

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

Т. Е. Кузьмичева¹⁾, 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 андреевских 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: xrljoi

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

$BaFe_{1.88}Ni_{0.12}As_2$ 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 $BaFe_{1.92}Ni_{0.08}As_2$ демонстрируют понижение сопротивления с увеличением температуры при $T > T_c$, предшествующее АФМ и структурному переходу. Напротив, для ПД состава $BaFe_{1.88}Ni_{0.12}As_2$ 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.

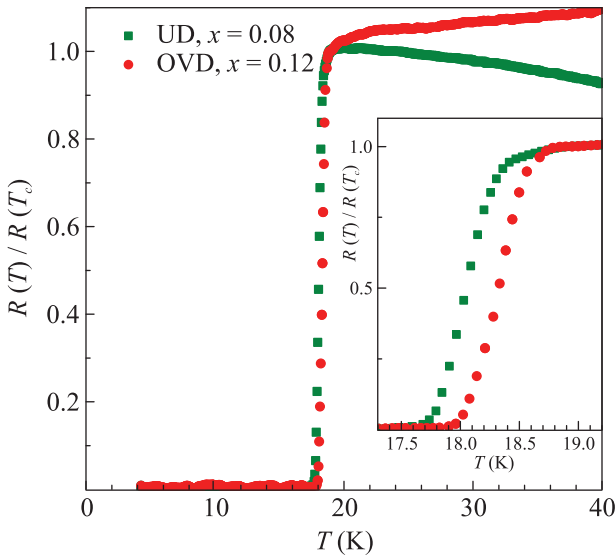


Рис. 1. (Цветной онлайн) Температурные зависимости сопротивления монокристаллов НД состава $BaFe_{1.92}Ni_{0.08}As_2$ и ПД состава $BaFe_{1.88}Ni_{0.12}As_2$. На вставке увеличена область СП перехода

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, терявшая 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 щелевой 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 $T \approx 19.1 > T_c$, 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 $l_{ab}^{el} \approx$

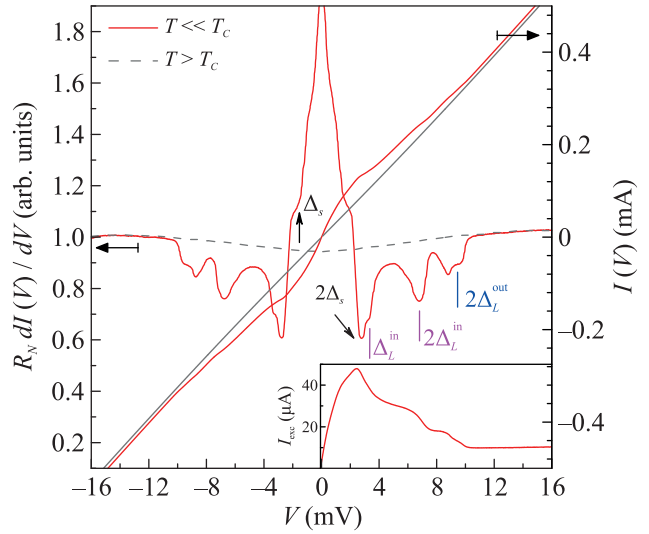


Рис. 2. (Цветной онлайн) ВАХ (правая вертикальная ось) и $dI(V)/dV$ -спектр (левая ось) SnS-контакта с $T_c \approx 18$ К, полученного в $\text{BaFe}_{1.88}\text{Ni}_{0.12}\text{As}_2$, при температурах 4.2 и 19.1 К. Вертикальными линиями отмечены фундаментальные минимумы (дублет), определяющие энергетические 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 $l_{ab}^{el}/d_{ab} \approx 1.3 - 2.5$ 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, воспроизводимую 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-

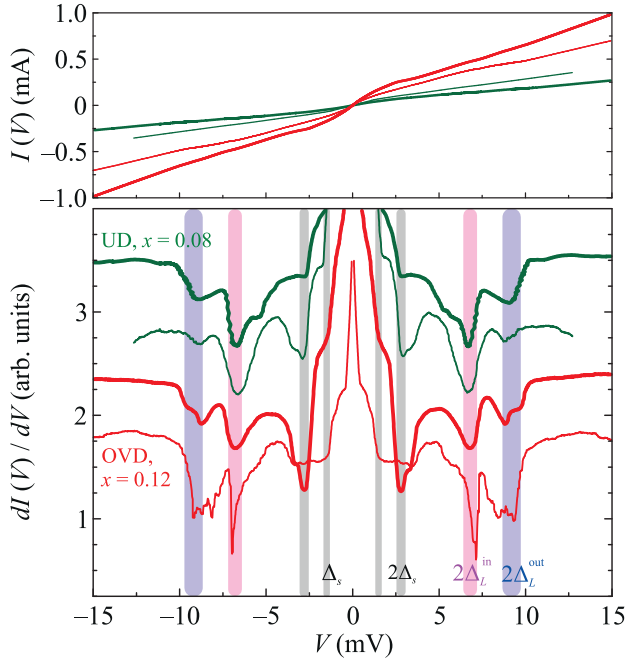


Рис. 3. (Цветной онлайн) Вольтамперные характеристики (верхняя панель) и соответствующие $dI(V)/dV$ -спектры SnS-контактов при $T = 4.2$ К (нижняя панель) в монокристаллах НД состава ($x = 0.08$, кривые зеленого цвета) и ПД состава $BaFe_{1.88}Ni_{0.12}As_2$ ($x = 0.12$, кривые красного цвета) с близкими $T_c \approx 18.0 - 18.3$ К. Вертикальными линиями отмечены андреевские минимумы от СП энергетических параметров $\Delta_L^{out} \approx 4.6$ мэВ, $\Delta_L^{in} \approx 3.3$ 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 $\Delta_L^{out} \approx 4.6$ мэВ и $\Delta_L^{in} \approx 3.3$ 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 $\Delta_L^{out}(0)$, $\Delta_L^{in}(0)$ 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 $\Delta_L^{out}(T)$, $\Delta_L^{in}(T)$ (сплошные кружки) и $\Delta_S(T)$ (открытые кружки) на рис. 4б. Степень пред-

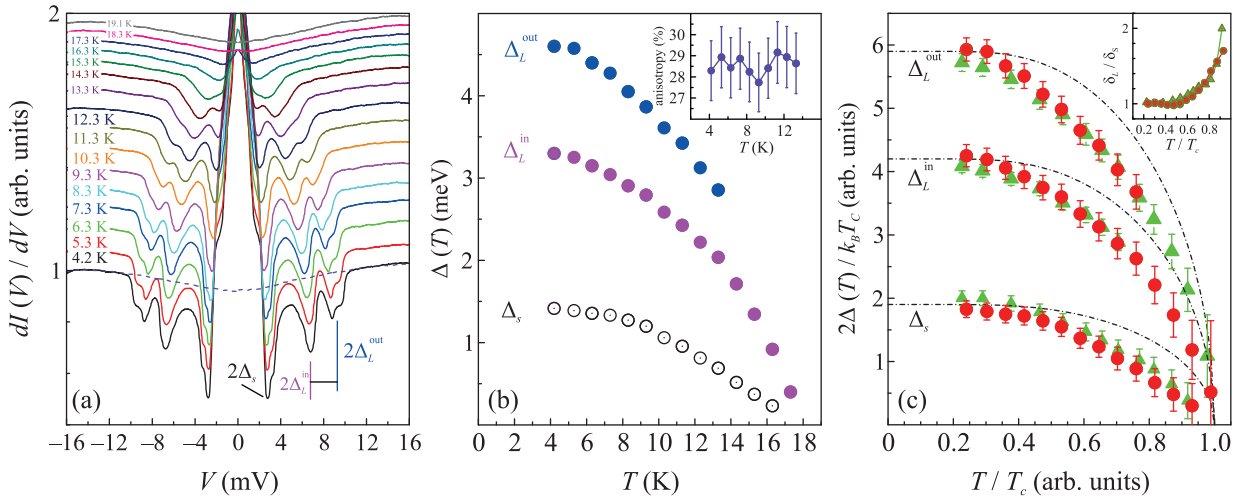


Рис. 4. (Цветной онлайн) (а) – Эволюция $dI(V)/dV$ -спектра SnS-контакта в кристалле ПД состава ($x = 0.12$) с температурой. Кривые вручную сдвинуты по вертикали для удобства. Спектр при $T = 19.1$ К $> T_c$ (без сдвига) приведен штриховой линией для демонстрации неизменности нормальной проводимости 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 $2\Delta_i(T/T_c)/k_B T_c$ для ВаFe $_{2-x}$ Ni $_x$ As $_2$ 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 ВаFe $_{2-x}$ Ni $_x$ As $_2$ 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 ВаFe $_{1.92}$ Ni $_{0.08}$ As $_2$ и ВаFe $_{1.88}$ Ni $_{0.12}$ As $_2$ (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 Ва(Fe,Ni) $_2$ As $_2$ 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 EuCsFe $_4$ As $_4$ 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 $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$. Тем не менее, мы не наблюдаем заметного изменения щелевой 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 ($T_c \approx 18-20$ К). Таким образом, можно предположить, что близость АФМ фазы практически не меняет структуру СП параметра порядка в $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ 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 $BaFe_{1.88}Ni_{0.12}As_2$ слабо передопированного состава и проведено ее сравнение с щелевой структурой $BaFe_{1.92}Ni_{0.08}As_2$ слабо недодопированного состава с близкими $T_c \approx 18$ К. Мы не наблюдаем заметного изменения щелевой 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 узлов), их характеристические отношения $2\Delta_L(0)/k_B T_c \approx 4.3-5.9$ (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 щелевую структуру, силу и возможную анизотропию СП спаривания для пниктидов $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ в диапазоне электронного замещения $x = 0.08 - 0.12$ и $T_c \geq 18$ К.

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 $BaFe_{2x}Ni_xAs_2$: 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. Umbarino, S. Richter, A. A. Thomas, and R. Hühne, *J. Phys.: Condens. Matter* **33**, 045601 (2021).
9. M. Abdel-Hafez, 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. Nicosky, *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).