

Андреевская спектроскопия стехиометрического сверхпроводящего пниктида $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$

С. А. Кузьмичев^{1+*}, К. С. Перваков^{1*}, В. А. Власенко^{1*}, А. Ю. Дегтяренко^{1*}, С. Ю. Гаврилкин*,
Т. Е. Кузьмичева^{1*})

⁺ Физический факультет, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

^{*} Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 3 октября 2022 г.

После переработки 10 октября 2022 г.

Принята к публикации 13 октября 2022 г.

Выращены монокристаллы пниктида $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ (семейство 1144) с критической температурой $T_c \approx 36.8 \text{ K}$, обладающего оптимальными сверхпроводящими свойствами в стехиометрическом составе. Ниже T_c с помощью спектроскопии эффекта некогерентных многократных андреевских отражений впервые обнаружена многощелевая сверхпроводимость, определяемая объемными параметрами порядка Δ_L^{out} , Δ_L^{in} и Δ_S с характеристическими отношениями $2\Delta_L^{\text{out}}(0)/k_B T_c \approx 5.3$, $2\Delta_L^{\text{in}}(0)/k_B T_c \approx 3.2$ и $2\Delta_S(0)/k_B T_c \approx 1.3$ соответственно. Показано, что щелевая структура $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ схожа с щелевой структурой сверхпроводящих пниктидов $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ родственного семейства 122.

DOI: 10.31857/S1234567822220098, EDN: lyvwfq

1. Введение. Среди железосодержащих пниктидов особый интерес представляет недавно открытое семейство 1144, которое является полным стехиометрическим аналогом системе BaFe_2As_2 (так называемое семейство 122). Типичный представитель 1144-пниктидов, $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$, обладает тетрагональной структурой, состоящей из двух чередующихся вдоль c -направления неэквивалентных блоков 122: $\text{Eu-FeAs-Cs-FeAs} \dots$ [1]. Сложность работы с кристаллами $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ обусловлена быстрой деградацией их свойств на поверхности в присутствии кислорода или паров воды из-за наличия щелочного металла в структуре [2]. Поэтому как подготовку, так и сам эксперимент необходимо проводить в защитной атмосфере.

В отличие от родственных 122-пниктидов, требующих определенного уровня допирования для появления и оптимизации сверхпроводящих свойств, семейство 1144 обладает оптимальными сверхпроводящими свойствами непосредственно в стехиометрическом составе, причем их критические температуры $T_c \approx 36 \text{ K}$ близки к максимальным $T_c \approx 38 \text{ K}$, достигаемым в пниктидах Ва-122 оптимально допированного состава. Уникальной особенностью $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ среди других соединений семейства 1144 является магнитное упорядочение в подрешетке Eu в сверхпроводящем состоянии [1, 3].

Расчеты зонной структуры для $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ пока не проводились. Тем не менее, для некоторых соединений расчеты показали, что зоны, образованные орбиталями Eu, расположены в среднем на 1.5 эВ ниже уровня Ферми (см. рис. 3 в [4]), при этом уровень Ферми пересекает около 10 зон, образованных различными d -орбиталями железа и формирующих вложенные, слегка гофрированные вдоль k_z -направления цилиндры поверхности Ферми вокруг Γ и M -точек зоны Бриллюэна [4, 5].

Хотя расчеты щелевой структуры для семейства 1144 также до сих пор не проводились, по аналогии с пниктидами Ва-122 в рамках как s^\pm [6], так и s^{++} -подхода [7] можно ожидать образование ниже T_c нескольких сверхпроводящих конденсатов с анизотропными в k -пространстве параметрами порядка.

В данной работе впервые экспериментально исследована щелевая структура стехиометрических пниктидов $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$. С помощью спектроскопии эффекта некогерентных многократных андреевских отражений (МАО, IMARE) напрямую определены величины энергетических щелевых параметров сверхпроводника при $T \ll T_c$ и их характеристические отношения. Показано сходство структуры сверхпроводящего параметра порядка пниктидов $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ и их стехиометрических аналогов $\text{Ba(Fe,Ni)}_2\text{As}_2$, исследованных нами ранее.

2. Детали эксперимента. Рост монокристаллов $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ осуществлялся из расплава собственного

¹⁾e-mail: kuzmichevate@lebedev.ru

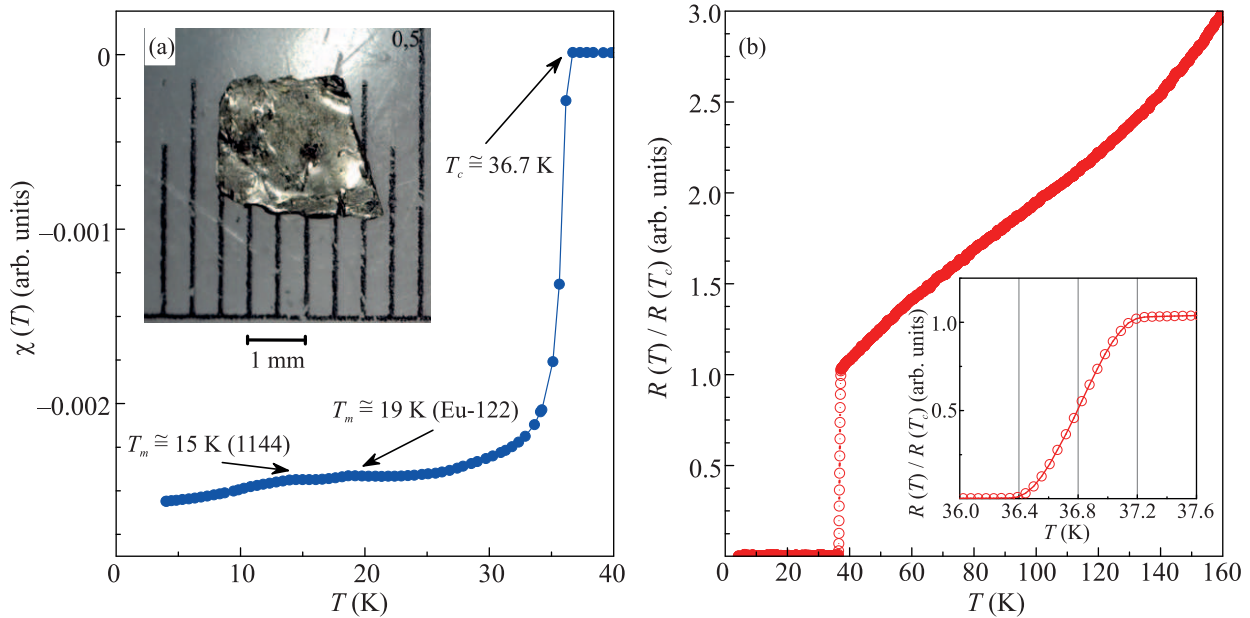


Рис. 1. (Цветной онлайн) Температурные зависимости магнитной восприимчивости (a) и сопротивления (b) монокристалла $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ определяют объемную $T_c \approx 36.7\text{--}36.8\text{ K}$

компонента CsAs так называемым методом “self-flux” [2]. Для синтеза прекурсоров EuAs , Fe_2As и CsAs использовались высокочистые элементы Eu (99.95%), Fe (99.98%), Cs (99.99%), As (99.9999%). Полученные прекурсоры помещались в корундовые тигли в необходимом стехиометрическом соотношении, заваривались в танталовые контейнеры, после чего осуществлялась длительная многоступенчатая термическая обработка в атмосфере аргона при температурах 1200°C и 900°C соответственно. В результате были получены монокристаллы $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ достаточно крупного размера $2.5 \times 2\text{ mm}^2$ (рис. 1a, вставка).

Поскольку фаза 1144 нестабильна на воздухе, отбор монокристаллов, их подготовка и монтаж, а также непосредственно эксперименты проводились в перчаточном боксе в атмосфере сухого аргона для предотвращения деградации сверхпроводящих свойств. Резистивные измерения, проведенные четырехточечным методом, показали достаточно резкий сверхпроводящий переход при $T_c \approx 36.8\text{ K}$ шириной $\Delta T_c \approx 0.8\text{ K}$ (рис. 1b). Выше T_c наблюдалось увеличение $R(T)$ и отсутствие структурных переходов. Температурная зависимость магнитной восприимчивости $\chi(T)$ с ориентацией поля параллельно ab -плоскости образца измерялась на установке PPMS-9 Quantum Design. При $T_m \approx 15\text{ K} < T_c$ замечен магнитный переход фазы $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ (отмечен стрелкой на рис. 1a). Как правило, в процессе роста фаза 1144 конкурирует с родственной фазой 122, при этом достаточно сложно получить чистую фазу 1144. Тем

не менее, отработав температурные режимы роста, нам удалось получить монокристалл $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ со следовыми включениями несверхпроводящей фазы EuFe_2As_2 (слабо выраженная особенность $\chi(T)$ при $T_M \approx 19\text{ K}$).

С помощью техники “break-junction” [8] создавались механически регулируемые планарные контакты на микротрещине (МСПВJ) типа сверхпроводник–тонкий нормальный металл–изолятор–тонкий нормальный металл–сверхпроводник (SnInS). Конструкция измерительного столика и детали эксперимента с образцами слоистых соединений, преимущества и недостатки метода МСПВJ подробно описаны в обзоре [9]. При расслаивании монокристалла при 4.2 K образуются два криогенных скола со ступеньками и террасами на поверхности. Путем тонкой механической регулировки можно добиться того, что криогенные сколы скользят друг относительно друга вдоль террас в кристаллографической ab -плоскости, причем измерительный ток протекает через контакт вдоль c -направления. Физическая модель контакта схематически приведена на рис. 1 в [10].

Ниже T_c в SnInS -контакте имеет место эффект многократных андреевских отражений (МАО). В случае высокой прозрачности диэлектрической прослойки I (барьерный параметр $Z \lesssim 0.3$) и отсутствии фазовой когерентности сверхпроводящих берегов (“длинный контакт”) андреевский транспорт вызывает избыточный ток во всем диапазоне смещений

eV (относительно нормального тока $I(V)$ выше T_c). На $dI(V)/dV$ -спектре такого контакта при $eV \rightarrow 0$ динамическая проводимость в разы повышается относительно проводимости в нормальном состоянии (т.е. образуется область пьедестала), при этом сверхтоковая ветвь отсутствует [11–13]. Также возникает серия минимумов субгармонической щелевой структуры (СГС), положение которых V_n напрямую определяется величиной сверхпроводящей щели Δ при любых температурах вплоть до T_c [11–15]:

$$|eV_n(T)| = 2\Delta(T)/n, \quad n = 1, 2, \dots \quad (1)$$

Для многощелевого сверхпроводника на $dI(V)/dV$ -спектре будут присутствовать СГС от каждой щели.

Численный расчет в рамках формализма [16] показал, что резкие интенсивные минимумы СГС наблюдаются для изотропной сверхпроводящей щели, в то время как в случае параметра порядка, имеющего точки нулей в k -пространстве (“ноды”), ожидаются минимумы СГС малой амплитуды. В случае расширенной s -волновой симметрии в $k_x k_y$ -плоскости (без нулей) ожидаются дублетные минимумы СГС, ширина которых определяется максимальной Δ^{out} и минимальной Δ^{in} энергиями связи куперовских пар в k -пространстве (см. рис. 4 в [9]). Степень анизотропии Δ далее определена как $A \equiv 100\% \cdot [1 - \Delta^{\text{in}}/\Delta^{\text{out}}]$.

Поскольку в баллистическом режиме нормальное сопротивление контакта $R = (4\rho l)/(3\pi d^2)$ (ρ – удельное сопротивление, l – длина свободного пробега, d – характерный размер контакта; для планарного контакта все величины в ab -плоскости) повышается при увеличении отношения l/d , можно ожидать реализацию баллистического транспорта в высокоомных SnS-контактах (имеющих относительно малый диаметр). Действительно, величины нормальных сопротивлений исследованных планарных SnS-контактов высокой прозрачности R_N до 122 Ом (рис. 2) значительны и превышают типичные $R_N \approx 20\text{--}40$ Ом, получаемые нами ранее в пиктидах других семейств [17, 18], и позволяют заключить баллистический характер транспорта в ab -плоскости. Таким образом, x - и y -компоненты импульса носителей заряда могут сохраняться в процессе МАО, что дает возможность получать информацию об анизотропии Δ в $k_x k_y$ -плоскости. В то же время, в c -направлении может иметь место неупругое рассеяние и “перемешивание” носителей вдоль направления тока.

Подытоживая преимущества использованной экспериментальной методики, спектроскопия SnS-андреевских контактов, создаваемых техникой МСРВJ, дает возможность напрямую определять величины энергетических щелевых параметров

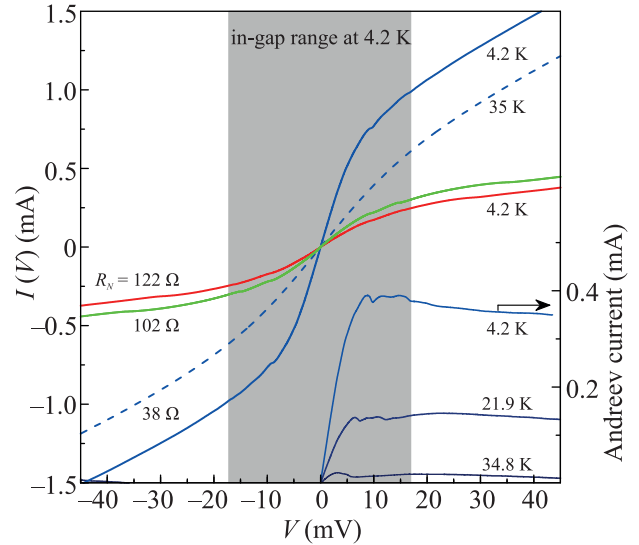


Рис. 2. (Цветной онлайн) ВАХ SnS-андреевских контактов с различными R_N , полученных в монокристаллах $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ при различных температурах. Внизу справа приведены зависимости избыточного андреевского тока $I_{\text{exc}}^A(V, T) \equiv I(V, T) - I(V, 35 \text{ K})$ при различных $T < T_c^{\text{local}} \approx 35 \text{ K}$, определенные как разность ВАХ в сверхпроводящем и нормальном состоянии (данные приведены для контакта, спектр которого показан синим цветом). Серым обозначена внутрищелевая область смещений при 4.2 K

сверхпроводника при температурах $0 < T < T_c$ и косвенно оценивать их возможную анизотропию в $k_x k_y$ -плоскости.

3. Экспериментальные данные и обсуждение. Типичные вольтамперные характеристики (ВАХ) планарных контактов на микротрещине, полученные нами в монокристаллах $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$, приведены на рис. 2. В сверхпроводящем состоянии на ВАХ воспроизводимо отсутствует сверхтоковая ветвь и гистерезис (все показанные на рис. 2 ВАХ записаны как при росте, так и при уменьшении тока), что исключает джозефсоновскую природу наблюдаемых особенностей. Для кривых синего цвета на рис. 2, по сравнению с ВАХ выше T_c (штриховая линия), в сверхпроводящем состоянии наблюдается избыточный андреевский ток $I_{\text{exc}}^A(V, T) \equiv I(V, T) - I(V, 35 \text{ K})$ во всем диапазоне смещений, приведенный внизу рисунка (правая ось). Резко возрастающий при $eV \rightarrow 0$, $I_{\text{exc}}^A(V)$ стремится к постоянному значению при больших смещениях $eV > 2\Delta$ в соответствии со всеми теоретическими моделями, описывающими эффект некогерентных МАО в SnS-контакте высокой прозрачности [11–13]. Таким образом, особенности, хорошо заметные во внутрищелевой об-

ласти ВАХ (серая область на рис. 2), являются андреевской СГС от сверхпроводящих параметров порядка. Локальные критические температуры данных контактов на масштабах десятков нм (соответствующие температуре перехода контактной области в нормальное состояние) примерно одинаковы, были оценены по моменту исчезновения I_{exc} на ВАХ (см. вставку к рис. 2) и составляют $T_c^{\text{local}} \approx 35$ К.

Спектры динамической проводимости данных контактов, измеренные при $T \ll T_c$, приведены соответствующими цветами на рис. 3. Если идти от

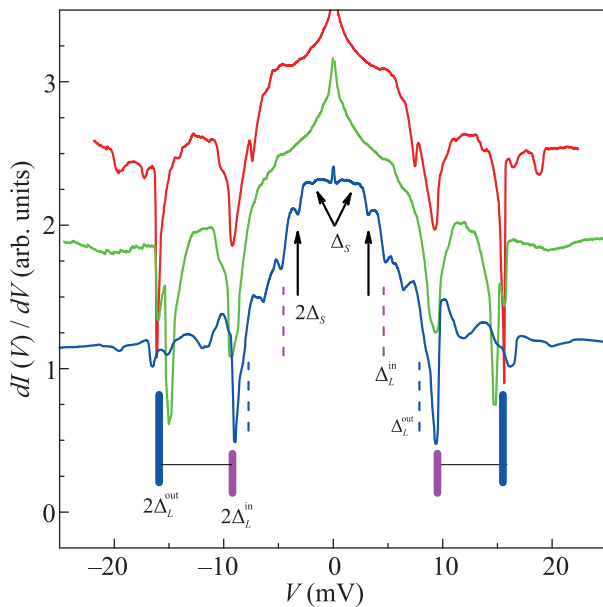


Рис. 3. (Цветной онлайн) Спектры динамической проводимости SnS-андреевских контактов, измеренные при 4.2 К (ВАХ данных контактов показаны соответствующими цветами на рис. 2). Нормальный монотонный ход подавлен для удобства рассмотрения. Вертикальными сплошными линиями показаны положения первых $n = 1$ и вторых $n = 2$ андреевских субгармоник от щелевых параметров Δ_L^{out} (синего цвета), Δ_L^{in} (фиолетового цвета) и Δ_S (черного цвета)

области больших смещений в сторону их уменьшения вдоль гладких, почти горизонтальных участков, то первая резкая особенность проводимости встречается примерно на 16 мВ. Следующая особенность с доминирующей (относительно тонкой структуры) амплитудой воспроизводимо видна на 9.6 мВ. Заметим, что значительная амплитуда особенностей (сравнимая по масштабу с нормальной проводимостью контакта) говорит о доминирующем вкладе соответствующей эффективной зоны в андреевскую проводимость. Интенсивные минимумы образуют дублет, положения которого $|V| \approx 9.6$ и 16 мВ,

согласно формуле (1), напрямую определяют два энергетических щелевых параметра $\Delta_L^{\text{in}} \approx 4.8$ мэВ и $\Delta_L^{\text{out}} \approx 8$ мэВ. Смысл введенных нами обозначений будет ясен из обсуждения их физической природы, проводимого ниже. Вторая субгармоника от Δ_L^{out} ($n = 2$), ожидаемая при $|V| \approx 8$ мВ, перекрывается с фундаментальным минимумом от Δ_L^{in} , из-за чего, по всей вероятности, плохо разрешима. Вместе с тем, хорошо заметна $n = 2$ особенность от Δ_L^{in} при смещениях $|V| \approx 4.7$ мВ. Вблизи нулевого смещения минимумы при 3.8 мВ могут быть интерпретированы как начало СГС от другого сверхпроводящего параметра порядка, имеющего меньшую амплитуду малой щели $\Delta_S \approx 1.9$ мэВ. На нижнем $dI(V)/dV$ -спектре также разрешена $n_S = 2$ субгармоника от Δ_S . Внещелевая тонкая структура $dI(V)/dV$ -спектра более низкой интенсивности требует отдельного исследования.

Несмотря на различные нормальные сопротивления $R_N \approx 38 - 122$ Ом и, соответственно, площадь полученных контактов, вид ВАХ и положение щелевых особенностей представленных $dI(V)/dV$ -спектров хорошо воспроизводятся. Следовательно, наблюдаемые особенности отражают объемные сверхпроводящие свойства $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ и не вызваны поверхностными эффектами или геометрическими резонансами.

Обнаруженные нами энергетические параметры Δ_L^{in} и Δ_L^{out} могут быть двумя отдельными изотропными сверхпроводящими щелями, открывающимися на различных участках поверхности Ферми. С другой стороны, они могут характеризовать единый, анизотропный сверхпроводящий конденсат с большой щелью: в этом случае Δ_L^{in} и Δ_L^{out} представляются экстремумами большой сверхпроводящей щели с расширенным s -волновым типом симметрии – минимальной и максимальной энергиями связи куперовских пар в k -пространстве соответственно. Тогда степень анизотропии Δ_L можно оценить как $A_L \approx 40\%$. В любом случае, можно уверенно утверждать об отсутствии точек нулей большой сверхпроводящей щели в xy -плоскости k -пространства.

Дублеты сходного вида на $dI(V)/dV$ -спектрах SnS-контактов воспроизводимо наблюдаются нами в монокристаллах родственных соединений структурного типа 122: $\text{Ba}(\text{Fe},\text{Ni})_2\text{As}_2$ с различной степенью замещения [18, 19]. Более того, определенная выше щелевая структура $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ в целом схожа с щелевой структурой $\text{Ba}(\text{Fe},\text{Ni})_2\text{As}_2$. Для сравнения данных, полученных в монокристаллах, критическая температура которых отличается почти в 2 раза, на рис. 4 приведены $dI(V)/dV$ -спектры, ось смещений

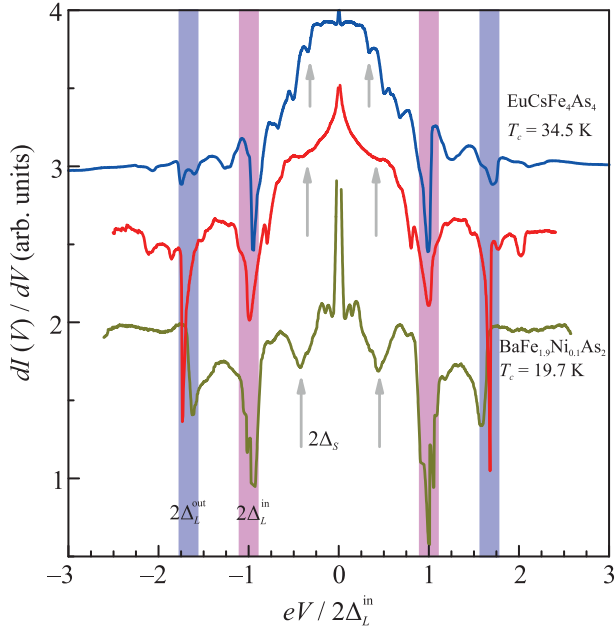


Рис. 4. (Цветной онлайн) $dI(V)/dV$ -спектры андреевских SnS-контактов, полученных нами в $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ (взяты с рис. 3) и оптимально допированном $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$ (нижняя кривая, данные взяты из работы [19]). Для каждого спектра ось смещений нормирована на собственную $2\Delta_L^{\text{in}}(0)$, нормальный монотонный ход подавлен для удобства рассмотрения

которых нормирована на положение щелевой особенности $eV = 2\Delta_L^{\text{in}}(0)$. Нижний спектр на рис. 4 получен в $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$ оптимального состава с $T_c \approx 19.7$ К (взят из работы [19]). Положения минимумов дублета, форма арки и ее относительная ширина практически точно совпадают для обоих соединений (вертикальные линии на рис. 4). Учитывая схожесть формы дублета с численными расчетами (кривая 2 на рис. 4 в [9]), можно косвенно заключить реализацию анизотропного сверхпроводящего параметра порядка Δ_L в k -пространстве. Таким образом, определенные нами энергетические величины Δ_L^{in} и Δ_L^{out} предположительно характеризуют единый сверхпроводящий конденсат с большой щелью и являются ее “экстремумами” – минимальной и максимальной энергиями связи куперовских пар в соответствующих зонах. Величина предположительной анизотропии A_L до 40% при отсутствии нулей также схожа в пниктидах семейств Ва-122 и $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$.

Положения андреевских особенностей от Δ_S также хорошо согласуются, хотя на спектрах контактов в $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ (стрелки) смещены в сторону нуля (т.е. отношение Δ_L/Δ_S возрастает в $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$). Для малой сверхпроводящей щели четкие дублеты на $dI(V)/dV$ -спектрах нами воспроизводимо не наблю-

даются, что может быть следствием либо изотропности Δ_S , либо, наоборот, ее сильной анизотропии более 50% или даже наличие нулей в k -пространстве.

Характеристические отношения $r_i \equiv \equiv 2\Delta_i(0)/k_B T_c^{\text{local}}$ для экстремумов анизотропной большой сверхпроводящей щели в $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ составляют $r_L^{\text{out}} \approx 5.3$, $r_L^{\text{in}} \approx 3.2$. Для малой щели характеристическое отношение $r_S \approx 1.3 < 3.5$ типично для “слабого” конденсата в многощелевом сверхпроводнике. Все полученные значения близки, хотя чуть меньше соответствующих средних величин r_i , определенных нами ранее для $\text{Ba}(\text{Fe},\text{Ni})_2\text{As}_2$ оптимального и передопированного состава [18, 19]. Это может быть вызвано изменением отношения сил внутризонного и межзонного взаимодействия в $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ по сравнению с $\text{Ba}(\text{Fe},\text{Ni})_2\text{As}_2$. Таким образом, в первом приближении выполняется скейлинг амплитуд Δ_i с T_c в пниктидах семейств EuCs -1144 и Ва-122.

4. Заключение. Синтезированы монокристаллы $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ с объемной критической температурой $T_c \approx 36.8$ К. С помощью спектроскопии эффекта некогерентных многократных андреевских отражений в планарных SnS-контактах на микротрещине, полученных методикой МСРВJ, впервые исследована щелевая структура $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$. При $T \ll T_c$ напрямую определены величины малой сверхпроводящей щели 1.9 мэВ и экстремумов большой щели $\Delta_L^{\text{in}} \approx 4.8$ мэВ и $\Delta_L^{\text{out}} \approx 8$ мэВ (предположительно, имеющей $\approx 40\%$ анизотропию в k -пространстве без точек нулей), а также величины характеристических отношений $r_S \approx 1.3$, $r_L^{\text{in}} \approx 3.2$, $r_L^{\text{out}} \approx 5.3$, соответственно. Показано, что щелевая структура $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ близка к таковой для пниктидов $\text{Ba}(\text{Fe},\text{Ni})_2\text{As}_2$ родственного структурного семейства 122, т.е. нами наблюдается скейлинг всех трех энергетических щелевых параметров, Δ_L^{out} , Δ_L^{in} и Δ_S , с T_c в пниктидах семейств EuCs -1144 и Ва-122.

Работа выполнена в рамках проекта Российского научного фонда 22-22-00776.

Измерения частично проведены с использованием оборудования Центра коллективного пользования ФИАН.

1. K. Kawashima, T. Kinjo, T. Nishio, S. Ishida, H. Fujihisa, Y. Gotoh, K. Kihou, H. Eisaki, Y. Yoshida, and A. Iyo, *J. Phys. Soc. Jpn.* **85**, 064710 (2016).
2. V. Vlasenko, K. Pervakov, and S. Gavrilkin, *Supercond. Sci. Technol.* **33**, 084009 (2020).
3. Y.-B. Liu, Y. Liu, and G.-H. Cao, *J. Phys.: Condens. Matter* **34**, 093001 (2022).
4. V. S. Stolyarov, K. S. Pervakov, A. S. Astrakhantseva, I. A. Golovchanskiy, D. V. Vyalikh, T. K. Kim,

4. S. V. Ereemeev, V. A. Vlasenko, V. M. Pudalov, A. A. Golubov, E. V. Chulkov, and D. Roditchev, *J. Phys. Chem. Lett.* **11**, 9393 (2020).
5. F. Lochner, F. Ahn, T. Hickel, and I. Eremin, *Phys. Rev. B* **96**, 094521 (2017).
6. P. J. Hirschfeld, *Compt. Rend. Phys.* **17**, 197 (2016).
7. T. Saito, S. Onari, and H. Kontani, *Phys. Rev. B* **88**, 045115 (2013).
8. J. Moreland and J. W. Ekin, *J. Appl. Phys.* **58**, 3888 (1985).
9. S. A. Kuzmichev and T. E. Kuzmicheva, *Low Temp. Phys.* **42**, 1008 (2016).
10. Z. Popović, S. A. Kuzmichev, and T. E. Kuzmicheva, *J. Appl. Phys.* **128**, 013901 (2020).
11. M. Octavio, M. Tinkham, G. E. Blonder, and T. M. Klapwijk, *Phys. Rev. B* **27**, 6739 (1983).
12. R. Kümmel, U. Gunsenheimer, and R. Nicolsky, *Phys. Rev. B* **42**, 3992 (1990).
13. U. Gunsenheimer and A. D. Zaikin, *Phys. Rev. B* **50**, 6317 (1994).
14. G. B. Arnold, *J. Low Temp. Phys.* **68**, 1 (1987).
15. D. Averin and A. Bardas, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1831 (1995).
16. T. P. Devereaux and P. Fulde, *Phys. Rev. B* **47**, 14638 (1993).
17. T. E. Kuzmicheva, S. A. Kuzmichev, K. S. Pervakov, V. M. Pudalov, and N. D. Zhigadlo, *Phys. Rev. B* **95**, 094507 (2017).
18. T. E. Kuzmicheva, S. A. Kuzmichev, K. S. Pervakov, and V. A. Vlasenko, *Phys. Rev. B* **104**, 174512 (2021).
19. T. E. Kuzmicheva, S. A. Kuzmichev, K. S. Pervakov, and V. A. Vlasenko, *JETP Lett.* **112**, 786 (2020).