

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук

На правах рукописи

Кузьмичева Татьяна Евгеньевна

**СВЕРХПРОВОДЯЩИЙ ПАРАМЕТР ПОРЯДКА ПНИКТИДОВ И
ХАЛЬКОГЕНИДОВ ЖЕЛЕЗА СЕМЕЙСТВ 122 И 1144**

1.3.8. Физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Москва — 2026

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
Актуальность темы исследования	4
Объект исследования	5
Цели и задачи исследования	5
Степень разработанности темы	6
Научная новизна диссертационного исследования	7
Теоретическая и практическая значимость работы	7
Методология и методы исследования	8
Положения, выносимые на защиту	8
Соответствие паспорту научной специальности	9
Степень достоверности и апробация результатов исследования	10
Публикации по теме диссертации	13
Личный вклад автора	15
Структура и объем диссертации	16
ГЛАВА 1. СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ИССЛЕДОВАНИЙ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СВОЙСТВ ПНИКТИДОВ И ХАЛЬКОГЕНИДОВ ЖЕЛЕЗА	17
1.1. Кристаллическая и зонная структура, фазовая диаграмма пниктидов и халькогенидов железа семейств 122 и 1144	17
1.2. Теоретические модели куперовского спаривания железосодержащих сверхпроводников ...	35
1.3. Экспериментальные исследования свойств сверхпроводящей подсистемы пниктидов и халькогенидов железа семейств 122 и 1144	45
1.4. Сравнение и обобщение свойств сверхпроводящей подсистемы пниктидов и халькогенидов железа семейств 122 и 1144 по данным литературы	64
ГЛАВА 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА	77
2.1. Спектроскопия эффекта многократных андреевских отражений	77
2.2. Система уравнений Москаленко и Сула для двухзонного сверхпроводника	101
2.3. Техника создания планарных механически регулируемых контактов на микротрещине	104
2.4. Виды получаемых туннельных структур в поликристаллических и монокристаллических образцах слоистых соединений	112
2.5. Техника измерения $I(V)$ и $dI(V)/dV$ -характеристик туннельных структур	116
2.6. Характеристики исследованных образцов	119
ГЛАВА 3. ОДНОЦЕЛЕВАЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ ФЕРРОХАЛЬКОГЕНИДОВ $A_xFe_{2-y}Se_2$ С ИЗОВАЛЕНТНЫМ ЗАМЕЩЕНИЕМ	133

3.1. Феррохалькогениды $(\text{K,Na})_x\text{Fe}_{2-y}\text{Se}_2$	133
3.2. Феррохалькогениды $\text{K}_x\text{Fe}_{2-y}(\text{Se,S})_2$	152
3.3. Феррохалькогениды $(\text{K,Na,Rb})_x\text{Fe}_{2-y}\text{Se}_2$	160
3.4. Туннельная спектроскопия феррохалькогенидов семейства 122-Se	171
3.5. О возможности наблюдения второй сверхпроводящей щели в халькогенидах железа методами ЭНМАО-спектроскопии	176
ГЛАВА 4. ДВУХЩЕЛЕВАЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ ПНИКТИДОВ СЕМЕЙСТВА	
$\text{Ba}(\text{Fe}_{2-x}\text{Ni}_x)\text{As}_2$	179
4.1. Пниктиды $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ передопированных составов	179
4.2. Пниктиды $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ оптимальных и недоопированных составов	196
4.3. Сравнение свойств пниктидов $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ недо- и передопированных составов	210
4.4. Температурные зависимости сверхпроводящих параметров порядка пниктидов $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ с вариацией степени электронного замещения	214
ГЛАВА 5. ДВУХЩЕЛЕВАЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ ПНИКТИДОВ СЕМЕЙСТВА	
1144	220
5.1. Микроскопический сверхпроводящий параметр порядка пниктидов $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$	220
5.2. Макроскопический сверхпроводящий параметр порядка пниктидов $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$	233
5.3. Пниктиды $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ с переходом в состояние с магнитным упорядочением ниже T_c	239
ГЛАВА 6. ЭВОЛЮЦИЯ СТРУКТУРЫ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ПАРАМЕТРА ПОРЯДКА	
ПНИКТИДОВ И ХАЛЬКОГЕНИДОВ ЖЕЛЕЗА СЕМЕЙСТВ 122 И 1144 С КРИТИЧЕСКОЙ	
ТЕМПЕРАТУРОЙ И ДОПИРОВАНИЕМ	
6.1. Сравнение сверхпроводящей щелевой структуры халькогенидов железа с различными типами изовалентного замещения	250
6.2. Эволюция микроскопического сверхпроводящего параметра порядка и его анизотропии пниктидов и халькогенидов семейств 122 и 1144 с критической температурой	254
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	267
БЛАГОДАРНОСТИ	270
СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ	271
ЛИТЕРАТУРА	272

ВВЕДЕНИЕ

История исследования неклассических сверхпроводников на основе железа берет свое начало в 2006 году, когда группой Хосоно было синтезировано соединение $\text{LaO}_{1-x}\text{F}_x\text{FeP}$ [1], переходящее в сверхпроводящее (СП) состояние при критической температуре $T_c \approx 4$ К. Несмотря на фундаментальную важность открытия сверхпроводимости в материале, содержащем магнитные атомы, из-за довольно низкой T_c большинство исследователей не придали особого значения этой работе. Однако, двумя годами позже той же группой было показано [2], что в аналогичном пниктидном соединении $\text{LaO}_{1-x}\text{F}_x\text{FeAs}$ критическая температура достигает значения 28 К, близкого к T_c таких слоистых неклассических сверхпроводников как MgB_2 ($T_c \approx 40$ К [3]) и LaBaCuO ($T_c \approx 30$ К [4]). Именно сообщение [2] произвело настоящий «бум» в физике твердого тела [5,6,7], сравнимый с открытием высокотемпературных сверхпроводящих (ВТСП) купратов [4]. На данный момент синтезировано более 10 семейств СП-пниктидов и халькогенидов железа с максимальными $T_c \approx 57$ К в объемных кристаллах [8] и $T_c \approx 100$ К в монослое FeSe [9]. Эти соединения завоевали неподдельный интерес теоретиков и экспериментаторов: начиная с 2008 года, опубликовано несколько десятков тысяч статей в ведущих научных журналах, посвященных многим аспектам свойств железосодержащих сверхпроводников.

Работа посвящена экспериментальному определению структуры микроскопического СП-параметра порядка в пниктидах и халькогенидах родственных семейств 122 и 1144 и ее эволюции с критической температурой T_c . Исследованные сверхпроводники с общей формулой родительских соединений AeFe_2As_2 ($\text{Ae} = \text{Ba}, \text{Eu}, \text{K}, \text{Sr}, \text{Cs}, \text{Rb}$, т.н. семейство Ba-122), XFe_4As_4 ($\text{X} = \text{Ca}, \text{Eu}, \text{Sr}, \text{Y} = \text{K}, \text{Cs}, \text{Rb}$, семейство 1144) AFe_2Se_2 ($\text{A} = \text{Na}, \text{K}, \text{Rb}, \text{Cs}, \text{Tl}$, семейство 122-Se) обладают схожей слоистой кристаллической структурой СП-фазы с тетрагональной симметрией, состоящей из антифлюоритоподобных СП-слоев FeAs или FeSe , разделенных плоскостями щелочных или щелочноземельных металлов.

Актуальность темы исследования

Среди железосодержащих сверхпроводников пниктиды и халькогениды семейств 122 и 1144 представляются весьма интересными как с фундаментальной точки зрения, так и для различных прикладных применений. С одной стороны, благодаря умеренным критическим температурам, достигающим $T_c \approx 38$ К [10], а также значительным величинам второго критического поля $H_{c2}(0) \sim 100$ Тл и плотности «собственного» критического тока $J_c(0) \sim 10^7\text{--}10^8$ А/см² в отсутствие внешнего магнитного поля [11,12] железосодержащие сверхпроводники семейств 122 и 1144 уже сейчас активно используются как база для сильноточных устройств и ВТСП-соленоидов. С дру-

гой стороны, анизотропия транспортных, магнитных и СП-свойств, многозонный и многоорбитальный характер электронного спектра, богатая фазовая диаграмма допирования, близость антиферромагнитного и нематического порядков к СП-фазе и их возможное влияние на свойства СП-подсистемы [13–15] открывает перспективы новой физики, в частности, установления новых типов куперовского спаривания и механизмов ВТСП-состояния [16,17]. Вместе с тем, детальное рассмотрение механизма неклассической сверхпроводимости железосодержащих сверхпроводников семейств 122 и 1144 требуют достоверных экспериментальных данных о структуре микроскопического СП-параметра порядка и его эволюции при изменении состава и степени замещения. На данный момент подобные прямые систематические исследования в мировой литературе отсутствуют.

Объект исследования

В работе исследованы пниктиды $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ с электронным замещением недодопированных ($x \approx 0.08$, $T_c \approx 18$ К), оптимально допированных ($x \approx 0.1$, $T_c \approx 20$ К) и передопированных составов ($x \approx 0.12$ – 0.14 , $T_c \approx 18$ – 12 К); пниктиды семейства 1144 стехиометрического состава с дырочным «самодопированием» — $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ с $T_c \approx 35$ – 37 К, имеющий магнитный переход в подрешетке Eu^{2+} ниже T_c , и немагнитный $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$, а также феррохалькогениды с тремя типами изовалентных замещений — $(\text{K}_{0.8}\text{Na}_{0.2})_{0.9}\text{Fe}_{1.7}\text{Se}_2$ с $T_c \approx 30$ К, $\text{K}_{0.8}\text{Fe}_{1.7}(\text{Se}_{0.73}\text{S}_{0.27})_2$ с $T_c \approx 27$ К и $(\text{K}_{0.3}\text{Na}_{0.3}\text{Rb}_{0.3})_{0.8}\text{Fe}_{1.7}\text{Se}_2$ с $T_c \approx 33$ К.

Цели и задачи исследования

Целями диссертационной работы являются:

- определение и сравнение СП-щелевой структуры пниктидов $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ ($x = 0.08$ – 0.14), $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ и $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ и селенидов железа $(\text{K}_{0.8}\text{Na}_{0.2})_{0.9}\text{Fe}_{1.7}\text{Se}_2$, $\text{K}_{0.8}\text{Fe}_{1.7}(\text{Se}_{0.73}\text{S}_{0.27})_2$ и $(\text{K}_{0.3}\text{Na}_{0.3}\text{Rb}_{0.3})_{0.8}\text{Fe}_{1.7}\text{Se}_2$ структурного типа 122 и ее эволюции с критической температурой T_c и допированием для каждого класса сверхпроводников;
- определение влияния вида допирования (электронного, дырочного) и изовалентного замещения на структуру СП-параметра порядка железосодержащих сверхпроводников семейств Ва-122, 1144, 122-Se;
- определение влияния ферромагнитного порядка подрешетки Eu^{2+} , который устанавливается ниже T_c в $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$, на энергетические характеристики СП-конденсатов.

Для достижения данных целей для рассматриваемых соединений были решены следующие задачи:

- Прямое определение количества, амплитуд $|\Delta(0)|$ и характеристических отношений $2|\Delta(0)|/k_B T_c$ микроскопических СП-параметров порядка рассматриваемых соединений методами спектроскопии эффекта некогерентных многократных андреевских отражений (ЭНМАО) баллистических контактов типа сверхпроводник-тонкий нормальный металл-сверхпроводник (SnS).

— Анализ формы андреевских особенностей на $dI(V)/dV$ -спектрах SnS-контактов в рамках имеющихся теоретических моделей, оценка типа симметрии СП-щелей и степени их анизотропии.

— Прямое определение температурных зависимостей СП-щелей $|\Delta_i(T)|$ и андреевского избыточного тока $I_{\text{exc}}(T)$, их аппроксимация имеющимися теоретическими моделями. Установление однозначности аппроксимации зависимостей $|\Delta_i(T)|$ и оценки сил внутризонного и межзонного взаимодействий.

— Измерение температурной зависимости концентрации куперовских пар $n_S(T)$, ее аппроксимация в рамках имеющихся теоретических моделей с использованием температурных зависимостей СП-щелей $|\Delta_i(T)|$, полученных напрямую методами ЭНМАО-спектроскопии. Проверка согласованности использованных спектроскопических методик.

— Сравнение СП-щелевой структуры и температурных зависимостей СП-щелей недо- и передопированных пниктидов $\text{Ba}(\text{Fe},\text{Ni})_2\text{As}_2$ с близкими T_c ; в пниктиде $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ с магнитным переходом ниже T_c и немагнитном $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$; в ферроселенидах $\text{K}_x\text{Fe}_{2-y}(\text{Se},\text{S})_2$, $(\text{K},\text{Na})_x\text{Fe}_{2-y}\text{Se}_2$, $(\text{Na},\text{K},\text{Rb})_x\text{Fe}_{2-y}\text{Se}_2$ с различными типами изовалентного замещения. Определение зависимостей характеристических отношений теории Бардина-Купера-Шриффера (БКШ) $2\Delta_i(0)/k_B T_c$ СП-щелей и степени их анизотропии вдоль фазовой диаграммы допирования в рассматриваемых соединениях.

Степень разработанности темы

Несмотря на активные исследования в течение 17 лет, данные литературы о СП-щелевой структуре пниктидов и халькогенидов семейства 122 крайне противоречивы. До сих пор не установлено единое мнение о количестве и типе симметрии СП-щелей, а величины такого базового СП-параметра как характеристическое отношение большой СП-щели $2\Delta_L(0)/k_B T_c$, полученные в литературе для пниктидов семейства Ba-122 и 1144 и халькогенидов семейства 122-Se как различными, так и одинаковыми методами для аналогичных соединений, различаются до 3–4 раз.

Вместе с тем, рассматриваемые в диссертации составы ферропниктидов и халькогенидов относительно малоизучены. Для пниктидов семейства $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ на данный момент экспериментальные исследования СП-щелевой структуры проведены только в узком диапазоне $x \approx 0.08$ – 0.1 слабо недодопированной области фазовой диаграммы; определение эволюции СП-параметра порядка вдоль фазовой диаграммы электронного допирования и сравнение СП-щелевой структуры недо- и передопированных составов в литературе отсутствуют [18]. СП-щелевая структура пниктидов $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ и феррохалькогенидов $(\text{K}_{0.8}\text{Na}_{0.2})_{0.9}\text{Fe}_{1.7}\text{Se}_2$, $\text{K}_{0.8}\text{Fe}_{1.7}(\text{Se}_{0.73}\text{S}_{0.27})_2$ и $(\text{K}_{0.3}\text{Na}_{0.3}\text{Rb}_{0.3})_{0.8}\text{Fe}_{1.7}\text{Se}_2$ не была исследована другими группами. Сравнение энергетических параметров СП-состояния пниктидов семейства 1144 на основе европия (с магнитным переходом

ниже T_c) и немагнитных родственных соединений, определенных одним и тем же методом, также отсутствует в литературе.

Научная новизна диссертационного исследования

Проведенное в диссертации прямое систематическое определение амплитуд, характеристических отношений и температурных зависимостей СП-параметров порядка пниктидов семейств Ва-122 и 1144 и халькогенидов семейства 122-Se вышеуказанных составов не имеет аналогов в мировой литературе. Следующие результаты получены впервые:

- определена СП-щелевая структура пниктидов $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ передопированных составов с $x = 0.12-0.14$, $EuCsFe_4As_4$, $(K_{0.8}Na_{0.2})_{0.9}Fe_{1.7}Se_2$, $K_{0.8}Fe_{1.7}(Se_{0.73}S_{0.27})_2$ и $(K_{0.3}Na_{0.3}Rb_{0.3})_{0.8}Fe_{1.7}Se_2$;
- проведено сравнение свойств СП-подсистемы $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ недо- и передопированных составов в диапазоне степени электронного замещения $x = 0.08-0.14$;
- проведено сравнение свойств СП-подсистемы немагнитного пниктида $CaKFe_4As_4$ и соединения $EuCsFe_4As_4$ с ферромагнитным упорядочением ниже T_c ; показано, что последнее не оказывает существенного влияния на механизм куперовского спаривания и СП-щелевую структуру этих материалов;
- оценена степень анизотропии большой и малой СП-щели в $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ ($x = 0.08-0.14$), степень анизотропии большой СП-щели в $CaKFe_4As_4$ и $EuCsFe_4As_4$ и показана реализация расширенного s -волнового типа симметрии СП-параметра порядка без точек нулей;
- напрямую измерены температурные зависимости СП-щели в $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ ($x = 0.08-0.14$), $CaKFe_4As_4$, $EuCsFe_4As_4$, $(K_{0.8}Na_{0.2})_{0.9}Fe_{1.7}Se_2$, $K_{0.8}Fe_{1.7}(Se_{0.73}S_{0.27})_2$ и $(K_{0.3}Na_{0.3}Rb_{0.3})_{0.8}Fe_{1.7}Se_2$;
- в рамках двухзонной модели на основе уравнений Москаленко и Сула с поправками сильной связи в двух эффективных зонах оценена сила внутризонной и межзонной связи в $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ ($x = 0.08-0.14$), $CaKFe_4As_4$, $EuCsFe_4As_4$ и ее эволюция с T_c .

Теоретическая и практическая значимость работы

Полученные в работе фундаментальные закономерности структуры СП-параметра порядка пниктидов и халькогенидов семейств 122 и 1144 и его эволюции при электронном, дырочном допировании и изовалентном замещении важны для верификации теоретических моделей, описывающих механизм неклассической сверхпроводимости этих материалов, а также для выявления сходства и различий в таких механизмах для различных железосодержащих сверхпроводников. В свою очередь, понимание фундаментальных механизмов может способствовать оптимизации СП-свойств железосодержащих сверхпроводников семейств 122 и 1144 и увеличению их критических параметров, а также открыть пути создания новых ВТСП для широкого спектра прикладных задач.

Методология и методы исследования

СП-щелевая структура пниктидов и халькогенидов семейств 122 и 1144 исследовалась с помощью методов туннельной спектроскопии баллистических SnS-контактов, а также ScS-структур (сверхпроводник-сужение-сверхпроводник). Туннельные контакты в монокристаллах и поликристаллических сверхпроводниковых образцах создавались с помощью техники планарного механически регулируемого контакта на микротрещине (ПМПКМ) «break-junction».

Для прямого определения количества, амплитуд $|\Delta(0)|$, характеристических отношений $2|\Delta(0)|/k_B T_c$ и температурных зависимостей СП-щелей $|\Delta(T)|$, а также оценки типа их симметрии и степени анизотропии в импульсном пространстве был использован метод ЭНМАО-спектроскопии SnS-контактов. С целью проверки самосогласованности полученных данных $|\Delta(T)|$ и $2|\Delta(0)|/k_B T_c$ проведены измерения и анализ температурной зависимости андреевского избыточного тока $I_{exc}(T)$ SnS-контактов. Температурная зависимость макроскопического СП-параметра порядка — концентрации куперовских пар $n_S(T)/n_S(0)$ — определялась на основе измеренной температурной зависимости сверхтока $I_c(T)$ ScS-структур.

Оценка сил внутризонного и межзонного взаимодействий проводилась с помощью аппроксимации температурных зависимостей СП-щелей $\Delta_L(T)$ и $\Delta_S(T)$ в рамках модифицированного двухзонного подхода на основе уравнений Москаленко и Сула с поправками сильной связи в обеих эффективных зонах.

Положения, выносимые на защиту

1. Свойства СП-фазы феррохалькогенидов $(K_{0.8}Na_{0.2})_{0.9}Fe_{1.7}Se_2$, $K_{0.8}Fe_{1.7}(Se_{0.73}S_{0.27})_2$, $(Na_{0.3}K_{0.3}Rb_{0.3})_{0.8}Fe_{1.7}Se_2$ при $T \geq 4.2$ К описываются единственным микроскопическим СП-параметром порядка $|\Delta|$ и сильной связью электронов в куперовской паре. Температурная зависимость СП-щели $|\Delta(T)|$ описывается однозонной БКШ-образной функцией.

2. В феррохалькогенидах $(K_{0.8}Na_{0.2})_{0.9}Fe_{1.7}Se_2$, $K_{0.8}Fe_{1.7}(Se_{0.73}S_{0.27})_2$, $(Na_{0.3}K_{0.3}Rb_{0.3})_{0.8}Fe_{1.7}Se_2$ характеристическое отношение СП-щели $2|\Delta(0)|/k_B T_c = 4.35 \pm 0.25$ совпадает и практически постоянно в диапазоне критических температур $T_c \approx 23\text{--}33$ К.

3. В пниктидах $VaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ недо-, оптимально и передопированных составов в диапазоне степени электронного замещения $x \approx 0.08\text{--}0.1\text{--}0.14$, соответственно, ниже T_c реализуется двухщелевая сверхпроводимость с анизотропными в k -пространстве большой и малой СП-щелями, имеющими расширенный s -волновой тип симметрии без точек нулей). Характеристические отношения экстремальных амплитуд большой СП-щели (минимальной Δ_L^{in} и максимальной Δ_L^{out} энергии связи куперовских пар в зависимости от направления импульса) составляют $2|\Delta_L^{out}(0)|/k_B T_c = 5.75 \pm 0.45$, $2|\Delta_L^{in}(0)|/k_B T_c = 3.9 \pm 0.4$, степень анизотропии $A_L = 24\%\text{--}36\%$; для экстремумов малой СП-щели — $2|\Delta_S^{out}(0)|/k_B T_c = 1.9 \pm 0.4$, $2|\Delta_S^{in}(0)|/k_B T_c = 1.4 \pm 0.4$, $A_S = 20\%\text{--}$

39%. В недодопированной ($x \approx 0.08-0.10$) и передопированной ($x \approx 0.10-0.14$) области фазовой диаграммы СП-щелевая структура совпадает. В сильно передопированных составах с $x \approx 0.14$ степень анизотропии СП-щелей не увеличивается.

4. В пниктидах $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ и $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ реализуется двухщелевая сверхпроводимость с анизотропной в k -пространстве большой СП-щелью. В $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ характеристические отношения экстремумов углового распределения большой СП-щели составляют $2|\Delta_L^{\text{out}}(0)|/k_B T_c = 5.7 \pm 0.4$, $2|\Delta_L^{\text{in}}(0)|/k_B T_c = 3.6 \pm 0.3$, степень анизотропии $A_L = 31\%-41\%$; характеристическое отношение малой СП-щели — $2|\Delta_S(0)|/k_B T_c = 1.5 \pm 0.4$. Для $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$: $2|\Delta_L^{\text{out}}(0)|/k_B T_c = 5.3 \pm 0.4$, $2|\Delta_L^{\text{in}}(0)|/k_B T_c = 3.25 \pm 0.25$, степень анизотропии $A_L = 32\%-43\%$; характеристическое отношение малой СП-щели — $2|\Delta_S(0)|/k_B T_c = 1.3 \pm 0.2$.

5. Степень анизотропии большой СП-щели в $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ и $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$, большой и малой СП-щелей в $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ в диапазоне $x \approx 0.08-0.14$ не зависит от температуры при $T < T_c$.

6. Установление дальнего ферромагнитного порядка в подрешетке Eu^{2+} при $T \approx 15 \text{ K} < T_c$ не влияет на температурные зависимости СП-щелей и, соответственно, на механизм куперовского спаривания в пниктидах $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$.

7. В пниктидах $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$, $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ и $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ реализуется единая эволюция СП-щелевой структуры при изменении T_c . Оба СП-конденсата в $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ и $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ находятся в пределе слабой связи теории БКШ 3.53, внутризонное взаимодействие в зонах с большой СП-щелью в $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ на 9%–20% превосходит предел слабой связи и соответствует силе связи в феррохалькогенидах $(\text{K}_{0.8}\text{Na}_{0.2})_{0.9}\text{Fe}_{1.7}\text{Se}_2$, $\text{K}_{0.8}\text{Fe}_{1.7}(\text{Se}_{0.73}\text{S}_{0.27})_2$, $(\text{Na}_{0.3}\text{K}_{0.3}\text{Rb}_{0.3})_{0.8}\text{Fe}_{1.7}\text{Se}_2$. Отношение силы внутризонного и межзонного взаимодействий в пниктидах $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$, $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ и $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ растет с увеличением T_c .

Соответствие паспорту научной специальности

Диссертационное исследование энергетических параметров СП-конденсатов в пниктидах и селенидах железа структурного типа 122 соответствует направлениям «Теоретическое и экспериментальное изучение свойств конденсированных веществ в экстремальном состоянии (сильное сжатие, ударные воздействия, сильные магнитные поля, изменение гравитационных полей, низкие и высокие температуры), фазовых переходов в них и их фазовых диаграмм состояния» и «Теоретическое и экспериментальное изучение физической природы и свойств неорганических и органических соединений как в кристаллическом (моно- и поликристаллы), так и в аморфном состоянии, в том числе композитов и гетероструктур, в зависимости от их химического, изотопного состава, температуры и давления» научной специальности 1.3.8. «Физика конденсированного состояния» (отрасль науки — физико-математические).

Степень достоверности и апробация результатов исследования

Для получения экспериментальных данных использовалась техника создания планарных механически регулируемых контактов на микротрещине, обладающая рядом преимуществ перед широко используемыми туннельными методиками. В частности, метод обеспечивает создание чистых криогенных сколов в исследуемом образце, эффективный теплоотвод от контактной области, четырехточечное подключение, а также способствует получению до сотни туннельных структур на одном и том же образце, способствуя набору значительной статистики данных о СП-щелевой структуре исследуемого материала. Метод ЭНМАО-спектроскопии SnS-контактов на микротрещине обладает высоким разрешением (относительная погрешность определения энергетических параметров — до $\pm 3\%$) и позволяет анализировать тонкую структуру $dI(V)/dV$ -спектров, вызванную, например, анизотропией СП-щелей в k -пространстве или резонансным взаимодействием с бозонными модами. В качестве вспомогательных методов использовались анализ температурной зависимости андреевского избыточного тока SnS-контактов и туннельная спектроскопия фазово-когерентных ScS-контактов. Достоверность полученных сведений о структуре СП-параметра порядка подтверждается их воспроизводимостью и независимостью от свойств конкретного туннельного контакта.

Результаты представлены в 29 (8 приглашенных, 11 устных и 10 постерных) докладах и успешно апробированы на всероссийских и международных конференциях:

1. Кузьмичева Т.Е., Кузьмичев С.А., Анизотропия параметров порядка в сверхпроводящем пниктиде $Ba_{1-x}K_xFe_2As_2$ оптимально допированном никелем, XXIII Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов-2016», секция «Физика», Россия, Москва, 11–15 апреля 2016.
2. Т.Е. Kuzmicheva, S.A. Kuzmichev, V.M. Pudalov, Anisotropic superconducting gaps in optimally doped $Ba_{1-x}K_xFe_2As_2$ and $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ pnictides, International workshop “Advances in preparation and investigation of emergent iron-based superconductors” (IBS-2016), Германия, Дрезден, 23–25 мая 2016.
3. Т.Е. Кузьмичева, В.А. Власенко, С.А. Кузьмичев, К.С. Перваков, В.М. Пудалов, Анизотропия параметров порядка в железосодержащих сверхпроводниках $Ba(K)Fe_2As_2$ и $Ba[Fe(Ni)]_2As_2$, Конференция «Сильно коррелированные электронные системы и квантовые критические явления», Россия, Троицк, 3 июня 2016.
4. Т.Е. Kuzmicheva, S.A. Kuzmichev, V.M. Pudalov, Anisotropic superconducting gaps in optimally doped $Ba(K)Fe_2As_2$ and $Ba[Fe(Ni)]_2As_2$ pnictides, Physics in Quantum Matter Superconductivity, Magnetism & Ferroelectricity (Superstripes 2016), Италия, Искья, 23–29 июня 2016.
5. Т.Е. Кузьмичева, В.А. Власенко, С.А. Кузьмичев, К.С. Перваков, Анизотропия параметра порядка сверхпроводящего $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$, XIV Курчатовская междисциплинарная молодежная научная школа, Россия, Москва, 8–11 ноября 2016.

6. T.E. Kuzmicheva, S.A. Kuzmichev, A.V. Muratov, K.S. Pervakov, A.V. Sadakov, V.M. Pudalov, Anisotropic superconducting gaps in optimally doped $Ba_{1-x}K_xFe_2As_2$ and $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$, MSU-IFW-ILTPЕ Joint Workshop “Synthesis, Theoretical Examination and Experimental Investigation of Emergent Materials”, Россия, Москва, 14–17 июня 2017.
7. Кузьмичев С.А., Кузьмичева Т.Е., Муратов А.В., Садаков А.В., Алещенко Ю.А., Власенко В.А., Мартовицкий В.П., Перваков К.С., Ельцев Ю.Ф., Пудалов В.М., Вихревая структура и анизотропия сверхпроводящих щелей в $Ba(Fe,Ni)_2As_2$, XV Конференция «Сильно коррелированные электронные системы и квантовые критические явления» памяти бессменного председателя конференции академика Л.В. Келдыша, Россия, Троицк, 8 июня 2017.
8. Kuzmicheva T., Kuzmichev S., Muratov A., Pervakov K., Sadakov A., Pudalov V., Anisotropic superconducting gaps in optimally doped $Ba_{1-x}K_xFe_2As_2$ and $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$, 28th International Conference on Low Temperature Physics LT28, Швеция, Гетеборг, 9–16 августа 2017.
9. T.E. Kuzmicheva, S.A. Kuzmichev, Multiple Andreev reflection effect spectroscopy of iron-based superconductors, International Symposium “Perspectives of High-Temperature Superconductivity”, Россия, Москва, 23–25 октября 2017.
10. T.E. Kuzmicheva, Anisotropic superconducting gaps in optimally doped $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$, International Conference on Multi-Condensate Superconductivity and Superfluidity in Solids and Ultra-cold Gases, Италия, Триест, 14–18 мая 2018.
11. Кузьмичева Т.Е., Кузьмичев С.А., Перваков К.С., Власенко В.А., Эволюция сверхпроводящего параметра порядка в передопированных пниктидах $Ba(Fe,Ni)_2As_2$, XXVIII Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов-2020», секция «Физика», подсекция «Сверхпроводящие и электронные свойства твердых тел», Россия, Москва, 10-27 ноября 2020.
12. Кузьмичева Т.Е., Кузьмичев С.А., Перваков К.С., Власенко В.А., Эволюция сверхпроводящих параметров порядка в пниктидах $Ba(Fe,Ni)_2As_2$ по данным спектроскопии многократных андреевских отражений, XIII Сибирский семинар по высокотемпературной сверхпроводимости и физике наноструктур ОКНО-2021, Россия, Новосибирск, 24–25 мая 2021.
13. Кузьмичева Т.Е., Кузьмичев С.А., Перваков К.С., Власенко В.А., Эволюция сверхпроводящего параметра порядка в передопированных пниктидах $Ba(Fe,Ni)_2As_2$, Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов-2021», Россия, Москва, 12–23 апреля 2021.
14. Кузьмичева Т.Е., Кузьмичев С.А., Эволюция сверхпроводящего параметра порядка в пниктидах и селенидах железа, Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов-2022», Россия, Москва, 11–22 апреля 2022.

15. Т.Е. Кузьмичева, С.А. Кузьмичев, К.С. Перваков, В.А. Власенко, И.В. Морозов, А.И. Болталин, А.И. Шилов, Эволюция сверхпроводящего параметра порядка с электронным допированием в арсенидах и селенидах железа семейства 122 методами спектроскопии многократных андреевских отражений, XIX Конференция «Сильно коррелированные электронные системы и квантовые критические явления», Россия, Москва, 26 мая 2022.
16. T.E. Kuzmicheva, S.A. Kuzmichev, I.V. Morozov, A.I. Shilov, K.S. Pervakov, V.A. Vlasenko, Evolution of the Superconducting Order Parameter in $\text{Ba}(\text{Fe,Ni})_2\text{As}_2$ and $(\text{K,Na})\text{Fe}_2\text{Se}_2$ under Electron Doping, 8th International Conference on Superconductivity and Magnetism ICSM2023, Турция, Олюдениз, 4–11 мая, 2023.
17. Т.Е. Kuzmicheva, А.Ю. Degtyarenko, S.Yu. Gavrillkin, K.S. Pervakov, V.A. Vlasenko, S.A. Kuzmichev, Direct Tunneling Probe of the Superconducting Order Parameter in $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$, 13th International Advances in Applied Physics & Materials Science Congress & Exhibition (APMAS 2023), Турция, Олюдениз, 11–17 октября 2023.
18. Кузьмичева Т.Е., Кузьмичев С.А., Ильина А.Д., Никитченков И.А., Шилов А.И., Рахманов Е.О., Морозов И.В., Туннельная спектроскопия железосодержащих халькогенидов семейства 122-Se: прямое определение структуры сверхпроводящего параметра порядка, Международная конференция 39-е Совецание по физике низких температур (ФНТ 2024), Россия, Черноголовка, 3–7 июня 2024.
19. T.E. Kuzmicheva, S.A. Kuzmichev, I.V. Morozov, A.I. Shilov, Ye.O. Rakhmanov, K.S. Pervakov, V.A. Vlasenko, Doping Evolution of the Superconducting Gap Structure of the 122 Family Pnictides and Chalcogenides, 9th International Conference on Superconductivity and Magnetism ICSM2024, Турция, Олюдениз, 27 апреля – 4 мая 2024.
20. T.E. Kuzmicheva, S.A. Kuzmichev, A.Yu. Degtyarenko, K.S. Pervakov, V.A. Vlasenko, Temperature Dependence of the Superconducting Order Parameter in Stoichiometric Alkali Metal-Based Pnictide $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$, 9th International Conference on Superconductivity and Magnetism- ICSM2024, Турция, Олюдениз, 27 апреля – 4 мая 2024.
21. T.E. Kuzmicheva, A.V. Muratov, S.A. Kuzmichev, A.D. Ilina, I.A. Nikitchenkov, A.I. Shilov, Ye.O. Rakhmanov, I.V. Morozov, Spectroscopic Study of $\text{K}_{0.8}\text{Fe}_{1.7}(\text{Se,S})_2$ Selenides in the Superconducting and the Normal State, 14th International Advances in Applied Physics & Materials Science Congress & Exhibition (APMAS 2024), Турция, Олюдениз, 8–14 октября 2024.
22. Т.Е. Кузьмичева, А.В. Муратов, С.А. Кузьмичев, А.Д. Ильина, И.А. Никитченков, Е.О. Рахманов, А.И. Шилов, И.В. Морозов, Спектроскопические исследования свойств сверхпроводящего и нормального состояния селенидов $\text{AFe}_2(\text{Se,S})_2$ (A — щелочной металл), XXIX Симпозиум «Нанозифика и нанозлектроника», Россия, Нижний Новгород, 10–14 марта 2025.

23. Т.Е. Кузьмичева, С.А. Кузьмичев, А.Д. Ильина, И.А. Никитченков, Е.О. Рахманов, А.И. Шилов, И. В. Морозов, Сравнение сверхпроводящих свойств ферроселенидов с изовалентным замещением, XXII Конференция «Сильно коррелированные электронные системы и квантовые критические явления», Россия, Москва, 22 мая 2025.
24. Т.Е. Кузьмичева, С.А. Кузьмичев, А.Д. Ильина, И.А. Никитченков, Е.О. Рахманов, А.И. Шилов, И. В. Морозов, Однощелевая сверхпроводимость ферроселенидов с изовалентным замещением, Конференция «Современные сверхпроводящие материалы, технологии и устройства», Россия, Москва, 23 июля 2025.
25. Кузьмичева Т.Е., Кузьмичев С.А., Ильина А.Д., Никитченков И.А., Шилов А.И., Рахманов Е.О., Морозов И.В., Прямое определение структуры сверхпроводящего порядка ферроселенидов натрия, калия и рубидия с изовалентным замещением, IV Международная Конференция «Физика конденсированных состояний» ФКС-2025, Россия, Черноголовка, 2–6 июня 2025.
26. T.E. Kuzmicheva, S.A. Kuzmichev, A.D. Ilina, I.A. Nikitchenkov, A.I. Shilov, E.O. Rakhmanov, I.V. Morozov, Single-gap superconductivity of alkali-metal ferroselenides with isovalent substitution, 2nd International Workshop on Superconducting and Magnetic Hybrid Structures-2025, Россия Дубна, 7–10 июля 2025.
27. T.E. Kuzmicheva, S.A. Kuzmichev, A.D. Ilina, I.A. Nikitchenkov, E.O. Rakhmanov, A.I. Shilov, I.V. Morozov, Comparison of the Superconducting Properties of the Iron Selenides with Isovalent Substitution, 6th International Conference «Fundamental Problems of Superconductivity-2025», Россия, Москва, 28 сентября – 4 октября 2025.
28. Т.Е. Кузьмичева, С.А. Кузьмичев, А.Д. Ломоносова, И.А. Никитченков, Е.О. Рахманов, А.И. Шилов, И.В. Морозов, Прямое доказательство однощелевой сверхпроводимости ферроселенидов калия с изовалентным замещением, XXX Симпозиум «Нанофизика и нанoeлектроника», 9–13 марта 2026, Нижний Новгород, Россия.
29. Т.Е. Кузьмичева, С.А. Кузьмичев, А.Д. Ильина, И.А. Никитченков, Е.О. Рахманов, А.И. Шилов, И.В. Морозов, Прямое доказательство однощелевой сверхпроводимости ферроселенидов с изовалентным замещением, XXIII Конференция «Сильно коррелированные электронные системы и квантовые критические явления», 21 мая 2026, Москва, Россия.

Публикации по теме диссертации

Основные результаты диссертации опубликованы в 18 статьях в рецензируемых научных периодических журналах, индексируемых в международных базах данных Web of Science и Scopus:

1. Kuzmicheva T.E., Vlasenko V.A., Gavrilkin S.Yu., Kuzmichev S.A., Pervakov K.S., Roshchina I.V., Pudalov V.M. Vortex structure and anisotropic superconducting gaps in Ba[Fe(Ni)]₂As₂ //Journal of Superconductivity and Novel Magnetism. – 2016. – Т. 29. – №. 12. – С. 3059–3064.

2. Кузьмичева Т.Е., Муратов А.В., Кузьмичев С.А., Садаков А.В., Алещенко Ю.А., Власенко В.А., Мартовицкий В.П., Перваков К.С., Ельцев Ю.Ф., Пудалов В.М. О структуре параметра порядка в высокотемпературных сверхпроводниках на основе железа //Успехи физических наук. – 2017. – Т. 187. – №. 4. – С. 450–462.
3. Kuzmicheva T.E., Kuzmichev S.A., Sadakov A.V., Gavrilkin S.Yu., Tsvetkov A.Yu., Lu X., Luo H., Vasiliev A.N., Pudalov V.M., Chen X.-J., Abdel-Hafiez M. Superconducting gap symmetry in the superconductor $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$ //Physical Review B. – 2018. – Т. 97. – №. 23. – С. 235106.
4. Кузьмичева Т.Е., Кузьмичев С.А., Перваков К.С., Власенко В.А. Спектроскопия многократных андреевских отражений сверхпроводящих пниктидов $\text{Ba}(\text{Fe},\text{Ni})_2\text{As}_2$ оптимального состава //Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2020. – Т. 112. – №. 12. – С. 822–829.
5. Kuzmicheva T.E., Kuzmichev S.A., Pervakov K.S., Vlasenko V.A. Superconducting order parameters in overdoped $\text{BaFe}_{1.86}\text{Ni}_{0.14}\text{As}_2$ revealed by multiple Andreev reflection spectroscopy of planar break junctions //Physical Review B. – 2021. – Т. 104. – №. 17. – С. 174512.
6. Кузьмичев С.А., Перваков К.С., Власенко В.А., Гаврилкин С.Ю., Дегтяренко А.Ю., Кузьмичева Т.Е. Андреевская спектроскопия стехиометрического сверхпроводящего пниктида $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ //Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2022. – Т. 116. – №. 10. – С. 702–707.
7. Садаков А.В., Муратов А.В., Кузьмичев С.А., Соболевский О.А., Массалимов Б.И., Прищепа А.Р., Михайлов В.М., Перваков К.С., Власенко В.А., Кузьмичева Т.Е. Определение сверхпроводящего параметра порядка слабо недодопированных пниктидов $\text{BaFe}_{1.92}\text{Ni}_{0.08}\text{As}_2$ двумя взаимодополняющими методами //Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2022. – Т. 116. – №. 10. – С. 686–693.
8. Кузьмичева Т.Е., Кузьмичев С.А., Перваков К.С., Власенко В.А. Сравнение щелевой структуры сверхпроводящих пниктидов $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ недо-и передопированного состава //Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2023. – Т. 118. – №. 7. – С. 526–532.
9. Ильина А.Д., Михайлов В.М., Никитченков И.А., Морозов И.В., Шилов А.И., Кузьмичев С.А., Кузьмичева Т.Е. SnS-андреевская спектроскопия сверхпроводящего селенида $(\text{K}_{0.8}\text{Na}_{0.2})_{0.8}\text{Fe}_{1.6}\text{Se}_2$ //Краткие сообщения по физике Физического института им. П.Н. Лебедева Российской Академии Наук. – 2023. – Т. 50. – №. 12. – С. 49–57.
10. Kuzmicheva T., Pervakov K., Vlasenko V., Degtyarenko A., Kuzmichev S. Temperature Dependence of the Superconducting Order Parameter in Stoichiometric Alkali Metal-Based Pnictide $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ //Journal of Superconductivity and Novel Magnetism. – 2024. – Т. 37. – №. 2. – С. 379–388.

11. Кузьмичева Т.Е., Кузьмичев С.А., Медведев А.С. Многощелевая сверхпроводимость немагнитного стехиометрического пниктида $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2024. – Т. 119. – №. 10. – С. 757–763.
12. Кузьмичева Т.Е., Кузьмичев С.А., Рахманов Е.О., Морозов И.В. Однощелевая сверхпроводимость $\text{K}_{0.8}\text{Fe}_{1.7}(\text{Se}_{0.72}\text{S}_{0.28})_2$ по данным туннельной и андреевской спектроскопии // Краткие сообщения по физике. – 2024. – Т. 51. – №. 8. – С. 10–18.
13. Кузьмичева Т.Е., Алещенко Ю.А., Безотосный П.И., Гаврилкин С.Ю., Дмитриева К.А., Ильина А.Д., Кузьмичев С.А., Муратов А.В., Никитченков И.А., Рыбальченко Г.В. Экспериментальные и теоретические исследования пниктидов семейства BaFe_2As_2 с электронным замещением (Миниобзор) // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2025. – Т. 121. – №. 6. – С. 462–480.
14. Кузьмичева Т.Е., Кузьмичев С.А., Ильина А.Д., Никитченков И.А., Рахманов Е.О., Шилов А.И., Морозов И.В. Сравнение сверхпроводящих свойств ферроселенидов калия с изовалентным замещением // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2025. – Т. 121. – №. 8. – С. 696–703.
15. Кузьмичева Т.Е., Ильина А.Д., Никитченков И.А., Перваков К.С., Власенко В.А., Медведев А.С., Кузьмичев С.А. Многозонный квазичастичный транспорт в туннельных контактах на базе сверхпроводящего стехиометрического пниктида $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ // Физика твердого тела. – 2025. – Т. 67. – №. 7. – С. 1215–1225.
16. Кузьмичева Т.Е., Кузьмичев С.А., Ильина А.Д., Никитченков И.А., Шилов А.И., Рахманов Е.О., Морозов И.В. Однощелевая сверхпроводимость селенидов $(\text{K}_{0.8}\text{Na}_{0.2})_{0.9}\text{Fe}_{1.7}\text{Se}_2$ и $\text{K}_{0.8}\text{Fe}_{1.7}(\text{Se}_{0.73}\text{S}_{0.27})_2$ по данным спектроскопии эффекта многократных андреевских отражений // Физика твердого тела. – 2025. – Т. 67. – №. 6. – С. 1069–1078.
17. Кузьмичева Т.Е., Кузьмичев С.А., Ильина А.Д., Никитченков И.А., Рахманов Е.О., Шилов А.И., Морозов И.В., Медведев А.С., Власенко В.А., Перваков К.С. Температурная зависимость критического тока межзеренных границ в $\text{K}_{0.8}\text{Fe}_{1.7}(\text{Se}_{0.73}\text{S}_{0.27})_2$ и $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ // Краткие сообщения по физике. – 2025. – Т. 52. – №. 7. – С. 47–60.
18. Kuzmicheva T., Lomonosova A., Nikitchenkov I., Kuzmichev S., Rakhmanov E., Morozov I. Direct Spectroscopic Evidence of a Strong-Coupled Single-Gap Superconductivity in $(\text{Na,K,Rb})_{0.8}\text{Fe}_{1.74}\text{Se}_2$ Iron Selenide // European Journal of Physics Plus. – 2026. – Т. 141. – С. 520.

Личный вклад автора

Положения, выносимые на защиту, и результаты диссертации получены автором лично. Автору принадлежит определяющий вклад в постановку задач диссертационного исследования, монтаж образцов на открытом воздухе, проведение туннельных экспериментов, обработку и ин-

терпретацию данных, их систематизацию и апробацию, подготовку публикаций по теме диссертации. Основной вклад в написание текста публикаций [4–6,8,10–12,14–18] внесен автором. В совместных публикациях [1–3,7,13], результаты которых были получены взаимодополняющими методами, вклад автора заключался в описании результатов, полученных с помощью туннельной спектроскопии

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, 6 глав, заключения и списка использованной литературы из 417 наименований. Полный объем диссертации составляет 298 страниц, включая 116 рисунков и 7 таблиц.

ГЛАВА 1. СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ИССЛЕДОВАНИЙ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СВОЙСТВ ПНИКТИДОВ И ХАЛЬКОГЕНИДОВ ЖЕЛЕЗА

1.1. Кристаллическая и зонная структура, фазовая диаграмма пниктидов и халькогенидов железа семейств 122 и 1144

Пниктиды железа семейства $AeTr_2Pn_2$ (Ae — щелочноземельный металл или Eu , Tr — переходный металл, Pn — пниктид) [10] имеют при комнатной температуре тетрагональную кристаллическую структуру типа $ThCr_2Si_2$ с пространственной группой симметрии $I4/mmm$), схематически показанную на Рис. 1а и для краткости обозначаемую «122». Структура пниктидов семейства 122 квазидвумерна: она состоит из антифлюоритоподобных слоев $Tr-Pn$, чередующихся вдоль кристаллографического c -направления с плоскостями Ae . Важно отметить, что слои Fe-As не являются атомарно плоскими в отличие от CuO_2 -плоскостей ВТСП-купратов. Атомы Tr образуют плоскую квадратную подрешетку, при этом атомы Pn расположены выше и ниже этой плоскости, образуя полиэдры с атомами железа в центре. Плоскости Ae^{2+} , в которых атомы также образуют квадратную решетку, разделяют блоки $Tr-Pn$ вдоль c -направления; соседние Ae^{2+} плоскости сдвинуты друг относительно друга на вектор $(0.5;0.5;0)$. Таким образом, элементарная ячейка (сплошные линии на Рис. 1а) имеет объемноцентрированную структуру и содержит два атома железа. Для наиболее яркого представителя системы $AeTr_2Pn_2$ — пниктида $BaFe_2As_2$ — параметры элементарной ячейки при $T = 175$ К по данным [19] составляют $a = 3.95702(4)$ Å и $c = 12.9685(2)$ Å.

Эксперименты по дифракции нейтронов [19] показали, что при температуре $T_S \approx T_m \approx 138$ К (T_S и T_m — температуры структурного и антиферромагнитного (АФМ) перехода, соответственно) в подрешетке Fe стехиометрического состава $BaFe_2As_2$ устанавливается дальний АФМ-порядок с волной спиновой плотности (ВСП), сопровождаемый структурным переходом из тетрагональной фазы $I4/mmm$ в орторомбическую $Fmmm$ с параметрами элементарной ячейки $a = 5.61587(5)$ Å, $b = 5.57125(5)$ Å, $c = 12.9428(1)$ Å. Спины, локализованные на соседних атомах Fe, противоположно направлены и образуют цепочки вдоль a -направления, как показано стрелками на Рис. 1а. Дальний АФМ-порядок может быть разрушен путем дырочного допирования (например, замещением Ba щелочным металлом [10,20]), электронного допирования (замещением Fe переходными металлами Ni, Co, Cu [20–24]) или изовалентного замещения (например, As:P [25] или Fe:Ru [26]), а также при приложении внешнего давления к стехиометрическому соединению $BaFe_2As_2$ [27]. Примеры фазовых диаграмм допирования систем $Ba_{1-x}K_xFe_2As_2$ (BKFA) и $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ (BFNA) приведены на Рис. 1b,c [18,28].

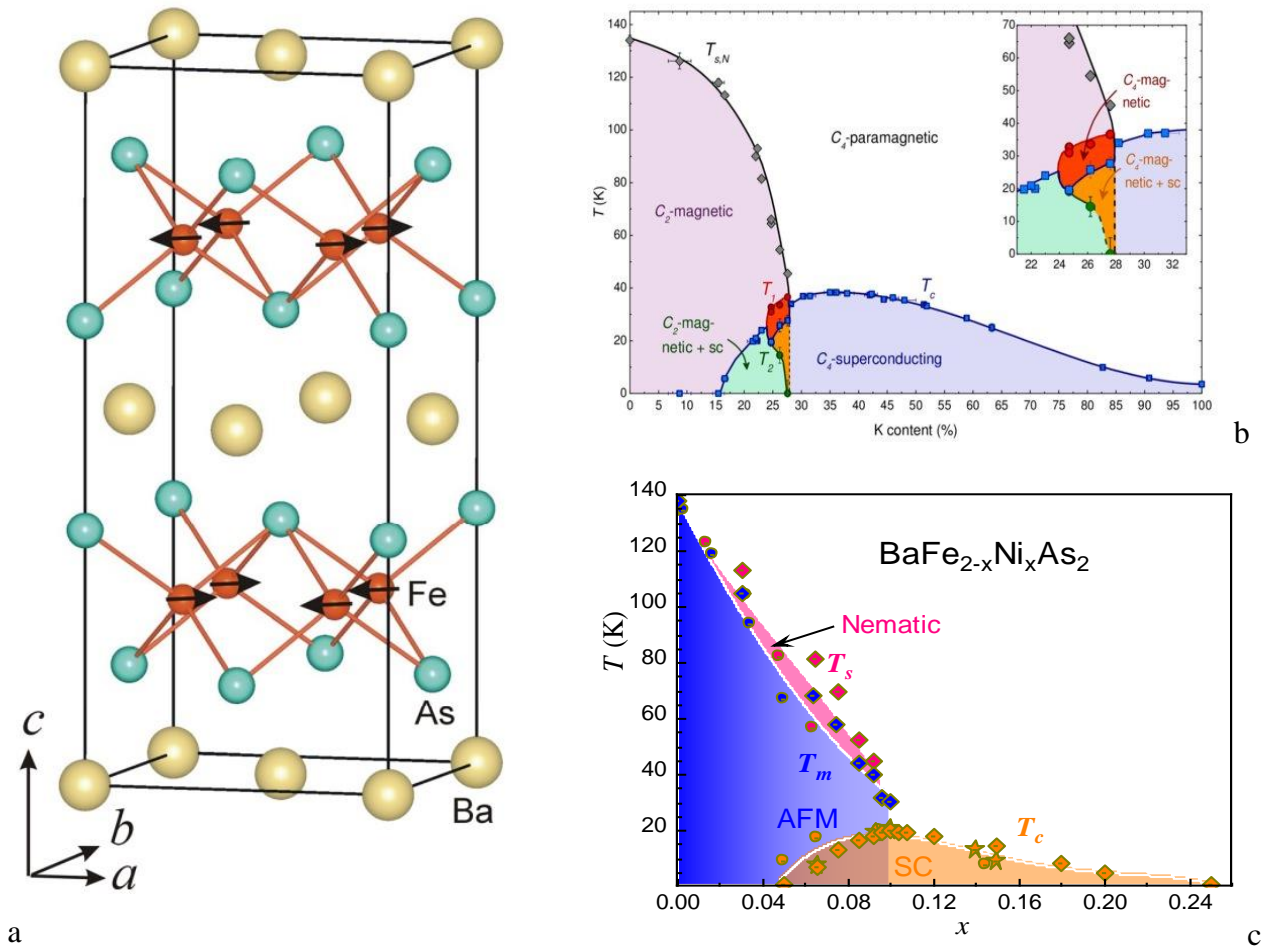


Рис. 1 — (а) Кристаллическая структура пниктида BaFe_2As_2 и спиновое упорядочение в подрешетке железа (из работы [19]). (b) Фазовая диаграмма дырочного допирования в системе $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ [19]. Розовым цветом показана ВСП-область, голубым — СП-фаза, зеленым и оранжевым — области сосуществования ВСП и сверхпроводимости, красным — ВСП-область с C_4 -типом симметрии, белым — металлическая фаза. Ромбами обозначена температура структурного и магнитного перехода $T_{s,N}$, кружками и квадратами — температура СП-перехода T_c . (c) Фазовая диаграмма электронного допирования в системе $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ по данным работ [20–24]. АФМ, СП и нематическая фазы, образующиеся при температурах T_s , T_m и T_c , обозначены розовым, синим и оранжевым цветами, соответственно; белым цветом показана металлическая фаза. Адаптировано из обзора [18].

Для дырочно-допированной системы ВКФА температуры структурного и АФМ-переходов практически совпадают вплоть до $x \approx 0.4$ (ромбы на Рис. 1b), при этом для электронно-допированных соединений ВФНА температура T_s превышает T_m при $0 < x < 0.09$ (см. Рис. 1c). При $T_m < T < T_s$ образуется так называемая нематическая фаза — немагнитное состояние с C_2 -симметрией поворота на $\pi/2$ [29,30], которая проявляется в анизотропии транспортных, магнитных и оптических свойств в ab -плоскости (область розового цвета на Рис. 1c). Поскольку пниктиды семейства

Ва-122 склонны к образованию двойников [31], подобное нарушение C_4 -симметрии поворота на $\pi/4$ может быть экспериментально обнаружено только при «раздвойниковании», реализуемом, например, приложением одноосной деформации [31] или магнитного поля около 14 Тл [32]. В работах [33,34] для монокристаллов с устраненным двойникованием была показана анизотропия удельного сопротивления в ab -плоскости с $\rho_a > \rho_b$ как ниже, так и чуть выше T_s , что означает сохранение нематичности электронной подсистемы в тетрагональной фазе. Пример подобных транспортных измерений для монокристаллов VFNA с различной степенью допирования по данным [33] показан на Рис. 2. При $T = T_m, T_s$ зависимости $\rho_{a,b}(T)$ имеют особенности, вызванные АФМ и структурным переходом (черные вертикальные линии на Рис. 2). В недодопированных СП-составах при $T = T_c$ наблюдается СП-переход, а при $T > T_c$ сопротивление падает с ростом температуры, подобно полупроводнику. При повышении температуры зависимости $\rho_{a,b}(T)$ достигают минимума, после чего сравниваются друг с другом и демонстрируют металлоподобный рост. В оптимально допированном составе $\text{BaFe}_{0.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$ анизотропия сопротивления в ab -плоскости практически отсутствует.

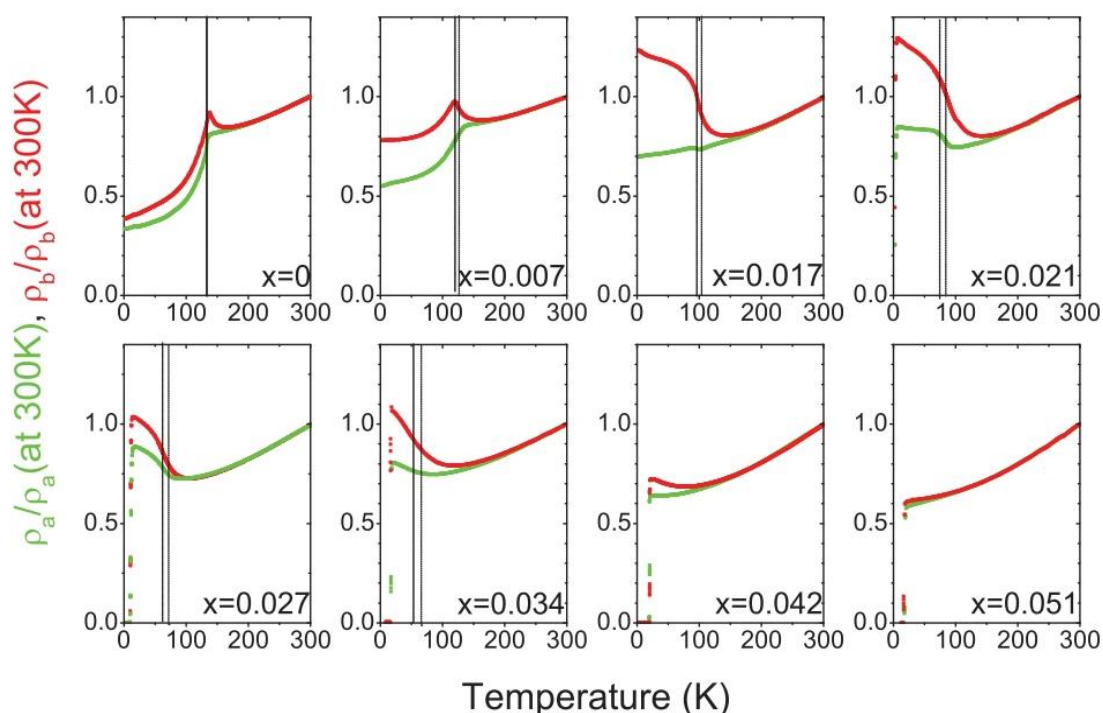


Рис. 2 — Температурная зависимость удельного сопротивления $\rho_a(T)$ и $\rho_b(T)$, измеренного в направлениях a и b монокристаллов VFNA с различной степенью замещения x (здесь соответствует химической формуле $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Ni}_x)_2\text{As}_2$) по данным работы [33]. Черными вертикальными линиями отмечены температуры T_m и T_s .

Подавление АФМ и нематического порядков с увеличением степени допирования сопровождается появлением сверхпроводимости. В отличие от ВТСП-купратов, СП-фаза пниктидов

семейства Ва-122 представляет собой «колокол» несимметричной формы. Критическая температура T_c достигает максимального значения 38 К для системы $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$ [10,28,35] и $T_c \approx 21$ К для $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ [21,23]. Природа области пересечения АФМ и СП-фаз при $x \approx 0.15\text{--}0.3$ для системы ВКФА и $x \approx 0.05\text{--}0.1$ для ВФНА (см. Рис. 1b,c) до сих пор остается предметом обсуждения. Авторы ряда работ [36–39] говорят о микроскопическом сосуществовании АФМ, нематической фаз и СП-фаз в недодопированных составах соединений семейства Ва-122 с различным замещением. Детальные исследования данного региона [19,28,40] также показали существование вблизи T_c узких ВСП-областей с тетрагональной C_4 -симметрией. Напротив, результаты исследований [41–43] показали естественное фазовое разделение в слабо недодопированных составах ВКФА, ВФНА и $\text{BaFe}_{2-x}\text{Co}_x\text{As}_2$ (ВФСА), близких к оптимально допированной области: реализацию в объеме монокристалла пространственно разделенных АФМ-областей с орторомбической структурой и СП-областей с тетрагональной структурой. На реализацию такого сценария также косвенно указывают результаты работы [44].

Заметное падение скорости ядерной спин-решеточной релаксации $1/(T_1T)(T)$ от температуры в монокристаллах родственных соединений $\text{BaFe}_{2-x}\text{Co}_x\text{As}_2$ с $x = 0\text{--}0.52$ при увеличении степени замещения x [45] указывает на ослабление интенсивности спиновых флуктуаций при отдалении от АФМ-области фазовой диаграммы допирования.

Методами сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и дифракции медленных нейтронов [46–54] показано, что скол в монокристаллах стехиометрического состава BaFe_2As_2 проходит по плоскостям мышьяка, а в электронно- или дырочно-допированных монокристаллах — преимущественно по плоскостям Ва. С помощью СТМ-экспериментов с атомарным разрешением [55] было установлено образование сверхрешеток из атомов As и Ва в стехиометрических и допированных соединениях семейства Ва-122 (Рис. 3b–i). Наиболее вероятно получение сверхструктуры типа $\sqrt{2} \times \sqrt{2}$ [46,47,50–52], образованной из атомов и вакансий, расположенных в шахматном порядке, как показано на Рис. 3a,b. Примеры изменения порядка $\sqrt{2} \times \sqrt{2}$ вблизи двойниковых границ показаны на Рис. 3d,e. Также на сколах допированных монокристаллов довольно распространено расположение атомов типа 2×1 (Рис. 3c), в котором цепочки атомов бария чередуются с цепочками вакансий [48–51]. Помимо вышеуказанных, в СТМ-экспериментах наблюдались более редкие, однако воспроизводимые: комбинация $\sqrt{2} \times \sqrt{2}$ и (2×1) -сверхструктур (Рис. 3f), «страйповый» (Рис. 3h) и линейный порядки (Рис. 3i). В объеме монокристаллических образцов пниктидов семейства ВФСА с помощью просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) с атомным разрешением были обнаружены планарные дефекты, представляющие собой две плоскости Ва без разделяющего их блока FeAs [56,57].

Расчеты зонной структуры в приближении локальной плотности (LDA) [58,59] в металлической фазе пниктидов семейства Ва-122 показали, что уровень Ферми пересекают две дырочные

зоны вблизи Γ -точки и две электронные зоны вблизи X -точки развернутой зоны Бриллюэна (Рис. 4а). Важно отметить, что все эти зоны достаточно неглубоки (дно/потолок расположены в $\epsilon_F \sim 100\text{--}200$ мэВ относительно E_F) и находятся вблизи перехода Лифшица. Таким образом, пниктиды семейства Ва-122 находятся в неадиабатическом пределе [60], т.е. не выполняется приближение квазиклассичности $\epsilon_F \gg \hbar\omega_D \gg \Delta_0$, где $\hbar\omega_D$ — энергия Дебая. Уровень Ферми находится на склоне плотности квазичастичных состояний $N(\epsilon)$, основной вклад в которую вблизи E_F вносят $3d$ -орбитали железа (штриховая линия зеленого цвета на Рис. 4б). Таким образом, $3d$ -электроны и дырки обеспечивают металлическую проводимость системы выше T_c и образование куперовских пар ниже T_c . Гибридизация $3d$ -орбиталей Fe и $3p$ -орбиталей As имеет место в диапазоне энергий $-3.4 < \epsilon < -2.5$ относительно E_F , определяя ковалентную связь в блоках FeAs. Связь между блоками FeAs и плоскостями Ba^{2+} носит ионный характер, определяя квазидвумерность кристаллической структуры пниктидов семейства Ва-122.

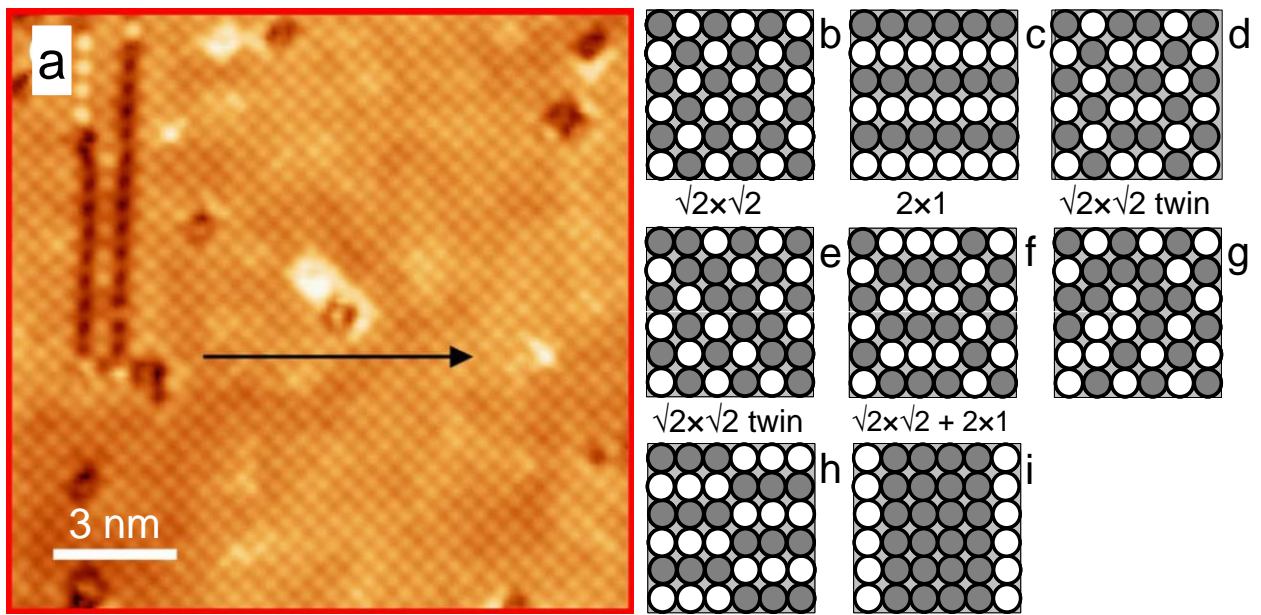


Рис. 3 — (а) Топография поверхности монокристалла $\text{BaFe}_{1.92}\text{Ni}_{0.08}\text{As}_2$ со сверхрешеткой атомов Ва типа $\sqrt{2} \times \sqrt{2}$, полученная с помощью СТМ (из работы [54]). (b)–(i) Схемы расположения атомов Ва и их вакансий (серые и белые кружки соответственно), обнаруженные на сколах монокристаллов $\text{BaFe}_{1.86}\text{Co}_{0.14}\text{As}_2$ в [50]: $\sqrt{2} \times \sqrt{2}$ (b); 2×1 (c); порядок $\sqrt{2} \times \sqrt{2}$ в присутствии линейно (d) или диагонально (e) расположенной двойниковой границы; комбинация $\sqrt{2} \times \sqrt{2}$ и 2×1 структур (f); разупорядоченная структура (g); «страйповый порядок» (h); линейный порядок (i).

На поверхности Ферми металлического BaFe_2As_2 , согласно расчетам [58,59], образуются два вложенных дырочных цилиндра и замкнутый карман вокруг Γ -точки с C_4 -типом симметрии, а также два электронных цилиндра эллиптического сечения, ориентированных под углом $\pi/2$ друг

относительно друга в $k_x k_y$ -плоскости (Рис. 4с). Каждый карман поверхности Ферми образован двумя типами орбиталей (d_{xz} , d_{xy} , d_{yz}) [61], как схематически показано на Рис. 4d. Все открытые поверхности Ферми слабо гофрированы вдоль k_z -направления.

Эксперименты по определению зонной структуры методом фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением (ФЭСУР) соединений семейства Ва-122 немногочисленны, поскольку осложнены рядом трудностей. Сверхструктуры Ва на сколах (см. Рис. 3) часто искажают ФЭСУР-спектры (частично эту проблему можно решить за счет прогрева до 150 К с последующим охлаждением [62]). Для электронно-допированных $\text{BaFe}_{2-x}\text{Tm}_x\text{As}_2$ большинство экспериментов методом ФЭСУР проведены на монокристаллах ВFСА [62–68], при этом данные для ВFНА получены только в работе [69]. Практически полное отсутствие данных СТМ и ФЭСУР для монокристаллов ВFНА может быть вызвано более сложной перестройкой зонной структуры на поверхности, что делает невозможным получение качественных данных. Полученные в этих работах картины зонной структуры качественно схожи с расчетами [58,59,61]. В орторомбической АФМ-фазе стехиометрического BaFe_2As_2 при $T < 138$ К зона Бриллюэна уменьшается в два раза, и на части поверхностей Ферми открывается спиновая щель. В результате вблизи Γ и M -точек с помощью ФЭСУР наблюдаются небольшие четырехлистные эллиптические пятна интенсивности с C_2 -симметрией (Рис. 5а), которые при электронном допировании трансформируются в два скрещенных эллипса с восстановлением C_4 -симметрии (Рис. 5b). При увеличении концентрации допирующих электронов радиусы дырочных листов поверхности Ферми уменьшаются, а электронных — увеличиваются [63,68,69], в результате в сильно передопированном несверхпроводящем составе $\text{BaFe}_{1.7}\text{Co}_{0.3}\text{As}_2$ полностью исчезает дырочный карман в Γ -точке [66]. Конгруэнтность («нестинг») электронных и дырочных поверхностей Ферми в Γ - M -направлении имеет место в оптимально допированном соединении $\text{BaFe}_{1.85}\text{Co}_{0.15}\text{As}_2$ [63] и слабо недопированном составе $\text{BaFe}_{1.925}\text{Ni}_{0.075}\text{As}_2$ [69].

Исследования температурного изменения зонной структуры в орторомбической фазе с нарушенной C_4 -симметрией пниктидов семейства Ва-122 с электронным, дырочным и изовалентным замещением проведены с помощью ФЭСУР в работах [65,70–74]. При устранении двойников путем приложения одноосной деформации становится возможным разрешить неэквивалентность положения зон, образованных d_{xz} и d_{yz} -орбиталями Fe, по энергии в АФМ и нематической фазе при $T < T_s$, как показано на Рис. 5с пунктирным и на Рис. 5d,e сплошными линиями красного и зеленого цвета. Такое температурное изменение зонной структуры согласуется с расчетами [36]. Величина неэквивалентности зон по энергии составляет около 60–100 мэВ и падает с увеличением степени электронного допирования. В результате на поверхности Ферми исчезает один из цилиндров в X/Y -точке в зависимости от направления приложенного механического напряжения (см. Рис. 5а). С ростом температуры до 160–200 К [65] d_{yz} -зона опускается, а d_{xz} -зона поднимается относительно уровня Ферми, и C_4 -симметрия восстанавливается, однако, данные температуры заметно

превышают как T_s , так и температуру нематического перехода (см. Рис. 2). Более того, в [71] наблюдалось более сильное температурное изменение зонной структуры VFCA в широком диапазоне допирования вплоть до комнатных температур, объяснение которому до сих пор не найдено.

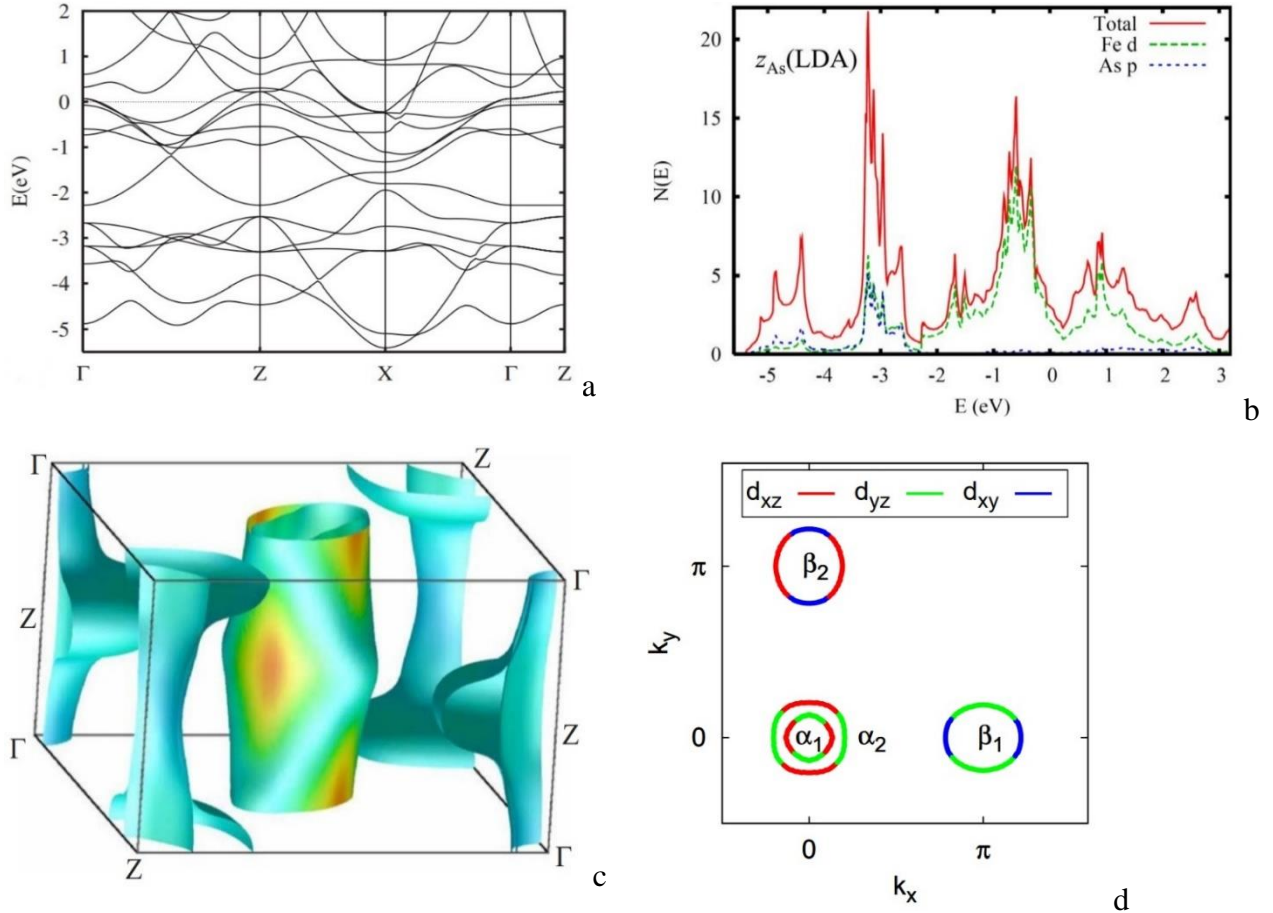


Рис. 4 — Зонная структура (a), зависимость плотности электронных состояний $N(\epsilon)$ от энергии (b) и поверхность Ферми BaFe_2As_2 в металлической фазе по данным LDA-расчетов (c) [58]. (d) Схема орбитальной структуры поверхности Ферми электронно-допированного BaFe_2As_2 , согласно расчетам [61].

Природа нематической фазы также до сих пор не понята. В литературе [30,34,36,75,76] активно обсуждается связь нематичности со свойствами спиновой, зарядовой, орбитальной и СП-подсистем. В общем случае в нематическом состоянии реализуются три параметра порядка [30]: 1) структурный, связанный непосредственно с искажением кристаллической решетки посредством фононов; 2) зарядовый/орбитальный, связанный с неэквивалентностью заполнения d_{xz} и d_{yz} -орбиталей железа; 3) спиновый, возникающий из-за неэквивалентности пиков динамической спиновой восприимчивости $\chi(\mathbf{q}, \omega)$ на векторах $(\pi, 0)$ и $(0, \pi)$. Строго доказать, какой из вышеуказанных порядков первичен, и, соответственно, какой тип флуктуаций является предвестником нематичности, не представляется возможным ни теоретически, ни экспериментально [30].

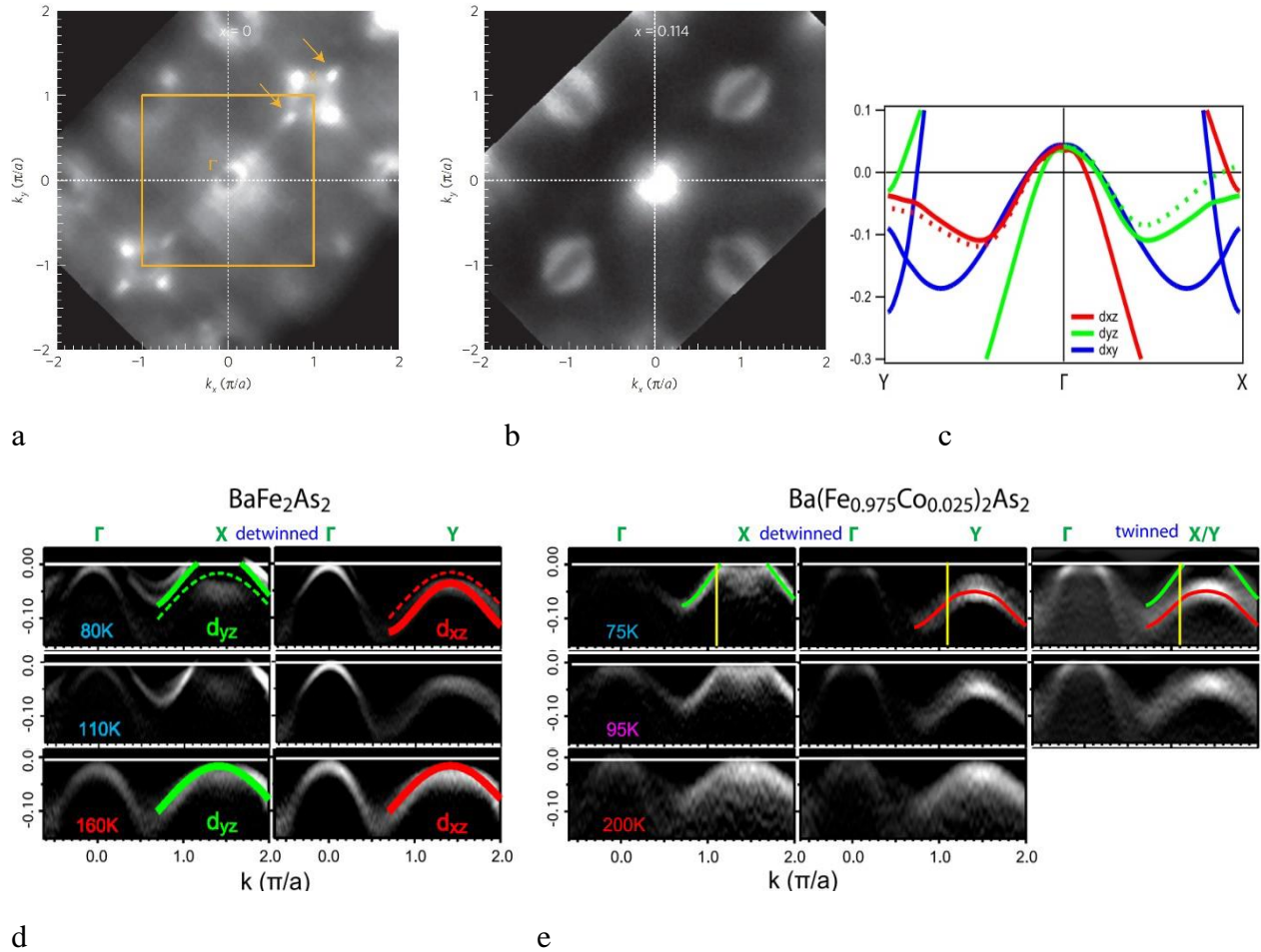


Рис. 5 — Поверхность Ферми стехиометрического BaFe_2As_2 (a) и недодопированного состава $\text{BaFe}_{0.77}\text{Co}_{0.23}\text{As}_2$ (b), полученные с помощью ФЭСУР при $T = 20$ К в работе [68]. (c) Схема топологии d_{xz} и d_{yz} -зон вблизи E_F в орторомбической (пунктирные линии) и тетрагональной фазе (сплошные линии) из работы [65]. (d) Изменение зонной структуры около X и Y-точек с температурой в монокристаллах BaFe_2As_2 (d) и недодопированного состава $\text{BaFe}_{1.95}\text{Co}_{0.05}\text{As}_2$ (e) без двойников, полученные с помощью ФЭСУР [65]. Для сравнения справа на (e) показаны аналогичные данные для двойникового кристалла $\text{BaFe}_{1.95}\text{Co}_{0.05}\text{As}_2$.

В оптимально допированном дырками $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$ в работе [77] было показано несоответствие топологии зон и положения уровня Ферми по данным зонных расчетов (цветные пунктирные линии и штриховая прямая на Рис. ба, соответственно) с таковыми, наблюдаемыми с помощью ФЭСУР (сплошные цветные кривые и черная прямая на Рис. ба). Экспериментальные данные [77] показали, что в тетрагональной фазе дырочно-подобная d_{yz} -зона пересекает E_F , образуя «пропеллер» вокруг X-точки. Это резко отличает топологию поверхности Ферми $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$ от таковой для пниктидов семейства Ва-122 с электронным и изовалентным замещением, где данный участок соответствующей зоны находится ниже E_F [65,74].

Другой важной особенностью пниктидов семейства Ва-122, обнаруженной с помощью ФЭСУР, является практически линейная зависимость амплитуды рассеяния на примесях (параметра размытия) $\Gamma = \Gamma_{el} + \Gamma_{inel}$ от энергии ниже уровня Ферми $\Gamma(\varepsilon) \propto \varepsilon$ [78,79], нехарактерное для Ферми-жидкости ($\Gamma(\varepsilon) \propto \varepsilon^2$) (здесь $\Gamma_i \equiv \hbar/(2\tau_i)$, τ_i — характерное время рассеяния, Γ_{el} и Γ_{inel} — вклады упругого и неупругого рассеяния, соответственно). При этом величина $d\Gamma(\varepsilon)/d\varepsilon$ вглубь валентной зоны в зависимости от степени замещения примерно повторяет форму «колокола» и принимает максимальное значение в составах, оптимально допированных как дырками (Ва:К), так и электронами (Fe:Co). Также стоит отметить экстремально высокие абсолютные амплитуды рассеяния: так, по оценкам [79], $\Gamma(0)$ составляет $\sim 40\text{--}80$ мэВ, что в разы превышает амплитуду СП-щели $2\Delta(0)$, открывающейся ниже T_c в СП-составах и обуславливает малую величину длины свободного пробега l_{el} порядка 60 \AA . Амплитуды упругого рассеяния при $T \geq T_c$ по данным наиболее узких вкладов Друде в оптическую проводимость ВFNA и ВFCA, согласно оценкам [80–86], составили $\Gamma_{el}(0) \approx 6\text{--}25$ мэВ. Аналогичные, практически линейные зависимости $\Gamma(\varepsilon) \propto \varepsilon$ ниже E_F были получены в родственном пниктиде $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ семейства 1144; вблизи уровня Ферми амплитуда упругого рассеяния составила $\Gamma_{el}(0) \approx 80$ мэВ [87].

Значение инварианта $\rho_{ab}l_{ab}^{el}$ (где ρ_{ab} — удельное сопротивление, l_{ab}^{el} — длина свободного пробега; обе величины взяты вдоль ab -направления) для ВFNA и ВFCA составов, близких к оптимальному, по данным магнитотранспортных [88] и оптических измерений [86] отлично согласуется и составляет $\rho_{ab}l_{ab}^{el} \approx 7 \times 10^{-8}$ мОм·см². Эта величина близка к оцененному по данным [87] значению $\rho_{ab}l_{ab}^{el} \approx 10 \times 10^{-8}$ мОм·см² для монокристалла $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$. Оцененная на основе фермиевских скоростей V_F и амплитуд упругого рассеяния, полученных с помощью ФЭСУР в работе [79], величина $\rho_{ab}l_{ab}^{el}$ оказалась почти в 2.5 раза выше (16×10^{-8} мОм·см²), а с использованием V_F и Γ , рассчитанных в работе [89] по данным ТГц-спектроскопии для ВFNA, — в 4 раза выше: $\rho_{ab}l_{ab}^{el} \approx 28 \times 10^{-8}$ мОм·см². Величина, полученная по данным измерений коэффициента теплопроводности [90] и усредненная по объему кристалла, значительно превышает вышеуказанные значения: $\rho l^{el} \approx 165 \times 10^{-8}$ мОм·см².

Особый интерес представляет недавно открытое [91,95] пниктидное семейство 1144 с общей формулой $(Ae,A)\text{Fe}_4\text{As}_4$, где Ae — щелочноземельный металл Ca, Sr или магнитный редкоземельный металл Eu, A — щелочной металл K, Rb, Cs. Представители семейства 1144 переходят в СП-состояние при критических температурах T_c до 37 K и являются полным стехиометрическим аналогом системе 122 $(Ae,A)\text{Fe}_2\text{As}_2$. Тетрагональная структура этих материалов представлена в виде двух чередующихся вдоль c -направления неэквивалентных блоков 122-типа, в которых слои Fe-As разделены поочередно плоскостями Ae и A , как показано на Рис. 7а. Параметры элементарной

ячейки составляют $a = 3.866(1) \text{ \AA}$, $c = 12.817(1) \text{ \AA}$ для $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ [91] и $a = 3.901(1) \text{ \AA}$, $c = 13.63(1) \text{ \AA}$ для $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ [94].

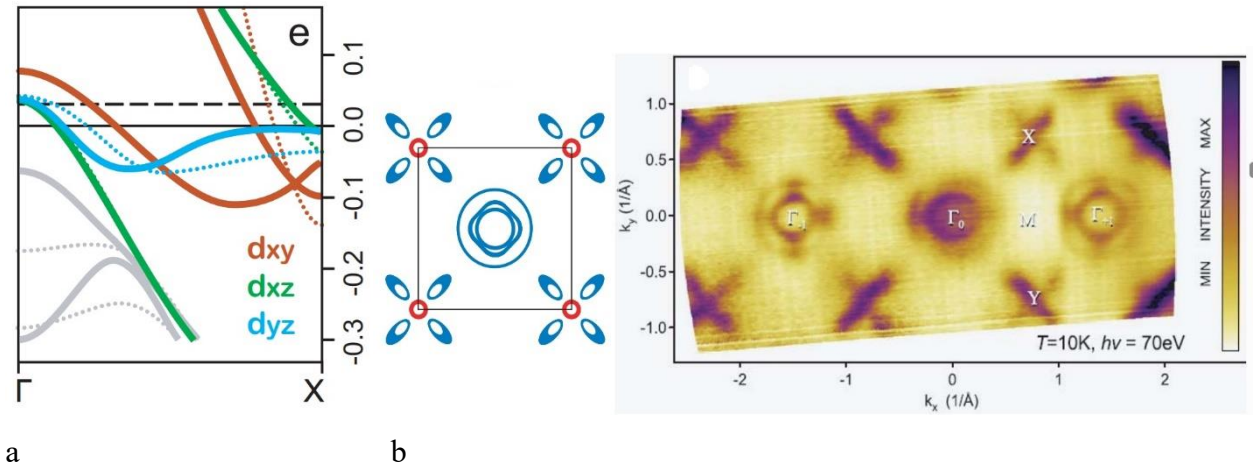


Рис. 6 — (a) Схема зонной структуры $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$ вблизи E_F : топология зон и положение уровня Ферми, согласно зонным расчетам (пунктирные кривые, штриховая линия) и по данным ФЭСУР (сплошные линии, черная прямая) [77]. (b) Схема поверхности Ферми и ее визуализация методом ФЭСУР для оптимально допированного $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$ [77].

При росте кристаллов фаза 1144 $\text{AeAFe}_4\text{As}_4$ соперничает с родственной фазой 122 вида $\text{Ae}_{1-x}\text{A}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$, в которой A и Ae распределяются по всем слоям, разделяющим СП-блоки FeAs . Таким образом, для каждого соединения семейства 1144 существует стабильный аналог, принадлежащий семейству 122, вида $\text{Ae}_{1-x}\text{A}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$, который является либо несверхпроводящим в стехиометрическом составе (CaFe_2As_2 , SrFe_2As_2 , EuFe_2As_2 , BaFe_2As_2), либо имеют крайне низкую T_c (для KFe_2As_2 $T_c \approx 3.5 \text{ K}$, для RbFe_2As_2 — 2.6 K , для CsFe_2As_2 — 1.8 K [91]). В пниктидах семейства 1144 на основе европия подтверждено [91] существование фаз $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ и $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$, при этом их аналоги вида $\text{Eu}_{1-x}(\text{Cs/Rb})_x\text{Fe}_2\text{As}_2$, принадлежащие типу 122, отсутствуют. Согласно расчетам, проведенным в работах [91,96], системы $\text{AeA} = \text{BaRb}$, BaCs , SrK , CaNa , BaK , SrNa , BaNa склонны к образованию 122-фазы и никогда не образуют 1144-фазу [91]. В то же время, устойчивая фаза 1144 может быть получена в соединениях с $\text{AeA} = \text{CaK}$, CaCs , CaRb , SrCs , SrRb .

В работе [97] с помощью ПЭМ высокого разрешения на примере $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ было показано, что соответствующая фаза 122 образуется в виде планарных дефектов — монослоев RbFe_2As_2 . Напротив, в $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ [98] было обнаружено два типа дефектов со структурой типа CaFe_2As_2 : монослои и сростки толщиной до 55 \AA . Хотя рост чистой фазы 1144, по-видимому [92], невозможен, минимизация объемной доли «паразитной» фазы 122 (от нескольких процентов до следовых количеств) является отдельной задачей.

Из-за присутствия атомов щелочного металла достаточно большого радиуса пниктиды $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ и $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ быстро деградируют как на открытом воздухе, так и в присутствии даже следовых количеств воды и кислорода, что влечет понижение T_c с увеличением времени экспонирования. Деградация кристаллов начинается с поверхности вглубь образца. Это обуславливает крайне малое количество экспериментальных данных о свойствах пниктидов семейства 1144 на основе Cs и Rb, имеющееся на данный момент в литературе. Напротив, пниктиды $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ стабильны на открытом воздухе.

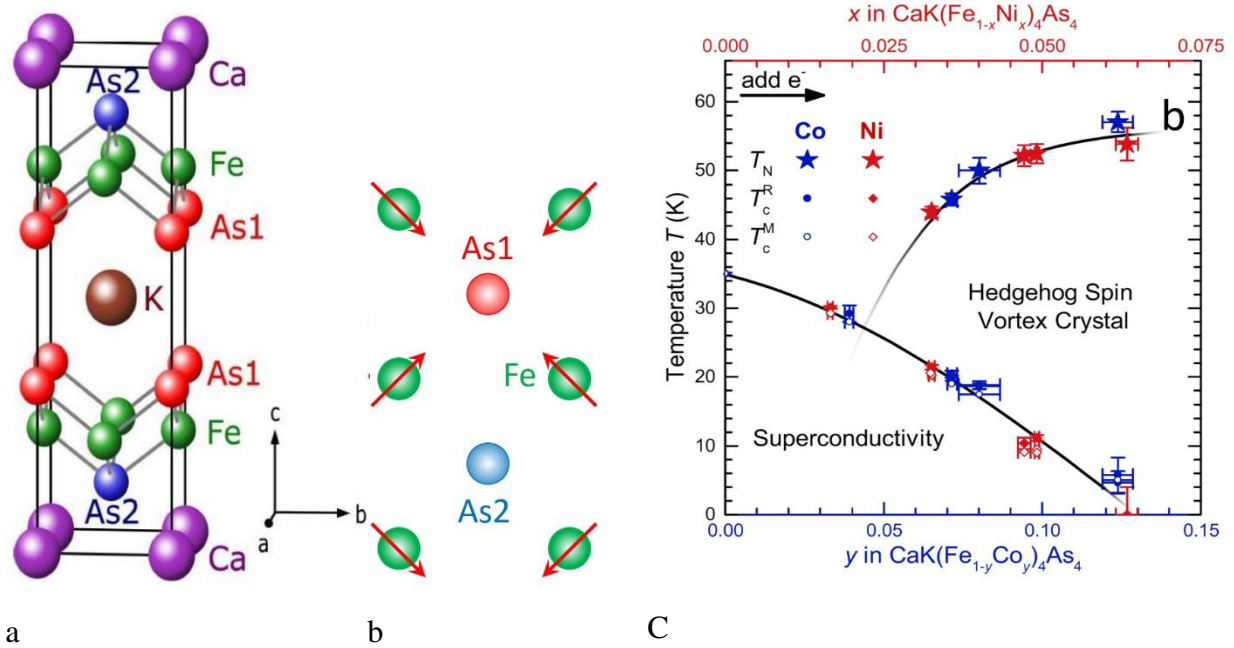


Рис. 7. (a) Кристаллическая структура $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ [103]. (b) Спиновый порядок типа «еж» в подрешетке Fe в допированных пниктидах семейства 1144. (c) Фазовая диаграмма электронного допирования $\text{CaK}(\text{Fe}_{1-x}\text{Ni}_x)_4\text{As}_4$ (верхняя ось) и $\text{CaK}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_4\text{As}_4$ (нижняя ось) [100]. Критическая температура СП-перехода по данным резистивных и магнитных измерений показана кружками и ромбами, температура Нееля — звездами.

В отличие от родственных соединений семейства 122, пниктиды семейства 1144 демонстрируют оптимальные СП-свойства в стехиометрическом составе без присутствия нематических флуктуаций [99], структурного и АФМ-перехода в подрешетке железа в диапазоне температур $T = 2\text{--}300$ К [91,98,100]. По сравнению с системой 122, вообще говоря, присутствие в кристаллической структуре пниктидов семейства 1144 чередующихся слоев щелочных металлов осуществляет дырочное «самодопирование». Таким образом, пниктиды семейства 1144, аналогично MgB_2 [3] и соединению LiFeAs [101], от природы обладают оптимальными СП-свойствами. Критические температуры $T_c \approx 35\text{--}37$ К стехиометрических соединений семейства 1144 близки к $T_c \approx 35$ К для пниктидов семейства 122 с примерно 50% дырочным замещением, например, $\text{Eu}_{0.5}\text{Na}_{0.5}\text{Fe}_2\text{As}_2$ [102] или $\text{Ba}_{0.5}\text{K}_{0.5}\text{Fe}_2\text{As}_2$ [28].

При частичном замещении железа переходными металлами ($Tm = Co, Ni, Cr$) в подрешетке Fe соединения $CaK(Fe, Tm)_4As_4$ появляется дальний АФМ-порядок типа «еж» [103], схематически показанный на Рис. 7b. Одновременно с установлением магнетизма происходит плавное снижение T_c в виде «полуколокола», при этом с увеличением степени электронного допирования растет температура Нееля T_m (Рис. 7c) [103–105]. Аналогично родственным пниктидам BFNA и BFCA [18], фазовая диаграмма электронного допирования и абсолютные величины T_c и T_m соединений $CaK(Fe, Co)_4As_4$ и $CaK(Fe, Ni)_4As_4$ близки, при этом соответствующие концентрации Co в два раза меньше концентраций Ni (см. Рис. 7c).

Уникальной особенностью пниктидов на основе европия $EuCsFe_4As_4$ и $EuRbFe_4As_4$ стехиометрического состава является наличие дальнего магнитного порядка в подрешетке Eu^{2+} , который проявляется в виде особенности (максимума) динамической магнитной восприимчивости $\chi'(T)$ [92,94,97,106] и теплоемкости [92,107] при $T_m^{1144} \approx 15$ К ниже T_c . Каждый $4f$ -электрон, локализованный на атоме Eu, несет магнитный момент $6.5 \mu_B$ [94]. В работе [108] была показана реализация геликоидального магнитного порядка, представляющего собой ферромагнитное упорядочение в каждой из плоскостей Eu^{2+} с поворотом на $\pi/2$ относительно соседней плоскости. Частичное замещение в плоскостях-спейсерах $Eu_{1-x}Ca_xCsFe_4As_4$ подавляет геликоидальный магнитный порядок Eu, однако, не влияет на T_c [109]. Напротив, электронное допирование $EuRb(Fe_{1-x}Ni_x)_4As_4$ плавно понижает T_c , формируя «полуколокол», аналогично фазовой диаграмме $CaK(Fe_{1-x}Ni_x)_4As_4$ [100], при этом $T_m^{1144} \approx 15$ К остается практически постоянной вплоть до $x = 0.1$ [110]. Это указывает на отсутствие значительного влияния магнетизма европия на макроскопические СП-свойства блоков FeAs.

Скол в монокристалле $EuRbFe_4As_4$, согласно данным СТМ с атомарным разрешением [111,112], чаще проходит вдоль плоскости Rb, менее вероятно получение скола вдоль плоскости Eu. Во всех случаях на сколах наблюдались структуры типа $\sqrt{2} \times \sqrt{2}$ и 2×1 , аналогичные наблюдаемым на сколах монокристаллов Ba-122 [55] (см. Рис. 3). Напротив, в $CaKFe_4As_4$ было показано [113], что скол проходит преимущественно вдоль As-плоскостей с образованием как $\sqrt{2} \times \sqrt{2}$ структур, так и более редкого 2×1 упорядочения атомов и вакансий мышьяка с периодом a .

Зонная структура пниктидов семейства 1144 (Рис. 8a,b) схожа с таковой для соединений семейства 122 (см. Рис. 4), однако по данным зонных расчетов [111,114–117] имеет заметно более сложную конфигурацию: уровень Ферми в пниктидах семейства 1144 пересекают до 10–12 зон, образуя концентрические электронные и дырочные цилиндры вокруг M и Γ точек зоны Бриллюэна, слабо гофрированные вдоль k_z -направления и соединенные вектором нестинга [116]. ФЭСУР-исследования на сегодня проведены только для $CaKFe_4As_4$ [116,118–120] и $EuRbFe_4As_4$ [121]. Выше T_c в Γ и Z-точках авторы всех этих работ различают три дырочных цилиндра (Рис. 8c). Наличие

нескольких вложенных друг в друга электронных листов поверхности Ферми надежно не разрешено в эксперименте: вокруг М-точки в [116,118,120,121] наблюдается единый, «эффективный» электронный цилиндр, при этом в [119] разрешено четырехлистное пятно, образованное двумя скрещенными эллипсами (обозначены как δ и ϵ на Рис. 8с), аналогичное по форме обнаруженному в электронно-допированных пниктидах семейства Ва-122 (см. Рис. 5b). О существовании «пропеллеров» в М-точки, характерных для дырочно-допированного пниктида Ва_{0.6}К_{0.4}Fe₂As₂ [77], в материалах семейства 1144 не сообщалось ни теоретически, ни экспериментально.

Возможность сосуществования дальнего магнитного полярдка и сверхпроводимости в пниктидах Eu-1144, по-видимому, обусловлена тем, что зоны, образованные $4f$ -орбиталями европия, расположены глубоко в валентной зоне, примерно на 1.5–1.8 эВ ниже уровня Ферми (линии оранжевого цвета на Рис. 8b); в то же время, на уровень Ферми, как и в других железосодержащих сверхпроводниках, выходят зоны, образованные $3d$ -орбиталями железа.

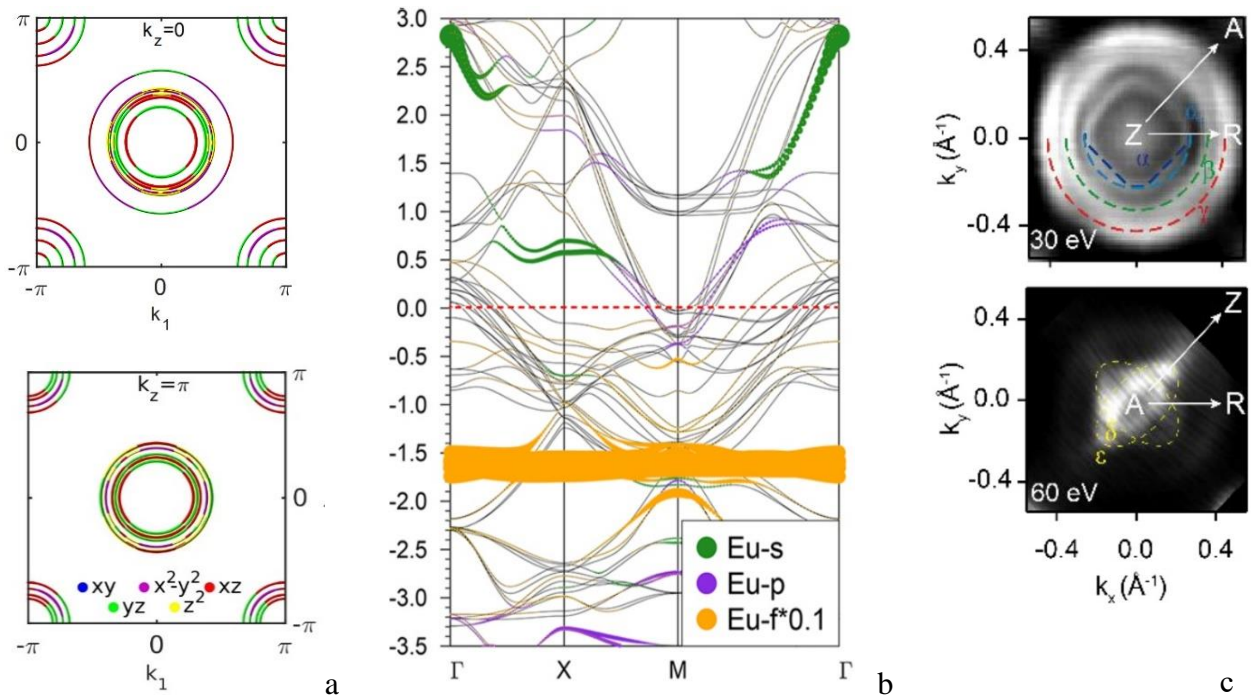


Рис. 8 — (а) Поверхность Ферми CaKFe₄As₄ в плоскости $k_z = 0$ (сверху) и $k_z = \pi$ (снизу), рассчитанная в работе [114]. (б) Зонная структура EuRbFe₄As₄, рассчитанная в [111]; толщина линий пропорциональна величине $N(\epsilon)$. Цветом обозначены зоны, образованные s , p и f -орбиталями европия, для последних толщина уменьшена в 10 раз. (в) Картина поверхности Ферми CaKFe₄As₄, полученная с помощью ФЭСУР [119]. Три дырочных цилиндра обозначены как α , β , γ ; электронные карманы — как δ , ϵ .

Ферроселениды семейства $A_x\text{Fe}_{2-y}\text{Se}_2$, где A — щелочной металл, открытые в 2010 году [122], несмотря на сложную химическую формулу, также относятся к структурному типу 122 и в целом, не рассматривая детали, состоят из антифлюоритоподобных слоев Fe-Se (схожих по

структуре со слоями Fe-As в других железосодержащих сверхпроводниках), разделенных плоскостями из атомов щелочного металла *A*. Вместе с тем, ферроселениды обладают рядом особенностей по сравнению с родственными пниктидами семейств Ва-122 и 1144. Ферроселениды демонстрируют естественное фазовое разделение и представляют собой сростки кристаллов, образованных как минимум двумя фазами, что подтверждается, например, данными транспортных измерений, методами рентгеновской дифракции, мюонной спектроскопии, СТМ, ФЭСУР и ПЭМ [123–129]. Большую часть образца (около 80–90%) занимают кристаллы АФМ диэлектрической фазы со структурой $A_{0.8}Fe_{1.6}Se_2$ или, что то же самое, $A_2Fe_4Se_5$, показанной на Рис. 9а. В этой фазе дефицит железа вызван наличием вакансий Fe, образующих в *ab*-плоскости сверхрешетку с периодом $a\sqrt{5}$ (где *a* — параметр элементарной ячейки высокотемпературной 122-фазы), что соответствует группе симметрии *I4/m* [126,127,130,131]. Сверхструктура из вакансий Fe может быть напрямую визуализирована с помощью СТМ [126,131] и ПЭМ с атомарным разрешением [129] (Рис. 9б).

Вид АФМ-упорядочения спинов на атомах Fe до сих пор дискутируется. Результаты большинства исследований (см. обзор [124]) подтверждают реализацию ниже $T_N \sim 400\text{--}500\text{ K}$ т.н. «плакетной» спиновой структуры, впервые установленной с помощью мессбауэровской спектроскопии и нейтронной дифракции [132,133], в которой спины электронов, локализованных на атомах железа, с магнитным моментом около $(3.0\text{--}3.3)\mu_B$ ориентированы перпендикулярно *ab*-плоскости и сонаправлены на квадратах из четырех атомов Fe, расположенных в шахматном порядке (Рис. 9а). При рассмотрении подобной АФМ-структуры в качестве основного состояния в работе [134] из первых принципов была рассчитана зонная структура 245-фазы, содержащая спиновую щель ниже E_F шириной около 600 мэВ.

На границах АФМ-кристаллов в большинстве ферроселенидов растут тонкие кристаллиты металлической фазы толщиной до 100 нм со структурой, не содержащей вакансий железа, и группой симметрии *I4/mmm*. Химический состав СП-фазы близок к AFe_2Se_2 [123–125,131] или $A_{0.3}Fe_2Se_2$ [135]. Указанные фазы неотделимы друг от друга: например, при перетирании объемного образца $A_xFe_{2-y}Se_2$ в порошок СП-фаза полностью пропадает; с другой стороны, сверхпроводимость может появиться в диэлектрическом образце $A_xFe_{2-y}Se_2$ после закалки в холодную воду или жидкий азот. Наличие двух сосуществующих фаз обуславливает необычный характер транспортных свойств образцов $A_xFe_{2-y}Se_2$ [122,136]: при $T < T_c$ перколирующая сеть кристаллитов СП-фазы шунтирует образец, и его сопротивление $R_{bulk} = 0$; выше T_c зависимость $R(T)$ демонстрирует металлоподобный рост; при более высоких температурах, начиная от $T \approx 150\text{--}250\text{ K}$, характер зависимости $R(T)$ меняется на полупроводниковый, демонстрирующий падение сопротивления с ростом температуры. Для большинства селенидов семейства 122-Se форма кривой $R(T)$ в нормальном состоянии может быть описана простой моделью, впервые предложенной в работе [137], в которой металл и полупроводник (в предположении однородности их свойств по всему объему образца)

подключены параллельно: $\frac{1}{R_{bulk}} = \frac{1}{R_{met}^0 + XT^n} + \frac{1}{R_{semi}^0 e^{E_g/(2k_B)T}}$, где R_{met}^0 , R_{semi}^0 — остаточные сопротивления металла и полупроводника при $T \rightarrow 0$, E_g — энергия активации полупроводника, X и n — подгоночные параметры.

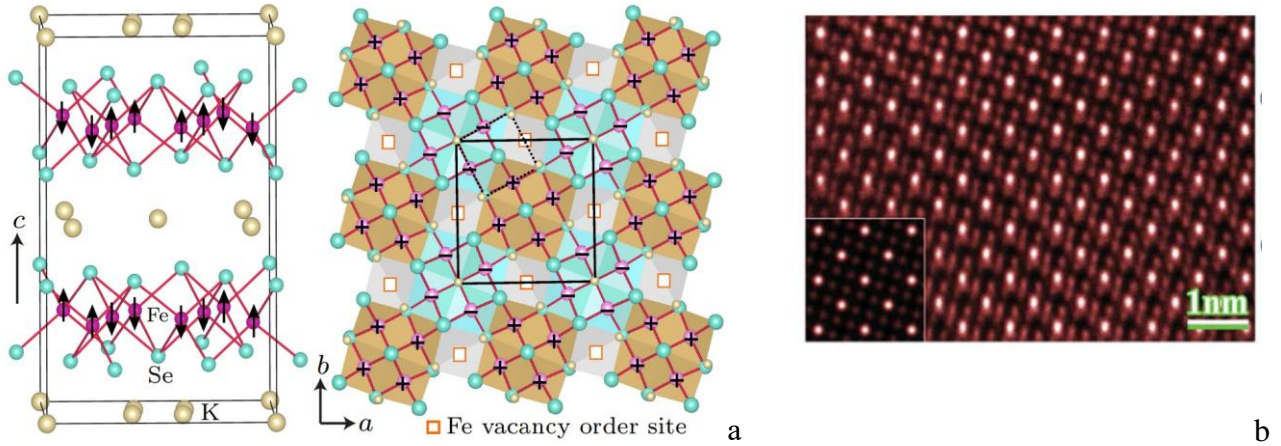


Рис. 9 — Кристаллическая структура АФМ 245-фазы селенидов семейства 122 вдоль c -направления и в ab -плоскости [132]. Кружками желтого цвета показаны атомы щелочного металла A , розового цвета — Fe, зеленого цвета — Se, квадратами — вакансии Fe. Направления спинов, локализованных на атомах Fe, обозначены плюсами (\uparrow) и минусами (\downarrow). (b) Микроструктура кристалла 245-фазы, полученная с помощью ПЭМ с атомарным разрешением [129].

Химические формулы ферроселенидов $A_x\text{Fe}_{2-y}\text{Se}_{2-z}$ и значения коэффициентов x , y и z , обычно приводимые в литературе, соответствуют составу, усредненному по образцу и определяемому с помощью элементного анализа. При создании скола в кристаллах ферроселенидов, согласно СТМ-исследованиям [131,138,139], на поверхности обычно остаются атомы Se и щелочного металла. Количество сосуществующих фаз, их кристаллическая, магнитная и электронная структура до сих пор дискутируются [123–125]. Например, в работе [138] с помощью СТМ была визуализирована фаза $\text{K}_2\text{Fe}_4\text{Se}_5$ с довольно экзотической сверхрешеткой вакансий Fe с ячейкой в виде параллелограмма со сторонами $\sqrt{8} \times \sqrt{10}$, а в [131] показано сосуществование четырех фаз в образце $\text{K}_x\text{Fe}_{2-y}\text{Se}_{2-z}$: стехиометрической KFe_2Se_2 , СП-фазы KFe_2Se_2 с зарядовым упорядочением типа $\sqrt{2} \times \sqrt{5}$ (по отношению к параметру a подрешетки Se), СП-фазы с вакансиями селена $\text{KFe}_2\text{Se}_{2-z}$ и диэлектрической $\text{K}_2\text{Fe}_4\text{Se}_5$ фазы. Напротив, СТМ-исследования [139] показали $\sqrt{2} \times \sqrt{2}$ тип зарядового упорядочения, а также отсутствие вакансий Fe в СП-фазе. Очевидно, что вопрос точного определения химического состава СП-фазы осложняется малыми размерами СП-кристаллитов и вряд ли будет решен в ближайшее время.

Сверхпроводимость металлической фазы ферроселенидов с максимальными критическими температурами $T_c \approx 32\text{--}35$ К реализуется только в узком интервале валентностей железа от 1.94 до 2.01 [136]. В отличие от пниктидов семейства Ва-122, демонстрирующие фазовые диаграммы сходного вида при различных типах допирования (см. Рис. 1b,c), критическая температура ферроселенидов $A_x\text{Fe}_{2-y}\text{Se}_{2-z}$ по-разному реагирует на замещение составляющих структуру элементов. Так, при слабой вариации количества железа или щелочного металла T_c меняется скачкообразно (без корреляции) от нуля до максимального значения, как показано на Рис. 10a на примере $A = \text{K}, \text{Rb}, \text{Cs}$ [140]. Напротив, при изовалентном замещении селена серой критическая температура постепенно уменьшается, формируя СП-фазу в виде «полуколокола» [141,142] (Рис. 10b). Это может означать, что свойства СП-фазы определяются в большей степени не концентрацией носителей заряда, а химическим давлением, вызванным сосуществующими фазами. В качестве фактора подавления T_c при замещении Se:S авторы [141] отмечают искажение тетраэдров Fe-Se, которое может приводить к локализации носителей заряда и понижению плотности электронных состояний $N(E_F)$. Интересно отметить, что при приложении внешнего давления до 9 ГПа [143] сверхпроводимость селенидов подавляется с плавным понижением T_c до нуля (область SC-I на Рис. 10c), а при больших давлениях 11–13 ГПа возникает вторая, более высокотемпературная СП-фаза с T_c , достигающей 48 К (область SC-II на Рис. 10c), природу которой авторы [143] не комментируют.

Расчеты зонной структуры металлической фазы ферроселенидов [144–146] показали ее сильное отличие от таковой для родственных пниктидов семейства Ва-122 [58,61]. Схема топологии и орбитального строения зон вблизи E_F по данным LDA-расчетов [146] показана на Рис. 11a. Из-за избыточного количества электронов на атом Fe дырочные зоны вблизи Γ -точки оказываются на $\varepsilon \approx 70\text{--}90$ мэВ ниже уровня Ферми и не вносят вклад в проводимость и сверхпроводимость [144,146]. Вместо этого при малых импульсах уровень Ферми пересекает электронная зона (обозначена серым цветом на Рис. 11a), дно которой отстоит на $\varepsilon \approx 100$ мэВ от E_F , образующая вблизи Γ -точки цилиндр малого фазового объема. В X-точке уровень Ферми пересекают две электронно-подобные зоны, образованные $3d_{xy}$ и $3d_{xz}/3d_{yz}$ -орбиталями и имеющие разную глубину относительно E_F , однако пересекающие E_F при близких значениях k_F и формирующие два электронных цилиндра вокруг X и Y-точек, соответственно. На картине интенсивности сигнала ФЭСУР (Рис. 11b), полученной путем интегрирования спектров при $\varepsilon \approx (-20\text{--}0)$ мэВ от E_F , в $\text{K}_x\text{Fe}_{2-y}\text{Se}_2$ наблюдается топология карманов поверхности Ферми [144,146–148], схожая с LDA-расчетами; аналогичные картины поверхности Ферми были получены с помощью ФЭСУР в селенидах на основе других щелочных металлов [128,149–152]. Единственное отличие заключается в орбитальном характере зон вблизи X и Y точек: ФЭСУР-эксперимент показал, что более «мелкой» по отношению к E_F является зона, образованная $3d_{xy}$ -орбиталями, а донья $3d_{xz}$ и $3d_{yz}$ -зон расположены заметно ниже [146].

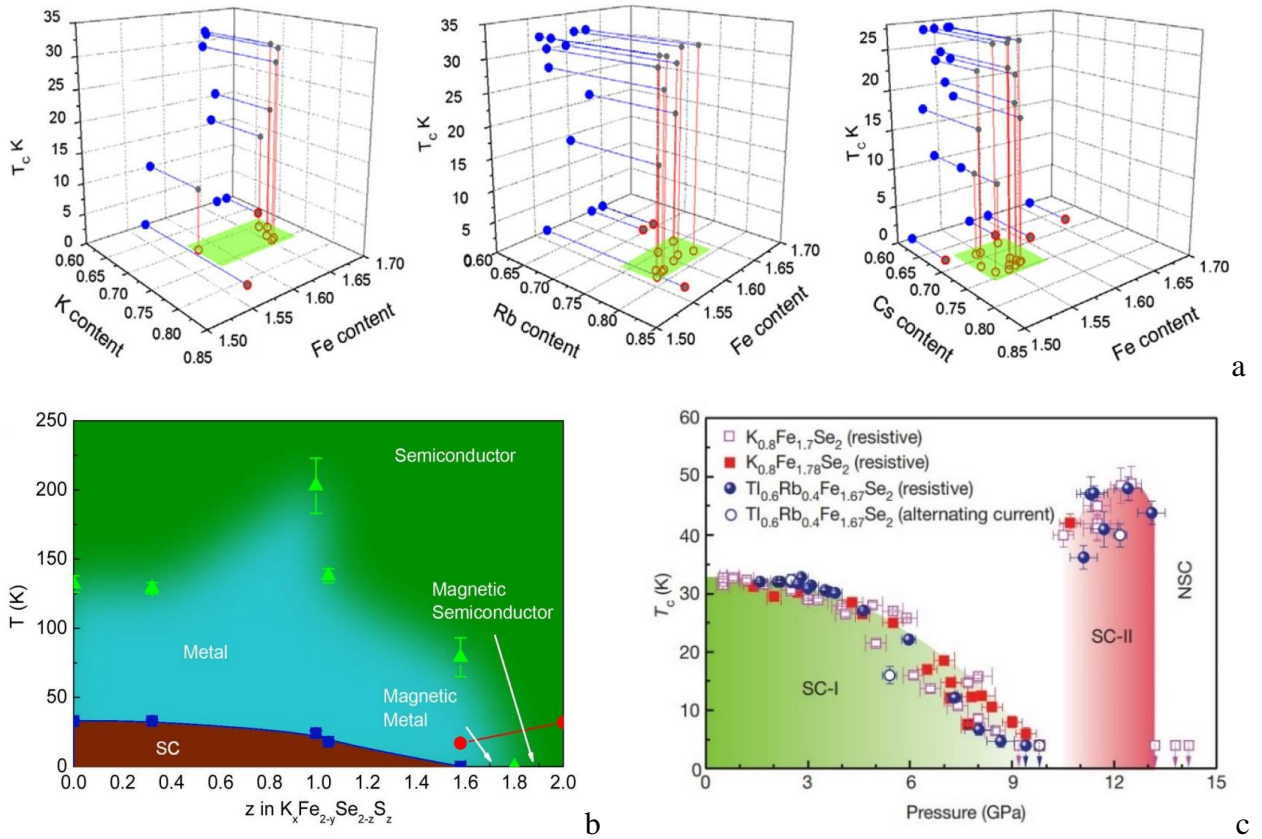


Рис. 10 — (а) Зависимость T_c ферроселенидов от количества щелочного металла и Fe по данным [140]. (б) Фазовая диаграмма изовалентного замещения Se:S по данным [141]. (с) Фазовая диаграмма давления по данным [143].

В работе [152] на поверхности Ферми $Tl_{0.63}K_{0.37}Fe_{1.78}Se_2$ вблизи Γ -точки с помощью ФЭСУР были обнаружены два электронных цилиндра: внутренний малого фазового объема и внешний, радиус которого сравним с радиусом карманов в X и Y-точках. Напротив, в [153,154] для составов $K_{0.8}Fe_{1.7}Se_2$ и $Rb_{0.76}Fe_{1.87}Se_2$ в диапазоне $\varepsilon = \pm 20$ мэВ относительно E_F не было обнаружено зон вблизи Γ -точки.

Интересно отметить, что как и в пниктидах семейства Ва-122 [65,70–74], в селенидах $K_xFe_{2-y}Se_2$ и $(K,Na)_xFe_{2-y}Se_2$ экспериментально наблюдалось температурное изменение зонной структуры [146,155]. Если в ВФСА [65] оно заключалось в движении $3d_{yz}$ -зоны относительно $3d_{xz}$ -зоны и обуславливало нематичность, то в $K_xFe_{2-y}Se_2$ эффект заключается в диэлектризации $3d_{xy}$ -зоны. На фрагментах спектров интенсивности сигнала ФЭСУР, полученных в X-точке при $k = (\pi, 0) = const$ (Рис. 11с), видно, что амплитуда и форма пика, образованного дном $3d_{xz}$ -зоны при $\varepsilon \approx -150$ мэВ, претерпевают только температурное размытие, в то время как дополнительный максимум, соответствующий дну $3d_{xy}$ -зоны при $\varepsilon \approx -50$ мэВ становится менее интенсивным с увеличением температуры и полностью исчезает при $T \approx 150$ К. Последнее, согласно исследованиям [146], воспроизводится для различных образцов, не может быть объяснено температурным размытием и

соответствует уменьшению спектрального веса $3d_{xy}$ -зоны (Рис. 11d). Соответствующее изменение топологии зон, образующих электронный карман в X-точке, полученное при двух поляризациях электронного пучка при различных температурах, показано на Рис. 11e [146]. Для объяснения такого поведения была предложена модель [156] образования на границе металлической и АФМ-диэлектрической фаз орбитально-селективной фазы моттовского диэлектрика, т.е. локализации электронов с АФМ-упорядочением спинов только в $3d_{xy}$ -зоне, в то время как остальные зоны сохраняют металлический характер проводимости. Аналогичная диэлектризация $3d_{xy}$ -зоны, однако при меньшей температуре $T \approx 100$ К, была показана с помощью ТГц-спектроскопии в $\text{Rb}_x\text{Fe}_{2-y}\text{Se}_2$ [157].

Нехарактерное для классических соединений температурное смещение пиков спектральной плотности, образованных валентной зоной и остовными уровнями, наблюдаемое с помощью ФЭСУР [147,] было объяснено заряжающейся границей АФМ и металлической фазы, приводящей к аномальному изгибу зон.

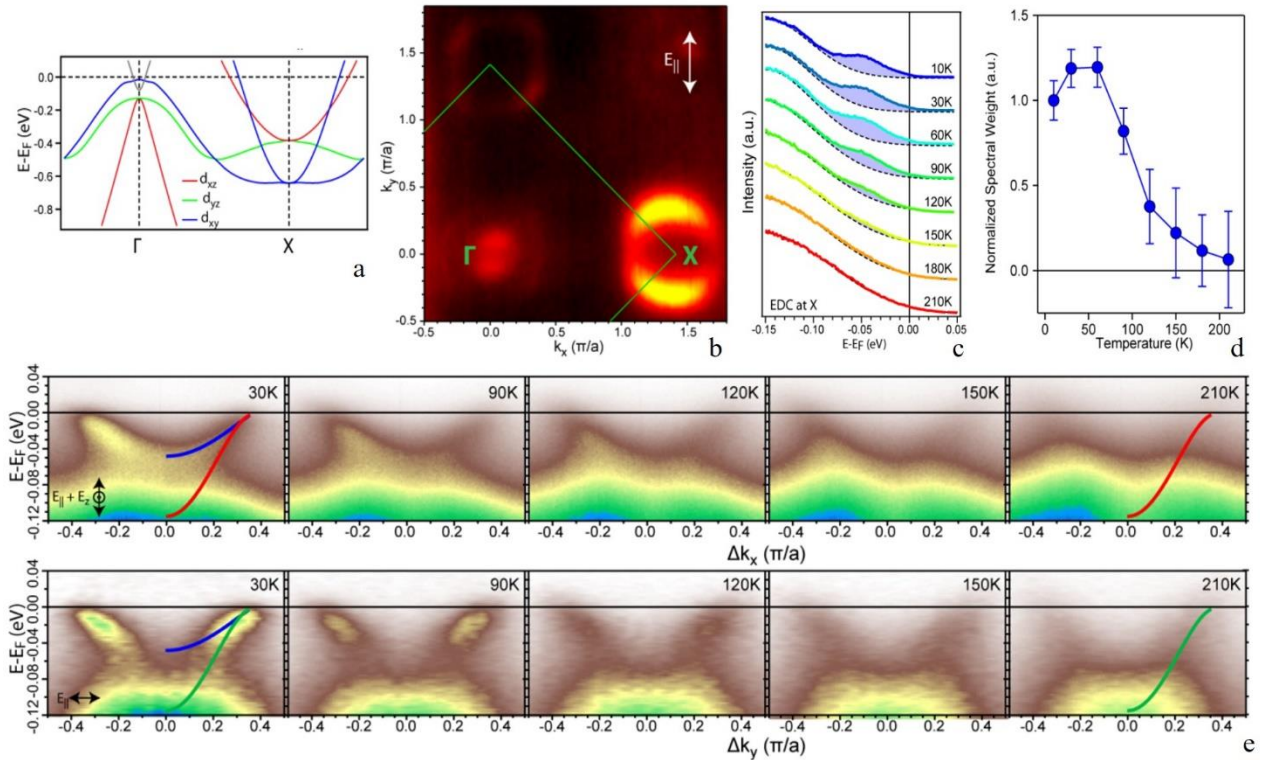


Рис. 11 — (а) Топология зон, образованных $3d$ -орбиталями Fe в $\text{K}_x\text{Fe}_{2-y}\text{Se}_2$ по данным LDA-расчетов. (б) Поверхность Ферми $\text{K}_x\text{Fe}_{2-y}\text{Se}_2$ по данным ФЭСУР. (в) Изменение ФЭСУР-спектра в X-точке и (д) спектрального веса зоны, образованной $3d_{xy}$ -орбиталями с температурой. (е) Топология зон (цвет соответствует типу орбиталей, обозначенных на (а)) вблизи X-точки при различных температурах по данным ФЭСУР при двух направлениях поляризации электронного пучка. Адаптировано из [146].

1.2. Теоретические модели куперовского спаривания железосодержащих сверхпроводников

Основным маркером электрон-фононного взаимодействия является наличие изотопического эффекта: зависимости T_c сверхпроводника от массы изотопа M с коэффициентом $\alpha \equiv -d(\ln T_c)/d(\ln M)$, величина которого для классического изотропного однозонного сверхпроводника, описываемого теорией БКШ, составляет $\alpha = 0.5$ [158]. Понижение изотопического коэффициента $\alpha < 0.5$ в рамках подхода МакМиллана [159,160] может иметь место при электрон-фононном куперовском спаривании при наличии кулоновского отталкивания с безразмерным псевдопотенциалом $\mu^* \equiv N(E_F)V_{e-e}/[1 + N(E_F)V_{e-e}\ln(E_F/\hbar\omega_D)] \neq 0$, где $\hbar\omega_D$ — энергия Дебая, V_{e-e} — матричный элемент электрон-электронного взаимодействия. Учет кулоновского отталкивания и, соответственно, реализация $\alpha < 0.5$ актуальны в сверхпроводниках II рода с относительно небольшим размером куперовской пары. Отсутствие изотопического эффекта в оптимально допированных ВТСП-купратах и его появление с увеличением коэффициента α до 0.5 было объяснено А.А. Абрикосовым в рамках электрон-фононного механизма [161,162] как следствие сходимости БКШ-интеграла из-за корневой перенормировки плотности состояний $N(\varepsilon) \propto 1/\sqrt{\varepsilon - \varepsilon_{vH}}$ в присутствии протяженной особенности ван Хофа, расположенной на $\varepsilon_{vH} \approx 20\text{--}50$ мэВ ниже уровня Ферми, и исчезновению $\hbar\omega_D$ из итогового выражения для T_c . С другой стороны, $\alpha < 0.5$ может иметь место при наличии каналов куперовского спаривания посредством других бозонов (например, спиновых флуктуаций).

Вскоре после открытия железосодержащих сверхпроводников семейств 1111 и 122 в работе [163] были проведены исследования изотопического эффекта. Показано, что в пниктидах $\text{Sm}(\text{O},\text{F})\text{FeAs}$ и VKFA оптимально допированных составов отсутствует изменение T_c при замене $^{16}\text{O} \rightarrow ^{18}\text{O}$, при этом для составов с легким изотопом ^{54}Fe относительно составов с ^{56}Fe наблюдалось увеличение как температуры АФМ-перехода на $\Delta T_m \approx 1.8\text{--}1.9$ К, так и критической температуры СП-перехода на $\Delta T_c \approx 0.5$ К. Последнее соответствует величине изотопического коэффициента $\alpha \approx 0.35$, оказавшейся немного меньше, однако сравнимой со стандартным значением $\alpha = 0.5$ модели БКШ [158].

В ранней работе Бозри, Долгова и Голубова [164] на основе расчета фононного спектра и функции Элиашберга для оксипниктида $\text{La}(\text{O},\text{F})\text{FeAs}$, было показано, что оценка $T_c \approx 0.5$ К по формуле Аллена-Дайнса [165] не позволяет описать высокие критические температуры представителей данного семейства. Взяв за основу слабость электрон-фононного взаимодействия, Мазин и др. предложили т.н. s^\pm -модель для описания куперовского спаривания в железосодержащих сверхпроводниках [166]. В этой модели куперовские пары образуются посредством спин-флуктуационного механизма — взаимодействия с участием спиновых флуктуаций, которые наиболее сильны при выполнении условия нестинга (примерного совпадения радиусов листов поверхности Ферми вдоль

вектора $\mathbf{Q} = (\pi, \pi)$ между электронными и дырочными участками поверхности Ферми, образованными одним типом орбиталей), что приводит к реализации знакопеременного СП-спаривания s^\pm -типа: наличию двух СП-параметров порядка $\Delta_1 = -\Delta_2$ без точек нулей (узлов), волновые функции которых находятся друг с другом в противофазе. Каждый из СП-параметров порядка определяет зависимость энергии связи от направления в k -пространстве для соответствующих куперовских пар, которые одновременно сосуществуют в любой точке реального пространства. Знакопеременный параметр порядка приводит к появлению резкого пика в мнимой части динамической спиновой восприимчивости $\text{Im}[\chi(\mathbf{Q}, \omega)]$ (спинового резонанса) на векторе нестинга \mathbf{Q} ниже T_c [167,168]. Отметим, что формально математически в рамках спин-флуктуационного подхода $\mu^* = 0$.

Как показано в работах [169,170], в железосодержащих сверхпроводниках электронные корреляции действуют с разной силой на разные типы $3d$ -орбиталей Fe, что приводит к орбитальной селективности кулоновского отталкивания. В частности, внутриорбитальное кулоновское взаимодействие максимально для электронов на d_{xy} -орбиталях.

Позже в рамках s^\pm -модели была показана возможность сосуществования ниже T_c нескольких СП-щелей с различными амплитудами и изменением амплитуды $\Delta(\theta)$ в зависимости от направления импульса (анизотропия в k -пространстве) [171–174]. Далее максимальная энергия связи куперовских пар (максимум углового распределения $\Delta(\theta)$) будет обозначена Δ^{out} , минимальная — Δ^{in} , а степень анизотропии оценена как $A = 100\% \cdot [1 - \Delta^{\text{in}}/\Delta^{\text{out}}]$.

Спиновый резонанс на векторе \mathbf{Q} в СП-состоянии наблюдался экспериментально с помощью неупругого рассеяния нейтронов в монокристаллах BFCA, BFNA и BKFA [67,175–178], KFe_2As_2 [179], $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ [108], $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ [180] и $\text{Rb}_x\text{Fe}_{2-y}\text{Se}_2$ и $\text{K}_x\text{Fe}_{2-y}\text{Se}_2$ [181,182]. Полученные при $T \ll T_c$ энергии спин-резонансного пика $E_{\text{res}}(0)$ примерно пропорциональны T_c с характерным отношением $E_{\text{res}}(0)/k_B T_c \approx 4-5$ [183,184]. Интересно отметить, что в работах [67,177] в BFCA недодопированных составов был обнаружен «двойной» спиновый резонанс: помимо моды E_{res} (спинового экситона), присутствовала также низкочастотная мода E_{001} , связанная со спиновыми возбуждениями (наблюдаемая только при поляризации нейтронного пучка в (001)-направлении), энергия которой достигала максимума $E_{001} \approx 13$ мэВ в стехиометрическом составе BaFe_2As_2 и уменьшалась по мере увеличения электронного допирования [67]. В работах Коршунова [185,186] показано, что в случае образования ниже T_c СП-щелей различной амплитуды $|\Delta_L|$ и $|\Delta_S|$ на электронных и дырочных листах поверхности Ферми, соединенных вектором нестинга, положение спин-резонансного пика $E_{\text{res}}(0)$ по энергии при $T \ll T_c$ не превышает непрямую СП-щель $E_{\text{res}}(0) < [\Delta_L(0) + \Delta_S(0)]$. Для случая анизотропного СП-параметра порядка с расширенным s -волновым типом симметрии амплитуда спин-резонансного пика увеличивается при уменьшении степени анизотропии A , а его энергия сдвигается в сторону нуля согласно условию $E_{\text{res}}(0) < [\Delta_L^{\text{eff}}(0) +$

$\Delta_S^{\text{eff}}(0)$], где Δ^{eff} — амплитуда СП-щели, усредненная по угловому распределению $\Delta(\theta)$. Температурная зависимость $\text{Im}[\chi(\mathbf{Q},\omega)]$ была рассчитана в рамках 5-орбитального s^\pm -подхода в работе [187] для оксипниктидов семейства 1111.

В более ранних работах для пниктидов семейства Ва-122 с электронным замещением [171,172] теоретически показано образование ниже T_c на внутреннем дырочном и электронных цилиндрах поверхности Ферми двух анизотропных СП-щелей с примерно одинаковой большей амплитудой $|\Delta_h^{\text{out}}| \approx |\Delta_e^{\text{out}}|$, а также слабо анизотропной малой СП-щели на внешнем цилиндре вокруг Г-точки. Формальная смена знака СП-параметра порядка имеет место на электронных листах, где СП-щель Δ_e оказывается отрицательной в Г-Х и Г-У-направлениях; в тех же направлениях на внешнем дырочном цилиндре реализуется минимум $|\Delta_h^{\text{in}}|$, а на внутреннем — максимум $|\Delta_h^{\text{out}}|$ углового распределения дырочной СП-щели. Для пниктидов семейства Ва-122 с дырочным замещением в [171,172] также показано открытие анизотропной меньшей СП-щели на дырочном цилиндре в точке (π,π) развернутой зоны Бриллюэна. В работе [173] при рассмотрении трехмерной топологии поверхности Ферми для дырочно-допированных соединений семейства BaFe_2As_2 была получена другая СП-щелевая структура: в электронных зонах сильно анизотропная СП-щель при $k_z = 0$ изотропизируется при $k_z = \pi$; наоборот, в дырочных зонах практически изотропная СП-щель при $k_z = \pi$ демонстрирует усиление анизотропии со сменой знака при $k_z = 0$. При усилении хундовского обмена \mathbf{J} , согласно расчетам [173], щелевая функция на электронных карманах практически не меняется, а в двух дырочных зонах СП-щели становятся более изотропными (уменьшается амплитуда $|\Delta_h^{\text{out}}| - |\Delta_h^{\text{in}}|$) по сравнению со случаем $\mathbf{J} = 0$. В работах [174,188] было показано, что максимальная Δ_e^{out} и минимальная Δ_e^{in} амплитуды СП-щели в электронных зонах реализуются в шахматном порядке вдоль всех трех направлений k -пространства, причем пары с энергией связи Δ_e^{in} образуются на участках с наибольшей фермиевской скоростью, а Δ_e^{out} — с наименьшей (Рис. 12а). В случае нодального СП-параметра порядка линии нулей представляют собой замкнутые петли вдоль k_z -направления [174,188].

Эволюция типа симметрии СП-параметра порядка в широком диапазоне фазовой диаграммы допирования пниктидов семейства Ва-122 в рамках 5-орбитальной s^\pm -модели рассмотрена в работах [172,189,190]. Конкуренция между решениями с s^\pm и d -волновой симметрией определяется топологией и соотношением объемов электронных и дырочных карманов поверхности Ферми. В недо- и оптимально допированных составах сверхпроводников семейства Ва-122 по данным этих работ доминирующим является s^\pm -взаимодействие между электронными и дырочными карманами, показанное стрелками на Рис. 13. Для составов, передопированных дырками, происходит стабилизация s^\pm -решения за счет спин-флуктуационного взаимодействия между участками электронных карманов и дополнительного дырочного кармана в точке (π,π) , образованными d_{xy} -орбиталями, что

также приводит к изотропизации СП-щели на дырочном листе вокруг Γ -точки. Для предельного случая дырочного замещения KFe_2As_2 максимальный радиус имеет внешний карман вокруг Γ -точки, сильное взаимодействие внутри которого приводит к реализации на нем знакопеременного СП-параметра порядка; при этом изотропные СП-щели открываются на внутреннем дырочном цилиндре ($-\Delta_h$) и дополнительном дырочном кармане в точке (π, π) ($+\Delta_h$). Напротив, в сильно передопированных составах с электронным замещением увеличивается амплитуда хаббардовского кулоновского отталкивания в электронных зонах, поэтому наиболее энергетически выгодным оказывается решение с расширенной s -волновой симметрией и сменой знака на электронных карманах [189]. В предельном случае для селенидов семейства 122-Se с избыточным количеством электронов на атом Fe на поверхности Ферми отсутствует дырочный карман в Γ -точке, и согласно [189–193] формируется куперовское спаривание т.н. d -волнового типа без линий нулей: реализация изотропной СП-щели на каждом электронном кармане со сменой знака между ними. Позже было показано, что $s^\pm \rightarrow d$ -переход может реализовываться через промежуточное состояние с $(s + is)$ [194] или $(s + id)$ -типом симметрии [193,195] с нарушенной симметрией обращения времени и произвольным сдвигом фаз ϕ между СП-конденсатами, плавно увеличивающимся от $\phi = 0$ до $\phi = \pi$ при движении в сторону передопированной области фазовой диаграммы.

Метод построения и вычисления уравнений Элиашберга в рамках трехзонной спин-флуктуационной модели для s^\pm и $(s^\pm + id)$ -симметрии спаривания приводится в работах Уммарино [196,197]. В рамках этого феноменологического подхода для пниктидов семейств 122 и 1111 в матрице (3×3) констант связи λ_{ijk} диагональные элементы, соответствующие внутризонному электрон-фононному взаимодействию, берутся малыми или даже нулевыми, при этом межзонные константы связи, отвечающие за спин-флуктуационное взаимодействие, $\lambda_{ijk} < 0$. В качестве спектральной функции в работах Уммарино используется лоренциан, схожий по форме со спин-резонансным пиком, наблюдаемым в экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов [175], а в качестве характерной частоты обрезания — $\hbar\omega_c = 6.7568E_{\text{res}}(0)$ с характеристическим отношением $E_{\text{res}}(0)/k_B T_c \approx 4.65$, соответствующим усредненным экспериментальным данным, полученным в работе [184]. Для пниктидов $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ в рамках аналогичного подхода рассматривается (4×4) -матрица констант связи [198]. В результате численного решения уравнений Элиашберга было показано наличие при $T < T_c$ тонкой структуры зависимости $N(\epsilon)$ во внешелевой области (перенормировка на взаимодействие со спиновым экситоном) [197], температурные зависимости СП-щелей, схожие по форме с БКШ-образными [197,198], а также температурная зависимость лондоновской глубины проникновения $\Delta\lambda_L(T) \equiv \lambda_L(T) - \lambda_L(0)$ и ассоциированной с ней нормированной плотности СП-конденсата $n_s(T)/n_s(0) = \lambda_L^2(0)/\lambda_L^2(T)$. Отметим, что соотношение $n_s(T) \propto \lambda_L^{-2}(T)$ без учета поправки Абрикосова-Горькова $[1 + \hbar/(16\Delta(0)\tau_{el})]^{-1}$ [199,200] справедливо только для классического

сверхпроводника с $\tau_{el}(T) \propto l_{el}(T) \approx const$ (τ_{el} — время между упругими соударениями) и может нарушаться, например, если температурная зависимость сопротивления не стремится к постоянному значению $R(T) \neq const$ при температурах вблизи T_c (т.е. в случае, если к $T = T_c$ сопротивление не достигает примерно постоянного остаточного значения R_0) или при движении зон с температурой (наблюдаемом экспериментально в [65,72–74]).

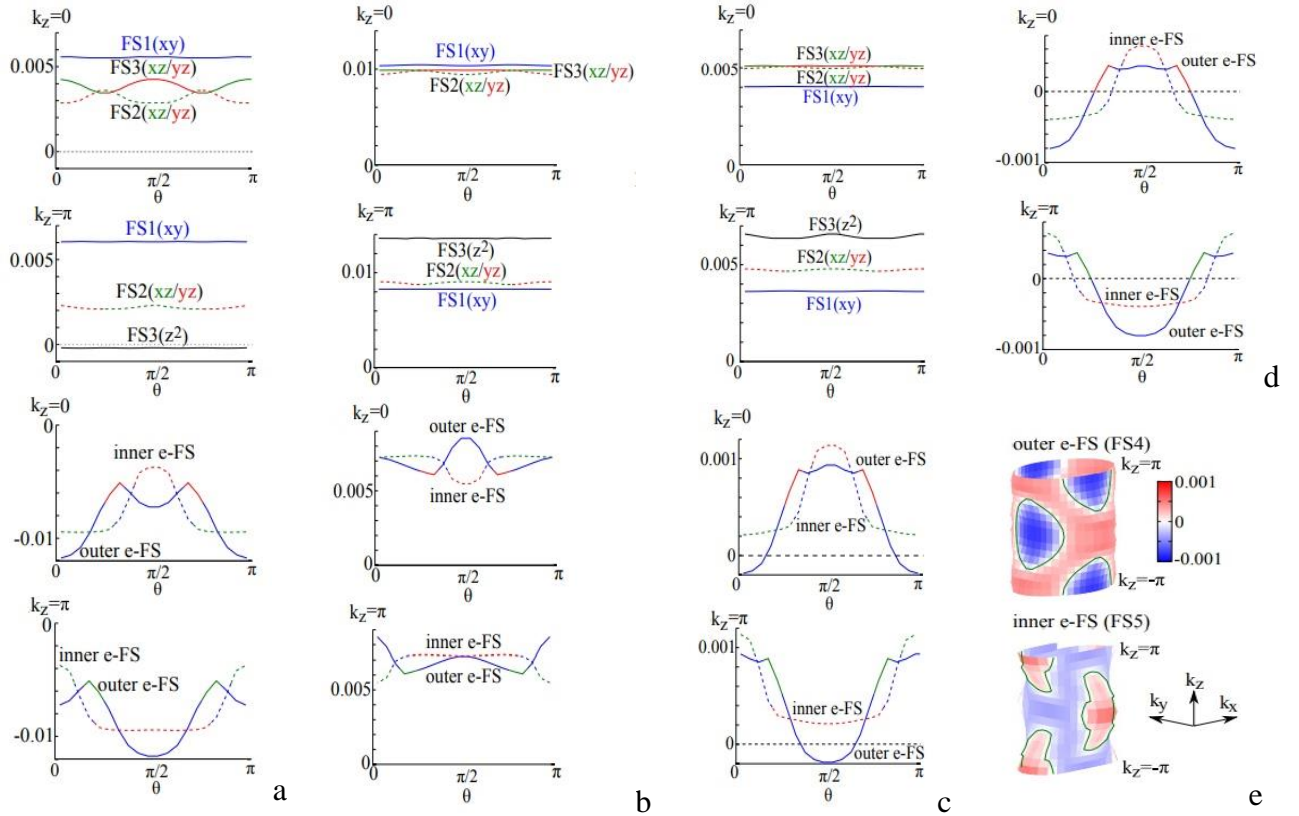


Рис. 12 — Угловая зависимость амплитуд СП-щелей в $\text{BaFe}_2\text{As}_{2-x}\text{P}_x$ на электронных (e-FS) и дырочных (FS1,2,3) поверхностях Ферми при $k_z = 0$ и $k_z = \pi$ в трехмерной 10-орбитальной модели Хаббарда (кулоновское отталкивание U) с квадрупольным взаимодействием g для случаев: (а) «чистого» s^\pm -взаимодействия ($U = 1.15$, $g = 0$); (б) «чистого» s^{++} -взаимодействия ($U = 0$, $g = 0.22$); их комбинаций с $U = 1.011$, $g = 0.204$ (с) и $U = 1.017$, $g = 0.204$ (d). СП-щелевая структура электронных карманов для случая (d) показана на панели (е), амплитуда и знак СП-щели обозначены цветом, линии нулей показаны зеленым. Рисунок взят из работы [174].

В рамках s^\pm -модели также возможен учет вариации корреляционных эффектов на участках, образованных различным типом орбиталей (т.н. «орбитальной селективности») [14,36,201–203]. В частности, ниже T_c в рамках 5-орбитального t - J_1 - J_2 -подхода (t — интеграл перескока, $J_{1,2}$ — параметры обмена между ближайшими и следующими за ближайшими соседями, соответственно) с $J_1 < J_2$ для дырочно-допированных пниктидов было показано [202,203], что СП-щели, открываю-

щиеся на всех дырочных карманах, являются изотропными, причем большая СП-щель соответствует дополнительному карману в точке (π, π) , а две малые СП-щели примерно одинаковой амплитуды — внешнему и внутреннему цилиндрам вокруг Γ -точки. Напротив, из-за гибридизации d_{xy} и d_{xz}/d_{yz} -орбиталей СП-щель, открывающаяся в электронных зонах, оказывается сильно анизотропной с $A \approx 30\%$ и постепенно изотропизируется при $J_1 \ll J_2$ [202,203].

Возникновение сверхпроводимости в нематической фазе в рамках s^\pm -подхода рассмотрено в работе [204]. Полученные решения $\Delta(\theta)$ имеют C_2 -симметрию и могут в зависимости от параметров U и J модели Хаббарда и величины эффективной константы связи λ^{eff} демонстрировать как точки нулей, так и смену знака на каждом из листов поверхности Ферми. Также авторы [204] отмечают, что при фиксированных U и J решению «нематического» типа по сравнению с «чистым» s^\pm -случаем соответствует большее значение λ^{eff} , что приводит к увеличению T_c на фоне нематичности.

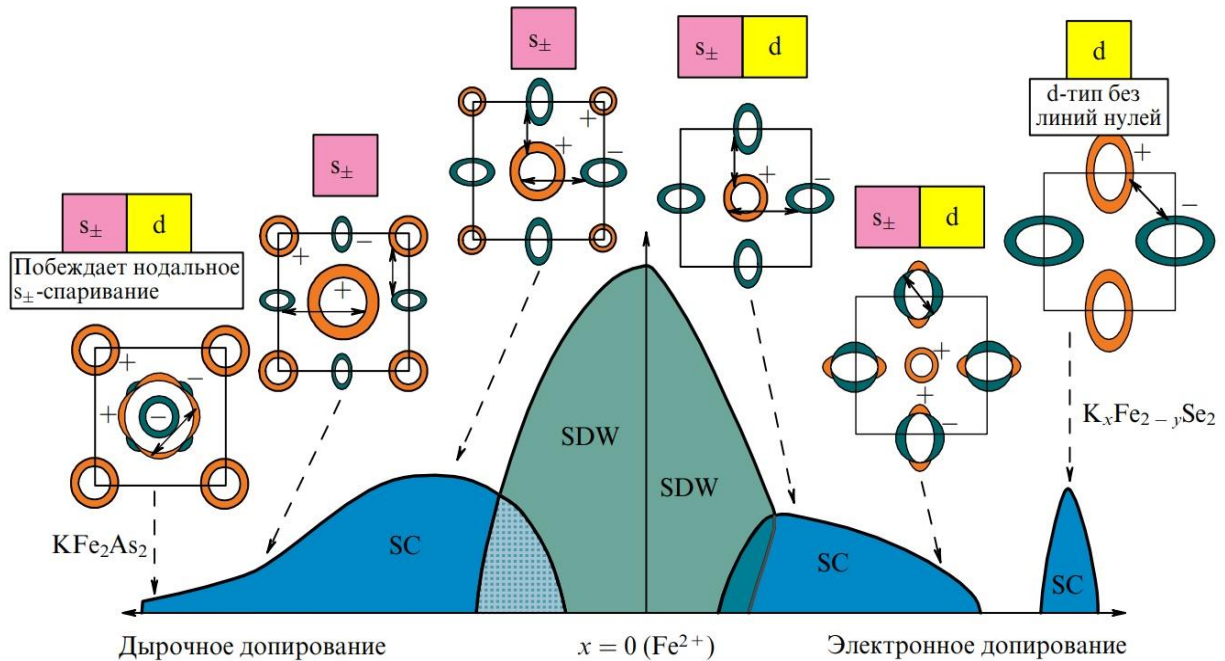


Рис. 13 — Изменение типа симметрии СП-параметра порядка вдоль фазовой диаграммы допирования пниктидов и селенидов семейства 122 в рамках 5-орбитальной спин-флуктуационной модели [185]. На схемах строения поверхности Ферми (Γ -точка — в центре, (π, π) — в углу квадрата) изображены картины распределения амплитуды СП-щели, цветом показан ее знак.

Альтернативный механизм куперовского спаривания посредством орбитальных флуктуаций, усиленных фононами, приводящий к появлению знакопостоянного СП-параметра порядка с т.н. s^{++} -симметрией, был предложен группой Контани [205]. В частности, в [206] было показано, что в присутствии ненулевого электрон-фононного взаимодействия (что подтверждается наличием изотопического эффекта [163]) система с s^\pm -симметрией СП-параметра порядка переходит в s^{++} -состояние со сменой знака СП-щели, открывающейся в электронных зонах, с $-\Delta_e$ на $+\Delta_e$.

Спиновый резонанс на векторе \mathbf{Q} в сверхпроводнике с s^{++} -симметрией СП-щелей отсутствует. Как показали расчеты [185,189,207], в этом случае вследствие невозможности диссипативных процессов внутри СП-щели, $\text{Im}[\chi(\mathbf{Q},\omega)] \approx 0$ при энергиях $\hbar\omega < 2\Delta(0)$, а соответствующая спектральная плотность смещается во внешелевую область энергий, образуя едва различимый максимум при $\hbar\omega > (2-3)\Delta(0)$. Более поздний, усовершенствованный метод расчетов, проведенных группой Контани [208], показал, что из-за наличия бездиссипативных процессов во внешелевой области $\hbar\omega < 3\Delta(0)$ возможно получение более выраженного максимума мнимой части динамической спиновой восприимчивости при $\hbar\omega_{\text{hump}} \approx (2-3)\Delta(0)$, имеющего амплитуду, в 4–5 раз превышающую значение $\text{Im}[\chi]$ при тех же энергиях в нормальном состоянии и полуширину около $\Delta(0)$. Для сравнения, спин-резонансный пик в s^{\pm} -сверхпроводнике с такой же величиной $\Delta(0)$ имеет амплитуду до $(15-20)\text{Im}[\chi]$ и полуширину около $0.5\Delta(0)$. Тем не менее, авторы [208] отмечают, что именно такая, уширенная по сравнению с резонансоподобной кривой форма спин-резонансного максимума наблюдается ниже T_c в экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов в железосодержащих сверхпроводниках: так, например, в [176] амплитуда спин-резонансного пика составляла всего $(2-2.5)\text{Im}[\chi]$, а его полуширина — $(1.5-2)\hbar\omega_{\text{hump}}$.

В отличие от классических электрон-фононных моделей [158,160], получение умеренной анизотропии СП-щели, согласно [174,206], возможно даже в рамках «чистого» s^{++} -подхода (матричный элемент кулоновского отталкивания $U = 0$, квадрупольного взаимодействия $g \neq 0$), как для внутризонного, так и межзонного взаимодействия, между участками поверхностей Ферми, образованными разными типами орбиталей (Рис. 12b). Введение отталкивающего межзонного спин-флуктуационного взаимодействия с $U \neq 0$ между участками, образованными одинаковым типом орбиталей, как дополнительного канала куперовского спаривания может приводить к усилению анизотропии СП-щели и получению различных видов угловых распределений $\Delta(\theta)$, в том числе с $\Delta = 0$ или $\Delta < 0$ вдоль некоторых направлений импульса, примеры которых показаны на Рис. 12c,d. Так, например, для случая «чистой» s^{++} -симметрии с $g = 0.22$ в работе [174] для $\text{BaFe}_2\text{As}_{2-x}\text{P}_x$ с изовалентным замещением была показана реализация на дырочных карманах в Γ -точке трех больших СП-щелей, практически изотропных в $k_x k_y$ -плоскости и имеющих анизотропию до $A_z \approx 30\%$ вдоль k_z -направления, а также двух малых СП-щелей на электронных карманах с $A \approx 20\%-30\%$ вдоль всех направлений импульсного пространства (см. Рис. 12b). Конкуренция между s^{++} и s^{\pm} -взаимодействиями практически не меняет степень анизотропии СП-щелей, открывающихся на дырочных цилиндрах в Γ -точке (однако, увеличение квадрупольного взаимодействия g уменьшает их амплитуды), напротив, анизотропия СП-щелей Δ_c на электронных листах усиливается, и реализуется смена знака как вдоль $k_x k_y$ -плоскости, так и вдоль k_z -направления (см. Рис. 12c,d). Из-за усиле-

ния спин-флуктуационного канала между участками поверхностей Ферми в Γ и X/Y-точках, образованных $3d_{xy}$ -орбиталями, в трехмерном представлении распределение $\Delta_e(k)$ демонстрируют замкнутые линии нулей (Рис. 12е).

СП-щелевая структура ферроселенидов семейства 122-Se рассмотрена группой Контани в рамках 10-орбитального подхода в работе [192]. Как и для случая пниктидов семейства 122 [174], при наличии слабого куперовского канала спаривания посредством оптических фононных мод Fe с константой связи $\lambda_{e-ph} = 0.2$ тип симметрии СП-щели на электронных листах в углах зоны Бриллюэна меняется с d -волнового на расширенный s -волновой без смены знака со слабой анизотропией $A < 10\%$ и реализацией максимума (Δ_{out}) в Γ -X и Γ -Y-направлениях [192].

Феноменологический подход к проблеме описания СП-механизма в пниктидах семейства Ва-122 с электронным замещением (на примере ВФСА) был предложен в работах Каракозова и др. [209–211]. Подход Каракозова и др. основан на многозонных уравнения Москаленко-Сула [212–214]) с введением полуэмпирических поправок сильной связи — характеристических отношений $r_j \equiv 2\Delta_j(0)/k_B T_c$. Основным упрощением для электрон-фононных компонент $U_h = U_e = U$ (индексы e и h относятся к электронной и дырочной зоне, соответственно), дающих изотропный вклад в силу куперовского спаривания, межзонное спин-флуктуационное взаимодействие $V_{eh} = V_{he} = G_s$ [52] обуславливает анизотропию силы спаривания и, как следствие, анизотропию СП-щели в k -пространстве. Основываясь на результатах [45], Каракозов и др. [209–211] ожидают рост безразмерного параметра G_s/U по мере приближения к АФМ-фазе при уменьшении степени электронного допирования. Для минимализации своей модели авторы используют три эффективные зоны, где ниже T_c большая СП щель Δ_L открывается на внутреннем дырочном кармане поверхности Ферми, малая СП-щель Δ_S — на внешнем дырочном кармане, средняя Δ_e -щель — в электронных зонах (однако, как предупреждают авторы, для корректной оценки роли спин-флуктуационного взаимодействия необходим учет до пяти зон, что приводит к увеличению числа неизвестных параметров), при этом для плотностей квазичастичных состояний на E_F ими соблюдается соотношение $N_L > N_S > N_e$, а соответствующие отношения N_e/N_L и N_e/N_S и некоторые другие параметры взяты для оптимально допированного состава $BaFe_{1.8}Co_{0.2}As_2$. Предполагается, что величины $\Delta_e(0)/\Delta_h(0)$, r_j , а также степень анизотропии η_e СП-щели Δ_e будут определены экспериментально. Учет анизотропии η_h для дырочной СП-щели Δ_h в в работах [209–211] отсутствует, однако принципиально возможен. В общем случае для пниктидов Ва-122 авторы [210,211] выявили следующую тенденцию: по мере приближения к АФМ-фазе, сопровождаемого усилением межзонного взаимодействия G_s , характеристическое отношение r_L остается примерно постоянным (для случая сильной корреляции спиновой и зарядовой степеней свободы спиновых возбуждений), а амплитуды СП-щелей Δ_e и Δ_S увеличиваются и сближаются при корреляциях любой силы, причем при $G_s > U$ (т.е.

преимущественно в недодопированных составах) доминирующей оказывается СП-щель Δ_e в зоне с меньшей плотностью состояний. Кроме того, из-за спин-флуктуационного взаимодействия с дырочной зоной s -волновая компонента электронной СП-щели Δ_e увеличивается, и ее анизотропия уменьшается, при этом СП-параметр порядка на электронных участках поверхности Ферми имеет смешанную ($s + d$)-симметрию без точек нулей [211]. При $G_s \sim U$ амплитуды СП-параметров порядка становятся примерно одинаковыми $\Delta_e \approx \Delta_L$, и в передопированной области с $G_s < U$ доминирует Δ_L .

Подытоживая приведенный выше краткий обзор теоретических результатов, отметим, что «чистый» s^\pm -подход [172,189], а также феноменологическая модель Каракозова [211] предсказывают усиление анизотропии СП-параметров порядка (в модели [211] — электронной СП-щели) в передопированной области фазовой диаграммы. Подход Каракозова также предсказывает увеличение и сближение амплитуд средней и малой СП-щелей и увеличение межзонного взаимодействия в недодопированных составах. С другой стороны, в рамках модели Контани и др. [192] при введении спин-флуктуационного канала как дополнительного к основному s^{++} -каналу куперовского спаривания ожидается усиление анизотропии $\Delta(\theta)$ в недодопированной области. Таким образом, выводы рассмотренных теоретических моделей могут быть проверены в ходе прямых экспериментальных исследований СП-щелевой структуры на краях фазовой диаграммы допирования.

Одним из способов проверки реализации знакопеременной или знакопостоянной симметрии куперовского спаривания является исследование влияния рассеяния на примесях на параметры СП-подсистемы. Согласно расчетам Абрикосова и Горькова [215] для изотропного сверхпроводника с s -волновой симметрией СП-щели T_c не зависит от концентрации немагнитных примесей n_{nm} , однако эффективно понижается при введении магнитных примесей с концентрацией n_m . Для анизотропной СП-системы со спин-флуктуационным взаимодействием ожидается противоположная тенденция [216]. Картина заметно усложняется в случае смешанной ($s + d$)-волновой симметрии СП-щели в двумерном сверхпроводнике, теоретически рассмотренной Опенным [217].

Действительно, как показали расчеты [218,219], «чистое» s^\pm -состояние крайне неустойчиво при введении немагнитных примесей: из-за межзонного рассеяния происходит «усреднение» щелевых функций на электронных и дырочных карманах поверхности Ферми, имеющих противоположный знак и, как следствие, резкое падение T_c при n_{nm} около (1–2)%. Оцененная величина остаточного удельного сопротивления в ab -плоскости при $T \rightarrow 0$, при котором сверхпроводимость s^\pm -типа полностью подавляется, составляет всего $\rho_{imp} \approx 20 \mu\text{Ом}\cdot\text{см}$ (соответствующая длина свободного пробега $l^{el} \approx 30 \text{ \AA}$), что в разы меньше значений $\rho(T_c)$ в наиболее высококачественных монокристаллах пниктидов семейства 122 [35]. Напротив, для s^{++} -системы с изотропным СП-параметром порядка T_c не зависит от n_{nm} , поскольку выполняется теорема Андерсона [220], а для s^{++} -

сверхпроводника с анизотропной СП-щелью T_c медленно и слабо понижается с увеличением n_{nm} одновременно с изотропизацией СП-щели вследствие рассеяния [218,219]. Позже в работах [221,222] было показано, что s^\pm -состояние с $T_c \neq 0$ может сохраняться до более высоких пороговых значений ρ_{imp} при увеличении отношения $\eta = v/u$ силы внутризонного и межзонного рассеяния (например, $\rho_{\text{imp}} \approx 400 \mu\text{Ом}\cdot\text{см}$ при $\eta = 0.2$ [221]).

Результаты расчета влияния магнитных и немагнитных примесей на T_c систем с s^{++} и s^\pm -симметрией для различных значений u и v и комбинаций констант связи [222,223] суммированы на Рис. 14а–с. Критическая температура двухзонного s^\pm -сверхпроводника с сильным межзонным отталкиванием $|\lambda_{ii}| \leq |\lambda_{ij}|$ и $\langle \lambda \rangle > 0$ (Рис. 14а) подавляется при введении как магнитных, так и немагнитных примесей практически во всех рассмотренных случаях. В s^\pm -сверхпроводнике со слабым межзонным взаимодействием, $\lambda_{ii} > 0$, $|\lambda_{ii}| > |\lambda_{ij}|$ и эффективной константой связи $\langle \lambda \rangle > 0$ (Рис. 14б), а также двухзонном s^{++} -сверхпроводнике (Рис. 14с) при увеличении беспорядка T_c не обращается в ноль, а стремится к постоянному значению. При введении магнитных примесей в общем случае T_c уменьшается для всех рассмотренных в работах [222,223] систем. Исключениями являются случаи унитарного предела с $\eta = 1$ (показавший относительно более слабое понижение T_c в зависимости от Γ_a) и с $\eta = 0.5$ (для которого T_c не зависит от Γ_a во всех рассмотренных системах, что на первый взгляд противоречит выводам классической теории Абрикосова-Горькова [215]).

При наличии двух каналов куперовского спаривания в системе возможна смена типа симметрии СП-параметра порядка при увеличении концентрации примесей [205,224–226]. Так, при наличии доминирующего межзонного s^\pm -спаривания с ненулевым внутризонным s^{++} -взаимодействием с увеличением концентрации немагнитных примесей происходит разрушение s^\pm -состояния и стабилизация s^{++} -состояния, т.е. имеет место s^\pm - s^{++} -переход. В случае реализации знакопеременной СП-щели на электронных карманах в углах зоны Бриллюэна происходит ее постепенная изотропизация с исчезновением точек нулей и установлением положительного знака $\Delta > 0$ для всех направлений импульса [205,224]. Для s^\pm -сверхпроводника с изотропными СП-щелями $+\Delta_L$ и $-\Delta_S$, согласно [225,226], такой переход сопровождается одновременным уменьшением $|\Delta_L|$ и $|\Delta_S|$ при слабом рассеянии, промежуточным «бесщелевым» состоянием в одной из зон с $\Delta_S = 0$ при $\Gamma_a \sim \Delta_S(0)$ и последующим ростом $+\Delta_S$ и ее сближением с $+\Delta_L$. Пример расчетной зависимости $\Delta_{L,S}(\Gamma_a)$ показан на Рис. 14d. В случае введения магнитных примесей, наоборот, возможен s^{++} - s^\pm -переход, также сопровождаемый обращением в ноль одной из СП-щелей [222].

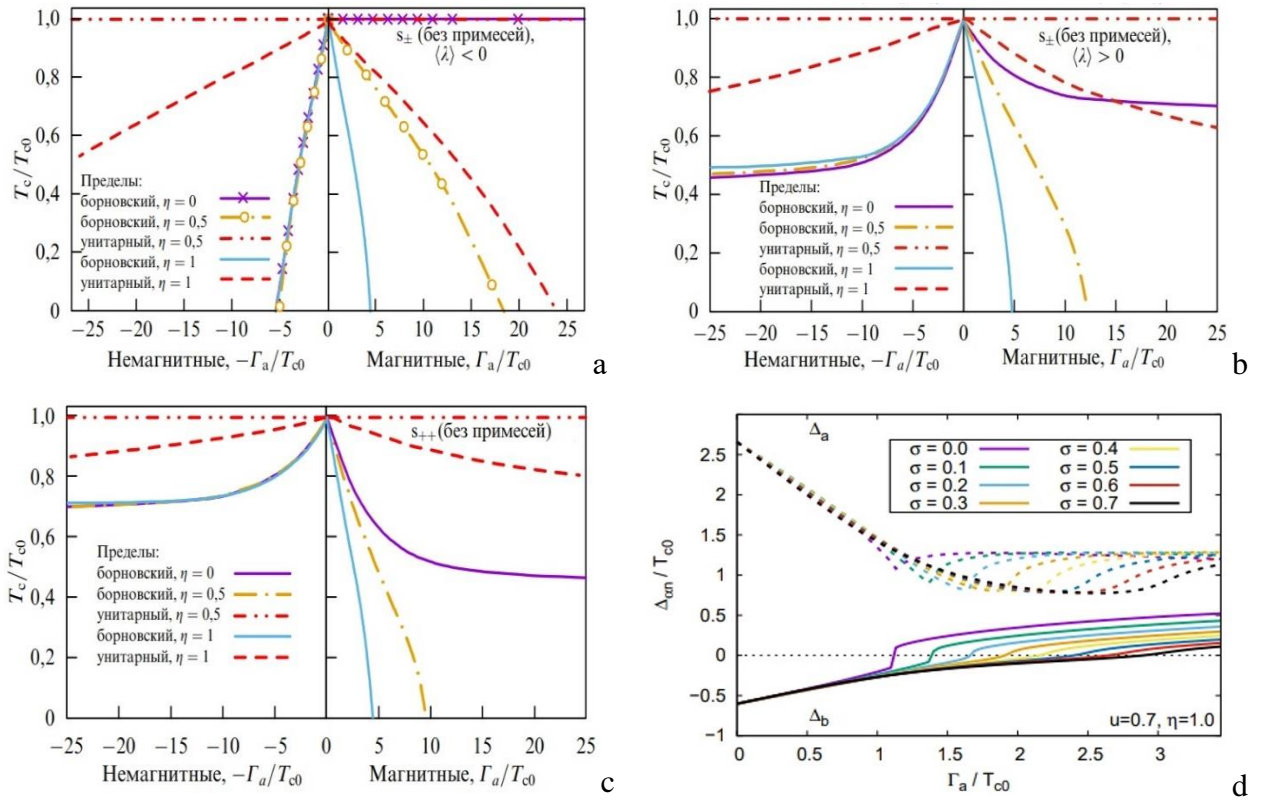


Рис. 14 — Зависимость T_c от интенсивности рассеяния на примесях Γ_a для s^{\pm} -сверхпроводника с эффективной константой связи $\langle \lambda \rangle < 0$ (а) и $\langle \lambda \rangle > 0$ (б) и s^{++} -системы (с) при различных отношениях $\eta \equiv v/u$ амплитуд внутризонного и межзонного рассеяния [223]. Зависимость амплитуд СП-щелей при $u = 0.7, \eta = 1.0$ и вариации обобщенного сечения рассеяния σ [226].

1.3. Экспериментальные исследования свойств сверхпроводящей подсистемы пниктидов и халькогенидов железа семейств 122 и 1144

Среди электронно-допированных пниктидов семейства Ва-122 структура СП-параметра порядка наиболее интенсивно изучались в соединениях ВFСА. Исследования родственных пниктидов ВFNA реже встречаются в литературе. Имеющиеся данные о количестве СП-щелей, обнаруженных различными методами, и их характеристических отношениях $r_i \equiv 2\Delta_i(0)/k_B T_c$ для пниктидов ВFNA и ВFСА приведены в Табл. 1.

Зонная структура ВFСА ниже T_c исследована методом ФЭСУР в работах [63,67]. Расположение карманов поверхности Ферми (α, β, η) и амплитуды открывающихся на них ниже T_c СП-щелей приведены согласно схеме в Табл. 1. В оптимально допированном составе с $T_c \approx 25.5$ К обнаружены СП-щели $\Delta_{\alpha\beta}(0) \approx 7$ мэВ и $\Delta_{\eta}(0) \approx 4.5$ мэВ без признаков угловой зависимости в k -

пространстве, открывающиеся в дырочной и электронной зоне, соответственно [63]. Авторам [67] удалось разрешить три почти изотропные СП-щели в кристаллах ВFСА почти оптимальных составов: две большие СП-щели $\Delta_\alpha(0) \approx \Delta_\beta(0) \approx 6.5$ мэВ на двух дырочных листах поверхности Ферми и малую СП-щель $\Delta_\gamma(0) \approx 4.6$ мэВ в электронных зонах. Открытие большой СП-щели в дырочных зонах также подтверждено оптическими экспериментами [84]. Для ВFNA в литературе до сих пор нет сообщений об успешных ФЭСУР-исследованиях СП-щелевой структуры.

Данные ФЭСУР для пниктидов семейства 122 с дырочным замещением гораздо более многочисленны [227–234] и приведены в Табл. 2. Все проведенные эксперименты показали, что в ВКФА вблизи оптимального состава СП-щель с большей амплитудой и характеристическим отношением $r_\alpha \approx 6.7$ – 8.8 открывается на внутреннем дырочном цилиндре поверхности Ферми, имеющем наименьший радиус (обозначен как α на схеме, приведенной в Табл. 2), а малая СП-щель с $r_\gamma \approx 2.0$ – 4.9 — на внешнем дырочном цилиндре. СП-щели с близкими значениями $r_{\delta,\varepsilon}$ открываются на δ и ε -карманах, образующих «пропеллер» поверхности Ферми вокруг М-точки. Следует, однако, принять во внимание, что в работе [229] положение пика спектральной плотности относительно E_F на α -цилиндре в ВКФА увеличивалось с температурой и не обращалось в ноль вплоть до $T \approx 50$ К $> T_c$, таким образом, данная особенность не может быть ассоциирована со СП-щелью. В работах [227,228,231,233] было показано, что амплитуды электронной $\Delta_\delta(0)$ и дырочной $\Delta_\varepsilon(0)$ СП-щелей одинаковы; в работе [232] была обнаружена $\approx 10\%$ разница между величинами СП-щелей, открывающихся на различных участках «пропеллера». Схожая СП-щелевая структура, однако с чуть меньшими значениями характеристических отношений $r_\alpha \approx r_{\delta,\varepsilon} \approx 5.5$ – 5.8 , $r_\gamma \approx 2.0$ – 3.1 была определена в [232–234] для оптимальных и недодопированных составов $Ba_{1-x}Na_xFe_2As_2$ и $Ca_{1-x}Na_xFe_2As_2$ с дырочным замещением и схожей топологией зонной структуры. Схематически распределение амплитуд СП-щелей на различных участках поверхности Ферми этих соединений по данным [233,234] приведено на Рис. 15. Сильная анизотропия $A_\gamma \approx 70\%$ и $A_\varepsilon \approx 62\%$ СП-щелей, открывающихся на внешних дырочных карманах в Γ и М-точке, соответственно, показана с помощью рамановской спектроскопии в работе [235].

В пниктидах ВКФА сильно передопированных составов с $T_c < 17$ К и KFe_2As_2 в исследованиях [230] было разрешено три дырочных цилиндра (α , β , γ) вокруг Γ -точки; две СП-щели бóльшей амплитуды обнаружены на α и β -цилиндрах. Заметим, что их характеристические отношения $r_\alpha \approx 3$, $r_\beta \approx 2.7$ оказались меньше БКШ-предела слабой связи 3.53, что может означать открытие СП-щели с максимальной амплитудой на «пропеллерах», не исследованных в работе [230]. В KFe_2As_2 с $T_c \approx 3.4$ К наблюдаемые теми же авторами отношения r_α и r_β возросли до 10.2 и 6.1, соответственно. Хотя авторы никак не комментируют такие драматические изменения, можно

предположить, что малая амплитуда СП-щелей в дырочных зонах в образце со столь низкой T_c оказалась меньше погрешности эксперимента.

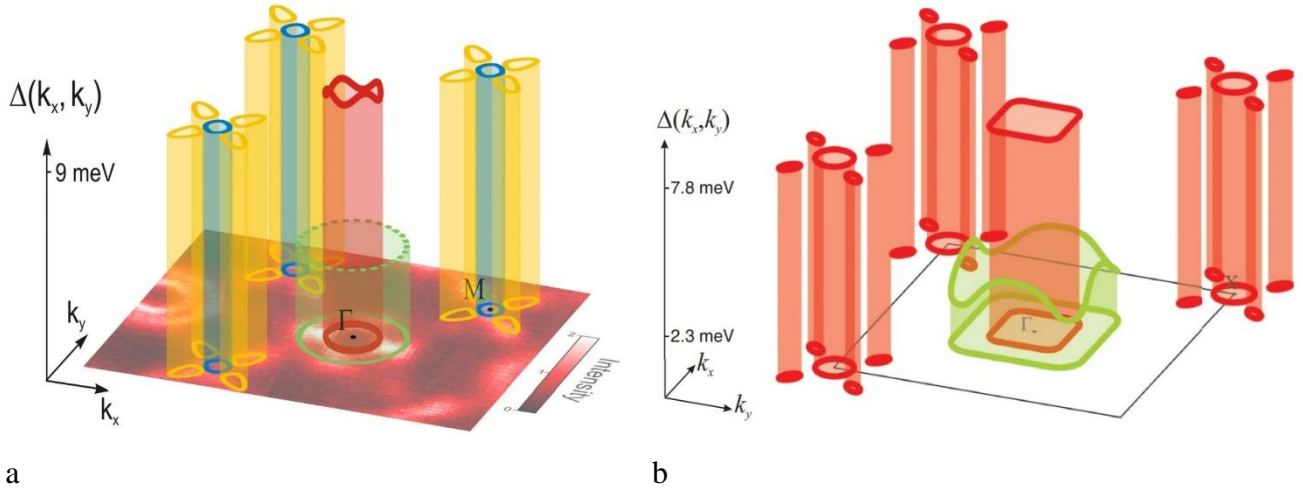


Рис. 15 — Сечение поверхности Ферми плоскостью $k_z = 0$ и распределение амплитуд СП-щелей, открывающихся на дырочных и электронных карманах (вертикальная ось), в дырочно-допированных ВКФА (a) [231] и $\text{Ca}_{0.32}\text{Na}_{0.68}\text{Fe}_2\text{As}_2$ (b) [233].

Измерения температурных зависимостей теплоемкости $C(T)$, глубины проникновения магнитного поля $\lambda_L(T)$ и первого критического поля $H_{c1}(T)$ для монокристаллов ВФНА и ВФСА с различной степенью замещения проведены в работах [236–242]. Для оценки решеточной составляющей $C_{\text{lat}}(T)$ обычно используется полная теплоемкость $C(T)$ аналогичного соединения несверхпроводящего состава (например, сильно недо- или передопированного) согласно процедуре, подробно описанной в [243], так как классический метод подавления T_c магнитным полем неприменим к пниктидам Ва-122 из-за высоких значений $H_{c2}(0)$. В работе [248] решеточная теплоемкость была смоделирована в рамках подхода Дебая-Эйнштейна. Для оценки СП-параметров порядка по данным температурных зависимостей электронной теплоемкости $C_{\text{el}}(T)$ и концентрации куперовских пар $n_S(T)$ обычно используется т.н. α -модель [244], в которой подгоночным параметром является характеристическое отношение $\alpha_i \equiv r_i$, а также возможен учет типа симметрии СП-щели (s -волновой, расширенный s -волновой, d -волновой). Основным ограничением двухзонной α -модели [244] является использование БКШ-образных температурных зависимостей СП-щелей (что исключает учет межзонного взаимодействия), предположение трехмерности и изотропности свойств сверхпроводника и приближения квазиклассичности $\Delta(0) \ll \hbar\omega_D \ll E_F$ ($\hbar\omega_D$ — энергия Дебая), что, вообще говоря, ставит вопрос о ее применимости к пниктидам железа, близким к неадиабатическому режиму [60]. Другая модель [245], часто используемая для анализа $C_{\text{el}}(T)$ и $n_S(T)$, разработана на

основе уравнений Эйленберга для двухзонных сверхпроводников, находящихся, однако, в пределе слабой связи, поэтому корректность ее использования применительно к пниктидам и селенидам железа также вызывает сомнения.

Основные экспериментальные методы получения температурной зависимости глубины проникновения $\lambda_L(T)$, их преимущества и недостатки, а также соответствующие теоретические подходы подробно описаны в обзоре [246]. Так, например, в работах [118,240,241,266,275] зависимость $\lambda_L(T)$ была получена путем пересчета измеренной скорости деполяризации мюонных спинов в рамках подхода [247], разработанного применительно к ВТСП-купратам. Температурная зависимость первого критического поля обычно определяется на основе измеренных кривых намагничивания $M(H)$, что было сделано, в частности, в работах [87,236] для BFNA и EuRbFe₄As₄. К сожалению, вопрос применимости данных методов к железосодержащим сверхпроводникам практически не обсуждается в литературе. Вообще говоря, классическое выражение теории Гинзбурга-Ландау-Абрикосова-Горькова (ГЛАГ) [199,200] для концентрации куперовских пар $n_S(T) = \left(\frac{c}{2e\lambda_L(T)}\right)^2 \frac{m^*}{2\pi}$ в пниктидах и селенидах железа может заметно усложниться, принимая во внимание необходимость учета анизотропии эффективной массы носителей в k -пространстве и ее возможное температурное изменение $m^*(T) \neq const$, которое может быть вызвано движением зон, наблюдаемым в пниктидах семейства Ва-122 [65,70–74] и ферроселенидах семейства 122-Se [146,157]. Выражение для первого критического поля $H_{c1}(T) = \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda_{GL}^2(T)} \ln \kappa(T)$ для $\kappa > 3$, где κ — параметр Гинзбурга-Ландау, Φ_0 — квант магнитного потока, также требует учета изменения экспериментально определяемой глубины проникновения λ_{GL} относительно лондоновской глубины в чистом пределе $\lambda_L(\infty)$ при $l^{el} \rightarrow \infty$ из-за дефектности образца $\frac{\lambda_{GL}^2(l^{el})}{\lambda_L^2(\infty)} = 1 + \frac{hV_F}{16\Delta(0)l^{el}}$. В частности, если сопротивление образца не достигает примерно постоянного остаточного значения R_0 при $T \approx T_c$, а меняется с температурой (что имеет место для всех пниктидов и селенидов структурного типа 122, кроме соединений семейства Ва-122 вблизи оптимально допированных составов, демонстрирующих $R(T) \approx const$ в широком температурном диапазоне выше T_c [22]), температурная зависимость длины свободного пробега $l^{el}(T)$ может вызвать заметные отличия между $H_{c1}(T)$ и $n_S(T)$. Тем не менее, авторы большинства работ не учитывают эти детали и ставят знак равенства между нормированными величинами $\frac{H_{c1}(T)}{H_{c1}(0)} = \frac{\lambda_{GL}^2(0)}{\lambda_{GL}^2(T)} = \frac{n_S(T)}{n_S(0)}$. Далее при описании результатов подобных исследований под « λ_L » будет пониматься λ_{GL} , аналогично обозначениям, используемым в литературе.

Примеры зависимостей $C_{el}(T)/T$ [242] и $H_{c1}(T)$ [236], получаемых для монокристаллов BFNA и BFCA, и их аппроксимации с помощью α -модели показаны на Рис. 16. Типичная зависимость $H_{c1}(T)$ на Рис. 16а (напрямую ассоциированная авторами с $\lambda_L^{-2}(T)$) для недодопированного

состава BFNA ($x \approx 0.04$) имеет заметный прогиб при $T \approx 4-6$ К, вызванный вкладом СП-конденсата с малой щелью с характеристическим отношением $r_S \approx 1.5$. Для других составов BFNA [237,238] и BFCA [239–241] были получены зависимости $C_{el}(T)/T$ и $\lambda_L^{-2}(T)$, схожие по виду, на основе которых в рамках α -модели были оценены величины $r_L \approx 3.5-3.9$, $r_S \approx 1-2$. Температурная зависимость $H_{c1}(T)$, полученная в [248] на монокристалле BFNA с $x \approx 0.08$, была описана в рамках двухзонной α -модели [249] с использованием $r_S \approx 1.5-2.0$, $r_L \approx 5.7$ при введении расширенного s -волнового типа симметрии большой и малой СП-щели. Эволюция СП-щелей вдоль фазовой диаграммы допирования BFCA оценена в калориметрических исследованиях [242]: зависимость характеристических отношений $r_L(x)$ и $r_S(x)$ для большой и малой СП-щелей, оцененных в рамках α -модели, от степени допирования повторяют форму СП-фазы («колокола»), меняясь от $r_S \approx 2.0$, $r_L \approx 4.9$ в оптимальном составе до $r_S \approx 1.3$, $r_L \approx 3.1 < 3.53$ на границах исследованного диапазона с $x \approx 0.08$ и 0.24 . Напротив, данные $\lambda_L^{-2}(T)$ [240] указывают на примерно постоянное отношение r_L для оптимально и передо-пированных составов BFCA в аналогичном диапазоне электронного замещения.

Оптические исследования монокристаллов и пленок BFCA различных составов методами инфракрасной (ИК) и ТГц-спектроскопии были проведены многими группами [82–86,250,251], в то же время, данные по BFNA не столь многочисленны [80,81]. Результаты большинства работ качественно согласуются: в [80,81,84] на широкодиапазонных спектрах оптической проводимости $\sigma_1(\omega)$ были обнаружены вклады от двух СП-щелей с характеристическими отношениями $r_L \approx 3.5-4.6$ и $r_S \approx 1.6-2.1$; в работах [82,251] была разрешена только большая СП-щель с аналогичным отношением r_L . Вместе с тем, более высокие значения $r_L \approx 6.1-9.2$ и $r_S \approx 2.7-3.5$ были получены в [83,85], а в [250] были разрешены три независимые СП-щели. Вышеуказанные характеристические отношения близки к $r_1 \approx 6.7-7.0$, $r_2 \approx 4.8-5.0$, $r_3 \approx 2.0-2.3$ для большего и меньшего из трех СП-параметров порядка, извлеченных из анализа данных ТГц-спектроскопии [81] в рамках трехзонной s^\pm -модели на основе уравнений Элиашберга [89].

Классические туннельные методы — сканирующая туннельная спектроскопия (СТС) и спектроскопия точечных контактов (ТК) — широко используются для определения энергетических характеристик СП-состояния, типа их симметрии и температурных зависимостей. Для туннельных NIS-контактов (N — объемный нормальный металл, S — сверхпроводник, I — изолятор) на базе двухщелевого сверхпроводника определение энергетических характеристик $|\Delta(T)|$ резко затрудняется из-за большого числа свободных параметров, используемых при аппроксимации туннельной проводимости моделью Блондера-Тинкхама-Клапвика (БТК) [252] (до 7) или в рамках подхода Живера и Мегерле [253] при подстановке зависимости $N(\epsilon, \Gamma)$, полученной в модели Дайнса [254], в предположении, что плотность состояний металлической иглы СТМ не зависит от энергии $N_{up}(E_F) = const$ (до 5 подгоночных параметров). В подобных случаях для уменьшения числа

подгоночных параметров экспериментаторы часто вручную фиксируют отношение $\Delta_1(T)/\Delta_2(T)$ при всех температурах вплоть до T_c . Следует отметить, что с точки зрения классического двухзонного БКШ-образного подхода на основе уравнений Москаленко и Сула [212–214], отношение $\Delta_1(T)/\Delta_2(T) = const$ соответствует только уникальному случаю нулевого детерминанта матрицы констант электрон-бозонного взаимодействия λ_{ij} . Подобное ограничение, вручную вводимое экспериментаторами, может, вообще говоря, значительно увеличивать погрешность определения $\Delta_{1,2}$ при $T \geq 0.3T_c$.

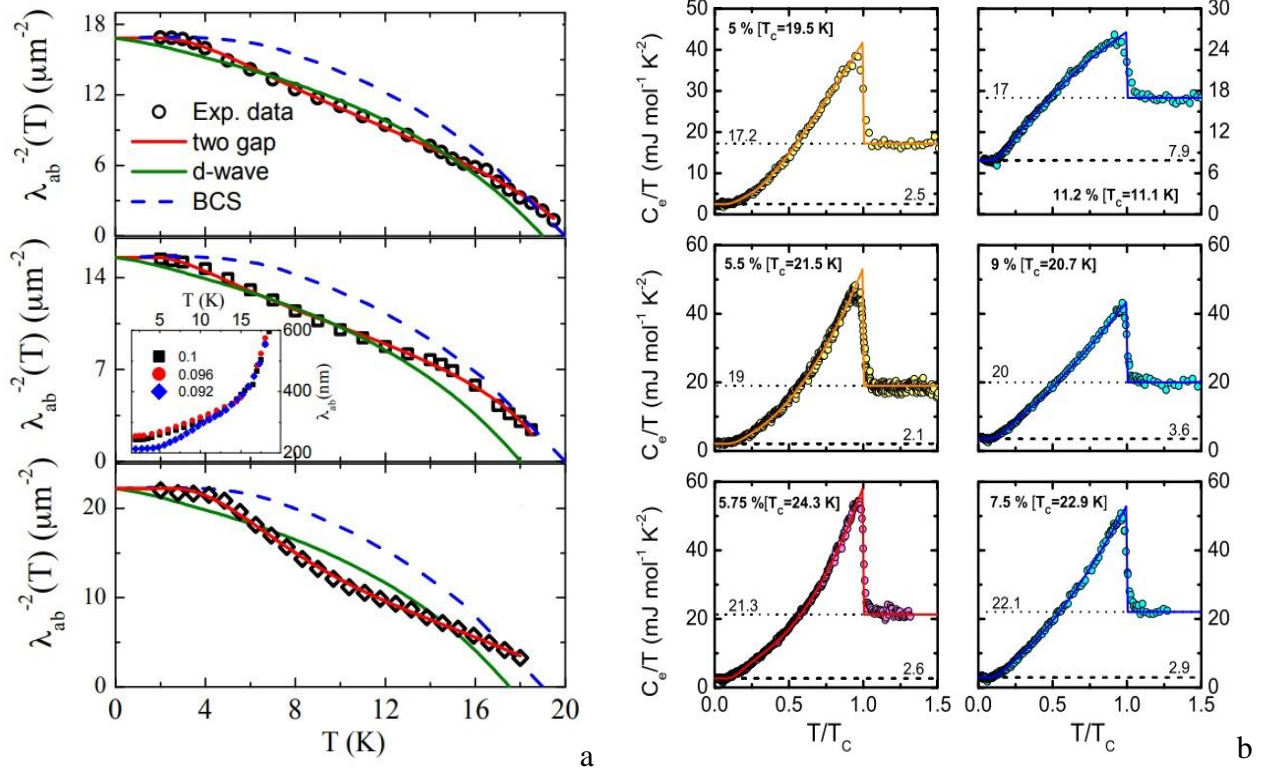


Рис. 16 — (а) Температурная зависимость обратного квадрата глубины проникновения $\lambda_L^{-2}(T)$, полученная по данным измерений $H_{c1}(T)$ для BFNA оптимального ($x = 0.1$) и недодопированных составов ($x = 0.096, 0.092$). Аппроксимации α -моделью приведены штриховой линией (1 зона, s -волновая симметрия), линией зеленого цвета (1 зона, d -волновая симметрия) и красного цвета (2 зоны, s -волновая симметрия) [236]. (b) Нормированные температурные зависимости электронной теплоемкости $C_{el}(T)/T$ для BFCA оптимального (кружки красного цвета), недодопированных (желтого цвета) и передопированных (синего цвета) составов с $x = 0.10$ – 0.24 . Аппроксимации двухзонной α -моделью (2 изотропные СП-щели) показаны линиями [242].

Опубликованные в литературе данные СТС [33,34,36,48,53] и ТК-спектроскопии [255–259] довольно противоречивы. Имеющиеся данные СТС получены только на образцах BFCA с различной степенью замещения, в то время как подобные измерения для BFNA полностью отсутствуют

(что, по-видимому, связано с непригодностью поверхности таких кристаллов для СТС-исследований). Большинство туннельных СТС-спектров NIS-контактов, полученных на базе VFCA [48,51,52,54], даже при $T \ll T_c$ показывают слабо выраженные щелевые особенности (с амплитудой, не превышающей 20% нормальной проводимости контакта G_N при $eV \gg 2\Delta(0)$) и значительный разброс их смещений V_{peak} , что может быть вызвано как неоднородностью СП-свойств, так и вариацией параметра размытия Γ на поверхности кристалла, иногда ошибочно ассоциируемой с пространственной вариацией СП-щели [112]. Последнее кажется неудивительным, принимая во внимание возможность пространственной модуляции амплитуды рассеяния на поверхности, для которой типично образование атомарных сверхструктур (наблюдаемых во всех пиктидах семейств 122 и 1144 [55]) или зарядовых упорядочений, как, например, было показано для ферроселенидов [131,138,139].

Примеры типичного $dI(V)/dV$ -спектра туннельного NIS-контакта и гистограммы положений особенностей V_{peak} полученных при $T \ll T_c$ с помощью СТС на поверхности монокристалла $\text{BaFe}_{1.88}\text{Co}_{0.12}\text{As}_2$ в [54], показаны на Рис. 17а. Карты распределения $V_{\text{peak}}(r)$ на поверхности кристаллов BFNA получены в [48,53]. В работах [48,51,52] в качестве амплитуды единственной СП-щели $2\Delta(0)$ были взяты пространственно усредненные расстояния между туннельными максимумами, что соответствовало диапазону характеристических отношений $r \approx 5.7-10.3$. В качестве общей особенности большинства $dI(V)/dV$ -спектров, полученных методом СТС в VFCA [48,51-54] и $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ [111], можно отметить конечную, довольно высокую проводимость при нулевом смещении G_{ZBC} , достигающую $0.8G_N$. Поскольку введение при $T \ll T_c$ неупругого рассеяния Γ в качестве мнимой части относительной энергии по формуле Дайнса $G(\varepsilon) \propto N(\varepsilon) \text{Re} \left[\frac{|\varepsilon - i\Gamma|}{\sqrt{(\varepsilon - i\Gamma)^2 - \Delta_0^2}} \right]$ [254]

не позволяет получить $G_{\text{ZBC}} > 0$ ни при каком Γ даже для СП-щели с d -волновой симметрией, авторы вышеуказанных работ предполагают наличие нормального канала туннелирования, дающего вклад в общую динамическую проводимость контакта, равный G_{ZBC}/G_N . Хотя подобное предположение позволяет математически описать наблюдаемые особенности $dI(V)/dV$ -спектров, наличие до 80% неспаренных состояний в пределах контактной области размером несколько нм кажется спорным.

Наиболее качественные СТС-спектры были получены в [53] на поверхности монокристаллов VFCA оптимального и недодопированного состава (Рис. 17b). Можно обратить внимание на малый динамический диапазон этих спектров от $G \approx 0.75G_N$ до $1.25G_N$, что соответствует примерно 75% вкладу диффузионного транспорта через контактную область. На $dI(V)/dV$ -спектрах четко видны две туннельные особенности, однако характеристические отношения соответствующих им энергетических параметров оказались необычно высокими: $r_L \approx 11.6-13.3$, $r_S \approx 5.8-6.6$. Сравнимо

высокие $\tau_L \approx 7.5\text{--}14.7$ были получены с помощью ТК-спектроскопии в VFNA [255] и VFCA [256,258,259].

Для создания ТК в монокристаллах VFNA и VFCA авторами [255–259] был использован т.н. «мягкий» метод, заключающийся в покрытии поверхности образца каплями серебряной пасты с помещенной внутрь нее тонкой золотой проволокой диаметром 18 мкм, играющей роль токового и потенциального контакта (трехточечное подключение) [260,261]. При этом, согласно представлениям авторов [260,261], измерительный ток проходит через массив параллельно подключенных ТК, образованных в точках касания зерен Ag с поверхностью СП-образца. Полученные спектры динамической проводимости были аппроксимированы моделью Танаки и Кашивая для двумерного сверхпроводника [262,263] с введением параметра размытия Γ [260,261], являющейся модификацией классической модели БТК [252].

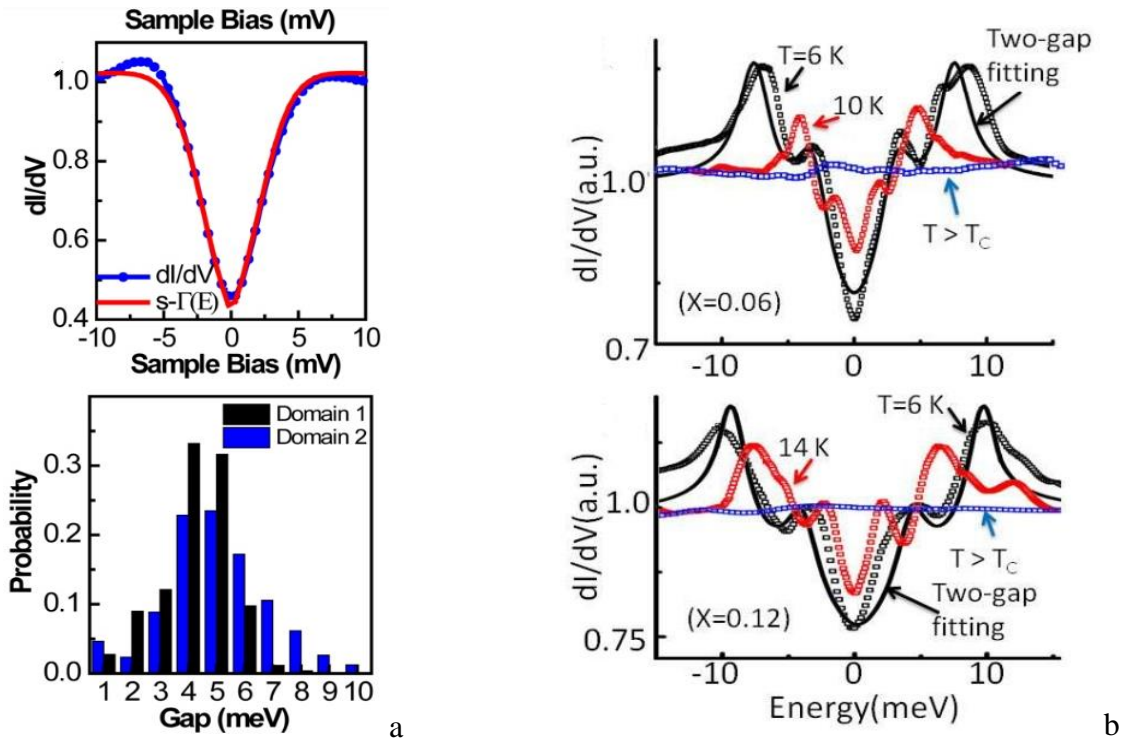


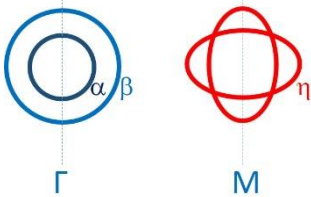
Рис. 17 — (а) Спектр туннельной динамической проводимости (кружки), полученный на поверхности монокристалла VFCA оптимально допированного состава с помощью СТС в [54], и его аппроксимация плотностью электронных состояний $N(\epsilon)$ в модели Дайнса [254]. Внизу приведена гистограмма пространственного распределения $\Delta(r)$ на поверхности размером 100×100 нм. (б) $dI(V)/dV$ -спектры при различных температурах (кружки), измеренные с помощью СТС в монокристаллах VFCA недо- и передопированных составов [53]. Данные при $T = 6$ К аппроксимированы зависимостью $N(\epsilon)$ в модели Дайнса в двухзонном представлении (линии). Для обоих составов $\Gamma_L/\Delta_L(0) \approx 0.45$, $\Gamma_S/\Delta_S(0) \approx 0.1$.

В работах группы Дагеро [256,258] для монокристаллов BFCA различных составов были получены точечные NIS-контакты высокой прозрачности (барьерный параметр $Z \approx 0.17-0.37$) с диапазоном нормальных сопротивлений R_N до 160 Ом. Для устранения асимметрии $dI(V)/dV$ -характеристик, имеющей место даже после нормировки на нормальную динамическую проводимость $G_N(V, T > T_c)$, авторы [256] усредняют нормированные спектры как $G(V) = [G(V) + G(-V)]/2$. С помощью вышеуказанной БТК-образной модели [260,261] были получены температурные зависимости большой и малой СП-щелей $\Delta_{L,S}(T)$, близкие к однозонной БКШ-образной функции [256,258]. В [258] на пленках BFCA наблюдалось практически линейное изменение $\Delta_{L,S}(0)$ с критической температурой в диапазоне $T_c \approx 8-24$ К. $dI(V)/dV$ -спектры ТК, полученные другой группой в [255] «мягким» методом (с направлением протекания измерительного тока $I \parallel ab$) на монокристаллах $BaFe_{1.9}Ni_{0.1}As_2$, демонстрировали узкий пик динамической проводимости при малых смещениях нехарактерной для предсказаний модели БТК, практически треугольной формы. Авторам удалось описать форму $dI(V)/dV$ -спектров в рамках аналогичного модифицированного БТК-подхода [260,261] в предположении изотропной большой СП-щели и $A \approx 60\%$ анизотропии малой СП-щели в k -пространстве, а также при достаточно высоких амплитудах размытия $\Gamma_L(0) \approx 0.4\Delta_L(0)$, $\Gamma_S(0) \approx 0.25\Delta_S^{out}(0)$, увеличивающихся с ростом температуры [255].

В работе [257] на $dI(V)/dV$ -спектрах ТК наблюдались особенности только от одной СП-щели с меньшим характеристическим отношением $r \approx 4.7$.

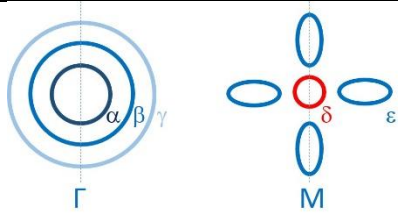
В недодопированных монокристаллах $BaFe_{1.84}Co_{0.16}As_2$ группой Шита [259] выше T_c наблюдалась остаточная нелинейность спектра туннельной проводимости с повышенной $G_{ZBC} > G_N$ (нехарактерная для контактов на основе БКШ-сверхпроводников с $N(\epsilon) \approx const$ вблизи E_F [253]), а также особенность (максимум) во внешелевой области смещений в диапазоне температур до $T \approx 30K < T_{m,s}$. Авторы ассоциируют ее с образованием локальных (некогерентных) куперовских пар выше $T_c \approx 24$ К. О нелинейном характере динамической проводимости ТК (однако, с $G_{ZBC} < G_N$) также сообщалось в близких к оптимальным составах BFNA [255] и BFCA [256], а также дырочно-допированном VKFA [257]; в [255,257] $dI(V)/dV$ -спектр ТК линейризовался при температурах выше 100 К. Нашей группой воспроизводимо наблюдалась остаточная нелинейность ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектров туннельных контактов в BFNA с широким диапазоном допирования ($x \approx 0.08-0.14$), не зависящая от R_N , не вызванная перегревом контакта и практически не меняющаяся с ростом температуры вплоть до $T \approx 40-60$ К [264,265]. Вместо этого, поскольку положения характерных особенностей нелинейности $dI(V)/dV$ -спектра демонстрировали четкую тенденцию к изменению с допированием, данный эффект в соответствии с [253] был связан с наличием особенностей плотности электронных состояний $N(E)$ вблизи уровня Ферми [265].

На $dI(V)/dV$ -спектрах туннельных контактов на базе BFNA [255] и VFCA [256] ниже T_c выше края СП-щели $eV > \Delta_L$ была разрешена тонкая структура при смещениях $eV^* \approx \Delta_L + \Omega$ с энергией $\Omega(0) \approx 11\text{--}13$ мэВ. Хотя полученная энергия $\Omega(T)$ бозона уменьшалась с температурой быстрее, чем $\Delta_L(T)$, что, вообще говоря, противоречит расчетам Коршунова для положения спин-резонансного пика [187], в [255,256] подобная тонкая структура была интерпретирована авторами как возможное проявление спинового резонанса и, соответственно, $\Omega(T)$ — как температурная зависимость энергии спинового экситона.

Табл. 1 — Характеристические отношения СП-щелей, определенных в пниктидах BFNA и VFCA различными методами. Принадлежность к недодопированному (НД) или передопированному (ПД) составу была формально определена на основе наличия/отсутствия структурного и магнитного переходов на зависимости $R(T)$ исследованных образцов. Расположение дырочных (α, β) и электронных (η) карманов поверхности Ферми и соответствующие СП-щели $\Delta(0)$ отмечены согласно схеме справа. Диапазоны значений соответствуют анизотропии $\Delta(0)$ в k -пространстве (А) и погрешности. Тип симметрии СП-щели указан в скобках (s -волновой, d -волновой).					
Соединение	T_c , К	τ_L	τ_S	Метод	Ссылка
$\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$	20	3.7	1.6	$C(T)$, H_{c1}	236
$\text{BaFe}_{1.904}\text{Ni}_{0.096}\text{As}_2$	19	3.6	1.5	$C(T)$, H_{c1}	236
$\text{BaFe}_{1.908}\text{Ni}_{0.098}\text{As}_2$ (ПД)	18.4	3.5	1.5	$C(T)$, H_{c1}	236
$\text{BaFe}_{1.92}\text{Ni}_{0.08}\text{As}_2$	18	4.1–5.7	1.5–2.0	H_{c1}	248
$\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$	20	3.8 (s -волн.); 5.4 (d -волн.)	1.3 (s -волн.); 2.3 (s -волн.)	$C(T)$	237
$\text{BaFe}_{1.84}\text{Co}_{0.16}\text{As}_2$ (ПД)	20	3.9	0.9	$C(T)$	237
$\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$	20	3.7	1.9	$C(T)$	238
$\text{BaFe}_{1.91}\text{Ni}_{0.09}\text{As}_2$	20	4.0–4.3	1.9–2.0	ИК	80
$\text{BaFe}_{1.93}\text{Ni}_{0.07}\text{As}_2$	21.1	3.5	1.6	ИК	81
$\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$	21.6	3.7–4.1	1.9–2.1	ИК	81
$\text{BaFe}_{1.85}\text{Co}_{0.15}\text{As}_2$	25	6.5 (α, β)	4.3 (η)	ФЭСУР	63
$\text{BaFe}_{1.842}\text{Co}_{0.158}\text{As}_2$	25	6.0 (α, β)	4.3 (η)	ФЭСУР	67
$\text{BaFe}_{1.888}\text{Co}_{0.112}\text{As}_2$ (НД)	19	7.1 (α), 6.1 (β)	4.9 (η)	ФЭСУР	67

BaFe _{1.888} Co _{0.112} As ₂ (НД)	19	6.8 (β)	5.6 (η)	ФЭСУР	67
BaFe _{1.9} Co _{0.1} As ₂ (НД)	18.5	5.2	1.6	С(Т)	239
BaFe _{1.888} Co _{0.122} As ₂ (НД)	23.6	3.7		λ _L (Т)	240
BaFe _{1.852} Co _{0.148} As ₂ (НД)	22.1	3.8	1.2	λ _L (Т)	241
BaFe _{1.798} Co _{0.202} As ₂ (ПД)	14.1	3.7		λ _L (Т)	240
BaFe _{1.78} Co _{0.22} As ₂ (ПД)	10.3	3.7		λ _L (Т)	240
BaFe _{1.885} Co _{0.115} As ₂ (НД)	24.3	4.9	1.8	С(Т)	242
BaFe _{1.89} Co _{0.11} As ₂ (НД)	21.5	4.8	2.0	С(Т)	242
BaFe _{1.9} Co _{0.1} As ₂ (НД)	19.5	4.1	1.6	С(Т)	242
BaFe _{1.92} Co _{0.08} As ₂ (НД)	5.8	3.5	1.6	С(Т)	242
BaFe _{1.85} Co _{0.15} As ₂ (ПД)	22.9	4.5	1.9	С(Т)	242
BaFe _{1.776} Co _{0.224} As ₂ (ПД)	11.1	3.6	1.7	С(Т)	242
BaFe _{1.76} Co _{0.24} As ₂ (ПД)	5.1	3.3	1.3	С(Т)	242
BaFe _{1.86} Co _{0.14} As ₂ (НД)	23	6.1–8.1	2.7–3.5	ИК	83
BaFe _{1.8} Co _{0.2} As ₂ (ПД)	21	4.6	2.1	ИК	84
BaFe _{1.8} Co _{0.2} As ₂ (ПД)	22	8.4	3.2	ИК	85
BaFe _{1.87} Co _{0.12} As ₂	24.5	9.2; 4.7; 3.1		ИК	250
BaFe _{1.85} Co _{0.15} As ₂	25	6.9	2.9	ИК	86
BaFe _{1.88} Co _{0.12} As ₂	25	4.6		ИК	82
BaFe _{2-x} Co _x As ₂	18	3.6		ТГц	251
BaFe _{1.9} Ni _{0.1} As ₂	20	11.6	2.0–5.0 (А)	ТК	255
BaFe _{1.8} Co _{0.2} As ₂ (ПД)	22.6	9.4	4.2	ТК	256
BaFe _{1.86} Co _{0.14} As ₂ (НД)	22	5.8		ТК	257
BaFe _{1.92} Co _{0.08} As ₂ (НД)	8	7.1	3.9	ТК	258
BaFe _{1.84} Co _{0.16} As ₂	24	8.7	3.4	ТК	258
BaFe _{1.7} Co _{0.3} As ₂ (ПД)	21	6.4	2.7	ТК	258
BaFe _{1.88} Co _{0.12} As ₂	23.7	14.7	9.8	ТК	259
BaFe _{1.8} Co _{0.2} As ₂	25	5.8		СТС	48
BaFe _{1.92} Co _{0.08} As ₂ (НД)	14	6.6		СТС	51
BaFe _{1.86} Co _{0.14} As ₂ (НД)	22	6.6		СТС	51
BaFe _{1.79} Co _{0.21} As ₂ (ПД)	13	10.4		СТС	51
BaFe _{1.88} Co _{0.12} As ₂ (НД)	14	13.3	6.6	СТС	53
BaFe _{1.88} Co _{0.24} As ₂ (ПД)	20	11.6	5.8	СТС	53

$\text{BaFe}_{1.8}\text{Co}_{0.2}\text{As}_2$	25	6.5		СТС	52
$\text{BaFe}_{1.88}\text{Co}_{0.12}\text{As}_2$ (НД)	22	4.7		СТС	54

Табл. 2 — Характеристические отношения СП-щелей, определенных с помощью ФЭСУР в пниктидах семейства 122 с дырочным замещением. Диапазоны величин r_i соответствуют обнаруженной анизотропии СП-щели в $k_x k_y$ -плоскости. Принадлежность СП-щели дырочным ($\alpha, \beta, \gamma, \varepsilon$) и электронным (δ) карманам поверхности Ферми отмечена согласно схеме справа.					
Соединение	T_c, K	r_L	r_S	Метод	Ссылка
$\text{Ba}_{0.24}\text{K}_{0.76}\text{Fe}_2\text{As}_2$ (ПД)	17	2.7–3.3 (α); 2.2–2.7 (β); 0–1.5 (γ)		ФЭСУР	230
$\text{Ba}_{0.12}\text{K}_{0.88}\text{Fe}_2\text{As}_2$ (ПД)	13	2.9–3.0 (α); 2.5–3.0 (β); 0–1.8 (γ)		ФЭСУР	230
$\text{Ba}_{0.12}\text{K}_{0.88}\text{Fe}_2\text{As}_2$ (ПД)	7	2.3–3.0 (α); 0–2.7 (β); 0–2.3 (γ)		ФЭСУР	230
KFe_2As_2 (ПД)	3.4	4.8–10.2 (α); 0–6.1 (β); 0–1.4 (γ)		ФЭСУР	230
$\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$	38	6.1–7.9 (α); 4.3–4.9 (γ)		ФЭСУР	229
$\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$	38	7.6 (α); 3.7 (γ); 7.6 (δ); 7.6 (ε)		ФЭСУР	228
$\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$	38	7.3 (α); 3.5 (γ); 7.3 (δ/ε)		ФЭСУР	227
$\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$	32	5.4–6.7 (α); 2.9 (γ); 6.5 (δ); 6.5 (ε)		ФЭСУР	231
$\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$	37	6.3–8.8 (α); 1.6–4.4 (γ); 6.3 (δ); 6.9 (ε)		ФЭСУР	232
$\text{Ca}_{1-x}\text{Na}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$	33	5.5 (α); 1.3–2.0 (γ); 5.5 (δ); 5.5 (ε)		ФЭСУР	233
$\text{Ca}_{1-x}\text{Na}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ (НД)	14	5.8 (α); 3.1 (γ)		ФЭСУР	233
$\text{Ba}_{0.65}\text{Na}_{0.35}\text{Fe}_2\text{As}_2$ (НД)	29	5.8 (α); 3.1 (γ)		ФЭСУР	234
$\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$	39	7.8 (α/β); 0.9–3 (γ); 7.8 (δ); 3–7.8 (ε);		Раман	235

Среди немагнитных пниктидов семейства 1144 наиболее интенсивно изучались соединения $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ вследствие относительно простого роста кристаллов и их устойчивости на открытом воздухе. СП-щелевая структура $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ исследована методом ФЭСУР в работах [116,118–120]. Оцененные амплитуды СП-щелей и их распределение по участкам поверхности Ферми приведены

в Табл. 3. В работе [120] вокруг Γ -точки наблюдались только два концентрических дырочных цилиндра, на которых ниже T_c были оценены амплитуды СП щелей $\Delta_\alpha \approx 5.9$ мэВ, $\Delta_\beta \approx 7.5$ мэВ. На трех дырочных цилиндрах, разрешенных в [116,118,119] вокруг Γ -точки и обозначенных α , β , γ на Рис. 8с, при $T \ll T_c$ были обнаружены три СП-щели $\Delta_\alpha \approx 10$ мэВ, $\Delta_\beta \approx 7\text{--}13$ мэВ, $\Delta_\gamma \approx 5\text{--}8$ мэВ. В электронных зонах на одном из цилиндров в [116,118] была обнаружена СП-щель амплитудой $\Delta_\delta \approx 11\text{--}12$ мэВ, при этом с помощью вспомогательного метода мюонной спектроскопии в [118] показано также существование малой электронной СП-щели $\Delta_\epsilon \approx 2.4$ мэВ. Интересно отметить, что на ФЭСУР-спектрах [119] во внешелевой области энергий ниже T_c были обнаружены особенности, интерпретированные авторами как проявление резонансного взаимодействия с бозонной модой (спиновым экситоном) с энергией $\epsilon_0 \approx 11\text{--}13$ мэВ.

Для $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ подобные ФЭСУР-измерения проведены только в работах [87,121], в то время как $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ с помощью ФЭСУР не был исследован. На трех дырочных карманах вокруг Γ -точки при $T = 5$ К были оценены амплитуды СП-щелей: большая СП-щель $\Delta_\alpha \approx 9$ мэВ наблюдалась на дырочном цилиндре наименьшего радиуса (что согласуется с данными [87]), две малые СП-щели $\Delta_\beta \approx 5$ мэВ, $\Delta_\gamma \approx 2.5$ мэВ — на дырочных карманах поверхности Ферми бóльших радиусов [121]. В работе [87] зоны, образующие β и γ -карманы, не были разрешены по отдельности и наблюдались в виде «эффективной», уширенной зоны, в которой вблизи E_F открывалась СП-щель с усредненной (по сравнению с данными [121]) амплитудой $\Delta \approx 4$ мэВ. Принимая во внимание установление геликоидального магнитного порядка в подрешетке Eu^{2+} при $T_m^{1144} \approx 15$ К, важно отметить, что на температурных зависимостях микроскопического СП-параметра порядка $\Delta_i(T)$, оцененных в [121], отсутствуют какие-либо особенности при данной температуре. На основе этого факта, подкрепленного значительной глубиной зон, образованных $4f$ -орбиталями Eu [111], авторы [121] делают вывод об отсутствии влияния магнетизма подрешетки европия на сверхпроводимость $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$. Напротив, на температурной зависимости первого критического поля $H_{c1}(T)$, измеренной как вдоль ab , так и вдоль c -направлений, в работе [87] наблюдалась сильно выраженная особенность типа минимум-максимум при $T \approx 14\text{--}16$ К, которая не может быть вызвана вкладом СП-конденсата с малой щелью в общую концентрацию куперовских пар n_S и объясняется авторами [87] влиянием магнетизма Eu на сверхпроводимость. Поскольку другие подобные экспериментальные данные в литературе на данный момент отсутствуют, этот вопрос остается открытым.

Анализ температурной зависимости глубины проникновения $\lambda_L^{-2}(T)$ для $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ был проведен в работах [104,118,266,267]. В работе [267] данные $\lambda_L^{-2}(T)$, ассоциированные авторами с $n_S(T)$ для $\text{CaK}(\text{Fe}_{1-x}\text{Ni}_x)_4\text{As}_4$ стехиометрического и электронно-допированных составов с $x = 0, 0.017, 0.034$ и диапазоном $T_c \approx 36.0\text{--}19.3$ К, соответственно, были описаны в рамках двухзонного

s^{\pm} -подхода на основе уравнений Элиашберга. Для всех уровней допирования оцененные характеристические отношения большой и малой СП-щелей составили $\gamma_L \approx 5.0\text{--}5.6$ и $\gamma_S \approx 1.4\text{--}1.8$, что отлично согласуется с данными [266]. Характеристическое отношение γ_L в среднем оказались немного выше значений $\gamma_L \approx 4.2\text{--}5.3$, полученных той же группой методом ТК-спектроскопии для $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ [104]. Для исследованных составов $\text{CaK}(\text{Fe}_{1-x}\text{Ni}_x)_4\text{As}_4$ величины γ_L и γ_S практически не менялись с T_c [267], что означает $\Delta_{L,S}(0) \propto T_c$ в указанном диапазоне допирования.

В работе [118] температурная зависимость $\lambda_L^{-2}(T)$ в $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ была получена с помощью мюонной спектроскопии. Для ее аппроксимации авторы [118] взяли амплитуды четырех СП-щелей $\Delta_\alpha, \Delta_\beta, \Delta_\gamma, \Delta_\delta$, оцененные ранее с помощью ФЭСУР [116] (см. Табл. 3). Тем не менее, оказалось, что даже столь большое количество использованных параметров не позволяет описать заметный «прогиб» зависимости $\lambda_L^{-2}(T)$ в низкотемпературной области при $T \approx 10\text{--}15$ К, аналогичный наблюдаемому в [266]: для наилучшего согласия теории и эксперимента авторам пришлось ввести в рассмотрение еще одну зону (ϵ -зона на Рис. 8с), в которой ниже T_c реализуется пятый СП-параметр порядка с наименьшей амплитудой $\Delta_\epsilon(0) \approx 2.4$ мэВ [118]. Вариацию глубины проникновения из-за температурной зависимости $l^{el}(T)$ при $T < T_c$ авторы [118] не рассматривали.

Исследования пниктидов семейства 1144 туннельными методами также проведены только для $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ [104,113,120,268,269] и $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ [111,112].

Эксперименты по созданию ТК типа NIS с направлением протекания тока вдоль ab -плоскости были проведены на монокристаллах $\text{CaK}(\text{Fe}_{1-x}\text{Ni}_x)_4\text{As}_4$ толщиной порядка 10 мкм со степенью электронного замещения $x = 0, 0.023, 0.046, 0.073$ и диапазоном критических температур $T_c \approx 36\text{--}20$ К, соответственно [104]. Авторы отмечают, что качественные $dI(V)/dV$ -характеристики возможно получать только при создании ТК на свежем сколе. Выше T_c $dI(V)/dV$ -спектры демонстрировали нелинейность и асимметрию $G_N(V)$ в нормальном состоянии, которая, однако, не менялась с температурой. Таким образом, при нормировке на $G_N(V)$ авторам [104] удалось симметризовать $dI(V)/dV$ -спектры ТК, измеренные при $T \ll T_c$. Примеры полученных данных и их аппроксимация модифицированной БТК-моделью [260,261] в предположении двух изотропных СП-щелей показаны на Рис. 18а. Теоретические кривые показали хорошее соответствие экспериментальным данным, за исключением особенностей $dI(V)/dV$ -спектров во внешнецелевой области смещений, вызванных, предположительно, взаимодействием с бозонной модой. Щелевые особенности на $dI(V)/dV$ -спектрах плохо различимы: слабо выраженные максимумы от малой СП-щели $\Delta_S(0) \approx 2.6$ мэВ видны без дополнительной обработки только на спектре ТК в образце с $x = 0.023$, особенности от большой СП-щели представляют собой перегибы («плечи»), различимые на спектрах ТК в образце с $x = 0$ и 0.46. Авторы [104] не обсуждают причины малости андреевского сигнала, а значения Γ и Z , соответствующие аппроксимациям $dI(V)/dV$ -спектров, не приведены в работе [104]. Амплитуды

$\Delta_L(0)$ и $\Delta_S(0)$, определенные методом ТК-спектроскопии, позволили успешно описать температурные зависимости $\lambda_L^{-2}(T)$, полученные на тех же кристаллах [104], в рамках двухзонной БКШ-образной модели [270]. С увеличением степени электронного замещения x амплитуды обеих СП-щелей уменьшались практически пропорционально критической температуре, т.е. $\tau_{L,S}(T_c) \approx const$ [104].

Измеренные в работах [111,268,269] методом СТС спектры NIS-контактов в $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ и $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ даже после нормировки на $G_N(V)$ демонстрируют значительную асимметрию (примеры данных приведены на Рис. 18b,c), что не позволяет точно определить положение щелевых особенностей (т.н. край щели). Авторам [268,269] не удалось удовлетворительно описать полученные $dI(V)/dV$ -спектры зависимостью $N(\epsilon)$ с учетом размытия Γ в рамках модели Дайнса [254], даже введя 100% разброс амплитуды СП-щели в реальном пространстве (т.е. вариацию величин $\Delta(0)$ от 0 до 15 мэВ в пределах контактной области размером порядка нескольких нм; использованные в [269] гистограммы значений $\Delta(0)$ и соответствующие им расчетные кривые показаны аналогичными цветами на Рис. 18b). На единственном спектре туннельной динамической проводимости, полученном с помощью СТС на поверхности монокристалла $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ в [111], аппроксимационная кривая не соответствует экспериментальным данным во внешнещелевой области смещений (см. Рис. 18c). Ненулевую величину $G_{ZBC} \approx 0.8G_N$ при $T \ll T_c$ авторы объясняют значительным количеством квазичастичных состояний внутри СП-щели, при этом полученная экстремально высокая амплитуда параметра размытия $\Gamma \approx 1.5\Delta_0$ ставит под сомнение корректность оцененной в [111] величины Δ_0 . Зависимость плотности электронных состояний от энергии $N_{\text{tip}}(\epsilon)$ металлической иглы СТМ авторы [111,268,269] в расчет не принимали.

В СТС-исследованиях [112] на монокристалле $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ была обнаружена пространственная модуляция видимого положения туннельного пика eV_{peak} с периодом $d \sim 1.0\text{--}1.5$ нм вдоль одного из векторов сверхрешетки атомов Rb типа $\sqrt{2} \times \sqrt{2}$. Для каждой исследованной точки на поверхности скола амплитуда СП-щели была оценена как $\Delta(0) \equiv eV_{\text{peak}}$ без учета влияния параметра размытия Γ [254]. Эффект наблюдался при $T < T_m^{1144}$ и исчезал при приложении магнитного поля $B = 9$ Тл. Хотя пространственная модуляция eV_{peak} на $dI(V)/dV$ -спектрах была обнаружена только в области $eV > 0$ (в области отрицательных смещений, наоборот, положение V_{peak} воспроизводилось в различных точках на поверхности), тем не менее, авторы относят подобную «волну плотности куперовских пар» к основному, т.н. «смектическому» состоянию СП-конденсата в присутствии магнетизма Eu^{2+} [112]. Отметим, что поскольку видимое положение туннельного пика eV_{peak} определяется амплитудами как Δ , так и Γ (в частности, при малых $\Gamma/\Delta < (0.1\text{--}0.2)$, положение примерно соответствует $eV_{\text{peak}} \approx \Delta + \Gamma$) [254], вывод о пространственной модуляции именно Δ , а не Γ (которая может быть связана с образованием сверхрешеток на сколе) требует дополнительной проверки.

Напротив, в работах [113,120] с помощью СТС в $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ были получены практически симметричные спектры туннельной проводимости, содержащие, однако, слабо выраженные особенности при $eV_{\text{peak}} \approx 3$ и 7 мэВ амплитудой около $(1.1-1.2)G_N$, ассоциированные авторами с величинами двух СП-щелей. Вместе с тем, во внешелевой области полученных в [113,120] спектров наблюдались резкие максимумы при смещениях $eV \approx 14$ мэВ, интерпретированные авторами как проявление особенности ван Хофа вблизи уровня Ферми.

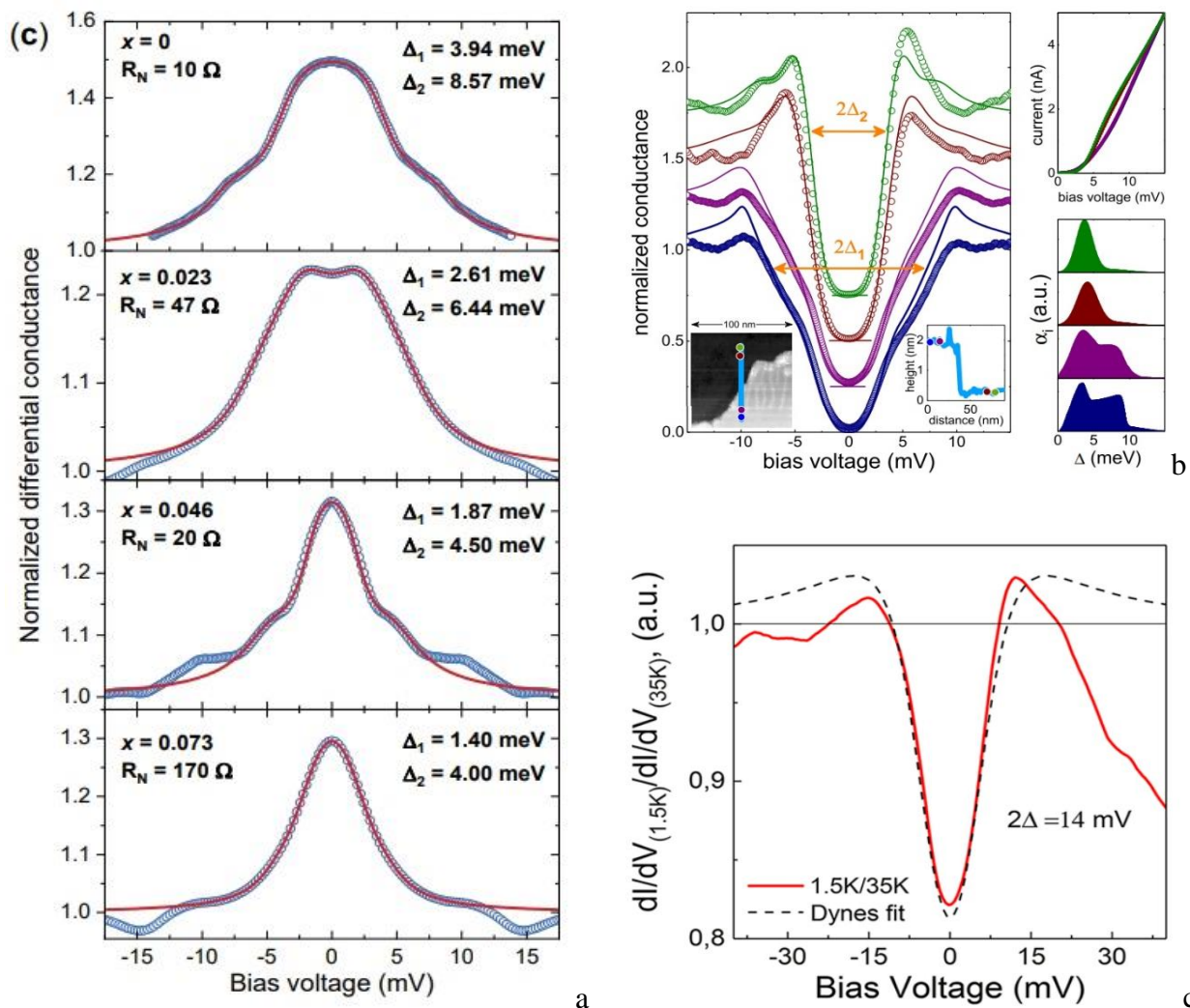
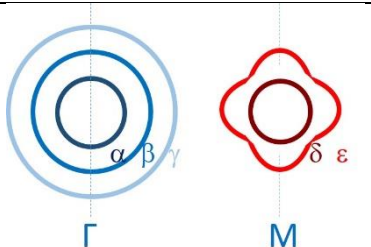


Рис. 18 — (а) Спектры точечных контактов (кружки), созданных в $\text{CaK}(\text{Fe}_{1-x}\text{Ni}_x)_4\text{As}_4$ с $x = 0, 0.023, 0.046, 0.073$, и их аппроксимация двухзонной моделью [260,261] на основе модифицированного для двумерного сверхпроводника [262,263] подхода БТК [252]. Для каждого контакта указана величина нормального сопротивления R_N и полученные амплитуды большой и малой СП-щелей. (b) $dI(V)/dV$ -спектры (нормированы на $G_N(V)$) и ВАХ туннельных контактов, полученных с помощью СТМ в $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$, а также гистограммы $\Delta(0)$ в реальном пространстве, соответствующие расчетным кривым $N(\epsilon)$ в рамках модели Дайнса [254]. (c) Нормированный $dI(V)/dV$ -спектр, измеренный с помощью СТМ на монокристалле $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ Рисунок (а) взят из работы [104], (b) — из [269], (c) — из [111].

Анализ спектров ИК-отражения кристалла $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ [271] в рамках формализма Маттиса-Бардина [272] показал присутствие ниже T_c вкладов от двух СП-конденсатов с характеристическими отношениями $r_L \approx 9$ и $r_S \approx 5.9$. Последнее близко к $r \approx 6.6$ для единственной СП-щели, наблюдаемой с помощью фемтосекундной спектроскопии [273]. В $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ при $T = 4$ К на спектре оптической проводимости $\sigma_1(\omega)$ был разрешен край малой СП-щели с $r \approx 3.2 < 3.53$ [274], что указывает на существование второго, большего СП-параметра порядка, по каким-либо причинам ненаблюдаемого в ИК-эксперименте.

Характеристические отношения СП-щелей, оцененные различными методами для селенидов семейства 122-Se с критическими температурами $T_c \approx 30\text{--}33$ К, приведены в Табл. 4. Большинство исследований амплитуд СП-параметра порядка проведены с помощью ФЭСУР. В работах [128,148–152] на электронных карманах вокруг X/Y-точек (обозначены β в Табл. 4) ниже T_c была обнаружена изотропная СП-щель с характеристическим отношением $r_\beta \approx 5.7\text{--}8.7$. На электронном α -кармане в Γ -точке для селенидов таллия и калия наблюдалась СП-щель сравнимой [147,149], меньшей [148,152] или, наоборот, значительно большей амплитуды с $r_\alpha \approx 10.9$ [150]. В ФЭСУР-исследованиях [152] для состава $\text{Tl}_{0.63}\text{K}_{0.37}\text{Fe}_{1.78}\text{Se}_2$ вблизи Γ -точки наблюдались два цилиндра поверхности Ферми, однако СП-щель, примерно равная щели Δ_β , была разрешена только на внешнем кармане.

Табл. 3 — Характеристические отношения СП-щелей, определенных в пниктидах $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ и $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ различными методами. Диапазоны r_i соответствуют разбросу значений [104] и анизотропии $\Delta(0)$ в реальном пространстве [268,269]. Принадлежность $\Delta(0)$ к дырочным (α, β, γ) и электронным (δ, ε) карманам поверхности Ферми отмечена согласно схеме справа.					
Соединение	T_c , К	r_L	r_S	Метод	Ссылка
$\text{CaKFe}_4\text{As}_4$	35	6.63 (α), 8.62 (β), 4.64 (γ), 7.29 (δ)		ФЭСУР	116
$\text{CaKFe}_4\text{As}_4$	35	6.63 (α), 8.62 (β), 5.30 (γ), 7.95 (δ), 1.59 (ε)		ФЭСУР, $\lambda_L(T)$	118
$\text{CaKFe}_4\text{As}_4$	35	6.6 (α), 4.6 (β), 3.3 (γ)		ФЭСУР	119
$\text{CaKFe}_4\text{As}_4$	35	3.9 (α), 5.0 (β/γ)		ФЭСУР	120
$\text{CaKFe}_4\text{As}_4$	35	3.8	2.3	СТС	120
$\text{CaKFe}_4\text{As}_4$	35	0–10		СТС	268

CaKFe ₄ As ₄	35	0–10		СТС	269
CaKFe ₄ As ₄	≈ 35	4.6	2.0	СТС	113
CaKFe ₄ As ₄	35	3.7	1.3	λ _L (T)	269
CaKFe ₄ As ₄	36	3.6–5.3	1.0–2.6	ТК, λ _L (T)	104
CaKFe _{3.908} Co _{0.092} As ₄	33	4.2–5.3	1.4–2.3	ТК, λ _L (T)	104
CaKFe _{3.816} Co _{0.184} As ₄	27	4.1–5.2	1.0–2.6	ТК, λ _L (T)	104
CaKFe _{3.708} Co _{0.292} As ₄	20.5	4.8–6.3	1.6–2.4	ТК, λ _L (T)	104
CaKFe ₄ As ₄	35.5	9.1	5.9	ИК	271
CaKFe ₄ As ₄	35	6.6		фс-спектр.	273
CaKFe ₄ As ₄	36	5.6	1.8	λ _L (T)	267
CaKFe _{3.932} Ni _{0.068} As ₄	28.2	5.6	1.7	λ _L (T)	267
CaKFe _{3.864} Ni _{0.136} As ₄	19.3	5.0	1.4	λ _L (T)	267
CaKFe ₄ As ₄	34.3	5.8	1.7	λ _L (T)	266
EuRbFe ₄ As ₄	36.5	5.1 (α), 2.5 (β/γ)		ФЭСУР	87
EuRbFe ₄ As ₄	36.5	5.5		H _{c1}	87
EuRbFe ₄ As ₄	35	5.8 (α), 3.3 (β), 1.7 (γ)		ФЭСУР	121
EuRbFe ₄ As ₄	35	4.5		СТС	111
EuRbFe ₄ As ₄	35	4.0		СТС	112
EuRbFe ₄ As ₄	36		3.2	ИК	274

Исследования туннельной проводимости поверхности образцов семейства 122-Se методом СТС проведены в работах [126,131,139]. Во всех этих работах амплитуда СП-щели была оценена как половина расстояния между туннельными пиками. На единственном туннельном $dI(V)/dV$ -спектре, приведенном в [139] для $K_{0.73}Fe_{1.67}Se_2$, наблюдались слабо выраженные особенности при смещениях $eV_{\text{peak}} \approx 7$ мэВ, на основе которых авторами была оценена амплитуда СП-щели и ее характеристическое отношение $r \approx 5.1$. Стоит отметить, что значительная, ненулевая величина проводимости G_{ZBC} при $eV = 0$, никак не прокомментированная авторами, ставит под сомнения подобную интерпретацию. Действительно, на основе аналогичной картины туннельной динамической проводимости (Рис. 19а), наблюдаемой в [131] для участка поверхности $K_xFe_{2-y}Se_2$, содержащего фазу с зарядовым упорядочением типа $\sqrt{2} \times \sqrt{2}$, авторами был сделан вывод об отсутствии сверхпроводимости соответствующей фазы. Напротив, для участка, демонстрирующего $(\sqrt{2} \times \sqrt{5})$ -тип зарядового упорядочения, в той же работе был получен довольно качественный $dI(V)/dV$ -спектр с

U-образной формой внутрищелевой области (Рис. 19b), содержащий резкие максимумы амплитудой около $1.3G_N$ при смещениях $eV_{\text{peak}} \approx 8.8$ мэВ; при смещениях $eV_{\text{peak}} \approx 7.2$ мэВ на склонах $dI(V)/dV$ -характеристики во внутрищелевой области также наблюдались слабо выраженные особенности, интерпретированные в [131] как проявление малой СП-щели. Аналогичного вида U-образные спектры были получены в [126] на участке поверхности, содержащей вакансии Se, на основе чего авторами был сделан вывод о существовании второй СП-фазы KFe_2Se_{2-z} . Схожая структура $dI(V)/dV$ -спектра наблюдалась в [126] на участке поверхности, образованном стехиометрической фазой KFe_2Se_2 , однако характеристические отношения обеих СП-щелей оказались меньше БКШ-предела слабой связи 3.5, что может быть следствием либо повышенной локальной T_c для этой фазы (отличающейся от T_c^{bulk} объемного образца), либо наведенным характером сверхпроводимости.

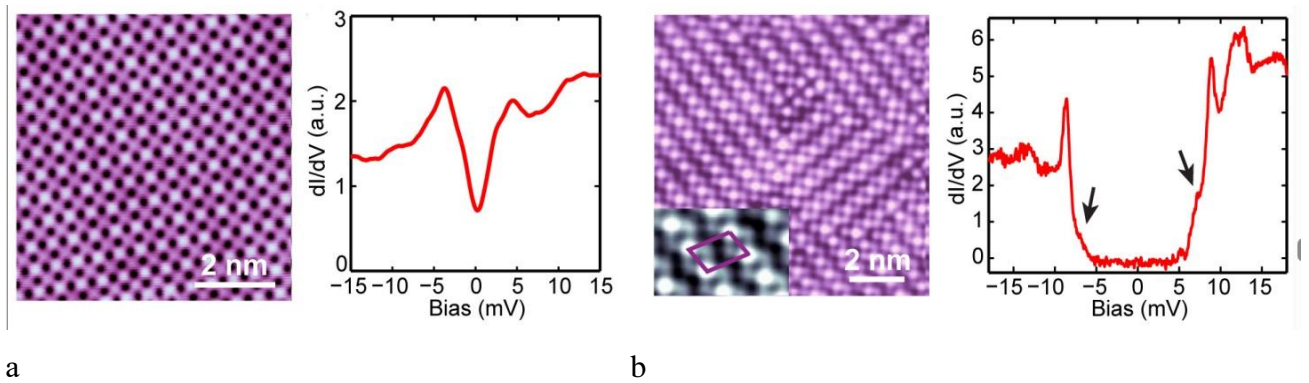
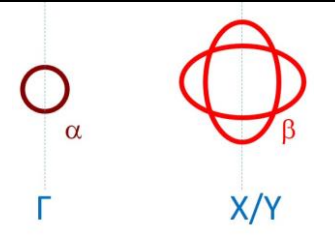


Рис. 19 — Фрагменты поверхности пленки $K_xFe_{2-y}Se_2$, содержащие зарядовое упорядочение типа $\sqrt{2} \times \sqrt{2}$ (a, несверхпроводящий участок) и типа $\sqrt{2} \times \sqrt{5}$ (b, СП-фаза), а также соответствующие $dI(V)/dV$ -спектры, полученные с помощью СТС при $T = 0.4$ К [131]. На (b) помимо резких щелевых пиков при $eV \approx 8.8$ мэВ стрелками отмечены менее выраженные особенности при $eV \approx 7.2$ мэВ, интерпретированные в [131] как проявление малой СП-щели.

В единственной работе, проведенной методом мюонной спектроскопии для ферроселенидов калия и рубидия [275], полученная в рамках модели [247] температурная зависимость глубины проникновения $\lambda_L^{-2}(T)$ была аппроксимирована БКШ-образной функцией $\lambda_L^{-2}(T) \propto \Delta(T)\tanh[\Delta(T)/(2k_B T)]$ [276] (хотя, вообще говоря, данное выражение применимо для сверхпроводников первого рода), на основе чего авторами [275] сделан вывод о реализации однощелевой сверхпроводимости с характеристическим отношением $r \approx 5.5$ для $Rb_{0.77}Fe_{1.61}Se_2$ и $r \approx 4.7$ для $K_{0.74}Fe_{1.66}Se_2$. Единственная СП-щель с более высоким характеристическим отношением была обнаружена с помощью ИК-спектроскопии: в работе [277] для $Rb_{0.8}Fe_{1.7}Se_2$ было получено значение $r \approx 5.8$, а в работе [278] — $r \approx 5.3$ для $K_{0.8}Fe_{1.7}(Se_{0.73}S_{0.27})_2$.

Табл. 4 — Характеристические отношения СП-щелей, определенные различными методами в селенидах $A_xFe_{2-y}Se_2$. Принадлежность $\Delta(0)$ к электронным карманам поверхности Ферми в Γ -точке (α) и X/Y-точках (β) отмечена согласно схеме справа.					
Соединение	T_c , К	r_L	r_S	Метод	Ссылка
$K_{0.77}Fe_{1.65}Se_2$	31.5	7.4 (r_α)		ФЭСУР	147
$K_xFe_{2-y}Se_2$	32	2.9	0.7	СТС	126
$K_{0.73}Fe_{1.67}Se_2$	32	5.1		СТС	139
$K_xFe_{2-y}Se_{2-z}$	32	6.4	5.2	СТС	131
$K_{0.8}Fe_2Se_2$	31.4	7.6 (r_β)	5.2 (r_α)	ФЭСУР	149
$Cs_{0.8}Fe_2Se_2$	30	8 (r_β)		ФЭСУР	149
$(Tl_{0.58}Rb_{0.42})Fe_{1.72}Se_2$	32	10.9 (r_α)	8.7 (r_β)	ФЭСУР	150
$K_{0.68}Fe_{1.79}Se_2$	32	6.5 (r_β)		ФЭСУР	151
$(Tl_{0.45}K_{0.34})Fe_{1.84}Se_2$	28	6.6 (r_β)		ФЭСУР	151
$Tl_{0.63}K_{0.37}Fe_{1.78}Se_2$	29	6.8 (r_β)	6.4 (r_α)	ФЭСУР	152
$K_{0.77}Fe_{1.65}Se_2$	31	7.5 (r_β)	6 (r_α)	ФЭСУР	148
$Rb_{0.77}Fe_{1.61}Se_2$	32.6	5.7 (r_β)		ФЭСУР	128
$K_{0.74}Fe_{1.66}Se_2$	31	4.7		$\lambda_L(T)$	275
$Rb_{0.77}Fe_{1.61}Se_2$	32.6	5.5		$\lambda_L(T)$	275
$Rb_{0.8}Fe_{1.6}Se_2$	32	5.8		ИК	277
$K_{0.8}Fe_2(Se_{0.73}S_{0.27})_2$	26	5.3		ИК	278

1.4. Сравнение и обобщение свойств сверхпроводящей подсистемы пниктидов и халькогенидов железа семейств 122 и 1144 по данным литературы

Измерения сдвига Найта в пниктидах семейства Ва-122 [279], 1144 [280] и ферроселенидах семейства 122-Se [281] показали синглетный тип куперовского спаривания ниже T_c .

Вопрос оценки симметрии СП-параметра порядка в пниктидах семейств Ва-122 и 1144 остается дискуссионным. Так как прямые измерения практически отсутствуют, экспериментаторы де-

лают вывод о типе симметрии и наличии/отсутствии нулей углового распределения $\Delta(\theta)$ по результатам аппроксимации экспериментальных данных теоретическими моделями, в рамках которых многие аспекты и особенности железосодержащих пниктидов и селенидов остаются неучтенными.

Большинство экспериментально полученных температурных зависимостей электронной теплоемкости $C_{el}(T)/T$ и концентрации куперовских пар $n_S(T)/n_S(0)$ (ассоциированной авторами с нормированными зависимостями $H_{c1}(T)$ и $\lambda_L^{-2}(T)$) для пниктидов семейств Ва-122 и 1144 могут быть успешно аппроксимированы в рамках однозонных [87,240] или двухзонных моделей в предположении двух изотропных СП-щелей с различными амплитудами [104,236,238,239,241,242,266,267,269]. Напротив, в работе [237] было показано, что наилучшее согласие модельной зависимости с экспериментом достигается при введении d -волновой симметрии большой СП-щели в ВFСА и ВFНА оптимально допированных составов. Особенности температурной зависимости $H_{c1}(T)$, полученной на монокристалле ВFНА слабо недодопированного состава с $x \approx 0.08$ [248], могут быть описаны в рамках двухзонной α -модели только при введении $A_L \approx 30\%$ и $A_S > 50\%$ анизотропии большой и малой СП-щели.

Хотя сильная угловая зависимость СП-щели $\Delta(\theta)$ в $k_x k_y$ -плоскости, в т.ч. с точками нулей, в ВТСП-купратах была успешно установлена с помощью ФЭСУР в ряде работ (в качестве обзора см. [282]), она не была разрешена ни в одной из имеющихся работ [63,67,87,116,118–121,147–152], проведенных методом ФЭСУР для ВFСА, ВFНА, CaKFe₄As₄, EuRbFe₄As₄ и ферроселенидов различных составов. Подробное обсуждение этого вопроса приведено в обзоре [171]: не беря в расчет относительно низкую разрешающую способность ФЭСУР, в качестве возможных причин, не позволяющих наблюдать анизотропию $\Delta(\theta)$ в железосодержащих сверхпроводниках, были предложены наличие поверхностных зон, СП-щелевая структура которых отличается от таковой в объеме, а также поверхностное рассеяние, которое, согласно расчетам [224] вызывает изотропизацию СП-щели с исчезновением точек нулей.

Напротив, наиболее качественные данные ФЭСУР, полученные в пниктидах с дырочными замещениями Ва:К и Са:Na с помощью источников синхротронного излучения [230–233], позволили разрешить четкую зависимость $\Delta(\theta)$ от направления импульса в $k_x k_y$ -плоскости. Так, в работах [229,231] наблюдалась $A \approx 20\%$ – 30% анизотропия большой СП-щели, открывающейся на внутреннем дырочном цилиндре (обозначен как α в Табл. 2), а в [229,232,233] — $A \approx 35\%$ – 65% анизотропия малой СП-щели, открывающейся на внешнем дырочном цилиндре (γ). Точки нулей $\Delta(\theta)$ были обнаружены в передопированных образцах ВKFА в работе [230]: с увеличением концентрации калия наблюдалось усиление анизотропии большой Δ_α и средней СП-щели Δ_β (открывающихся на двух внутренних дырочных цилиндрах поверхности Ферми вокруг Γ -точки), с появлением точек нулей

$\Delta\beta$ в составах с $T_c < 7$ К. При этом нули углового распределения малой СП-щели Δ_γ присутствовали во всем исследованном в [230] диапазоне допирования.

Наблюдаемые ниже T_c пики на рамановских спектрах в B_{1g} -канале во внутрищелевой области энергий в дырочно-допированных пниктидах $BKFA$ [235,283] и $CaKFe_4As_4$ [284], а также в ферроселенидах семейства 122- Se на основе K, Cs, Rb [285], интерпретированные авторами этих работ как проявление моды Бардазиса-Шриффера [286], указывают на доминирующий канал куперовского спаривания с s -волновой симметрией и наличие субдоминантного $d_{x^2-y^2}$ -волнового канала [17]. Напротив, подобные особенности не наблюдались в $Rb_{0.8}Fe_{1.6}Se_2$ [235,287], на основании чего авторами был сделан вывод о d -волновой симметрии СП-щели.

Большое количество работ, рассматривающих вопрос симметрии СП-щели, проведено с помощью измерений коэффициента теплопроводности $\kappa(T, H)$ и глубины проникновения $\lambda_L(T)$. Суммируя результаты классических моделей [288–290] и расчетов для железосодержащих сверхпроводников [224,291–293], можно заключить, что в низкотемпературной области при $T < 0.3T_c$ в чистом пределе для однощелевого сверхпроводника с s -волновой симметрией СП-щели зависимость имеет вид $\Delta\lambda_L(T) \equiv \lambda_L(T) - \lambda_L(0) \propto \exp[-1/k_B T]$, в случае d -волновой симметрии — $\Delta\lambda_L(T) \propto T$. Для сверхпроводника в грязном пределе в низкотемпературной области в случае s -волновой симметрии экспоненциальный характер зависимости меняется на степенной $\Delta\lambda_L(T) \propto T^n$ с показателем $n > 2$, в случае d -волновой симметрии — $n = 2$. Для двухщелевого сверхпроводника картина усложняется, а экспериментаторам приходится выбирать, говорить ли о двух величинах глубины проникновения для разных СП-конденсатов или об анизотропии СП-свойств в ab или c -направлениях.

В работе [294] для наиболее чистого образца $Ba_{0.45}K_{0.45}Fe_2As_2$ с помощью измерений поверхностного импеданса наблюдалась экспоненциальная зависимость $\Delta\lambda_L(T)$, что подтверждает отсутствие нулей в распределении $\Delta(\theta)$ в составе, близком оптимально допированному. Для пниктидов семейства Ba -122 с электронным ($Fe:Co, Fe:Pd, Fe:Rh$), изовалентным ($Fe:Cu$ и $Fe:Ru$) и дырочным ($Ba:K$) замещением группой Прозорова [246,295,296] на краях «колокола» допирования наблюдалось понижение показателя степени до $n \approx 1.5$ – 1.6 , что может быть объяснено наличием узлов распределения $\Delta(\theta)$ в импульсном пространстве или степени анизотропии, близкой к 100%, и значительного рассеяния на примесях. В оптимально-допированной области авторы этих работ для большинства исследованных материалов наблюдают максимальное значение $n \approx 2.0$ – 2.7 и в рамках имеющихся теоретических представлений трактуют это как проявление s -волновой симметрии СП-щели и нахождения образца вблизи грязного предела [246,295]. Таким образом, в [246,295] делается вывод об усилении анизотропии СП-щели в сильно недо- и передопированных составах. Аналогичное понижение $n \approx 2.5$ – 1.9 наблюдалось в [267] для $CaK(Fe, Ni)_4As_4$ с увеличени-

ем степени замещения. Монокристаллы VFNA в работе Прозорова и др. демонстрировали принципиально иную тенденцию (даже по сравнению с VFCA): показатель степени зависимости $\Delta\lambda_L^{ab}(T)$ монотонно повышался от $n \approx 1.6$ в оптимальном составе до $n \approx 2.4$ в сильно недодопированном составе, при этом вдоль c -направления $\Delta\lambda_L^c(T) \propto T^1$ во всем интервале T_c [297]. В качестве возможной причины такого необычного поведения авторы [297] допускают отличие в механизме куперовского спаривания VFNA по сравнению с родственным VFCA (что представляется весьма спорным), а анизотропию показателя степени n объясняют наличием линий нулей в распределении $\Delta(k_z)$ и обращают внимание на необходимость расширения имеющихся теоретических представлений на случай влияния рассеяния на $\Delta\lambda_L^c(T)$.

В экспериментах с пниктидами семейства Ва-122 с замещениями различными (магнитными и немагнитными) переходными металлами [298], а также путем создания точечных дефектов с помощью облучения протонами [299] было показано менее сильное падение T_c с увеличением Γ_a по сравнению с предсказаниями для s^\pm -сверхпроводника [218,219,222–225], однако более сильное по сравнению с предсказаниями теории Абрикосова-Горькова [215]. В рамках этих представлений не нашел также объяснения факт одинаковой скорости падения T_c монокристаллов VFCA при введении магнитных и немагнитных переходных металлов [298]. Подход Опенова [217] не был применен к результатам подобных измерений.

Для того чтобы более надежно различить случаи s^{++} и s^\pm -симметрии СП-параметров порядка в случае $n \geq 2$, представляется необходимым провести измерения $\Delta\lambda_L(T)$ и $T_c(\Gamma_a)$ для образцов с различной концентрацией дефектов или примесей. Результаты подобных измерений для VFNA и VFCA [300], VKFA [301,302] а также CaK(Fe_{1-x}Ni_x)₄As₄ [303] показали заметное понижение как T_c , так и n под действием облучения, что в чистом виде не соответствует случаям ни s^{++} , ни d -волновой симметрии СП-щели и было отнесено авторами к проявлению s^\pm -симметрии. Вообще говоря, подобный результат не кажется удивительным в предположении двух каналов куперовского спаривания (например, посредством спиновых и орбитальных флуктуаций, рассмотренных в [173,222]). Напротив, в работе [304] для монокристалла Ва(Fe_{1-x}Rh_x)₂As₂ при создании (по заявлению авторов) точечных немагнитных дефектов путем облучения протонами было показано резкое падение T_c с последующим насыщением при увеличении рассеяния и одновременный скачок глубины проникновения $\lambda_L(0)$, соответствующий изменению кривизны зависимости $\lambda_L^{-2}(T)$ при $T > 0.5T_c$ с «вогнутой» на «выпуклую», что качественно согласуется с s^\pm - s^{++} -переходом, предсказанным в [225,226]. Результаты ТГц-спектроскопии [305], показавшие уменьшение положения низкочастотного пика температурной зависимости оптической проводимости $\sigma_1(T)$ пленки VFCA, вызванного открытием малой СП-щели Δ_S , вплоть до исчезновения и последующее его появление были интерпретированы авторами как наблюдение промежуточного «бесщелевого» состояния с $\Delta_S = 0$ и s^\pm - s^{++} -перехода.

Вообще говоря, несмотря на заявления авторов [299–305], поскольку при облучении образца различными частицами возможно в т.ч. выбивание атомов Fe с их позиций, а также появление индуцированного магнитного момента, образующиеся дефекты нельзя однозначно назвать «немагнитными» и следует скорее отнести к смешанному типу примесей [222]. В случае замещения Fe атомами переходных металлов может меняться зонная структура; помимо этого, один и тот же допант может вести себя как изовалентный или гетеровалентный в зависимости от его концентрации [306], что заметно усложняет интерпретацию экспериментальных данных.

Измерения коэффициента электронной теплопроводности $\kappa(T)/T = \kappa_0/T + bT^\alpha$, где $\alpha = 1-2$, согласно классическим моделям [307–309], позволяют надежно различить случаи изотропной СП-щели и сильно анизотропного СП-параметра порядка (в т.ч. с d -волновой симметрией) в «чистом» пределе. В первом случае s -волновой симметрии СП-щели остаточная электронная теплопроводность κ_0/T при $T \rightarrow 0$ практически отсутствует и ее зависимость $(\kappa_0/T)/(\kappa_N/T)$ от нормированного магнитного поля H/H_{c2} (κ_N — коэффициент теплопроводности в нормальном состоянии) демонстрирует экспоненциальный рост, во втором — из-за наличия квазичастичных состояний даже при $T \rightarrow 0$ имеет место $\kappa_0/T \neq 0$ и $(\kappa_0/T)/(\kappa_N/T) \propto \sqrt{H/H_{c2}}$. В случае расширенной s -волновой симметрии с точками нулей, в отличие от d -волновой симметрии СП-параметра порядка, при наличии рассеяния на примесях ожидается $\kappa_0/T \rightarrow 0$ вне зависимости от параметра размытия Γ . С другой стороны, остаточная теплопроводность при $T \rightarrow 0$ может наблюдаться также в образце с неоднородными СП-свойствами или содержащем несколько сосуществующих фаз (в т.ч. несверхпроводящие области), что, в свою очередь, характерно для пниктидов недодопированных составов, а также ферроселенидов щелочных металлов с естественным фазовым расслоением, что затрудняет однозначную интерпретацию низкотемпературных данных. Также исключением являются сверхпроводники с некоторыми экзотическими типами симметрии СП-щели, имеющей точки нулей [308].

Имеющиеся в литературе данные для электронно- и дырочно-допированных пниктидов семейства Ba-122 также противоречивы. В $\text{BaFe}_{1.9}\text{Pt}_{0.1}\text{As}_2$ с редко исследуемым типом электронного замещения и ВКФА оптимально допированных составов в работах [310,311] при $H = 0$ наблюдалось $\kappa_0/T \rightarrow 0$ и отсутствие заметного роста полевой зависимости $(\kappa_0/T)/(\kappa_N/T)$ при малых полях, при этом в ВКФА недодопированных составов кривизна $(\kappa_0/T)/(\kappa_N/T)$ менялась на «выпуклую» для сильно-недодопированных образцов с $T_c \approx 8-17$ К при измерении как вдоль ab , так и вдоль c -направлений [310]. Результаты согласуются с предположением об отсутствии линий нулей в $\Delta(\theta)$ во всем диапазоне допирования, а резкое увеличение наклона зависимостей $(\kappa_0/T)/(\kappa_N/T)$ в малых полях авторы объясняют усилением анизотропии $\Delta(\theta)$ за счет уменьшения нижнего экстремума Δ^{in} в недодопированных составах [310]. Аналогичное поведение, интерпретированное авторами как переход от s -волновой к d -волновой симметрии, наблюдалось той же группой в ВКФА при движении

в передопированную область фазовой диаграммы [312], что согласуется с результатами измерений $\Delta\lambda_L(T)$ [295]. В рамках той же интерпретации данных, измеренных вдоль c -направления, было заявлено отсутствие нулей $\Delta(\theta)$ вдоль k_z -направления в оптимально-допированном ВФСА и их появление в недо- и передопированных составах [313]. Полученные в пниктидах с различными изовалентными замещениями, оптимально допированном составе $\text{BaFe}_{1.28}\text{Ru}_{0.72}\text{As}_2$ и недодопированных $\text{BaFe}_2\text{As}_{1.64}\text{P}_{0.36}$ и $\text{BaFe}_{1.54}\text{Ru}_{0.46}\text{As}_2$ значения $\kappa_0/T \neq 0$ и близкие к корневым полевые зависимости $(\kappa_0/T)/(\kappa_N/T)$ были интерпретированы как признак наличия нулей углового распределения $\Delta(\theta)$ [314].

Отметим, что авторы большинства обсуждаемых выше работ никак не комментируют характерный для пниктидов семейств 122 и 1144 многозонный характер СП-свойств и распределение амплитуд СП-параметров порядка в зависимости от радиуса кармана поверхности Ферми и его положения в обратном пространстве, которые также могут влиять [309] на интерпретацию наблюдаемых величин $\Delta\lambda_L(T)$ и $(\kappa_0/T)/(\kappa_N/T)$. Так, например, группа [315], получив аналогичные работам [310,312,313] результаты $\kappa_0/T \rightarrow 0$ для сильно передопированного ВФСА, сделала вывод о реализации s -волновой симметрии СП-параметров порядка, а неклассическую «выпуклую» кривизну зависимости $(\kappa_0/T)/(\kappa_N/T)$ от H/H_{c2} объяснила открытием ниже T_c большей СП-щели в зоне с меньшей плотностью состояний. С точки зрения классического подхода [209–214], а также принимая во внимание отсутствие нестинга поверхности Ферми в передопированных составах [63,64,66] последнее представляется спорными, поскольку предполагает усиление межзонного взаимодействия; тем не менее подобная форма полевой зависимости $(\kappa_0/T)/(\kappa_N/T)$ [315], а следовательно и результаты работ [310,312,313], могут быть воспроизведены в модели [316] в рамках s^\pm -сценария с изотропными СП-параметрами порядка. С другой стороны, заявленный в [312] s - d -переход с увеличением степени допирования также согласуется с предсказаниями s^\pm -модели [171]. Для разрешения этого противоречия, очевидно, требуется расширение существующих теоретических моделей для ферропниктидов.

В работе [85] для пленки $\text{BaFe}_{1.8}\text{Co}_{0.2}\text{As}_2$ слабо передопированного состава с помощью ТГц-спектроскопии показано, что зависимость $\Delta\lambda_L(T^2)$ и сильно уширенный пик температурной зависимости действительной части оптической проводимости $\sigma_1(T)$ может быть описан в рамках подхода Шахингера и Карботте [317] для случая сильно анизотропной большой СП-щели (содержащей нули) и изотропной малой щели. В работах [80,81,86] авторы обращают внимание на то, что широкий друдевский вклад в оптическую проводимость $\sigma_1(\omega)$ ВФНА и ВФСА оптимальных составов остается незащеленным при малых частотах в исследованном диапазоне. Полученные в [80,81,86] на основе анализа $\sigma_1(\omega)$ две характерные энергии $\Delta_L(0)$ и $\Delta_S(0)$ по мнению авторов могут быть отнесены

как к двум независимым, изотропным СП-конденсатам, так и к одному, анизотропному в k -пространстве СП-параметру порядка (со степенью анизотропии $A \approx 50\text{--}60\%$). Напротив, в [82,84,250, 271,274] утверждается, что наилучшее согласие теоретических и экспериментальных зависимостей $\sigma_1(\omega)$ для VFNA, VFCA, CaKFe₄As₄ и EuRbFe₄As₄ достигается в случае изотропных СП-щелей. Вместе с тем, полученная в [274] температурная зависимость макроскопического СП-параметра порядка $n_S(T)$ проходит примерно посередине между кривыми, предсказанными для случаев s - и d -волновой симметрии, однако, случай расширенной s -волновой симметрии авторами не рассматривался.

Обнаруженный с помощью фемтосекундной спектроскопии CaKFe₄As₄ ниже T_c низкочастотный резонанс с энергией $\varepsilon_0 \approx 0.21$ мэВ авторы [273] относят к сильно смягченной леггеттовской моде [318]. Поскольку экспериментальное наблюдение столь низкочастотной моды Леггетта кажется невозможным в s^\pm -сверхпроводнике [319], авторы работы [273], ссылаясь на теоретические расчеты [320,321], заявляют о возможном нарушении симметрии обращения времени в CaKFe₄As₄, которое может реализоваться при одновременном существовании трех и более СП-параметров порядка с фиксированным сдвигом фаз, т.е. $(s + is)$ -симметрии. Несмотря на кажущуюся экзотичность, такое распределение сдвига фаз параметров порядка существенно уменьшает внутреннюю энергию СП-конденсатов по сравнению со случаем нахождения двух конденсатов в противофазе для s^\pm -сценария. По теоретическим оценкам [320,321], в сверхпроводнике с $(s + is)$ -симметрией леггеттовская частота ω_0 может смягчаться вплоть до нуля. Отметим, что другие экспериментальные работы, в которых заявлено нарушение симметрии обращения времени в пниктидах семейства 1144, на данный момент отсутствуют. Более того, в [266] с помощью мюонной спектроскопии было показано сохранение симметрии обращения времени в CaKFe₄As₄.

Проведем сравнение величин и характеристических отношений СП-щелей, оцененных как аналогичными, так и разными методами в кристаллах с различной степенью замещения. Полученные в литературе для VFCA и VFNA отношения r_L и r_S для большой и малой СП-щелей (см. Табл. 1) показаны на Рис. 20a,b символами синего и красного цвета, соответственно; данные ФЭСУР — символами зеленого цвета. Для составов, близких к оптимальному, принадлежность к недо- или передопированной области фазовой диаграммы формально определялась по наличию или отсутствию особенностей при T_m и T_s выше СП-перехода на зависимости $R(T)$ исследованных образцов. К сожалению, на данный момент ФЭСУР и оптические исследования образцов VFCA проведены только на монокристаллах и пленках с составами, близкими к оптимально допированным. Для VFNA экспериментальные данные получены только в узкой, слабо недодопированной области с $T_c \approx 18\text{--}20$ К (см. Рис. 20b).

Значительный разброс данных $r_i \approx 0.9-14.7$ в области оптимального допирования ВФСА (Рис. 20а) вызван, очевидно, бóльшим количеством исследований по сравнению с относительно малоизученными недо- и передопированными областями.

Отметим относительно хорошую согласованность данных измерений $C_{el}(T)$ (квадраты на Рис. 20а) [236–239,242] и $\lambda_L^{-2}(T)$ (ромбы) [236,240,241]: во всех этих работах полученные значения r_L лежат в среднем от БКШ-предела слабой связи 3.5 до 4.5, а для малой СП-щели $r_S \approx 0.9-2.2$ (серая штриховка на Рис. 20а), при этом наблюдается четкая тенденция к сохранению характеристического отношения $r_{L,S}(T_c) \approx const$ в широком диапазоне критических температур вплоть до $T_c \approx 5$ К как в недо-, так и в передопированной области.

Интересно, что верхний предел вышеуказанных величин r_L соответствует нижней границе диапазона характеристических отношений для наименьшей наблюдаемой в ФЭСУР-экспериментах (электронной) СП-щели $r_S \approx 4.2-5.6$ (треугольники вниз) [63,67], при этом для двух СП-щелей на дырочных карманах эти отношения составляют $r \approx 6.0-7.0$ и $5.0-6.5$ (синяя штриховка на Рис. 20). Малая СП-щель с амплитудой 1–2 мэВ, надежно определяемая с помощью объемных методов, не наблюдалась в ФЭСУР-экспериментах, возможно, по причине их низкого разрешения по энергии. Результаты оптических исследований (кружки) демонстрируют большой разброс: исключая из рассмотрения данные с $r_L < 3.5$, получим, что большинство характеристических отношений для большой СП-щели лежит в диапазоне $r_L \approx 3.5-7$ [80–84,86,250], а для малой СП-щели отношение $r_S \approx 0.9-3.1$ оказывается ниже БКШ-предела, что согласуется с данными измерений $C_{el}(T)$ и $\lambda_L^{-2}(T)$. Таким образом, на основе большинства экспериментальных данных можно грубо обозначить диапазоны характеристических отношений r_L и r_S , показанные синей и серой штриховкой на Рис. 20а.

Величины r_i , определенные в туннельных экспериментах с помощью СТС [48,51–54] и ТК-спектроскопии [255–259] (треугольники вверх на Рис. 20а), оказываются сильно завышены по сравнению с результатами других экспериментальных методов. Помимо этого, каждый из примененных туннельных методов показывает значительный разброс значений: так, в ТК-экспериментах $r_L \approx 5.8-14.7$, $r_S \approx 2.7-9.8$, в СТС-экспериментах $r_L \approx 4.7-13.3$, $r_S \approx 5.8-6.6$. В качестве возможных причин разброса можно отметить: (i) определенное в некоторых работах [48,51,52] значение $\Delta(0)$ по видимому положению туннельного пика eV_{peak} , которое зависит также от свойств конкретного контакта из-за влияния рассеяния (параметр размытия Γ); (ii) в работах [53,54], где параметр Γ был учтен, туннельная проводимость NIS-контакта $dI(V)/dV$ была аппроксимирована напрямую энергетическим распределением плотности электронных состояний $N(\epsilon)$ в модели Дайнса [254] без ее подстановки в $dI(V)/dV$, описываемую моделью Живера и Мерегле [253], т.е. без учета зависимости $N_{tip}(\epsilon)$ для нормального металла, из которого была сделана игла СТМ. В то время как данные значения r_L вызывают сомнения, большинство величин r_S , полученных туннельными методами,

находятся в вышеуказанном диапазоне 3.5–7.0 для r_L по данным [80–84,86,250], т.е. могут быть интерпретированы иначе: в качестве характеристических отношений большой СП-щели.

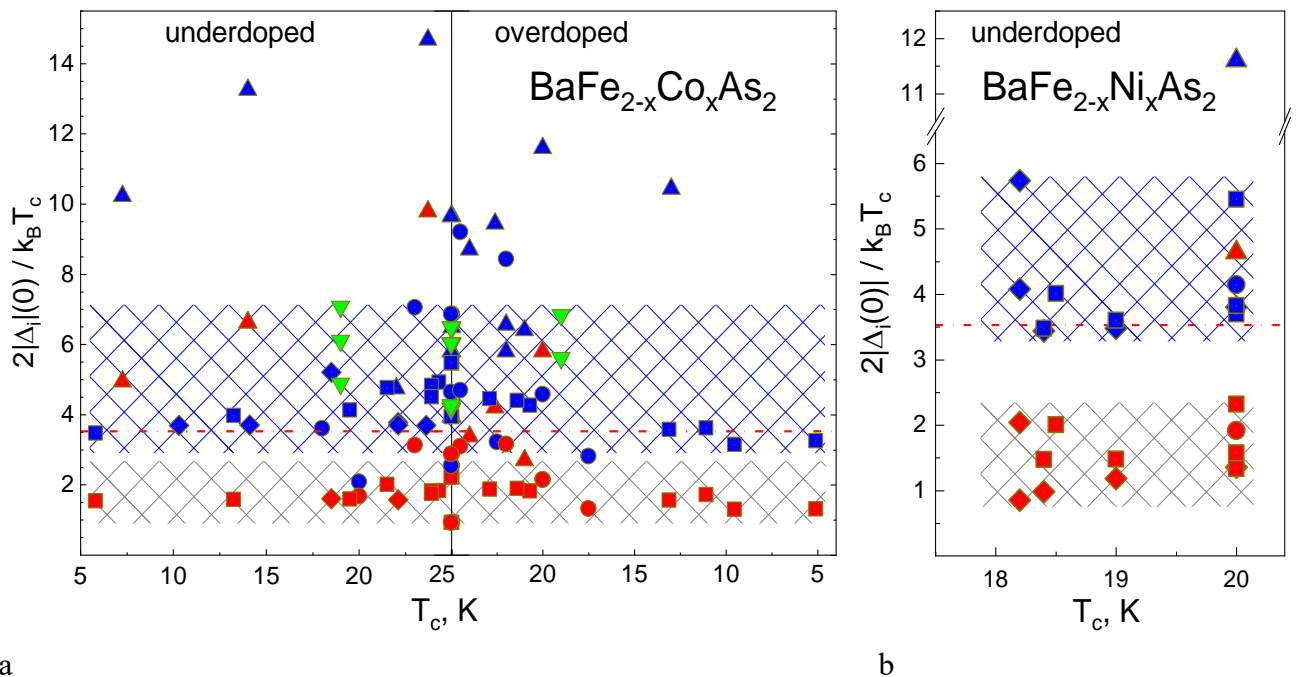
Имеющиеся результаты для VFNA лучше согласуются между собой (см. Рис. 20b). За исключением «вылетевшей» точки (данные ТК-спектроскопии [255]), данные исследований зависимостей $H_{c1}(T)$, $\lambda_L^{-2}(T)$ и $C_{el}(T)$ [236–238] и ИК-спектроскопии [80,81] образуют два диапазона значений с $r_L \approx 3.5–6.0$, $r_S \approx 0.9–2.3$, согласующиеся с таковыми для VFCA (синяя и серая штриховка на Рис. 20b).

Значения характеристических отношений СП-щелей, полученных различными методами в пниктидах семейства 1144 и селенидах семейства 122-Se, приведены на Рис. 21. Большинство измерений проведены на образцах с максимальными в своем классе критическими температурами: для пниктидов семейства 1144 — на образцах $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ и $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ стехиометрических составов с $T_c \approx 35–36$ К; для ферроселенидов — на образцах различного состава, однако с близкими $T_c \approx 28–33$ К. По этой причине для удобства величины r_i приведены в зависимости не от T_c , а от порядкового номера (т.е. горизонтальная ось не имеет значения). Поскольку авторы работ [104,267], проведенных на допированных образцах $\text{CaK}(\text{Fe},\text{Co})_4\text{As}_4$ и $\text{CaK}(\text{Fe},\text{Ni})_4\text{As}_4$ с широким диапазоном $T_c \approx 19–34$ К, не обнаружили заметной тенденции к изменению $r_i(T_c)$ вдоль фазовой диаграммы допирования, результаты этих исследований также приведены на Рис. 21а.

Максимальное несоответствие демонстрируют результаты ФЭСУР, полученные разными группами [87,116,118–121] в пниктидах семейства 1144: например, для СП-щели, открывающейся на дырочном α -цилиндре около Γ -точки наблюдается значительный разброс значений $r \approx 3.9–6.6$, а на β -цилиндре — почти в 3.5 раза ($r \approx 2.5–8.6$). Можно указать как минимум две возможные причины возникновения такого разброса: во-первых, в некоторых работах исследования проведены при достаточно высокой температуре относительно T_c (например, $T_{\min} = 8$ К в [120] и 10 К в [119]), что, очевидно, понижает амплитуды $\Delta(T)$ по сравнению с $\Delta(0)$; во-вторых, авторы многих работ [116,119,120] оценивали край СП-щели $\Delta(T)$ напрямую по видимому положению пика спектральной плотности без учета поправки на рассеяние (особое внимание корректному определению Δ в случае уширения пиков ФЭСУР-спектров уделено в работе [231]). Тем не менее, значительная часть характеристических отношений $r_L \approx 4.9–6.6$ СП-параметров порядка большей амплитуды, полученных в $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ и $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ методом ФЭСУР [87,116,118–121], оказались близки к таковым по данным ФЭСУР в VFCA [63,67], а также в дырочно-допированных $(\text{Ba},\text{Na})\text{Fe}_2\text{As}_2$ и $(\text{Ca},\text{Na})\text{Fe}_2\text{As}_2$ [233,234] и некоторым результатам для VKFA [229,231,232].

Как и в случае пниктидов VFCA и VFNA, для семейства 1144 можно отметить хорошую согласованность результатов измерений теплоемкости и глубины проникновения (квадраты). По

данным работ [87,266,267], величины $r_L \approx 5.0-5.8$ и $r_S \approx 1.4-1.8$ демонстрируют минимальный разброс по сравнению с результатами других методов. К вышеуказанным значениям близки величины характеристических отношений большой и малой СП-щелей, полученные методами СТС и ТК-спектроскопии [104,111–113,120], а также большинство данных ФЭСУР [87,119–121]. Таким образом, в качестве возможного диапазона значений характеристического отношения r_L большой СП-щели можно взять значения от 3.7 до 6.0–6.6, а для малой щели — r_S от 1.4 до 3.2 (синяя и серая штриховка на Рис. 21а). Последнее соответствует характеристическому отношению единственной СП-щели, наблюдаемой методами ИК-спектроскопии отражения (кружок красного цвета); т.к. это значение лежит ниже БКШ-предела слабой связи, его следует отнести к малому параметру порядка Δ_S в многощелевом сверхпроводнике. Полученные диапазоны значений r_L и r_S оказались близки к таковым для пниктидов VFNA и VFCA (штриховки на Рис. 20а,b). В указанный диапазон для r_L также попадает значение характеристического отношения для малой СП-щели, наблюдаемой методом оптической спектроскопии в [271], а также средних СП-щелей, оцененных с помощью ФЭСУР в [116,120], при этом характеристическое отношение энергетического параметра максимальной амплитуды, наблюдаемого в этих работах, оказывается намного выше и составляет $r \approx 7.2-9.2$.

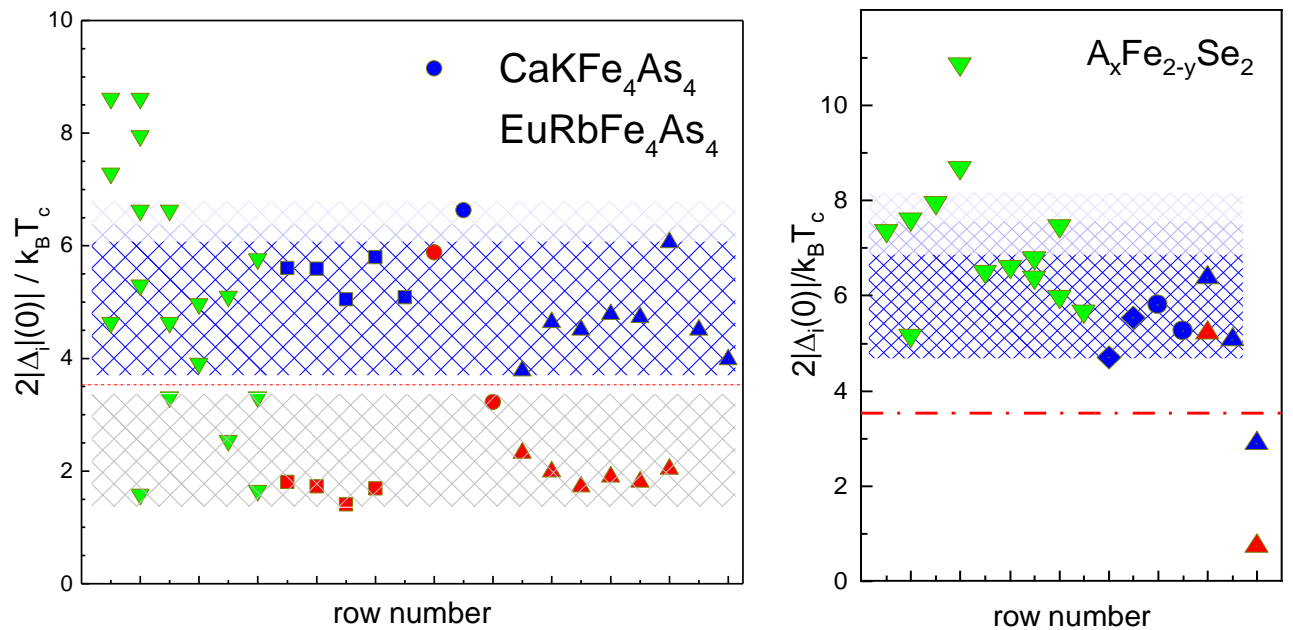


a

b

Рис. 20 — Характеристические отношения $r_i \equiv 2|\Delta_i(0)|/k_B T_c$ в зависимости от критической температуры T_c в электронно-допированных VFCA (a) и VFNA (b), полученные с помощью оптической спектроскопии (кружки) [80–86,250,251], измерений $N_{cl}(T)$ и $\lambda_L^{-2}(T)$ (ромбы) [236,240, 241,248] и $C(T)$ (квадраты) [236–239,242], СТС и ТК-спектроскопии (треугольники вверх) [49, 51–54,255–259]. Данные r_L показаны символами синего цвета, r_S — красного цвета; данные ФЭСУР (треугольники вниз) показаны зеленым цветом [63,67].

Для ферроселенидов семейства 122-Se на основе различных щелочных металлов $A = \text{K}, \text{Cs}, \text{Rb}, (\text{Tl}, \text{Rb}), (\text{Tl}, \text{K})$ значения характеристических отношений приведены на Рис. 21b. Исключая из рассмотрения данные [126], согласно которым обе наблюдаемые СП-щели имели характеристические отношения $r_{L,S} < 3.5$, а также экстремально высокое значение $r \approx 10.9$, полученное в [150], можно отметить хорошую согласованность результатов ИК-спектроскопии [277,278], СТС [131,139] и измерений $\lambda_L^{-2}(T)$ [275] с характеристическими отношениями от 4.7 до 6.4 (штриховка на Рис. 21b). В этот диапазон также примерно попадают характеристические отношения двух [152], малой [148,149] или единственной СП-щели [128,151], наблюдаемые с помощью ФЭСУР. Можно заметить, что группа величин $r \approx 5.7-6.7$, оцененных в ФЭСУР-экспериментах [128,151,152], лежит примерно посередине между $r_\beta \approx 7.6$ и $r_\alpha \approx 5.2$, полученных для СП-щелей на электронных карманах в X/Y и Γ -точках, соответственно, в работе [149], что может быть связано с различной степенью дефектности исследованных образцов (т.е. изотропизацией СП-щели в [128,151,152]).



a

b

Рис. 21 — (а) Характеристические отношения r_i в пниктидах семейства 1144: недопированных $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ и $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ с $T_c \approx 35-36$ К, а также $\text{CaK}(\text{Fe}, \text{Co})_4\text{As}_4$ и $\text{CaK}(\text{Fe}, \text{Ni})_4\text{As}_4$ с $T_c > 19$ К. Аналогичные данные для селенидов $A_x\text{Fe}_{2-y}\text{Se}_2$ с $T_c \approx 28-33$ К показаны на (b). Данные оптической и фс-спектроскопии показаны кружками [271,273,274,277,278], измерений $\lambda_L^{-2}(T)$ и $C(T)$ — квадратами [87,266,267,275], СТС и ТК-спектроскопии — треугольниками вверх [104, 111–113,120,126,131,139]. Величины r_L показаны символами синего цвета, r_S — красного цвета; данные ФЭСУР [87,116,118–121,128,147–152] показаны зеленым цветом.

Вообще говоря, вопрос сосуществования двух СП-щелей с сильно отличающимися амплитудами $\Delta_L(0)$ и $\Delta_S(0)$ в ферроселенидах не может быть однозначно разрешен на основе имеющихся данных литературы ввиду их малого количества. Так, в большинстве работ, проведенных с помощью ФЭСУР [148,149,151], разница величин СП-щелей не превышала $\approx 20\%$ или около 3 мэВ, что сравнимо с абсолютной погрешностью метода.

Можно с уверенностью заявить отсутствие корреляции величин r с критической температурой T_c , а также с конкретным составом ферроселенидного образца. Наряду с недостатком сведений о структуре СП-фазы из-за малых размеров соответствующих кристаллитов, это сильно затрудняет установление связи СП-свойств с особенностями зонной структуры и состава. К сожалению, исследования эволюции СП-параметра порядка вдоль фазовой диаграммы изовалентного замещения Se:S (вызывающего, согласно [141], плавное снижение T_c в форме «полуколокола»), на данный момент также отсутствуют.

Для объяснения значительной ширины заштрихованных на Рис. 20 и Рис. 21 диапазонов (разброс величин r_L почти в два раза, а r_S — в три раза) без четкой тенденции к увеличению или уменьшению вдоль фазовой диаграммы допирования можно отметить, что разные методики могут зондировать поверхностные или объемные свойства материала и имеют различную чувствительность к большей или меньшей СП-щелям. Также в качестве возможной причины может выступать анизотропия энергии связи куперовских пар в k -пространстве.

Перейдем к обсуждению высоких значений характеристических отношений энергетического СП-параметра максимальной амплитуды, лежащих выше диапазонов r_L , заштрихованных синим цветом на Рис. 20 и Рис. 21. Для пниктидов ВКФА характерные энергии $\Delta^*(0)$ подобной величины по данным ФЭСУР [227–230,232] (см. Табл. 2) относятся ко внутреннему дырочному α -цилиндру и «пропеллерам» и диапазон их характеристических отношений составил $r^* \approx 7.3–8.8$; для KFe_2As_2 — также к α -цилиндру с отношением r^* , достигающим 10.2 [230]. Для ВФНА и ВФСА подобные высокие $r^* \approx 8.4–14.7$ были получены с помощью СТС и ТК-спектроскопии, а также оптическими методами в [83,85,250]; для $CaKFe_4As_4$ и $EuRbFe_4As_4$ похожий энергетический параметр с $r^* \approx 7.3–8.6$ наблюдался с помощью ИК-спектроскопии [271] и ФЭСУР [116,118] и был ассоциирован с дырочным β и электронным δ -цилиндрами. Наконец, для ферроселенидов столь высокие характеристические отношения были оценены с помощью ФЭСУР как для электронного α -цилиндра в Γ -точке с $r^* \approx 7.4–10.2$ [147,150], так и для электронных β -цилиндров в углу зоны Бриллюэна с $r^* \approx 7.5–8.7$ [148–150,152].

Какова же может быть природа особенности, которую в работах, проведенных методами ФЭСУР, ТК и СТС-спектроскопии, трактуют как наибольшую СП-щель? Не принимая в расчет некорректное прямое определение края щели на основе видимого положения пика плотности

электронных состояний $N(\varepsilon)$ и спектральной плотности, в качестве физической причины можно предположить, что рассматриваемая энергия относится к отдельному СП-параметру порядка максимальной амплитуды, по каким-то причинам не разрешенным в большинстве других экспериментов. С другой стороны, исследователи из группы Дагеро в более поздних работах [322,323] на примере $\text{Fe}(\text{Se},\text{Te})$ и $\text{Pr}(\text{O},\text{F})\text{FeAs}$ обращают внимание на то, что $dI(V)/dV$ -спектры получаемых ими ТК не всегда удается качественно описать двухзонной моделью [260,261] во внешелевой области $eV > \Delta_L$, если ассоциировать рассматриваемые особенности со СП-щелью Δ_L столь большой амплитуды, и предполагают, что они могут быть связаны с каким-либо бозонным резонансом (например, спиновым экситоном), существующем только в СП-состоянии ниже T_c (т.е. положение резонансной особенности на $dI(V)/dV$ -спектре следует интерпретировать как $eV^* \approx \Delta_L + \Omega$ вместо $eV^* \approx \Delta_L$). В этом случае особенности тонкой структуры при еще больших смещениях, отнесенные авторами работ методом ТК-спектроскопии [255,256,258] к бозонному резонансу, могут быть вызваны одновременным испусканием двух бозонов с энергией Ω , следовательно, их положение примерно соответствовало бы $eV^* \approx \Delta_L + 2\Omega$. К сожалению, подобные исследования не были на данный момент проведены для пниктидов семейства 122 и 1144. Аналогично, перенормировка плотности электронных состояний и спектральной плотности на взаимодействие с бозонной модой приведет к появлению ниже T_c особенности на ФЭСУР-спектре при смещении $\varepsilon \approx \Delta_i + \Omega$, которая может быть ошибочно интерпретирована как пик от СП-щели Δ_i .

Кажущаяся, на первый взгляд, тенденция к увеличению рассматриваемого отношения γ^* по данным туннельных экспериментов для ВФСА в недодопированной области (треугольники вверх на Рис. 20а) схожа с псевдощелевым поведением, однако это предположение требует более детальной экспериментальной проверки и набора статистики.

Подытоживая имеющиеся данные литературы, становится ясно, что исследования структуры СП-параметра порядка пниктидов и селенидов железа типа 122 далеки от завершения. Из-за отсутствия прямых систематических измерений до сих пор остаются неясными тип симметрии, количество, амплитуды СП-щелей и их характеристические отношения, знак (относительные фазы) СП-параметров порядка, а также их эволюция с температурой и степень допирования.

ГЛАВА 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

2.1. Спектроскопия эффекта многократных андреевских отражений

Точечный контакт двух металлов

Рассмотрим контакт двух трехмерных изотропных металлов N и N' со сферическими поверхностями Ферми, разделенных туннельным барьером с низкой прозрачности. В так называемом микроконтактном режиме [324] диаметр контактной области d на порядки превышает атомарные размеры (фермиевскую длину волны λ_F), но оказывается меньше характерных длин рассеяния квазичастиц. Согласно классическому подходу Живера и Мегерле [253] туннельный ток через такой NcN' -контакт определяется формулой

$$I(V) = A' \int_{-\infty}^{\infty} N_1(\varepsilon - eV) N_2(\varepsilon) [f(\varepsilon - eV) - f(\varepsilon)] d\varepsilon \quad (1)$$

где A' — геометрический фактор, зависящий от вероятности туннелирования квазичастиц через барьер $P_{12}(\varepsilon) \approx P_{21}(\varepsilon)$ и геометрической формы контактной области, $N_{1,2}(\varepsilon)$ — распределения плотности электронных состояний в объемных металлических берегах N и N' , f — равновесная фермиевская функция. В приближении квазиклассичности $N(\varepsilon - eV) \approx N(\varepsilon) \approx const$ вблизи уровня Ферми, при малых смещениях $eV \ll E_F$ и низких температурах $T \rightarrow 0$ формула (1) упрощается до $I(V) \approx A' N_1(E_F) N_2(E_F) \cdot eV$, таким образом, туннельный контакт подчиняется закону Ома.

Характер транспорта через NcN' -структуру в микроконтактном режиме и ее сопротивление зависит от отношения диаметра контактной области d (обозначена желтым цветом на Рис. 22) к характерным длинам рассеяния квазичастиц [260,324]. В баллистическом (шарвиновском) режиме (Рис. 22а) выполняется соотношение $d < l^{el}$, т.е. квазичастица проходит через контакт без рассеяния на фононах. Свойства такого контакта определяются не его геометрическим размером d , а отношением d к длине свободного пробега l^{el} , поэтому его сопротивление пропорционально инварианту ρl^{el} , не зависит от температуры и в трехмерном случае сферической поверхности Ферми и шарообразного представления контактной области определяется формулой Шарвина $R_S = \frac{16}{3\pi} \frac{\rho l^{el}}{d^2}$ [325]; для одномерного цилиндрического контакта — $R_S = \frac{8}{3\pi} \frac{\rho l^{el}}{d^2}$ [326]. Порядок величин типичных шарвиновских сопротивлений баллистических микроконтактов — $R_S \sim 10\text{--}100$ Ом. В максвелловском (термическом) режиме (Рис. 22с) в контактной области квазичастица может совершать как упругие, так и неупругие соударения. Напротив, сопротивление максвелловского контакта определяется его геометрическими размерами $R = \frac{\rho}{d}$ [260,324] и зависит от температуры пропорционально $\rho(T)$ объемного материала. В диффузионном режиме (Рис. 22b) в пределах контактной области

диаметром $l^{el} < d < \sqrt{(l^{el} l^{inel}/3)}$ [327] возможно упругое рассеяние частиц. Сопротивление такого контакта было получено Векслером [326] и может быть представлено в виде суммы шарвиновского и максвелловского вкладов:

$$R_{diff} = \frac{16 \rho l^{el}}{3\pi d^2} + \gamma \frac{\rho}{d}, \quad (2)$$

где весовой коэффициент γ сам зависит от отношения l^{el}/d , т.е. от баллистического «качества» контакта. Как было показано [324,326], для NcN'-микрoконтакта в дисковой геометрии, где контактная область модельно представлена в виде круглого отверстия на плоскости, разделяющей N и N'-области, весовой вклад максвелловского транспорта не может принимать значения ниже $\gamma \approx 0.7$ даже для отверстия малого диаметра $l/d \rightarrow \infty$. Напротив, в экспериментальной работе [328] для контактной области в виде тонкой цилиндрической проволоки была показана возможность получения баллистического режима (т.е. $\gamma \rightarrow 0$) уже при $l/d > 5$.

Из-за процессов неупругого рассеяния термический (максвелловский) контакт подвержен нагреву измерительным током. Предполагая применимость закона Видемана-Франца, можно записать выражение [324,329]

$$(k_B T_{pc})^2 = (k_B T_{bath})^2 + \frac{(eV)^2}{4L} \quad (3)$$

где T_{pc} — температура внутри контактной области ТК, T_{bath} — температура окружающей среды (образца, «ванны»), L — число Лоренца. Из формулы (3) следует, что истинное сопротивление термического контакта наблюдается лишь при $eV = 0$ (т.е. равно R_{ZBC}), а измеряемое динамическое сопротивление растет с увеличением eV .

Теория БТК и феномен андреевского отражения в NIS-контакте

Перейдем к рассмотрению микрoконтактов, содержащих сверхпроводник S , при температурах ниже T_c и эффект однократного андреевского отражения. Далее, если не оговорено особо, предполагается, что сверхпроводник подчиняется требованиям теории БКШ и находится в приближении квазиклассичности (адиабатический режим, зоны с глубоким дном обеспечивают электрон-дырочную симметрию), а температурная зависимость СП-щели имеет БКШ-образный вид [158]. Количественное описание четырех процессов, проходящих ниже T_c на NS-интерфейсе, посредством уравнений Боголюбова-де Жена было впервые предложено авторами классической теории БТК [252]. В рамках подхода БТК на NS-границе предполагается существование атомарно-тонкого слоя изолятора, описываемого барьерным параметром $Z \propto \hbar \delta(x)/(\hbar v_F)$, где h — высота потенциального барьера, $\delta(x)$ — дельта-функция, и определяющего прозрачность барьера. Так, в реальных ТК типа NIS минимальная величина Z обычно составляет около 0.5 вне зависимости от нормального сопротивления контакта в широком диапазоне $R_N \sim 0.1-10000$ Ом [330]. Прозрачность NS-интерфейса определяется величиной Z в нормальном состоянии выше T_c как $T(\varepsilon) = 1/(1 + Z^2)$,

соответственно, нормальное сопротивление контакта R_N связано с шарвиновским сопротивлением как $R_N = R_S(1 + Z^2)$. Приложенное магнитное поле, как было показано экспериментально в работе [331], практически линейно увеличивает эффективное значение Z_{eff} . Величина барьерного параметра $Z_{\text{eff}} = \nu(Z^2 + Z_F^2)$ также может увеличиваться за счет поправки Z_F , возникающей из-за различия фермиевских скоростей $v_V = V_{FN}/V_{FS}$ или импульсов в металле N и сверхпроводнике S , соответственно: например, в одномерном случае — как $Z_F^2 = (1 - v_V)^2/(4v_V)$ [332], а в трехмерном случае необходимо также учитывать несовпадение импульсов $r_k = k_{FN}/k_{FS}$: $Z^2(\Theta) = \Gamma(\Theta)H^2/\hbar^2V_{FN}V_{FS}\cos^4\Theta/\nu(1 - \sin^2\Theta r_k^2)$, $Z_F^2(\Theta) = (1 - v_V\Gamma(\Theta))^2/(4r_V\Gamma(\Theta))$ [333], где $\Gamma(\Theta) = \cos\Theta/\sqrt{1 - \sin^2\Theta r_k^2}$, Θ — угол относительно нормали к NS-интерфейсу.

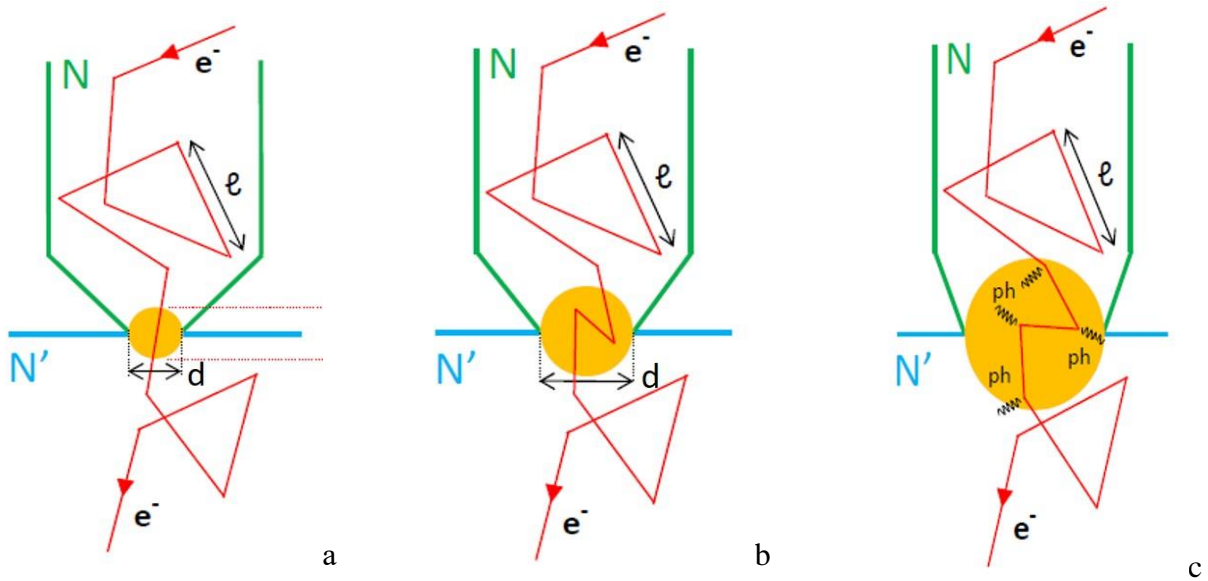


Рис. 22 — Микроконтактные режимы NcN'-контакта: (а) баллистический, $d < l^{el}$; (б) диффузионный, $l^{el} < d < \nu(l^{el} l^{inel})$; (с) термический, $d > \nu(l^{el} l^{inel})$. Рисунок взят из работы [260].

Зависимости вероятностей четырех процессов $A(\varepsilon) + B(\varepsilon) + C(\varepsilon) + D(\varepsilon) = 1$, в которых может участвовать электрон с импульсом q^+ на NS-интерфейсе баллистического контакта с $d < l^{el}$, — андреевского отражения $A(\varepsilon)$, нормального отражения $B(\varepsilon)$ и двух процессов прохождения $T(\varepsilon) = C(\varepsilon) + D(\varepsilon)$ — при различных Z приведены на Рис. 23. Механизм удвоения проводимости NS-контакта с $Z = 0$ при малых смещениях ($T < T_c$) был предложен и детально объяснен академиком А.Ф. Андреевым в 1964 г. [334]. При андреевском отражении «изначального» электрона на NS-интерфейсе при $E \approx E_F$ рождается электрон-дырочная пара, в которой электрон образует куперовскую пару с «изначальным» электроном и уходит в сверхпроводник, а оставшаяся дырка получает импульс $-q^+$ в обратном направлении (т.е. меняется знак как нормальной, так и тангенциальной компоненты импульса), а также меняет направление спина. При $Z = 0$ вероятность андреевского отражения

внутри СП-щели составляет $A(|\varepsilon| < \Delta) = 1$ и резко уменьшается во внешелевой области энергий $|\varepsilon| > \Delta$ (кривая синего цвета на Рис. 23а). На краю СП-щели вероятность $A(|\varepsilon| = \Delta) = 1$ при любых Z [252].

При нормальном отражении, происходящем только для $Z \neq 0$, на NS-интерфейсе электрон меняет свой импульс на $-q^+$ (т.е. меняется знак только нормальной компоненты); внутри СП-щели вероятность $B(\varepsilon)$ уменьшается при увеличении $|\varepsilon|$, обращается в ноль при $|\varepsilon| = \Delta$ и далее увеличивается во внешелевой области (см. кривые красного цвета на Рис. 23b,c,d). Процессы прямого прохождения C (с рождением электроноподобного возбуждения в сверхпроводнике с импульсом k^+) и D (с рождением дырочноподобного возбуждения с импульсом $-k^-$) имеют место только во внешелевой области энергий и становятся менее вероятными при увеличении Z (см. кривые зеленого цвета на Рис. 23). При конечных температурах ток через одномерный N(I)S-контакт с направлением движения квазичастиц вдоль нормали к NS-интерфейсу в модели БТК описывается формулой [252]:

$$I(V) = 2A'N_0eV_F \int_{-\infty}^{\infty} [f(\varepsilon - eV) - f(\varepsilon)] \cdot [1 + A(\varepsilon) - B(\varepsilon)] d\varepsilon \quad (4)$$

где $N_0 \approx const$ — плотность электронных состояний в сверхпроводнике на уровне Ферми выше T_c (в металле она полагается равной 1), A' — геометрический фактор (например, для шарообразной контактной области $A' = \pi d^2/16$). Выше T_c СП-щель $\Delta = 0$, поэтому случай $eV > \Delta$ всегда выполняется, и для него в рамках БТК [252] формально можно записать [335]

$$I(V) = \frac{1}{eR_N} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{2Re[N(\varepsilon)]}{Re[N(\varepsilon)] + 1 + 2Z^2} [f(\varepsilon - eV) - f(\varepsilon)] d\varepsilon \quad (5)$$

Таким образом, с помощью свободного параметра Z модель БТК описывает переход из «андреевского» NS-режима ($Z \rightarrow 0$) к «туннельному» NIS-режиму ($Z \rightarrow \infty$). ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектр N(I)S-контакта, рассчитанные в рамках [252] при $T = 0$ и различных Z , в качестве примера показаны на Рис. 24. При малых $Z < 0.5$ форма $dI(V)/dV$ -спектра повторяет зависимость вероятности андреевского отражения от энергии $A(\varepsilon)$ (см. Рис. 23а,b). В «андреевском» NS-режиме высокой прозрачности с $Z \rightarrow 0$ при смещениях $|eV| < \Delta$ динамическая проводимость удваивается относительно нормальной проводимости G_N благодаря переносу куперовской пары в процессе андреевского отражения. С увеличением Z величина G_{ZBC} уменьшается, а щелевая особенность при $|eV| \approx \Delta$ представляет собой максимум (Рис. 24b). В диапазоне $Z \approx 0.5-2$, соответствующем прозрачности барьера $T \approx 80\%-20\%$, проводимость при нулевом смещении быстро убывает от $G_{ZBC} \approx 0.5G_N$ до $G_{ZBC} \rightarrow 0$ (см. Рис. 24b); такие NIS-контакты можно условно отнести к «режиму промежуточной прозрачности». В «туннельном» режиме при $Z \geq 2$ вид $dI(V)/dV$ -спектра слабо меняется в зависимости от Z , схож с предсказаниями феноменологической модели Живера и Мегерле [253], при этом

$G_{ZBC} \rightarrow 0$, а форма щелевой особенности (пик) повторяет зависимость плотности электронных состояний сверхпроводника (ниже T_c).

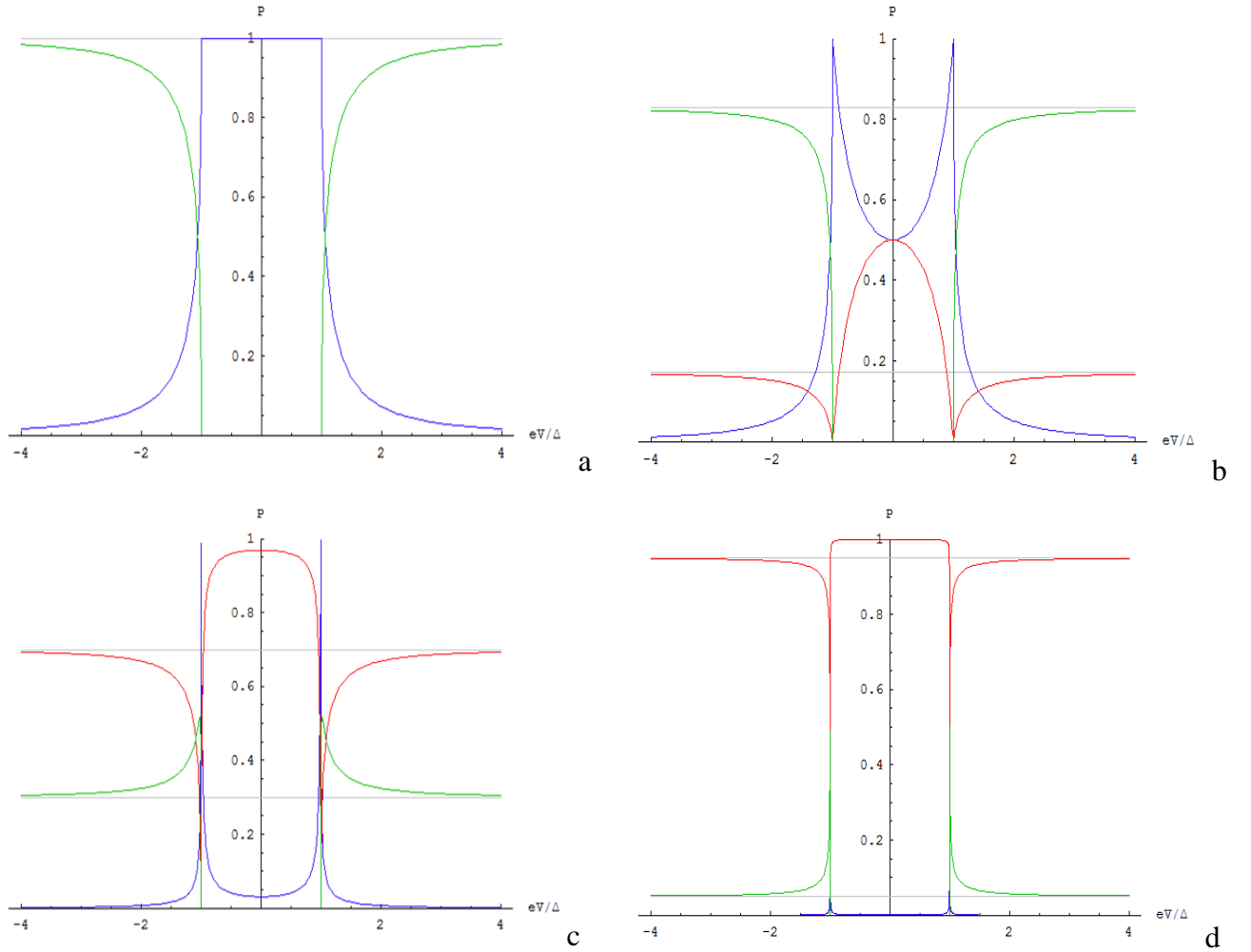


Рис. 23 — Зависимость вероятности андреевского отражения $A(\varepsilon)$ (линии синего цвета), нормального отражения $B(\varepsilon)$ (красного цвета) и прохождения $T(\varepsilon) = C(\varepsilon) + D(\varepsilon)$ (зеленого цвета) в N(I)S-контакте при $T = 0$ для $Z = 0.01$ (a), $Z = 0.46$ (b), $Z = 1.52$ (c) и $Z = 4.36$ (d), рассчитанные в рамках модели БТК [252].

На ВАХ NS-контакта при малых $Z \rightarrow 0$ наблюдается андреевский избыточный ток относительно омической ВАХ в нормальном состоянии, определяемый как

$$I_{exc}(V, T) \equiv I_{NS}(V, T) - I_{NN}(V, T_c) = \int_0^\infty A(\varepsilon, Z = 0) d\varepsilon \frac{\Delta(T)}{eR_N} \tanh \frac{eV}{2k_B T} \quad (6)$$

Андреевский избыточный ток при $eV \gg \Delta(0)$ и $T \rightarrow 0$ достигает максимального значения $I_{exc}(0) = 4\Delta(0)/(3eR_S)$ в «андреевском» NS-режиме с $Z = 0$ и уменьшается при увеличении силы барьера для NIS-контакта в «промежуточном» режиме с $0.5 < Z < 2$, а нормальное сопротивление контакта увеличивается как $R_N = R_S(1 + Z^2)$. В «туннельном» режиме с $Z > 2$ наблюдается недостаток тока

относительно омической ВАХ (Рис. 24а). Расширение классической модели БТК для N(I)S-контакта на основе квазидвумерного сверхпроводника и различных типов симметрии СП-щели было сделано в работах [260–262]; учет параметра размытия Γ за счет неупругого рассеяния и $\tau^{\text{inel}} \neq \infty$ произведен в [260,261,336]. При наличии нескольких каналов рассеяния с характерными временами жизни квазичастиц τ_i эффективный параметр размытия может быть представлен в виде $\Gamma_{\text{eff}} = \Sigma \Gamma_i$ [337].

Учет различного угла пролета квазичастиц по отношению к NS-границе сделан в работах [260,261,338,339]. В [260,261] отклонение баллистической траектории квазичастицы от нормали к NS-границе уменьшает эффективную прозрачность барьера в диапазоне $0 < Z < 1.5$ (в работе [339] аналогичный эффект был показан для любых Z в трехмерном случае по сравнению с одномерным), что приводит к понижению $G_{\text{ЗВС}}$ относительно предсказаний одномерной модели БТК [252]. Согласно расчетам [338], при $Z \neq 0$ также заметно уменьшается вероятность $A(\varepsilon)$ во внешелевой области смещений. Как показали авторы работы [340] в рамках подхода Боголюбова-де Жена, дополнительными факторами подавления $A(\varepsilon)$ в NS или SnS-контакте с $Z = 0$ при $|\varepsilon| > \Delta$ являются: (i) трехмерный характер андреевского транспорта — уменьшение k_z -компоненты фермиевского волнового вектора квазичастиц вдоль направления тока через контакт относительно k_F (в частности, для планарного SnS-контакта с $k_z \ll k_F$ вероятность $A(\varepsilon) \rightarrow 0$ при $|\varepsilon| > \Delta$) и (ii) эффект близости — уменьшение амплитуды Δ в сверхпроводнике вблизи nS-границы. В обоих случаях по данным [340] вероятность андреевского отражения резко падает во внешелевой области смещений, что влияет, в основном, на амплитуду андреевского избыточного тока.

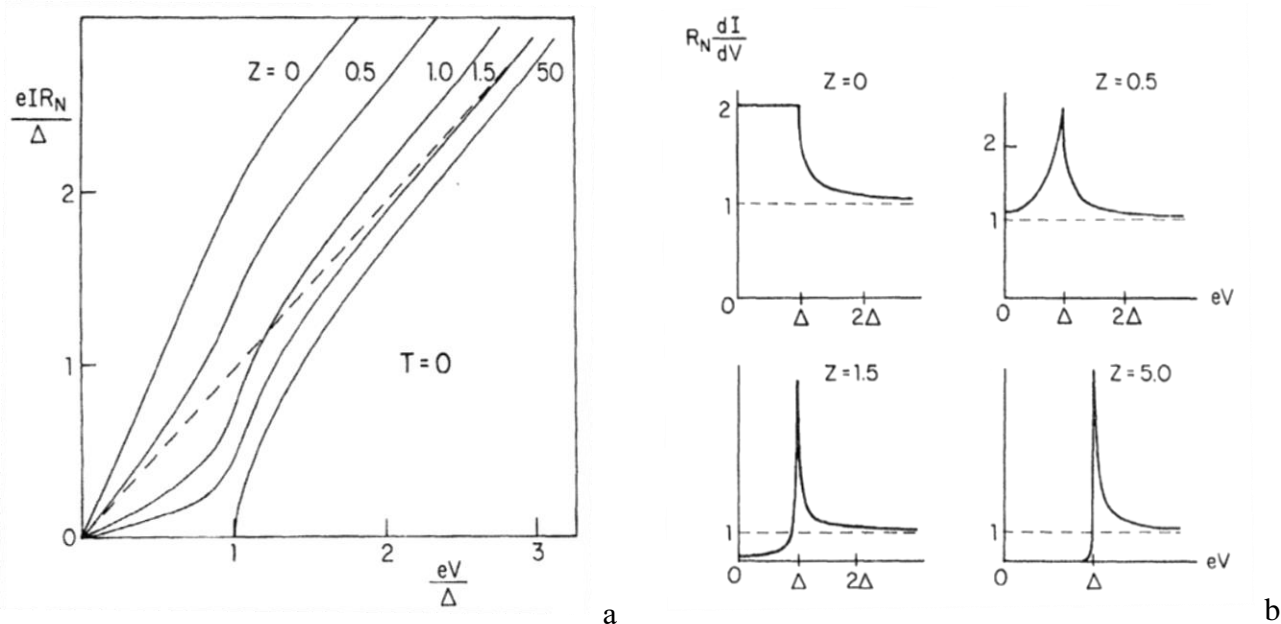


Рис. 24 — ВАХ (а) и спектр динамической проводимости (б) N(I)S-контакта при $T = 0$ и различных значениях Z , рассчитанные в рамках модели БТК [252].

Эффект некогерентных многократных андреевских отражений в SnS-контакте

Первое описание квазичастичного транспорта через симметричную баллистическую SnS-структуру в микроконтактном режиме с отсутствием фазовой когерентности между СП-электродами в рамках подхода БТК [252] был разработан Октавио, Тинкхамом, Блондером и Клапвиком (ОТБК) [341]. В этой модели рассмотрен контакт с одномерным транспортом двух объемных сверхпроводников S , разделенных тонким металлическим слоем n , содержащий два эквивалентных тонких изолятора на nS -интерфейсах, т.е. SInIS-структура. Присутствие двух изоляторов с силой барьера Z определяет прозрачность контактной области $T(\varepsilon) = 1/(1 + 2Z^2)$. В отличие от однократного андреевского отражения в несимметричном NIS-контакте [252], в SInIS-контакте размером $\xi_0 \ll d < l^{el}$ реализуется эффект некогерентных многократных андреевских отражений (ЭНМАО). Этот эффект заключается в серии андреевских отражений электрона или дырки от двух nS -границ, каждое из которых сопровождается образованием куперовской пары в одном СП-электроде и ее разрушении в другом. Квазичастица, всякий раз подлетая к каждой из nS -границ, может совершить четыре вышеуказанных процесса с вероятностями $A(\varepsilon)$, $B(\varepsilon)$, $C(\varepsilon)$ и $D(\varepsilon)$, т.е. при каждом акте андреевского или нормального отражения исходный волновой пакет делится на четыре части, и проследить за каждой образовавшейся частицей становится затруднительно. Это делает невозможным получение аналитического выражения для туннельного тока, который в модели ОТБК записывается как [341]

$$I(V) = 2A'N(0)eV_F \int_{-\infty}^{\infty} [f_{\rightarrow}(\varepsilon) - f_{\leftarrow}(\varepsilon)] d\varepsilon \quad (7)$$

где функции распределения квазичастиц, движущихся слева направо и справа налево,

$$\begin{aligned} f_{\rightarrow}(\varepsilon) &= T(\varepsilon)f(\varepsilon) + A(\varepsilon)T(\varepsilon - eV)f(\varepsilon - eV) + A(\varepsilon)A(\varepsilon - eV)T(\varepsilon - 2eV)f(\varepsilon - 2eV) + \\ &\quad A(\varepsilon)A(\varepsilon - eV)A(\varepsilon - 2eV)T(\varepsilon - 3eV)f(\varepsilon - 3eV) + \dots \\ f_{\leftarrow}(\varepsilon) &= T(\varepsilon + eV)f(\varepsilon + eV) + A(\varepsilon + eV)T(\varepsilon + 2eV)f(\varepsilon + 2eV) + \\ &\quad A(\varepsilon + eV)A(\varepsilon + 2eV)T(\varepsilon + 3eV)f(\varepsilon + 3eV) + \dots \end{aligned} \quad (8)$$

При $eV \ll \Delta$ число возможных андреевских и нормальных отражений, которые может совершить частица за время упругого рассеяния τ^{el} , растет, что сильно затрудняет численное решение уравнения (7) в области малых смещений. При $Z \geq 2$ из-за появления экстремумов $A(\varepsilon)$, $B(\varepsilon)$ и $T(\varepsilon)$ на краю СП-щели возникает зашумленность расчетных ВАХ, что затрудняет получение гладких $dI(V)/dV$ -спектров за разумное время счета. В оригинальной работе ОТБК [341] расчет $I(V)$ был проведен только при $eV > \Delta/3$, спектры были показаны только для $Z \leq 1$, а величина G_{ZBC} , таким образом, не была получена (Рис. 25). Перенормировкой плотности электронных состояний в металле $N(e)$ из-за наведения со стороны массивных СП-берегов авторы [341] пренебрегают.

Основным результатом модели ОТБК [341] стало предсказание субгармонической щелевой структуры (СГС) — серии особенностей ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектра SnIS -контакта при температурах вплоть до T_c на смещениях

$$eV_n(T) = \frac{2\Delta(T)}{n} \quad (9)$$

где $n = 1, 2, \dots$ — целое число. Согласно расчетам [341], спектр динамического сопротивления SnS -контакта $dV(V)/dI$ при малых $Z = 0.5-1$ демонстрирует серию резких пиков (соответствующих минимумам динамической проводимости $dI(V)/dV$) на фоне более размытых максимумов-минимумов, причем амплитуда пиков растет с увеличением Z (Рис. 25a,b). С увеличением температуры при $Z = 0.55$ пики становятся чуть более выраженными, а при $Z = 1$ амплитуда остается примерно постоянной (см. Рис. 25b). Важно отметить, что положение щелевых особенностей V_n не меняется с температурой в нормированных координатах $eV/\Delta(T)$, т.е. напрямую определяет величину микроскопического СП-параметра порядка при любых температурах вплоть до T_c . Исключением является случай «идеального» SnS -контакта (в режиме полной прозрачности) с $Z = 0$, динамическое сопротивление которого в модели ОТБК представляет собой гладкую функцию без видимых щелевых особенностей при $T \ll T_c$ (см. Рис. 25a).

Позже Фленсбергом и др. [342] в расчетах ОТБК [341] была обнаружена ошибка в вычислении коэффициента нормального отражения и пересчитаны ВАХ и $dV(V)/dI$ -спектры SnIS -контакта (Рис. 25c,d,e). В скорректированных расчетах Фленсберга и др. форма $dV(V)/dI$ -спектров сохранилась за исключением исчезнувших резких пиков при смещениях $V_{n=1}$. При $Z = 0.55-1$ («промежуточный» режим) фундаментальная щелевая гармоника ($n = 1$) при $eV_1(T) = 2\Delta(T)$ представляет собой минимум динамического сопротивления, а субгармоники более высоких порядков с $n = 2-6$ — структуры типа минимум-максимум, причем положения V_n соответствуют точкам перегиба (Рис. 25c). С увеличением Z амплитуда минимумов-максимумов $dV(V)/dI$ -спектров растет относительно R_N . При увеличении температуры (в качестве примера на Рис. 25d приведен спектр SnIS -контакта с $Z = 0.55$) форма и положение фундаментальной гармоники практически не меняется, а субгармоники более высоких порядков трансформируются в максимумы при смещениях $eV_n = 2\Delta(T)/n$, положение которых также напрямую соответствует температурной зависимости СП-щели $\Delta(T)$.

ВАХ SnIS -контактов при $T = 0$, рассчитанные Фленсбергом [342], показаны на Рис. 25e. Поскольку рассматриваемая SnIS -структура находится в некогерентном (микроконтактном) режиме, на ВАХ отсутствует вертикальная сверхтоковая ветвь при $eV = 0$. Заметим, что в нормированных координатах $eIR_N(Z)/\Delta$ от eV/Δ при больших смещениях $eV \gg \Delta(0)$ ВАХ при любых Z имеет одинаковый наклон, совпадающий с наклоном омической ВАХ контакта в нормальном состоянии $I(V) = 2N(0)e^2V_{FA}'/(1 + 2Z^2)$ при $T > T_c$ (штриховая линия на Рис. 25e). При $Z \leq 0.75$ ВАХ

демонстрирует андреевский избыточный ток во всем диапазоне смещений относительно прямой $I = V/R_N(Z)$, стремящийся к постоянному значению при $eV \gg \Delta(0)$. Андреевский избыточный ток для «идеального» SnS-контакта с $Z = 0$ при $eV = const$ в модели ОТБК и зависит от температуры пропорционально $\Delta(T)$ [341]:

$$I_{exc}(T) = \frac{8\Delta(T)}{3eR_N} \tanh \frac{eV}{2k_B T} \quad (10)$$

Аналитическое выражение для $I_{exc}(Z)$ при $eV \rightarrow \infty$, $T \ll T_c$ и эквивалентных изолирующих барьерах $Z_1 = Z_2 = Z$ было получено в работе [343]:

$$I_{exc}(Z) = 2(1 + 2Z^2) \frac{\Delta(0)}{eR_N} \tanh^{-1} \left(2Z \sqrt{\frac{1 + Z^2}{1 + 6Z^2 + 4Z^4}} \right) \times \\ \times \left(Z \sqrt{(1 + Z^2)(1 + 6Z^2 + 4Z^4)} \right)^{-1} - \frac{4}{3} \quad (11)$$

Выражение (11) воспроизводит численный результат Фленсберга и др. [342] для зависимости $I_{exc}(Z)$ при $eV \rightarrow \infty$ и позволяет получить в том числе значения $I_{exc} < 0$, т.е. недостаток тока в туннельных SInIS-режимах низкой прозрачности, начиная с $Z \geq 1.232$ ($I_{exc} = 0$). В диффузионном SInIS-режиме с $\xi_0 \ll d < l^{inel}$ СГС и андреевский избыточный ток $I_{exc}(eV \rightarrow \infty) > 0$ также присутствует на ВАХ, однако величина $I_{exc}(T = 0)$ уменьшается при увеличении d [344].

Подход Кюммеля с соавторами [345–347] основан на применении уравнений Боголюбова-де Жена к описанию «длинного» трехмерного SnS-контакта размером $\xi_0 < d < l^{inel}$ с отсутствием фазовой когерентности между СП-берегами. В данных работах рассматривается случай отсутствия нормальных отражений ($Z = 0$), при этом свободным параметром является отношение l^{inel}/d . Основными модельными упрощениями являются использование зависимости $N(\varepsilon)$, содержащей БКШ-расходимости при $\varepsilon = \Delta$, характерные для случая отсутствия неупругого рассеяния $\Gamma = 0$ (хотя длина l^{inel} в рамках данного подхода конечна), и «обрезание» зависимости вероятности андреевского отражения от энергии, которая полагается равной $A(\varepsilon) = 1$ при $|\varepsilon| \leq \Delta$ и $A(\varepsilon) = 0$ вне СП-щели. Ссылаясь на результат работы [340], в которой показано, что при учете трехмерного транспорта и эффекта близости вероятность $A(\varepsilon)$ достаточно быстро падает при $|\varepsilon| \geq \Delta$ даже при $Z = 0$, Кюммель и др. отмечают, что такое упрощение близко к случаю реального SnS-контакта.

Рассчитанные в ранних работах [345,346] ВАХ при $T \ll T_c$ не имеют сверхтоковой ветви, демонстрируют избыточный ток во всем диапазоне смещений eV , а также СГС, состоящую из минимумов тока (участков отрицательной динамической проводимости) при смещениях, соответствующих формуле (9). Примеры ВАХ при $T = 0.99T_c$ и $T \ll T_c$ показаны на Рис. 26а,б и обозначены как «I». В [346] той же группой было показано, что участки с $dI(V)/dV < 0$ исчезают при учете ненулевой вероятности $A(\varepsilon)$ во внешелевой области энергий, превращаясь в сглаженные, почти

горизонтальные особенности СГС («II» на Рис. 26а,б). Скорректированные расчеты Кюммеля, Гунсенхаймера и Никольского (КГН) [347] показали, что аналогичного вида минимумы ВАХ ожидаются для SnS-контактов с тонкими S-берегами, толщина которых d_{sc} не превышает глубину проникновения квазичастиц $\lambda_{qp} = \hbar^2 k_{Fz} / [m^* (\Delta^2 - \varepsilon^2)^{0.5}]$ (m^* — эффективная масса, ось z направлена перпендикулярно nS-границам). Примеры таких ВАХ показаны на Рис. 26с для SnS-контактов с $l^{inel}/d = 20-2.5$ (I₁-I₄, соответственно). Для SnS-контакта с «толстыми» СП-берегами толщиной $d_{sc} \gg \lambda_{qp}$ на андреевской составляющей ВАХ (Рис. 26д; судя по всему авторы [347] забыли прибавить к результату омический вклад $I_N = V/2$) наблюдаются особенности СГС, представляющие собой минимумы.

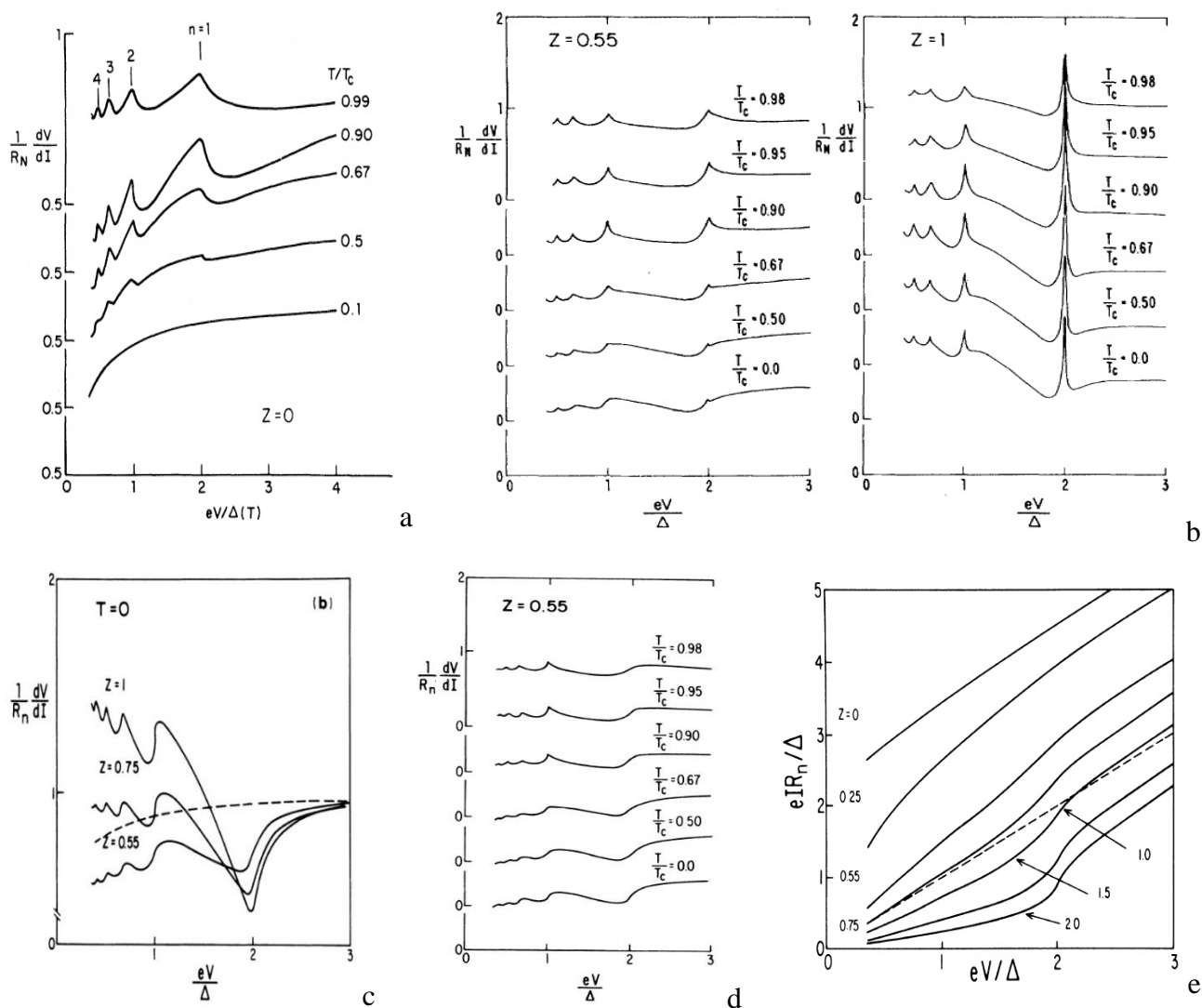


Рис. 25 — Нормированные dV/dI -спектры баллистического SnS-контакта при $Z = 0$ (а) и 0.55, 1 (б) и при различных температурах в рамках модели ОТБК [341]. (с) Нормированные dV/dI -спектры SnS-контакта при различных Z и T (с,д) и ВАХ SnS-контакта (е) при $T = 0$ и различных Z , рассчитанные Фленсбергом и др. [342]

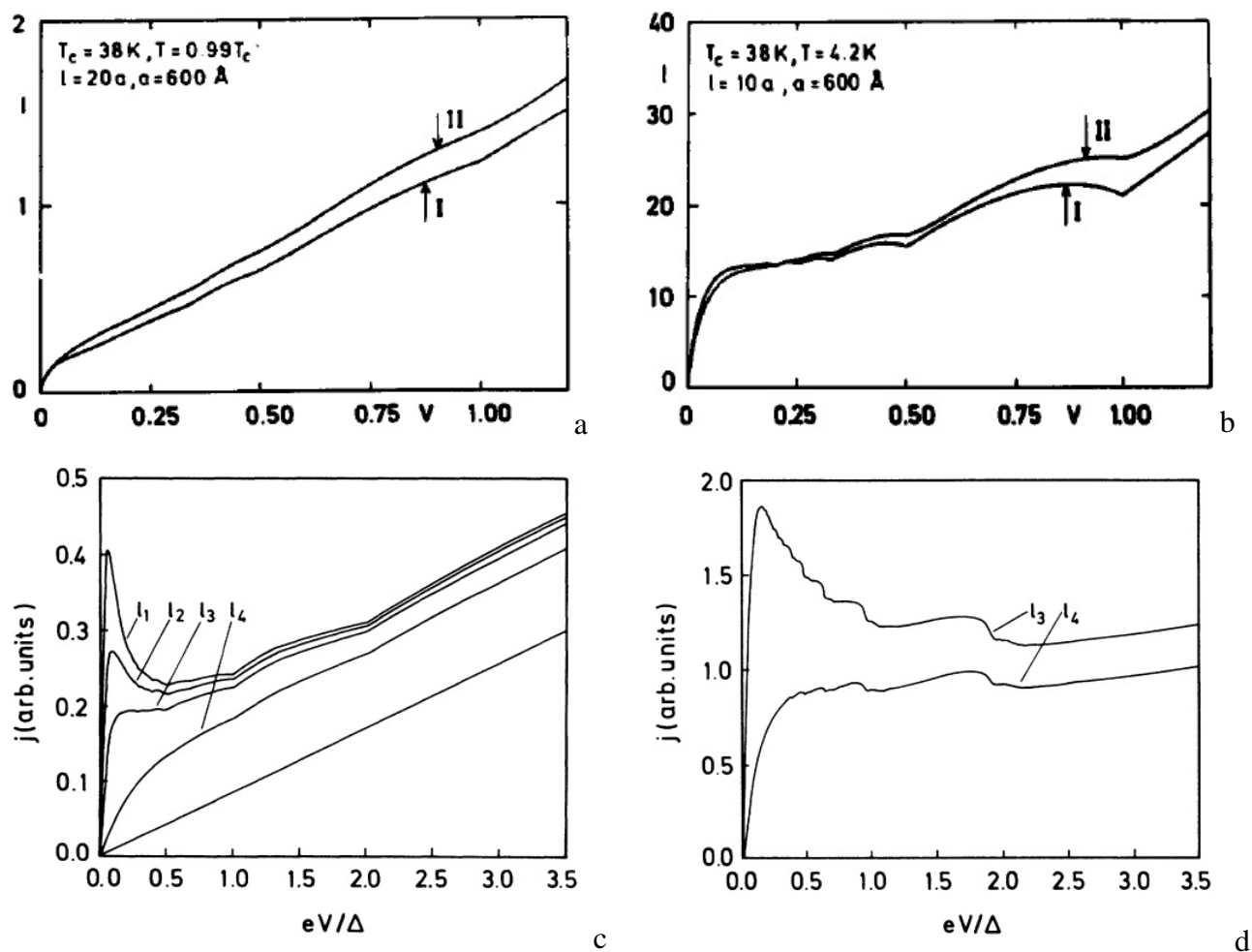


Рис. 26 — (a,b) ВАХ SnS-контакта с $l^{inel}/a = 20$ и 10 (здесь $a = d/2$) при различных температурах, рассчитанные в [346] с учетом (II) и без учета (I) зависимости $A(\epsilon)$ при $|\epsilon| > \Delta$. Ось смещений нормирована на $2\Delta(T)$. (c) ВАХ SnS-контакта с тонким S -слоем ($d_{sc} < \lambda_{qp}$) при $l^{inel}/d = 20$ (I_1), 12.5 (I_2), 7.5 (I_3), 2.5 (I_4) и $T = 0.82T_c$, рассчитанные в рамках модели КГН [347], по сравнению с омической ВАХ в нормальном состоянии. (d) Андреевская составляющая ВАХ SnS-контакта (омическая не прибавлена) с «толстым» S -слоем ($d_{sc} > \lambda_{qp}$) при $l^{inel}/d = 7.5$ (I_3), 2.5 (I_4) и $T = 0.82T_c$ в модели КГН [347].

Рассмотрим семейство ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектров SnS-контактов с различными отношениями $l^{inel}/d = 1-100$ при $T \ll T_c$, показанных на Рис. 27a,b. Зависимости рассчитаны в рамках модели КГН [347] для случая отсутствия андреевских подщелевых состояний и классической БКШ-образной $N(\epsilon)$ на nS -интерфейсе [348,349]. На представленных ВАХ (Рис. 27a) при $V = V_n$ видна серия максимумов, за каждым из которых при $|V| > V_n$ наблюдается участок отрицательного динамического сопротивления, что соответствует минимумам СГС на $dI(V)/dV$ -спектрах (см. Рис. 27b). Асимметричная форма минимумов СГС, повторяющая щелевой пик плотности электронных состояний $N(\epsilon)$, является артефактом модели и вызвана использованием кусочных функций, содержащих

расходимость $N(\varepsilon)$ без сглаживая по формуле Дайнса [254] и скачок «обрезанной» зависимости $A(\varepsilon)$ с 1 до 0 при $|\varepsilon| = \Delta$. Число n^* хорошо видимых на ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектре субгармоник по порядку величины близко к величине отношения l^{inel}/d .

Амплитуды минимумов СГС, оцененные как $H \equiv (1 - G(V_n)/G_N)$ по данным Рис. 27b,d, увеличиваются с ростом отношения l^{inel}/d . Численный расчет показал, что зависимости амплитуды первых трех андреевских субгармоник с $n = 1-3$ (символы на Рис. 28a) от l^{inel}/d хорошо согласуются с функциями вида $c \cdot \exp[-n \cdot d/l^{inel}]$, где c — константа, а n соответствует порядковому номеру субгармоники. При малых $l^{inel}/d < 3$ наиболее интенсивной является фундаментальная гармоника при $eV_1 = 2\Delta$, а при больших l^{inel}/d — субгармоники более высоких порядков. С ростом температуры амплитуда всех андреевских особенностей СГС падает (см. Рис. 27d). Как показали численные оценки на основе рассчитанных $dI(V)/dV$ -спектров при вариации температуры (Рис. 28b), температурные зависимости амплитуд $H(T)/H(0)$ $n = 1-3$ субгармоник определяются концентрацией куперовских пар $n_S(T) \propto \Delta(T) \cdot \tanh[\Delta(T)/(2k_B T)]$ (с погрешностью не более $\pm 0.5\%$ в диапазоне $T < 0.85T_c$ [349]).

Положение минимумов СГС соответствует формуле (9) при любом l^{inel}/d и напрямую определяет амплитуду СП-щели $\Delta(T)$ при всех температурах $T = 0-T_c$, как показано на Рис. 27c,d. Величина андреевского избыточного тока при $T \ll T_c$ падает с уменьшением отношения l^{inel}/d (см. Рис. 27a) и уменьшается с температурой пропорционально $\Delta(T)$ [349]:

$$I_{exc}(T, eV \gg 2\Delta(0)) = 2 \frac{\Delta(T)}{eR_N} e^{-\frac{d}{l^{inel}}} \quad (12)$$

Общей особенностью ВАХ на Рис. 26c,d и Рис. 27a,b, получаемых в рамках подхода КГН [346–349], является наличие «пьедестала» или «фута» при $l^{inel}/d \geq 8$ ($\Gamma, Z = 0$): резкого роста тока с уменьшением смещения при малых eV . При $eV \rightarrow 0$ ВАХ обладают повышенной в разы, однако конечной по сравнению с G_N динамической проводимостью, что вызвано увеличением числа андреевских отражений при малых смещениях. Начало «пьедестала» V^* , сопровождающееся резким увеличением наклона ВАХ в области малых смещений, согласно расчетам [350,351], по порядку величины соответствует ожидаемому положению субгармоники с порядковым номером $n^* = l^{inel}/d$, т.е. $V^* = 2\Delta/n^*$. Отметим также, что в рамках модели КГН [347] из-за расходимости $N(|\varepsilon| = \Delta)$ проводимость SnS-контакта при нулевом смещении $G_{ZBC} \rightarrow \infty$.

Позже Гунсенхаймером и Заикиным (ГЗ) [350,351] по методу Келдыша [352,353] при $Z = 0$ и искусственном ограничении числа $n_{max} = l^{inel}/d$ андреевских отражений процессами неупругого рассеяния при малых eV было получено аналитическое выражение для андреевской проводимости SnS-контакта при нулевом смещении $G_{ZBC}^A \equiv G_{ZBC} - G_N$ (в предположении примерно одинаковых длин l^{inel} в n -слое и сверхпроводнике):

$$G_{ZBC}^A = \frac{4}{3} \frac{j^{inel}}{d} \frac{d}{d + 2\xi_0} G_N \tanh \frac{\Delta(T)}{2k_B T}, \quad (13)$$

Таким образом, при $T \ll T_c$ и $d \ll j^{inel}$ можно записать, что $G_{ZBC}^A/G_N \approx j^{inel}/d \sim n_{max}$. Расчет ВАХ в модели ГЗ [350,351] при введении аналогичного упрощения $A(|\epsilon| > \Delta) = 0$ показал наличие андреевского избыточного тока, в точности соответствующего результату КГН [347,349], и реализацию минимумов $dI(V)/dV$ при смещениях $V_n(T) \propto \Delta(T)$, определяемых формулой (9).

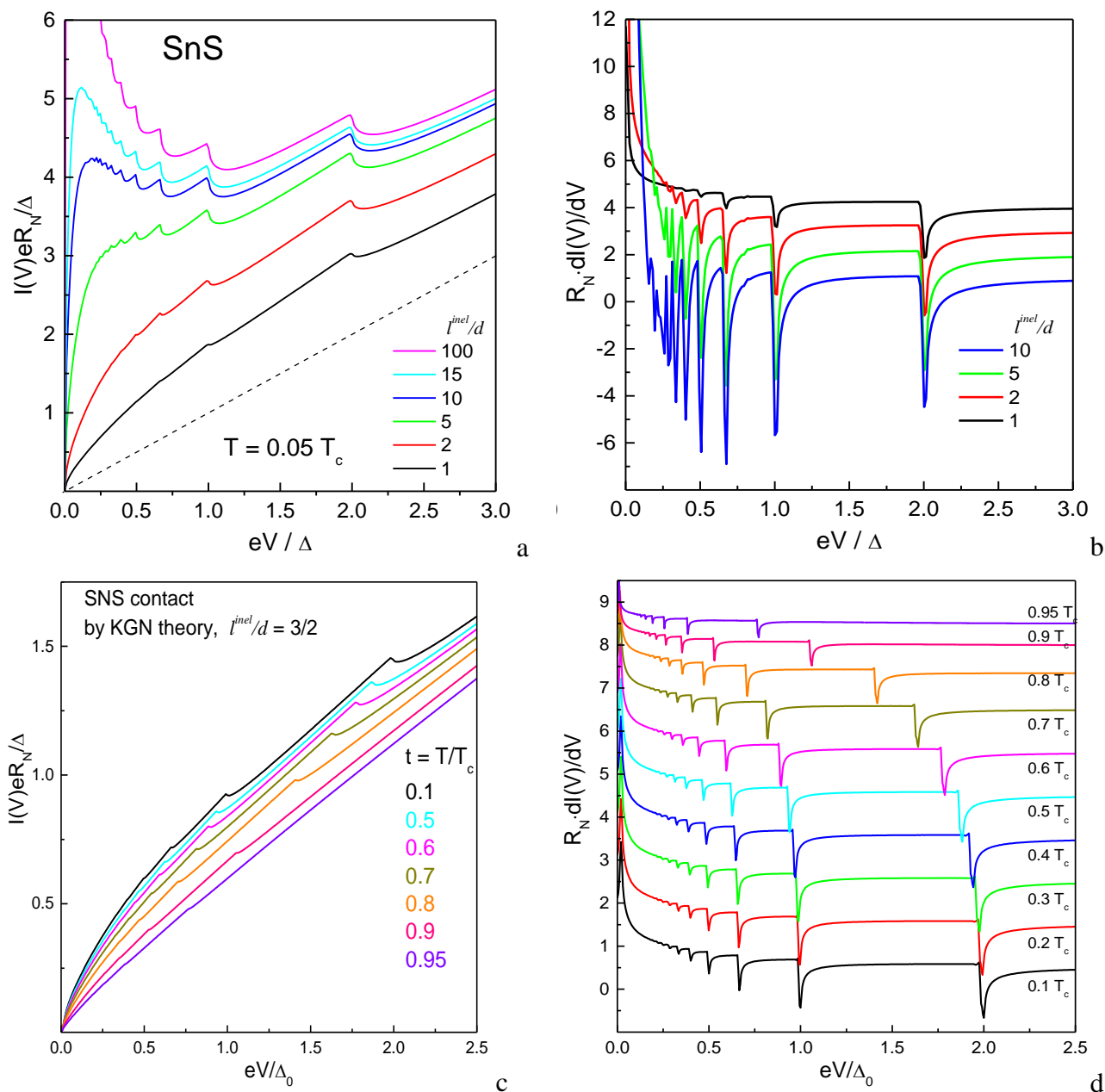


Рис. 27 — ВАХ (a) и $dI(V)/dV$ -спектр (b) SnS-контакта с $j^{inel}/d = 1-100$ при $T \ll T_c$. Температурная эволюция ВАХ (c) и $dI(V)/dV$ -спектра (d) SnS-контакта с $j^{inel}/d = 1.5$. Зависимости рассчитаны в рамках модели КГН [348,349] для случая отсутствия андреевских подщелевых состояний. На (b,d) спектры вручную сдвинуты по вертикали для удобства.

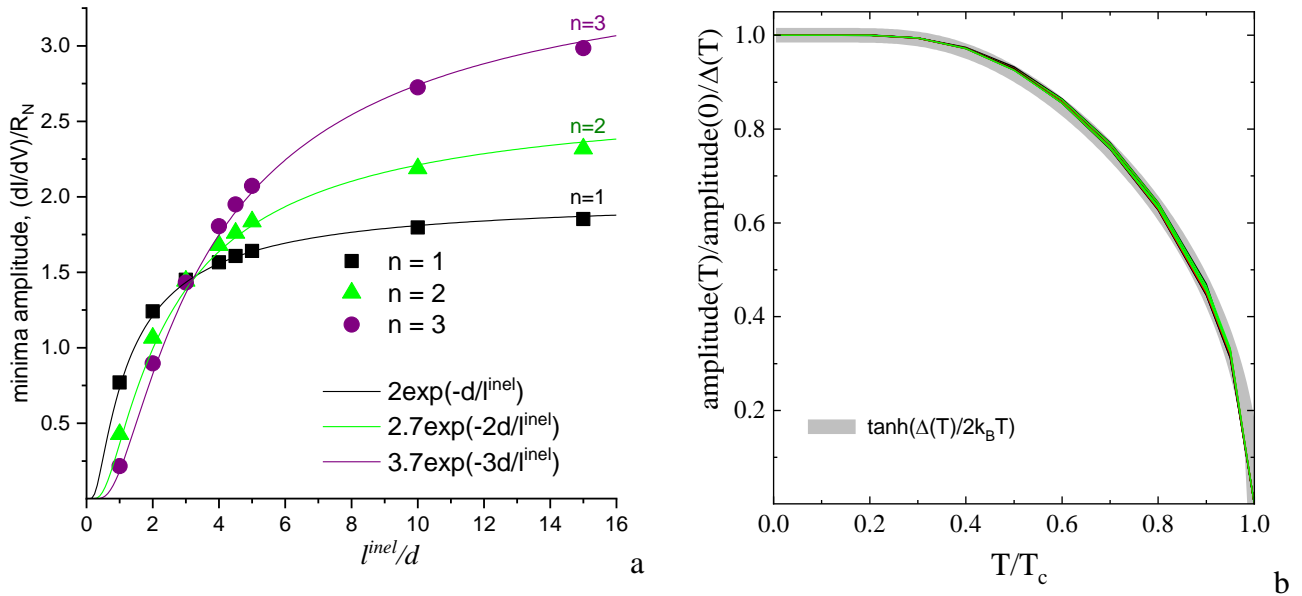


Рис. 28 — (а) Зависимости амплитуды $n = 1$ (символы черного цвета), $n = 2$ (зеленого цвета) и $n = 3$ (фиолетового цвета) минимумов СГС при $T \ll T_c$ от отношения j^{inel}/d по сравнению с функциями вида $c \cdot \exp(-n \cdot d/l^{inel})$ (сплошные линии соответствующих цветов). (б) Температурные зависимости нормированной амплитуды $n = 1, 2, 3$ минимумов СГС, деленной на $\Delta(T)$, по сравнению с $\tanh[\Delta(T)/(2k_B T)]$ (серая линия). Зависимости рассчитаны в рамках модели КГН [349].

Квантовый точечный («атомарный») контакт и распределение Дорохова

Перейдем к рассмотрению свойств «коротких» ScS-контактов размером $d < \xi$ (ξ — длина когерентности сверхпроводника теории ГЛАГ) с сохранением фазы квазичастицы при пролете через барьер. Наиболее часто рассматриваются баллистические квантовые точечные (или атомарные) контакты, а также «разупорядоченные» контакты (иногда «называемые диффузионными») с квазиодномерным транспортом или квазиодномерной геометрией. Атомарный контакт обычно представляется в виде протяженного одномерного квантового канала длиной L и диаметром W ($L \gg W$) с $L, W \sim \lambda_F$, или совокупности счетного числа N таких каналов в параллель или последовательно с квазиодномерным транспортом. Прозрачность такого канала $T_{ch} = 1/(1 + Z^2) = 0-1$ может быть ассоциирована с барьерным параметром Z моделей БТК и ОТБК [252,341] и определяет величину его нормального сопротивления $R_N = R_0/T_{ch}$, которое может превышать квант сопротивления $R_0 = h/e^2 \approx 25.8$ кОм. Для одиночного канала длиной $L \ll l^{loc}$ (l^{loc} — характерная длина локализации) реализуется баллистический характер транспорта, $T_{ch} \rightarrow 1$ и $R_N = R_0$. Напротив, для канала длиной $L > l^{loc} \approx l^{el}$ имеет место сильная локализация, и его прозрачность T_{ch} (следовательно и проводимость G_N) экспоненциально убывает с увеличением длины $G_N(L) \propto \exp[-L/l^{loc}]$ [354]. Нормальная проводимость G_N системы, представляющей собой N_W параллельных невзаимодействующих баллистических квантовых каналов с прозрачностями T_{ch} , описывается формулой Ландауэра $G_N =$

$G_0 \sum_{n=1}^{N_W} T_{chn}$ [355]. В обзоре [356] показано, что оцениваемое число N_W для баллистического атомарного контакта примерно соответствует числу валентных связей (например, $N_W = 3$ для ScS-контакта на основе СП-алюминия).

Рассмотрим промежуточный случай — разупорядоченную (иногда называемую «грязной» или «диффузионной») металлическую проволоку с размерами $L \gg W$ и квазиодномерным транспортом при выполнении условия $E_F \gg \hbar/\tau^{el}$, представляющую собой совокупность квантовых каналов. Согласно расчетам Бинаккера [357], при условии $l^{el} < L < l^{loc}$ и $W \gg \lambda_F$ имеет место слабая локализация, и нормальная проводимость системы примерно линейно убывает с увеличением длины L , подобно закону Ома для металла. В такой квантовой проволоке реализуется универсальное распределение Дорохова $\rho_0(T_{ch}) = \frac{G_N}{2G_0} \frac{1}{T_{ch}\sqrt{1-T_{ch}}}$ (здесь ρ_0 — вероятность появления канала с прозрачностью T_{ch}), не зависящее от свойств образца, где большинство квантовых каналов оказываются либо «открытыми», либо «закрытыми» (т.е. $T_{ch} \approx 1$ или 0) [358]. Позже Ефетовым и Ларкиным [359] описание «грязной» квантовой проволоки (с поперечным размером $\lambda_F \ll W < l^D$, где $l^D = \sqrt{D\tau_{inel}}$ — диффузионная длина, D — коэффициент диффузии) было обобщено на случай любой ее длины; в частности, в достаточно длинной проволоке с $L \gg l^{loc} \approx N l^{el} \propto N(E_F)LWD$ показана реализация андерсоновской локализации с экспоненциальным падением проводимости с увеличением L .

Для квантового точечного NS-контакта с разупорядоченным («диффузионным») барьером, представляемого в виде невзаимодействующих параллельных каналов с различной T_{ch} и, соответственно, Z , Бинаккером было показано [360], что нормальная проводимость определяется как $G_{NS} = \frac{4e^2}{h} \sum_{n=1}^{N_W} \frac{T_{chn}^2}{(2-T_{chn})^2}$: в частности, для «идеального» NS-контакта при $Z = 0$ она в два раза превышает нормальную проводимость G_N того же контакта выше T_c , определяемую формулой Ландауэра [355], а при подставке распределения Дорохова [358] проводимость NS-контакта $G_{ZBC} = G_N$, что в рамках модели БТК [252] соответствует «эффективной» силе барьера $Z \approx 0.55$. В представлении диффузионного барьера длиной $L \ll \lambda_F$ — по сути, тонкой плоской границы, разделяющей два объемных проводника, — распределение прозрачностей параллельных квантовых каналов было получено в работе Шепя и Бауэра [361]: $\rho_0(T_{ch}) = \frac{G_N}{2G_0} \frac{1}{T_{ch}^{3/2}\sqrt{1-T_{ch}}}$. С помощью усреднения этого распределения авторами [362] представлено аналитическое выражение для андреевского избыточного тока в ScS-контакте с таким барьером при $T = 0$:

$$I_{exc} = \frac{\Delta(0)}{eR_N} \pi \left(\frac{7}{4} - \sqrt{2} \right) \approx 1.055 \frac{\Delta(0)}{eR_N} \quad (14)$$

Эффект когерентных андреевских отражений в «джозефсоновских» SNS-контактах

Баллистический транспорт через атомарный SNS-контакт в виде одиночного «короткого» металлического канала длиной $d \ll \xi_0, l^{el}, l^{inel}$ (что априори не требует учета отношения l/d) рассмотрен в модели Аверина и Бардаса (АБ) [363,364] в рамках формализма матрицы рассеяния. Нормальное отражение происходит от атомарно-тонкого слоя изолятора с потенциалом $U = \hbar \cdot \delta(x)$, модельно расположенного в центре N -слоя (т.е. фактически SNINS-структура), а сами NS-интерфейсы имеют полную прозрачность. На ВАХ такого контакта при любом значении $T_{ch} = 0-1$ присутствует вертикальная сверхтоковая ветвь при $eV = 0$. Квазичастичная ветвь ВАХ и динамическая проводимость SNS-контакта с различной T_{ch} , рассчитанные при $T = 0$ в рамках модели АБ [363], приведены на Рис. 29а,b. На них во всем диапазоне прозрачностей присутствует СГС при смещениях $eV_n = 2\Delta(0)/n$.

Для абсолютно прозрачного канала с $T_{ch} \rightarrow 1$ при $eV = 0$ наблюдается вертикальный участок амплитудой $I_c = 2\Delta(0)/(eR_N)$, вызванный туннелированием Ландау-Зенера между андреевскими уровнями внутри СП-щели [363], и избыточная проводимость при малых $eV \neq 0$, в то время как остальные ВАХ с $T_{ch} < 1$ демонстрируют участок пониженной проводимости при $eV \rightarrow 0$ (Рис. 29а). Приблизительная длина $0 < V < V_{zero}$ участка с $I \approx 0$ (и даже с $I < 0$, что является артефактом теории АБ; $dI(V)/dV \rightarrow 0$) на квазичастичной ветви ВАХ в зависимости от Z увеличивается как $eV_{zero}/\Delta(0) \propto 1.44 \cdot \exp(-1.75/(Z + 0.15))$ [С.А. Кузьмичев, частное сообщение]. При уменьшении прозрачности T_{ch} также убывает андреевский избыточный ток, переходя в недостаток тока при $eV \gg 2\Delta(0)$ для $Z > 2$ относительно омической зависимости $I(V) = V/R_N$, где $R_N = R_0/T_{ch}$ (штриховая линия на Рис. 29а).

На $dI(V)/dV$ -спектре SNS-контакта в модели АБ [363] в случае высокой прозрачности канала $T_{ch} > 0.8$ СГС представляет собой серию минимумов, которые «переворачиваются» в максимумы для режимов низкой прозрачности с $T_{ch} < 0.1$ (Рис. 29b). Для случаев промежуточной прозрачности $0.1 < T_{ch} < 0.6$ в рамках теории АБ наблюдается серия особенностей типа максимум-минимум, причем значения V_n соответствуют положению точки перегиба. Характерной особенностью рассчитанных в рамках модели АБ [363] $I(V)$ и $dI(V)/dV$ -зависимостей для случаев канала высокой прозрачности $T_{ch} > 0.8$ является малая амплитуда фундаментальной гармоник при $eV = 2\Delta(0)$ относительно субгармоник более высоких порядков, а также общая слабая выраженность щелевых особенностей СГС по сравнению с «огигающей» $dI(V)/dV$ -спектра. Отметим, что в рамках модели АБ [363] амплитуда особенностей $dI(V)/dV$ -спектра стремится к нулю в режиме полной прозрачности ($Z = 0$), почти линейно растет с ростом Z до $Z \approx 1-2$, далее падает с разной скоростью для разных субгармоник с $n \geq 2$, при этом абсолютное значение амплитуды фундаментальной ($n = 1$) гармоник H_1 (без нормировки на G_N) стремится к постоянному значению.

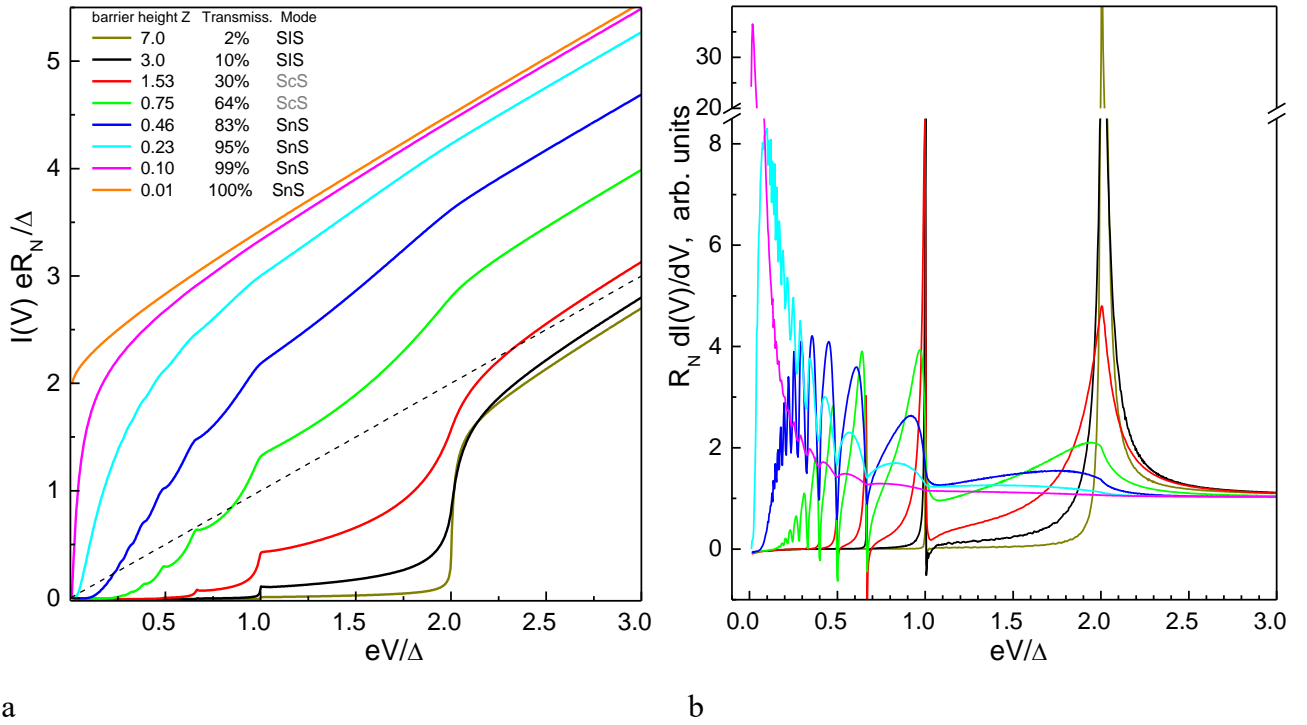


Рис. 29 — Квазичастичная ветвь ВАХ (а) и $dI(V)/dV$ -спектры (б) «короткого» SNS-контакта с различной прозрачностью барьера T_{ch} , рассчитанные при $T = 0$ в рамках модели АБ [363]. Программа для расчета ВАХ была любезно предоставлена И.А. Девятовым. Ток нормирован на $R_N = R_0/T_{ch}$.

Максимальная амплитуда сверхтока I_{max} через квантовый точечный SNS-контакт при $T = 0$ была рассчитана в работе [365]: при $T_{ch} > 0$ она составляет $I_{max} = \frac{e\Delta}{h} (1 - \sqrt{1 - T_{ch}})$ и монотонно уменьшается с ростом Z , а в туннельном режиме с $T_{ch} \rightarrow 0$ соответствует формуле Амбегаокара-Баратова $I_c(0) = \frac{\pi \Delta(0)}{2 e R_N}$ для джозефсоновского SIS-контакта [366]. Таким образом, модель АБ [363] с помощью свободного параметра T_{ch} (напрямую связанного с Z) описывает переход между «андреэвским» SNS-режимом (высокой прозрачности, $T_{ch} > 0.8$, соответствующий $Z < 0.5$) и «туннельным» режимом (низкой прозрачности, $T_{ch} < 0.2$, $Z > 2$) при $T = 0$. Интересно отметить, что ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектры, полученные в рамках модели АБ [363], были в точности воспроизведены Куэвасом и др. [367] при описании схожей геометрии квантового точечного контакта в рамках иного теоретического подхода с помощью уравнений Боголюбова-де Жена. В работе Арнольда [368] переход SIS-SNS описан с помощью вариации прозрачности T^2 «короткого» барьера, соответствующей вероятности туннелирования, без использования туннельного гамильтониана. Вид СГС на полученных Арнольдом ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектров также схож с результатами АБ [363] для режимов «промежуточной» и низкой прозрачности ($T^2 < 0.83$). Амплитуда особенностей СГС, согласно [368], минимальна в SNS-контакте высокой прозрачности и растет по мере уменьшения T^2 .

Бардас и Аверин в работе [364] рассмотрели диффузионный SNS-контакт с «коротким» многоканальным металлическим барьером длиной $L \ll \xi$, l^{inel} в предположении, что он описывается распределением Дорохова [358]. Численный расчет ВАХ и спектра динамической проводимости такого SnS-контакта [364] показал наличие андреевского избыточного тока и максимумов СГС, что соответствует одиночному квантовому каналу с $T_{ch} \approx 0.8$, т.е. с барьерным параметром $Z \approx 0.5$, и результату Бинаккера для NS-контакта [360]. В качестве характерной особенности, вызванной диффузионным транспортом, можно отметить корневую расходимость квазичастичной проводимости при нулевом смещении $G(V \rightarrow 0) \propto 1/\sqrt{V}$, которая, однако, по мнению авторов [364], скорее всего будет подавлена в реальном SNS-контакте из-за любого механизма неупругого рассеяния. Позже Зайцевым и Авериним было показано [369], что при учете эффектов распаривания, описываемых параметром ζ , приводящих к изменению $N(\epsilon)$ сверхпроводника относительно классической перенормировки теории БКШ [158] (например, при рассеянии на парамагнитных примесях $\zeta = \hbar\Delta(0)/\tau_s$, τ_s — время переворота спина), увеличение ζ приводит к резкому подавлению амплитуды СГС, а также андреевского тока при малых смещениях. Аналогичное падение $G(V \rightarrow 0)$ в «коротких» NS и NN'S-контактах уже при малых ζ было показано Волковым, Зайцевым и Клапвиком [370].

Одно из первых микроскопических описаний стационарного эффекта Джозефсона в «коротком» ScS-контакте (размеры контактной области в разы превышают атомарные, поэтому контакт находится вне квантового точечного режима) сделано Куликом и Омелянчуком на основе уравнений Эйленбергера [371]. В данном подходе рассматривается СП-барьерный слой квазиодномерной геометрии, разделяющий два объемных СП-электрода, с размерами $W \ll l^{el}, \xi_0$, $l^{el} > \xi_0$ (баллистический режим, называемый авторами «чистым пределом»), и $l^{el} \ll W \ll \xi_0$, $L \ll \sqrt{\xi_0 l^{el}}$ (т.е. где СП-барьер находится в «грязном пределе»). Некоторыми экспериментаторами [376,362] барьер, рассматриваемый в модели [371], ассоциируется с распределением Дорохова [358]. Кулик и Омелянчук показали [371], что амплитуда сверхтока для «чистого предела» в 2 раза превышает таковую, предсказываемую формулой Амбегаокара-Баратова для туннельного SIS-контакта [366], а для «грязного предела» — в 1.32 раза.

Туннельный ток через ScS и NcS-структуры с подобным «коротким» барьером на основе подхода Кулика и Омелянчука [371] был рассчитан в работах [372–375]. В работах Зайцева [374,375] для NcS и ScS-контактов в «чистом пределе» с трехмерным транспортом рассматривается присутствие тонкого изолятора на границах нормального металла и сверхпроводника (аналогично модельным представлениям БТК [252] и ОТБК [341]), в качестве барьерного параметра Z' рассматривается несоответствие фермиевских импульсов в левом и правом электроде в нормальном состоянии $Z' = \rho_{F1}/\rho_{F2}$. Выражение для тока через NcS-контакт, полученное Зайцевым [374,375], воспроизводит результат БТК [252], если предположить случай одномерного квазичастичного

транспорта через контакт ($\cos\theta \equiv pz/p_{F1} = 1$, ось z направлена вдоль направления тока) и ассоциировать коэффициент прохождения D [375] с прозрачностью барьера: $D \equiv (1 + Z^2)^{-1}$ [376]. Амплитуда избыточного тока в трехмерном случае составляет

$$I_{exc}(0) = \begin{cases} \frac{4}{3} \frac{\Delta(0)}{eR_N}, D \approx 1 \\ \frac{\Delta(0)}{eR_N} \frac{\langle \cos\theta D^2 \rangle}{2\langle \cos\theta D \rangle}, D \ll 1 \end{cases} \quad (15)$$

и увеличивается в два раза для ScS-контакта (с аналогичными параметрами) [374,375]. Для «короткого» ScS-контакта на основе сверхпроводника в «грязном пределе» выражение для андреевского избыточного тока было получено Артеменко, Волковым и Зайцевым (АВЗ) [372]

$$I_{exc}(T) = \left(\frac{\pi^2}{4} - 1 \right) \frac{\Delta(T)}{eR_N} \tanh \frac{eV}{2k_B T}; I_{exc}(0) \approx 1.467 \frac{\Delta(T)}{eR_N} \quad (16)$$

что согласуется с численным расчетом в рамках ОТБК [341] для $Z = 0.55$ и результатом Амбегаокара-Баратова [366]; для аналогичного NcS-контакта значение $I_{exc}(T)$, согласно [372], в два раза меньше.

В работе Куэваса и др. [377] рассматривается SnS-контакт с «диффузионным» (т.е. разупорядоченным) металлическим барьером в виде проволоки длиной $l^{el} < L < \min[v(\hbar D/\epsilon), l^\phi]$ (D — коэффициент диффузии в n -слое, l^ϕ — длина сбоя фазы), который может находиться как в когерентном ($L \ll \xi$), так и в некогерентном режиме ($L \gg \xi$). Авторами рассматривается эффект близости на абсолютно прозрачных nS-интерфейсах ($Z = 0$), приводящий к появлению наведенной СП-щели в n -слое и ее монотонном уменьшении относительно Δ объемного сверхпроводника с увеличением отношения L/ξ . Таким образом, при $L \ll \xi$ барьер становится сверхпроводником в «грязном пределе», практически аналогичным рассматриваемому в [372,373]. ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектры, полученные в [377] с помощью уравнений Узаделя, приведены на Рис. 30.

Аналогично результату [364], для $L \ll \xi$ вид квазичастичной ветви ВАХ в модели Куэваса и др. [377] (сплошная линия черного цвета на Рис. 30а) качественно схож с предсказаниями [363,367] для баллистического квантового точечного контакта с $Z \approx 0.8$. На всех ВАХ, представленных на Рис. 30а, присутствует андреевский избыточный ток, убывающий с увеличением отношения L/ξ (нижняя вставка к Рис. 30а). Максимальная амплитуда $I_{exc}(0)$ в точности соответствует результату АВЗ [372] (формула (16)); при $L/\xi > 20$ при $eV \gg \Delta(0)$ ВАХ при больших смещениях стремится к омической зависимости ($I_{exc}(0) \rightarrow 0$). Амплитуда сверхтока $I_c(0)$ также убывает от максимального значения $2\Delta(0)G_N/e$ (что близко к результатам [363,367] для квантового точечного контакта с $Z = 0$) и стремится к нулю при $L/\xi > 10$ (верхняя вставка к Рис. 30а). На соответствующих $dI(V)/dV$ -спектрах присутствует СГС при смещениях, описываемых формулой (9), однако форма андреевских особенностей заметно меняется при вариации длины барьера (Рис. 30b). Так, при

малых $L \leq \xi$ первая и вторая ($n = 1, 2$) субгармоники представляют собой выраженные максимумы (амплитудой до $3.5G_N$), при этом субгармоники более высоких порядков демонстрируют минимумы. В некогерентных режимах с $L/\xi \geq 5$ большинство субгармоник представляют собой пики динамической проводимости, за исключением раздвоенного минимума при $n = 2$. Авторы [377] объясняют это присутствием размытого максимума, появляющегося между $eV = 2\Delta(0)$ и $\Delta(0)$ и «пробегающего» особенности СГС при увеличении L/ξ , однако не комментируют его природу. В качестве особенности спектров некогерентных контактов с $L/\xi \geq 4$ можно отметить рост «огибающей» $dI(V)/dV$ -характеристики при малых eV . Такое поведение нехарактерно для квантовых точечных контактов с $Z > 0$ [363,367], однако согласуется с результатами модели КГН [347–349] и ГЗ [350,351].

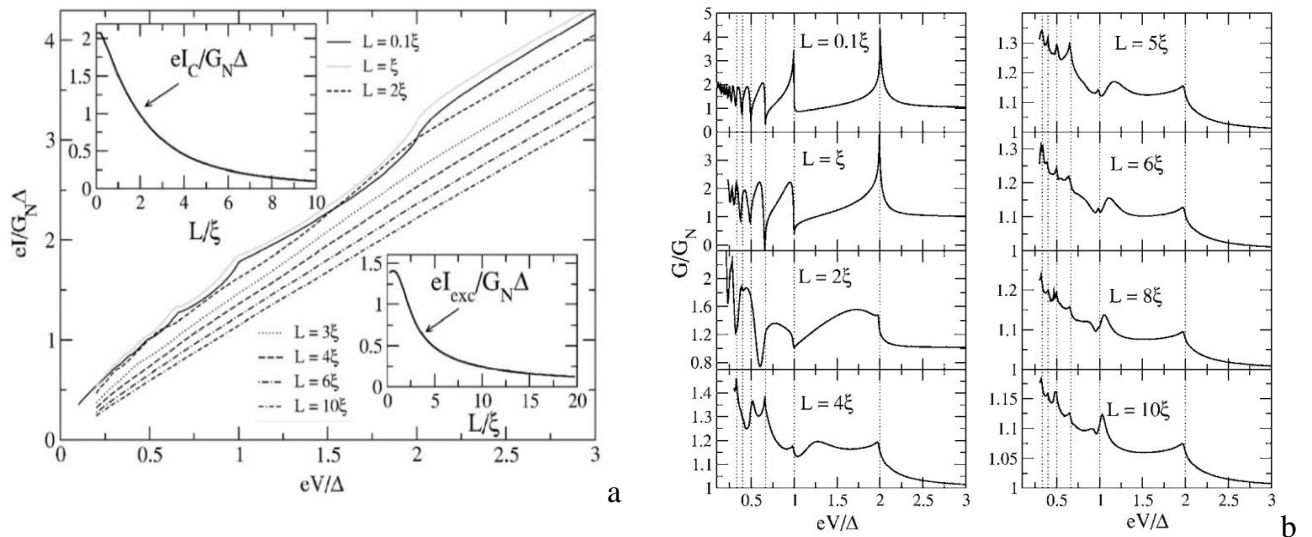


Рис. 30 — Квазичастичные ветви ВАХ SnS-контакта длиной L в диффузионном режиме в зависимости от L/ξ , полученные в модели Куэваса и др. при $T = 0$ [377]. На вставках показана зависимость сверхтока $eI_c/G_N\Delta(0)$ и андреевского избыточного тока $eI_{exc}/G_N\Delta(0)$ от L/ξ . (b) Соответствующие $dI(V)/dV$ -спектры. Вертикальными линиями отмечены положения СГС.

Суммируя приведенный выше краткий обзор основных моделей, описывающих эффекты многократных андреевских отражений в «симметричных» ScS-контактах (где барьер s может иметь разные характеристики и геометрию), можно отметить, что вид ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектров не универсален и сильно зависит от свойств барьерного s -слоя (СП или металлический; положение изолятора — в центре барьера или на pS-интерфейсах), режима, в котором он находится (квантовый точечный или микроконтактный: баллистический, диффузионный), его прозрачности (низкой, «промежуточной» или «андреевской», т.е. высокой), соотношения его размеров d с характерными длинами рассеяния или когерентности в материалах, образующих контакт (короткий/когерентный или длинный/некогерентный, чистый или разупорядоченный/«диффузионный»). Тем не менее,

можно отметить несколько общих особенностей ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектров, рассчитанных в рамках различных моделей:

- наличие СГС при смещениях, определяемых формулой (9);
- положение V_n особенностей СГС напрямую определяет $\Delta(T)$ во всем температурном диапазоне $T = 0 - T_c$;
- подавление амплитуды сверхтока $I_c(0) \rightarrow 0$ при отсутствии фазовой когерентности между СП-берегами при $d/\xi > 1$ (по сравнению с когерентными режимами с $d < \xi$) и полное отсутствие сверхтока в микроконтактных режимах с $d \gg \xi$;
- в контактах высокой прозрачности ($Z < 0.5$): минимумы СГС на $dI(V)/dV$ -спектре, рост «оггибающей» $dI(V)/dV$ при уменьшении eV , избыточный ток $I_{exc}(0) > 0$ и повышенная проводимость при малых смещениях $G(0 < |eV| \ll \Delta(0)) > G_N$;

Изменение максимальной амплитуды андреевского избыточного тока $I_{exc}(T=0)$ в зависимости от свободных параметров различных моделей приведены на Рис. 31. В моделях ОТБК [341], АБ [363] и Куэваса с соавторами [367], рассматривающих зависимость $A(\epsilon)$ во всем диапазоне энергий и «чистый предел», амплитуда $eR_N I_{exc}(Z, T=0)/\Delta(0) = 8/3$ и резко убывает при увеличении Z (линии красного и оранжевого цвета на Рис. 31а); более слабое падение $I_{exc}(Z)$ в модели АБ [363] вызвано тем, что в ней рассматривается единственный слой изолятора в центре контактной области вместо двух изоляторов на nS -границах в модели ОТБК [341]. Пониженное значение $eR_N I_{exc}(Z, T=0)/\Delta(0) = 2$ в модели КГН [347] вызвано использованием «обрезанной» вероятности $A(|\epsilon| > \Delta) = 0$ во внешней области энергий. Для разупорядоченного ScS-контакта с распределением прозрачностей квантовых каналов, соответствующих работам [358] или [361], где эффективная величина $Z \approx 0.5 - 0.7$ соответствует режиму «промежуточной» прозрачности, амплитуда $I_{exc}(Z)$ воспроизводит предсказания АБ [363] и Куэваса [367] (треугольник, ромб на Рис. 31а). Для когерентных ScS-контактов, где СП-барьер c находится в «грязном пределе», однако не может быть представлен в виде одномерного квантового проводника, Куэвасом и др. [377] предсказывается сохранение избытка тока $I_{exc}(0) > 0$ даже в некогерентных режимах с $d/\xi \sim 4 - 20$ (Рис. 31б). Максимальная амплитуда $eR_N I_{exc}(d/\xi \rightarrow 0)/\Delta(0) \approx 1.5$ согласуется с расчетами АВЗ [372,373] и оказывается заметно ниже значения $8/3$ в «чистом» пределе [341,363,367]. В некогерентной («длинной») SnS-структуре высокой прозрачности в микроконтактном режиме $I_{exc}(0)$ экспоненциально падает при приближении к диффузионному режиму, т.е. при увеличении отношения d/l^{inel} , согласно предсказаниям модели КГН [347] (Рис. 31с).

Температурная зависимость андреевского избыточного тока $I_{exc}(T)$ пропорциональна $|\Delta(T)|$ и может быть представлена в универсальном виде

$$I_{exc}(T) = X \cdot Y \frac{\Delta(T)}{eR_N} \tanh \frac{eV}{2k_B T}, \quad (19)$$

где X — константа, величина которой определяется интегралом $A(\epsilon)$, Y — префактор, зависящий от свободных параметров модели. Объединяя результаты моделей ОТБК [341] и КГН [347,349] с целью учета как «полной» зависимости $A(\epsilon)$, так и отношения l^{inel}/d , для некогерентного микроконтактного SnS-режима сверхвысокой прозрачности ($Z \rightarrow 0$), можно записать

$$I_{exc}(T) = \frac{8}{3} \cdot e^{-\frac{d}{l^{inel}}} \cdot \frac{\Delta(T)}{eR_N} \tanh \frac{eV}{2k_B T} \quad (18)$$

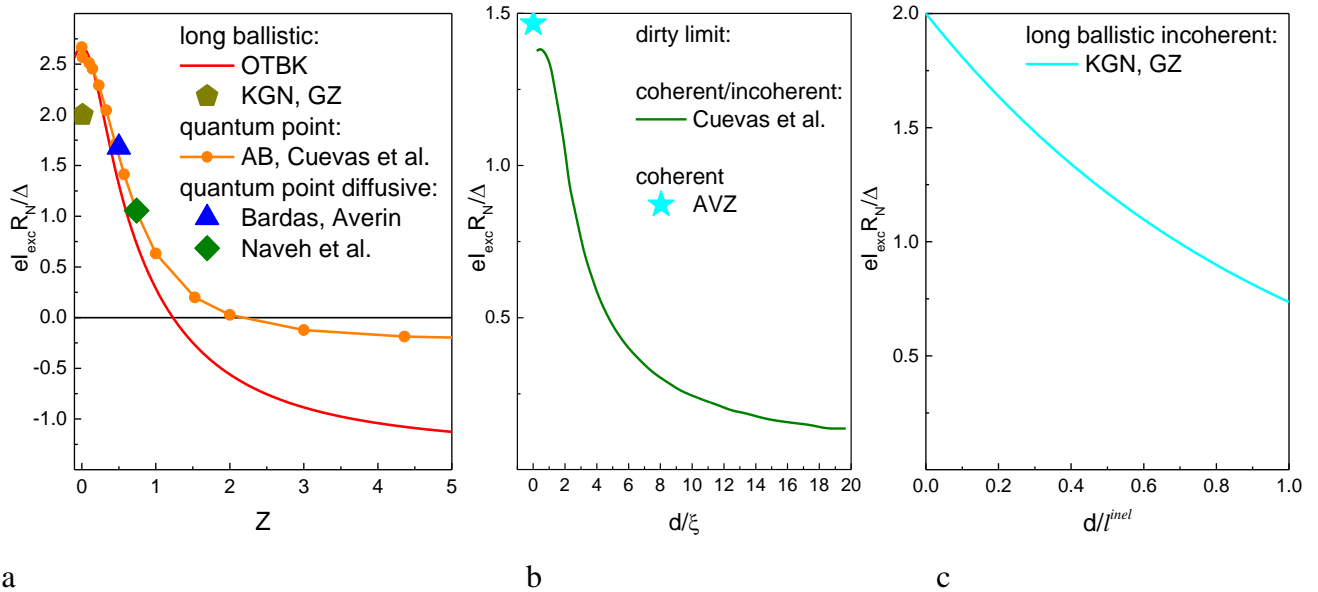


Рис. 31 — (a) Зависимость андреевского избыточного тока $I_{exc}(0)$ SnS-контакта при $T = 0$ от Z (a), отношения размера контакта d и длины когерентности ξ (b) и отношения d/l^{inel} (c). Результаты для «длинных» некогерентных контактов в «чистом пределе»: модель ОТБК [341] — линия красного цвета на (a), КГН [347] и ГЗ [350] — пятиугольник на (a), линия на (c); для квантовых точечных контактов: модель АБ [363] и Куэваса и др. [367] — соединенные кружки на (a); «диффузионных» квантовых точечных контактов: расчет Навех и др. [362] на основе распределения [361] — ромб на (a), модель Бардаса-Аверина [364] — треугольник на (a); для «короткого» контакта в «грязном пределе»: модель Куэваса и др. [377] — линия на (b), модель АВЗ [372,373] — звезда на (b).

Влияние анизотропии СП-параметра порядка, двухщелевой случай

Для андреевского SnS-микроконтакта на основе двухщелевого сверхпроводника ожидается аддитивный вклад каждой из зон в андреевский ток [260,261]. Так, на ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектре SnS-контакта будут присутствовать две СГС, каждая из которых напрямую определяет амплитуду соответствующей СП-щели при $T = 0 - T_c$. К сожалению, из-за большого числа свободных параметров, влияющих на амплитуду андреевского избыточного тока реального некогерентного SnS-контакта

(j^{inel}/d , Z , Γ для каждой из зон), определение величин этих параметров, а следовательно, и абсолютной величины $I_{exc}(0)$, становится невозможно. Тем не менее, нормированная температурная зависимость $I_{exc}(T)/I_{exc}(0)$ дает надежную информацию о форме зависимостей $\Delta(T)$. Для нормированного андреевского избыточного тока в двухзонном случае можно записать [378]

$$\frac{I_{exc}(T)}{I_{exc}(0)} = \varphi \delta_L(T) + (1 - \varphi) \delta_S(T), \delta_i(T) \equiv \frac{\Delta_i(T)}{\Delta_i(0)} \quad (19)$$

где весовой коэффициент φ соответствует вкладу зон с большой СП-щелью в $I_{exc}(T)$ и в рамках формулы (18) в предположении равных Z и отношений j^{inel}/d в двух зонах приблизительно равен [378] (G_i — парциальная нормальная проводимость i -й зоны)

$$\varphi \approx \frac{G_L \Delta_L(0)}{G_S \Delta_S(0) + G_L \Delta_L(0)} \quad (20)$$

Согласно работе Деверо и Фулде [379], основанной на подходе КГН [347], спектроскопия баллистических SnS-контактов позволяет косвенно определить тип симметрии СП-щели и угловое распределение $\Delta(\theta)$ на основе формы андреевских особенностей СГС. Результаты численных расчетов изменения формы фундаментальной ($n = 1$) гармоники СГС в рамках модели Деверо и Фулде [379] приведены на Рис. 32 для $T = 0$. Возьмем резкий симметричный минимум (линия красного цвета на Рис. 32b) в качестве «затравочной» формы особенности на $dI(V)/dV$ -спектре SnS-контакта на базе сверхпроводника с s -волновой симметрией СП-щели. Тогда для сверхпроводника с d -волновой симметрией СП-щели (данные синего цвета на Рис. 32) ожидается V -образная форма распределения плотности электронных состояний $N(\varepsilon)$ внутри СП-щели (Рис. 32a) и асимметричные минимумы на $dI(V)/dV$ -спектре соответствующего SnS-контакта (Рис. 32b) с амплитудой, примерно в 7 раз меньшей, чем для случая изотропной СП-щели. Как показано авторами [379], наличие точек нулей в распределении $\Delta(\theta)$ также приводит к подавлению андреевского тока во всем диапазоне смещений eV относительно изотропного случая, однако количественный расчет такой зависимости, к сожалению, не был проведен в [379].

Случай расширенной s -волновой симметрии СП-щели с $\cos(4\theta)$ -типом углового распределения $\Delta(\theta)$ и степенью анизотропии A , введенной ранее, можно записать как $\Delta(\theta)/\Delta^{out}(0) = |1 + 0.5 \cdot A[\cos(4\theta) - 1]|$ [380]. Для $A < 50\%$ на $dI(V)/dV$ -спектре ожидается появление дублетных особенностей, состоящих из двух минимумов, соединенных «аркой» (данные зеленого цвета на Рис. 32). Положение минимумов напрямую определяет экстремумы $\Delta^{out}(T)$ и $\Delta^{in}(T)$, а протяженность минимума соответствует степени анизотропии A . Из-за распределения спектрального веса по значительной площади дублетной особенности амплитуда минимумов также оказывается подавленной по сравнению с изотропным случаем. Важно заметить, что при $A = 50\%$ позиция «внутреннего» минимума дублета при $eV_1^{in}(T) = 2\Delta^{in}(T)$ совпадает с положением второй субгармоники от

«внешнего» минимума при $eV_2^{\text{out}}(T) = 2\Delta^{\text{out}}(T)/2$, а при $A > 50\%$ — окажется меньше последнего. Таким образом, при сильной анизотропии СП-щели $A \geq 50\%$ дублет перестанет быть различимым в эксперименте, сливаясь или интерферируя с особенностями СГС от «внешнего» экстремума СП-щели или малой СП-щели (для двухщелевого сверхпроводника). Так, для 100% анизотропии СП-щели (данные розового цвета на Рис. 32) значение «внутреннего» экстремума СП-щели стремится к нулю, понижая G_{ZBC} и становясь ненаблюдаемым, поэтому ожидается серия одиночных несимметричных и слабо выраженных минимумов СГС от «внешнего» экстремума СП-щели.

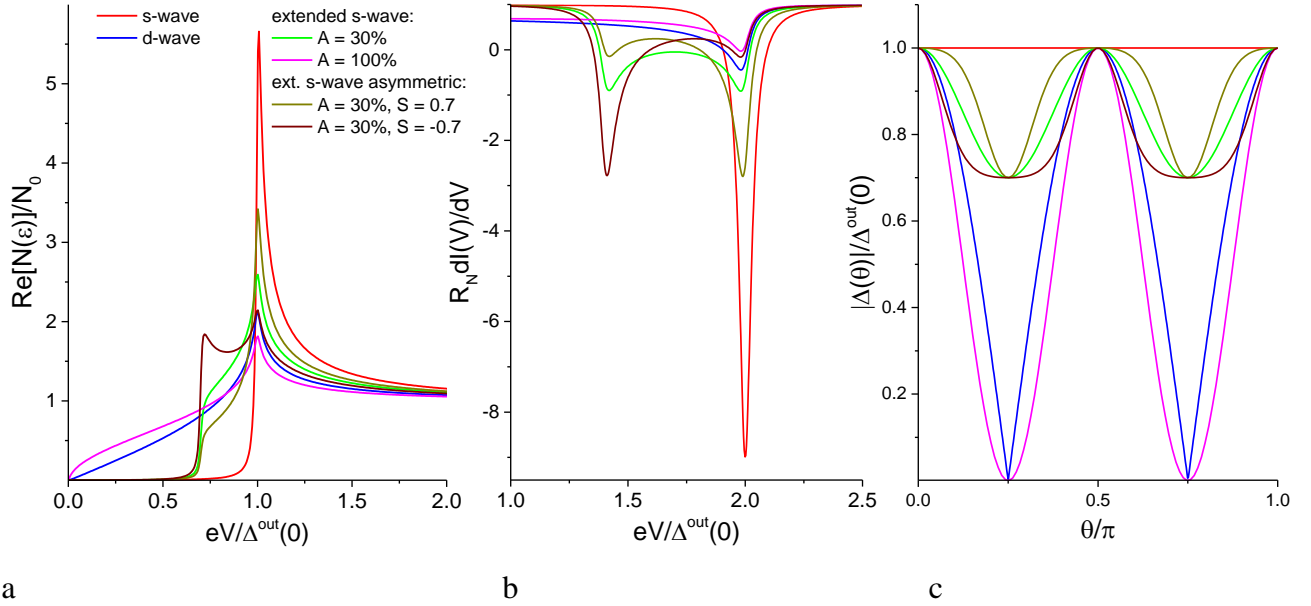


Рис. 32 — Пик плотности электронных состояний $\text{Re}[N(\varepsilon)]/N_0$ при $T = 0$ ($N_0 = \text{const}$ имеет место выше T_c) (а), форма фундаментальной андреевской особенности $n = 1$ (б), численно рассчитанные в рамках подхода Деверо и Фулде [379] для угловых распределений $|\Delta(\theta)/\Delta^{\text{out}}(0)|$ при $T = 0$ (с). Цвета соответствуют данным для СП-щели с симметрией: s -волновой (красный); d -волновой (синий); расширенной s -волновой с анизотропией $A = 30\%$ (зеленый), $A = 100\%$ (розовый), $A = 30\%$ и $S = 0.7$ (темно-желтый), $A = 30\%$ и $S = -0.7$ (бордовый).

Смещение спектрального веса куперовских пар, обладающих энергией связи, близкой к Δ^{out} или Δ^{in} , можно математически описать коэффициентом S , искажающим угловое распределение $\Delta(\theta)$ относительно «симметричного» $\cos(4\theta)$ -типа: $\Delta(\theta)/\Delta^{\text{out}}(0) = |1 + 0.5 \cdot A[\cos(4\theta) - S \cdot \sin(4\theta)] - 1|$ [С.А. Кузьмичев, частное сообщение]. Для $S > 0$ спектральный вес $\Delta(\theta)$ смещается в сторону больших энергий, увеличивая амплитуду пика $N(\varepsilon)$ при $eV = \Delta^{\text{out}}$ (данные темно-желтого цвета на Рис. 32). В результате «внешний» минимум дублета на $dI(V)/dV$ -спектре становится более выраженным по сравнению со случаем «симметричного» распределения $\Delta(\theta)$ с $S = 0$, а положение минимумов не меняется. Наоборот, для $S < 0$ повышается амплитуда «внутреннего» минимума (данные бордового цвета на Рис. 32).

Таким образом, на основе формы и протяженности андреевской особенности можно различить случаи s -волновой и расширенной s -волновой симметрии СП-щели с $A < 40\%$, а также наличие точек нулей $\Delta(\theta)$. Отметим, что поскольку SnS-андреевская спектроскопия нечувствительна к знаку СП-щели, приведенные выше зависимости соответствуют $|\Delta(\theta)|$. В частности, из-за схожей формы минимума $dI(V)/dV$, различить в эксперименте случаи d -волновой и расширенной s -волновой симметрии с анизотропией $A > 50\%$ практически невозможно.

Подытоживая, в качестве основных факторов, подавляющих амплитуду особенностей, вызванных андреевским транспортом в реальном SnS-контакте, можно привести нормальные отражения ($Z > 0$), изменение формы $N(\varepsilon)$ за счет неупругого рассеяния (Γ) или эффектов распаривания, нахождение барьерного слоя в «грязном пределе», увеличение размеров контакта относительно l^{el} или l^{inel} , учет формы поверхности Ферми или планарной геометрии контакта (угла пролета квази-частиц через барьер), анизотропию СП-щели. Отметим, что учет параметра размытия Γ , а также одновременный учет вышеперечисленных факторов не произведен ни в одной из имеющихся моделей, тем не менее, их совокупное действие может иметь место в эксперименте, что обуславливает расхождение результатов с теоретическими предсказаниями. Можно также ожидать, что наличие особенностей $N(\varepsilon)$ сверхпроводника, вызванных, например, топологией зонной структуры (в частности, антиадиабатичностью) или перенормировкой на взаимодействие с бозонными модами (например, спиновым экситоном) будет модифицировать распределения вероятностей $A(\varepsilon)$, $B(\varepsilon)$ и $T(\varepsilon)$ и, как следствие, вид ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектра как ниже, так и выше T_c .

2.2. Система уравнений Москаленко и Сула для двухзонного сверхпроводника

Впервые описание двухзонной СП-системы на основе теории БКШ было сделано независимо Москаленко [212,213] и Сулом и др. [214]. В этой модели описывается система из двух СП-конденсатов, в которых внутризонное взаимодействие описывается БКШ-интегралом (в пределе слабой связи) и константами связи $\lambda_{ii} \equiv N_i(0)V_i$, где $N_i(0)$ — плотность электронных состояний в i -й зоне на уровне Ферми выше T_c , V_i — потенциалы внутризонного взаимодействия, а межзонное взаимодействие в k -пространстве — константами связи $\lambda_{ij} \equiv N_j(0)V_i$ ($i = 1, 2$ — индекс зоны). Наблюдаемые (далее — «экспериментальные») амплитуды СП-щелей в двух зонах $\Delta_i(T)$ и общая критическая температура системы T_c определяются системой уравнений [212–214]:

$$\begin{cases} \Delta_1(T) = \lambda_{11}F_1\Delta_1(T) + \lambda_{12}F_2\Delta_2(T) \\ \Delta_2(T) = \lambda_{22}F_2\Delta_2(T) + \lambda_{21}F_1\Delta_1(T) \end{cases}, F_i = \int_0^{\hbar\omega_c} \frac{d\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^2 + \Delta_i^2}} \tanh \frac{\sqrt{\varepsilon^2 + \Delta_i^2}}{2k_B T} \quad (21)$$

Введем два подгоночных параметра: $\alpha = \frac{\lambda_{12}}{\lambda_{21}}$, который в пределе слабой связи соответствует отношению плотностей электронных состояний $N_2(0)/N_1(0)$, и $\beta = \frac{\sqrt{\lambda_{11}\lambda_{22}}}{\sqrt{\lambda_{12}\lambda_{21}}} = \frac{\sqrt{V_1V_2}}{V_{12}}$, равный отношению сил эффективного внутризонного и межзонного взаимодействий. При отсутствии межзонного взаимодействия ($\beta \rightarrow \infty$) поведение СП-конденсатов независимо: СП-щели имеют «собственные» характеристические отношения $2\Delta_i^{\text{eigen}}/k_B T_c^i = 3.53$ и обращаются в ноль при двух «собственных» T_c^i (линии серого цвета на Рис. 33), а их температурные зависимости $\Delta_1(T)$ и $\Delta_2(T)$ определяются только соответствующими внутризонными константами λ_{11} и λ_{22} и описываются однозонной БКШ-функцией.

При $\beta = 1$ (т.е. когда $\det[\lambda] = 0$) отношение амплитуд «экспериментальных» СП-щелей при любых температурах $\Delta_1(T)/\Delta_2(T) = \nu(V_1/V_2) = \text{const}$. В пределе $\beta \rightarrow 0$ отношение СП-щелей при $T = 0$ составляет $\Delta_1(0)/\Delta_2(0) \approx \nu\alpha$ [212–214]. В случае ненулевого межзонного взаимодействия наблюдаемая в эксперименте общая T_c определяется эффективной константой связи $\lambda_{\text{eff}} = \frac{(\lambda_{11} + \lambda_{22}) + \sqrt{(\lambda_{11} - \lambda_{22})^2 + 4\lambda_{12}\lambda_{21}}}{2}$, а форма температурных зависимостей $\Delta_{1,2}(T)$ меняется в зависимости от параметров α и β .

Рассмотрим случаи $\alpha = 10, 1, 0.1$ и $\beta = 10, 1, 0.1$, для удобства зафиксировав внутризонные константы связи $\lambda_{11} = 0.25$, $\lambda_{22} = 0.15$. В случае слабого межзонного взаимодействия ($\beta = 10$, Рис. 33а) для $\alpha \geq 1$ на зависимости малой СП-щели $\Delta_2(T)$ появляется выраженный «прогиб», исчезающий при уменьшении плотности электронных состояний $N_2(0)$ в зоне с малой СП-щелью ($\alpha < 1$). Аналогичный «прогиб» зависимости $\Delta_1(T)$ хорошо виден только при $\alpha > 5$, а при уменьшении α зависимость $\Delta_1(T)$ схожа с БКШ-образной. Характеристическое отношение большой СП-щели $r_1 \approx 3.6\text{--}4.1$, наблюдаемое в эксперименте, оказывается немного выше предела слабой связи 3.53, а малой СП-щели r_2 — заметно ниже. В случае нулевого детерминанта матрицы λ_{ij} ($\beta = 1$) (Рис. 33b) зависимости $\Delta_1(T)$ и $\Delta_2(T)$ подобны друг другу при любых α . При $\alpha > 1$ обе СП-щели примерно линейно закрываются в температурном диапазоне $T \approx (0.3\text{--}0.8)T_c$, а при уменьшении отношения α форма зависимостей $\Delta_{1,2}(T)$ близка к БКШ-образной. При $\alpha \ll 1$ происходит «инверсия»: во 2-й зоне с малой «собственной» энергией спаривания $\Delta_2^{\text{eigen}} < \Delta_1^{\text{eigen}}$ в этом случае реализуется большая «экспериментальная» СП-щель $\Delta_2 > \Delta_1$. В случае сильного межзонного взаимодействия ($\beta < 1$, Рис. 33c) при $\alpha \gg 1$ большая СП-щель начинает резко закрываться уже при $T \approx 0.2T_c$, образуя выраженный «прогиб», при этом температурная зависимость малой СП-щели близка к БКШ-образной. При $\alpha \ll 1$ наблюдаемые температурные зависимости СП-щелей практически совпадают с вышеуказанным случаем, однако имеет место «инверсия». Для случая равных плотностей состояний в двух зонах $N_2(0) = N_1(0)$ (т.е. $\alpha = 1$) температурные зависимости

большой и малой СП-щели практически совпадают. Отметим, что усиление межзонного взаимодействия сильнее сказывается на амплитуде «экспериментальной» Δ_2 : в эксперименте это может приводить к разбросу значений малой СП-щели при локальной вариации силы межзонного взаимодействия.

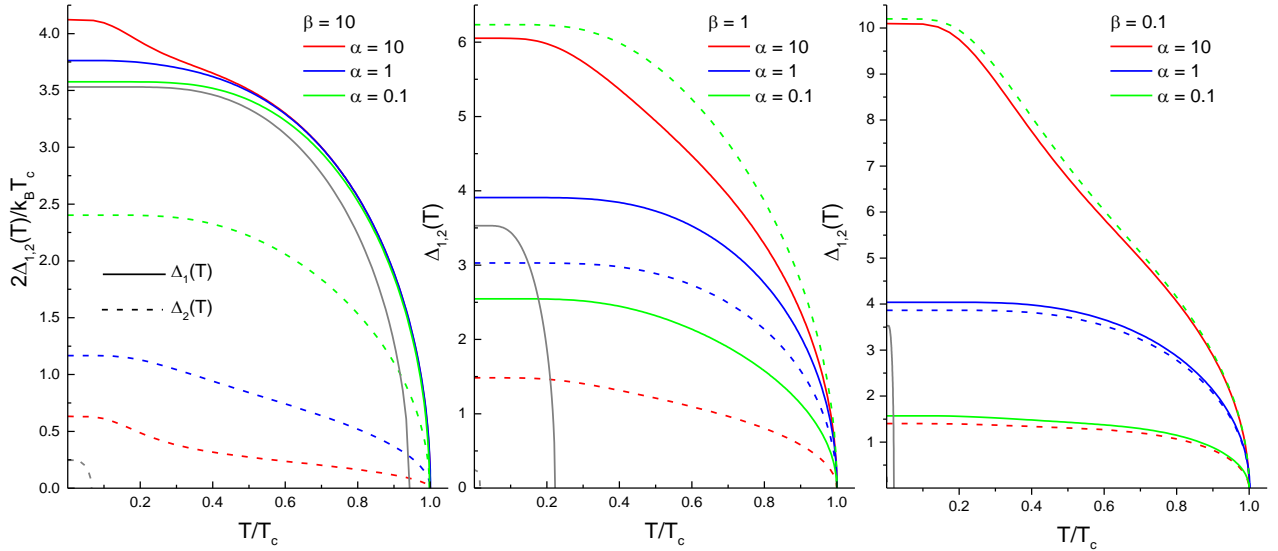


Рис. 33 — Нормированные температурные зависимости СП-щелей $2\Delta_i(T)/k_B T_c$ от T/T_c , рассчитанные в рамках модели Москаленко и Сула [212–214] в пределе слабой связи для фиксированных $\lambda_{11} = 0.25$, $\lambda_{22} = 0.15$ и различных отношений $\alpha = 0.1$ (данные зеленого цвета), 1 (синего цвета), 10 (красного цвета) при вариации силы межзонного взаимодействия $\beta = 10$ (а), 1 (б), 0.1 (с). «Собственные» зависимости $\Delta_i^{\text{eigen}}(T)$ показаны серым цветом, данные $\Delta_1(T)$ — сплошными линиями, $\Delta_2(T)$ — штриховыми линиями.

В более поздних работах Палистрант и др. [381–383] эта модель была расширена на случай трехзонной системы, антиадиабатического предела, рассеяния на магнитных и немагнитных примесях и нефононных механизмов куперовского спаривания. В используемой нами модификации [384] классической модели Москаленко и Сула [212–214] для поправок сильной связи в каждой из зон $2\Delta_i(0)/k_B T_c = \eta_i \cdot 3.53$ (где $\eta_i \geq 1$) введена перенормировка температуры $\eta_i T$ в каждом из БКШ-интегралов. Наиболее заметное влияние поправка η_2 оказывает на положение «прогиба» $\Delta_2(T)$ в случаях слабого и умеренного межзонного взаимодействия. Таким образом, пара температурных зависимостей СП-щелей может быть однозначно описана в рамках модифицированной [384] модели Москаленко и Сула [212–214] с использованием экспериментальных значений $\Delta_1(0)$, $\Delta_2(0)$ и T_c и трех подгоночных параметров: α , β и η_2 . Величины четырех констант связи λ_{ij} и поправка η_1 рассчитываются на основе этих данных.

Отметим, что определяемые на основе аппроксимации зависимостей $\Delta_{L,S}(T)$ константы связи $\lambda_{ij} = \frac{\lambda_{ij}^0 - \mu_{ij}^*}{1 + \lambda_{ii}^0 + \lambda_{i \neq j}^0}$ являются «перенормированными» или «малыми» (λ_{ij}^0 — «полные» константы, определяемые в рамках теории Элиашберга [160]). В железосодержащих сверхпроводниках из-за слабости электрон-фононного взаимодействия [164] можно не учитывать перенормировку на фононный спектр, тогда $\lambda_{ij} = \lambda_{ij}^0 - \mu_{ij}^*$. Выбор характерной частоты обрезания БКШ-интегралов ω_c влияет только на абсолютные значения констант λ_{ij} и, соответственно, λ_{ij}^0 , не меняя форму зависимостей $\Delta_i(T)$. Также вид кривых $|\Delta_i(T)|$ не зависит от знака межзонных констант [384], что позволяет оценивать величины α , β , и λ_{ij} для сверхпроводников со спин-флуктуационным спариванием. Подстановка отрицательных межзонных констант электрон-бозонного взаимодействия технически дает отрицательную малую СП-щель.

2.3. Техника создания планарных механически регулируемых контактов на микротрещине

Для формирования туннельных структур в моно- и поликристаллических образцах слоистых пниктидов и селенидов семейств 122 и 1144 была использована техника создания планарных механически регулируемых контактов на микротрещине (ПМРКМ) [380], являющаяся модификацией классической техники «break-junction» [385]. В классической технике «break-junction» [385,386] образец в виде тонкой проволоки диаметром около 0.1 мм закрепляется на столик, к центру которого с противоположной стороны подводится пьезоэлемент. При регулировке напряжения на пьезоэлементе столик, крепко удерживаемый со стороны образца по краям двумя стационарными упорами, изгибается, что вызывает разрыв проволоки над пьезоэлементом. После разрыва две образовавшиеся части проволоки сводятся вместе. Такая техника, в основном, применяется для получения квантовых точечных контактов с $\lambda_F \sim d \ll \xi_0$ и $R_N \sim 2e^2/h$ [356] и «коротких» SIS или ScS-контактов с фазовой когерентностью между СП-берегами и размерами $d \leq \xi_0$ [386]. В последнее время классическая техника «break-junction» часто используется при исследовании электронных и фононных свойств отдельных (обычно органических) молекул [387–389].

Конструкция измерительного столика П-образной формы для реализации ПМРКМ-модификации техники «break-junction», использованной в работе, приведена на Рис. 34а. Столик изготавливается из бериллиевой бронзы БрБ2 толщиной 0.2 мм, что позволяет ему сохранять упругость при температурах вблизи абсолютного нуля. На столик (8) с помощью бандажа (4) крепится подложка из фольгированного гетинакса (3), на которой сделаны четыре медные площадки (5) и

концентратор напряжений. К медным площадкам припаиваются токовые и потенциальные контакты, как показано на Рис. 34а, что обеспечивает четырехточечное подключение образца. На углы образца, подготовленного в виде тонкой прямоугольной пластинки размером $(2-3) \times (1-1.5) \times (0.2-0.5)$ мм³ (в случае слоистого монокристалла ориентированной параллельно кристаллографической *ab*-плоскости) с двух сторон наносятся капли жидкого при комнатной температуре In-Ga-припоя (6), с помощью которых образец (7) закрепляется на четырех медных площадках (5). Благодаря использованию эвтектики (6) предотвращается преждевременное разрушение образца на начальном этапе охлаждения вставки из-за неизбежной деформации подложки. При исследовании образца, деградирующего на открытом воздухе (например, EuCsFe₄As₄ и ферроселенидов различных составов), вышеописанный процесс монтажа на столик проводился в перчаточном боксе с атмосферой дополнительно осушенного аргона. После этого столик на открытом воздухе закреплялся на вставке, процесс занимал в среднем не более 3–7 минут. Со стороны, противоположной образцу, к столику подводилась игла (2), вставленная в острие винта с микрометрической резьбой (1).

Далее вставка со смонтированным образцом помещалась в криостат в атмосферу паров гелия и охлаждалась со скоростью около $(0.1-0.5)$ К/сек до погружения образца в жидкий гелий. При регулировке микровинта его поступательное движение, передаваемое иглой, изгибает столик, способствуя образованию микротрещины в образце вдоль концентратора напряжений. Микротрещина представляет собой потенциальный барьер, разделяющий две части одного и того же СП-образца. Образование микротрещины контролируется объективно в реальном времени по моменту появления конечного наклона ВАХ образца.

В используемой нами ПМРКМ-модификации [380], разработанной применительно именно к слоистым материалам, при прецизионном изгибе столика образец расслаивается вдоль кристаллографических *ab*-плоскостей с образованием ступенек-и-террас на двух криогенных сколах. В процессе эксперимента, в отличие от классической техники «break-junction» [385,386], трещина остается «закрытой»: террасы *скользят* друг относительно друга вдоль *ab*-плоскости (как показано черными горизонтальными стрелками на Рис. 34b), при этом расстояние между ними вдоль оси *c* мало и практически не меняется. На это указывает повышенная G_{ZBC} и наличие $I_{exc} > 0$ относительно омической ВАХ сразу после создания микротрещины и при слабых деформациях столика. Измерительный ток I всегда течет через туннельный контакт вдоль *c*-направления (красная стрелка на Рис. 34b). Таким образом, используемая конфигурация предотвращает проникновение примесей и деградацию криогенных сколов образца.

Создание свежих сколов путем механической регулировки и получение высококачественных ScS-контактов с помощью техники ПМРКМ возможно в течение 8–10 часов после первоначального образования микротрещины. При разведении частей образца на значительное расстояние ВАХ становится горизонтальной и $R_N \rightarrow \infty$. Хотя последующее сведение частей образца и

восстановление вертикального сверхтока на ВАХ возможно, каждый подобный акт уменьшает прозрачность барьера в среднем на несколько процентов, переводя микротрещину в наименее удобный для экспериментатора «промежуточный» режим с $T \approx 50\%–70\%$, и существенно сокращает время жизни криогенных сколов.

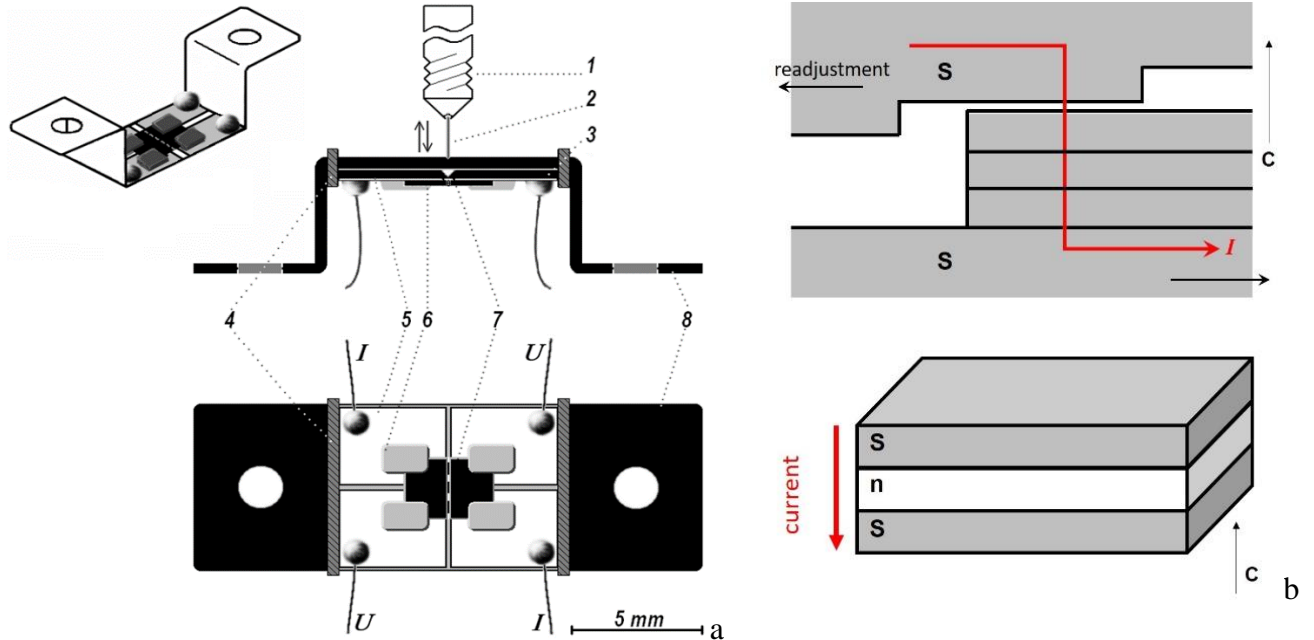


Рис. 34 — (а) Конструкция измерительного столика для создания планарных механически регулируемых контактов на микротрещине. 1 — микровинт, 2 — игла, 3 — подложка, 4 — бандаж, 5 — медные площадки, 6 — In-Ga-припой, 7 — образец, 8 — пружина из бериллиевой бронзы. (б) Схема образования стопочного контакта ($m = 4$) на ступеньках и террасах криогенного скола слоистого образца. Красными стрелками показано направление туннельного тока I , черными стрелками — направление скольжения СП-берегов при тонкой настройке.

При тонкой механической регулировке микровинта в первую очередь меняется площадь соприкосновения террас на двух криогенных сколах и, соответственно, из-за их скольжения варьируется размер контакта d_{ab} вдоль ab -плоскостей (напротив, размер d_c в перпендикулярном c -направлении остается примерно постоянным). В этом случае происходит плавное (без скачков) изменение наклона ВАХ с увеличением R_N . Также возможен перескок точки касания на соседние террасы.

Используемая техника ПМРКМ применима как к монокристаллам, так и к поликристаллическим образцам слоистых соединений [380]. Схема прохождения трещины в поликристалле с хаотической ориентацией зерен со слоистой структурой показана на Рис. 35а. Зерна, где ab -плоскости ориентированы перпендикулярно трещине (зерно № 1 на Рис. 35а), остаются нерасколотыми. Напротив, кристаллиты, ориентированные примерно параллельно трещине (зерно № 3 на Рис. 35а) окажутся расколоты. Для кристаллитов, ab -плоскости которых ориентированы под углом к

плоскости трещины (зерно № 2 на Рис. 35а), вероятность раскола зависит от угла ориентации и от отношения прочностей межслоевой связи материала P_{il} вдоль c -направления и межзеренной связи P_{ig} . Расчет [380] показывает, что для зерен, ориентированных под малыми углами к плоскости трещины, всего при $P_{ig}/P_{il} = 1.5$ до 20% их числа окажутся расколоты в случае, если каждое зерно имеет механическую связь со всеми соседними зернами (красная кривая на Рис. 35b), что реализуется в поликристаллах, подвергшихся дополнительному отжигу; в более рыхлых поликристаллах, если каждый кристаллит соединен с половиной соседних, — до 7% зерен окажутся расколоты (кривая синего цвета на Рис. 35b).

На Рис. 35с показано изображение скола поликристаллического образца железосодержащего оксипниктида $Gd(O,F)FeAs$ [390], на котором виден крупный (размером около 10 мкм) нерасколовшийся кристаллит (отмечен синей рамкой на Рис. 35с), а также четыре расколовшихся зерна (отмечены красными рамками на Рис. 35с). На увеличенном фрагменте поверхности расколовшегося зерна (Рис. 35d) хорошо видны ступеньки-и-террасы, аналогично поверхности сколов, характерных для монокристаллов слоистых соединений. Типичные размеры крупных террас составляют порядка нескольких мкм, средних — 0.3×5 мкм², мелких — 0.1×1 мкм².

Для любых слоистых соединений характерно образование стопочных структур, электрически эквивалентных цепочке последовательно подключенных ScS-контактов с примерно одинаковыми R_N . Для сравнения, в ВТСП-купратах кристаллическая структура представляет собой естественную стопку SIS-контактов, в которых в качестве «S» выступают СП-блоки с CuO_2 -слоями, а в качестве «I» — оксидные спейсеры, что позволяет с помощью техники ПМРКМ наблюдать внутренний эффект Джозефсона при транспортном токе вдоль c -направления [391,392]. В качестве примера на Рис. 36а приведены $dI(V)/dV$ -спектры стопочных SIS-контактов, полученных с помощью техники ПМРКМ в монокристалле $Bi-2212$ при $T = 4.2$ К [392]. Квантованность положения щелевой особенности при $eV = m \cdot 2\Delta(0)$ позволяет однозначно определить как число контактов в стопке m , так и амплитуду СП-щели $2\Delta(0)$.

Отметим, что образование стопочных структур также типично для ПМРКМ в поликристаллических образцах слоистых соединений и не может быть вызвано образованием цепочек из межзеренных границ. Во-первых, из-за неизбежной деградации СП-свойств в квазидвумерном материале на поверхности зерен СП-щель оказывается наведенной и демонстрирует температурную зависимость, отличную от обычно наблюдаемого «объемного» микроскопического СП-параметра порядка, быстро убывая с увеличением температуры. Во-вторых, контакты, образованные на межзеренных границах, часто имеют большую площадь (до 1 мкм²), что на порядки превышает l^{el} и l^{inel} сверхпроводника и делает невозможным получение баллистического режима транспорта, который наблюдается в эксперименте. Наконец, из-за различной прозрачности Z и площади межзеренных контактов их нормальное сопротивление R_N может сильно отличаться. Последовательная цепочка,

составленная из подобных контактов на межзеренных границах, таким образом не является стопкой контактов с эквивалентными R_N , поэтому на $dI(V)/dV$ -спектре такой структуры ожидается расщепление щелевой особенности.

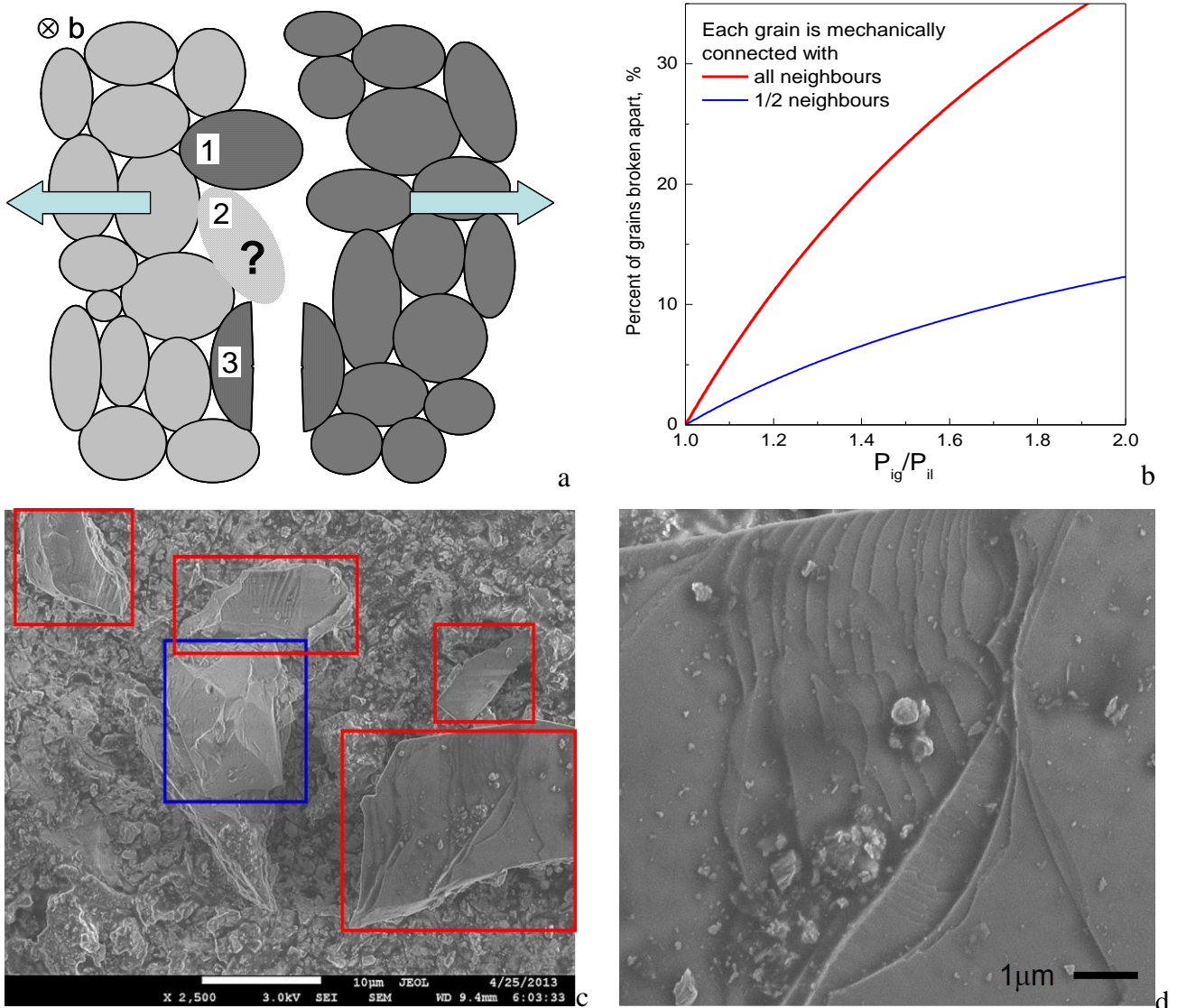


Рис. 35 — (a) Схема образования микротрещины в поликристаллическом образце слоистого материала. (b) Зависимость числа расколовшихся зерен от отношения межзеренной P_{ig} и межслоевой связи P_{il} , в случае если каждое зерно механически соединено со всеми (линия красного цвета) и с 50% соседних зерен (синего цвета) [380]. (c) Морфология скола в поликристалле оксипниктида $Gd(O,F)FeAs$, визуализированная с помощью электронного микроскопа [390]. Синим отмечен крупное нерасколотое зерно, красным — расколотые. (c) Ступеньки-и-террасы на поверхности расколовшегося зерна на сколе (d).

Симуляция подобных расщеплений на примере цепочки из $m = 6$ SnS-контактов приведена на Рис. 36б. Для некоторых частных случаев, например, если один из контактов имеет отличное от остальных сопротивление $R_{N1} > R_N$ (линия синего цвета) или для половины контактов $R_{N1} = R_{N2} =$

$R_{N3} > R_N = R_{N4} = R_{N5} = R_{N6}$, (линия зеленого цвета на Рис. 36b), ожидается появление дублетов, схожих с предсказаниями модели Деверо и Фулде [379] для анизотропной в k -пространстве СП-щели (Рис. 32b). Тем не менее, для цепочки, в которой сопротивления всех контактов неэквивалентны $R_{Ni} \neq R_N$ и варьируются даже в довольно узком диапазоне $R_{Ni} = (0.93-1.00)R_N$, расщепление щелевой особенности будет иметь более сложную, невоспроизводимую форму (красная кривая на Рис. 36b). Принимая во внимание температурное размытие и влияние параметра размытия Γ , можно ожидать сглаживание формы такой расщепленной особенности (штриховая линия красного цвета на Рис. 36b), приводящее к ее уширению (пропорциональному числу m) и смещению видимого положения минимума относительно $m \cdot 2\Delta(T)/n$, что не имеет места в случае аналогичного размытия щелевой особенности для стопки эквивалентных контактов (штриховая линия черного цвета на Рис. 36b). При случайном распределении неэквивалентных величин R_{Ni} видимое положение щелевой особенности будет невоспроизводимо и может в разы отличаться от $m \cdot 2\Delta(T)/n$, а также не будет демонстрировать квантованность в *целое* число раз m . Отметим также, что положение особенностей $dI(V)/dV$, вызванных не объемными свойствами материала, а паразитными поверхностными эффектами (например, СП-щелью, наведенной из-за эффекта близости), не будет масштабироваться в m раз для стопочной структуры.

Природа образования андреевских стопочных контактов с помощью техники ПМРКМ [380] в слоистых образцах железосодержащих сверхпроводников пока не ясна. В пниктидах семейства 122 длина когерентности вдоль c -направления $\xi_c(0) \sim 2-3$ нм в разы превышает параметр решетки c , поэтому реализация эффекта внутренних многократных андреевских отражений (где слоистая структура, состоящая из СП-блоков FeAs, разделенных плоскостями щелочного или щелочноземельного металла, выступала бы в роли стопочной SnSn-...-S-структуры, аналогично внутреннему эффекту Джозефсона в SISI-...-S-структуре ВТСП-купратов [391,392]) кажется невозможной. Можно предположить, что в железосодержащих сверхпроводниках в качестве барьеров с примерно одинаковой прозрачностью Z выступают двойниковые границы или планарные дефекты, типичные для материалов семейств 122 и 1144 [31,56,57,97,98], или краевые дислокации, появляющиеся в процессе деформации столика для создания трещины в исследуемом образце.

Опираясь на значительную статистику экспериментальных наблюдений, можно перечислить характерные особенности полученных стопочных SnSn-...-S-структур:

- возможно получение одиночных и стопочных SnS-структур с $R_N \sim 10-500$ Ом в пересчете на один контакт в пниктидах и селенидах железа, ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектры которых соответствуют ЭНМАО-режиму высокой прозрачности ($Z < 0.3-0.5$);
- для вышеуказанных структур в режиме ЭНМАО $R_N(T < T_c) \approx const$ и практически не меняется при $T = T_c$. Это указывает на то, что, хотя толщина S-слоев в стопке может быть различной (что не

влияет на R_N ниже T_c), при переходе контактной области в нормальное состояние их сопротивление остается много меньшим сопротивления барьеров (т.е. именно последнее определяет величину R_N);
 - имеет место квантованность видимых положений минимумов СГС и их воспроизводимость при нормировке $V_{\text{norm}} \equiv V_n/m$ в *целое* число раз m . Это указывает на примерную эквивалентность как площади контактов, составляющих стопку, так и их прозрачности (Z).

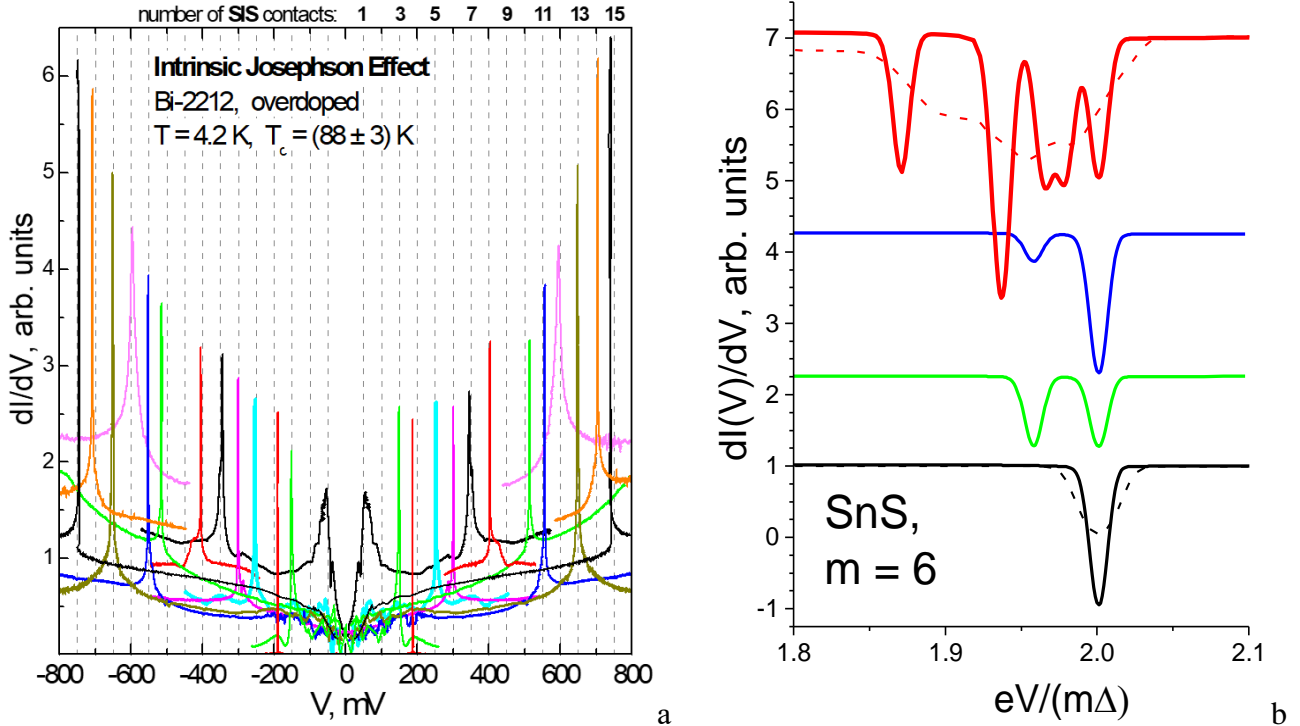


Рис. 36 — (a) $dI(V)/dV$ -спектры стопочных ($m = 1-15$) SIS-контактов, полученные в образце Bi-2212 при $T = 4.2$ K [392]. Штриховыми линиями показано ожидаемое положение СП-щелевой особенности при $eV = m \cdot 2\Delta(0)$. (b) Симуляция формы $n = 1$ андреевского минимума СГС для цепочки из $m = 6$ SnS-контактов с эквивалентными $R_{N_i} = R_N$ (черная кривая) и различными наборами неэквивалентных R_N (зеленая кривая — $R_{N_1} = R_{N_2} = R_{N_3} \neq R_N$, синяя — $R_{N_1} \neq R_N$, красная — все R_{N_i} различны). Кривые сдвинуты вдоль вертикали для удобства. Штриховыми линиями показано возможное сглаживание формы кривых.

- при увеличении m особенности $dI(V)/dV$, связанные с объемными СП-свойствами образца (не вызванными эффектом близости), становятся более резкими с увеличением числа контактов в стопке m [390,393], что указывает на уменьшение вклада поверхности в проводимость стопочного контакта по сравнению с одиночным;

- в процессе механической перестройки возможна плавная (без скачков) настройка сопротивления $m \cdot R_N$ всей стопочной структуры без изменения m , что соответствует изменению площади стопочной структуры и нормальных сопротивлений R_N каждого контакта в стопке. Также возможно изменение m (сдвиг положения eV_n на $\delta m \cdot 2\Delta/n$, где обычно $\delta m = 1-2$) при сохранении R_N в пересчете

на один контакт. Это можно объяснить «подключением» или «отключением» одного-двух контактов без значительного изменения размеров стопочной структуры.

Для однозначного определения m необходим набор значительной статистики ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектров стопочных контактов, полученных в образцах из одной закладки. При получении $dI(V)/dV$ -характеристики одиночного контакта значения m для стопочных контактов определяются подбором *целых* чисел, на которые нужно разделить (нормировать) ось смещений $dI(V)/dV$ -спектра стопочной структуры, чтобы положение всех целевых особенностей совпало с таковыми для одиночного контакта. Получение стопок, образованных в пределах одной области (размером до $d \sim 100$ нм), с небольшим различием числа контактов δm , значительно упрощает определение m , поскольку не только положение $V_n \cdot m$, но и их разность $V_n \cdot \delta m$ должны быть кратны величине $2\Delta(0)$: например, при подключении одного SnS-контакта к стопке положение фундаментальной особенности СГС ($n = 1$) сдвигается в сторону больших смещений на $2\Delta(0)$.

Важно отметить, что положение V_1 фундаментальной андреевской гармоники от СП-щели на $dI(V)/dV$ -спектре стопочной SnS-структуры на микротешине может слабо сдвигаться относительно истинной величины $2\Delta/e$. Наиболее вероятными причинами такого отклонения могут быть превышение плотности критического тока $J_c(T)$ при достижении смещений $eV \approx 2\Delta$, необходимых для наблюдения и записи этой особенности на $dI(V)/dV$ -спектре, и наличие диффузионного транспорта через контактную область. Поскольку положение $V_1(T)$ в два раза превышает $V_2(T)$, очевидно, вышеперечисленные эффекты будут оказывать наиболее сильное влияние на видимое положение первой особенности СГС. Так, например, согласно формуле (3) [324,329], температура внутри максвелловского контакта в $(V_1/V_2)^2 = 4$ раза выше при напряжении V_1 по сравнению с $V = V_2$, таким образом, для случая неидеального (небаллистического) контакта с максвелловским транспортом $V_1(T)/V_2(T) \neq const$. Аналогично, в случае превышения $J_c(T)$ при токе, соответствующем смещению $V_2 < V < V_1$, для первой гармоники будет иметь место ограничение $\Delta(T)/\Delta(0) \leq J_c(T)/J_c(0)$. Таким образом, в случае перегрева или превышения $J_c(T)$ в эксперименте температурная зависимость $V_1(T)$ будет отличаться от поведения субгармоник более высоких порядков $V_n(T)$ с $n \geq 2$. В общем случае, при наблюдаемом сдвиге положения V_1 от позиций остальных особенностей СГС амплитуда СП-щели $2\Delta(T)$ определяется на основе положений субгармоник с $n \geq 2$.

В качестве преимуществ использованного в работе метода ЭНМАО-спектроскопии баллистических SnS-контактов и стопочных структур можно перечислить [380]:

- получение чистых криогенных сколов, не подверженных быстрому загрязнению примесями;
- расположение микротрещины глубоко в объеме образца, а не на поверхности (что позволяет исследовать образцы на основе щелочных металлов, поверхность которых может деградировать,

химически реагируя с O_2 , парами H_2O и даже N_2 , а также обеспечивает теплоотвод от контактной области);

- обеспечение истинного четырехточечного подключения;
- применимость к моно- и поликристаллическим образцам *слоистых* соединений;
- планарная геометрия контакта с протеканием туннельного тока вдоль *c*-направления;
- возможность создания десятков одиночных и стопочных контактов с различным R_N в одном и том же образце в процессе одного эксперимента, что способствует набору значительной статистики данных и контролю их воспроизводимости;
- минимизация паразитного вклада поверхностных эффектов в туннельную проводимость стопочной структуры по сравнению с таковой для одиночного SnS-контакта;
- в образцах некоторых сверхпроводников возможна реализация двух методов спектроскопии: джозефсоновской спектроскопии SIS или SNS-контактов и ЭНМАО-спектроскопии SnS-контактов;
- локальное измерение энергетических параметров СП-состояния с разрешающей способностью ~ 10 мкэВ в пределах контактной области размером $d \sim 10\text{--}50$ нм.

Отметим, что для получаемых туннельных структур локальная критическая температура перехода контактной области в нормальное состояние T_c^{local} обычно близка к температуре СП-перехода $T_c^{R=0}$ по данным $R(T)$ объемного образца. Величина T_c^{local} для исследованных SnS-структур оценивалась на основе соответствующей температурной зависимости $\Delta(T)$ как температура, при которой аппроксимация $\Delta_{fit}(T)$ обращается в ноль. Для однощелевых сверхпроводников в качестве $\Delta_{fit}(T)$ использовалась однозонная БКШ-образная функция, для двухщелевых — зависимости $\Delta_{L,S}(T)$, рассчитанные в рамках двухзонного подхода [384] на основе уравнений Москаленко и Сула [212–214].

2.4. Виды получаемых туннельных структур в поликристаллических и монокристаллических образцах слоистых соединений

Рассмотрим основные типы туннельных структур, которые можно сформировать с помощью техники ПМРКМ в моно- или поликристаллическом образце слоистого железосодержащего сверхпроводника. Тип и эквивалентная схема получаемой туннельной структуры определяется на основе вида ВАХ, примеры которых приведены на Рис. 37 для поликристаллов $CaKFe_4As_4$ (а,

b, d, e) и композитных образцов $K_{0.8}Fe_{1.7}(Se,S)_2$ с естественным фазовым расслоением (с,f). Случаи (a, b, d, e) также типичны для поликристаллов семейства Ва-122. ВАХ с отсутствием сверхтоковой ветви и избыточным током относительно омической зависимости (пунктирная линия) на Рис. 37e соответствует «чистому» SnS-режиму высокой прозрачности и характерна для всех исследованных в работе образцов, как моно-, так и поликристаллических, а также может быть получена при прохождении микротрещины через СП-кристаллит ферроселенидов семейства 122-Se. ВАХ, показанные на Рис. 37a,b,d, более типичны для поликристаллов сверхпроводников семейств Ва-122 и 1144.

ВАХ на Рис. 37a демонстрирует практически вертикальную сверхтоковую ветвь (небольшой наклон может быть вызван присутствием последовательно подключенного резистора), что означает наличие фазовой когерентности между СП-берегами. При этом типичные значения $R_N \sim 0.1\text{--}2$ Ом подобных структур и заметное возрастание $R_N(T)$ как ниже, так и выше T_c , близкое к $R(T)$ объемного образца, указывают на их большую площадь (порядка 1 мкм^2) и небаллистический режим транспорта. Можно предположить, что подобные низкоомные структуры соответствуют контакту зерно-зерно, электрически эквивалентному ScS-типу. В качестве c -слоя в этом случае может выступать как сужение (СП-закоротка), так и туннельный барьер с параметром Маккамбера-Стюарта $\beta \rightarrow 0$.

ВАХ гибридных структур, представляющих собой параллельно и последовательно подключенные SnS и ScS-контакты, приведены на Рис. 37b,c,d, соответственно. При параллельном подключении к источнику постоянного тока (Рис. 37b) до превышения амплитуды сверхтока в ScS-канале в гибридной структуре отсутствует падение напряжения и наблюдается вертикальная сверхтоковая ветвь. При превышении амплитуды сверхтока $I > I_c$, в случае если $R_{ScS} > R_{SnS}$, основной вклад в туннельный ток дает SnS-контакт, поэтому на квазичастичной ветви наблюдается андреевский «пьедестал» и избыточный ток относительно омической зависимости. При последовательном подключении (см. Рис. 37d) наблюдение вертикальной сверхтоковой ветви ScS-контакта становится невозможным, поэтому при малых токах $I < I_c$ ВАХ гибридной структуры повторяет форму андреевского «пьедестала». В момент превышения критического тока $I^* = I_c$ ВАХ последовательной ScS-SnS-структуры демонстрирует горизонтальные вольтовые плато — «срывы» ($c R \rightarrow \infty$), характерные для «чистого» фазово-когерентного ScS-режима.

Следует отметить, что по данным измерения ВАХ, аналогичных представленным на Рис. 37a,b,d, могут быть получены температурные зависимости $I_c(T)$ двух типов: (i) практически не меняющаяся при $T < T_c/3$ зависимость $I_c^{\text{bulk}}(T)$, описываемая температурной зависимостью концентрации куперовских пар в объеме сверхпроводника, и (ii) начинающая быстро убывать при

$T^{\text{GB}} \ll T_c$ зависимость $I_c^{\text{GB}}(T)$, типичная для макроскопического СП-параметра порядка, образующегося *на поверхности* СП-кристаллита. Для качественного описания температурной зависимости $I_c^{\text{bulk}}(T)$ можно использовать формулу теории БКШ [158] для концентрации куперовских пар

$$\frac{I_c^{\text{bulk}}(T)}{I_c^{\text{bulk}}(0)} = \frac{\Delta(T)}{\Delta(0)} \cdot \tanh \frac{\Delta(T)}{2k_B T} \equiv \frac{\rho_S(T)}{\rho_S(0)} \quad (22)$$

В двухзонном приближении для ScS-структуры, содержащей СП-закоротку, вводя весовой коэффициент ω , можно записать

$$\frac{I_c^{\text{bulk}}(T)}{I_c^{\text{bulk}}(0)} = \omega \cdot \frac{\Delta_L(T)}{\Delta_L(0)} \cdot \tanh \frac{\Delta_L(T)}{2k_B T} + (1 - \omega) \cdot \frac{\Delta_S(T)}{\Delta_S(0)} \cdot \tanh \frac{\Delta_S(T)}{2k_B T}, \quad (23)$$

Отметим, что получение зависимости «объемного» сверхтока $I_c^{\text{bulk}}(T)$ необходимо с фундаментальной точки зрения, в то время как исследование температурного поведения «поверхностного» сверхтока $I_c^{\text{GB}}(T)$ представляет значительный интерес для различных прикладных задач. Известно, что на величину плотности критического тока $J_c(T)$ гранулированных ВТСП в первую очередь оказывают влияние такие свойства материала, как взаимная ориентация зерен, их средний размер и, соответственно, площадь поверхности, которая служит центрами пиннинга вихрей, дающих максимальный вклад в процессы диссипации в сверхпроводнике в магнитном поле, а также качество межзеренных границ, выступающих в роли «слабой связи» при $H = 0$ [394–397]. Например, в ВТСП-купратах семейства YBaCuO разориентация зерен считается основной причиной понижения $J_c^{\text{GB}}(0)$ относительно $J_c^{\text{bulk}}(0)$ на несколько порядков с предельным углом разориентации $\theta_{\text{GB}} \approx 3\text{--}5^\circ$ (при превышении которого $J_c^{\text{GB}}(0)$ начинает убывать экспоненциально) [396], в то время как в пниктидах семейства VKFA он достигает $\theta_{\text{GB}} \approx 8\text{--}9^\circ$ [397]. Другими причинами понижения J_c^{GB} при $T \leq T^{\text{GB}}$ являются образование поверхностных фаз, деградация СП-свойств на поверхности зерен, возникающая, например, из-за неравномерного распределения допанта, отличающегося от объемного, или перестройки зонной структуры. В этом случае свойства межзеренной границы и J_c^{GB} определяются эффектом близости [398–400].

Хотя прямое определение площади контакта на микротрещине, а следовательно, и абсолютной величины $J_c(0)$ невозможно, свойства межзеренных границ в гранулированных образцах слоистых соединений могут быть исследованы нами на основе температурных зависимостей сверхтока $I_c^{\text{GB}}(T)$ при $H = 0$. Таким образом, с помощью туннельной спектроскопии гибридных ScS-SnS-структур (см. Рис. 37a,b,d) возможно определение температурного диапазона $T \leq T^{\text{GB}}$ использования гранулированных образцов пниктидов и селенидов семейств 122 и 1144 для сильноточных применений.

В композитных образцах ферроселенидов семейства 122-Se также возможно прохождение микротрещины через кристалл диэлектрической 245-фазы, что позволяет наблюдать ВАХ, соответствующие туннельным структурам типа изолятор-барьер-изолятор IcI (Рис. 37c,f). Такие ВАХ

не имеют сверхтоковой ветви и соответствуют диапазону $R_N \sim 100\text{--}1000$ Ом в пересчете на один контакт, что на порядок превышает типичные нормальные сопротивления баллистических SnS-контактов. Заметный рост тока при малых eV можно смоделировать присутствием SnS-контакта высокой прозрачности или нормального резистора в параллель (см. Рис. 37f). Другой характерной особенностью подобных зависимостей является наличие недостатка тока во всем диапазоне смещений, а также отсутствие заметного температурного изменения как формы ВАХ, так и положения «туннельной» особенности (резкого роста тока, соответствующего максимуму $dI(V)/dV$) при СП-переходе. Можно предположить, что положение «туннельной» особенности определяется величиной энергии активации 245-фазы, однако это требует дополнительного теоретического обоснования, отсутствующего на данный момент.

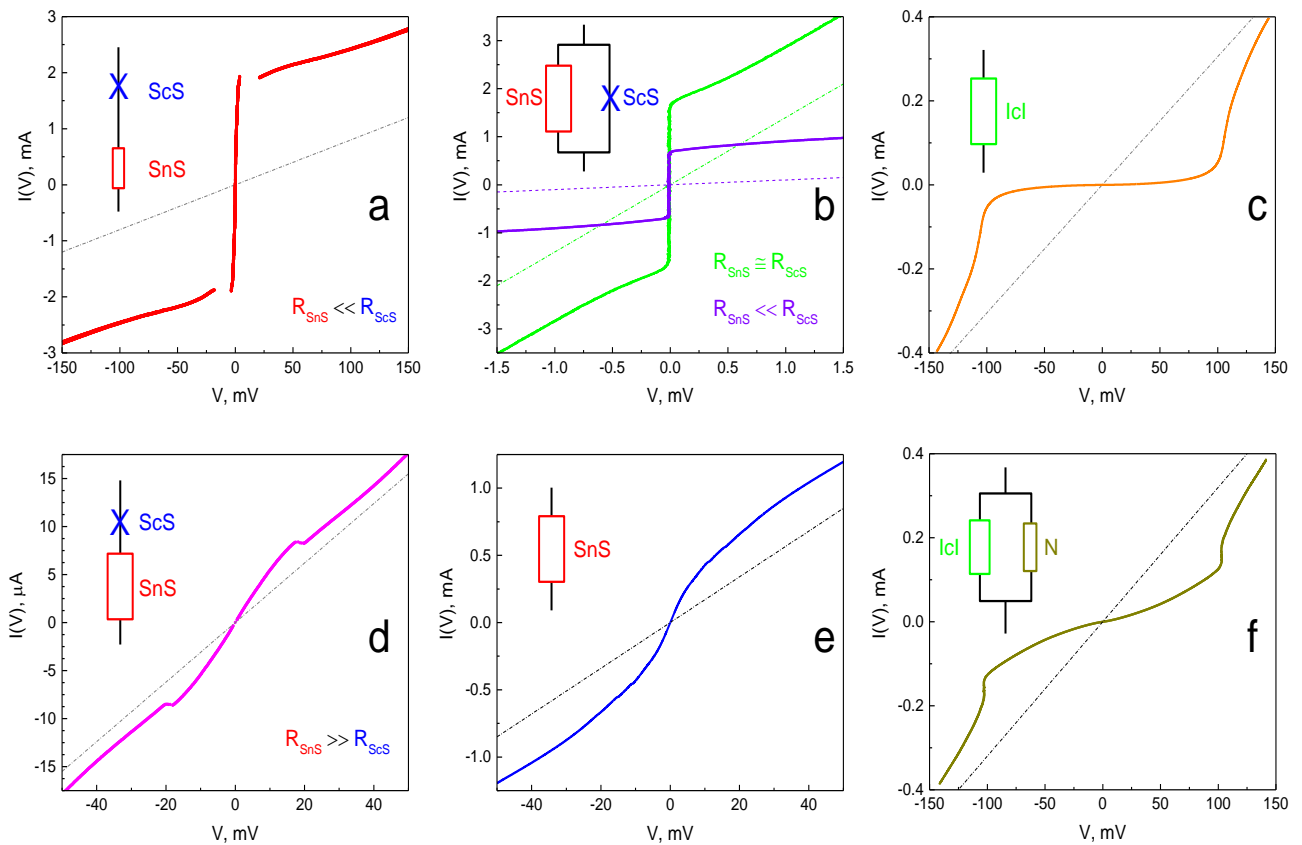


Рис. 37 — Виды туннельных структур, типично получаемых в поликристаллических образцах при прохождении микротрещины через СП-область (на примере $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$, a,b,d,e), а также в селенидах семейства 122-Se при прохождении микротрещины через диэлектрическую область (на примере $\text{K}_{0.8}\text{Fe}_{1.8}(\text{Se},\text{S})_2$, c,f). Предполагаемые эквивалентные схемы приведены на рисунках, соответствующие омические зависимости при $T > T_c$ показаны пунктирными линиями.

2.5. Техника измерения $I(V)$ и $dI(V)/dV$ -характеристик туннельных структур

Основой измерительной установки является многофункциональное устройство скоростного ввода-вывода «АТ-МЮ-16Х» фирмы National Instruments, реализованное в виде платы для персонального компьютера. Это устройство используется в качестве источников как постоянного, так и переменного тока, а также для скоростного многоканального измерения напряжения. Плата оснащена одним 16-битным аналого-цифровым преобразователем (АЦП) с программируемым предусилителем, частота преобразования аналоговый сигнал-цифра составляет 100 кГц для одного канала ввода, максимальная чувствительность в биполярном режиме ~ 3 мкВ. Также на плате находятся два 16-битных цифро-аналоговых преобразователя (ЦАП), один из которых является «умножающим» (ЦАП 0, Рис. 38) и может быть запитан внешним источником (в т.ч. переменного) напряжения. В режиме источника тока ЦАП'ы могут дать до 5 мА.

Измерение ВАХ реализовано с помощью квазистационарного изменения тока, подающегося с первого ЦАП'а, при котором значение тока меняется в заданном пользователем диапазоне, а измерение соответствующих напряжений происходит в моменты фиксации тока. В результате ВАХ может быть записана прецизионно или в осциллографическом режиме с частотами 4–10 Гц. Поскольку величина сопротивления исследуемых объектов может быть любой ($R_N = 0-\infty$), то использование именно источника тока, а не источника напряжения является необходимым. В нашей измерительной установке каждая ВАХ записывалась в двух направлениях, как с ростом тока, так и с его уменьшением. Перед записью ВАХ система измеряла разность потенциалов для нулевого тока, определяя паразитную термо-ЭДС, на величину которой далее проводилась коррекция значений измеряемого напряжения. С помощью калиброванного сопротивления мы определили, что абсолютная точность записи ВАХ составляет порядка 0.05 %.

Зависимость первой производной ВАХ от напряжения, т.е. характеристика динамической проводимости, регистрировалась в работе модуляционным методом. В нашем случае он заключается в активной стабилизации амплитуды модулирующего напряжения на образце, а не амплитуды переменного тока с образца путем скоростного подбора амплитуды модулирующего тока (ЦАП 0) при фиксированном значении постоянной составляющей источника тока (ЦАП 1). Поскольку на ВАХ туннельных контактов на базе сверхпроводников ожидается появление горизонтальных участков, то стабилизация амплитуды переменного напряжения на образце является предпочтительной. Еще одним преимуществом записи $dI(V)/dV$ в отличие от dV/dI -характеристик является тот факт, что при подключении в параллель к образцу омического сопротивления

зависимость динамической проводимости образца смещается вверх строго параллельно. Последнее особенно актуально в случае использования техники ПМРКМ из-за возможности появления контактов в параллель к исследуемому.

Если полный ток, проходящий через образец, $I = I_0 + i \cdot \cos(\omega t)$, где $\omega = 2\pi f$, а i — амплитуда тока модуляции, то напряжение на контактах образца в этом случае может быть записано в виде разложения в ряд Тейлора:

$$V(I) = V(I_0) + \frac{dV(I_0)}{dI} i \cos(\omega t) + \frac{d^2V(I_0)}{dI^2} \frac{i^2}{4} [1 + \cos(2\omega t)] + \dots \quad (24)$$

При постоянстве амплитуды переменного напряжения на потенциальных контактах образца (когда $i \cdot dV/dI = const$) амплитуда тока модуляции будет пропорциональна динамической проводимости исследуемого контакта: $i \propto dI(V)/dV$.

Для быстрого подбора и установки амплитуды модуляционного тока необходима скоростная автоматическая система баланса цифрового моста, работающей на переменном токе [401], прообразом которой являлась установка для записи $dI(V)/dV$ -характеристик туннельных контактов на базе аналоговых приборов [402]. В зависимости от выбранного режима качества записи на фиксацию спектра динамической проводимости уходит от 30 до 100 сек.

Рассмотрим работу вышеназванной системы баланса моста более подробно. Ток модуляции малой амплитуды частоты порядка 800–900 Гц попадает с «умножающего» ЦАП 0 через делитель на исследуемый образец. Амплитуда переменного напряжения с потенциальных контактов образца посредством работы моста сравнивается с эталонной амплитудой (< 0.1 мВ) того же сигнала синусоидальной формы на эталонном сопротивлении. Сигнал разбаланса моста, т.е. разность этих двух сигналов, приходит на аналоговый селективный узкополосный усилитель с фазовым детектором (Lock-In нановольтметр, см. Рис. 38), который синхронизован тем же синусоидальным сигналом. Lock-In в этой схеме выполняет роль нуль-детектора, очищая и усиливая сигнал разбаланса и переводя его в напряжение постоянной величины, которое в режиме реального времени фиксируется одним из каналов АЦП, превращаясь в код разбаланса моста (КРМ).

Для скоростного поддержания баланса цифрового моста используется т.н. ПИД-алгоритм, в котором управляющий код формируется как $(\text{ПИД}) = \alpha(\text{КРМ}) + \beta \int (\text{КРМ}) dt + \gamma (d(\text{КРМ})/dt)$, где аббревиатура ПИД отражает присутствие в выражении трех слагаемых: пропорционального, интегрального и дифференциального. При переводе систем, обладающих инерцией, из одного метастабильного состояния в другое автоматическим системам регулирования обычно свойственно обладать динамической и статической ошибками. В нашем случае из-за дискретности значений постоянного измерительного тока и квазистационарного движения по ВАХ (от точки к точке) динамическая ошибка отсутствует. Достаточно большое значение коэффициента β перед инте-

гральным членом минимизирует статическую ошибку, переводя динамическую систему в астатический режим. Система судит о том, что цифровой мост успешно сбалансирован, по минимизации КРМ, который не должен превышать заранее установленного небольшого значения. В состоянии, близком к балансу, значение ПИД по сути определяется только вторым интегральным членом. Таким образом, получается, что ПИД-код, записанный в «умножающем» ЦАП'е, дает необходимое масштабирование амплитуды токового модуляционного сигнала и пропорционален углу наклона ВАХ в измеряемой точке (см. формулу (24)).

После измерения производной ВАХ (занимает 0.5–1.5 мсек) система должна измерить соответствующее этой точке по току значение постоянного напряжения, что невозможно сделать за одно измерение из-за того, что напряжение с образца естественно имеет модуляционную составляющую. Поэтому приходится усреднять по времени величину смещения с образца, что увеличивает время измерения одной точки производной более чем на порядок (20–40 мсек). Далее по команде ЦАП 1 на один шаг меняет величину постоянного тока через образец, следящая система получает новый КРМ от Lock-In нановольтметра, вновь пытается сохранить баланс моста, стабилизируя амплитуду переменного напряжения на образце по сравнению с эталонной, и добиться выполнения условия $i \cdot dV/dI = const$ во всех точках ВАХ.

В целом, системы ПИД-регуляции необходимы для оптимизации и ускорения процессов балансировки, но им свойственен ряд типичных проблем, включающих выработку ответа на резкое изменение внешних условий (удар), когда КРМ очень велик, а также сохранение устойчивого режима работы и, соответственно, высокого быстродействия в относительно небольшом интервале между аperiodическим и автоколебательным режимами. Обе проблемы решаются подбором необходимого уровня демпфирования. В нашем случае для устранения первой проблемы при высоких значениях КРМ введено ограничение величины ПИД и ее нелинейная зависимость от КРМ. Вторая проблема (т.е. выбор устойчивого режима работы) в целом решается настройкой «жесткости» системы путем подбора коэффициентов α и γ . К сожалению, на горизонтальных участках ВАХ «жесткость» системы сильно возрастает, что может приводить к возникновению автоколебаний. Для нашей регулирующей системы это решено с помощью искусственного ослабления КРМ.

Температура измерялась с помощью калиброванного в диапазоне $T = 2.5\text{--}230$ К полупроводникового резистора, помещенного чуть ниже образца. Для измерения температурной зависимости сопротивления образца нами используется четырехконтактная схема подключения как самого образца, так и резистивного термодатчика, соответственно, к каждому из них через криогенную вставку подходит две витые пары. Управляющий модуль производит многократное измерение сопротивления, чтобы достичь заданного качества, а также коммутацию тока. При измерении сопротивления термометра при низких температурах модуль использует минимальный ток и сле-

дит за тем, чтобы разность потенциалов с термометра не превышала установленное значение для исключения его перегрева. Абсолютная точность в измерении температуры достигает ≈ 0.2 К, а относительная точность составляет ≈ 0.002 К в интервале $T = 2.5\text{--}30$ К; в интервале $T = 30\text{--}130$ К абсолютная точность ≈ 0.4 К, относительная — примерно 0.02 К.

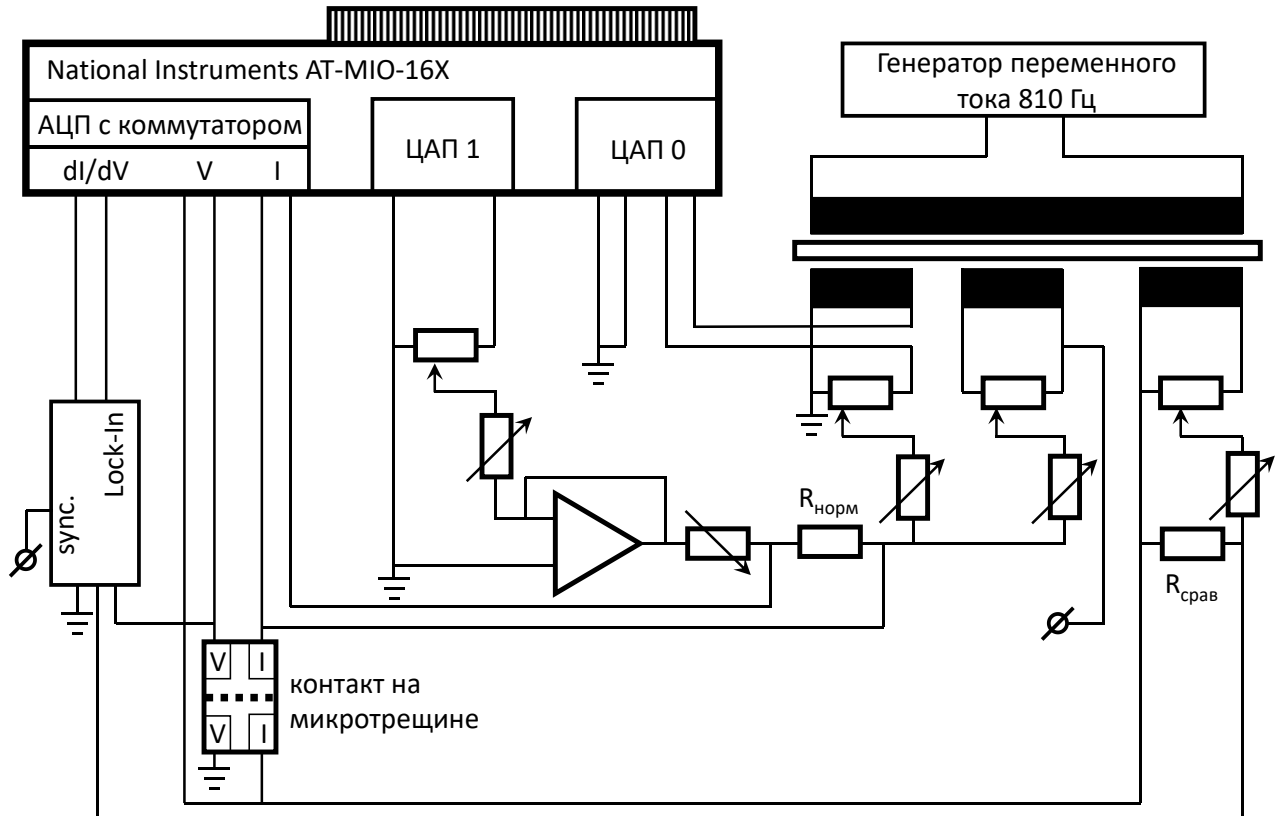


Рис. 38 — Упрощенная блок-схема автоматического цифрового моста для записи $R(T)$, $I(V)$ и $dI(V)/dV$ -характеристик туннельных контактов на микротрещине. ЦАП 0 является «умножающим», т.е. может быть запитан от внешнего источника переменного напряжения.

2.6. Характеристики исследованных образцов

Приготовление реакционных смесей для синтеза всех образцов, а также отбор кристаллов $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ и ферроселенидов семейства 122-Se (деградирующих на открытом воздухе) и их подготовка для проведения экспериментов были проведены в аргоновом перчаточном боксе с концентрацией кислорода и паров воды менее 0.1 мдм.

Монокристаллы $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ с различной степенью электронного замещения принадлежали трем различным сериям: BНК (недодопированные составы, номинальные значения $x = 0.08\text{--}0.1$), BNP (передопированные составы, $x = 0.12, 0.14$), BNM (слабо недодопированные составы, близкие к оптимальному, $x = 0.096$).

Образцы серий BNK и BNP были выращены К.С. Перваковым и В.А. Власенко в Физическом институте им. П.Н. Лебедева Российской академии наук (ФИАН) с помощью метода раствор-расплав («self-flux») с использованием в качестве флюса шихты, содержащей компоненты, входящие в состав кристаллов, в данном случае FeAs. Детали синтеза и первичной характеристики образцов более подробно обсуждаются в работах [24,403]. Исходные компоненты (Ba, FeAs и NiAs) высокой чистоты смешивались в молярной пропорции $1:5(1-x):5x$, помещались в корундовый тигель объемом 3 см^3 , запаивались в кварцевые трубки с остаточным давлением аргона 0.2 атм и загружались в трубчатую печь. Далее ампула нагревалась до $T = 1200 \text{ }^\circ\text{C}$, выдерживалась при этой температуре 24 ч для гомогенизации расплава и затем охлаждалась до $1070 \text{ }^\circ\text{C}$ со скоростью $2 \text{ }^\circ\text{C/ч}$. При достижении этой температуры ампула вместе с печью из вертикального положения переворачивалась на $90^\circ\text{--}95^\circ$ для слива жидкого флюса из тигля и охлаждалась до комнатной температуры. В результате в тигле образовывались практически свободные от флюса кристаллы размерами до $(4 \times 2) \text{ мм}^2$ в *ab*-плоскости и толщиной несколько сотен мкм. Характеризация методом рентгенофазового анализа (РФА) показала отсутствие каких-либо побочных фаз [24]. Температурные зависимости сопротивления $R(T)/R(T_c)$ и магнитной восприимчивости $\chi'(T)$ монокристаллов серий BNK, BNP показаны на Рис. 39a,b,c.

Образцы серии VNM слабо недодопированного состава с $x = 0.096$, близкого к оптимальному $x = 0.1$, были выращены Х. Ло, С.Ц. Чэнь и С. Лу в Пекинской национальной лаборатории физики конденсированного состояния Института физики Китайской академии наук и предоставлены М. Абдель-Хафизом. Детали синтеза и первичной характеристики приведены в работах [175,404]. Рост осуществлялся методом «self-flux» с использованием порошка Fe/Ni-As в качестве прекурсора. Порошок Fe, Ni и измельченные кусочки As в соотношении $(2-x):x:2$ запаивались в вакуумированную кварцевую трубку. После нагрева до $T = 500^\circ$ в течение 10 часов и выдержки более 20 часов трубку нагревали до $T = 700^\circ$ со скоростью $40 \text{ }^\circ\text{C/ч}$, выдерживали 15 часов, затем охлаждали до комнатной температуры. Для гомогенизации процесс повторяли три раза, каждый раз повышая конечную температуру спекания на $20 \text{ }^\circ\text{C}$. Далее прекурсор смешивали с кусочками Ba в соотношении $\text{Ba}:\text{Fe}_{1-x/2}\text{Ni}_{x/2}\text{As} = 1:5$, где излишек Fe/Ni-As использовался в качестве флюса. Полученную смесь загружали в корундовый тигель, который запаивался в вакуумированную кварцевую трубку. Кварцевую трубку нагревали до 900° в муфельной печи и выдерживали более 10 часов для полного расплавления бария. Для выращивания монокристаллов образец нагревали до 1180° за 12 часов, выдерживали 10 часов, затем охлаждали до 1050° со скоростью $5 \text{ }^\circ\text{C/ч}$, наконец, закаливали до комнатной температуры. Монокристаллы, выращенные описанным методом, имели планарные размеры до $(10\text{--}55) \text{ мм}$ [404]. Дифрактограммы рентгеноструктурного анализа

(РСА) показали наличие интенсивных пиков $(00l)$ удвоенного набора отражений [404]. Зависимость сопротивления и магнитной восприимчивости от температуры исследованного состава с $x = 0.096$ показана на Рис. 39b,d.

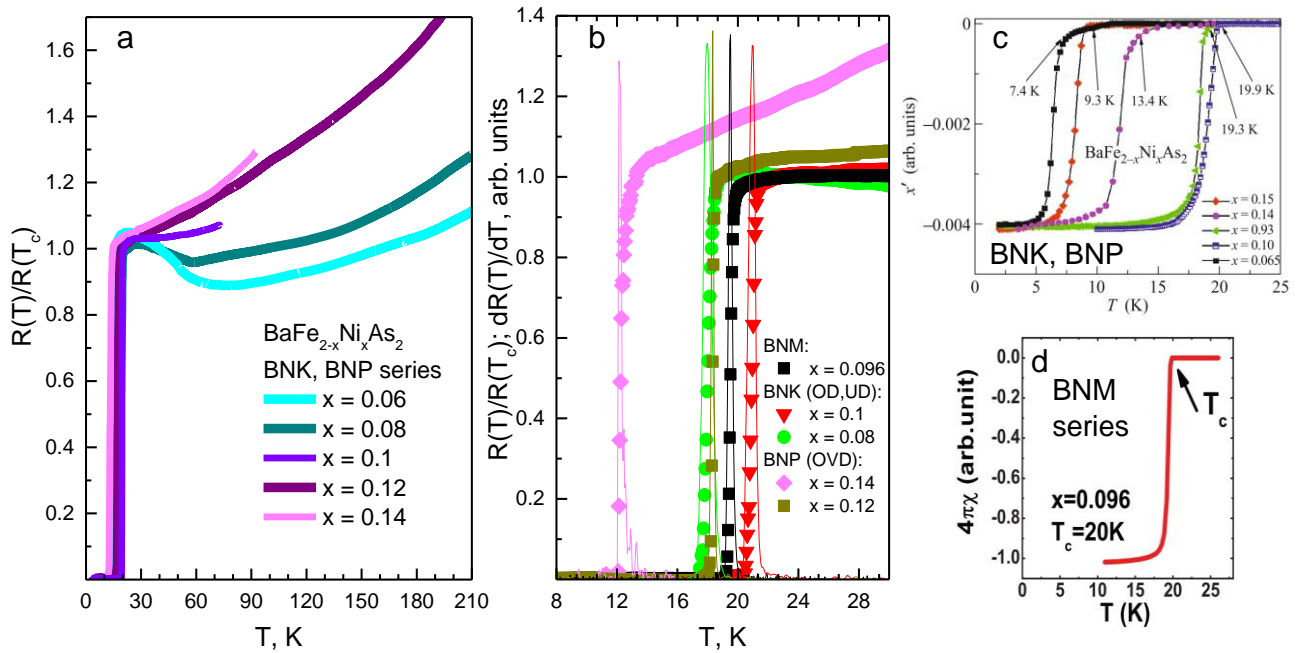


Рис. 39 — (a) Нормированная температурная зависимость сопротивления $R(T)/R(T_c)$ монокристаллов $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ недо- ($x = 0.08, 0.1$, серия BNK), оптимально и передопированных составов ($x = 0.12, 0.14$, серия BNP). (b) Детали СП-перехода на $R(T)$ (символы) и $dR(T)/dT$ (линии соответствующих цветов) монокристаллов серий BNM, BNP, BNK. Зависимость магнитной восприимчивости $\chi'(T)$ от температуры монокристаллов серий BNP, BNK (c, рисунок взят из работы [24]) и BNM (d, из работы [175]).

Для монокристаллов $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ недодопированных составов, как показано на Рис. 39a,b, выше T_c сопротивление падает, достигая минимума при $T_m \approx T_s \approx 57\text{K}$ (для номинального состава с $x = 0.08$), вызванного последовательными АФМ и структурными переходами в соответствии с фазовой диаграммой электронного замещения [18,369], а при более высоких температурах $T > T_m, T_s$ демонстрирует слабый рост (линия темно-голубого цвета на Рис. 39a). Это приводит к довольно низкому отношению сопротивления при комнатной температуре и остаточного сопротивления при $T \geq T_c$: $RRR \equiv R(300\text{K})/R(T_c) \sim 1.0-1.5$. При увеличении концентрации Ni по мере уменьшения температур T_m, T_s величина $R(T \geq T_c)$ увеличивается, и зависимость $R(T)$ становится практически горизонтальной в оптимально-допированных составах ($x \approx 0.1$, линия фиолетового цвета на Рис. 39a). В передопированных составах выше T_c наблюдается металлоподобный степенной рост сопротивления (линии бордового и розового цвета на Рис. 39a), в то время как

особенности $R(T)$, связанные со структурным и магнитным переходом, отсутствуют. Для монокристаллов серии BNM с $x = 0.096$ критическая температура, соответствующая максимуму производной $dR(T)/dT$ (линии на Рис. 39b), составила $T_c^{dR/dT} \approx 19.5$ К, что близко к $T_{c\chi}^{\text{onset}}$, соответствующей максимальной температуре, при которой магнитная восприимчивость $\chi'(T) < 0$ (Рис. 39d). Для оптимально-допированного состава серии BNP с $x = 0.1$ были достигнуты рекордно высокие критические температуры $T_c^{dR/dT} \approx 19.5$ К и $T_{cR}^{\text{onset}} \approx 21.4$ К, превышающие аналогичные значения $T_{cR}^{\text{onset}} \leq 20.2$ К по данным других групп [18]. Для недопированного состава серии BNK с $x = 0.08$ критическая температура составила $T_c^{dR/dT} \approx 18.0$ К, для передопированных (серия BNP) — $T_c^{dR/dT} \approx 18.3$ К ($x = 0.12$) и $T_c^{dR/dT} \approx 12.1$ К ($x = 0.14$), согласно данным Рис. 39b. Для гладких переходов, наблюдающихся на качественных образцах с единственной СП-фазой, температура максимума $dR(T)/dT$ соответствует температуре середины СП-перехода (при которой $R = 0.5R(T_c)$) — популярного примитивного метода определения T_c .

Поликристаллические образцы $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ были синтезированы К.С. Перваковым, В.А. Власенко и А.С. Медведевым в ФИАН [378,405]. Синтез проводили из подготовленных заранее прекурсоров CaAs , KAs и Fe_2As в мольном соотношении 1:1:2. Для синтеза прекурсоров исходные реагенты $\text{Ca}(\%)$, $\text{K}(\%)$, $\text{Fe}(\%)$ и $\text{As}(\%)$ смешивали в агатовой ступке и закладывали в корундовый тигель, который далее помещали в ниобиевый контейнер и заваривали с помощью аргонодуговой сварки в атмосфере аргона. Контейнер помещали в вакуумную трубчатую печь и в атмосфере аргона отжигали при $T = 800$ °С в течение 48 часов для CaAs и при $T = 600$ °С в течение 24 часов для KAs . Элементы Fe и As в виде дроби в стехиометрическом соотношении закладывали в кварцевую ампулу и запаивали при остаточном давлении Ar внутри нее около 0.2 бар. Ампулу отжигали в печи при $T = 900$ °С в течение 96 часов. Полученные прекурсоры размалывали и перемешивали в агатовой ступке. Порошок засыпали в корундовый тигель, который заваривали в контейнер из Nb , который затем помещали в вакуумную печь и прокаливали в аргоновой атмосфере при $T = 955$ °С в течение 6 часов. Полученный порошок перетирали в агатовой ступке и прессовали в таблетки диаметром 12 мм под давлением 10 МПа. Таблетки также помещали в ниобиевый контейнер и заваривали при помощи аргонодуговой сварки в атмосфере аргона. В результате были получены плотные поликристаллические образцы, из которых были вырезаны тонкие прямоугольные пластинки размером около $(3 \times 1.5 \times 0.3)$ мм³ для проведения туннельных экспериментов.

Температурная зависимость сопротивления $R(T)$, показанная на Рис. 40а, демонстрирует резкий СП-переход с температурами $T_{cR}^{\text{onset}} \approx 36.3$ К и $T_c^{dR/dT} \approx 36.1$ К шириной всего $\Delta T_c \approx 0.4$ К, составляющей около $0.01 T_{cR}^{\text{onset}}$ (верхняя вставка). Температура СП-перехода по данным $\chi'(T)$ —

$T_{c\chi}^{\text{onset}} \approx 36.3$ К (см. вставку к Рис. 40b). Значительное отношение $\text{RRR} = 12\text{--}13$, отсутствие дополнительных особенностей на зависимостях $R(T)$, $\chi'(T)$ и $dR(T)/dT$ при $T \approx T_c$ указывает на высокое качество образцов, однофазность и однородность их СП-свойств. Отметим, что в нормальном состоянии при $36\text{ К} < T < 225\text{ К}$ зависимость $R(T)$ согласуется с формулой Блоха-Грюнайзена: взяв для оценки температуру Дебая для $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ $T_D = 250\text{ К}$ [406] (т.е. $T_c \approx 0.15T_D$), в диапазоне $0.15T_D < T < 0.2T_D$ экспериментальная зависимость $R(T)$ показывает степенной рост и описывается функцией $R(T) \propto T^4 + \text{const}$ (нижняя вставка к Рис. 40), а при высоких температурах $T > 0.5T_D$ — стремится к линейной зависимости.

Актуальный состав образцов $\text{Ca}_{0.94}\text{K}_{0.99}\text{Fe}_{4.01}\text{As}_{3.98}$ был определен помощью энергодисперсионной спектроскопии. РФА показал однофазность образцов (Рис. 40b), параметры решетки были уточнены методом Ле Бейля и составили $a = 3.8534(12)\text{ \AA}$, $c = 12.830(5)\text{ \AA}$.

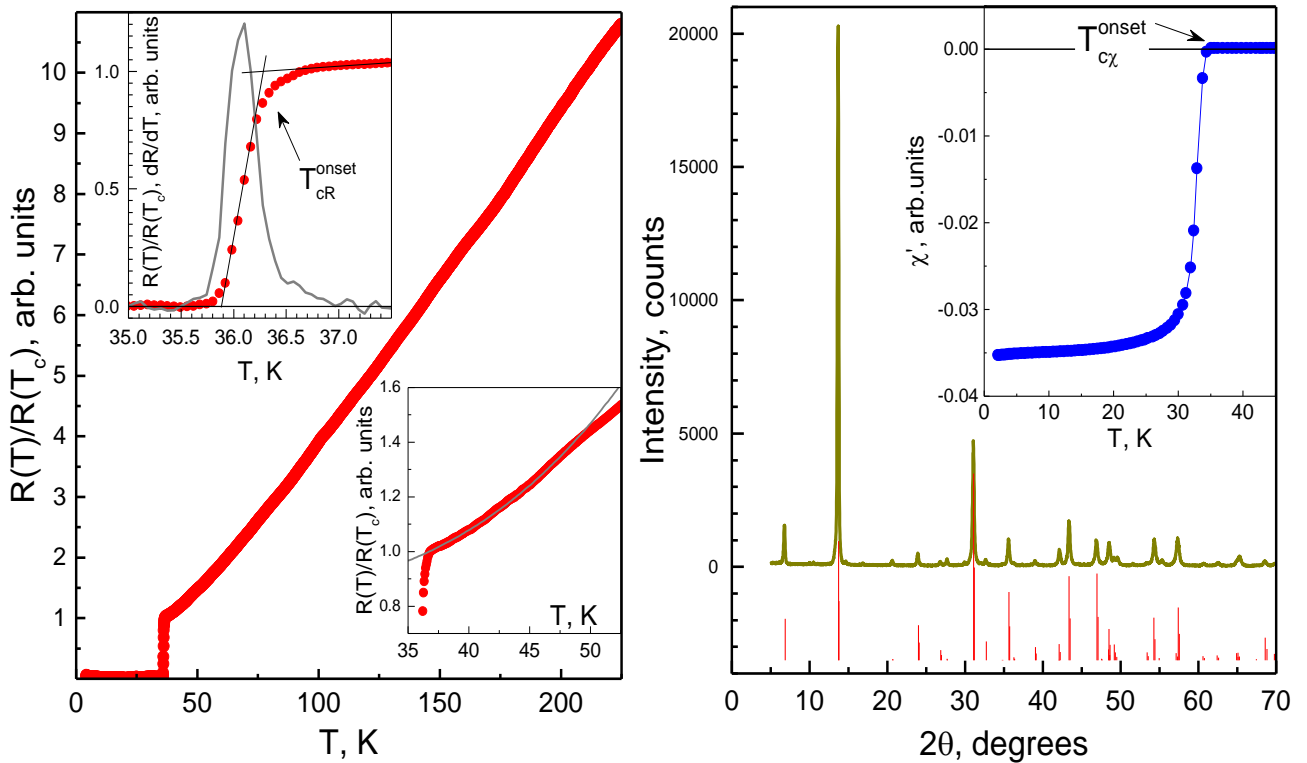


Рис. 40 — Температурная зависимость сопротивления $R(T)/R(T_c)$ (a) и магнитной восприимчивости $\chi'(T)$ (вставка к b), данные РФА (b) поликристаллов $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ из одной закладки [405,378]. На нижней вставке к (a) приведен фрагмент $R(T)/R(T_c)$ в диапазоне температур $T = 35\text{--}57.5$ К и ее аппроксимация степенной функцией (линия), на верхней вставке — детали СП-перехода и $dR(T)/dT$. Стрелками показано определение температуры T_c^{onset} по данным $R(T)$ и $\chi'(T)$.

Монокристаллы $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ были выращены А.Ю. Дегтяренко, К.С. Перваковым и В.А. Власенко в ФИАН. Рост осуществлялся из расплава собственного компонента CsAs методом

«self-flux» [407]. Для синтеза прекурсоров EuAs, Fe₂As и CsAs использовались высокочистые элементы Eu (99.95%), Fe (99.98%), Cs (99.99%), As (99.9999%). Фазовый анализ прекурсоров осуществляли методом порошковой дифрактометрии на рентгеновском дифрактометре Rigaku Miniflex 600. Полученные прекурсоры EuAs, Fe₂As и взятый с избытком CsAs смешивали в стехиометрическом соотношении 1:2:(1 + y), соответственно, где y = 2.2, засыпали в корундовые тигли и заваривали в танталовом контейнере в атмосфере аргона высокой чистоты. Далее проводили многоступенчатую термообработку: нагрев до 1200° в течение 10 часов с дальнейшей выдержкой в течение 10 ч для гомогенизации расплава, медленное охлаждение со скоростью 2 °С/ч до температуры T = 920 °С и выдержкой при данной температуре 15 ч, затем охлаждение до комнатной температуры за 6 ч.

В результате были получены монокристаллы EuCsFe₄As₄ достаточно крупного планарного размера до (2.5×2) мм². Температурная зависимость сопротивления монокристалла EuCsFe₄As₄ приведена на Рис. 41а. Критическая температура T_{CR}^{onset} ≈ 37.1 К оказалась выше аналогичного значения T_c ≈ 35 К, достигнутого другими группами [94,95]. На высокую степень однородности СП-свойств, как показано на вставке к Рис. 41а, указывает небольшая ширина СП-перехода ΔT_c ≈ 0.7 К ≈ 2% T_{CR}^{onset} и отсутствие дополнительных особенностей производной dR(T)/dT на СП-переходе, имеющей максимум при T_c^{dR/dT} ≈ 36.8 К. Зависимость магнитной восприимчивости от температуры (Рис. 41б) также демонстрирует резкий скачок при T_{cχ}^{onset} ≈ 36.7 К, связанный с переходом фазы 1144 в СП-состояние, а также две особенности ниже T_c: температура T_m¹¹⁴⁴ ≈ 15 К соответствует геликоидальному магнитному упорядочению подрешетки Eu²⁺ основной фазы 1144, а T_m¹²² ≈ 19 К — АФМ-переходу в ВСП-состояние следовых количеств паразитной несверхпроводящей фазы EuFe₂As₂.

Структурные и магнитные переходы выше T_c отсутствуют на температурных зависимостях R(T) исследованных кристаллов CaKFe₄As₄ и EuCsFe₄As₄ в соответствии с фазовой диаграммой [100].

Образцы ферроселенидов с тремя типами изовалентного замещения и номинальными составами (K_{0.8}Na_{0.2})_{0.8}Fe₂Se₂, K_{0.8}Fe₂(S_{0.25}Se_{0.75})₂ и (Na_{0.3}K_{0.3}Rb_{0.3})_{0.8}Fe_{2-y}Se₂ были выращены д.х.н. проф. И.В. Морозовым, А.И. Шиловым и Е.О. Рахмановым на кафедре неорганической химии Химического факультета Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова [408–410]. В качестве исходных реагентов для синтеза ферроселенидов использовали простые вещества: Se (гранулы), металлические Fe (порошок, 99.97%), Na (99.5%), K (99.5%), Rb (99.5%). Кристаллы были получены путем трехстадийного синтеза. На первом этапе для синтеза FeSe и FeS_{0.25}Se_{0.75} исходные реагенты в стехиометрическом соотношении растирали в ступке и помещали в вакуумированные кварцевые ампулы. Для синтеза FeSe ампулу нагревали в муфельной печи до 750°С и выдерживали в течение 48 ч, а для получения FeS_{0.25}Se_{0.75} — до 700°С в течение 24 ч.

На второй стадии для синтеза прекурсоров $\text{Na}_{0.8}\text{Fe}_2\text{Se}_2$, $\text{K}_{0.8}\text{Fe}_2\text{Se}_2$, $\text{K}_{0.8}\text{Fe}_2(\text{Se}_{0.75}\text{S}_{0.25})_2$ и $(\text{K}_{0.3}\text{Na}_{0.3}\text{Rb}_{0.3})_{0.8}\text{Fe}_2\text{Se}_2$ к перетертому и помещенному в кварцевую ампулу FeSe добавляли маленькие кусочки соответствующих щелочных металлов A в мольном соотношении $A:\text{FeSe} = 0.8:2$. Вакуумированную ампулу запаивали и после этого нагревали в течение 6 ч при $T = 400^\circ\text{C}$, затем дополнительно выдерживали при $T = 700^\circ\text{C}$ в течение 10 ч. На заключительном этапе полученный спекшийся продукт тщательно перетерли в агатовой ступке и переносили в алундовый тигель, который затем изолировали в вакуумированной кварцевой ампуле. Далее эту ампулу помещали в кварцевую ампулу большего диаметра и запаивали под вакуумом. Полученную сборку нагревали в печи до 1050°C , выдерживали в течение 10 ч, после этого охлаждали до 750°C [для синтеза $(\text{K}_{0.8}\text{Na}_{0.2})_{0.8}\text{Fe}_2\text{Se}_2$] или 730°C [$\text{K}_{0.8}\text{Fe}_2(\text{S}_{0.25}\text{Se}_{0.75})_2$ и $(\text{Na}_{0.3}\text{K}_{0.3}\text{Rb}_{0.3})_{0.8}\text{Fe}_{2-y}\text{Se}_2$] со скоростью $6^\circ\text{C}/\text{ч}$ и закаливали в воду.

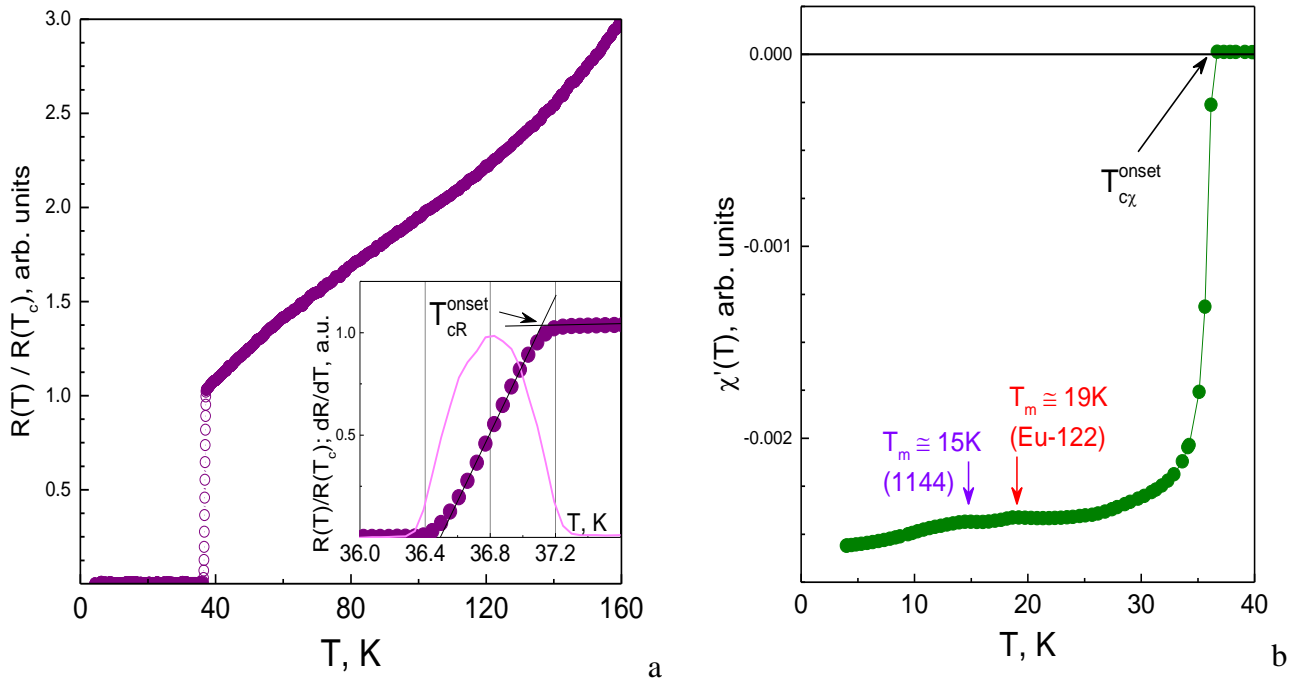


Рис. 41 — Температурная зависимость сопротивления $R(T)/R(T_c)$ (a) и магнитной восприимчивости $\chi'(T)$ (b) монокристалла $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ [407]. На вставке к (a) приведены детали СП-перехода и $dR(T)/dT$.

Полученные кристаллы представляли собой сростки крупных пластинок с бронзовым металлическим отливом. Анализ микроструктуры полученных кристаллов был выполнен с помощью рентгеноспектрального микроанализа с энергодисперсионным детектором (INCA X-sight, Oxford Instruments), установленном на электронном микроскопе JEOL JSM 6490 LV (Рис. 42a,b). Актуальный состав кристаллов: $(\text{K}_{0.82(2)}\text{Na}_{0.17(2)})_{0.89(3)}\text{Fe}_{1.69(2)}\text{Se}_{2.00(2)}$ (далее — KNFS), $\text{K}_{0.78(7)}\text{Fe}_{1.70(4)}(\text{Se}_{0.73(3)}\text{S}_{0.27(2)})_2$ (KFSS), $\text{Na}_{0.28}\text{K}_{0.24}\text{Rb}_{0.25}\text{Fe}_{1.74}\text{Se}_{2.00}$ (NKRFS).

Интересно отметить, что микроструктура ферроселенидов NKRFs с тремя щелочными металлами показала сосуществование трех фаз (Рис. 42а,б) [409]: области темного цвета соответствуют 245-фазе, линии мелкой паутинкообразной сетки внутри темных 245-областей — СП-фазе со структурой типа 122, а светлые линии толстой «прямоугольной» сетки толщиной 0.2–1 мкм — третьей, ранее неизвестной фазе состава $\text{Na}_{0.48(4)}\text{K}_{0.185(11)}\text{Rb}_{0.25(4)}\text{Fe}_{1.64(3)}\text{Se}_{2.000(9)}$ с избытком Na и дефицитом K и Fe.

Рентгеновская дифракция от плоскости (*ab*) показала для всех образцов характерную для ферроселенидов картину удвоенного набора отражений $00l$ (Рис. 42с), соответствующих основной 245-фазе с параметром решетки $c = 14.030(2)$ Å. Линии, соответствующие 122-фазе, с близким значением $c = 14.051(3)$ Å проявляются в виде уширения пиков 008, 0010, 0012 со стороны меньших углов. РСА кристаллов NRKFS (Рис. 42д) показал их высокое качество и соответствие состава данным элементного анализа; параметры решетки составили $a = 3.8795(7)$ Å, $c = 14.369(5)$ Å.

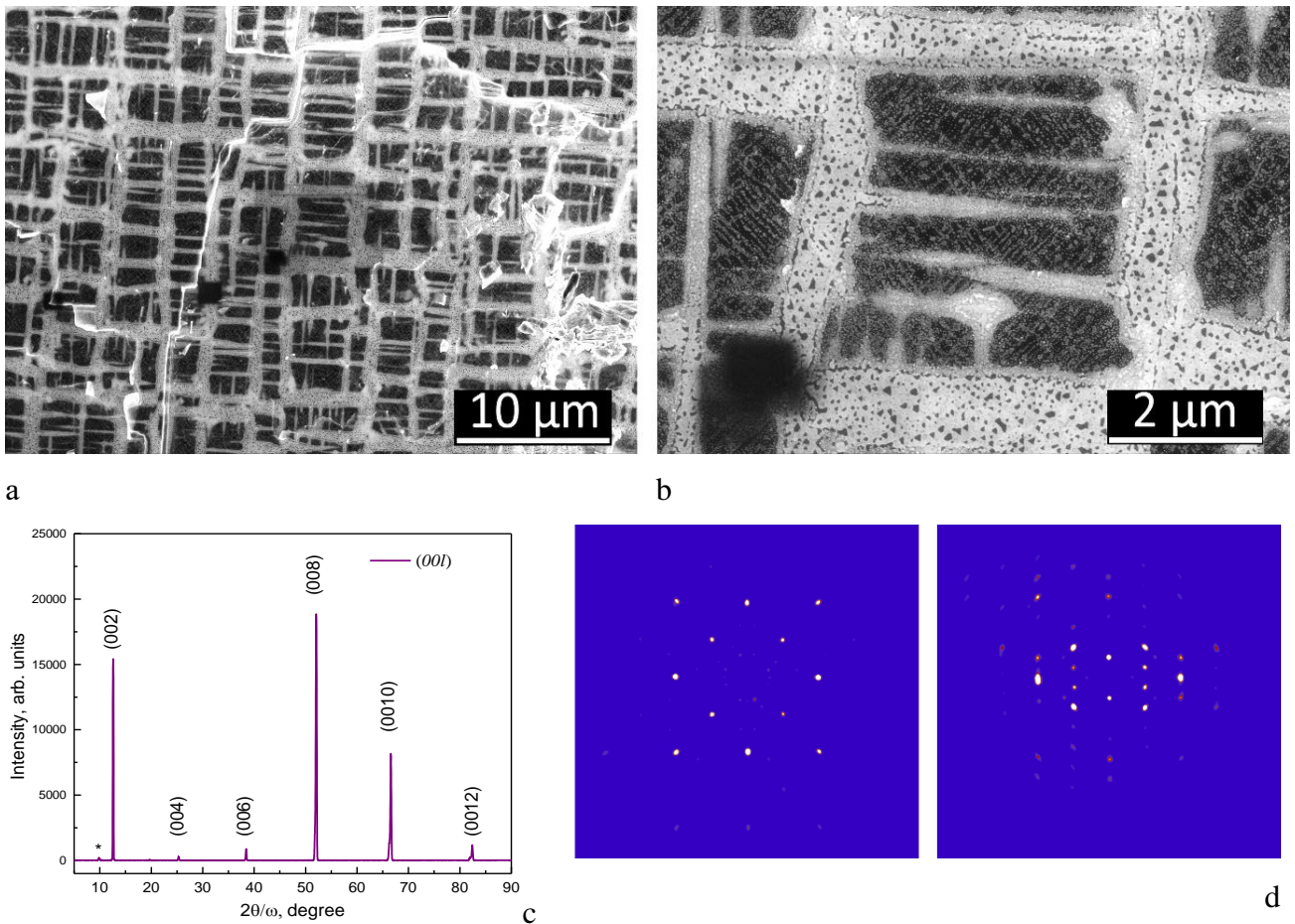


Рис. 42 — (а,б) Морфология поверхности кристаллов NKRFs, полученная с помощью сканирующего электронного микроскопа [409]. (с) Данные РФА кристалла KFSS [408]. (д) Данные РСА кристалла NKRFs в направлениях (001) и (010), предоставленные А.И. Шиловым.

На температурных зависимостях сопротивления и магнитной восприимчивости для ферроселенидов KFSS, KNFS и NKRFS (Рис. 43–45) наблюдаются резкие СП-переходы, не содержащие дополнительных особенностей, что указывает на присутствие единственной СП-фазы. По данным $R(T)$ на Рис. 43–45 критические температуры составляют: $T_c^{\text{onset}} \approx 26.1$ К, $T_c^{\text{dR/dT}} \approx 25.6$ К, $\Delta T_c \approx 1.1$ К (KFSS); $T_c^{\text{onset}} \approx 30.6$ К, $T_c^{\text{dR/dT}} \approx 30.3$ К, $\Delta T_c \approx 0.7$ К (KNFS); $T_c^{\text{onset}} \approx 33.2$ К, $T_c^{\text{dR/dT}} \approx 32.9$ К, $\Delta T_c \approx 0.6$ К (NKRFS). Небольшая ширина СП-переходов $\Delta T_c \approx 0.03 T_c^{\text{dR/dT}}$ для кристаллов KNFS, $0.04 T_c^{\text{dR/dT}}$ для KFSS и около $0.02 T_c^{\text{dR/dT}}$ для NKRFS указывает на высокую степени однородности СП-свойств.

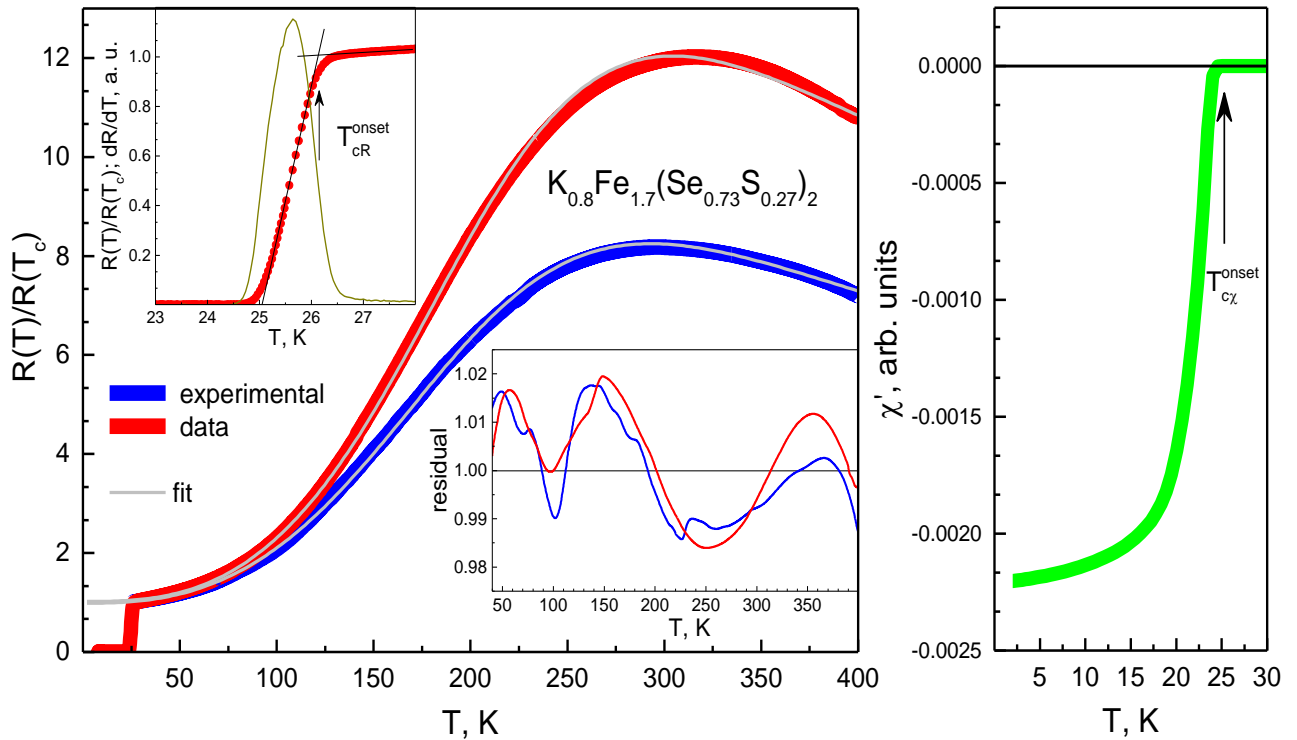


Рис. 43 — Температурная зависимость сопротивления $R(T)/R(T_c)$ (линии красного и синего цвета) и магнитной восприимчивости $\chi'(T)$ кристаллов $K_{0.8}Fe_{1.7}(Se_{0.73}S_{0.27})_2$ из одной закладки [408] и их аппроксимация моделью [137] (относительное отклонение от экспериментальных данных приведено на нижней вставке). На верхней вставке приведены детали СП-перехода и $dR(T)/dT$.

Выше T_c ферроселениды трех составов демонстрируют монотонный рост сопротивления, далее — максимум, который при более высоких температурах сменяется падением $R(T)$. Зависимости $R(T)$ для KFSS (см. Рис. 43) и KNFS (см. Рис. 44) могут быть описаны простой моделью из работы [137] в предположении параллельно подключенных резисторов с $R(T)$ металлического типа $R_{\text{met}} = R_{\text{met}}^0 + XT^n$ (возрастающего степенного) и полупроводникового типа $R_{\text{semi}} = R_{\text{semi}}^0 e^{E_g/2k_B T}$ (экспоненциально убывающего). Соответствующие аппроксимации (линии серого цвета на Рис. 43 и Рис. 44) согласуются с экспериментальными данными с погрешностью, не

превышающей 2% (KFSS) и 4% (KNFS) во всем диапазоне температур, как показано на вставках. Значения свободных параметров для KFSS составили: $X = 0.3 \times 10^{-5}$, $n = 2.81$, $E_g = 92.6$ мэВ, $R_0^{\text{semi}} = 3.4R(T_c)$ (KFSS, образец № 1, данные красного цвета на Рис. 43); $X = 0.7 \times 10^{-5}$, $n = 2.6$, $E_g = 92$ мэВ, $R_{\text{semi}}^0 = 2.3R(T_c)$ (KFSS, образец № 2, данные синего цвета на Рис. 43); для обоих образцов KFSS $R_{\text{met}}^0 \approx R(T_c)$. Отметим, что величины, характеризующие свойства металлического (показатель степени n) и полупроводникового вклада (энергия активации E_g) оказались близки для двух образцов KFSS из одной закладки, в то время как амплитуда и положение максимума $R(T)$ зависит в большей степени от объемного соотношения двух сосуществующих фаз и может варьироваться от образца к образцу. Показатель степени для образца KNFS (по данным Рис. 44) $n = 2.62$ оказался близок к таковому для KFSS, а энергия активации $E_g = 103.6$ мэВ — немного выше; значения остальных параметров аппроксимации $X = 0.2 \times 10^{-4}$, $R_{\text{met}}^0 \approx 0.84R(T_c)$.

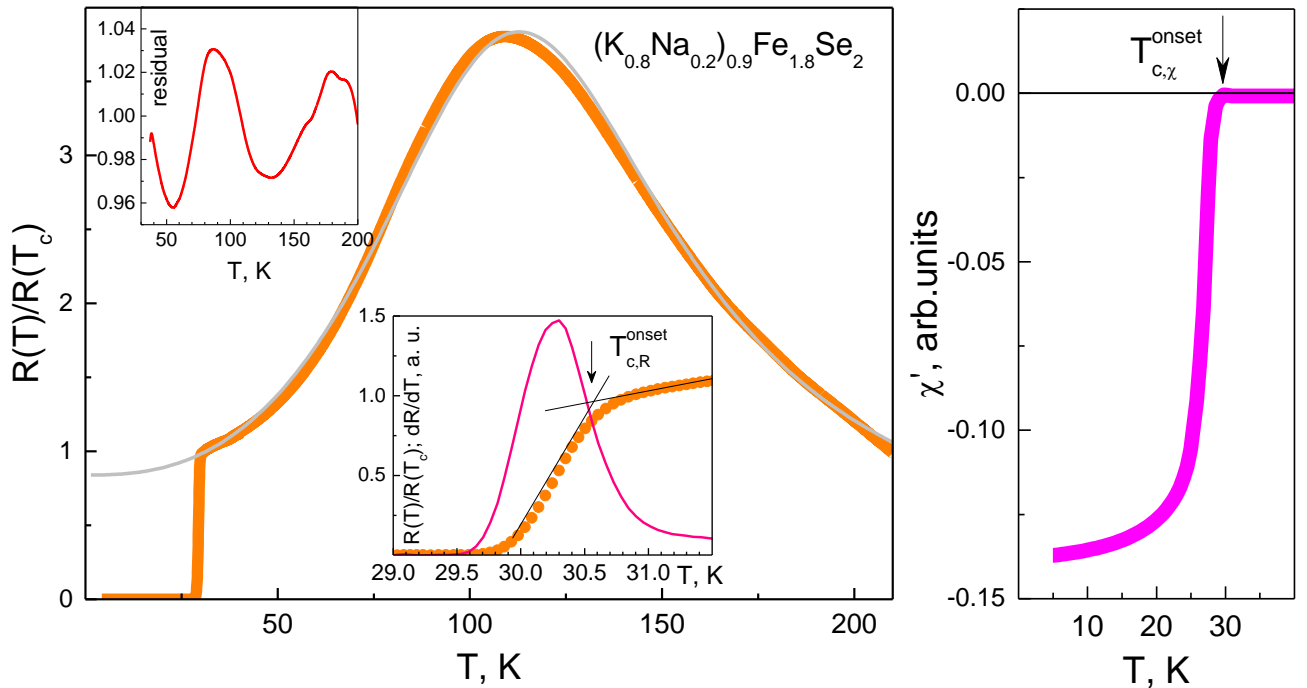


Рис. 44 — Температурная зависимость сопротивления $R(T)/R(T_c)$ и магнитной восприимчивости $\chi'(T)$ кристалла $(K_{0.8}Na_{0.2})_{0.9}Fe_{1.7}Se_2$ [409] и аппроксимация моделью [137] (относительное отклонение от экспериментальных данных приведено на верхней вставке). На нижней вставке приведены детали СП-перехода и $dR(T)/dT$.

Температура СП-перехода, оцененная по данным магнитной восприимчивости $\chi'(T)$, составляет $T_{c\chi}^{\text{onset}} \approx 24.8$ К (KFSS), $T_{c\chi}^{\text{onset}} \approx 29.9$ К (KNFS) и $T_{c\chi}^{\text{onset}} \approx 32.8$ К (NKRFs). Для всех составов значение $T_{c\chi}^{\text{onset}}$ близко к температуре $T_c^{R=0}$, при которой сопротивление обращается в ноль. В нормальном состоянии $\chi'(T) = 0$, что указывает на отсутствие нескомпенсированных магнитных моментов.

Отметим, что присутствие металлической фазы EuFe_2As_2 в исследованных монокристаллах $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ и диэлектрической 245-фазы в кристаллах ферроселенидов не искажает результаты спектроскопии планарных механически регулируемых SnS и ScS-контактов на микротрещине и не влияет на определяемые энергетические параметры СП-состояния.

Рассмотрим случай получения термического NcN-контакта с размерами $d \gg l^{inel}$ в образцах исследованных пниктидов и селенидов железа. Согласно формуле (3), в этом случае истинное сопротивление контакта R_{ZBC} меняется с ростом температуры в соответствии с зависимостью $R(T)$ объемного образца в нормальном состоянии, а ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектр контакта определяются в большей степени эффектом нагрева контактной области измерительным током, а не фундаментальными физическими причинами (например, особенностями $N(\epsilon)$ вблизи уровня Ферми, согласно формуле (1)). ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектры термических контактов на базе исследованных образцов BFNA, $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$, $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$, KNFS, KFSS и NKRFSS смоделированы на Рис. 46 с использованием экспериментальных зависимостей $R(T)$, измеренных в широком диапазоне температур при $T > T_c$ (см. Рис. 39 41, 43–45) и формулы (3). Полученные модельные ВАХ (см. Рис. 46) демонстрируют сильную нелинейность и участки с избытком или недостатком тока относительно омической зависимости $I(V) = VG_{ZBC}$, однако не имеют участков с постоянным наклоном и $G(V) \approx const$. Модельные ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектры на Рис. 46 для удобства сравнения нормированы на R_{ZBC} при заданной температуре.

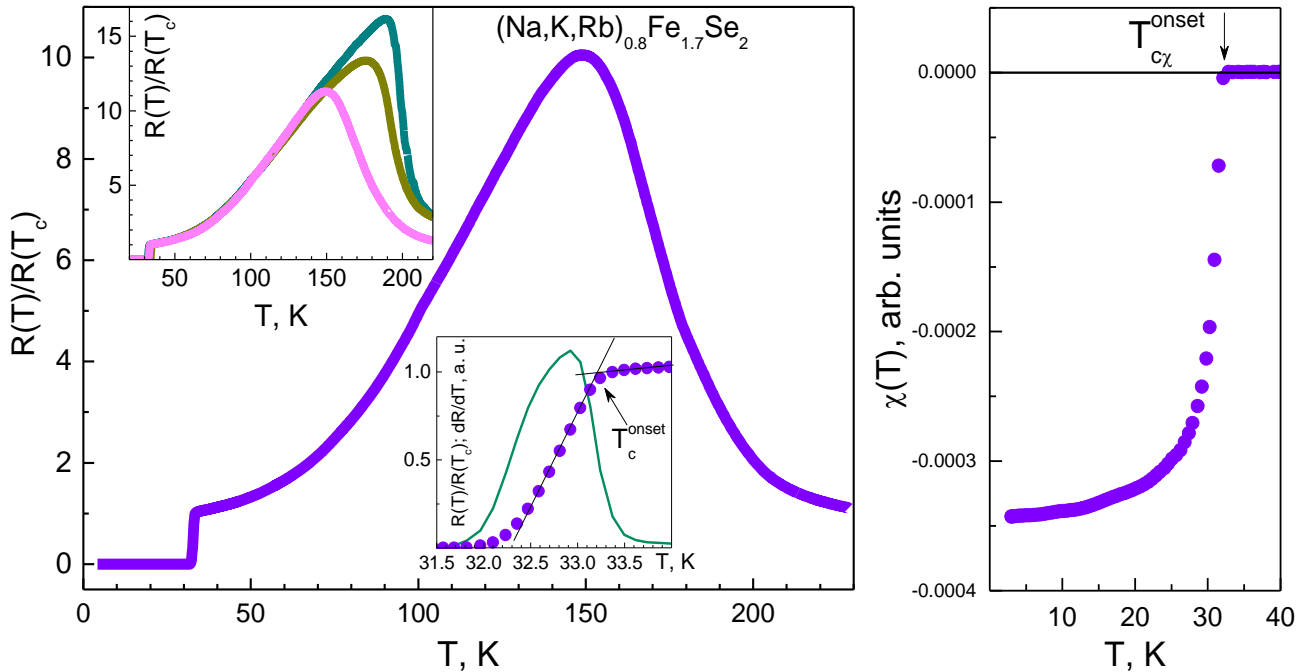


Рис. 45 — Температурная зависимость сопротивления $R(T)/R(T_c)$ и магнитной восприимчивости $\chi'(T)$ кристаллов NKRFSS [410]. На верхней вставке приведены зависимости $R(T)/R(T_c)$ кристаллов из одной закладки, на нижней — детали СП-перехода и $dR(T)/dT$.

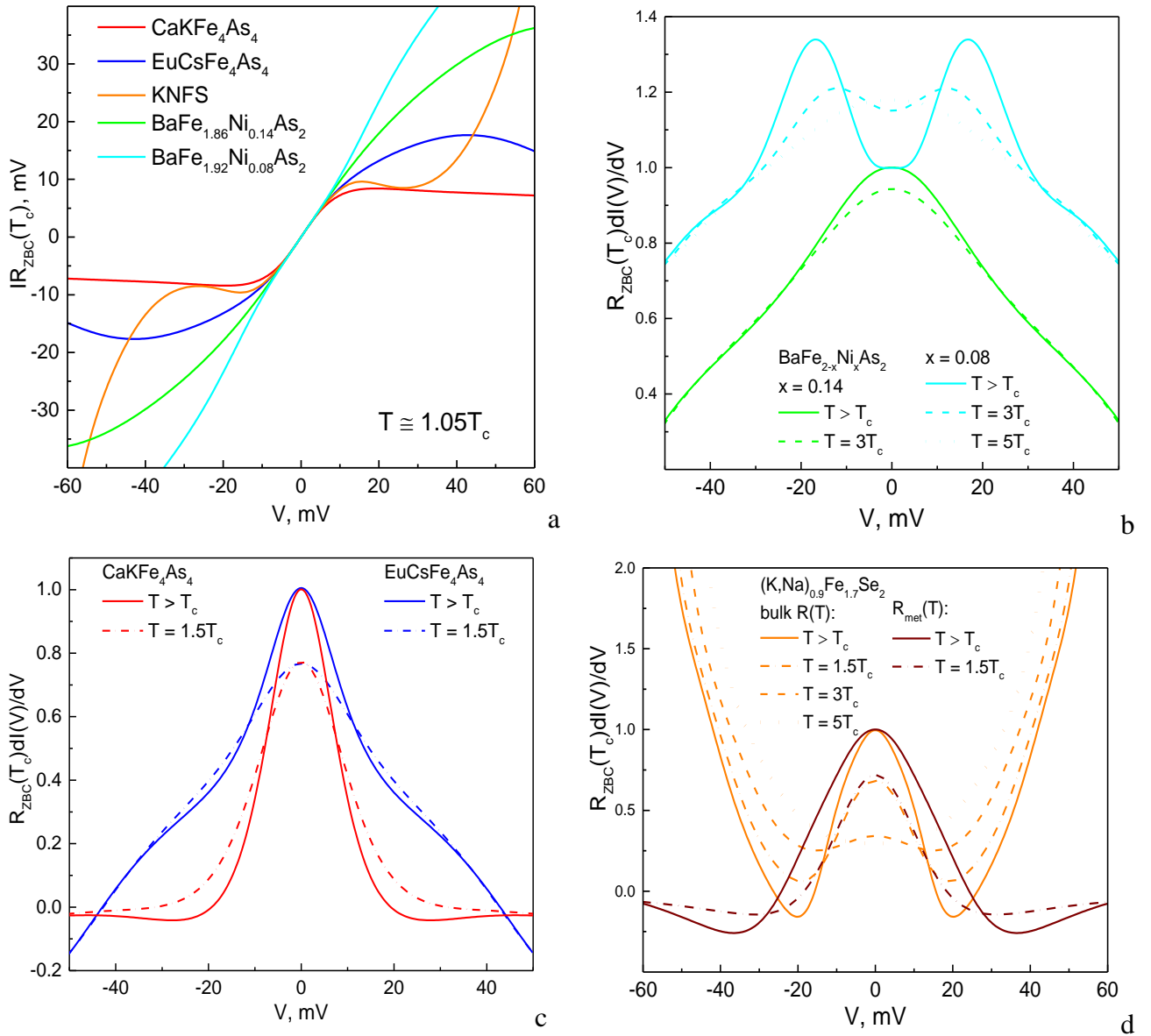


Рис. 46 — Нормированные на R_{ZBC} ВАХ (a) $dI(V)/dV$ -спектры (b,c,d) термического NcN-контакта, смоделированные на основе формулы (3) и экспериментальной зависимости $R(T)$ для: (b) $BaFe_{1.86}Ni_{0.14}As_2$ (линии зеленого цвета) и $BaFe_{1.92}Ni_{0.08}As_2$ (голубого цвета), (c) $CaKFe_4As_4$ (красного цвета) и $EuCsFe_4As_4$ (синего цвета), (в) KNFS для $R(T)$ объемного образца (оранжевого цвета) и вклада металлической фазы (бордового цвета). Данные при $T = 1.05T_c$ показаны сплошными линиями, при $T = 1.5T_c$ — штрихпунктирными, при $T = 3T_c$ — штриховыми, при $T = 5T_c$ — пунктирными.

Для NcN-контактов на базе образцов, имеющих убывающую зависимость $R(T)$ выше T_c (BFNA недодопированных составов с $x < 0.1$, см. Рис. 39а), в термическом режиме $dI(V)/dV$ -спектр при $T \approx 1.05T_c$ (сплошная линия голубого цвета на Рис. 46b) имеет минимум при $V \rightarrow 0$, а максимумы $dI(V)/dV$ при $|V| \approx 17$ мэВ вызваны минимумом $R(T)$ (т.е. при данных напряжениях смещения температура внутри контакта (находящегося в термическом режиме) достигает $T_{pc} \approx$

60 К при температуре «ванны» $T_{\text{bath}} = 20$ К). $dI(V)/dV$ -спектр того же модельного контакта, рассчитанный при $T \approx 5T_c$, превышающей T_m и T_s (пунктирная линия голубого цвета на Рис. 46b), показывает максимум при $V = 0$ и убывание динамической проводимости при увеличении V относительно G_{ZBC} . Аналогичного вида модельные $dI(V)/dV$ -спектры ожидаются для контактов на основе VFNA передопирированных составов (согласно $R(T)$ на Рис. 39a), а также недопирированных кристаллов семейства 1144 (см. Рис. 40a и Рис. 41a), не имеющих магнитных или структурных переходов выше T_c .

Для ферроселенидов схожий вид $dI(V)/dV$ -спектров (линии бордового цвета на Рис. 46d) можно ожидать в случае, если NcN-контакт образовался в кристаллите металлической фазы со степенным ростом сопротивления при увеличении температуры (соответствующему вкладу $R_{\text{met}}(T)$ в $R(T)$ объемного образца в соответствии с аппроксимацией на Рис. 43a). Если предположить, что термический контакт образовался в смешанной области образца, содержащей кристаллы диэлектрической 245-фазы и металлической фазы в соотношении, соответствующем среднему по образцу (т.е. $R_{\text{ZBC}}(T) = R_{\text{bulk}}(T)$), то на ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектре контакта ожидается резкий рост тока и динамической проводимости при больших смещениях (линии оранжевого цвета на Рис. 46a,d). При увеличении температуры T_{bath} мы попадаем в область экспоненциального убывания зависимости $R(T)$, форма которой в этой области определяется в большей степени вкладом диэлектрической фазы, поэтому $dI(V)/dV$ -спектр термического контакта меняется, образуя минимумы при $V \approx 20$ мВ (пунктирная линия на Рис. 46d). Форма $dI(V)/dV$ -спектра с минимумом при $V \rightarrow 0$ ожидается при любых температурах T_{bath} для случая, когда термический контакт полностью образован внутри кристалла 245-фазы.

Для грубой оценки значений шарвиновского сопротивления R_S по формуле (2), необходимых для обеспечения баллистического режима NcN-контакта на основе исследованных монокристаллов VFNA с удельным сопротивлением $\rho_{\text{ab}}(T_c) \approx 190$ мкОм·см (серия BNM [404]) и $\rho_{\text{ab}}(T_c) \approx 150$ мкОм·см (серия BNP), можно взять диапазон значений инварианта $\rho_{\text{ab}} l_{\text{ab}}^{el} \approx (7-165) \times 10^{-8}$ мОм·см², которые были получены для пниктидов VFNA и VFCA почти оптимальных составов в работах [68,75,77-79]. В результате получим диапазоны минимальных значений $R_S \approx 9-220$ Ом (серия BNM) и $R_S \approx 6-140$ Ом (серия BNP). Следует принять во внимание, что для исследованных в работе *планарных* контактов подобная оценка не совсем корректна, поскольку формула Шарвина [325] работает только для NcN-контакта на базе изотропного металла N , имеющего сферическую поверхность Ферми (т.е. среднее значение $\langle \cos(\widehat{V}_F, z) \rangle = 0.5$, определяющее геометрический фактор $16/3\pi$), и контактной области в форме сферического отверстия между N -берегами. Для планарного контакта в слоистом материале, имеющем открытые вдоль k_z -направления поверхности Ферми, представляется необходимым учет длины свободного пробега как в

базальной плоскости (l_{ab}^{el}), так и в поперечном направлении (l_c^{el}), в котором протекает туннельный ток (см. Рис. 34с,d), а также распределение $V_F(k)$ в различных зонах, что является отдельной экспериментальной задачей, не решенной до сих пор. На основе приведенной выше оценки можно утверждать, что баллистический режим реализуется в NcN-контактах на основе пниктидов семейства Ва-122 с $R_N \sim 1-100$ Ом. Более надежным индикатором баллистического транспорта является постоянство $R_{ZBC}(T) \approx const$, а также несоответствие формы ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектра модельным результатам на Рис. 46с и неизменность их формы с увеличением температуры.

ГЛАВА 3. ОДНОЦЕЛЕВАЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ ФЕРРОХАЛЬКОГЕНИДОВ $A_x\text{Fe}_{2-y}\text{Se}_2$ С ИЗОВАЛЕНТНЫМ ЗАМЕЩЕНИЕМ

3.1. Феррохалькогениды $(\text{K},\text{Na})_x\text{Fe}_{2-y}\text{Se}_2$

Рассмотрим ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектры одиночного туннельного контакта и стопочных структур, полученных с помощью техники ПМПКМ в различных образцах KNFS из одной закладки, показанные на Рис. 47. Ось тока для ВАХ на Рис. 47а нормирована на R_N . ВАХ, измеренные при температуре $T = 4.2 \text{ K} \ll T_c$, имеют вид, схожий с $I(V)$ на Рис. 37е. $I(V)$ -характеристики воспроизводимо не имеют сверхтоковой ветви и гистерезисов, что указывает на отсутствие фазовой когерентности между СП-берегами контактов. Вместо этого, ВАХ демонстрируют повышенную проводимость при нулевом смещении $G_{ZBC} > G_N$ и избыточный ток относительно омической зависимости, показанной на Рис. 47а штрихпунктирной линией. При больших смещениях $I_{\text{exc}}(V)$ стремится к постоянному значению. Таким образом, данные туннельные структуры образованы путем прохождения микротрещины через СП-кристаллит образца KNFS и соответствуют «длинному» SnS-контакту в ЭНМАО-режиме с n -областью размером $\xi_0 < d < l^{\text{inel}}$ и высокой прозрачностью ($T > 80\% - 90\%$), т.е. описываются моделями ОТБК [341], КГН [347] и ГЗ [350]. Вариация абсолютных величин $I_{\text{exc}}(0)$ и $G_{ZBC}(0)$ для данных SnS-контактов связана с тем, что набор параметров Z и Γ , а также отношения характерных длин l^{el} , l^{inel} к размеру n -области могут меняться от контакта к контакту.

Спект динамической проводимости одиночного SnS-контакта (линия синего цвета на Рис. 47b) демонстрирует достаточно широкий, размытый минимум при $|V_1| \approx 9.8 \text{ мВ}$ (при больших смещениях какие-либо особенности отсутствуют), а также перегиб примерно при вдвое меньшем смещении $|V_2| \approx 5 \text{ мВ}$, которые в соответствии с формулой (9) можно интерпретировать как первую ($n = 1$) и вторую ($n = 2$) субгармоники от СП-щели $2\Delta(0) \approx 9.9 \text{ мэВ}$. Подавление андреевского сигнала (небольшая величина $I_{\text{exc}}(0)$ и $G_{ZBC}(0)/G_N$, а также малое количество наблюдаемых субгармоник) на ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектре типичны для одиночных SnS-контактов на микротрещине [380]. Поскольку в одиночном ScS-контакте роль слабой связи s играет микротрещина и прилегающие к ней области, которые утратили СП-свойства, можно предположить, что наблюдаемое на Рис. 47b уширение фундаментальной особенности ($n = 1$) и малая амплитуда субгармоник высоких порядков с $n \geq 2$ связаны с влиянием параметра размытия Γ и неоднородностью СП-свойств на поверхности террас, между которыми образован контакт.

На спектрах красного и зеленого цвета на Рис. 47b наблюдаются более резкие андреевские минимумы, являющиеся фундаментальной гармоникой ($n = 1$), однако в эксперименте (без

нормировки оси смещений) их положение соответствовало $|V| \approx 20.4$ мВ и 30.5 мВ, соответственно (как показано на вставке к Рис. 47а). Поскольку столь большой разброс амплитуд СП-щели (ровно в 2 и 3 раза по сравнению с данными для одиночного SnS-контакта, показанными синим цветом) и, соответственно, характеристических отношений $\gamma \sim 4-12$ невозможен в высококачественных образцах из одной закладки (см. Рис. 44), очевидно, что $dI(V)/dV$ -спектр красного цвета соответствует стопке из $m = 2$ SnS-контактов, а спектр зеленого цвета — из $m = 3$ SnS-контактов. Действительно, при нормировке оси смещений на целые числа $m = 2$ и 3 , соответственно, положение $|V_1|$ фундаментальной андреевской гармоники оказывается близким для всех представленных контактов (см. Рис. 47б). Если предположить, что спектр синего цвета соответствует стопке из $m^* = 2$ SnS-контактов, то при нормировке оси смещений $dI(V)/dV$ -характеристик красного и зеленого цвета на $m^* = 4$ и 6 можно также добиться совпадения положений $|V_1|$, однако характеристическое отношение полученной СП-щели $\gamma \sim 2$ окажется ниже БКШ-предела слабой связи 3.53 , что невозможно для единственного СП-параметра порядка в однощелевом сверхпроводнике или «ведущего» СП-параметра порядка в многощелевом СП-материале. Таким образом, получение стопочных SnS-структур с малым числом контактов позволяет однозначно определить как значения m , так и амплитуду СП-щели. Также можно видеть, что при увеличении m заметно уменьшается ширина андреевских минимумов, что можно объяснить ослаблением влияния поверхности и увеличением вклада объемных эффектов в ВАХ и динамическую проводимость SnS-контакта [380].

ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектр стопочной SnS-структуры, созданной при $T = 4.2$ К в другом образце KNFS из той же закладки, показаны Рис. 48. Локальная критическая температура этой структуры, соответствующая температуре перехода контактной области размером несколько десятков нм в нормальное состояние, составляет $T_c^{\text{local}} \approx 29$ К. Ось смещений $I(V)$ и $dI(V)/dV$ -характеристик нормирована на $m = 9$ контактов в стопке, т.е. $V_{\text{norm}} = V/9$; детали определения T_c^{local} и m более подробно обсуждаются ниже. Аналогично данным на Рис. 47а, ВАХ на Рис. 48а, измеренная при $T = 4.2$ К (сплошные линии), демонстрирует повышенный наклон при малых смещениях, соответствующий $G_{ZBC} \approx 2G_N$ (Рис. 48б), а во всем диапазоне смещений наблюдается избыточный ток относительно ВАХ той же туннельной структуры в нормальном состоянии выше T_c (штрихпунктирная линия на Рис. 48а). При смещениях $V > 10$ мВ ВАХ, измеренные при $T = 4.2$ К и 29 К, примерно параллельны, таким образом, при больших смещениях $I_{\text{exc}}(V)$ стремится к постоянному значению. Выше T_c $I(V)$ -характеристика становится гладкой и практически омической, что означает исчезновение куперовских пар и переход контактной области в нормальное состояние. Вместе с тем, ВАХ в нормальном состоянии не показывает нелинейность, аналогичную приведенной на Рис. 46а зеленым или оранжевым цветом, что означает отсутствие выделения джоулева тепла в контактной области из-за неупругого рассеяния. Аналогично данным Рис. 47, можно

сделать вывод, что данная туннельная структура находится в баллистическом ЭНМАО-режиме высокой прозрачности.

$dI(V)/dV$ -спектр данной стопочной SnS-структуры, приведенный на Рис. 48b, демонстрирует серию минимумов. При рассмотрении в сторону уменьшения смещения, первый минимум на $dI(V)/dV$ -спектре на Рис. 48b имеет по сравнению с другими особенностями максимальную амплитуду и расположен при смещении $|V_1| \approx 9.9$ мВ. Следующие минимумы становятся лучше различимы при ручном подавлении монотонного хода $dI(V)/dV$ -спектра, как показано на левой вставке к Рис. 48b, и наблюдаются при $|V_2| \approx 5.5$ мВ, $|V_3| \approx 3.6$ мВ и $|V_4| \approx 2.5$ мВ, т.е. примерно при вдвое, втрое и вчетверо меньших смещениях, чем $|V_1|$, при этом их амплитуда не случайна, а уменьшается с увеличением номера n . Как показано на правой вставке, положения данных особенностей V_n практически линейно зависят от их обратного номера n , таким образом, в соответствии с формулой (9) эти особенности образуют СГС. Амплитуда микроскопического СП-параметра порядка, определенная по наклону $V_n(1/n)$, составляет $2\Delta(0) \approx 10.4$ мэВ.

Андреевские особенности на Рис. 48b, образующие СГС, представляют собой нерасщепленные минимумы, что указывает как на отсутствие слабой анизотропии ($A < 50\%$) $\Delta(\theta)$ в k -пространстве (в соответствии с подходом Деверо и Фулде [379,380], см. Рис. 32b), так и на эквивалентность нормальных сопротивлений R_{Ni} SnS-контактов, образующих стопку (см. Рис. 36b). Отметим, что несмотря на асимметричную форму фундаментального ($n = 1$) андреевского минимума, наблюдаемого на Рис. 48b, схожую с предсказаниями [379,380] для «нодальных» типов симметрии СП-щели, содержащих точки нулей (например, d -волновой или расширенной s -волновой со 100% анизотропией $\Delta(\theta)$ в k -пространстве), его значительная амплитуда $H \approx 0.64G_N$ косвенно указывает на реализацию именно s -волновой симметрии СП-щели.

Положение особенности $dI(V)/dV$ -спектра при малых смещениях $|V_{\text{foot}}| \approx 1.4$ мВ, обозначенное оранжевыми штрихами на Рис. 48b, не соответствует ожидаемому $|V_5| \approx 2.1$ мВ для $n = 5$ субгармоники от СП-щели. Как будет показано ниже, положение V_{foot} подобных особенностей зависит от характеристик SnS-контакта и не определяется величиной $\Delta(0)$, а связано с резким увеличением наклона ВАХ в области малых смещений — началом «фута».

Аналогичные данные ВАХ и спектра динамической проводимости стопочной SnS-структуры, состоящей из $m = 8$ контактов и полученной в другом образце KNFS из той же закладки, приведены на Рис. 49. Локальная критическая температура этого контакта немного ниже и составляет $T_c^{\text{local}} \approx 27$ К. По сравнению с данными Рис. 48, рассматриваемая туннельная структура имеет более высокое нормальное сопротивление $R_N \approx 20$ Ом в пересчете на один SnS-контакт, на ВАХ присутствует заметный андреевский избыточный ток при всех смещениях eV , а также $G_{ZBC} \approx 3.1G_N$ (см. Рис. 49a). На соответствующем $dI(V)/dV$ -спектре, показанном на Рис. 49b, стрелками

отмечены положения $n = 1-4$ андреевских минимумов СГС при смещениях $|V_1| \approx 10$ мВ, $|V_2| \approx 4.9$ мВ, $|V_3| \approx 3.4$ мВ и $|V_4| \approx 2.1$ мВ, которые также образуют прямую, проходящую через начало координат, в зависимости от $1/n$ (см. вставку к Рис. 49b). Слабая асимметрия между левой и правой частями $dI(V)/dV$ -спектра (не превышающая $0.02V_n$, что меньше погрешности определения $\Delta(0)$) вызвана, предположительно, наличием шоттковского барьера; приведенные выше значения $|V_n|$ взяты как среднее арифметическое между положениями особенностей СГС при $V > 0$ и $V < 0$. Отклонение положения четвертой субгармоники $|V_4|$ от ожидаемого согласно формуле (9) значения 2.5 мВ в сторону меньших смещений может быть следствием наложения этой особенности и начала «фута». По этой причине на вставке к Рис. 49b прямая $V_n(1/n)$ была проведена через позиции $n = 1-3$ субгармоник. Угол наклона этой прямой определяет амплитуду СП-щели $2\Delta(0) \approx 9.9$ мэВ.

Примеры ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектров SnS-контактов, полученных с помощью последовательной механической перестройки в одном и том же образце KNFS, приведены на Рис. 50 и Рис. 51. Как было отмечено выше, при прецизионной регулировке изгиба столика и вызываемом ей скольжении террас на криогенных сколах вдоль ab -плоскостей возможно изменение как числа контактов в стопке, так и изменение площади SnS-контакта с сохранением m . ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектры стопочных SnS-структур с $T_c^{local} \approx 25$ К, содержащих одинаковое $m = 4$ число SnS-контактов, приведены на Рис. 50. На основе угла наклона ВАХ при больших смещениях видно, что при перестройке нормальное сопротивление в пересчете на один контакт изменилось в 1.3 раза (см. Рис. 50a), при этом вид $dI(V)/dV$ -спектра и положение его особенностей практически не изменилось. Минимумы СГС, отмеченные на Рис. 50b линиями серого цвета и расположенные при смещениях $|V_1| \approx 9.2$ мВ, $|V_2| \approx 4.6$ мВ, $|V_3| \approx 3.4$ мВ, образующих прямую, проходящую через точку $(0,0)$, как показано на вставке к Рис. 50b, определяют амплитуду СП-щели $2\Delta(0) \approx 9.2$ мэВ.

Хотя положения особенностей тонкой структуры (наблюдаемой помимо основной СГС) на спектрах SnS-контактов на Рис. 50b сохраняются при изменении R_N , они не образуют отдельную субгармоническую структуру и не воспроизводятся на $dI(V)/dV$ -характеристиках других SnS-контактов, получаемых в образцах KNFS из той же закладки, поэтому их природа остается неясной. Если бы она была связана с неэквивалентностью нормальных сопротивлений контактов, составляющих стопку, то неизменность положений тонкой структуры при изменении площади контактов в 1.3 раза имела бы место только в случае одинакового изменения R_N каждого контакта в 1.3. раза. В качестве других причин возникновения каких-либо из этих особенностей тонкой структуры можно предположить резонансное взаимодействие с характерными бозонными модами, наличие андреевских подщелевых состояний или контактов, подключенных параллельно. Выраженные минимумы при $|V_{foot}| \approx 1.8$ мВ не являются четвертой субгармоникой от СП-щели, ожидаемой при $|V_4| \approx 2.3$ мВ. Хотя их положение близко к ожидаемой позиции особенности $n =$

5 порядка СГС ($|V_5| \approx 1.5$ мВ), их нельзя интерпретировать как пятую субгармонику, поскольку на $dI(V)/dV$ -спектре отсутствует особенность при $V = V_4$; к тому же, их амплитуда в этом случае была бы меньше амплитуд субгармоник при V_2 и V_3 — напротив, согласно данным Рис. 50b эти особенности имеют намного бóльшую амплитуду. Эти минимумы также не являются частью какой-либо другой СГС, помимо отмеченной на Рис. 50b серыми линиями, т.к. отсутствуют особенности при вдвое меньшем смещении $|V_{\text{foot}}|/2$ (минимумы, наблюдаемые при малых смещениях, расположены при смещениях $|V| \approx 0.6$ мВ, что не соответствует $|V_{\text{foot}}|/2$). Принимая во внимание резкое увеличение динамической проводимости при $V < V_{\text{foot}}$, можно отнести минимумы при $|V_{\text{foot}}|$ к началу «фута».

При тонкой механической настройке контактной области также возможно отключение или подключение $\delta m = 1-2$ контактов к стопке. Набор нормированных ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектров, полученных последовательно в другом образце KNFS из той же закладки, представлен на Рис. 51. Нормальные сопротивления в пересчете на один контакт составляют $R_N \approx 48-78$ Ом, т.е. варьируются почти в 1.5 раза (см. Рис. 51a). $dI(V)/dV$ -спектры на Рис. 51b расположены снизу вверх в порядке формирования стопочных структур. Первой была получена стопка из $m = 8$ контактов с $R_N \approx 78$ Ом (линия темно-желтого цвета); далее при прецизионном изгибе столика (регулирующем площадь соприкосновения половинок образца) R_N уменьшилось до примерно 52 Ом (линия розового цвета), при этом положение особенностей на ненормированном $dI(V)/dV$ -спектре осталось прежним, т.е. число контактов не изменилось. При подключении одного контакта ($m = 9$, кривая бордового цвета) положение V_1 особенности СГС сдвинулось примерно на $2(\Delta)/e$, однако нормальное сопротивление в пересчете на один контакт практически не изменилось: нормированные ВАХ розового и бордового цвета на Рис. 51a имеют примерно одинаковый наклон при $eV \gg 2\Delta(0)$. При дальнейшей регулировке R_N увеличилось до 59 Ом без изменения m (кривая синего цвета), наконец, при малом увеличении изгиба столика к стопке подключился еще один контакт ($m = 10$, данные зеленого цвета) и R_N увеличилось до 77 Ом, что близко к нормальному сопротивлению каждого контакта в первоначальной стопочной структуре, характеристики которой показаны темно-желтым цветом.

Видно, что после нормировки оси смещений каждого $dI(V)/dV$ -спектра на Рис. 51b на $m = 8, 8, 9, 9, 10$ положение первой, второй и третьей особенностей СГС, наблюдаемых в среднем при $|V_n| \approx 9.4, 5.0$ и 3.2 мВ, сохраняется. Данные особенности образуют, согласно формуле (9), СГС, положения которой, прямо пропорциональные $1/n$ (как показано на Рис. 51c), определяют величину $2\Delta(0) \approx 10$ мэВ.

Во внешелевой области смещений $dI(V)/dV$ -спектров, представленных на Рис. 51b, наблюдается достаточно интенсивные минимумы, расположенные при смещениях $|V_{\text{res1}}| \approx 14.4-$

15.2 мэВ, которые воспроизводятся для всех стопочных структур и не коррелируют с изменением R_N и числом m . Слабо выраженный изгиб $dI(V)/dV$ при $|V_{\text{res}2}| \approx 7.6\text{--}7.9$ мэВ, наблюдаемый на всех спектрах, кроме нижнего, на Рис. 51b, можно интерпретировать как вторую субгармонику данной особенности. Можно предположить, что данная вторая СГС вызвана резонансным взаимодействием с характерной бозонной модой. В этом случае энергию бозона можно оценить как разность $\epsilon_0(0) \approx n(|V_{\text{res},n}| - |V_n|) \approx 5.4\text{--}5.5$ мэВ $< 2\Delta(0)$.

Статистика положений особенностей СГС на $dI(V)/dV$ -спектрах стопочных SnS-контактов при $T \ll T_c$ приведена на Рис. 52. На Рис. 52а показана зависимость положения фундаментальной гармоники V_1 от числа контактов в стопке m ; для учета зависимости $\Delta(0)$ от локальной критической температуры контактной области величины V_1 нормированы на $k_B T_c^{\text{local}}$. Видно, что полученная зависимость $V_1/k_B T_c^{\text{local}}$ от m представляет собой прямую пропорциональность. Подобный скейлинг положений СГС в целое число раз m относительно значения V_1 для $dI(V)/dV$ -характеристики одиночного SnS-контакта означает эквивалентность R_N контактов, составляющих стопку, а также корректность определенных значений m для каждой стопки. Соответствующие значения характеристического отношения СП-щели, как показано на Рис. 52b, находятся в диапазоне $2\Delta(0)/k_B T_c^{\text{local}} \equiv r \approx 4.1\text{--}4.6$ и не коррелируют с нормальным сопротивлением R_N , приходящимся на один SnS-контакт: в достаточно широком диапазоне $R_N \approx 3\text{--}112$ Ом величина характеристического отношения не демонстрирует тенденцию к увеличению или уменьшению.

Важно отметить, что полученные значения r также не коррелируют с числом контактов в стопке. На Рис. 52с данные для каждого стопочного контакта представлены в виде полупрозрачного столбика, высота которого равна числу m , а положение по горизонтали соответствует отношению r . Видно отсутствие какой-либо связи между m и r для всех исследованных стопок. Действительно, вне зависимости от числа m SnS-контактов с примерно одинаковым R_N , составляющих стопку, величина характеристического отношения r должна определяться не геометрией туннельной структуры, а объемными свойствами сверхпроводника.

Для проверки корректности полученного набора целых чисел m приведем построения, подобные данным Рис. 52с, с альтернативными наборами m^* на Рис. 52d–f. Если исключить из рассмотрения характеристики одиночного контакта (пример которой приведен на Рис. 47а, линия синего цвета) и предположить, что одиночному SnS-контакту соответствует $dI(V)/dV$ -спектр красного цвета на Рис. 47а, т.е. $m^* = m/2$, то получим связь m^* и r , показанную на Рис. 52d. Данные m^* для стопок с четными m , а также нечетными m , полученные округлением в большую сторону, показаны красным цветом, в меньшую сторону — фиолетовым цветом. В отличие от Рис. 52с, на Рис. 52d хорошо видна корреляция r^* и m^* . Для стопок с четными m значения r^* хорошо воспроизводятся и соответствуют удвоенным характеристическим отношениям $r^* \approx 8$, при этом для стопок с нечетными m наблюдается уменьшение или увеличение r^* с уменьшением m^* (при округлении

в большую и меньшую стороны, соответственно), которое наиболее ярко проявляется для стопок с небольшим числом контактов. В целом, вне зависимости от округления, альтернативная нормировка $m^* = m/2$ приводит к нереалистично сильному разбросу значений $r^* \approx 4.2-12.5$, а также к зависимости фундаментальной характеристики СП-материала — характеристического отношения — от свойств туннельной структуры. Аналогичные корреляции r^* и m^* можно получить и при других альтернативных нормировках: с $m^* = m + 1$ (Рис. 52e,f) и $m^* = m - 1$ (Рис. 52f). В случае $m^* = m + 1$ для одиночных контактов характеристическое отношение $r^* \approx 2.1-2.1$ становится меньше БКШ-предела слабой связи, а в пределах полного получаемого диапазона $r^* \approx 2.1-4.1$ значение характеристического отношения меняется в два раза. В случае $m^* = m - 1$ спектры динамической проводимости SnS-контактов с $m = 1$ также исключаются из рассмотрения, а для стопки с $m = 2$ значение $r^* \approx 9$ удваивается и оказывается сильно завышенным. Более того, для обеих нормировок $m^* = m \pm 1$ наблюдается физически некорректная тенденция к увеличению (см. Рис. 52e) или уменьшению (см. Рис. 52f) зависимости $m^*(r^*)$, указывающая на то, что данные наборы m^* являются неправильными. Таким образом, именно набор целых чисел m , соответствующий Рис. 52a–c, обеспечивает минимальный разброс значений r и их независимость от свойств туннельной структуры.

Примеры температурной эволюции $dI(V)/dV$ -спектров стопочных SnS-контактов, созданных в различных образцах KNFS из одной закладки, показаны на Рис. 53 и Рис. 54. Нормированный $dI(V)/dV$ -спектр ($m = 9$), показанный на Рис. 53a, аналогичен кривой синего цвета на Рис. 51b; спектр SnS-структуры из $m = 4$ контактов на Рис. 54a соответствует кривой синего цвета на Рис. 50b. На Рис. 53a и Рис. 54a спектры динамической проводимости вручную сдвинуты вдоль вертикальной оси в порядке увеличения температуры для удобства рассмотрения, в то время как для обеих туннельных структур $R_N(T) \approx const$. При $T = 4.2$ К стрелками отмечены положения андреевских гармоник V_n , оранжевыми штрихами — положение «фута» V_{foot} . Видно, что с ростом температуры положения щелевых особенностей сдвигаются в сторону меньших смещений и уменьшается их амплитуда, а также падает проводимость при нулевом смещении G_{ZBC} . При температуре $T \approx 28.6$ К, превышающей локальную T_c контактной области, $dI(V)/dV$ -спектры на Рис. 53a, Рис. 54a становятся гладкими и практически линейными: на них исчезают андреевские особенности, что означает переход контактной области в нормальное состояние и отсутствие куперовских пар при $T > T_c^{local}$. Отметим, что в нормальном состоянии на Рис. 53a и Рис. 54a не наблюдаются нелинейности $dI(V)/dV$ -спектра, аналогичные смоделированным на Рис. 46d и соответствующие перегреву контакта измерительным током. Слабое понижение G_{ZBC} выше T_c относительно G_N для SnS-структуры на Рис. 54a можно объяснить наличием небольшого вклада диэлектрической фазы.

Положение первой, второй и третьей особенностей СГС (V_1, V_2, V_3) в зависимости от температуры для андреевской структуры, показанной на Рис. 53а, приведено на Рис. 53б кружками, треугольниками и квадратами, соответственно. Можно заметить сходство температурных зависимостей $V_n(T)$ друг с другом. В качестве примера, открытыми квадратами на Рис. 53б показана температурная зависимость утроенного положения $n = 3$ субгармоники СП-щели $3 \cdot V_3(T)$, в пределах погрешностей повторяющая поведение фундаментальной гармоники $V_1(T)$. С одной стороны, этот факт подтверждает принадлежность наблюдаемых особенностей к одной и той же СГС, с другой — указывает на отсутствие перегрева или превышения плотности критического тока в контактной области в процессе эксперимента (в последнем случае имело бы место «проседание» с ростом температуры $V_1(T)$ относительно $n \cdot V_n(T)$ для субгармоник высоких порядков с $n \geq 2$). Аналогичное сходство температурного поведения $V_1(T)$ и $V_2(T)$ наблюдается для SnS-структуры, созданной в другом образце KNFS: как показано на вставке к Рис. 54б, отношение $V_1/V_2 \approx 2$ практически не меняется в широком температурном диапазоне. Напротив, положение «фута» $V_{\text{foot}}(T)$ (треугольники на Рис. 54б) демонстрирует более слабую температурную зависимость, отличную от $V_n(T)$, практически вплоть до T_c , что исключает интерпретацию особенности при V_{foot} как щелевую субгармонику какого-либо порядка n .

Температурные зависимости СП-щели, полученные по данным измерений $dI(V)/dV$ -спектров стопочных SnS-контактов в различных образцах KNFS, приведены на Рис. 55. Зависимость, показанная кружками, соответствует данным Рис. 53, треугольниками — Рис. 54, квадратами — для другого SnS-контакта. Форма всех зависимостей $\Delta(T)$, показанных на Рис. 55, в пределах исследованного диапазона $T \geq 4.2$ К и погрешностей близка к однозонной БКШ-образной функции. Локальные T_c контактов были определены как температуры, при которых соответствующая БКШ-образная зависимость обращается в ноль. Несмотря на разброс $T_c^{\text{local}} \approx 25\text{--}30$ К (вызванный, по всей вероятности, локальной вариацией допанта) и соответствующее изменение величины $\Delta(0)$, вид зависимости $\Delta(T)$ хорошо воспроизводится.

Температурная эволюция ВАХ стопочной SnS-структуры при $T = 4.2\text{--}32$ К показана на Рис. 56а. Хорошо виден андреевский избыточный ток относительно ВАХ в нормальном состоянии, измеренной при $T = 32$ К (линия фиолетового цвета), уменьшающийся с увеличением температуры. На вставке в качестве примера приведены зависимости андреевского избыточного тока от смещения $I_{\text{exc}}(V, T) = I(V, T) - I_N(V, T_c)$ при $T = 4.2, 18.7, 26.7$ и 29 К. При $T = 4.2$ К всплеск тока при смещении $|V| \approx 20$ мВ соответствует фундаментальной андреевской гармонике от СП-щели $2\Delta(0) \approx 20$ мВ. Соответствующая температурная зависимость андреевского избыточного тока $I_{\text{exc}}(T)$, взятого при постоянном смещении $eV = 35$ мэВ $> 2\Delta(0)$, нормированная на свое значение при $T = 4.2$ К и на $\tanh[eV/2k_B T]$, показана на Рис. 56б кружками. Видно, что в пределах

погрешностей и исследованного температурного диапазона $T \geq 4.2$ К она также может быть описана однозонной БКШ-образной функцией (штрихпунктирная линия). Поскольку в соответствии со всеми имеющимися теоретическими предсказаниями [252,341,347,362–364,367,373,377] для однощелевого сверхпроводника (см. Рис. 31) температурная зависимость андреевского избыточного тока $I_{\text{exc}}(T) \propto \Delta(T)$, можно утверждать отсутствие второго (большого или меньшего) СП-параметра порядка $|\Delta_2|$ в KNFS при $T \geq 4.2$ К. Отметим также самосогласованность данных SnS-андреевской спектроскопии и воспроизводимость формы температурной зависимости $\Delta(T)$, полученной напрямую из положений андреевских субгармоник на $dI(V)/dV$ -спектрах (см. Рис. 55) и по данным температурной зависимости $I_{\text{exc}}(T)$ (см. Рис. 56b).

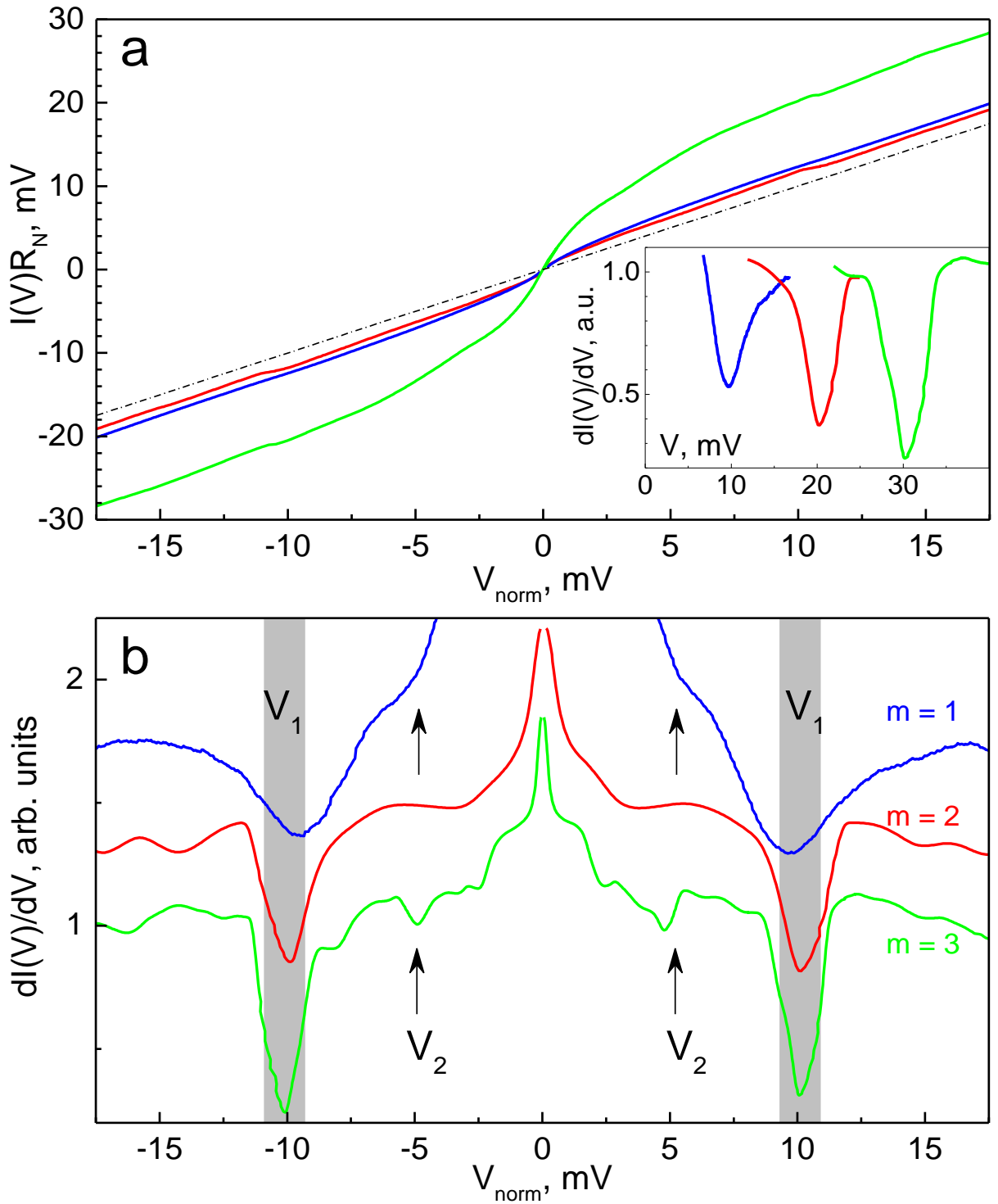


Рис. 47 — Нормированные ВАХ (а) и $dI(V)/dV$ -спектры (б) одиночного SnS-контакта (данные синего цвета) и стопочных структур из $m = 2$ и 3 SnS-контактов (данные красного и зеленого цвета), полученных в различных образцах KNFS из одной закладки при $T = 4.2$ К. На (а) штрихпунктирной линией показана прямая $y = x$, на вставке — фрагменты $dI(V)/dV$ -спектров, содержащие $n = 1$ андреевскую гармонику, без нормировки V . На (б) серыми областями и стрелками отмечены положения V_1 и V_2 андреевских гармоник порядка $n = 1$ и 2 . Цвета ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектров соответствуют друг другу.

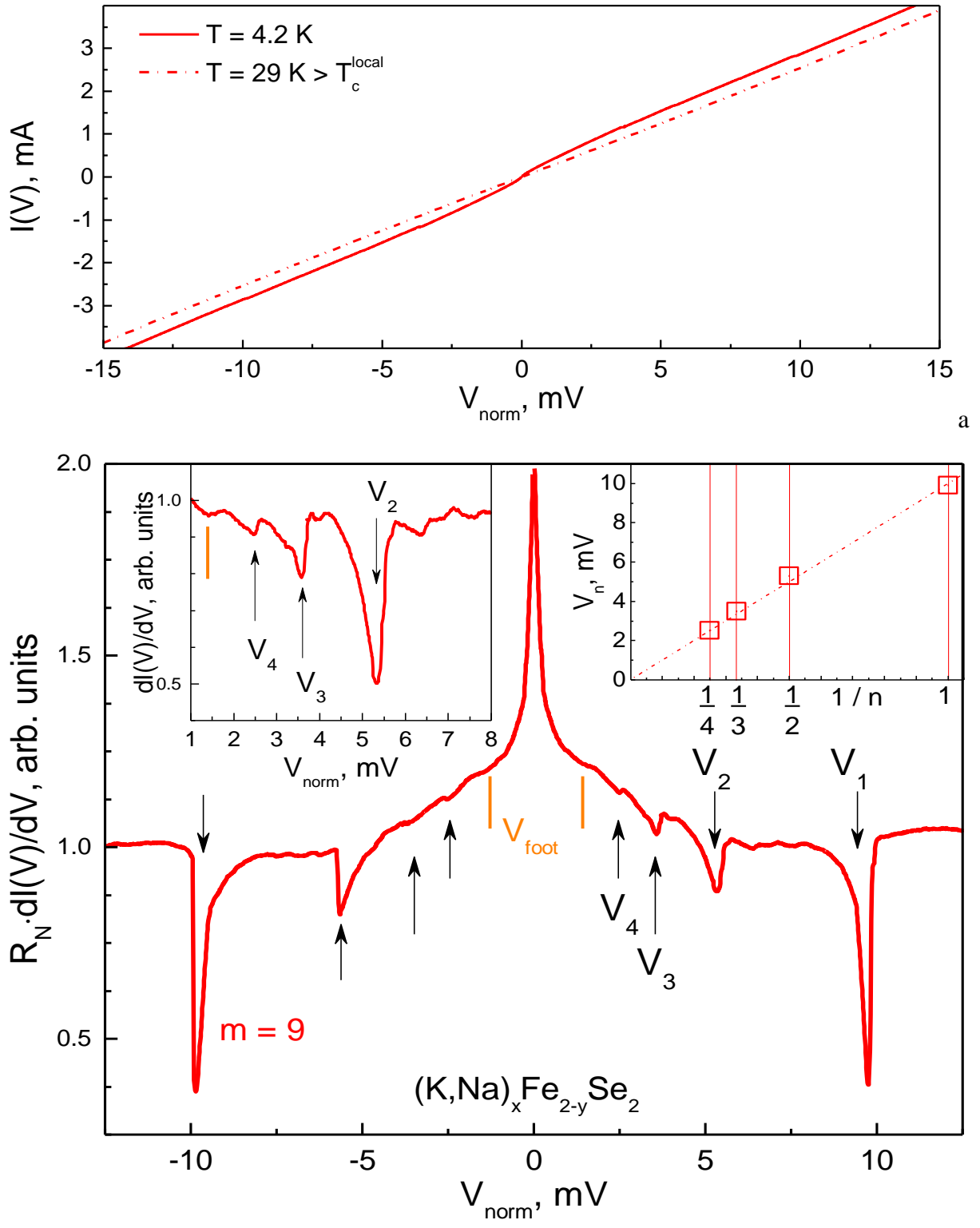


Рис. 48 — (a) ВАХ стопочного SnS-контакта ($m = 9$) с $T_c^{\text{local}} \approx 29 \text{ K}$ в образце KNFS, измеренная при $T \ll T_c$ (сплошная линия) и $T > T_c^{\text{local}}$ (штрихпунктирная линия). (b) $dI(V)/dV$ -спектр этого контакта при $T = 4.2 \text{ K}$. Стрелками отмечено положение V_n минимумов СГС ($n = 1-4$) от СП-щели $2\Delta(0) \approx 10.4 \text{ мэВ}$, оранжевыми штрихами — начало «фута» V_{foot} . На правой вставке показана зависимость V_n от $1/n$, на левой — увеличенный фрагмент $dI(V)/dV$ -спектра с подавленным монотонным ходом.

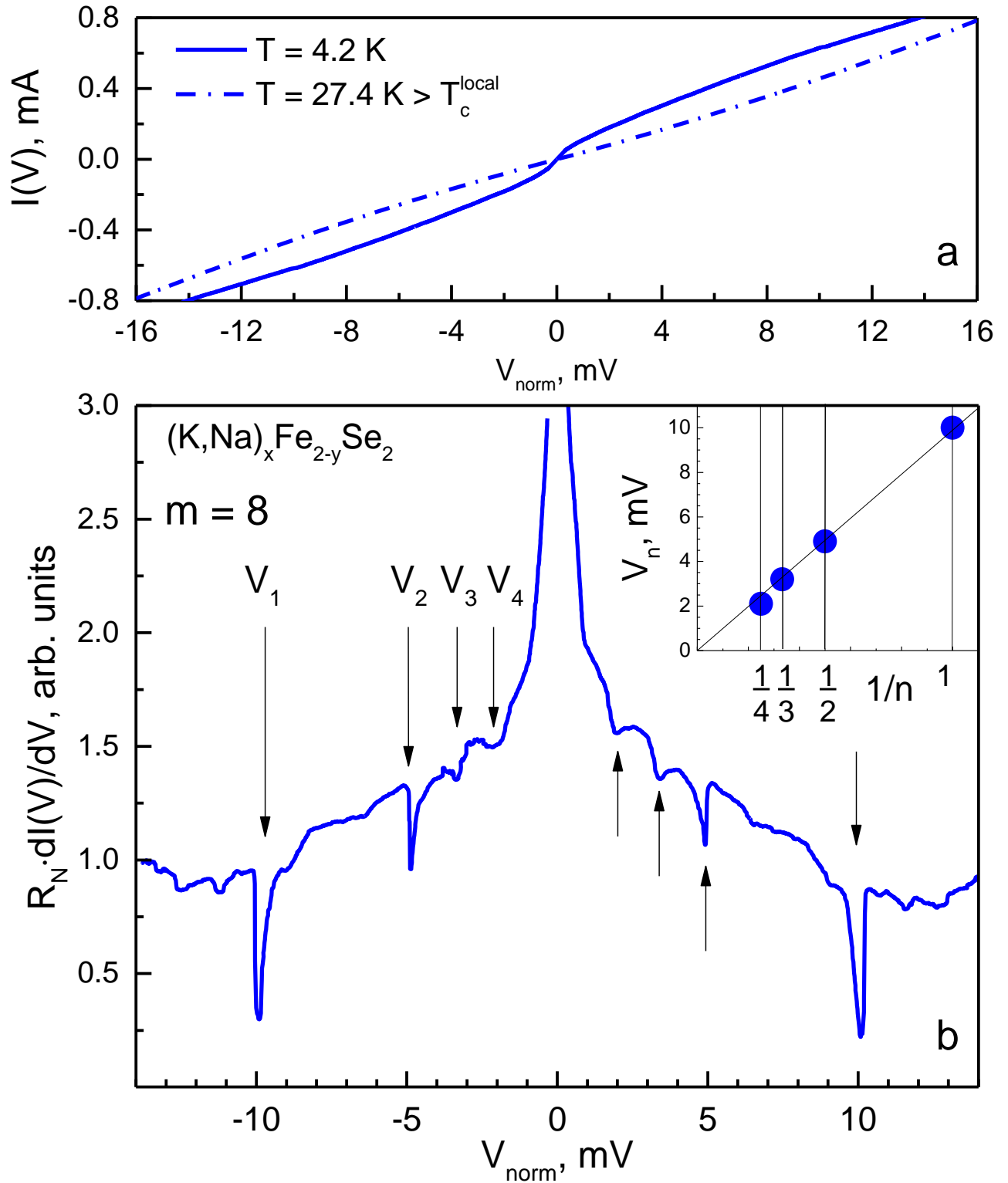


Рис. 49 — (а) ВАХ стопочного SnS-контакта ($m = 8$) с $T_c^{\text{local}} \approx 27$ К в образце KNFS, измеренная при $T \ll T_c$ (сплошная линия) и $T > T_c^{\text{local}}$ (штрихпунктирная линия). (б) $dI(V)/dV$ -спектр этого контакта при $T = 4.2$ К. Стрелками отмечено положение V_n минимумов СГС ($n = 1-4$) от СП-щели $2\Delta(0) \approx 9.9$ мэВ. На вставке показана зависимость V_n от $1/n$.

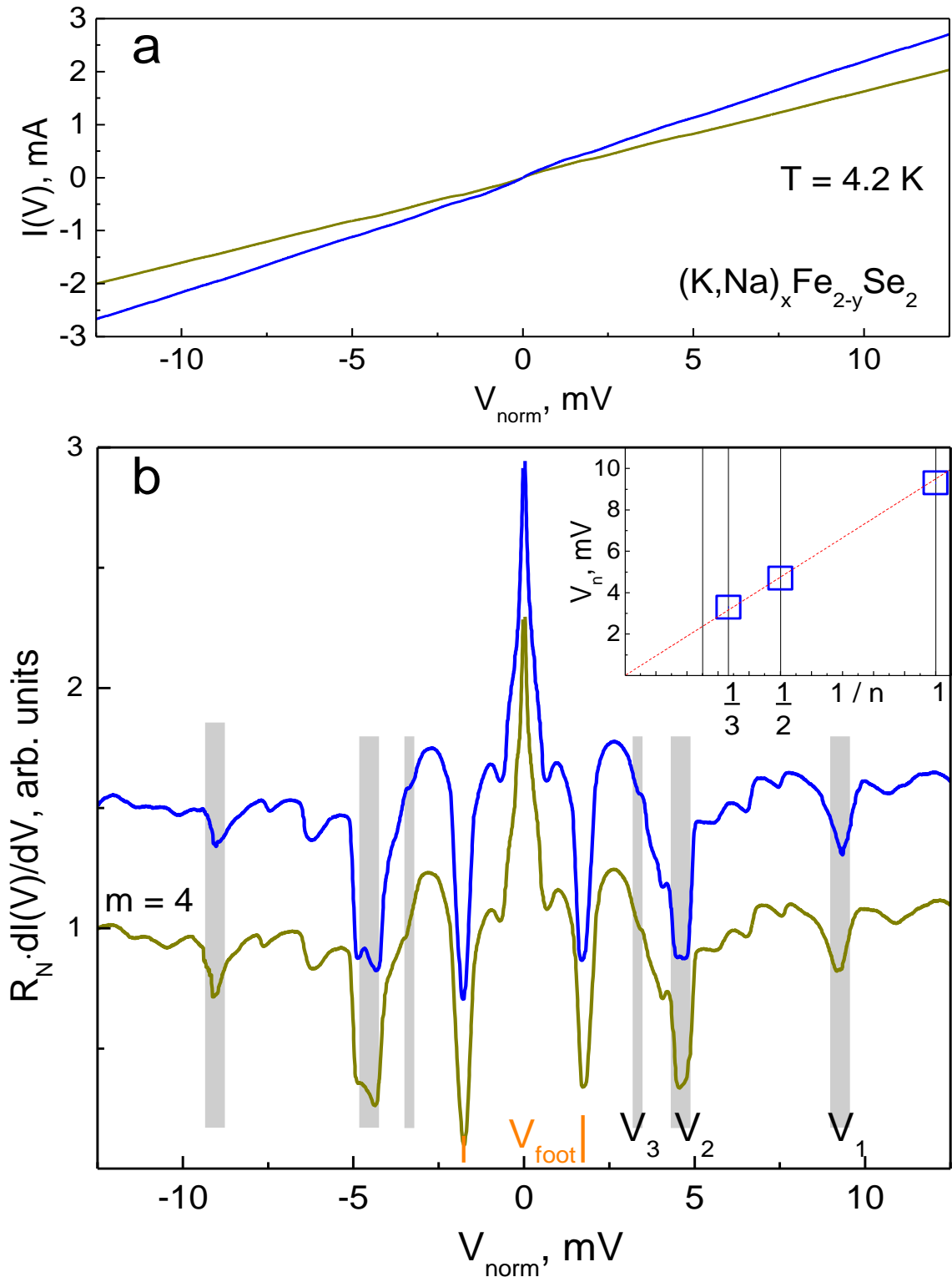


Рис. 50 — ВАХ (a) и $dI(V)/dV$ -спектры (b) стопочных SnS-контактов ($m = 4$) с $T_c^{\text{local}} \approx 25$ К, полученных последовательной механической перестройкой в образце KNFS при $T \ll T_c$. Серыми линиями отмечено положение V_n минимумов СГС ($n = 1-3$) от СП-щели $2\Delta(0) \approx 9.2$ мэВ, на вставке показана зависимость V_n от $1/n$. Цвета ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектров соответствуют друг другу.

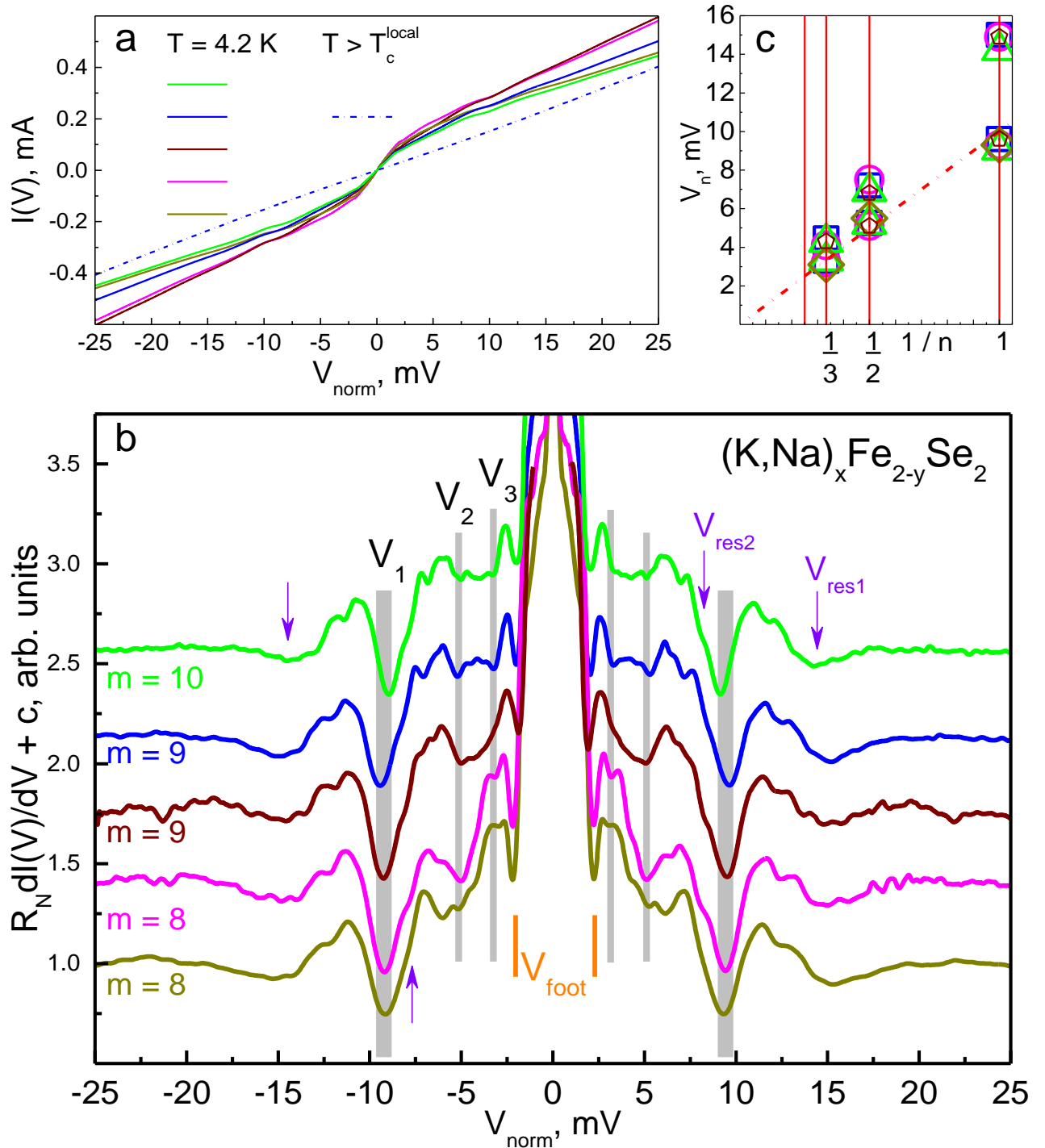


Рис. 51 — (a) ВАХ стопочных SnS-контактов ($m = 8-10$) с $T_c^{local} \approx 27.5\text{ K}$, полученных последовательной механической перестройкой в образце KNFS, измеренные при $T \ll T_c$ (сплошные линии). Для контакта, показанного синим цветом, ВАХ при $T > T_c^{local}$ приведена штрихпунктирной линией. (b) $dI(V)/dV$ -спектры этих контактов при $T \ll T_c$, расположенные снизу вверх в порядке формирования. Серыми линиями отмечено положение V_n минимумов СГС ($n = 1-3$) от СП-щели $2\Delta(0) \approx 9.2\text{ мэВ}$, стрелками — положение особенностей тонкой структуры V_{res} . (c) Зависимость V_n от $1/n$. Цвета ВАХ, $dI(V)/dV$ и зависимости $V_n(1/n)$ соответствуют друг другу.

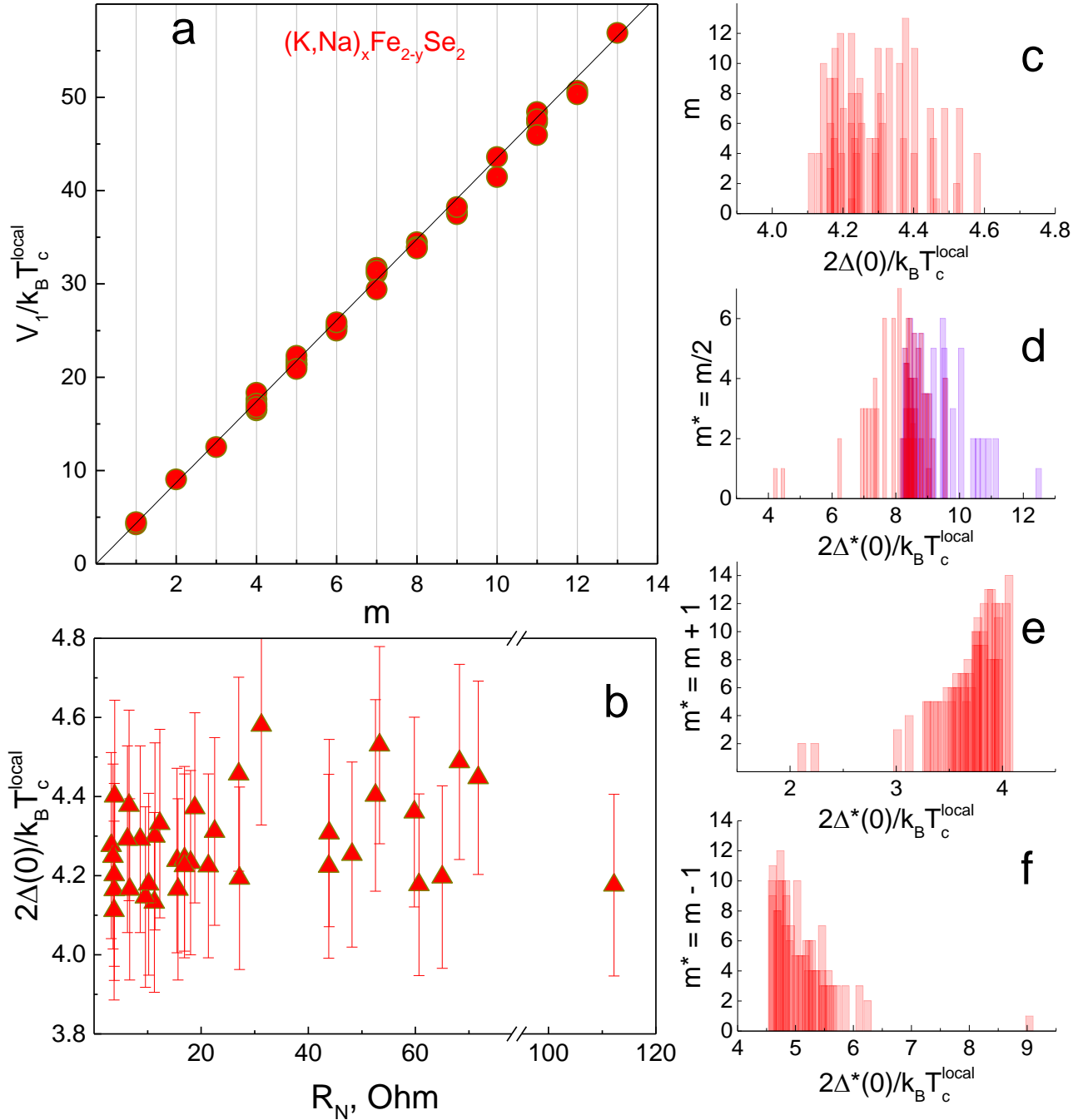


Рис. 52 — (а) Зависимость ненормированного положения фундаментальной андреевской гармоники $eV_1/k_B T_c^{local}$ на $dI(V)/dV$ -спектрах SnS-контактов в образцах KNFS при $T = 4.2$ К от числа контактов в стопке m . (б) Зависимость $2\Delta(0)/k_B T_c^{local}$ от нормального сопротивления R_N SnS-контакта. (с) Связь характеристического отношения (по горизонтали) и числа контактов в стопке (по вертикали) для набора m , соответствующего (а,б). (д–ф) Зависимости, аналогичные (с), для альтернативных наборов m^* : $m^* = m/2$ (д, данные с округлением в большую сторону показаны красным, в меньшую — фиолетовым), $m^* = m + 1$ (е), $m^* = m - 1$ (ф). Данные с $m = 1$ исключены из рассмотрения на (д, ф).

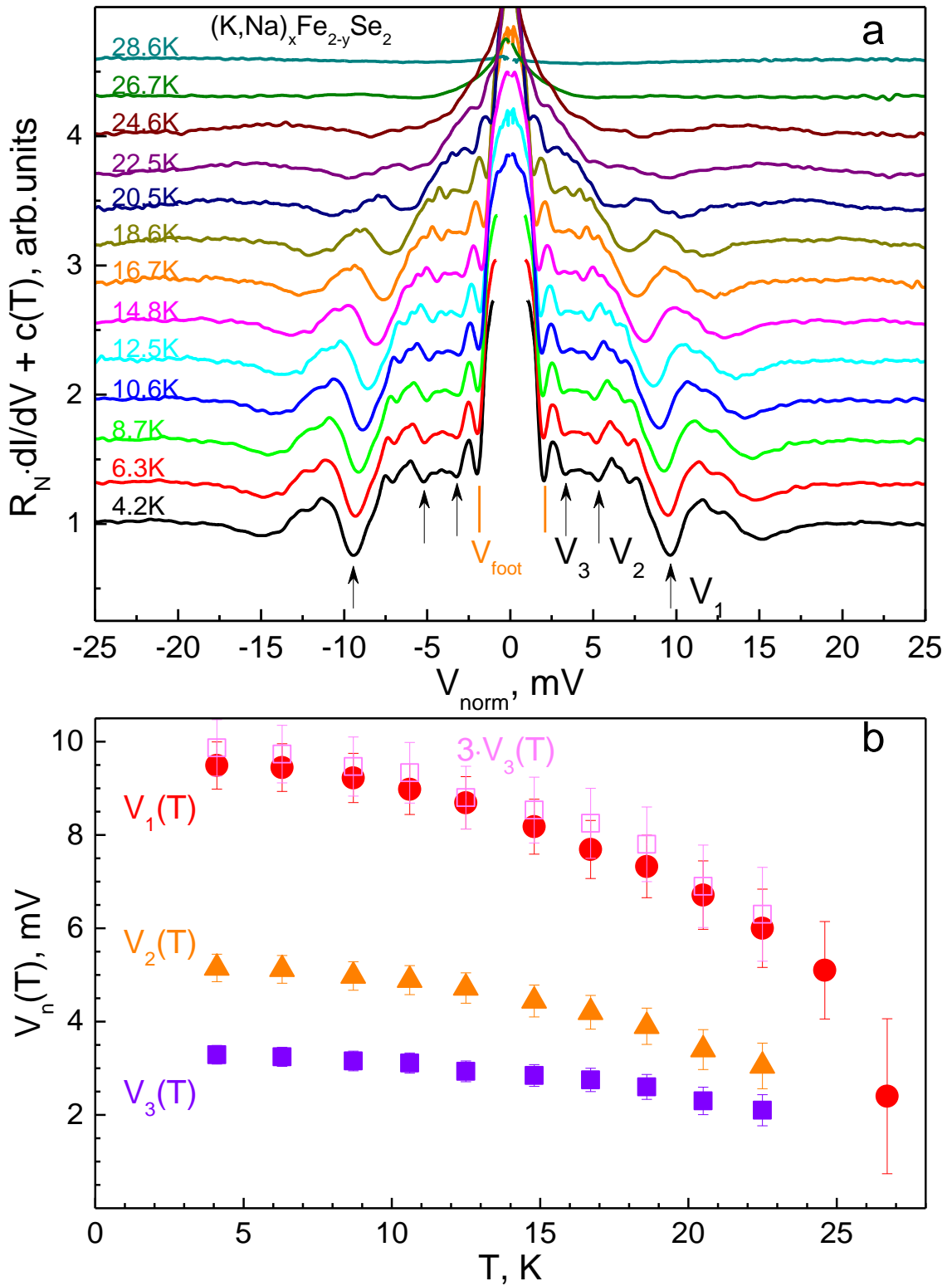


Рис. 53 — (а) Нормированный $dI(V)/dV$ -спектр стопочного SnS-контакта ($m = 9$) в образце KNFS, измеренный при различных температурах. При $T = 4.2$ К положения V_1 , V_2 , V_3 особенностей СГС отмечены стрелками, положение «фута» V_{foot} — оранжевыми штрихами. Спектры сдвинуты вручную вдоль вертикальной оси для удобства. (б) Зависимость $V_{1,2,3}$ (кружки, треугольники, квадраты) от температуры по данным (а). Открытыми квадратами показана зависимость $3 \cdot V_3(T)$.

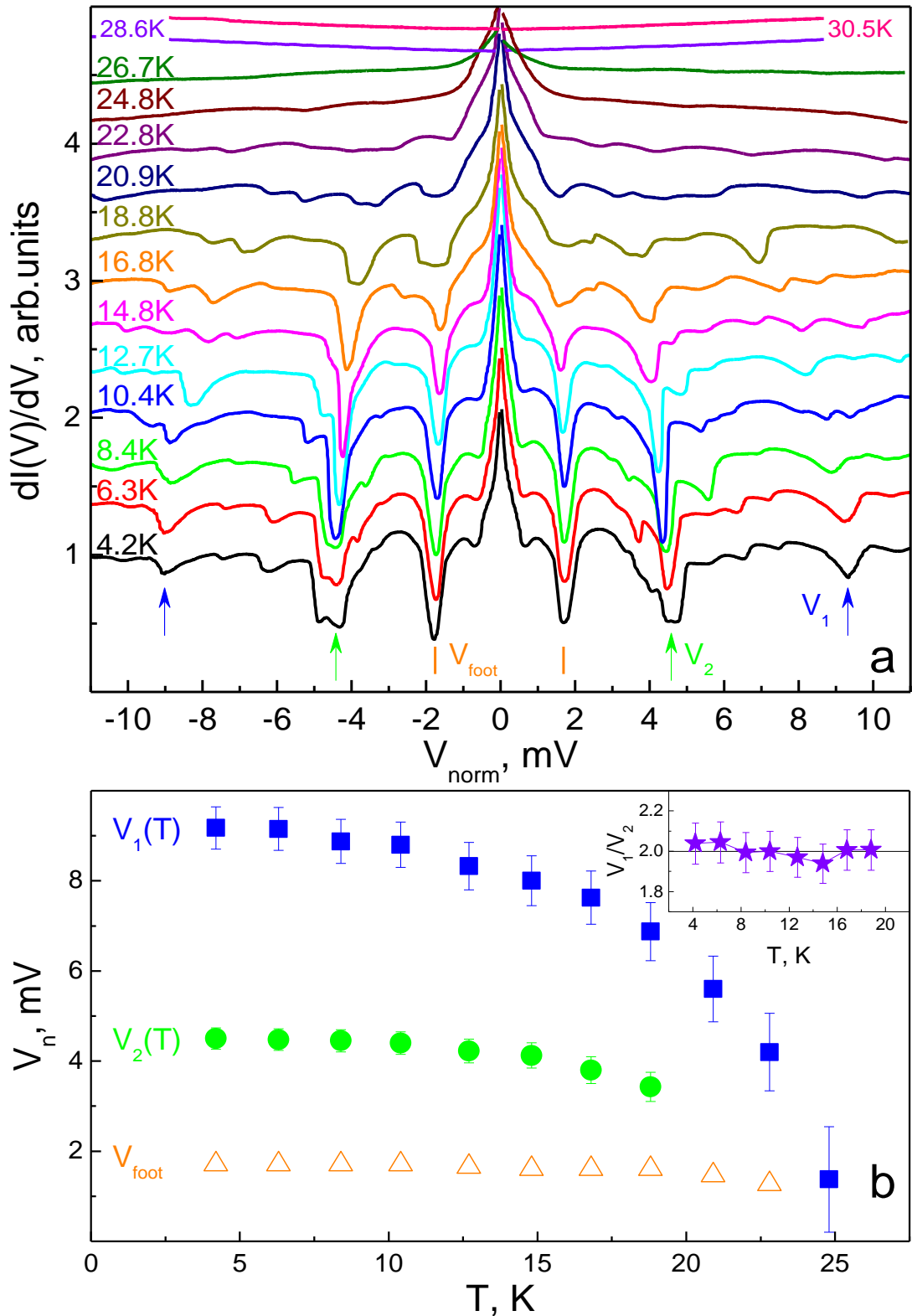


Рис. 54 — (a) Нормированный $dI(V)/dV$ -спектр стопочного SnS-контакта ($m = 4$) в образце KNFS, измеренный при различных температурах. При $T = 4.2$ К положения V_1 , V_2 особенностей СГС отмечены стрелками, положение «фута» V_{foot} — оранжевыми штрихами. Спектры сдвинуты вручную вдоль вертикальной оси для удобства. (b) Зависимость $V_{1,2}$ (квадраты, кружки) и V_{foot} (треугольники) от температуры по данным (a). На вставке показана зависимость V_1/V_2 от температуры.

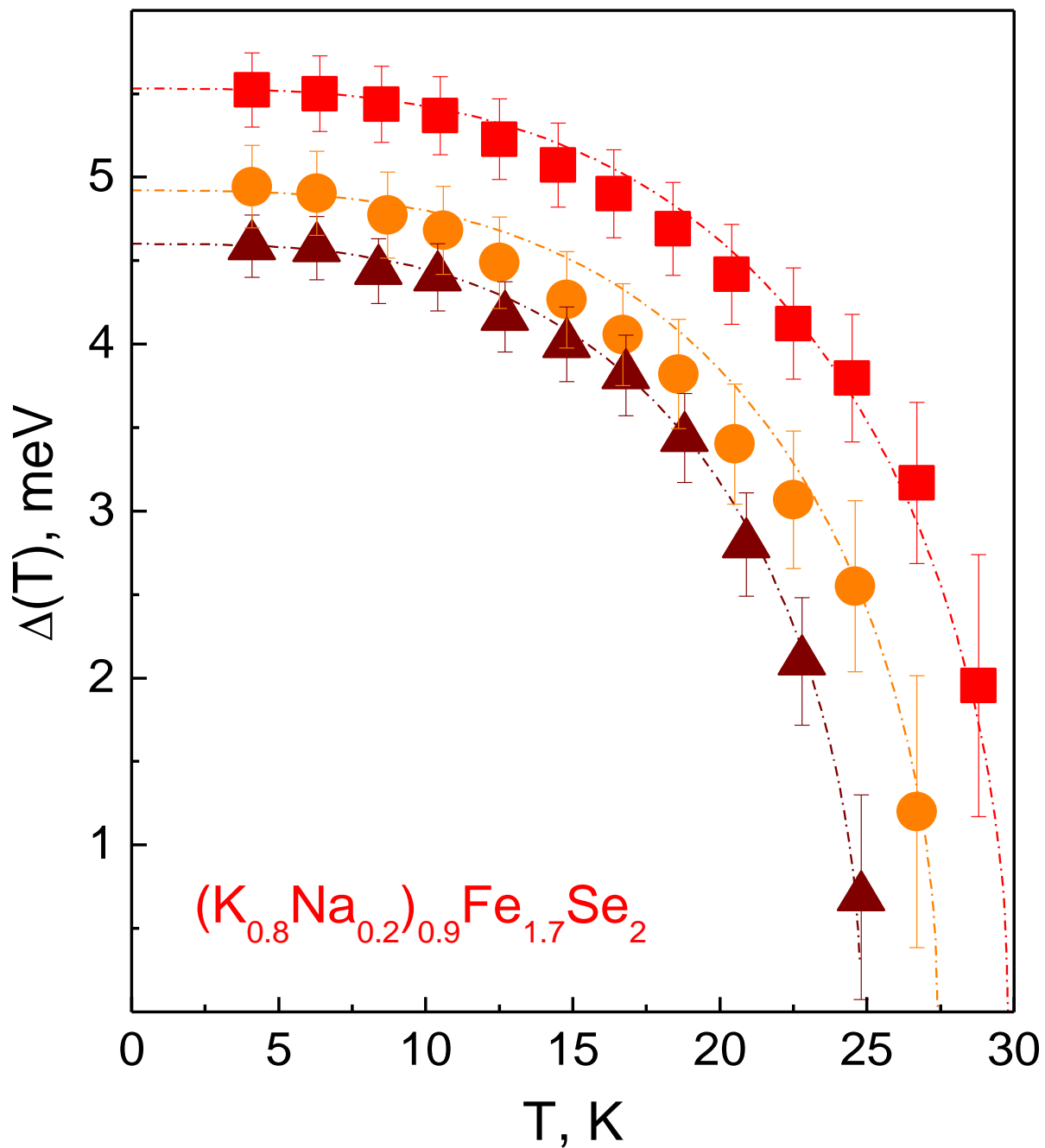


Рис. 55 — Температурные зависимости СП-щели в KNFS по данным SnS-андреэвской спектроскопии стопочных структур, созданных в образцах из одной закладки. Штрихпунктирными линиями показаны однозонные БКШ-образные зависимости.

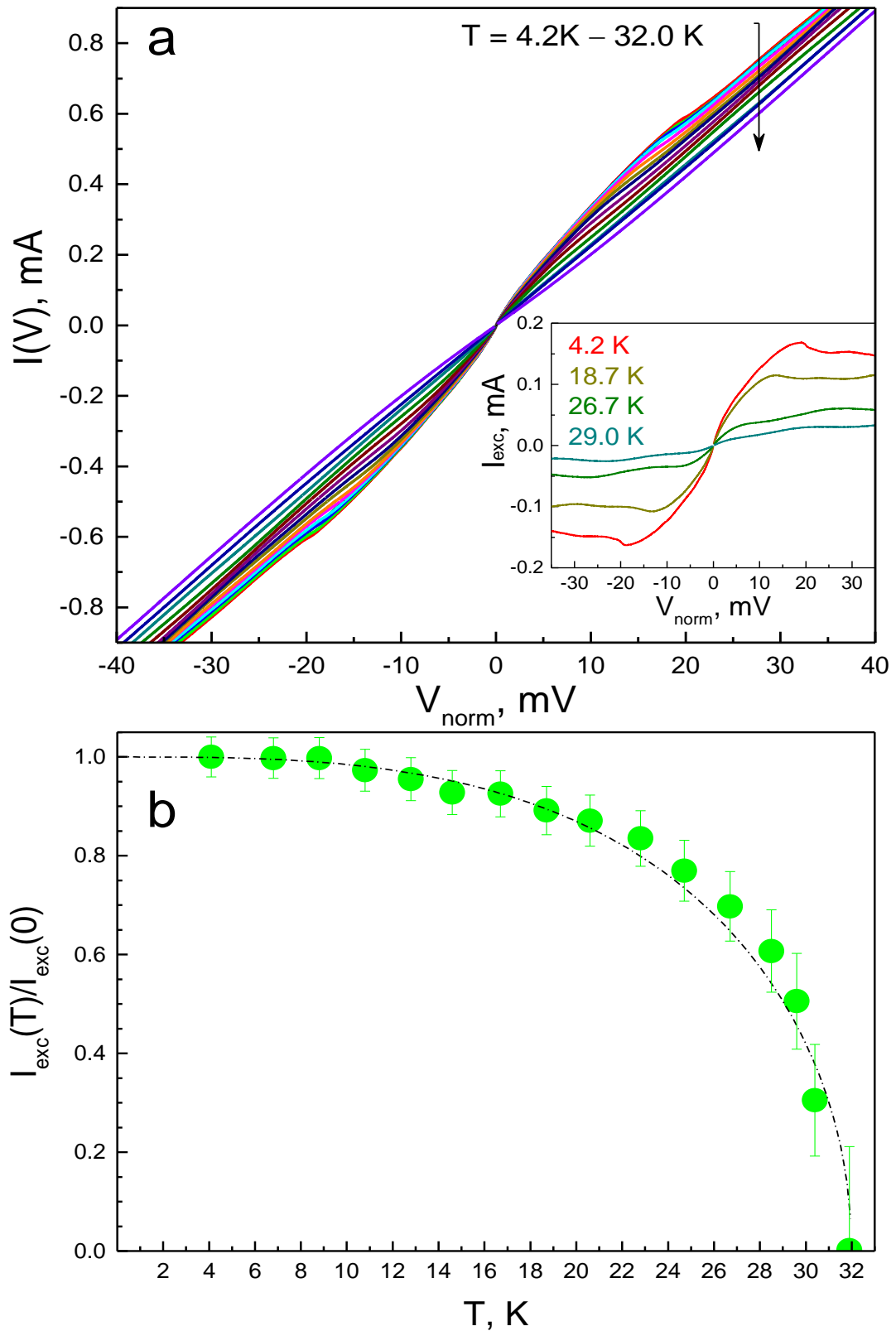


Рис. 56 — (а) Нормированные ВАХ стопочной SnS-структуры ($m = 5$), созданной в образце KNFS, при различных температурах. На вставке показан андреевский избыточный ток $I_{\text{exc}}(V)$ при $T = 4.2, 18.7, 26.7$ и 29 K . (б) Температурная зависимость андреевского избыточного тока при постоянном смещении $eV = 35\text{ мэВ}$ (кружки) по данным (а). Штрихпунктирной линией показана однозонная БКШ-образная функция.

3.2. Феррохалькогениды $K_xFe_{2-y}(Se,S)_2$

Рассмотрим ВАХ и $dI(V)/dV$ -характеристики туннельных структур, получаемых с помощью техники ПМПКМ в образцах ферроселенидов KFSS. На Рис. 57а показаны ВАХ стопочных SnS-структур, полученных с помощью последовательной механической регулировки в одном и том же образце KFSS, измеренные при $T = 4.2 \text{ K} \ll T_c$. Отсутствие сверхтоковой ветви при $eV = 0$, наличие повышенной проводимости при нулевом смещении $G_{ZBC} \approx (2.5-3.2)G_N$, а также избыточный ток во всем диапазоне смещений относительно омической зависимости (показанной штрихпунктирной линией и соответствующей ВАХ синего цвета) позволяют заключить о реализации режима ЭНМАО высокой прозрачности в соответствии с теоретическими моделями [341,347,350]. Определение числа контактов в стопке $m = 10, 11$ и 13 проведено на основе статистики положений СГС на $dI(V)/dV$ -характеристиках аналогично процедуре, описанной на Рис. 52. При механической регулировке к первоначальной стопке из $m = 10$ контактов (данные фиолетового цвета) подключился еще один SnS-контакт ($m = 11$, данные синего цвета), при этом нормальное сопротивление каждого контакта $R_N \approx 56 \text{ Ом}$, составляющего стопку, осталось практически постоянным. При дальнейшей прецизионной регулировке число контактов увеличилось до $m = 13$ (данные голубого цвета), а R_N , приходящееся на каждый контакт, уменьшилось до 35 Ом .

На нормированных $dI(V)/dV$ -спектрах, приведенных на Рис. 57b соответствующими цветами, присутствует серия особенностей при средних смещениях $|V_n| \approx 10, 4.7, 3.3, 2.4 \text{ мВ}$, являющихся субгармониками $n = 1-4$ порядков от СП-щели $2\Delta(0) \approx 9.8 \text{ мэВ}$, амплитуда которой определена по наклону прямой $V_n(1/n)$, проходящей через начало координат и показанной на вставке к Рис. 57а. Относительно небольшая амплитуда фундаментальной гармоники и сдвиг ее положения V_1 в сторону больших смещений не воспроизводится на $dI(V)/dV$ -спектрах других SnS-структур в образцах KFSS и может быть вызван паразитным эффектом (например, подключением к стопке нескольких контактов с неэквивалентными R_N). Напротив, положение наиболее интенсивных особенностей СГС на производных ВАХ практически не изменилось: так, вариация $|V_2|$ и $|V_3|$ не превышает $\pm 4\%$ и не коррелирует с 30% изменением R_N при механической перестройке. Минимум тонкой структуры (стрелки на Рис. 57b), воспроизводимо присутствующий на спектрах динамической проводимости между V_1 и V_2 при $|V| \approx 6.9-7.2 \text{ мВ}$, может быть интерпретирован как вторая субгармоника от резонансной особенности при $V_{\text{res}} = 2\Delta(0) + \varepsilon_0$, вызванной взаимодействием с бозонной модой с энергией $\varepsilon_0 \approx 4.4-5.0 \text{ мэВ}$.

ВАХ стопочных SnSnS-структур, состоящих из одинакового числа контактов $m = 2$, однако обладающих различным R_N , и созданных последовательно в одном и том же образце KFSS, показаны на Рис. 58а. Диапазон нормальных сопротивлений на один контакт составляет $R_N \approx 37-45 \text{ Ом}$. На вставке к Рис. 58а аналогичными цветами приведены $dI(V)/dV$ -спектры данных SnS-

структур. Амплитуда проводимости при нулевом смещении G_{ZBC} на $dI(V)/dV$ -спектрах всех структур примерно одинакова и составляет около $2.2G_N$. Таким образом, изменение R_N на 18% в первую очередь вызвано изменением площади SnS-контактов, составляющих стопку, в процессе механической регулировки. На $dI(V)/dV$ -спектрах на вставке к Рис. 58а хорошо видно начало андреевского «фута», отмеченное оранжевыми штрихами, соответствующее резкому увеличению наклона ВАХ при $V < V_{foot}$.

Увеличенные фрагменты $dI(V)/dV$ -спектров на Рис. 58а, содержащие целевые андреевские особенности, приведены на Рис. 58b. Вертикальными серыми линиями показаны положения резких минимумов наибольшей амплитуды при $|V_1| \approx 8.9$ мВ, чуть менее интенсивных минимумов при $|V_2| \approx 4.7$ мВ, а также перегибов при $|V_3| \approx 3.2$ мВ, которые являются фундаментальной, второй и третьей субгармоникой СП-щели и образуют СГС. Амплитуда СП-щели по данным $V_n(1/n)$, показанной на нижней вставке к Рис. 58а, составляет $2\Delta(0) \approx 9.4$ мэВ. Во внешнецелевой области также наблюдаются воспроизводимые особенности тонкой структуры при смещениях $|V_{res1}| \approx 13.5\text{--}14.7$ мВ; на некоторых спектрах разрешена вторая субгармоника данной особенности при $|V_{res2}| \approx 7$ мВ (стрелки на Рис. 58b). Как и на Рис. 57b, данная тонкая структура может быть проявлением резонансного взаимодействия андреевских электронов с характерной бозонной модой. Оцененная по данным Рис. 57b и Рис. 58b в рамках этого предположения энергия бозона $\epsilon_0 \approx 4.4\text{--}5.8$ мэВ, немного превышающая $\Delta(0)$ и имеющая характеристическое отношение $\epsilon_0/k_B T_c \approx 2.2\text{--}2.8$, оказывается близка к таковой для селенидов KNFS (см. Рис. 51b). Поскольку при $T \ll T_c$ величина ϵ_0 не превышает ширину запрещенной зоны $2\Delta(0)$, в соответствии с предсказаниями [185] данный бозон может являться спиновым экситоном.

Рассмотрим статистику положений СГС на $dI(V)/dV$ -спектрах стопок из SnS-контактов при $T \ll T_c$, показанную на Рис. 59. Зависимость наблюдаемого в эксперименте (т.е. ненормированного) смещения фундаментальной андреевской гармоники $eV_1/k_B T_c^{local}$ от числа контактов в стопке, приведенная на Рис. 59а, представляет собой прямую пропорциональность. Связь характеристического отношения r и числа контактов в стопке m для исследованных стопочных структур показаны в двух различных представлениях на Рис. 59b (аналогично Рис. 52с) и Рис. 59с. Видно, что значения r находятся в достаточно узком диапазоне $r \approx 4.07\text{--}4.55$ (обозначен сектором на Рис. 59а) и случайно распределены для стопок с различным числом контактов $m = 2\text{--}15$. Разброс значений r относительно среднего 4.31 составляет примерно $\pm 6\%$, что позволяет, согласно процедуре, проиллюстрированной на Рис. 52а и Рис. 59а, однозначно определить число контактов для стопок с $m < (100\%)/(6\%) \approx 16$. Для стопок с большим числом контактов помимо погрешности экспериментального определения r (определяемой погрешностью значений $\Delta(0)$ и T_c^{local}) также имеет место неопределенность m . Так, например, для стопки, на $dI(V)/dV$ -спектре которой

положение фундаментальной андреевской гармоники соответствует отношению $eV_1/k_B T_c^{\text{local}} \approx 95.3$ (правый кружок на Рис. 59а), можно получить значение $m = 22 \pm 1$ (т.е. положение этой точки может быть сдвинуто вправо или влево на $\delta m = 1$, при этом она останется в пределах сектора, ограниченного прямыми линиями на Рис. 59а).

Полученные значения характеристического отношения $r \approx 4.07\text{--}4.55$ также случайно распределяются при вариации R_N в пересчете на один контакт (Рис. 59d), т.е. не коррелирует с геометрическими характеристиками контакта. Как и в селенидах семейства KNFS, нормальное сопротивление SnS-контактов, формирующих исследованные стопочные структуры, составило порядка от единиц до сотен Ом (точнее, $R_N \approx 3\text{--}423$ Ом).

Влияние температуры на нормированную ВАХ и динамическую проводимость одной и той же стопочной SnS-структуры ($m = 5$), созданной в образце KFSS, показано на Рис. 60. С увеличением температуры особенности, вызванные ЭНМАО, становятся менее интенсивными и полностью исчезают выше T_c . Так, амплитуда избыточного тока на ВАХ, отмеченная стрелкой при $T = 4.2$ К, уменьшается с увеличением температуры, и в нормальном состоянии ВАХ становится гладкой и практически омической (кривая голубого цвета на Рис. 60а). Видно, что наклоны ВАХ в СП-состоянии и выше T_c при больших смещениях $|eV| > 10$ мэВ практически совпадают, т.е. величина андреевского избыточного тока $I_{\text{exc}}(V)$, как показано на вставке к Рис. 60а, стремится к примерно постоянному значению при всех температурах $T < T_c$. Соответствующая температурная зависимость $I_{\text{exc}}(T)/I_{\text{exc}}(0)$ при постоянном $eV = 25$ мэВ, для учета конечного смещения нормированная также на $\tanh[eV/(2k_B T)]$, представлена на Рис. 61а. Аналогично ферроселенидам KNFS, наблюдаемое поведение $I_{\text{exc}}(T)$ в исследованном диапазоне температур может быть описано однозонной БКШ-образной функцией (штрихпунктирная линия).

Величина андреевской проводимости при нулевом смещении $G_{\text{ZBC}}^A(4.2\text{K}) \approx 7G_N$ на $dI(V)/dV$ -спектре этой туннельной структуры, записанном при $T = 4.2$ К, соответствующая выраженному «футу» на ВАХ (данные красного цвета на Рис. 60а,b), также падает с ростом температуры, и выше T_c спектр линейризуется. При $T = 4.2$ К положение фундаментальной андреевской гармоники $|eV_1| \approx 2\Delta(0) \approx 8.4$ мэВ, отмеченное стрелками, смещается в сторону нуля в соответствии с температурной зависимостью СП-щели, которая показана на Рис. 61b треугольниками. Для сравнения на Рис. 61b ромбами приведены аналогичные $\Delta(T)$ данные, полученные напрямую с помощью ЭНМАО-спектроскопии стопочного SnS-контакта, созданного в другом образце KFSS из одной закладки. Локальные критические температуры этих контактов примерно одинаковы и составляют $T_c^{\text{local}} \approx 23.7$ К. Можно видеть, что в пределах погрешностей при $T \geq 4.2$ К обе зависимости СП-параметра порядка от температуры близки к однозонной БКШ-образной кривой (штрихпунктирные линии).

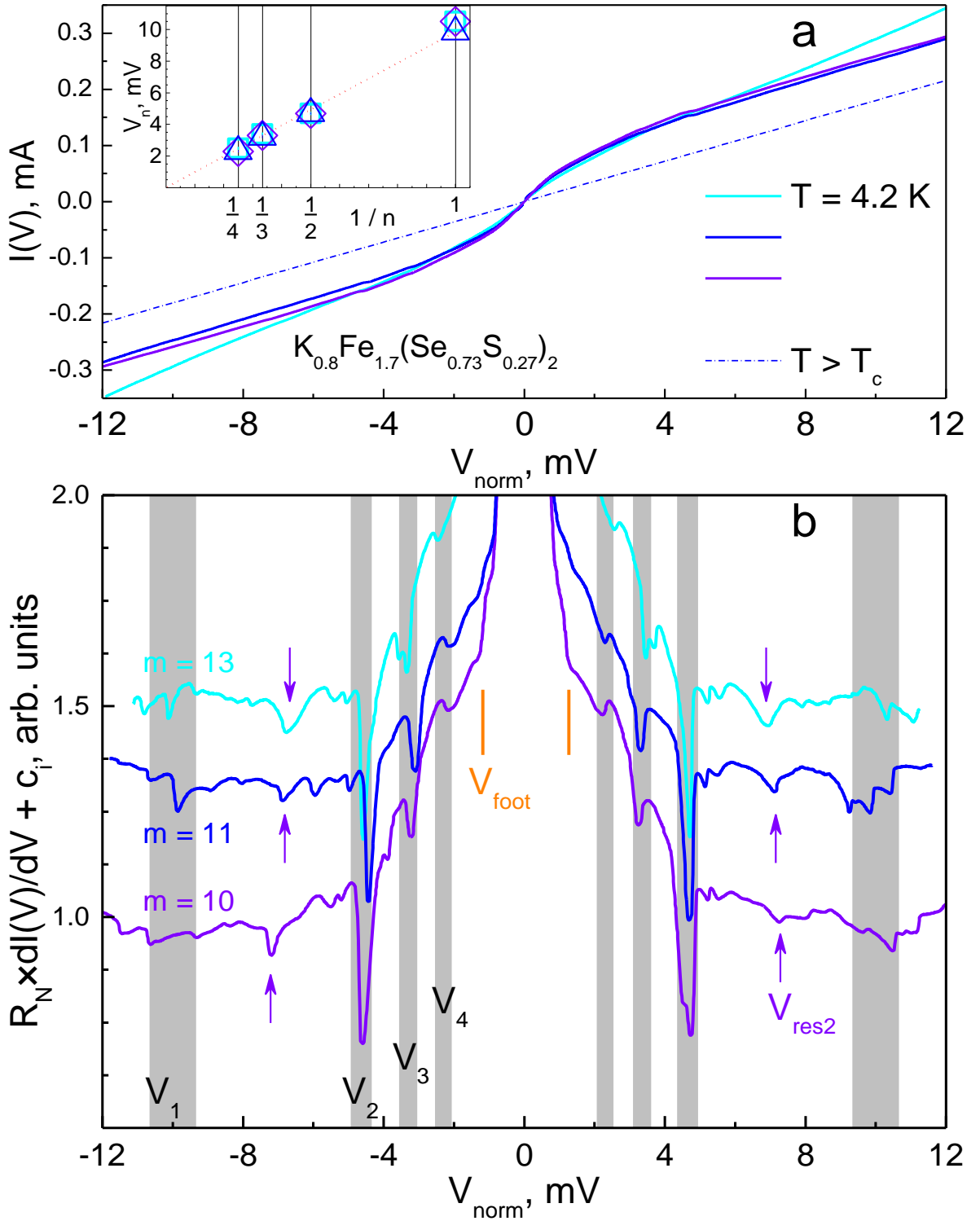


Рис. 57 — ВАХ (а) и $dI(V)/dV$ -спектры (б) стопочных SnS-структур ($m = 10, 11, 13$) при $T = 4.2$ К, созданных в одном и том же образце KFSS. На (а) штрихпунктирной линией показана омическая зависимость, соответствующая ВАХ синего цвета. На (б) вертикальными серыми линиями отмечены положения V_n ($n = 1-4$) субгармоник от СП-щели $2\Delta(0) \approx 9.8$ мэВ, оранжевыми штрихами — положение «фута» V_{foot} , стрелками — положение второй субгармоники особенности тонкой структуры V_{res2} . Зависимость $V_n(1/n)$ показана на вставке к (а). Цвета ВАХ, $dI(V)/dV$ -спектров и $V_n(1/n)$ соответствуют друг другу.

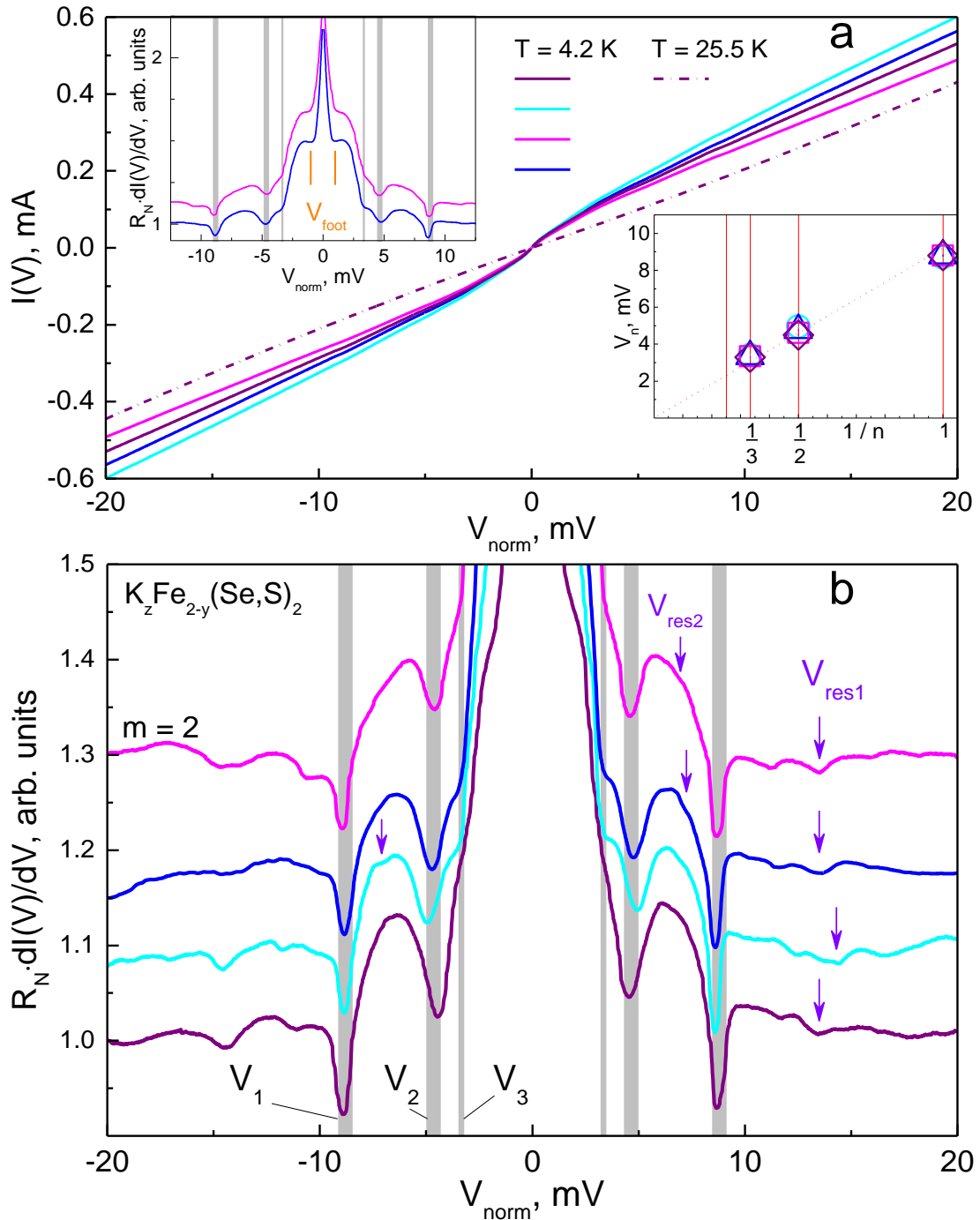


Рис. 58 — (а) ВАХ стопочных SnS-структур ($m = 2$) при $T = 4.2$ К, созданных в одном и том же образце KFSS. Для ВАХ фиолетового цвета штрихпунктирной линией показана соответствующая $I(V)$ при $T > T_c$. На верхней вставке приведены $dI(V)/dV$ -спектры, оранжевыми штрихами отмечено положение «фута» V_{foot} . (б) Увеличенные фрагменты $dI(V)/dV$ -спектров, содержащие СГС. Серыми линиями отмечены положения V_n ($n = 1-3$) субгармоник от СП-щели $2\Delta(0) \approx 9.4$ мэВ, стрелками — положение первой и второй субгармоник особенности тонкой структуры (V_{res1} , V_{res2}). Зависимость $V_n(1/n)$ показана на нижней вставке к (а). Цвета ВАХ, $dI(V)/dV$ -спектров и $V_n(1/n)$ соответствуют друг другу.

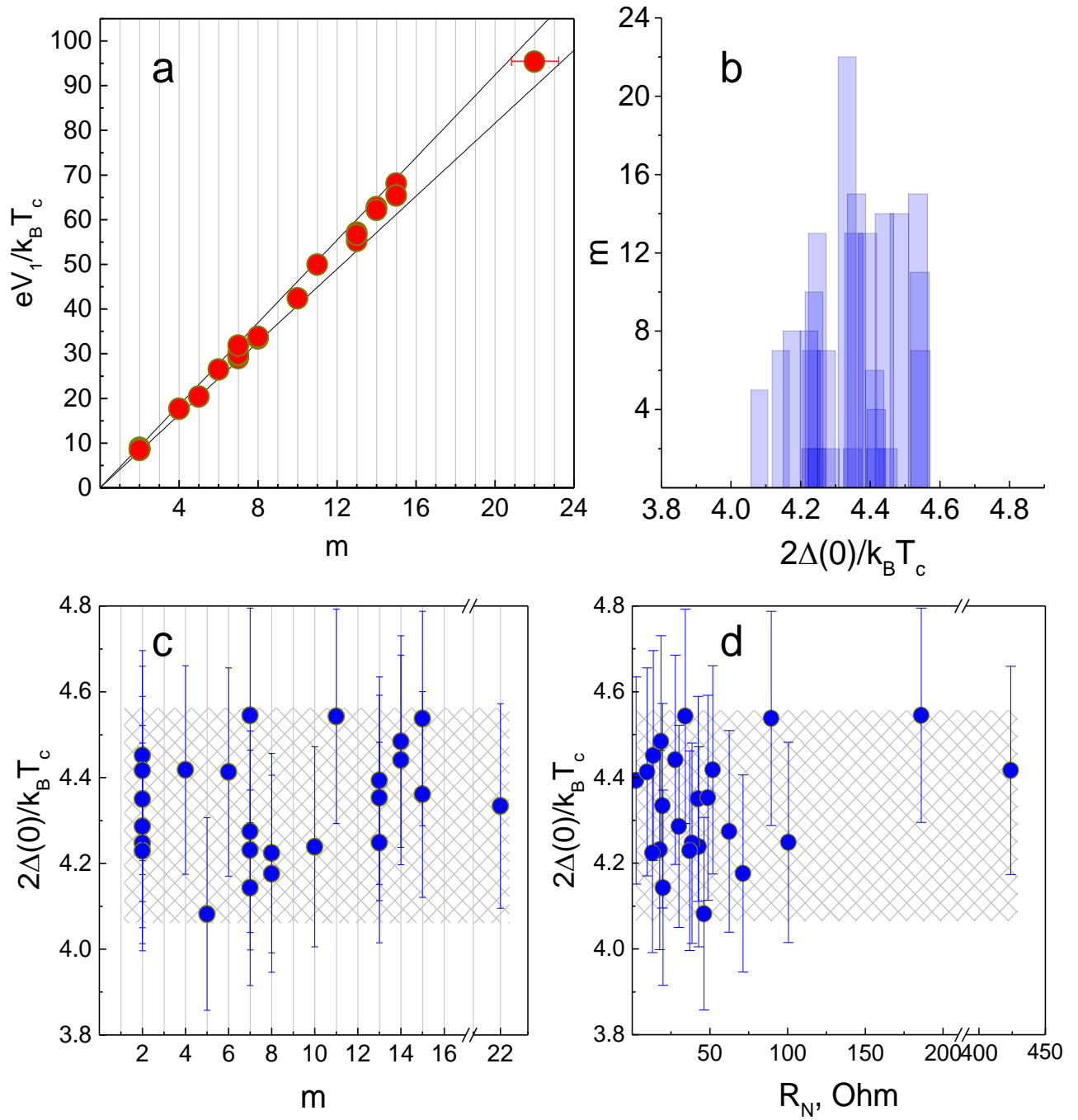


Рис. 59 — (а) Зависимость ненормированного положения фундаментальной андреевской гармоники $eV_1/k_B T_c^{\text{local}}$ СП-щели на $dI(V)/dV$ -спектрах стопочных SnS-контактов в образцах KFSS при $T = 4.2$ К от числа контактов в стопке m . (б) Связь характеристического отношения (по горизонтали) и числа m (по вертикали) для исследованных SnS-контактов. (с) Зависимость $2\Delta(0)/k_B T_c^{\text{local}}$ от m (с) и нормального сопротивления R_N SnS-контакта (д).

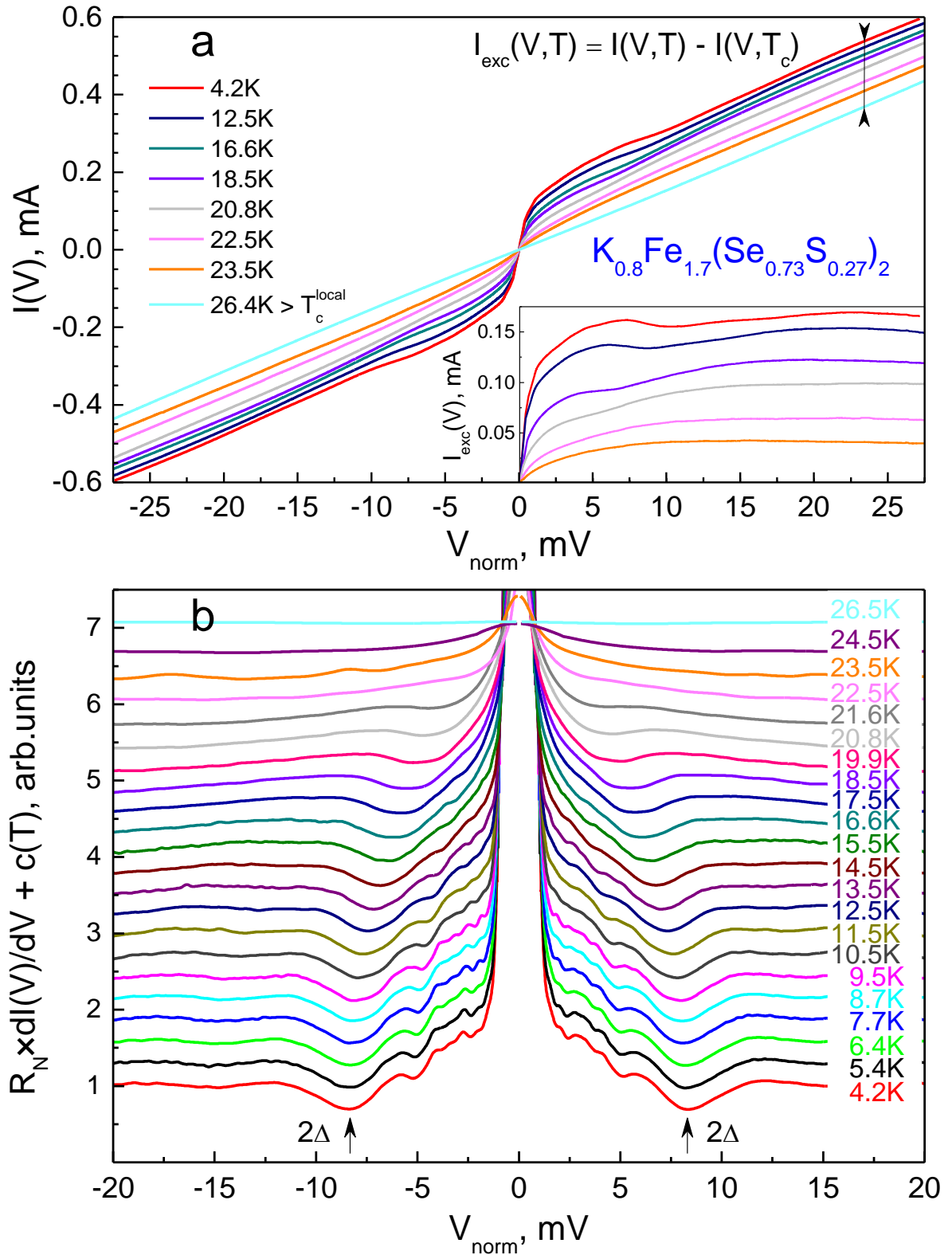


Рис. 60 — BAX (a) и $dI(V)/dV$ -спектры (b) стопочной SnS-структуры ($m = 5$), созданной в образце KFSS, при различных температурах. На вставке к (a) приведены зависимости избыточного тока $I_{\text{exc}}(V)$. На (b) спектры вручную сдвинуты вдоль вертикальной оси для удобства, стрелками отмечено положение фундаментальной андreeвской гармоники от СП-щели $2\Delta(0) \approx 8.4$ мэВ.

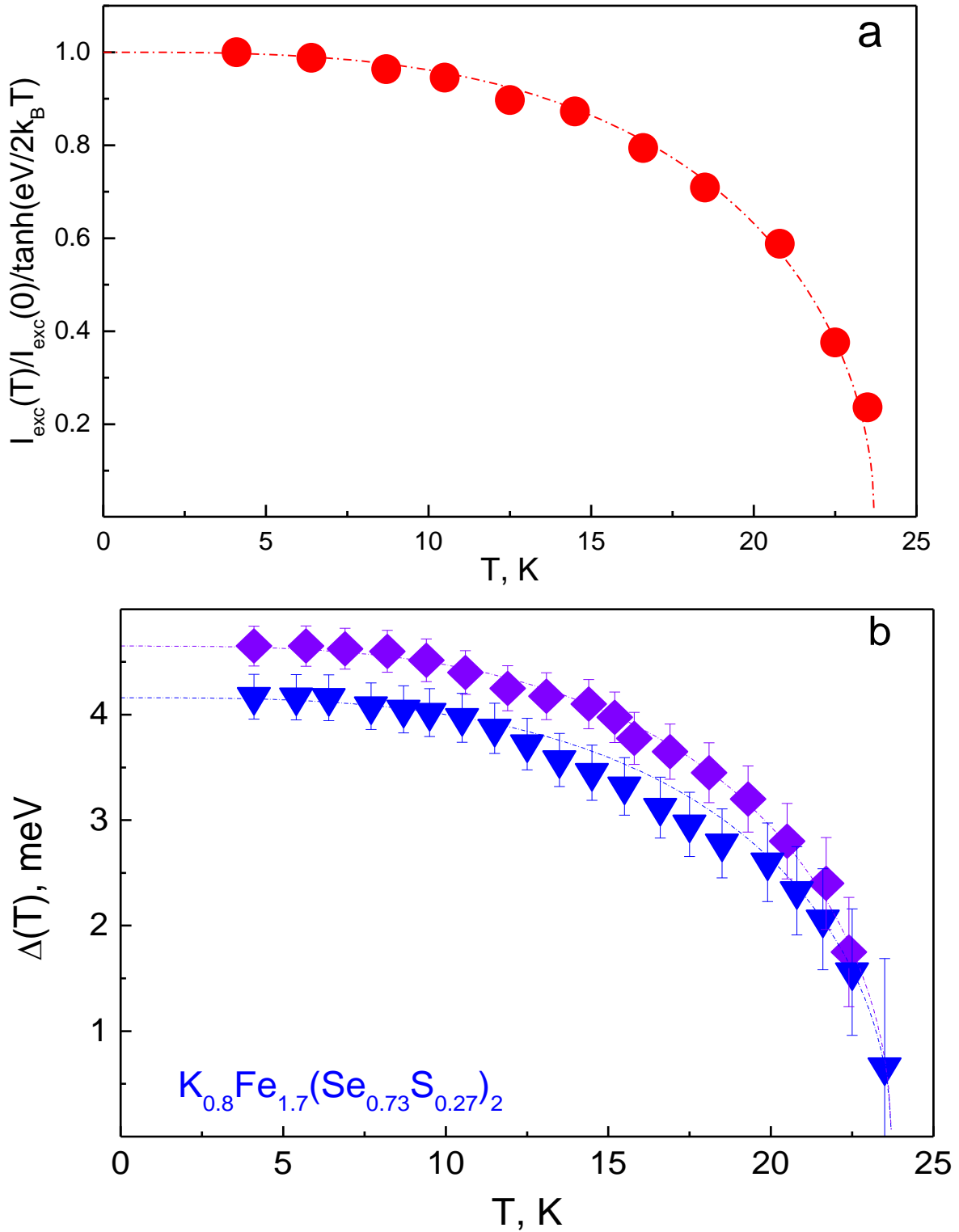


Рис. 61 — (а) Температурная зависимость андреевского избыточного тока на ВАХ SnS-структуры в образце KFSS при $eV = 25$ мэВ = $const$, нормированная на $\tanh[eV/(2k_B T)]$, по данным Рис. 60а. (б) Температурная зависимость СП-щели в KFSS, полученная с помощью ЭНМАО-спектроскопии (треугольники — по данным Рис. 60б, ромбы — по данным измерений $I(V)$ и $dI(V)/dV$ -характеристик SnS-контакта в другом образце из той же закладки). Штрихпунктирные линии — однозонные БКШ-образные функции.

3.3. Феррохалькогениды $(\text{K,Na,Rb})_x\text{Fe}_{2-y}\text{Se}_2$

Раздел посвящен рассмотрению $I(V)$ и $dI(V)/dV$ -характеристик SnS-андреевских контактов и стопочных структур в закаленных образцах ферроселенидов NKRFs на основе трех щелочных металлов Na, K и Rb.

На Рис. 62 показаны ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектры одиночных SnS-контактов ($m = 1$) и стопочной структуры ($m = 2$); $I(V)$ и $dI(V)/dV$ -характеристики, а также зависимости $V_n(1/n)$ для каждого контакта приведены соответствующим цветом. SnS-контакт, представленный голубым цветом, имеет локальную критическую температуру $T_c^{\text{local}} \approx 29$ К, в то время как остальные контакты на Рис. 62 были созданы в другом образце NKRFs из той же закладки и имеют примерно одинаковую $T_c^{\text{local}} \approx 31.5$ К. ВАХ на Рис. 62 демонстрируют отсутствие фазовой когерентности между СП-берегами и типичны для SnS-андреевского режима высокой прозрачности. ВАХ, показанная синим цветом (правая вертикальная ось на Рис. 62а), соответствует контакту с $R_N \approx 340$ Ом, для остальных контактов (левая ось) $R_N \approx 29\text{--}90$ Ом. Динамическая проводимость SnS-контакта, приведенная на Рис. 62b, имеет выраженные минимумы при смещениях $|V_1| \approx 10.3$ мВ, $|V_2| \approx 5.2$ мВ, а также особенности малой амплитуды при $|V_3| \approx 3.4$ мВ. Положение этих особенностей V_n с хорошей точностью прямо пропорционально $1/n$ (пятиугольники на вставке к Рис. 62а) и определяет, согласно формуле для СГС, величину СП-щели $2\Delta(0) \approx 10.3$ мэВ с характеристическим отношением $r \approx 4.1$.

Спектры динамической проводимости одиночных SnS-контактов с большей локальной T_c , полученные в другом кристалле NKRFs (данные зеленого и синего цвета на Рис. 62с), содержат особенности при средних смещениях $|V_1| \approx 11.9$ мВ и $|V_2| \approx 5.8$ мВ, которые могут быть интерпретированы как СГС от СП-щели $2\Delta(0) \approx 11.8$ мэВ с близким значением $r \approx 4.35$. При нормировке на $m = 2$ положение особенностей СГС на $dI(V)/dV$ -спектре стопочной структуры, показанном красным цветом на Рис. 62с, совпадает с данными для одиночных SnS-контактов. Заметим, что если представить SnS-контакты, $dI(V)/dV$ -спектры которых показаны голубым, зеленым и синим цветом, как стопочные структуры с $m^* \geq 2$, получим характеристические отношения $r^* \approx 2.1 \ll 3.53$, меньшие предела слабой связи, что невозможно для единственной СП-щели или большой СП-щели многощелевого сверхпроводника. Таким образом можно однозначно распознать $dI(V)/dV$ -спектр одиночного SnS-контакта ($m = 1$), а полученный примерный диапазон характеристического отношения r обеспечивает нормировку смещений $I(V)$ и $dI(V)/dV$ -характеристик стопочных SnS-структур, состоящих из большего числа контактов.

ВАХ и спектры динамической проводимости стопочной SnS-структуры из $m = 7$ контактов, полученной с помощью техники ПМПКМ в другом кристалле NKRFs, приведены на Рис. 63. $I(V)$ и $dI(V)/dV$ -характеристики, показанные красным цветом, были записаны при $T = 4.2$ К.

Далее температура была повышена до $34.9 \text{ K} > T_c$ (штриховая линия), и структура перешла в нормальное состояние. Андреевский избыточный ток на ВАХ при различных температурах $T < T_c$, показанный на вставке к Рис. 63а, стремится к постоянному значению при смещениях $V > 30$ мэВ, при этом его амплитуда убывает с ростом температуры. Это также указывает на примерное постоянство $R_N(T) \approx \text{const}$ в широком диапазоне температур, т.е. реализацию баллистического транспорта в контакте. Затем туннельная структура была заново охлаждена до $T = 4.2 \text{ K}$ (данные бордового цвета на Рис. 63). После термоциклирования нормальное сопротивление каждого SnS-контакта, составляющего стопку, увеличилось примерно на 12% (что видно по изменению наклона ВАХ на Рис. 63а), при этом на $dI(V)/dV$ -спектрах (Рис. 63б) вид и положение фундаментальной особенности СГС $|V_1| \approx 12.4$ мВ практически не изменились. Тонкая структура, наличие которой привело к видимому расщеплению второй субгармоники при $|V_2| \approx 6.3$ мВ на $dI(V)/dV$ -спектре красного цвета и ее сдвигу до 6.6 мВ при $V > 0$, не воспроизводится, исчезает после термоциклирования и может быть вызвана паразитными эффектами, связанными с появлением шоттковского барьера и контактов, подключенных параллельно. На основе средних позиций остальных особенностей СГС можно определить амплитуду СП-щели $2\Delta(0) \approx 12.5$ мэВ.

ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектры стопочных структур с нормальным сопротивлением на один SnS-контакт $R_N \approx 20\text{--}45$ Ом, измеренные при $T = 4.2 \text{ K}$, показаны на Рис. 64. Стопочные структуры из $m = 10$ и 9 SnS-контактов, $dI(V)/dV$ -спектры которых представлены на Рис. 64б, созданы последовательно в одном и том же кристалле NKRFS. Хотя R_N на один контакт значительно отличается (примерно на 37%), положения первой $|V_1| \approx 12.1$ мВ и второй $|V_2| \approx 6.2$ мВ субгармоник от СП-щели $2\Delta(0) \approx 12.4$ мэВ практически не изменилось, что говорит об объемной природе данного микроскопического СП-параметра порядка. Минимумы, наблюдаемые на верхнем $dI(V)/dV$ -спектре на Рис. 64б при малых смещениях, не воспроизводятся и могут являться началом «фута». ВАХ и динамическая проводимость стопочной структуры из $m = 5$ SnS-контактов, полученной в другом кристалле NKRFS, показаны зеленым цветом на Рис. 64а,с. На соответствующем $dI(V)/dV$ -спектре (см. Рис. 64с) наблюдается СГС, содержащая три особенности при $|V| \approx 11.3$, 5.5 и 3.8 мВ от СП-щели $2\Delta(0) \approx 11.3$ мэВ. Взяв для оценки значение локальной критической температуры данной структуры $T_c^{\text{local}} \approx 31.4 \text{ K}$, получим характеристическое отношение $r \approx 4.2$.

Сравнивая данные измерений $dI(V)/dV$ -спектров SnS-контактов в кристаллах NKRFS из одной закладки (см. Рис. 62–Рис. 64), можно заметить значительное уширение андреевских особенностей СГС, как для одиночных SnS-контактов, так и для и стопочных структур на их основе. Полуширина фундаментальной андреевской гармоники ΔV_1 по отношению к ее положению в среднем составляет $\Delta V_1/V_1 \approx 0.25\text{--}0.4$ и не уменьшается на спектрах стопочных контактов с увеличением m , в отличие от пниктидов железа других семейств, исследованных нами ранее

[390,393]. Однако, подобное уширение нельзя полностью связать с неэквивалентностью всех контактов, составляющих стопку: в этом случае форма особенности была бы случайной (зависящей от соотношения R_{Ni}), а ее полуширина росла бы с увеличением m [390,393] (см. Рис. 36b). Напротив, на спектрах туннельных структур в ферроселенидах NKRFs воспроизводимо наблюдается достаточно симметричная, треугольная форма минимума при смещении V_1 для одиночных и стопочных SnS-контактов, имеющих различное нормальное сопротивление R_N и созданных в различных кристаллах. Поэтому в качестве основной причины подобного уширения можно считать влияние параметра размытия Γ .

Аналогично исследованным ферроселенидам других составов (см. Рис. 52, Рис. 59), приведем статистику значений характеристического отношения r в соединении NKRFs по данным ЭНМАО-спектроскопии при $T \ll T_c$ на Рис. 65. Зависимость экспериментального (без нормировки на m) положения фундаментальной гармоники $eV_1/k_B T_c^{local}$ от числа контактов в стопке показана на Рис. 65а и образует прямую пропорциональность. Для стопочных структур с $m > 2$ число контактов было определено так, чтобы при нормировке оси смещений соответствующего $dI(V)/dV$ -спектра величина r , определяемая из положений минимумов СГС, оказалась в диапазоне 4.06–4.6, оцененном для одиночных SnS-контактов.

Как следует из Рис. 65b,c, наблюдается диапазон значений характеристического отношения СП-щели $r \approx 4.05$ –4.6, близкий к таковым для ферроселенидов KNFS и KFSS (см. Рис. 52, Рис. 59). Корреляция r и m отсутствует (см. Рис. 65b,c). В частности, в стопочных структурах не наблюдается тенденция к увеличению или уменьшению отношения $r(m)$. Для стопок с наибольшим числом контактов, на ненормированных $dI(V)/dV$ -спектрах которых фундаментальная гармоника от СП-щели наблюдалась при $|V_1| > 200$ мВ, номера $m = 19, 20, 21$ были подобраны так, чтобы получаемая величина r соответствовала середине диапазона 4.06–4.6; погрешность определения m составляет ± 1 контакт. Диапазон нормальных сопротивлений большинства SnS-контактов — $R_N \approx 9$ –137 Ом. Увеличение разброса значений характеристического отношения в туннельных структурах с малыми $m = 1$ –2 и низкими $R_N < 30$ Ом на один контакт связано с большим количеством исследованных данных с такими параметрами.

Изменение вида нормированного $dI(V)/dV$ -спектра стопочной SnS-структуры ($m = 10$, аналогичного данным синего цвета на Рис. 64b) с ростом температуры показано на Рис. 65а. Положение первой и второй субгармоник от СП-щели, показанное при $T = 4.2$ К (нижний $dI(V)/dV$ -спектр) стрелками, при увеличении температуры смещается в сторону нуля. Температурные зависимости $V_1(T)$ и $V_2(T)$ приведены на Рис. 65b кружками и треугольниками, соответственно. При нормировке $2 \cdot V_2(T)$ положение второй субгармоники (открытые треугольники) проходит немного выше зависимости $V_1(T)$, однако отношение их положений $V_1(T)/V_2(T) \approx 1.93$ –1.96 остается примерно постоянным во всем температурном диапазоне, в котором на $dI(V)/dV$ -спектре

наблюдается вторая субгармоника. Таким образом, температурное поведение первой и второй особенности СГС практически одинаково, что исключает перегрев или превышение плотности критического тока в контакте. Следовательно, наблюдаемый сдвиг $V_1(T)$ в сторону меньших смещений может быть вызван неэквивалентностью R_N одного из контактов, составляющих стопку. На это косвенно указывает дублетный характер фундаментального минимума, не наблюдаемый на $dI(V)/dV$ -спектрах остальных контактов в NKRFs. Таким образом, для данной стопочной структуры более корректно определение амплитуды $2\Delta(0) \approx 12.4$ мэВ на основе удвоенного положения второй субгармоники, при этом температурная зависимость СП-щели определяется как $2\Delta(T) = V_1(T)/V_1(0) \cdot V_2(0)$.

Температурная эволюция ВАХ той же туннельной структуры (см. Рис. 66) приведена на Рис. 67а. Зависимость андреевского избыточного тока от смещения, показанная на нижней вставке к Рис. 67а, стремится к постоянной величине $I_{exc}(V > 20 \text{ мВ}) \approx const$, убывающей с ростом температуры. На верхней вставке приведены ВАХ в нормальном состоянии: линией зеленого цвета показана $I(V)$ -характеристика при $T = 33.8 \approx T_c^{local}$, жирной серой линией — ВАХ при $T = 42.5$ К. Видно, что обе ВАХ практически совпадают во всем диапазоне смещений, что указывает на баллистический характер транспорта через n -слой контакта. Аналогичные данные для SnS-структуры ($m = 12$ контактов в стопке) показаны на Рис. 67б.

Набор температурных зависимостей СП-щели по данным ЭНМАО-спектроскопии SnS-структур в кристаллах NKRFs показан на Рис. 68а. Для исследованных контактов вариация локальных критических температур составила $T_c^{local} \approx 31.4\text{--}33.0$ К. Зависимость $\Delta(T)$, полученная по данным Рис. 66, приведена на Рис. 68а квадратами. Андреевский избыточный ток при $eV = 20$ мэВ на основе измерений $I(V, T)$ -характеристик, приведенных на Рис. 67а, показан на Рис. 68б шестиугольниками. Зависимость $I_{exc}(T)$, полученная при $eV = 30$ мэВ по данным Рис. 67б, показана на Рис. 68б треугольниками.

Как и в ферроселенидах состава KNFS и KFSS (см. Рис. 55, Рис. 61), температурное изменение микроскопического СП-параметра порядка $\Delta(T)$ и андреевского избыточного тока $I_{exc}(T)$ в сверхпроводниках NKRFs близко к однозонному БКШ-образному типу (соответствующие аппроксимации показаны на Рис. 68а,б штрихпунктирными линиями).

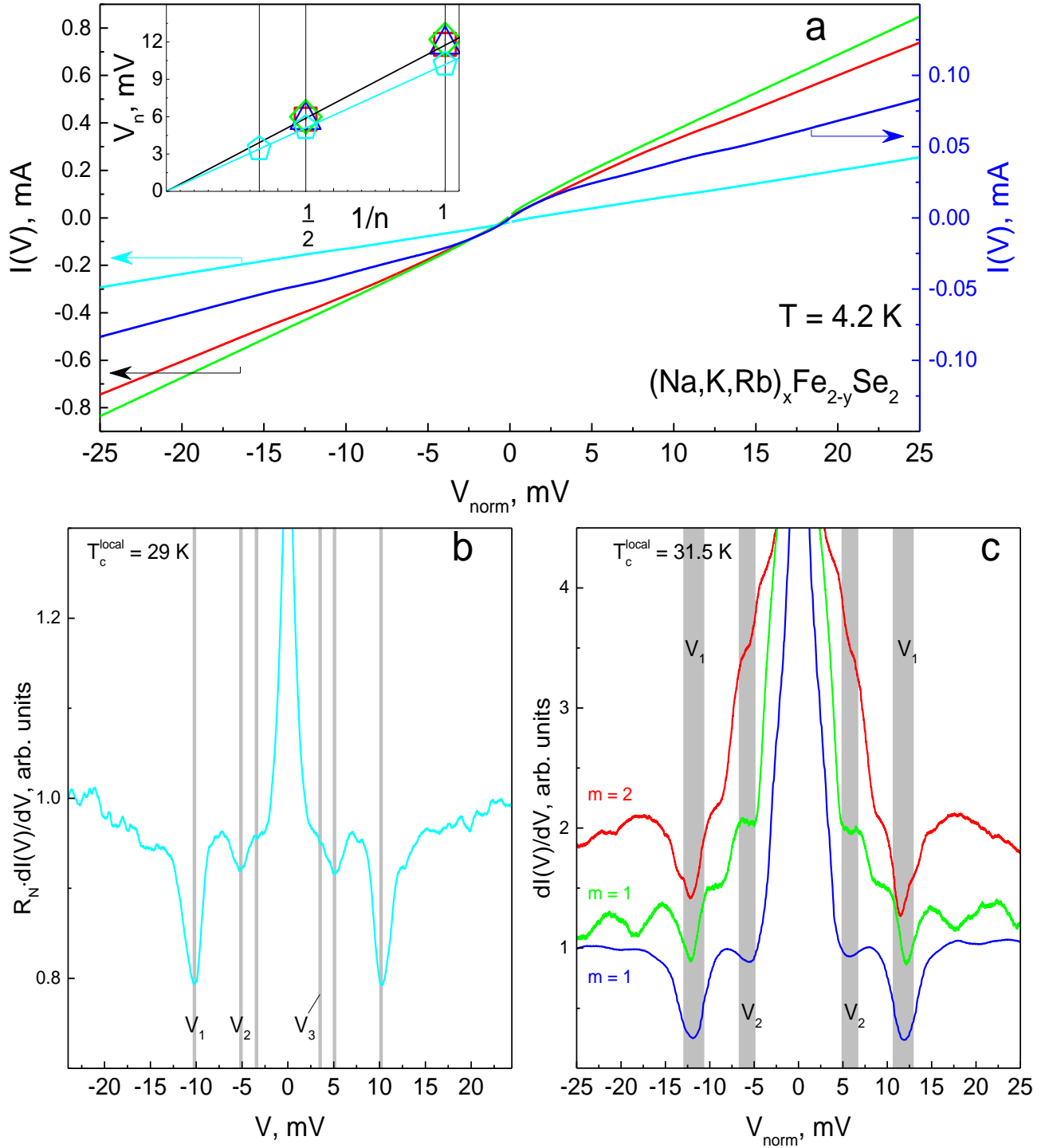


Рис. 62 — (a) ВАХ (a) и $dI(V)/dV$ -спектры одиночных ($m = 1$) и стопочного ($m = 2$) SnS-контактов, созданных в одном и том же кристалле NKRFs (данные красного, зеленого и синего цвета, $T_c^{\text{local}} \approx 31.5$ К) и в другом образце из той же закладки (данные голубого цвета, $T_c^{\text{local}} \approx 30$ К) при $T = 4.2$ К. Вертикальными серыми линиями на (b,c) отмечены позиции V_n ($n = 1, 2, 3$) андреевских субгармоник от СП-щели $2\Delta(0) \approx 10.2$ мэВ (b) и 11.7 мэВ (c). На вставке к (a) показана зависимость $V_n(1/n)$. Цвета $I(V)$, $dI(V)/dV$ -характеристик и символов $V_n(1/n)$ соответствуют друг другу.

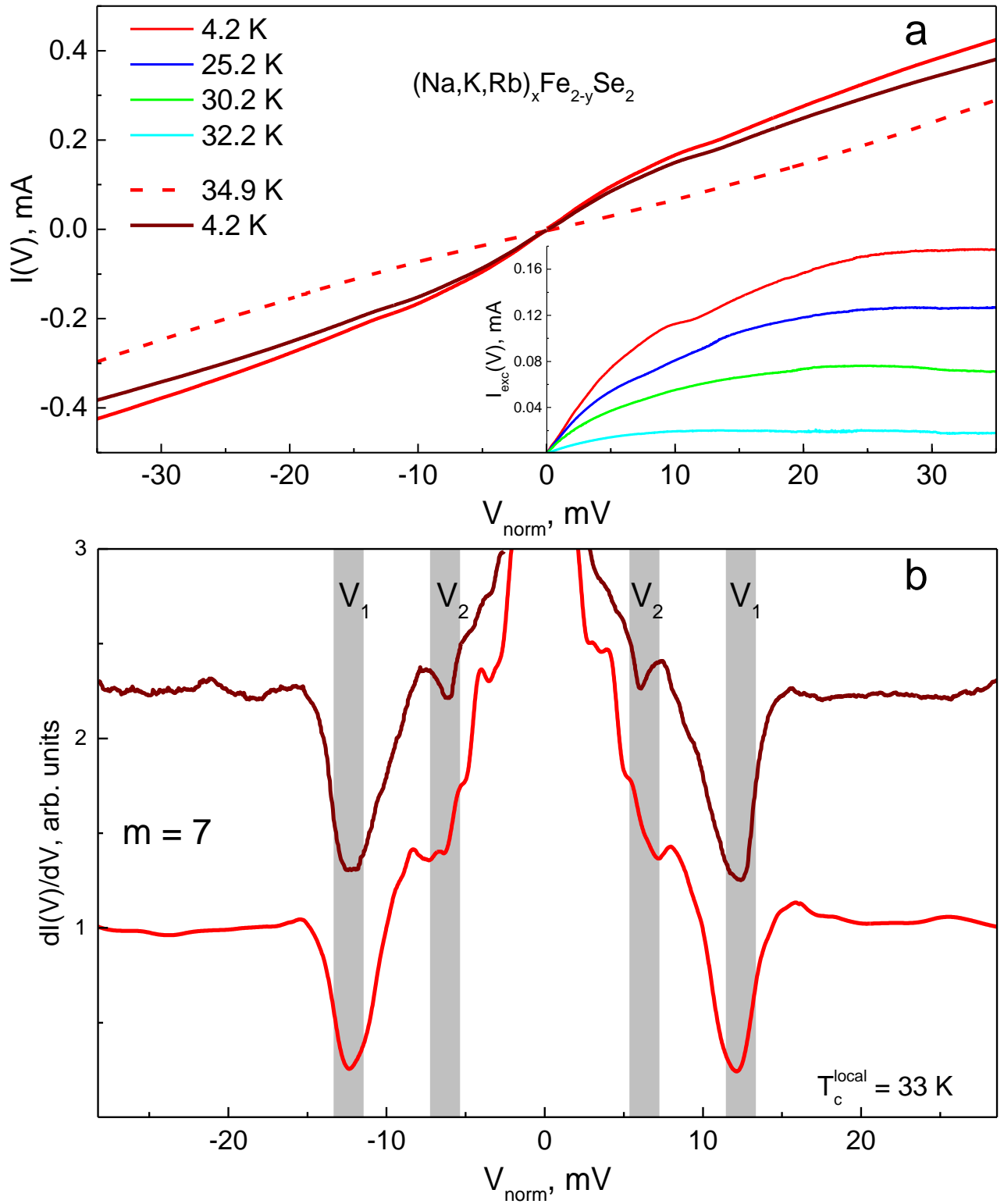


Рис. 63 — (a) ВАХ стопочного SnS-контакта ($m = 7$), находящегося при $T = 4.2 \text{ K}$ (красная линия), 34.9 K (штриховая линия) и снова охлажденного до 4.2 K (бордовая линия). На вставке показан андреевский избыточный ток $I_{\text{exc}}(V)$ при различных температурах. (b) $dI(V)/dV$ -спектры того же контакта до (красная кривая) и после термоциклирования (бордовая кривая), измеренные при $T = 4.2 \text{ K}$. Серыми линиями показано положение $V_{1,2}$ андреевских гармоник от СП-щели $2\Delta(0) \approx 12.6 \text{ мэВ}$.

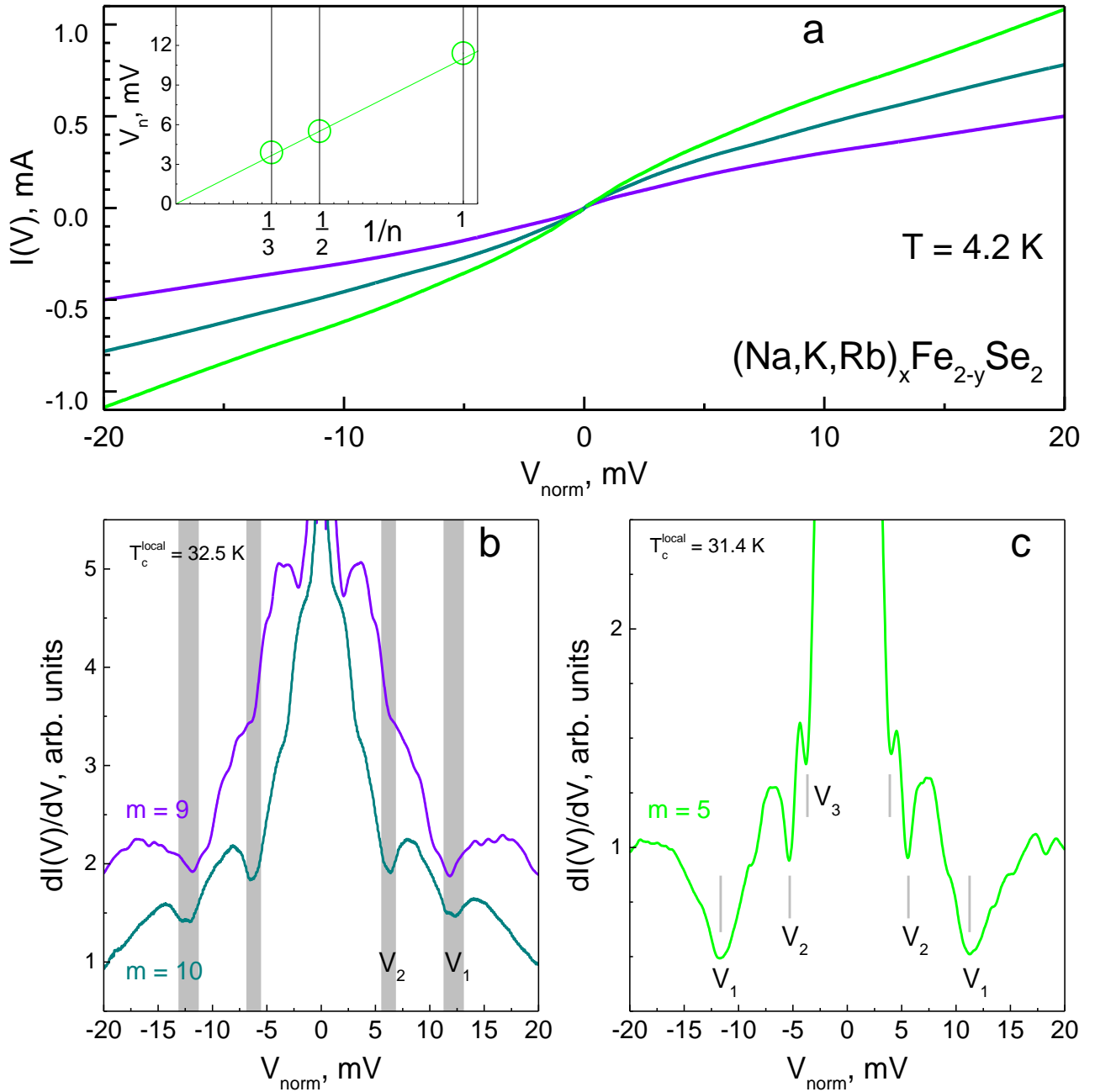


Рис. 64 — ВАХ (а) и $dI(V)/dV$ -спектры (b) стопочных SnS-структур, полученные в одном и том же (b) и другом образце NKRFS и записанные при $T = 4.2$ К. На вставке к (а) показана зависимость $V_n(1/n)$ по данным (с). Вертикальными серыми линиями на (b,c) отмечены позиции V_n ($n = 1, 2, 3$) андреевских субгармоник от СП-щели $2\Delta(0) \approx 12.3$ мэВ (b) и 11.4 мэВ (с). Цвета $I(V)$ и $dI(V)/dV$ -характеристик соответствуют друг другу.

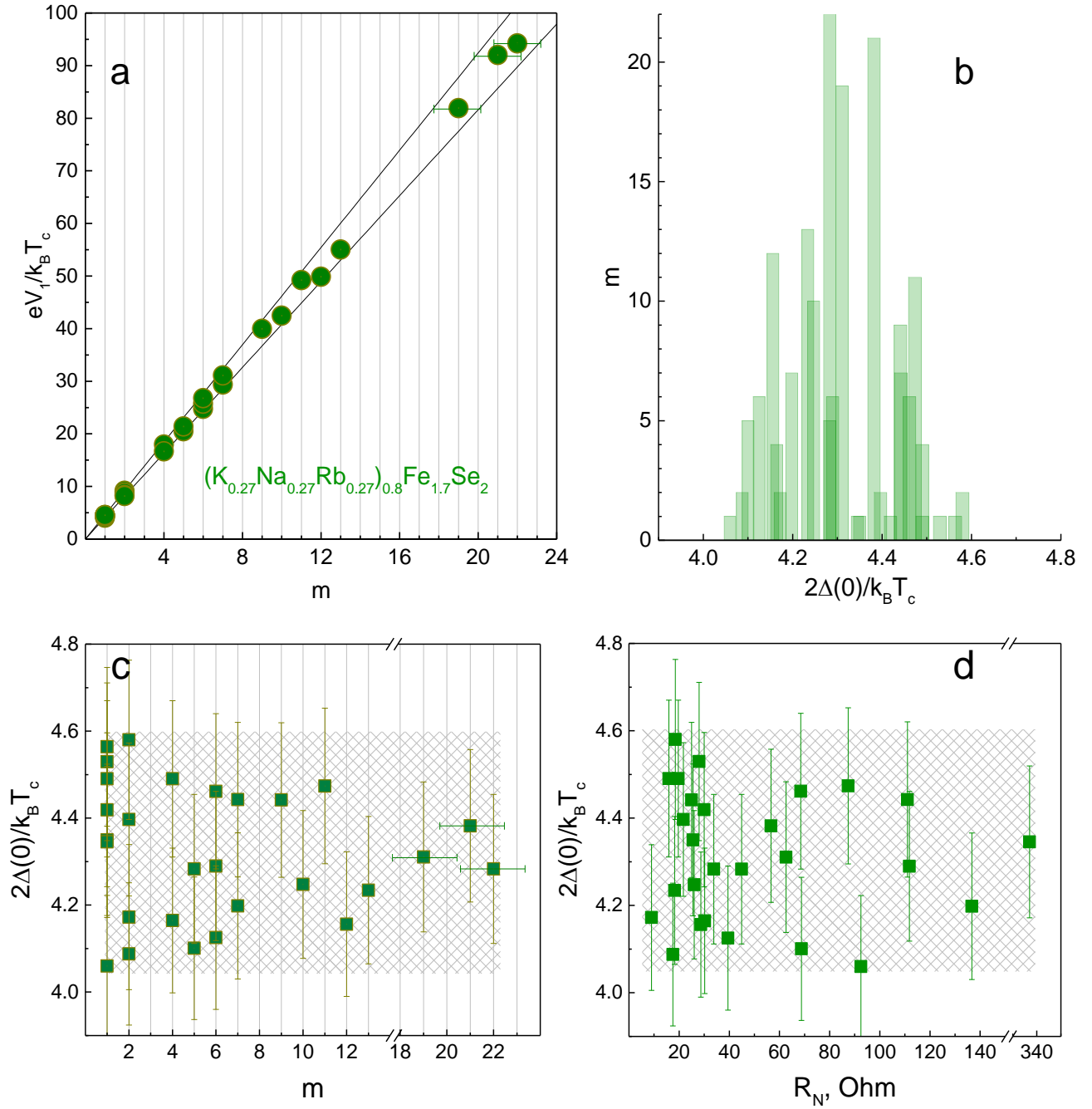


Рис. 65 — (а) Зависимость ненормированного положения фундаментальной андреевской гармоники $eV_1/k_B T_c^{local}$ СП-щели на $dI(V)/dV$ -спектрах стопочных SnS-контактов в образцах NKRFs при $T = 4.2$ К от числа контактов в стопке m . (б) Связь характеристического отношения (по горизонтали) и числа m (по вертикали) для исследованных SnS-контактов. (с,д) Зависимость $2\Delta(0)/k_B T_c^{local}$ от m (с) и нормального сопротивления R_N SnS-контакта (д).

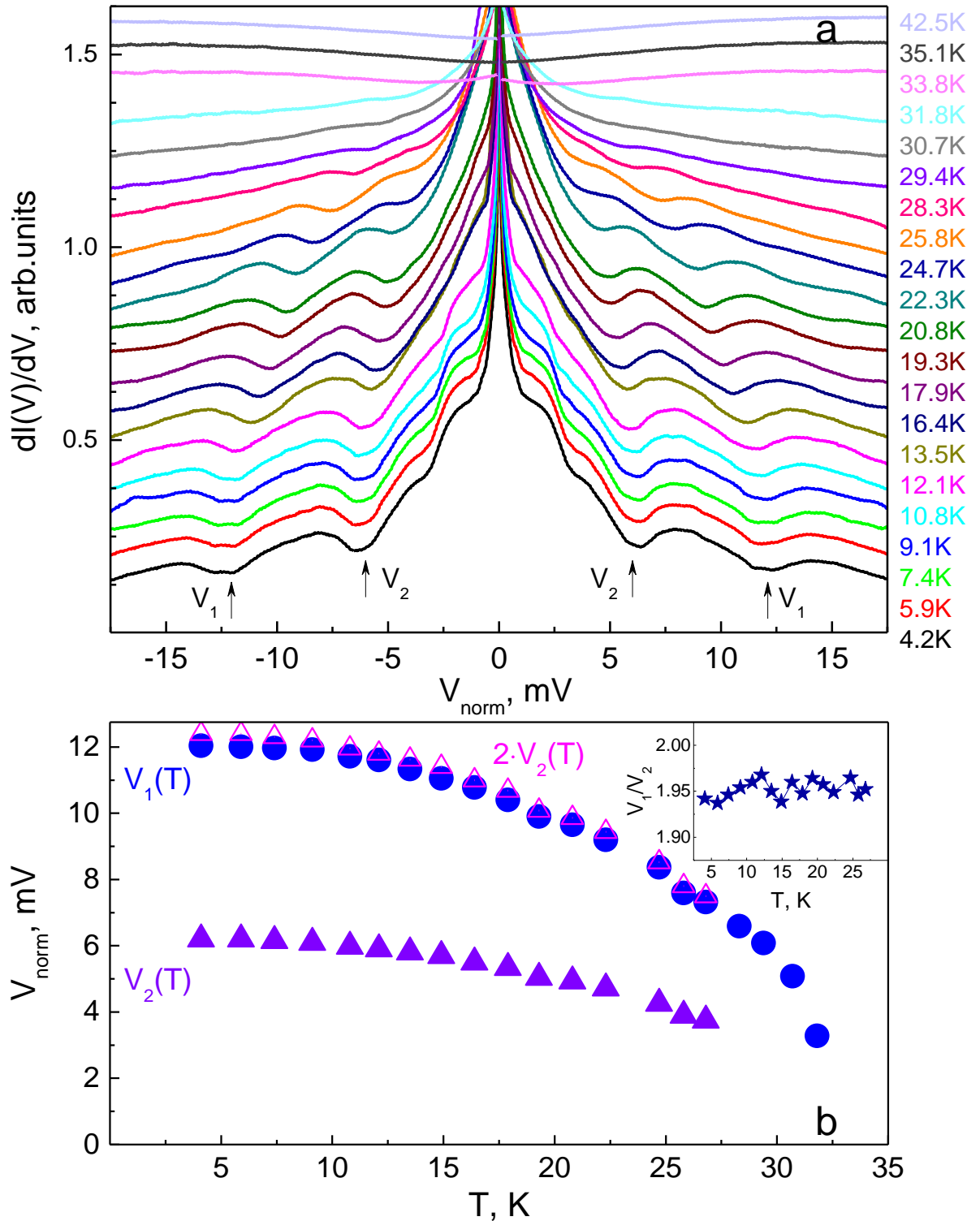


Рис. 66 — (a) $dI(V)/dV$ -спектры стопочного SnS-контакта ($m = 10$), измеренные при различных температурах. Спектры вручную сдвинуты вдоль вертикальной оси для удобства, $R_N(T) \approx \text{const}$. Стрелками при $T = 4.2$ К показано положение андреевских субгармоник $V_{1,2}(0)$ от СП-щели $2\Delta(0) \approx 6.2$ мэВ. (b) Температурная зависимость особенностей СГС $V_1(T)$ (кружки) и $V_2(T)$ (треугольники). Открытые треугольники — нормированная зависимость $2 \cdot V_2(T)$, на вставке звездами показано отношение $V_1(T)/V_2(T)$.

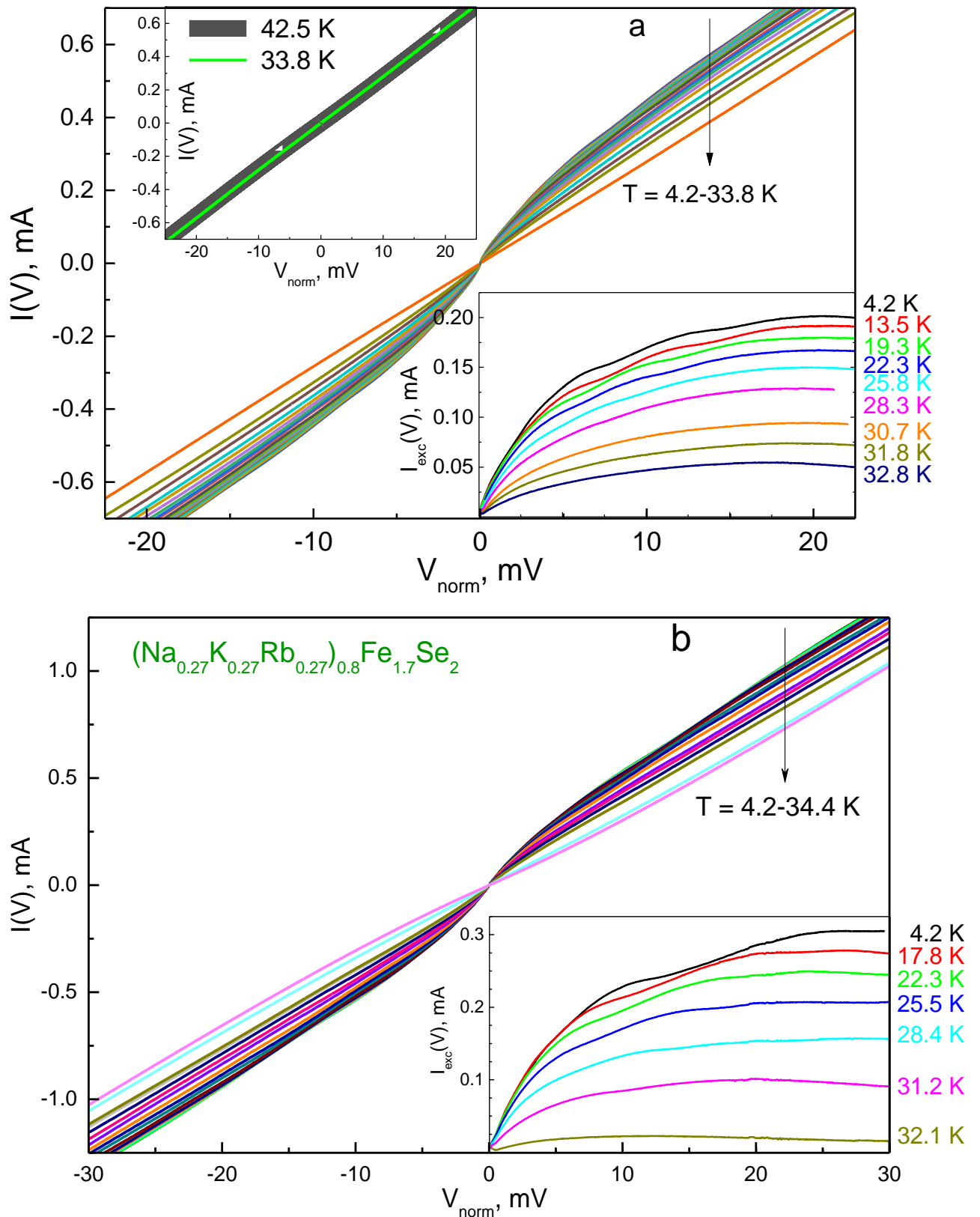


Рис. 67 — (a,b) ВАХ и андеевский избыточный ток (на вставке) стопочных SnS-структур в двух кристаллах NKRFS при различных температурах. Данные (a) соответствуют контакту на Рис. 66, на верхней вставке зеленой и жирной серой кривой показаны ВАХ в нормальном состоянии при $T = 33.8$ К и 42.5 К.

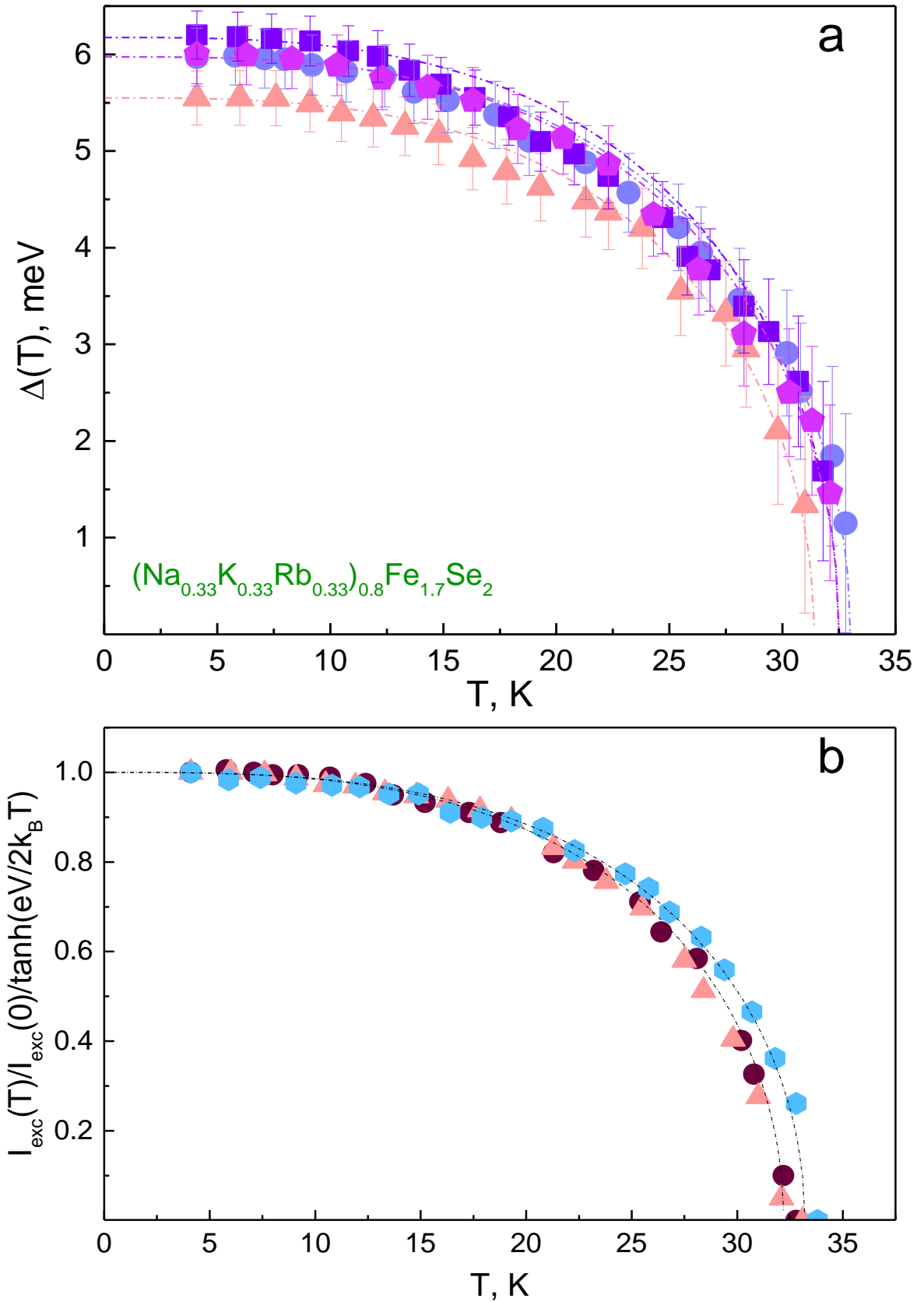


Рис. 68 — Температурная зависимость СП-щели (а) и андреевского избыточного тока (б) по данным ЭНМАО-спектроскопии SnS-структур в кристаллах NKRFS. Штрихпунктирными линиями соответствующих цветов показаны однозонные БКШ-образные функции.

3.4. Туннельная спектроскопия феррохалькогенидов семейства 122-Se

Рассмотрим ВАХ гибридных туннельных структур, содержащих ScS-контакты с фазовой когерентностью между СП-берегами, в композитных образцах KFSS и NKRFSS (Рис. 69).

Примеры температурной эволюции ВАХ гибридных структур, состоящих из параллельно подключенных ScS и SNS-контактов, созданных с помощью техники ПМПКМ в образцах KFSS и NKRFSS, показана на Рис. 69а,с. Форма ВАХ аналогична данным Рис. 37б. При $eV = 0$ видна вертикальная сверхтоковая ветвь, а вид квазичастичной ветви при $I > I_c$ определяется вкладом обоих контактов в зависимости от отношения их нормальных сопротивлений. Так, «вогнутая» кривизна ВАХ при малом превышении I_c на Рис. 69а указывает на $R_N^{\text{ScS}} < R_N^{\text{SNS}}$, а «выпуклая» на Рис. 69с, повторяющая форму андреевского «фута», — на отношение $R_N^{\text{ScS}} \gg R_N^{\text{SNS}}$. Значительный рост $R_N(T)$ при больших смещениях во всем исследованном температурном диапазоне вызван тем, что по крайней мере один из контактов, составляющих туннельную структуру, находится в термическом режиме. Это неудивительно, ведь нормальные сопротивления этих структур при $T = T_c$ достаточно низкие ($R_N \approx 4$ Ом и 45 Ом), что говорит об их большой площади.

Подобные последовательные ScS-SNS-структуры чаще демонстрируют температурные зависимости сверхтока $I_c(T)$, представленные на Рис. 70а,с. $I_c(T)$ по данным Рис. 69а показана на Рис. 70а ромбами голубого цвета; ВАХ на Рис. 69с соответствует зависимость $I_c(T)$, приведенная на Рис. 70с треугольниками вверх темно-зеленого цвета; для сравнения на Рис. 70а,с также представлены данные для других аналогичных гибридных структур. На основе полученных зависимостей $I_c(T)$ видно, что амплитуда сверхтока в ферроселенидах NKRFSS начинает резко убывать при $T \approx 5\text{--}10$ К, а в образцах KFSS — уже при $T \approx 4\text{--}5$ К, и при более высоких температурах стремится к нулю практически линейно. В качестве грубой оценки такой тип зависимости $I_c(T)$ в предположении $I_c(T) \propto \rho_s(T)$ (формула (22)) может быть описан однозонной БКШ-образной моделью с T_c и характеристическим отношением СП-щели r в качестве подгоночных параметров (аппроксимации приведены сплошными линиями на Рис. 70а,с). Для KFSS диапазон характеристических отношений составил $r \approx 2.0\text{--}2.6 < 3.53$, что, очевидно, невозможно для единственной СП-щели в однощелевом сверхпроводнике и говорит о сверхпроводимости наведенной природы. Наблюдаемый для некоторых контактов (кружки, треугольники вниз, треугольники влево на Рис. 70а) нелинейный, более пологий вид $I_c(T)$ (т.н. «хвост», стремящийся к T_c объемного сверхпроводника) также не может быть описан вышеуказанной простой моделью с использованием БКШ-образной зависимости $\Delta(T)$. Можно заключить, что данные ScS-SNS-структуры образовались на границах между СП-кристаллитами, играющими роль «слабой связи» ScS-контактов, а соответствующий, «поверхностный» СП-параметр порядка Δ^{GB} определяется эффектом близости.

ВАХ гибридных структур, состоящих из последовательно подключенных ScS-туннельного и андреевского контактов в образцах KFSS и NKRFSS, измеренные при различных температурах, приведены на Рис. 69b,d, соответственно. Вид ВАХ аналогичен данным Рис. 37d и может наблюдаться для случая $R_{ScS} \leq R_{SnS}$. При малых смещениях отсутствует вертикальная сверхтоковая ветвь, вместо которой наблюдается наклонный участок в форме андреевского «фута». При превышении $I_c(T)$ фазово-когерентного ScS-контакта на ВАХ присутствуют горизонтальные участки («срывы» на квазичастичную ветвь ScS-контакта), при этом ток «срыва» $I^*(T)$ эквивалентен $I_c(T)$ при всех температурах $T < T_c$. При $T > T_c/2$ горизонтальный «срыв» на ВАХ размывается и представляет собой участок малого наклона; при этих температурах значение $I^*(T)$ было определено как ток, соответствующий минимуму $dI(V)/dV$. Нормальное сопротивление гибридных структур, ВАХ которых показаны на Рис. 69b, остается примерно постоянным как в СП, так и в нормальном состоянии. R_N туннельной структуры на Рис. 69d практически не меняется до $T \approx 31$ К (линия фиолетового цвета), а при более высоких температурах начинает слабо возрастать, что указывает на наличие доли диффузионного транспорта. Тем не менее, поскольку при $T < 31$ К для структуры на Рис. 69d $R_N(T) \approx const$, то в данном температурном диапазоне $I^*(T) \propto I_c(T)$ и не нуждается в корректировке.

На Рис. 69b квазичастичная ветвь ВАХ демонстрирует два плато, поэтому можно предположить, что соответствующая туннельная структура состоит из двух неэквивалентных ScS-контактов, подключенных последовательно к SnS-контакту. Температурная зависимость меньшего из значений тока, при котором наблюдается «срыв» (обозначен на Рис. 69b как I_{surf}^*), показана на Рис. 70a пятиугольниками и соответствует «поверхностной» СП-щели. Взяв для оценки длину другого вольтового плато на Рис. 69b (наблюдаемого при превышении тока «срыва» $I^*(0) \approx 19.5$ мкА) при $T \ll T_c$ как $\Delta V \approx 3.2$ мВ $\approx V_c/2 = I_c R_N^{ScS}/2$, получим нормальное сопротивление ScS-контакта $R_N^{ScS} \approx 328$ Ом, тогда для SnS-контакта (или стопки SnS-контактов) $R_N^{SnS} \approx 2622$ Ом. Сравнивая полученные значения R_N с диапазоном нормальных сопротивлений SnS-контактов (демонстрирующих СГС на $dI(V)/dV$ -спектрах) на Рис. 59d, можно с уверенностью сделать вывод о реализации баллистического транспорта в рассматриваемых ScS и SnS-контактах на Рис. 69b. Аналогично, для NKRFSS по данным Рис. 69d можно грубо оценить: $\Delta V \approx 3.8$ мВ, $I^*(0) \approx 0.23$ мА, $R_N^{ScS} \approx 33$ Ом, $R_N^{SnS} \approx 221$ Ом. Поскольку оба значения нормальных сопротивлений сравнимы с диапазоном R_N баллистических SnS-контактов в NKRFSS (см. Рис. 65d), можно предположить, что в данной гибридной структуре либо небаллистический характер квазичастичного транспорта реализуется именно в ScS-контакте из-за его относительно большой площади, либо в качестве «SnS»-составляющей выступает стопка SnS-контактов, близких к диффузионному режиму.

Типичный вид $I^*(T) \equiv I_c(T)$ для подобных последовательных туннельных структур в образцах KFSS и NKRFSS показан на Рис. 70b,d. Данные Рис. 69b соответствуют зависимости $I_c(T)$, показанной на Рис. 70b кружками красного цвета; данным Рис. 69d — звезды темно-желтого на Рис. 70d. В отличие от зависимостей «поверхностного» (наведенного) типа (см. Рис. 70a,c), рассматриваемые $I_c(T)$ начинают заметно убывать только при $T > T_c/3$, при этом $I_c(T) \rightarrow 0$ при температурах, близких к $T_c^{R=0}$ объемного материала по данным $R(T)$ кристаллов KFSS и NKRFSS (приведенных соединенными кружками и треугольниками на Рис. 70b,d, соответственно). Такие зависимости описываются (сплошные линии на Рис. 70b,d) температурной зависимостью концентрации куперовских пар в однозонном БКШ-образном приближении (формула (22)), причем получаемое характеристическое отношение — $r \approx 3.9\text{--}4.4$ для образцов KFSS и $r \approx 4.2\text{--}4.5$ для NKRFSS — оказывается близко к величинам $r \approx 4.1\text{--}4.6$, определенным напрямую методом ЭНМАО-спектроскопии SnS-контактов (см. диапазоны значений r , приведенные на Рис. 59b–d и Рис. 65b–d). Таким образом, можно заключить, что ScS-контакты в данных последовательных туннельных структурах образовались не на границах, а в объеме СП-кристаллитов, а полученные температурные зависимости $I_c(T) \equiv I_c^{\text{bulk}}(T)$ определяются объемным макроскопическим СП-параметром порядка.

Подытоживая, можно сказать, что соответствие значений r в селенидах KFSS и NKRFSS, измеренных с помощью ЭНМАО-спектроскопии и оцененных по данным аппроксимации $I_c^{\text{bulk}}(T)$ однозонной моделью, указывает как на согласованность двух методов спектроскопии (туннельной спектроскопии фазово-когерентных ScS-контактов и ЭНМАО-спектроскопии SnS-контактов), так и на достоверность определяемой СП-щелевой структуры. Отметим также, что отсутствие какой-либо выраженной особенности $I_c^{\text{bulk}}(T)$ при низких температурах (например, «прогиба») делает однозонную модель достаточной для описания $I_c^{\text{bulk}}(T)$ при $T > 4.2$ К (без необходимости добавления парциальных вкладов от гипотетической второй, меньшей СП-щели), подтверждая реализацию однощелевой сверхпроводимости в ферроселенидах KFSS и NKRFSS.

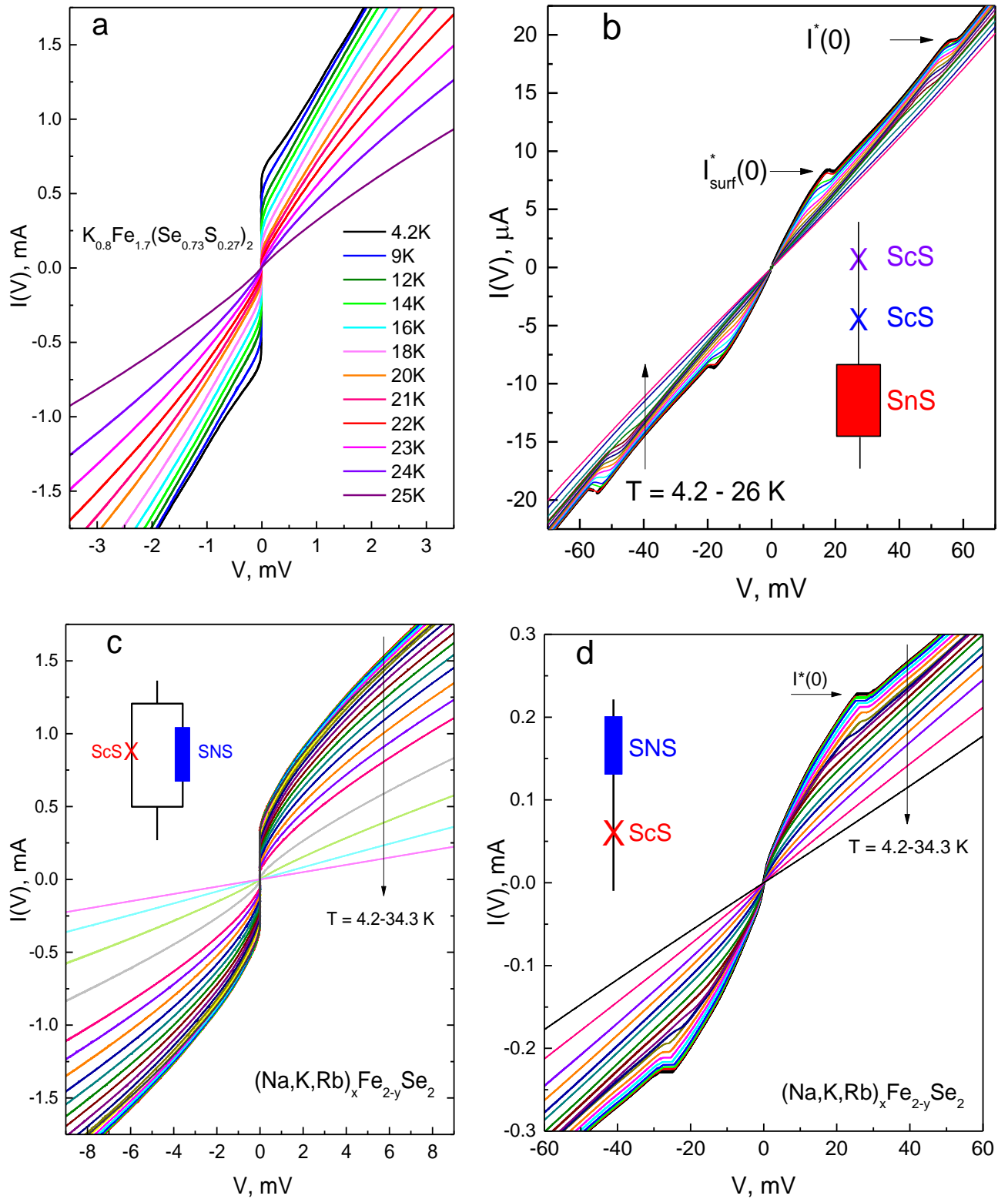


Рис. 69 — ВАХ туннельных структур, состоящих из параллельно (а,с) и последовательно (b,d) подключенных ScS и SnS/SNS-контактов, созданных в образцах KFSS (a,b) и NKRFS (c,d) и записанных при различных температурах.

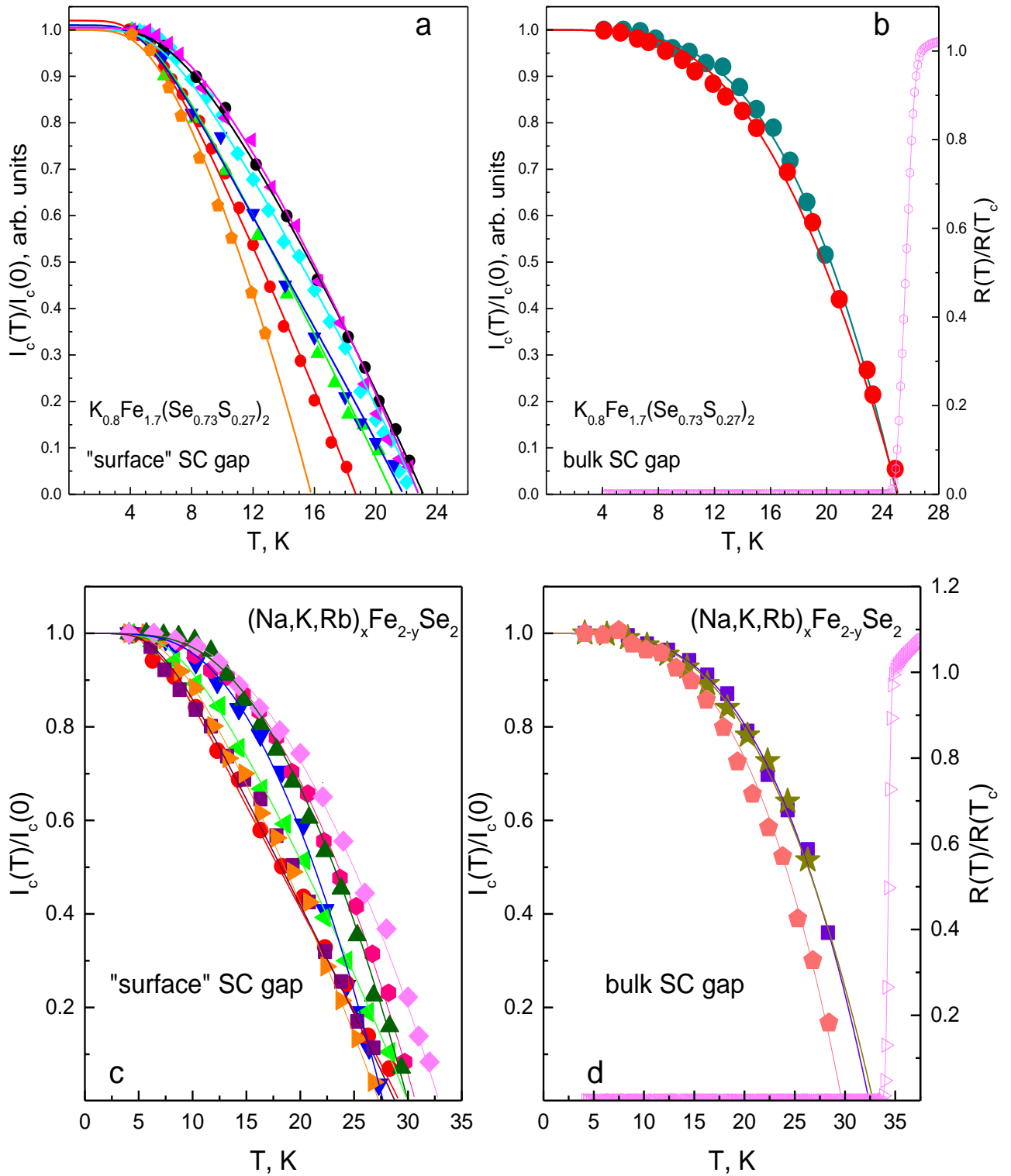


Рис. 70 — Температурные зависимости сверхтока $I_c(T)$ в KFSS (a,b) и NKRFS (c,d), соответствующие «поверхностному» (a,c) и «объемному» (b,d) СП-параметру порядка. Сплошными линиями на (b,d) показаны однозонные функции (подгоночный параметр — r), резистивный СП-переход (правая ось) объемного кристалла приведен для сравнения.

3.5. О возможности наблюдения второй сверхпроводящей щели в халькогенидах железа методами ЭНМАО-спектроскопии

Поскольку в большинстве железосодержащих сверхпроводников [17,18,124] ниже T_c сосуществуют несколько СП-конденсатов с различной амплитудой СП-параметра порядка (многощелевая сверхпроводимость), наблюдение единственной энергии связи куперовских пар $|\Delta|$ в ферроселенидах KNFS, KFSS и NKRFSS кажется необычным. Рассмотрим вопрос гипотетического существования куперовских пар с иной энергией связи, относящихся к отдельному СП-конденсату.

Как отмечалось выше, помимо СГС от СП-щели, на $dI(V)/dV$ -спектрах SnS-контактов, полученных в ферроселенидах KNFS, KFSS и NKRFSS при малых смещениях $eV \ll 2\Delta(0)$ наблюдается особенность, положение которой было обозначено ранее как V_{foot} (см, например, Рис. 51, Рис. 57). Может ли данная особенность являться фундаментальной гармоникой от отдельного СП-параметра порядка — малой СП-щели?

Положение данной особенности на $dI(V)/dV$ -спектрах SnS-контактов при $T \ll T_c$, нормированное на число m контактов в стопке, показано в виде цветовой гистограммы на Рис. 71 для ферроселенидов KNFS (а), KFSS (б) и NKRFSS (с). Для каждой рассмотренной SnS-структуры значение V_{foot} представлено в виде полупрозрачного столбика, положение которого по горизонтали соответствует смещению данной особенности, а вертикальная ось не имеет значения. Можно видеть, что значения V_{foot} для каждого исследованного состава не воспроизводятся. Для SnS-контактов на базе KNFS рассматриваемая особенность наблюдается при смещениях $V_{\text{foot}} \approx 0.9\text{--}4.7$ мВ (разброс значений более чем в 5 раз), для KFSS — $V_{\text{foot}} \approx 0.5\text{--}3.5$ мВ (разброс примерно в 7 раз), для NKRFSS — $V_{\text{foot}} \approx 1.2\text{--}3.6$ мВ (разброс около 3 раз). Подобная несогласованность значений положения V_{foot} и его отличие в разы для различных SnS-контактов на базе образцов из одной закладки, очевидно, не могут быть связаны с неоднородностью объемных СП-свойств образца (для стопочных контактов) и вариацией T_c^{local} , поскольку резко контрастирует с хорошей воспроизводимостью положений андреевских особенностей СГС от СП-щели в пределах ошибки в нескольких процентах (см. Рис. 52, Рис. 59, Рис. 65). Таким образом, положение V_{foot} не может определять энергетический параметр, связанный с объемными свойствами материала. В частности, особенность, наблюдаемая при смещении V_{foot} , не может быть андреевской субгармоникой какого-либо порядка ни от наблюдаемой СП-щели, ни от гипотетической второй СП-щели меньшей амплитуды.

Вместе с тем, можно заметить, что положение V_{foot} коррелирует с числом n^* наблюдаемых на $dI(V)/dV$ -спектре субгармоник от единственной СП-щели. На Рис. 71d показана зависимость V_{foot} от отношения $V_1 \approx 2\Delta(0)$ к n^* . Согласно предсказаниям [347,350] для «идеального» SnS-

контакта с Z , $\Gamma = 0$ на базе БКШ-сверхпроводника, $2\Delta(0)/V_{\text{foot}} \sim l^{\text{inel}}/d \sim n^*$. На Рис. 71d видно, что за исключением трех «вылетевших» точек, данные для ферроселенидов всех исследованных составов образуют сектор вокруг прямой $y = x$ (штрихпунктирная линия на Рис. 71d). Другими словами, для исследованных SnS-контактов при увеличении числа n^* наблюдаемых субгармоник на $dI(V)/dV$ -спектре положение V_{foot} в среднем сдвигается в сторону нулевого смещения. Таким образом, положение особенности V_{foot} описывает свойства SnS-контакта, а не объемного сверхпроводника, и является началом андреевского «фута» — области при малых смещениях, в которой динамика андреевских отражений уже регулируется процессами неупругого рассеяния, ограничивающими число возможных отражений для каждого андреевского носителя тока. На ВАХ SnS-контакта положение V_{foot} соответствует резкой смене наклона, а при $|V| < V_{\text{foot}}$ наблюдается участок повышенной, однако конечной проводимости [350,351].

Разброс экспериментальных данных на Рис. 71d относительно прямой пропорциональности, соответствующей предсказаниям моделей [347,350], может быть вызван в первую очередь уменьшением амплитуды наблюдаемых субгармоник и их числа n^* вследствие неполной прозрачности барьера $Z \neq 0$ и конечного времени жизни квазичастиц $\Gamma \neq 0$ в реальном SnS-контакте на базе ферроселенидов семейства 122-Se.

Отметим, что температурные зависимости андреевского избыточного тока $I_{\text{exc}}(T)$ (см. Рис. 56b, Рис. 61a, Рис. 68b) в ферроселенидах KNFS, KFSS и NKRFSS воспроизводимо не имеют каких-либо особенностей при низких температурах $4.2 \text{ K} \leq T \ll T_c$, которые можно было бы интерпретировать как вклад «слабого» СП-конденсата с гипотетической малой СП-щелью. Таким образом, суммируя данные ЭНМАО-спектроскопии, можно сделать вывод о наличии единственного СП-конденсата с характеристическим отношением $r \approx 4.1-4.6$. Однако, есть гипотетическая возможность проявления следов присутствия «слабого» СП-конденсата при $T < 4 \text{ K}$. Оптимальным способом проверки такой возможности было бы измерение зависимости $G_{\text{ZBC}}(T)$ при $T = 0.4-4 \text{ K}$.

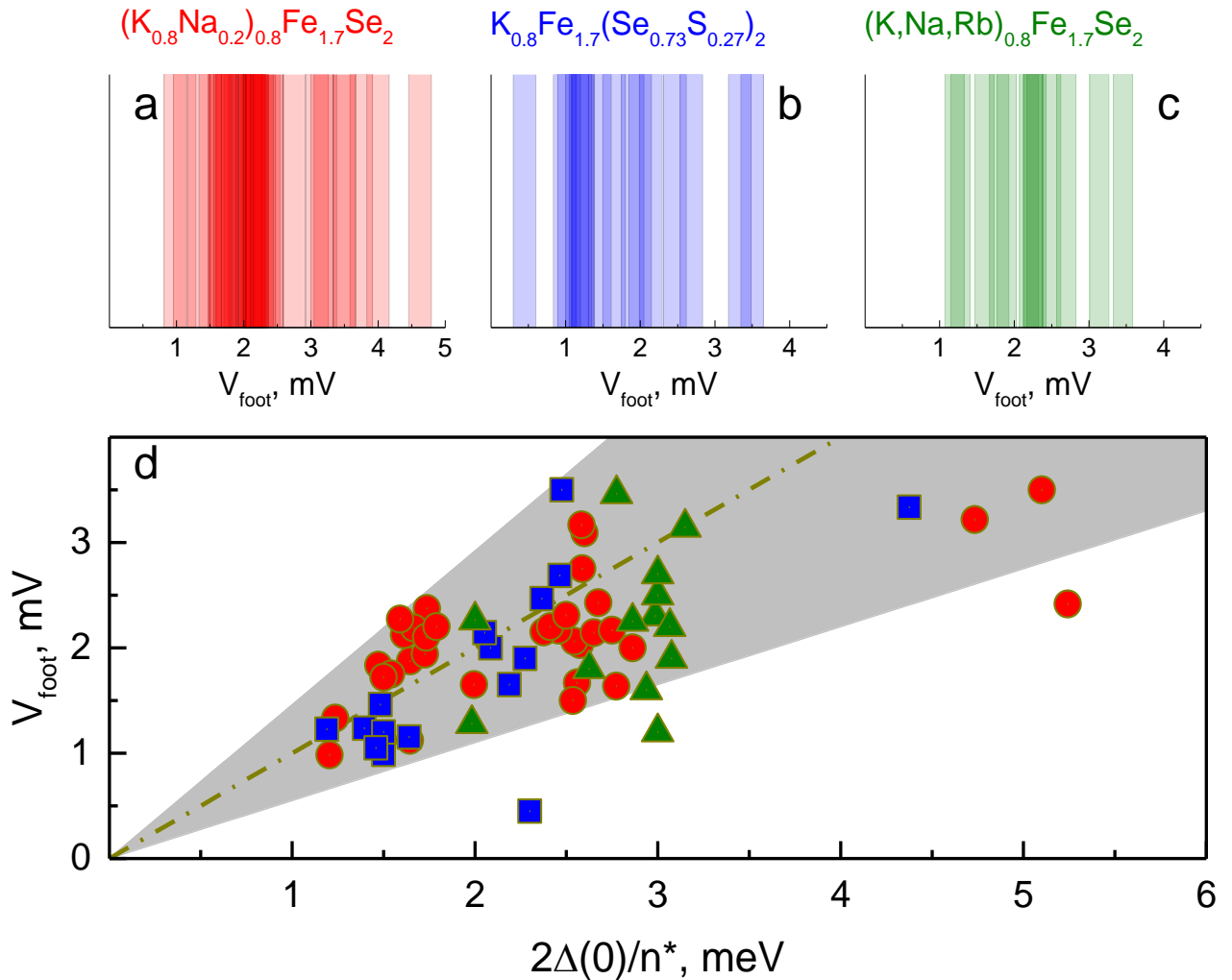


Рис. 71 — Положение начала «фута» V_{foot} (горизонтальная ось) при $T \ll T_c$ на $dI(V)/dV$ -спектрах SnS-контактов на базе ферроселенидов KNFS (a), KFSS (b), NKRFS (c). Вертикальная ось не имеет значения. (d) Зависимость положения «фута» V_{foot} от отношения амплитуды СП-щели $2\Delta(0)$ к числу наблюдаемых на $dI(V)/dV$ -спектре субгармоник n^* . Штрихпунктирной линией показана прямая пропорциональность $y = x$, серым цветом обозначена область нахождения большинства экспериментальных точек.

ГЛАВА 4. ДВУХЦЕЛЕВАЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ ПНИКТИДОВ СЕМЕЙСТВА
Ba(Fe_{2-x}Ni_x)As₂

4.1. Пниктиды BaFe_{2-x}Ni_xAs₂ передопированных составов

Рассмотрим нормированные ВАХ и спектр динамической проводимости стопки из $m = 11$ SnS-контактов, созданной в монокристалле BaFe_{1.86}Ni_{0.14}As₂ передопированного состава (серия BNP). $I(V)$ и $dI(V)/dV$ -характеристики, измеренные при $T = 2.8$ К, приведены на Рис. 72 линиями синего и красного цвета, соответственно. Локальная критическая температура контактной области составляет $T_c^{local} \approx 11.5$ К. При больших смещениях $|V| > 11$ мВ $I(V)$ -характеристика, измеренная при $T \ll T_c$, имеет тот же наклон, что и ВАХ, записанная в нормальном состоянии при $T = 13$ К (штриховая линия на Рис. 72), т.е. андреевский избыточный ток $I_{exc}(V > 11 \text{ мВ}) \approx const$ (как показано на нижней панели к Рис. 72), а нормальное сопротивление R_N (примерно равное 42 Ом при $V = 10$ мВ) практически не меняется с ростом температуры. Слабая нелинейность динамической проводимости $G_N(V) \neq const$, наблюдаемая как в сверхпроводящем, так и в нормальном состоянии (штриховая линия на Рис. 72), воспроизводится для всех SnS-контактов на базе монокристаллов VFNA в широком диапазоне допирования. Заметим, что данная нелинейность ВАХ выше T_c не может быть вызвана наличием максвелловского транспорта через контактную область, поскольку в этом случае наблюдалась бы область повышенной проводимости при малых смещениях (см. модельные ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектр зеленого цвета на Рис. 46a,b). Напротив, для SnS-контактов на базе BaFe_{1.86}Ni_{0.14}As₂ при $V = 0$ наблюдается минимум $dI(V)/dV$ -спектра выше T_c (штриховая линия серого цвета на Рис. 72). Данный факт наряду с неизменностью R_N при росте температуры указывает на баллистический режим квазичастичного транспорта. Как было показано в [265], наблюдаемая слабая остаточная нелинейность ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектра может быть вызвана наличием особенностей $N(\epsilon)$ в окрестности уровня Ферми.

В СП-состоянии $dI(V)/dV$ -спектр данной SnS-структуры демонстрирует ряд минимумов, положение которых $|V| \approx 9.8, 8.5, 6.1, 4.9, 4.2, 3.0, 1.8, 1.2$ мВ отмечено внизу штрихами и значками n_i . Очевидно, что эти особенности не образуют единую СГС, поэтому можно предположить наличие нескольких СП-параметров порядка (реализацию многоцелевой сверхпроводимости), а также тонкой структуры, вызванной резонансным взаимодействием с характерной бозонной модой. Для подтверждения правильности расшифровки столь сложной структуры $dI(V)/dV$ -спектра воспользуемся данными его измерений при различных температурах, показанными на Рис. 73, и температурными зависимостями положений особенностей динамической проводимости на Рис. 74, которые стремятся к нулю при $T \approx 12$ К.

При рассмотрении $dI(V)/dV$ -спектра при $T \ll T_c$ на Рис. 72 в сторону $V \rightarrow 0$, наиболее интенсивные особенности наблюдаются при смещениях, обозначенных как $|V(n_L^{\text{out}}=1)| \approx 6.1$ мВ и $|V(n_L^{\text{in}}=1)| \approx 4.2$ мВ. Эти минимумы не могут составлять ни $n = 1, 2$, ни $n = 2, 3$ субгармоническую структуру от СП-щели одной и той же амплитуды (в случае $n = 2, 3$ должна наблюдаться фундаментальная гармоника при $|V| \approx 12.2$ мВ, отсутствующая на спектре красного цвета на Рис. 72). При этом их температурное поведение схоже (кружки и квадраты на Рис. 74а): отношение положений этих особенностей $V(n_L^{\text{out}}=1)/V(n_L^{\text{in}}=1) \approx 1.44\text{--}1.47$, представленное на Рис. 74b, практически не меняется в широком интервале температур $T \approx 2.8\text{--}10.3$ К. Можно предположить, что рассматриваемые минимумы образуют дублетную фундаментальную особенность, ширина которой определяет два СП-параметра порядка $2\Delta_L^{\text{out}}(0) \approx 6.1$ мВ и $2\Delta_L^{\text{in}}(0) \approx 4.2$ мВ, а аналогичное температурное поведение позволяет отнести эти две энергии к одному и тому же СП-конденсату (с большей СП-щелью Δ_L).

Сравнивая наблюдаемую дублетную особенность $dI(V)/dV$ -спектра с численными расчетами [380] в рамках подхода Деверо и Фулде [379], можно сделать заключение о реализации анизотропной в k -пространстве большой СП-щели. В этом случае определенные напрямую методом ЭНМАО-спектроскопии параметры являются максимумом ($2\Delta_L^{\text{out}} \approx 6.1$ мэВ) и минимумом ($2\Delta_L^{\text{in}} \approx 4.2$ мэВ) углового распределения $\Delta_L(\theta)$ в k -пространстве. Минимум, наблюдаемый при смещении $|V| \approx 3$ мВ, таким образом является второй субгармоникой ($n_L^{\text{out}} = 2$) от СП-параметра порядка $2\Delta_L^{\text{out}}$ и имеет аналогичную температурную зависимость (открытые кружки на Рис. 74а): при удвоении его смещения получаемая температурная зависимость $2 \cdot V(n_L^{\text{out}}=2)$, показанная звездами на Рис. 74а, совпадает с зависимостью фундаментальной гармоники $V(n_L^{\text{out}}=1)$ (кружки). Следовательно, вторая особенность СГС от Δ_L^{in} , ожидаемая при $V(n_L^{\text{in}}=1) \approx 2.1$ мВ, на данном $dI(V)/dV$ -спектре оказалась неразрешена в виде отдельного минимума из-за наложения на фундаментальную особенность от малой СП-щели.

Особенность, расположенная на $dI(V)/dV$ -спектре на Рис. 73а при $|V(n_S^{\text{out}}=1)| \approx 1.8$ мВ, не может являться второй субгармоникой от $2\Delta_L^{\text{in}}$, т.к. демонстрирует другую температурную зависимость, показанную на Рис. 74а треугольниками. При нормировке этой зависимости на амплитуду $\Delta_L^{\text{in}}(0)$ можно видеть, что полученная кривая $V(n_S^{\text{out}}=1) \cdot \Delta_L^{\text{in}}(0) / \Delta_S(0)$ (соединенные треугольники на Рис. 74а) проходит ниже $V(n_S^{\text{out}}=1)$ во всем диапазоне температур и быстрее убывает при приближении к T_c ; другими словами, отношение $V(n_L^{\text{in}}=1)/V(n_S^{\text{out}}=1)$ растет с увеличением температуры, Рис. 74с). Таким образом, особенность, обозначенная как $n_S=1$, не может относиться к СГС от анизотропной большой СП-щели и является фундаментальной гармоникой от второго, малого СП-параметра порядка Δ_S . На принадлежность к другому СП-конденсату также указывает значительная амплитуда андреевской особенности при смещении $V(n_S^{\text{out}}=1)$, превышающая амплитуду второй

субгармоники от Δ_L^{out} . Можно видеть, что особенность при меньших смещениях $|V(n_S^{\text{in}}=1)| \approx 1.2$ мВ при $T = 2.8$ К (обозначена как $n_S^{\text{in}} = 1$ на Рис. 72а), хорошо различимая вплоть до $T = 8.2$ К (см. Рис. 73), имеет температурную зависимость (треугольники вниз зеленого цвета на Рис. 74а), аналогичную поведению положения минимума при смещении $V(n_S^{\text{out}}=1)$: отношение $V(n_S^{\text{out}}=1)/V(n_S^{\text{in}}=1) \approx 1.42-1.49$ (треугольники на Рис. 74б) сохраняется примерно постоянным в широком диапазоне температур. Поскольку, как будет показано далее, данная особенность воспроизводимо присутствует на $dI(V)/dV$ -спектрах SnS-контактов в монокристаллах $\text{BaFe}_{1.86}\text{Ni}_{0.14}\text{As}_2$, можно предположить реализацию анизотропии малой СП-щели в k -пространстве. В этом случае рассматриваемые особенности динамической проводимости также образуют дублет, а их положения $|eV(n_S^{\text{out}}=1)| \approx 1.8$ мэВ $\approx 2\Delta_S^{\text{out}}(0)$ и $|eV(n_S^{\text{in}}=1)| \approx 1.2$ мэВ $\approx 2\Delta_S^{\text{in}}(0)$ определяют максимальную и минимальную энергии связи куперовских пар в зависимости от направления импульса в зонах, где ниже T_c открывается малая СП-щель.

Взяв для оценки локальную критическую температуру данного контакта $T_c^{\text{local}} \approx 11.5$ К, получим величины характеристических отношений $r_L^{\text{out}} \approx 6.15$, $r_L^{\text{in}} \approx 4.2$, $r_S^{\text{out}} \approx 1.8$, $r_S^{\text{in}} \approx 1.2$.

Перейдем к рассмотрению особенностей $dI(V)/dV$ -спектра на Рис. 73, наблюдаемых при больших смещениях $eV > 2\Delta_L^{\text{out}}$. При $V(n_{\text{res}}=1) \approx 8.5-9.8$ мВ на $dI(V)/dV$ -спектре виден дублетный минимум, положения которого в зависимости от температуры приведены на Рис. 74а ромбами и пятиугольниками оранжевого цвета. Особенность, расположенная при $T = 2.8$ К при смещении $V(n_{\text{res}}=2) \approx 4.9$ мВ, вдвое меньшем, чем положение внешнего минимума дублета при $V(n_{\text{res}}=1)$, имеет аналогичную температурную зависимость (открытые ромбы на Рис. 74а); при умножении на два ее положение $2 \cdot V(n_{\text{res}}=2)$, показанное соединенными ромбами, практически совпадает со смещением $V(n_{\text{res}}=1)$ во всем температурном диапазоне $T \approx 2.8-6.8$ К, где разрешена данная особенность. Для внутреннего минимума дублета ожидаемое смещение второй субгармоники $V(n_{\text{res}}=2) \approx 4.25$ мВ оказывается близко к положению фундаментального минимума $V(n_L^{\text{in}}=1)$ от СП-щели $V(n_L^{\text{in}}=1)$. Однако, минимум при $V(n_L^{\text{in}}=1)$ нельзя рассматривать как особенность $n = 2$ порядка от $V(n_{\text{res}}=1)$ из-за различия их температурного поведения: нормированная зависимость $2 \cdot V(n_L^{\text{in}}=1)$ (показанная соединенными квадраты на Рис. 74а) быстрее убывает с температурой, чем положения минимумов при $V(n_{\text{res}}=1)$. Таким образом, положение дублета, наблюдаемого при $V(n_{\text{res}}=1)$, демонстрирует более слабую температурную зависимость, чем андреевские щелевые особенности от Δ_L^{in} и Δ_L^{out} . Можно отнести рассматриваемый дублет к внешцелевой тонкой структуре, вызванной резонансным взаимодействием с характерной бозонной модой, и оценить диапазон ее энергии при $T \ll T_c$: от $\varepsilon_0 \approx V(n_{\text{res}}=1) - V(n_L^{\text{out}}=1)$ до $V(n_{\text{res}}=1) - V(n_L^{\text{in}}=1)$, т.е. $\varepsilon_0 \approx 2.5-4$ мэВ.

Итак, набор особенностей $dI(V)/dV$ -спектра SnS-контакта в монокристалле BFNA передо-
пированного состава с $x = 0.14$ может быть описан в рамках предположения о наличии

анизотропной в импульсном пространстве большой СП-щели Δ_L , анизотропной малой СП-щели Δ_S и наличия внешелевой тонкой структуры резонансной природы.

На Рис. 75а приведены ненормированные на $m dI(V)/dV$ -спектры стопочных SnS-контактов, последовательно сформированных в одном и том же монокристалле BFNA с $x = 0.14$, измеренные при $T = 4.2$ К. Положение фундаментальной гармоники от СП-параметра порядка Δ_L^{out} , равное для каждого экспериментального (ненормированного) $dI(V)/dV$ -спектра $m \cdot 2\Delta_L^{\text{out}}$, обозначено как V^* . Для удобства сравнения ось $dI(V)/dV$ для каждого спектра нормирована на $R_N \equiv R(3V^*)$, спектр красного цвета аналогичен данным на Рис. 72. Можно отметить, что структура андреевских особенностей $dI(V)/dV$ -спектров схожи, при этом положение особенностей, наблюдаемое в эксперименте, квантованно меняется примерно на 6.2 мВ. На Рис. 75b теми же цветами показаны фрагменты $dI(V)/dV$ -спектров, приведенных на Рис. 75b, содержащие щелевой минимум при $V = V^*$. Видно, что минимумы, показанные синим и зеленым цветом, сдвинуты примерно на одинаковое смещение от минимума на красной кривой, а минимум оранжевого цвета — на удвоенное расстояние ($\delta m = 2$). Предположив, что первое соответствует изменению числа контактов на $\delta m = 1$, а второе — следовательно, на $\delta m = 2$, получим квант амплитуды СП-параметра порядка $2\Delta_L^{\text{out}}(0) \approx 6.2$ мэВ. Действительно, ненормированные положения данных минимумов на спектрах на Рис. 75а — $V^* \approx 56.0$ мВ, 62.0 мВ, 67.9 мВ и 80.5 мВ — оказываются кратны полученному кванту (см. Рис. 75b) и позволяют однозначно определить число контактов в стопке $m = 9, 10, 11$ и 13 , соответственно, поскольку при нормировке V^* на эти целые числа получается не случайное значение, а те же самые 6.2 мВ. Аналогичный сдвиг наблюдается и для ненормированных положений фундаментальной гармоники от СП-параметра порядка $\Delta_L^{\text{in}}(0) \approx 4.2$ мэВ, показанных на Рис. 75с.

На Рис. 76 спектры динамической проводимости, представленные на Рис. 75а, нормированы по оси смещений на определенные выше целые числа m и показаны теми же цветами, линией голубого цвета — данные для еще одного стопочного SnS-контакта, полученного в том же монокристалле. Нормированные ВАХ данных SnS-контактов (линии соответствующих цветов) приведены на нижней панели Рис. 76. Как и в селенидах семейства 122-Se (см. Рис. 51, Рис. 57), в монокристаллах BFNA техника ПМРКМ при прецизионной перестройке контактной области позволяет менять как число контактов в стопке m , так и площадь составляющих ее контактов. Видно, что нормальные сопротивления на один SnS-контакт практически одинаковы для стопок с $m = 11$ и 13 (характеристики которых показаны голубым и оранжевым цветом), что в первом приближении соответствует подключению двух контактов с примерно одинаковым R_N без изменения площади стопки в ab -плоскости. В то же время, для стопок с одинаковым $m = 11$ нормальное сопротивление на один SnS-контакт $R_N \approx 24\text{--}42$ Ом отличается почти в два раза, что можно ассоциировать с одновременным изменением площади составляющих ее SnS-контактов. Тем не менее, при нормировке

оси смещений на целые числа m положение всех щелевых особенностей динамической проводимости, а также тонкой структуры вдоль оси смещений практически совпадают. Таким образом, наблюдаемые особенности не могут быть отнесены к геометрическим резонансам или «срывам» по напряжению при достижении величины критического тока. Воспроизводимость положений особенностей в соседних точках кристалла указывает на объемную природу наблюдаемых СП-параметров порядка $\Delta_L^{\text{out}}(0)$, $\Delta_L^{\text{in}}(0)$, $\Delta_S^{\text{out}}(0)$ и $\Delta_S^{\text{in}}(0)$.

Статистика положений андреевских особенностей V_n на спектрах динамической проводимости стопочных структур и получаемых амплитуд трех СП-параметров порядка при $T \ll T_c$ в одном и том же монокристаллическом образце $\text{BaFe}_{1.86}\text{Ni}_{0.14}\text{As}_2$ показана на Рис. 77. Локальные критические температуры полученных структур близки и составляют $T_c^{\text{local}} \approx 11.5\text{--}12.0$ К. Зависимости положений фундаментальной и второй субгармоник от $2\Delta_L^{\text{out}}(0)$ показаны на Рис. 77а кружками, фундаментальной особенности от $2\Delta_L^{\text{in}}(0)$ — квадратами, от $2\Delta_S^{\text{out}}(0)$ — треугольниками вверх, от $2\Delta_S^{\text{in}}(0)$ — треугольниками вниз. Видно, что все зависимости $V_n^i(0)$ прямо пропорциональны числу контактов в стопке m . Полученные для подобной нормировки амплитуды СП-параметров порядка $\Delta_L^{\text{out}}(0) \approx 3.32\text{--}3.55$ мэВ, $\Delta_L^{\text{in}}(0) \approx 2.2\text{--}2.4$ мэВ, $\Delta_S^{\text{out}}(0) \approx 0.90\text{--}1.06$ мэВ, $\Delta_S^{\text{in}}(0) \approx 0.53\text{--}0.68$ мэВ показаны в виде столбиков высотой m на Рис. 77b. Разброс значений для экстремумов большой СП-щели не превышает $\pm 4\%$, для $\Delta_S^{\text{out}}(0)$ составляет $\pm 8\%$, немного больший разброс значений $\Delta_S^{\text{in}}(0)$, примерно $\pm 11\%$, вызван малой амплитудой соответствующей особенности $dI(V)/dV$ -спектров. Важно отметить, что амплитуды СП-параметров порядка $\Delta_i(0)$ не коррелируют с числами m .

Примеры альтернативных нормировок с другими наборами $m^+ = m + 1$, $m^- = m - 1$, $m^* = m/2$ показаны на Рис. 77с–g. Аналогично тенденциям, полученным в ферроселенидах KNFS семейства 122-Se (см. Рис. 52d–f), при неправильных нормировках ожидаются различные корреляции $\Delta_i(0)$ и числа контактов: одновременное возрастание амплитуд $\Delta_i^+(0)$ при росте m^+ (см. Рис. 77с) и убывание $\Delta_i^-(0)$ при росте m^- (см. Рис. 77d), сопровождаемые увеличением разброса $\Delta_i^{+-}(0)$, полученных для SnS-структур из небольшого числа контактов ($m = 2, 3$). Для нормировки на m^* , аналогично Рис. 52с, амплитуды $\Delta_i^*(0)$, определенные по данным $dI(V)/dV$ -спектров стопок с четными m хорошо воспроизводятся, однако оказываются удвоенными, при этом вариация значений $\Delta_i^*(0)$ увеличивается до 1.5–2 раз для стопок с малыми нечетными m при округлении m^* в большую или меньшую сторону (см. Рис. 77(e–g)), что, очевидно, не может соответствовать вариации амплитуд объемных СП-параметров порядка в соседних областях одного и того же монокристалла с близкими T_c^{local} . Таким образом, на основе приведенных данных можно заключить однозначность определения набора m , представленного на Рис. 77a,b. Характеристические отношения СП-параметров порядка в соответствии с данной нормировкой составляют $r_L^{\text{out}} \approx 6$, $r_L^{\text{in}} \approx 4.1$, $r_S^{\text{out}} \approx 1.8$, $r_S^{\text{in}} \approx 1.2$.

Перейдем к рассмотрению андреевских особенностей на ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектрах стопочных SnS-структур, полученных в монокристаллах $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ слабо передопированных составов с $x \approx 0.12$ (серия BNP).

На Рис. 78 линиями красного цвета показаны нормированные ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектр SnS-структуры из $m = 9$ контактов, находящейся в ЭНМАО-режиме, при $T = 4.2$ К, созданной в монокристалле слабо передопированного состава с $x \approx 0.12$, а линиями серого цвета — те же характеристики в нормальном состоянии при $T = 19.1$ К $> T_c^{local}$. В СП-состоянии при $T \ll T_c$ на ВАХ наблюдается андреевский избыточный ток $I_{exc}(V)$, зависимость которого от напряжения показана на вставке к Рис. 78. $I_{exc}(V)$ стремится к постоянному значению при $V > 10$ мВ и резко возрастает во внутрищелевой области смещений. На $dI(V)/dV$ -спектре как в сверхпроводящем, так и в нормальном состоянии присутствует слабая нелинейность (воспроизводимо наблюдаемая нами для SnS-контактов в монокристаллах BFNA с различной степенью замещения); при этом во внешелевой области смещений $G_N(V)$ практически не меняется с температурой.

Ниже T_c на фоне остаточной нелинейности (не связанной напрямую со СП-свойствами) наблюдаются андреевские особенности. Температурная эволюция данного $dI(V)/dV$ -спектра приведена на Рис. 79а, соответствующие положения фундаментальных гармоник СП-параметров порядка в зависимости от температуры — на Рис. 79б. При $T = 4.2$ К при рассмотрении в сторону уменьшения смещений первой особенностью является узкий дублет от СП-параметра порядка $2\Delta_L^{out}$, минимумы которого при $|V_{1L}^{out}| \approx 9.7$ и 8.9 мВ обозначены как $2\Delta_L^{out1}$ и $2\Delta_L^{out2}$. Далее следует более интенсивный минимум при $|V_{1L}^{in}| \approx 6.8$ мВ от СП-параметра порядка $2\Delta_L^{in}$; особенность малой амплитуды при $|V_{2L}^{in}| \approx 3.4$ мВ можно интерпретировать как вторую субгармонику от Δ_L^{in} . При малых смещениях видна СГС от малой СП-щели $2\Delta_S$: выраженная фундаментальная гармоника при $|V_{1S}| \approx 2.8$ мВ и вторая особенность при $|V_{2S}| \approx 1.5$ мВ, расположенная на «футе».

Расщепление узкого дублета при больших смещениях, положения минимумов которого показаны на Рис. 79б закрашенными треугольниками вверх и вниз, разрешено до $T \leq 9.3$ К. Их отношение $\Delta_L^{out1}/\Delta_L^{out2} \approx 1.1$ (треугольники на Рис. 79с) практически не меняется с температурой. При $T \approx 10.3$ К узкий дублет размывается в единый минимум, положение которого при $T \geq 10.3$ К приведено на Рис. 79б треугольниками вправо; при $T \leq 9.3$ К теми же символами построена середина узкого дублета. Таким образом, температурную зависимость, показанную на Рис. 79б треугольниками вправо, можно ассоциировать с «эффективным» (усредненным) анизотропным СП-параметром порядка $2\Delta_L^{out}$.

Отметим, что рассматриваемое тонкое расщепление было разрешено только на $dI(V)/dV$ -спектрах наиболее качественных SnS-контактов, на которых андреевский сигнал имеет максимальную амплитуду. Для сравнения, в качестве примера на верхней вставке к Рис. 78 линией

синего цвета приведен фрагмент $dI(V)/dV$ -спектра стопочного SnS-контакта, полученного в другом монокристалле из той же закладки и записанного при $T = 4.2$ К, содержащий дублет фундаментальной гармонике от большой СП-щели. На данном спектре андреевский сигнал более подавлен: андреевская проводимость при нулевом смещении $G_{ZBC}^A(0)$ примерно в три раза меньше, а амплитуда минимума от $2\Delta_L^{\text{in}}(0)$ — в 1.5 раза меньше таковых для $dI(V)/dV$ -характеристики красного цвета; при этом на смещении eV , соответствующем «эффективной» амплитуде $2\Delta_L^{\text{out}*}(0)$, наблюдается единый минимум, положение которого близко к середине узкого дублета. Можно предположить, что причиной, препятствующей разрешению узкого дублета на $dI(V)/dV$ -спектре синего цвета, является влияние параметра размытия Γ или барьерного параметра Z .

Фундаментальный андреевский минимум от СП-параметра порядка $2\Delta_L^{\text{in}}$ сдвигается в сторону нуля с увеличением температуры, аналогично особенности от $2\Delta_L^{\text{out}}$ (открытые кружки на Рис. 79b): отношение $\Delta_L^{\text{out}*}/\Delta_L^{\text{in}} \approx 1.4$ остается примерно постоянным в широком диапазоне температур (ромбы на Рис. 79c). Следовательно, энергетические параметры $\Delta_L^{\text{out}*}$ и Δ_L^{in} относятся к одному и тому же СП-конденсату, предположительно, с единой большой СП-щелью, имеющей $A_L \approx 29$ % анизотропию в k -пространстве. Малая СП-щель быстрее убывает с температурой (открытые кружки на Рис. 79b): отношение $\Delta_L^{\text{in}}/\Delta_S$ возрастает почти в два раза при приближении к T_c , что указывает на принадлежность параметра порядка $2\Delta_S$ к другому СП-конденсату с малой энергией связи куперовской пары.

Аналогичные андреевские структуры воспроизводимо наблюдаются на ВАХ и спектрах динамической проводимости стопочных SnS-контактов, последовательно полученных в другом монокристалле слабо передопированного состава $\text{BaFe}_{1.88}\text{Ni}_{0.12}\text{As}_2$ (Рис. 80). Ось смещений для каждого из них нормирована на $m = 10, 13, 14$ и 14 , соответственно. На ВАХ, показанной сплошной линией розового цвета на Рис. 80а, присутствует андреевский избыточный ток во всем диапазоне смещений по сравнению с ВАХ того же контакта, измеренной в нормальном состоянии выше T_c (штриховая линия); наклоны данных ВАХ во внешелевой области смещений $eV > 2\Delta_L^{\text{out}}(0)$ практически совпадают. После нормировки на $m = 13$ и 14 , ВАХ, показанные красным и голубым цветом, соответственно, совпадают, т.е. величины R_N , $I_{\text{exc}}(0)$ и $G_{ZBC}(0)$ практически не изменились. Следовательно, в процессе механической перестройки имело место подключение одной эквивалентной слабой связи к стопке из $m = 13$ SnS-контактов, без изменения планарного размера и прозрачности барьеров. При дальнейшей регулировке, наоборот, имело место увеличение R_N без изменения m (ВАХ синего и голубого цвета на Рис. 80а). Тем не менее, вид не только основных щелевых особенностей, но и тонкой структуры соответствующих нормированных $dI(V)/dV$ -спектров схож (см. Рис. 80b). При больших смещениях $|V_{L1}| \approx 7.0\text{--}9.3$ мВ на всех спектрах присутствует дублет от СП-параметров порядка $2\Delta_L^{\text{out}}$ и $2\Delta_L^{\text{in}}$, края которого отмечены

вертикальными линиями голубого и розового цвета. Как и на Рис. 78, можно заметить слабое расщепление минимума от $2\Delta_L^{\text{out}}$: на всех спектрах внутри дублета присутствует дополнительная особенность при $|V| \approx 8.4$ мВ. Отметим, что на вдвое большем смещении на $dI(V)/dV$ -спектрах, представленных на Рис. 78b и Рис. 80b, отсутствуют какие-либо особенности, поэтому рассматриваемый минимум не может являться второй субгармоникой. Поскольку положение данной особенности не коррелирует с R_N и m , она не может быть вызвана неэквивалентностью SnS-контактов в стопке или кручением СП-берегов в SnS-контакте вдоль кристаллографической оси c . Принимая во внимание ее температурное поведение, схожее с $2\Delta_L^{\text{in}}(T)$, данную особенность следует отнести к объемному СП-параметру порядка. Хотя прямое определение вида $\Delta_L(\theta)$ с помощью ЭНМАО-спектроскопии невозможно, можно предположить наличие тонкой структуры углового распределения $\Delta_L(\theta)$, отличного от $\cos(4\theta)$ -типа и имеющего дополнительную особенность при $\Delta^{\text{mid}}(0) \approx 4.2$ мэВ.

При малых смещениях динамическая проводимость SnS-контактов на Рис. 80b демонстрирует андреевские особенности от малой СП-щели. На трех верхних $dI(V)/dV$ -спектрах воспроизводимо наблюдается расщепление фундаментальной гармоники от $2\Delta_S$, положения минимумов которой составляют $|V_{S1}| \approx 3.7$ мэВ и 2.9 мэВ (отмечены вертикальными линиями серого и зеленого цвета). Поскольку дублетный характер данной особенности и ее положения не коррелируют с R_N и m , данный дублет может быть ассоциирован с проявлением анизотропии малой СП-щели в k -пространстве $A_S \approx 22\%$ (близкой к степени анизотропии Δ_L) и наличием двух экстремумов ее углового распределения $2\Delta_S^{\text{in}}(0) \approx 2.9$ мэВ и $2\Delta_S^{\text{out}}(0) \approx 3.7$ мэВ. На нижнем $dI(V)/dV$ -спектре на Рис. 80b особенность при $eV \approx 2\Delta_S^{\text{in}}(0)$ также видна, однако расположена на большем смещении $|V| \approx 3.2$ мэВ. Смещение положения данной особенности в сторону больших V технически может быть вызвано ее расположением на участке резкого увеличения динамической проводимости («футе») от андреевского транспорта в зоне с Δ_L , либо является артефактом.

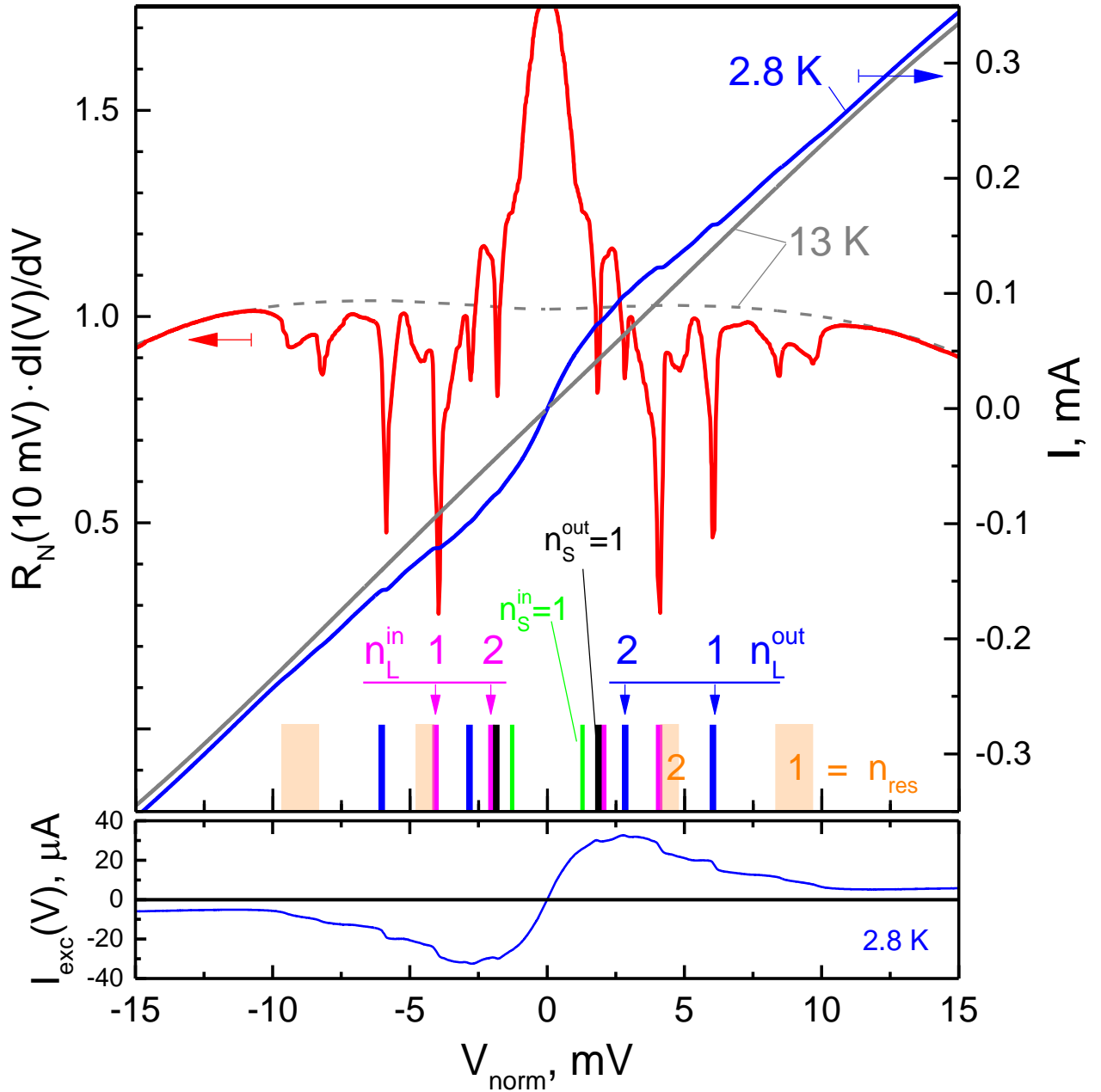


Рис. 72 — ВАХ (правая ось) и $dI(V)/dV$ -спектр (левая ось) стопочной SnS-структуры ($m = 11$) при $T = 2.8 \text{ K}$, созданной в монокристалле $\text{BaFe}_{1.86}\text{Ni}_{0.14}\text{As}_2$ передопированного состава (серия BNP). Сплошной и штриховой линией серого цвета показаны $I(V)$ и $dI(V)/dV$, измеренные выше T_c . Штрихами синего, розового, черного и зеленого цвета отмечены положения $n = 1, 2$ андреєвских субгармоник от СП-параметров порядка $2|\Delta_L^{\text{out}}(0)| \approx 6.1 \text{ мэВ}$, $2|\Delta_L^{\text{in}}(0)| \approx 4.2 \text{ мэВ}$, $2|\Delta_S^{\text{out}}(0)| \approx 1.8 \text{ мэВ}$, $2|\Delta_S^{\text{in}}(0)| \approx 1.2 \text{ мэВ}$ соответственно; штрихами оранжевого цвета — положения $n_{\text{res}} = 1, 2$ особенностей тонкой структуры. На нижней панели приведена зависимость андреєвского избыточного тока $I_{\text{exc}}(V)$ при $T = 2.8 \text{ K}$.

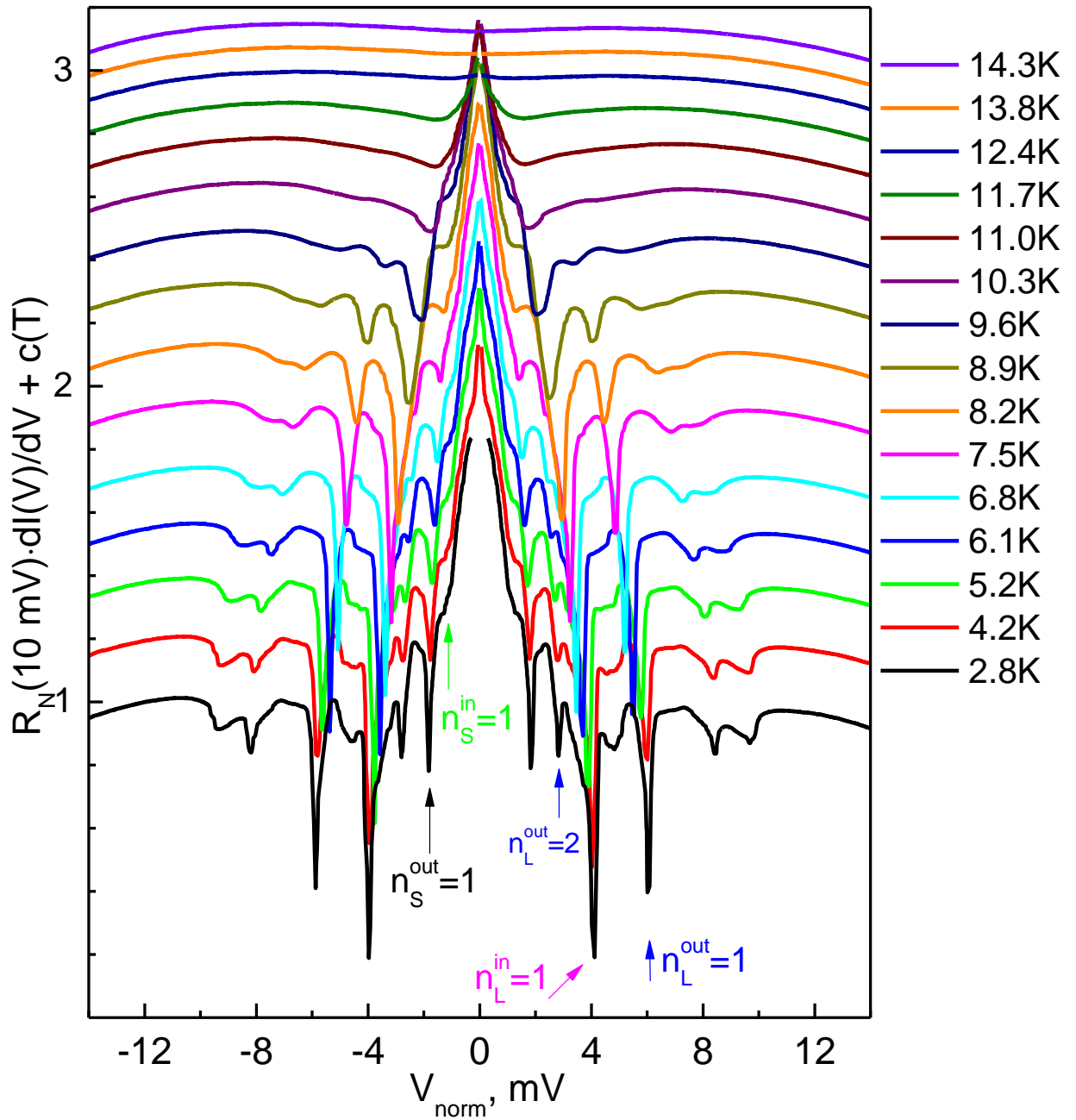


Рис. 73 — Нормированный $dI(V)/dV$ -спектр стопочной SnS-структуры ($m = 11$), показанный на Рис. 72, при различных температурах. Кривые вручную сдвинуты вдоль вертикальной оси, $R_N(T) \approx const$. Для нижнего спектра при $T = 2.8$ К стрелками отмечены положения андреевских субгармоник от СП-параметров порядка Δ_L^{out} , Δ_L^{in} , Δ_S^{out} , Δ_S^{in} .

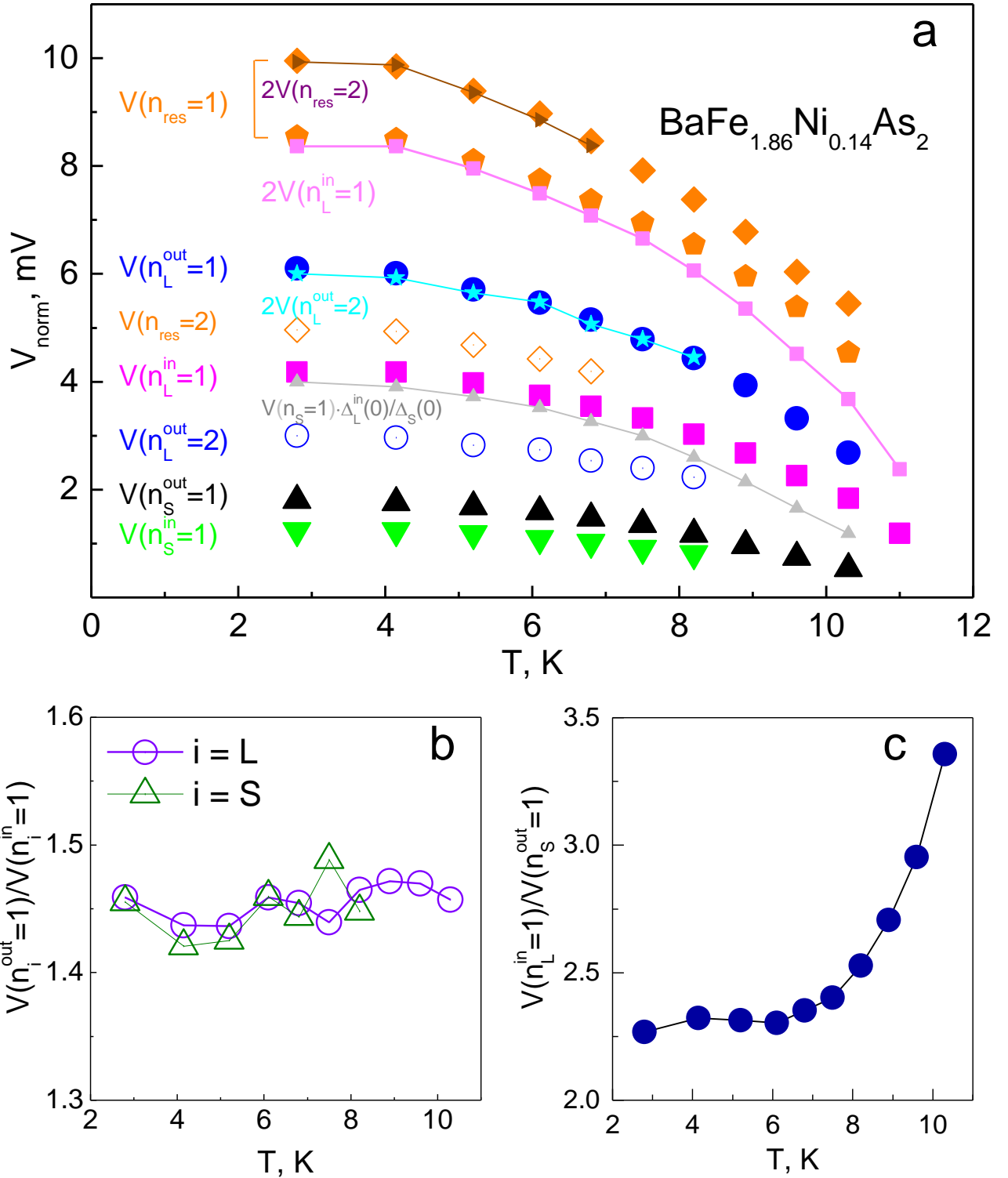


Рис. 74 — (a) Зависимость положений особенностей $dI(V)/dV$ -спектра, представленного на Рис. 73, от температуры. Соединенными символами показаны удвоенные положения первой гармоники от СП-параметра порядка Δ_L^{out} (звезды), второй субгармоники от Δ_L^{in} (квадраты), а также нормированная на величину $\Delta_L^{\text{in}}(0)$ зависимость $V(n_S=1) \cdot \Delta_L^{\text{in}}(0) / \Delta_S^{\text{out}}(0)$ (треугольники). (b,c) Температурная зависимость отношения позиций фундаментальных андреевских гармоник от Δ_L^{out} и Δ_L^{in} (кружки) и Δ_S^{out} и Δ_S^{in} (треугольники) (b), и Δ_L^{in} и Δ_S^{out} (c).

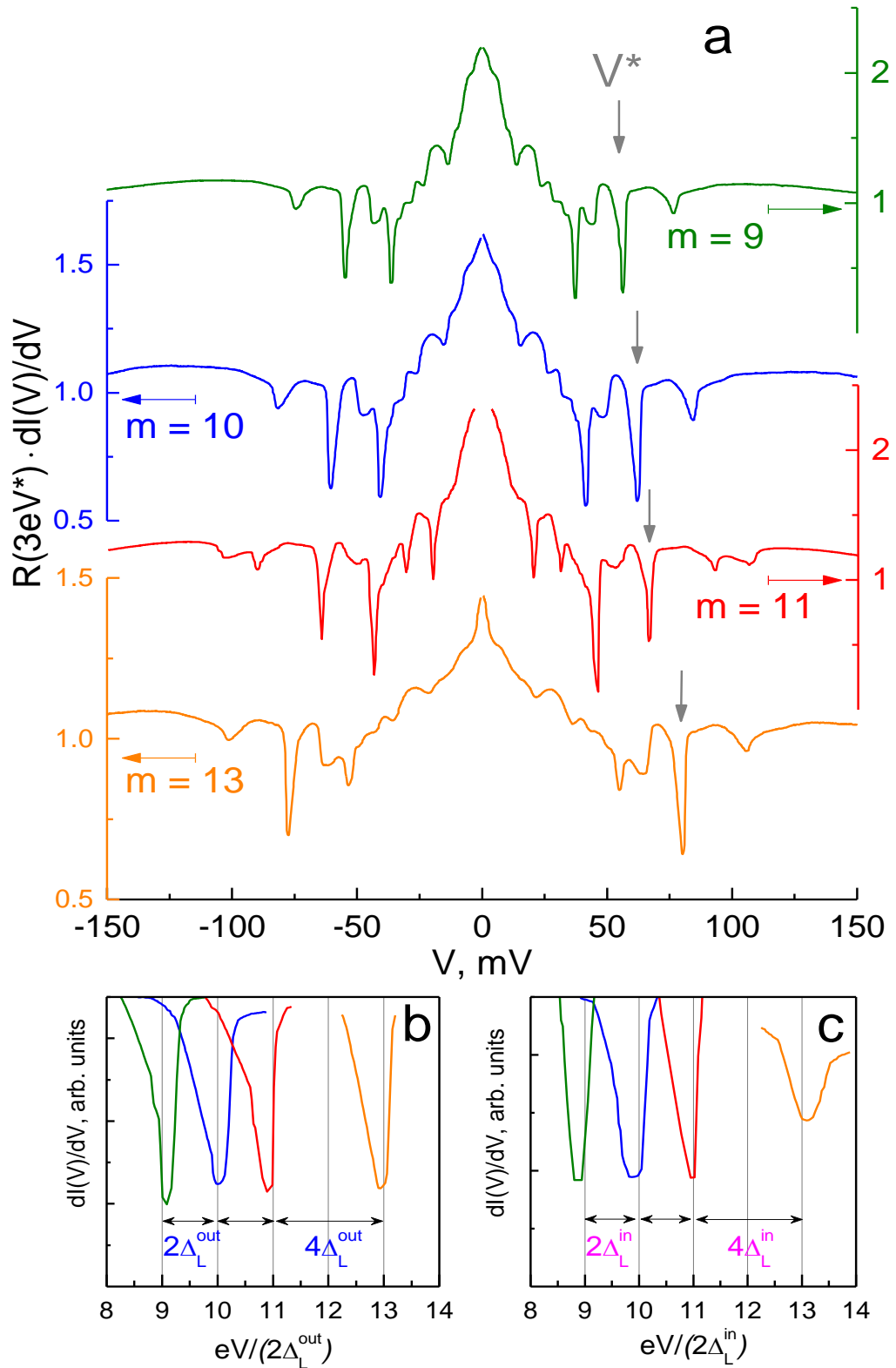


Рис. 75 — (a) $dI(V)/dV$ -спектры стопочных SnS-контактов ($m = 9-13$), созданных в одном и том же монокристалле BFNA ($x = 0.14$) без нормировки оси смещений, измеренные при $T = 2.8-4.2$ К. Стрелкой отмечено положение фундаментальной гармоники $V^* \equiv m \cdot 2\Delta_L^{\text{in}}$. (b) Фрагменты данных спектров, содержащие $n = 1$ минимум от Δ_L^{out} (b) и Δ_L^{in} (c). Цвета $dI(V)/dV$ -спектров соответствуют друг другу.

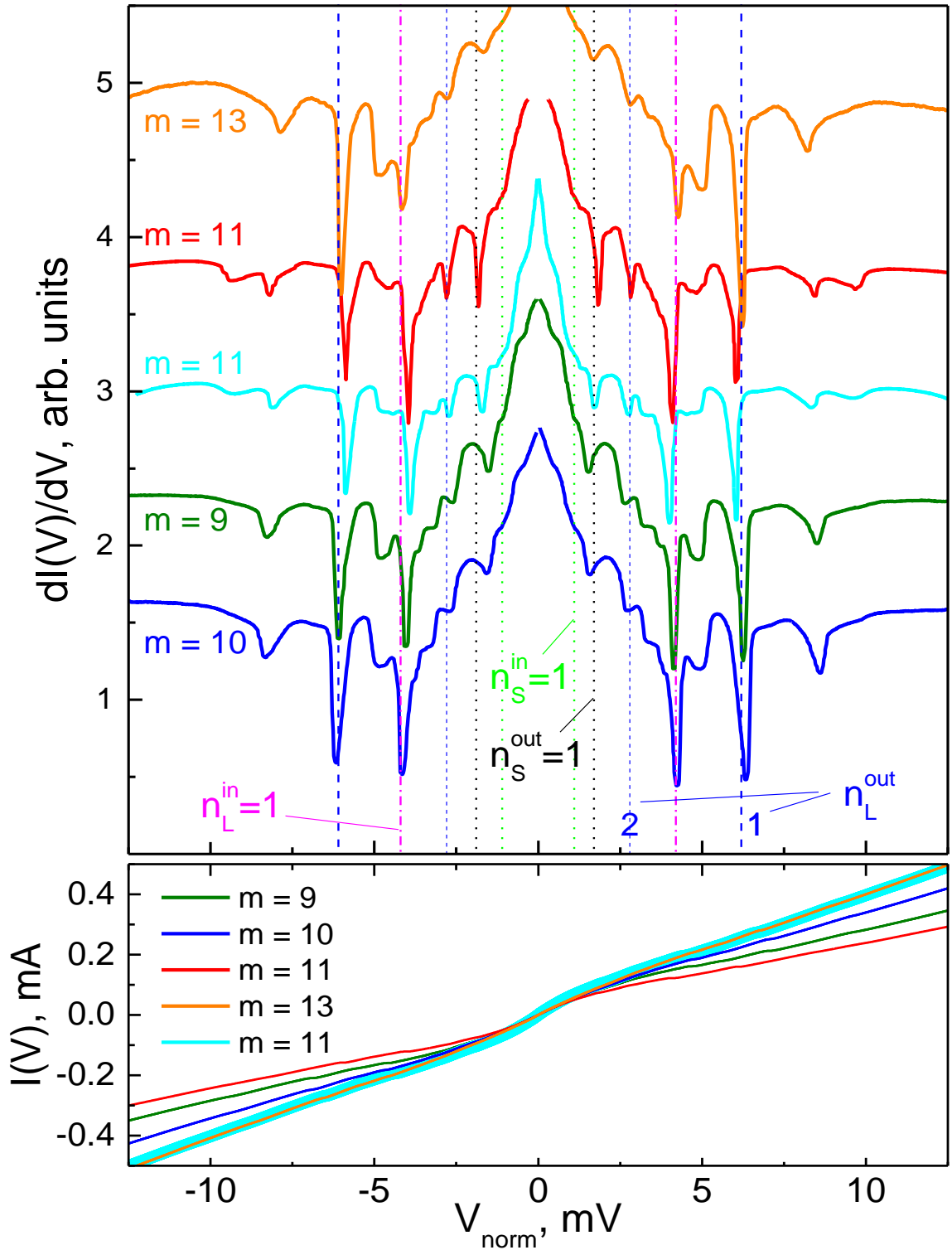


Рис. 76 — Нормированные $dI(V)/dV$ -спектры и ВАХ SnS-контактов в образце BFNA ($x = 0.14$), измеренные при $T \ll T_c \approx 11.5\text{--}12.0$ К и аналогичные представленным на Рис. 75а; голубым цветом приведены данные для стопочной SnS-структуры, полученной в том же образце. Вертикальными линиями синего цвета отмечены андреевские особенности от СП-параметра порядка $\Delta_L^{\text{out}}(0) \approx 3$ мэВ, розового цвета — $\Delta_L^{\text{in}}(0) \approx 2.1$ мэВ, черного цвета — $\Delta_S^{\text{out}}(0) \approx 0.85$ мэВ, зеленого цвета — $\Delta_S^{\text{in}}(0) \approx 0.55$ мэВ. Цвета ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектров соответствуют друг другу.

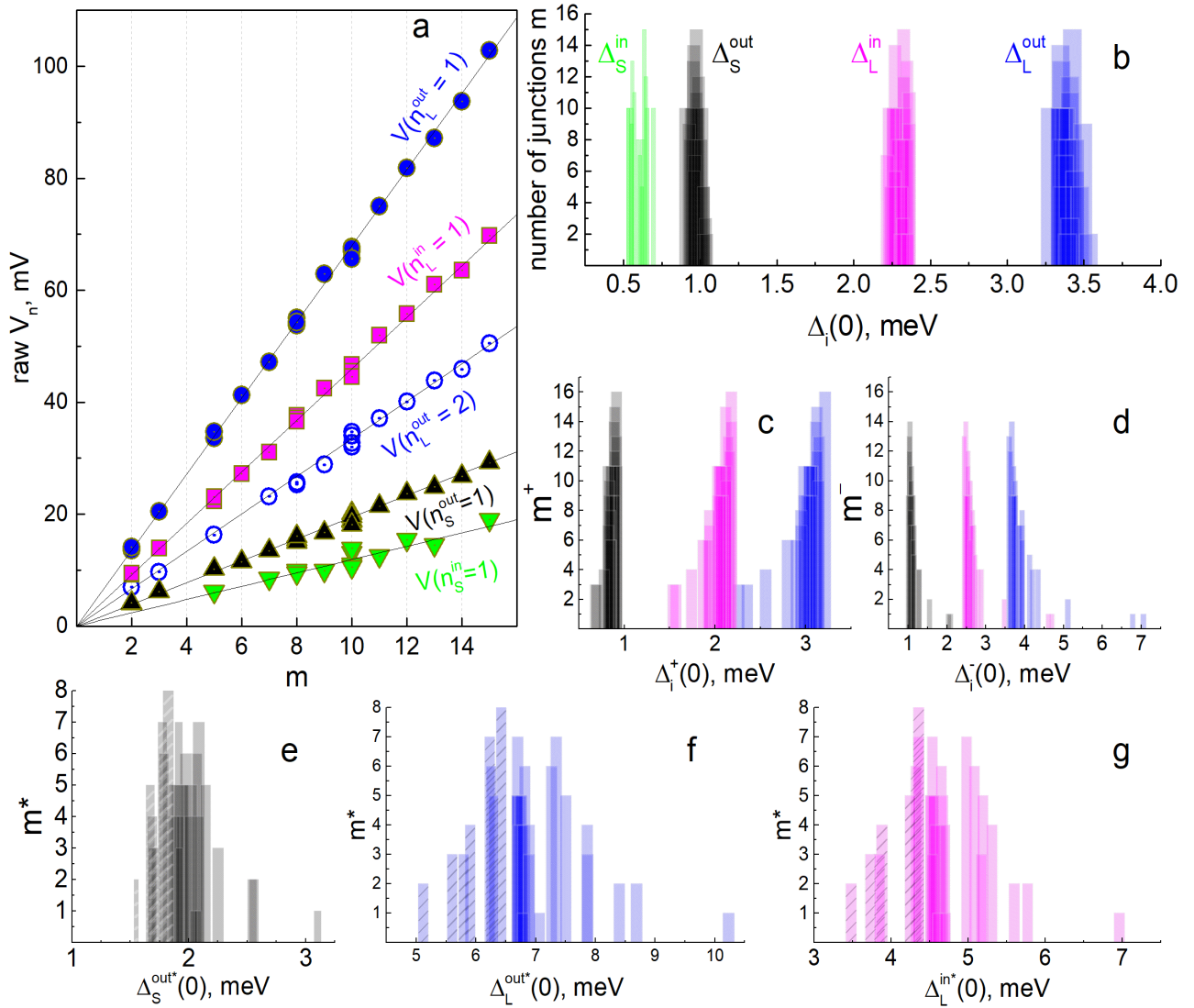


Рис. 77 — (а) Зависимость ненормированных положений андреевский гармоник от СП-параметров порядка от числа контактов в стопке m на $dI(V)/dV$ -спектрах SnS-структур в монокристаллах $\text{BaFe}_{1.86}\text{Ni}_{0.14}\text{As}_2$ передопированного состава при $T \ll T_c \approx 11.5\text{--}12.0$ К. (б) Величины СП-параметров порядка $\Delta_i(0)$, полученные при нормировке на числа m в соответствии с (а). (с–g) Аналогичные данные для альтернативных нормировок V_n^i на $m^+ = m + 1$ (с), $m^- = m - 1$ (d), $m^* = m/2$ (e–g; данные для m^* с округлением в большую сторону показаны полупрозрачными столбиками со штриховкой; для четных m и для m^* с округлением в меньшую сторону — без штриховки). Данные на (а–g) для $\Delta_L^{\text{out}}(0)$ показаны синим цветом, для $\Delta_L^{\text{in}}(0)$ — розовым цветом, для $\Delta_S^{\text{out}}(0)$ — черным цветом, для $\Delta_S^{\text{in}}(0)$ — зеленым цветом.

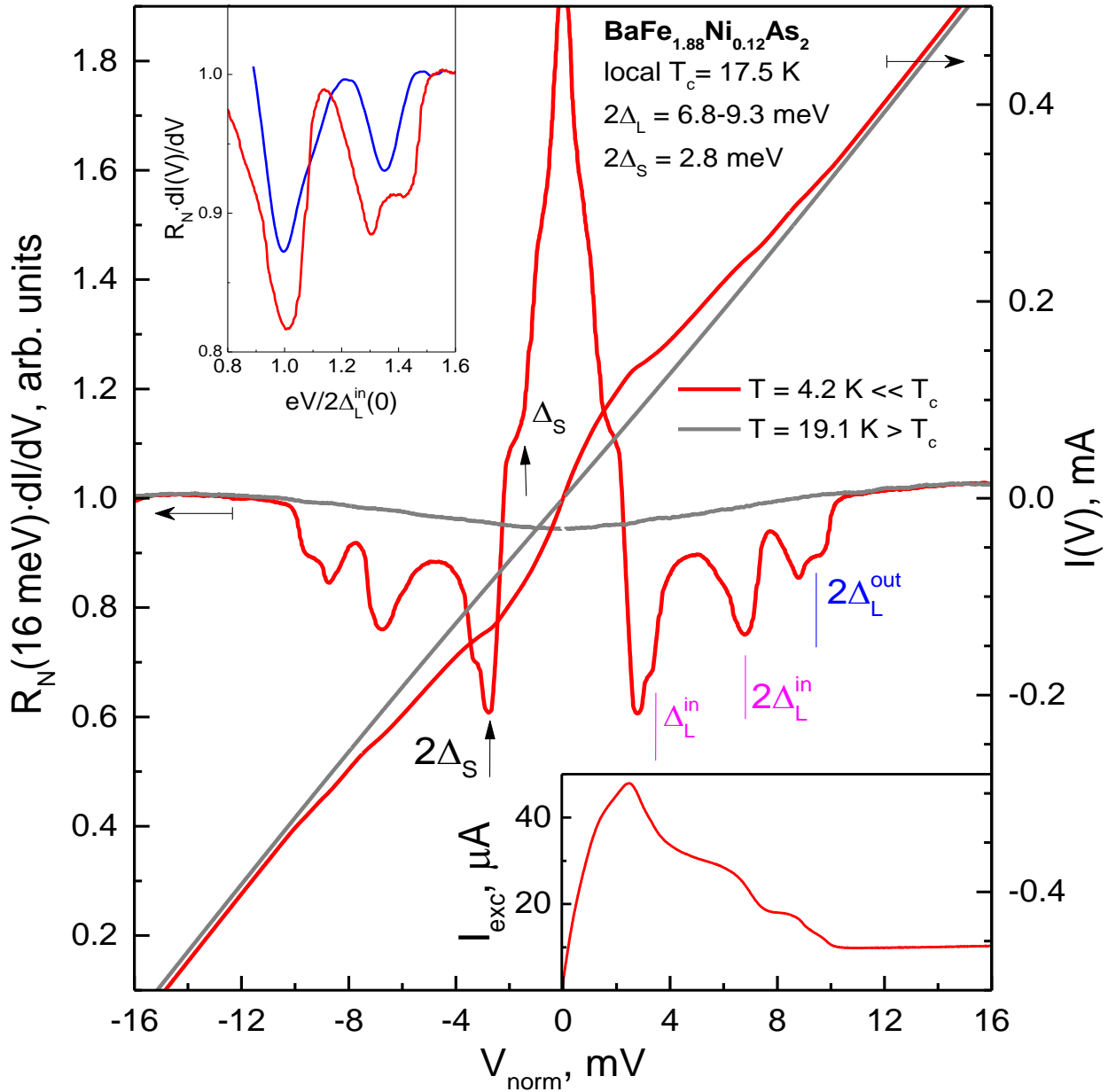


Рис. 78 — Нормированные ВАХ (правая вертикальная ось) и $dI(V)/dV$ -спектры (левая ось) сто-
 почной структуры из $m = 9$ SnS-контактов, созданной в монокристалле $\text{BaFe}_{1.88}\text{Ni}_{0.12}\text{As}_2$. Лини-
 ями красного цвета показаны данные, измеренные при $T = 4.2$ К, серого цвета — при $T = 19.1$ К
 $> T_c^{\text{local}}$. Штрихами отмечены положения дублетной фундаментальной гармонике от СП-пара-
 метров порядка $2\Delta_L^{\text{out}}(0) \approx 9.4$ мэВ, розового цвета — от $2\Delta_L^{\text{in}}(0) \approx 6.8$ мэВ, стрелками — $n = 1, 2$
 особенности СГС от $2\Delta_S(0) \approx 3.4$ мэВ. На верхней вставке приведены фрагменты $dI(V)/dV$ -спек-
 тров данного контакта (красным цветом) и SnS-контакта в другом образце (синим цветом); моно-
 тонный ход подавлен, проводимость нормирована на $R_N(V = 3.2\Delta_L^{\text{in}}/e)$, ось смещений — на
 $2\Delta_L^{\text{in}}/e$. На нижней вставке показана зависимость андреевского избыточного тока $I_{\text{exc}}(V)$ при $T =$
 4.2 К.

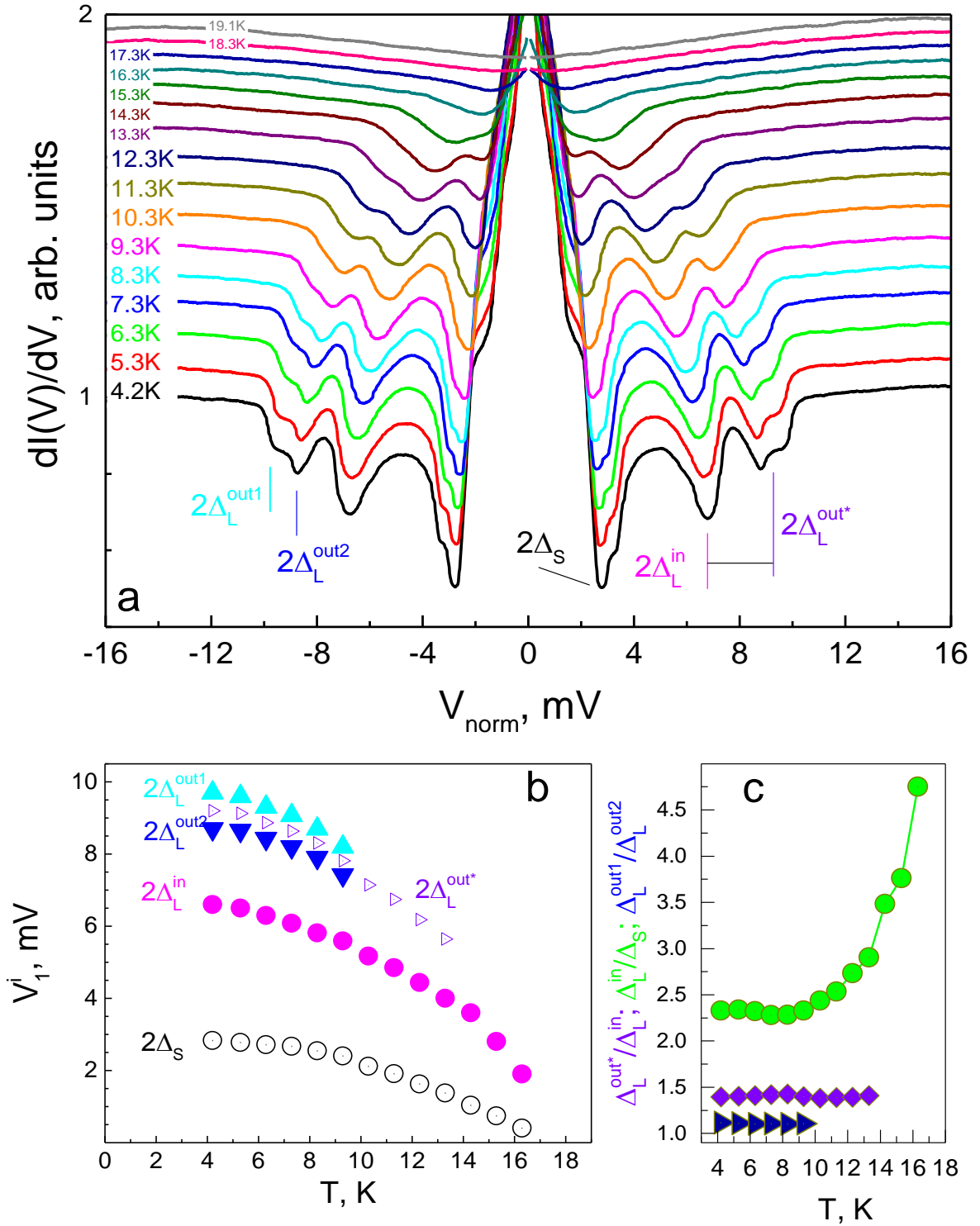


Рис. 79 — (a) Нормированный $dI(V)/dV$ -спектр SnS-структуры (аналогичной данным Рис. 78) при различных температурах. Кривые вручную сдвинуты вдоль вертикали, $R_N(T) \approx \text{const}$. Для спектра при $T = 4.2$ К штрихами отмечены положения особенностей с $n_i = 1$ от СП-параметров порядка. (b) Температурные зависимости положений фундаментальных гармоник от СП-параметров порядка Δ_L^{out} (треугольники, см. текст), Δ_L^{in} , Δ_S (кружки, розового, черного цвета, соответственно). (c) Температурные зависимости отношений $\Delta_L^{\text{out}}/\Delta_L^{\text{in}}$ (ромбы), $\Delta_L^{\text{in}}/\Delta_S$ (кружки) и $\Delta_L^{\text{out1}}/\Delta_L^{\text{out2}}$ (кружки).

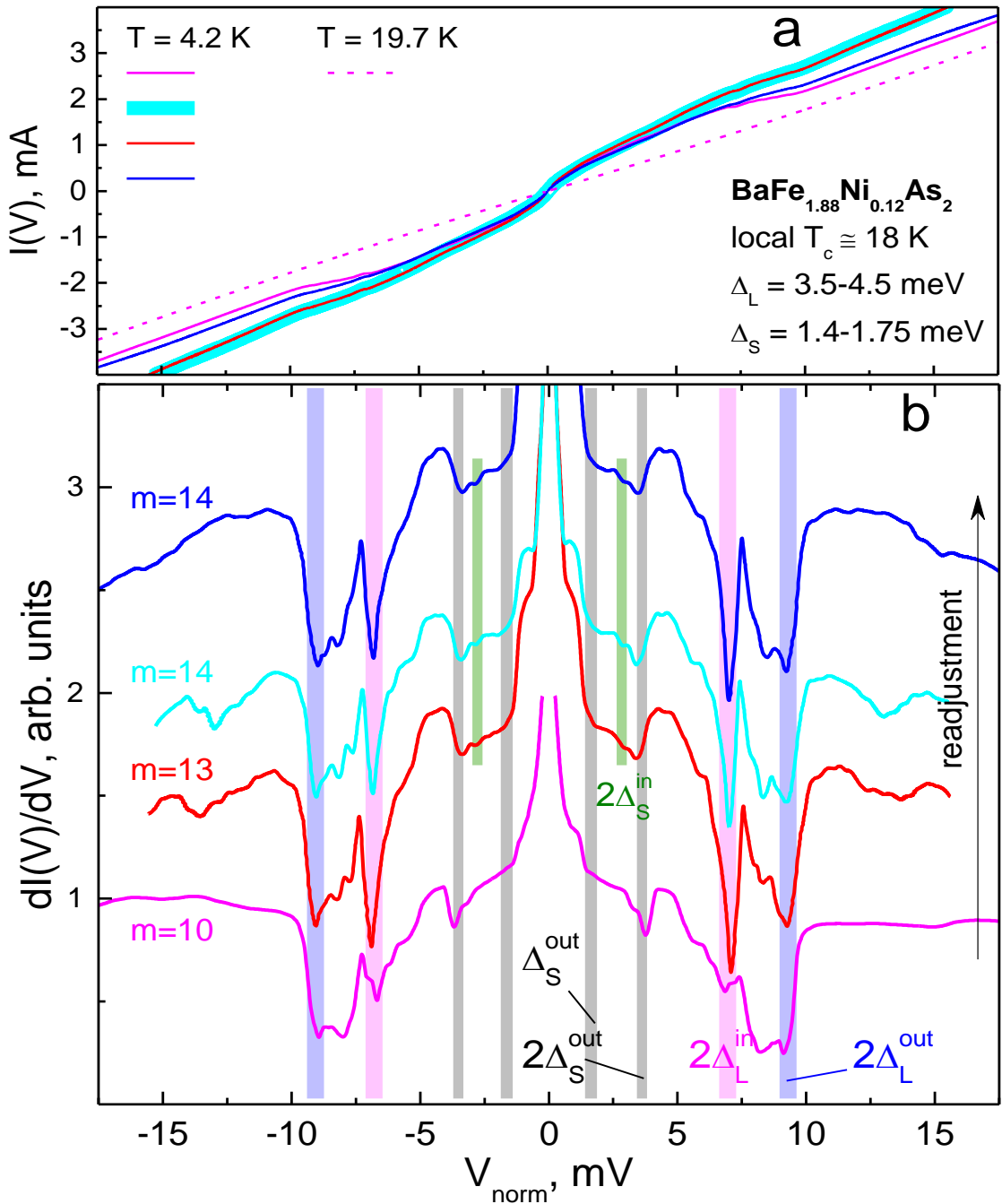


Рис. 80 — Нормированные ВАХ (a) и $dI(V)/dV$ -спектры (b) стопочных SnS-структур ($m = 10, 13, 14, 14$), созданных последовательно в одном и том же монокристалле $\text{BaFe}_{1.88}\text{Ni}_{0.12}\text{As}_2$. Сплошными линиями показаны данные, измеренные при $T = 4.2$ K, штриховой линией — ВАХ контакта, представленного розовым цветом, при $T = 19.7$ K $> T_c^{\text{local}}$. На (b) вертикальными линиями голубого цвета отмечено положение $n = 1$ гармоники от СП-параметра порядка $2\Delta_L^{\text{out}}(0) \approx 9.4$ мэВ, розового цвета — от $2\Delta_L^{\text{in}}(0) \approx 6.9$ мэВ, серого цвета — $n = 1, 2$ особенностей СГС от $2\Delta_S^{\text{out}}(0) \approx 3.5$ мэВ, зеленого цвета — $n = 1$ гармоники от $2\Delta_S^{\text{in}}(0) \approx 2.8$ мэВ. Цвета ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектров соответствуют друг другу.

4.2. Пниктиды $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ оптимальных и недодопированных составов

Измеренные при $T = 4.2$ К нормированные ВАХ и спектры динамической проводимости стопочных SnS-контактов ($m = 10, 13, 14, 20 \pm 1$) с близкими $T_c^{\text{local}} \approx 19$ К, полученных в различных образцах номинально оптимально допированного состава $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$ (серия BNM), приведены на Рис. 81. ВАХ, показанные линиями синего и зеленого цвета, относятся к левой вертикальной оси на Рис. 81а, линиями красного и оранжевого цвета — к правой. Диапазон нормальных сопротивлений на один контакт составляет $R_N \approx 3\text{--}49$ Ом. Положения андреевских особенностей на $dI(V)/dV$ -спектрах, показанных соответствующими ВАХ цветами на Рис. 81b, хорошо воспроизводятся. При смещениях $|V_{L1}| \approx 8.7\text{--}9.7$ мВ и $5.9\text{--}6.7$ мВ на всех спектрах наблюдается дублетная фундаментальная особенность, ширина которой определяет степень анизотропии большой СП-щели в k -пространстве и амплитуды экстремумов ее углового распределения $2\Delta_L^{\text{out}}(0)$ и $2\Delta_L^{\text{in}}(0)$. В среднем для представленных SnS-контактов $2\Delta_L^{\text{out}}(0) \approx 9.2$ мэВ и $2\Delta_L^{\text{in}}(0) \approx 6.3$ мэВ, таким образом, $A_L \approx 32\%$. Арочная форма дублета, наблюдаемая на спектрах красного и оранжевого цвета, схожа с результатами численных расчетов (см. кривые зеленого и бордового цвета на Рис. 32b) на основе подхода Деверо и Фулде [379] для расширенного s -волнового типа симметрии СП-щели. При меньших смещениях $|V_{L2}| \approx 4.5\text{--}5.0$ мВ наблюдается вторая субгармоника от $2\Delta_L^{\text{out}}(0)$, в то время как ожидаемое положение $|V| \approx 3.2$ мэВ особенности $n = 2$ порядка от $2\Delta_L^{\text{in}}(0)$ оказывается близко к фундаментальной гармонике от малой СП-щели.

При малых смещениях на представленных на Рис. 81b спектрах также наблюдаются две близко расположенные особенности (отмеченные серыми вертикальными линиями) — дублет фундаментальной гармонике от малой СП-щели Δ_S . Особенность при $|V_{1S}^{\text{out}}| \approx 2.6\text{--}3.2$ мВ имеет максимальную амплитуду на спектре красного цвета и практически не видна из-за сильного размытия на спектре зеленого цвета, а минимум при $|V_{1S}^{\text{in}}| \approx 1.7\text{--}2.1$ мВ наиболее выражен на спектрах зеленого, синего и оранжевого цвета. Природа вариации относительных амплитуд минимумов дублета пока остается не понятой. Тем не менее, можно отметить, что положение данных минимумов воспроизводится на спектрах наиболее качественных SnS-контактов, созданных в различных образцах, и не зависит от R_N , таким образом, определяет объемные энергетические СП-параметры: в среднем для представленных на Рис. 81b контактов $2\Delta_S^{\text{out}}(0) \approx 2.9$ мэВ и $2\Delta_S^{\text{in}}(0) \approx 1.9$ мэВ. Как будет показано ниже на основе температурного поведения данных особенностей, параметры порядка $2\Delta_S^{\text{out}}$ и $2\Delta_S^{\text{in}}$ являются экстремумами углового распределения малой СП-щели в k -пространстве.

Температурная эволюция $dI(V)/dV$ -спектра и ВАХ стопочного SnS-контакта, полученного в другом монокристалле $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$ серии BNM, представлена на Рис. 82а,б. Ось смещений

на Рис. 82 приведена без нормировки на число контактов m . Андреевские минимумы, наблюдаемые на $dI(V)/dV$ -спектре, с увеличением температуры сдвигаются в сторону нулевого смещения и полностью исчезают при $T = 19.7$ К (штриховая линия на Рис. 82a). При той же температуре на ВАХ (кривая темно-желтого цвета на Рис. 82b) исчезает андреевский избыточный ток, что соответствует переходу контактной области в нормальное состояние при локальной критической температуре. Ниже T_c^{local} избыточный ток на ВАХ при больших смещениях $|V| > 240$ мВ, как показано на верхней вставке к Рис. 82b, стремится к постоянному значению. Наклоны ВАХ, измеренных при $T = 4.2$ К и 19.7 К (нижняя вставка к Рис. 82b), практически совпадают, что означает $R_N(T) \approx \text{const}$ в указанном температурном диапазоне.

Рассмотрим андреевские структуры на $dI(V)/dV$ -спектре, измеренном при $T = 4.2$ К $\ll T_c^{\text{local}}$ (нижняя кривая черного цвета на Рис. 82a). При больших смещениях $|V_{1L}^{\text{out}}| \approx 219$ мВ $\approx m \cdot 2\Delta_L^{\text{out}}(0)$ и $|V_{1L}^{\text{in}}| \approx 136$ мВ $\approx m \cdot 2\Delta_L^{\text{in}}(0)$ хорошо видна фундаментальная дублетная гармоника от большой СП-щели Δ_L . Положения особенностей при меньших смещениях $|V_{2L}^{\text{out}}| \approx 109$ мВ $\approx m \cdot \Delta_L^{\text{out}}(0)$ и $|V_{2L}^{\text{in}}| \approx 69$ мВ $\approx m \cdot \Delta_L^{\text{in}}(0)$, отмеченные на Рис. 82a штриховыми линиями, соответствуют ожидаемым позициям дублетной второй субгармоники от Δ_L . При малых смещениях $|V_{1S}^{\text{out}}| \approx 62$ мВ $\approx m \cdot 2\Delta_S^{\text{out}}(0)$ наблюдается выраженный минимум от малой СП-щели. Отметим, что его форма сильно отличается от таковой для фундаментальной гармоника от большой СП-щели, поэтому данный минимум нельзя интерпретировать как субгармонику какого-либо порядка от Δ_L . Уширение данного минимума, по всей вероятности, вызвано близко расположенной особенностью при смещении $|V_{2L}^{\text{in}}|$. Особенность меньшей амплитуды при $|V_{1S}^{\text{in}}| \approx 48.7$ мВ является фундаментальной гармоникой от анизотропного СП-параметра порядка $2\Delta_S^{\text{in}}(0) \approx m \cdot 48.7$ мВ.

Температурная эволюция положений андреевских особенностей на $dI(V)/dV$ -спектрах на Рис. 82a приведена на Рис. 83a. Зависимости положений дублетной фундаментальной гармоника от большой СП-щели $V_{1L}^{\text{out}}(T)$ и $V_{1L}^{\text{in}}(T)$ показаны на Рис. 83a кружками синего и розового цвета, соответственно. Отношение $V_{1L}^{\text{out}}(T)/V_{1L}^{\text{in}}(T) \approx 1.6$, приведенное на вставке к Рис. 83b кружками, практически не меняется с температурой, что указывает на принадлежность соответствующих энергетических параметров Δ_L^{out} и Δ_L^{in} к одному и тому же СП-конденсату с анизотропной в импульсном пространстве большой СП-щелью. Локальную критическую температуру контакта можно оценить как $T_c^{\text{local}} \approx 19$ К на основе однозонной БКШ-образной зависимости, показанной на Рис. 83a штрихпунктирной линией. Вторая субгармоника при смещении $V_{2L}^{\text{out}}(T)$ имеет аналогичную температурную зависимость: в широком диапазоне температур $T \leq 15.8$ К ее удвоенное положение $2 \cdot V_{2L}^{\text{out}}(T)$ практически совпадает с позицией фундаментального минимума от $2\Delta_L^{\text{out}}$ (соединенные квадраты на Рис. 83a). Положение $V_{1S}^{\text{out}}(T)$ минимума от малой СП-щели быстрее уменьшается с температурой по сравнению с большой СП-щелью, так, что отношение

$V_{1L}^{in}(T)/V_{1S}^{out}(T)$ (ромбы на вставке к Рис. 83а) увеличивается примерно в два раза при приближении к T_c . Особенность малой амплитуды при смещении, обозначенном на Рис. 82а как $V_{1S}^{in}(T)$, разрешима вплоть до $T = 10.8$ К. Ее температурное поведение показано на Рис. 83а треугольниками зеленого цвета и схоже с таковым для фундаментального минимума от малой СП-щели при V_{1S}^{out} : отношение $V_{1S}^{out}(T)/V_{1S}^{in}(T)$, приведенное треугольниками на вставке к Рис. 83а, также примерно постоянно. Можно предположить, что особенности при смещениях V_{1S}^{out} и V_{1S}^{in} образуют дублетную фундаментальную гармонику от малой СП-щели, а соответствующие СП-параметры порядка $2\Delta_S^{out}$ и $2\Delta_S^{in}$ являются максимальной и минимальной энергией связи куперовских пар в k -пространстве в зонах, где ниже T_c открывается анизотропная малая СП-щель Δ_S .

Поскольку андреевские особенности $I(V)$ и $dI(V)/dV$ -характеристик стопочной структуры, приведенных на Рис. 82 и Рис. 83, наблюдаются на достаточно больших смещениях, точное определение числа контактов становится невозможно. Для оценки числа контактов воспользуемся значением $T_c^{local} \approx 19$ К и ненормированными величинами характеристических отношений для наблюдаемых СП-параметров порядка $m \cdot r_L^{out} \approx 133.7$, $m \cdot r_L^{in} \approx 83$, $m \cdot r_S^{out} \approx 37.9$. Можно оценить, что при нормировке вышеуказанных величин $m \cdot r_i$ на $m = 22 \pm 1$ получаемые в результате характеристические отношения попадают в соответствующие диапазоны значений r_i для SnS-контактов с близкими T_c^{local} по данным Рис. 81.

Нормированная температурная зависимость андреевского избыточного тока $I_{exc}(T)$ по данным температурной эволюции ВАХ на Рис. 82b, определенного при постоянном смещении $eV/m \approx 300/22 \approx 13.6$ мэВ, приведена ромбами на Рис. 83b. Согласно всем имеющимся теоретическим представлениям (см. Рис. 31), нормированная зависимость $I_{exc}(T)/I_{exc}(0)$ определяется только температурными зависимостями СП-щелей $\delta_i(T)$. Согласно данным на вставке к Рис. 83а, температурные зависимости экстремумов каждой из анизотропных в k -пространстве СП-щелей Δ_L и Δ_S близки в широком диапазоне температур, можно заключить, что их анизотропия не влияет на температурное поведение $I_{exc}(T)/I_{exc}(0)$. Для сравнения на Рис. 83b приведено нормированное температурное поведение смещения $V_{1L}^{in}(T)$, а в качестве $\delta_S(T)$ штриховой линией — смещения $V_{1S}^{out}(T)$, т.к. именно эти особенности хорошо разрешимы на $dI(V)/dV$ -спектрах на Рис. 82а вплоть до наибольших температур. Видно, что на Рис. 83b нормированная зависимость $I_{exc}(T)$ проходит примерно посередине между $\delta_L(T)$ и $\delta_S(T)$, что означает примерно одинаковый вклад обеих эффективных зон (в которых ниже T_c открываются СП-щели Δ_L и Δ_S) в андреевский избыточный ток. Это согласуется с данными измерений методом ИК-спектроскопии отражения [80], проведенными на монокристаллах и пленках ВФНА почти оптимально допированных составов. Из-за схожести зависимостей $\delta_L(T)$ и $\delta_S(T)$ более точная оценка парциальных проводимостей двух эффективных зон не представляется возможной.

Температурная эволюция нормированного $dI(V)/dV$ -спектра стопочного SnS-контакта с $m = 9$, полученного в монокристалле серии BNM, приведена на Рис. 84. Более низкое значение локальной критической температуры $T_c^{\text{local}} \approx 18.2$ К данной стопочной структуры может быть объяснено локальным дефицитом допирующего никеля в контактной области, т.е. формально данный контакт следует отнести к слабо недодопированной области фазовой диаграммы. Дублетная особенность от анизотропной большой СП-щели при $T = 4.2$ К наблюдается при смещениях $|V_{1L}^{\text{out}}| \approx 9$ мВ $\approx 2\Delta_L^{\text{out}}(0)$ и $|V_{1L}^{\text{in}}| \approx 6.4$ мВ $\approx 2\Delta_L^{\text{in}}(0)$. Как и в BFNA передодопированных составов (см. Рис. 74 и Рис. 79), данные минимумы имеют схожую температурную зависимость, приведенную на вставке к Рис. 85а кружками. За исключением последней точки при $T = 17$ К в непосредственной близости от T_c^{local} , отношение $\Delta_L^{\text{out}}(T)/\Delta_L^{\text{in}}(T)$ остается примерно постоянным и находится в пределах 1.41–1.44 в температурном интервале $T = 4.2$ –15 К. Положение второй субгармоники от Δ_L^{out} , обозначенное на Рис. 84 как V_{2L}^{out} , меняется с температурой схожим образом (квадраты синего цвета на Рис. 85а) и при умножении на 2 практически совпадает с положением фундаментальной гармоники (соединенные квадраты голубого цвета на Рис. 85а). Резкий, наиболее интенсивный минимум, наблюдаемый на спектре при $T = 4.2$ К при смещении $|V_{1S}^{\text{out}}| \approx 3.2$ мэВ, является фундаментальной гармоникой от внешнего экстремума малой СП-щели $2\Delta_S^{\text{out}}(0)$, несмотря на то, что его положение совпадает с ожидаемым для второй субгармоники от $\Delta_L^{\text{in}}(0)$. На принадлежность данного минимума к другому СП-конденсату, с малой щелью, указывают следующие факторы:

— его амплитуда H_S^{out} относительно G_N при $T \ll T_c$ заметно превышает таковую (H_L^{in}) для минимума при $eV = 2\Delta_L^{\text{in}}(0)$, однако довольно быстро уменьшается с увеличением температуры. Температурные зависимости амплитуд $H_S^{\text{out}}(T)/H_S^{\text{out}}(0)$ и $H_L^{\text{in}}(T)/H_L^{\text{in}}(0)$ показаны на Рис. 85с кружками черного и розового цвета, для сравнения сплошными линиями приведены зависимости $\delta_i(T) \cdot \tanh[\Delta_i(T)/2k_B T]$, соответствующие численным предсказаниям модели КГН [347,349] для SnS-контакта с идеально прозрачными nS-интерфейсами на базе БКШ-сверхпроводника. Видно, что экспериментальные температурные зависимости нормированных амплитуд $H_i(T)/H_i(0)$ проходят ниже соответствующих теоретических кривых, что можно объяснить размытием и нормальными отражениями в реальном SnS-контакте ($\Gamma, Z \neq 0$), влияние которых не учитываются в подходе [347,349]. Тем не менее, более резкое уменьшение $H_S^{\text{out}}(T)/H_S^{\text{out}}(0)$ является следствием малого значения характеристического отношения для Δ_S^{out} по сравнению с таковым для Δ_L^{in} .

— Температурные зависимости $\Delta_L^{\text{in}}(T)$ и $\Delta_S(T)$ отличаются характерным образом: как показано на вставке к Рис. 85а, отношение $\Delta_L^{\text{in}}(T)/\Delta_S(T)$ растет с температурой и при приближении к T_c увеличивается почти в 2 раза.

С увеличением температуры положение фундаментальной особенности от СП-параметра порядка Δ_S^{out} заметно смещается в сторону нуля, и на $dI(V)/dV$ -спектре (линия розового цвета при $T = 8.1$ К на Рис. 84) становится возможным разрешить вторую субгармонику от Δ_L^{in} , положение которой отмечено стрелками вниз. Ее температурная зависимость $V_{2L}^{\text{in}}(T)$ показано квадратами розового цвета на Рис. 85а и хорошо согласуется с $V_{1L}^{\text{in}}(T)$ при умножении на 2 (соединенные квадраты фиолетового цвета на Рис. 85а). Особенность малой амплитуды на $dI(V)/dV$ -спектре на Рис. 84 при $T = 4.2$ К при смещении $|V_{1S}^{\text{in}}| \approx 2.4$ мВ наблюдается вплоть до $T = 7.1$ К и имеет температурную зависимость (треугольники вниз на Рис. 85а), схожую с $V_{1S}^{\text{out}}(T)$ (треугольники на Рис. 85b), поэтому может быть интерпретирована как «внутренний» минимум дублета от малой СП-щели и определяет СП-параметр порядка $2\Delta_S^{\text{in}}(0) \approx 2.4$ мэВ. Характеристические отношения наблюдаемых четырех СП-параметров порядка составляют $r_L^{\text{out}} \approx 5.7$, $r_L^{\text{in}} \approx 4.1$, $r_S^{\text{out}} \approx 2$, $r_S^{\text{in}} \approx 1.5$.

Эволюция $dI(V)/dV$ -спектра стопочной SnS-структуры с близкой локальной критической температурой $T_c^{\text{local}} \approx 18.2$ К, полученной в монокристалле номинального слабо недодопированного состава $\text{BaFe}_{1.92}\text{Ni}_{0.08}\text{As}_2$ (серия BNK), приведена на Рис. 86а. Для удобства рассмотрения андреевских структур динамическая проводимость была также нормирована на слабо нелинейную нормальную проводимость $G_N(V)$ при $T = 20.8$ К $> T_c$ которая практически не менялась с температурой. Спектры вручную сдвинуты вдоль вертикальной оси, $dI(V)/dV$ -характеристика при $T = 19.9$ К $> T_c^{\text{local}}$ без такого сдвига приведена пунктирной линией розового цвета. Для $dI(V)/dV$ -спектра при $T = 4.2$ К (кривая черного цвета на Рис. 86а) ненормированные положения дублетной фундаментальной особенности от большой СП-щели $|V_{1L}^{\text{out}}| \approx 112.7$ и $|V_{1L}^{\text{in}}| \approx 84$ мВ и малой СП-щели — $|V_{1S}^{\text{out}}| \approx 42.8$ мВ и $|V_{1S}^{\text{in}}| \approx 33.3$ мВ соответствуют характеристическим отношениям $m \cdot r_L^{\text{out}} \approx 71.9$, $m \cdot r_L^{\text{in}} \approx 53.5$, $m \cdot r_S^{\text{out}} \approx 27.3$, $m \cdot r_S^{\text{in}} \approx 21.2$. Эти значения оказываются близки к вышеуказанными величинами характеристических отношений r_i по данным Рис. 84 и Рис. 85 при нормировке на $m = 13$ контактов в стопке: $r_L^{\text{out}} \approx 5.5$, $r_L^{\text{in}} \approx 4.1$, $r_S^{\text{out}} \approx 2.1$, $r_S^{\text{in}} \approx 1.6$. Температурные зависимости положений андреевских особенностей на Рис. 86а после нормировки на m приведены на Рис. 86б. Первая и вторая субгармоники от СП-параметра порядка Δ_L^{out} (обозначены как V_{1L}^{out} и V_{2L}^{out} , кружки и квадраты синего цвета, соответственно, на Рис. 86б), а также фундаментальная особенность от Δ_L^{in} (V_{1L}^{in} , кружки розового цвета) имеют схожую температурную зависимость. Отношение $V_{1L}^{\text{out}}/V_{1L}^{\text{in}} \approx 1.38$ – 1.40 (кружки на вставке к Рис. 86б) примерно постоянно с ростом температуры. Удвоенное положение второй субгармоники $2 \cdot V_{2L}^{\text{out}}$ (соединенные квадраты на Рис. 86б) примерно соответствует положению фундаментальной особенности V_{1L}^{out} практически вплоть до T_c . Этот факт с одной стороны указывает на принадлежность

данных особенностей к одной и той же СГС, с другой — на отсутствие распаривания измерительным током и перегрева контакта (следовательно, на реализацию баллистического пролета квазичастиц через барьер с сохранением k_x , k_y компонент импульса). Для малой СП-щели при $T = 4.2$ К наблюдается дублетная фундаментальная особенность, относительная амплитуда которой превышает таковую для $n = 1$ минимума от большой СП-щели, однако быстро уменьшается с ростом температуры и при $T = 14.1$ К (спектр серого цвета на Рис. 86а) становится менее интенсивной. Дублетный характер минимума от малой СП-щели хорошо различим вплоть до $T = 11.1$ К. Температурные зависимости положений дублета приведены на Рис. 86б треугольниками, их отношение $V_{1S}^{\text{out}}/V_{1S}^{\text{in}} \approx 1.21\text{--}1.24$ (треугольники на вставке к Рис. 86б) также не показывает заметной тенденции к увеличению или уменьшению с ростом температуры. Вместе с тем, дублетная особенность от малой СП-щели быстрее смещается в сторону нуля с увеличением температуры по сравнению с большой СП-щелью: отношение $V_{1L}^{\text{out}}(T)/V_{1S}^{\text{out}}(T)$ увеличивается почти в два раза при приближении к T_c (звезды на вставке к Рис. 86б), таким образом, соответствующие параметры порядка Δ_L и Δ_S относятся к разным СП-конденсатам.

Рассмотрим, может ли нелинейность ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектра в нормальном состоянии выше T_c , воспроизводимо наблюдаемая для туннельных контактов на базе VFNA оптимальных и слабо недодопированных составов, быть вызвана перегревом контактной области при пропускании тока. На Рис. 87а приведены ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектр SnS-контакта с $T_c^{\text{local}} \approx 17.2$ К, измеренные при $T = 4.2$ К. Внутрищелевая область смещений при $T = 4.2$ К обозначена на Рис. 87а серым цветом. Хорошо видна дублетная фундаментальная андреевская гармоника при $|V| \approx 6.1\text{--}8.7$ мВ от двух экстремумов большой СП-щели, а также $n = 1$ особенность от малой СП-щели при $|V| \approx 2.7$ мВ. Помимо щелевых особенностей, $dI(V)/dV$ -спектр демонстрирует сильную нелинейность с максимумом динамической проводимости при $|V_{\text{max}}| \approx 20$ мВ и минимумом при $|V_{\text{min}}| \approx 51$ мВ. Данная нелинейность сохраняется выше T_c (линия темно-желтого цвета на Рис. 87а), при этом в области малых смещений $V \rightarrow 0$ на $dI(V)/dV$ -спектре наблюдается минимум. Соответствующий $dI(V)/dV$ -спектр, измеренный в нормальном состоянии при $T = 19$ К, приведен на Рис. 87б в сравнении с модельными $dI(V)/dV$ -характеристиками для NcN-контакта с максвелловским транспортом, полученными на основе формулы (3) [324,329] (линии голубого цвета): сплошная линия — для NcN-контакта, полностью находящегося в максвелловском режиме и подверженного наиболее сильному перегреву; штриховая и штрихпунктирная линии — для диффузионного NcN-контакта с долей максвелловского транспорта $\gamma = 0.3$ и 0.7 и долей баллистического транспорта $(1 - \gamma) = 0.7$ и 0.3 , соответственно, с использованием формулы (2) Векслера [326]. Видно, что все модельные ВАХ на Рис. 87б предсказывают появление минимума динамической проводимости при $V = 0$ и максимумов при малых смещениях $|V| \approx 17$ мВ вследствие минимума зависимости $R(T)$, вызванного структурным и магнитным переходами в $\text{BaFe}_{1.92}\text{Ni}_{0.08}\text{As}_2$ (см. линию темно-голубого

цвета на Рис. 39а, $x = 0.08$), что качественно согласуется с экспериментальными данными. Однако, формула (3) не описывают форму экспериментальной зависимости $dI(V)/dV$ при больших смещениях ни при каком γ . Положение минимума на модельных $dI(V)/dV$ -спектрах составляет $|V| \approx 80 \text{ мВ} > |V_{\min}|$; с увеличением доли баллистического транспорта оно не меняется, при этом уменьшается его амплитуда относительно G_N .

Таким образом, наблюдаемая остаточная нелинейность ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектров туннельных контактов на базе BFNA слабо недодопированных составов не может быть вызвана наличием максвелловского транспорта. К тому же, туннельные контакты с неизменным $R_N(T) \approx \text{const}$ демонстрируют тем самым еще один более веский аргумент в пользу реализации баллистического пролета квазичастиц через контактную область.

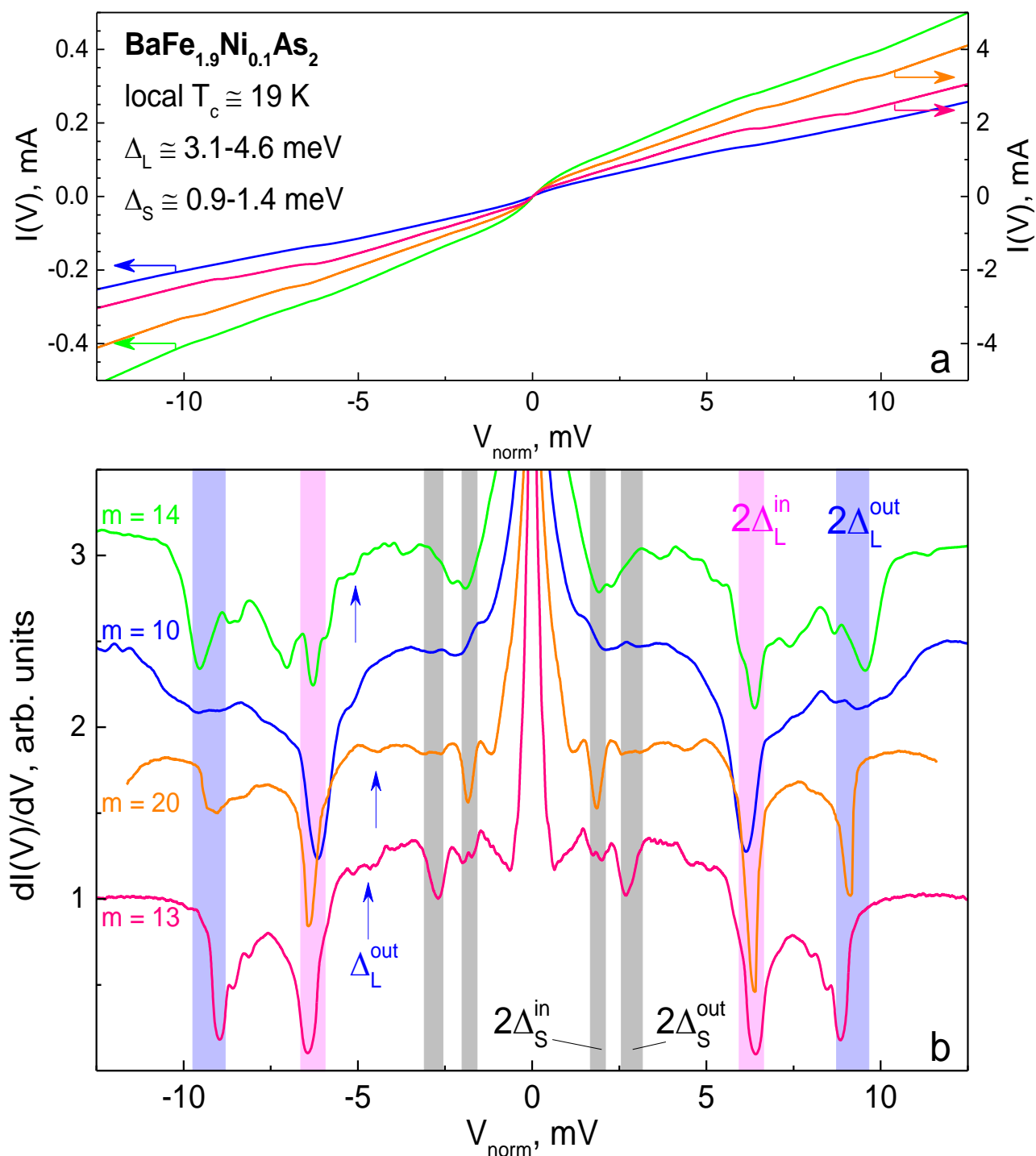


Рис. 81 — Нормированные ВАХ (а) и $dI(V)/dV$ -спектры стопочных ($m = 10, 13, 14, 22 \pm 1$) SnS-контактов при $T = 4.2$ К, полученных в различных монокристаллах $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$ (серия BNM) состава, близкого к оптимальному. На (b) вертикальными областями голубого цвета отмечено положение фундаментальной гармонике от СП-параметра порядка $\Delta_L^{\text{out}}(0) \approx 4.6$ мэВ, розового цвета — от $\Delta_L^{\text{in}}(0) \approx 3.1$ мэВ, серого цвета — от экстремумов малой СП-щели $\Delta_S^{\text{out}}(0) \approx 1.4$ мэВ и $\Delta_S^{\text{in}}(0) \approx 0.9$ мэВ. Цвета $I(V)$ и $dI(V)/dV$ -характеристик соответствуют друг другу.

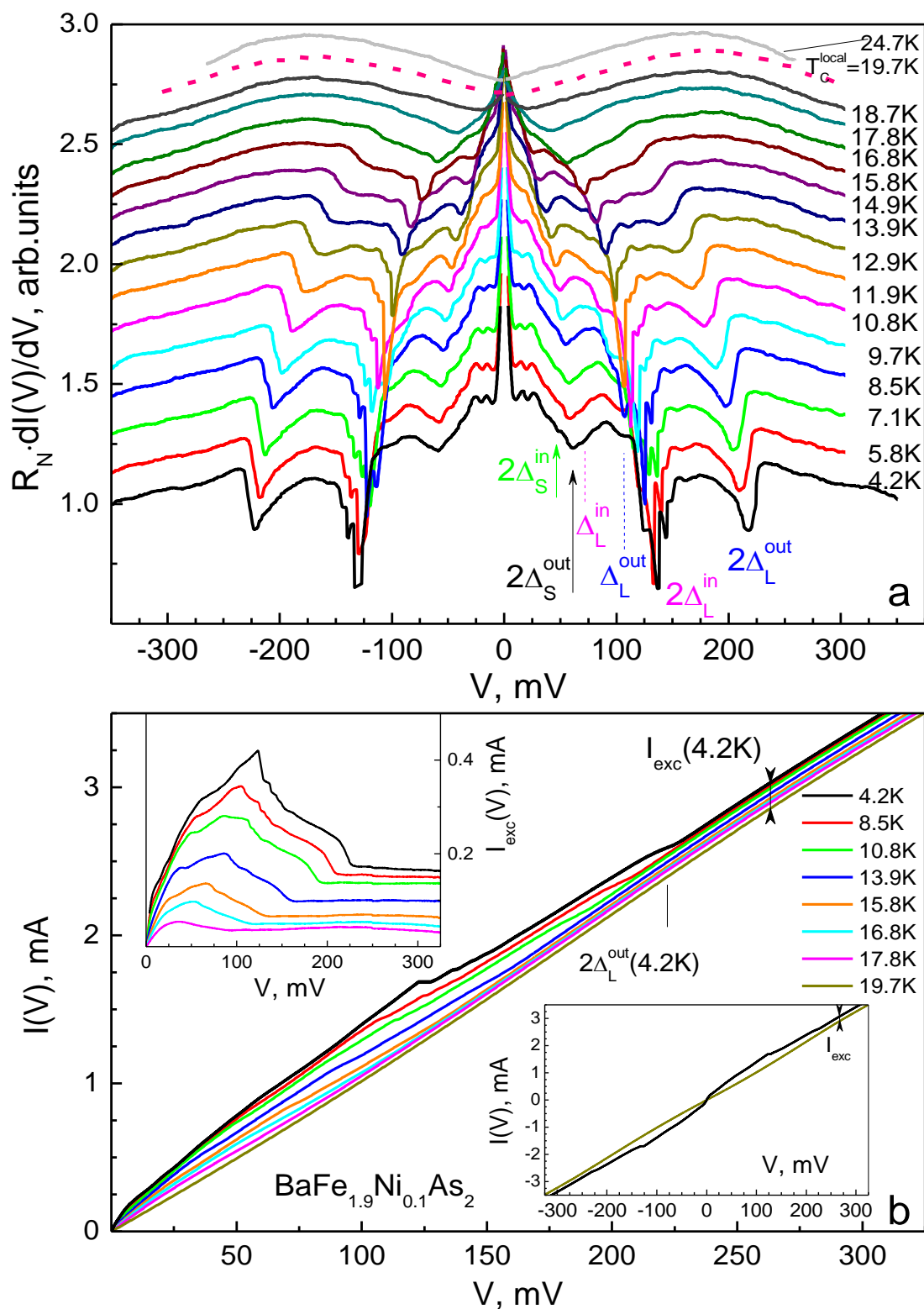


Рис. 82 — Эволюция $dI(V)/dV$ -спектра (a) и ВАХ (b) стопочного SnS-контакта ($m = 22 \pm 1$), полученного в монокристалле $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$ (серия BNM), с температурой. На (a) при $T = 4.2$ К отмечены положения андреевских особенностей от $2\Delta_L^{\text{out}}(0)$, $2\Delta_L^{\text{in}}(0)$, $2\Delta_S^{\text{out}}(0)$, $2\Delta_S^{\text{in}}(0)$. На (b) на нижней вставке показаны ВАХ при $T = 4.2$ К и 19.7 К; на верхней вставке — андреевский избыточный ток $I_{\text{exc}}(V)$ при различных температурах.

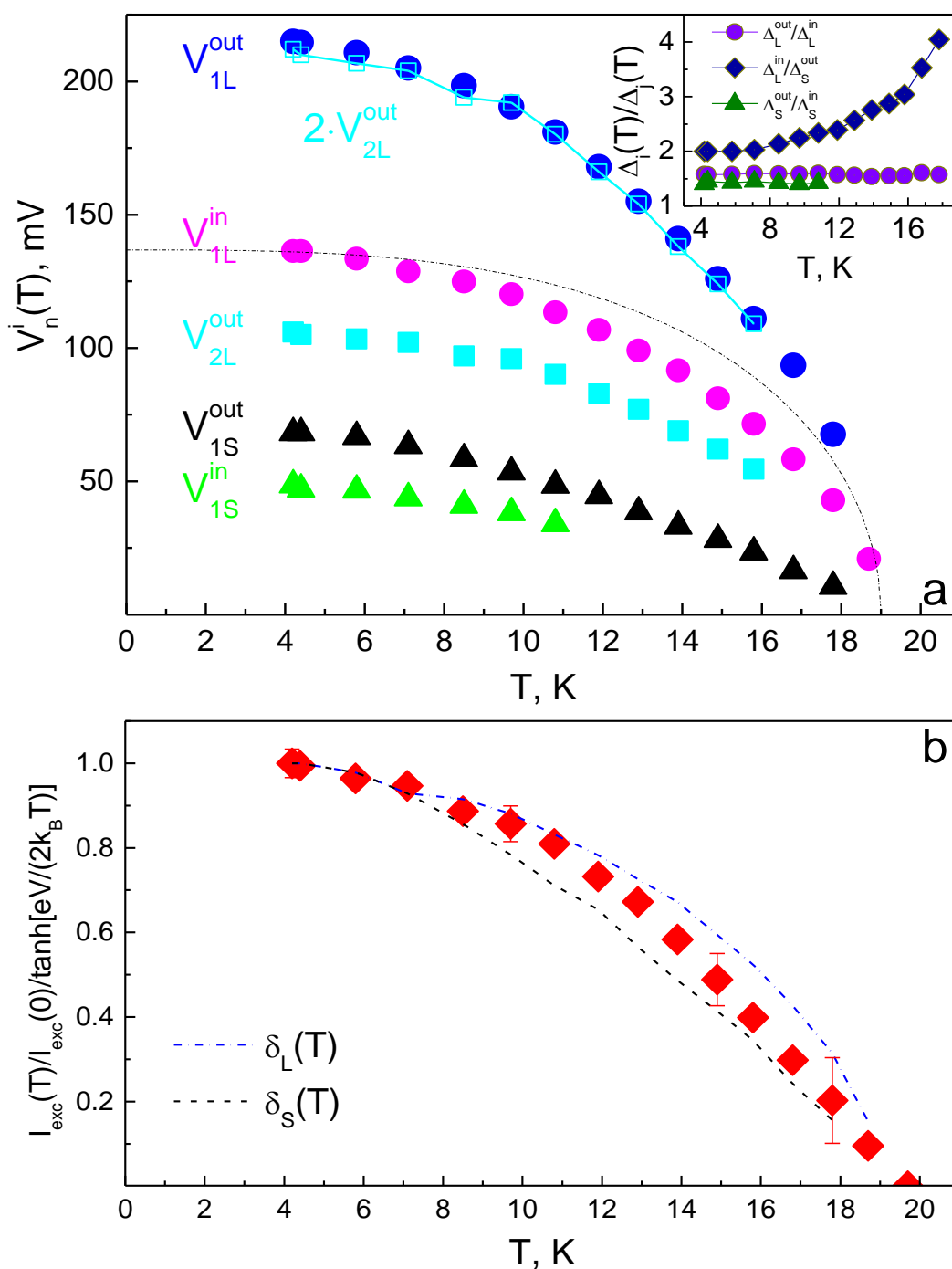


Рис. 83 — (a) Температурные зависимости положений фундаментальных гармоник от Δ_L^{out} и Δ_L^{in} (кружки синего и розового цвета) и Δ_S (треугольники), $n = 2$ субгармоники от Δ_L^{out} (квадраты) и ее удвоенного положения (открытые квадраты) по данным Рис. 82а. Штрихпунктирной линией приведена однозонная БКШ-образная функция. На вставке показаны зависимости отношений $\Delta_L^{out}/\Delta_L^{in}$ (кружки), Δ_L^{in}/Δ_S (ромбы) и $\Delta_S^{out}/\Delta_S^{in}$ (треугольники). (b) Нормированные температурные зависимости андреевского избыточного тока $I_{exc}(T)/I_{exc}(0)$ при $eV = (13.6 \text{ мэВ}) \cdot t$ (ромбы), большой $\delta_L^{in}(T)$ (штрихпунктирная линия) и малой СП-щели $\delta_S(T)$ (штриховая линия) по данным Рис. 82b.

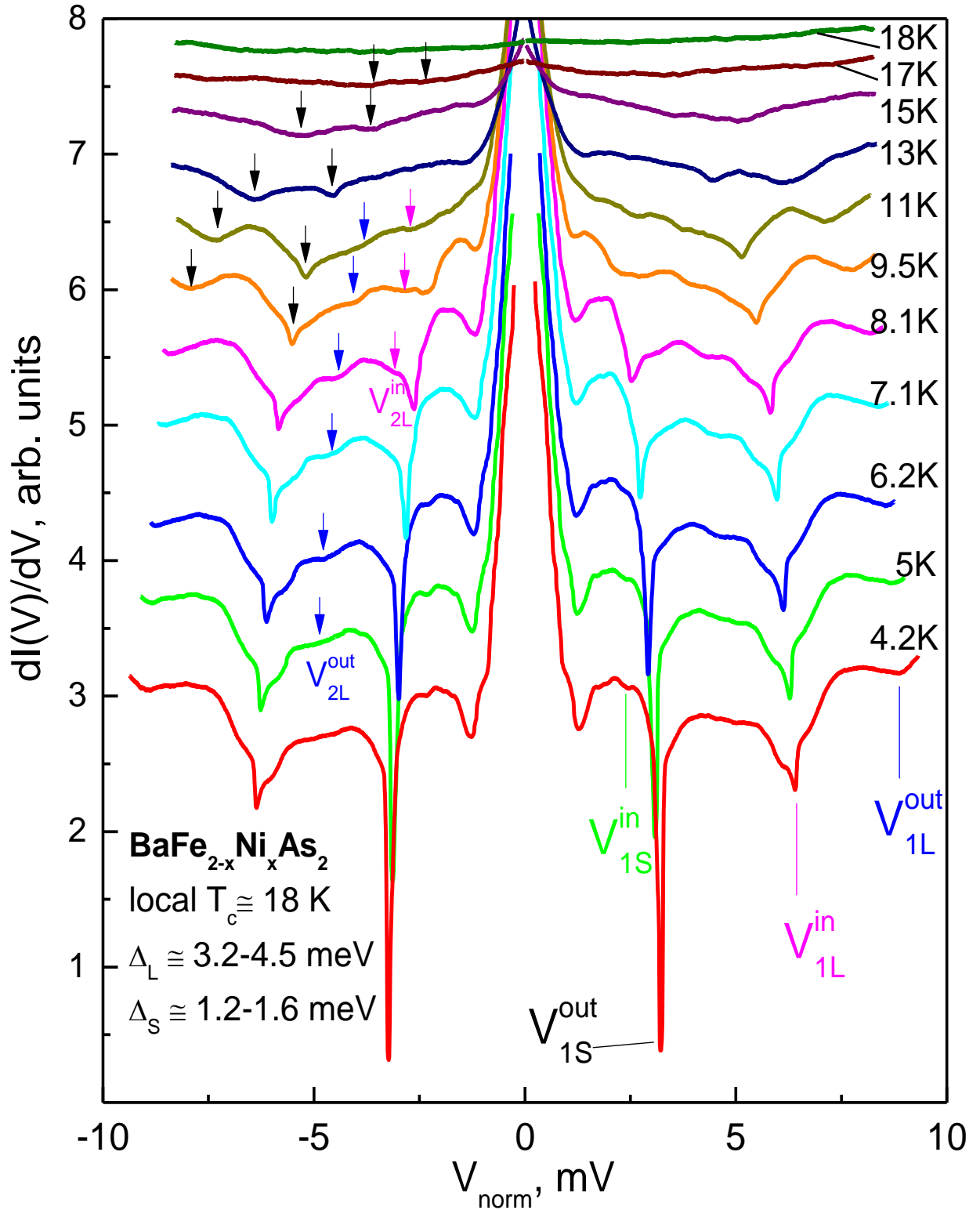


Рис. 84 — $dI(V)/dV$ -спектр стопочного SnS-контакта ($m = 9$), полученного в монокристалле $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$ (серия BNM) почти оптимального состава. Спектры вручную сдвинуты вдоль вертикали, $R_N(T) \approx \text{const}$. Вертикальными штрихами и стрелками при $T = 4.2 \text{ K}$ отмечены андреевские особенности от СП-параметров порядка $\Delta_L^{\text{out}}(0) \approx 4.5 \text{ мэВ}$, $\Delta_L^{\text{in}}(0) \approx 3.2 \text{ мэВ}$, $\Delta_S^{\text{out}}(0) \approx 1.6 \text{ мэВ}$ и $\Delta_S^{\text{in}}(0) \approx 1.2 \text{ мэВ}$.

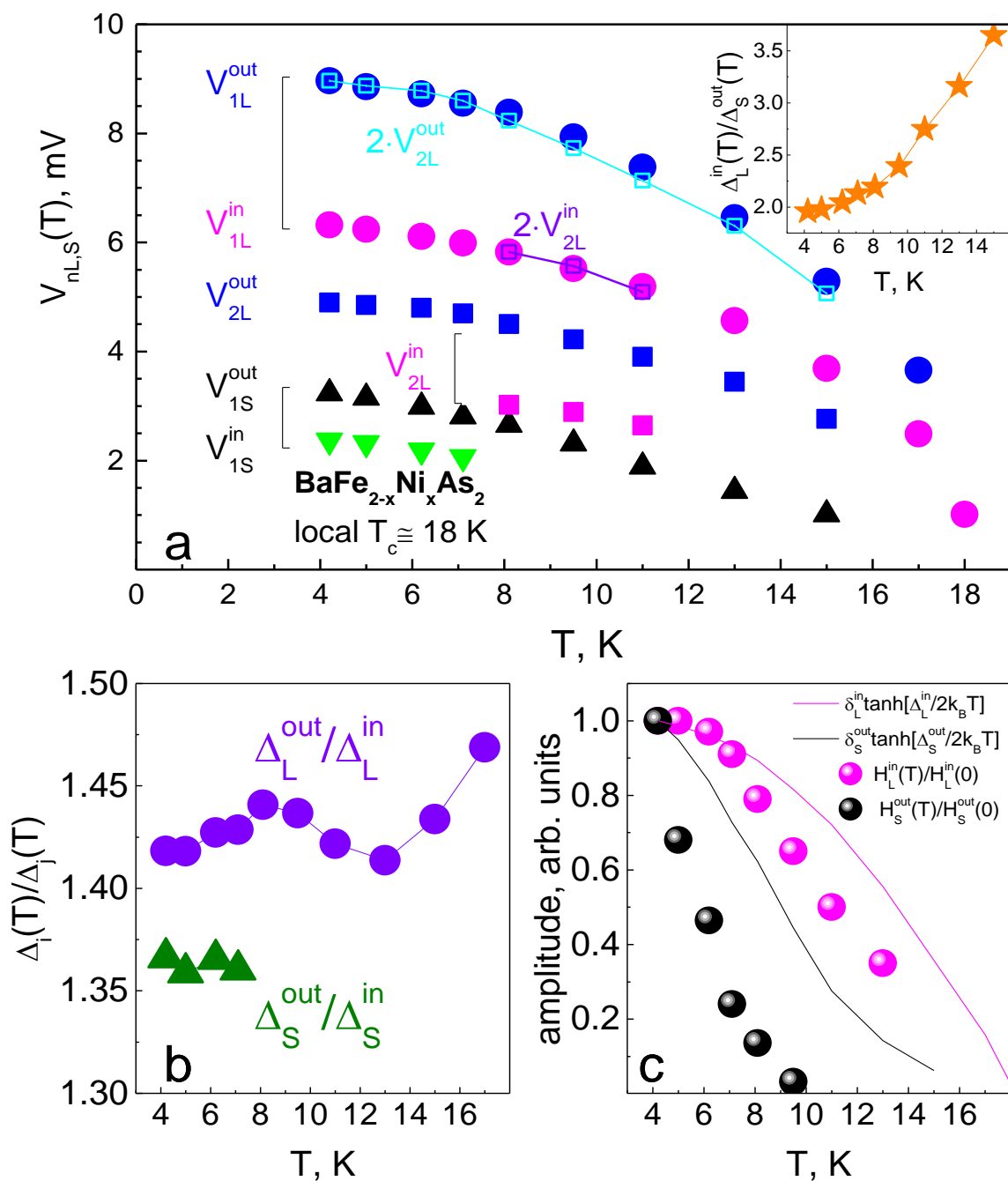


Рис. 85 — (a) Температурные зависимости положений дублетной фундаментальной гармоник (V_{1L}^{out} , V_{1L}^{in} , кружки) и второй субгармоники от большой СП-щели (V_{2L}^{out} , V_{2L}^{in} , квадраты), дублетной фундаментальной особенности от малой СП-щели (V_{1S}^{out} , V_{1S}^{in} , треугольники) по данным Рис. 84. Нормированные зависимости $2 \cdot V_{2L}^{\text{in}}(T)$, $2 \cdot V_{2L}^{\text{out}}(T)$ приведены соединенными символами. На вставке — отношение $\Delta_L^{\text{in}}/\Delta_S^{\text{out}}$. (b) Отношения $\Delta_L^{\text{out}}/\Delta_L^{\text{in}}$ (кружки) и $\Delta_S^{\text{out}}/\Delta_S^{\text{in}}$ при различных температурах (треугольники). (d) Нормированные амплитуды $H(T)/H(0)$ фундаментальных минимумов от Δ_L^{in} и Δ_S^{out} (кружки розового и черного цвета) по сравнению с зависимостями $\delta_L^{\text{in}}(T) \cdot \tanh[\Delta_L^{\text{in}}(T)/2k_B T]$ и $\delta_S^{\text{out}}(T) \cdot \tanh[\Delta_S^{\text{out}}(T)/2k_B T]$ (линии соответствующего цвета).

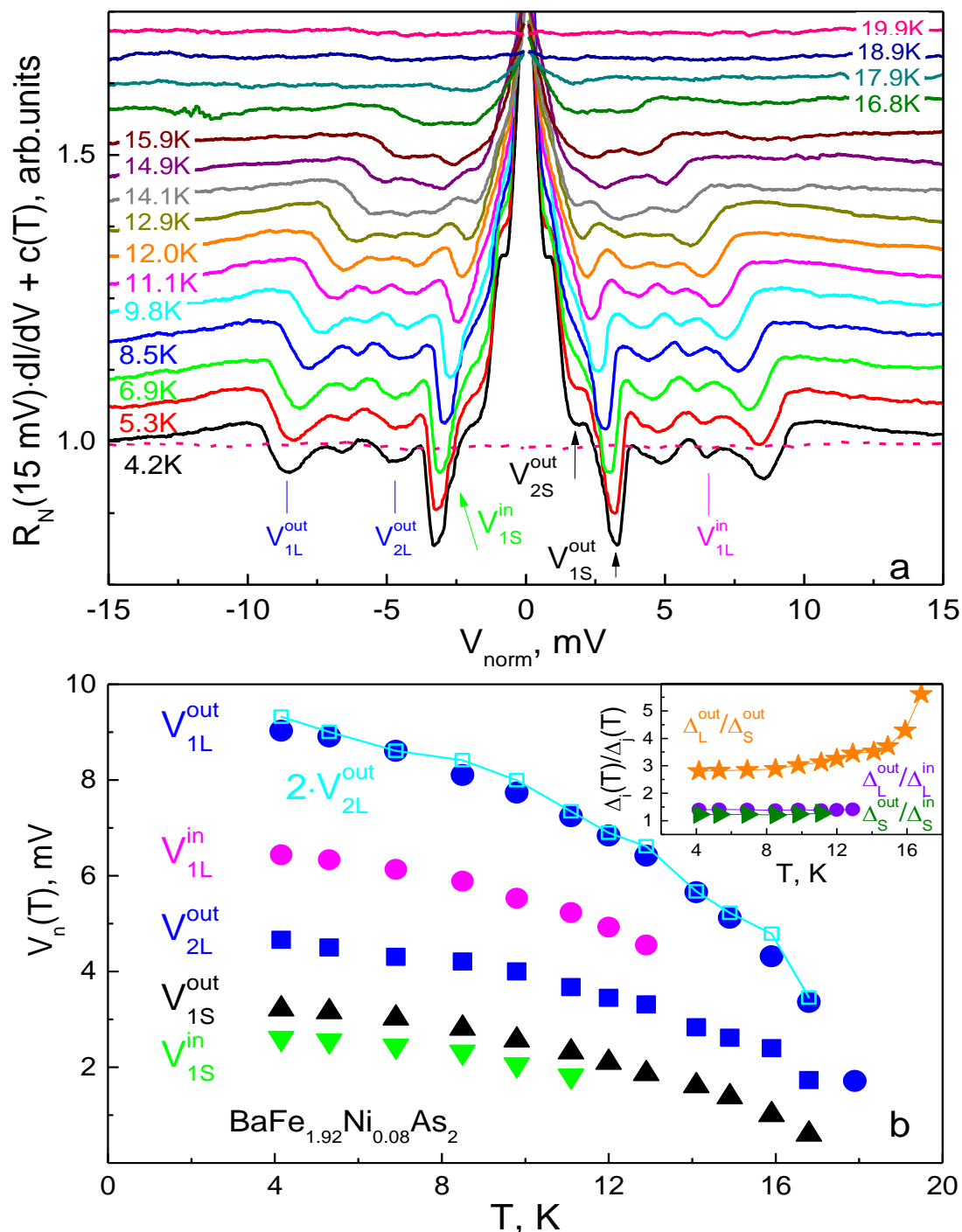


Рис. 86 — (a) $dI(V)/dV$ -спектры стопочного SnS-контакта ($m = 13$) в монокристалле недодопированного состава $\text{BaFe}_{1.92}\text{Ni}_{0.08}\text{As}_2$ (серия BNK) при различных температурах, нормированные на $G(V, T > T_c)$ и вручную сдвинутые вдоль вертикали, $R_N(T) \approx \text{const}$. $dI(V)/dV$ -спектр при $T = 19.9$ К без сдвига приведен пунктирной линией розового цвета. Штрихами и стрелками при $T = 4.2$ К отмечены андреевские особенности от СП-параметров порядка $\Delta_L^{\text{out}}(0) \approx 4.6$ мэВ, $\Delta_L^{\text{in}}(0) \approx 3.2$ мэВ, $\Delta_S^{\text{out}}(0) \approx 1.6$ мэВ и $\Delta_S^{\text{in}}(0) \approx 1.3$ мэВ. (b) Температурные зависимости положений андреевских особенностей по данным (a). На вставке — отношения $\Delta_L^{\text{out}}/\Delta_S^{\text{out}}$ (звезды), $\Delta_L^{\text{out}}/\Delta_L^{\text{in}}$ (кружки) и $\Delta_S^{\text{out}}/\Delta_S^{\text{in}}$ (треугольники) при различных температурах.

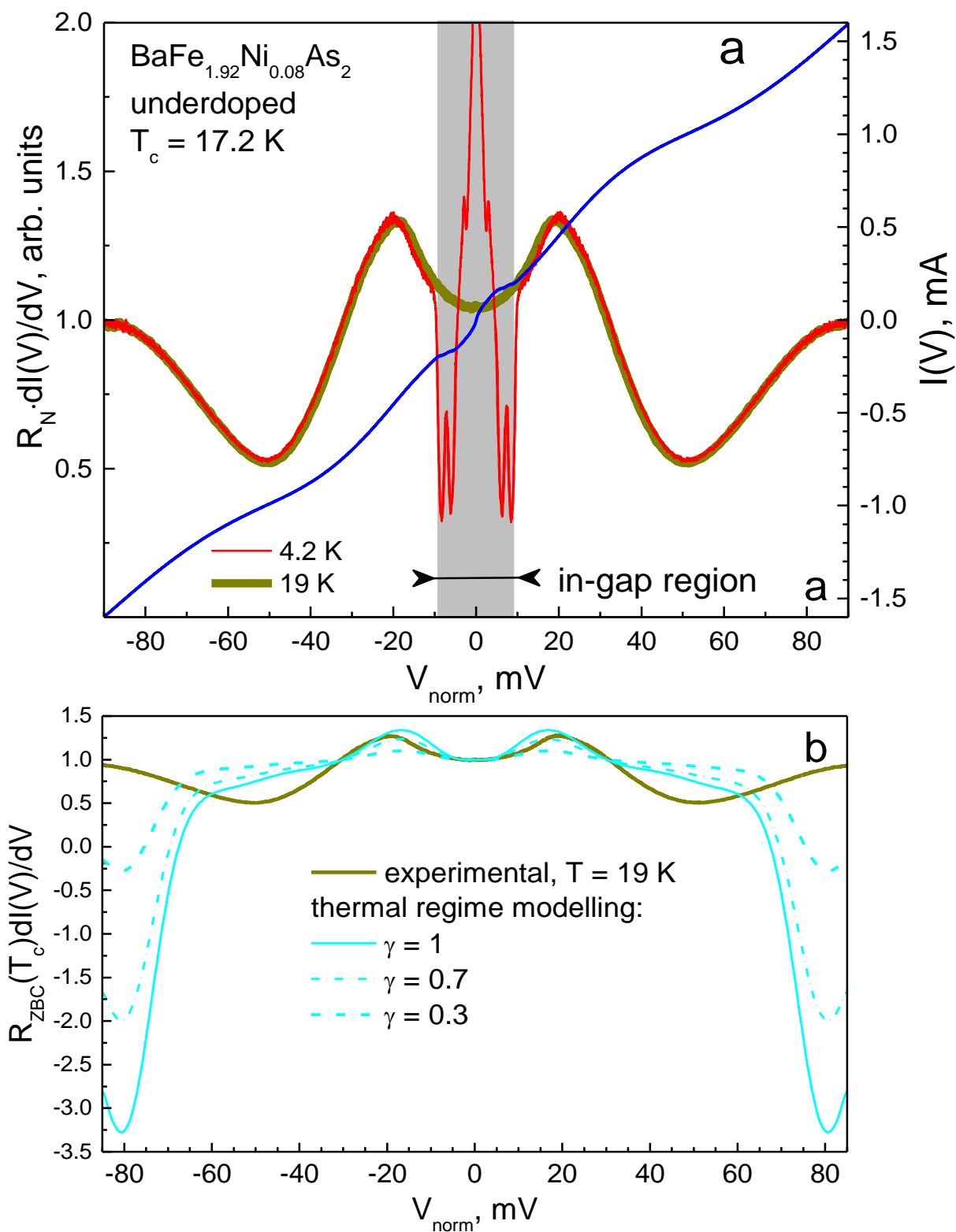


Рис. 87 — (а) Нормированные ВАХ (правая вертикальная ось) и $dI(V)/dV$ -спектры стопочного SnS-контакта ($m = 14$) в $\text{BaFe}_{1.92}\text{Ni}_{0.08}\text{As}_2$ при различных температурах. Внутрищелевая область смещений при $T = 4.2$ К показана серым цветом. (б) Экспериментальный $dI(V)/dV$ -спектр при $T = 19$ К $> T_c^{\text{local}}$ (линия темно-желтого цвета) и модельные спектры для NcN-контакта с долей максвелловского транспорта $\gamma = 1, 0.7, 0.3$ (линии голубого цвета).

4.3. Сравнение свойств пниктидов $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ недо- и передопированных составов

На Рис. 88 приведены измеренные при $T = 4.2$ К ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектры SnS-контактов, полученных в монокристаллах $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ слабо недодопированного состава ($x \approx 0.08$, серия ВНК, данные зеленого цвета) и слабо передопированного состава ($x \approx 0.12$, серия ВНР, данные красного цвета). Характеристики, показанные тонкими линиями зеленого цвета, соответствуют одиночному SnS-контакту, остальные $I(V)$ и $dI(V)/dV$ -характеристики для стопочных контактов нормированы на t . Представленные контакты имеют близкие локальные критические температуры $T_c^{\text{local}} \approx 18.0\text{--}18.3$ К. На спектрах динамической проводимости при средних смещениях $|V| \approx 9.2$ и 6.7 мВ наблюдается дублетная особенность от анизотропной в k -пространстве большой СП-щели, положения минимумов которой напрямую определяет два экстремума $2\Delta_L^{\text{out}}(0)$ и $2\Delta_L^{\text{in}}(0)$, соответственно (отмечены вертикальными линиями голубого и розового цвета на Рис. 88b). Оцененная по данным Рис. 88b степень анизотропии большой СП-щели составляет $A_L \approx 27\%$. Можно отметить, что на большинстве полученных $dI(V)/dV$ -спектров «внешний» минимум фундаментальной дублетной особенности от большой СП щели (при смещении $eV \approx 2\Delta_L^{\text{out}}(0)$) имеет меньшую амплитуду относительно G_N по сравнению с минимумом при смещении $eV \approx 2\Delta_L^{\text{in}}(0)$. Это может указывать на большую концентрацию куперовских пар с меньшей энергией связи $2\Delta_L^{\text{in}}(0)$. При малых смещениях $|V| \approx 3$ мВ и 1.5 мВ наблюдаются первая и вторая субгармоники от малой СП-щели $2\Delta_S(0) \approx 3$ мэВ (вертикальные области серого цвета на Рис. 88b). Таким образом, $dI(V)/dV$ -спектры SnS-контактов воспроизводимо имеют схожую структуру андреевских особенностей, что указывает на сходство СП-щелевой структуры пниктидов VFNA слабо недо- и передопированных составов.

На Рис. 89 приведены нормированные температурные зависимости (отношение $2\Delta_i(t)/k_B T_c^{\text{local}}$ от нормированной температуры $t \equiv T/T_c^{\text{local}}$) СП-параметров порядка Δ_L^{out} (символы синего цвета), Δ_L^{in} (розового цвета), Δ_S^{out} (черного цвета), Δ_L^{in} (зеленого цвета). Зависимости $2\Delta_i(t)/k_B T_c^{\text{local}}$ по данным ЭНМАО-спектроскопии SnS-контакта, полученного в монокристалле слабо недодопированного номинального состава $\text{BaFe}_{1.92}\text{Ni}_{0.08}\text{As}_2$ (см. Рис. 86), показаны треугольниками, слабо передопированного номинального состава $\text{BaFe}_{1.88}\text{Ni}_{0.12}\text{As}_2$ (см. Рис. 79) — кружками. Видно, что не только форма нормированных температурных зависимостей $2\Delta_L^{\text{out}}(t)/k_B T_c^{\text{local}}$ и $2\Delta_L^{\text{in}}(t)/k_B T_c^{\text{local}}$, но и их абсолютные величины схожи для VFNA слабо недо- и передопированных составов. Температурные зависимости отношений $2\Delta_S^{\text{out}}(t)/k_B T_c^{\text{local}}$ и $2\Delta_S^{\text{in}}(t)/k_B T_c^{\text{local}}$ для экстремумов углового распределения малой СП-щели по данным ЭНМАО-спектроскопии монокристалла $\text{BaFe}_{1.92}\text{Ni}_{0.08}\text{As}_2$ показаны на Рис. 89 треугольниками черного и зеленого цвета, соответственно. На $dI(V)/dV$ -спектрах контакта, показанного на Рис. 79 и

полученного в монокристалле слабо недодопированного состава, не был разрешен дублетный характер фундаментальной гармоники от малой СП-щели, поэтому соответствующую зависимость $2\Delta_S(t)/k_B T_c^{\text{local}}$ (кружки серого цвета на Рис. 89) можно ассоциировать с эффективной малой СП-щелью Δ_S , имеющую усредненную по импульсу амплитуду. Величина $2\Delta_S^{\text{out}}(t)/k_B T_c^{\text{local}}$ примерно равна среднему между отношениями $2\Delta_S^{\text{out}}(t)/k_B T_c^{\text{local}}$ и $2\Delta_S^{\text{in}}(t)/k_B T_c^{\text{local}}$. Взяв для сравнения температурный тренд $2\Delta_S^{\text{out}}(t)/k_B T_c^{\text{local}}$ (поскольку соответствующая особенность на $dI(V)/dV$ -спектрах на Рис. 86 разрешима в более широком температурном диапазоне), можно отметить его сходство с $2\Delta_S^{\text{out}}(t)/k_B T_c^{\text{local}}$.

Сравнивая данные ЭНМАО-спектроскопии (см. Рис. 89), можно отметить сходство СП-щелевой структуры пниктидов BFNA слабо недо- и передопированных составов с близкими T_c . Не наблюдается тенденция к уширению или сужению дублета от большой СП-щели на $dI(V)/dV$ -спектре SnS-контакта (т.е. изменение степени анизотропии A_L), увеличение или уменьшение характеристических отношений наблюдаемых СП-параметров порядка, а также появление особенностей от других объемных СП-щелей. Для двух рассматриваемых составов с номинальными количествами никеля $x \approx 0.08$ и 0.12 наблюдается анизотропия большой СП-щели в импульсном пространстве, составляющая в среднем $A_L \approx 30\%$.

Дублетный характер андреевских особенностей от малой СП-щели наблюдался только на $dI(V)/dV$ -спектрах наиболее качественных SnS-контактов. Тем не менее, для SnS-контактов с близкой $T_c^{\text{local}} \approx 18$ К в монокристалле передопированного состава $\text{BaFe}_{1.88}\text{Ni}_{0.12}\text{As}_2$, на спектрах которых подобный дублет был разрешен (см. Рис. 80b, данные $2\Delta_i(0)/k_B T_c^{\text{local}}$ показаны на Рис. 89 квадратами), можно оценить степень анизотропии малой СП-щели $A_S \approx 20\%$. Эта величина близка к значению $A_S \approx 18\%$, полученному для недодопированного состава с $x \approx 0.08$ (Рис. 86). Таким образом, можно сделать вывод о реализации двух анизотропных в k -пространстве микроскопических СП-параметров порядка $\Delta_L(\theta)$ и $\Delta_S(\theta)$.

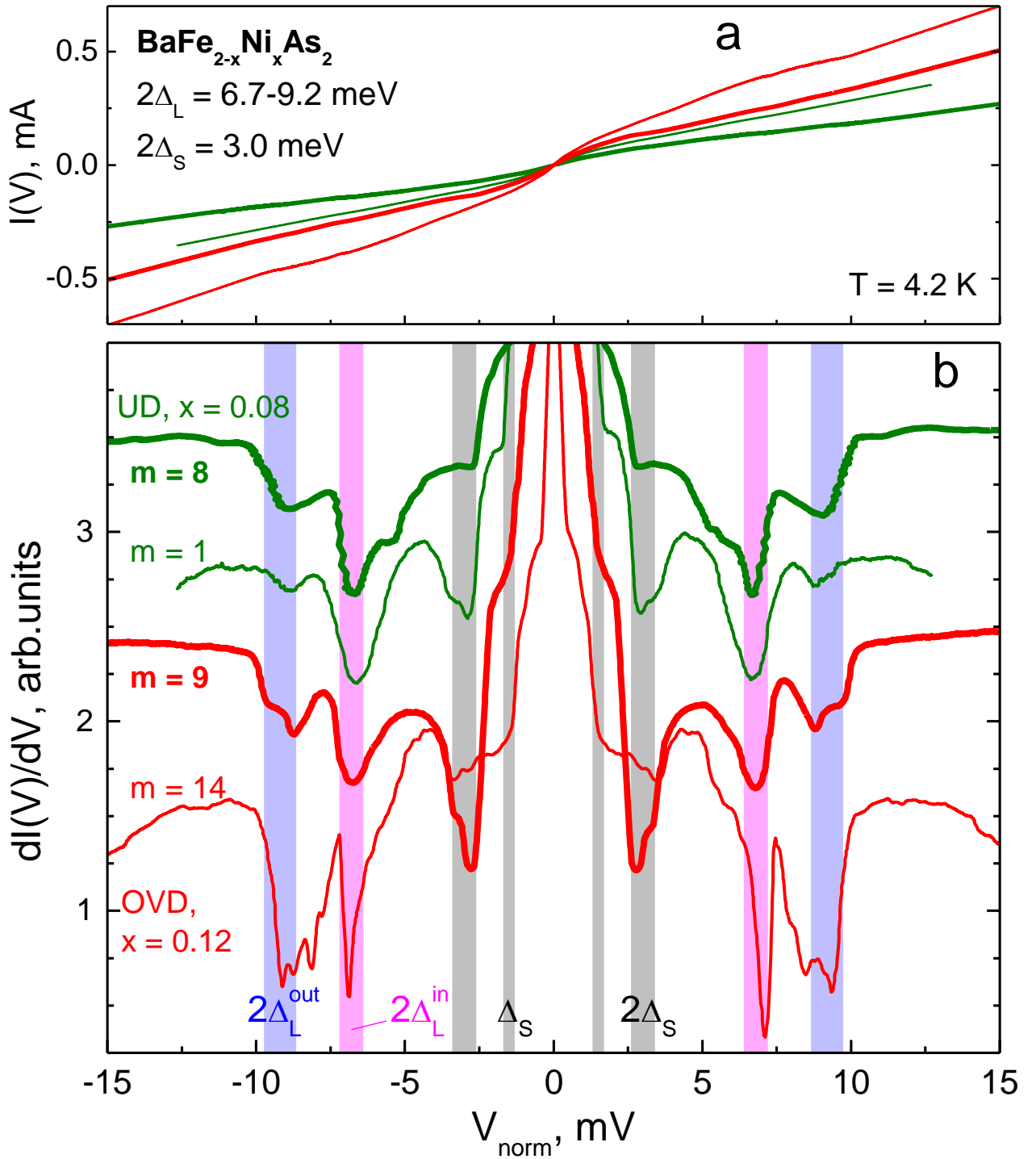


Рис. 88 — Нормированные ВАХ (a) и $dI(V)/dV$ -спектры (b) одиночного ($m = 1$) и стопочных SnS-контактов ($m = 8, 9, 14$) при $T = 4.2 \text{ K}$, созданных в монокристаллах $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ слабо недодопированного ($x \approx 0.08$) и передопированного состава ($x \approx 0.12$), с примерно одинаковыми $T_c^{\text{local}} \approx 17-18 \text{ K}$. Вертикальными линиями отмечено положение фундаментальной гармоник (дублета) от СП-параметров порядка $2\Delta_L^{\text{out}}(0) \approx 9.2 \text{ мэВ}$ и $2\Delta_L^{\text{in}}(0) \approx 6.7 \text{ мэВ}$, а также СГС от малой СП-щели $2\Delta_S(0) \approx 3 \text{ мэВ}$. Цвета ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектров соответствуют друг другу.

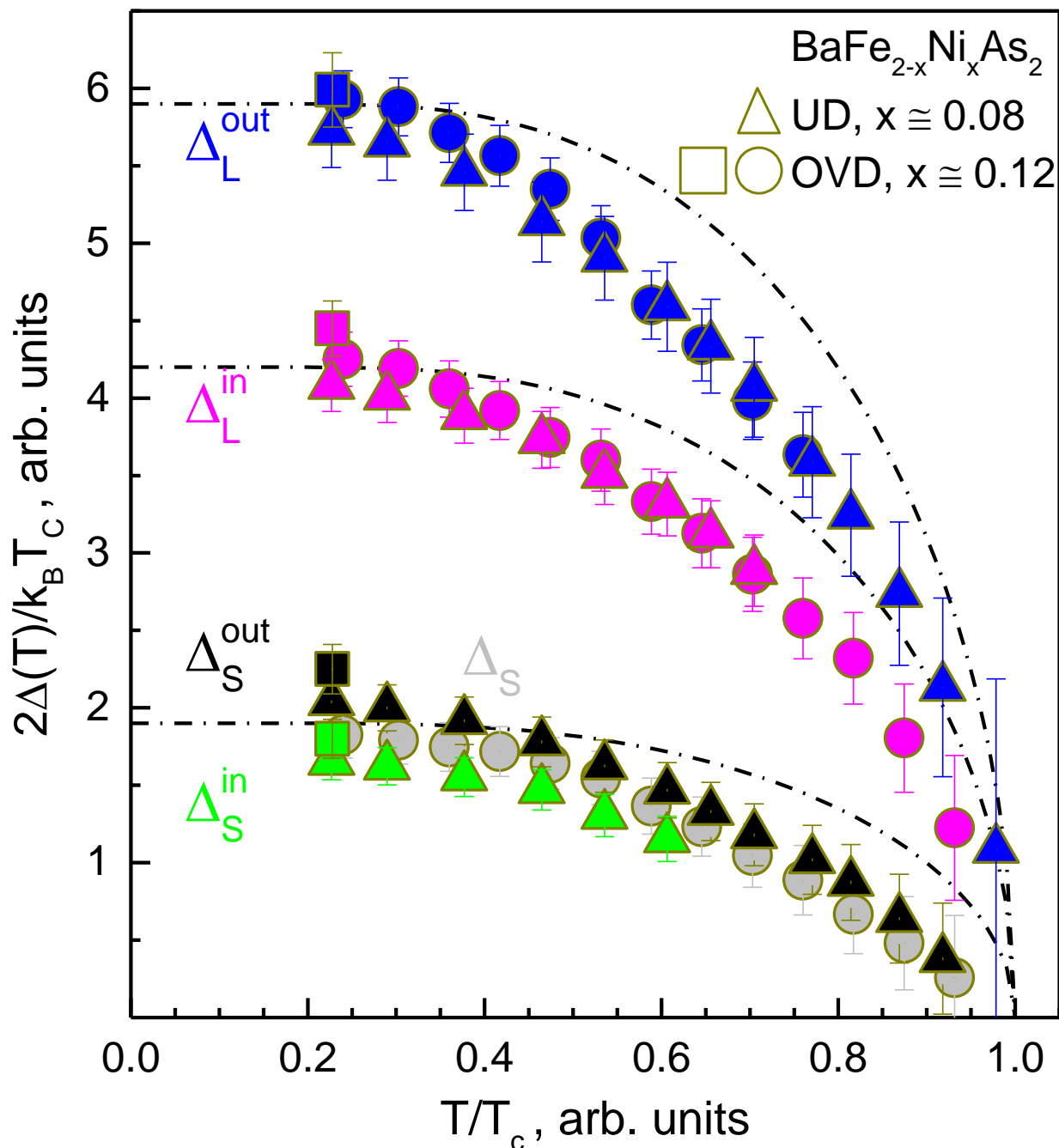


Рис. 89 — Нормированные температурные зависимости $2\Delta_i(t)/k_B T_c^{\text{local}}$ от $t = T/T_c^{\text{local}}$ СП-параметров порядка Δ_L^{out} (данные синего цвета), Δ_L^{in} (розового цвета), Δ_S^{out} (черного цвета), Δ_S^{in} (зеленого цвета), по данным ЭНМАО-спектроскопии монокристаллов $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ недодопированного (треугольники, $x \approx 0.08$, по данным Рис. 86) и передопированного состава ($x \approx 0.12$, кружки — по данным Рис. 79, квадраты — Рис. 80). Кружками серого цвета приведена температурная зависимость $2\Delta_S(t)/k_B T_c^{\text{local}}$ для SnS-структуры на Рис. 79, на $dI(V)/dV$ -спектре которой не разрешен дублет от малой СП-щели. Однозонные БКШ-образные функции приведены штрихпунктирными линиями для сравнения.

4.4. Температурные зависимости сверхпроводящих параметров порядка пниктидов $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ с вариацией степени электронного замещения

Рассмотрим температурные зависимости СП-параметров порядка, полученные напрямую методом ЭНМАО-спектроскопии монокристаллов $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ с различной степенью электронного замещения. На Рис. 90 показаны зависимости $\Delta_i(T)$, полученные в образцах номинально передопированных составов $\text{BaFe}_{1.86}\text{Ni}_{0.14}\text{As}_2$ серии BNP (а, по данным Рис. 74, $T_c^{\text{local}} \approx 11.5$ К) и $\text{BaFe}_{1.88}\text{Ni}_{0.12}\text{As}_2$ (b, по данным Рис. 79, $T_c^{\text{local}} \approx 17.5$ К); на Рис. 91 — слабо недоопированного состава $\text{BaFe}_{1.92}\text{Ni}_{0.08}\text{As}_2$ серии BNK (b, см. Рис. 86, $T_c^{\text{local}} \approx 18.2$ К); на Рис. 92 — номинального оптимально допированного состава $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$ серии BNM (а — по данным Рис. 85, b — Рис. 83). На всех рисунках температурные зависимости экстремумов большой СП-щели Δ_L приведены кружками синего (Δ_L^{out}) и розового цвета (Δ_L^{in}), малой СП-щели — треугольниками черного (Δ_S^{out}) и зеленого цвета (Δ_S^{in}). На вставках показаны температурные зависимости степени анизотропии большой СП-щели $A_L(T)$ (кружки) и малой СП-щели $A_S(T)$ (треугольники). Видно, что для всех рассматриваемых контактов $A_L(T) \approx \text{const}$, при этом разброс значений этой величины не превышает $\pm (3\%–4\%)$. Увеличение значения A_L вне вышеуказанного диапазона погрешности наблюдается для единственной точки при $T = 17$ К на Рис. 92b для SnS-контакта на базе $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$. Поскольку данная температура находится в непосредственной близости от $T_c^{\text{local}} \approx 17.5$ К этого контакта, полученный рост величины $A_L(T \rightarrow T_c)$ из-за увеличения отношения $\Delta_L^{\text{out}}/\Delta_L^{\text{in}}$ может быть артефактом температурного размытия и уширения соответствующих андреевских особенностей на $dI(V)/dV$ -спектре. Для малой СП-щели анизотропия в k -пространстве была разрешена в менее широком температурном диапазоне, в среднем при $T < (0.4–0.6)T_c$. В качестве основной причины, препятствующей наблюдению дублетных андреевских особенностей от Δ_S , можно отметить малую амплитуду минимума, соответствующего $2\Delta_S^{\text{in}}$ (по сравнению с таковой для Δ_S^{out}), его быстрое размытие из-за влияния неупругого рассеяния и температуры.

«Эффективные» амплитуды СП-щелей при $T \ll T_c$ были определены как среднее геометрическое двух экстремумов $\Delta_i^{\text{eff}}(0) \equiv \sqrt{(\Delta_i^{\text{out}}(0) \cdot \Delta_i^{\text{in}}(0))}$, $i = L, S$ (перечеркнутые кружки и треугольники, соответственно). Принимая во внимание примерно одинаковый температурный ход экстремумов как большой, так и малой СП-щели $\delta_i^{\text{out}}(T)/\delta_i^{\text{in}}(T) \approx \text{const}$ (см. Рис. 74b, 79c, 83a, 85b, 86b), воспроизводимо наблюдаемый в BFNA различных составов, в качестве температурной зависимости $\delta_i^{\text{eff}}(T)$ была взята одна из зависимостей $\delta_i^{\text{out}}(T)$ или $\delta_i^{\text{in}}(T)$, полученная в бóльшем диапазоне температур; например, для большинства SnS-контактов использовалась зависимость $\delta_L^{\text{in}}(T)$, поскольку соответствующие андреевские особенности на $dI(V)/dV$ -спектре при $T \ll T_c$ имели

большую интенсивность. Для SnS-контактов, на $dI(V)/dV$ -спектрах которых не разрешен дублетный характер особенностей от Δ_S (см. Рис. 90), в качестве грубой оценки можно считать, что получаемая на основе его положения температурная зависимость $\Delta_S(T)$ соответствует $\Delta_S^{\text{eff}}(T)$.

Видно, что для всех исследованных составов VFNA температурные зависимости эффективной большой СП-щели $\Delta_L^{\text{eff}}(T)$ близки к однозонной БКШ-образной функции (штрихпунктирные линии на Рис. 90–92), однако проходят немного ниже нее, что говорит о значительном межзонном взаимодействии, сравнимом по силе с внутризонным. Для каждого из рассматриваемых SnS-контактов пара зависимостей $\Delta_L^{\text{eff}}(T)$ и $\Delta_S^{\text{eff}}(T)$ может быть описана в рамках двухзонной модели [384] на основе уравнений Москаленко и Сула [212–214] с поправками сильной связи η_L , η_S (в виде введенных нами перенормировок температур в двух БКШ-интегралах). Аппроксимационные кривые, полученные с использованием трех свободных параметров (η_S , α , β), приведены серыми сплошными линиями и хорошо согласуются с данными на основе ЭНМАО-спектроскопии. Локальные критические температуры контактов были оценены как температуры, при которых модельные зависимости $\Delta_{L,S}^{\text{eff}}(T)$ обращались в ноль. В качестве характерной частоты обрезания обоих БКШ-интегралов во всех случаях было взято одно и то же условное значение $\omega_{\text{cut}} = 40$ мэВ, задающее порядок диапазона характерных частот куперовского спаривания.

Полученные на основе аппроксимации моделью [384] параметры для различных составов $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ приведены в Табл. 5. Видно, что «собственные» характеристические отношения $\eta_i \cdot 3.53$ двух «эффективных» СП-конденсатов (для гипотетического случая отсутствия межзонного взаимодействия) близки к пределу слабой связи 3.53 (практически для всех зависимостей $\Delta_{L,S}^{\text{eff}}(T)$ поправки η_L и η_S близки к 1). Определены четверки «перенормированных» констант связи λ_{ij} , а также отношения $\alpha = \lambda_{LS}/\lambda_{SL}$, $\beta = \sqrt{(\lambda_{LL}\lambda_{SS})/(\lambda_{LS}\lambda_{SL})}$ на основе их значений. Значения α хорошо воспроизводятся и составляют $\alpha = 5.0\text{--}6.5$. Значения параметра $\beta = 2\text{--}5$ демонстрируют большой разброс (вероятно, связанный с основным ограничением использованной модели — отсутствием учета межзонного рассеяния), однако можно отметить, что во всех случаях внутризонная связь превышает межзонное взаимодействие в k -пространстве между двумя «эффективными» СП-конденсатами. Однако, в отличие, например, от диборидов магния $(\text{Mg,Al})\text{B}_2$, в которых из-за т.н. «ортогональности» σ - и π -зон в импульсном пространстве межзонное взаимодействие оказывалось крайне слабо (согласно нашим оценкам в рамках аналогичной модели, параметр $\beta \approx 12\text{--}15$ [384]), что приводило к появлению «прогибов» на температурных зависимостях $\Delta_\sigma(T)$ и $\Delta_\pi(T)$ (аналогичных представленным линиями красного цвета на Рис. 33а) и резкому уменьшению $\Delta_\pi(T)$ уже при $T \sim T_c/4$, в пиктидах семейства VFNA межзонное взаимодействие играет значительную роль. Малая СП-щель $\Delta_S^{\text{eff}}(T)$, согласно данным Рис. 90–92, медленнее (по сравнению с $\Delta_\pi(T)$ в $(\text{Mg,Al})\text{B}_2$ [384]) уменьшается с ростом температуры, а отношение большой и малой СП-

щелей достаточно слабо растет при приближении к T_c (не более чем в 1.5–2 раза, см. Рис. 74а, 79с, 83а, 85а, 86b).

Восстановление «полных» констант связи λ_{ij}^0 на основе полученных из аппроксимации $\Delta_{L,S}^{\text{eff}}(T)$ «перенормированных» λ_{ij} представляется отдельной задачей, которую становится практически невозможно разрешить для пниктидов семейства VFNA из-за большого количества неизвестных параметров. Так, даже предполагая слабость электрон-фононного взаимодействия в железосодержащих сверхпроводниках [164] и использование только поправки на кулоновское отталкивание $\lambda_{ij}^0 = \lambda_{ij} + \mu_{ij}^*$, значения λ_{ij}^0 оказываются сильно зависимыми от четверки кулоновских псевдопотенциалов μ_{ij}^* , которую невозможно достоверно оценить из эксперимента, а теоретические оценки μ_{ij}^* для $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ на данный момент отсутствуют.

Хотя в случае реализации «чистого» s^+ -механизма куперовского спаривания дополнительный учет μ_{ij}^* не требуется, он необходим при введении альтернативных каналов куперовского спаривания (например, фононного или орбитально-флуктуационного). Тем не менее, принимая во внимание различие внутри- и межорбитальных компонент кулоновского отталкивания, а также их орбитальную селективность [169,170], можно ожидать анизотропию всех μ_{ij}^* и, соответственно, λ_{ij}^0 , т.е. зависимость их значений от угла в k -пространстве.

Табл. 5 — Параметры, определенные с помощью аппроксимации зависимостей $\Delta_{L,S}(T)$, полученных методом ЭНМАО-спектроскопии монокристаллов VFNA: T_c^{local} , перенормированные константы связи λ_{ij} , «собственные» характеристические отношения СП-конденсатов r_i^{eigen} (для гипотетического случая отсутствия межзонного взаимодействия), $\alpha = \lambda_{LS}/\lambda_{SL}$, $\beta = \sqrt{(\lambda_{LL}\lambda_{SS})/(\lambda_{LS}\lambda_{SL})}$.

Состав, серия	T_c^{local} , К	$\lambda_{LL}, \lambda_{SS}, \lambda_{LS}, \lambda_{SL}$	r_L^{eigen}	r_S^{eigen}	α	β
$\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$, BNM	19.0	0.28, 0.20, 0.12, 0.02	3.53	3.53	6	4.9
$\text{BaFe}_{1.92}\text{Ni}_{0.08}\text{As}_2$, BNM	18.1	0.26, 0.19, 0.14, 0.029	3.53	3.53	5	3.5
$\text{BaFe}_{1.92}\text{Ni}_{0.08}\text{As}_2$, BNK	18.2	0.27, 0.21, 0.12, 0.02	3.53	3.53	5.5	4.8
$\text{BaFe}_{1.88}\text{Ni}_{0.12}\text{As}_2$, BNP	17.5	0.24, 0.19, 0.18, 0.028	3.53	3.53	6.5	3
$\text{BaFe}_{1.86}\text{Ni}_{0.14}\text{As}_2$, BNP	11.5	0.21, 0.12, 0.22, 0.036	3.65	3.53	6	1.8

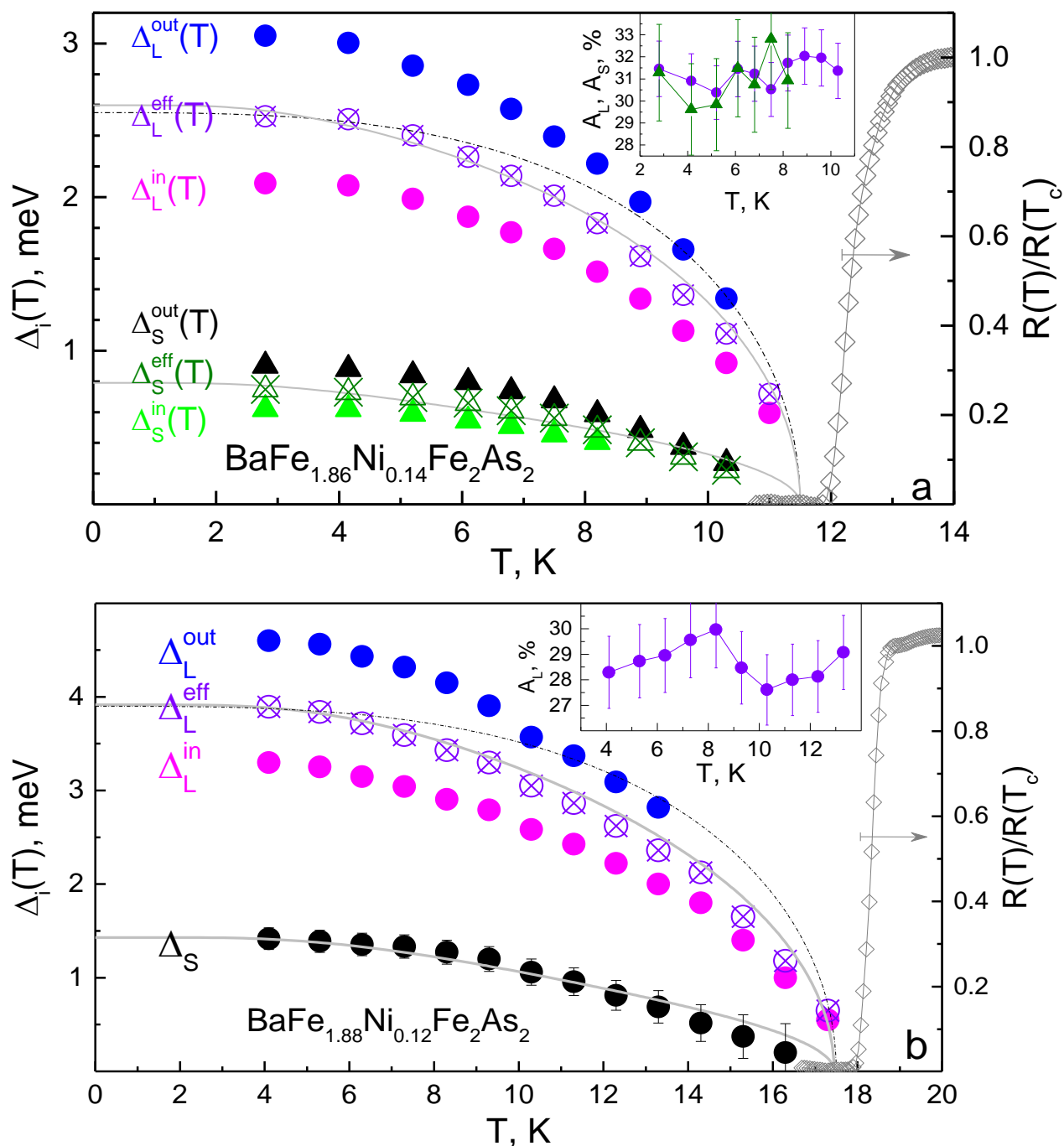


Рис. 90 — Температурные зависимости СП-параметров порядка $\Delta_L^{\text{out}}(T)$ и $\Delta_L^{\text{in}}(T)$ (кружки синего и розового цвета), $\Delta_S^{\text{out}}(T)$ и $\Delta_S^{\text{in}}(T)$ (треугольники черного и зеленого цвета), измеренные напрямую с помощью ЭНМАО-спектроскопии монокристаллов номинально передопированных составов: (a) $\text{BaFe}_{1.86}\text{Ni}_{0.14}\text{As}_2$, по данным Рис. 74, (b) — $\text{BaFe}_{1.88}\text{Ni}_{0.12}\text{As}_2$, по данным Рис. 79). Эффективные амплитуды СП-щелей (перечеркнутые символы) аппроксимированы двухзонной моделью [384] (сплошные линии). На вставках показаны температурные зависимости анизотропии $A_L(T)$ и $A_S(T)$ большой (кружки) и малой СП-щели (треугольники). Однозонная БКШ-образная функция (штрихпунктирная линия) и нормированная зависимость $R(T)$ объемного образца (ромбы, правая ось) приведены для сравнения.

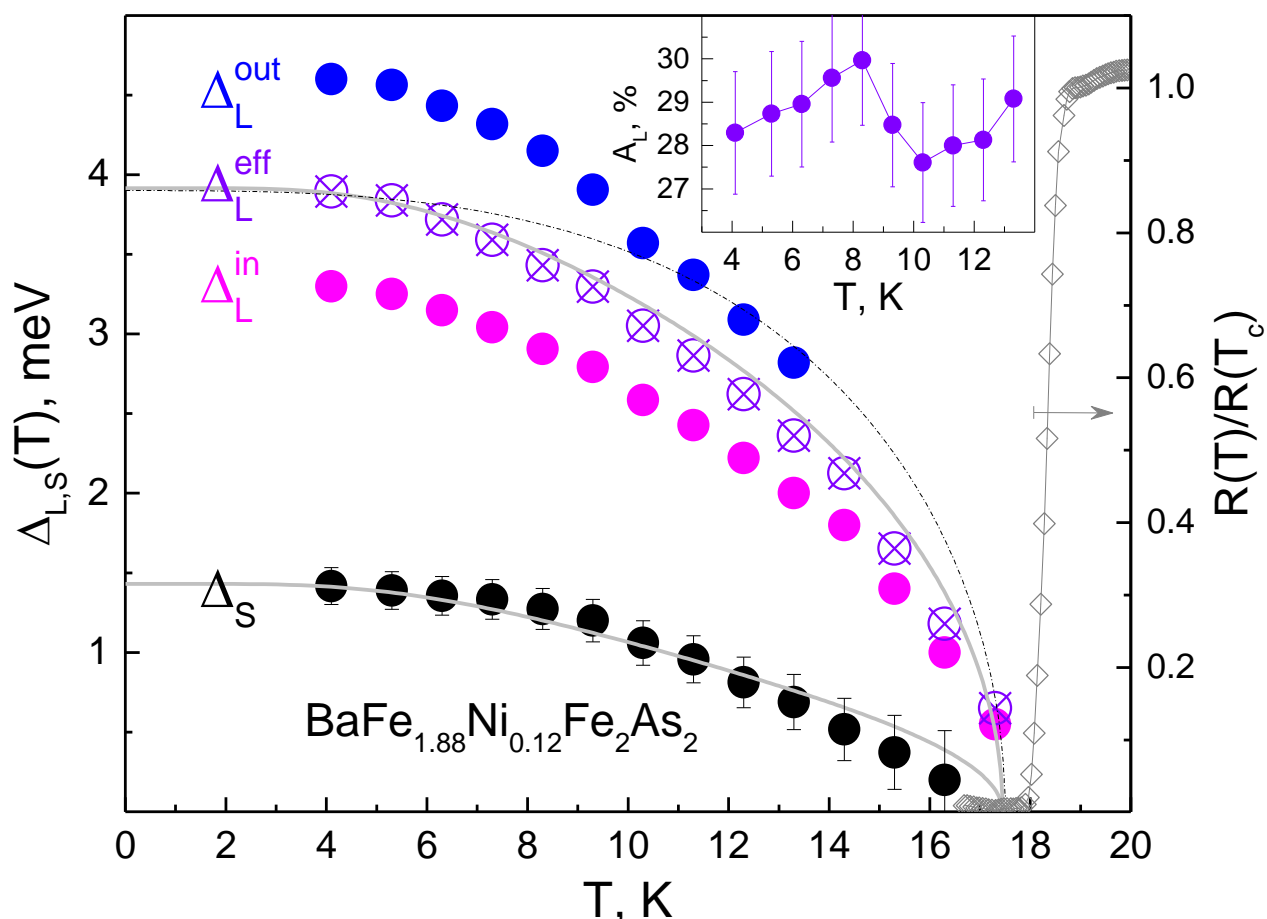


Рис. 91 — Температурные зависимости СП-параметров порядка $\Delta_L^{\text{out}}(T)$ и $\Delta_L^{\text{in}}(T)$ (кружки синего и розового цвета), $\Delta_S^{\text{out}}(T)$ и $\Delta_S^{\text{in}}(T)$ (треугольники черного и зеленого цвета), измеренные напрямую с помощью ЭНМАО-спектроскопии монокристаллов номинально недодопированных составов $\text{BaFe}_{1.92}\text{Ni}_{0.08}\text{As}_2$ (серия ВНК, по данным Рис. 86). Эффективные амплитуды СП-щелей (перечеркнутые символы) аппроксимированы двухзонной моделью [384] (сплошные линии). На вставках показаны температурные зависимости анизотропии $A_L(T)$ и $A_S(T)$ большой (кружки) и малой СП-щели (треугольники). Однозонная БКШ-образная функция (штрихпунктирная линия) и нормированная зависимость $R(T)$ объемного образца (ромбы, правая ось) приведены для сравнения.

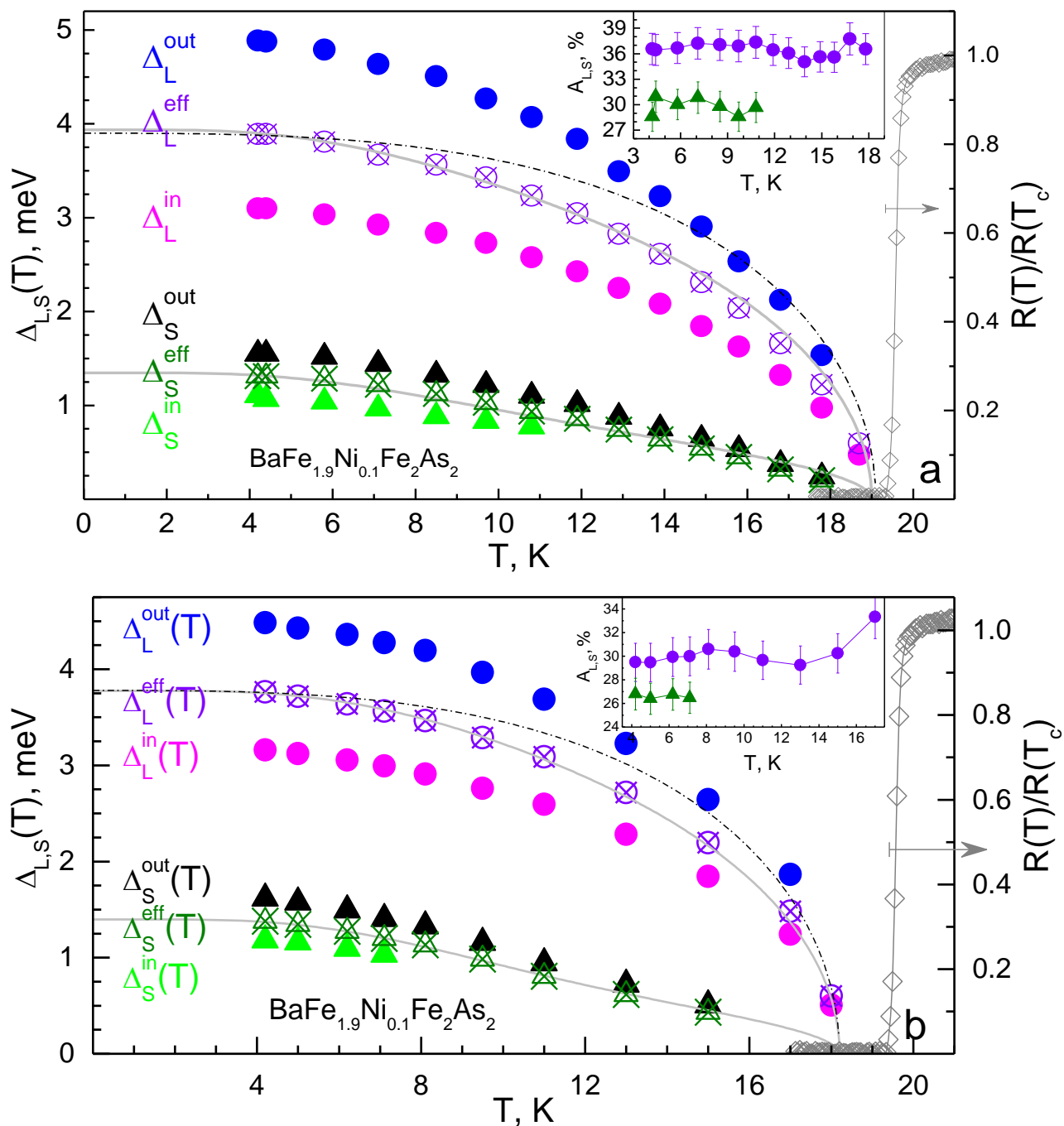


Рис. 92 — Температурные зависимости СП-параметров порядка $\Delta_L^{\text{out}}(T)$ и $\Delta_L^{\text{in}}(T)$ (кружки синего и розового цвета), $\Delta_S^{\text{out}}(T)$ и $\Delta_S^{\text{in}}(T)$ (треугольники черного и зеленого цвета), измеренные напрямую с помощью ЭНМАО-спектроскопии монокристаллов номинально оптимально допированных составов $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$ (серия ВNM, (a) по данным Рис. 83, (b) — Рис. 84). Эффективные амплитуды СП-щелей (перечеркнутые символы) аппроксимированы двухзонной моделью [384] (сплошные линии). На вставке показаны температурные зависимости анизотропии $A_L(T)$ и $A_S(T)$ большой (кружки) и малой СП-щели (треугольники). Однозонная БКШ-образная функция (штрихпунктирная линия) и нормированная зависимость $R(T)$ объемного образца (ромбы, правая ось) приведены для сравнения.

5.1. Микроскопический сверхпроводящий параметр порядка пниктидов $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$

Нормированная ВАХ стопочного SnS-контакта ($m = 6$), полученная при $T = 4.2$ К в поликристаллическом образце $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$, приведена сплошной линией на Рис. 93а. Отсутствие сверхтоковой ветви, гистерезисов или «срывов», наблюдение области повышенного наклона при малых смещениях («фут»), а также избыточного тока по отношению к омической зависимости (пунктирная линия), стремящегося к постоянному значению при больших смещениях $|V| > 20$ мВ, указывают на реализацию ЭНМАО-режима высокой прозрачности (см. Рис. 37е). Соответствующий спектр динамической проводимости приведен на Рис. 93б, на смещениях, больших 25 мВ (вне области графика) спектр не имеет выраженных особенностей. При больших смещениях видны два близко расположенных минимума при $|V| \approx 18.2$ и 11.6 мВ, которые не соответствуют положениям $n = 1, 2$ или $n = 2, 3$ особенностей СГС. Таким образом, каждый из данных минимумов является фундаментальной андреевской гармоникой от СП-параметра порядка, обозначенных далее как Δ_L^{out} и Δ_L^{in} , с амплитудами $\Delta_L^{\text{out}}(0) \approx 9.1$ мэВ и $\Delta_L^{\text{in}}(0) \approx 5.8$ мэВ. Как будет показано далее, аналогично СП-щелевой структуре пниктидов родственного семейства BFnA , $2\Delta_L^{\text{out}}$ и $2\Delta_L^{\text{in}}$ являются максимальной и минимальной энергиями связи куперовских пар в одной и той же зоне с анизотропией в k -пространстве. При вдвое меньшем смещении $|V| \approx 9.1$ мВ наблюдается особенность, которую можно интерпретировать как вторую субгармонику от Δ_L^{out} . При малых смещениях, в области «фута» от большой СП-щели, наблюдаются минимумы при $|V| \approx 3.6$ мВ и 1.8 мВ, которые соответствуют $n = 1, 2$ особенностям СГС от малой СП-щели $\Delta_S(0) \approx 1.8$ мэВ.

Воспроизводимость положений особенностей $I(V)$ и $dI(V)/dV$ -характеристик стопочных SnS-контактов, созданных в различных поликристаллах $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ из одной закладки, показана на Рис. 94. Нормированные ВАХ (Рис. 94а) стопок, состоящих из $m = 2, 2, 3, 8$ SnS-контактов, имеют различный наклон при $eV > 2\Delta_L^{\text{out}}$, соответствующий диапазону нормальных сопротивлений $R_N \approx 37\text{--}94$ Ом на один контакт. $dI(V)/dV$ -спектры данных контактов, приведенные аналогичными цветами на Рис. 94б, демонстрируют дублетный минимум при смещениях $|V| \approx 17$ и 11.7 мВ (вертикальные линии голубого и розового цвета на Рис. 94б), являющийся фундаментальной гармоникой от анизотропной большой СП-щели с экстремальными амплитудами $\Delta_L^{\text{out}}(0) \approx 8.5$ мэВ и $\Delta_L^{\text{in}}(0) \approx 5.85$ мэВ. Положение фундаментальной особенности от малой СП-щели $2\Delta_S(0) \approx 5.6$ мэВ отмечено на Рис. 94б стрелками.

Статистика амплитуд СП-параметров порядка при $T \ll T_c$, полученная с помощью ЭНМАО-спектроскопии стопочных SnS-контактов на основе положений андреевских

особенностей на $dI(V)/dV$ -спектрах, созданных в различных поликристаллах $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ из одной закладки, представлена на Рис. 95. Процесс определения числа контактов в стопке m проиллюстрирован на Рис. 95a,b. Зависимость ненормированного положения фундаментальных андреевских гармоник V_{1i} от трех наблюдаемых СП-параметров порядка Δ_L^{out} (данные синего цвета на Рис. 95), Δ_L^{in} (данные розового цвета) и Δ_S (черного цвета) в зависимости от небольших целых чисел m показана на Рис. 95a. Одной из причин разброса значений V_{1L}^{out} и V_{1L}^{in} , достигающего $\pm 10\%$, является локальная вариация критической температуры контактной области: ее диапазон для полученных контактов составил $T_c^{\text{local}} \approx 32\text{--}37$ К, что меньше либо примерно равно объемной T_c исследованных образцов (см. Рис. 40a).

При рассмотрении характеристических отношений r_i , определенных с использованием T_c^{local} , получим заметное уменьшение разброса их значений (не превышающего $\pm 6\%$). Как видно из Рис. 95b, где данные r_i для трех наблюдаемых СП-параметров порядка для каждого SnS-контакта представлены в виде полупрозрачного столбика высотой m , положение которого по горизонтали соответствует величине характеристического отношения. Для экстремумов большой СП-щели по данным ЭНМАО-спектроскопии $r_L^{\text{out}} \approx 5.37\text{--}6.07$, $r_L^{\text{in}} \approx 3.4\text{--}3.9$. Степень анизотропии большой СП-щели можно в среднем оценить как $A_L \approx 36\%$.

Для малой СП-щели наблюдается большой разброс значений $r_S \approx 1.2\text{--}1.9$, в качестве причин которого можно отметить возможную локальную вариацию силы межзонного взаимодействия или межзонное рассеяние, а также относительно малую амплитуду соответствующих андреевских особенностей на $dI(V)/dV$ -спектрах SnS-контактов и их расположение в области «фута» от большой СП-щели. Небольшая амплитуда андреевских особенностей от Δ_S , в свою очередь, может быть следствием малых длин l^{el} или l^{inel} в зонах с малой СП-щелью. Хотя четкие дублеты андреевских гармоник от Δ_S воспроизводимо не наблюдаются на $dI(V)/dV$ -спектрах полученных SnS-контактов в $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$, нельзя также исключать реализацию анизотропии малой СП-щели в k -пространстве (в частности, распределений $\Delta_S(\theta)$ с точками нулей), которая в случае диффузионного транспорта для данного типа носителей заряда может приводить к размытию и уширению андреевских особенностей динамической проводимости.

Итак, рассматриваемый на Рис. 95a,b набор целых чисел m обеспечивает наилучшее соответствие величин r_L^{out} , r_L^{in} и r_S для полученных стопочных SnS-контактов. Взяв для сравнения альтернативные наборы чисел m , показанные на Рис. 95c–e, на примере СП-параметра порядка Δ_L^{in} (для которого амплитуда $n = 1$ андреевской особенности относительно G_N в среднем наиболее интенсивна) можно видеть, что разброс величины r_L^{in} увеличивается в разы и начинает зависеть от m . Так, если попытаться интерпретировать $dI(V)/dV$ -спектры стопок из двух SnS-контактов, на которых ненормированное положение V_{1L}^{in} минимально и составляет $V_{1L}^{\text{in}} \approx 19.9\text{--}23.5$ мВ, как

одноконтактные, т.е. положить $m^* = m/2$, то для стопок с четными m получим удвоенное отношение $r_L^{\text{in}} \approx 6.8\text{--}7.8$, а с нечетными — от $r_L^{\text{in}} \approx 5.5$ (при неизбежном округлении $m^* = m/2 + 0.5$ в бóльшую сторону) до $r_L^{\text{in}} \approx 11.6$ (при округлении $m^* = m/2 - 0.5$ в меньшую сторону, данные показаны заштрихованными столбиками на Рис. 95с). При нормировках $m^+ = m + 1$ и $m^- = m - 1$ (см. Рис. 95d,e) можно получить корреляцию: увеличение и уменьшение r_L^{in} с ростом m^+ и m^- , соответственно, что не может иметь место для объемного СП-параметра порядка. Напротив, именно определенный на Рис. 95a,b набор целых чисел m обеспечивает отсутствие корреляции всех трех характеристических отношений r_L^{out} , r_L^{in} и r_S и числа контактов в стопке (Рис. 95f). Полученные r_L^{out} , r_L^{in} и r_S также не коррелируют с нормальным сопротивлением SnS-контактов, как показано на Рис. 95g. Приведенная статистика однозначно указывает на корректность выбранных чисел m для каждого исследованного SnS-контакта и позволяет заключить существование трех объемных СП-параметров порядка со средними характеристическими отношениями $r_L^{\text{out}} \approx 5.72 \pm 0.69$, $r_L^{\text{in}} \approx 3.65 \pm 0.25$, $r_S \approx 1.55 \pm 0.35$.

Изменение вида $dI(V)/dV$ -спектра стопочного ($m = 10$) SnS-контакта на базе $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ с увеличением температуры показано на Рис. 96а. Для удобства рассмотрения андреевских особенностей спектры нормированы на динамическую проводимость $dI(V)/dV$ в нормальном состоянии при $T = 36.5 \text{ K} > T_c^{\text{local}}$, а также вручную сдвинуты вдоль вертикальной оси (в действительности для данного контакта $R_N(T) \approx \text{const}$). Температурные зависимости положений андреевских особенностей от экстремумов большой СП-щели по данным Рис. 96а приведены на Рис. 96б. На $dI(V)/dV$ -спектре, измеренном при $T = 3.1 \text{ K}$ (нижняя кривая на Рис. 96а) вертикальными штрихами отмечены положения первой $|V_{1L}^{\text{out}}| \approx 17.3 \text{ мВ}$ и второй $|V_{2L}^{\text{out}}| \approx 8.7 \text{ мВ}$ субгармоник от СП-параметра порядка $\Delta_L^{\text{out}}(0) \approx 8.7 \text{ мэВ}$; соответствующие температурные зависимости $V_{1L}^{\text{out}}(T)$ и $V_{2L}^{\text{out}}(T)$ показаны на Рис. 96б сплошными и открытыми кружками. На принадлежность данных особенностей к одной и той же СГС ($n = 1, 2$) указывает примерное постоянство их отношения $V_{1L}^{\text{out}}(T)/V_{2L}^{\text{out}}(T) \approx 2$ практически вплоть до T_c , как показано звездами на верхней вставке к Рис. 96б. Положение фундаментальной особенности $|V_{1L}^{\text{out}}| \approx 12.2 \text{ мВ}$ при $T = 3.1 \text{ K}$ соответствует амплитуде СП-параметра порядка $2\Delta_L^{\text{out}}(0)$. Температурная зависимость $V_{1L}^{\text{in}}(T)$ (ромбы на Рис. 96б) схожа с поведением СГС от Δ_L^{out} : отношение $V_{1L}^{\text{out}}(T)/V_{1L}^{\text{in}}(T) \approx 1.4$ остается практически неизменным с ростом температуры, аналогично поведению, наблюдаемому в пниктидах родственного семейства $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ с $x \approx 0.08\text{--}0.14$ (см. Рис. 90–92). Минимум, наблюдаемый при малых смещениях ($|V_{\text{foot}}| \approx 5 \text{ мВ}$ при $T = 3.1 \text{ K}$, см. Рис. 96а), не является какой-либо субгармоникой от Δ_L^{in} или Δ_L^{out} . Вместе с тем, его положение слабее меняется с ростом температуры по сравнению с субгармониками от большой СП-щели: $V_{\text{foot}}(3.1 \text{ K})/V_{\text{foot}}(31.8 \text{ K}) \approx 2.4$, $V_{1L}^{\text{out}}(T)$ в том же температурном диапазоне уменьшается в 3.5 раза. Принимая во внимание резкое увеличение

наклона $dI(V)/dV$ -спектра при $|V| < V_{\text{foot}}$, можно отнести данную особенность к началу андреевского «фута» от большой СП-щели.

Температурная эволюция $dI(V)/dV$ -спектра и ВАХ стопки из $m = 2$ SnS-контактов, полученной в другом поликристалле $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ из той же закладки, показана на Рис. 97. На $dI(V)/dV$ -спектре на Рис. 97а, измеренном при $T = 4.2$ К, вертикальными штрихами отмечены фундаментальные гармоники от трех СП-параметров порядка $\Delta_L^{\text{out}}(0) \approx 8.5$ мэВ, $\Delta_L^{\text{in}}(0) \approx 4.9$ мэВ и $\Delta_S(0) \approx 2.05$ мэВ. С увеличением температуры положение всех андреевских особенностей сдвигается в сторону нуля и уменьшается амплитуда G_{ZBC} ; при $T = 36.5$ К $dI(V)/dV$ -спектр становится практически гладким. На ВАХ данной стопочной структуры, показанных на Рис. 97b, при $T < T_c$ наблюдается андреевский избыточный ток I_{exc} по сравнению с ВАХ в нормальном состоянии. Зависимости $I_{\text{exc}}(V)$ при различных температурах приведены на вставке к Рис. 97b. При смещениях $eV > 2\Delta_L^{\text{out}}(0)$ андреевский избыточный ток $I_{\text{exc}}(V)$ стремится к постоянному значению в соответствии с предсказаниями всех теоретических моделей, описывающих ЭНМАО-режим высокой прозрачности [341,347,350].

На верхней вставке к Рис. 97b приведена экспериментальная ВАХ данного SnS-контакта с осью смещений, нормированной на $m = 2$ (линия голубого цвета). Линиями красного цвета показаны модельные ВАХ в режиме перегрева, полученные с использованием формулы (3), соответствующие NcN-контакту в $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ в нормальном состоянии выше T_c . Расчет для NcN-контакта в максвелловском режиме (сплошная линия, см. Рис. 46а) предсказывает уменьшение тока с увеличением смещения, что не наблюдается в эксперименте. Расчетные ВАХ для диффузионных NcN-контактов с долей максвелловского транспорта $\gamma = 0.3$ (штрихпунктирная линия) и $\gamma = 0.1$ (штриховая линия) демонстрируют динамическую проводимость, близкую к экспериментальным значениям только в области больших и совсем малых смещений, соответственно, однако не позволяют описать кривизну экспериментальной ВАХ во всем диапазоне смещений. Таким образом, наблюдаемая выше T_c слабая нелинейность ВАХ не может быть вызвана перегревом контактной области измерительным током. Следовательно, в данном контакте практически отсутствует максвелловский транспорт, а наблюдаемая нелинейность в нормальном состоянии с максимумом проводимости вблизи нулевого смещения может быть вызвана наличием пика плотности электронных состояний вблизи уровня Ферми.

Температурные зависимости СП-щелей $\Delta_L^{\text{out}}(T)$, $\Delta_L^{\text{in}}(T)$ и $\Delta_S(T)$, полученные напрямую по данным Рис. 97а, приведены на Рис. 98b кружками, ромбами и треугольниками, соответственно. Степень анизотропии большой СП-щели A_L , как показано на вставке к Рис. 98b, составляет около 42% и практически не меняется в широком диапазоне температур. Принимая во внимание схожее

температурное поведение экстремумов $\Delta_L^{\text{out}}(T)$ и $\Delta_L^{\text{in}}(T)$, введем эффективную амплитуду большой СП-щели $\Delta_L^{\text{eff}}(0) = \nu(\Delta_L^{\text{out}}(0) \cdot \Delta_L^{\text{in}}(0))$ и ее температурную зависимость $\delta_L^{\text{eff}}(T) = \delta_L^{\text{out}}(T)$; полученные данные $\Delta_L^{\text{eff}}(T)$ показаны на Рис. 98а квадратами. Зависимости $\Delta_L^{\text{eff}}(T)$ и $\Delta_S(T)$ могут быть аппроксимированы двухзонной БКШ-образной моделью [384] на основе уравнений Москаленко и Сула [212–214] (сплошные линии на Рис. 98а). Локальная критическая температура данного контакта $T_c^{\text{local}} \approx 32.5$ К была оценена на основе аппроксимационных кривых $\Delta_{L,S}^{\text{fit}}(T_c^{\text{local}}) = 0$. Значения свободных параметров аппроксимации составили $\alpha = 6$ (что указывает на $N_S(0) > N_L(0)$), $\beta = 12$ (соответствующее слабому межзонному взаимодействию в k -пространстве между эффективными СП-конденсатами), $\eta_S = 1.03$. Оцененное «собственное» характеристическое отношение (в гипотетическом случае отсутствия межзонного взаимодействия) СП-конденсата с малой щелью $r_S^{\text{eigen}} \equiv \eta_S \cdot 3.53 \approx 3.6$ оказывается близко к БКШ-пределу, соответствующее «собственное» отношение для СП-конденсата с Δ_L^{eff} составляет $r_S^{\text{eigen}} \approx 3.9$ и указывает на реализацию сильной связи. Взяв в качестве характерной энергии обрезания для БКШ-интегралов величину $\omega_{\text{cut}} = 40$ мэВ, из аппроксимации получим «перенормированные» константы связи $\lambda_{LL} = 0.37$, $\lambda_{SS} = 0.25$, $\lambda_{LS} = 0.062$, $\lambda_{SL} = 0.01$. Сравнивая значения параметра β для $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ по данным Рис. 98а с полученными ранее $\beta \approx 3-7$ для пниктидов семейства VFNA с использованием аналогичной энергии ω_{cut} (см. п. 4.4), можно грубо оценить, что в $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ межзонное взаимодействие в k -пространстве слабее.

Температурная зависимость андреевского избыточного тока $I_{\text{exc}}(T)$ по данным измерения ВАХ той же стопочной SnS -структуры на Рис. 97b, полученная при постоянном смещении $eV = 50$ мэВ $\gg 2\Delta_L^{\text{out}}(0)$ и нормированная на свое значение при $T \ll T_c$ и $\tanh[eV/(2k_B T)]$, приведена кружками на Рис. 98b. Для аппроксимации нормированной зависимости $I_{\text{exc}}(T)$ формулой (19) в качестве парциальных вкладов двух эффективных зон с большой и малой щелью были взяты модельные кривые $\delta_L^{\text{eff}}(T)$ и $\delta_S(T)$, рассчитанные в рамках [384] (сплошные линии на Рис. 98а) и показанные на Рис. 98b штриховой и штрихпунктирной линиями. Экспериментальные данные $I_{\text{exc}}(T)$ могут быть представлены суперпозицией зависимостей $\delta_L^{\text{eff}}(T)$ и $\delta_S(T)$ с весовым вкладом зон с большой СП-щелью $\phi = 0.83$ в избыточный ток (сплошная линия на Рис. 98b). На основе приближенной формулы (20) можно грубо оценить парциальный вклад зон с Δ_L в общую проводимость как $\chi_{\text{exc}} \approx 0.6$.

Сравним форму температурных зависимостей СП-параметров порядка $\Delta_L^{\text{out}}(T)$, $\Delta_L^{\text{in}}(T)$ и $\Delta_S(T)$ по данным измерений $dI(V)/dV$ -спектров SnS -контактов, полученных в различных образцах $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ из одной закладки. В связи с вариацией локальной критической температуры для удобства на Рис. 99а полученные зависимости $\Delta_i(T)$ показаны в нормированных координатах

$2\Delta_i(t)/k_B T_c^{\text{local}}$ от $t = T/T_c^{\text{local}}$; подобные зависимости для Δ_L^{out} показаны синим цветом, для Δ_L^{in} — розовым цветом, для Δ_S — черным цветом; данные для каждого SnS-контакта — определенным видом символов (кружки, треугольники, ромбы, звезды). Форма нормированных температурных зависимостей $\Delta_i(t)/k_B T_c^{\text{local}}$ схожа для представленных SnS-контактов. Степень анизотропии большой СП-щели составляет $A_L \approx 33\%–38\%$ и практически постоянна с температурой в пределах разброса значений $\pm 1\%$, как показано на вставке к Рис. 99а.

Температурное поведение эффективной амплитуды анизотропной большой СП-щели $\Delta_L^{\text{eff}}(T)$ и экспериментальной зависимости $\Delta_S(T)$ для тех же SnS-контактов приведено на Рис. 99b. Данные для каждого SnS-контакта приведены различными цветами, форма символов аналогична Рис. 99а. Все пары зависимостей $\Delta_L^{\text{eff}}(T)$ и $\Delta_S(T)$ могут быть описаны в рамках двухзонного БКШ-образного подхода [384] на основе расширенной модели Москаленко и Сула [212–214]. Аппроксимационные кривые приведены на Рис. 99b сплошными линиями соответствующих цветов, оцененные параметры приведены в Табл. 6. Видно, что значения «перенормированных» внутризонных констант связи λ_{LL} и λ_{SS} и параметра β , полученных по данным аппроксимации, коррелируют с T_c^{local} . Отношение межзонных «перенормированных» констант связи, которое варьируется в пределах $\alpha \approx 6.0–7.5$, и отношение эффективной силы внутризонного и межзонного взаимодействий $\beta \approx 10–14$ близки для рассматриваемых SnS-контактов. Можно сделать вывод о реализации сильной связи в обеих эффективных зонах с «собственными» характеристическими отношениями $\Gamma_{L\text{eff}}^{\text{eigen}} \approx 3.85–4.24 \gg 3.53$ (с поправкой сильной связи $\eta_L^{\text{eff}} \approx 1.09–1.20$) и $\Gamma_S^{\text{eigen}} \approx 3.6–3.7$ ($\eta_S \approx 1.03–1.05$), близким к БКШ-пределу слабой связи.

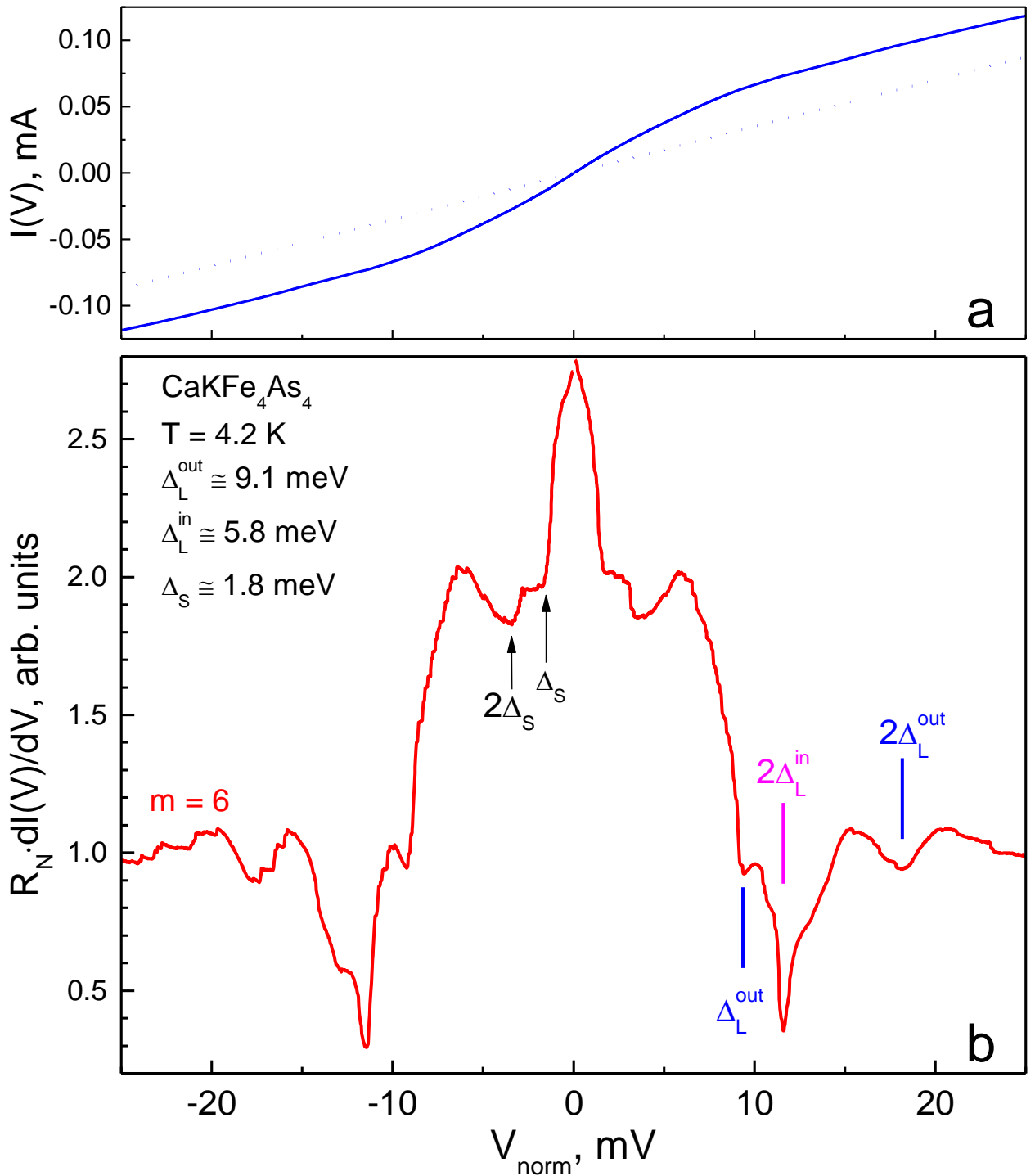


Рис. 93 — Нормированная ВАХ (a) и $dI(V)/dV$ -спектр (b) стопочного SnS-контакта при $T = 4.2$ К, полученного в поликристалле $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$. На (a) пунктирная линия соответствует омической зависимости. На (b) штрихами голубого и розового цвета отмечены положения андрееских особенностей от СП-параметров порядка $2\Delta_L^{\text{out}}(0) \approx 18.2$ мэВ, $2\Delta_L^{\text{in}}(0) \approx 11.6$ мэВ, стрелками — от малой СП-щели $2\Delta_S(0) \approx 3.6$ мэВ.

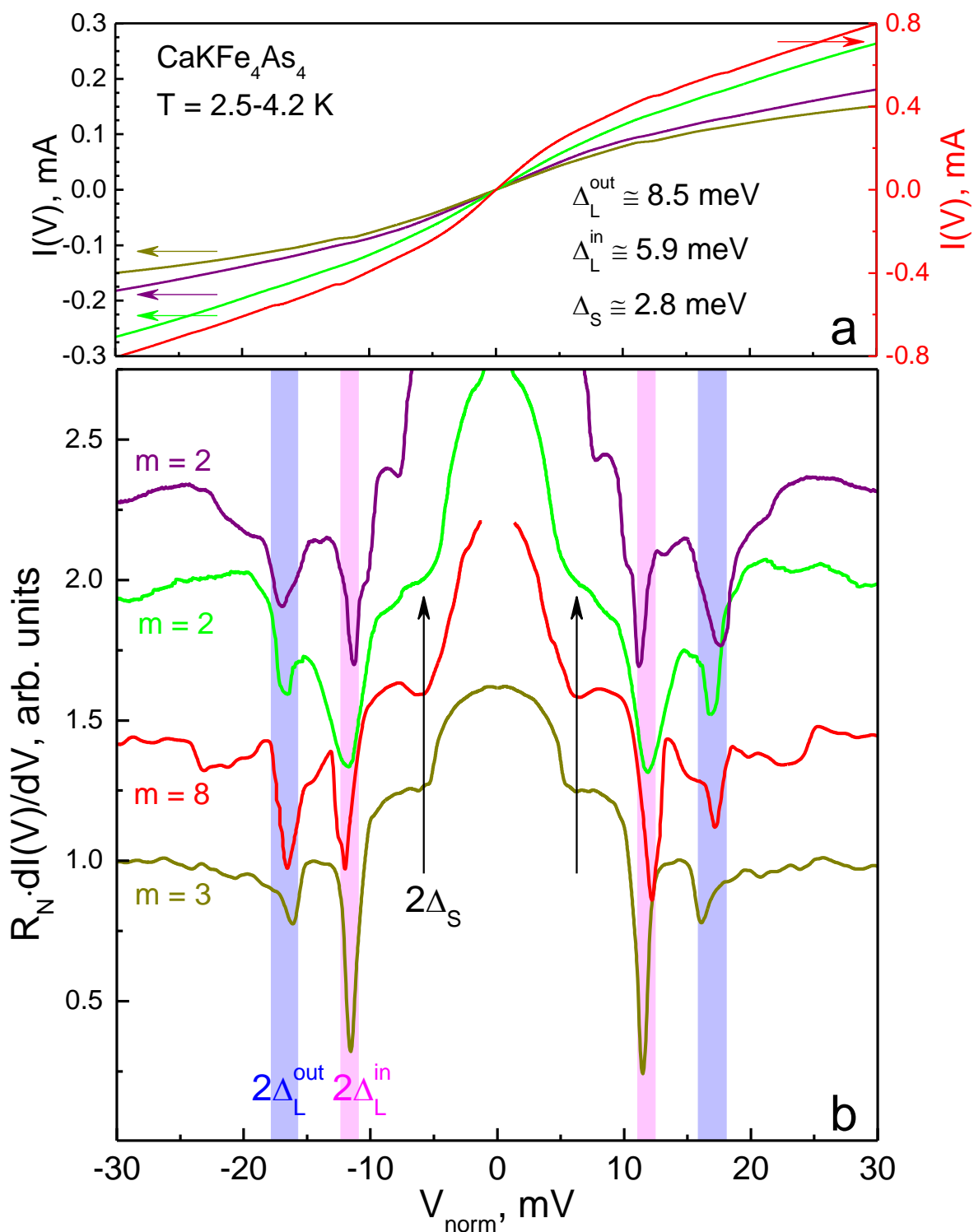


Рис. 94 — Нормированные ВАХ (а) и $dI(V)/dV$ -спектры (б) стопочных SnS-контактов при $T = 2.5\text{--}4.2$ К, полученных в различных поликристаллах $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ из одной закладки. На (а) ВАХ, показанная красным цветом, относится к правой вертикальной оси. На (б) линиями голубого и розового цвета отмечены положения фундаментальных гармоник от СП-параметров порядка $2\Delta_L^{\text{out}}(0) \approx 17$ мэВ, $2\Delta_L^{\text{in}}(0) \approx 11.7$ мэВ, стрелками — от малой СП-щели $2\Delta_S(0) \approx 5.6$ мэВ. Цвета ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектров соответствуют друг другу.

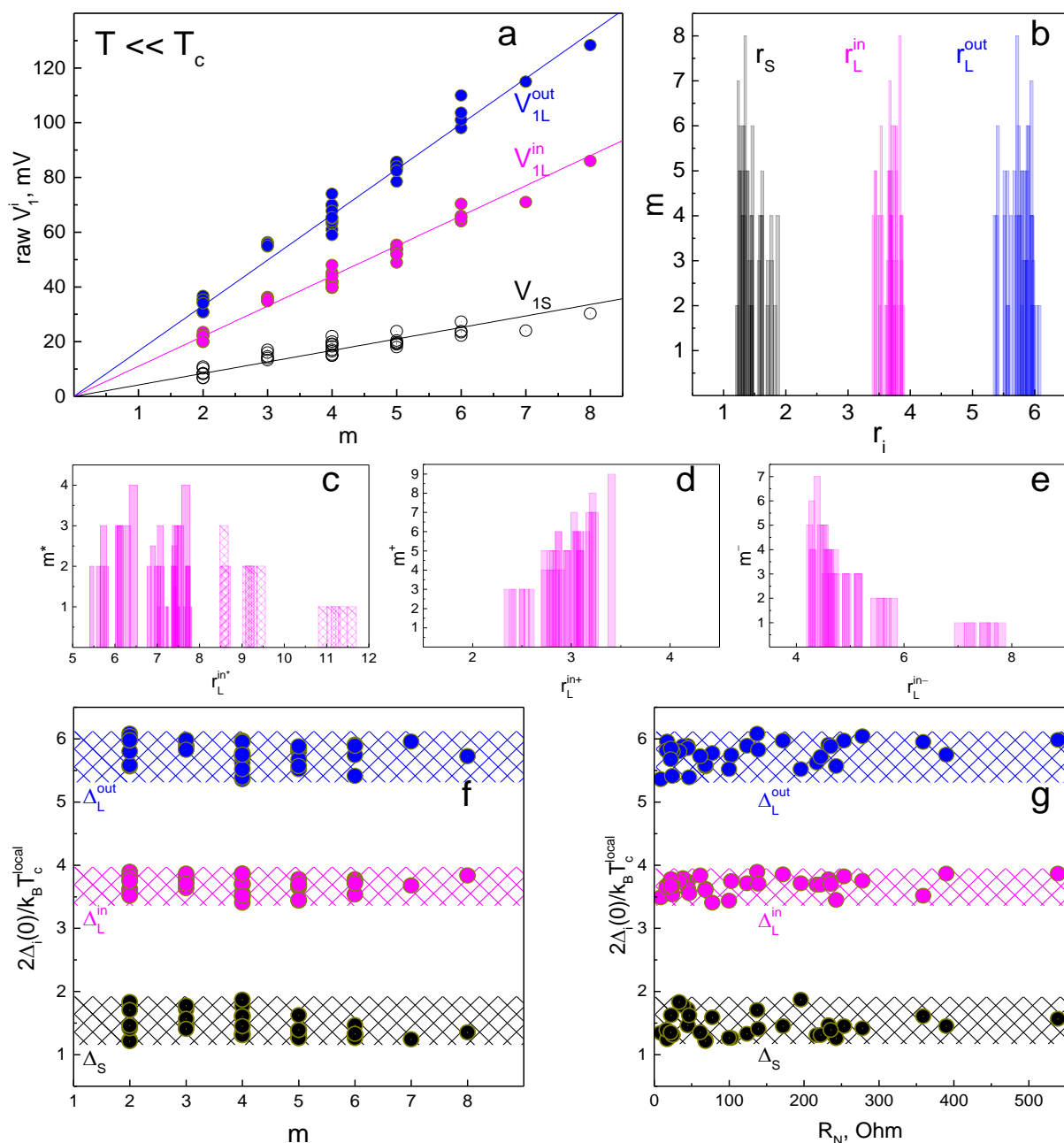


Рис. 95 — Статистика амплитуд СП-параметров порядка Δ_L^{out} (данные синего цвета), Δ_L^{in} (розового цвета) и Δ_S (черного цвета) при $T \ll T_c$ по данным ЭНМАО-спектроскопии в $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$. (a) Зависимость ненормированного положения V_i особенности $n = 1$ на $dI(V)/dV$ -спектрах стопочных SnS-структур от числа контактов в стопке m . (b) Распределение характеристических отношений r_i по данным (a). Данные для каждой SnS-структуры показаны в виде полупрозрачного столбика, высота которого равна m , а положение по горизонтали соответствует r_i . (c–e) Аналогичные распределения для r_L^{in} с использованием альтернативных наборов m : $m^* = m/2$, штриховкой показаны данные с округлением нечетных m в меньшую сторону (c); $m^+ = m + 1$ (d); $m^- = m - 1$ (e). (f,g) Зависимости r_i по данным a,b от m (f) и нормального сопротивления контакта R_N (g).

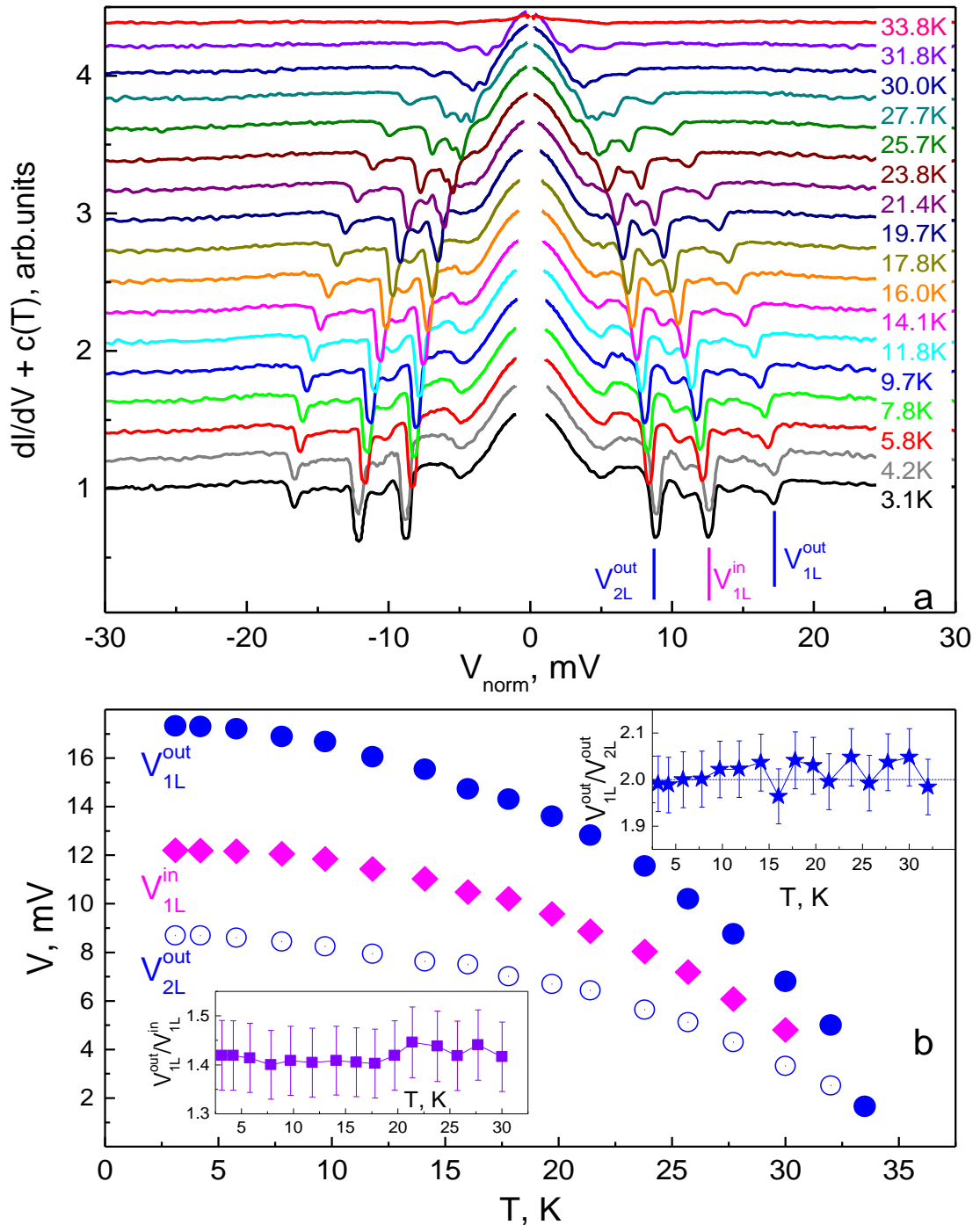


Рис. 96 — (a) $dI(V)/dV$ -спектр стопочного SnS-контакта ($m = 10$) на базе $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ при различных температурах. Кривые нормированы на $dI(V)/dV$ при $T > T_c = 34$ K и вручную сдвинуты по вертикали ($R_N(T) \approx \text{const}$) для удобства рассмотрения. На спектре при $T = 3.1$ K штрихами отмечены положения андреевских особенностей от $2\Delta_L^{\text{out}}(0) \approx 17.3$ мэВ и $2\Delta_L^{\text{in}}(0) \approx 12.2$ мэВ. (b) Температурные зависимости положений $n = 1, 2$ особенностей СГС от $\Delta_L^{\text{out}}(0)$ (сплошные и открытые кружки), их отношение в зависимости от температуры показано на верхней вставке и $n = 1$ гармоники от $\Delta_L^{\text{in}}(0)$ (ромбы). На нижней вставке — температурная зависимость отношения $V_{1L}^{\text{out}}/V_{1L}^{\text{in}}$.

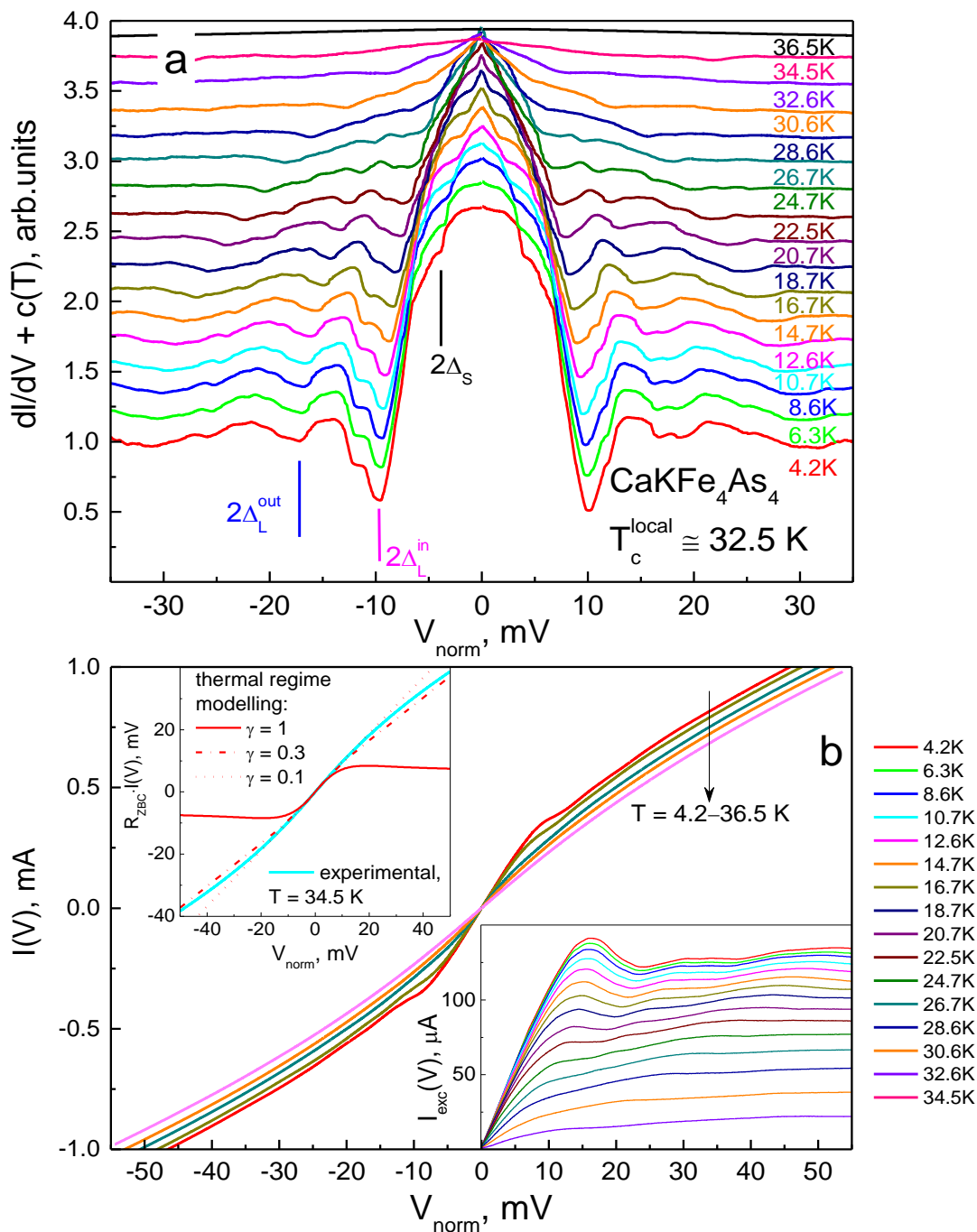


Рис. 97 — $dI(V)/dV$ -спектр (a) и ВАХ (b) стопочного SnS-контакта ($m = 2$) на базе $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ при различных температурах, $T_c^{\text{local}} \approx 32.5$ К. На (a) кривые вручную сдвинуты по вертикали для удобства рассмотрения, $R_N(T) \approx \text{const}$. На $dI(V)/dV$ -спектре при $T = 4.2$ К штрихами отмечены положения андreeвских особенностей от $2\Delta_L^{\text{out}}(0) \approx 17$ мэВ, $2\Delta_L^{\text{in}}(0) \approx 9.8$ мэВ, $2\Delta_S(0) \approx 2.05$ мэВ. На нижней вставке к (b) — андreeвский избыточный ток $I_{\text{exc}}(V)$ при различных температурах. На верхней вставке — ВАХ при $T = 34.5$ К (линия голубого цвета) и модельные ВАХ для NcN-контакта с долей максвелловского транспорта $\gamma = 1, 0.3$ и 0.1 (линии красного цвета).

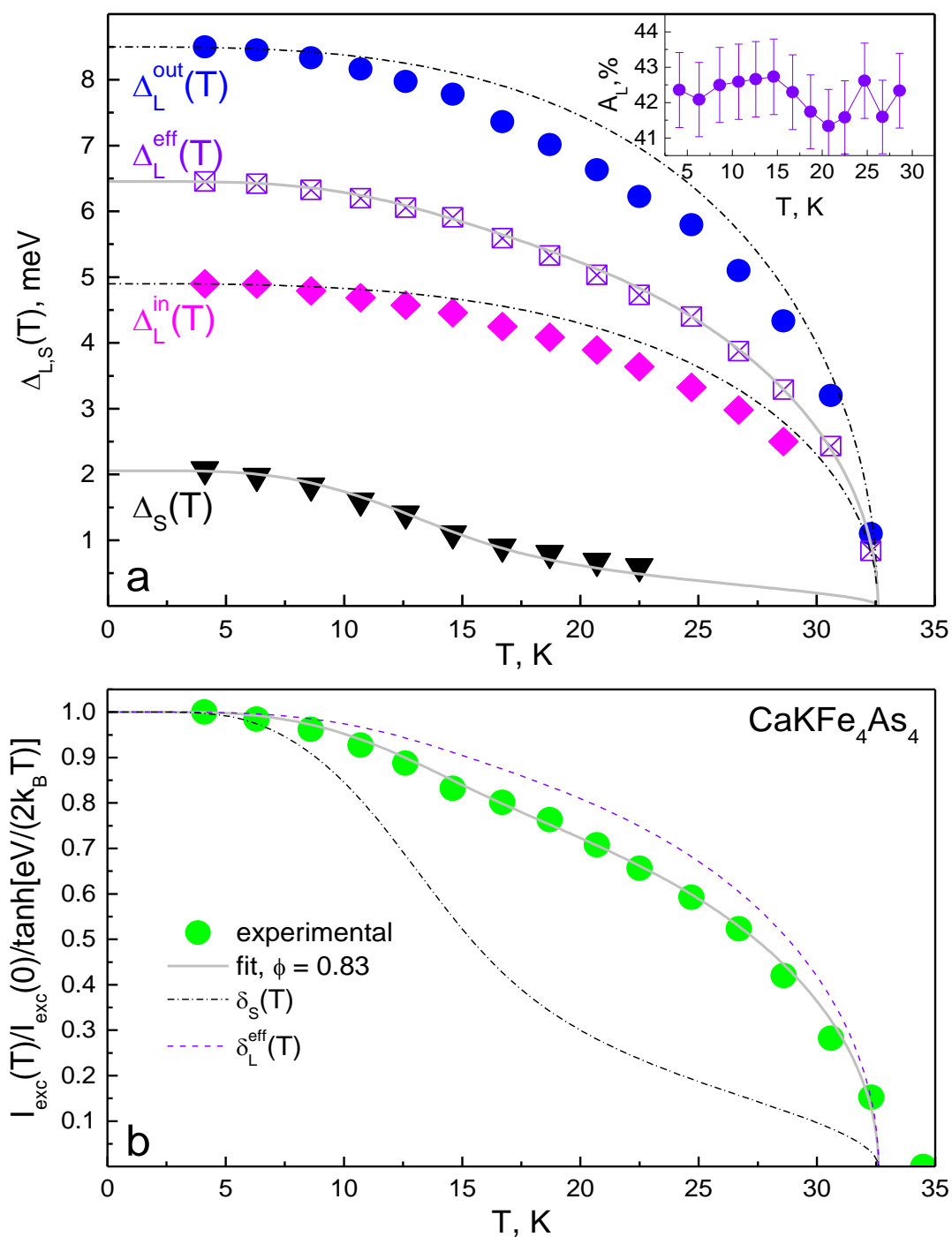


Рис. 98 — (a) Температурные зависимости СП-параметров порядка $\Delta_L^{\text{out}}(T)$ (кружки), $\Delta_L^{\text{in}}(T)$ (ромбы), $\Delta_S(T)$ (треугольники), полученные напрямую по данным Рис. 97а. Эффективная большая СП-щель $\Delta_L^{\text{eff}}(T)$ приведена квадратами. Аппроксимация двухзонной моделью показана сплошными линиями, однозонные БКШ-образные функции — штрихпунктирными линиями. (b) Температурная зависимость нормированного андреевского избыточного тока по данным Рис. 97b (кружки), парциальные вклады зон с Δ_L (штриховая линия) и Δ_S (штрихпунктирная линия), аппроксимация двухзонной моделью (формула (19)) — сплошная линия.

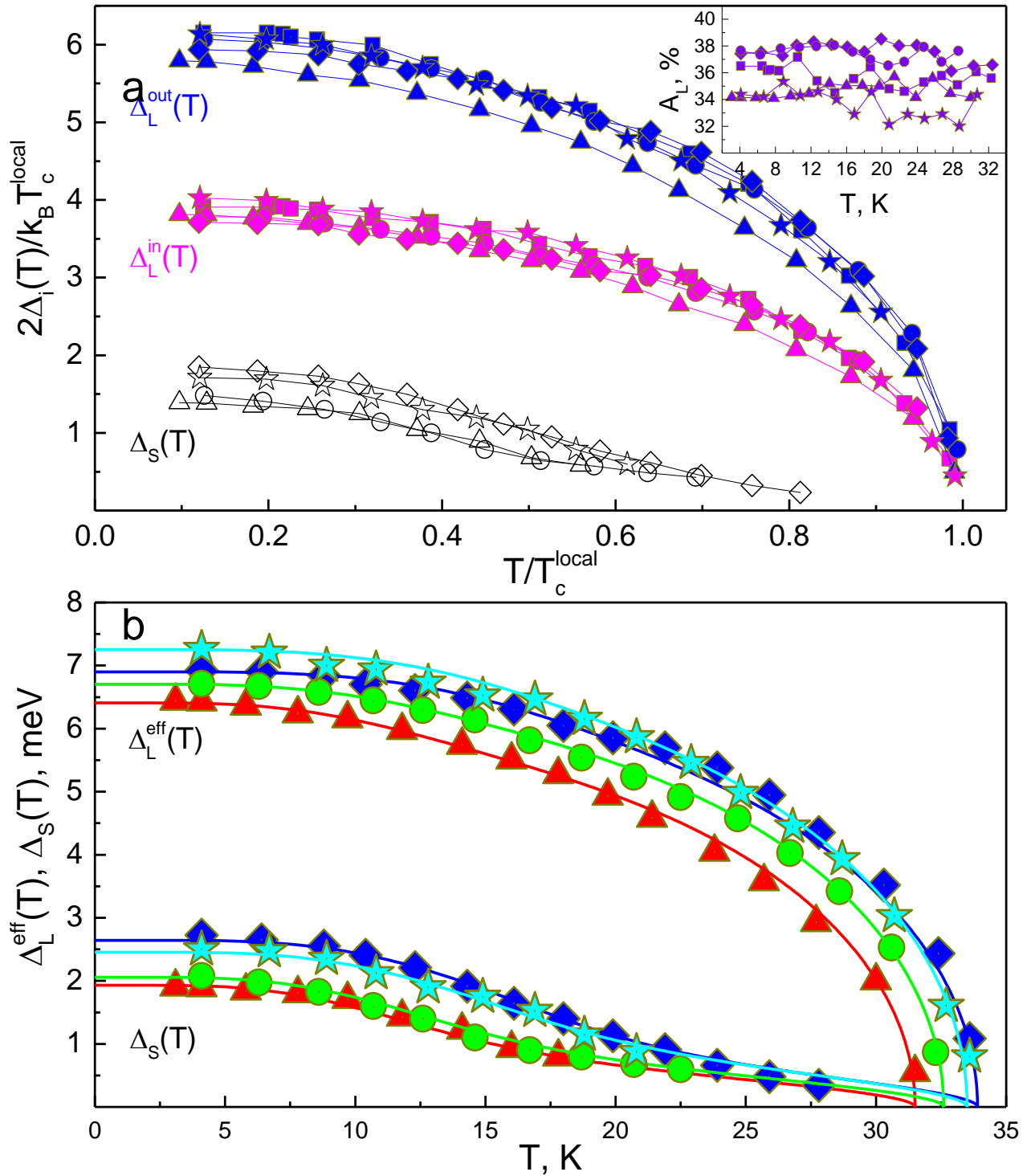


Рис. 99 — (a) Нормированные температурные зависимости СП-параметров порядка $\Delta_L^{\text{out}}(T)$, $\Delta_L^{\text{in}}(T)$, $\Delta_S(T)$ (синего, розового, черного цвета, соответственно) по данным ЭНМО-спектроскопии поликристаллов CaKFe₄As₄. На вставке теми же символами показаны температурные зависимости анизотропии большой СП-щели $A_L(T)$. (b) Температурные зависимости $\Delta_L^{\text{eff}}(T)$ и $\Delta_S(T)$, показанные теми же символами, по данным (a) и их аппроксимации расширенной двухзонной моделью Москаленко и Сула [384].

Табл. 6 — Локальная критическая температура T_c^{local} SnS-контакта и безразмерные параметры СП-состояния $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$, полученные на основе аппроксимации $\Delta_L^{\text{eff}}(T)$ и $\Delta_S(T)$ расширенной двухзонной моделью [384] по данным Рис. 99b при $\omega_{\text{cut}} = 40$ мэВ: «перенормированные» константы связи λ_{ij} , поправки сильной связи η_L и η_S , отношения α и β .

Символ на Рис. 99a	T_c^{local} , К	$\lambda_{LL}, \lambda_{SS}$	$\lambda_{LS}, \lambda_{SL}$	η_L^{eff}	η_S	α	β
▲	31.5	0.36, 0.24	0.081, 0.011	1.09	1.04	7.5	10
●	32.6	0.37, 0.25	0.062, 0.0104	1.16	1.04	6	12
★	33.5	0.38, 0.27	0.068, 0.0104	1.2	1.03	6.5	12
◆	33.9	0.38, 0.28	0.056, 0.009	1.14	1.05	6	14

5.2. Макроскопический сверхпроводящий параметр порядка пниктидов $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$

Как было отмечено в разделе 2.4, в поликристаллических образцах слоистых соединений при $T < T_c$ могут быть получены гибридные структуры, состоящие из фазово-когерентного ScS-контакта, последовательно или параллельно подключенного к андреевскому SnS или SNS-контакту. Пример ВАХ «параллельной» ScS-SNS-структуры, измеренной при температурах $T = 2.9\text{--}27.1$ К (схожей с данными Рис. 37b), приведен на Рис. 100a. При $eV = 0$ наблюдается практически вертикальная сверхтоковая ветвь (небольшой конечный наклон ВАХ при малых смещениях вызван наличием последовательно подключенного резистора $R \approx 5$ мОм). Нормальное сопротивление гибридной структуры $R_N(2.9 \text{ К}) \approx 0.7$ Ом на порядки меньше типичных значений $R_N \sim 10\text{--}100$ Ом для баллистических SnS-контактов. На Рис. 100a наблюдается увеличение общего нормального сопротивления с ростом температуры до $R_N(27.1 \text{ К}) \approx 1$ Ом, что указывает на наличие диффузионного транспорта в данной туннельной структуре. Таким образом, можно сделать вывод о значительной площади контактов (до $\sim 0.1\text{--}1 \mu\text{м}^2$), составляющих ScS-SNS-структуру, и предположить, что она образовалась на межзеренных границах.

Температурная зависимость сверхтока $I_c^{\text{GB}}(T)$ по данным Рис. 100a приведена на Рис. 100b ромбами, а треугольниками и квадратами — аналогичные зависимости, полученные с помощью измерений ВАХ параллельных ScS-SNS-структур, созданных в различных поликристаллических образцах $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ из одной закладки. Особенностью подобных зависимостей $I_c^{\text{GB}}(T)$ является:

(i) резкое уменьшение амплитуды сверхтока при достаточно низких температурах $T \approx 4\text{--}7$ К и последующее медленное ее стремление к нулю («хвост»); (ii) исчезновение сверхтока $I_c^{\text{GB}}(T) = 0$ происходит при локальной критической температуре $T_c^{\text{local}} \approx 25\text{--}28$ К, меньшей, чем $T_c^{\text{bulk}} \approx 36$ К объемного поликристалла. На основе полученных данных $I_c^{\text{GB}}(T)$ можно оценить температурный диапазон $T < 4\text{--}7$ К использования исследованного поликристаллического материала $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ для сильноточных применений.

Зависимости $I_c^{\text{GB}}(T)$ не соответствуют «объемной» концентрации куперовских пар сверхпроводника и не могут быть описаны формулой (22) или (23) для СП-щели с характеристическим отношением, превышающим 3.53. Таким образом, данный тип температурных зависимостей $I_c^{\text{GB}}(T)$ соответствует наведенному СП-параметру порядка, скорее всего образующемуся на межзеренных границах с подавленными СП-свойствами. Например, зависимость, показанная на Рис. 100b кружками, может быть описана формулой (22) в однозонном приближении в предположении СП-щели с характеристическим отношением $r \approx 0.6 \ll 3.53$ и БКШ-образной температурной зависимостью. Остальные зависимости, показанные на Рис. 100b, не описываются в таком простом приближении. Для их описания требуется учет других, в данном случае неизвестных параметров межзеренных границ, таких как изменение плотности электронных состояний вблизи границы сверхпроводника, их размер по сравнению с глубиной проникновения $\lambda_L(T)$ и длиной когерентности сверхпроводника $\xi(T)$, рассмотренных, например, в работах [398,399] и определяющих амплитуду и температурную зависимость наведенной на поверхности зерна СП-щели.

ВАХ туннельных структур, полученных в одном и том же поликристалле $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ и содержащих последовательно подключенные ScS и SnS-контакты, при различных температурах как ниже, так и выше T_c , приведены на Рис. 101a,c. При малых смещениях отсутствует вертикальная сверхтоковая ветвь, вместо которой наблюдается область повышенной проводимости, схожая по форме с андреевским «футром» SnS-контакта. При превышении амплитуды сверхтока $I > I_c^{\text{bulk}}(T)$ ScS-контакта наблюдаются «срывы» на квазичастичную ветвь — горизонтальные вольтовые плато (см. Рис. 37d). На ВАХ, показанных на Рис. 101c, наблюдаются три «срыва», которые могут быть вызваны либо подключением трех ScS-контактов с различным R_N , либо возникновением центров проскальзывания фазы в ScS-контакте. Отметим, что амплитуда тока «срыва» рассматриваемых туннельных структур практически не меняется при приложении магнитного поля $H = 250$ Э, указывая на неджозефсоновскую природу наблюдаемых эффектов; можно предположить, что барьером в ScS-контакте является СП-закоротка, сопротивление R_N^{ScS} которой примерно равно R_N^{SnS} андреевского контакта, подключенного последовательно. Нормальные сопротивления подобных параллельных ScS-SnS-структур $R_N \approx 43$ Ом (см. Рис. 101a) и $R_N \approx 102$ Ом (см. Рис. 101c) на порядки превышают таковые для гибридных контактов, образованных на

межзеренных границах (см. Рис. 100a), близки к оценкам величин R_N для баллистических контактов и практически не меняются с ростом температуры до $T \approx 37\text{--}38$ К. На основе величин R_N можно утверждать, что характерные размеры ScS-контактов в рассматриваемых последовательных структурах составляют десятки нм и не превышают величины глубины проникновения $\lambda_L(0) \approx 170\text{--}280$ нм, оцененные для недопированного $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ в работах [104,266,267], во всем диапазоне температур до T_c .

Поскольку ВАХ, показанные на Рис. 101a,c, имеют примерно одинаковый наклон при больших смещениях, т.е. $R_N(T) \approx \text{const}$ в диапазоне температур $T < 37\text{--}38$ К, то температурная зависимость критического напряжения $V_c = I_c R_N$ пропорциональна зависимости сверхтока $I_c(T)$. Руководствуясь этими утверждениями, можно ассоциировать нормированную температурную зависимость сверхтока $I_c^{\text{bulk}}(T)$ с концентрацией куперовских пар $\rho_s(T)$ объемного сверхпроводника, например, в соответствии с формулой (23).

Температурная зависимость тока «срыва» $I^*(T) \equiv I_c(T)$ для ScS-контактов в туннельной структуре, ВАХ которой приведены на Рис. 101a, показана квадратами на Рис. 101b. Хорошо видно, что форма $I_c(T)$ заметно отличается от температурной зависимости сверхтока межзеренных границ (см. Рис. 100b): при низких температурах амплитуда тока «срыва» достаточно медленно убывает, имеет «выпуклую» кривизну с $d^2 I_c(T)/dT^2 < 0$ в диапазоне температур $T \approx 8\text{--}30$ К и практически линейно убывает вблизи T_c . Локальные критические температуры подобных ScS-контактов $T_c^{\text{local}} \approx 36.3\text{--}36.8$ К (оцененные на основе линейной аппроксимации $I_c(T) \rightarrow 0$ вблизи T_c) соответствуют объемной $T_c \approx 36.5$ К образца $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$, зависимость $R(T)$ которого приведена на Рис. 101b,d соединенными кружками. Для описания зависимости $I_c(T) \equiv I_c^{\text{bulk}}(T)$ на Рис. 101b в качестве грубой оценки используем формулу (23) в двухзонном приближении и амплитуды большой и малой СП-щелей при $T \ll T_c$, близкие к определенным напрямую методами ЭНМАО-спектроскопии SnS-контактов (см. Рис. 95b). Видно, что экспериментальная кривая $I_c^{\text{bulk}}(T)$ может быть описана в рамках данного подхода при $\Delta_L(0) \approx 6.8\text{--}8.0$ мэВ и $\Delta_S(0) \approx 1.0\text{--}1.5$ мэВ, причем доминирует весовой вклад эффективной зоны с большой СП-щелью $\omega \approx 0.82\text{--}0.86$. Температурные зависимости тока трех «срывов», наблюдаемых на ВАХ туннельной структуры на Рис. 101c, приведены на Рис. 101d кружками, квадратами и треугольниками. Несмотря на различие абсолютных значений тока, при нормировке данных зависимостей на свои значения при $T \ll T_c$ (открытые символы на Рис. 101d) форма всех кривых практически совпадает, что указывает на фундаментальную («объемную») природу соответствующего макроскопического СП-параметра порядка. Данные зависимости могут быть описаны в рамках двухзонной модели (формула (23)) при $\Delta_L(0) \approx 7.2\text{--}8.0$ мэВ и $\Delta_S(0) \approx 1.2\text{--}1.4$ мэВ с весовым коэффициентом $\omega \approx 0.81\text{--}0.82$.

Воспроизводимость формы нормированных температурных зависимостей сверхтока $I_c^{\text{bulk}}(T/T_c^{\text{local}})/I_c^{\text{bulk}}(0)$, полученной по данным измерений ВАХ последовательных ScS-SnS-структур, созданных в различных поликристаллах $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ из одной закладки, показана на Рис. 102. Совокупность температурных зависимостей сверхтока может быть описана формулой (23) при использовании БКШ-образных температурных зависимостей большой и малой СП-щели, характеристического отношения малой СП-щели $r_S \approx 1.5$ и весового коэффициента $\omega \approx 0.85$ при вариации характеристического отношения $r_L \approx 4.0\text{--}5.9$ (линии оранжевого и зеленого цвета на Рис. 102). Используемые величины r_L близки к r_L^{in} и r_L^{out} , определенным по данным ЭНМАО-спектроскопии (см. Рис. 95b). Середина диапазона нормированных зависимостей $I_c^{\text{bulk}}(T)/I_c^{\text{bulk}}(0)$ на Рис. 102 согласуется с аппроксимационной кривой при $r_L \approx 4.7$, что близко к характеристическому отношению «эффективной» амплитуды анизотропной в k -пространстве большой СП-щели Δ_L . Можно отметить хорошую согласованность двух методов спектроскопии — туннельной спектроскопии ScS-контактов и ЭНМАО-спектроскопии SnS-контактов — реализуемых с помощью техники ПМРКМ. Для более корректной аппроксимации температурной зависимости сверхтока $I_c^{\text{bulk}}(T)$ необходимо расширение существующих теоретических моделей на случай планарного ScS-контакта в слоистом сверхпроводнике, анизотропные СП-свойства которого зависят от направления импульса.

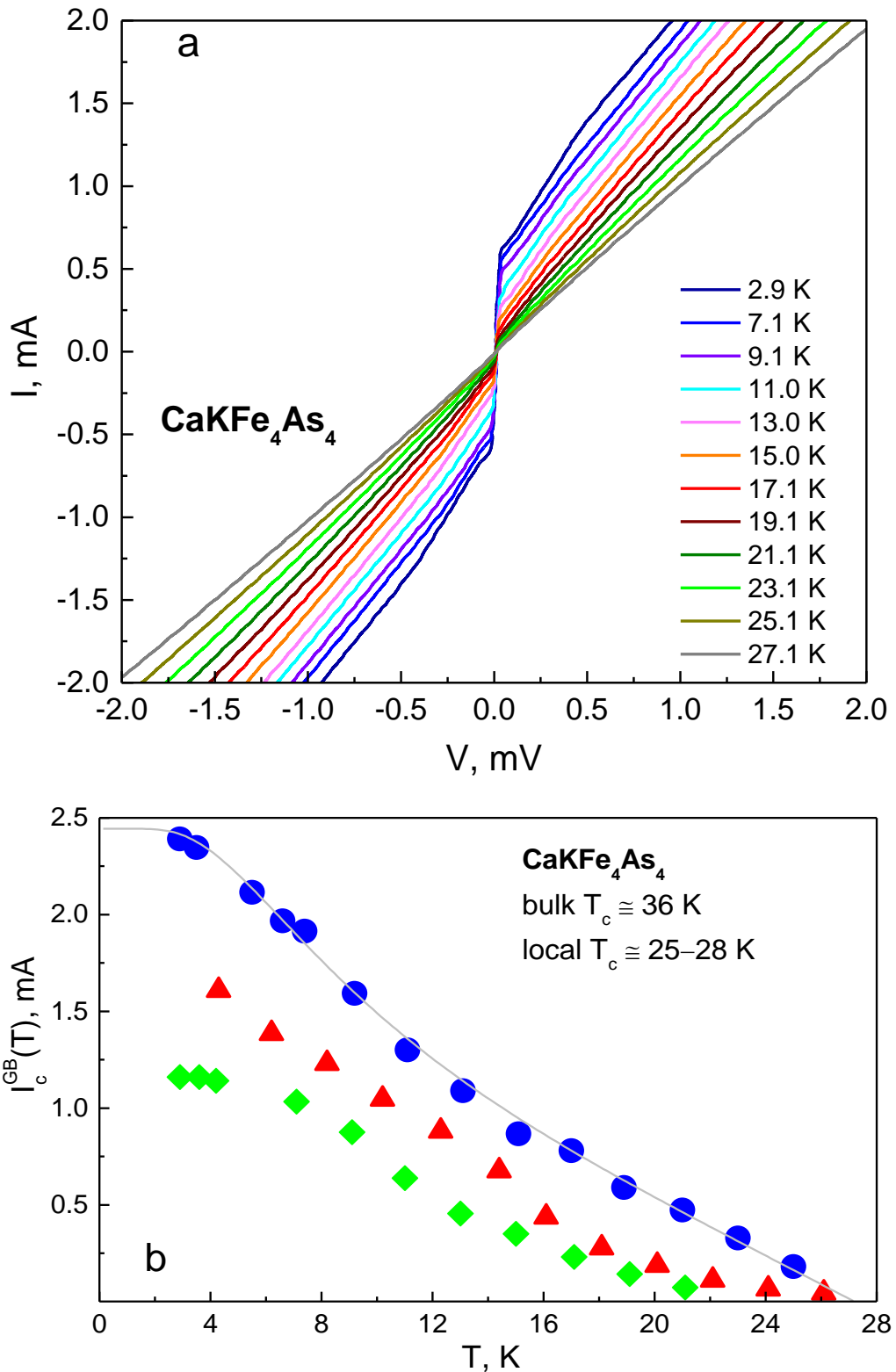


Рис. 100 — (a) ВАХ параллельной ScS-SnS-структуры, созданной в поликристалле $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$, при различных температурах. (b) Температурные зависимости сверхтока межзеренных границ, полученные в различных образцах $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ из одной закладки. Сплошной линией показана аппроксимация формулой (22) в однозонном приближении для «поверхностной» СП-щели с характеристическим отношением $r \approx 0.6 < 3.53$.

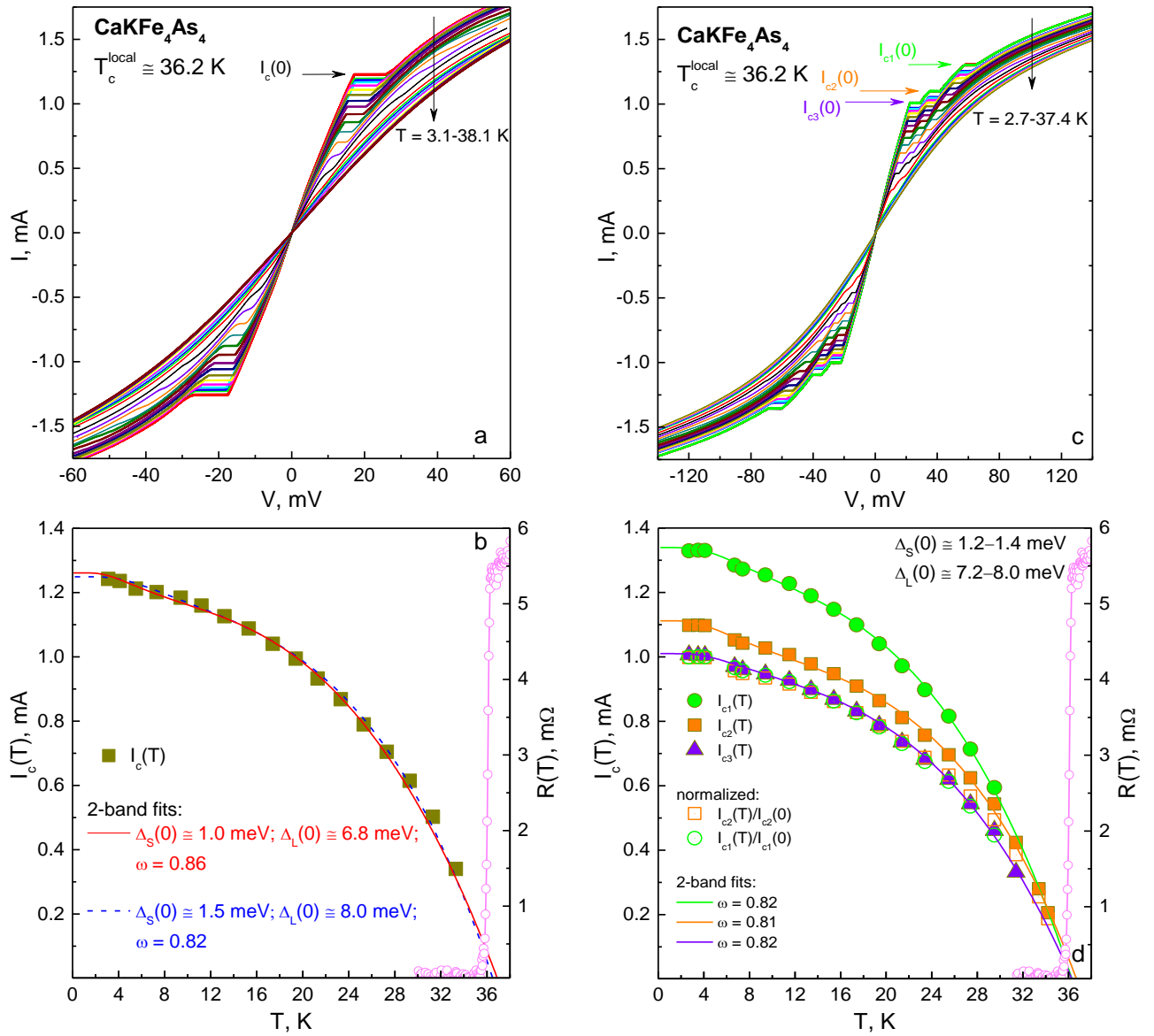


Рис. 101 — (а,с) ВАХ последовательных ScS-SnS-структур, созданных в одном и том же поликристалле $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$, измеренные при различных температурах. (b,d) Температурные зависимости сверхтока $I_c^{\text{bulk}}(T)$ по данным (а,с), соответственно. Сплошными линиями приведены аппроксимации формулой (23). Зависимость $R(T)$ объемного образца показана соединенными кружками (правая вертикальная ось).

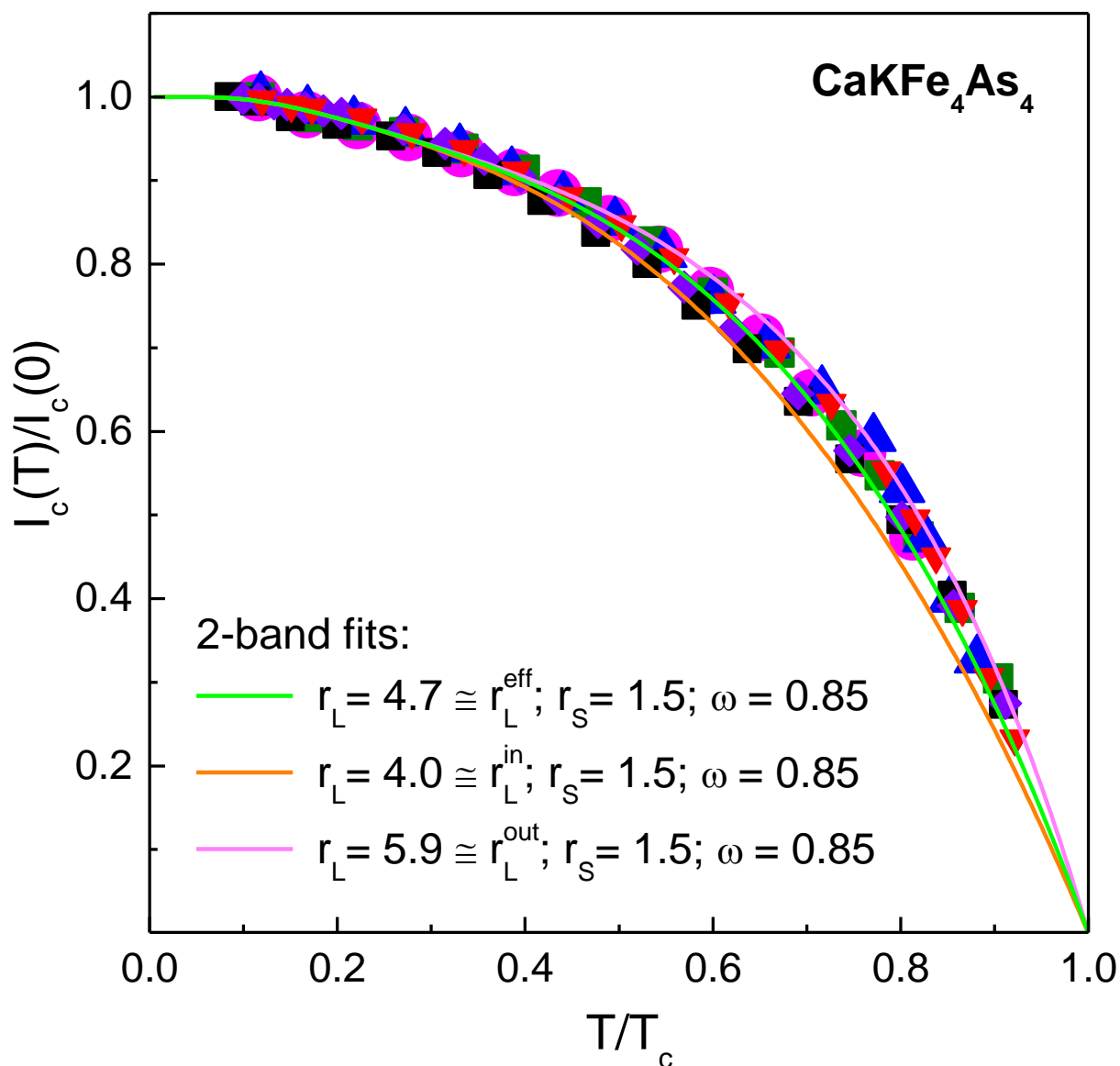


Рис. 102 — Нормированные температурные зависимости сверхтока $I_c^{\text{bulk}}(T/T_c^{\text{local}})/I_c^{\text{bulk}}(0)$, полученные по данным измерений ВАХ последовательных ScS-SnS-структур в различных поликристаллах $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ из одной закладки. Сплошными линиями приведены аппроксимации двухзонной моделью (формула 23) с использованием БКШ-образных температурных зависимостей большой и малой СП-щелей и величин характеристических отношений r_L и r_S по данным ЭНМАО-спектроскопии (см. Рис. 95b).

5.3. Пниктиды $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ с переходом в состояние с магнитным упорядочением ниже T_c

На Рис. 103 показаны нормированные ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектр стопочной структуры из $m = 7$ SnS-контактов, полученной в монокристалле $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ при $T = 4.2$ К. ВАХ симметрична

относительно начала координат, не имеет сверхтоковой ветви при $V = 0$, гистерезисов или горизонтальных вольтовых плато и демонстрирует избыточный андреевский ток во всем диапазоне смещений по сравнению с омической зависимостью (штрихпунктирная линия на Рис. 103а). Проводимость при нулевом смещении G_{ZBC} , как видно из Рис. 103b, более чем в 4 раза превышает нормальную проводимость контакта G_N . Указанные особенности характерны для ЭНМАО-режима высокой прозрачности.

Детализируем андреевские структуры на $dI(V)/dV$ -спектре на Рис. 103. При рассмотрении в сторону уменьшения смещений первыми особенностями являются минимумы при $|V_{1L}^{out}| \approx 15.2$ мВ и $|V_{1L}^{in}| \approx 9.4$ мВ, не являющиеся $n = 1$ и 2 субгармониками одной и той же энергии связи куперовских пар (отношение значений не соответствует 2:1). Их положение определяет два СП-параметра порядка $\Delta_L^{out}(0) \approx 7.6$ мэВ и $\Delta_L^{in}(0) \approx 4.7$ мэВ. При малых смещениях (см. соответствующий фрагмент $dI(V)/dV$ -спектра на вставке к Рис. 103b) наблюдается СГС при $|V_{1S}| \approx 3.6$ мВ и $|V_{2S}| \approx 1.8$ мВ от малой СП-щели $\Delta_S(0) \approx 1.8$ мэВ.

Наблюдаемая структура андреевских особенностей на ВАХ и спектре динамической воспроизводится для стопочных структур с различным числом SnS-контактов m и нормальным сопротивлением R_N . На Рис. 104а приведен набор ВАХ с осью смещений, нормированной на m , для стопочных SnS-контактов, созданных в двух монокристаллах $EuCsFe_4As_4$ и измеренных при $T = 4.2$ К. ВАХ, приведенная зеленым цветом, относится к правой вертикальной оси. Поскольку для этой SnS-структуры $m = 8$, то возможный вклад поверхности минимизирован в 8 раз, что обеспечивает наблюдение объемных свойств сверхпроводника. Серым цветом показана внутрищелевая область смещений, вне которой ВАХ не имеют заметных особенностей и демонстрируют примерно постоянный наклон. На Рис. 104b соответствующими цветами приведены $dI(V)/dV$ -спектры данных контактов. На всех спектрах хорошо видна дублетная особенность — два минимума динамической проводимости, отмеченные вертикальными линиями голубого и розового цвета, при $|V_{1L}^{out}| \approx 15.4$ мВ и $|V_{1L}^{in}| \approx 9.2$ мВ. При смещениях $|V_{2L}^{out}| \approx 7.1-7.7$ мВ, примерно вдвое меньших V_{1L}^{out} , на $dI(V)/dV$ -спектрах зеленого и оранжевого цвета на Рис. 104b присутствует минимум, который можно отнести ко второй субгармонике от СП-параметра порядка Δ_L^{out} , при этом ожидаемое положение $|V_{2L}^{in}| \approx 4.7$ мВ особенности $n = 2$ от Δ_L^{in} оказывается близко к фундаментальной гармонике от малой СП-щели при $|V_{1S}| \approx 4$ мВ, поэтому не было разрешено в виде отдельного минимума. Несмотря на значительное, примерно десятикратное различие $R_N \approx 14-135$ Ом на один SnS-контакт для стопочных структур, представленных на Рис. 104b, положение щелевых особенностей от трех наблюдаемых объемных СП-параметров порядка практически не меняется, т.е. не зависит от площади исследуемого планарного контакта, что подтверждает фундаментальную природу этих энергетических параметров.

Зависимости ненормированных положений V_{IL}^{out} , V_{IL}^{in} , V_{IS} фундаментальных андреевских гармоник от Δ_L^{out} , Δ_L^{in} , Δ_S от числа контактов в стопке m приведены на Рис. 105а кружками синего, розового и черного цвета, соответственно. Распределения полученных характеристических отношений r_L^{out} , r_L^{in} и r_S приведены на Рис. 105b в виде полупрозрачных столбиков, высота которых соответствует m . Характеристические отношения трех СП-параметров порядка составляют $r_L^{out} \approx 5.0\text{--}5.5$ (разброс значений $\pm 5\%$), $r_L^{in} \approx 3.0\text{--}3.5$ (разброс $\pm 7\%$), $r_S \approx 1.05\text{--}1.41$ (разброс $\pm 14\%$). При альтернативных нормировках на $m^* = m/2$ (Рис. 105с), $m^- = m - 1$ (Рис. 105d) и $m^+ = m + 1$ (Рис. 105е) разброс получаемых значений r_L^{out} многократно увеличивается до $\pm 27\%$, $\pm 14\%$ и $\pm 23\%$, соответственно, при этом появляются корреляции r_L^{out} и числа контактов в стопке: так, на Рис. 105с при нормировке на m^* середина диапазона r_L^{out} соответствует максимальным m^* , а при уменьшении m^* значение r_L^{out} падает; на Рис. 105d,e при нормировках смещений V_{IL}^{out} по данным Рис. 105а на m^- и m^+ имеет место уменьшение и увеличение r_L^{out} с ростом числа контактов в стопке. Поскольку фундаментальная характеристика сверхпроводника — характеристическое отношение СП-щели — не должно зависеть от параметров исследуемого контакта, альтернативные нормировки на m^* , m^- и m^+ являются некорректными. Напротив, характеристические отношения r_L^{out} , r_L^{in} и r_S , определенные по данным Рис. 105а, не зависят от m (см. Рис. 105b) и не коррелируют с нормальным сопротивлением R_N каждого SnS-контакта в стопке в полученном диапазоне $R_N \approx 9\text{--}240$ Ом (см. Рис. 105f).

Температурное изменение $dI(V)/dV$ -спектра стопочной SnS-структуры, показанного синим цветом на Рис. 104b, приведено на Рис. 106а, а $dI(V)/dV$ -спектра, показанного на Рис. 104b зеленым цветом, — на Рис. 107а. Для удобства рассмотрения андреевских структур динамическая проводимость на Рис. 106а и Рис. 107а нормирована на $G_N(V)$ при $T > T_c^{local}$, а спектры сдвинуты вручную вдоль вертикальной оси в порядке увеличения температуры. На вставке к Рис. 107а кружками приведена температурная зависимость $G_N(T)$ SnS-контакта, а треугольниками красного цвета — проводимость $G^{bulk}(T)$ объемного монокристалла $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$, в котором была создана данная SnS-андреевская стопочная структура, на основе данных $R^{bulk}(T)$ на Рис. 41а; для удобства сравнения зависимости $G_N(T)$ SnS-контакта нормирована по вертикали на $G(T_c^{bulk})$. Видно, что $G^{bulk}(T)$ резко убывает при $T_c^{bulk} < T < 60$ К, при этом G_N контакта остается практически постоянным как выше, так и ниже T_c . Этот факт доказывает реализацию баллистического квазиэлектронного транспорта через данный контакт и отсутствие перегрева. Небольшие флуктуации $G_N(T)$ связаны с малой вариацией площади контакта в процессе изменения температуры.

Температурные зависимости СП-параметров порядка Δ_L^{out} , Δ_L^{in} , Δ_S на основе положений андреевских особенностей на Рис. 106а и Рис. 107а приведены на Рис. 106b и Рис. 107b кружками, треугольниками и ромбами, соответственно. Степень анизотропии большой СП-щели $A_L \approx 40\%\text{--}$

42% по данным $dI(V)/dV$ -спектров обоих контактов примерно постоянна с температурой в диапазоне $\pm 1.6\%$. Учитывая сходство зависимостей $\Delta_L^{\text{out}}(T)$ и $\Delta_L^{\text{in}}(T)$, для оценки перенормированных констант связи в рамках двухзонной модели [384] на основе уравнений Москаленко и Сула [212–214] используем «эффективную» амплитуду большой СП-щели $\Delta_L^{\text{eff}}(T)$ (открытые квадраты на Рис. 106b и Рис. 107b), определенную как среднее геометрическое для распределения энергии связи куперовских пар в k -пространстве аналогично данным Рис. 90. Температурные зависимости $\Delta_L^{\text{eff}}(T)$ и экспериментальной $\Delta_S(T)$ могут быть описаны в рамках данного двухзонного подхода, как показано сплошными линиями на Рис. 106b и Рис. 107b; локальные критические температуры данных SnS-контактов составляют $T_c^{\text{local}} \approx 34.7$ К и 34.8 К, соответственно. Поведение $\Delta_L^{\text{eff}}(T)$ во всем диапазоне температур близко к однозонной БКШ-образной функции, а малая СП-щель при $T > 10$ К демонстрирует «хвост», характерный для параметра порядка «ведомого» СП-конденсата в многощелевом сверхпроводнике со слабым межзонным взаимодействием (эффект близости в k -пространстве, $\beta \gg 1$). Параметры, определенные на основе аппроксимации, приведены в Табл. 7. Значения «перенормированных» констант связи, η_i , α и β для двух рассматриваемых контактов оказались близки. «Собственные» характеристические отношения (при формальном отключении межзонного взаимодействия $V_{12} = 0$) $r_L^{\text{eigen}} \approx r_S^{\text{eigen}} \approx 3.53$ (т.е. $\eta_L \approx \eta_S \approx 1$) примерно соответствуют БКШ-пределу слабой связи.

Температурная эволюция ВАХ стопочной SnS-структуры (см. Рис. 107) приведена на Рис. 108а. Видно, что при $|V| > 50$ мэВ во внешелевой области смещений все ВАХ имеют примерно одинаковый наклон, т.е. андреевский избыточный ток $I_{\text{exc}}(V)$ (показанный в зависимости от напряжения при различных температурах на нижней вставке к Рис. 108а) стремится к постоянному значению.

Отметим, что нелинейность ВАХ в нормальном состоянии при $T = 35.4$ К $> T_c^{\text{local}}$ не может быть вызвана диффузионным транспортом через контактную область. Как показано на верхней вставке к Рис. 108а, данная ВАХ (линия красного цвета) не соответствует предсказаниям для термического контакта на основе формулы (3) ($\gamma = 1$, сплошная линия синего цвета). В предположении диффузионного транспорта модельные ВАХ (в качестве примера на верхней вставке к Рис. 108а приведены для $\gamma = 0.3$ и 0.7 штрихпунктирной и штриховой линиями) предсказывают нелинейное изменение тока при $|V| > 50$ мВ и его убывание при больших смещениях. Напротив, экспериментальная ВАХ демонстрирует примерно линейный рост тока во внешелевой области, поэтому не может быть описана в рамках подхода [326] ни при какой величине вклада термического транспорта ($0 < \gamma < 1$). Таким образом, наблюдаемая остаточная нелинейность ВАХ выше T_c может быть следствием наличия особенностей $N(\epsilon)$ вблизи E_F , согласно подходу [253].

Температурная зависимость андреевского избыточного тока $I_{\text{exc}}(T)$ при $eV = 55$ мэВ, нормированная на $I_{\text{exc}}(0)$ и $\tanh[eV/(2k_B T)]$, полученная по данным Рис. 108а, приведена на Рис. 108б ромбами. Для модельного описания нормированного андреевского избыточного тока использованы аппроксимации температурных зависимостей $\delta_L^{\text{eff}}(T)$ и $\delta_S(T)$ по данным Рис. 107б. Нормированная экспериментальная зависимость $I_{\text{exc}}(T)$ может быть описана в рамках двухзонного подхода (формула 19), наилучшее соответствие с экспериментальными точками во всем диапазоне температур достигается при значении весового коэффициента $\phi \approx 0.5$, что соответствует примерно 25% вкладу зон с большой СП-щелью в общую проводимость (оценено по формуле (20)).

Табл. 7 — Локальная критическая температура T_c^{local} SnS-контакта и безразмерные параметры СП-состояния $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$, полученные по данным Рис. 106и Рис. 107 на основе аппроксимации $\Delta_L^{\text{eff}}(T)$ и $\Delta_S(T)$ расширенной двухзонной моделью Москаленко и Сула [384] при формально взятой энергии «обрезания» БКШ-интегралов $\omega_{\text{cut}} = 40$ мэВ: «перенормированные» константы связи λ_{ij} , поправки сильной связи η_L и η_S , отношения α и β .

данные	T_c^{local} , К	$\lambda_{LL}, \lambda_{SS}, \lambda_{LS}, \lambda_{SL}$	η_L	η_S	α	β
Рис. 106	34.7	0.35, 0.22, 0.093, 0.016	1	1	6	7.4
Рис. 107	34.8	0.34, 0.24, 0.088, 0.015	1	1	6	8

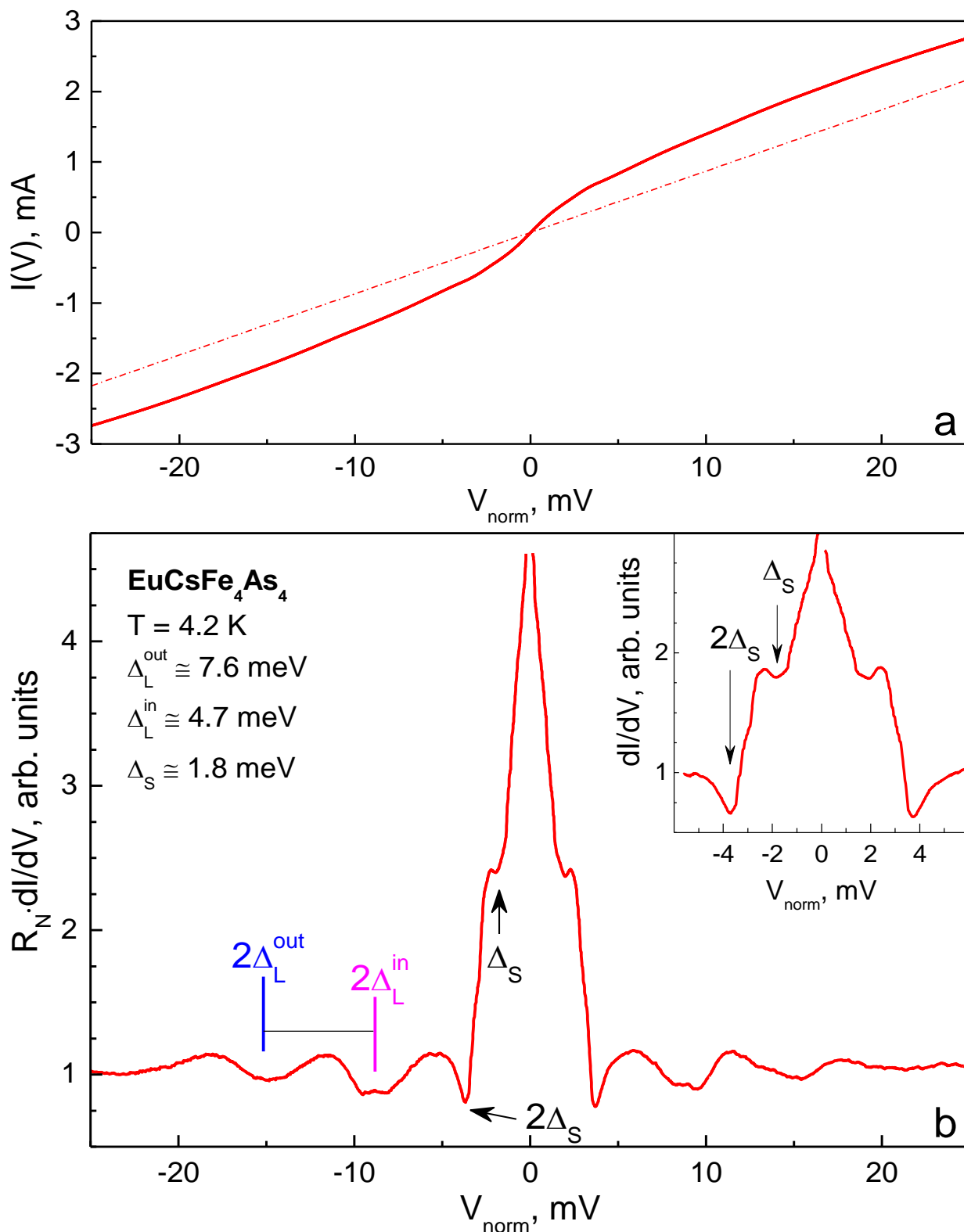


Рис. 103 — ВАХ (а) и $dI(V)/dV$ -спектр (б) столочного SnS-контакта ($m = 7$) при $T = 4.2 \text{ K}$, полученного в монокристалле $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$. На (а) штрихпунктирной линией показана омическая зависимость. На (б) вертикальными штрихами отмечено положение $n = 1$ гармоник от СП-параметров порядка $\Delta_L^{\text{out}}(0) \approx 7.6 \text{ мэВ}$, $\Delta_L^{\text{in}}(0) \approx 4.7 \text{ мэВ}$, на вставке приведен фрагмент $dI(V)/dV$ -спектра, содержащий СГС от малой СП-щели (стрелки) $\Delta_S(0) \approx 1.8 \text{ мэВ}$.

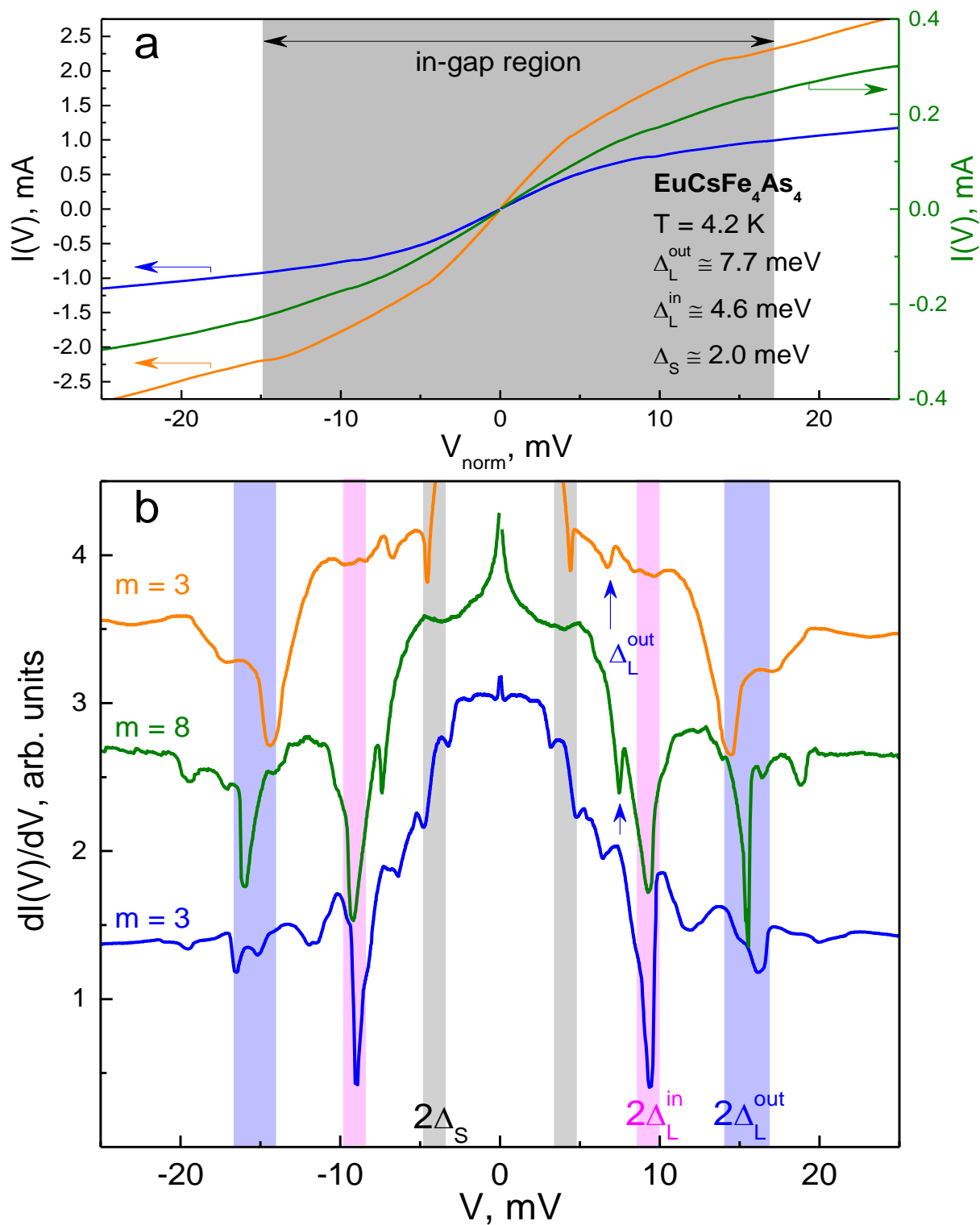


Рис. 104 — ВАХ (а) и $dI(V)/dV$ -спектры (б) стопочных SnS-контактов при $T = 4.2$ К, полученных в монокристаллах $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ из одной закладки. На (а) ВАХ, приведенная зеленым цветом, относится к правой оси. Серым цветом показана внутрищелевая область смещений. На (б) вертикальными линиями отмечено положение $n = 1$ гармоник от СП-параметров порядка $\Delta_L^{\text{out}}(0) \approx 7.7$ мэВ, $\Delta_L^{\text{in}}(0) \approx 4.6$ мэВ, $\Delta_S(0) \approx 2$ мэВ, стрелками — $n = 2$ субгармоники от Δ_L^{out} . Цвета ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектров соответствуют друг другу.

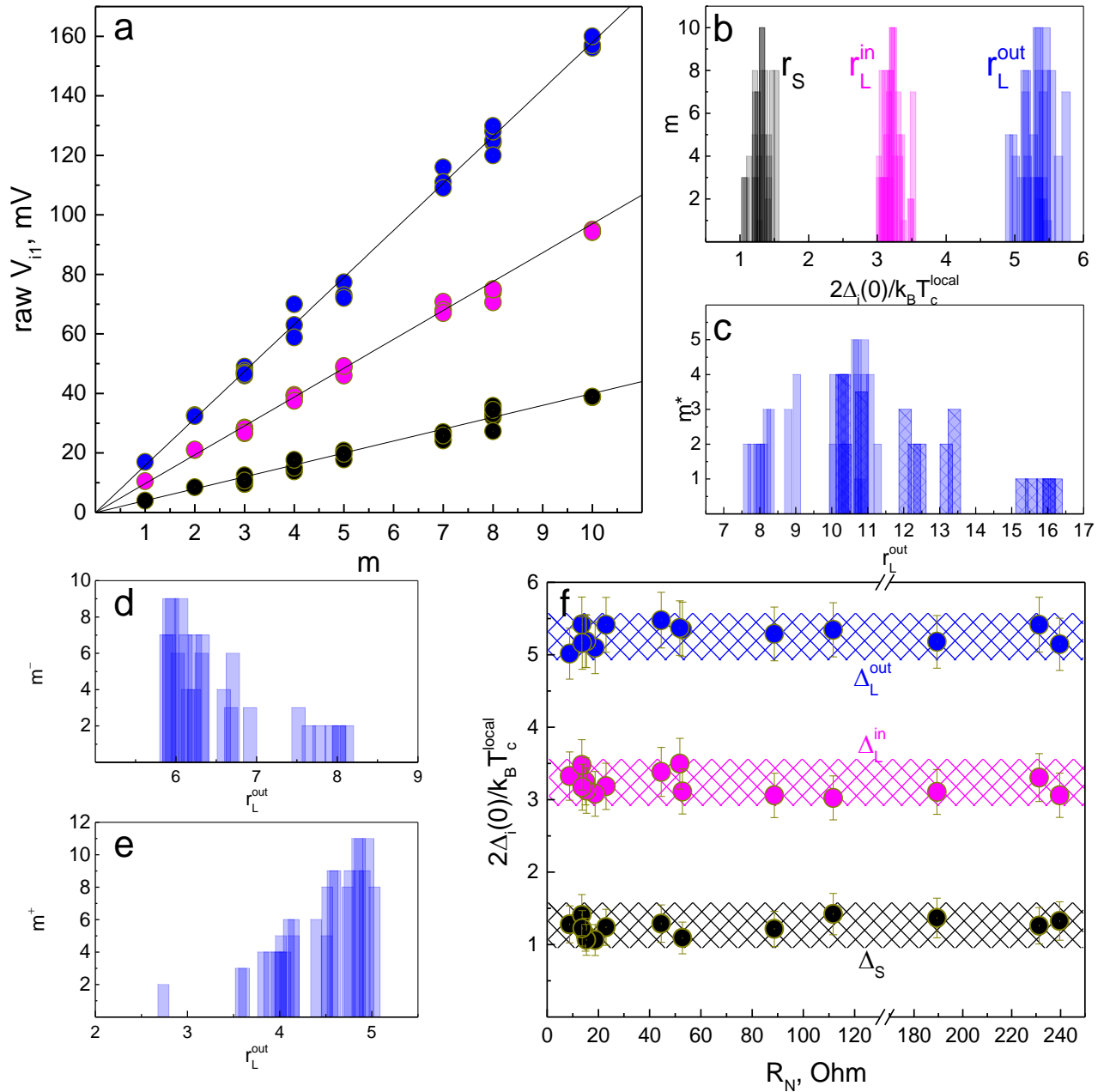


Рис. 105 — Статистика амплитуд СП-параметров порядка Δ_L^{out} (данные синего цвета), Δ_L^{in} (розового цвета), Δ_S (черного цвета) при $T \ll T_c$ по данным ЭНМАО-спектроскопии в $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$. (a) Зависимость ненормированного положения V_i фундаментальных гармоник на $dI(V)/dV$ -спектрах стопочных SnS-структур от числа контактов в стопке m . (b) Распределение характеристических отношений r_i по данным (a). Данные для каждой SnS-структуры показаны в виде полупрозрачного столбика, высота которого равна m , а положение по горизонтали соответствует r_i . (c–e) Аналогичные распределения для r_L^{out} с использованием альтернативных наборов m : $m^* = m/2$, штриховкой показаны данные с округлением нечетных m в меньшую сторону (c); $m^- = m - 1$ (d); $m^+ = m + 1$ (e). (f) Зависимость r_i (по данным a,b) от нормального сопротивления контакта R_N .

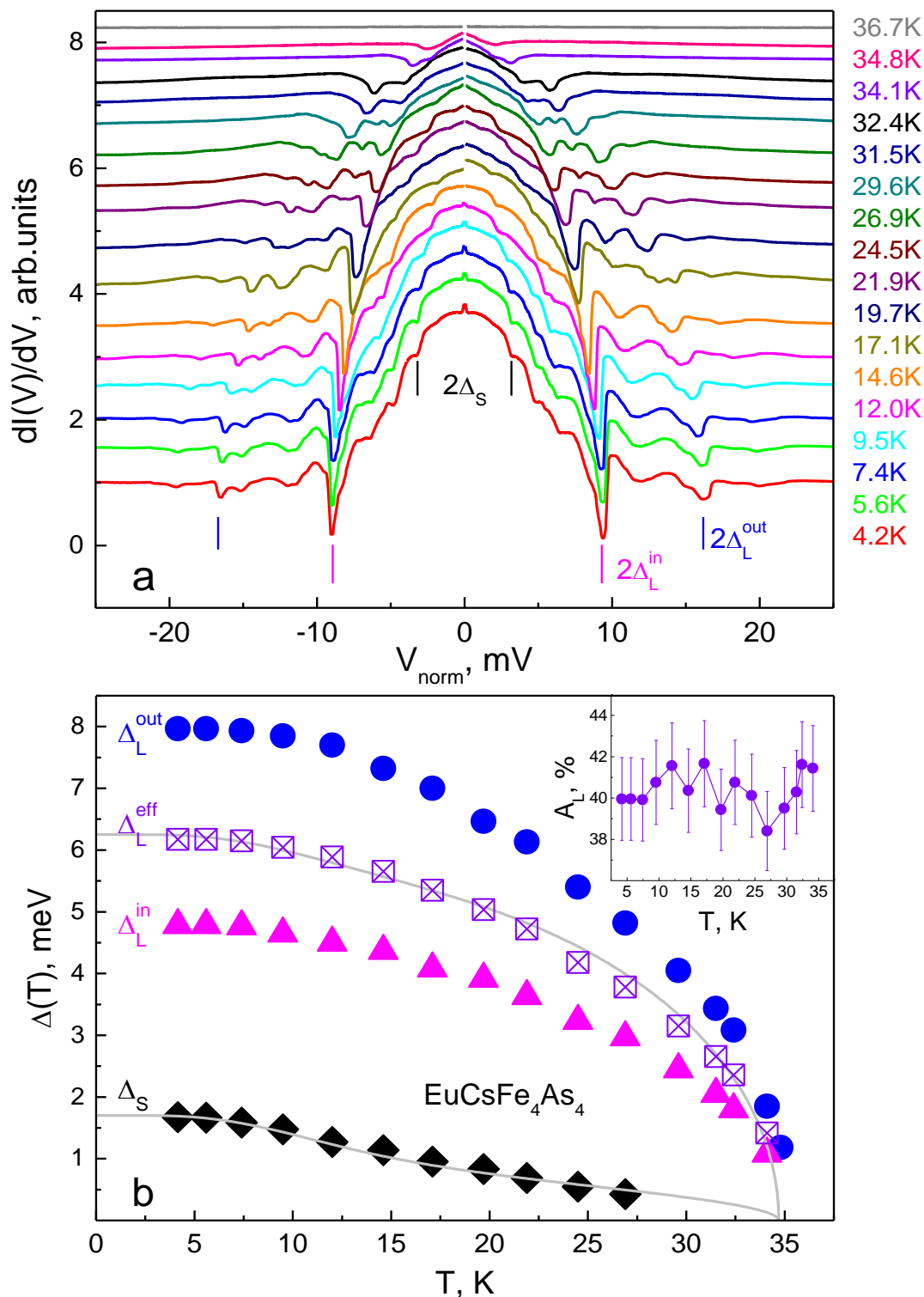


Рис. 106 — (a) $dI(V)/dV$ -спектры стопочного SnS-контакта ($m = 3$) при различных температурах, нормированные на G_N и сдвинутые вдоль вертикали для удобства ($R_N(T) \approx const$). На спектре при $T = 4.2$ К штрихами отмечены $n = 1$ гармоники от СП-параметров порядка $\Delta_L^{out}(0) \approx 7.8$ мэВ, $\Delta_L^{in}(0) \approx 4.6$ мэВ, $\Delta_S(0) \approx 2$ мэВ. (b) Температурные зависимости СП-параметров порядка $\Delta_L^{out}(T)$ (кружки), $\Delta_L^{in}(T)$ (треугольники), $\Delta_S(T)$ (ромбы) по данным (a), а также $\Delta_L^{eff}(T)$ (квадраты). На вставке — температурная зависимость анизотропии большой СП-щели $A_L(T)$.

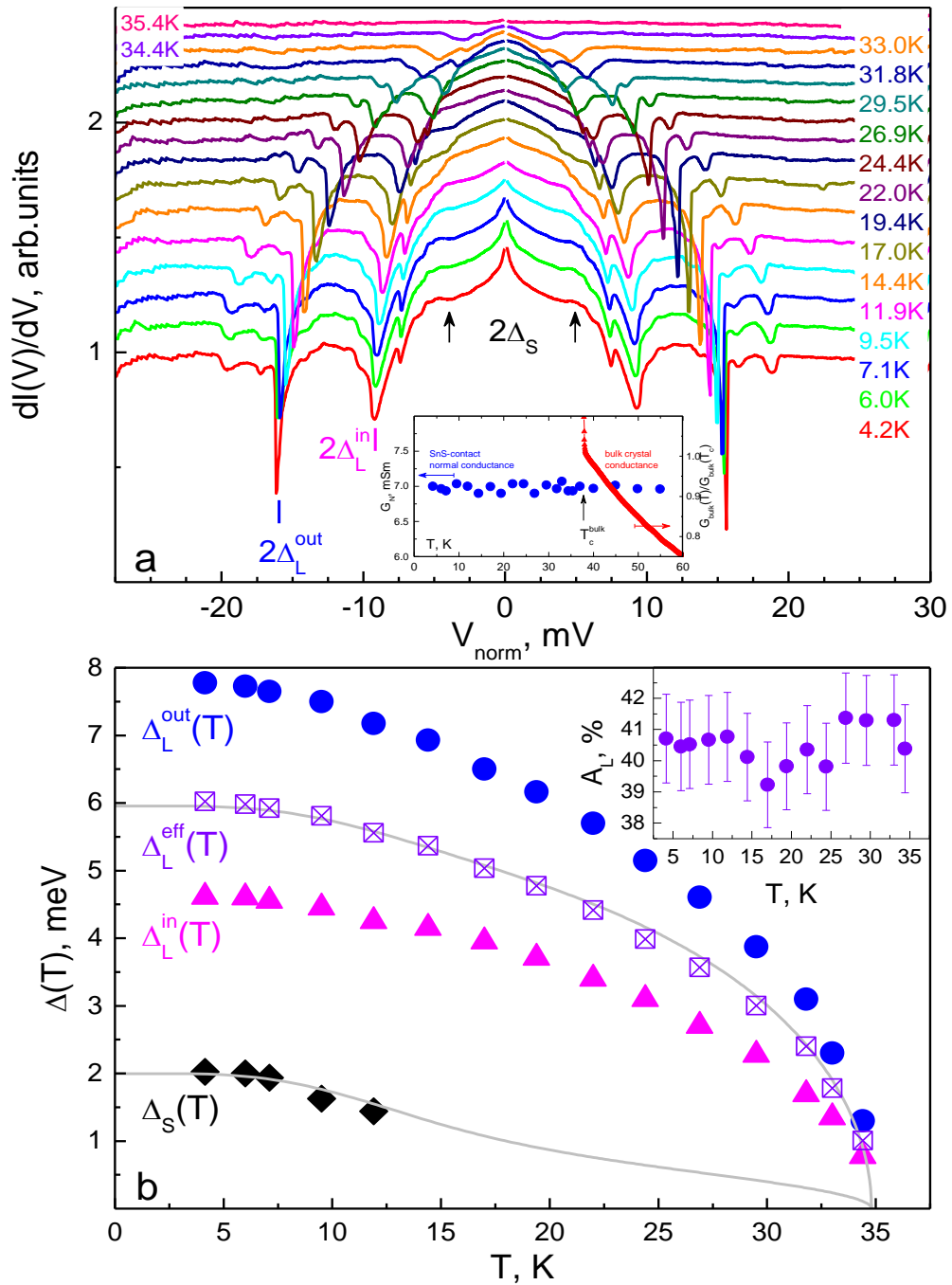


Рис. 107 — (a) $dI(V)/dV$ -спектры стопочного SnS-контакта ($m = 8$) при различных температурах, нормированные на G_N и сдвинутые вдоль вертикали для удобства ($R_N \approx const$). На спектре при $T = 4.2$ К штрихами и стрелками отмечены $n = 1$ гармоники от СП-параметров порядка $\Delta_L^{out}(0) \approx 7.8$ мэВ, $\Delta_L^{in}(0) \approx 4.6$ мэВ, $\Delta_S(0) \approx 2$ мэВ. На вставке кружками показана зависимость $G_{ZBC}(T)$, треугольниками — $G_{bulk}(T)$ по данным Рис. 41. (b) Температурные зависимости СП-параметров порядка $\Delta_L^{out}(T)$ (кружки), $\Delta_L^{in}(T)$ (треугольники), $\Delta_S(T)$ (ромбы) по данным (a), а также $\Delta_L^{eff}(T)$ (квадраты). На вставке — температурная зависимость анизотропии большой СП-щели $A_L(T)$.

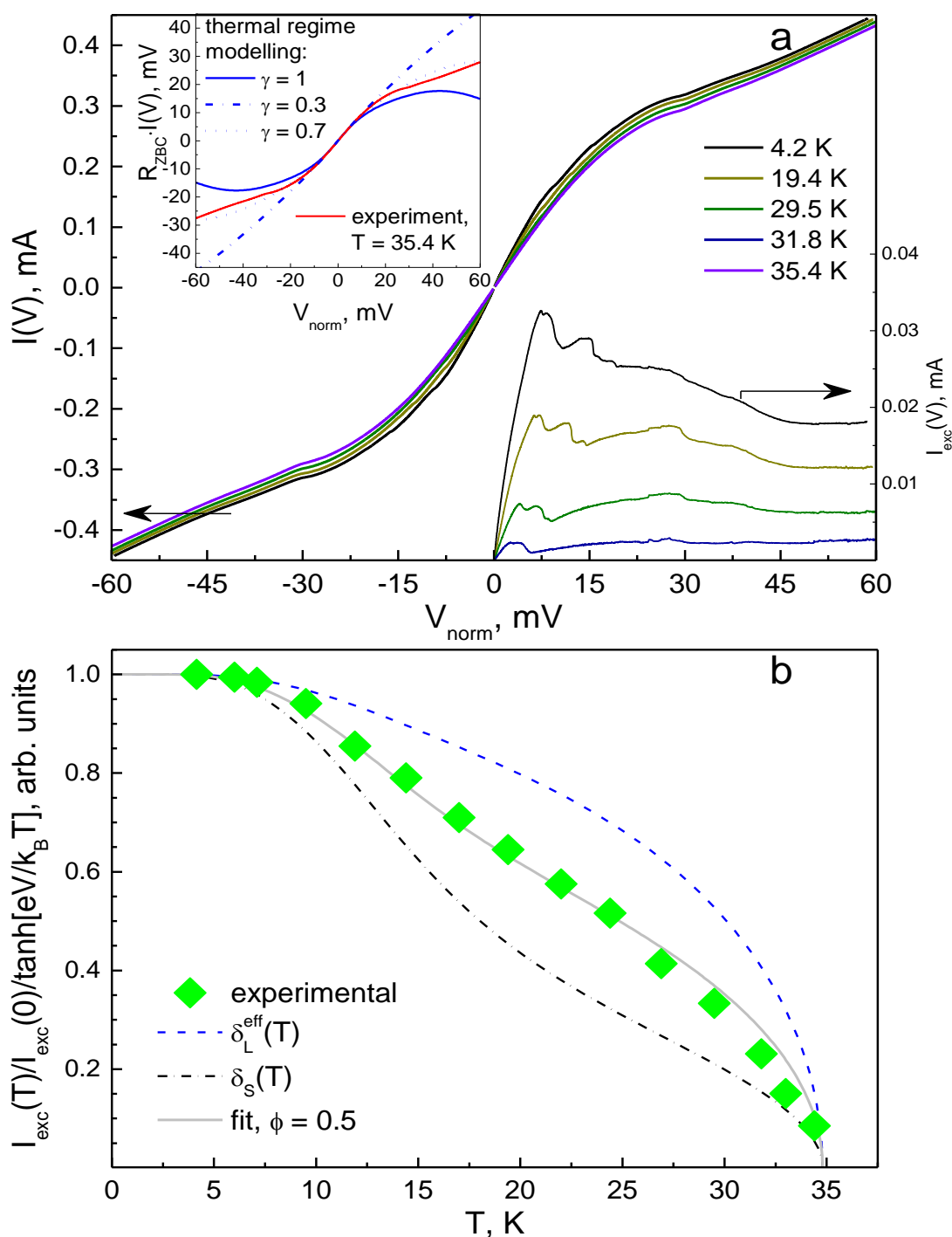


Рис. 108 — (a) ВАХ стопочного SnS-контакта (см. Рис. 107) и андреевский избыточный ток $I_{\text{exc}}(V)$ (нижняя вставка) при различных температурах. На верхней вставке приведены нормированные ВАХ: экспериментальная при $T = 35.4$ К (линия красного цвета) и модельные для NcN-контакта с долей максвелловского транспорта $\gamma = 1, 0.7$ и 0.3 (линии синего цвета). (b) Температурная зависимость нормированного андреевского избыточного тока $I_{\text{exc}}(T)/I_{\text{exc}}(0)/\tanh[eV/2k_B T]$ при $eV = 55$ мэВ (ромбы) и ее аппроксимация формулой (19) (сплошная линия). Парциальные вклады зон на основе аппроксимационных кривых $\Delta_L^{\text{eff}}(T)$ и $\Delta_S(T)$ по данным Рис. 107b показаны штриховой и штрихпунктирной линией.

ГЛАВА 6. ЭВОЛЮЦИЯ СТРУКТУРЫ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ПАРАМЕТРА ПОРЯДКА ПНИКТИДОВ И ХАЛЬКОГЕНИДОВ ЖЕЛЕЗА СЕМЕЙСТВ 122 И 1144 С КРИТИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРОЙ И ДОПИРОВАНИЕМ

6.1. Сравнение сверхпроводящей щелевой структуры халькогенидов железа с различными типами изовалентного замещения

В исследованных ферроселенидах KNFS, KFSS и NKRFS выше тремя способами — на основе прямых измерений амплитуды $|\Delta(0)|$ и температурной зависимости $|\Delta(T)|$ СП-щели по данным положений андреевских субгармоник на $dI(V)/dV$ -спектрах SnS-контактов, по данным измерений нормированной температурной зависимости андреевского избыточного тока $I_{exc}(T)/I_{exc}(0)$, а также путем аппроксимации температурной зависимости сверхтока СП-закороток $I_c(T)/I_c(0)$ — была установлена реализация однощелевой сверхпроводимости, т.е. наличие СП-щели одной амплитуды без учета сдвига фаз параметров СП-порядка (знака) и отсутствие возможного влияния малой СП-щели с амплитудой $\Delta_s(0) > \Delta(0)/5$ при $T > 4.2$ К (см. Главу 3).

Для сравнения вида температурной зависимости СП-щели на Рис. 109 приведена репрезентативная выборка $|\Delta(T)|$ по данным ЭНМАО-спектроскопии KNFS (кружки), KFSS (квадраты) и NKRFS (треугольники) в нормированных координатах $2|\Delta(T)|/k_B T_c^{local}$ от T/T_c^{local} . Несмотря на различие локальной критической температуры рассмотренных SnS-контактов $T_c^{local} \approx 27.4$ К (для KNFS), 23.7 К (KFSS) и 33 К (NKRFS), видно, что нормированные зависимости хорошо согласуются друг с другом и по форме близки к однозонной БКШ-образной функции (штрихпунктирная линия).

В халькогенидах KNFS, KFSS и NKRFS наблюдается прямая пропорциональность (т.н. «скейлинг») между амплитудой СП-щели $|\Delta(0)|$ и T_c^{local} , как показано на Рис. 110а. Данные $|\Delta(T_c^{local})|$ при $T \ll T_c$, полученные с помощью ЭНМАО-спектроскопии для всех исследованных феррохалькогенидов, образуют сектор, обозначенный серым цветом и проходящий выше прямой, соответствующей БКШ-пределу слабой связи с характеристическим отношением $2|\Delta(0)|/k_B T_c = 3.53$ (штриховая линия). Следуя классической терминологии [411], можно утверждать о реализации сильной связи электронов в куперовской паре в феррохалькогенидах трех исследованных составов.

Наблюдаемая зависимость $\Delta(0) \propto T_c^{local}$ означает, что характеристическое отношение СП-щели практически не зависит от T_c^{local} в соответствующем диапазоне. Как показано на Рис. 110b, для ферроселенидов KNFS, KFSS и NKRFS в диапазоне критических температур $T_c^{local} \approx 23\text{--}33$ К

величина характеристического отношения составляет $2\Delta(0)/k_B T_c^{\text{local}} \approx 4.1\text{--}4.6$, отсутствует тенденция к увеличению или уменьшению этого отношения при вариации T_c^{local} .

Полученные величины характеристического отношения близки к $2\Delta(0)/k_B T_c \approx 4.7$, оцененному в работе [275] для состава $K_{0.74}Fe_{1.66}Se_2$ с помощью измерений температурной зависимости глубины проникновения $\lambda_L^{-2}(T)$, однако оказываются много меньше характеристических отношений СП-щели в селенидах калия и рубидия, полученных в литературе с помощью ФЭСУР [128,147,148,150,151] и СТС [131,139]. Последнее различие может быть связано с тем, что в вышеуказанных работах энергия края СП-щели была оценена на основе видимых положений щелевых особенностей (без учета рассеяния), которое примерно соответствует $V^* \approx \Delta + \Gamma$. Наши эксперименты надежно подтверждают отсутствие второго типа куперовских пар с меньшей энергией связи (малой СП-щели с амплитудой более $|\Delta(0)/5|$), обнаруженной в работах [126,131,148,150,151] для соединений $A_xFe_{2-y}Se_2$ других составов. Поскольку топология поверхности Ферми для исследованных нами ферроселенидных составов KNFS, KFSS и NKRFS не была определена с помощью ФЭСУР и доподлинно неизвестно число зон, пересекающих E_F , можно сделать вывод либо об отсутствии электронного кармана вокруг Γ -точки или мизерного количества состояний, соответствующих этому карману (т.е. наличии единственной зоны в KNFS, KFSS и NKRFS, в которой ниже T_c образуется СП-конденсат), либо об изотропизации амплитуды СП-щели $|\Delta|$ во всех имеющихся зонах на поверхности Ферми.

Постоянство характеристического отношения в достаточно широком диапазоне критических температур $T_c \approx 23\text{--}33$ К означает универсальный механизм куперовского спаривания в ферроселенидах KNFS, KFSS и NKRFS, не зависящий от исследованного типа изовалентного замещения, имеющего место как в СП-слое FeSe (в кристаллах семейства KFSS), так и в слоях-разделителях (в кристаллах семейств KNFS и NKRFS). Сравнивая с привычным классическим поведением, когда характеристическое отношение r сверхпроводников растет с увеличением T_c [412], можно видеть, что в ферроселенидах наблюдается иной (неклассический) результат $r(T_c) \approx \text{const}$. Отсутствие роста характеристического отношения r в наиболее высокотемпературных ферроселенидах указывает на то, что исследованные типы изовалентного замещения влияют на свойства СП-фазы и T_c , выступая только в качестве допирования, т.е. сдвигая уровень Ферми.

Следует отметить, что использованные методы туннельной спектроскопии ScS-контактов и ЭНМАО-спектроскопии SnS-контактов не являются фазочувствительными, таким образом, полученная величина энергии связи куперовской пары соответствует $|2\Delta|$ без учета возможной смены знака СП-параметра порядка. Таким образом, наблюдение в KNFS, KFSS и NKRFS ниже T_c единственного СП-параметра порядка $|\Delta|$ без точек нулей согласуется как с предсказаниями s^{++} -модели [192], так и с реализацией изотропной СП-щели на каждом электронном кармане в X и Y-

точках со сменой знака между ними, предсказываемой в рамках спин-флуктуационного подхода (предложенного для ферроселенидов семейства 122-Se, не имеющих кармана поверхности Ферми в центре зоны Бриллюэна) [189,191,193].

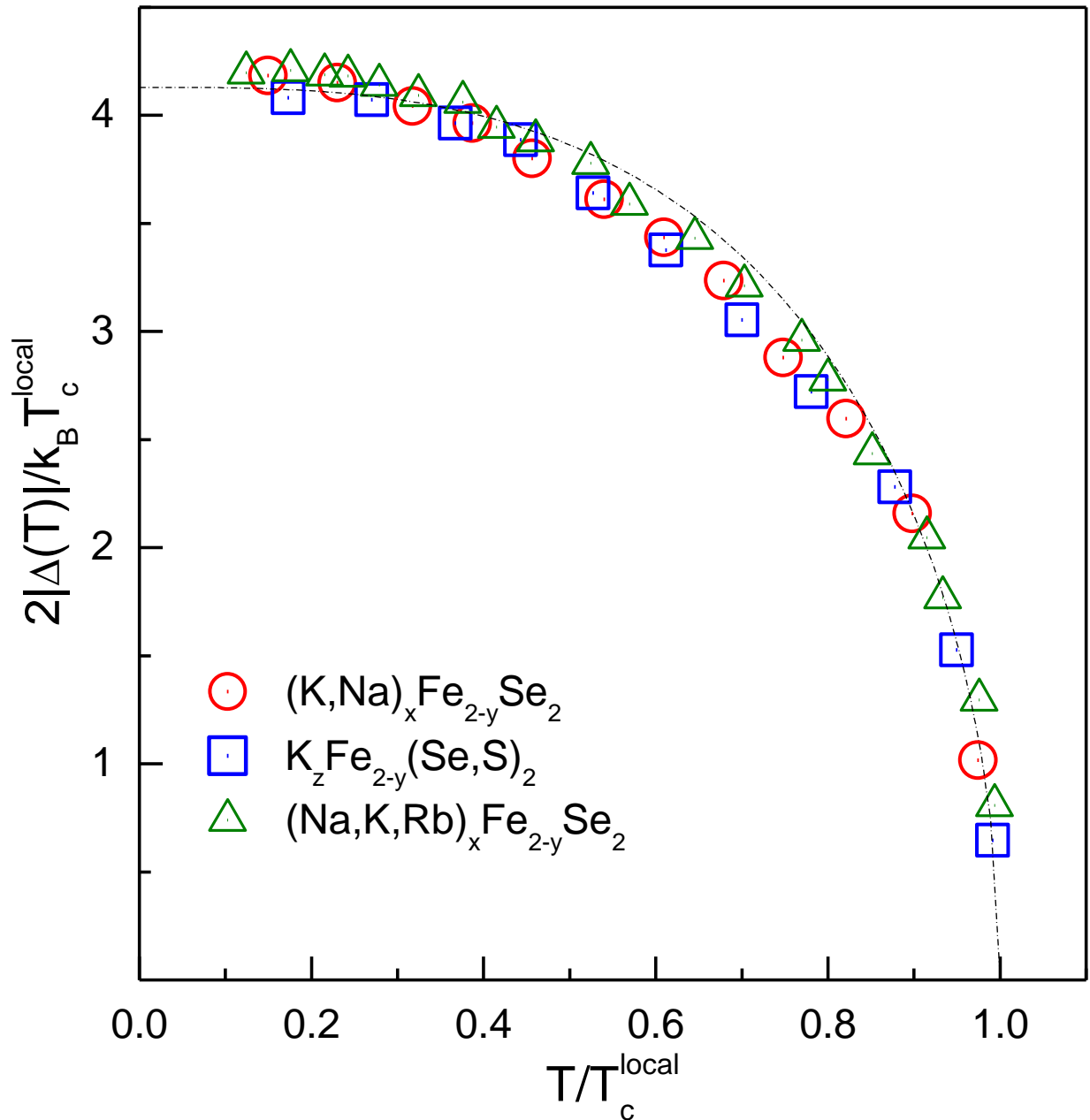


Рис. 109 — Нормированные температурные зависимости СП-щели $2|\Delta(T)|/k_B T_c^{\text{local}}$ от T/T_c^{local} для феррохалькогенидов KNFS (кружки), KFSS (квадраты) и NKRFs (треугольники). Однозонная БКШ-образная функция показана штрихпунктирной линией.

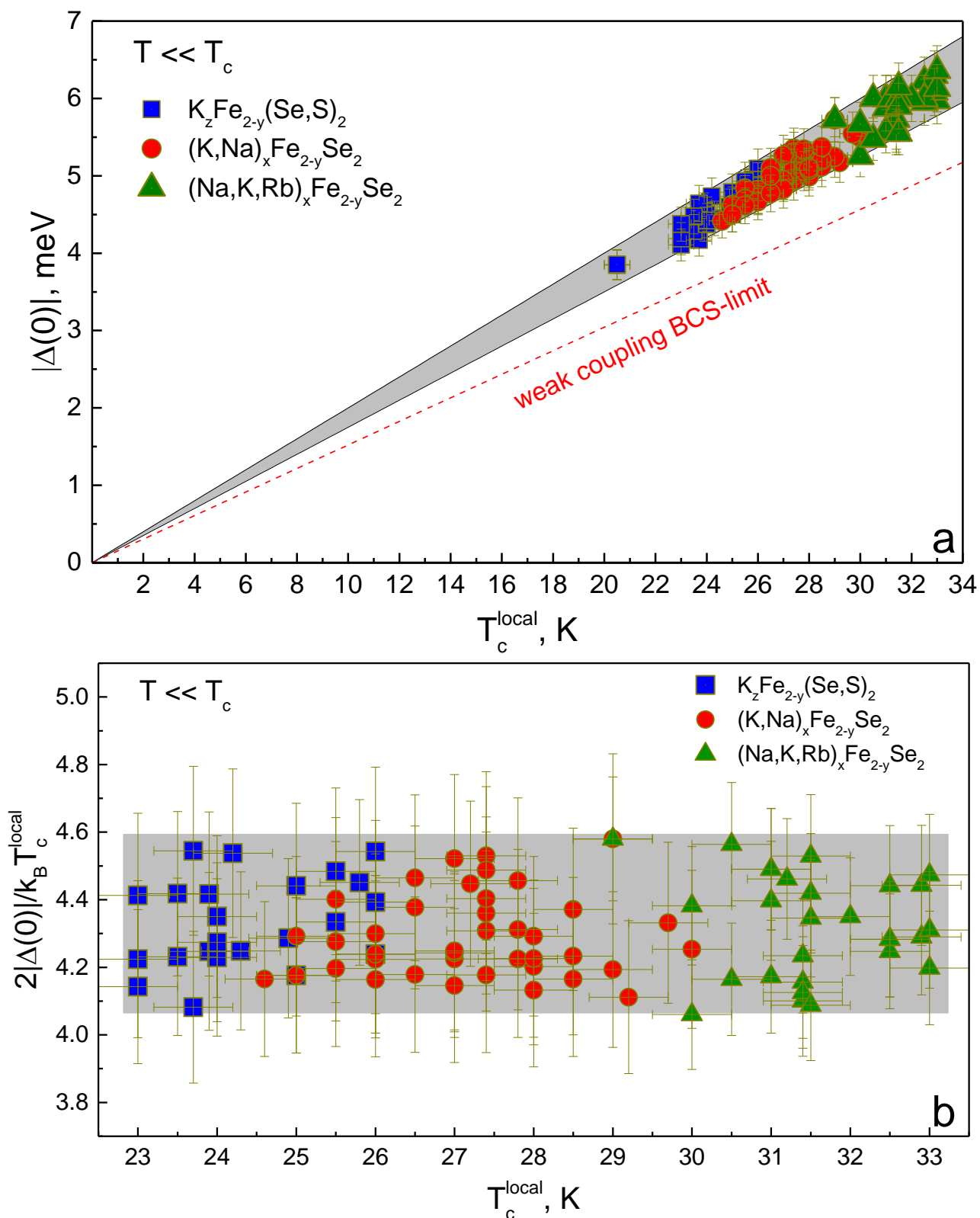


Рис. 110 — Зависимость амплитуды СП-щели $|\Delta(0)|$ (a) и характеристического отношения СП-щели $2|\Delta(0)|/k_B T_c^{\text{local}}$ (b) от T_c^{local} в KNFS (кружки), KFSS (квадраты), NKRFs (треугольники). Серыми областями отмечены диапазоны полученных значений. Штриховой линией на (a) показана зависимость, соответствующая БКШ-пределу слабой связи с $2\Delta(0)/k_B T_c = 3.53$.

6.2. Эволюция микроскопического сверхпроводящего параметра порядка и его анизотропии пниктидов и халькогенидов семейств 122 и 1144 с критической температурой

Проведем сравнение структуры андреевских особенностей на $dI(V)/dV$ -спектрах SnS-контактов, созданных с помощью техники ПМПКМ в пниктидах семейств 122 и 1144 с различным типом допирования FeAs-блоков (электронным замещением в $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ и дырочным «самодопированием» в $CaKFe_4As_4$ и $EuCsFe_4As_4$). На Рис. 111 приведена репрезентативная выборка $dI(V)/dV$ -спектров SnS-контактов, измеренных при $T \ll T_c$, ось смещений которых для удобства сравнения нормирована на $2\Delta_L^{eff}(0)$, в $BaFe_{1.86}Ni_{0.14}As_2$ (передопированный состав, $T_c^{local} \approx 11.5$ К, линия красного цвета), $BaFe_{1.92}Ni_{0.08}As_2$ (слабо недоопированный состав, $T_c^{local} \approx 19$ К, линия зеленого цвета), $CaKFe_4As_4$ ($T_c^{local} \approx 32.5$ К, оранжевого цвета) и $EuCsFe_4As_4$ ($T_c^{local} \approx 34.5$ К, синего цвета). Во всех материалах воспроизводимо наблюдается дублетный характер фундаментальной гармоники от анизотропной большой СП-щели, положения минимумов которой определяют СП-параметры порядка $2\Delta_L^{out}$ и $2\Delta_L^{in}$ (вертикальные линии голубого и розового цвета на Рис. 111).

В области меньших смещений на большинстве $dI(V)/dV$ -спектров SnS-контактов, полученных в пниктидах семейства BFNA, разрешен дублетный характер фундаментальной андреевской особенности от малой СП-щели. Положения минимумов данного дублета также воспроизводятся и для представленных на Рис. 111 $dI(V)/dV$ -спектров (линии красного и зеленого цвета) расположены при смещениях $|V/2\Delta_L^{eff}(0)| \approx 0.25$ и 0.37 . На спектрах динамической проводимости SnS-контактов, созданных в пниктидах семейства 1144 (линии синего и оранжевого цвета), дублетный характер особенностей от малой СП-щели воспроизводимо не наблюдался. Нормированная величина наблюдаемой малой СП-щели $|eV/2\Delta_L^{eff}(0)| \approx 0.43$ близка к внешнему экстремуму Δ_S^{out} , разрешенному в пниктидах семейства BFNA. Вместе с тем, можно отметить малую амплитуду андреевских минимумов от Δ_S , не превышающую в среднем $(0.05-0.1)G_N$, типичную для $dI(V)/dV$ -спектров SnS-контактов в $CaKFe_4As_4$ и $EuCsFe_4As_4$. Помимо причин подавления андреевского сигнала для зон с малой энергией связи куперовских пар и размытия соответствующих особенностей $dI(V)/dV$ -спектра, перечисленных выше, можно также предположить реализацию сильной анизотропии малой СП-щели $A_S > 50\%$ или даже наличие точек нулей углового распределения $\Delta_S(\theta)$ (в этом случае $\Delta_S^{in} \rightarrow 0$).

Как отмечалось выше (см. пп. 4.1, 4.2, 5.1, 5.3), в общем случае возможны два сценария возникновения дублетной андреевской особенности на $dI(V)/dV$ -спектре SnS-контакта: (i) сосуществование двух независимых (в частности, изотропных) СП-щелей, открывающихся ниже T_c на разных листах поверхности Ферми, с энергиями $2\Delta_i^{out}$ и $2\Delta_i^{in}$, отличающимися на 25%–40%;

(ii) реализация анизотропии СП-свойств одного и того же конденсата, т.е. изменение энергии связи куперовских пар в одной и той же зоне в зависимости от направления импульса. Следует подчеркнуть, что в рамках упрощенного подхода Деверо и Фулде [379] невозможно напрямую установить тип симметрии СП-щели на основе формы андреевской особенности на $dI(V)/dV$ -спектре SnS-контакта, в первую очередь из-за отсутствия учета параметра размытия Γ . Тем не менее, можно привести несколько косвенных аргументов в пользу реализации второго сценария:

- угловая зависимость СП-щели воспроизводимо наблюдалась с помощью ФЭСУР в пниктидах семейства 122 с дырочным замещением [229–233] и предсказывалась теоретически в большинстве имеющихся моделей (в рамках как «чистых» s^{++} и s^{\pm} -механизмов куперовского спаривания, так и при использовании их комбинации) [171–175, 188–193, 202, 203];
- во всех исследованных материалах, где на $dI(V)/dV$ -спектрах SnS-контактов наблюдалась дублетная особенность от большой СП-щели ($\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ с $x \approx 0.08\text{--}0.14$, $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ и $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$), нормированное температурное поведение СП-параметров порядка $\delta_i^{\text{out}}(T)$ и $\delta_i^{\text{in}}(T)$ совпадает с погрешностью не более 1%–2% во всем температурном диапазоне вплоть до T_c (другими словами, величина $A_i(T) \approx \text{const}$, см. Рис. 90–92, 99, 106, 107). Помимо указанных сверхпроводников семейств 122 и 1144, дублетные андреевские особенности от большой СП-щели и их аналогичное температурное поведение воспроизводимо наблюдалось нами с помощью ЭНМАО-спектроскопии в пниктидах семейства 111 на основе щелочных металлов: $\text{Na}(\text{Fe}, \text{Co})\text{As}$ недо- и передопированных составов [413] и LiFeAs [414]. С точки зрения классического подхода Москаленко и Сула [212–214], постоянство отношения двух СП-щелей $\Delta_1(T)/\Delta_2(T) = \text{const}$ во всем температурном диапазоне возможно в единственном случае нулевого детерминанта матрицы «перенормированных» констант связи λ_{ij} (т.е. параметр $\beta = 1$, см. Рис. 33). Конечно, реализацию такого случая нельзя исключать в конкретном материале. Тем не менее, его одновременная реализация как в трех семействах железосодержащих сверхпроводниках (122, 1144 и 111), так и при вариации степени допирования (в $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ и $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$) является невозможной, принимая во внимание неизбежное изменение отношения силы внутризонного и межзонного взаимодействий (т.е. параметра β) из-за особенностей зонной структуры вышеуказанных материалов, а также при движении вдоль фазовой диаграммы допирования.

Руководствуясь вышеприведенными аргументами, заключим, что наблюдаемый дублетный характер андреевских особенностей на $dI(V)/dV$ -спектрах SnS-контактов вызван именно зависимостью энергии связи куперовских пар от направления импульса. Наблюдение на $dI(V)/dV$ -спектрах SnS-контактов особенностей от «внутренних» экстремумов Δ_L^{in} и Δ_S^{in} в пниктидах семейства BFNA указывает на отсутствие точек нулей угловых распределений анизотропных

большой и малой СП-щелей $\Delta_L(\theta)$ и $\Delta_S(\theta)$ в k -пространстве, т.е. на реализацию расширенного s -волнового типа симметрии.

Рассмотрим эволюцию СП-свойств пниктидов семейства BFNA недо- и передопированных составов. На Рис. 112а показано изменение характеристических отношений СП-щелей $2|\Delta_i(0)|/k_B T_c^{\text{local}}$ по данным ЭНМАО-спектроскопии от локальной критической температуры SnS-контакта T_c^{local} для пниктидов $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ с номинальным диапазоном $x \approx 0.08\text{--}0.14$ вдоль фазовой диаграммы электронного допирования: при увеличении степени электронного замещения в левой части Рис. 112а критическая температура увеличивается в диапазоне $T_c \approx 18\text{--}20$ К (недодопированные составы, $x \approx 0.08\text{--}0.1$), далее достигает оптимального значения $T_c \approx 20$ К ($x \approx 0.1$) и уменьшается в правой части Рис. 112а до $T_c \approx 10$ К (передопированные составы, $x \approx 0.12\text{--}0.14$). Величины r_L^{out} и r_L^{in} приведены кружками синего и розового цвета, r_S^{out} и r_S^{in} — квадратами черного и зеленого цвета. Для SnS-контактов, на $dI(V)/dV$ -спектрах которых не были разрешены дублетные особенности от малой СП-щели, данные для единственной полученной энергии $\Delta_S(0)$ также приведены квадратами. Видно, что величины характеристических отношений четырех наблюдаемых СП-параметров порядка примерно постоянны в исследованном диапазоне электронного допирования и составляют $r_L^{\text{out}} \approx 5.3\text{--}6.2$, $r_L^{\text{in}} \approx 3.5\text{--}4.4$, $r_S^{\text{out}} \approx 1.6\text{--}2.3$, $r_S^{\text{in}} \approx 1.0\text{--}1.8$. На Рис. 112b,c в аналогичном диапазоне фазовой диаграммы допирования ромбами и звездами приведены зависимости степени анизотропии большой и малой СП-щелей $A_L(T_c^{\text{local}})$ и $A_S(T_c^{\text{local}})$, соответственно. Степень анизотропии большой СП-щели (см. Рис. 112b) сохраняется в пределах $A_L \approx 25\%\text{--}37\%$, малой СП-щели (см. Рис. 112c) — $A_S \approx 19\%\text{--}39\%$. Относительно большой разброс значений A_S по сравнению с A_L вызван тем, что (i) амплитуда андреевских особенностей от Δ_S на $dI(V)/dV$ -спектрах в среднем в несколько раз меньше таковой для экстремумов большой СП-щели, что увеличивает погрешность определения величины Δ_S ; (ii) особенности от Δ_S расположены на участке повышенной проводимости («футе»), вызванной андреевским транспортом в зоне с большой СП-щелью.

В работе [248] было показано, что температурная зависимость первого критического поля $H_{c1}(T)$ монокристалла $\text{BaFe}_{1.92}\text{Ni}_{0.08}\text{As}_2$ из той же закладки может быть успешно описана двухзонной α -моделью с использованием полученных с помощью ЭНМАО-спектроскопии величин r_L^{out} и r_L^{in} при введении достаточно сильной анизотропии малой СП-щели $A_S > 50\%$. Расхождение в величине A_S с данными Рис. 112c в данном случае может быть следствием ограничений α -модели [249] (в частности, использованием БКШ-образных температурных зависимостей СП-щелей, т.е. без учета межзонного взаимодействия). Большинство имеющихся величин $r_L \approx 3.5\text{--}4.0$ (см. Рис. 20), полученных в литературе с помощью объемных методов исследования (измерения $C_{el}(T)$ и $H_{c1}(T)$ [236,237] в пниктидах BFNA и родственных соединениях BFCA [240–242]) и ИК-

спектроскопии отражения [80,81], оказываются близки к величинам γ_L^{in} по данным ЭНМАО-спектроскопии. Это может быть связано со смещением спектрального веса анизотропного СП-параметра порядка $|\Delta_L(\theta)|$ в сторону его «внутреннего» экстремума $|\Delta_L^{\text{in}}|$, наблюдаемого в данной работе (на большинстве дублетных андреевских особенностей от большой СП-щели именно минимум, соответствующий Δ_L^{in} , более интенсивен). Диапазон значений γ_L^{in} и γ_L^{out} , полученный в нашей работе (см. Рис. 112а), согласуется с величиной характеристического отношения большой СП-щели, обнаруженной в пниктидах семейства VFCA с помощью ФЭСУР [63,67], СТС [48,52,54], ТК [257] и оптической спектроскопии [82,84,251]. Величины $\gamma_S \approx 0.8\text{--}2.3$, полученные для электронно-допированных пниктидов семейств VFNA и VFCA в литературе различными методами (см. Рис. 20), согласуются с диапазоном анизотропии малой СП-щели, определенной с помощью ЭНМАО-спектроскопии (см. квадраты на Рис. 112а). По-видимому, именно анизотропия Δ_S в k -пространстве является причиной значительного разброса данных γ_S , оцененных в литературе различными методами для пниктидов семейств VFNA и VFCA.

Согласно данным Рис. 112, величины характеристических отношений экстремумов большой и малой СП-щелей, а также степени их анизотропии примерно одинаковы для пниктидов $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ слабо недо- и передопированных составов с близкими $T_c \approx 18\text{--}19$ К. Этот факт подтверждает то, что наблюдаемые на $dI(V)/dV$ -спектрах особенности связаны именно с микроскопическим СП-параметром порядка и не имеют псевдощелевую природу. В последнем случае, по аналогии с эволюцией особенностей $dI(V)/dV$ -спектров туннельных контактов в ВТСП-купратах (в качестве обзора см. [415,416]), положение псевдощелевой особенности на спектре динамической проводимости туннельного контакта на базе образца недодопированного состава $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ было бы заметно больше, чем для передопированного состава с той же T_c .

В исследованном диапазоне фазовой диаграммы электронного допирования пниктидов семейства $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$, согласно данным Рис. 112, не происходит заметного усиления анизотропии A_L или A_S в передопированной области фазовой диаграммы, заявленного авторами работ [230,295,312,313], проведенных различными методами на пниктидах семейства Ва-122, и предсказываемого в рамках спин-флуктуационных моделей [172,189] и подхода Каракозова и др. [211]. С другой стороны, наблюдение умеренной анизотропии СП-щели в k -пространстве $A \sim 30\%$, согласно предсказаниям [192], указывает на наличие спин-флуктуационного канала куперовского спаривания.

Перейдем к сравнению температурных зависимостей СП-щелей в пниктидах семейства 1144: немагнитном материале $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ и соединении $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ с магнитным упорядочением при $T_m \approx 15$ К ниже T_c . Нормированные зависимости $2|\Delta_i(t)|/k_B T_c^{\text{local}}$ от $t \equiv T/T_c^{\text{local}}$, полученные

напрямую с помощью ЭНМАО-спектроскопии в $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ (квадраты) и $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ (треугольники), приведены на Рис. 113. За исключением того, что абсолютные величины $2|\Delta_L^{\text{out}}(t)|/k_B T_c^{\text{local}}$, $2|\Delta_L^{\text{in}}(t)|/k_B T_c^{\text{local}}$ и $2|\Delta_S(t)|/k_B T_c^{\text{local}}$ для $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ на Рис. 113 превышают таковые для $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ во всем диапазоне температур, форма температурных зависимостей трех СП-параметра порядка схожа в пниктидах двух составов: нормированные зависимости экстремумов большой СП-щели $2|\Delta_L^{\text{out}}(t)|/k_B T_c^{\text{local}}$ и $2|\Delta_L^{\text{in}}(t)|/k_B T_c^{\text{local}}$ имеют «выпуклую» кривизну во всем диапазоне температур вплоть до T_c и схожи с БКШ-образной функцией, а поведение малой СП-щели $2|\Delta_S(t)|/k_B T_c^{\text{local}}$ демонстрирует заметный «прогиб» при температурах $T \approx (0.3-0.4)T_c^{\text{local}}$ и стремится к T_c^{local} , образуя «хвост», типичный для случая слабого межзонного взаимодействия в k -пространстве (см. Рис. 33а). Степень анизотропии большой СП-щели $A_L \approx 37\%-41\%$ также близка для представленных данных, как показано на вставке к Рис. 113. Можно видеть, что обнаруженные СП-параметры порядка в $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ монотонно убывают с увеличением температуры, при этом вблизи температуры $T_m \approx 15$ К на зависимостях $2|\Delta_i(T)|/k_B T_c^{\text{local}}$ отсутствуют какие-либо дополнительные особенности. Магнитное упорядочение в подрешетке Eu^{2+} при $T_m \approx 15$ К не вызывает значительных изменений в СП-щелевой структуре $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$: количестве и амплитудах СП-параметров порядка или степени анизотропии A_L . Поскольку, как было показано в [111] на примере родственного пниктида $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$, зоны, образованные $4f$ -орбиталями Eu , расположены примерно на 1.5 эВ ниже уровня Ферми, можно сделать вывод, что магнетизм подрешетки европия не влияет на свойства СП-подсистемы и механизм куперовского спаривания в блоках FeAs .

Зависимости амплитуд СП-параметров порядка и их характеристических отношений $2|\Delta_i(0)|/k_B T_c^{\text{local}}$ от T_c^{local} для многозонных пниктидов $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$, $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ и $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ по данным ЭНМАО-спектроскопии при $T \ll T_c$ показаны на Рис. 114 и Рис. 115, соответственно. Поскольку в семействе $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ не наблюдается существенных различий СП-щелевой структуры недо- и передопированных составов, на Рис. 114 и Рис. 115 приведены данные во всем исследованном диапазоне электронного замещения ($\text{Fe}:\text{Ni}$). Экспериментальные величины СП-щелей $\Delta_i(T_c)$ образуют три сектора, проходящих через начало координат. Таким образом, аналогично ферроселенидам KNFS, KFSS и NKRFs (см. Рис. 110), в исследованных пниктидах семейств 122 и 1144 наблюдается скейлинг всех СП-щелей с критической температурой.

Видно, что СП-щелевая структура исследованных пниктидов семейств Ва-122 и 1144 схожа и описывается единой эволюцией с T_c , несмотря на различие в типе допирования FeAs -блоков (электронного допирования в $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ и дырочного «самодопирования» в $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ и $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$). Характеристические отношения экстремумов большой СП-щели $r_L^{\text{out}} \approx 5.3-6.2$ и $r_L^{\text{in}} \approx 3.3-4.3$ в пниктидах $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ и $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ близки, а диапазон отношений $r_S \approx 1.1-1.9$ в $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ пересекается с диапазоном для экстремумов анизотропной малой СП-щели r_S^{in} и r_S^{out}

для $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ (см. Рис. 115а). Степень анизотропии большой СП-щели также принимает близкие значения порядка $A_L \approx 25\%–43\%$ для рассматриваемых материалов (см. Рис. 115б).

На основе имеющихся данных ФЭСУР для пниктидов семейства BFNA и BFCA [63,67] можно предположить, что анизотропная большой СП-щель в $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ открывается ниже T_c на дырочных карманах вокруг Γ -точки, а малая СП-щель — в электронных зонах в M -точке.

Во внешелевой области смещений при $|eV/2\Delta_L^{\text{eff}}(0)| \approx 1.7–2.1$ на большинстве $dI(V)/dV$ -спектров SnS-контактов в исследованных пниктидах семейств 122 и 1144 присутствует тонкая структура, по всей вероятности, вызванная электрон-бозонным взаимодействием. В этом случае энергия бозонной моды, которую при $T \ll T_c$ можно оценить как $\varepsilon_0 \approx (0.7–1.1)\Delta_L^{\text{eff}}(0)$, оказывается меньше непрямой СП-щели $\Delta_L^{\text{eff}}(0) + \Delta_S(0) \approx (1.25–1.43)\Delta_L^{\text{eff}}(0)$, что согласуется с результатами расчетов [185,186,189,207,208] для энергии спинового экситона и близко к значениям $\varepsilon_0 \approx (0.9–1) \cdot [\Delta_L(0) + \Delta_S(0)]$, полученным нами ранее с помощью ЭНМАО-спектроскопии в оксипниктидах семейства 1111 на основе Sm, Gd и Nd [187,393,417]. Отметим, что характеристические отношения наибольшей СП-щели $r \approx 7–14$, наблюдаемые с помощью спектроскопических методик (ФЭСУР [67,116,118], оптическая спектроскопия [83,86,270], СТС [51,53] и ТК-спектроскопия [254,255,257], см. Табл. 2, 3), оказываются больше r_L^{out} по данным Рис. 115а. Вместе с тем, эти значения близки к характеристическим отношениям $[2\Delta_L^{\text{in,out}}(0) + \varepsilon_0]/k_B T_c \approx 8–13$ (т.е. нормированным на $k_B T_c$ положениям особенности тонкой структуры во внешелевой области $dI(V)/dV$ -спектров SnS-контактов, вызванной, предположительно, резонансным взаимодействием электронной подсистемы с характерной бозонной модой).

На Рис. 116а приведена зависимость параметра β от T_c , оцененного с использованием «перенормированных» констант связи λ_{ij} на основе аппроксимации температурных зависимостей СП-щелей $\Delta_L^{\text{eff}}(T)$ и $\Delta_S^{\text{eff}}(T)$ в $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$, $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ и $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ (см. Табл. 5–7). Можно видеть, что отношение потенциалов эффективного внутризонного и межзонного взаимодействий (параметр β) заметно возрастает с увеличением общей T_c : от $\beta \approx 2$ для $\text{BaFe}_{1.86}\text{Ni}_{0.14}\text{As}_2$ (перодопированного состава) с низкой $T_c \approx 11.5$ К до $\beta \approx 7.4–14$ в наиболее высокотемпературных пниктидах семейства 1144 с $T_c \approx 35$ К, т.е. при ослаблении межзонного взаимодействия T_c сверхпроводников этих семейств увеличивается.

Вместе с тем, как показано на Рис. 116б, «собственное» характеристическое отношение большой СП-щели r_L^{eigen} , описывающее силу внутризонной связи в зонах с Δ_L (при формальном исключении межзонного взаимодействия $V_{12} = 0$), для пниктидов $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ с $x \approx 0.08–0.14$ и $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ близко к БКШ-пределу слабой связи 3.53, т.е. $\eta_L \approx 1$ (кружки, ромбы, треугольники на Рис. 116). Напротив, в $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ «собственное» характеристическое отношение достигает

$r_L^{\text{eigen}} \approx 3.8\text{--}4.2$ (квадраты на Рис. 116b) и стремится к среднему значению $r \approx 4.35$ для наиболее высокотемпературных ферроселенидов NKRFs с близкой общей T_c (звезда на Рис. 116b).

В рамках двухзонного подхода Москаленко и Сула [212–214] при постоянном значении параметра $\alpha > 3$ увеличение β приводит к понижению наблюдаемого в эксперименте характеристического отношения большой СП-щели r_L к общей T_c и увеличению r_S для малой СП-щели (т.е. отношение $\Delta_L(0)/\Delta_S(0)$ падает), при этом введение поправок сильной связи $\eta_L > 1$ и $\eta_S > 1$ [384] вызывает рост обоих отношений r_L и r_S . Поскольку в исследованных пниктидах семейств 122 и 1144 значения $\alpha \approx 5.0\text{--}7.5$ близки (см. Табл. 6, 7), слабые различия в абсолютных величинах характеристических отношений СП-параметров порядка r_L^{out} , r_L^{in} и r_S можно связать с совместным влиянием эволюции параметров β и $\eta_{L,S}$ от общей T_c . Принимая во внимание примерно одинаковые значения $\eta_L \approx 1$ для $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ и $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$, можно заключить, что понижение характеристических отношений r_L^{out} и r_L^{in} в $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ относительно полученных в $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ вызвано ослаблением спаривающего межзонного взаимодействия (т.е. увеличением β). Это обуславливает появление участков «вогнутой» кривизны на температурной зависимости малой СП-щели $\Delta_S(T)$ при $T \sim T_c/3$ и т.н. «хвоста», тянущегося к общей T_c , наблюдаемого с помощью ЭНМО-спектроскопии в $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ (см. Рис. 107b) и нехарактерного для пниктидов $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ (см. Рис. 90–92). Вместе с тем, усиление внутризонной связи в $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ ($\eta_L \approx 1.1\text{--}1.2$, см. квадраты на Рис. 116b) обуславливает увеличение всех трех характеристических отношений r_L^{out} , r_L^{in} и r_S по сравнению с $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ во всем температурном диапазоне $T \leq T_c$ (см. Рис. 113). В качестве причин установления сильной связи в $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ можно предположить сдвиг фононного спектра в область более высоких частот (Ca и K — более легкие атомы по сравнению с Eu и Cs, соответственно), наличие пиков функции Элиашберга в области малых энергий (что может привести к относительному увеличению края СП-щели $\Delta(T=0, \omega=\Delta)$) или особенностей ван Хофа вблизи уровня Ферми, например, из-за присутствия плоской зоны (что может привести к увеличению плотности электронных состояний $N(E_F)$ на уровне Ферми).

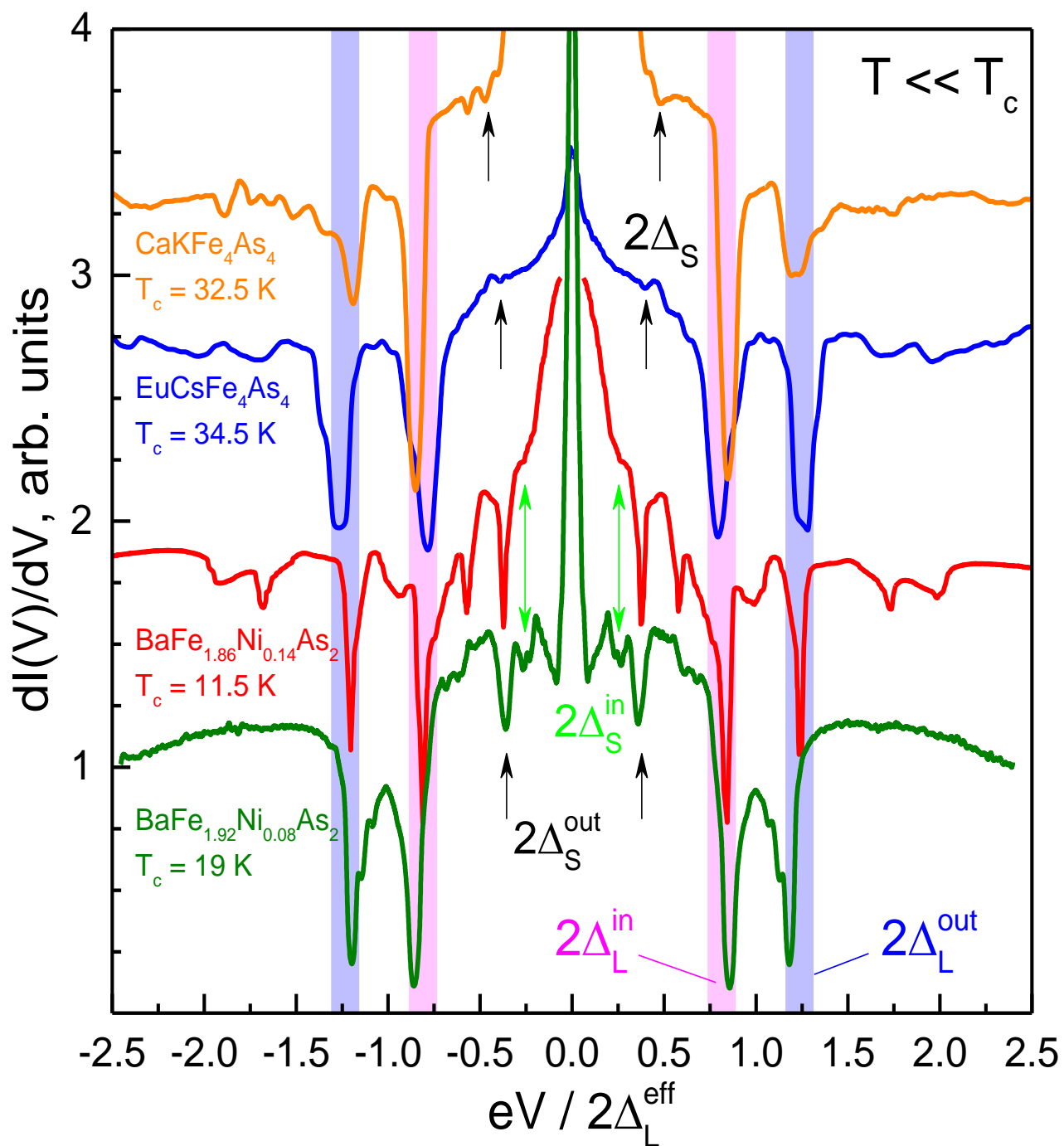


Рис. 111 — $dI(V)/dV$ -спектры SnS-контактов на базе CaKFe₄As₄, EuCsFe₄As₄, BaFe_{1.86}Ni_{0.14}As₂ и BaFe_{1.92}Ni_{0.08}As₂, измеренные при $T \ll T_c$. Для каждого $dI(V)/dV$ -спектра ось смещений нормирована на $2\Delta_L^{\text{eff}}(0)$. Вертикальными линиями голубого и розового цвета показаны положения фундаментальной андреевской гармоники от СП-параметров порядка Δ_L^{out} и Δ_L^{in} , стрелками — от малой СП-щели Δ_S (Δ_S^{out} и Δ_S^{in} в пниктидах семейства BFNA).

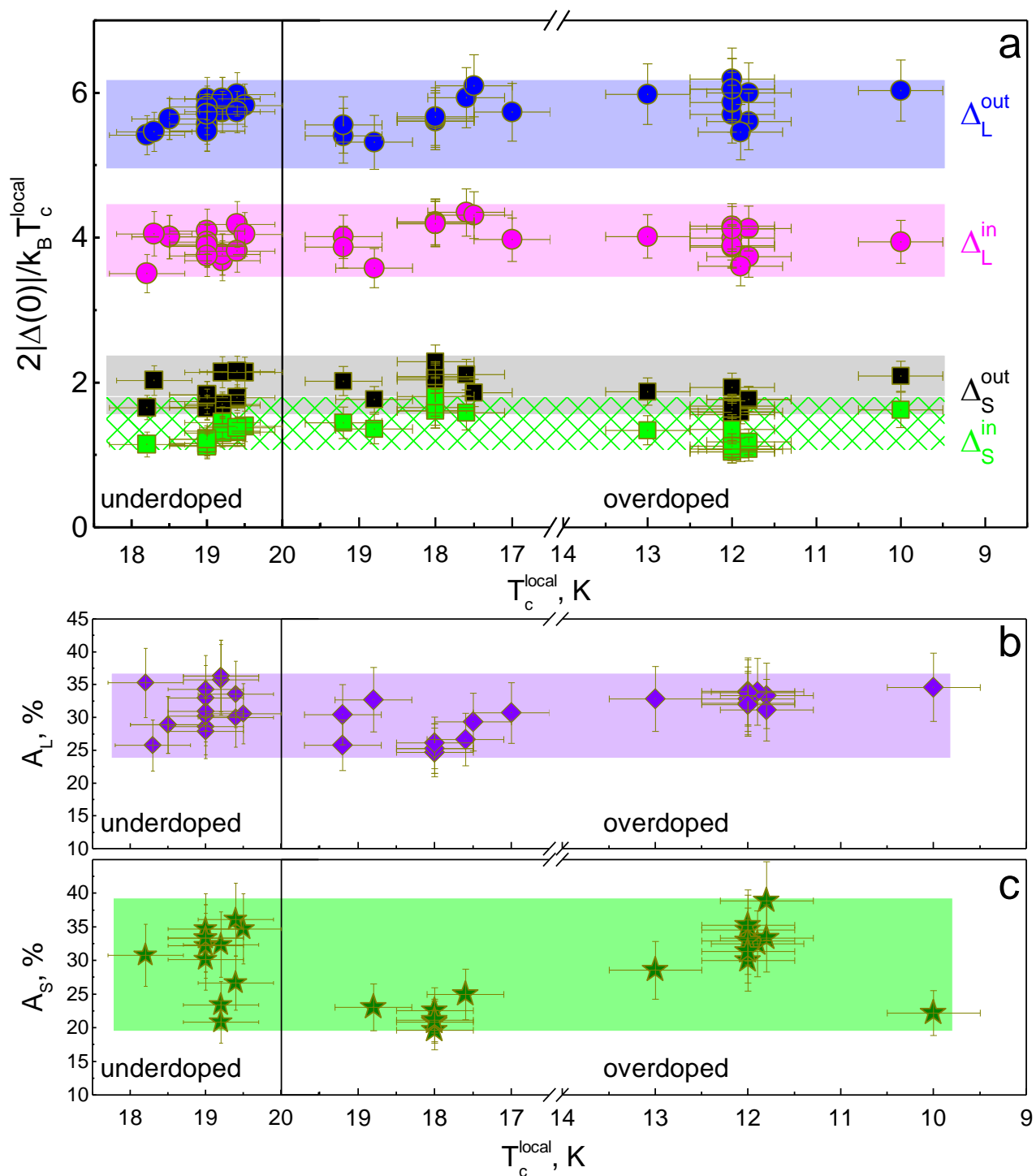


Рис. 112 — (a) Зависимость характеристических отношений СП-параметров порядка Δ_L^{out} и Δ_L^{in} (кружки синего и розового цвета), r_S^{out} и r_S^{in} (квадраты черного и зеленого цвета) от локальной критической температуры T_c^{local} SnS-контакта при увеличении степени электронного замещения в $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$. (b,c) Зависимости степени анизотропии большой и малой СП-щели A_L (b) и A_S (c) от T_c^{local} в том же диапазоне фазовой диаграммы допирования.

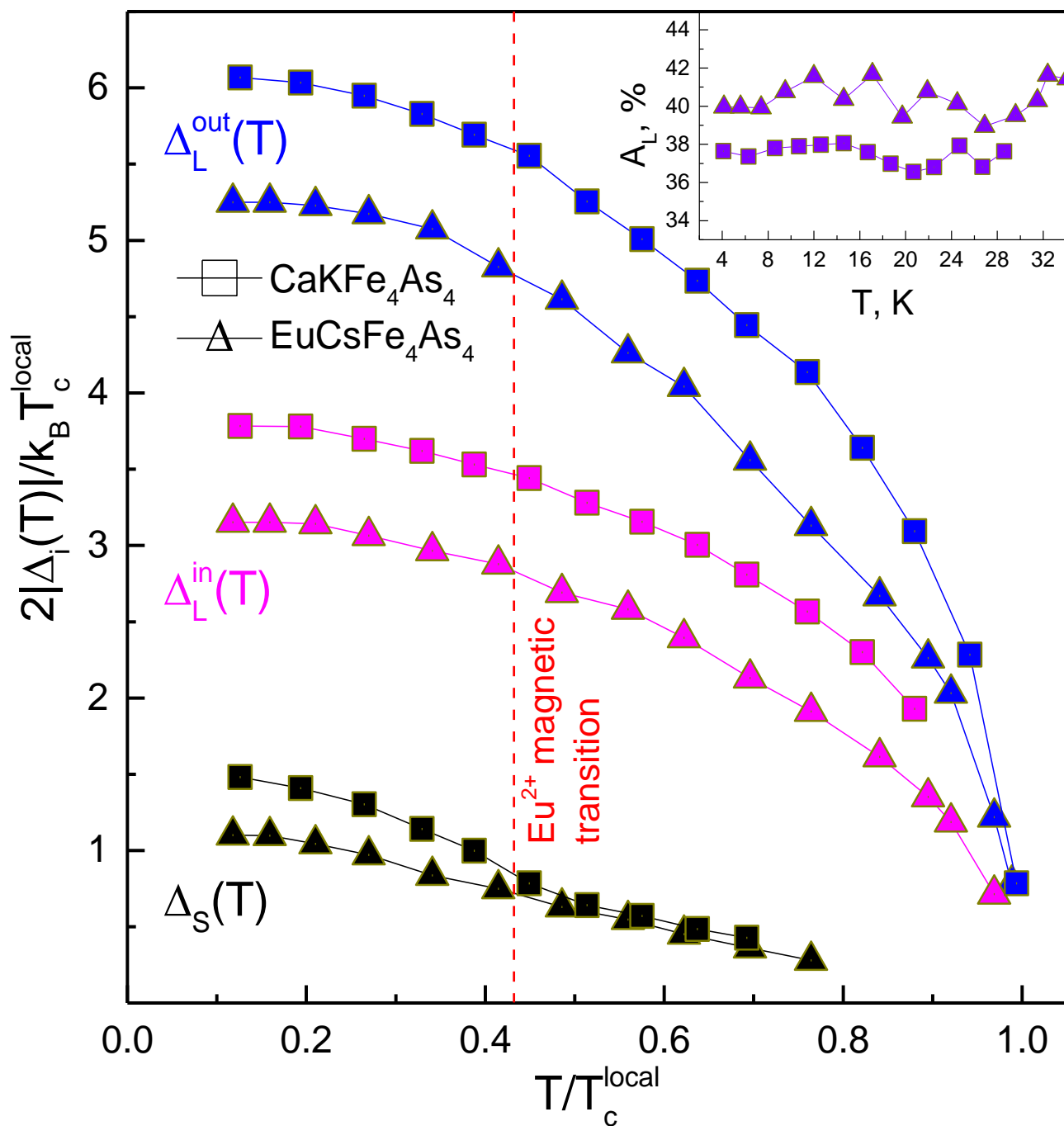


Рис. 113 — Нормированные температурные зависимости $2|\Delta_i(T)|/k_B T_c^{\text{local}}$ от T/T_c^{local} СП-параметров порядка Δ_L^{out} , Δ_L^{in} , Δ_S (символы синего, розового и черного цвета, соответственно) для $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ (квадраты) и $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ (треугольники). На вставке теми же символами показана температурная зависимость степени анизотропии большой СП-щели $A_L(T)$. Температура магнитного упорядочения в подрешетке Eu^{2+} показана вертикальной штриховой линией.

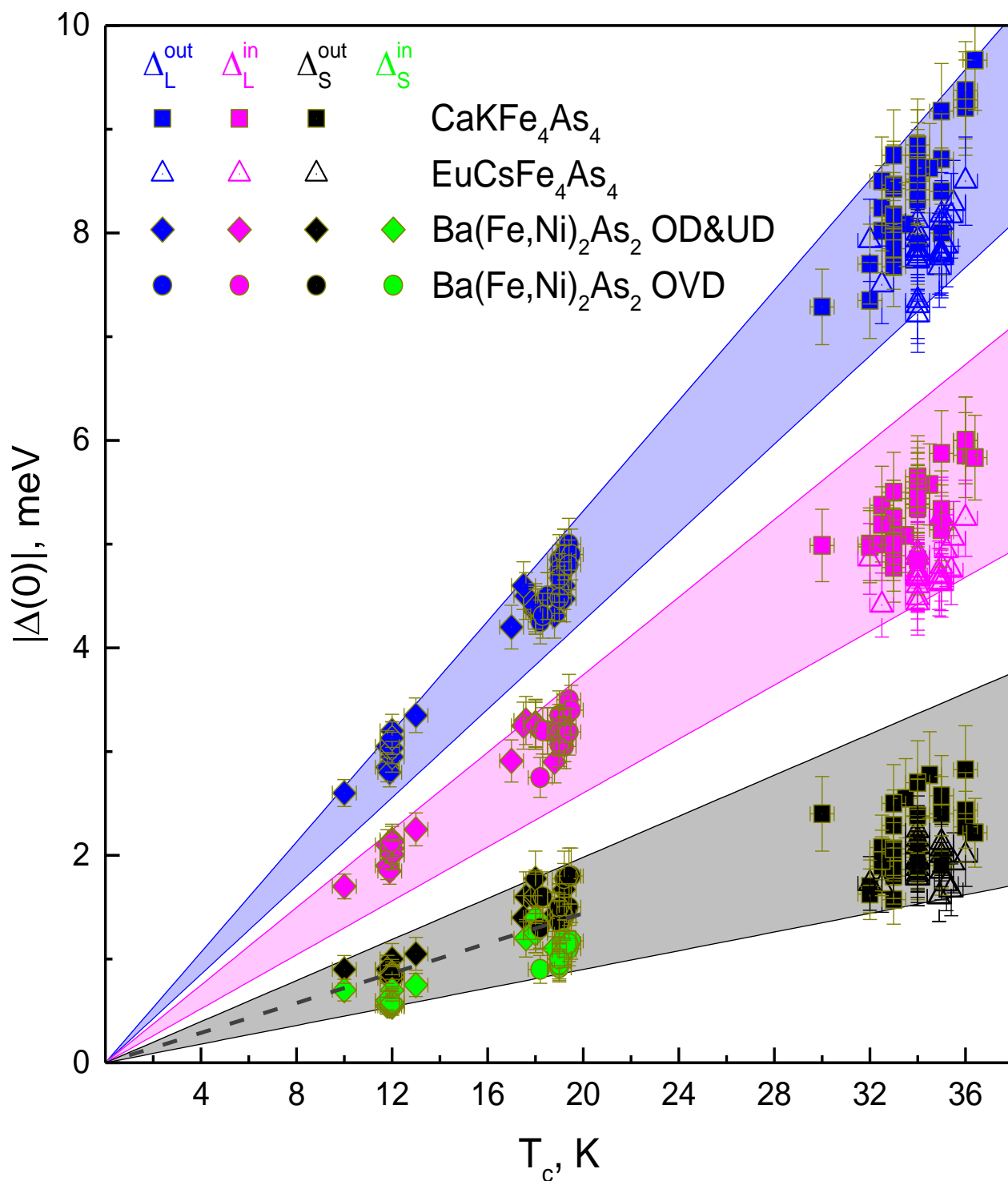


Рис. 114 — Зависимость амплитуд СП-щелей $|\Delta_L^{\text{out}}(0)|$, $|\Delta_L^{\text{in}}(0)|$, $|\Delta_S^{\text{out}}(0)|$, $|\Delta_S^{\text{in}}(0)|$ (символы синего, розового, черного и зеленого цвета, соответственно) от критической температуры T_c для $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ (квадраты), $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ (треугольники), $\text{Ba(Fe,Ni)}_2\text{As}_2$ недо- и оптимально допированных составов (кружки), $\text{Ba(Fe,Ni)}_2\text{As}_2$ передопированных составов (ромбы) при $T \ll T_c$. Штриховой линией обозначены границы диапазонов значений $|\Delta_S^{\text{out}}(0)|$ и $|\Delta_S^{\text{in}}(0)|$ в пниктидах $\text{Ba(Fe,Ni)}_2\text{As}_2$.

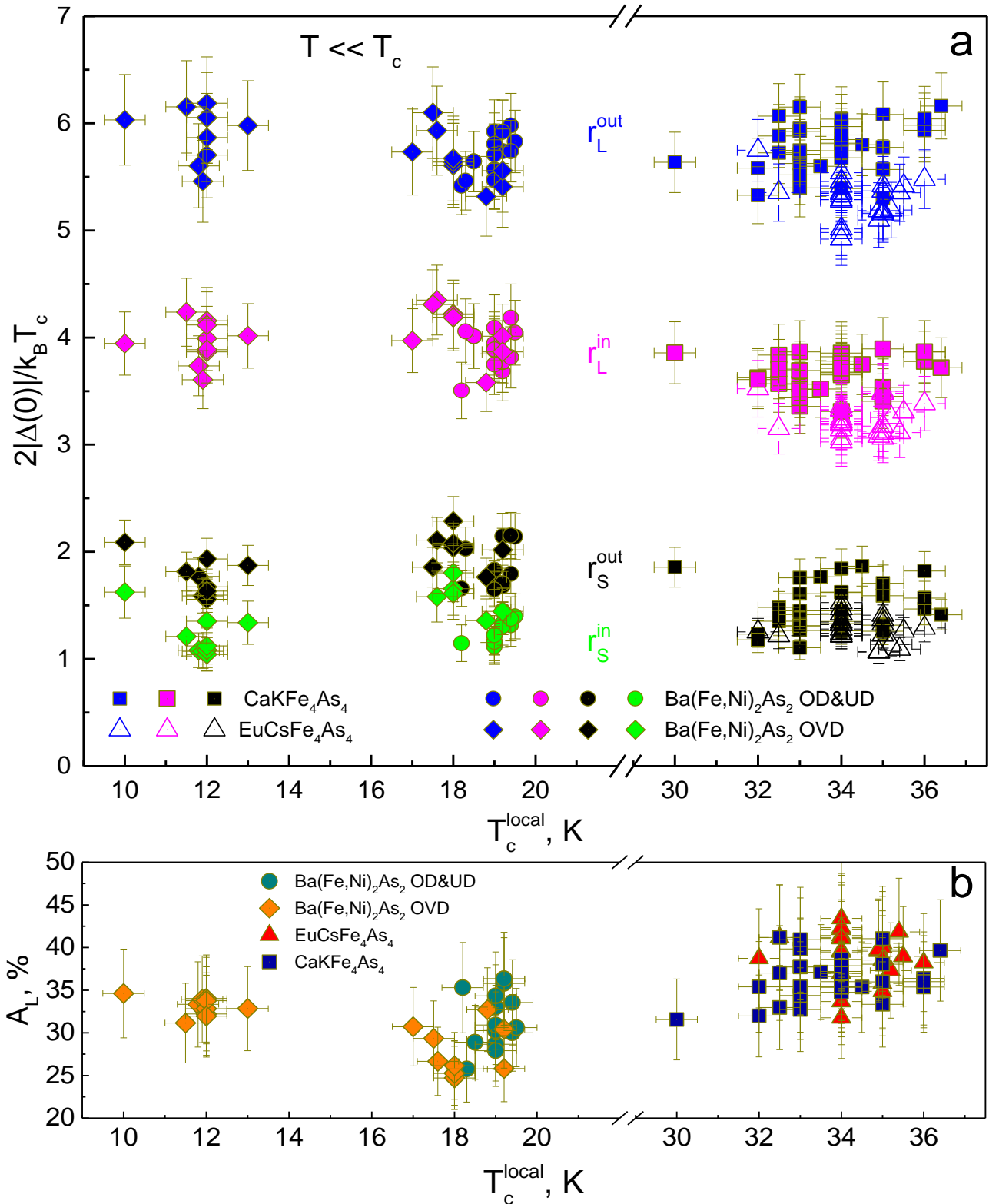


Рис. 115 — (a) Зависимость характеристических отношений СП-параметров порядка r_L^{out} , r_L^{in} , r_S^{out} , r_S^{in} (символы синего, розового, черного и зеленого цвета, соответственно) от T_c^{local} для $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ (квадраты), $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ (треугольники), $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ недо- и оптимально допированных составов (кружки), $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ передопированных составов (ромбы). (b) Зависимость степени анизотропии большой СП-щели A_L (b) от T_c^{local} по данным (a).

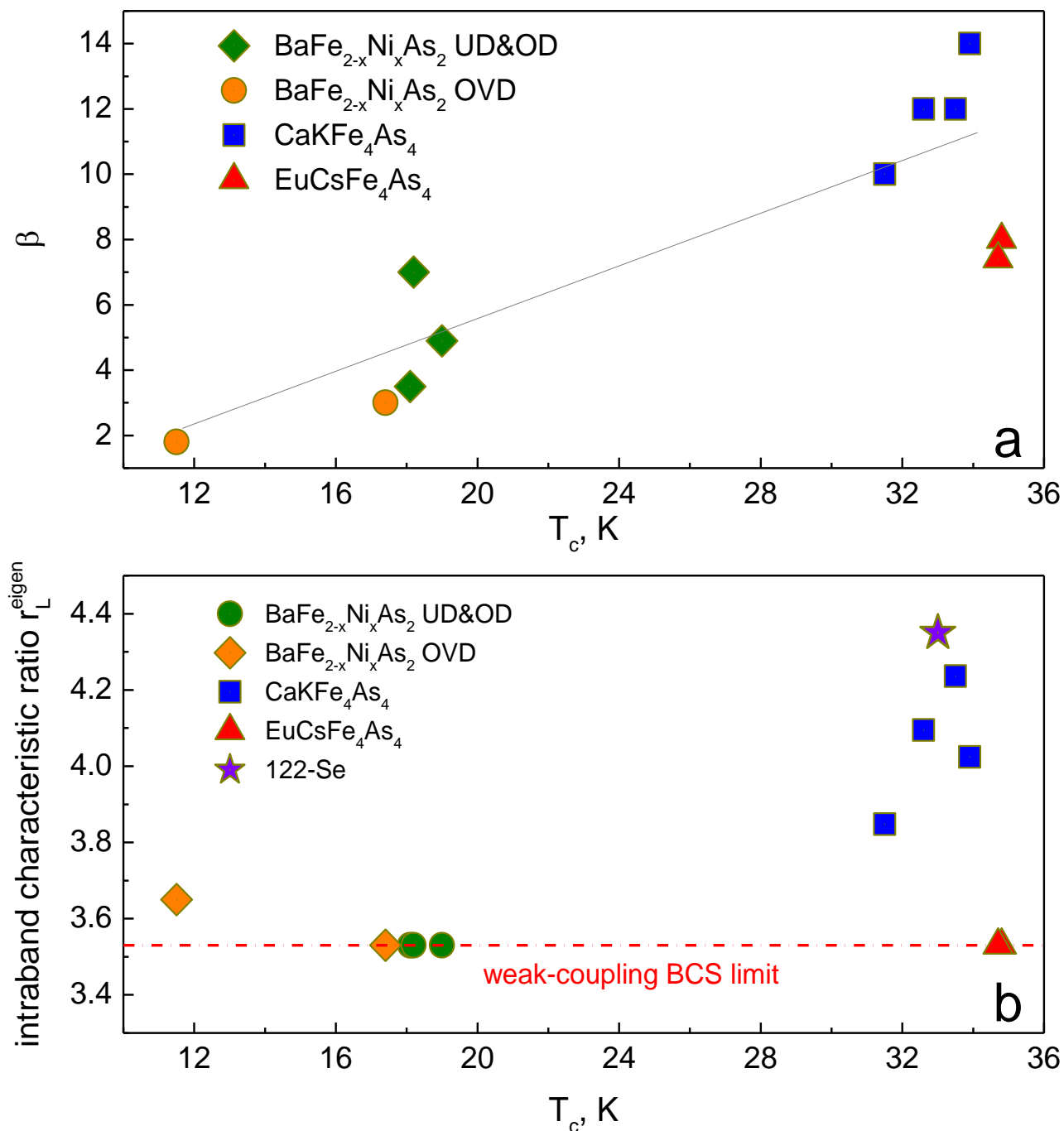


Рис. 116 — (а) Зависимость отношения силы эффективного внутризонного и межзонного взаимодействий β по данным Табл. 5–7 от критической температуры T_c для BaFe_{2-x}Ni_xAs₂ недо- и оптимально допированных (кружки) и передопированных составов (ромбы), CaKFe₄As₄ (квадраты) и EuCsFe₄As₄ (треугольники). (б) Зависимость «собственного» характеристического отношения большой СП-щели r_L^{eigen} от общей критической температуры сверхпроводника T_c . Звездой отмечено среднее характеристическое отношение $2|\Delta(0)|/k_B T_c$ для ферроселенидов NKRFs с максимальной $T_c \approx 33$ К. БКШ-предел слабой связи показан штрихпунктирной линией.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Впервые с помощью спектроскопии эффекта некогерентных многократных андреевских отражений планарных SnS-контактов на микротрещине определена и систематизирована структура СП-параметра порядка пниктидов и халькогенидов железа семейств 122 и 1144, имеющих схожую кристаллическую структуру: пниктидов $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ с электронным замещением оптимально, недо- и передопированных составов с номинальным количеством допирующего никеля $x \approx 0.08-0.14$; недопированных пниктидов $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ с магнитным упорядочением в подрешетке Eu^{2+} при $T_m \approx 15 \text{ K} < T_c$ и полностью немагнитного соединения $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$; а также феррохалькогенидов с тремя типами изовалентного замещения $(\text{K}_{0.8}\text{Na}_{0.2})_{0.9}\text{Fe}_{1.7}\text{Se}_2$, $\text{K}_{0.8}\text{Fe}_{1.7}(\text{Se}_{0.73}\text{S}_{0.27})_2$ и $(\text{Na}_{0.3}\text{K}_{0.3}\text{Rb}_{0.3})_{0.8}\text{Fe}_{1.7}\text{Se}_2$.

2. Установлено, что среди железосодержащих сверхпроводников семейства 122 селениды железа, несмотря на сложный фазовый состав, имеют наиболее простую структуру СП-параметра порядка. В каждом из исследованных ферроселенидов $(\text{K}_{0.8}\text{Na}_{0.2})_{0.9}\text{Fe}_{1.7}\text{Se}_2$, $\text{K}_{0.8}\text{Fe}_{1.7}(\text{Se}_{0.73}\text{S}_{0.27})_2$ и $(\text{Na}_{0.3}\text{K}_{0.3}\text{Rb}_{0.3})_{0.8}\text{Fe}_{1.7}\text{Se}_2$ при $4.2 \text{ K} \leq T < T_c$ обнаружен единственный микроскопический СП-параметр порядка $|\Delta|$ с s -волновым типом симметрии без точек нулей. Показано отсутствие куперовских пар с иной энергией связи с помощью измерений температурной зависимости андреевского избыточного тока и туннельного сверхтока. В предположении отсутствия электронного кармана в Γ -точке поверхности Ферми существование единственной энергии связи $|\Delta|$ согласуется как с предсказаниями s^\pm -модели, разработанной применительно к ферроселенидам (в которой два СП-конденсата с изотропными СП-параметрами порядка $+\Delta$ и $-\Delta$, т.е. сдвигом фазы на π , образуются на электронных карманах, ориентированных вдоль k_x и k_y -направлений, при этом линия нулей щелевой функции проходит между ними), так и s^{++} -модели (где изотропная СП-щель $+\Delta$ открывается на всех электронных карманах без смены знака). В случае наличия электронной зоны, пересекающей уровень Ферми в Γ -точке, ниже T_c в ней открывается СП-щель такой же амплитуды $|\Delta|$. Показано, что температурная зависимость СП-щели $|\Delta(T)|$ близка к предсказываемой в однозонной теории БКШ.

3. Характеристическое отношение СП-щели в исследованных феррохалькогенидах $2|\Delta(0)|/k_B T_c \approx 4.35 \pm 0.25$ превышает БКШ-предел слабой связи 3.53 и указывает на реализацию сильной связи в куперовской паре. Установлено, что величина $2|\Delta(0)|/k_B T_c$ близка для всех исследованных составов, т.е. практически не меняется в диапазоне критических температур $T_c \approx 23-33 \text{ K}$, что означает прямую пропорциональность $|\Delta|$ и T_c . Таким образом, для исследованных типов изовалентного замещения нет существенного влияния на механизм куперовского спаривания феррохалькогенидов $(\text{K}_{0.8}\text{Na}_{0.2})_{0.9}\text{Fe}_{1.7}\text{Se}_2$, $\text{K}_{0.8}\text{Fe}_{1.7}(\text{Se}_{0.73}\text{S}_{0.27})_2$ и $(\text{Na}_{0.3}\text{K}_{0.3}\text{Rb}_{0.3})_{0.8}\text{Fe}_{1.7}\text{Se}_2$.

4. Показано, что в пниктидах $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$, $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ и $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ ниже T_c реализуется анизотропная и как минимум двухщелевая сверхпроводимость со схожей структурой СП-параметра порядка. Во всех исследованных соединениях установлено наличие анизотропной в k -пространстве большой СП-щели с расширенным s -волновым типом симметрии без точек нулей. В $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ также обнаружена умеренная анизотропия малой СП-щели. С помощью спектроскопии эффекта некогерентных многократных андреевских отражений напрямую определены экстремумы углового распределения $\Delta_i(\theta)$ при $T \ll T_c$, а именно $|\Delta_i^{\text{out}}(0)|$ и $|\Delta_i^{\text{in}}(0)|$, соответствующие максимальной и минимальной энергии связи куперовских пар в одной эффективной зоне в зависимости от направления импульса. Характеристические отношения СП-параметров порядка составляют:

- для экстремумов большой СП-щели $2|\Delta_L^{\text{out}}(0)|/k_B T_c = 5.75 \pm 0.45$, $2|\Delta_L^{\text{in}}(0)|/k_B T_c = 3.9 \pm 0.4$; для экстремумов малой СП-щели $2|\Delta_S^{\text{out}}(0)|/k_B T_c = 1.9 \pm 0.4$, $2|\Delta_S^{\text{in}}(0)|/k_B T_c = 1.4 \pm 0.4$ в $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$;
- для экстремумов большой СП-щели $2|\Delta_L^{\text{out}}(0)|/k_B T_c = 5.7 \pm 0.4$, $2|\Delta_L^{\text{in}}(0)|/k_B T_c = 3.6 \pm 0.3$; для малой СП-щели — $2|\Delta_S(0)|/k_B T_c = 1.5 \pm 0.4$ в $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$;
- для экстремумов большой СП-щели $2|\Delta_L^{\text{out}}(0)|/k_B T_c = 5.3 \pm 0.4$, $2|\Delta_L^{\text{in}}(0)|/k_B T_c = 3.25 \pm 0.25$; характеристическое отношение малой СП-щели — $2|\Delta_S(0)|/k_B T_c = 1.3 \pm 0.2$ в $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$.

5. Установлено, что наблюдаемая степень анизотропии большой и малой СП-щели в $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ составляет $A_L = 25\%–37\%$ и $A_S = 19\%–39\%$, соответственно; для большой СП-щели в $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ — $A_L = 31\%–41\%$, в $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ — $A_L = 32\%–43\%$. Степень анизотропии СП-щелей в исследованных пниктидах семейств 122 и 1144 практически не меняется с ростом температуры вплоть до T_c .

6. В $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ в широком диапазоне степени электронного замещения $x \approx 0.08–0.10–0.14$ и критических температур $T_c \approx 18–20–10$ К, соответственно, СП-щелевая структура не претерпевает существенных изменений. Характеристические отношения $2|\Delta_L^{\text{in,out}}(0)|/k_B T_c$, $2|\Delta_S^{\text{in,out}}(0)|/k_B T_c$ остаются примерно постоянными в недо-, оптимально и передопированных составах в исследованном диапазоне фазовой диаграммы допирования. Отсутствует тенденция к увеличению степени анизотропии большой или малой СП-щели в k -пространстве в недо- или передопированных составах.

7. Показано, что характеристические отношения $2|\Delta_L^{\text{in,out}}(0)|/k_B T_c$ и $2|\Delta_S^{\text{in,out}}(0)|/k_B T_c$ (в материалах семейства 1144 — $2|\Delta_S(0)|/k_B T_c$) практически не меняются для пниктидов $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$, $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ и $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ в диапазоне критических температур $T_c \approx 10–36.5$ К, таким образом, реализуется единая эволюция СП-щелевой структуры этих сверхпроводников при изменении T_c .

8. Установлено, что температурные зависимости СП-параметров порядка в $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ и $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ типичны для случая умеренного межзонного взаимодействия между двумя СП-конденсатами в k -пространстве. Для и $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ зависимости $|\Delta_{L,S}(T)|$ указывают на слабое межзонное взаимодействие. При $T_m \approx 15 \text{ K} < T_c$ на температурных зависимостях $|\Delta_L^{\text{in,out}}(T)|$, $|\Delta_S(T)|$ в $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ отсутствуют какие-либо особенности, таким образом, магнитный переход в подрешетке Eu^{2+} при $T = T_m$ не влияет на температурные зависимости СП-щелей и, соответственно, на механизм куперовского спаривания в пниктидах $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ по сравнению с родственным немагнитным соединением $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$.

9. На основе анализа температурных зависимостей большой и малой СП-щелей в рамках двухзонной БКШ-образной модели с использованием уравнений Москаленко и Сула с поправками сильной связи к характеристическому отношению в обеих зонах установлено, что оба СП-конденсата в $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ и $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ находятся в пределе слабой связи. При этом только внутризонное взаимодействие в зонах с большой СП-щелью в $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ на 9%–20% превосходит предел слабой связи и соответствует силе связи в феррохалькогенидах $(\text{K}_{0.8}\text{Na}_{0.2})_{0.9}\text{Fe}_{1.7}\text{Se}_2$, $\text{K}_{0.8}\text{Fe}_{1.7}(\text{Se}_{0.73}\text{S}_{0.27})_2$, $(\text{Na}_{0.3}\text{K}_{0.3}\text{Rb}_{0.3})_{0.8}\text{Fe}_{1.7}\text{Se}_2$. Установлено, что отношение силы спаривающего внутризонного и межзонного взаимодействий в пниктидах $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$, $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ и $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ растет с увеличением T_c .

БЛАГОДАРНОСТИ

В заключение, хочу сказать спасибо тем людям, благодаря которым были проведены представленные в работе исследования:

моему коллеге, другу и соратнику Светославу Александровичу Кузьмичеву, посвятившему много времени и сил моему обучению и научному руководству, за привитие профессиональных навыков, интереснейшие обсуждения и совместную работу, за неустанное внимание и колоссальное терпение;

академику Владимиру Моисеевичу Пудалову за предоставление возможности работать над диссертацией и ценные замечания;

профессору Игорю Викторовичу Морозову за высококачественные образцы, не имеющие аналогов в мире, теплоту и всестороннюю поддержку;

члену-корреспонденту Максиму Михайловичу Коршунову, Юрию Анатольевичу Алещенко, профессору Юрию Георгиевичу Найдюку, Якову Викторовичу Фоминову, Павлу Николаевичу Дегтяренко, профессору Теунису Мартиену Клапвику за конструктивную критику и полезные обсуждения;

Елене Михайловне Шаныгиной за любовь, переживания, заботу и внимание;

Кириллу Первакову, Владимиру Власенко, Алексею Медведеву, Евгению Рахманову, Андрею Шилову, Алене Дегтяренко, Х. Ло, С.Ц. Чэнь, С. Лу за синтез и первичную характеристику образцов;

Сергею Гаврилкину, Алексею Цветкову, Андрею Муратову, Андрею Садакову, Павлу Безотосному, Кристине Дмитриевой, Георгию Рыбальченко, Леониду Моргуну, Илье Жувагину за характеристику образцов, совместные исследования и обсуждение результатов;

Анастасии Ломоносовой, Илье Никитченкову, Станиславу Понтису, Владиславу Михайлову за помощь в работе и дружную атмосферу в лаборатории;

Георгию Исаевичу Липкину, выдающемуся Учителю и потрясающему Человеку;

Вечная благодарность профессору Ярославу Георгиевичу Пономареву, основателю нашей лаборатории, классику-висмутологу и классику-туннельщику, создателю техники планарного контакта на микротрещине, Ученому и Учителю, борцу и первооткрывателю, продолжать дело которого — большая честь и ответственность. Вечная благодарность Сергею Николаевичу Чеснокову, выдающемуся экспериментатору, всегда смотревшему в суть вещей, человеку исключительной порядочности и глубины, достойной подражания.

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ

- АФМ — антиферромагнитный
- АБ — Аверин-Бардас
- АВЗ — Артеменко-Волков-Зайцев
- БКШ — Бардин-Купер-Шриффер
- БТК — Блондер-Тинкхам-Клапвик
- ВСП — волна спиновой плотности
- ВТСП — высокотемпературный сверхпроводник
- ГЗ — Гунсенхаймер-Заикин
- ИК — инфракрасный
- КГН — Кюммель-Гунсенхаймер-Никольский
- ПМРКМ — планарный механически регулируемый контакт на микротрещине
- ПЭМ — просвечивающая электронная микроскопия
- РСА — рентгеноструктурный анализ
- РФА — рентгенофазовый анализ
- СГС — субгармоническая щелевая структура
- СП — сверхпроводящий
- СТМ — сканирующая туннельная микроскопия
- СТС — сканирующая туннельная спектроскопия
- ТК — точечный контакт
- ФИАН — Физический институт им. П.Н. Лебедева
- ФЭСУР — фотоэмиссионная спектроскопия с угловым разрешением
- ЭНМАО — эффект некогерентных многократных андреевских отражений
- ВКФА — $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$
- ВFNA — $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$
- ВFCA — $\text{BaFe}_{2-x}\text{Co}_x\text{As}_2$
- LDA — local density approximation (приближение локальной плотности)
- KNFS — $(\text{K}_{0.8}\text{Na}_{0.2})_{0.9}\text{Fe}_{1.7}\text{Se}_2$
- KFSS — $\text{K}_{0.8}\text{Fe}_{1.7}(\text{Se}_{0.73}\text{S}_{0.27})_2$
- NIS — нормальный металл-изолятор-сверхпроводник
- NKRFS — $(\text{K}_{0.3}\text{Na}_{0.3}\text{Rb}_{0.3})_{0.8}\text{Fe}_{1.7}\text{Se}_2$
- SnS — сверхпроводник-тонкий нормальный металл-сверхпроводник

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Kamihara Y. et al. Iron-based layered superconductor: LaOFeP //Journal of the American Chemical Society. – 2006. – Т. 128. – №. 31. – С. 10012–10013.
- [2] Kamihara Y. et al. Iron-based layered superconductor La[O_{1-x}F_x]FeAs_s (x = 0.05–0.12) with T_c = 26 K //Journal of the American Chemical Society. – 2008. – Т. 130. – №. 11. – С. 3296–3297.
- [3] Nagamatsu J. et al. Superconductivity at 39 K in magnesium diboride //Nature. – 2001. – Т. 410. – №. 6824. – С. 63–64.
- [4] Bednorz J. G., Müller K. A. Possible high T_c superconductivity in the Ba–La–Cu–O system //Zeitschrift für physik B condensed matter. – 1986. – Т. 64. – №. 2. – С. 189–193.
- [5] Садовский М. В. Высокотемпературная сверхпроводимость в слоистых соединениях на основе железа //Успехи физических наук. – 2008. – Т. 178. – №. 12. – С. 1243–1271.
- [6] Ивановский А. Л. Новые высокотемпературные сверхпроводники на основе оксиарсенидов редкоземельных и переходных металлов и родственных фаз: синтез, свойства и моделирование //Успехи физических наук. – 2008. – Т. 178. – №. 12. – С. 1273–1306.
- [7] Изюмов Ю. А., Курмаев Э. З. Новый класс высокотемпературных сверхпроводников в FeAs-системах //Успехи физических наук. – 2008. – Т. 178. – №. 12. – С. 1307–1334.
- [8] Fujioka M. et al. The effect of exceptionally high fluorine doping on the anisotropy of single crystalline SmFeAsO_{1-x}F_x //Applied Physics Letters. – 2014. – Т. 105. – №. 10.
- [9] Ge J. F. et al. Superconductivity above 100 K in single-layer FeSe films on doped SrTiO₃ //Nature materials. – 2015. – Т. 14. – №. 3. – С. 285–289.
- [10] Rotter M., Tegel M., Johrendt D. Superconductivity at 38 K in the iron arsenide (Ba_{1-x}K_x) Fe₂As₂ //Physical Review Letters. – 2008. – Т. 101. – №. 10. – С. 107006.
- [11] Tarantini C. et al. Development of very high J_c in Ba (Fe_{1-x}Co_x)₂As₂ thin films grown on CaF₂ //Scientific Reports. – 2014. – Т. 4. – №. 1. – С. 7305.
- [12] Singh S. J. et al. Ultrahigh critical current densities, the vortex phase diagram, and the effect of granularity of the stoichiometric high-T_c superconductor CaKFe₄As₄ //Physical Review Materials. – 2018. – Т. 2. – №. 7. – С. 074802.
- [13] Chubukov A. V., Khodas M., Fernandes R. M. Magnetism, superconductivity, and spontaneous orbital order in iron-based superconductors: Which comes first and why? //Physical Review X. – 2016. – Т. 6. – №. 4. – С. 041045.
- [14] Fernandes R. M. et al. Iron pnictides and chalcogenides: a new paradigm for superconductivity //Nature. – 2022. – Т. 601. – №. 7891. – С. 35–44.
- [15] Fernandes R. M., Chubukov A. V. Low-energy microscopic models for iron-based superconductors: a review //Reports on Progress in Physics. – 2016. – Т. 80. – №. 1. – С. 014503.

-
- [16] Kontani H. et al. Unconventional density waves and superconductivities in Fe-based superconductors and other strongly correlated electron systems // *Advances in Physics*. – 2021. – Т. 70. – №. 3. – С. 355–443.
- [17] Hirschfeld P. J. Using gap symmetry and structure to reveal the pairing mechanism in Fe-based superconductors // *Comptes Rendus Physique*. – 2016. – Т. 17. – №. 1–2. – С. 197–231.
- [18] Кузьмичева Т. Е. и др. Экспериментальные и теоретические исследования пниктидов семейства BaFe_2As_2 с электронным замещением (Миниобзор) // *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 2025. – Т. 121. – №. 6. – С. 462–480.
- [19] Huang Q. et al. Neutron-Diffraction Measurements of Magnetic Order and a Structural Transition in the Parent BaFe_2As_2 Compound of FeAs-Based High-Temperature Superconductors // *Physical Review Letters*. – 2008. – Т. 101. – №. 25. – С. 257003.
- [20] Chen H. et al. Coexistence of the spin-density wave and superconductivity in $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ // *Europhysics Letters*. – 2009. – Т. 85. – №. 1. – С. 17006.
- [21] Lu X. et al. Avoided Quantum Criticality and Magnetoelastic Coupling in $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ // *Physical Review Letters*. – 2013. – Т. 110. – №. 25. – С. 257001.
- [22] Canfield P. C. et al. Decoupling of the superconducting and magnetic/structural phase transitions in electron-doped BaFe_2As_2 // *Physical Review B*. – 2009. – Т. 80. – №. 6. – С. 060501.
- [23] Кузьмичева Т. Е. и др. О структуре параметра порядка в высокотемпературных сверхпроводниках на основе железа // *Успехи физических наук*. – 2017. – Т. 187. – №. 4. – С. 450–462.
- [24] Vlasenko V. A. et al. Systematic Study of Vortex Pinning and a Liquid–Glass Phase Transition in $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ Single Crystals // *JETP Letters*. – 2018. – Т. 107. – С. 119–125.
- [25] Jiang S. et al. Superconductivity up to 30 K in the vicinity of the quantum critical point in $\text{BaFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$ // *Journal of Physics: Condensed Matter*. – 2009. – Т. 21. – №. 38. – С. 382203.
- [26] Thaler A. et al. Physical and magnetic properties of $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Ru}_x)_2\text{As}_2$ single crystals // *Physical Review B*. – 2010. – Т. 82. – №. 1. – С. 014534.
- [27] Wu J. J. et al. Pressure-decoupled magnetic and structural transitions of the parent compound of iron-based 122 superconductors BaFe_2As_2 // *Proceedings of the National Academy of Sciences*. – 2013. – Т. 110. – №. 43. – С. 17263–17266.
- [28] Böhmer A. E. et al. Superconductivity-induced re-entrance of the orthorhombic distortion in $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ // *Nature Communications*. – 2015. – Т. 6. – №. 1. – С. 7911.
- [29] Martinelli A., Bernardini F., Massidda S. The phase diagrams of iron-based superconductors: Theory and experiments // *Comptes Rendus Physique*. – 2016. – Т. 17. – №. 1–2. – С. 5–35.
- [30] Fernandes R. M., Chubukov A. V., Schmalian J. What drives nematic order in iron-based superconductors? // *Nature Physics*. – 2014. – Т. 10. – №. 2. – С. 97–104.

-
- [31] Fisher I. R., Degiorgi L., Shen Z. X. In-plane electronic anisotropy of underdoped '122' Fe-arsenide superconductors revealed by measurements of detwinned single crystals //Reports on Progress in Physics. – 2011. – T. 74. – №. 12. – C. 124506.
- [32] Chu J. H. et al. In-plane electronic anisotropy in underdoped $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ revealed by partial detwinning in a magnetic field //Physical Review B. – 2010. – T. 81. – №. 21. – C. 214502.
- [33] Kuo H. H. et al. Possible origin of the nonmonotonic doping dependence of the in-plane resistivity anisotropy of $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{T}_x)_2\text{As}_2$ ($\text{T} = \text{Co}, \text{Ni}$ and Cu) //Physical Review B. – 2011. – T. 84. – №. 5. – C. 054540.
- [34] Lu X. et al. Nematic spin correlations in the tetragonal state of uniaxial-strained $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ //Science. – 2014. – T. 345. – №. 6197. – C. 657–660.
- [35] Shen B. et al. Transport properties and asymmetric scattering in $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ single crystals //Physical Review B. – 2011. – T. 84. – №. 18. – C. 184512.
- [36] Fernandes R. M. et al. Preemptive nematic order, pseudogap, and orbital order in the iron pnictides //Physical Review B. – 2012. – T. 85. – №. 2. – C. 024534.
- [37] Bernhard C. et al. Muon spin rotation study of magnetism and superconductivity in $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ single crystals //Physical Review B. – 2012. – T. 86. – №. 18. – C. 184509.
- [38] Avci S. et al. Phase diagram of $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ //Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics. – 2012. – T. 85. – №. 18. – C. 184507.
- [39] Pratt D. K. et al. Coexistence of competing antiferromagnetic and superconducting phases in the underdoped $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.953}\text{Co}_{0.047})_2\text{As}_2$ compound using X-ray and neutron scattering techniques //Physical Review Letters. – 2009. – T. 103. – №. 8. – C. 087001.
- [40] Hardy F. et al. Strong correlations, strong coupling, and s-wave superconductivity in hole-doped BaFe_2As_2 single crystals //Physical Review B. – 2016. – T. 94. – №. 20. – C. 205113.
- [41] Bag B. et al. Observation of anomalous admixture of superconducting and magnetic fractions in $\text{BaFe}_{2-x}\text{Co}_x\text{As}_2$ single crystals //New Journal of Physics. – 2016. – T. 18. – №. 6. – C. 063025.
- [42] Bernhard C. et al. Muon spin rotation study of magnetism and superconductivity in $\text{BaFe}_{2-x}\text{Co}_x\text{As}_2$ and $\text{Pr}_{1-x}\text{Sr}_x\text{FeAsO}$ //New Journal of Physics. – 2009. – T. 11. – №. 5. – C. 055050.
- [43] Park J. T. et al. Electronic Phase Separation in the Slightly Underdoped Iron Pnictide Superconductor $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ //Physical Review Letters. – 2009. – T. 102. – №. 11. – C. 117006.
- [44] Luo H. et al. Coexistence and competition of the short-range incommensurate antiferromagnetic order with the superconducting state of $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ //Physical Review Letters. – 2012. – T. 108. – №. 24. – C. 247002.
- [45] Ning F. L. et al. Contrasting Spin Dynamics between Underdoped and Overdoped $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ //Physical Review Letters. – 2010. – T. 104. – №. 3. – C. 037001.

-
- [46] Nascimento V. B. et al. Surface geometric and electronic structures of BaFe₂As₂ (001) //Physical Review Letters. – 2009. – T. 103. – №. 7. – C. 076104.
- [47] Li G. et al. Coupled structural and magnetic antiphase domain walls on BaFe₂As₂ //Physical Review B. – 2012. – T. 86. – №. 6. – C. 060512.
- [48] Yin Y. et al. Scanning Tunneling Spectroscopy and Vortex Imaging in the Iron Pnictide Superconductor BaFe_{1.8}Co_{0.2}As₂ //Physical Review Letters. – 2009. – T. 102. – №. 9. – C. 097002.
- [49] Masee F. et al. Nanoscale superconducting-gap variations and lack of phase separation in optimally doped BaFe_{1.86}Co_{0.14}As₂ //Physical Review B. – 2009. – T. 79. – №. 22. – C. 220517.
- [50] Masee F. et al. Cleavage surfaces of the BaFe_{2-x}Co_xAs₂ and Fe_ySe_{1-x}Te_x superconductors: A combined STM plus LEED study //Physical Review B. – 2009. – T. 80. – №. 14. – C. 140507.
- [51] Masee F. et al. Pseudogap-less high-T_c superconductivity in BaCo_xFe_{2-x}As₂ //Europhysics Letters. – 2010. – T. 92. – №. 5. – C. 57012.
- [52] Zhang H. et al. $\sqrt{2} \times \sqrt{2}$ structure and charge inhomogeneity at the surface of superconducting BaFe_{2-x}Co_xAs₂ (x = 0–0.32) //Physical Review B. – 2010. – T. 81. – №. 10. – C. 104520.
- [53] Teague M. L. et al. Measurement of a Sign-Changing Two-Gap Superconducting Phase in Electron-Doped Ba(Fe_{1-x}Co_x)₂As₂ Single Crystals Using Scanning Tunneling Spectroscopy //Physical Review Letters. – 2011. – T. 106. – №. 8. – C. 087004.
- [54] Zou Q. et al. Competitive and cooperative electronic states in Ba(Fe_{1-x}T_x)₂As₂ with T = Co, Ni, Cr //npj Quantum Materials. – 2021. – T. 6.
- [55] Hoffman J. E. Spectroscopic scanning tunneling microscopy insights into Fe-based superconductors //Reports on Progress in Physics. – 2011. – T. 74. – №. 12. – C. 124513.
- [56] Hänisch J. et al. High field superconducting properties of Ba(Fe_{1-x}Co_x)₂As₂ thin films //Scientific Reports. – 2015. – T. 5. – №. 1. – C. 17363.
- [57] Guo Z. et al. Planar defects and strain distributions in polycrystalline BaFe₂As₂ superconductors synthesized by mechanochemical methods //Acta Materialia. – 2024. – T. 266. – C. 119648.
- [58] Singh D. J. Electronic structure and doping in BaFe₂As₂ and LiFeAs: Density functional calculations //Physical Review B. – 2008. – T. 78. – №. 9. – C. 094511.
- [59] Sen S., Ghosh H. Electronic structures of doped BaFe₂As₂ materials: virtual crystal approximation versus super-cell approach //The European Physical Journal B. – 2016. – T. 89. – C. 1–12.
- [60] Sadovskii M. V. Antiadiabatic phonons, coulomb pseudopotential, and superconductivity in Eliashberg—McMillan theory //JETP Letters. – 2019. – T. 109. – C. 166–170.
- [61] Kemper A. F. et al. Sensitivity of the superconducting state and magnetic susceptibility to key aspects of electronic structure in ferropnictides //New Journal of Physics. – 2010. – T. 12. – №. 7. – C. 073030.

-
- [62] van Heumen E. et al. Existence, Character, and Origin of Surface-Related Bands in the High Temperature Iron Pnictide Superconductor $\text{BaFe}_{2-x}\text{Co}_x\text{As}_2$ //Physical Review Letters. – 2011. – T. 106. – №. 2. – C. 027002.
- [63] Terashima K. et al. Fermi surface nesting induced strong pairing in iron-based superconductors //Proceedings of the National Academy of Sciences. – 2009. – T. 106. – №. 18. – C. 7330–7333.
- [64] Liu C. et al. Importance of the Fermi-surface topology to the superconducting state of the electron-doped pnictide $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ //Physical Review B. – 2011. – T. 84. – №. 2. – C. 020509.
- [65] Yi M. et al. Symmetry-breaking orbital anisotropy observed for detwinned $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ above the spin density wave transition //Proceedings of the National Academy of Sciences. – 2011. – T. 108. – №. 17. – C. 6878–6883.
- [66] Sekiba Y. et al. Electronic structure of heavily electron-doped $\text{BaFe}_{1.7}\text{Co}_{0.3}\text{As}_2$ studied by angle-resolved photoemission //New Journal of Physics. – 2009. – T. 11. – №. 2. – C. 025020.
- [67] Wang M. et al. Experimental elucidation of the origin of the ‘double spin resonances’ in $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ //Physical Review B. – 2016. – T. 93. – №. 20. – C. 205149.
- [68] Liu C. et al. Evidence for a Lifshitz transition in electron-doped iron arsenic superconductors at the onset of superconductivity //Nature Physics. – 2010. – T. 6. – №. 6. – C. 419-423.
- [69] Ideta S. et al. Dependence of Carrier Doping on the Impurity Potential in Transition-Metal-Substituted FeAs-Based Superconductors //Physical Review Letters. – 2013. – T. 110. – №. 10. – C. 107007.
- [70] Brouet V. et al. Impact of the two Fe unit cell on the electronic structure measured by ARPES in iron pnictides //Physical Review B. – 2012. – T. 86. – №. 7. – C. 075123.
- [71] Brouet V. et al. Large temperature dependence of the number of carriers in Co-doped BaFe_2As_2 //Physical Review Letters. – 2013. – T. 110. – №. 16. – C. 167002.
- [72] Shimojima T. et al. Pseudogap formation above the superconducting dome in iron pnictides //Physical Review B. – 2014. – T. 89. – №. 4. – C. 045101.
- [73] Sonobe T. et al. Orbital-anisotropic electronic structure in the nonmagnetic state of $\text{BaFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$ superconductors //Scientific Reports. – 2018. – T. 8. – №. 1. – C. 2169.
- [74] Shimojima T. et al. Antiferroic electronic structure in the nonmagnetic superconducting state of the iron-based superconductors //Science Advances. – 2017. – T. 3. – №. 8. – C. e1700466.
- [75] Ghosh H., Sen S., Ghosh A. Electronic origin of structural transition in 122 Fe based superconductors //Journal of Physics and Chemistry of Solids. – 2017. – T. 102. – C. 157–167.
- [76] Kreisel A. et al. Orbital selective pairing and gap structures of iron-based superconductors //Physical Review B. – 2017. – T. 95. – №. 17. – C. 174504.
- [77] Kordyuk A. A. et al. Electronic band structure of ferro-pnictide superconductors from ARPES experiment //Journal of Superconductivity and Novel Magnetism. – 2013. – T. 26. – №. 9. – C. 2837–2841.

-
- [78] Fink J. et al. Experimental evidence for importance of Hund's exchange interaction for incoherence of charge carriers in iron-based superconductors //Physical Review B. – 2017. – T. 95. – №. 14. – C. 144513.
- [79] Fink J. et al. Linkage between scattering rates and superconductivity in doped ferropnictides //Physical Review B. – 2021. – T. 103. – №. 15. – C. 155119.
- [80] Aleshchenko Y. A. et al. Optical and hidden transport properties of BaFe_{1.91}Ni_{0.09}As₂ film //Journal of Physics: Condensed Matter. – 2021. – T. 33. – №. 4. – C. 045601.
- [81] Aleshchenko Y. A. et al. Optical and transport properties of Ba(Fe_{1-x}Ni_x)₂As₂ films //Solid State Sciences. – 2025. – T. 160. – C. 107787.
- [82] Nakajima M. et al. Evolution of the optical spectrum with doping in Ba(Fe_{1-x}Co_x)₂As₂ //Physical Review B. – 2010. – T. 81. – №. 10. – C. 104528.
- [83] van Heumen E. et al. Optical properties of BaFe_{2-x}Co_xAs₂ //Europhysics Letters. – 2010. – T. 90. – №. 3. – C. 37005.
- [84] Maksimov E. G. et al. Two-band Bardeen-Cooper-Schrieffer superconducting state of the iron pnictide compound Ba(Fe_{0.9}Co_{0.1})₂As₂ //Physical Review B. – 2011. – T. 83. – №. 14. – C. 140502.
- [85] Fischer T. et al. Highly anisotropic energy gap in superconducting Ba(Fe_{0.9}Co_{0.1})₂As₂ from optical conductivity measurements //Physical Review B. – 2010. – T. 82. – №. 22. – C. 224507.
- [86] Tu J. J. et al. Optical properties of the iron arsenic superconductor BaFe_{1.85}Co_{0.15}As₂ //Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics. – 2010. – T. 82. – №. 17. – C. 174509.
- [87] Hemmida M. et al. Topological magnetic order and superconductivity in EuRbFe₄As₄ //Physical Review B. – 2021. – T. 103. – №. 19. – C. 195112.
- [88] Shipulin I. et al. Magnetotransport properties of Ba(Fe_{1-x}Ni_x)₂As₂ thin films grown by PLD method //Materials Research Express. – 2018. – T. 5. – №. 12. – C. 126001.
- [89] Ummarino G. A. et al. THz electrodynamics of BaFe_{1.91}Ni_{0.09}As₂ film analyzed in the framework of multiband Eliashberg theory //Superconductor Science and Technology. – 2020. – T. 33. – №. 7. – C. 075005.
- [90] Machida Y. et al. Possible sign-reversing *s*-wave superconductivity in Co-doped BaFe₂As₂ proved by thermal transport measurements //Journal of the Physical Society of Japan. – 2009. – T. 78. – №. 7. – C. 073705.
- [91] Iyo A. et al. New-structure-type Fe-based superconductors: CaAFe₄As₄ (A = K, Rb, Cs) and SrAFe₄As₄ (A = Rb, Cs) //Journal of the American Chemical Society. – 2016. – T. 138. – №. 10. – C. 3410–3415.
- [92] Liu Y. et al. Superconductivity and ferromagnetism in hole-doped RbEuFe₄As₄ //Physical Review B. – 2016. – T. 93. – №. 21. – C. 214503.
- [93] Mebratie G., Negussie T., Kahsay G. Synthesis, Characterization, and Measurement of New 1144-Type Iron-Based Superconductors: A Systematic Review //Nano Select. – 2025. – T. 6. – №. 4. – C. e202400124.
- [94] Kawashima K. et al. Superconductivity in Fe-based compound EuAFe₄As₄ (A= Rb and Cs) //Journal of the Physical Society of Japan. – 2016. – T. 85. – №. 6. – C. 064710.

-
- [95] Liu Y. et al. A new ferromagnetic superconductor: CsEuFe₄As₄ //Science Bulletin. – 2016. – T. 61. – №. 15. – C. 1213-1220.
- [96] Song B. Q. et al. Stability of the 1144 phase in iron pnictides //Physical Review B. – 2018. – T. 97. – №. 9. – C. 094105.
- [97] Degtyarenko A. Y. et al. Synthesis and HRTEM investigation of EuRbFe₄As₄ superconductor //Nanomaterials. – 2022. – T. 12. – №. 21. – C. 3801.
- [98] Ishida S. et al. Unique defect structure and advantageous vortex pinning properties in superconducting CaKFe₄As₄ //npj Quantum Materials. – 2019. – T. 4. – №. 1. – C. 27.
- [99] Zhang W. L. et al. High-T_c superconductivity in CaKFe₄As₄ in absence of nematic fluctuations //Physical Review B. – 2018. – T. 98. – №. 14. – C. 140501.
- [100] Meier W. R. et al. Anisotropic thermodynamic and transport properties of single-crystalline CaKFe₄As₄ //Physical Review B. – 2016. – T. 94. – №. 6. – C. 064501.
- [101] Tapp J. H. et al. LiFeAs: An intrinsic FeAs-based superconductor with T_c = 18 K //Physical Review B. – 2008. – T. 78. – №. 6. – C. 060505.
- [102] Qi Y. et al. Superconductivity and upper fields in Na-doped iron arsenides Eu_{1-x}Na_xFe₂As₂ //New Journal of Physics. – 2012. – T. 14. – №. 3. – C. 033011.
- [103] Ding Q. P. et al. Hedgehog spin-vortex crystal antiferromagnetic quantum criticality in CaK(Fe_{1-x}Ni_x)₄As₄ revealed by NMR //Physical Review Letters. – 2018. – T. 121. – №. 13. – C. 137204.
- [104] Piatti E. et al. Superconductivity of Co-Doped CaKFe₄As₄ Investigated via Point-Contact Spectroscopy and London Penetration Depth Measurements //Nanomaterials. – 2024. – T. 14. – №. 15. – C. 1319.
- [105] Xu M. et al. Superconductivity and magnetic and transport properties of single-crystalline CaK(Fe_{1-x}Cr_x)₄As₄ //Physical Review B. – 2023. – T. 107. – №. 13. – C. 134511.
- [106] Vlasenko V., Pervakov K., Gavrilkin S. Vortex pinning and magnetic phase diagram of EuRbFe₄As₄ iron-based superconductor //Superconductor Science Technology. – 2020. – T. 33. – №. 8. – C. 084009.
- [107] Smylie M. P. et al. Anisotropic superconductivity and magnetism in single-crystal RbEuFe₄As₄ //Physical Review B. – 2018. – T. 98. – №. 10. – C. 104503.
- [108] Iida K. et al. Coexisting spin resonance and long-range magnetic order of Eu in EuRbFe₄As₄ //Physical Review B. – 2019. – T. 100. – №. 1. – C. 014506.
- [109] Kawashima K. et al. Superconducting state in (Eu_{1-x}Ca_x)RbFe₄As₄ with 1144-type Structure //Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2018. – T. 969. – №. 1. – C. 012027.
- [110] Liu Y. et al. RbEu(Fe_{1-x}Ni_x)₄As₄: From a ferromagnetic superconductor to a superconducting ferromagnet //Physical Review B. – 2017. – T. 96. – №. 22. – C. 224510.
- [111] Stolyarov V. S. et al. Electronic structures and surface reconstructions in magnetic superconductor RbEuFe₄As₄ //The journal of Physical Chemistry Letters. – 2020. – T. 11. – №. 21. – C. 9393–9399.

-
- [112] Zhao H. et al. Smectic pair-density-wave order in $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ // *Nature*. – 2023. – T. 618. – №. 7967. – C. 940–945.
- [113] Cao L. et al. The As-surface of an iron-based superconductor $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ // *Nano Research*. – 2021. – C. 1–5.
- [114] Lochner F. et al. Electronic properties, low-energy Hamiltonian, and superconducting instabilities in $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ // *Physical Review B*. – 2017. – T. 96. – №. 9. – C. 094521.
- [115] Xu C., Chen Q., Cao C. Unique crystal field splitting and multiband RKKY interactions in Ni-doped $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ // *Communications Physics*. – 2019. – T. 2. – №. 1. – C. 16.
- [116] Mou D. et al. Enhancement of the superconducting gap by nesting in $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$: A new high temperature superconductor // *Physical Review Letters*. – 2016. – T. 117. – №. 27. – C. 277001.
- [117] Huang Y. N. et al. Role of doping effect and chemical pressure effect introduced by Alkali metal substitution on 1144 iron-based superconductors // *Materials*. – 2023. – T. 16. – №. 9. – C. 3343.
- [118] Khasanov R. et al. In-plane magnetic penetration depth of superconducting $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ // *Physical Review B*. – 2018. – T. 97. – №. 14. – C. 140503.
- [119] Li P. et al. Revealing the Electron-Spin Fluctuation Coupling by Photoemission in $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ // *Physical Review X*. – 2025. – T. 15. – №. 2. – C. 021001.
- [120] Liu W. et al. A new Majorana platform in an Fe-As bilayer superconductor // *Nature Communications*. – 2020. – T. 11. – №. 1. – C. 5688.
- [121] Kim T. K. et al. Electronic structure and coexistence of superconductivity with magnetism in $\text{RbEuFe}_4\text{As}_4$ // *Physical Review B*. – 2021. – T. 103. – №. 17. – C. 174517.
- [122] Guo J. et al. Superconductivity in the iron selenide $\text{K}_x\text{Fe}_2\text{Se}_2$ ($0 \leq x \leq 1.0$) // *Physical Review B*. – 2010. – T. 82. – №. 18. – C. 180520.
- [123] Dagotto E. Colloquium: The unexpected properties of alkali metal iron selenide superconductors // *Reviews of Modern Physics*. – 2013. – T. 85. – №. 2. – C. 849–867.
- [124] Krzton-Maziopa A. et al. Superconductivity in alkali metal intercalated iron selenides // *Journal of Physics: Condensed Matter*. – 2016. – T. 28. – №. 29. – C. 293002.
- [125] Krzton-Maziopa A. Intercalated iron chalcogenides: phase separation phenomena and superconducting properties // *Frontiers in Chemistry*. – 2021. – T. 9. – C. 640361.
- [126] Li W. et al. Phase separation and magnetic order in K-doped iron selenide superconductor // *Nature Physics*. – 2012. – T. 8. – №. 2. – C. 126–130.
- [127] Fang M. H. et al. Fe-based superconductivity with $T_c = 31$ K bordering an antiferromagnetic insulator in $(\text{Tl},\text{K})\text{Fe}_x\text{Se}_2$ // *Europhysics Letters*. – 2011. – T. 94. – №. 2. – C. 27009.
- [128] Maletz J. et al. Photoemission and muon spin relaxation spectroscopy of the iron-based $\text{Rb}_{0.77}\text{Fe}_{1.61}\text{Se}_2$ superconductor: Crucial role of the cigar-shaped Fermi surface // *Physical Review B*. – 2013. – T. 88. – №. 13. – C. 134501.

-
- [129] Wang Z. et al. Microstructure and ordering of iron vacancies in the superconductor system $K_yFe_xSe_2$ as seen via transmission electron microscopy //Physical Review B. – 2011. – T. 83. – №. 14. – C. 140505.
- [130] Zavalij P. et al. Structure of vacancy-ordered single-crystalline superconducting potassium iron selenide //Physical Review B. – 2011. – T. 83. – №. 13. – C. 132509.
- [131] Li W. et al. KFe_2Se_2 is the parent compound of K-doped iron selenide superconductors //Physical Review Letters. – 2012. – T. 109. – №. 5. – C. 057003.
- [132] Bao W. et al. A novel large moment antiferromagnetic order in $K_{0.8}Fe_{1.6}Se_2$ superconductor //Chinese Physics Letters. – 2011. – T. 28. – №. 8. – C. 086104.
- [133] Pomjakushin V. Y. et al. Room temperature antiferromagnetic order in superconducting $X_yFe_{2-x}Se_2$ ($X = Rb, K$): a neutron powder diffraction study //Journal of Physics: Condensed Matter. – 2011. – T. 23. – №. 15. – C. 156003.
- [134] Cao C., Dai J. Block spin ground state and three-dimensionality of $(K,Tl)_yFe_{1.6}Se_2$ //Physical Review Letters. – 2011. – T. 107. – №. 5. – C. 056401.
- [135] Texier Y. et al. NMR Study in the Iron-Selenide $Rb_{0.74}Fe_{1.6}Se_2$: Determination of the Superconducting Phase as Iron Vacancy-Free $Rb_{0.3}Fe_2Se_2$ //Physical Review Letters. – 2012. – T. 108. – №. 23. – C. 237002.
- [136] Yan Y. J. et al. Electronic and magnetic phase diagram in $K_xFe_{2-y}Se_2$ superconductors //Scientific Reports. – 2012. – T. 2. – №. 1. – C. 212.
- [137] Shoemaker D. P. et al. Phase relations in $K_xFe_{2-y}Se_2$ and the structure of superconducting $K_xFe_2Se_2$ via high-resolution synchrotron diffraction //Physical Review B. – 2012. – T. 86. – №. 18. – C. 184511.
- [138] Ding X. et al. Influence of microstructure on superconductivity in $K_xFe_{2-y}Se_2$ and evidence for a new parent phase $K_2Fe_7Se_8$ //Nature Communications. – 2013. – T. 4. – №. 1. – C. 1897.
- [139] Cai P. et al. Imaging the coexistence of a superconducting phase and a charge-density modulation in the $K_{0.73}Fe_{1.67}Se_2$ superconductor using a scanning tunneling microscope //Physical Review B. – 2012. – T. 85. – №. 9. – C. 094512.
- [140] Krzton-Maziopa A., Pomjakushina E., Conder K. Single crystals of novel alkali metal intercalated iron chalcogenide superconductors //Journal of Crystal Growth. – 2012. – T. 360. – C. 155–157.
- [141] Lei H. et al. Phase Diagram of $K_xFe_{2-y}Se_{2-z}S_z$ and the Suppression of its Superconducting State by an Fe2-Se/S Tetrahedron Distortion //Physical Review Letters. – 2011. – T. 107. – №. 13. – C. 137002.
- [142] Croitori D. et al. Structure, superconductivity, and magnetism in $Rb_{1-x}Fe_{1.6}Se_{2-z}S_z$ //Physical Review B. – 2020. – T. 101. – №. 5. – C. 054516.
- [143] Sun L. et al. Re-emerging superconductivity at 48 kelvin in iron chalcogenides //Nature. – 2012. – T. 483. – №. 7387. – C. 67–69.
- [144] Nekrasov I. A., Sadovskii M. V. Electronic structure, topological phase transitions and superconductivity in $(K,Cs)_xFe_2Se_2$ //JETP Letters. – 2011. – T. 93. – C. 166–169.

- [145] Cao C., Dai J. Electronic structure and Mott localization of iron-deficient $\text{TlFe}_{1.5}\text{Se}_2$ with superstructures //Physical Review B. – 2011. – Т. 83. – №. 19. – С. 193104.
- [146] Yi M. et al. Observation of Temperature-Induced Crossover to an Orbital-Selective Mott Phase in $\text{A}_x\text{Fe}_{2-y}\text{Se}_2$ ($\text{A} = \text{K}, \text{Rb}$) Superconductors //Physical Review Letters. – 2013. – Т. 110. – №. 6. – С. 067003.
- [147] Chen F. et al. Electronic Identification of the Parental Phases and Mesoscopic Phase Separation of $\text{K}_x\text{Fe}_{2-y}\text{Se}_2$ Superconductors //Physical Review X. – 2011. – Т. 1. – №. 2. – С. 021020.
- [148] Xu M. et al. Evidence for an s-wave superconducting gap in $\text{K}_x\text{Fe}_{2-y}\text{Se}_2$ from angle-resolved photoemission //Physical Review B. – 2012. – Т. 85. – №. 22. – С. 220504.
- [149] Zhang Y. et al. Nodeless superconducting gap in $\text{A}_x\text{Fe}_2\text{Se}_2$ ($\text{A} = \text{K}, \text{Cs}$) revealed by angle-resolved photoemission spectroscopy //Nature materials. – 2011. – Т. 10. – №. 4. – С. 273–277.
- [150] Mou D. et al. Distinct Fermi Surface Topology and Nodeless Superconducting Gap in a $(\text{Tl}_{0.58}\text{Rb}_{0.42})\text{Fe}_{1.72}\text{Se}_2$ Superconductor //Physical Review Letters. – 2011. – Т. 106. – №. 10. – С. 107001.
- [151] Zhao L. et al. Common Fermi-surface topology and nodeless superconducting gap of $\text{K}_{0.68}\text{Fe}_{1.79}\text{Se}_2$ and $(\text{Tl}_{0.45}\text{K}_{0.34})\text{Fe}_{1.84}\text{Se}_2$ superconductors revealed via angle-resolved photoemission //Physical Review B. – 2011. – Т. 83. – №. 14. – С. 140508.
- [152] Wang X. P. et al. Strong nodeless pairing on separate electron Fermi surface sheets in $(\text{Tl},\text{K})\text{Fe}_{1.78}\text{Se}_2$ probed by ARPES //Europhysics Letters. – 2011. – Т. 93. – №. 5. – С. 57001.
- [153] Qian T. et al. Absence of a holelike Fermi surface for the iron-based $\text{K}_{0.8}\text{Fe}_{1.7}\text{Se}_2$ superconductor revealed by angle-resolved photoemission spectroscopy //Physical Review Letters. – 2011. – Т. 106. – №. 18. – С. 187001.
- [154] Niu X. H. et al. Surface electronic structure and isotropic superconducting gap in $(\text{Li}_{0.8}\text{Fe}_{0.2})\text{OHFeSe}$ //Physical Review B. – 2015. – Т. 92. – №. 6. – С. 060504.
- [155] Лев Л. Л. и др. Аномальный изгиб зон в сверхпроводнике $(\text{K}_{0.8}\text{Na}_{0.2})_{0.8}\text{Fe}_{1.8}\text{Se}_2$ //Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия. – 2024. – Т. 79. – №. 1.– С. 46–51.
- [156] Yu R., Si Q. Orbital-selective Mott phase in multiorbital models for alkaline iron selenides $\text{K}_{1-x}\text{Fe}_{2-y}\text{Se}_2$ //Physical Review Letters. – 2013. – Т. 110. – №. 14. – С. 146402.
- [157] Wang Z. et al. Orbital-selective metal–insulator transition and gap formation above T_c in superconducting $\text{Rb}_{1-x}\text{Fe}_{2-y}\text{Se}_2$ //Nature Communications. – 2014. – Т. 5. – №. 1. – С. 3202.
- [158] Bardeen J., Cooper L. N., Schrieffer J. R. Theory of superconductivity //Physical Review. – 1957. – Т. 108. – №. 5. – С. 1175.
- [159] McMillan W. L. Transition temperature of strong-coupled superconductors //Physical Review. – 1968. – Т. 167. – №. 2. – С. 331.
- [160] Элиашберг Г. М. Взаимодействие электронов с колебаниями решетки в сверхпроводнике //ЖЭТФ. – 1960. – Т. 38. – №. 3. – С. 966–976.

-
- [161] Abrikosov A. A., Campuzano J. C., Gofron K. Experimentally observed extended saddle point singularity in the energy spectrum of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.9}$ and $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ and some of the consequences // *Physica C: Superconductivity*. – 1993. – T. 214. – №. 1–2. – C. 73–79.
- [162] Abrikosov A. A. Theory of high- T_c superconducting cuprates based on experimental evidence // *Physica C: Superconductivity*. – 2000. – T. 341. – C. 97–102.
- [163] Liu R. H. et al. A large iron isotope effect in $\text{SmFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ and $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ // *Nature*. – 2009. – T. 459. – №. 7243. – C. 64–67.
- [164] Boeri L., Dolgov O. V., Golubov A. A. Is $\text{LaFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ an electron-phonon superconductor? // *Physical Review Letters*. – 2008. – T. 101. – №. 2. – C. 026403.
- [165] Allen P. B., Dynes R. C. Transition temperature of strong-coupled superconductors reanalyzed // *Physical Review B*. – 1975. – T. 12. – №. 3. – C. 905.
- [166] Mazin I. I. et al. Unconventional Superconductivity with a Sign Reversal in the Order Parameter of $\text{LaFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ // *Physical Review Letters*. – 2008. – T. 101. – №. 5. – C. 057003.
- [167] Korshunov M. M., Eremin I. Theory of magnetic excitations in iron-based layered superconductors // *Physical Review B*. – 2008. – T. 78. – №. 14. – C. 140509.
- [168] Maier T. A., Scalapino D. J. Theory of neutron scattering as a probe of the superconducting gap in the iron pnictides // *Physical Review B*. – 2008. – T. 78. – №. 2. – C. 020514.
- [169] Graser S. et al. Near-degeneracy of several pairing channels in multiorbital models for the Fe pnictides // *New Journal of Physics*. – 2009. – T. 11. – №. 2. – C. 025016.
- [170] Miyake T. et al. Comparison of ab initio low-energy models for LaFePO , LaFeAsO , BaFe_2As_2 , LiFeAs , FeSe , and FeTe : electron correlation and covalency // *Journal of the Physical Society of Japan*. – 2010. – T. 79. – №. 4. – C. 044705.
- [171] Kemper A. F. et al. Sensitivity of the superconducting state and magnetic susceptibility to key aspects of electronic structure in ferropnictides // *New Journal of Physics*. – 2010. – T. 12. – №. 7. – C. 073030.
- [172] Hirschfeld P. J., Korshunov M. M., Mazin I. I. Gap symmetry and structure of Fe-based superconductors // *Reports on Progress in Physics*. – 2011. – T. 74. – №. 12. – C. 124508.
- [173] Graser S. et al. Spin fluctuations and superconductivity in a three-dimensional tight-binding model for BaFe_2As_2 // *Physical Review B*. – 2010. – T. 81. – №. 21. – C. 214503.
- [174] Saito T., Onari S., Kontani H. Nodal gap structure in Fe-based superconductors due to the competition between orbital and spin fluctuations // *Physical Review B*. – 2013. – T. 88. – №. 4. – C. 045115.
- [175] Luo H. et al. Electron doping evolution of the magnetic excitations in $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ // *Physical Review B*. – 2013. – T. 88. – №. 14. – C. 144516.
- [176] Park J. T. et al. Symmetry of spin excitation spectra in the tetragonal paramagnetic and superconducting phases of 122-ferropnictides // *Physical Review B*. – 2010. – T. 82. – №. 13. – C. 134503.

-
- [177] Steffens P. et al. Splitting of Resonance Excitations in Nearly Optimally Doped $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.94}\text{Co}_{0.06})_2\text{As}_2$: An Inelastic Neutron Scattering Study with Polarization Analysis //Physical Review Letters. – 2013. – T. 110. – №. 13. – C. 137001.
- [178] Wang M. et al. Doping dependence of spin excitations and its correlations with high-temperature superconductivity in iron pnictides //Nature Communications. – 2013. – T. 4. – №. 1. – C. 2874.
- [179] Shen S. et al. Neutron Spin Resonance in the Heavily Hole-Doped KFe_2As_2 Superconductor //Physical Review Letters. – 2020. – T. 124. – №. 1. – C. 017001.
- [180] Iida K. et al. Spin resonance in the new-structure-type iron-based superconductor $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ //Journal of the Physical Society of Japan. – 2017. – T. 86. – №. 9. – C. 093703.
- [181] Friemel G. et al. Conformity of spin fluctuations in alkali-metal iron selenide superconductors inferred from the observation of a magnetic resonant mode in $\text{K}_x\text{Fe}_{2-y}\text{Se}_2$ //Europhysics Letters. – 2012. – T. 99. – №. 6. – C. 67004.
- [182] Friemel G. et al. Reciprocal-space structure and dispersion of the magnetic resonant mode in the superconducting phase of $\text{Rb}_x\text{Fe}_{2-y}\text{Se}_2$ single crystals //Physical Review B. – 2012. – T. 85. – №. 14. – C. 140511.
- [183] Dai P., Luo H., Wang M. Magnetic Order and Dynamics: Neutron Scattering //Iron-Based Superconductivity. – 2015. – C. 151–186.
- [184] Inosov D. S. et al. Crossover from weak to strong pairing in unconventional superconductors //Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics. – 2011. – T. 83. – №. 21. – C. 214520.
- [185] Korshunov M. M., Shestakov V. A., Togushova Y. N. Spin resonance peak in Fe-based superconductors with unequal gaps //Physical Review B. – 2016. – T. 94. – №. 9. – C. 094517.
- [186] Korshunov M. M. Effect of gap anisotropy on the spin resonance peak in the superconducting state of iron-based materials //Physical Review B. – 2018. – T. 98. – №. 10. – C. 104510.
- [187] Korshunov M. M., Kuzmichev S. A., Kuzmicheva T. E. Direct observation of the spin exciton in Andreev spectroscopy of iron-based superconductors //Materials. – 2022. – T. 15. – №. 17. – C. 6120.
- [188] Khodas M., Chubukov A. V. Vertical loop nodes in iron-based superconductors //Physical Review B. – 2012. – T. 86. – №. 14. – C. 144519.
- [189] Maiti S. et al. Evolution of the superconducting state of Fe-based compounds with doping //Physical Review Letters. – 2011. – T. 107. – №. 14. – C. 147002.
- [190] Коршунов М. М. Сверхпроводящее состояние в соединениях железа и спин-флуктуационная теория спаривания //Успехи физических наук. – 2014. – Т. 184. – №. 8. – С. 882–888.
- [191] Maier T. A. et al. d -wave pairing from spin fluctuations in the $\text{K}_x\text{Fe}_{2-y}\text{Se}_2$ superconductors //Physical Review B. – 2011. – T. 83. – №. 10. – C. 100515.
- [192] Saito T., Onari S., Kontani H. Emergence of fully gapped s^{++} -wave and nodal d -wave states mediated by orbital and spin fluctuations in a ten-orbital model of KFe_2Se_2 //Physical Review B. – 2011. – T. 83. – №. 14. – C. 140512.

-
- [193] Khodas M., Chubukov A. V. Interpocket Pairing and Gap Symmetry in Fe-Based Superconductors with Only Electron Pockets //Physical Review Letters. – 2012. – Т. 108. – №. 24. – С. 247003.
- [194] Maiti S., Sigrist M., Chubukov A. Spontaneous currents in a superconductor with $s + is$ symmetry //Physical Review B. – 2015. – Т. 91. – №. 16. – С. 161102.
- [195] Platt C. et al. Mechanism for a pairing state with time-reversal symmetry breaking in iron-based superconductors //Physical Review B. – 2012. – Т. 85. – №. 18. – С. 180502.
- [196] Umrinario G. A. et al. Three-band s^\pm Eliashberg theory and the superconducting gaps of iron pnictides //Physical Review B. – 2009. – Т. 80. – №. 17. – С. 172503.
- [197] Torsello D. et al. Comprehensive Eliashberg analysis of microwave conductivity and penetration depth of K-, Co-, and P-substituted BaFe_2As_2 //Physical Review B. – 2019. – Т. 99. – №. 13. – С. 134518.
- [198] Umrinario G. A. Phenomenology of $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ explained in the framework of four bands Eliashberg theory //Physica C: Superconductivity and its Applications. – 2016. – Т. 529. – С. 50–53.
- [199] Abrikosov A. A. On the magnetic properties of superconductors of the second group //Soviet Physics-JETP. – 1957. – Т. 5. – С. 1174-1182.
- [200] Горьков Л. П. Микроскопический вывод уравнений Гинзбурга-Ландау в теории сверхпроводимости //ЖЭТФ. – 1959. – Т. 36. – №. 6. – С. 1918.
- [201] Yi M. et al. Role of the orbital degree of freedom in iron-based superconductors //npj Quantum Materials. – 2017. – Т. 2. – №. 1. – С. 57.
- [202] Yu R. et al. Orbital selectivity in electron correlations and superconducting pairing of iron-based superconductors //Frontiers in Physics. – 2021. – Т. 9. – С. 578347.
- [203] Yu R., Zhu J. X., Si Q. Orbital-selective superconductivity, gap anisotropy, and spin resonance excitations in a multiorbital $t\text{-}J_1\text{-}J_2$ model for iron pnictides //Physical Review B. – 2014. – Т. 89. – №. 2. – С. 024509.
- [204] Коршунов М. М., Тогушова Ю. Н. Структура сверхпроводящего параметра порядка в нематической фазе соединений железа //Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2024. – Т. 119. – №. 3-4. – С. 302–307.
- [205] Kontani H., Onari S. Orbital-Fluctuation-Mediated Superconductivity in Iron Pnictides: Analysis of the Five-Orbital Hubbard-Holstein Model //Physical Review Letters. – 2010. – Т. 104. – №. 15. – С. 157001.
- [206] Onari S., Kontani H. Non-Fermi-liquid transport phenomena and superconductivity driven by orbital fluctuations in iron pnictides: Analysis by fluctuation-exchange approximation //Physical Review B. – 2012. – Т. 85. – №. 13. – С. 134507.
- [207] Onari S., Kontani H., Sato M. Structure of neutron-scattering peaks in both s^{++} -wave and s^\pm -wave states of an iron pnictide superconductor //Physical Review B. – 2010. – Т. 81. – №. 6. – С. 060504.
- [208] Onari S., Kontani H. Neutron inelastic scattering peak by dissipationless mechanism in the s^{++} -wave state in iron-based superconductors //Physical Review B. – 2011. – Т. 84. – №. 14. – С. 144518.

- [209] Karakozov A. E. et al. Doping evolution of the gap structure and spin-fluctuation pairing in $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ superconductors // *Physical Review B*. – 2019. – Т. 99. – №. 5. – С. 054504.
- [210] Karakozov A. E., Magnitskaya M. V. On the Phase Diagram of Ferropnictides // *Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques*. – 2021. – Т. 15. – №. Suppl 1. – С. S145-S149.
- [211] Karakozov A. E., Magnitskaya M. V. On the application of Bardeen-Cooper-Schrieffer equations in studies of the pairing mechanism in iron pnictides // *Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques*. – 2024. – Т. 18. – №. Suppl 1. – С. S231–S238.
- [212] Москаленко В. А. Сверхпроводимость металлов с учетом перекрытия энергетических полос // *Физика металлов и металловедение*. – 1959. – Т. 8. – №. 4. – С. 503–513.
- [213] Москаленко В. А. Теория сверхпроводников с перекрывающимися энергетическими полосами // *Успехи физических наук*. – 1974. – Т. 113. – №. 6. – С. 340–343.
- [214] Suhl H., Matthias B. T., Walker L. R. Bardeen-Cooper-Schrieffer theory of superconductivity in the case of overlapping bands // *Physical Review Letters*. – 1959. – Т. 3. – №. 12. – С. 552.
- [215] Абрикосов А. А., Горьков Л. П. К теории сверхпроводящих сплавов с парамагнитными примесями // *ЖЭТФ*. – 1960. – Т. 39. – №. 6. – С. 1781–1796.
- [216] Golubov A. A., Mazin I. I. Effect of magnetic and nonmagnetic impurities on highly anisotropic superconductivity // *Physical Review B*. – 1997. – Т. 55. – №. 22. – С. 15146.
- [217] Openov L. A. Critical temperature of an anisotropic superconductor containing both nonmagnetic and magnetic impurities // *Physical Review B*. – 1998. – Т. 58. – №. 14. – С. 9468.
- [218] Onari S., Kontani H. Violation of Anderson's Theorem for the Sign-Reversing s-Wave State of Iron-Pnictide Superconductors // *Physical Review Letters*. – 2009. – Т. 103. – №. 17. – С. 177001.
- [219] Yamakawa Y., Onari S., Kontani H. Effect of realistic finite-size impurities on T_c in Fe-based superconductors based on the five-orbital tight-binding model // *Physical Review B*. – 2013. – Т. 87. – №. 19. – С. 195121.
- [220] Anderson P. W. Theory of dirty superconductors // *Journal of Physics and Chemistry of Solids*. – 1959. – Т. 11. – №. 1–2. – С. 26–30.
- [221] Wang Y. et al. Using controlled disorder to distinguish s^\pm and s^{++} gap structure in Fe-based superconductors // *Physical Review B*. – 2013. – Т. 87. – №. 9. – С. 094504.
- [222] Коршунов М. М., Тогушова Ю. Н., Долгов О. В. Примеси в многозонных сверхпроводниках // *Успехи физических наук*. – 2016. – Т. 186. – №. 12. – С. 1315–1347.
- [223] Korshunov M. M. et al. Unexpected impact of magnetic disorder on multiband superconductivity // *Physical Review B*. – 2014. – Т. 90. – №. 13. – С. 134517.
- [224] Mishra V. et al. Lifting of nodes by disorder in extended-s-state superconductors: Application to ferropnictides // *Physical Review B*. – 2009. – Т. 79. – №. 9. – С. 094512.

-
- [225] Efremov D. V. et al. Disorder-induced transition between s^{\pm} and s^{++} states in two-band superconductors //Physical Review B. – 2011. – T. 84. – №. 18. – C. 180512.
- [226] Shestakov V. A. et al. Details of the disorder-induced transition between s^{\pm} and s^{++} states in the two-band model for Fe-based superconductors //Superconductor Science and Technology. – 2018. – T. 31. – №. 3. – C. 034001.
- [227] Ding H. et al. Observation of Fermi-surface-dependent nodeless superconducting gaps in $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$ //Europhysics Letters. – 2008. – T. 83. – №. 4. – C. 47001.
- [228] Nakayama K. et al. Superconducting gap symmetry of $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$ studied by angle-resolved photoemission spectroscopy //Europhysics Letters. – 2009. – T. 85. – №. 6. – C. 67002.
- [229] Lin Z. et al. Multiple nodeless superconducting gaps in $(\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4})\text{Fe}_2\text{As}_2$ superconductor from angle-resolved photoemission spectroscopy //Chinese Physics Letters. – 2008. – T. 25. – №. 12. – C. 4402.
- [230] Ota Y. et al. Evidence for excluding the possibility of d-wave superconducting-gap symmetry in Ba-doped KFe_2As_2 //Physical Review B. – 2014. – T. 89. – №. 8. – C. 081103.
- [231] Evtushinsky D. V. et al. Momentum dependence of the superconducting gap in $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ //Physical Review B. – 2009. – T. 79. – №. 5. – C. 054517.
- [232] Wray L. et al. Momentum dependence of superconducting gap, strong-coupling dispersion kink, and tightly bound Cooper pairs in the high- T_c $(\text{Sr},\text{Ba})_{1-x}(\text{K},\text{Na})_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ superconductors //Physical Review B. – 2008. – T. 78. – №. 18. – C. 184508.
- [233] Evtushinsky D. V. et al. Electronic band structure and momentum dependence of the superconducting gap in $\text{Ca}_{1-x}\text{Na}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ from angle-resolved photoemission spectroscopy //Physical Review B. – 2013. – T. 87. – №. 9. – C. 094501.
- [234] Aswartham S. et al. Hole doping in BaFe_2As_2 : The case of $\text{Ba}_{1-x}\text{Na}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ single crystals //Physical Review B. – 2012. – T. 85. – №. 22. – C. 224520.
- [235] Kretzschmar F. et al. Raman-Scattering Detection of Nearly Degenerate s -Wave and d -Wave Pairing Channels in Iron-Based $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$ and $\text{Rb}_{0.8}\text{Fe}_{1.6}\text{Se}_2$ Superconductors //Physical Review Letters. – 2013. – T. 110. – №. 18. – C. 187002.
- [236] Abdel-Hafiez M. et al. Nodeless superconductivity in the presence of spin-density wave in pnictide superconductors: The case of $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ //Physical Review B. – 2015. – T. 91. – №. 2. – C. 024510.
- [237] Zeng B. et al. Specific heat of optimally doped $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{TM}_x)_2\text{As}_2$ (TM = Co and Ni) single crystals at low temperatures: a multiband fitting //Physical Review B. – 2012. – T. 85. – №. 22. – C. 224514.
- [238] Kuzmicheva T. E. et al. Superconducting gap symmetry in the superconductor $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$ //Physical Review B. – 2018. – T. 97. – №. 23. – C. 235106.
- [239] Luan L. et al. Local measurement of the penetration depth in the pnictide superconductor $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.95}\text{Co}_{0.05})_2\text{As}_2$ //Physical Review B. – 2010. – T. 81. – №. 10. – C. 100501.

- [240] Williams T. J. et al. Superfluid density and field-induced magnetism in $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ and $\text{Sr}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ measured with muon spin relaxation //Physical Review B. – 2010. – Т. 82. – №. 9. – С. 094512.
- [241] Williams T. J. et al. Muon spin rotation measurement of the magnetic field penetration depth in $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.926}\text{Co}_{0.074})_2\text{As}_2$: evidence for multiple superconducting gaps //Physical Review B. – 2009. – Т. 80. – №. 9. – С. 094501.
- [242] Hardy F. et al. Doping evolution of superconducting gaps and electronic densities of states in $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ iron pnictides //Europhysics Letters. – 2010. – Т. 91. – №. 4. – С. 47008.
- [243] Кузьмичёва Т. Е. и др. О структуре параметра порядка в высокотемпературных сверхпроводниках на основе железа //Успехи физических наук. – 2017. – Т. 187. – №. 4. – С. 450–462.
- [244] Padamsee H., Neighbor J. E., Shiffman C. A. Quasiparticle phenomenology for thermodynamics of strong-coupling superconductors //Journal of Low Temperature Physics. – 1973. – Т. 12. – С. 387–411.
- [245] Kogan V. G., Martin C., Prozorov R. Superfluid density and specific heat within a self-consistent scheme for a two-band superconductor //Physical Review B. – 2009. – Т. 80. – №. 1. – С. 014507.
- [246] Prozorov R., Kogan V. G. London penetration depth in iron-based superconductors //Reports on Progress in Physics. – 2011. – Т. 74. – №. 12. – С. 124505.
- [247] Brandt E. H. Flux distribution and penetration depth measured by muon spin rotation in high- T_c superconductors //Physical Review B. – 1988. – Т. 37. – №. 4. – С. 2349.
- [248] Садаков А. В. и др. Определение сверхпроводящего параметра порядка слабо недодопированных пниктидов $\text{BaFe}_{1.92}\text{Ni}_{0.08}\text{As}_2$ двумя взаимодополняющими методами //Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2022. – Т. 116. – №. 10. – С. 686–693.
- [249] Carrington A., Manzano F. Magnetic penetration depth of MgB_2 //Physica C: Superconductivity. – 2003. – Т. 385. – №. 1-2. – С. 205–214.
- [250] Kim K. W. et al. Evidence for multiple superconducting gaps in optimally doped $\text{BaFe}_{1.87}\text{Co}_{0.13}\text{As}_2$ from infrared spectroscopy //Physical Review B. – 2010. – Т. 81. – №. 21. – С. 214508.
- [251] Nakamura D. et al. Terahertz conductivity measurement of $\text{FeSe}_{0.5}\text{Te}_{0.5}$ and Co-doped BaFe_2As_2 thin films //Physica C: Superconductivity and its Applications. – 2011. – Т. 471. – №. 21-22. – С. 634–638.
- [252] Blonder G. E., Tinkham M., Klapwijk T. M. Transition from metallic to tunneling regimes in superconducting microconstrictions: Excess current, charge imbalance, and supercurrent conversion //Physical Review B. – 1982. – Т. 25. – №. 7. – С. 4515.
- [253] Giaever I., Megerle K. Study of superconductors by electron tunneling //Physical Review. – 1961. – Т. 122. – №. 4. – С. 1101.
- [254] Dynes R. C., Narayanamurti V., Garno J. P. Direct measurement of quasiparticle-lifetime broadening in a strong-coupled superconductor //Physical Review Letters. – 1978. – Т. 41. – №. 21. – С. 1509.

- [255] Wang Z. S. et al. Electron-boson coupling and two superconducting gaps in optimally electron-doped $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$ single crystals //Physical Review B. – 2012. – Т. 86. – №. 6. – С. 060508.
- [256] Tortello M. et al. Multigap superconductivity and strong electron-boson coupling in Fe-based superconductors: a point-contact Andreev-reflection study of $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ single crystals //Physical Review Letters. – 2010. – Т. 105. – №. 23. – С. 237002.
- [257] Samuely P. et al. Point contact Andreev reflection spectroscopy of superconducting energy gaps in 122-type family of iron pnictides //Physica C: Superconductivity. – 2009. – Т. 469. – №. 9–12. – С. 507–511.
- [258] Pecchio P. et al. Doping and critical-temperature dependence of the energy gaps in $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ thin films //Physical Review B. – 2013. – Т. 88. – №. 17. – С. 174506.
- [259] Sheet G. et al. Phase-Incoherent Superconducting Pairs in the Normal State of $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ //Physical Review Letters. – 2010. – Т. 105. – №. 16. – С. 167003.
- [260] Daghero D., Gonnelli R. S. Probing multiband superconductivity by point-contact spectroscopy //Superconductor Science and Technology. – 2010. – Т. 23. – №. 4. – С. 043001.
- [261] Daghero D. et al. Directional point-contact Andreev-reflection spectroscopy of Fe-based superconductors: Fermi surface topology, gap symmetry, and electron–boson interaction //Reports on Progress in Physics. – 2011. – Т. 74. – №. 12. – С. 124509.
- [262] Tanaka Y., Kashiwaya S. Theory of tunneling spectroscopy of d-wave superconductors //Physical Review Letters. – 1995. – Т. 74. – №. 17. – С. 3451.
- [263] Kashiwaya S. et al. Theory for tunneling spectroscopy of anisotropic superconductors //Physical Review B. – 1996. – Т. 53. – №. 5. – С. 2667.
- [264] Никитченков И. А. и др. Туннельная спектроскопия пниктидов $\text{BaFe}_{1.88}\text{Ni}_{0.12}\text{As}_2$ слабо допированного состава в сверхпроводящем и нормальном состоянии //Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. – 2023. – №. 4. – С. 95–100.
- [265] Никитченков И. А. и др. Туннельная спектроскопия $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ с вариацией степени допирования в сверхпроводящем и нормальном состояниях // ЖЭТФ. – 2024. – Т. 166. – № 6(12). – С. 834–845.
- [266] Biswas P. K. et al. Signature of multigap nodeless superconductivity in $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ //Physical Review B. – 2017. – Т. 95. – №. 14. – С. 140505.
- [267] Torsello D. et al. Analysis of the London penetration depth in Ni-doped $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ //Physical Review B. – 2019. – Т. 100. – №. 9. – С. 094513.
- [268] Fente A. et al. Influence of multiband sign-changing superconductivity on vortex cores and vortex pinning in stoichiometric high- T_c $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ //Physical Review B. – 2018. – Т. 97. – №. 13. – С. 134501.
- [269] Cho K. et al. Nodeless multiband superconductivity in stoichiometric single-crystalline $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ //Physical Review B. – 2017. – Т. 95. – №. 10. – С. 100502.

- [270] Chandrasekhar B. S., Einzel D. The superconducting penetration depth from the semiclassical model //Annalen der Physik. – 1993. – Т. 505. – №. 6. – С. 535–546.
- [271] Yang R. et al. Anomalous phonon behavior in superconducting $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$: An optical study //Physical Review B. – 2017. – Т. 95. – №. 6. – С. 064506
- [272] Zimmermann W. et al. Optical conductivity of BCS superconductors with arbitrary purity //Physica C: Superconductivity. – 1991. – Т. 183. – №. 1-3. – С. 99–104.
- [273] Zhao S. Z. et al. Observation of soft Leggett mode in superconducting $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ //Physical Review B. – 2020. – Т. 102. – №. 14. – С. 144519.
- [274] Stolyarov V. S. et al. Unique interplay between superconducting and ferromagnetic orders in $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ //Physical Review B. – 2018. – Т. 98. – №. 14. – С. 140506.
- [275] Shermadini Z. et al. Superconducting properties of single-crystalline $\text{A}_x\text{Fe}_{2-y}\text{Se}_2$ ($\text{A} = \text{Rb}, \text{K}$) studied using muon spin spectroscopy //Physical Review B. – 2012. – Т. 85. – №. 10. – С. 100501.
- [276] Тинкхам М. Введение в сверхпроводимость. – 1980. – Атомиздат.
- [277] Charnukha A. et al. Optical conductivity of superconducting $\text{Rb}_2\text{Fe}_4\text{Se}_5$ single crystals //Physical Review B. – 2012. – Т. 85. – №. 10. – С. 100504.
- [278] Muratov A. et al. Optical properties of superconducting $\text{K}_{0.8}\text{Fe}_{1.7}(\text{Se}_{0.27}\text{S}_{0.73})_2$ single crystals //Journal of Superconductivity and Novel Magnetism. – 2025. – Т. 38. – №. 6. – С. 236.
- [279] Ning F. et al. ^{59}Co and ^{75}As NMR investigation of electron-doped high T_c superconductor $\text{BaFe}_{1.8}\text{Co}_{0.2}\text{As}_2$ ($T_c = 22 \text{ K}$) //Journal of the Physical Society of Japan. – 2008. – Т. 77. – №. 10. – С. 103705–103705.
- [280] Cui J. et al. Magnetic fluctuations and superconducting properties of $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ studied by ^{75}As NMR //Physical Review B. – 2017. – Т. 96. – №. 10. – С. 104512.
- [281] Yu W. et al. ^{77}Se NMR Study of the Pairing Symmetry and the Spin Dynamics in $\text{K}_y\text{Fe}_{2-x}\text{Se}_2$ //Physical Review Letters. – 2011. – Т. 106. – №. 19. – С. 197001.
- [282] Damascelli A., Hussain Z., Shen Z. X. Angle-resolved photoemission studies of the cuprate superconductors //Reviews of modern physics. – 2003. – Т. 75. – №. 2. – С. 473.
- [283] Böhm T. et al. Microscopic origin of Cooper pairing in the iron-based superconductor $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ //npj Quantum Materials. – 2018. – Т. 3. – №. 1. – С. 48.
- [284] Jost D. et al. Indication of subdominant d-wave interaction in superconducting $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ //Physical Review B. – 2018. – Т. 98. – №. 2. – С. 020504.
- [285] Khodas M., Chubukov A. V., Blumberg G. Collective modes in multiband superconductors: Raman scattering in iron selenides //Physical Review B. – 2014. – Т. 89. – №. 24. – С. 245134.
- [286] Bardasis A., Schrieffer J. R. Excitons and plasmons in superconductors //Physical Review. – 1961. – Т. 121. – №. 4. – С. 1050.

-
- [287] Pashkevich Y. et al. Phase separation in iron chalcogenide superconductor $\text{Rb}_{0.8+x}\text{Fe}_{1.6+y}\text{Se}_2$ as seen by Raman light scattering and band structure calculations // *Low Temperature Physics*. – 2016. – T. 42. – №. 6. – C. 491–504.
- [288] Chandrasekhar B. S., Einzel D. The superconducting penetration depth from the semiclassical model // *Annalen der Physik*. – 1993. – T. 505. – №. 6. – C. 535–546.
- [289] Annett J., Goldenfeld N., Renn S. R. Interpretation of the temperature dependence of the electromagnetic penetration depth in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ // *Physical Review B*. – 1991. – T. 43. – №. 4. – C. 2778.
- [290] Hirschfeld P. J., Goldenfeld N. Effect of strong scattering on the low-temperature penetration depth of a d-wave superconductor // *Physical Review B*. – 1993. – T. 48. – №. 6. – C. 4219.
- [291] Mishra V., Graser S., Hirschfeld P. J. Transport properties of three-dimensional extended s-wave states in Fe-based superconductors // *Physical Review B*. – 2011. – T. 84. – №. 1. – C. 014524.
- [292] Vorontsov A. B., Vavilov M. G., Chubukov A. V. Superfluid density and penetration depth in the iron pnictides // *Physical Review B*. – 2009. – T. 79. – №. 14. – C. 140507.
- [293] Bang Y. Superfluid density of the s^\pm -wave state for the iron-based superconductors // *Europhysics Letters*. – 2009. – T. 86. – №. 4. – C. 47001.
- [294] Hashimoto K. et al. Microwave Surface-Impedance Measurements of the Magnetic Penetration Depth in Single Crystal $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ Superconductors: Evidence for a Disorder-Dependent Superfluid Density // *Physical Review Letters*. – 2009. – T. 102. – №. 20. – C. 207001.
- [295] Cho K. et al. Energy gap evolution across the superconductivity dome in single crystals of $(\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x)\text{Fe}_2\text{As}_2$ // *Science Advances*. – 2016. – T. 2. – №. 9. – C. e1600807.
- [296] Kim H. et al. Universal doping evolution of the superconducting gap anisotropy in single crystals of electron-doped $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Rh}_x)_2\text{As}_2$ from London penetration depth measurements // *Journal of Physics: Condensed Matter*. – 2018. – T. 30. – №. 22. – C. 225602.
- [297] Martin C. et al. Evidence from anisotropic penetration depth for a three-dimensional nodal superconducting gap in single-crystalline $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Ni}_x)_2\text{As}_2$ // *Physical Review B*. – 2010. – T. 81. – №. 6. – C. 060505.
- [298] Li J. et al. Superconductivity suppression of $\text{Ba}_{0.5}\text{K}_{0.5}\text{Fe}_{2-2x}\text{M}_{2x}\text{As}_2$ single crystals by substitution of transition metal ($\text{M} = \text{Mn}, \text{Ru}, \text{Co}, \text{Ni}, \text{Cu}, \text{and Zn}$) // *Physical Review B*. – 2012. – T. 85. – №. 21. – C. 214509.
- [299] Nakajima Y. et al. Suppression of the critical temperature of superconducting $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ by point defects from proton irradiation // *Physical Review B*. – 2010. – T. 82. – №. 22. – C. 220504.
- [300] Kim H. et al. London penetration depth in $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{T}_x)_2\text{As}_2$ ($\text{T} = \text{Co}, \text{Ni}$) superconductors irradiated with heavy ions // *Physical Review B*. – 2010. – T. 82. – №. 6. – C. 060518.
- [301] Cho K. et al. Effects of electron irradiation on resistivity and London penetration depth of $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ ($x \leq 0.34$) iron-pnictide superconductor // *Physical Review B*. – 2014. – T. 90. – №. 10. – C. 104514.

-
- [302] Ghigo G. et al. Effects of disorder induced by heavy-ion irradiation on $(\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x)\text{Fe}_2\text{As}_2$ single crystals, within the three-band Eliashberg s^\pm wave model //Scientific Reports. – 2017. – Т. 7. – №. 1. – С. 13029.
- [303] Teknowijoyo S. et al. Robust s^\pm -pairing in $\text{CaK}(\text{Fe}_{1-x}\text{Ni}_x)_4\text{As}_4$ ($x = 0$ and 0.05) from the response to electron irradiation //Physical Review B. – 2018. – Т. 97. – №. 14. – С. 140508.
- [304] Ghigo G. et al. Disorder-driven transition from s^\pm to s^{++} superconducting order parameter in proton irradiated $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Rh}_x)_2\text{As}_2$ single crystals //Physical Review Letters. – 2018. – Т. 121. – №. 10. – С. 107001.
- [305] Schilling M. B. et al. Tracing the s^\pm symmetry in iron pnictides by controlled disorder //Physical Review B. – 2016. – Т. 93. – №. 17. – С. 174515.
- [306] Tropeano M. et al. Isoelectronic Ru substitution at the iron site in $\text{SmFe}_{1-x}\text{Ru}_x\text{AsO}_{0.85}\text{F}_{0.15}$ and its effects on structural, superconducting, and normal-state properties //Physical Review B. – 2010. – Т. 81. – №. 18. – С. 184504.
- [307] Минеев В. П., Самохин К. В. Введение в теорию необычной сверхпроводимости //МФТИ, М. – 1998.
- [308] Graf M. J. et al. Electronic thermal conductivity and the Wiedemann-Franz law for unconventional superconductors //Physical Review B. – 1996. – Т. 53. – №. 22. – С. 15147.
- [309] Shakeripour H., Petrovic C., Taillefer L. Heat transport as a probe of superconducting gap structure //New Journal of Physics. – 2009. – Т. 11. – №. 5. – С. 055065.
- [310] Reid J. P. et al. Doping evolution of the superconducting gap structure in the underdoped iron arsenide $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ revealed by thermal conductivity //Physical Review B. – 2016. – Т. 93. – №. 21. – С. 214519.
- [311] Ziemak S. et al. Isotropic multi-gap superconductivity in $\text{BaFe}_{1.9}\text{Pt}_{0.1}\text{As}_2$ from thermal transport and spectroscopic measurements //Superconductor Science and Technology. – 2014. – Т. 28. – №. 1. – С. 014004.
- [312] Tanatar M. A. et al. Doping Dependence of Heat Transport in the Iron-Arsenide Superconductor $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$: From Isotropic to a Strongly k-Dependent Gap Structure //Physical Review Letters. – 2010. – Т. 104. – №. 6. – С. 067002.
- [313] Reid J. P. et al. Nodes in the gap structure of the iron arsenide superconductor $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ from c -axis heat transport measurements //Physical Review B. – 2010. – Т. 82. – №. 6. – С. 064501.
- [314] Qiu X. et al. Robust Nodal Superconductivity Induced by Isovalent Doping in $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Ru}_x)_2\text{As}_2$ and $\text{BaFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$ //Physical Review X. – 2012. – Т. 2. – №. 1. – С. 011010.
- [315] Dong J. K. et al. Thermal conductivity of overdoped $\text{BaFe}_{1.73}\text{Co}_{0.27}\text{As}_2$ single crystal: Evidence for nodeless multiple superconducting gaps and interband interactions //Physical Review B. – 2010. – Т. 81. – №. 9. – С. 094520.
- [316] Bang Y. Volovik effect in the s^\pm -wave state for the iron-based superconductors //Physical Review Letters. – 2010. – Т. 104. – №. 21. – С. 217001.

-
- [317] Schachinger E., Carbotte J. P. Microwave conductivity in the ferropnictides with specific application to $Ba_{1-x}K_xFe_2As_2$ //Physical Review B. – 2009. – Т. 80. – №. 17. – С. 174526.
- [318] Leggett A. J. Number-phase fluctuations in two-band superconductors //Progress of Theoretical Physics. – 1966. – Т. 36. – №. 5. – С. 901-930.
- [319] Burnell F. J. et al. Leggett mode in a strong-coupling model of iron arsenide superconductors //Physical Review B. – 2010. – Т. 82. – №. 14. – С. 144506.
- [320] Marciani M. et al. Leggett modes in iron-based superconductors as a probe of time-reversal symmetry breaking //Physical Review B. – 2013. – Т. 88. – №. 21. – С. 214508.
- [321] Maiti S., Hirschfeld P. J. Collective modes in superconductors with competing *s*- and *d*-wave interactions //Physical Review B. – 2015. – Т. 92. – №. 9. – С. 094506.
- [322] Daghero D. et al. Point-contact Andreev-reflection spectroscopy in Fe(Te,Se) films: multiband superconductivity and electron-boson coupling //Superconductor Science and Technology. – 2014. – Т. 27. – №. 12. – С. 124014.
- [323] Daghero D. et al. Superconductivity of underdoped PrFeAs(O,F) investigated via point-contact spectroscopy and nuclear magnetic resonance //Physical Review B. – 2020. – Т. 102. – №. 10. – С. 104513.
- [324] Naidyuk Y. G., Yanson I. K. Point-contact spectroscopy. – Springer, 2019. – Т. 145.
- [325] Шарвин Ю. В. Об одном возможном методе исследования поверхности Ферми //ЖЭТФ. – 1965. – Т. 48. – №. 3. – С. 984–985.
- [326] Wexler G. The size effect and the non-local Boltzmann transport equation in orifice and disk geometry //Proceedings of the Physical Society. – 1966. – Т. 89. – №. 4. – С. 927.
- [327] Khotkevich A. V., Yanson I. K. Atlas of point contact spectra of electron-phonon interactions in metals. – Springer Science & Business Media, 2013.
- [328] Dingle R. B. The electrical conductivity of thin wires //Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences. – 1950. – Т. 201. – №. 1067. – С. 545–560.
- [329] Verkin B. I. et al. Singularities in d^2V/dI^2 dependences of point contacts between ferromagnetic metals //Solid State Communications. – 1979. – Т. 30. – №. 4. – С. 215-218.
- [330] Gloos K., Tuuli E. Electron and hole transmission through superconductor—Normal metal interfaces //Journal of the Korean Physical Society. – 2013. – Т. 62. – С. 1575–1579.
- [331] Miyoshi Y., Bugoslavsky Y., Cohen L. F. Andreev reflection spectroscopy of niobium point contacts in a magnetic field //Physical Review B. – 2005. – Т. 72. – №. 1. – С. 012502.
- [332] Blonder G. E., Tinkham M. Metallic to tunneling transition in Cu-Nb point contacts //Physical Review B. – 1983. – Т. 27. – №. 1. – С. 112.
- [333] Mortensen N. A., Flensberg K., Jauho A. P. Angle dependence of Andreev scattering at semiconductor–superconductor interfaces //Physical Review B. – 1999. – Т. 59. – №. 15. – С. 10176.

-
- [334] Андреев А. Ф. Теплопроводность промежуточного состояния сверхпроводников //Журн. Эксперим. и Теорет. Физики. – 1964. – Т. 46. – С. 1823–1828.
- [335] Никитченко И. А. и др. Туннельная спектроскопия недодопированных пниктидов $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ в нормальном состоянии //Физика твердого тела. – 2025. – Т. 67. – №. 7. – С. 1226-1235.
- [336] Plecenik A. et al. Finite-quasiparticle-lifetime effects in the differential conductance of $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y/\text{Au}$ junctions //Physical Review B. – 1994. – Т. 49. – №. 14. – С. 10016.
- [337] Kaplan S. B. et al. Quasiparticle and phonon lifetimes in superconductors //Physical Review B. – 1976. – Т. 14. – №. 11. – С. 4854.
- [338] Hoonsawat R., Tang I. M. Andreev reflection at a NS interface for non-normal angle of incidence //Physics Letters A. – 1988. – Т. 127. – №. 8–9. – С. 441–443.
- [339] Kupka M. Current-voltage characteristic and differential conductance of a point contact and planar tunnel contact between an ordinary metal and superconductor in realistic three-dimensional geometry: comparison with a one-dimensional case //Physica C: Superconductivity. – 1997. – Т. 281. – №. 1. – С. 91–106.
- [340] Plehn H., Kümmel R. Andreev scattering and density of states in weakly coupled superconductors //Physica B: Condensed Matter. – 1990. – Т. 165. – С. 1617–1618.
- [341] Octavio M. et al. Subharmonic energy-gap structure in superconducting constrictions //Physical Review B. – 1983. – Т. 27. – №. 11. – С. 6739.
- [342] Flensberg K., Hansen J. B., Octavio M. Subharmonic energy-gap structure in superconducting weak links //Physical Review B. – 1988. – Т. 38. – №. 13. – С. 8707.
- [343] Niebler G., Cuniberti G., Novotný T. Analytical calculation of the excess current in the Octavio–Tinkham–Blonder–Klapwijk theory //Superconductor Science and Technology. – 2009. – Т. 22. – №. 8. – С. 085016.
- [344] Volkov A. F., Klapwijk T. M. Microscopic theory of superconducting contacts with insulating barriers //Physics Letters A. – 1992. – Т. 168. – №. 3. – С. 217–224.
- [345] Kümmel R., Huckestein B., Nicolsky R. Andreev reflections and current voltage characteristics of SNS-junctions //Japanese journal of applied physics. – 1987. – Т. 26. – №. S3–2. – С. 1471.
- [346] Kümmel R., Huckestein B., Nicolsky R. Negative differential conductivity in SNS-junctions: A test of pairing configurations in high- T_c superconductors //Solid State Communications. – 1988. – Т. 65. – №. 12. – С. 1567–1571.
- [347] Kümmel R., Günsenheimer U., Nicolsky R. Andreev scattering of quasiparticle wave packets and current-voltage characteristics of superconducting metallic weak links //Physical Review B. – 1990. – Т. 42. – №. 7. – С. 3992.

-
- [348] Popović Z., Dobrosavljević-Grujić L., Zikic R. Influence of Andreev reflection on current-voltage characteristics of superconductor/ferromagnet/superconductor metallic weak links //Physical Review B. – 2012. – Т. 85. – №. 17. – С. 174510.
- [349] Popović Z., Kuzmichev S., Kuzmicheva T. Amplitudes of minima in dynamic conductance spectra of the SNS Andreev contact //Journal of Applied Physics. – 2020. – Т. 128. – №. 1.
- [350] Gunsenheimer U., Zaikin A. D. Ballistic charge transport in superconducting weak links //Physical Review B. – 1994. – Т. 50. – №. 9. – С. 6317.
- [351] Gunsenheimer U., Zaikin A. D. Ballistic transport in superconducting weak links in a microwave field //Europhysics Letters. – 1998. – Т. 41. – №. 2. – С. 195.
- [352] Келдыш Л. В. Диаграммная техника для неравновесных процессов //Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1965. – Т. 48. – №. 4. – С. 1515–1527.
- [353] Арсеев П. И. О диаграммной технике для неравновесных систем: вывод, некоторые особенности и некоторые применения //Успехи физических наук. – 2015. – Т. 185. – №. 12. – С. 1271–1321.
- [354] Abrikosov A. A. The paradox with the static conductivity of a one-dimensional metal //Solid State Communications. – 1981. – Т. 37. – №. 12. – С. 997–1000.
- [355] Landauer R. Spatial variation of currents and fields due to localized scatterers in metallic conduction //IBM Journal of Research and Development. – 1957. – Т. 1. – №. 3. – С. 223–231.
- [356] Agrait N., Yeyati A. L., Van Ruitenbeek J. M. Quantum properties of atomic-sized conductors //Physics Reports. – 2003. – Т. 377. – №. 2–3. – С. 81–279.
- [357] Beenakker C. W. J. Random-matrix theory of quantum transport //Reviews of Modern Physics. – 1997. – Т. 69. – №. 3. – С. 731.
- [358] Dorokhov O. N. Transmission coefficient and the localization length of an electron in N bound disordered chains //Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters. – 1982. – Т. 36. – С. 318.
- [359] Efetov K. B., Larkin A. I. Kinetics of a quantum particle in a long metallic wire //Sov. Phys. JETP. – 1983. – Т. 58. – №. 2. – С. 444–451.
- [360] Beenakker C. W. J. Quantum transport in semiconductor-superconductor microjunctions //Physical Review B. – 1992. – Т. 46. – №. 19. – С. 12841.
- [361] Schep K. M., Bauer G. E. W. Transport through dirty interfaces //Physical Review B. – 1997. – Т. 56. – №. 24. – С. 15860.
- [362] Naveh Y. et al. Universal distribution of transparencies in highly conductive Nb/AlO_x/Nb junctions //Physical Review Letters. – 2000. – Т. 85. – №. 25. – С. 5404.
- [363] Averin D., Bardas A. ac Josephson effect in a single quantum channel //Physical Review Letters. – 1995. – Т. 75. – №. 9. – С. 1831.
- [364] Bardas A., Averin D. V. Electron transport in mesoscopic disordered superconductor–normal-metal–superconductor junctions //Physical Review B. – 1997. – Т. 56. – №. 14. – С. R8518.

-
- [365] Yeyati A. L., Martín-Rodero A., García-Vidal F. J. Self-consistent theory of superconducting mesoscopic weak links //Physical Review B. – 1995. – Т. 51. – №. 6. – С. 3743.
- [366] Ambegaokar V., Baratoff A. Tunneling between superconductors //Physical Review Letters. – 1963. – Т. 10. – №. 11. – С. 486.
- [367] Cuevas J. C., Martín-Rodero A., Yeyati A. L. Hamiltonian approach to the transport properties of superconducting quantum point contacts //Physical Review B. – 1996. – Т. 54. – №. 10. – С. 7366.
- [368] Arnold G. B. Superconducting tunneling without the tunneling Hamiltonian. II. Subgap harmonic structure //Journal of Low Temperature Physics. – 1987. – Т. 68. – №. 1. – С. 1–27.
- [369] Zaitsev A. V., Averin D. V. Theory of ac Josephson effect in superconducting constrictions //Physical Review Letters. – 1998. – Т. 80. – №. 16. – С. 3602.
- [370] Volkov A. F., Zaitsev A. V., Klapwijk T. M. Proximity effect under nonequilibrium conditions in double-barrier superconducting junctions //Physica C: Superconductivity. – 1993. – Т. 210. – №. 1–2. – С. 21–34.
- [371] Kulik I. O., Omel'yanchuk A. N. Josephson effect in superconductive bridges: microscopic theory //Soviet Journal of Low Temperature Physics. – 1978. – Т. 4. – №. 3. – С. 142–149.
- [372] Artemenko S. N., Volkov A. F., Zaitsev A. V. Excess current in superconducting point junctions //JETP Lett. – 1978. – Т. 28. – №. 10. – С. 589–591.
- [373] Artemenko S. N., Volkov A. F., Zaitsev A. V. On the excess current in microbridges ScS and ScN //Solid State Communications. – 1979. – Т. 30. – №. 12. – С. 771–773.
- [374] Zaitsev A. V. Theory of pure short S-c-S and S-c-N microjunctions //Sov. Phys.-JETP. – 1980. – Т. 51. – №. 1.
- [375] Zaitsev A. V. Quasiclassical equations of the theory of superconductivity for contiguous metals and the properties of constricted microcontacts //Zh. Eksp. Teor. Fiz. – 1984. – Т. 86. – С. 1742–1758.
- [376] Naidyuk Y. G., Gloos K. Anatomy of point-contact Andreev reflection spectroscopy from the experimental point of view //Low Temperature Physics. – 2018. – Т. 44. – №. 4. – С. 257–268.
- [377] Cuevas J. C. et al. Proximity effect and multiple Andreev reflections in diffusive superconductor–normal-metal–superconductor junctions //Physical Review B. – 2006. – Т. 73. – №. 18. – С. 184505.
- [378] Кузьмичева Т. Е. и др. Многозонный квазичастичный транспорт в туннельных контактах на базе сверхпроводящего стехиометрического пниктида $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ //Физика твердого тела. – 2025. – Т. 67. – №. 7. – С. 1215–1225.
- [379] Devereaux T. P., Fulde P. Multiple Andreev scattering in superconductor–normal metal–superconductor junctions as a test for anisotropic electron pairing //Physical Review B. – 1993. – Т. 47. – №. 21. – С. 14638.
- [380] Кузьмичев С. А., Кузьмичева Т. Е. Техника «break-junction» применительно к слоистым сверхпроводникам //Физика низких температур. – 2016. – №. 42. – С. 1284–1310.

- [381] Палистрант М. Е., Урсу В. А. Выход за рамки теоремы Мигдала в теории двухзонной сверхпроводимости //Теоретическая и математическая физика. – 2006. – Т. 149. – №. 1. – С. 111–126.
- [382] Калалб М. Г., Кочорбэ Ф. Г., Палистрант М. Е. Сверхпроводимость на основе модели с тремя перекрывающимися энергетическими зонами при нефононном механизме //Теоретическая и математическая физика. – 1992. – Т. 91. – №. 3. – С. 483–499.
- [383] Палистрант М. Е. Сверхпроводимость и ферромагнетизм в неадиабатических системах с магнитной примесью. Выход за рамки теоремы Мигдала //Теоретическая и математическая физика. – 2003. – Т. 135. – №. 1. – С. 137–158.
- [384] Кузьмичева Т. Е., Кузьмичев С. А. Параметры сверхпроводящих подсистем в диборидах магния и оксипниктидах железа по данным спектроскопии многократных андреевских отражений //Физика низких температур. – 2019. – Т. 45. – №. 11. – С. 1366–1380.
- [385] Moreland J., Ekin J. W. Electron tunneling experiments using Nb-Sn “break” junctions //Journal of Applied Physics. – 1985. – Т. 58. – №. 10. – С. 3888–3895.
- [386] Muller C. J., Van Ruitenbeek J. M., De Jongh L. J. Experimental observation of the transition from weak link to tunnel junction //Physica C: Superconductivity. – 1992. – Т. 191. – №. 3-4. – С. 485–504.
- [387] Zhu Y., Tan Z., Hong W. Simultaneous electrical and mechanical characterization of single-molecule junctions using AFM-BJ technique //ACS omega. – 2021. – Т. 6. – №. 46. – С. 30873–30888.
- [388] Hihath J. et al. Study of electron–phonon interactions in a single molecule covalently connected to two electrodes //Nano Letters. – 2008. – Т. 8. – №. 6. – С. 1673–1678.
- [389] Fu T. et al. Single-molecule junction formation in break-junction measurements //The Journal of Physical Chemistry Letters. – 2021. – Т. 12. – №. 44. – С. 10802–10807.
- [390] Kuzmicheva T. E. et al. Experimental study of the intrinsic multiple Andreev reflections effect in GdO (F) FeAs superconductor array junctions //Europhysics Letters. – 2013. – Т. 102. – №. 6. – С. 67006.
- [391] Ponomarev Y. G. et al. Quasiparticle tunneling in the c-direction in stacks of $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ S–I–S junctions and the symmetry of the superconducting order parameter //Physica C: Superconductivity. – 1999. – Т. 315. – №. 1-2. – С. 85-90.
- [392] Ponomarev Y. G. et al. Terahertz phonon spectroscopy of doped superconducting cuprates //JETP Letters. – 2013. – Т. 96. – С. 743-749.
- [393] Kuzmicheva T. E., Kuzmichev S. A., Zhigadlo N. D. Superconducting order parameter and bosonic mode in hydrogen-substituted $\text{NdFeAsO}_{0.6}\text{H}_{0.36}$ revealed by multiple-Andreev-reflection spectroscopy //Physical Review B. – 2019. – Т. 100. – №. 14. – С. 144504.
- [394] Tarantini C. et al. Effect of heat treatments on superconducting properties and connectivity in K-doped BaFe_2As_2 //Scientific Reports. – 2021. – Т. 11. – №. 1. – С. 3143.
- [395] Cheng Z. et al. Strengthened proximity effect at grain boundaries to enhance inter-grain supercurrent in $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ superconductors //Materials Today Physics. – 2022. – Т. 28. – С. 100848.

- [396] Асадов А. К., Дорошенко Н. А. Межзеренные контакты и критический ток YBaCuO керамики //Физика твердого тела. – 1991. – Т. 33. – №. 11. – С. 3216-3222.
- [397] Hatano T. et al. High tolerance of the superconducting current to large grain boundary angles in potassium-doped BaFe₂As₂ //NPG Asia Materials. – 2024. – Т. 16. – №. 1. – С. 41.
- [398] Golubov A. A., Kupriyanov M. Y. Theoretical investigation of Josephson tunnel junctions with spatially inhomogeneous superconducting electrodes //Journal of Low Temperature Physics. – 1988. – Т. 70. – №. 1. – С. 83–130.
- [399] Belzig W., Bruder C., Schön G. Local density of states in a dirty normal metal connected to a superconductor //Physical Review B. – 1996. – Т. 54. – №. 13. – С. 9443.
- [400] Klapwijk T. M. Proximity effect from an Andreev perspective //Journal of Superconductivity. – 2004. – Т. 17. – №. 5. – С. 593–611.
- [401] Попов Е. П. Динамика систем автоматического регулирования, ГИТТЛ //Москва. – 1954.
- [402] Пономарев Я. Г., Рахманинова А. В. Автоматический мост для получения вольт-амперных характеристик нелинейных элементов //ПТЭ. – 1970. – Т. 5. – С. 120.
- [403] Ельцев Ю. Ф. и др. Магнитные и транспортные свойства кристаллов железосодержащих сверхпроводников семейства 122 //Успехи физических наук. – 2014. – Т. 184. – №. 8. – С. 897-902.
- [404] Chen Y. et al. Systematic growth of BaFe_{2-x}Ni_xAs₂ large crystals //Superconductor Science and Technology. – 2011. – Т. 24. – №. 6. – С. 065004.
- [405] Кузьмичева Т. Е., Кузьмичев С. А., Медведев А. С. Многощелевая сверхпроводимость немагнитного стехиометрического пниктида CaKFe₄As₄ //Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2024. – Т. 119. – №. 10. – С. 757–763.
- [406] Bud'ko S. L. et al. ⁵⁷Fe Mössbauer study of stoichiometric iron-based superconductor CaKFe₄As₄: a comparison to KFe₂As₂ and CaFe₂As₂ //Philosophical Magazine. – 2017. – Т. 97. – №. 29. – С. 2689–2703.
- [407] Кузьмичёв С. А. и др. Андреевская спектроскопия стехиометрического сверхпроводящего пниктида EuCsFe₄As₄ //Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2022. – Т. 116. – №. 10. – С. 702–707.
- [408] Kuzmicheva T. et al. Single Crystal Growth, Transport Phenomena, and Upper Critical Field of Alkali Metal-Based K_xFe_{2-y}(Se,S)₂ Iron Chalcogenides //Journal of Superconductivity and Novel Magnetism. – 2025. – Т. 38. – №. 2. – С. 120.
- [409] Кузьмичева Т. Е. и др. Однощелевая сверхпроводимость селенидов (K_{0.8}Na_{0.2})_{0.9}Fe_{1.7}Se₂ и K_{0.8}Fe_{1.7}(Se_{0.73}S_{0.27})₂ по данным спектроскопии эффекта многократных андреевских отражений //Физика твердого тела. – 2025. – Т. 67. – №. 6. – С. 1069–1078.
- [410] Rakhmanov Y. et al. Effect of Na Doping on the Structural, Superconductive and Magnetic Properties of Iron-Based Chalcogenides (Na,K,Rb)_xFe_{2-y}Se₂ //Journal of Superconductivity and Novel Magnetism. – 2026. – Т. 39. – №. 1. – С. 24.

-
- [411] Carbotte J. P. Properties of boson-exchange superconductors //Reviews of Modern Physics. – 1990. – Т. 62. – №. 4. – С. 1027.
- [412] Mitrović B., Zarate H. G., Carbotte J. P. The ratio $2\Delta_0/k_B T_c$ within Eliashberg theory //Physical Review B. – 1984. – Т. 29. – №. 1. – С. 184.
- [413] Кузьмичев С. А. и др. Эволюция сверхпроводящего параметра порядка пниктидов Na(Fe,Co)As вдоль фазовой диаграммы допирования //Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2024. – Т. 120. – №. 2. – С. 130–137.
- [414] Kuzmichev S. et al. Multiple Andreev reflections effect spectroscopy of LiFeAs single crystals: Three superconducting order parameters and their temperature evolution //SN Applied Sciences. – 2022. – Т. 4. – №. 6. – С. 189.
- [415] Vishik I. M. Photoemission perspective on pseudogap, superconducting fluctuations, and charge order in cuprates: a review of recent progress //Reports on Progress in Physics. – 2018. – Т. 81. – №. 6. – С. 062501.
- [416] Timusk T., Statt B. The pseudogap in high-temperature superconductors: an experimental survey //Reports on Progress in Physics. – 1999. – Т. 62. – №. 1. – С. 61.
- [417] Kuzmichev S. A., Kuzmicheva T. E., Zhigadlo N. D. Evidence of a multiple boson emission in $\text{Sm}_{1-x}\text{Th}_x\text{OFeAs}$ //Europhysics Letters. – 2017. – Т. 119. – №. 1. – С. 17007.