02

Туннельная спектроскопия недодопированных пниктидов $NaFe_{1-x}Co_xAs$ в нормальном состоянии

© И.А. Никитченков[1,2], С.А. Кузьмичев[1,2], А.Д. Ильина[2], И.В. Морозов[3], А.И. Шилов[2], Е.О. Рахманов[3,2], Т.Е. Кузьмичева[2]

[1] Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия
[2] Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия
[3] Химический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

E-mail: nikitchenkov.ia19@physics.msu.ru

Поступила в Редакцию 6 марта 2025 г.
В окончательной редакции 6 марта 2025 г.
Принята к публикации 5 мая 2025 г.

Методами туннельной спектроскопии исследованы монокристаллы номинального недодопированного состава $NaFe_{0.979}Co_{0.021}As$ (т.е. с недостатком замещающего кобальта по сравнению с соединением, обладающим максимальной критической температурой T_c) в сверхпроводящем и нормальном состоянии. На $dI(V)/dV$-спектрах туннельных контактов при температурах как ниже, так и выше T_c обнаружена воспроизводимая остаточная нелинейность, нехарактерная для классического случая и не связанная со сверхпроводящими свойствами, которая исчезает при $T \approx 60$ K. Обсуждается природа наблюдаемого эффекта и его возможная связь с нематичностью электронной подсистемы.

Ключевые слова: высокотемпературная сверхпроводимость, арсениды железа, break-junction, фазовая диаграмма.

DOI: 10.61011/FTT.2025.07.61178.11HH-25

1. Введение

Допированные кобальтом соединения $NaFe_{1-x}Co_xAs$ относятся к семейству 111 [1,2] обширного класса железосодержащих высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) [3]. Кристаллическая структура семейства 111 квазидвумерна и содержит сверхпроводящие слои $FeAs^-$, располагающиеся перпендикулярно кристаллографической оси c и разделенные прослойкой из катионов щелочного металла Na^+.

Электронная структура NaFeAs демонстрирует выраженный квазидвумерный характер. На поверхности Ферми присутствуют дырочные цилиндры вблизи Г-точки зоны Бриллюэна и электронные цилиндры вблизи М-точки [4], на которых ниже критической температуры перехода в сверхпроводящее состояние T_c образуется несколько сверхпроводящих конденсатов (см. рис. 9 в [5]). Интересно отметить, что в некоторых работах [6,7] сообщалось об аномальном изменении электронной структуры железосодержащих ВТСП с ростом температуры при $T > T_c$, нехарактерном для классических представлений.

В отличие от представителей семейств 1111 и 122, сверхпроводимость в пниктидах семейства 111 обнаруживается для стехиометрического состава NaFeAs. Помимо сверхпроводящей фазы, NaFeAs демонстрирует структурный фазовый переход от тетрагональной сингонии (P4/nmm) к ромбической (Cmma) при $T_s \approx 55$ K с последующим антиферромагнитным (АФМ) упорядочением при $T_m \approx 43$ K в состояние с волной спиновой плотности, при этом АФМ- и сверхпроводящая фазы разделены по объему кристалла в недодопированных составах (в качестве обзора см. [5]). Структурный переход при $T_s > T_m$, с одной стороны, как отмечается в [8], коррелирует со свойствами электронной подсистемы и может быть обусловлен орбитальным упорядочением. Уже при небольшом замещении атомов Fe на Co температуры T_s и T_m понижаются, достигая нуля вблизи области оптимального допирования, а критическая температура в системе $NaFe_{1-x}Co_xAs$ достигает максимального значения $T_c \approx 22$ K при уровне замещения $x = 0.03-0.04$ [9]. При вариации x в сторону уменьшения или увеличения зависимость $T_c(x)$ в ВТСП-соединениях обычно описывает „колокол“, уходя на фазовой диаграмме в так называемую „недодопированную“ или „передопированную“ область соответственно.

Нематический порядок электронной подсистемы определяется как спонтанное нарушение C_4-симметрии [10,11] и сопровождается появлением анизотропии некоторых транспортных, магнитных и оптических свойств в ab-плоскости [12–17]. Отметим, что в некоторых работах [12,14,15] в материалах семейства NaFeAs нематичность электронной подсистемы наблюдалась вплоть до температур, намного превышающих T_s. Нематические флуктуации также охватывают область фазовой диаграммы за пределами структурного пере-

хода [18]. Подобное нарушение C_4-симметрии свойств электронной подсистемы наблюдалось и в других сверхпроводниках недодопированных составов, где магнетизм железа (и, возможно, нематичность) сосуществуют со сверхпроводимостью [19,20]. Напротив, наблюдение нематичности надежно не подтверждено в „магнитных“ сверхпроводниках семейства $EuRbFe_4As_4$, где дальний магнитный порядок ниже T_c осуществляется за счет магнетизма 4f-орбиталей Eu [21,22].

Согласно расчетам [23,24], ниже T_c на фоне нематичности электронной подсистемы реализуется сверхпроводящий параметр порядка, сохраняющий симметрию C_2-типа. Например, это было подтверждено экспериментально с помощью квазичастичной интерференции в FeSe [25].

Вопрос о природе нематического состояния пока остается открытым [11]. Так, в работах [8,24–28] обсуждается связь нематичности со свойствами спиновой, зарядовой, орбитальной и сверхпроводящей подсистем. В общем случае в нематическом состоянии реализуются три параметра порядка [11]: 1) структурный, связанный непосредственно с искажением кристаллической решетки посредством фононов; 2) зарядовый/орбитальный, связанный с неэквивалентностью заполнения d_{xz}- и d_{yz}-орбиталей; 3) спиновый, возникающий из-за неэквивалентности пиков динамической спиновой восприимчивости $\chi(q,\omega)$ на векторах $(\pi,0)$ и $(0,\pi)$. Строго доказать, какой из вышеуказанных порядков первичен и, соответственно, какой тип флуктуаций является предвестником нематичности, не представляется возможным ни теоретически, ни экспериментально [11].

Одной из интересных особенностей зонной структуры некоторых железосодержащих ВТСП преимущественно недодопированных составов является „мини-щель“ ниже уровня Ферми E_F и наличие на ее краях особенностей ван Хова [29], связанных с асимметрией зон, образованных $3d_{xz}$- и $3d_{yz}$-орбиталями железа, в нематической фазе при температурах, превышающих T_s [30,31]. Наличие пиков плотности электронных состояний $N(E)$ вблизи E_F и их сглаживание с увеличением температуры при $T > T_s$ было предсказано в [26]. Для NaFeAs и $BaFe_2As_2$ стехиометрических составов аналогичные результаты получены в работе [32].

В экспериментах методом фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением (ФЭСУР) заметное температурное изменение спектральной плотности вблизи уровня Ферми наблюдалось преимущественно в сверхпроводниках стехиометрических и недодопированных составов (т. е. вблизи АФМ- и нематической фаз): в NaFeAs [16,33], $NaFe_{0.9825}Co_{0.0175}As$ [34] и пниктидах семейства Ba-122 [30,31]. Косвенно немонотонность $N(E)$ в пниктидах семейства Ba-122 подтверждается наблюдением остаточной нелинейности спектров динамической проводимости туннельных контактов в нормальном состоянии выше T_c [35–38], в данных работах наблюдался минимум $dI(V)/dV$ при нулевом смещении. Напротив, авторы теоретических работ [39,40] предсказывают возникновение в нематической фазе логарифмической добавки вблизи E_F к одночастичной функции $N(E)$, что приводит к появлению пика динамической проводимости при нулевом смещении на $dI(V)/dV$-спектре туннельного контакта [40]. Опираясь на предсказания [40], авторы исследования [38] связывают с нематической фазой наблюдаемую ими трансформацию минимума $dI(V)/dV$ в максимум, происходящую с ростом температуры. Однако неясными остаются причины, по которым $dI(V)/dV$-спектр при низких температурах в области $T > T_c$ демонстрирует недостаток проводимости при нулевом смещении [38].

Настоящая работа посвящена исследованию свойств ферропниктидов $NaFe_{1-x}Co_xAs$ недодопированного состава ($x = 0.021$) методом туннельной спектроскопии, позволяющей локально изучать объемные свойства электронной подсистемы. Ранее при исследовании сверхпроводящего параметра порядка в $NaFe_{1-x}Co_xAs$ [41] нашей группой были обнаружены особенности на туннельных $dI(V)/dV$-спектрах при больших смещениях $eV > 2\Delta_L(0)$, где $\Delta_L(0)$ — величина большой сверхпроводящей щели при нулевой температуре. Эти аномалии, не связанные напрямую со сверхпроводящим состоянием, наблюдались при $T > T_c$. Настоящая работа раскрывает температурную эволюцию указанных особенностей нормального состояния в широком диапазоне температур. На основе полученных экспериментальных данных проводится анализ возможных причин возникновения исследуемой нелинейности. Обсуждается природа наблюдаемого эффекта.

2. Детали эксперимента

Образцы номинального состава $NaFe_{0.979}Co_{0.021}As$ были выращены методом кристаллизации из расплава, содержащего небольшой избыток As. Детали синтеза, а также характеризация используемых монокристаллов при помощи рентгеноспектрального анализа, измерений температурных зависимостей сопротивления $R(T)$ и намагниченности $M(T)$ подробно обсуждаются в работах [41,42]. Полученные данные подтверждают гомогенность состава синтезированных монокристаллов и наличие единственной сверхпроводящей фазы с $T_c^{onset} \approx 20.5$ K. Состав выращенных монокристаллов $Na_{0.69(3)}Fe_{1.048(11)}Co_{0.0094(9)}As_{1.000(12)}$ был установлен в результате совместной статистической обработки данных энергодисперсионной спектроскопии, полученных в 8–10 точках на поверхности пяти кристаллов.

Для получения туннельных структур типа ScS (где S — сверхпроводник, c — барьер) и NcN (N — нормальный металл) использовалась планарная механически регулируемая модификация [43] техники „break-junction“ [44]. В рамках данной методики создается туннельный контакт на микротрещине, возникающей в

результате механического раскалывания монокристалла в условиях низких температур $T = 4.2$ K.

Из-за присутствия щелочного металла в структуре $NaFe_{1-x}Co_xAs$ быстро деградирует в воздушной атмосфере, поэтому все манипуляции с исследуемым образцом при под- готовке к измерениям производились в перчаточном боксе с атмосферой сухого аргона. В рамках методики прямоугольный монокристаллический образец слоистого соединения $NaFe_{1-x}Co_xAs$, имеющий форму тонкой пластинки с типичными поперечными размерами $3 \times 1.5 \times 0.1\,\mathrm{mm}^3$, устанавливался на поверхности П-образного упругого измерительного столика так, чтобы ab-плоскость кристалла совпадала с плоскостью столика. Далее, при помощи расположенных на углах монокристалла капель In-Ga-припоя, был обеспечен электрический контакт по четырехточечной схеме измерения. Столик вместе с образцом охлаждался до температуры $T = 4.2$ K, при этом In-Ga затвердевает и обеспечивает механическую фиксацию монокристалла на поверхности столика. Под воздействием смещения микрометрического винта столик прецизионно прогибается, что приводит к расслаиванию монокристалла в ab-плоскости с образованием туннельного контакта на естественных ступеньках и террасах, разделяющих два криогенных скола вдоль c-направления (рис. 1 в [45]). Таким образом формируется туннельный контакт с чистыми криогенными сколами, причем туннельный ток всегда протекает через контакт вдоль c-направления. Момент возникновения криогенного скола контролируется по появлению конечного наклона вольт-амперной характеристики (ВАХ) в реальном времени. Путем дальнейшей механической регулировки изгиба столика в процессе эксперимента возможна настройка геометрии туннельного контакта через изменение его площади, при этом объемные энергетические параметры исследуются локально.

В сверхпроводящем состоянии (ниже T_c) полученные симметричные туннельные ScS-контакты демонстрировали ряд особенностей, позволяющих отнести их к SNINS-типу с высокой прозрачностью слабой связи с (I — изолятор с барьерным параметром $Z < 0.3$), отсутствием фазовой когерентности между S-берегами и режимом пролета квазичастиц, близком к баллистическому ($l > d \gg \xi_0$, где l — длина свободного пробега, d — размер контакта, обе величины взяты в кристаллографическом ab-направлении; ξ_0 — длина когерентности). В соответствии с теоретическими представлениями [45–48], эффект андреевских отражений, реализующийся в таком контакте, вызывает избыточный андреевский ток во всем диапазоне смещений V, пик дифференциальной проводимости контакта G_{ZBC} при малых смещениях напряжения $V \to 0$ (т. н. „пьедестал“), а также щелевые особенности при смещении $eV(T) = 2\Delta(T)$. Формально, вне зависимости от величины Z, транспорт через такой ScS-контакт можно назвать „туннелированием“ носителей с помощью процессов андреевского рассеяния и прямого прохождения.

Неупругие процессы сокращают время жизни куперовских пар и квазичастиц, уширяя пики плотности состояний $N(E)$ как в сверхпроводящем, так и в нормальном состоянии. Степень размытия характеризуется энергетическим параметром $\Gamma = \hbar/(2\tau)$, введенным Дайнсом [49], и отражается в туннельном эксперименте в виде уширения наблюдаемых спектральных особенностей [50]. Экспериментально [51] для родственного соединения LiFeAs была показана аномально высокая амплитуда неупругого рассеяния (параметра размытия) $\Gamma \approx \Delta(0)$ и ее не-ферми-жидкостное поведение ($\Gamma \propto E$). Наличие изолятора в барьере с (что соответствует $Z \neq 0$) является дополнительным фактором, снижающим величину андреевского избыточного тока при $eV \gg 2\Delta$ и андреевской проводимости при нулевом смещении [46,47].

При $T > T_c$ сверхпроводящие берега контакта переходят в нормальное состояние. В соответствии с феноменологическим подходом Живера и Мегерле [52] ток через симметричный N′cN-контакт определяется перенормировкой плотности электронных состояний $N(E)$ вблизи E_F:

$$I(V) = A' \int_{-\infty}^{\infty} N'(E)N(E+eV)\{f(E) - f(E+eV)\}dE, \tag{1}$$

где A' — содержит геометрический фактор и матричный элемент туннелирования, $f(E)$ — равновесное распределение Ферми–Дирака. Обычно данный подход используется для описания контактов низкой прозрачности ($Z > 3$), а для барьера с произвольным Z можно использовать подход модели Блондера–Тинкхама–Клапвика (БТК) [46] для $E \gg \Delta \to 0$. В частности, для N′cN-контакта (выше T_c) в рамках модели БТК получено следующее выражение для туннельного тока:

$$I(V) = \frac{1}{eR_N} \int_{-\infty}^{\infty} T(E)\{f(E) - f(E+eV)\}dE, \tag{2}$$

где коэффициент прохождения

$$T(E) = 1 - B(E) = 2N(E)/[N(E) + 1 + 2Z^2]. \tag{3}$$

В квазиклассическом случае, когда вблизи уровня Ферми отсутствуют особенности ван Хова и безразмерная $N(E) \approx \mathrm{const}$, ВАХ NcN-контакта имеет омическую (линейную) форму. Напротив, если функция $N(E) \neq \mathrm{const}$ вблизи E_F — например, в связи с особенностями зонной структуры (при любых температурах) или из-за перенормировки плотности электронных состояний на взаимодействие с характерными для системы бозонными модами ниже T_c — ВАХ изучаемого контакта отклоняется от омической зависимости. В таком случае, исследуя нелинейность ВАХ, можно получить некоторую информацию о поведении функции $N(E)$ в данном соединении. Для контакта высокой прозрачности с малым Z, согласно формулам (2) и (3), эффект также будет

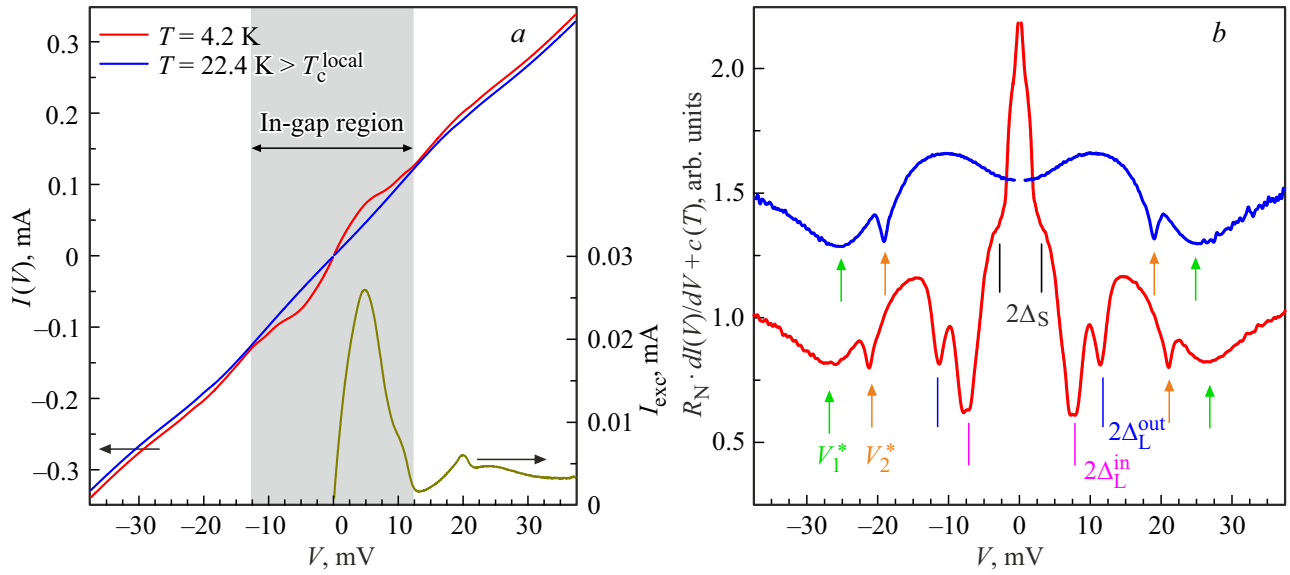

Рис. 1. *a* — ВАХ туннельного контакта, измеренная при $T = 4.2$ K (ScS, линия красного цвета) и выше T_c при $T = 22.4$ K (NcN, линия синего цвета). На вставке показан избыточный андреевский ток $I_{exc}(V) \equiv I(V, 4.2\,\mathrm{K}) - I(V, 22.4\,\mathrm{K})$ (линия темно-желтого цвета). Серым отмечена внутрищелевая область смещений. *b* — $dI(V)/dV$-спектр данного контакта, измеренный при $T = 4.2$ и 22.4 K (линии соответствующих цветов). Спектры вручную сдвинуты по вертикали для удобства. Вертикальными штрихами при $T = 4.2$ K отмечено положение фундаментальных андреевских особенностей от трех СП-параметров порядка $2\Delta_L^{out} \approx 11.3$ meV, $2\Delta_L^{in} \approx 7.5$ meV, $2\Delta_S \approx 2.6$ meV. Стрелками показано положение характерных минимумов остаточной нелинейности $dI(V)/dV$-спектра, не связанной напрямую со СП-свойствами: $V_1^* \approx 26.6$ mV, $V_2^* \approx 21.2$ mV.

наблюдаться, однако амплитуда нелинейности $dI(V)/dV$-спектра будет меньше амплитуды изменения $N(E)$.

3. Результаты

На рис. 1 представлены ВАХ (*a*) и соответствующие спектры дифференциальной проводимости (*b*) туннельных контактов, созданных в образце $NaFe_{0.979}Co_{0.021}As$ при помощи метода планарного „break-junction“. Красные кривые соответствуют температуре $T = 4.2$ K, тогда как синие кривые были получены в нормальном состоянии, при температуре $T = 22.4\,\mathrm{K} > T_c$. В соответствии со всеми имеющимися теоретическими подходами [45–47], ниже T_c представленные на рис. 1 туннельные контакты находятся в некогерентном SNS-режиме: в сверхпроводящем состоянии на ВАХ не наблюдается сверхтоковая ветвь, присутствует избыточный ток I_{exc} во всем диапазоне напряжений смещения (темно-желтая кривая, рис. 1, *a*)), а также область „пьедестала“ с амплитудой G_{ZBC} при малых смещениях.

Ниже T_c внутрищелевая область полученного $dI(V)/dV$-спектра (красная кривая на рис. 1, *b*) содержит три основные особенности при смещениях $|V| \approx 11.3$, 7.5 и 2.6 mV, определяющих три основные энергии для сверхпроводящего параметра порядка и указывающие на его анизотропию: $2\Delta_L^{out}$, $2\Delta_L^{in}$ и $2\Delta_S$ соответственно. Более подробно подобные андреевские структуры были проанализированы в предыдущих работах [41,42]. $2\Delta_L^{out}$ и $2\Delta_L^{in}$ имеют схожую температурную зависимость и, предположительно, относятся к одному и тому же, анизотропному в *k*-пространстве сверхпроводящему конденсату, являясь максимальной и минимальной энергиями связи куперовских пар в зависимости от направления импульса; напротив, малая сверхпроводящая щель $2\Delta_S$ демонстрирует собственную температурную эволюцию и открывается в других зонах ниже T_c [42].

Особенности, обусловленные эффектом андреевских отражений на ВАХ и спектре дифференциальной проводимости на рис. 1, исчезают при переходе в нормальное состояние. Однако выше T_c характеристики $I(V)$ и $dI(V)/dV$ демонстрируют общую (остаточную) нелинейность в большом диапазоне смещений. На спектре наблюдаются минимумы при $V_1^* \approx 26.6$ mV, $V_2^* \approx 21.2$ mV, обозначенные на рис. 1, *b* стрелками. Минимум при $eV = 0$ на синей кривой не воспроизводится для полученных нами контактов на базе $NaFe_{1-x}Co_xAs$ и может быть в данном случае следствием нагрева контактной области измерительным током. Отметим, что спектры на рис. 1, *b* намеренно сдвинуты по вертикали для удобства рассмотрения: в действительности динамическая проводимость G_N контакта при больших смещениях $eV \gg \Delta(0)$ не менялась с повышением температуры.

Обнаруженная нелинейность нормального состояния воспроизводится от контакта к контакту. Рис. 2 содержит набор записанных при $T > T_c$ ВАХ (*a*) и $dI(V)/dV$-спектров (*b*). Интересно отметить, что хотя данные на рис. 2 измерены в нормальном состоянии, приведенные характеристики напоминают $I(V)$ и спектры NIS-

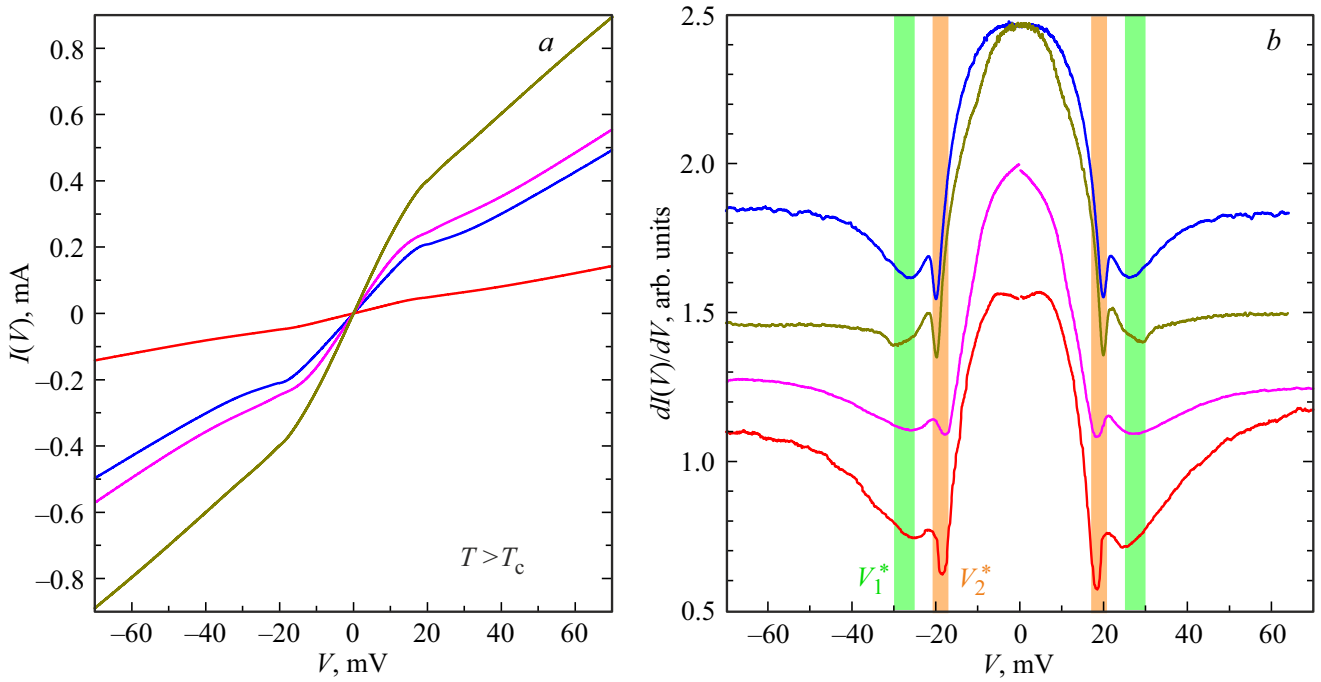

Рис. 2. *a* — ВАХ и *b* — $dI(V)/dV$-спектры NcN-контактов, измеренные в нормальном состоянии при $T > T_c$. Вид этих кривых имитирует характеристики NS-контакта. Спектры вручную сдвинуты по вертикали для удобства. Вертикальными линиями отмечено положение характерных минимумов остаточной нелинейности $dI(V)/dV$-спектра, не связанной напрямую со СП-свойствами: $V_1^* \approx 27.5$ mV, $V_2^* \approx 18.5$ mV.

контактов, получаемых в сверхпроводящем состоянии, это, тем не менее, является имитацией. Нами были получены туннельные контакты различной площади, обладающие существенно неодинаковым нормальным сопротивлением $R_N = 1/G_N$, которое можно оценить по наклону ВАХ в области $eV \gg \Delta(0)$. Вне зависимости от размеров контакта, сохраняется характерная форма исследуемой остаточной нелинейности нормального состояния: максимум в области малых смещений, а также два минимума $dI(V)/dV$ при напряжениях V_1^* и V_2^*, выделенных на рис. 2, *b* полосами зеленого и оранжевого цвета соответственно. Воспроизводятся также характерные положения этих двух минимумов. На гистограмме рис. 3, *a* представлена статистика значений V_1^*, V_2^*, полученных на различных образцах $NaFe_{1-x}Co_xAs$ недодопированных составов с $T_c \approx 19-22$ K из одной закладки. Видно, что для полученных контактов в среднем характерные минимумы нелинейности наблюдаются при $V_1^* \approx 20$ mV, $V_2^* \approx 27$ mV, а разброс значений не превышает $\pm 11\%$. Этот разброс не коррелирует с сопротивлением полученных контактов, что показано на рис. 3, *b*. Показанная воспроизводимость не позволяет отнести исследованные особенности к случайным эффектам или геометрическим резонансам, возникающим в контактной области. Таким образом, наблюдаемая остаточная нелинейность $dI(V)/dV$-спектров связана с внутренними, объемными свойствами нормального состояния соединения $NaFe_{1-x}Co_xAs$.

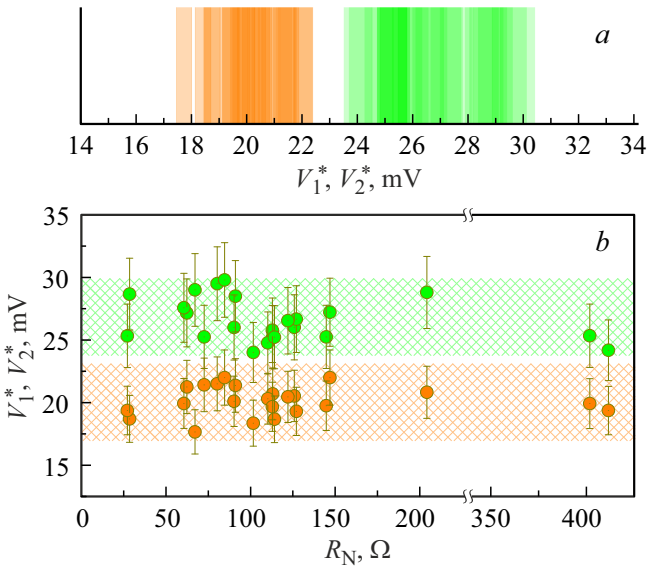

Рис. 3. *a* — гистограмма положений характерных минимумов V_1^*, V_2* при $T = 4.2$ K остаточной нелинейности $dI(V)/dV$-спектра, не связанной напрямую со СП-свойствами. Для каждого исследованного контакта пара значений V_1^*, V_2^* показана полупрозрачными столбиками зеленого и оранжевого цвета, соответственно. Положение области максимальной интенсивности цвета по горизонтали соответствует значению, наиболее часто наблюдаемому в эксперименте; вертикальная ось не имеет значения. *b* — зависимости V_1^*, V_2^* от нормального сопротивления контакта R_N, полученные на образцах $NaFe_{1-x}Co_xAs$ недодопированного состава с $T_c \approx 19-22$ K из одной закладки.

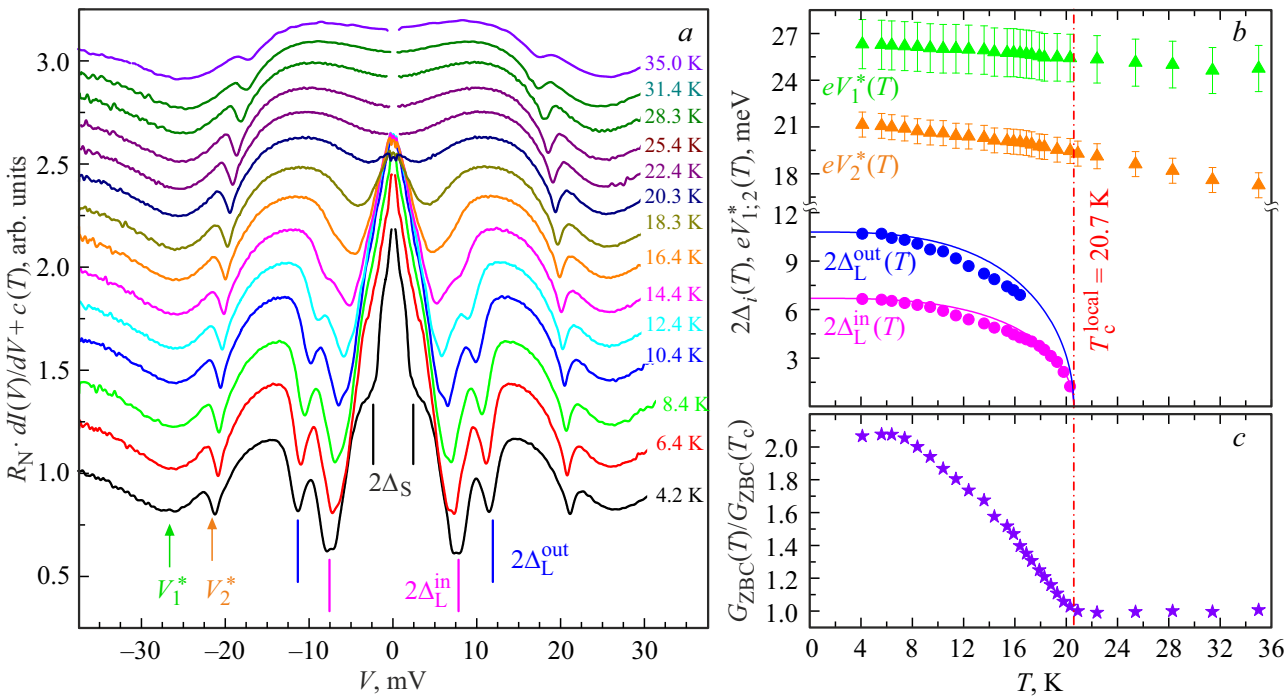

Рис. 4. *a* — $dI(V)/dV$-спектр туннельного контакта, измеренный при $4.2\,\mathrm{K} \le T \le 35\,\mathrm{K}$ в сверхпроводящем (ScS) и нормальном (NcN) состоянии. Локальная критическая температура контакта $T_c^{local} \approx 20.7\,\mathrm{K}$. Спектры вручную сдвинуты по вертикали для удобства. Вертикальными штрихами при $T = 4.2\,\mathrm{K}$ отмечено положение фундаментальных андреевских особенностей от трех СП-параметров порядка $2\Delta_L^{out} \approx 11.3\,\mathrm{meV}$, $2\Delta_L^{in} \approx 7.5\,\mathrm{meV}$, $2\Delta_S \approx 2.6\,\mathrm{meV}$. Стрелками при $T = 4.2\,\mathrm{K}$ показано положение характерных минимумов остаточной нелинейности $dI(V)/dV$-спектра, не связанной напрямую со СП-свойствами: $eV_1^* \approx 26.6\,\mathrm{meV}$, $eV_2^* \approx 21.2\,\mathrm{meV}$. *b* — температурные зависимости СП-параметров порядка $2\Delta_L^{out,in}(T)$ (кружки; однозонные БКШ-образные функции показаны сплошными линиями для сравнения) и положений минимумов $eV_{1,2}^*(T)$ (треугольники). Штрихпунктирная линия разделяет СП-область при $T < T_c^{local}$ и область нормального состояния. *c* — температурная зависимость проводимости при нулевом смещении $G_{ZBC}(T)$, нормированная на свое значение при T_c (звезды).

На рис. 4, *a* представлен $dI(V)/dV$-спектр туннельного контакта, измеренный в интервале температур $4.2\,\mathrm{K} \le T \le 35\,\mathrm{K}$, т.е. как в сверхпроводящем (ScS), так и в нормальном состоянии (NcN). С ростом температуры характерные для эффекта андреевских отражений особенности („пьедестал“ при $eV = 0$, щелевые особенности) постепенно размываются; при этом щелевые минимумы (отмеченные при $T = 4.2\,\mathrm{K}$ вертикальными штрихами) сдвигаются в область нулевого напряжения смещения, полностью исчезая со спектра при достижении T_c. Из положения минимумов извлечен температурный ход сверхпроводящих параметров порядка $2\Delta_L^{out}$ и $2\Delta_L^{in}$ (предположительных экстремумов большой сверхпроводящей щели), представленных на рис. 4, *b* кружками. Полученные температурные зависимости $\Delta_L^{in,out}(T)$ в целом близки к соответствующей зависимости $\Delta(T)$, которую дает теория Бардина–Купера–Шриффера (БКШ) (представлена сплошной линией на рис. 4, *b*), но проходят немного ниже нее, что можно объяснить умеренным межзонным взаимодействием (подробный анализ подобной зависимости в рамках многозонного приближения приведен в [42]). Локальная критическая температура контакта $T_c^{local} \approx 20.7\,\mathrm{K}$ была оценена как температура, при которой огибающая БКШ-образная функция обращается в ноль.

Форма остаточной нелинейности $dI(V)/dV$-спектров в нормальном состоянии, напротив, слабее меняется с ростом температуры (рис. 4, *a*). Положения характерных минимумов V_1^* и V_2^* (треугольники на рис. 4, *b*) монотонно уменьшаются как выше, так и ниже T_c: в частности, зависимости $V_{1,2}^*(T)$ не повторяют форму $\Delta_L^{in,out}(T)$ при $T < T_c$ и не демонстрируют какой-либо особенности при $T = T_c$. Можно с уверенностью заключить, что данные минимумы не связаны со свойствами сверхпроводящей подсистемы. Для сравнения, температурная зависимость проводимости этого контакта при нулевом смещении $G_{ZBC}(T)$ отражена на рис. 4, *c*. В СП-состоянии с увеличением температуры наблюдается довольно быстрое падение G_{ZBC} за счет уменьшения амплитуды „пьедестала“, определяемого температурными зависимостям сверхпроводящих щелей в соответствии с предсказаниями [53]. В нормальном состоянии при $T > T_c$ и повышении температуры до 36 K $G_{ZBC}(T)$ практически не меняется, подтверждая, что исследованный контакт находился в режиме, близком к баллистическому [54].

На рис. 5, *a* представлен $dI(V)/dV$-спектр туннельного SNINS-контакта, созданного в другом образце из той

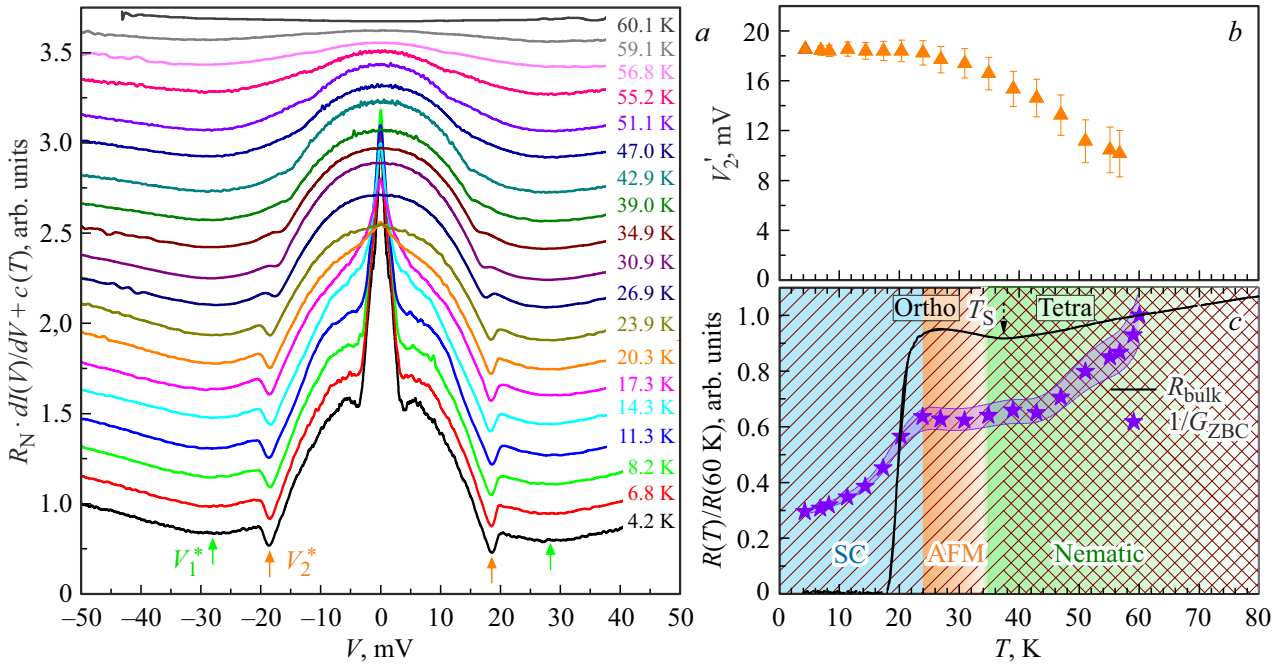

Рис. 5. *a* — $dI(V)/dV$-спектр туннельного контакта, измеренный при температурах $4.2\,K \le T \le 60.1\,K$ в сверхпроводящем (ScS) и нормальном (NcN) состоянии. Локальная критическая температура контакта $T_c^{local} \approx 22\,K$. Спектры вручную сдвинуты по вертикали для удобства. Стрелками при $T = 4.2\,K$ отмечено положение характерных минимумов остаточной нелинейности $dI(V)/dV$-спектра, не связанной напрямую со СП-свойствами: $V_1^* \approx 28.8\,mV$, $V_2^* \approx 18.8\,mV$. *b* — температурная зависимость положения минимума $V_{1,2}^*(T)$ (треугольники). *c* — температурная зависимость обратной проводимости контакта при нулевом смещении $1/G_{ZBC}(T)$ (звезды) и объемного сопротивления монокристалла $R_{bulk}(T)$ (сплошная черная кривая). Обе величины нормированы на свое значение при $T = 60\,K$. Стрелками отмечены температуры структурного фазового перехода $T_S \approx 37\,K$, соответствующая минимуму на зависимости $R_{bulk}(T)$. Граница нематической фазы $T_{nem} \approx 55-80\,K$ отмечена в соответствии с данными [12,14,16,17,33].

же закладки и измеренный в более широком диапазоне температур — $4.2\,K \le T \le 60.1\,K$ в сверхпроводящем и нормальном состоянии. На спектре, полученном при температуре 4.2 K, виден пик динамической проводимости G_{ZBC} при $eV = 0$, а андреевская структура представлена минимумами при малых смещениях $V \approx 4\,mV$, предположительно, от малой сверхпроводящей щели. В качестве причин сильно подавленной амплитуды андреевских особенностей от большой щели можно предположить влияние параметра размытия Γ. Наблюдаемые особенности, связанные с андреевскими отражениями, исчезают при достижении $T_c^{local} \approx 22\,K$. Минимумы остаточной нелинейности при $V_1^* \approx 28.8\,mV$, $V_2^* \approx 18.8\,mV$, напротив, наблюдаются до температуры $T \approx 57\,K \gg T_c$. При достижении температуры $T = 60.1\,K$ (верхняя кривая на рис. 5, *a*) на $dI(V)/dV$-спектр и ВАХ линеаризуются.

С увеличением температуры особенность при V_1^* значительно размывается, что затрудняет исследование зависимости ее фактического положения от температуры. На рис. 5, *b* представлена температурная зависимость положения более резкого минимума нелинейности нормального состояния $V_2^*(T)$. Видно, что смещение V_2^* монотонно снижается с температурой: от $V_2^*(0) \approx 18.8\,mV$ до $V_2^*(58\,K) \approx 10\,mV$.

Повышенная проводимость при малых смещениях (не связанная с андреевским „пьедесталом“) сохраняется на спектрах вплоть до $T \approx 60\,K$. На рис. 5, *c* представлена температурная зависимость обратной проводимости исследованного туннельного контакта при нулевом смещении $1/G_{ZBC}$. В сверхпроводящей области $4.2\,K < T < T_c^{local} \approx 22\,K$ значение $1/G_{ZBC}(T)$ возрастает с ростом T согласно предсказаниям [53]. Выше T_c и вплоть до $T = 44\,K$ обратная проводимость контакта $1/G_{ZBC}(T)$ не меняется в пределах экспериментальной погрешности. Начиная с температуры $T \approx 44\,K$ на рис. 5, *a* наблюдается постепенная линеаризация спектров и монотонное размытие максимума проводимости при малых смещениях, соответствующее увеличению $1/G_{ZBC}(T)$ контакта на рис. 5, *c* примерно на 40% в температурном диапазоне $T = 44-60\,K$.

4. Обсуждение

Прежде чем переходить к обсуждению наиболее вероятных физических причин появления обнаруженной нелинейности $dI(V)/dV$-спектров, еще раз рассмотрим возможные паразитные эффекты.

Минимумы нелинейности $dI(V)/dV$-спектра при смещениях $V^*_{1,2}$ не могут быть вызваны перегревом контактной области при прохождении измерительного тока. Во-первых, смоделированная нами ранее форма $dI(V)/dV$-спектра контакта в термическом режиме, подверженного перегреву (рис. 2 в [41]), не соответствует наблюдаемой в эксперименте. Во-вторых, в термическом режиме обратная проводимость контакта $1/G_{\mathrm{ZBC}}(T)$ повторяла бы ход объемного сопротивления образца $R(T)$ (черная сплошная линия на рис. 5, c), которая содержит характерный для недодопированных составов $NaFe_{1-x}Co_xAs$ минимум при $T = T_s$, связанный со структурным фазовым переходом. Напротив, как упоминается выше, $G_{\mathrm{ZBC}}(T) \approx \mathrm{const}$ в широком диапазоне области температур $T > T_c$ и вплоть до $T = 44\,\mathrm{K}$ означает отсутствие перегрева контактной области [54].

Процессы обратного рассеяния электронов на неравновесных фононах также можно исключить из рассмотрения. Известно, что для баллистических контактов такие процессы в контактной области приводят к незначительному (амплитудой менее 10% от G_N [55]) падению $dI(V)/dV$ при росте напряжения смещения, тогда как полученные экспериментальные спектры, напротив, демонстрируют рост дифференциальной проводимости в области смещений $V > V^*_1$, а амплитуда наблюдаемой нелинейности $dI(V)/dV$ в области минимума V^*_2 достигает величины 40% от G_N.

Также наблюдаемая нелинейность не может быть следствием размерных резонансов в контактной области или случайных эффектов, поскольку как форма, так и положение характерных особенностей спектров воспроизводится и не зависит от нормального сопротивления контакта, следовательно, от его поперечного размера (рис. 2). Таким образом, наблюдаемый эффект обусловлен внутренними, объемными свойствами $NaFe_{1-x}Co_xAs$ недопированных составов. Поскольку в $NaFe_{1-x}Co_xAs$ $dI(V)/dV$-спектры туннельных контактов воспроизводимо демонстрируют максимум проводимости при малых смещениях (за исключением $dI(V)/dV$-спектра на рис. 1, наблюдаемое на котором слабое понижение проводимости в центре можно объяснить локальным перегревом), следует исключить псевдощелевую природу наблюдаемой нелинейности.

Рассмотрев приведенные выше аргументы, можно заключить, что одной из вероятных причин возникновения нелинейности $dI(V)/dV$-спектра, не связанной со сверхпроводящими свойствами, является присутствие особенностей плотности электронных состояний $N(E)$ вблизи уровня Ферми в соответствии с классическим подходом [52]. К сожалению, детальные расчеты или экспериментальные данные об энергетическом распределении $N(E)$ в $NaFe_{0.979}Co_{0.021}As$ на данный момент отсутствуют в литературе, что затрудняет расчет туннельного тока и проводимости по формуле (1) и, следовательно, прямую проверку данного предположения. Наблюдаемое температурное изменение формы остаточной нелинейности спектра (постепенный сдвиг положений минимумов V^*_1 и V^*_2 в сторону нуля, уменьшение G_{ZBC}, см. рис. 4 и 5) не противоречит движению зон с температурой [6,7,30,31], не характерному для классических материалов. Однако можно с уверенностью сказать, что данные особенности $dI(V)/dV$-спектров не могут быть вызваны перенормировкой $N(E)$ на спиновый резонанс, так как последняя имеет место только в сверхпроводящем состоянии при $T < T_c$ [56].

Форма остаточной нелинейности $dI(V)/dV$-спектров туннельных NcN-контактов в $NaFe_{0.979}Co_{0.021}As$ (рис. 1, b и 2, b) не повторяет таковую в пниктидах $Ba(Fe,Ni)_2As_2$, наблюдаемую нами ранее в широком диапазоне допирования [36,37].

Согласно данным измерений анизотропии сопротивления в ab-плоскости [14] и ядерного магнитного резонанса [12], проведенных для $NaFe_{1-x}Co_xAs$ в широком диапазоне допирования, температура нематического перехода электронной подсистемы для составов с $x \approx 0.009-0.01$ (близких к $x \approx 0.0094$, исследуемому в данной работе) составляет $T_{\mathrm{nem}} \approx 60-80\,\mathrm{K} > T_s$. Для стехиометрического состава NaFeAs были получены близкие оценки $T_{\mathrm{nem}} \approx 55-75\,\mathrm{K}$ [16,17,33]. Поскольку в нашем эксперименте исследовались монокристаллы состава $Na_{0.69}Fe_{1.048}Co_{0.0094}As$ с заметным дефицитом натрия и небольшим избытком железа, их фазовая диаграмма электронного замещения (Fe,Co) и характерные температуры фаз могут немного отличаться от таковых для образцов $NaFe_{1-x}Co_xAs$. Тем не менее, можно провести качественное сравнение.

Интересно отметить, что температура $T^* \approx 60\,\mathrm{K}$ линеаризация $dI(V)/dV$-спектра по данным рис. 5, c попадает в общий диапазон температур нематического перехода $T_{\mathrm{nem}} \approx 55-80\,\mathrm{K}$, оцененный в [12,14,16,17,33] для недодопированных и стехиометрических составов. Таким образом, можно предположить, что наблюдаемый эффект связан с перенормировкой плотности электронных состояний вблизи уровня Ферми, вызванной нематичностью электронной подсистемы.

Заметим также воспроизводимое отсутствие подобной нелинейности выше T_c на ВАХ и $dI(V)/dV$-спектрах контактов на микротрещине в образцах передопированного состава $NaFe_{0.955}Co_{0.045}As$ и в монокристаллах LiFeAs (заведомо не имеющих нематической фазы [15,57], выращенных аналогичным способом и исследованных нами ранее [58,59]. Для более детального анализа природы нелинейности $dI(V)/dV$-спектров необходимо определение ее эволюции при изменении электронного допирования в веществе-родоначальнике NaFeAs и недодопированных $NaFe_{1-x}Co_xAs$ составах, что представляется целью дальнейших исследований.

5. Заключение

Исследованы особенности $I(V)$ и $dI(V)/dV$-характеристик туннельных контактов на микротрещине, созданных в монокристаллах номинального

недодопированного состава $NaFe_{0.979}Co_{0.021}As$, в сверхпроводящем и нормальном состоянии. Выше T_c на $dI(V)/dV$-спектрах воспроизводимо наблюдались сильная остаточная нелинейность, содержащая минимумы при смещениях $V_1^* \approx 20\,\text{mV}$, $V_2^* \approx 27\,\text{mV}$, и максимум динамической проводимости при малых смещениях, исчезавшие при $T^* \approx 60\,\text{K}$. Показана объемная природа наблюдаемого эффекта и его возможная связь с нематичностью электронной подсистемы. Эффект постепенной линеаризации $dI(V)/dV$-спектра и уменьшения $G_{\text{ZBC}}(T)$ начинался при температуре $T \approx 44\,\text{K}$, отлично согласующейся с температурой нематического перехода T_{nem} по данным [14].

Благодарности

Авторы благодарят М.М. Коршунова за полезные обсуждения. Работа выполнена в рамках проекта Российского научного фонда № 22-72-10082.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] J.H. Tapp, Z. Tang, B. Lv, K. Sasmal, B. Lorenz, P.C.W. Chu, A.M. Guloy. Phys. Rev. B **78**, *6*, 060505(R) (2008).
[2] D.R. Parker, M.J.P. Smith, T. Lancaster, A.J. Steele, I. Franke, P.J. Baker, F.L. Pratt, M.J. Pitcher, S.J. Blundell, S.J. Clarke. Phys. Rev. Lett. **104**, *5*, 057007 (2010).
[3] Y. Kamihara, H. Hiramatsu, M. Hirano, R. Kawamura, H. Yanagi, T. Kamiya, H. Hosono, J. Am. Chem. Soc. **128**, *31*, 10012 (2006).
[4] M.D. Watson, S. Aswartham, L.C. Rhodes, B. Parrett, H. Iwasawa, M. Hoesch, I. Morozov, B. Büchner, T.K. Kim. Phys. Rev. B **97**, *3*, 035134 (2018).
[5] Т.Е. Кузьмичева, С.А. Кузьмичев. Письма в ЖЭТФ **114**, *10*, 685 (2021). [T.E. Kuzmicheva, S.A. Kuzmichev. JETP Lett. **114**, *10*, 630 (2021).]
[6] R.S. Dhaka, S.E. Hahn, E. Razzoli, R. Jiang, M. Shi, B.N. Harmon, A. Thaler, S.L. Bud'ko, P.C. Canfield, A. Kaminski. Phys. Rev. Lett. **110**, *6*, 067002 (2013).
[7] Л.Л. Лев, Т.Е. Кузьмичева, С.А. Кузьмичев, А.М. Лебедев, В.Г. Назин, Р.Г. Чумаков, А.И. Шилов, Е.О. Рахманов, И.В. Морозов. Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. **79**, *1*, 2410502 (2024). [L.L. Lev, T.E. Kuzmicheva, S.A. Kuzmichev, A.M. Lebedev, V.G. Nazin, R.G. Chumakov, A.I. Shilov, E.O. Rahmanov, I.V. Morozo. Moscow Univ. Bull. Phys. **79**, *1*, 46 (2024).]
[8] H. Ghosh, S. Sen, A. Ghosh. J. Phys. Chem. Solids **102**, *7*, 157 (2017).
[9] J.D. Wright, T. Lancaster, I. Franke, A.J. Steele, J.S. Müller, M.J. Pitcher, A.J. Corkett, D.R. Parker, D.G. Free, F.L. Pratt, P.J. Baker, S.J. Clarke, S.J. Blundell. Phys. Rev. B **85**, *5*, 054503 (2012).
[10] A. Martinelli, F. Bernardini, S. Massidda. Comptes Rendus Physique **17**, *1–2*, 5 (2015).
[11] R.M. Fernandes, A.V. Chubukov, J. Schmalian. Nature Phys. **10**, *2*, 97 (2014).
[12] R. Zhou, L.Y. Xing, X.C. Wang, C.Q. Jin, G.-Q. Zheng. Phys. Rev. B **93**, *6*, 060502(R) (2016).
[13] P. Cai, W. Ruan, X. Zhou, C. Ye, A. Wang, X. Chen, D.-H. Lee, Y. Wang. Phys. Rev. Lett. **112**, *12*, 127001 (2014).
[14] Q. Deng, J. Liu, J. Xing, H. Yang, H.-H. Wen. Phys. Rev. B **91**, *2*, 020508(R) (2015).
[15] E.P. Rosenthal, E.F. Andrade, C.J. Arguello, R.M. Fernandes, L.Y. Xing, X.C. Wang, C.Q. Jin, A.J. Millis, A.N. Pasupathy. Nature Phys. **10**, *3*, 225 (2014).
[16] Y. Zhang, C. He, Z.R. Ye, J. Jiang, F. Chen, M. Xu, Q.Q. Ge, B.P. Xie, J. Wei, M. Aeschlimann, X.Y. Cui, M. Shi, J.P. Hu, D.L. Feng. Phys. Rev. B **85**, *8*, 085121 (2012).
[17] S.-H. Baek, D. Bhoi, W. Nam, B. Lee, D.V. Efremov, B. Büchner, K.H. Kim. Nature Commun. **9**, *1*, 2139 (2018).
[18] X. Lu. Phase Diagram and Magnetic Excitations of $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$: A Neutron Scattering Study. Springer, Singapore (2017).
[19] J.-H. Chu, J.G. Analytis, K. De Greve, P.L. McMahon, Z. Islam, Y. Yamamoto, I.R. Fisher. Sci. **329**, *5993*, 824 (2010).
[20] X. Lu, J.T. Park, R. Zhang, H. Luo, A.H. Nevidomskyy, Q. Si, P. Dai. Sci. **345**, *6197*, 657 (2014).
[21] M.P. Smylie, K. Willa, J.K. Bao, K. Ryan, Z. Islam, H. Claus, Y. Simsek, Z. Diao, A. Rydh, A.E. Koshelev, W.K. Kwok, D.Y. Chung, M.G. Kanatzidis, U. Welp. Phys. Rev. B **98**, *10*, 104503 (2018).
[22] V.S. Stolyarov, A. Casano, M.A. Belyanchikov, A.S. Astrakhantseva, S.Y. Grebenchuk, D.S. Baranov, I.A. Golovchanskiy, I. Voloshenko, E.S. Zhukova, B.P. Gorshunov, A.V. Muratov, V.V. Dremov, L.Y. Vinnikov, D. Roditchev, Y. Liu, G.-H. Cao, M. Dressel, E. Uykur. Phys. Rev. B **98**, *14*, 140506(R) (2018).
[23] A. Kreisel, B.M. Andersen, P.O. Sprau, A. Kostin, J.C. Séamus Davis, P.J. Hirschfeld. Phys. Rev. B **95**, *17*, 174504 (2017).
[24] М.М. Коршунов, Ю.Н. Тогушова. Письма в ЖЭТФ **119**, *4*, 302 (2024). [M.M. Korshunov, Yu.N. Togushova. JETP Lett. **119**, *4*, 310 (2024).]
[25] P.O. Sprau, A. Kostin, A. Kreisel, A.E. Böhmer, V. Taufour, P.C. Canfield, S. Mukherjee, P.J. Hirschfeld, B.M. Andersen, J.C. Séamus Davis. Sci. **357**, *6346*, 75 (2017).
[26] R.M. Fernandes, A.V. Chubukov, J. Knolle, I. Eremin, J. Schmalian. Phys. Rev. B **85**, *2*, 024534 (2012).
[27] Y. Gallais, R.M. Fernandes, I. Paul, L. Chauviére, Y.-X. Yang, M.-A. Méasson, M. Cazayous, A. Sacuto, D. Colson, A. Forget. Phys. Rev. Lett. **111**, *26*, 267001 (2013).
[28] H. Kontani, Y. Yamakawa. Phys. Rev. Lett. **113**, *4*, 047001 (2014).
[29] A.A. Kordyuk, V.B. Zabolotnyy, D.V. Evtushinsky, A.N. Yaresko, B. Büchner, S.V. Borisenko. J. Supercond. Nov. Magn. **26**, *9*, 2837 (2013).
[30] T. Sonobe, T. Shimojima, A. Nakamura, M. Nakajima, S. Uchida, K. Kihou, C.H. Lee, A. Iyo, H. Eisaki, K. Ohgushi, K. Ishizaka. Sci. Rep. **8**, *1*, 2169 (2018).
[31] T. Shimojima, T. Sonobe, W. Malaeb, K. Shinada, A. Chainani, S. Shin, T. Yoshida, S. Ideta, A. Fujimori, H. Kumigashira, K. Ono, Y. Nakashima, H. Anzai, M. Arita, A. Ino, H. Namatame, M. Taniguchi, M. Nakajima, S. Uchida, Y. Tomioka, T. Ito, K. Kihou, C.H. Lee, A. Iyo, H. Eisaki, K. Ohgushi, S. Kasahara, T. Terashima, H. Ikeda, T. Shibauchi, Y. Matsuda, K. Ishizaka. Phys. Rev. B **89**, *4*, 045101 (2014).
[32] S. Onari, H. Kontani. Phys. Rev. Res. **2**, *4*, 042005(R) (2020).

[33] C. He, Y. Zhang, B.P. Xie, X.F. Wang, L.X. Yang, B. Zhou, F. Chen, M. Arita, K. Shimada, H. Namatame, M. Taniguchi, X.H. Chen, J.P. Hu, D.L. Feng. Phys. Rev. Lett. **105**, *11*, 117002 (2010).
[34] Q.Q. Ge, Z.R. Ye, M. Xu, Y. Zhang, J. Jiang, B.P. Xie, Y. Song, C.L. Zhang, P. Dai, D.L. Feng. Phys. Rev. X **3**, *1*, 011020 (2013).
[35] P. Szabó, Z. Pribulová, G. Pristáš , S.L. Bud'ko, P.C. Canfield, P. Samuely. Phys. Rev. B **79**, *1*, 012503 (2009).
[36] И.А. Никитченков, А.Д. Ильина, В.М. Михайлов, К.С. Перваков, В.А. Власенко, С.А. Кузьмичев, Т.Е. Кузьмичева. Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. **78**, *4*, 2340501 (2023). [I.A. Nikitchenkov, A.D. Ilina, V.M. Mikhailov, K.S. Pervakov, V.A. Vlasenko, S.A. Kuzmichev, T.E. Kuzmicheva. Moscow Univ. Bull. Phys. **78**, *4*, 521 (2023).]
[37] И.А. Никитченков, С.А. Кузьмичев, А.Д. Ильина, К.С. Перваков, В.А. Власенко, Т.Е. Кузьмичева. ЖЭТФ **166**, *6*, 834 (2024).
[38] H.Z. Arham, L.H. Greene. Current Opinion. Solid State. Mater. Sci. **17**, *2*, 81 (2013).
[39] M.J. Lawler, D.G. Barci, V. Fernández, E. Fradkin, L. Oxman. Phys. Rev. B **73**, *8*, 085101 (2006).
[40] W.-C. Lee, P.W. Phillips. Phys. Rev. B **86**, *24*, 245113 (2012).
[41] С.А. Кузьмичев, И.В. Морозов, А.И. Шилов, Е.О. Рахманов, Т.Е. Кузьмичева. Письма в ЖЭТФ **117**, *8*, 614 (2023). [S.A. Kuzmichev, I.V. Morozov, A.I. Shilov, E.O. Rakhmanov, T.E. Kuzmicheva. JETP Lett. **117**, *8*, 612 (2023).]
[42] L. Morgun, S. Kuzmichev, I. Morozov, A. Degtyarenko, A. Sadakov, A. Shilov, I. Zhuvagin, Y. Rakhmanov, T. Kuzmicheva. Mater. **16**, *19*, 6421 (2023).
[43] С.А. Кузьмичев, Т.Е. Кузьмичева. Физика низких температур **42**, *11*, 1284 (2016). [S.A. Kuzmichev, T.E. Kuzmicheva. Low Temperature Phys. **42**, *11*, 1008 (2016).]
[44] J. Moreland, J.W. Ekin. J. Appl. Phys. **58**, *10*, 3888 (1985).
[45] Z. Popovic, S.A. Kuzmichev, T.E. Kuzmicheva. J. Appl. Phys. **128**, 013901 (2020).
[46] G.E. Blonder, M. Tinkham, T.M. Klapwijk. Phys. Rev. B **25**, *7*, 4515 (1982).
[47] M. Octavio, M. Tinkham, G.E. Blonder, T.M. Klapwijk. Phys. Rev. B **27**, *11*, 6739 (1983).
[48] R. Kümmel, U. Gunsenheimer, R. Nicolsky. Phys. Rev. B **42**, *7*, 3992 (1990).
[49] R.C. Dynes, V. Narayanamurti, J.P. Garno. Phys. Rev. Lett. **41**, *21*, 1509 (1978).
[50] Yu.G. Naidyuk, K. Gloos. Low Temperature Phys. **44**, *4*, 343 (2018).
[51] J. Fink, J. Nayak, E.D.L. Rienks, J. Bannies, S. Wurmehl, S. Aswartham, I. Morozov, R. Kappenberger, M.A. ElGhazali, L. Craco, H. Rosner, C. Felser, B. Büchner. Phys. Rev. B **99**, *24*, 245156 (2019).
[52] I. Giaever, K. Megerle. Phys. Rev. **122**, *4*, 1101 (1961).
[53] U. Gunsenheimer, A.D. Zaikin. Phys. Rev. B **50**, *9*, 6317 (1994).
[54] Ю.В. Шарвин. ЖЭТФ **48**, *3*, 984 (1965). [Yu.V. Sharvin. JETP **21**, *3*, 655 (1965).]
[55] Н.Л. Бобров. УФН **190**, *11*, 1143 (2020). [N.L. Bobrov. Phys. — Uspekhi **63**, *11*, 1072 (2020).]
[56] M.M. Korshunov, S.A. Kuzmichev, T.E. Kuzmicheva. Mater. **15**, *17*, 6120 (2022).
[57] M. Wissmann, F. Caglieris, X. Hong, S. Aswartham, A. Vorobyova, I. Morozov, B. Büchner, C. Hess. Phys. Rev. B **106**, *5*, 054508 (2022).
[58] S. Kuzmichev, A. Muratov, S. Gavrilkin, I. Morozov, A. Shilov, Y. Rakhmanov, A. Degtyarenko, T. Kuzmicheva. Eur. Phys. J. Plus **139**, *1*, 74 (2024).
[59] S. Kuzmichev, T. Kuzmicheva, I. Morozov, A. Boltalin, A. Shilov. Discover Appl. Sci. **4**, *6*, 189 (2022).

Редактор Е.В. Толстякова