Письма в ЖЭТФ, том 116, вып. 10, с. 686 – 693

Определение сверхпроводящего параметра порядка слабо недодопированных пниктидов $BaFe_{1.92}Ni_{0.08}As_2$ двумя взаимодополняющими методами[1)]

А. В. Садаков[+], *А. В. Муратов*[+], *С. А. Кузьмичев*[*+], *О. А. Соболевский*[+], *Б. И. Массалимов*[+], *А. Р. Прищепа*[+], *В. М. Михайлов*[+], *К. С. Перваков*[+], *В. А. Власенко*[+], *Т. Е. Кузьмичева*[+ 2)]

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

[*]*Физический факультет, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 29 июля 2022 г.
После переработки 28 сентября 2022 г.
Принята к публикации 28 сентября 2022 г.

В работе определена структура сверхпроводящего параметра порядка пниктидов $BaFe_{1.92}Ni_{0.08}As_2$ слабо недодопированного состава с $T_c \approx 18.2$ K. С помощью спектроскопии эффекта некогерентных многократных андреевских отражений напрямую определены величины двух микроскопических сверхпроводящих параметров порядка – малой сверхпроводящей щели $\Delta_S(0)$ и, предположительно, экстремумов большой щели с анизотропией в ab-плоскости $\Delta_L^{\rm out}(0)$ и $\Delta_L^{\rm in}(0)$ при $T \ll T_c$, а также их температурные зависимости. Показано, что полученная температурная зависимость первого критического поля $H_{c1}(T)$ может быть описана в рамках двухзонного приближения как так называемой альфа-моделью (с использованием экспериментальных величин $\Delta_S(0)$, $\Delta_L^{\rm out}(0)$ и $\Delta_L^{\rm in}(0)$), так и с учетом полученных методом многократных андреевских отражений спектроскопии температурных зависимостей $\Delta_S(T)$, $\Delta_L^{\rm out,in}(T)$ в предположении достаточно сильной анизотропии малой сверхпроводящей щели, где экспериментальная величина $\Delta_S(0)$ взята в качестве максимального значения ее углового распределения.

DOI: 10.31857/S1234567822220074, EDN: lynkzl

1. Введение. Сверхпроводящие пниктиды $BaFe_2As_2$ семейства Ba-122 имеют слоистую кристаллическую структуру и при частичном замещении $Fe_{2-x}Ni_x$ демонстрируют умеренные критические температуры до $T_c \approx 21$ K в области оптимального допирования при $x = 0.1$ [1]. На поверхности Ферми с помощью фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES) обнаружены вложенные дырочные цилиндры вокруг Г-точки зоны Бриллюэна и электронные цилиндры вокруг M-точки, гофрированные вдоль k_z-направления [2].

Хотя исследования пниктидов $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ (BFNA) в сверхпроводящем состоянии с помощью ARPES не проводились, можно сказать, что характерной особенностью пниктидов семейства Ba-122 в целом является анизотропия сверхпроводящих щелей в импульсном пространстве, наблюдаемая в ARPES-экспериментах [3, 4] и рассматриваемая теоретически [5, 6]. Расчеты щелевой структуры для семейства Ba-122 [5, 6] показали существование анизотропных сверхпроводящих щелей как в рамках спин-флуктуационного ($s^{\pm}$), так и орбитально-флуктуационного (s^{++}) подхода, причем комбинация этих типов взаимодействий [6] дает возможность получить большое разнообразие щелевых структур, в том числе с "нодальным" параметром порядка (имеющим точки нулей в k-пространстве). Новый комплексный метод, предложенный в данной работе, позволил нам получить надежные экспериментальные данные об анизотропии сверхпроводящих щелей в BFNA.

Экспериментальные исследования щелевой структуры BFNA (с частичным замещением никелем) немногочисленны и проведены, в основном, на монокристаллах оптимально допированного состава $x = 0.1$. Данные о количестве и величинах сверхпроводящих параметров порядка, полученные локальными, объемными и поверхностными методами [7–13], плохо согласуются: например, характеристическое отношение для большой сверхпроводящей щели $2\Delta_L(0)/k_BT_c \approx 3.7 - 13$, т.е. варьируется в 3.5 раза. Противоречивость имеющихся данных [7–13] также ставит вопрос применимости отдельных экспериментальных методов к исследованию свойств неклассических многозонных сверхпроводников с анизотропными параметрами порядка.

[1)]См. дополнительный материал к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ac.ru

[2)]e-mail: kuzmichevate@lebedev.ru

В недодопированной области фазовой диаграммы можно ожидать изменение щелевой структуры (по сравнению с остальными областями) из-за влияния антиферромагнитной и нематической фаз. Однако исследования сверхпроводящих параметров порядка в BFNA недодопированных составов с $x < 0.09$ до сих пор не были проведены. В данной работе предложен комплексный многозонный подход методами спектроскопии эффекта некогерентных многократных андреевских отражений (МАО) и измерения первого критического поля $H_{c1}(T)$, позволяющий получить более надежные данные о щелевой структуре анизотропных сверхпроводников. В рамках этого подхода впервые определена структура сверхпроводящего параметра порядка пниктидов $BaFe_{1.92}Ni_{0.08}As_2$ слабо недодопированного состава: величины, температурные зависимости и характеристические отношения двух сверхпроводящих щелей, оценена умеренная анизотропия $A_L \approx 30\,\%$ большой сверхпроводящей щели, сделан вывод о сильной анизотропии малой щели $A_S \gtrsim 50{-}100\,\%$. Обсуждаются сходства и различия щелевой структуры пниктидов BFNA с разной степенью допирования.

2. Детали эксперимента. Крупные монокристаллы $BaFe_{1.92}Ni_{0.08}As_2$ размером до 1 см были выращены методом "раствор в расплаве". Характеризация методами рентгеновской дифракции, элементного анализа, электронной микроскопии, резистивных и магнитных измерений показали наличие единственной сверхпроводящей фазы с $T_c \approx 18.5$ K и высокую степень однородности кристаллов. Детали процесса синтеза и характеризации приведены в [14–16], а также в разделе II Дополнительных материалов.

Планарные механически регулируемые наноконтакты типа сверхпроводник – тонкий нормальный металл – сверхпроводник (SnS) с направлением протекания тока вдоль оси c создавались в монокристаллах BFNA с помощью техники "break-junction" [17]. Типичные вольтамперные характеристики (ВАХ) таких контактов приведены на рис. 1a, температурная зависимость сопротивления вблизи T_c для выколотой из монокристалла пластинки с размерами $4 \times 2 \times 0.2$ мм приведена на рис. 2 (серые кружки, правая ось). Ширина резистивного перехода составляет примерно 1.1 K. Конструкция измерительного столика и детали эксперимента с образцами слоистых соединений, преимущества и недостатки метода подробно описаны в обзоре [18]. Физическая модель контакта схематически приведена на рис. 1 в [19]. Кратко отметим, что регулируемым в эксперименте параметром туннельного контакта в технике

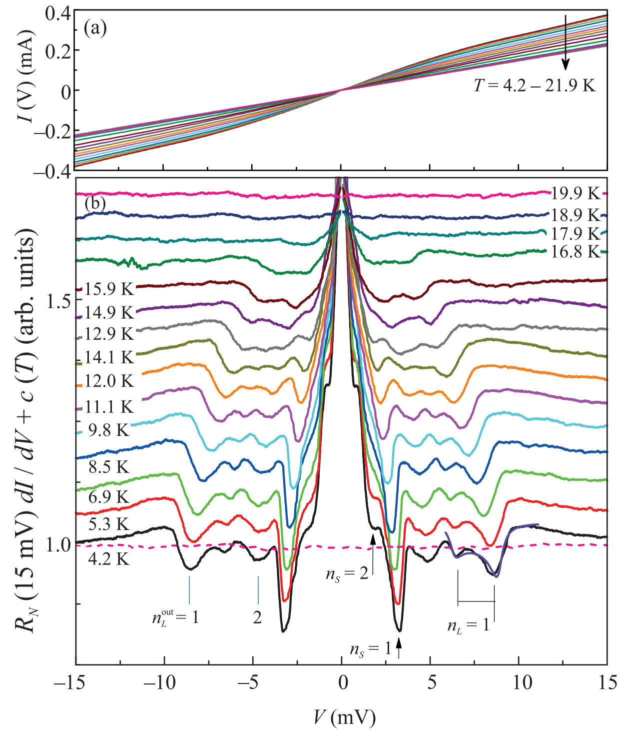

Рис. 1. (Цветной онлайн) Эволюция ВАХ (a) и $dI(V)/dV$-спектров (b) SnS-контакта с $T_c \approx 18.2$ K с температурой. Нормальная проводимость контакта $G_N(T, eV > 2\Delta) \approx$ const; для удобства кривые (кроме черной сплошной и штриховой линии) сдвинуты по вертикали на величину $c(T)$, штриховая линия – $dI(V)/dV$ при 19.9 K. Вертикальными линиями при 4.2 K отмечен фундаментальный минимум (дублет, $n_L = 1$) от большой сверхпроводящей щели $\Delta_L \approx$ $\approx 3.2{-}4.5$ мэВ (значения соответствуют величине предположительной анизотропии), синими штрихами отдельно показаны первая и вторая субгармоники $n_L^{\text{out}} =$ $= 1, 2$ от верхнего экстремума Δ_L^{out}. Аппроксимация формы дублета $n_L = 1$ в рамках подхода [25] приведена фиолетовой сплошной линией. Стрелками показаны андреевские минимумы ($n_S = 1,\ 2$) от малой щели $\Delta_S \approx 1.6$ мэВ

планарного break-junction является площадь (в ab-плоскости) и, соответственно, нормальное сопротивление R_N, а не толщина и прозрачность области слабой связи (зазора; см. рис. 12, 16 в [18], а также раздел II Дополнительных материалов).

Ниже T_c в SnS-контакте реализуется эффект многократных андреевских отражений (МАО). При высокой прозрачности NS-границ (барьерный параметр $Z \lesssim 0.3$) некогерентный андреевский транспорт вызывает на ВАХ SnS-контакта избыточный ток (относительно нормальной ВАХ выше T_c) во всем диапазоне смещений eV. На спектре при $eV \to 0$ динамическая проводимость повышена в разы относительно

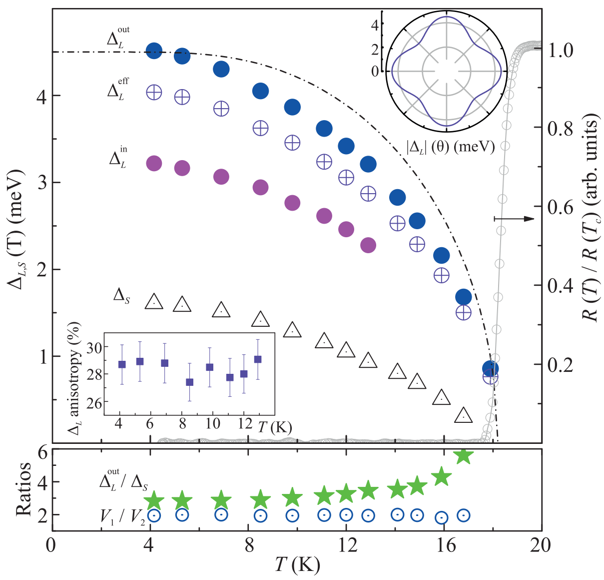

Рис. 2. (Цветной онлайн) Температурные зависимости экстремумов большой сверхпроводящей щели $\Delta_L^{\mathrm{in,\,out}}(T)$ (кружки), ее эффективной величины (открытые кружки) и максимального значения в угловом распределении малой щели $\Delta_S(T)$ (треугольники) по данным рис. 1. Штрихпунктирная линия – однозонная БКШ-образная функция, серыми кружками показан резистивный сверхпроводящий переход объемного монокристалла $\mathrm{BaFe_{1.92}Ni_{0.08}As_2}$. На вставках приведены температурная зависимость предположительной анизотропии большой щели $A(T) \equiv 100\,\% \cdot [1 - \Delta_L^{\mathrm{in}}/\Delta_L^{\mathrm{out}}]$ (квадраты) и предполагаемое схематическое угловое распределение $\Delta_L(\theta)$ в k_xk_y-плоскости. На нижней панели показано отношение большой и малой сверхпроводящих щелей $\Delta_L^{\mathrm{out}}(T)/\Delta_S(T)$ (звезды) и положений первой и второй субгармоник V_1/V_2 от Δ_L^{out} (открытые кружки), показанных на рис. 1b синими штрихами и метками $n_L^{\mathrm{out}} = 1,\ 2$

проводимости G_N SnS-контакта в нормальном состоянии (так называемый пьедестал), при этом сверхтоковая ветвь отсутствует [20, 21]. 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 [20–24]:

$$|eV_n(T)| = 2\Delta(T)/n, \qquad n = 1,\ 2,\ \ldots . \tag{1}$$

В планарном SnS-контакте число n^* наблюдаемых минимумов СГС зависит от отношения размера контакта d_c и характерной длины неупругого рассеяния l_c в c-направлении [19, 21]: $n^* \approx l_c/d_c$. Для многощелевого сверхпроводника на $dI(V)/dV$-спектре будут присутствовать СГС от каждой щели.

Влияние углового распределения $\Delta(\theta)$ в k-пространстве на форму андреевских минимумов в рамках подхода [25] показано на рис. 4 в [18]. Гипотетически, если для изотропной щели на $dI(V)/dV$ ожидаются резкие интенсивные минимумы СГС, то подавление амплитуды СГС происходит в случае параметра порядка, имеющего точки нулей (“ноды”). Для щели с расширенной s-волновой симметрией в ab-плоскости без нодов ожидаются дублетные минимумы СГС, ширина которых определяется максимальной Δ^{out} и минимальной Δ^{in} энергиями связи куперовских пар в k-пространстве. Степень анизотропии далее определена как $A \equiv 100\% \cdot [1 - \Delta^{\mathrm{in}}/\Delta^{\mathrm{out}}]$. Эффективное значение анизотропной щели при $T \ll T_c$ оценим в рамках формализма [25], исходя из формы дублета как $\Delta^{\mathrm{eff}} \equiv \frac{\sum_{\theta=0}^{\pi/2} \Delta(\theta)\cdot H(2\Delta(\theta))}{\sum_{\theta=0}^{\pi/2} H(2\Delta(\theta))}$, где θ – угол в k_xk_y-плоскости, $H(eV) = G(eV, 4.2\,\mathrm{K}) - G_N(eV, T_c)$ – амплитуда деталей протяженной андреевской особенности $n = 1$.

В планарном SnS-контакте x- и y-компоненты импульса носителей заряда могут сохраняться в случае баллистического транспорта в ab-плоскости, т.е. если длина свободного пробега $l_{\mathrm{ab}}^{\mathrm{el}}$ превышает d_{ab}. В то же время, k_z-компонента может не сохраняться из-за “перемешивания” носителей вдоль направления тока. Оценка шарвиновского сопротивления $R_N = \sqrt{8\rho_{\mathrm{ab}} l_{\mathrm{ab}}/(3\pi d_{\mathrm{ab}})}$ [26] аналогично [7, 8] позволяет для представленного ниже SnS-контакта с нормальным сопротивлением $R_N \approx 65$ Ом получить $d_{\mathrm{ab}} \approx 33$ нм и $l_{\mathrm{ab}}^{\mathrm{el}}/d_{\mathrm{ab}} \approx 2.6$. Таким образом, особенностью исследованных планарных контактов является баллистический транспорт по ab-компонентам импульса, в то время как по c-направлению имеет место неупругое рассеяние. Это дает возможность получать информацию об анизотропии сверхпроводящей щели в k_xk_y-плоскости.

Суммируя кратко возможности техники механически регулируемых планарных контактов на микротрещине “break-junction”, можно заключить, что метод позволяет локально (в пределах контактной области размером порядка десятков нм) и напрямую определять величины, температурные зависимости и характеристические отношения сверхпроводящих параметров порядка в высоком разрешении, а также оценивать их анизотропию в k_xk_y-плоскости [18].

Одним из надежных способов исследования особенностей макроскопического параметра порядка в сверхпроводниках является анализ температурной зависимости плотности сверхпроводящих носителей: $\rho_{sc}(T) \sim 1/\lambda^2(T)$, где λ – лондоновская глубина проникновения. Эта методика позволяет косвенно определить количество сверхпроводящих щелей, их величины и дать оценку их угловой структуры в импульсном пространстве. Температурная зависимость ρ_{sc} может быть получена из зависимости первого критического поля в соответствии с формулой для сверхпроводников II рода

$$H_{c1}(T) = \phi_0\ [\ln(\kappa(T)) + 0.5]/[4\mu_0\ \pi\lambda^2(T)] \qquad (2)$$

в соответствии с предсказаниями теории Гинзбурга–Ландау. Величина первого критического поля определяется из кривых намагниченности. Как известно, до достижения внешним полем величины H_{c1} кривая намагниченности сверхпроводящего образца линейна и ее наклон равен $-\frac{1}{4}\pi$. При достижении внешним полем значения H_{c1} в сверхпроводнике второго рода формируются вихри Абрикосова, которые входят в кристалл, при этом эффективно уменьшают объем сверхпроводящей фазы и приводят к отклонению кривой намагниченности от линейного хода. Существует много способов определения величины H_{c1} из кривых намагничивания. В данной работе кривые намагничивания были измерены с помощью микродатчика Холла [27]. В этой методике на датчик Холла размером 50×50 мкм кладется образец цилиндрической формы и размером $1 \times 1 \times 0.2$ мм параллельно ab-плоскости и измеряется сигнал датчика в зависимости от приложенного по оси c внешнего постоянного магнитного поля. В результат измерений интегрально входит анизотропия лондоновской глубины и, соответственно, концентрации куперовских пар в ab-плоскости. Это позволяет двум методам дополнять друг друга, поскольку спектроскопия МАО детектирует анизотропию щели также в ab-плоскости. Отметим, что влияние краевых дефектов при измерении кривых $M(H)$ изменяет только абсолютную величину $H_{c1}(T)$, в то время как определяемые параметры сверхпроводящего состояния зависят только от формы кривой $H_{c1}(T)/H_{c1}(0)$. Выбор критерия определения H_{c1} из кривых намагничивания также влияет лишь на амплитуду H_{c1}: получаемые нормированные температурные зависимости $H_{c1}(T)/H_{c1}(0)$ подобны друг другу с погрешностью $< 2\,\%$.

Для описания экспериментальных результатов измерения первого критического поля традиционно применяется так называемая альфа-модель расчета макроскопического параметра порядка изотропного сверхпроводника [28], которая легко расширяется для двухщелевого сверхпроводника [29]:

$$\rho_{sc}(T) = \varphi\rho_{sc1}(T) + (1-\varphi)\rho_{sc2}(T). \qquad (3)$$

Данная модель описывает нормированную плотность куперовских пар двух *невзаимодействующих* сверхпроводящих конденсатов с соответствующими весами (температурная зависимость энергии каждой из щелей предполагается БКШ-образной). В свою очередь, нормированная сверхпроводящая плотность связана с критическим полем как

$$\widetilde{\rho}_{sc}(T) \equiv \rho_{sc}(T)/\rho_{sc}(0) = H_{c1}(T)/H_{c1}(0) = \\ = \lambda^2(0)/\lambda^2(T). \qquad (4)$$

В общем виде, с учетом возможной анизотропии обеих щелей данная модель имеет 7 свободных параметров: критическое поле при нулевой температуре $H_{c1}(0)$, критическая температура T_c (единая для обоих конденсатов), величины характеристических отношений сверхпроводящих щелей $2\Delta_L^{\text{out}}(0)/k_BT_c$ и $2\Delta_S^{\text{out}}(0)/k_BT_c$ при $T \ll T_c$, степени их анизотропии A_L, A_S (для расчетов взято угловое распределение в импульсном пространстве $\Delta(\theta) = \Delta^{\text{out}} \cdot [1 - \frac{A}{2}(1 - \cos(4\theta))]$, где θ – угол в k_xk_y-плоскости) и весовой вклад одной из эффективных зон φ, что приводит к возможному существованию нескольких решений. При использовании величин $\Delta_L^{\text{in}}(0)$, $\Delta_L^{\text{out}}(0)$ и Δ_S, определенных напрямую методом андреевской спектроскопии, а также критической температуры количество свободных параметров может быть уменьшено до трех: $H_{c1}(0)$, весовой вклад зон с малой щелью φ и степень ее анизотропии A_S.

Также в качестве оценки нормированного макроскопического параметра порядка для изотропного сверхпроводника в “грязном” пределе можно взять выражение [30]

$$\widetilde{\rho}_{sc}(T) = \delta(T) \cdot \tanh\left(\frac{\Delta(T)}{2k_BT}\right), \qquad (5)$$

где $\delta(T) \equiv \Delta(T)/\Delta(0)$. В случае анизотропного в k-пространстве микроскопического параметра порядка $\Delta(\theta)$ необходимо интегрировать выражение 5 по углу θ. Таким образом, температурные зависимости сверхпроводящих щелей $\Delta_{L,S}(T)$, полученные методом андреевской спектроскопии, могут быть использованы для сравнения с нормированной зависимостью $H_{c1}(T)/H_{c1}(0)$. Такой подход, в отличие от альфа-модели, позволяет *учесть межзонное взаимодействие*, которое влияет на форму $\Delta_{L,S}(T)$. С учетом углового распределения микроскопических параметров порядка $\Delta_{L,S}(\theta)$ и их интегрального значения Δ^{eff}, определенного выше, в двухзонном приближении получим

$$\widetilde{\rho}_{sc}(T) = \varphi\widetilde{\rho}_S^{\text{eff}}(T) + (1-\varphi)\widetilde{\rho}_L^{\text{eff}}(T). \qquad (6)$$

3. Экспериментальные данные и обсуждение. На рисунке 1 приведены ВАХ и $dI(V)/dV$-спектры SnS-контакта, измеренные ниже и выше

T_c. $I(V)$ симметричны относительно $eV = 0$, не имеют гистерезиса и сверхтоковой ветви, что исключает джозефсоновскую природу наблюдаемых на $dI(V)/dV$ особенностей. Напротив, при $T < T_c$ на ВАХ наблюдается избыточный ток (относительно нормальной $I(V)$ при $T > T_c$) во всем диапазоне смещений eV. В то же время, в сверхпроводящем состоянии на $dI(V)/dV$-спектрах хорошо виден "пьедестал" при $eV \to 0$ и серия андреевских минимумов. Данные особенности ВАХ и $dI(V)/dV$ соответствуют реализации некогерентного режима МАО и достаточно высокой прозрачности SnS-контакта согласно всем имеющимся теоретическим моделям МАО [20, 21, 23, 24].

При 4.2 К на смещениях $|eV| \approx 8.9$ мэВ и $|eV| \approx 6.4$ мэВ наблюдается дублет. Положения минимумов, образующих дублет, не соответствуют формуле (1) и не могут быть интерпретированы как андреевские субгармоники порядка $n = 1, 2$ или $n = 2, 3$ от изотропной сверхпроводящей щели. Особенности $dI(V)/dV$ при бóльших смещениях отсутствуют, т.е. линейный участок спектра соответствует области энергий вне щели, где мощные пики плотности электронных состояний отсутствуют. Таким образом, оба минимума дублета являются фундаментальными $n = 1$ андреевскими особенностями, а их положения напрямую определяют два энергетических параметра $\Delta_L^{out} \approx 4.5$ мэВ и $\Delta_L^{in} \approx 3.2$ мэВ. Минимум при $|eV| \approx 4.5$ мэВ соответствует второй субгармонике от Δ_L^{out}.

При меньших смещениях $|eV| \approx 3.2$ и 1.6 мэВ присутствуют минимумы ($n_S = 1, 2$ на рис. 1b), которые, по всей вероятности, являются первой и второй андреевскими особенностями СГС от малой щели $\Delta_S \approx 1.6$ мэВ. Положение второй субгармоники от Δ_L^{in}, ожидаемое при $|eV| \approx 3.2$ мэВ, совпадает с положением фундаментального минимума от Δ_S.

Используя данные ARPES [3], полученные на монокристаллах семейства Ba-122, можно предположить, что (анизотропная) большая сверхпроводящая щель открывается на внутреннем дырочном цилиндре в Г-точке и в электронных зонах, а малая щель – на внешнем Г-цилиндре.

Характеристические отношения энергетических параметров составляют $2\Delta_L^{out}(0)/k_BT_c \approx 5.5$, $2\Delta_L^{in}(0)/k_BT_c \approx 4.1$ и $2\Delta_S(0)/k_BT_c \approx 2 < 3.53$ (что характерно для "слабого" конденсата в многощелевом сверхпроводнике).

Подобные дублеты воспроизводимо наблюдаются нами на $dI(V)/dV$-спектрах других SnS-контактов, полученных в $BaFe_{1.92}Ni_{0.08}As_2$ из той же закладки, а также в BFNA пере- и оптимально допированного составов [7, 8] и могут быть вызваны анизотропией большой щели Δ_L в k_xk_y-плоскости (при этом Δ_L^{out} и Δ_L^{in} соответствуют максимальной и минимальной энергии связи куперовских пар в зависимости от направления импульса). В пользу этого предположения, форма дублета может быть аппроксимирована в рамках подхода [25]: результат численного расчета при 4.2 К приведен на рис. 1 сплошной фиолетовой линией, соответствующее угловое распределение $\Delta_L(\theta)$ показано на верхней вставке к рис. 2. С другой стороны, нельзя исключать реализацию двух различных изотропных сверхпроводящих щелей Δ_L^{in} и Δ_L^{out} (открывающихся ниже T_c на различных листах поверхности Ферми). Для малой щели четкие дублеты на $dI(V)/dV$-спектрах нами воспроизводимо *не* наблюдаются, что может быть следствием либо изотропности Δ_S, либо степени анизотропии более 50 %, а также наличию нулей в k_xk_y-плоскости. Небольшая амплитуда ($\sim 0.2G_N$) андреевских минимумов от Δ_S также может указывать на сильную анизотропию Δ_S вдоль k_z-направления. Для того чтобы различить вышеуказанные случаи и достоверно определить тип симметрии Δ_L и Δ_S, необходимо расширение имеющихся теоретических моделей МАО [20, 21, 23, 24] для случая анизотропной сверхпроводящей щели и более детальные исследования формы дублетов на $dI(V)/dV$-спектрах.

С увеличением температуры амплитуда всех андреевских минимумов уменьшается, а их положение смещается в сторону нуля, отражая вариацию параметра порядка $\Delta(T)$ в соответствии с формулой (1). Вместе с этим, уменьшается избыточный ток при $|eV| > 2\Delta_L$ (рис. 1a) и проводимость при нулевом смещении (рис. 1b). Напротив, нормальная проводимость контакта при $|eV| > 2\Delta_L$ остается примерно постоянной (сравните черную сплошную кривую при $T = 4.2$ К и штриховую линию при $T > T_c$ внизу на рис. 1b при максимальных eV. Для удобства остальные $dI(V)/dV$-спектры вручную сдвинуты по вертикали в порядке увеличения температуры), что однозначно говорит о баллистическом характере транспорта через этот контакт. При $T \approx 18.9\,\text{К} > T_c$ на ВАХ и $dI(V)/dV$-спектре (штриховая линия на рис. 1b) отсутствуют особенности, вызванные андреевским транспортом, что соответствует переходу контактной области в нормальное состояние.

Для удобства рассмотрения андреевских структур, на всех $dI(V)/dV$-спектрах на рис. 1b была подавлена нормальная динамическая проводимость, являющаяся в SnS-контактах на базе BFNA воспроизводимо нелинейной и имеющая вид, сходный с представленным на рис. 1 в работе [8]. Данная нелинейность не связана с перегревом контакта (в этом случае в нормальном состоянии наблюдался бы максимум $dI(V)/dV$ при малых eV [31]) и может быть интерпретирована как проявление особенностей электронной плотности состояний вблизи уровня Ферми (подробнее см. раздел III(a) в [8]).

Температурные зависимости трех наблюдаемых энергетических щелевых параметров $\Delta_L^{\rm out}(T)$, $\Delta_L^{\rm in}(T)$ (кружки) и $\Delta_S(T)$ (треугольники) на рис. 2, полученные напрямую по данным рис. 1b, типичны для случая умеренного межзонного взаимодействия. Для большой щели степень предположительной анизотропии составляет $A(T) \approx 29\,\% \approx \mathrm{const}(T)$ (квадраты, нижняя вставка к рис. 2). Хотя эта оценка анизотропии является косвенной, можно уверенно констатировать отсутствие точек нулей Δ_L в k-пространстве. Вблизи T_c малая щель закрывается быстрее (звезды, нижняя панель рис. 2). Поскольку отношение $\Delta_L(T)/\Delta_S(T) \neq \mathrm{const}$ и увеличивается при $T \to T_c$, андреевские минимумы, обозначенные на рис. 1b как $n_S = 1,\ 2$, не могут быть интерпретированы как субгармоники высоких порядков от Δ_L, а малая щель Δ_S является отдельным сверхпроводящим параметром порядка. Минимум, обозначенный на рис. 1b синей вертикальной линией и меткой $n_L^{\rm out} = 2$, является второй субгармоникой от $\Delta_L^{\rm out}$, поскольку имеет смещение, соответствующее ожидаемому $V_2 = v_1/2$, а также совпадающую с $n_L^{\rm out} = 1$ температурную зависимость (синие кружки на нижней панели к рис. 2; см. также раздел II Дополнительных материалов).

Кривые намагниченности монокристалла $BaFe_{1.92}Ni_{0.08}As_2$ приведены на рис. 3. Критерий определения величины H_{c1} (без учета размагничивающего фактора) по зависимости $\sqrt{\Delta M(H)}$ (вставка на рис. 3) типичен для измерений с помощью датчика Холла [32]. Теоретически [33], начальный горизонтальный участок на этой зависимости соответствует мейснеровскому состоянию, а линейный участок – смешанному состоянию. В эксперименте на кривых $\sqrt{\Delta M(H)}$ могут присутствовать шумы и нелинейности, возникающие, на наш взгляд, из-за мелких вкраплений неоднородностей сверхпроводящей фазы, которые могут находиться рядом с чувствительной зоной датчика Холла. Нам удалось достичь чрезвычайно низкого уровня шумов 0.02 – 0.03 Э (при чувствительности датчика 0.5 мкВ/Э), примерно в 20 раз меньшего, чем в работе [32]. Критерием определения H_{c1} (горизонтальная линия на вставке к рис. 3) был выбран уровень сигнала датчика Холла, превышающий

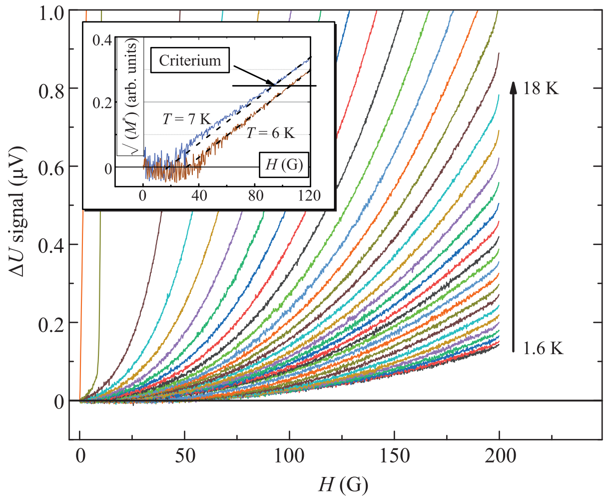

Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость сигнала датчика Холла от внешнего магнитного поля при различных температурах. На вставке для примера приведены две кривые в координатах $\sqrt{\Delta U(H)}$ для температур 7 К (голубая кривая) и 6 К (коричневая кривая). В этих координатах мейснеровский участок соответствует горизонтальной прямой $y = 0$, а участок смешанного состояния – линейному ходу, который аппроксимирован штриховыми линиями. Критерием определения H_{c1} был выбран уровень сигнала, обозначенный горизонтальной линией, который стоит, во-первых, выше уровня шумов, а во-вторых, выше уровня нелинейных паразитных вкладов (как видно на голубой кривой)

уровень шумов и нелинейных паразитных вкладов на зависимостях $\sqrt{\Delta M(H)}$.

Полученная по данным рис. 3 зависимость $H_{c1}(T)$ и результаты ее обработки двухзонной альфа-моделью для двух случаев представлены на рис. 4 красными и синими кривыми. В обоих случаях взята $\Delta_L = 3.2 - 4.5$ мэВ со степенью анизотропии $A_L = 29\,\%$ и характерная величина малой щели $\Delta_S = 1.6$ мэВ, полученные по данным МАО-спектроскопии. В первом случае (красные кривые на рис. 4) Δ_S предполагается изотропной ($A_S = 0$). Видно, что при $T < 10$ К наблюдается значительное различие между экспериментальными данными и расчетом по модели. В этом варианте лучшая аппроксимация достигается при весовом вкладе зон с малой щелью 82 %. Во втором случае (синие кривые на рис. 4) была взята *анизотропная* малая щель, что позволяет получить лучшее согласование между экспериментальным результатом и расчетом при величине анизотропии $A_S = 58\,\%$ и весовом вкладе зон с малой щелью 62 %. При вариации критериев определения H_{c1} из кривых намагничивания наилучшая аппроксимация $H_{c1}(T)$ допускает разброс значений весового вклада зон с

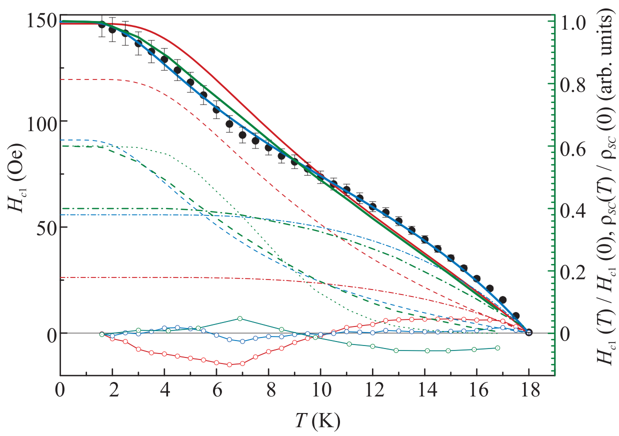

Рис. 4. (Цветной онлайн) Экспериментальная температурная зависимость первого критического поля $H_{c1}(T)$ (черные кружки) и ее аппроксимации: 1. α-модель, изотропная Δ_S, весовой коэффициент $\varphi = 0.28$ (красные кривые); 2. α-модель, 58 %-анизотропия Δ_S, $\varphi = 0.38$ (линии синего цвета); 3. выражениями (5), (6) (правая ось, кривые зеленого цвета), 100 %-анизотропия Δ_S, $\varphi = 0.6$ (мелкий зеленый пунктир – парциальный вклад зон с изотропной малой щелью $\Delta_S \approx 1.6$ мэВ). Внизу соответствующими цветами показаны отклонения аппроксимаций от экспериментальных данных. Штриховые линии – парциальные вклады зон с малой щелью, штрихпунктирные – зон с большой щелью (анизотропия $A_L = 29\,\%$), сплошные линии – суммарная концентрация куперовских пар ρ_{sc}

Δ_S в пределах $\pm 5\,\%$ и разброс значений анизотропии Δ_S в пределах $\pm 12\,\%$ от среднего $A_S = 55\,\%$. Аппроксимации кривых $H_{c1}(T)$ с другими критериями приведены в Дополнительном материале.

Таблица 1. Результаты аппроксимации $H_{c1}(T)$: степень анизотропии малой сверхпроводящей щели A_S, характеристическое отношение для ее эффективной величины $2\Delta_S^{\rm eff}(0)/k_B T_c$ и весовой вклад зон с Δ_S. Диапазоны величин получены при различных критериях выбора значения H_{c1}. Для всех случаев взята анизотропная большая щель с пороговыми амплитудами $\Delta_L^{\rm in} = 3.2$ мэВ и $\Delta_L^{\rm out} = 4.5$ мэВ ($A_L = 29\,\%$)

Модель	A_S, %	$\frac{2\Delta_S^{\rm eff}(0)}{k_B T_c}$	Вклад зон с Δ_S
α-модель	0	2.03	0.81–0.83
α-модель	47–63	1.47	0.60–0.66
формула (6)	100	1.01	0.6

Аппроксимация нормированной температурной зависимости $H_{c1}(T)/H_{c1}(0)$ данными *микро*скопических параметров порядка $\Delta_L^{\rm eff}(T)$ и $\Delta_S(T)$, полученными методом андреевской спектроскопии, приведена на рис. 4 кривыми зеленого цвета (правая ось). Заметим, что объемная T_c кристалла по данным намагниченности совпадает с T_c андреевского контакта по данным МАО-спектроскопии. Для случая изотропной малой щели $\Delta_S \approx 1.6$ мэВ парциальный вклад соответствующих зон в сверхпроводящую плотность (мелкий пунктир на рис. 4) начинает резко убывать при довольно высоких температурах $T \approx 6$ K, что не позволяет аппроксимировать низкотемпературную часть $H_{c1}(T)/H_{c1}(0)$. При интегрировании выражения (6) по углу можно в целом описать экспериментальные данные с весовым коэффициентом $\varphi \approx 0.6$ для зон с Δ_S, также, предположив ее 100 %-анизотропию (что приводит к эффективной величине $\Delta_S^{\rm eff}(0) \approx 0.8$ мэВ) (сплошная зеленая линия на рис. 4).

Таким образом, наилучшая аппроксимация $H_{c1}(T)$ соответствует второму рассмотренному случаю (синяя кривая на рис. 4, 2-я строка табл. 1).

Из сравнения данных андреевской спектроскопии и первого критического поля видно, что данные $H_{c1}(T)$ не могут быть описаны в рамках изотропного характера Δ_S. Это косвенно указывает на наличие достаточно сильной анизотропии малой щели и наблюдаемости в туннельном эксперименте особенности только от верхнего экстремума $\Delta_S^{\rm out} \approx 1.6$ мэВ.

Поскольку в рамках s^{++}-подхода трудно получить сильную анизотропию сверхпроводящей щели в k-пространстве [6], можно судить о важности спиновых флуктуаций в механизме сверхпроводящего спаривания BFNA недодопированного состава. Тем не менее, щелевая структура BFNA с $x = 0.08$ достаточно схожа с нашими данными по кристаллам оптимального и передопированного состава [7, 8] (за исключением сильной анизотропии Δ_S, не наблюдаемой нами ранее (предмет дальнейших исследований). Для слабо недодопированного состава мы не наблюдаем заметного изменения анизотропии Δ_L: значение $A_L \approx 30\,\%$ находится в диапазоне 27–37 %, оцененном для составов с $x = 0.1,\ 0.14$ [7, 8].

Внизу на рисунке 4 соответствующими цветами показаны отклонения трех аппроксимаций от экспериментальных данных по $H_{c1}(T)$. Видно, что в области быстрого снижения концентрации куперовских пар в зонах с малой щелью Δ_S при $T \sim 7$ K все использованные подходы встречают затруднение с количественным соответствием эксперименту. Можно предположить, что это несоответствие является либо следствием увеличения влияния при этих температурах некоего неучтенного канала неупругого рассеяния на примесях, либо асимметрии электрон-дырочных состояний ниже T_c в зонах с Δ_S.

4. Заключение. Предложен комплексный подход к исследованию анизотропного сверхпроводящего параметра порядка с помощью андреевской спектроскопии планарных SnS-контактов и измерения первого критического поля. В пниктидах $BaFe_{1.92}Ni_{0.08}As_2$ слабо недодопированного состава с $T_c \approx 18.2$ K нами определена $A_L \approx 30\,\%$ анизотропия большой сверхпроводящей щели (без нулей в k-пространстве). Мы не наблюдаем заметного изменения ее характеристического отношения $2\Delta_L/k_BT_c \approx \approx 4.1{-}5.7$ (диапазон соответствует A_L) и степени ее анизотропии по сравнению с другими областями фазовой диаграммы BFNA [7, 8]. Тем не менее, для малой щели на основе температурного поведения $H_{c1}(T)/H_{c1}(0)$ показана значительная анизотропия $A_S \approx 50{-}100\,\%$.

Измеренные напрямую температурные зависимости $\Delta_L^{\mathrm{in,out}}(T)$ и $\Delta_S(T)$ типичны для случая умеренного межзонного взаимодействия, степень предположительной анизотропии большой щели практически не меняется с температурой.

Авторы благодарят 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, 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. D. V. Evtushinsky, V. B. Zabolotnyy, L. Harnagea, A. N. Yaresko, S. Thirupathaiah, A. A. Kordyuk, J. Maletz, S. Aswartham, S. Wurmehl, E. Rienks, R. Follath, B. Büchner, and S. V. Borisenko, Phys. Rev. B **87**, 094501 (2013).
4. K. Cho, M. Konczykowski, S. Teknowijoyo, M. A. Tanatar, Y. Liu, T. A. Lograsso, W. E. Straszhein, V. Mishra, S. Maiti, P. J. Hirschfeld, and R. Prozorov, Sci. Adv. **2**, e1600807 (2016).
5. P. J. Hirschfeld, Compt. Rend. Phys. **17**, 197 (2016).
6. T. Saito, S. Onari, and H. Kontani, Phys. Rev. B **88**, 045115 (2013).
7. T. E. Kuzmicheva, S. A. Kuzmichev, K. S. Pervakov, and V. A. Vlasenko, JETP Lett. **112**, 786 (2020).
8. T. E. Kuzmicheva, S. A. Kuzmichev, K. S. Pervakov, and V. A. Vlasenko, Phys. Rev. B **104**, 174512 (2021).
9. Yu. A. Aleshchenko, A. V. Muratov, G. A. Ummarino, S. Richter, A. A. Thomas, and R. Hühne, J. Phys.: Condens. Matter **33**, 045601 (2021).
10. Y. Gong, W. Lai, T. Nosach, L. J. Li, G. H. Cao, Z. A. Xu, and Y. H. Ren, New J. Phys. **12**, 123003 (2010).
11. Z.-S. Wang, Z.-Y. Wang, H.-Q. Luo, X.-Y. Lu, J. Zhu, C.-H. Li, L. Shan, H. Yang, H.-H. Wen, and C. Ren, Phys. Rev. B **86**, 060508(R) (2012).
12. 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).
13. 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).
14. K. S. Pervakov, V. A. Vlasenko, E. P. Khlybov, A. Zaleski, V. M. Pudalov, and Yu. F. Eltsev, Supercond. Sci. Technol. **26**, 015008 (2013).
15. Yu. F. Elstsev, K. S. Pervakov, V. A. Vlasenko, S. Yu. Gavrilkin, E. P. Khlybov, and V. M. Pudalov, Phys.-Uspekhi **57**, 827 (2014).
16. 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).
17. J. Moreland and J. W. Ekin, J. Appl. Phys. **58**, 3888 (1985).
18. S. A. Kuzmichev and T. E. Kuzmicheva, Low Temp. Phys. **42**, 1008 (2016).
19. Z. Popović, S. A. Kuzmichev, and T. E. Kuzmicheva, J. Appl. Phys. **128**, 013901 (2020).
20. M. Octavio, M. Tinkham, G. E. Blonder, and T. M. Klapwijk. Phys. Rev. B **27**, 6739 (1983).
21. R. Kümmel, U. Gunsenheimer, and R. Nicolsky, Phys. Rev. B **42**, 3992 (1990).
22. G. B. Arnold, J. Low Temp. Phys. **68**, 1 (1987).
23. D. Averin and A. Bardas, Phys. Rev. Lett. **75**, 1831 (1995).
24. U. Gunsenheimer and A. D. Zaikin, Phys. Rev. B **50**, 6317 (1994).
25. T. P. Devereaux and P. Fulde, Phys. Rev. B **47**, 14638 (1993).
26. G. Wexler, Proc. Phys. Soc. **89**, 927 (1966).
27. C. Ren, Z.-S. Wang, H.-Q. Luo, H. Yang, L. Shan, and H.-H. Wen, Phys. Rev. Lett. **101**, 257006 (2008).
28. D. C. Johnston, Supercond. Sci. Technol. **26**, 115011 (2013).
29. A. Carrington and F. Manzano, Physica C **385**, 205 (2003).
30. M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity: Second Edition*, McGraw-Hill, N.Y. (1996).
31. Yu. G. Naidyuk, O. E. Kvitnitskaya, S. Aswartham, G. Fuchs, K. Nenkov, and S. Wurmehl, Phys. Rev. B **89**, 104512 (2014).
32. C. Ren, Z.-S. Wang, H.-Q. Luo, H. Yang, L. Shan, and H.-H. Wen, Phys. Rev. Lett. **101**, 257006 (2008).
33. M. Naito, A. Matsuda, K. Kitazawa, S. Kambe, I. Tanaka, and H. Kojima, Phys. Rev. B **41**, 4823(R) (1990).