

Многозонный квазичастичный транспорт в туннельных контактах на базе сверхпроводящего стехиометрического пниктида $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$

© Т.Е. Кузьмичева¹, А.Д. Ильина¹, И.А. Никитченков^{2,1}, К.С. Перваков¹,
В.А. Власенко¹, А.С. Медведев¹, С.А. Кузьмичев^{2,1}

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
Москва, Россия

² Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова,
Москва, Россия

E-mail: kuzmichev@mig.phys.msu.ru

Поступила в Редакцию 6 марта 2025 г.

В окончательной редакции 6 марта 2025 г.

Принята к публикации 5 мая 2025 г.

Методами туннельной спектроскопии контактов на микротрещине установлена многощелевая сверхпроводимость пниктидов $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$, определены амплитуды и температурные зависимости микроскопических сверхпроводящих параметров порядка $\Delta_i(T)$. Получены температурные зависимости особенностей, вызванных андреевским транспортом: андреевского избыточного тока $I_{\text{exc}}(T)$ и андреевской проводимости при нулевом смещении $G_{\text{ZBC}}^A(T)$. Также измерена температурная зависимость критического тока $I_c(T)$. По данным $I_{\text{exc}}(T)$, $G_{\text{ZBC}}^A(T)$ и $I_c(T)$ оценены парциальные проводимости двух эффективных зон, показан доминирующий вклад „ведущих“ зон с большой сверхпроводящей щелью в общую проводимость.

Ключевые слова: высокотемпературная сверхпроводимость, пниктиды, туннельная спектроскопия, многократные андреевские отражения, сверхпроводящий параметр порядка.

DOI: 10.61011/FTT.2025.07.61177.9NN-25

1. Введение

Сверхпроводники недавно открытого семейства 1144 на основе щелочных металлов общего состава XYFe_4As_4 (где X — щелочноземельный металл или редкоземельный Eu , Y — щелочной металл) [1] представляются весьма перспективными для прикладных и фундаментальных исследований (в качестве обзора см. [2]). Типичный представитель этого семейства $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ имеет слоистую кристаллическую структуру, представляющую собой стопку антифлюоритоподобных сверхпроводящих (СП) блоков FeAs с тетрагональной решеткой в ab -плоскости, разделенных вдоль c -направления чередующимися плоскостями Ca и K [1]. Наличие атомов щелочного металла в структуре обеспечивает дырочное „самодопирование“ СП-блоков FeAs , что способствует, в отличие от большинства пниктидов железа, установлению сверхпроводимости именно в стехиометрическом составе, с максимальной для этого соединения критической температурой $T_c \approx 35$ К, а также отсутствию магнетизма и нематического порядка выше T_c [1].

Расчеты зонной структуры [3] показали, что уровень Ферми в $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ пересекает около 10 зон, образуя несколько вложенных, слабо гофрированных вдоль k_z -направления дырочных цилиндров поверхности Ферми вокруг Γ -точки зоны Бриллюэна и несколько электронных цилиндров вокруг M -точки. Ниже T_c , согласно расчетам, на каждом листе поверхности Ферми образуется СП-конденсат с различной энергией связи куперов-

ских пар, т. е. формально реализуется 10-щелевая сверхпроводимость. В исследованиях методом фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением (ФЭСУР) надежно различимы три дырочных кармана в Γ -точке и 1–2 электронных кармана в M -точке [4,5]. Четыре СП-параметра порядка, реализующиеся на обнаруженных с помощью ФЭСУР цилиндрах поверхности Ферми, имели довольно высокие характеристические отношения $2\Delta_i(0)/k_B T_c \approx 5\text{--}9$, превышающие предел слабой связи 3.53, что согласуется с данными оптической [6] и фемтосекундной спектроскопии [7].

В экспериментах методами сканирующей туннельной спектроскопии (СТС) [5,8,9,10] и спектроскопии точечных контактов (ТК) [11] на спектрах туннельных и андреевских контактов при $T \ll T_c$ наблюдались достаточно широкие максимумы в диапазонах смещений $|V_S| \approx 3\text{--}4$ мВ и $|V_L| \approx 6\text{--}8$ мВ, интерпретированные авторами этих работ как щелевые особенности от малой и большой СП-щелей. К сожалению, надежная оценка амплитуд Δ_i на основе этих данных затруднена по причине сильного размытия: авторам [5,8,10,11] удалось удовлетворительно аппроксимировать экспериментальные данные, только введя чудовищный разброс значений $\Delta_i(0)$ от 0 до $\sim 10\text{--}12$ меВ, соответствующий 100% анизотропии в реальном пространстве, т. е. многофазности и полному хаосу свойств.

Наши предварительные исследования методом спектроскопии эффекта некогерентных многократных андреевских отражений (ЭНМАО), проведенные при

$T \ll T_c$, показали сосуществование трех объемных СП-параметров порядка с характеристическими отношениями, в среднем составляющими $2\Delta_i(0)/k_B T_c \approx 5.6$, 3.9 и 1.3.

Температурная зависимость концентрации куперовских пар $\rho_S(T)$ была получена с помощью измерений лондоновской глубины проникновения [8,11,12] и мюонной спектроскопии [13]. На зависимостях наблюдался значительный „прогиб“ при температурах $T \approx 10\text{--}15\text{ K}$, для аппроксимации которого помимо большой СП-щели с $2\Delta_i(0)/k_B T_c \approx 6\text{--}9$ (что согласуется с данными работ [4–11]) требуется введение меньшего СП-параметра порядка Δ_S с $2\Delta_S(0)/k_B T_c \approx 1\text{--}2$ [8,11,12,13].

В настоящей работе проведены исследования СП-свойств поликристаллов $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ двумя взаимодополняющими методами. С помощью ЭНМАО-спектроскопии напрямую определены амплитуды СП-параметров порядка и их температурные зависимости. Получены зависимости особенностей, вызванных многозонным андреевским транспортом: андреевского избыточного тока $I_{\text{exc}}(T)$ и андреевской проводимости при нулевом смещении $G_{\text{ZBC}}^A(T)$ на $I(V)$ и $dI(V)/dV$ -характеристиках андреевских контактов; на основе их анализа в рамках многозонного подхода оценены парциальные проводимости эффективных зон. Подобные данные отсутствуют в литературе на данный момент. С помощью туннельной спектроскопии измерена температурная зависимость сверхтока $I_c(T)$ для СП-закоротов, пропорциональная в первом приближении концентрации куперовских пар $\rho_S(T)$. Показано, что данные $I_c(T)$ могут быть описаны в рамках теоретических представлений с использованием данных $\Delta_i(T)$, измеренных напрямую методом ЭНМАО-спектроскопии.

2. Детали эксперимента

Синтез поликристаллических образцов $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ проводили из подготовленных заранее прекурсоров CaAs , KAs и Fe_2As в мольном соотношении 1:1:2. В качестве исходных реагентов использовали $\text{Ca}(99.9\%)$, $\text{K}(99.95\%)$, $\text{Fe}(99.98\%)$ и $\text{As}(99.9999\%)$. Полученные прекурсоры размалывали и перемешивали в агатовой ступке. Порошок засыпали в корундовый тигель, который заваривали в ниобиевый контейнер. Контейнер помещали в вакуумную печь и прокаливали в атмосфере аргона при температуре 955°C в течение 6 часов. Полученный порошок перетирали в агатовой ступке и прессовали в таблетки диаметром 12 мм под давлением 10 МПа. Таблетки помещали в ниобиевый контейнер и заваривали при помощи аргонодуговой сварки в атмосфере аргона. Контейнер помещаем в вакуумную печь и прокаливали при температуре 955°C в течение 6 часов в атмосфере аргона. Все операции синтеза, кроме прокаливания, были проведены в перчаточном боксе в атмосфере аргона и содержанием кислорода и воды менее чем 0.1 ppm.

В результате были получены плотные поликристаллические образцы, которые были измельчены в агатовой ступке для проведения рентгенофазового анализа. По данным РФА образцы являются однофазными, параметры решетки были уточнены методом Ле Бейля и составили $a = 3.8534(12)\text{ \AA}$, $c = 12.830(5)\text{ \AA}$.

Для исследования квазичастичного транспорта в СП и нормальном состоянии использовались методы туннельной спектроскопии контактов типа сверхпроводник–сужение–сверхпроводник (ScS) и ЭНМАО-спектроскопии SnS-контактов (где n — тонкий нормальный металл).

В ScS-контакте малой емкости с размером $d < 2\xi_0$ (ξ_0 — длина когерентности) и перекрытием фаз волновых функций СП-конденсатов внутри туннельного барьера на вольтамперной характеристике (ВАХ) при смещении $eV = 0$ ниже T_c присутствует вертикальная сверхтоковая ветвь. Амплитуда сверхтока I_c определяется температурной зависимостью СП-параметра порядка $\Delta(T)$ по формуле Амбегаокара-Баратова [14] и пропорциональна концентрации куперовских пар $\rho_S(T)$ из теории БКШ

$$I_c(T) = \frac{\pi}{2} \frac{\Delta(T)}{eR_N} \tanh \frac{\Delta(T)}{2k_B T} \propto \rho_S(T). \quad (1)$$

При превышении критического тока I_c (с использованием источника постоянного тока) на ВАХ наблюдается горизонтальный перескок („срыв“) на квазичастичную ветвь. В двухзонном приближении можно записать

$$\frac{I_c(T)}{I_c(0)} = \omega \delta_L(T) \tanh \frac{\Delta_L(T)}{2k_B T} + (1 - \omega) \delta_S(T) \tanh \frac{\Delta_S(T)}{2k_B T},$$

$$\delta(T) \equiv \frac{\Delta(T)}{\Delta(0)}, \quad (2)$$

где $R_N \equiv 1/G_N$ — нормальное сопротивление контакта при $eV \gg 2\Delta(0)$, а весовой вклад зоны с большой СП-щелью

$$\omega = \frac{G_L \Delta_L(0)}{G_L \Delta_L(0) + G_S \Delta_S(0)}. \quad (3)$$

В контакте типа сверхпроводник–тонкий нормальный металл–сверхпроводник (SnS) с размером $l > d > \xi_0$ (l — характерная длина неупругого рассеяния) и, следовательно, отсутствием фазовой когерентности между СП-берегами, ниже T_c реализуется ЭНМАО [15–18]. На ВАХ SnS-контакта при $eV = 0$ отсутствует сверхтоковая ветвь, при этом в случае высокой прозрачности туннельного барьера ($T > 80\%$, соответствующий барьерный параметр $Z < 0.5$) наблюдается участок повышенного наклона (т.н. „пьедестал“): проводимость при нулевом смещении G_{ZBC} конечна, однако может в несколько раз превышать G_N [16–18]. Во всем диапазоне смещений наблюдается андреевский избыточный ток $I_{\text{exc}}(V, T) \equiv I(V, T) - I(V, T_c)$, стремящийся к постоянному значению при $eV \gg 2\Delta(0)$ [15,16]. Для „идеального“ контакта (с $Z = 0$ и параметром размытия

$\Gamma = \hbar/(2\tau) = 0$, τ — характерное время неупругого рассеяния электронов) на базе однозонного классического сверхпроводника температурные зависимости андреевского избыточного тока $I_{\text{exc}}(T)$ при $eV \gg 2\Delta(0)$ и андреевской проводимости при нулевом смещении $G_{\text{ZBC}}^A(T) \equiv (G_{\text{ZBC}}(T)/G_N - 1)$ определяется зависимостью СП-щели $\Delta(T)$ [15,19,20]:

$$I_{\text{exc}}(T) = \frac{8}{3} \frac{G_N}{e} e^{-\frac{eV}{2k_B T}} \Delta(T) \tanh \frac{eV}{2k_B T}, \quad (4)$$

$$G_{\text{ZBC}}^A(T) = G_N \frac{l}{d} \tanh \frac{\Delta(T)}{2k_B T}. \quad (5)$$

Из-за большого числа неизвестных параметров реального контакта (d, l, Z, Γ) их оценка из эксперимента на основе анализа абсолютных величин $I_{\text{exc}}(T)$ и $G_{\text{ZBC}}^A(T)$ затруднена. Тем не менее, возможно исследование температурных трендов этих величин. В двухзонном приближении нормированные формулы (4), (5) могут быть записаны как [21]

$$\frac{I_{\text{exc}}(T)}{I_{\text{exc}}(0)} = \phi \delta_L(T) + (1 - \omega) \delta_S(T), \quad \delta(T) \equiv \frac{\Delta(T)}{\Delta(0)}, \quad (6)$$

$$\frac{G_{\text{ZBC}}^A(T)}{G_{\text{ZBC}}^A(0)} = \chi \tanh \frac{\Delta_L(T)}{2k_B T} + (1 - \chi) \tanh \frac{\Delta_S(T)}{2k_B T}. \quad (7)$$

Весовой коэффициент χ зависимости $G_{\text{ZBC}}^A(T)$ соответствует парциальной нормальной проводимости G_L зоны с большой СП-щелью [21]

$$\chi = \frac{G_L}{G_N} \equiv \frac{G_L}{G_L + G_S}, \quad (8)$$

при этом весовой коэффициент ϕ зависимости $I_{\text{exc}}(T)$ приблизительно равен

$$\phi \approx \frac{G_L \Delta_L(0)}{G_L \Delta_L(0) + G_S \Delta_S(0)}. \quad (9)$$

Парциальная проводимость зоны с большой СП-щелью может быть оценена по данным $I_{\text{exc}}(T)$ (т.е. величина χ_{exc}) или по данным $I_c(T)$ (величина χ_{Ic}) как [21]

$$\chi_{\text{exc}} \approx \left[\left(\frac{1}{\phi} - 1 \right) \frac{\Delta_L(0)}{\Delta_S(0)} + 1 \right]^{-1}. \quad (10)$$

На спектре динамической проводимости SnS-контакта высокой прозрачности ЭНМАО вызывает появление субгармонической щелевой структуры (СГС) [15,16]: минимумов $dI(V)/dV$ при смещениях

$$eV_n(T) = \frac{2\Delta(T)}{n}, \quad (11)$$

где n — натуральное число. Согласно [16], положение V_n андреевских минимумов напрямую определяется величиной СП-щели $\Delta(T)$ при любых температурах вплоть до T_c . Для SnS-контакта на базе многощелевого сверхпроводника, на $dI(V)/dV$ -спектре ожидается

появление нескольких СГС, положение которых соответствует $\Delta_i(T)$. При $T \rightarrow 0$ число n^* наблюдаемых на $dI(V)/dV$ -спектре планарного SnS-контакта минимумов для каждой зоны (для случая $Z, \Gamma = 0$) приблизительно соответствует отношению l/d вдоль кристаллографического c -направления [16], а также отношению андреевской проводимости при нулевом смещении к нормальной [19,20] $n^* \approx l/d \approx G_{\text{ZBC}}^A/G_N$ и уменьшается в реальном контакте с малыми, однако ненулевыми Z [15] и Γ .

Исследование планарных SnS-контактов с баллистическим транспортом ($d < l^{\text{el}}$ вдоль ab -плоскости, где l^{el} — длина свободного пробега) позволяет получить информацию о возможной анизотропии СП-щели в $k_x k_y$ -плоскости импульсного пространства. Согласно расчетам [22], форма андреевских особенностей СГС может меняться в зависимости от типа симметрии СП-параметра порядка сверхпроводника. Резкие интенсивные минимумы ожидаются на $dI(V)/dV$ -спектре SnS-контакта на базе сверхпроводника с изотропной СП-щелью (s -волновая симметрия). В то же время, в случае анизотропии СП-щели в k -пространстве (зависимости $\Delta(\theta)$, где θ — направление импульса) амплитуда особенностей подавляется: для СП-щели с точками нулей (например, d -волновой симметрией) амплитуда минимумов СГС не превышает $\sim (5-10\%) G_N$ [22]. Численные расчеты в рамках подхода [22] показали, что для случая расширенной s -волновой симметрии СП-щели без нулей (спектр № 2 на рис. 4 в [23]) ожидаются протяженные особенности — дублеты, состоящие из двух минимумов, соединенных „аркой“. Положение минимумов напрямую определяется максимальной (Δ^{out}) и минимальной (Δ^{in}) энергиями связи куперовских пар в зависимости от направления импульса. Степень анизотропии далее оценена как $A \equiv 100\% \cdot [1 - (\Delta^{\text{in}}/\Delta^{\text{out}})]$.

Туннельные структуры вышеуказанных типов создавались с помощью техники „планарный механически регулируемый контакт на микротрещине“ [23], которая является модификацией классической техники „break-junction“ [24] применительно к слоистым соединениям. Особенности используемой конфигурации, преимущества и недостатки метода подробно обсуждаются в обзоре [23].

На образец, подготовленный в форме прямоугольной пластинки размером $3 \times 1.5 \times 0.3 \text{ mm}^3$, с помощью жидкого при комнатной температуре In-Ga припоя были нанесены 4 контакта, которые фиксировали образец на пружинящем П-образном столике из бериллиевой бронзы. Далее столик с образцом охлаждался до $T = 4.2 \text{ K}$ и прецизионно изгибался, что способствовало раскалыванию образца. Образование микротрещины контролировалось в реальном времени по появлению конечного наклона ВАХ образца.

В общем случае микротрещина, разделяющая два массивных СП-берега, представляет собой структуру типа сверхпроводник-барьер-сверхпроводник (ScS). В процессе эксперимента трещина остается „закрытой“, т.е. части образца не разводятся на значительное расстояние

в отличие от классической техники. Это защищает криогенный скот от деградации и проникновения примесей, что позволяет получать туннельные контакты высокого качества и наблюдать объемную СП-щель, не подверженную влиянию поверхностных эффектов. Путем тонкой механической подстройки, варьируя изгиб столика, возможно менять точку соприкосновения берегов и получать десятки туннельных контактов на одном и том же образце, что необходимо для набора статистики данных и проверки воспроизводимости определенных величин СП-щели. В зависимости от прозрачности и толщины барьера, на контактах на микротрещине возможна реализация различных методов спектроскопии.

В общем случае в поликристаллах скот проходит вдоль межзеренных границ. Однако, как было показано нами ранее [23], в поликристаллах *слоистых* соединений при силе связи зерен, превышающей межслоевую связь, возможно раскалывание отдельных кристаллических зерен, в которых кристаллографические *ab*-плоскости ориентированы вдоль трещины. На поверхности таких расколотых зерен наблюдаются ступеньки-террасы, характерные для любых слоистых соединений (рис. 2 в [23]), на которых могут быть получены планарные ScS-контакты с протеканием тока вдоль кристаллографического *c*-направления. По нашим оценкам для моно- и поликристаллов родственных слоистых соединений [23,25,26], размер контактной области порядка 10–50 nm оказывается много меньше средней ширины террасы ($\sim 100\text{--}500\text{ nm}$) и размера кристаллических зерен (до 1 мкм). Для планарного контакта условие наблюдения ЭНМАО должно выполняться вдоль *c*-направления ($l_c > d_c$). Зависимость энергии связи куперовских пар от направления импульса может быть разрешена в $k_x k_y$ -плоскости при условии баллистического пролета квазичастиц $l_{ab}^{\text{el}} > d_{ab}$, при этом вдоль k_z -направления имеет место „перемешивание“ носителей заряда и усреднение величины $\Delta(k_z)$ [23].

3. Результаты

На рис. 1 приведены ВАХ (линия оранжевого цвета, правая вертикальная ось) и соответствующий $dI(V)/dV$ -спектр (линия красного цвета, левая ось) SnS-контакта на микротрещине, полученного при $T = 3.1\text{ K} \ll T_c$ в поликристалле $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$. ВАХ практически симметрична относительно нуля, не содержит „срывов“ и гистерезисов. На ВАХ при $eV = 0$ отсутствует сверхтоковая ветвь и наблюдается участок увеличенного наклона, „пьедестал“. Во всем диапазоне смещений данная кривая проходит выше ВАХ того же контакта, измеренной при $T = 36\text{ K} > T_c$ (штриховая линия), т.е. имеет избыточный ток. При больших смещениях наклоны ВАХ, измеренных ниже и выше T_c , примерно совпадают, т.е. андреевский избыточный ток стремится к постоянному значению. Данные особенности ВАХ однозначно указывают на реализацию ЭНМАО-режима высо-

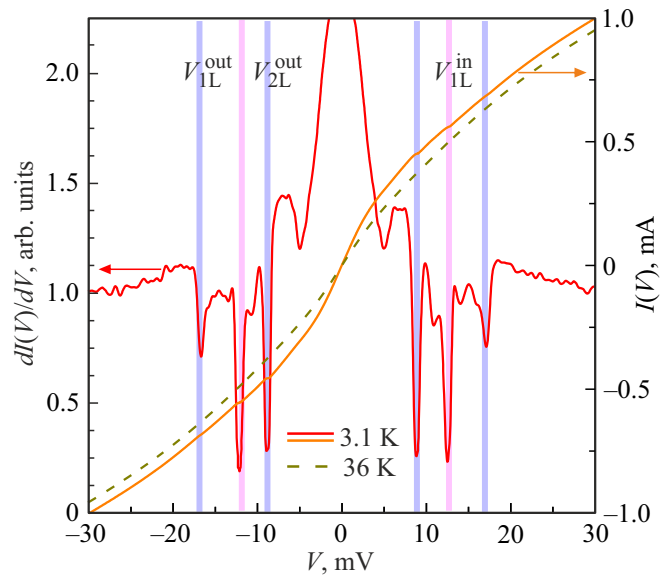


Рис. 1. ВАХ (правая вертикальная ось) и $dI(V)/dV$ -спектр (левая ось) SnS-андреевского контакта в поликристалле слоистого пниктида $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$, измеренные при $T = 3.1\text{ K} \ll T_c$. Положение фундаментальной ($n=1$) гармоники V_{1L}^{out} и второй ($n=2$) субгармоники V_{2L}^{out} от СП-параметров порядка $2\Delta_L^{\text{out}}(0) \approx 17.4\text{ meV}$ отмечено вертикальными линиями голубого цвета, фундаментальной гармоники V_{1L}^{in} от СП-параметра порядка $2\Delta_L^{\text{in}}(0) \approx 12.2\text{ meV}$ — линиями розового цвета. Для сравнения приведена ВАХ того же контакта, полученная выше T_c (штриховая линия).

кой прозрачности в соответствии со всеми имеющимися теоретическими представлениями [15–20]. Наблюдаемое $I_{\text{exc}}(V) \rightarrow \text{const}$ при больших смещениях $eV \gg 2\Delta(0)$ также соответствует примерному постоянству нормального сопротивления $R_N(T) \rightarrow \text{const}$ с температурой, что говорит об отсутствии локального перегрева и о реализации баллистического пролета квазичастиц через контакт.

На соответствующем $dI(V)/dV$ -спектре присутствуют резкие минимумы при смещениях примерно 17.4, 12.2 и 8.7 mV (линии голубого и розового цвета на рис. 1), которые не соответствуют формуле (11) и не могут принадлежать к одной СГС от изотропной СП-щели. При $|V| > 18\text{ mV}$ спектр имеет гладкий вид. Полагая каждый из двух минимумов, расположенные при максимальных смещениях $|V_{1L}^{\text{out}}| \approx 17.4\text{ mV}$ и $|V_{1L}^{\text{in}}| \approx 12.2\text{ mV}$, дублетом от фундаментальной андреевской гармоники ($n_i = 1$), можно напрямую определить две характерные энергии связи куперовских пар $2\Delta_L^{\text{out}}(0) \approx 17.4\text{ meV}$ и $2\Delta_L^{\text{in}}(0) \approx 12.2\text{ meV}$, соответствующие анизотропному распределению СП-щели в k -пространстве. Минимум, расположенный на вдвое меньшем смещении $|V_{2L}^{\text{out}}| \approx |V_{1L}^{\text{out}}|/2 \approx 8.7\text{ mV}$, можно интерпретировать как вторую ($n=2$) субгармонику от Δ_L^{out} . Вторая субгармоника от Δ_L^{in} , ожидаемая при $|V_{2L}^{\text{in}}| \approx 6.1\text{ mV}$, примерно перекрывается с началом пьедестала (соответствующим

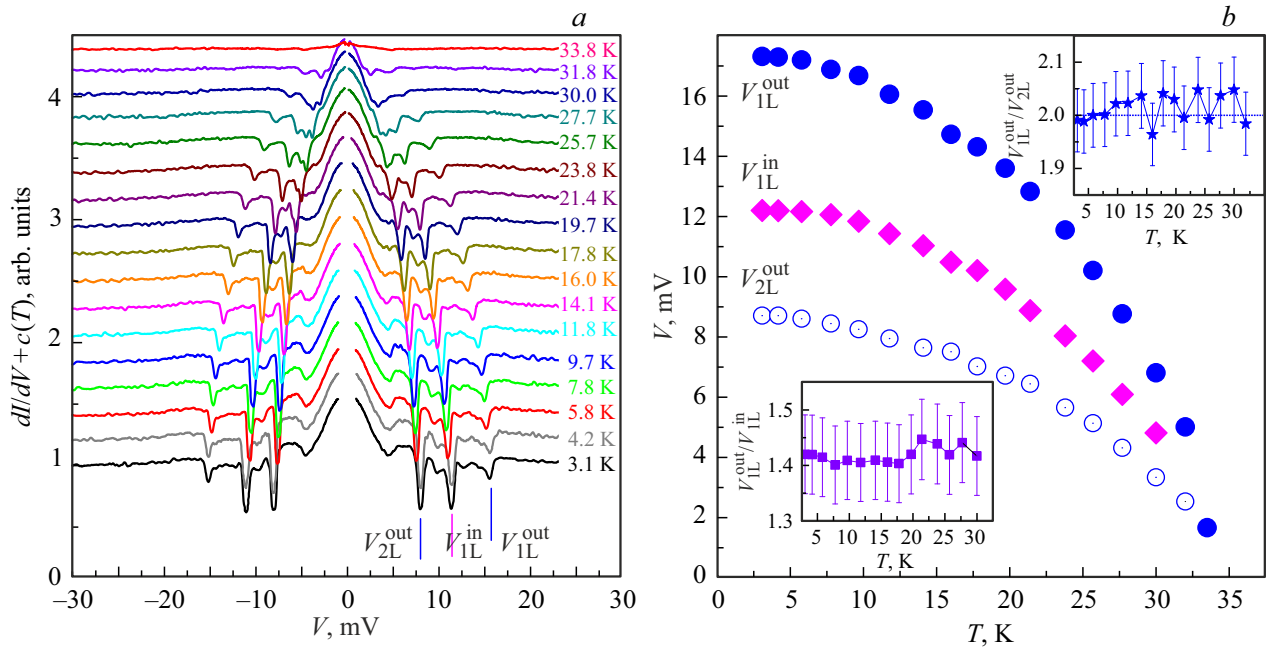


Рис. 2. *a* — $dI(V)/dV$ -спектр SnS-андреевского контакта (показанного на рис. 1), измеренный при $T = 3.1$ – 33.8 К. Для удобства рассмотрения $dI(V)/dV$ нормированы на соответствующий спектр при $T > T_c$ и вручную сдвинуты по вертикали. Вертикальными штрихами при $T = 3.1$ К отмечено положение андреевских гармоник V_{1L}^{out} , V_{2L}^{out} и V_{1L}^{in} . *b* — температурные зависимости положений андреевских особенностей V_{1L}^{out} и V_{2L}^{out} (темные и светлые кружки), V_{1L}^{in} (ромбы). На верхней вставке показано отношение смещений первой и второй андреевских особенностей $V_{1L}^{out}/V_{2L}^{out}$ от температуры, на нижней вставке — отношения V_{1L}^{out}/V_{1L}^{in} .

минимуму $dI(V)/dV$ при $|V| \approx 5.3$ мВ) и вероятно по этой причине не разрешена как отдельная особенность.

Температурная эволюция $dI(V)/dV$ -спектра SnS-контакта на рис. 1 показана на рис. 2, *a*. Как отмечено выше, нормальное сопротивление контакта остается примерно постоянным с увеличением температуры, однако для удобства рассмотрения андреевских структур спектры на рис. 2, *a* вручную сдвинуты по вертикали. При увеличении температуры амплитуды всех андреевских особенностей, а также пьедестала G_{ZBC} уменьшается, а их положение смещается в сторону нуля. При $T = 33.8$ К (верхняя кривая на рис. 2) спектр сглаживается и не имеет андреевских особенностей, что означает отсутствие куперовских пар и переход контактной области в нормальное состояние, определяя ее локальную критическую температуру T_c^{local} .

Зависимость положений основных особенностей динамической проводимости от температуры по данным рис. 2, *a* показана на рис. 2, *b*. Особенности при V_{1L}^{out} и V_{2L}^{out} (сплошные и открытые кружки) имеют схожее температурное поведение, причем их положение отличается примерно в два раза во всем температурном диапазоне вплоть до T_c , как показано на верхней вставке к рис. 2, *b*. Это подтверждает сделанный ранее вывод о том, что особенность при V_{2L}^{out} является второй субгармоникой от V_{1L}^{out} , напрямую определяя зависимость одного и того же СП-параметра порядка $2\Delta_L^{out}(T)$ от температуры. Вместе с тем, особенность при смещении V_{1L}^{in} , определяющая зависимость $2\Delta_L^{in}(T)$, также имеет схожий температур-

ный тренд: отношение $\Delta_L^{out}(T)/\Delta_L^{in}(T)$ остается примерно постоянным в диапазоне от $T = 3.1$ К до T_c (нижняя вставка на рис. 2, *b*). Температурный ход минимума при малых смещениях $|V(0)| \approx 5.3$ мВ в целом повторяет форму зависимостей андреевских особенностей от Δ_L^{out} и $\Delta_L^{in}(T)$, поэтому данную особенность можно интерпретировать как начало пьедестала, а не фундаментальную гармонику от малой СП-щели.

Дублетные андреевские особенности (два близко расположенных минимума) со схожей температурной эволюцией ($\Delta_L^{out}(T)/\Delta_L^{in}(T) \approx \text{const}$) воспроизводимо наблюдались нами на $dI(V)/dV$ -спектрах SnS-контактов в железосодержащих сверхпроводниках $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ родственного семейства 1144 [27,28], $\text{Ba}(\text{Fe},\text{Ni})_2\text{As}_2$ структурного семейства 122 [25], а также в пниктидах LiFeAs и $\text{Na}(\text{Fe},\text{Co})\text{As}$ на основе щелочных металлов [29,30]; напротив, воспроизводимо не наблюдалась, например, в оксипниктидах системы 1111 [26]. В общем случае можно предложить два сценария появления подобных дублетов.

1. Наличие двух изотропных СП-щелей Δ_L^{out} и Δ_L^{in} , открывающихся на разных листах поверхности Ферми, амплитуды которых отличаются в 1.3–1.5 раз. Согласно классическому БКШ-образному многозонному подходу — системе уравнений Москаленко и Сула [31,32] — постоянство отношения Δ_1/Δ_2 во всем температурном диапазоне реализуется в единственном случае нулевого детерминанта матрицы констант связи λ_{ij} . Хотя подобный сценарий нельзя исключать для конкретного сверх-

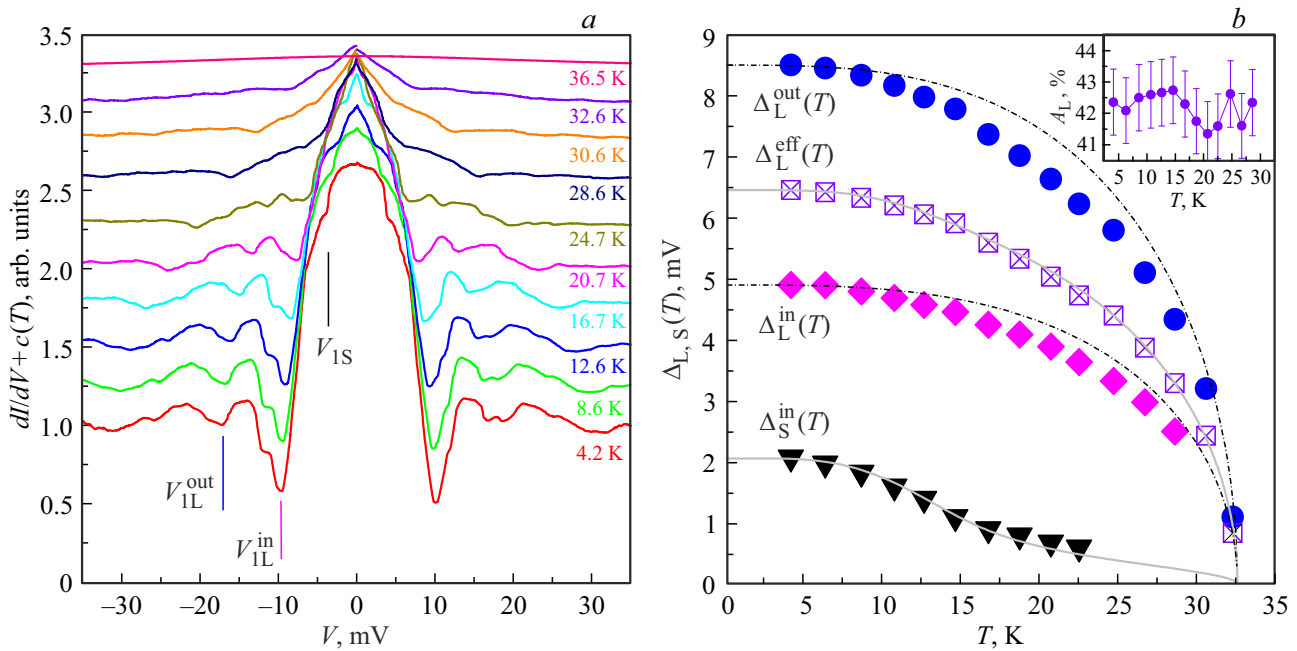


Рис. 3. *a* — $dI(V)/dV$ -спектры SnS-андреевского контакта на базе поликристалла $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$, измеренные при $T = 3.1\text{--}33.8\text{ K}$. Для удобства рассмотрения $dI(V)/dV$ нормированы на соответствующий спектр при $T > T_c$ и вручную сдвинуты по вертикали. Вертикальными штрихами при $T = 3.1\text{ K}$ отмечено положение фундаментальных андреевских гармоник $V_{\text{IL}}^{\text{out}}$, $V_{\text{IL}}^{\text{in}}$ и V_{IS} от СП-параметров порядка $2\Delta_{\text{L}}^{\text{out}}(0) \approx 17\text{ meV}$, $2\Delta_{\text{L}}^{\text{in}}(0) \approx 10\text{ meV}$, $2\Delta_{\text{S}}(0) \approx 4\text{ meV}$. *b* — температурные зависимости СП-параметров порядка $\Delta_{\text{L}}^{\text{out}}(T)$, $\Delta_{\text{L}}^{\text{in}}$ и Δ_{S} (кружки, ромбы, треугольники соответственно). Зависимость эффективной большой СП-щели, оцененная как $\Delta_{\text{L}}^{\text{eff}}(T) \equiv \sqrt{(\Delta_{\text{L}}^{\text{in}}(0)\Delta_{\text{L}}^{\text{out}}(0))\delta_{\text{L}}^{\text{out}}(T)}$, приведена квадратами. Сплошные линии — аппроксимация двухзонной БКШ-образной моделью с поправками сильной связи. На вставке показана величина предположительной анизотропии большой СП-щели $A_{\text{L}} \equiv 100\%[1 - \Delta_{\text{L}}^{\text{in}}/\Delta_{\text{L}}^{\text{out}}]$ в зависимости от температуры.

проводника, его одновременная реализация в пниктидах трех семейств [25,27–30] кажется маловероятной.

2. Наличие единого СП-конденсата с анизотропией параметра порядка Δ_{L} в зависимости от направления импульса. В этом случае два минимума на $dI(V)/dV$ -спектре представляют собой единую протяженную особенность (дублет), а характерные энергии $\Delta_{\text{L}}^{\text{out}}$ и $\Delta_{\text{L}}^{\text{in}}$ соответствуют экстремумам углового распределения $\Delta_{\text{L}}(\theta)$ в $k_x k_y$ -плоскости.

3. Эмиссия какой-либо квазичастицы с энергией $\varepsilon_1 = \Delta_{\text{L}}^{\text{out}} - \Delta_{\text{L}}^{\text{in}}$ создаст второй минимум (с большей энергией) для тех андреевских электронов, которые излучили эту квазичастицу и потратили энергию ε_1 в процессе ЭНМАО. В этом случае ε_1 может собственную, более слабую зависимость от T , не связанную с $\Delta(T)$. Тогда при $T \rightarrow T_c$ получим сильно отличающееся отношение положений особенностей $V_{\text{L}}^{\text{in}}/V_{\text{L}}^{\text{out}} \rightarrow 0$, что в нашем случае не наблюдается.

На рис. 3, *a* показано температурное поведение $dI(V)/dV$ -спектра другого SnS-контакта, полученного в поликристалле $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ из той же закладки. При $T = 4.2\text{ K} \ll T_c$ (нижняя кривая на рис. 3, *a*) можно видеть дублет фундаментальной андреевской гармоники, содержащий минимумы динамической проводимости при $|V_{\text{IL}}^{\text{out}}(0)| \approx 17\text{ mV}$ и $|V_{\text{IL}}^{\text{in}}(0)| \approx 10\text{ mV}$ (вертикальные штрихи синего и фиолетового цвета).

При малых смещениях $|V_{\text{IS}}(0)| \approx 4\text{ mV}$ присутствует особенность, положение которой не соответствует $n = 2$ субгармоникам от предположительных экстремумов большой щели и имеет принципиально другую температурную зависимость (см. ниже). Эта особенность может быть интерпретирована как фундаментальная гармоника от малой СП-щели $\Delta_{\text{S}}(0) \approx 2\text{ meV}$. Подобные дублеты для малого СП-параметра порядка не наблюдаются на полученных нами $dI(V)/dV$ -спектрах SnS-контактов. Вместе с тем, в среднем амплитуда СГС от малой СП-щели в разы меньше по сравнению с интенсивными минимумами от Δ_{L} . Это может быть вызвано как меньшей длиной свободного пробега носителей или сильным неупругим рассеянием в зонах с малой СП-щелью, так и ее сильной анизотропией (с возможным наличием нулей) в импульсном пространстве. Также известно, что амплитуда особенностей на спектрах динамической проводимости андреевских контактов пропорциональна концентрации куперовских пар [16,18]. Такая малая амплитуда говорит о небольшой концентрации куперовских пар, а выше T_c — о небольшой концентрации электронов проводимости в зонах, где реализуется малая щель.

Напрямую определенные по данным рис. 3, *a* температурные зависимости трех СП-параметров порядка показаны на рис. 3, *b*. Как и для рассмотренного выше SnS-

контакта (рис. 2, *b*), зависимости предположительных экстремумов анизотропной большой СП-щели $\Delta_L^{\text{out}}(T)$ и $\Delta_L^{\text{in}}(T)$ (кружки и ромбы на рис. 3, *b*) в целом повторяют однозонное БКШ-образное поведение (штрихпунктирные линии на рис. 3, *b*), однако проходят немного ниже. Степень предположительной анизотропии Δ_L в k -пространстве $A_L \approx 42\%$ практически не меняется с увеличением температуры вплоть до T_c (в пределах ошибки $\pm 1\%$), как показано на вставке к рис. 3, *b*. Малая СП-щель $\Delta_S(T)$ (треугольники на рис. 3, *b*) начинает более резко закрываться при температурах $T \approx 10\text{--}15\text{ K}$, далее плавно тянется к T_c , образуя „хвост“.

Подобное температурное поведение большой и малой СП-щели, согласно [31–33], характерно для случая относительно слабого межзонного взаимодействия СП-конденсатов в k -пространстве. Для аппроксимации полученных напрямую температурных зависимостей $\Delta_L^{\text{out}}(T)$, $\Delta_L^{\text{in}}(T)$ и $\Delta_S(T)$ моделью на основе уравнений Москаленко и Сула [18–20] с поправками сильной связи [33] в качестве грубой оценки была использована „эффективная“ изотропная большая СП щель $\Delta_L^{\text{eff}}(T)$. Принимая во внимание схожий температурный тренд $\delta_L^{\text{out}}(T) \approx \delta_L^{\text{in}}(T) \equiv \delta_L(T)$ (где $\delta(T) \equiv \Delta(T)/\Delta(0)$), температурная зависимость $\Delta_L^{\text{eff}}(T)$, показанная квадратами на рис. 3, *b*, была оценена как $\delta_L^{\text{eff}}(T) \equiv \delta_L(T)$, а ее низкотемпературное значение — как $\Delta_L^{\text{eff}}(0) \equiv \sqrt{(\Delta_L^{\text{out}}(0)\Delta_L^{\text{in}}(0))}$. Как видно из рис. 3, *b*, теоретические кривые (сплошные линии) с хорошей точностью описывают данные $\Delta_L^{\text{eff}}(T)$ и $\Delta_S(T)$ во всем температурном диапазоне. Локальная критическая температура контакта $T_c^{\text{local}} \approx 32.6\text{ K}$ была оценена как температура, при которой аппроксимационные $\Delta_L^{\text{eff}}(0)$ и $\Delta_S(T)$ зависимости обращаются в ноль.

Эти гладкие аппроксимационные кривые (сплошные линии на рис. 3, *b*) были использованы далее в качестве температурных зависимостей большой и малой СП-щелей для анализа зависимостей $I_c(T)$, $I_{\text{exc}}(T)$ и $G_{\text{ZBC}}^A(T)$ в рамках предложенного выше двухзонного приближения с использованием формул (2), (6)–(7) соответственно. Таким образом, мы сохраняли характеристические отношения $2\Delta_i(0)/k_B T_c$, полученные из ЭНМАО-эксперимента, а единственным подгоночным параметром являлся весовой коэффициент.

На рис. 4 показано изменение ВАХ того же SnS-контакта (рис. 3) при повышении температуры. ВАХ, измеренная при $T = 34.5\text{ K} > T_c^{\text{local}}$ практически гладкая и не содержит андреевских особенностей. На основе данных $I(V, T)$ на вставке к рис. 4 показаны зависимости андреевского избыточного тока $I_{\text{exc}}(V)$ при различных температурах, определенные как разность между $I(V, T < T_c)$ и ВАХ в нормальном состоянии $I(V, T = 34.5\text{ K})$, показанной светло-розовым цветом. Хорошо заметные особенности $I_{\text{exc}}(V)$ при малых смещениях соответствуют андреевским гармоникам на $dI(V)/dV$ -спектре (рис. 3, *a*), а при больших смещениях $|eV| > 2\Delta_L^{\text{out}}(T)$ избыточный ток стремится к постоянно значению в соответствии с предсказаниями [15,16]

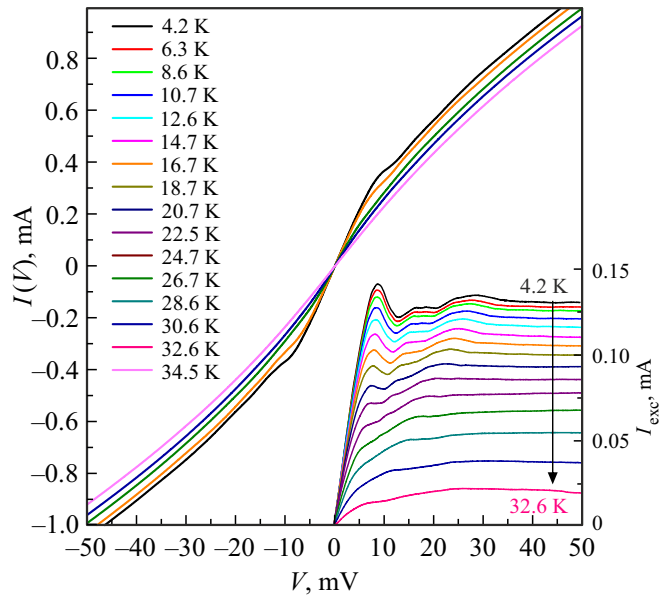


Рис. 4. ВАХ SnS-андреевского контакта на базе поликристалла $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$, измеренные при $T = 4.2\text{--}34.5\text{ K}$. На вставке показан андреевский избыточный ток $I_{\text{exc}}(V) \equiv I(V, T) - I(V, T_c)$ при различных температурах.

и указывая на баллистический режим квазичастичного транспорта ($R_N(T) \approx \text{const}$). С увеличением температуры андреевский избыточный ток при больших смещениях уменьшается, обращаясь в ноль выше T_c^{local} при всех смещениях V .

Нормированная температурная зависимость андреевского избыточного тока $I_{\text{exc}}(T)/I_{\text{exc}}(0)$, показана кружками на рис. 5, *a*. Для учета конечного фиксированного смещения $eV = 50\text{ meV}$, при котором было взято значение избыточного тока при всех температурах, значения $I_{\text{exc}}(T)$ также были нормированы на $\tanh[eV/(k_B T)]$ в соответствии с формулой (4). Предельные случаи $\phi = 0, 1$ показаны на рис. 5, *a* штрихпунктирной и штриховой линиями. Экспериментальная зависимость $I_{\text{exc}}(T)/I_{\text{exc}}(0)$ описывается формулой (6) наилучшим образом (серая сплошная линия на рис. 5, *a*) с весовым коэффициентом $\phi = 0.82$, таким образом, вклад зон с эффективной большой щелью в общую проводимость, согласно формуле пересчета коэффициентов (10), можно оценить, используя значения $\Delta_L^{\text{eff}}(0)$ и $\Delta_S(0)$, как $\chi_{\text{exc}} = 0.64$.

Андреевская проводимость при нулевом смещении $G_{\text{ZBC}}^A(T)/G_{\text{ZBC}}^A(0)$, нормированная на свое значение при $T \ll T_c$, для того же контакта показана на рис. 5, *b* кружками. При температурах порядка 12 K наблюдается заметный „прогиб“, вызванный вкладом квазичастичного транспорта зон с малой СП-щелью, и его подавление неупругим рассеянием при росте T . Полученная зависимость может быть описана в рамках двухзонного приближения (7), причем оцененный парциальный вклад „ведущей“ зоны с большой СП-щелью $\chi = 0.7$ (сплошная линия на рис. 5, *b*).

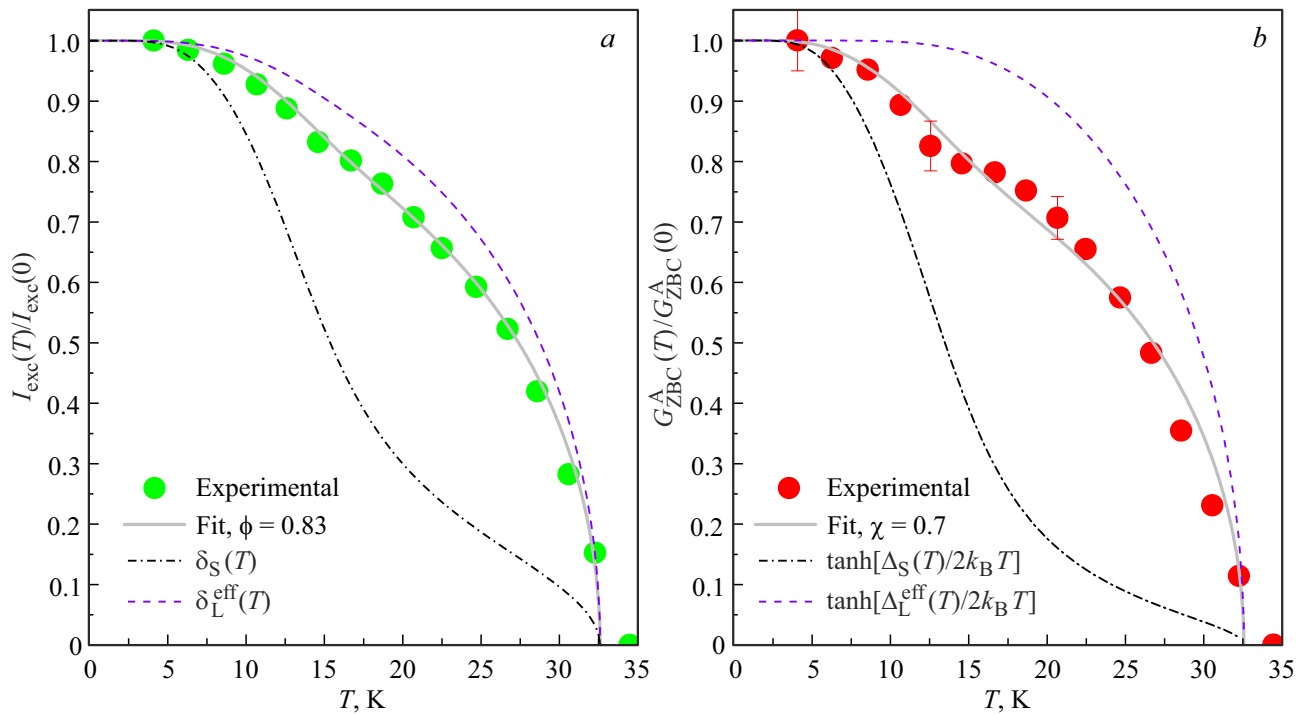


Рис. 5. Температурные зависимости андреевской проводимости при нулевом смещении (а) и андреевского избыточного тока (b) по данным рис. 4. Предельные случаи $\phi, \chi = 1$ и $\phi, \chi = 0$ на основе аппроксимационных кривых $\Delta_L^{eff}(T)$ и $\Delta_S(T)$ (рис. 3, b) показаны штриховой и пунктирной линией соответственно; аппроксимации формулами (6), (7) — сплошными линиями.

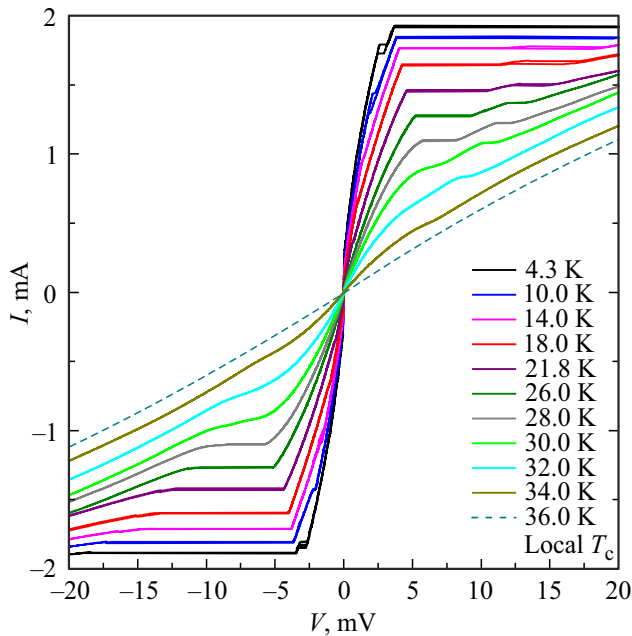


Рис. 6. ВАХ сверхпроводящей закоротки, подключенной последовательно с SnS-андреевским контактом на базе поликристалла $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$. Измерено в диапазоне $T = 4.2\text{--}36.0$ К. Токковые плато на ВАХ соответствуют критическим токам перехода СП-закоротки в нормальное состояние с конечным сопротивлением. Штриховой линией показана ВАХ этого туннельного контакта в нормальном состоянии при локальной $T_c = 36.0$ К.

На рис. 6 показано семейство ВАХ в диапазоне температур $T = 4.3\text{--}36.0$ К гибридного туннельного контакта, состоящего из СП-закоротки (ScS), подключенной последовательно с SnS-андреевским контактом. Образование гибридных туннельных структур, в которых те или иные контакты подключены последовательно или параллельно, становится возможным при применении техники „break-junction“ на поликристаллах. Подобный вид ВАХ, при котором центральная часть стремится, но не достигает вертикали, при определенном критическом токе I^* „срывается“ на токовое плато, а при больших токах (см. ВАХ, измеренную при $T = 4.3$ К в широком диапазоне смещений, на вставке к рис. 7, а) демонстрирует избыточный ток по сравнению с ВАХ в нормальном состоянии (штриховая линия на рис. 6), характерен для случая, когда сопротивление последовательно подключенного SnS-контакта $R_N^{\text{SnS}} \ll R_N^{\text{ScS}}$. Отметим, что при последовательном подключении SnS и ScS-контакта невозможно наблюдать строго вертикальную сверхтоковую ветвь. Тем не менее, в режиме источника тока изменение величины тока „срыва“ с температурой $I^*(T)$ позволяет получить температурную зависимость критического тока сверхпроводника, которая примерно пропорциональна концентрации куперовских пар. Начиная с $T = 30$ К, $I^*(T)$ определялся как ток, при котором наблюдается минимум производной $dI(V)/dV$.

Подобная зависимость $I^*(T) \equiv I_c(T)$, полученная по данным рис. 6, показана на рис. 7, а синими треугольниками. Для сравнения кружками приведена аналогичная

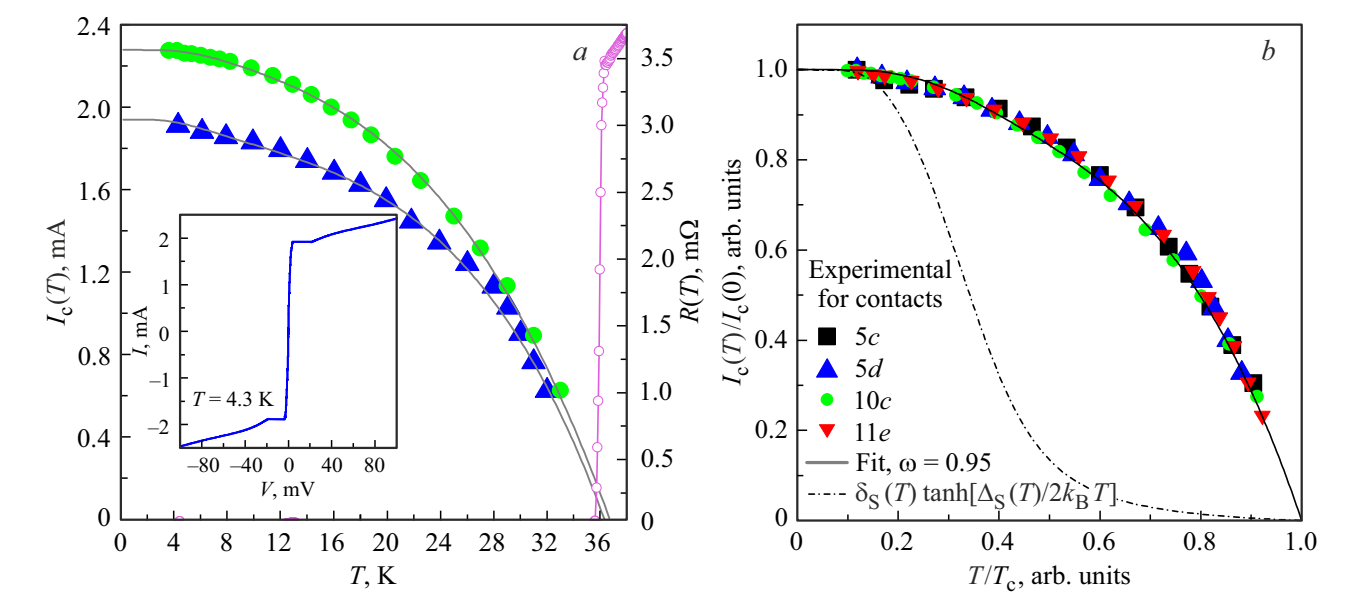


Рис. 7. *a* — температурные зависимости критического тока для двух СП-закороток на базе CaKFe₄As₄ (левая ось). Зависимость, построенная по данным рис. 6, приведена синими треугольниками; сплошные линии — упрощенная теоретическая аппроксимация $I_c(T)$. Светлые кружки — зависимость объемного сопротивления образца от температуры $R(T)$ в районе перехода в СП-состояние (правая ось). На вставке показана ВАХ туннельного контакта с рис. 6 при $T = 4.3$ K в широком диапазоне напряжений смещения. *b* — зависимости критического тока от температуры в нормированных координатах. Помимо экспериментальных данных с панели „а“, красными треугольниками и черными квадратами приведены данные $I_c(T)/I_c(0)$ для двух других контактов на базе поликристалла CaKFe₄As₄. Предельный случай $\omega = 0$ на основе аппроксимационной кривой $\Delta_S(T)$ (рис. 3, *b*) показан пунктирной линией, аппроксимация формулой (2) показана сплошной линией.

Весовые коэффициенты ϕ, ω, χ — вклад зон с большой СП-щелью в зависимость андреевского избыточного тока, критического СП-тока и андреевской проводимости при нулевом смещении, соответственно. Для сравнения приведены вклады зон с Δ_L^{eff} в общую проводимость χ_{exc} и χ_{ic} , оцененные по данным $I_{\text{exc}}(T)$ и $I_c(T)$ соответственно

Данные $I_{\text{exc}}(T)$		Данные $I_c(T)$		Данные $G_{\text{ZBC}}^A(T)$
ϕ	χ_{exc}	ω	χ_{ic}	χ
0.79–0.87	0.54–0.67	0.94–0.98	0.83–0.94	0.68–0.72

зависимость для последовательной ScS-SnS-структуры, полученной на другом образце CaKFe₄As₄ из той же закладки. Наблюдается схожесть их формы. Сплошные линии соответствуют упрощенной теоретической аппроксимации $I_c(T)$ с использованием двух слагаемых на основе БКШ-образных зависимостей $\Delta(T)$, при этом использование только одного слагаемого не позволяет качественно описать экспериментальные данные. Видно, что обе аппроксимации стремятся к $T_c \approx 36.3$ – 36.7 K, что отлично согласуется с $R(T)$ объемного образца, показанным на рис. 7, *a* открытыми кружками.

Нами было получено несколько экспериментальных зависимостей $I^*(T)$, а данные, приведенные на рис. 7, *b* в нормированных координатах, представляют репрезентативную выборку этих результатов. Видна хорошая воспроизводимость. На рис. 7, *b* присутствуют оба набора данных с панели рис. 7, *a*, вид символов сохранен. Нами проведена аппроксимация этих зависимостей в рамках выражения (2); исходя из определений (3), (9), можно

заключить, что весовой коэффициент ω для зависимости $I_c(T)$ должен соответствовать весовому коэффициенту ϕ зависимости $I_{\text{exc}}(T)$. В результате оцененный диапазон ω составил 0.94–0.98 (рис. 7, *b*), тем не менее, соответствие ω и ϕ не наблюдается. Возможные причины этого обсуждаются ниже.

4. Обсуждение

Для удобства сравнения полученные весовые коэффициенты ω, χ_{ic} , а также ϕ, χ_{exc} и χ приведены в таблице.

Таким образом, вклад зон с большой СП-щелью в общую проводимость был оценен тремя способами: непосредственно как весовой коэффициент χ для зависимости $G_{\text{ZBC}}^A(T)$, а также, используя коэффициенты ϕ и ω , путем пересчета по формуле (9); величины обозначены как χ_{exc} и ω_{ic} , соответственно. Полученные диапазоны величин χ_{exc} и χ оказались близки, что

говорит о качественной согласованности оценок парциальной проводимости эффективной зоны с большой СП-щелью в нормальном состоянии на основе анализа температурного поведения особенностей, вызванных ЭНМАО. Соответствие оценок χ_{lc} и χ оказалось хуже, их диапазоны не пересекаются, что может говорить о излишней упрощенности выражения (2), которое не учитывает соотношение геометрических размеров контакта с лондоновской глубиной проникновения, а также распаривающего влияния критических плотностей тока.

В целом, сравнивая величины χ_{exc} , χ_{lc} и χ можно сделать вывод о доминировании вклада эффективных зон с большой СП-щелью в общую проводимость $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$.

Следует учесть, что использованное изотропное двухщелевое приближение на основе формул (2), (6), (7) является серьезным упрощением, что ограничивает его применение к исследованию многозонного транспорта в такой сложной системе как $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ [3]. Тем не менее, наиболее физически корректной в данном случае представляется оценка χ_{exc} , полученная на основе анализа андреевского избыточного тока. Приведем несколько аргументов в пользу данного утверждения.

На dI/dV -спектрах на рис. 1–3 особенности от малой СП-щели почти не различимы, что создает определенные трудности исследования этого параметра порядка. С одной стороны, как было указано выше, это может быть вызвано малой концентрацией куперовских пар в соответствующих зонах. Последнее подтверждается данными таблицы, в особенности результатами аппроксимации зависимостей $I_c(T)$ (представленными на рис. 7, б), которые соответствуют небольшому вкладу от зон с малой щелью, в среднем менее 12%. Другим фактором подавления амплитуды особенностей от малой СП-щели на $dI(V)/dV$ -спектрах SnS-контактов может быть ее сильная анизотропия в k -пространстве, в том числе с присутствием точек нулей в распределении [22,23]. В последнем случае, определяемый в ЭНМАО-эксперимента параметр порядка $\Delta_S \equiv \Delta_S^{\text{out}}$, а $\Delta_S^{\text{in}} \rightarrow 0$. В таком случае следует ожидать уменьшение весовых коэффициентов ω и χ , в то время как аппроксимация $I_{exc}(T)$ и весовой коэффициент ϕ не изменятся.

Неупругое рассеяние, размывающее щелевые пики плотности электронных состояний, согласно подходу [19,20], практически не влияет на $I_{exc}(T)$, при этом доминирует в динамике андреевских процессов именно в области „пьедестала“, ограничивая его высоту, т.е. величину андреевской проводимости при нулевом смещении G_{ZBC}^A . Принимая во внимание увеличение $\Gamma(T)/\Delta(T)$ с температурой, не учитываемое в подходе [19,20], следует ожидать более быстрое понижение $G_{ZBC}^A(T)$ вблизи T_c по сравнению с предсказаниями формулы (7). Наконец, малая, однако ненулевая величина барьерного параметра Z , согласно [15], влияет только на абсолютное значение $I_{exc}(0)$, не меняя его температурную зависимость.

Суммируя вышесказанное, аппроксимация именно $I_{exc}(T)$ и оцененный весовой коэффициент ϕ представляются наиболее „устойчивыми“ относительно учета

дополнительных параметров реального SnS-контакта на базе $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$. В то же время, требуется расширение существующих теоретических представлений [19,20] для корректного описания $G_{ZBC}^A(T)$ и разработка новых моделей, предсказывающих температурное поведение $I_c(T)$ для случая планарного контакта или СП-закоротки малой толщины в слоистом сверхпроводнике.

Таким образом, можно оценить вклад зон с большой СП-щелью в общую проводимость как $\chi_{exc} \approx 0.54–0.67$. Данное значение близко к $\chi_{122} \approx 0.5$, оцененному ранее с помощью ЭНМАО-спектроскопии [21] и инфракрасной Фурье-спектроскопии [34] в родственных пниктидах $\text{Ba}(\text{Fe},\text{Ni})_2\text{As}_2$ семейства 122.

5. Выводы

Путем анализа особенностей $I(V)$ и $dI(V)/dV$ -характеристик различных туннельных структур, созданных в поликристаллах $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$, определены амплитуды и температурные зависимости микроскопических сверхпроводящих параметров порядка $\Delta_i(T)$, а также зависимости андреевского избыточного тока $I_{exc}(T)$, андреевской проводимости при нулевом смещении $G_{ZBC}^A(T)$ и сверхтока от температуры $I_c(T)$. На основе проведенной тремя способами оценки парциальных проводимостей двух эффективных зон с использованием измеренных напрямую $\Delta_i(T)$ и сравнения полученных результатов оценен $\approx 54–67\%$ вклад зон с большой сверхпроводящей щелью в общую проводимость.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект № 24-72-10109. Измерения частично проведены с использованием оборудования Центра коллективного пользования Физического института им. П.Н. Лебедева РАН.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A. Iyo, K. Kawashima, T. Kinjo, T. Nishio, S. Ishida, H. Fujihisa, Y. Gotoh, K. Kihou, H. Eisaki, Y. Yoshida. *J. Am. Chem. Soc.* **138**, 3410 (2016).
- [2] G. Mebratie, T. Negussie, G. Kahsay. *Nano Select*, 0:e202400124 (2024).
- [3] F. Lochner, F. Ahn, T. Hickel, I. Eremin. *Phys. Rev. B* **96**, 094521 (2017).
- [4] D. Mou, T. Kong, W.R. Meier, F. Lochner, L.-L. Wang, Q. Lin, Y. Wu, S.L. Bud'ko, I. Eremin, D.D. Johnson, P.C. Canfield, A. Kaminski. *Phys. Rev. Lett.* **117**, 277001 (2016).
- [5] W. Liu, L. Cao, S. Zhu, L. Kong, G. Wang, M. Papaj, P. Zhang, Y.-B. Liu, H. Chen, G. Li, F. Yang, T. Kondo, S. Du, G.-H. Cao, S. Shin, L. Fu, Z. Yin, H.-J. Gao, H. Ding. *Nature Commun.* **11**, 5688 (2020).

- [6] R. Yang, Y. Dai, B. Xu, W. Zhang, Z. Qiu, Q. Sui, C.C. Homes, X. Qiu. *Phys. Rev. B* **95**, 064506 (2017).
- [7] S.Z. Zhao, H.-Y. Song, L.L. Hu, T. Xie, C. Liu, H.Q. Luo, C.-Y. Jiang, X. Zhang, X.C. Nie, J.-Q. Meng, Y.-X. Duan, S.-B. Liu, H.-Y. Xie, H.Y. Liu. *Phys. Rev. B* **102**, 144519 (2020).
- [8] K. Cho, A. Fente, S. Teknowijoyo, M.A. Tanatar, K.R. Joshi, N.M. Nusran, T. Kong, W.R. Meier, U. Kaluarachchi, I. Guillamon, H. Suderow, S.L. Bud'ko, P.C. Canfield, R. Prozorov. *Phys. Rev. B* **95**, 100502(R) (2017).
- [9] L. Cao, Y. Song, Y.-B. Liu, Q. Zheng, G. Han, W. Liu, M. Li, H. Chen, Y. Xing, G.-H. Cao, H. Ding, X. Lin, S. Du, Y.-Y. Zhang, G. Li, Z. Wang, H.-J. Gao. *Nano Research* **14**, 3921 (2021).
- [10] A. Fente, W.R. Meier, T. Kong, V.G. Kogan, S.L. Bud'ko, P.C. Canfield, I. Guillamon, H. Suderow. *Phys. Rev. B* **97**, 134501 (2018).
- [11] E. Piatti, D. Torsello, F. Breccia, T. Tamegai, G. Ghigo, D. Daghero. *Nanomaterials* **14**, 1319 (2024).
- [12] P.K. Biswas, A. Iyo, Y. Yoshida, H. Eisaki, K. Kawashima, A.D. Hillier. *Phys. Rev. B* **95**, 140505(R) (2017).
- [13] R. Khasanov, W.R. Meier, Y. Wu, D. Mou, S.L. Bud'ko, I. Eremin, H. Luetkens, A. Kaminski, P.C. Canfield, A. Amato. *Phys. Rev. B* **97**, 140503(R) (2018).
- [14] V. Ambegaokar, A. Baratoff. *Phys. Rev. Lett.* **10**, 486 (1963).
- [15] M. Octavio, M. Tinkham, G.E. Blonder, T.M. Klapwijk. *Phys. Rev. B* **27**, 6739 (1983).
- [16] R. Kümmel, U. Gunsenheimer, R. Nicolsky. *Phys. Rev. B* **42**, 3992 (1990).
- [17] Z. Popovic, P. Miranovic. *Eur. Phys. J. Plus* **138**, 767 (2023).
- [18] Z. Popovic, S.A. Kuzmichev, T.E. Kuzmicheva. *J. Appl. Phys.* **128**, 013901 (2020).
- [19] U. Gunsenheimer, A.D. Zaikin. *Phys. Rev. B* **50**, 6317 (1994).
- [20] U. Gunsenheimer, A.D. Zaikin. *Europhys. Lett.* **41**, 195 (1998).
- [21] T.E. Kuzmicheva, S.A. Kuzmichev, K.S. Pervakov, V.A. Vlasenko. *JETP Lett.* **112**, 786 (2020).
- [22] T.P. Devereaux, P. Fulde. *Phys. Rev. B* **47**, 14638 (1993).
- [23] С.А. Кузьмичев, Т.Е. Кузьмичева. *Физика низких температур* **42**, 1284 (2016). [S.A. Kuzmichev, T.E. Kuzmicheva. *Low Temp. Phys.* **42**, 1008 (2016).]
- [24] J. Moreland, J.W. Ekin. *J. Appl. Phys.* **58**, 3888 (1958).
- [25] Т.Е. Кузьмичева, С.А. Кузьмичев, К.С. Перваков, В.А. Власенко. *Письма в ЖЭТФ* **118**, 526 (2023). [T.E. Kuzmicheva, S.A. Kuzmichev, K.S. Pervakov, V.A. Vlasenko. *JETP Letters* **118**, 514 (2023)].
- [26] T.E. Kuzmicheva, S.A. Kuzmichev, N.D. Zhigadlo. *Phys. Rev. B* **100**, 144504 (2019).
- [27] С.А. Кузьмичев, К.С. Перваков, В.А. Власенко, А.Ю. Дегтяренко, С.Ю. Гаврилкин, Т.Е. Кузьмичева. *Письма в ЖЭТФ* **116**, 702 (2022). [S.A. Kuzmichev, K.S. Pervakov, V.A. Vlasenko, A.Yu. Degtyarenko, S.Yu. Gavrilkin, T.E. Kuzmicheva. *JETP Letters* **116**, 723 (2022).]
- [28] T. Kuzmicheva, K. Pervakov, V. Vlasenko, A. Degtyarenko, S. Kuzmichev. *J. Supercond. Novel Magn.* **37**, 379 (2024).
- [29] S. Kuzmichev, T. Kuzmicheva, I. Morozov, A. Boltalin, A. Shilov. *SN Appl. Sci.* **4**, 189 (2022).
- [30] С.А. Кузьмичев, И.В. Морозов, А.И. Шилов, Е.О. Рахманов, Т.Е. Кузьмичева. *Письма в ЖЭТФ* **120**, 130 (2024). [S.A. Kuzmichev, I.V. Morozov, A.I. Shilov, Ye.O. Rakhmanov, T.E. Kuzmicheva. *JETP Lett.* **120**, 125 (2024).]
- [31] В.А. Москаленко. *Физ. мет. металловед.* **8**, 503 (1959). [V.A. Moskalenko. *Phys. Met. Metallogr.* **8**, 25 (1959).]
- [32] H. Suhl, B.T. Matthias, L.R. Walker. *Phys. Rev. Lett.* **3**, 552 (1959).
- [33] Т.Е. Кузьмичева, С.А. Кузьмичев. *Физика низких температур* **45**, 1366 (2019). [T.E. Kuzmicheva, S.A. Kuzmichev. *Low Temp. Phys.* **45**, 1161 (2019)].
- [34] Yu.A. Aleshchenko, A.V. Muratov, G.A. Ummaryno, S. Richter, A.A. Thomas, R. Hühne. *J. Phys.: Condens. Matter.* **33**, 045601 (2021).

Редактор Ю.Э. Кутяев