth of Pb on Si(111)* / M. Jałochowski, E. Bauer // J. Appl. Phys. – 1988. – Vol. 63. – P. 4501.
- [428] Hupalo M. *Uniform island height selection in the low temperature growth of Pb/Si(111)-(7×7)* / M. Hupalo, S. Kremmer, V. Yeh, L. Berbil-Bautista, E. Abram, M. C. Tringides // Surf. Sci. – 2001. – Vol. 493. – P. 526-538.
- [429] Hong H. *Alternating layer and island growth of Pb on Si by spontaneous quantum phase separation* / H. Hong, C.-M. Wei, M. Y. Chou, Z. Wu, L. Basile, H. Chen, M. Holt, T.-C. Chiang // Phys. Rev. B. – 2003. – Vol. 90. – N. 076104.
- [430] Feng R. *Wetting-layer transformation for Pb nanocrystals grown on Si(111)* / R. Feng, E. H. Conrad, M. C. Tringides, C. Kim, P. F. Miceli // Appl. Phys. Lett. – 2004. – Vol. 85. – P. 3866-3868.
- [431] Zhang Y.-F. *Growth, stability and morphology evolution of Pb films on Si(111) prepared at low temperature* / Y.-F. Zhang, J.-F. Jia, Z. Tang, T.-Z. Han, X.-C. Ma, Q.-K. Xue // Surf. Sci. – 2005. – Vol. 596. – P. L331-L338.
- [432] Li S.-C. *Influence of quantum size effects on Pb island growth and diffusion barrier oscillations* / S.-C. Li, X. Ma, J.-F. Jia, Y.-F. Zhang, D. Chen, Q. Niu, F. Liu, P. S. Weiss, Q.-K. Xue // Phys. Rev. B. – 2006. – Vol. 74. – N. 075410.
- [433] Li M. *Competition between area and height evolution of Pb islands on a Si(111) surface* / M. Li, C. Z. Wang, J. W. Evans, M. Hupalo, M. C. Tringides, K. M. Ho // Phys. Rev. B. – 2009. – Vol. 79. – N. 113404.
- [434] Budde K. *Uniform, self-organized, seven-step height Pb/Si(111)-7 × 7 islands at low temperatures* / K. Budde, E. Abram, V. Yeh, M. C. Tringides // Phys. Rev. B. – 2000. – Vol. 61. – P. R10602-R10605.
- [435] Binz S. M. *Quantum size effect dependent critical size cluster and finite size effects* / S. M. Binz, M. Hupalo, M. C. Tringides // J. Appl. Phys. – 2009. – Vol. 105. – N. 094307.
- [436] Jia J.-F. *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 // J. Phys. Soc. Jap. – 2007. – Vol. 76. – N. 082001.
- [437] Kuntova Z. *Non-classical kinetics processes and morphologies in QSE driven growth in Pb/Si(111)* / Z. Kuntova, M. Hupalo, Z. Chvoj, M. C. Tringides // Surf. Sci. – 2006. – Vol. 600. – P. 4765-4770.
- [438] Hupalo M. M. *Uniform-height island growth of Pb on Si(111)-Pb $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ at low temperatures* // Hupalo, V. Yeh, L. Berbil-Bautista, S. Kremmer, E. Abram, and M. C. Tringides // Phys. Rev. B. – 2001. – Vol. 64. – N. 155307.

- [439] Jiang C.-S. *Building Pb nanomesas with atomic-layer precision* / C.-S. Jiang, S.-C. Li, H.-B. Yu, D. Eom, X.-D. Wang, Ph. Ebert, J.-F. Jia, Q.-K. Xue, C.-K. Shih // *Phys. Rev. Lett.* – 2004. – Vol. 92. – N. 106104.
- [440] Li S.-C. *Fabricating artificial nanowells with tunable size and shape by using scanning tunneling microscopy* / S.-C. Li, J.-F. Jia, X. Ma, Q.-K. Xue, Y. Han, F. Liu // *Appl. Phys. Lett.* – 2006. – Vol. 89. – N. 123111.
- [441] Zhang Z. *'Electronic growth' of metallic overlayers on semiconductor substrates* / Z. Zhang, Q. Niu, C.-K. Shih // *Phys. Rev. Lett.* – 1998. – Vol. 80. – P. 5381–5384.
- [442] Materzanini G. *Quantum size effects in metal films: Energies and charge densities of Pb(111) grown on Cu(111)* / G. Materzanini, P. Saalfrank, P. J. D. Lindan // *Phys. Rev. B.* – 2001. – Vol. 63. – N. 235405.
- [443] Wei C. M. *Theory of quantum size effects in thin Pb(111) films* / C. M. Wei, M. Y. Chou // *Phys. Rev. B.* – 2002. – Vol. 66. – N. 233408.
- [444] Ogando E. *Quantum size effects in Pb islands on Cu(111): Electronic structure calculations* / Ogando, N. Zabala, E. V. Chulkov, M. J. Puska // *Phys. Rev. B.* – 2004. – Vol. 69. – N. 153410.
- [445] Czoschke P. *Quantum size effects in the surface energy of Pb/Si(111) film nanostructures studied by surface x-ray diffraction and model calculations* / P. Czoschke, H. Hong, L. Basile, T.-C. Chiang // *Phys. Rev. B.* – 2005. – Vol. 72. – N. 075402.
- [446] Fokin D. A. *Electronic growth of Pb on the vicinal Si surface* // D. A. Fokin, S. I. Bozhko, V. Dubost, F. Debontridder, A. M. Ionov, T. Cren, D. Roditchev // *Phys. Stat. Solidi (c)*. – 2010. – Vol. 7. – P. 165–168.
- [447] Smith A. R. *Formation of atomically flat silver films on GaAs with a 'Silver mean' quasi periodicity* / A. R. Smith, K.-J. Chao, Q. Niu, C.-K. Shih // *Science.* – 1996. – Vol. 273. – P. 226.
- [448] Huang L. *Metastable structures and critical thicknesses: Ag on Si(111)– 7×7* / L. Huang, S. J. Chey, J. H. Weaver // *Surf. Sci.* – 1998. – Vol. 416. – P. L1101–L1106.
- [449] Gavioli L. *Novel growth of Ag islands on Si(111): plateaus with a singular height* / L. Gavioli, K. R. Kimberlin, M. C. Tringides, J. F. Wendelken, Z. Zhang // *Phys. Rev. Lett.* – 1999. – Vol. 82. – P. 129–133.
- [450] Jaklevic R. C. *Observation of electron standing waves in a crystalline box* / R. C. Jaklevic, J. Lambe, M. Mikkor, W. C. Vassell // *Phys. Rev. Lett.* – 1971. – Vol. 26. – P. 88–92.
- [451] Jaklevic R. C. *Experimental study of quantum size effects in thin metal films by electron tunneling* / R. C. Jaklevic, John Lambe // *Phys. Rev. B.* – 1975. – Vol. 12. – P. 4146; Erratum *Phys. Rev. B.* – 1976. – Vol. 13. – P. 2717.
- [452] Hong I.-P. *Quantum size effects in ultrathin metallic islands: a scanning tunneling microscopy/spectroscopy study* / I.-P. Hong // PhD thesis. École Polytechnique Fédérale de Lausanne. – 2009. – 112 p.
- [453] Ligges M. *Electron–phonon coupling in quantum–well states of the Pb/Si(111) system* / M. Ligges, M. Sandhofer, I. Sklyadneva, R. Heid, K.-P. Bohnen, S. Freutel, L. Rettig, P. Zhou, P. M. Echenique, E. V. Chulkov, U. Bovensiepen // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 2014. – Vol. 26. – N. 352001.
- [454] Ressel B. *Quantized valence states of the Pb/Si(111) mosaic phase* / B. Ressel, J. Slezák, K. C. Prince, V. Cháb // *Phys. Rev. B.* – Vol. 66. – 2002. – N. 035325.

- [455] Stroschio J. A. *Scanning tunneling microscopy* / J. A. Stroschio, W. J. Kaiser // Academic Press, Inc. – 1993. – Methods of Experimental Physics, vol. 27. – 459 p.
- [456] Chen C. J. *Introduction to scanning tunneling microscopy* / C. J. Chen // Oxford University Press. – 1993. – 412 p.
- [457] Wiesendanger R. *Scanning probe microscopy and spectroscopy: Methods and applications* / R. Wiesendanger // Cambridge University Press. – 1994. – 637 p.
- [458] Оура К. *Введение в физику поверхности* / К. Оура, В. Г. Лифшиц, А. А. Саранин, А. В. Зотов, М. Катаяма // М.: Наука. – 2006. – 490 с.
- [459] Chan W. Y. *Field-induced expansion deformation in Pb islands on Cu(111): Evidence from energy shift of empty quantum-well states* / W. Y. Chan, H. S. Huang, W. B. Su, W. H. Lin, H.-T. Jeng, M. K. Wu, C. S. Chang // Phys. Rev. Lett. – 2012. – Vol. 108. – N. 146102.
- [460] Papaconstantopoulos D. A. *Handbook of the band structure of elemental solids. From Z = 1 to Z = 112.* / D. A. Papaconstantopoulos // Springer, 2nd ed. – 2015. – 655 p.
- [461] Kirchmann P. S. *Quantum size effects in Pb/Si(111) investigated by laser-induced photoemission* / P. S. Kirchmann, M. Wolf, J. H. Dil, K. Horn, U. Bovensiepen // Phys. Rev B. – 2007. – Vol. 76. – N. 075406.
- [462] Kesaria M. *Effect of Pb adatom flux rate on adlayer coverage for Stranski–Krastanov growth mode on Si(111)7×7 surface* / M. Kesaria, M. Kumar, Govind, S. M. Shivaprasad // Appl. Surf. Sci. – 2009. – Vol. 256. – P. 576–579.
- [463] Horn K. *Electronic energy bands of lead: Angle-resolved photoemission and band-structure calculations* / K. Horn, B. Reihl, A. Zartner, D. E. Eastman, K. Hermann, J. Noffke // Phys. Rev. B. – 1984. – Vol. 30. – P. 1711–1719.
- [464] Демиховский В. Я. *Физика квантовых низкоразмерных структур* / В. Я. Демиховский, Г. А. Вугальтер // М.: Логос – 2000. – 248 с.
- [465] Ledvij M. *Dependence of the Josephson coupling of unconventional superconductors on the properties of the tunneling barrier* / M. Ledvij, R. A. Klemm // Phys. Rev. B. – 1995. – Vol. 51. – 3269-3272.
- [466] Wei J. Y. T. *Directional tunneling and Andreev reflection on YBa₂Cu₃O_{7-δ} single crystals: Predominance of d-wave pairing symmetry verified with the generalized Blonder, Tinkham, and Klapwijk theory* / J. Y. T. Wei, N.-C. Yeh, D. F. Garrigus, M. Strasik // Phys. Rev. Lett. – 1998. – Vol. 81. – P. 2542-2545.
- [467] Iavarone M. *Directional scanning tunneling spectroscopy in MgB₂* / M. Iavarone, G. Karapetrov, A. E. Koshelev, W. K. Kwok, G. W. Crabtree, D. G. Hinks, R. Cook, W. N. Kang, E. M. Choi, H. J. Kim, S. I. Lee // Physica C: Supercond. – 2003. – Vol. 385. – P. 215-220.
- [468] Mahan G. D. *Theory of photoemission in simple metals* / G. D. Mahan // Phys. Rev. B. – 1970. – Vol. 2. – P. 4334-4350.
- [469] Damascelli A. *Probing the electronic structure of complex systems by ARPES* / A. Damascelli // Physica Scripta. – 2004. – Vol. T109. – P. 61–74.
- [470] Ландау Л. Д. *Теоретическая физика в 10 т. Т. VIII. Электродинамика сплошных сред* / Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц // М.: Гос. изд-во техн.-теор. лит.-ры. – 1957. – 532 с.
- [471] Дэвисон С. *Поверхностные (таммовские) состояния* / С. Дэвисон, Дж. Леви // М.: Мир. – 1973. – 232 с.
- [472] Davison S. G. *Basic theory of surface states* / S. G. Davison, M. Stęślicka // Oxford University Press. – 1992. – 223 p.

- [473] Goodwin E. T. *Electronic states at the surfaces of crystals. I – Approximation of nearly free electrons* / E. T. Goodwin // Proc. Camb. Phil. Soc. – 1939. – Vol. 35. – P. 205-220.
- [474] Simmons J. G. *Generalized formula for the electric tunnel effect between similar electrodes separated by a thin insulating film* / J. G. Simmons // J. Appl. Phys. – 1963. – Vol. 34. – P. 1793.
- [475] Garcia R. *Distance–voltage characteristics in scanning tunnelling microscopy* / R. Garcia, J. J. Sáenz, J. M. Soler, N. Garcia // J. Phys. C: Solid State Phys. – 1986. – Vol. 19. – L131-L134.
- [476] Becker R. S. *Electron interferometry at crystal surfaces* / R. S. Becker, J. A. Golovchenko, B. S. Swartzentruber // Phys. Rev. Lett. – 1985. – Vol. 55. – P. 987-990.
- [477] Binnig G. *Tunneling spectroscopy and inverse photoemission – image and field states* / G. Binnig, K. H. Frank, H. Fuchs, N. Garcia, B. Reihl, H. Rohrer, F. Salvan, A. R. Williams // Phys. Rev. Lett. – 1985. – Vol. 55. – P. 991-994.
- [478] Bobrov K. *Atomic–scale imaging of insulating diamond through resonant electron injection* / K. Bobrov, A. J. Mayne, G. Dujardin // Nature. – 2001. – Vol. 413. – P. 616–619.
- [479] Wahl P. *Quantum coherence of image–potential states* / P. Wahl, M. A. Schneider, L. Diekhöner, R. Vogelgesang, K. Kern // Phys. Rev. Lett. – 2003. – Vol. 91. – N. 106802.
- [480] Hanuschkin A. *Image potential and field states at Ag(100) and Fe(110) surfaces* / A. Hanuschkin, D. Wortmann, S. Blügel // Phys. Rev. B. – 2007. – Vol. 76. – N. 165417.
- [481] Kubetzka A. *Spin–polarized scanning tunneling microscopy in field emission mode* / A. Kubetzka, M. Bode, R. Wiesendanger // Appl. Phys. Lett. – 2007. – Vol. 91. – N. 012508.
- [482] Silkin V. M. *Image potential states in graphene* / V. M. Silkin, J. Zhao, F. Guinea, E. V. Chulkov, P. M. Echenique, H. Petek // Phys. Rev. B. – 2009. – Vol. 80. – N. 121408(R).
- [483] Martinez-Blanco J. *Energy splitting of image states induced by the surface potential corrugation of InAs(111)A* / J. Martinez-Blanco, S. C. Erwin, K. Kanisawa, S. Fölsch // Phys. Rev. B. – 2015. – Vol. 92. – N. 115444.
- [484] Ge J.-F. *Probing image potential states on the surface of the topological semimetal antimony* / J.-F. Ge, H. Zhang, Y. He, Z. Zhu, Y. C. Yam, P. Chen, J. E. Hoffman // Phys. Rev. B. – 2020. – Vol. 101. – N. 035152.
- [485] Jung T. *Identification of metals in scanning tunneling microscopy via image states* / T. Jung, Y. W. Mo, F. J. Himpsel // Phys. Rev. Lett. – 1995. – Vol. 74. – P. 1641-1643.
- [486] Rienks E. D. L. *Surface potential of a polar oxide film: FeO on Pt(111)* / E. D. L. Rienks, N. Nilius, H.-P. Rust, H.-J. Freund // Phys. Rev. B. – 2005. – Vol. 71. – N. 241404(R).
- [487] Dougherty D. B. *Local spectroscopy of image–potential–derived states: From single molecules to monolayers of benzene on Cu(111)* / D. B. Dougherty, P. Maksymovych, J. Lee, J. T. Yates, Jr. // Phys. Rev. Lett. – 2006. – Vol. 97. – N. 236806.
- [488] Pivetta M. *Local work function Moiré pattern on ultrathin ionic films: NaCl on Ag(100)* / M. Pivetta, F. Patthey, M. Stengel, A. Baldereschi, W.-D. Schneider // Phys. Rev. B. – 2005. – Vol. 72. – N. 115404.
- [489] Ploigt H.-C. *Local work function changes determined by field emission resonances: NaCl/Ag(100)* / H.-C. Ploigt, C. Brun, M. Pivetta, F. Patthey, W.-D. Schneider // Phys. Rev. B. – 2007. – Vol. 76. – N. 195404.
- [490] Lin C. L. *Manifestation of work function difference in high order Gundlach oscillation* / C. L. Lin, S. M. Lu, W. B. Su, H. T. Shih, B. F. Wu, Y. D. Yao, C. S. Chang, T. T. Tsong // Phys. Rev. Lett. – 2007. – Vol. 99. – N. 216103.

- [491] Borisov A. G. *Image potential states of supported metallic nanoislands* / A. G. Borisov, T. Hakala, M. J. Puska, V. M. Silkin, N. Zabala, E. V. Chulkov, P. M. Echenique // Phys. Rev. B. – 2007. – Vol. 76. – N. 121402(R).
- [492] Yang M. C. *Phase contribution of image potential on empty quantum well states in Pb islands on the Cu(111) surface* / M. C. Yang, C. L. Lin, W. B. Su, S. P. Lin, S. M. Lu, H. Y. Lin, C. S. Chang, W. K. Hsu, Tien T. Tsong // Phys. Rev. Lett. – 2009. – Vol. 102. – N. 196102.
- [493] Becker M. *Scattering and lifetime broadening of quantum well states in Pb films on Ag(111)* / M. Becker, R. Berndt // Phys. Rev. B. – 2010. – Vol. 81. – N. 205438.
- [494] Zugarramurdi A. *Theoretical study of constant current scanning tunneling spectroscopy in Pb overlayers* / A. Zugarramurdi, N. Zabala, A. G. Borisov, E. V. Chulkov // Phys. Rev. B. – 2011. – Vol. 84. – N. 115422.
- [495] Schouteden K. *Quantum confinement of hot image-potential state electrons* / K. Schouteden, C. Van Haesendonck // Phys. Rev. Lett. – 2009. – Vol. 103. – N. 266805.
- [496] Schouteden K. *Particle-in-a-box confinement of electron gases in and above the surface of self-organized Co nanowires at Au(111) step edges* / K. Schouteden, C. Van Haesendonck // Appl. Phys. A. – 2012. – Vol. 107. – P. 183–186.
- [497] Schouteden K. *Confinement of surface state electrons in self-organized Co islands on Au(111)* / K. Schouteden, E. Lijnen, E. Janssens, A. Ceulemans, L. F. Chibotaru, P. Lievens, C. Van Haesendonck // New Journ. Phys. – 2008. – Vol. 10. – N. 043016.
- [498] Schouteden K. *Lateral quantization of two-dimensional electron states by embedded Ag nanocrystals* / K. Schouteden, C. Van Haesendonck // Phys. Rev. Lett. – 2012. – Vol. 108. – N. 076806.
- [499] Schouteden K. *Probing quantized image-potential states at supported carbon nanotubes* / K. Schouteden, A. Volodin, D. A. Muzychenko, M. P. Chowdhury, A. Fonseca, J. B. Nagy, C. Van Haesendonck // Nanotechnology. – 2010. – V. 21. – N. 485401.
- [500] Stepanow S. *Localization, splitting, and mixing of field emission resonances induced by alkali metal clusters on Cu(100)* / S. Stepanow, A. Mugarza, G. Ceballos, P. Gambardella, I. Aldazabal, A. G. Borisov, A. Arnau // Phys. Rev. B. – 2011. – Vol. 83. – N. 115101.
- [501] Craes F. *Mapping image potential states on graphene quantum dots* / F. Craes, S. Runte, J. Klinkhammer, M. Kralj, T. Michely, C. Busse // Phys. Rev. Lett. – 2013. – Vol. 111. – N. 056804.
- [502] Yamada T. *Spectroscopic investigation of unoccupied states in nano- and macroscopic scale: naphthalene overlayers on highly oriented pyrolytic graphite studied by combination of scanning tunneling microscopy and two-photon photoemission* / T. Yamada, M. Isobe, M. Shibuta, H. S. Kato, T. Munakata // J. Phys. Chem. C. – 2014. – Vol. 118. – P. 1035-1041.
- [503] Sugawara K. *Interaction of Stark-shifted image potential states with quantum well states in ultrathin Ag(111) islands on Si(111)- $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -B substrates* // K. Sugawara, K. Nagase, S. Yamazaki, K. Nakatsuji, H. Hirayama // Phys. Rev. B. – 2017. – Vol. 96. – N. 075444.
- [504] Keijsers R. J. P. *Effect of adsorbed helium on electron tunneling between metal electrodes* / R. J. P. Keijsers, J. Voets, O. I. Shklyarevskii, H. van Kempen // Phys. Rev. Lett. – 1996. – Vol. 76. – P. 1138-1141.
- [505] Kolesnychenko O. Yu. *Calibration of the distance between electrodes of mechanically controlled break junctions using field emission resonance* / O. Yu. Kolesnychenko, O. I. Shklyarevskii, and H. van Kempen // Rev. Sci. Instr. – 1999. – Vol. 70. – P. 1442.

- [506] Bono J. *Conductance oscillations in scanning tunneling microscopy as a probe of the surface potential* / J. Bono, R. H. Good, Jr. // Surf. Sci. – 1987. – Vol. 188. – P. 153-163.
- [507] *Физические величины. Справочник* / Под ред. И. С. Григорьева и Е. З. Мейлихова // М.: Энергоатомиздат. – 1991. – 1232 с.
- [508] Lang N. D. *Theory of metal surfaces: Charge density and surface energy* / N. D. Lang, W. Kohn // Phys. Rev. B. – 1970. – Vol. 1. – P. 4555-4568.
- [509] Lang N. D. *Theory of metal surfaces: work function* / N. D. Lang, W. Kohn // Phys. Rev. B. – 1971. – Vol. 3. – P. 1215-1223.