

Сравнение щелевой структуры сверхпроводящих пниктидов $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ недо- и передопированного состава

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

⁺ Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

^{*} Физический факультет, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 29 июня 2023 г.

После переработки 5 сентября 2023 г.

Принята к публикации 5 сентября 2023 г.

В работе проведено сравнение структуры сверхпроводящего параметра порядка передопированных $\text{BaFe}_{1.88}\text{Ni}_{0.12}\text{As}_2$ и недодопированных пниктидов $\text{BaFe}_{1.92}\text{Ni}_{0.08}\text{As}_2$ с близкими $T_c \approx 18.0\text{--}18.3\text{ К}$. С помощью спектроскопии эффекта некогерентных многократных андreeвских отражений напрямую определены величины двух микроскопических сверхпроводящих параметров порядка – малой сверхпроводящей щели и предположительно анизотропной большой щели, их характеристические отношения и температурные зависимости. Обсуждаются сходства и различия щелевой структуры и возможное влияние близости антиферромагнитной фазы на сверхпроводящие свойства.

DOI: 10.31857/S1234567823190096, EDN: xrijnoi

1. Введение. В стехиометрических слоистых пниктидах BaFe_2As_2 (так называемое семейство Ва-122) при понижении температуры до $T_m \approx 138\text{ К}$ устанавливается дальний антиферромагнитный (АФМ) порядок с волной спиновой плотности, сопровождаемый структурным переходом из тетрагональной в орторомбическую фазу. При частичном электронном замещении $\text{Fe}_{2-x}\text{Ni}_x$ АФМ подавляется, и возникает сверхпроводящее (СП) состояние [1]. В области оптимального допирования ($x \approx 0.1$) критическая температура достигает $T_c \approx 21\text{ К}$. На поверхности Ферми электронно-допированных пниктидов Ва-122 с помощью фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES) обнаружены дырочные цилиндры около Г-точки зоны Бриллюэна и электронные цилиндры около М-точки, на которых ниже T_c могут открываться несколько СП щелей [2]. Теоретически предложено два основных механизма образования куперовских пар посредством спиновых флуктуаций (так называемая $s^\pm$ -модель) [3] и орбитальных флуктуаций (s^{++} -модель) [4]. Щелевая структура системы Ва-122 была рассчитана теоретически в рамках этих моделей в работе [5].

Измерения 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 $x = 0\text{--}0.52$ [6, 7] показали ее заметное падение при увеличении x , что соответствует уменьшению интен-

сивности спиновых флуктуаций с увеличением степени электронного допирования. Однако, влияние близости АФМ фазы именно на СП свойства пниктидов семейства Ва-122 до сих пор дискутируется. На данный момент исследования щелевой структуры $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ крайне немногочисленны: в частности, данные о щелевой структуре образцов с $x = 0.12$ отсутствуют. Хотя большинство исследователей наблюдает двухщелевую СП в $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ [8–10], в имеющихся работах присутствует значительный разброс оцененных характеристических отношений СП параметров порядка (например, для большой СП щели $2\Delta_L(0)/k_B T_c \approx 3.7\text{--}13$, т.е. варьируется в 3.5 раза), вызванный, вероятнее всего, отсутствием прямых измерений. Данные об эволюции щелевой структуры $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ вдоль фазовой диаграммы допирования на данный момент не обсуждались в литературе.

В работе впервые проведено сравнение СП свойств $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ недо- и передопированных составов ($x = 0.08, 0.12$, соответственно) с близкими критическими температурами $T_c \approx 18.0\text{--}18.3\text{ К}$: количества и величин СП щелей, их характеристических отношений и температурных зависимостей. Обсуждается отсутствие значительного влияния АФМ фазы на СП свойства и щелевую структуру пниктидов $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ при электронном допировании.

2. Экспериментальный метод. Крупные монокристаллы недодопированного (НД) состава $\text{BaFe}_{1.92}\text{Ni}_{0.08}\text{As}_2$ и передопированного (ПД) состава

¹⁾e-mail: kuzmichevate@lebedev.ru

$\text{BaFe}_{1.88}\text{Ni}_{0.12}\text{As}_2$ размерами до 1 см были выращены методом “раствор в расплаве” (подробнее см. [11–13]). Характеризация методами рентгеновской дифракции, электронной микроскопии и магнитных измерений показали наличие единственной СП фазы. Содержание никеля и элементный состав монокристаллов были определены методом энергодисперсионной спектроскопии с помощью приставки INCA X-Act для сканирующего электронного микроскопа JEOL 7001F с катодом с полевой эмиссией. Фактическое содержание никеля в образце с $x = 0.08$ составило 0.078 ± 0.004 , а для образца с $x = 0.12$ составило 0.115 ± 0.007 .

На рисунке 1 видно, что НД кристаллы $\text{BaFe}_{1.92}\text{Ni}_{0.08}\text{As}_2$ демонстрируют понижение сопротивления с увеличением температуры при $T > T_c$, предшествующее АФМ и структурному переходу. Напротив, для ПД состава $\text{BaFe}_{1.88}\text{Ni}_{0.12}\text{As}_2$ структурный и АФМ переходы отсутствуют, а выше T_c наблюдается рост $R(T)$, характерный для металлов. Ширина резистивных СП переходов исследованных образцов не превышает 0.7 К, что говорит о высокой степени однородности выращенных кристаллов.

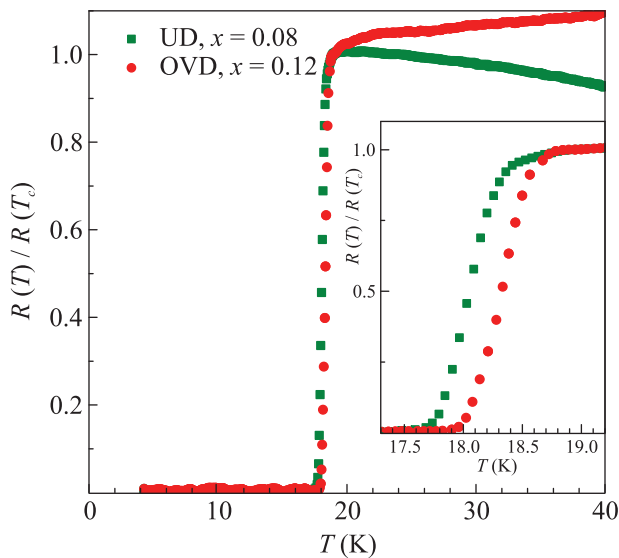


Рис. 1. (Цветной онлайн) Температурные зависимости сопротивления монокристаллов НД состава $\text{BaFe}_{1.92}\text{Ni}_{0.08}\text{As}_2$ и ПД состава $\text{BaFe}_{1.88}\text{Ni}_{0.12}\text{As}_2$. На вставке увеличена область СП перехода

Для туннельных исследований с помощью техники “break-junction” [14] в монокристаллах создавались планарные механически регулируемые наноконтакты типа сверхпроводник–тонкий нормальный металл–сверхпроводник (SnS) с направлением протекания тока вдоль оси c . Пытаясь подойти к вопро-

су внутренней структуры получаемых контактов не формально, по виду вольтамперной характеристики (ВАХ), а спекулятивно, то с учетом созданной в образце трещины можно предположить, что эта структура соответствует SnInS (где I – тонкий изолятор с достаточно высокой прозрачностью), причем S и n -области с двух сторон эквивалентны, поскольку получены раскалыванием одного и того же кристалла. Области, играющими роль нормального металла, может служить не физически образовавшийся зазор, а появившаяся после раскалывания поверхность СП, потерявшая по каким-то причинам СП свойства. Геометрия получаемых контактов в слоистых монокристаллах, конфигурация, преимущества и недостатки методики подробно описаны в обзоре [15]. Физическая модель контакта схематически приведена на рис. 1 в [16]. В соответствии с предполагаемой моделью контакта, механическая регулировка изменяет его площадь в ab -плоскости и, соответственно, нормальное сопротивление R_N .

Используемый метод спектроскопии основан на эффекте некогерентных многократных андреевских отражений (MAO), имеющем место в SnS-контакте размером $\xi < d < l$ (ξ – длина когерентности, d – поперечник контакта, l – характерная длина неупругого рассеяния) ниже T_c . В случае высокой прозрачности NS-интерфейсов (безразмерный барьерный параметр $Z \lesssim 0.3$) некогерентный андреевский транспорт вызывает на ВАХ SnS-контакта избыточный ток (относительно нормальной ВАХ выше T_c) при любых смещениях eV . При $eV = 0$ сверхтоковая ветвь на ВАХ отсутствует, вместо нее наблюдается участок повышенной в разы (однако, конечной) проводимости по сравнению с нормальной проводимостью G_N контакта (так называемая область пьедестала) [17, 18]. На соответствующем $dI(V)/dV$ -спектре возникает серия минимумов субгармонической целевой структуры (СГС), положение которых $|eV_n(T)| = 2\Delta(T)/n$ ($n = 1, 2, \dots$) напрямую определяется величиной СП щели Δ при любых температурах вплоть до T_c [17–21]. Число n^* наблюдаемых минимумов СГС в планарном SnS-контакте и отношение его андреевской проводимости при нулевом смещении G_{ZBC}^A к G_N примерно соответствует величине отношения l_c/d_c в c -направлении [18, 21]. Для многощелевого СП на $dI(V)/dV$ -спектре будут присутствовать СГС от каждой щели.

При баллистическом пролете квазичастиц через SnS-контакт в ab -плоскости (т.е. при $l_{ab}^{el} > d_{ab}$ (l^{el} – длина свободного пробега) k_x и k_y -компоненты их импульса должны сохраняться. Это дает возможность получать информацию об анизотропии сверх-

проводящей щели в $k_x k_y$ -плоскости. В то же время, k_z -компонента может не сохраняться из-за “перемешивания” носителей вдоль направления тока вследствие неупругого рассеяния.

Тип симметрии СП щели $\Delta(\theta)$ (θ – угол в $k_x k_y$ -плоскости импульсного пространства) может быть косвенно оценен по форме андреевских минимумов в рамках подхода [22], как показано на рис. 4 в [15]. Для СП параметра порядка с s -волновым типом симметрии ожидаются резкие интенсивные андреевские минимумы, в то время как СГС с сильно подавленной амплитудой должна гипотетически наблюдаться в случае параметра порядка, имеющего точки нулей (“ноды”). Для СП щели с расширенной s -волновой симметрией без нулей в угловом распределении ожидаются протяженные особенности – дублеты, ширина которых определяется максимальной Δ^{out} и минимальной Δ^{in} энергиями связи куперовских пар в k -пространстве. Степень анизотропии далее определена как $A \equiv 100\% \cdot [1 - \Delta^{\text{in}}/\Delta^{\text{out}}]$.

Суммируя вышесказанное, МАО-спектроскопия планарных контактов с баллистическим транспортом на микротрещине позволяет локально (в пределах контактной области размером порядка десятков нм) и напрямую определять амплитуды, характеристические отношения и температурные зависимости СП параметров порядка в высоком разрешении (≈ 0.05 мэВ), а также оценивать их возможную анизотропию в $k_x k_y$ -плоскости [15].

3. Экспериментальные данные. На рисунке 2 приведены ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектры SnS-контакта в образце ПД состава ($x = 0.12$), измеренные ниже и выше $T_c \approx 18$ К. Зависимости $I(V)$ симметричны относительно $eV = 0$, не имеют гистерезиса и сверхтоковой ветви, что исключает как джозефсоновскую природу наблюдаемых особенностей, так и существование прямого контакта между СП берегами, т.е. СП шунта. Напротив, при $T = 4.2$ К $< T_c$ ВАХ (красная кривая на рис. 2) имеет избыточный ток (относительно нормальной $I(V)$ при $T \approx 19.1$ К $> T_c$, показанной серой кривой) во всем диапазоне смещений eV , зависимость которого от напряжения $I_{\text{exc}}(V)$ показана на вставке. В то же время, в СП состоянии на $dI(V)/dV$ -спектрах хорошо виден “пьедастал” при $eV \rightarrow 0$ и серия андреевских минимумов. Данные особенности ВАХ и $dI(V)/dV$ воспроизводятся для полученных нами контактов и соответствуют реализации некогерентного режима МАО и достаточно высокой прозрачности SnS-контакта согласно всем имеющимся теоретическим моделям МАО [17, 18, 20, 21].

Расчет, аналогичный проведенному в работе [23], позволяет оценить длину свободного пробега $l_{ab}^{\text{el}} \approx$

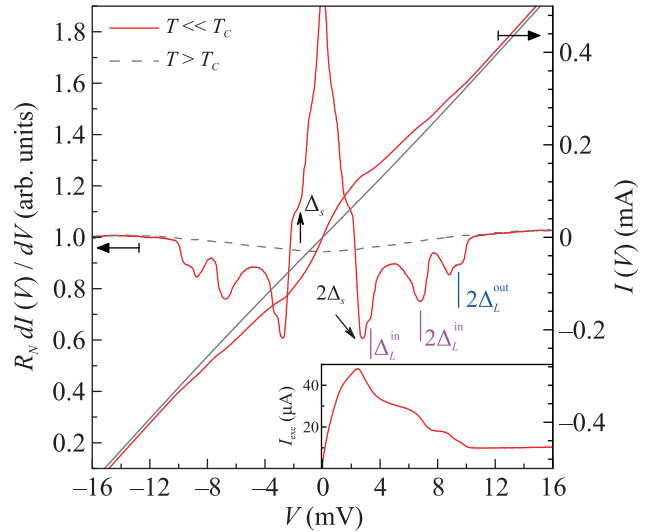


Рис. 2. (Цветной онлайн) ВАХ (правая вертикальная ось) и $dI(V)/dV$ -спектр (левая ось) SnS-контакта с $T_c \approx 18$ К, полученного в $\text{BaFe}_{1.88}\text{Ni}_{0.12}\text{As}_2$, при температурах 4.2 и 19.1 К. Вертикальными линиями отмечены фундаментальные минимумы (дублет), определяющие энергетические щелевые параметры $\Delta_L^{\text{out}} \approx 4.6$ мэВ и $\Delta_L^{\text{in}} \approx 3.3$ мэВ, стрелками показаны первая и вторая субгармоники от малой СП щели $\Delta_s \approx 1.4$ мэВ. На вставке приведен избыточный андреевский ток $I_{\text{exc}}(V) \equiv I(V, 4.2 \text{ К}) - I(V, 19.1 \text{ К})$

87 нм для исследованных монокристаллов, а также, используя нормальные сопротивления полученных SnS-контактов $R_N \approx 15\text{--}60$ Ом (рис. 2, 3), оценить их диаметр $d_{ab} \approx 68 - 34$ нм, соответственно. Таким образом, отношение $l_{ab}^{\text{el}}/d_{ab} \approx 1.3 - 2.5$ дает возможность наблюдать зависимость СП параметров порядка от направления импульса. Отношение длины неупругого рассеяния к поперечнику контакта вдоль c -направления можно оценить по величине отношения G_{ZBC}^A/G_N и числу наблюдаемых минимумов СГС как $l_c/d_c \approx 1 - 2$ (см. рис. 2, 3). В то же время, поскольку обычно длина неупругого рассеяния l превышает l^{el} на 1 – 2 порядка величины, а длина когерентности $\xi_c \approx 1.2$ нм мала в сверхпроводниках семейства Ва-122 с электронным замещением [24], можно оценить $\xi_c \ll d_c \leq l_c$, что означает отсутствие фазовой когерентности в процессе МАО для представленных SnS-контактов.

$dI(V)/dV$ -спектр выше T_c (серая кривая на рис. 2) демонстрирует слабую нелинейность, воспроизводимо наблюдаемую нами в $\text{Ba}(\text{Fe}, \text{Ni})_2\text{As}_2$ и обсуждаемую в [25, 26]. Ниже T_c на фоне этой нелинейности появляются андреевские особенности. Отметим, что нормальная проводимость контакта при $eV \gg 2\Delta$ не меняется с температурой, что говорит о неизменности площади контакта и его ме-

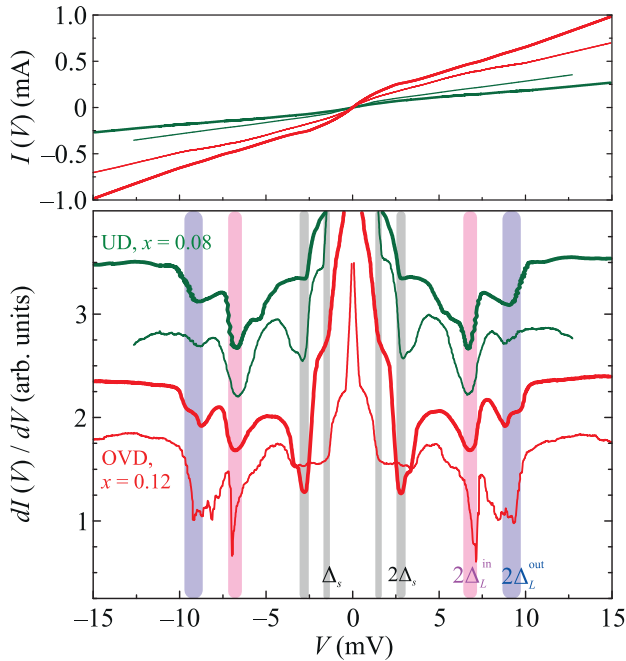


Рис. 3. (Цветной онлайн) Вольтамперные характеристики (верхняя панель) и соответствующие $dI(V)/dV$ -спектры SnS-контактов при $T = 4.2$ К (нижняя панель) в монокристаллах НД состава ($x = 0.08$, кривые зеленого цвета) и ПД состава $\text{BaFe}_{1.88}\text{Ni}_{0.12}\text{As}_2$ ($x = 0.12$, кривые красного цвета) с близкими $T_c \approx 18.0 - 18.3$ К. Вертикальными линиями отмечены андреевские минимумы от СП энергетических параметров $\Delta_L^{\text{out}} \approx 4.6$ мэВ, $\Delta_L^{\text{in}} \approx 3.3$ мэВ, $\Delta_S \approx 1.4$ мэВ. Спектры сдвинуты по вертикали на произвольную величину для удобства сравнения

ханической стабильности, а также о баллистическом режиме транспорта и, следовательно, отсутствии перегрева контактной области из-за отсутствия в ней рассеяния.

При 4.2 К на смещениях $|eV| \approx 9.2$ мэВ и $|eV| \approx 6.6$ мэВ наблюдаются минимумы, положения которых не соответствуют формуле для СГС для субгармоник порядка $n = 1, 2$ или $n = 2, 3$. При больших смещениях $dI(V)/dV$ -спектр гладкий и не имеет особенностей, т.е. соответствует внещелевой области энергий, где мощные пики плотности электронных состояний отсутствуют. Два вышеназванных минимума, по всей вероятности, образуют дублет фундаментальной андреевской гармоники ($n = 1$) и напрямую определяют два энергетических параметра $\Delta_L^{\text{out}} \approx 4.6$ мэВ и $\Delta_L^{\text{in}} \approx 3.3$ мэВ. Основываясь на форме арки, связывающей минимумы дублета, которая соответствует численным расчетам на рис. 4 в [15], можно предположить реализацию в этом соединении анизотропной большой СП щели с расширенным s -волновым типом симметрии и отсутствием точек ну-

лей в $k_x k_y$ -плоскости. Параметры Δ_L^{out} и Δ_L^{in} в этом случае являются максимальной и минимальной энергиями связи куперовских пар для соответствующих направлений в импульсном пространстве. С другой стороны, принимая во внимание отсутствие теоретических расчетов формы андреевских особенностей для СП с анизотропной щелью в рамках подходов [17, 19, 20], мы не можем напрямую исключить реализацию двух независимых изотропных СП щелей с амплитудами Δ_L^{out} и Δ_L^{in} , открывающихся ниже T_c на различных листах поверхности Ферми.

При меньших смещениях $|eV| \approx 2.8$ и 1.4 мэВ присутствуют минимумы ($2\Delta_S$, Δ_S , черные стрелки на рис. 2), которые могут быть интерпретированы как $n = 1, 2$ андреевские особенности от малой щели $\Delta_S \approx 1.4$ мэВ. Для Δ_S четкие дублеты на $dI(V)/dV$ -спектрах нами воспроизводимо не наблюдаются, что может быть следствием либо изотропности Δ_S , либо уровнем ее анизотропии $A_S > 50\%$, вплоть до наличия нулей в $k_x k_y$ -плоскости.

Для сравнения щелевой структуры образцов НД и ПД состава с близкими $T_c \approx 18.0 - 18.3$ К на рис. 3 показаны ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектры SnS-контактов при 4.2 К. Данные по контакту с рис. 2 показаны на рис. 3 жирными красными кривыми. На спектрах воспроизводимо наблюдается предполагаемый дублет от большой СП щели, а также СГС от малой СП щели. Определенные напрямую энергетические величины $\Delta_L^{\text{out}}(0)$, $\Delta_L^{\text{in}}(0)$ и $\Delta_S(0)$ практически совпадают для НД и ПД составов. Также отметим, что все наблюдаемые особенности $dI(V)/dV$ не могут быть вызваны геометрическими резонансами, поскольку их положения не зависят от нормального сопротивления контакта (здесь $R_N \approx 15 - 60$ Ом, которое может быть оценено по наклону ВАХ при $eV \gg 2\Delta_L(0)$).

Температурная эволюция $dI(V)/dV$ -спектра SnS-контакта с рис. 2 в образце ПД состава показана на рис. 4а. С увеличением температуры андреевские минимумы становятся менее интенсивными, а их положение смещается в сторону нуля, в соответствии с зависимостями $\Delta_i(T)$. Убывает также проводимость при нулевом смещении, при этом $G_N(T, eV \gg 2\Delta) \approx \text{const.}$ При $T \approx 18.3$ К $> T_c$ на ВАХ (серая линия на рис. 2) и $dI(V)/dV$ -спектре (штриховая линия на рис. 4а) отсутствуют особенности, вызванные андреевским транспортом, спектр в целом сглаживается, что соответствует переходу контактной области в нормальное состояние.

По данным рис. 4а напрямую определены температурные зависимости энергетических щелевых параметров $\Delta_L^{\text{out}}(T)$, $\Delta_L^{\text{in}}(T)$ (сплошные кружки) и $\Delta_S(T)$ (открытые кружки) на рис. 4б. Степень пред-

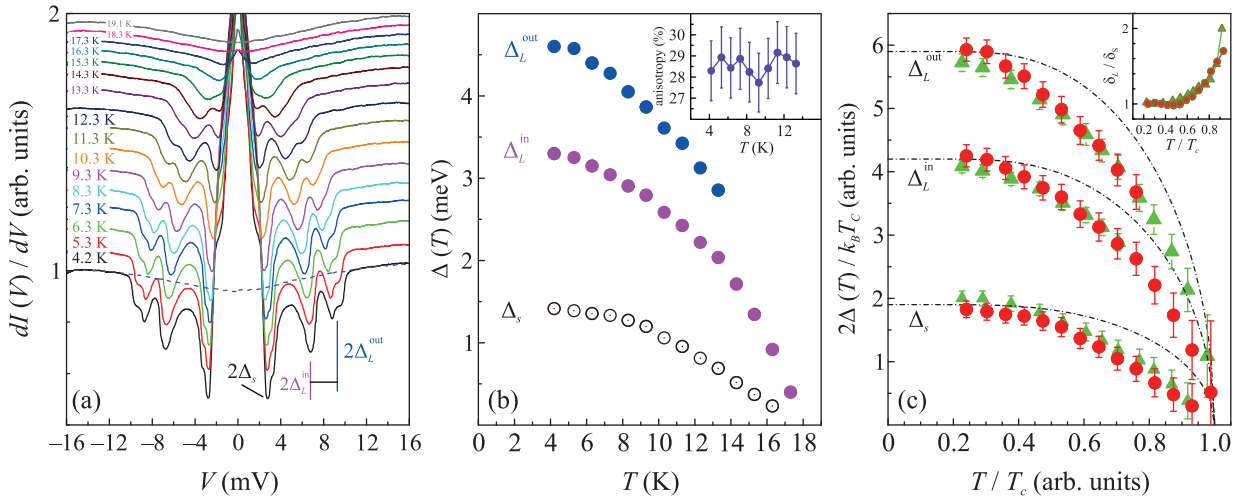


Рис. 4. (Цветной онлайн) (а) – Эволюция $dI(V)/dV$ -спектра SnS-контакта в кристалле ПД состава ($x = 0.12$) с температурой. Кривые вручную сдвинуты по вертикали для удобства. Спектр при $T = 19.1$ К $> T_c$ (без сдвига) приведен штриховой линией для демонстрации неизменности нормальной проводимости контакта с температурой. Вертикальными линиями отмечены фундаментальные андреевские гармоники от Δ_L^{out} , Δ_L^{in} , Δ_S при $T = 4.2$ К. (б) – Температурные зависимости СП щелевых параметров $\Delta_i(T)$, полученные по данным (а). На вставке приведена температурная зависимость предположительной анизотропии большой СП щели $A_L = 100\% \cdot [1 - \Delta_L^{\text{in}}/\Delta_L^{\text{out}}]$. (с) – Сравнение нормированных температурных зависимостей $2\Delta_i(T)/k_B T_c$ для BaFe_{2-x}Ni_xAs₂ ПД состава ($x = 0.12$, кружки красного цвета, по данным (а), (б)) и НД состава ($x = 0.08$, треугольники зеленого цвета, данные взяты из [23]). Для сравнения показаны однозонные БКШ-образные функции (штрихпунктирные линии). На вставке соответствующими символами показаны зависимости отношений $\delta_L^j(T)/\delta_S(T)$ ($\delta(T) \equiv \Delta(T)/\Delta(0)$, $j = \text{out}, \text{in}$) для НД и ПД состава от температуры

положительной анизотропии Δ_L составляет $A_L(T) \approx 28\%$ и практически не меняется с температурой, как показано на вставке. Другими словами, зависимости, отмеченные как $\Delta_L^{\text{in}}(T)$ и $\Delta_L^{\text{out}}(T)$, повторяют друг друга с точностью выше 1%. На рисунке 4с те же зависимости $\Delta_{L,S}(T)$ для образца с $x = 0.12$ (красные кружки) приведены в нормированном на T_c виде в сравнении с зависимостями, полученными нами ранее [23] в образце с $x = 0.08$ (локальная критическая температура контакта $T_c \approx 18.3$ К, зеленые треугольники). Видно, что абсолютные значения и форма кривых схожа для BaFe_{2-x}Ni_xAs₂ как НД, так и ПД составов с близкими T_c . В целом, полученные $\Delta_{L,S}(T)$ типичны для многощелевого сверхпроводника с умеренным межзонным взаимодействием, сравнимым по силе с внутризонным.

Несмотря на кажущееся сходство температурных зависимостей СП параметров порядка, вблизи T_c малая СП щель закрывается быстрее: как показано на вставке к рис. 4с, отношение $\delta_L(T)/\delta_S(T)$ ($\delta_i(T) \equiv \Delta_i(T)/\Delta_i(0)$, где $i = L, S$) увеличивается для каждого из составов примерно в два раза при повышении температуры. Таким образом, поведение $\delta_S(T)$ существенно отличается от $\delta_L(T)$, а андреевские минимумы при $eV \approx 2.8, 1.4$ мэВ при 4.2 К не могут быть интерпретированы как субгармоники высоких

порядков от Δ_L . Следовательно, малая щель Δ_S является характерной энергией связи второго типа куперовских пар, а соответствующий СП параметр порядка открывается на других (по сравнению с Δ_L) листах поверхности Ферми.

4. Обсуждение. Напрямую определенные величины СП щелевых параметров – предположительные экстремумы углового распределения большой СП щели Δ_L^{out} и Δ_L^{in} , а также малой СП щели Δ_S при $T \ll T_c$ практически одинаковы для BaFe_{1.92}Ni_{0.08}As₂ и BaFe_{1.88}Ni_{0.12}As₂ (см. рис. 3). Их характеристические отношения $r_i \equiv 2\Delta_i(0)/k_B T_c$ составляют $r_L^{\text{out}}(0) \approx 5.9$, $r_L^{\text{in}}(0) \approx 4.3$ и $r_S(0) \approx 1.8$ и близки к соответствующим r_i , полученным нами ранее в Ba(Fe,Ni)₂As₂ сильно передопированного ($x = 0.14$) состава с $T_c \approx 12$ К и оптимально допированного состава с $T_c \approx 20$ К [25, 26], а также в EuCsFe₄As₄ родственного семейства 1144 [27]. Величина r_S оказалась ниже предела слабой связи 3.5 теории Бардина–Купера–Шриффера (БКШ), что характерно для “ведомого” конденсата в многощелевом сверхпроводнике. Температурные зависимости СП щелей и предположительной анизотропии большой СП щели $A_L(T) \approx 28\% \approx \text{const}$ также схожи в исследованных НД и ПД составах с $x = 0.08, 0.12$ (см. рис. 4с).

В рамках “чистого” s^{++} -взаимодействия, согласно расчетам [5], трудно получить сильную анизотропию СП щели в $k_x k_y$ -плоскости; при этом $A > 20\%$ и тем более наличие нулей в распределении $\Delta(\theta)$ могут быть достигнуты при введении $s^\pm$ -взаимодействия как дополнительного канала образования куперовских пар. Полагая, что наблюдаемые нами дублеты на $dI(V)/dV$ -спектрах вызваны $A_L \approx 28\%$ анизотропией большой СП щели, можно судить о наличии спин-флуктуационного канала в механизме СП спаривания $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$. Тем не менее, мы не наблюдаем заметного изменения целевой структуры, величин СП щелей и количества СП конденсатов, соответствующих характеристических отношений, а также предположительной анизотропии Δ_L , т.е. зависимости энергии связи куперовских пар этого типа от угла $\Delta_L(\theta)$ в ПД области по сравнению с НД составом ($T_c \approx 18\text{--}20\text{ K}$). Таким образом, можно предположить, что близость АФМ фазы практически не меняет структуру СП параметра порядка в $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ слабо НД состава $x = 0.08$ по сравнению с ПД составом $x = 0.12$. Это является важным экспериментальным фактом и ставит вопрос о влиянии соответствующего ослабления интенсивности спиновых флуктуаций с допированием, показанного в работах [6, 7], на СП свойства системы Ва-122 с электронным замещением.

5. Заключение. Определена структура СП параметра порядка пниктидов $\text{BaFe}_{1.88}\text{Ni}_{0.12}\text{As}_2$ слабо передопированного состава и проведено ее сравнение с целевой структурой $\text{BaFe}_{1.92}\text{Ni}_{0.08}\text{As}_2$ слабо недодопированного состава с близкими $T_c \approx 18\text{ K}$. Мы не наблюдаем заметного изменения целевой структуры в НД кристаллах по сравнению с ПД областью фазовой диаграммы. Напрямую измеренные для образцов ПД состава величины трех СП параметров порядка – малой СП щели и экстремумов предположительно анизотропной большой СП щели (расширенный s -волновой тип симметрии без нодов), их характеристические отношения $2\Delta_L(0)/k_B T_c \approx 4.3\text{--}5.9$ (диапазон соответствует предположительной анизотропии щели $A_L \approx 28\%$ в k -пространстве) и $2\Delta_S(0)/k_B T_c \approx 1.8$ и температурные зависимости практически идентичны таковым в НД кристаллах.

Схожесть величин СП параметров порядка и формы их температурных зависимостей $\Delta_i(T)$ для двух составов указывает на то, что близость АФМ фазы практически не влияет на целевую структуру, силу и возможную анизотропию СП спаривания для пниктидов $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ в диапазоне электронного замещения $x = 0.08\text{--}0.12$ и $T_c \geq 18\text{ K}$.

Авторы благодарят М. М. Коршунова, Ю. А. Алещенко и В. М. Пудалова за полезные обсуждения. Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ (тема “Физика высокотемпературных сверхпроводников и новых квантовых материалов”, # 0023-2019-0005). Измерения частично проведены с использованием оборудования Центра коллективного пользования ФИАН.

1. X. Lu, *Phase Diagram and Magnetic Excitations of $\text{BaFe}_{2x}\text{Ni}_x\text{As}_2$: A Neutron Scattering Study*, Springer Theses (2017); DOI:10.1007/978-981-10-4998-9.
2. S. Ideta, T. Yoshida, I. Nishi et al. (Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **110**, 107007 (2013).
3. I. I. Mazin, D. J. Singh, M. D. Johannes, M. H. Du, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 057003 (2008).
4. H. Kontani and S. Onari, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 157001 (2010).
5. T. Saito, S. Onari, and H. Kontani, *Phys. Rev. B* **88**, 045115 (2013).
6. F. Ning, K. Ahilan, T. Imai, A. S. Sefat, R. Jin, M. A. McGuire, B. C. Sales, and D. Mandrus, *J. Phys. Soc. Jpn.* **78**, 013711 (2009).
7. F. L. Ning, K. Ahilan, T. Imai, A. S. Sefat, M. A. McGuire, B. C. Sales, D. Mandrus, P. Cheng, B. Shen, and H.-H. Wen, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 037001 (2010).
8. Yu. A. Aleshchenko, A. V. Muratov, G. A. Umharino, S. Richter, A. A. Thomas, and R. Hühne, *J. Phys.: Condens. Matter* **33**, 045601 (2021).
9. M. Abdel-Hafiez, Y. Zhang, Z. He, J. Zhao, C. Bergmann, C. Krellner, C.-Ga. Duan, X. Lu, H. Luo, P. Dai, and X.-J. Chen, *Phys. Rev. B* **91**, 024510 (2015).
10. B. Zeng, B. Shen, H. Luo, G. Mu, P. Cheng, H. Yang, L. Shan, C. Ren, and H.-H. Wen, *Phys. Rev. B* **85**, 224514 (2012).
11. K. S. Pervakov, V. A. Vlasenko, E. P. Khlybov, A. Zaleski, V. M. Pudalov, and Yu. F. Eltsev, *Supercond. Sci. Technol.* **26**, 015008 (2013).
12. Yu. F. Eltsev, K. S. Pervakov, V. A. Vlasenko, S. Yu. Gavrilkin, E. P. Khlybov, and V. M. Pudalov, *Phys.-Uspekhi* **57**, 827 (2014).
13. V. A. Vlasenko, O. A. Sobolevskiy, A. V. Sadakov, K. S. Pervakov, S. Yu. Gavrilkin, A. V. Dik, and Yu. F. Eltsev, *JETP Lett.* **107**, 119 (2018).
14. J. Moreland and J. W. Ekin, *J. Appl. Phys.* **58**, 3888 (1985).
15. S. A. Kuzmichev and T. E. Kuzmicheva, *Low Temp. Phys.* **42**, 1008 (2016).
16. Z. Popović, S. A. Kuzmichev, and T. E. Kuzmicheva, *J. Appl. Phys.* **128**, 013901 (2020).

17. M. Octavio, M. Tinkham, G.E. Blonder, and T.M. Klapwijk, *Phys. Rev. B* **27**, 6739 (1983).
18. R. Kümmel, U. Günsenheimer, and R. Nicolsky, *Phys. Rev. B* **42**, 3992 (1990).
19. G.B. Arnold, *J. Low Temp. Phys.* **68**, 1 (1987).
20. D. Averin and A. Bardas, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1831 (1995).
21. U. Günsenheimer and A.D. Zaikin, *Phys. Rev. B* **50**, 6317 (1994).
22. T.P. Devereaux and P. Fulde, *Phys. Rev. B* **47**, 14638 (1993).
23. A.V. Sadakov, A.V. Muratov, S.A. Kuzmichev, O.A. Sobolevskiy, B.I. Massalimov, A.R. Prischepa, V.M. Mikhailov, K.S. Pervakov, V.A. Vlasenko, and T.E. Kuzmicheva, *JETP Lett.* **116**, 708 (2022).
24. A. Yamamoto, J. Jaroszynski, C. Tarantini, L. Balicas, J. Jiang, A. Gurevich, D.C. Larbalestier, R. Jin, A.S. Sefat, M.A. McGuire, B.C. Sales, D.K. Christen, and D. Mandrus, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 062511 (2009).
25. T.E. Kuzmicheva, S.A. Kuzmichev, K.S. Pervakov, and V.A. Vlasenko, *JETP Lett.* **112**, 786 (2020).
26. T.E. Kuzmicheva, S.A. Kuzmichev, K.S. Pervakov, and V.A. Vlasenko, *Phys. Rev. B* **104**, 174512 (2021).
27. S.A. Kuzmichev, K.S. Pervakov, V.A. Vlasenko, A.Yu. Degtyarenko, S.Yu. Gavrilkin, and T.E. Kuzmicheva, *JETP Lett.* **116**, 723 (2021).