02

Туннельная спектроскопия монокристаллов $Na_{1-\delta}FeAs$ в нормальном состоянии

© И.А. Никитченков[1,2], С.А. Кузьмичев[1], А.Д. Ломоносова[2], С.Н. Понтис[2,4], И.В. Морозов[3], 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
[4] Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

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

Поступила в Редакцию 6 марта 2026 г.
В окончательной редакции 9 марта 2026 г.
Принята к публикации 13 марта 2026 г.

Методами туннельной спектроскопии исследованы соединения $Na_{1-\delta}FeAs$ в сверхпроводящем и нормальном состоянии. Туннельные контакты ScS- и NcN-типа формировались с применением планарной модификации техники „break-junction". На вольт-амперных характеристиках и спектрах дифференциальной проводимости $dI(V)/dV$, измеренных как ниже, так и выше T_c, обнаружена воспроизводящаяся нелинейность, выраженная в виде участка повышенной проводимости при $eV = 0$ и наличия особенностей при смещениях $V \approx 20-30$ mV. Показано, что эффект не зависит от нормального сопротивления контакта R_N, является проявлением объемных внутренних свойств соединения и возможно связан с энергетическим распределением плотности электронных состояний $N(E)$ вблизи уровня Ферми, обусловленным зонной структурой или влиянием нематической фазы.

Ключевые слова: высокотемпературная сверхпроводимость, пниктиды, туннельная спектроскопия, фазовая диаграмма, электронная плотность состояний.

DOI: 10.61011/FTT.2026.07.63641.8HH

1. Введение

Соединение $Na_{1-\delta}FeAs$ представляет собой Na-дефицитную модификацию ферропниктида NaFeAs, относящегося к семейству 111 железосодержащих высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) [1]. Слоистая кристаллическая структура NaFeAs содержит в себе сверхпроводящие (СП) антифлюоритоподобные слои $[FeAs_{4/4}]^-$ в плоскости ab, периодически чередующиеся со слоями ионов Na^+ вдоль направления c [2].

Электронная структура NaFeAs квазидвумерна, поверхность Ферми образована дырочными цилиндрами вблизи Г-точки и электронными зонами вблизи M-точки зоны Бриллюэна [3]. Ниже критической температуры T_c устанавливается многокомпонентная сверхпроводимость с образованием нескольких сосуществующих СП-конденсатов (более подробно свойства СП-подсистемы обсуждаются в обзоре [4]). Интересно отметить, что в некоторых работах, посвященных исследованию электронной структуры железосодержащих ВТСП, сообщалось об изменении зонной структуры с ростом температуры [5,6].

Большинство семейств железосодержащих ВТСП обладают сложной фазовой диаграммой с множеством связанных типов упорядочения [7]. Кроме СП-перехода, в NaFeAs наблюдается структурный фазовый переход от тетрагональной сингонии ($P4/nmm$) к ромбической ($Cmma$), происходящий при $T_s \approx 52$ K. При температуре Нееля $T_{\mathrm{AFM}} \approx 41$ K в системе возникает коллинеарный антиферромагнитный порядок в состоянии с волной спиновой плотности [4,8,9].

Нематический порядок электронной подсистемы характеризуется спонтанным нарушением C_4-симметрии, наблюдаемым в виде анизотропии электронных свойств в плоскости ab [7,10]. Так, например, обыкновенным для железосодержащих ВТСП проявлением нематичности является снятие энергетического вырождения d_{xz}/d_{yz}-орбиталей Fe [11]. Анизотропия свойств электронной подсистемы в плоскости ab (электронная нематичность), обыкновенно связываемая со структурным переходом T_s [10], в некоторых экспериментах с NaFeAs была обнаружена при более высоких температурах $T_{\mathrm{nem}} \gg T_s$ [12–14], однако, в свете недавней работы [15] последнее может быть объяснено влиянием дефектов, локализующих нематичность вблизи поверхности образца [12].

В целом для системы железосодержащих ВТСП остается открытым вопрос о доминирующих механизмах

куперовского спаривания [16,17] и роли, отведенной особенностям нормального состояния, которые исследуются и обсуждаются в литературе не менее активно, чем СП-свойства [10,18–20]. Такие особенности нормального состояния включают в себя наличие или отсутствие псевдощели [21–23], магнитных [16,17,20], орбитальных [24] и нематических флуктуаций [10,23], а также особенностей зонной структуры — присутствие плоских зон, особенностей ван Хова в окрестности уровня Ферми E_F и близость системы к топологическому переходу Лифшица [25].

Ранее с помощью туннельной спектроскопии родственных ферропниктидов $Na_{1-\delta}Fe_{0.979}Co_{0.021}As$ с электронным замещением недодопированного состава (т.е. с недостатком замещающего кобальта по сравнению с соединением, обладающим максимальной критической температурой T_c) нами была обнаружена воспроизводящаяся остаточная нелинейность $dI(V)/dV$-спектров туннельных контактов в нормальном состоянии, предположительно ассоциированная с перенормировкой плотности квазичастичных состояний вследствие нематичности электронной подсистемы [26]. В данной работе показана реализация аналогичного эффекта в $Na_{1-\delta}FeAs$. Анализируется эволюция нелинейности $dI(V)/dV$-спектров туннельных контактов при изменении температуры, а также обсуждаются возможные физические механизмы её возникновения.

2. Детали эксперимента

Синтез монокристаллов $Na_{1-\delta}FeAs$ состоял из двух этапов, при этом приготовление реакционных смесей для всех образцов, а также отбор кристаллов и их подготовку для проведения различных экспериментов проводили в аргоновом перчаточном боксе с объемной концентрацией кислорода и паров воды менее 0.1 ppm. На первом этапе был приготовлен прекурсор $NaAs_{1.05}$: для этого кусочки Na взвесили, перенесли в агатовую ступку и нагрели до расплавления, после чего при непрерывном перемешивании очень медленно добавили As, тщательно перетертый в мелкий порошок. На втором этапе полученный прекурсор смешали с порошком Fe в итоговом соотношении $NaAs_{1.05}$: Fe = 1:1. Реакционную смесь перетерли в ступке до однородности, затем ее перенесли в тигель из нитрида бора. Тигель поместили в ниобиевый контейнер с крышкой, который герметизировали с использованием электродуговой установки в токе аргона при давлении 1 atm. Для защиты от окисления при высокой температуре контейнер изолировали в вакуумированной кварцевой ампуле, с остаточным давлением около 0.5 Pa. Ампулу поместили в печь и отожгли при температуре 1200 °C в течение 24 h, а затем охладили со скоростью 3.5 °C/h до 600 °C, после чего печь отключили.

В результате синтеза были получены сростки пластинчатых монокристаллов, которые затем отделили от хрупкого флюса и с помощью скальпеля расщепили на индивидуальные тонкие пластинчатые монокристаллы с серебристой поверхностью и типичным размером $1.5 \times 2.5 \times 0.2\,mm^3$. Порошок, полученный из этих кристаллов, был исследован методом рентгенофазового анализа. Дифракционные максимумы, соответствующие фазе $Na_{1-\delta}FeAs$, были проиндицированы в пространственной группе $P4/nmm$ с параметрами $a = 3.963(1)$ Å, $c = 7.072(2)$ Å. Количественный состав кристаллов был подтвержден с помощью рентгеноспектрального микроанализа.

Исследование методом порошковой рентгеновской дифракции проводилось на приборе Huber G670 Guinier camera в геометрии на просвет: излучение $Cu\,K_{\alpha 1}$ ($\lambda = 1.540598$ Å), Ge_{111}-монохроматор, детектор image plate. Для обработки данных использовали программный пакет STOE WinXPOW (v. 1.04).

Химический состав определялся с помощью сканирующего электронного микроскопа JSM JEOL6490-LV (ускоряющее напряжение 30 kV, детектор вторичных электронов), оснащенного системой энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии INCA x-Sight. Критическая температура по началу СП-перехода $T_c \approx 13$ K (onset) была определена на основе измерений температурной зависимости сопротивления $R(T)$ четырехточечным методом.

Для получения туннельных контактов типа ScS (S — сверхпроводник, c — туннельный барьер), которые в нормальном состоянии (выше T_c) трансформировались в NcN (где N — объемный нормальный металл), использовалась планарная модификация [27] техники „break-junction“ [28], заключающаяся в создании контакта на микротрещине путем механического раскалывания слоистого образца при криогенных температурах.

При подготовке исследуемый образец монокристалла фиксировался при комнатной температуре с помощью жидких капель In–Ga припоя по четырехконтактной схеме подключения на массивных медных электродах, расположенных на П-образном упругом измерительном столике. Степень прогиба столика в процессе эксперимента регулировалась механически и прецизионно. Слоистый образец монтируется таким образом, чтобы плоскость ab кристалла располагалась параллельно плоскости столика. После монтажа столик с образцом охлаждался до температуры 4.2 K, и затвердевший In–Ga припой фиксировал образец на поверхности столика. При прогибе столика под направленным контролируемым воздействием поступательного смещения микрометрического винта, монокристалл расслаивался вдоль плоскостей ab кристаллической решетки, образовывая при этом туннельный контакт на естественных ступеньках и террасах, расположенных на поверхностях криогенных сколов. В результате туннельный ток всегда протекал в c-направлении кристалла [27].

Измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) туннельных контактов проводились с использованием

источника постоянного тока на прямом и обратном ходе. Спектры дифференциальной проводимости $dI(V)/dV$ были получены с помощью стандартной модуляционной методики.

Момент возникновения криогенного скола контролировался по появлению конечного наклона ВАХ в реальном времени. Массивные СП-берега ScS-контакта обеспечивали эффективный отвод тепла и естественным образом защищали контактную область от попадания примесей (в процессе эксперимента берега контакта в c-направлении разводились незначительно). Отметим, что механическая настройка открывала возможность изменения площади соприкосновения террас (т. е. планарного размера контакта в плоскости ab и его нормального сопротивления R_N) для получения желаемого баллистического режима, а также формирования туннельных контактов между различными террасами на сколе, что способствовало набору статистики данных с одного образца в процессе одного и того же эксперимента. Типичный планарный размер получаемых баллистических контактов $d \sim 10-100\,\text{nm}$ обеспечивал локальное измерение энергетических характеристик материала.

Помимо одиночных ScS-контактов, для техники планарного „break-junction“ в слоистых монокристаллах на поверхности криогенных сколов типично получение стопочных структур, содержащих естественный массив ScScS-...-S из m штук (где m — натуральное число) ScS-контактов с практически эквивалентным R_N [27]. В такой стопочной структуре положения всех особенностей, вызванных объемными свойствами исследуемого материала, масштабируется по оси смещений в m раз, а их форма не меняется [27]. Для стопки с небольшим числом контактов определение m является промежуточной задачей и производится путем подбора целого числа, на которое нужно нормировать ось смещения так, чтобы положение особенностей $dI(V)/dV$-спектра (как ниже, так и выше T_c) стопочного и одиночного ScS-контакта совпало [27]. Для приведенных ниже ВАХ и $dI(V)/dV$-спектров ось смещений нормирована на соответствующие целые m ($V_{\text{norm}} \equiv V/m$).

Ниже температуры СП-перехода T_c полученные в монокристаллах $Na_{1-\delta}FeAs$ туннельные ScS-контакты не обладали фазовой когерентностью между СП-берегами (сверхток на ВАХ отсутствовал), при этом режим переноса квазичастиц был близок к баллистическому, что соответствует неравенству $l_{ab} > d$, где l_{ab} — длина свободного пробега вдоль ab-направления кристалла. Туннельный барьер $c \equiv \text{nIn}$ (I — изолятор) в рамках подходов [29,30] можно модельно представить в виде тонкого слоя нормального металла n и атомарно тонкого изолирующего барьера в центре n-слоя, а рассматриваемую туннельную ScS-структуру — в виде SnInS-контакта [30]. Тем не менее, барьер $c \equiv \text{nIn}$ толще, чем $2\xi_0$, где ξ_0 — длина когерентности Гинзбурга–Ландау, а высота потенциального барьера в изоляторе задается барьерным параметром Z, который для $eV \gg \Delta$ определяет вероятность нормального отражения $B = Z^2/(1+Z^2)$ и нормальное сопротивление такого контакта $R_N \sim 1 + Z^2$.

В таком режиме на ВАХ SnInS-контакта отсутствует вертикальная сверхтоковая ветвь при $eV = 0$ [30,31]. Эффекты андреевских отражений приводят к появлению на $dI(V)/dV$-спектре области повышенной дифференциальной проводимости G_{ZBC} при $V \to 0$ (относительно нормальной проводимости G_N) — так называемого андреевского „пьедестала“ [31]. Отметим, что при любом значении барьерного параметра Z квазичастичный транспорт через SnInS-контакт можно назвать туннелированием, осуществляемым посредством совокупности процессов прямого прохождения, андреевского и нормального отражения.

Известно, что дифференциальная проводимость туннельного контакта невысокой прозрачности ($Z > 2$) отражает энергетическую зависимость электронной плотности состояний $N(E)$ металла вблизи уровня Ферми E_{F}. Так, в соответствии с подходом Живера и Мегерле [32], ВАХ туннельного NcN-контакта в режиме низкой прозрачности ($Z \to \infty$) определяется следующим выражением:

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

где A — префактор, связанный с геометрией туннельного контакта и матричным элементом туннелирования, $f(E)$ — равновесное распределение Ферми–Дирака.

Строго говоря, даже для барьера с произвольным Z в нормальном состоянии можно использовать подход Блондера–Тинкхама–Клапвика (БТК) [29] в пределе $E \gg \Delta \to 0$, тогда ток через контакт [26]:

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

где коэффициент прохождения:

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

Таким образом, вариация параметра Z влияет на амплитуду наблюдаемых особенностей $dI(V)/dV$-спектра в нормальном состоянии, не меняя его общей формы. При отсутствии особенностей плотности электронных состояний $N(E) \approx \text{const}$ вблизи E_{F} ВАХ туннельного контакта будет омической, т. е. с линейной связью между I и V. Энергетическая зависимость $N(E)$ (обусловленная, например, особенностями зонной структуры или перенормировкой спектра взаимодействием с бозонными модами [33]), напротив, вызовет нелинейность ВАХ, которая может дать некоторую информацию о распределении $N(E)$ вблизи уровня Ферми.

3. Результаты

На рис. 1 представлены типичные ВАХ и соответствующие им спектры дифференциальной проводимости туннельного контакта, созданного в монокристаллическом образце $Na_{1-\delta}FeAs$ при помощи техники „break-junction“. Указанные кривые были записаны при двух температурах. Зависимости красного цвета измерены при $T = 4.2$ K, когда берега туннельного контакта находятся в СП-состоянии, и контакт соответствует некогерентному ScS-режиму, — об этом свидетельствует отсутствие сверхтоковой ветви на ВАХ, а также наблюдаемая область „пьедестала“ — узкий пик дифференциальной проводимости при $V \to 0$ на $dI(V)/dV$-спектре. Локальную критическую температуру T_c^{local} такого ScS-контакта (соответствующую переходу контактной области в нормальное состояние) в области туннельного контакта можно оценить как температуру, при которой на $dI(V)/dV$-спектре исчезает андреевский „пьедестал“. Так, на $dI(V)/dV$-спектре (зеленая кривая на рис. 1, *b*), измеренном в нормальном состоянии при температуре $T = 12.6$ K, „пьедестал“ отсутствует.

Следует отметить, что $dI(V)/dV$-спектры на рис. 1, *b* смещены по вертикали для удобства рассмотрения. В действительности, как представлено на рис. 1, *a*, соответствующие ВАХ совпадают во всем диапазоне смещений V (за исключением узкой области „пьедестала“ на ВАХ красного цвета при $V \to 0$), т. е. нормальное сопротивление контакта $R_N \equiv 1/G_N$ практически не менялось (см. рис. 1, *a*). Это указывает, что режим пролета квазичастиц через туннельный барьер близок к баллистическому. Отсутствие выраженных щелевых особенностей $dI(V)/dV$-спектра при $|eV| = 2\Delta(0)$ и избыточного тока на ВАХ во внещелевой области смещений в рассматриваемом ScS-режиме может быть вызвано как значительной величиной барьерного параметра Z, так и влиянием параметра размытия Γ, характеризующего все имеющиеся каналы неупругого рассеяния.

Как выше, так и ниже T_c, ВАХ и $dI(V)/dV$-спектры дифференциальной проводимости, представленные на рис. 1, демонстрируют не связанную с андреевскими эффектами нелинейность в широком диапазоне напряжений смещения. Эти особенности включают повышенную дифференциальную проводимость при малых смещениях $|V| < 18$ mV и минимумы $dI(V)/dV$, расположенные при напряжениях $|V_1| \approx 22.5$ mV и $|V_2| \approx 32$ mV (показаны на рис. 1, *b* черными стрелками).

Исследуемая нелинейность нормального состояния воспроизводима. Для примера на рис. 2 представлены нормированные на целые числа m ВАХ и $dI(V)/dV$-спектры, измеренные при $T = 4.2$ K для четырех различных стопочных ScS-структур ($m = 2$–4) в одном и том же монокристалле $Na_{1-\delta}FeAs$, полученных путем механической настройки. Для каждого представленного спектра обнаруживаются характерные особенности, соответствующие исследуемой нелинейности нормального состояния, — минимумы $dI(V)/dV$ при средних

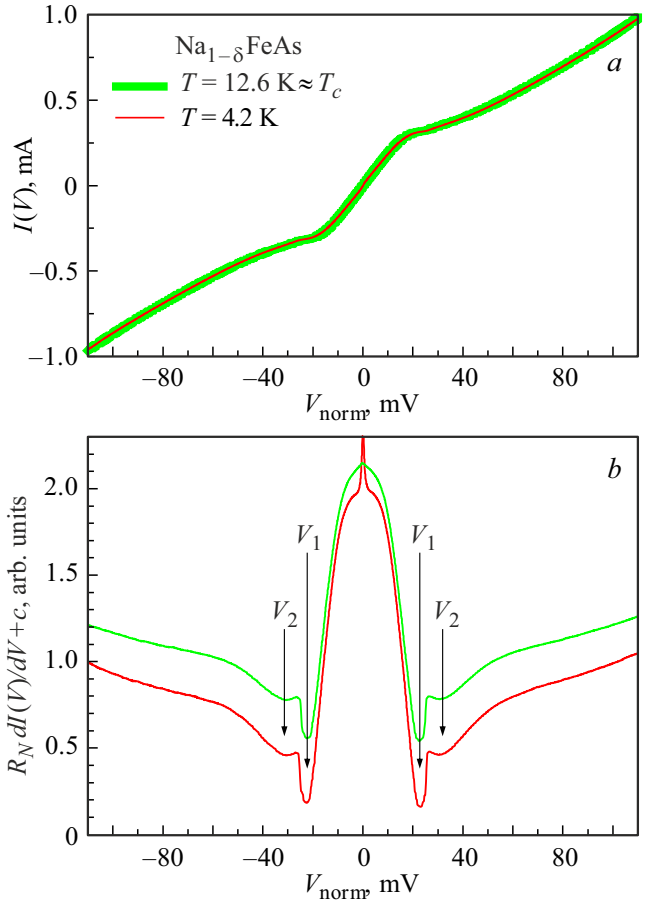


Рис. 1. ВАХ (*a*) и $dI(V)/dV$-спектры (*b*) стопочной SnS-структуры ($m = 3$), созданной в монокристалле $Na_{1-\delta}FeAs$ при $T = 4.2$ K (линии красного цвета) и $T = 12.6$ K $\approx T_c$ (линии зеленого цвета). На панели *b* стрелками отмечено положение характерных особенностей остаточной нелинейности $dI(V)/dV$-спектра $V_1 \approx 22.7$ mV и $V_2 \approx 32.2$ mV, $V_{\text{norm}} = V/m$.

смещениях $|V_1| \approx 22.7$ mV и $|V_2| \approx 31$–36 mV, а также повышенная дифференциальная проводимость при малых V, на фоне которой в СП-состоянии возникает андреевский „пьедестал“, образующий более узкий пик вблизи нулевого смещения. Важно отметить, что после проведенной нормировки оси смещений положение и форма характерных особенностей $dI(V)/dV$-спектров воспроизводятся. В частности, не наблюдается ни расщепления особенностей (которое могло бы быть вызвано неэквивалентностью R_N контактов в стопке), ни появления каких-либо дополнительных особенностей.

Следует подчеркнуть, что число ScS-контактов в стопке m и ее планарный размер d (определяющий нормальное сопротивление R_N) являются случайными и могут изменяться независимо друг от друга в использованной конфигурации техники „break-junction“ [27] при механической регулировке. Так, ВАХ, показанные на рис. 2, *a* кривыми красного и оранжевого цвета, соответствующие стопочным структурам из $m = 3$ и 4

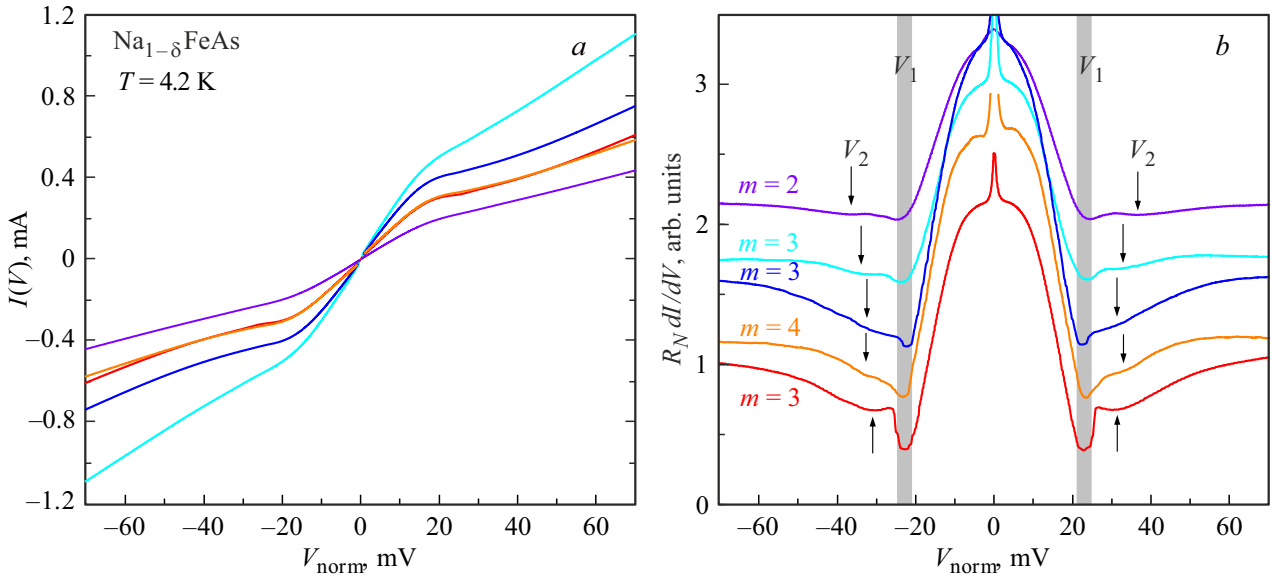


Рис. 2. ВАХ (a) и $dI(V)/dV$-спектры (b) стопочных SnS-структур ($m = 2–4$), измеренные при $T = 4.2$ K в различных монокристаллах $Na_{1-\delta}FeAs$ из одной закладки. На панели b вертикальными линиями серого цвета и стрелками отмечены положения $V_1 \approx 22.7$ mV и $V_2 \approx 31.1–36.8$ mV, $V_{norm} = V/m$.

ScS-контактов, которые при нормировке оси смещений на вышеуказанные целые числа m практически совпадают. Это указывает на близкие значения R_N для этих структур. Таким образом, можно утверждать, что при регулировке микротрещины изменилось число последовательно подключенных ScS-контактов, при этом их планарный размер остался практически неизменным. Напротив, $I(V)$-характеристики, показанные на рис. 2 кривыми красного, синего и голубого цвета, демонстрируют различный наклон при больших смещениях (соответствующий почти двукратной вариации $R_N \approx 66–115\,\Omega$). При этом положение особенностей ненормированных ВАХ и $dI(V)/dV$-спектров соответствующих стопочных структур вдоль оси смещений практически не изменилось. Можно предположить, что в данном случае механическая настройка привела к изменению площади ScS-контактов, составляющих стопку, без изменения их числа ($m = 3$). Наконец, при дальнейшей регулировке изменилось как число контактов в стопке ($m = 2$), так и их площадь (кривые фиолетового цвета на рис. 2).

Продемонстрированные на рис. 2 возможности изменения R_N (в пересчете на один ScS-контакт) и m в стопочных структурах путем механической настройки дают возможность набора значительной статистики данных с целью проверки воспроизводимости наблюдаемых особенностей $I(V)$ и $dI(V)/dV$-характеристик. На рис. 3 приведены положения характерных особенностей V_1 и V_2 остаточной нелинейности динамической проводимости при $T = 4.2$ K, наблюдаемых на $dI(V)/dV$-спектрах стопочных ScS-структур, созданных в различных монокристаллах $Na_{1-\delta}FeAs$, в зависимости от нормального сопротивления R_N на один ScS-контакт (см. рис. 3, a) и от числа контактов в стопке m (см. рис. 3, b). За исключением двух „вылетевших“ точек, положения минимумов остаточной нелинейности воспроизводятся от контакта к контакту и составляют $|V_1| \approx 21.3–25.5$ mV (диапазон значений показан штриховкой красного цвета) и $|V_2| \approx 29.5–35.5$ mV (штриховка зеленого цвета) с разбросом значений около $\pm 8\%$ (см. рис. 3). Следует отметить, что какой-либо корреляции не наблюдается между полученными значениями смещений V_1, V_2 и нормальным сопротивлением исследованных туннельных контактов в достаточно широком диапазоне $R_N \approx 10–180\,\Omega$ (см. рис. 3, a), а также с числом контактов в стопке $m = 2–9$ (см. рис. 3, b; отсутствие значений V_2 на рис. 3, b для стопок с $m = 7$, 8 вызвано значительным размытием соответствующих особенностей на $dI(V)/dV$-спектрах и невозможностью точного определения их положения). Следовательно, форма и положение особенностей обнаруженной остаточной нелинейности по оси смещений не могут быть обусловлены геометрическими резонансами, случайными или поверхностными эффектами и являются, по всей вероятности, проявлением внутренних, объемных свойств нормального состояния ферропниктидов $Na_{1-\delta}FeAs$.

Рассмотрим температурную эволюцию исследуемой нелинейности динамической проводимости туннельных контактов. На рис. 4, a представлен $dI(V)/dV$-спектр ScS-контакта (соответствующего данным рис. 1), измеренный при температурах $T = 4.3–42.2$ K. Для удобства на рис. 4, a кривые сдвинуты вдоль вертикальной оси. Положения характерных минимумов V_1 и V_2 при $T = 4.2$ K отмечены вертикальными штрихами красного и зеленого цвета в нижней части рис. 4, a. С ростом температуры амплитуда характерного для СП-состояния андреевского „пьедестала“ вблизи $V = 0$

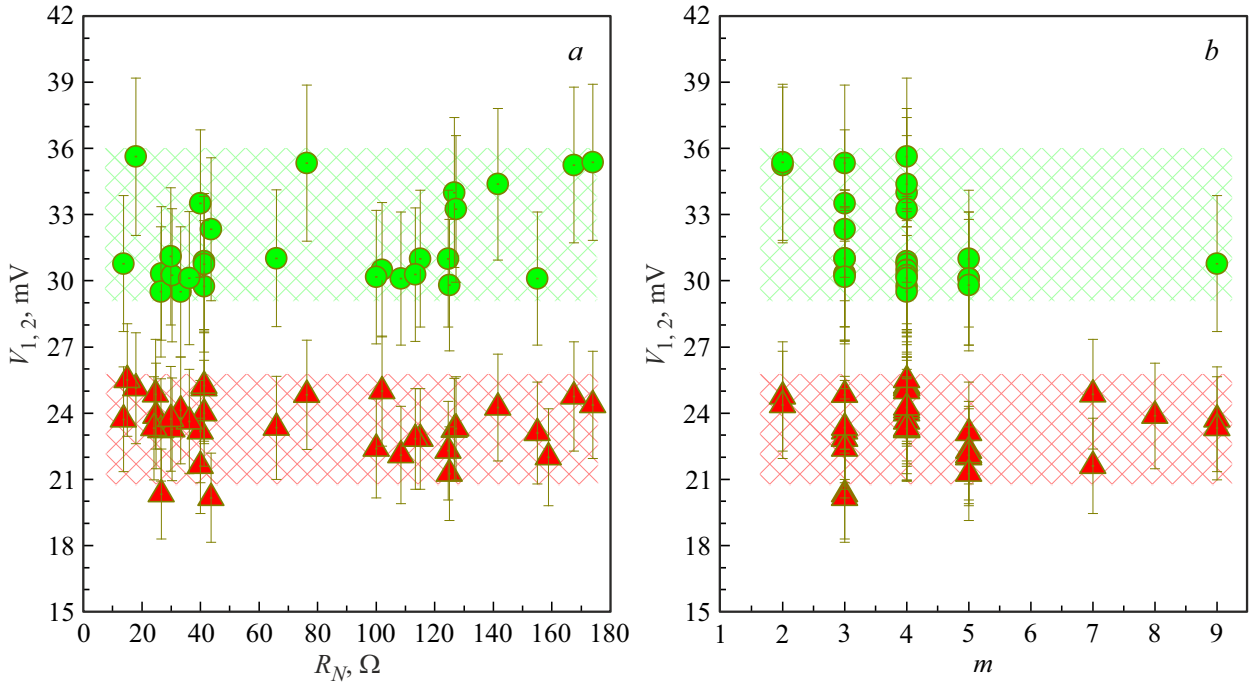


Рис. 3. Зависимость положений V_1 (треугольники красного цвета) и V_2 (кружки зеленого цвета) остаточной нелинейности $dI(V)/dV$-спектров стопочных SnS-структур, созданных в различных монокристаллах $Na_{1-\delta}FeAs$, от нормального сопротивления R_N на один SnS-контакт (a) и числа контактов в стопке m (b).

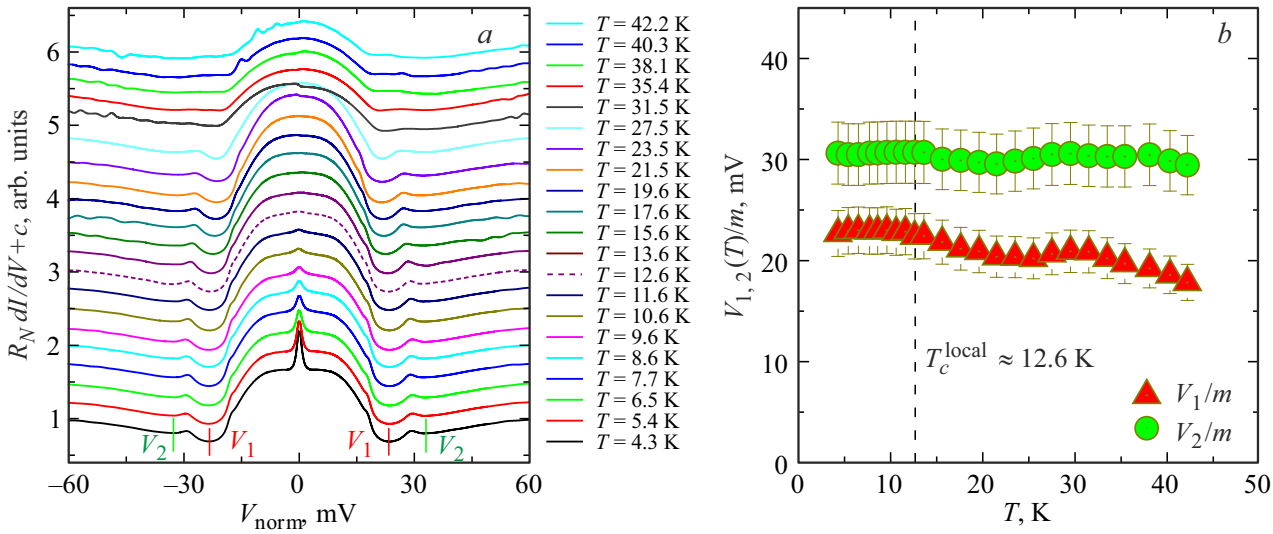


Рис. 4. a — температурная эволюция $dI(V)/dV$-спектра стопочного SnS-контакта ($m = 3$) на базе монокристалла $Na_{1-\delta}FeAs$ (соответствует данным рис. 1). Спектры сдвинуты вдоль вертикальной оси для удобства. Вертикальными штрихами красного и зеленого цвета отмечены положения характерных особенностей V_1 и V_2 остаточной нелинейности $dI(V)/dV$-спектра при $T = 4.2$ K, $V_{norm} = V/m$; b — температурная зависимость $V_1(T)$ (треугольники красного цвета) и $V_2(T)$ (кружки зеленого цвета) по данным, представленным на панели a. Штриховой линией показана локальная критическая температура контактной области $T_c^{local} \approx 12.6$ K.

постепенно уменьшается, и пик проводимости при нулевом смещении полностью сглаживается при достижении $T_c^{local} \approx 12.6$ K (спектр показан пунктирной линией на рис. 4, a), что означает исчезновение куперовских пар и переход контактной области в нормальное состояние. Общая форма нелинейности $dI(V)/dV$-спектра, напротив, сохраняется, не претерпевает изменений при росте температуры выше T_c^{local}, таким образом, наблюдаемый эффект не связан напрямую со свойствами СП-подсистемы. При температурах выше 30 K нелинейность $dI(V)/dV$-спектра начинает размываться: уменьшается амплитуда минимумов при V_1 и V_2 и максимума при

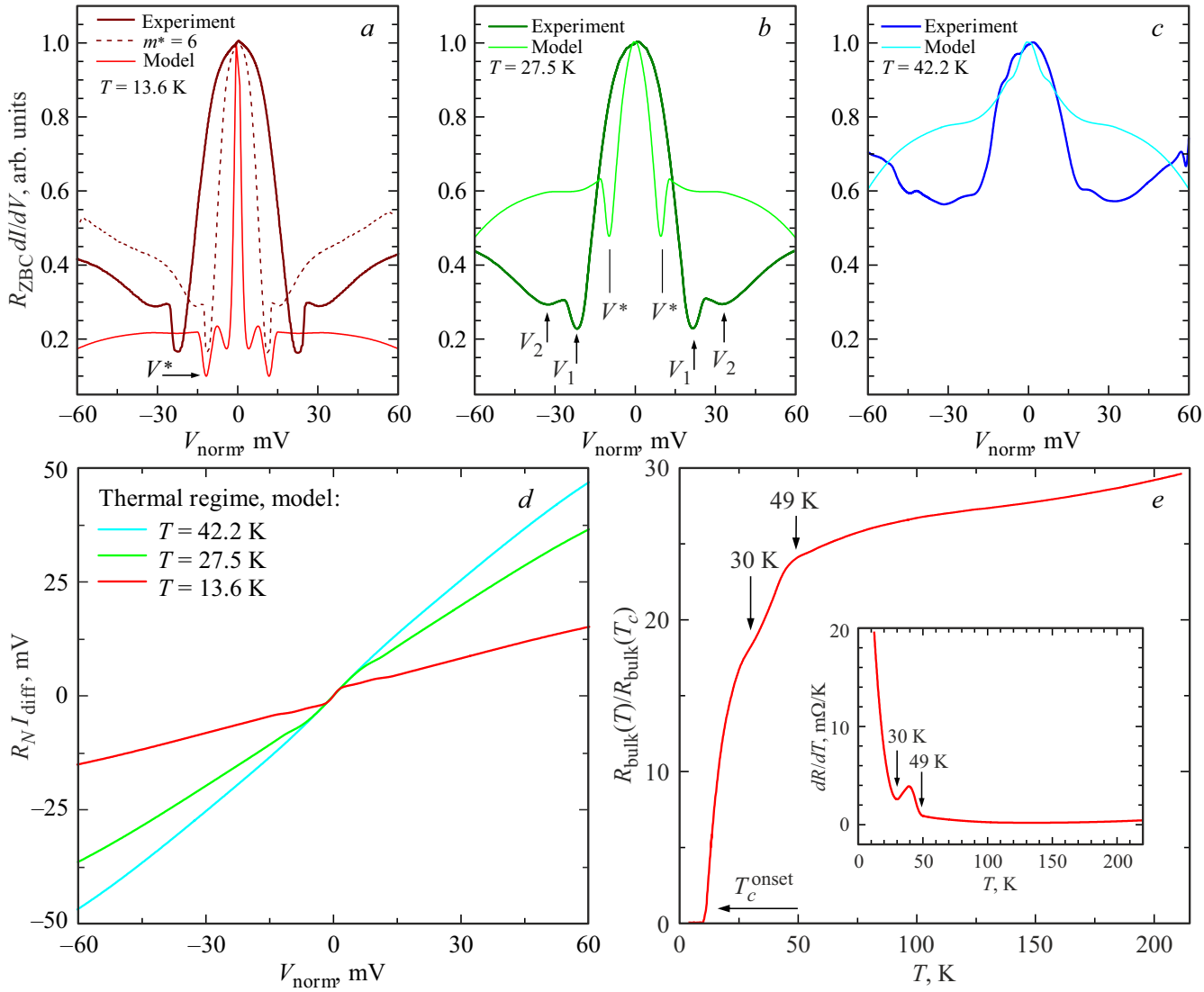


Рис. 5. a–c — $dI(V)/dV$-спектры SnS-контакта, полученные в эксперименте при температуре выше T_c (жирные линии бордового, темно-зеленого и синего цвета на a–c) по сравнению с модельными спектрами для NcN-контакта в термическом режиме в $Na_{1-\delta}FeAs$ в рамках модели из работы [34] (тонкие линии красного, светло-зеленого и голубого цвета на a–c): на панелях a и b отмечены положения характерных минимумов экспериментальной (V_1, V_2) и модельной (V^*) зависимости $dI(V)/dV$. Штриховой линией на панели a показан экспериментальный $dI(V)/dV$-спектр при альтернативной нормировке в предположении $m^* = 6$ контактов в стопке. d — модельные BAX NcN-контакта в термическом режиме в $Na_{1-\delta}FeAs$, соответствующие $dI(V)/dV$-спектрам на a–c. e — температурная зависимость сопротивления $R_{bulk}(T)$ объемного монокристалла $Na_{1-\delta}FeAs$. На вставке показана производная $dR_{bulk}(T)/dT$. Стрелками отмечены температура начала СП-перехода $T_c^{onset} \approx 13$ K, а также особенности $R_{bulk}(T)$ в нормальном состоянии при $T \approx 30$ и 49 K, $V_{norm} = V/m$.

малых смещениях — спектр постепенно линеаризуется. Как можно видеть на рис. 4, b, положения минимумов V_1 и V_2 слабо меняются при изменении температуры: в диапазоне температур $T = 4.2$–42.2 K минимум при V_1 сдвигается в сторону меньших смещений с уменьшением V_1 от 23 до 18 mV, в то время как $V_2 \approx 30$ mV остается практически неизменным во всем исследованном диапазоне температур. В связи с термическим размытием особенностей нормального состояния дальнейшее исследование их температурной зависимости оказывается затруднено.

4. Обсуждение

Прежде чем переходить к обсуждению наиболее вероятных физических причин, ответственных за наблюдаемую нелинейность спектров дифференциальной проводимости, необходимо проанализировать и исключить из рассмотрения возможные сторонние эффекты, искажающие форму туннельных $dI(V)/dV$-спектров.

1) Известно, что в туннельном контакте, находящемся в термическом режиме $(l \ll d)$, квазичастичный транспорт является диссипативным: при пропускании измери-

тельного тока температура внутри контакта T_{pc} растет относительно температуры окружающей среды T_{bath} при увеличении смещения V. Так, падение напряжения на туннельном контакте и температура внутри контактной области связаны соотношением [34], следующим из закона Видемана–Франца:

$$T_{pc}^2 = T_{bath}^2 + \frac{V^2}{4L}, \qquad (4)$$

где $L = \frac{\pi^2}{3}\left(\frac{k_B}{e}\right)^2$ — число Лоренца.

На рис. 5, a–c тонкими линиями приведены модельные $dI(V)/dV$-спектры и соответствующие ВАХ (рис. 5, d) термических NcN-контактов, подверженных перегреву. Сопротивление R_{ZBC} таких контактов при $V = 0$ имеет температурную зависимость, соответствующую экспериментальной резистивной кривой объемного монокристалла $R_{bulk}(T)$, представленной на рис. 5, e. Модельные ВАХ и $dI(V)/dV$-спектры были рассчитаны для $Na_{1-\delta}FeAs$ в нормальном состоянии на основе формулы (4) для случая трех температур окружающей среды $T_{bath} = 13.6$ K (рис. 5, a), 27.5 K (рис. 5, b) и 42.2 K (рис. 5, c) и нормированы на R_{ZBC} для удобства сравнения с экспериментальными $dI(V)/dV$-характеристиками (см. рис. 4, a) при тех же температурах. Расчетные $dI(V)/dV$-характеристики содержат резкие особенности-минимумы, наиболее интенсивный из которых при $T = 13.6$ K наблюдается при смещениях $|V^*| \approx 11.9$ mV (см. рис. 5, a). Указанные особенности модельного $dI(V)/dV$-спектра для небаллистического контакта с перегревом на рис. 5, a–c и изменение его вида с ростом температуры обусловлены немонотонной температурной зависимостью $R_{bulk}(T)$ монокристалла в нормальном состоянии, вероятно, связанной с наличием магнитного или структурного перехода в $Na_{1-\delta}FeAs$ (вертикальные стрелки на рис. 5, e). Видно, что между модельными и экспериментальными $dI(V)/dV$-спектрами на рис. 5, a–c наблюдается ряд критических различий: несоответствие как положений минимумов V^* и $V_{1,2}$, так и общей формы кривой. Амплитуда максимума дифференциальной проводимости при малых смещениях $|V| < V_1$ на модельных $dI(V)/dV$-спектрах уменьшается с ростом температуры быстрее по сравнению с экспериментальными данными. Наконец, отличается поведение дифференциальной проводимости при больших смещениях $V > 40$ mV: экспериментальные $dI(V)/dV$-спектры на рис. 5, a–c показывают слабый рост проводимости, в то время как для NcN-контакта в термическом режиме ожидается ее уменьшение с увеличением V.

Даже если предположить, что в полученных стопочных ScS/NcN-структурах число контактов в стопке в два раза больше (например, $m^* = 6$ на рис. 1 и 5, соответствующий $dI(V)/dV$-спектр показан на рис. 5, a штриховой линией), что соответствует гипотетическому случаю образования стопок исключительно с четным числом контактов, при такой альтернативной нормировке можно добиться примерного совпадения положений минимумов при смещениях V^* и V_1, однако вид и положение других особенностей не соответствуют предсказаниям в рамках [34] для термического режима. Таким образом, можно сделать вывод, что перегрев контактной области измерительным током не является причиной возникновения наблюдаемой нелинейности $dI(V)/dV$-спектра.

2) В реальном ScS-контакте туннельный барьер не является одномерным и может иметь нетривиальную форму. Обычно это приводит к тому, что коэффициент прохождения $T(E)$ монотонно возрастает с энергией носителей. В результате дифференциальная проводимость контакта приобретает гладкую, „параболическую“ (не омическую) зависимость от V, демонстрирующую минимум при $V = 0$ и рост $dI(V)/dV$ до значений $G \sim (0.1–0.2)G_{ZBC}$ при достаточно больших смещениях $V \sim 200$ mV [35] даже в квазиклассическом случае отсутствия особенностей плотности электронных состояний вблизи E_F. В нашем эксперименте не наблюдается параболическая форма $dI(V)/dV$-спектра: напротив, динамическая проводимость NcN-контактов при $T > T_c$ имеет максимум $dI(V)/dV$ при малых смещениях, при этом амплитуда остаточной нелинейности $dI(V)/dV$-спектра достигает $0.8G_{ZBC}$ (см. рис. 5, a). Следовательно, данный эффект не может быть причиной наблюдаемой нелинейности $dI(V)/dV$-спектров.

3) Методом микроконтактной спектроскопии было показано, что эффект обратного рассеяния на неравновесных фононах в контактной области обычно приводит к слабому, на уровне не более 10 % от G_N [36,37], спаду дифференциальной проводимости при увеличении напряжения смещения. По этой причине особенности, вызванные данным эффектом, могут быть разрешены только на второй производной ВАХ. Так как на $dI(V)/dV$-спектрах туннельных контактов в $Na_{1-\delta}FeAs$ при $V > V_1$ дифференциальная проводимость возрастает, а амплитуда нелинейности, как отмечено выше, значительна (рис. 5, a), эффект обратного рассеяния электронов на неравновесных фононах, по-видимому, также может быть исключен из рассмотрения.

Приведенное выше обсуждение показывает, что наиболее вероятной физической причиной исследуемой остаточной нелинейности $dI(V)/dV$-спектра туннельного контакта является наличие в $Na_{1-\delta}FeAs$ особенностей плотности электронных состояний $N(E)$ вблизи уровня Ферми [32].

Форма наблюдаемых особенностей туннельной проводимости в $Na_{1-\delta}FeAs$ оказалась схожей с таковой, ранее зарегистрированной нами в недодопированном родственном соединении $Na_{1-\delta}Fe_{0.979}Co_{0.021}As$ с кобальтом [26], при этом в $Na_{1-\delta}FeAs$ средние положения характерных минимумов $V_1 \approx 23$ mV и $V_2 \approx 32$ mV (см. рис. 3) оказываются немного сдвинуты в область больших напряжений смещения по сравнению с $Na_{1-\delta}Fe_{0.979}Co_{0.021}As$ ($V_1 \approx 20$ mV, $V_2 \approx 27$ mV [26]). Принимая во внимание воспроизводимое отсутствие подобной нелинейности $dI(V)/dV$-спектров туннельных контактов на

базе передопированных составов $Na_{1-\delta}Fe_{1-x}Co_xAs$ с $x > 0.04$ [38], можно предположить, что наличие особенностей $N(E)$ связано с нематичностью электронной подсистемы, усиливающейся по мере приближения к родительскому составу [39,40] и, как предполагается, способной перенормировать плотность состояний вблизи уровня Ферми [41,42].

Для более подробного анализа физической природы наблюдаемой нелинейности $dI(V)/dV$-спектров необходимы дополнительные исследования ее температурной эволюции в родительском соединении $Na_{1-\delta}FeAs$, а также в других недодопированных составах $Na_{1-\delta}Fe_{1-x}Co_xAs$. Систематическое описание характерных энергетических масштабов данной нелинейности в зависимости от температуры и степени допирования позволит уточнить происхождение наблюдаемого эффекта, что представляется направлением для дальнейшего развития темы исследования.

5. Заключение

В работе были исследованы ВАХ и $dI(V)/dV$-спектры туннельных контактов, созданных с применением планарной модификации техники „break-junction“ в монокристаллах $Na_{1-\delta}FeAs$. Показано, что при $T < T_c$ в ScS-контактах реализуется некогерентный режим транспорта, причем на фоне андреевских особенностей („пьедестал“ $dI(V)/dV$ при $V \to 0$) наблюдается нелинейность в области больших напряжений смещения, сохраняющаяся при переходе в нормальное состояние $T > T_c$. Нелинейность нормального состояния проявляется в виде максимума дифференциальной проводимости в центре спектра и двух характерных минимумов $dI(V)/dV$ при $V_1 \approx 23\,\text{mV}$ и $V_2 \approx 32.5\,\text{mV}$. Установлено, что энергетические положения V_1 и V_2 воспроизводятся от контакта к контакту и не зависят от нормального сопротивления контакта R_N, что указывает на связь эффекта с объемными внутренними свойствами исследуемого соединения. Смещения V_1 и V_2 демонстрируют плавную эволюцию с температурой в диапазоне $T = 4.2–42.2\,\text{K}$ — положение V_1 медленно смещается в область меньших значений с ростом температуры, в то время как положение V_2 в пределах погрешности не меняется.

Проведенный анализ показывает, что наблюдаемая нелинейность не может быть объяснена перегревом контактной области, обратным рассеянием на неравновесных фононах, зависимостью коэффициента прохождения от энергии. Как и в случае ранее исследованного $Na_{1-\delta}Fe_{0.979}Co_{0.021}As$, обнаруженный эффект, предположительно, связан с наличием особенностей электронной плотности состояний $N(E)$ вблизи уровня Ферми. Одними из вероятных причин этого могут являться: 1) проявление нематичности со свойственным ей снятием энергетического вырождения d_{xz}/d_{yz}-орбиталей Fe; 2) особенности зонной структуры $Na_{1-\delta}FeAs$, например, близость сингулярностей ван Хова.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках проекта Российского научного фонда № 22-72-10082-П.

Конфликт интересов

Авторы заявляют отсутствие конфликта интересов.

Список литературы

[1] Y. Kamihara, H. Hiramatsu, M. Hirano, R. Kawamura, H. Yanagi, T. Kamiya, H. Hosono. J. Am. Chem. Soc. **128**, *31*, 10012 (2006).
[2] C.W. Chu, F. Chen, M. Gooch, A.M. Guloy, B. Lorenz, B. Lv, K. Sasmal, Z.J. Tang, J.H. Tapp, Y.Y. Xue. Phys. C: Supercond. **469**, *9–12*, 326 (2009).
[3] 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).
[4] Т.Е. Кузьмичева, С.А. Кузьмичев. ПЖЭТФ **114**, *10*, 685 (2021).
[5] 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).
[6] 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).
[7] A. Martinelli, F. Bernardini, S. Massidda. C.R. Phys. **17**, *1-2*, 5 (2015).
[8] G.F. Chen, W.Z. Hu, J.L. Luo, N.L. Wang. Phys. Rev. Lett. **102**, *22*, 227004 (2009).
[9] G. Tan, Y. Song, C. Zhang, L. Lin, Z. Xu, T. Hou, W. Tian, H. Cao, S. Li, S. Feng, P. Dai. Phys. Rev. B **94**, *1*, 014509 (2016).
[10] R.M. Fernandes, A.V. Chubukov, J. Schmalian. Nature Phys **10**, *2*, 97 (2014).
[11] 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).
[12] A.E. Böhmer, J.-H. Chu, S. Lederer, M. Yi. Nat. Phys. **18**, *12*, 1412 (2022).
[13] 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).
[14] H.Z. Arham, C.R. Hunt, W.K. Park, J. Gillett, S.D. Das, S.E. Sebastian, Z.J. Xu, J.S. Wen, Z.W. Lin, Q. Li, G. Gu, A. Thaler, S. Ran, S.L. Bud'ko, P.C. Canfield, D.Y. Chung, M.G. Kanatzidis, L.H. Greene. Phys. Rev. B **85**, *21*, 214515 (2012).
[15] A. Lahiri, A. Klein, R.M. Fernandes. Phys. Rev. B **106**, *14*, L140503 (2022).
[16] I.I. Mazin, D.J. Singh, M.D. Johannes, M.H. Du. Phys. Rev. Lett. **101**, *5*, 057003 (2008).
[17] H. Kontani, S. Onari. Phys. Rev. Lett. **104**, *15*, 157001 (2010).
[18] S. Onari, H. Kontani. Phys. Rev. Research **2**, *4*, 042005(R) (2020).
[19] S. Onari, H. Kontani. Phys. Rev. B, **100**, *2*, 020507(R) (2019).
[20] P. Dai. Rev. Mod. Phys. **87**, *3*, 855 (2015).
[21] T. Timusk, B. Statt. Rep. Prog. Phys. **62**, *1*, 61 (1999).

[22] S. Hüfner, M.A. Hossain, A. Damascelli, G.A. Sawatzky. Rep. Prog. Phys. **71**, *6*, 062501 (2008).
[23] 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).
[24] M. Yi, D. Lu, J.-H. Chu, J.G. Analytis, A.P. Sorini, A.F. Kemper, B. Moritz, S.-K. Mo, R.G. Moore, M. Hashimoto, W.-S. Lee, Z. Hussain, T.P. Devereaux, I.R. Fisher, Z.-X. Shen. Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A. **108**, *17*, 6878 (2011).
[25] 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).
[26] И.А. Никитченков, С.А. Кузьмичев, А.Д. Ильина, И.В. Морозов, А.И. Шилов, Е.О. Рахманов, Т.Е. Кузьмичева. ФТТ **67**, *7*, 1226 (2025).
[27] S.A. Kuzmichev and T.E. Kuzmicheva. Low Temp. Phys. **42**, *11*, 1008 (2016).
[28] J. Moreland, J.W. Ekin. J. Appl. Phys. **58**, *10*, 3888 (1985).
[29] G.E. Blonder, M. Tinkham, T.M. Klapwijk. Phys. Rev. B **25**, *7*, 4515 (1982).
[30] M. Octavio, M. Tinkham, G.E. Blonder, T.M. Klapwijk. Phys. Rev. B **27**, *11*, 6739 (1983).
[31] U. Gunsenheimer, A.D. Zaikin. Europhys. Lett. **41**, 195 (1998).
[32] I. Giaever and K. Megerle. Phys. Rev. **122**, *4*, 1101 (1961).
[33] Ar. Abanov, A.V. Chubukov, J. Schmalian. J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom. **117**, 129 (2001).
[34] Y.G. Naidyuk, I.K. Yanson. Point-contact spectroscopy. Springer Science & Business Media, N.Y. (2005). Vol. 145. 297 p.
[35] W.F. Brinkman, R.C. Dynes, and J.M. Rowell. J. Appl. Phys. **41**, *5*, 1915 (1970).
[36] И.К. Янсон, И.О. Кулик. УФН **128**, *2*, 364 (1979).
[37] Н.Л. Бобров. УФН **190**, *11*, 1143 (2020).
[38] S. Kuzmichev, A. Muratov, S. Gavrilkin, I. Morozov, A. Shilov, Y. Rakhmanov, A. Degtyarenko, T. Kuzmicheva. Eur. Phys. J. Plus **139**, *1*, 74 (2024).
[39] R. Zhou, L.Y. Xing, X.C. Wang, C.Q. Jin, G. Zheng. Phys. Rev. B **93**, *6*, 060502(R) (2016).
[40] P. Cai, W. Ruan, X. Zhou, C. Ye, A. Wang, X. Chen, D.-H. Lee, Y. Wang. Phys. Rev. Lett. **112**, *12*, 127001 (2014).
[41] M.J. Lawler, D.G. Barci, V. Fernndez, E. Fradkin, L. Oxman. Phys. Rev. B **73**, *8*, 085101 (2006).
[42] W.-C. Lee and P.W. Phillips. Phys. Rev. B **86**, *24*, 245113 (2012).

Редактор А.Н. Смирнов