

02

Температурная зависимость критического сверхтока оптимально допированного пниктида $\text{Ba}_{0.6}\text{Na}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$ по данным туннельной спектроскопии

© С.Н. Понтис^{1,2}, А.Д. Ломоносова¹, И.А. Никитченков^{3,1}, С.А. Кузьмичев³,
А.С. Медведев¹, В.А. Власенко¹, К.С. Перваков¹, Т.Е. Кузьмичева¹

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
Москва, Россия

² Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
Долгопрудный, Московская обл., Россия

³ Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова,
Москва, Россия

E-mail: pontis.sn@phystech.edu

Поступила в Редакцию 6 марта 2026 г.

В окончательной редакции 9 марта 2026 г.

Принята к публикации 13 марта 2026 г.

Исследованы поликристаллические образцы оптимально допированного пниктида железа $\text{Ba}_{0.6}\text{Na}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$ с критической температурой $T_c \approx 36\text{--}37\text{ К}$. С помощью метода туннельной спектроскопии планарных механически регулируемых контактов на микротрещине получены и проанализированы температурные зависимости критического сверхтока в нулевом магнитном поле. Получены температурные зависимости как „объемного“ критического тока $I_c^{\text{bulk}}(T)$, так и критического тока межзеренных границ $I_c^{\text{GB}}(T)$. Установлено, что сверхток, текущий через большую часть межзеренных границ, исчезает примерно при $T \approx 7\text{ К}$, что может быть полезным при усовершенствовании методик создания сверхпроводящих лент с высокими критическими параметрами, например, в магнитных системах. Температурная зависимость объемного сверхтока успешно описана в рамках двухзонной модели, позволившей оценить значения большой и малой сверхпроводящих щелей, а также их характеристические отношения.

Ключевые слова: высокотемпературная сверхпроводимость, пниктиды, туннельная спектроскопия, критический ток сверхпроводника, сверхпроводящий параметр порядка.

DOI: 10.61011/FTT.2026.08.63685.21NN

1. Введение

С момента открытия в 2006 году высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) в слоистых железосодержащих сверхпроводниках [1] эти материалы привлекают повышенное внимание исследовательских групп по всему миру. На сегодняшний день железосодержащие сверхпроводники рассматриваются в числе главных кандидатов для создания сверхпроводящих (СП) и магнитных систем нового поколения (в том числе для ускорителей частиц, томографов и термоядерных реакторов). Большой практический интерес представляет семейство „122“ (соединения типа AeFe_2As_2 , где Ae — щелочноземельный металл, например, барий), кристаллическая структура которого приведена в [2]. Хорошо изученные родственные соединения этого класса, такие как оптимально допированные $(\text{Ba},\text{K})\text{Fe}_2\text{As}_2$ или $\text{Ba}(\text{Fe},\text{Co})_2\text{As}_2$, демонстрируют отличные характеристики: высокие значения верхнего критического магнитного поля H_{c2} , превышающие 70–100 Т при низких температурах, и колоссальные плотности критического тока $J_c > 10^6\text{ А/см}^2$ [3,4]. По токонесущей способности в сверхсильных магнитных полях (свыше 20 Т) ленты

на основе сверхпроводников семейства 122 уже сегодня превосходят коммерческие аналоги на основе Nb_3Sn и ВТСП-купратов [5].

Значительная часть фокуса научных исследований исторически смещена в сторону калий-замещенных систем. При этом дырочно-допированный пниктид $\text{Ba}_{1-x}\text{Na}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ с оптимальным уровнем замещения $x \approx 0.4$ остается практически не исследованным экспериментально с точки зрения его транспортных свойств и микроскопических параметров СП-состояния. Ожидается, что замена калия на натрий, имеющий отличный ионный радиус, может не только влиять на локальную кристаллохимию, но и обеспечивать высокую плотность центров пиннинга [6,7]. Обладая высокой критической температурой $T_c \approx 36\text{--}38\text{ К}$, структурой и многозонной природой, аналогичной калиевому собрату, сверхпроводниковое соединение $\text{Ba}_{0.6}\text{Na}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$ имеет потенциал для достижения больших плотностей критического сверхтока [8].

Однако реализация этого потенциала в макроскопических масштабах (например, в поликристаллических проводах, изготавливаемых методом „порошок в трубе“) неразрывно связана с фундаментальной проблемой

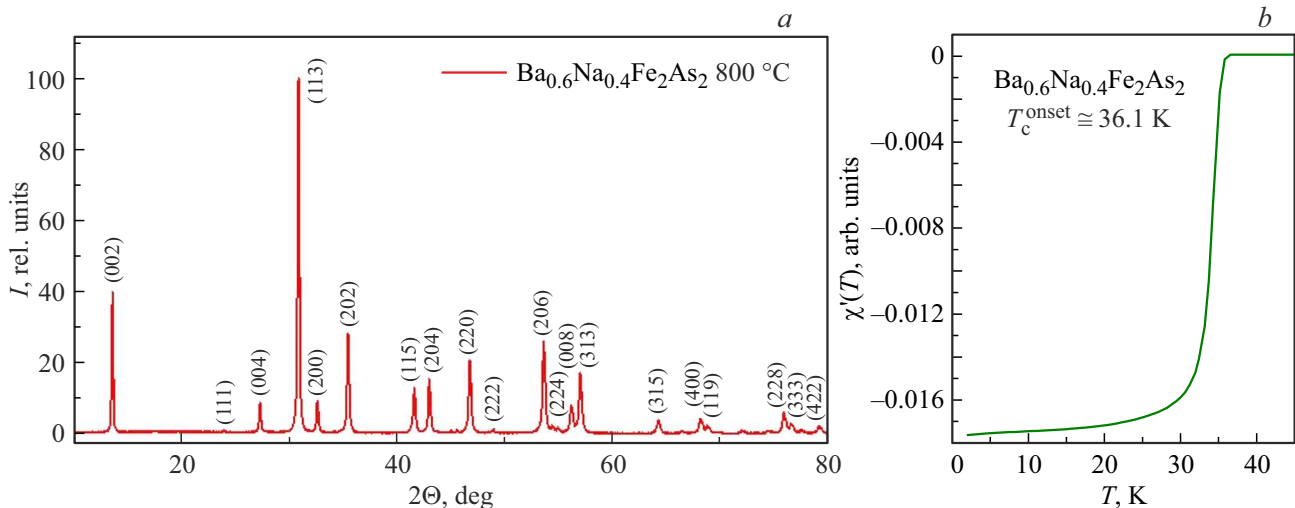


Рис. 1. Дифрактограмма (a) и температурная зависимость магнитной восприимчивости (b) полученного поликристаллического образца $\text{Ba}_{0.6}\text{Na}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$.

межзеренных границ. Как и в ВТСП-купратах, границы кристаллитов в пниктидах выступают в роли слабых связей, резко снижающих интегральный критический сверхток из-за разориентации зерен, локального изменения химического состава и подавления СП-параметра порядка Δ [9]. Например, в работах [10,11] было показано, что угол разориентации, при котором критический ток начинает убывать экспоненциально, составляет $6\text{--}9^\circ$. В связи с этим возникает необходимость раздельного изучения свойств „объемного“ сверхтока I_c^{bulk} , отражающего фундаментальные свойства самих кристаллов, и критического тока межзеренных границ I_c^{GB} , ограничивающего макроскопический транспорт.

В настоящей работе представлено детальное исследование температурных зависимостей критических сверхтоков $I_c^{\text{bulk}}(T)$ и $I_c^{\text{GB}}(T)$ в оптимально допированных поликристаллах $\text{Ba}_{0.6}\text{Na}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$. С помощью локального прецизионного метода туннельной спектроскопии планарных контактов на микротрещине определен сверхпроводящий параметр порядка как внутри отдельного зерна, так и на межзеренных границах. Полученные данные позволяют не только оценить перспективность допированного натрием Ва-122 для практических применений, но и определить такие фундаментальные параметры как величины большой и малой СП-щелей Δ_L и Δ_S , соответственно, в рамках двухзонной модели.

2. Детали эксперимента

Поликристаллический материал $\text{Ba}_{0.6}\text{Na}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$ был синтезирован методом механоактивации в вибрационной мельнице Retsch MM400. Компоненты Ва (99.9%), Na (99.9%), FeAs (Fe, 99.99% + As, 99.9999%) производства ООО „Ланхит“ навесили в соотношении 0.62:0.45:2, соответственно, и загрузили в размольную

чашу из карбида вольфрама WC. Размол в мельнице проводили согласно программе: пять циклов по пять минут с перерывом пять минут с частотой 30 Hz. Полученный порошок извлекали из чаши и прессовали в таблетки. Материал помещали в кварцевую ампулу и запаивали с остаточным давлением аргона внутри ампулы 0.1 atm. Ампулу с образцом отжигали в течение одного часа при температуре 800°C в муфельной печи. Материал после отжига повторно измельчали по программе: два цикла по пять минут с перерывом пять минут с частотой 25 Hz. Порошок прессовали, запаивали в кварцевую ампулу и отжигали при температуре 600°C в течение шести часов с целью увеличения размеров монокристаллов в поликристаллическом образце и улучшения качества контактов между ними.

Все операции с порошком проводили в перчаточном боксе в аргоновой атмосфере с содержанием O_2 и H_2O менее 0.5 ppm.

Фазовый состав образца был подтвержден методом рентгенофазового анализа (рис. 1). Критическая температура T_c по данным измерений магнитной восприимчивости $\chi'(T)$ составила $\sim 36.1\text{ K}$. Средний размер кристаллических зерен в исследованных образцах находится в диапазоне от 1 до $10\text{ }\mu\text{m}$.

Для исследования туннельного транспорта в СП-состоянии использовался метод планарного „break-junction“ [12]. Данный метод заключается в создании контакта на микротрещине путем прецизионного изгиба П-образного пружинящего столика с подготовленным на нем образцом при $T = 4.2\text{ K}$ и последующим расслоением последнего на два эквивалентных СП-берега, при этом микротрещина, разделяющая два берега, играет роль слабой связи.

При подготовке образец был вырезан из исходного материала в форме параллелепипеда $3 \times 1.5 \times 0.2\text{ mm}^3$, смонтирован на столике таким образом, чтобы плос-

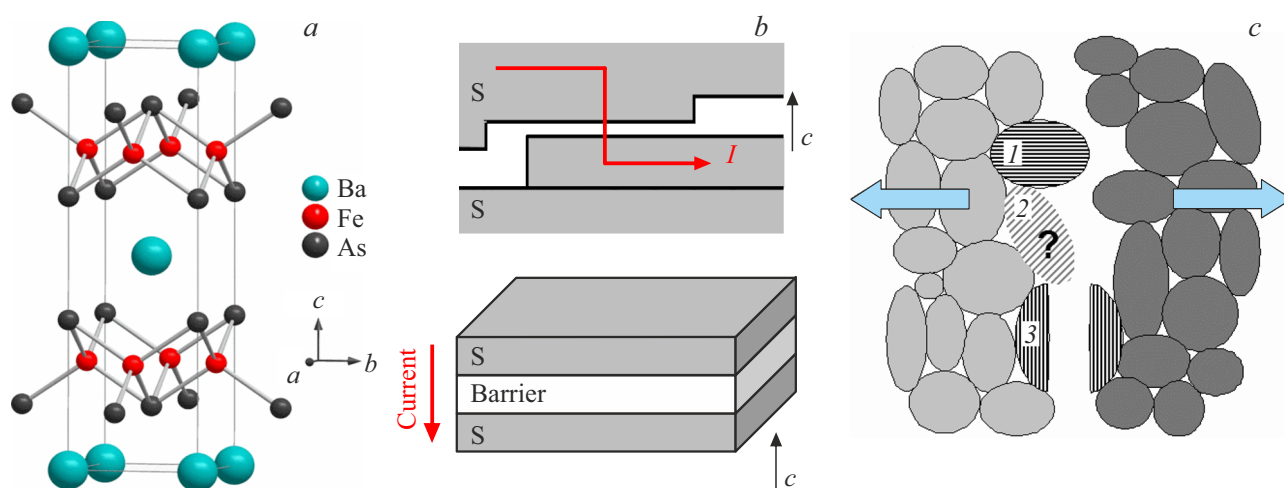


Рис. 2. (а) Кристаллическая структура BaFe_2As_2 . Рисунок взят из работы [2]. (б) Схема туннельного контакта на ступеньках-и-террасах слоистого соединения. (с) Схема скола в поликристаллическом слоистом материале [12].

кость кристалла была параллельна плоскости столика, и зафиксирован по четырехконтактной схеме подключения жидкими каплями In-Ga, которые при низких температурах затвердевают и жестко удерживают соединение. В такой геометрии микротрещина возникает в объеме образца, при этом в случае слоистого монокристалла ток протекает между террасами вдоль оси c (рис. 2).

Применение техники планарного „break-junction“ к поликристаллическим образцам сопряжено с определенными методическими трудностями, обусловленными тем, что скол преимущественно проходит по межзеренным границам. Тем не менее, как было продемонстрировано ранее в [12,13], в слоистых поликристаллах возможно также раскалывание самих зерен; вероятность такого сценария критически зависит от локальной ориентации кристаллографических ab -плоскостей (показаны параллельными черными линиями на рис. 2,с для зерен № 1–3) и отношением удельной силы межзеренной связи к удельной силе межслоевой связи [12]. Максимальной вероятностью быть расслоенными обладают кристаллиты, ab -плоскость которых ориентирована примерно в плоскости прохождения микротрещины.

По результатам электронной микроскопии пниктидов железа [12], морфология поверхности таких внутризеренных сколов характеризуется образованием ступенек-и-террас, полностью аналогичных структурам сколов в монокристаллах слоистых материалов. Данный факт позволяет формировать туннельный контакт между ориентированными в плоскостях ab террасами противоположных берегов образца, обеспечивая протекание туннельного тока строго вдоль кристаллографического c -направления (рис. 2,а). Напротив, при транспорте через межзеренную границу (например, в контакте между зернами № 1 и № 2 на рис. 2,с) направление протекания тока может быть совершенно произвольным. В зависимости от параметров слабой связи (туннельного

барьера) возможно возникновение различных туннельных структур (рис. 3).

В общем случае в железосодержащих пниктидах с помощью техники планарного контакта на микротрещине можно получать контакты типа сверхпроводник–барьер–сверхпроводник, где в качестве барьера выступает СП-закорotka или сужение (ScS-контакт), или тонкий слой нормального металла (SnS-контакт). На ВАХ ScS-контакта при наличии фазовой когерентности между СП-берегами ($d < 2\xi_0$, где d — размер контактной области, ξ_0 — длина когерентности Гинзбурга–Ландау) при смещении $eV = 0$ и малых токах $I < I_c$ наблюдается вертикальная сверхтоковая ветвь. В случае если постоянный ток от внешнего источника, пропускаемый через ScS-контакт, превышает критический ток I_c , на контакте скачком появляется напряжение, а ВАХ переходит на квазичастичную ветвь.

В контакте типа SnS размером $d > 2\xi_0$ с отсутствием фазовой когерентности между СП-берегами реализуется эффект некогерентных многократных андреевских отражений (MAO). На ВАХ такого SnS-контакта при смещении $eV = 0$ отсутствует вертикальная сверхтоковая ветвь [14,15]. В режиме высокой прозрачности нормального металла при $|eV| > 0$ на ВАХ наблюдается избыточный ток и область повышенной проводимости при малых смещениях $eV \ll \Delta$ (т. н. „пьедестал“) [14,15].

В эксперименте с поликристаллическими образцами слоистых соединений помимо „чистых“ ScS- и SnS-режимов транспорта можно получить туннельные структуры, представляемые как последовательное и параллельное подключение SnS и ScS-контактов. Примеры ВАХ таких структур приведены на рис. 3,а,б. ВАХ туннельных контактов и гибридных структур, приведенные ниже, измерены с помощью источника постоянного тока при увеличении и уменьшении тока (на прямом и обратном ходе).

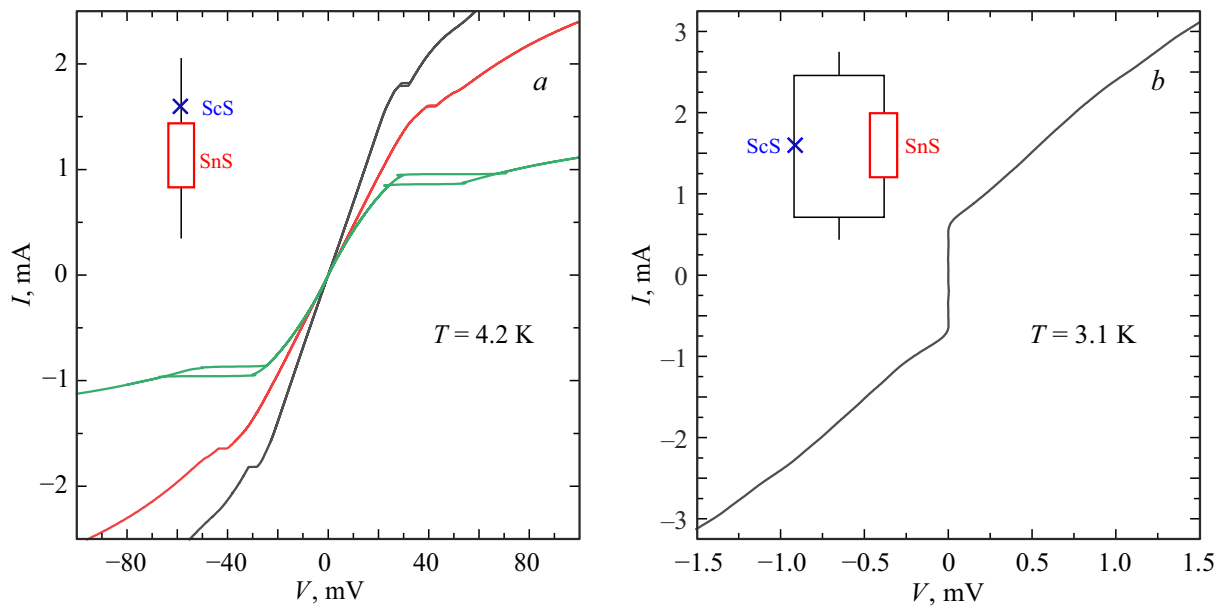


Рис. 3. Примеры ВАХ туннельных структур, получаемых с помощью техники планарного „break-junction“ в поликристаллических образцах $\text{Ba}_{0.6}\text{Na}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$, содержащих последовательно (а) и параллельно (б) подключенные SnS- и ScS-контакты. $I(V)$ -характеристики измерены при $T \ll T_c$.

При формировании последовательной структуры SnS–ScS наличие конечного сопротивления SnS-контакта препятствует наблюдению вертикальной сверхтоковой ветви ScS-контакта (где сопротивление при нулевом смещении $R(V=0)=0$). Вследствие этого в области малых смещений ВАХ гибридной структуры определяется формой андреевского „пьедестала“ (рис. 3, а). Характер этого участка — его наклон и степень нелинейности — диктуется соотношением нормальных сопротивлений составляющих контактов: зависимость может быть как близкой к вертикальной (при $R_{\text{SnS}} \ll R_{\text{ScS}}$), так и обладать выраженным наклоном (при $R_{\text{SnS}} \approx R_{\text{ScS}}$, рис. 3, а). При достижении критического значения тока I_c система демонстрирует резкий переход („срыв“) на квазичастичную ветвь. Небольшой гистерезис между прямым и обратным ходом ВАХ в области „срыва“ может быть вызван малым, но ненулевым значением параметра Маккамбера–Стюарта $\beta \rightarrow 0$ (т.е. ненулевой емкостью) ScS-контакта.

В случае параллельной структуры ScS–SnS (рис. 3, б) вид ВАХ существенно меняется. Пока ток не превышает критическую величину I_c для ScS-звена, СП-закоротка эффективно шунтирует SnS-структуру, что обеспечивает наличие вертикальной сверхтоковой ветви при нулевом напряжении. При превышении I_c ScS-контакт переходит в резистивное состояние, однако вместо выхода на горизонтальные плато ВАХ определяется квазичастичным транспортом SnS-контакта. Высокая проводимость этой ветви обеспечивается механизмами МАО [14,15].

Таким образом, в обоих случаях на ВАХ последовательной и параллельной гибридной структуры ScS–SnS имеется особенность при I_c . Для качественного опи-

сания температурной зависимости критического тока для контактов с когерентным транспортом и $d < 2\xi_0$, определяемой концентрацией куперовских пар $\rho_s^{\text{bulk}}(T)$ в объеме однощелевого сверхпроводника, можно использовать формулу теории Бардина–Купера–Шриффера (БКШ), применяемой для контактов с перекрывающимися волновыми функциями СП-конденсатов:

$$\frac{I_c(T)}{I_c(0)} \propto \frac{\Delta(T)}{\Delta(0)} \tanh \frac{\Delta(T)}{2k_B T} = \delta(t) \tanh \frac{r\delta(T)}{4t}, \quad (1)$$

где Δ — величина СП-щели, $r = \frac{2\Delta(0)}{k_B T_c}$ — ее характеристическое отношение, нормированная температурная зависимость $\delta(T) = \frac{\Delta(T)}{\Delta(0)}$ описывается однозонной БКШ-образной функцией (формула Таулеса), $t = T/T_c$.

В двухзонном приближении без учета межзонного спаривания (которое применимо для ScS-контактов неджозефсоновского типа, т.е. содержащих СП-сужения) [13]:

$$\frac{I_c(T)}{I_c(0)} = \omega \delta_L(T) \tanh \frac{r_L \delta_L(T)}{4t} + (1 - \omega) \delta_S(T) \tanh \frac{r_S \delta_S(T)}{4t}, \quad (2)$$

где

$$\omega = \frac{G_L \Delta_L(0)}{G_L \Delta_L(0) + G_S \Delta_S(0)}$$

— весовой коэффициент перед членом с большей щелью, $G_i = 1/R_i$ — парциальные проводимости эффективных зон, в которых ниже T_c открываются большая и малая СП-щели (им соответствуют индексы L и S).

Следует отметить, что в двухзонном приближении температурная зависимость СП-параметра порядка $\Delta_i(T)$ отличается от классической и может быть качественно описана теорией Москаленко и Сула [16,17].

Из описанного выше можно заключить, что предложенный метод позволяет определять температурные зависимости критических сверхтоков $I_c(T)$ как через межзеренные границы, так и в объеме СП-кристаллитов с использованием источника тока малой амплитуды ($I < 5$ мА). К недостаткам данного метода можно отнести невозможность оценки плотности тока, поскольку неизвестна точная площадь контакта.

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

3.1. Критический ток межзеренных границ

На рис. 4,а приведены ВАХ гибридной туннельной структуры, полученные в диапазоне температур от 3.6 до 8.0 К. На ВАХ виден слабый гистерезис, указывающий на наличие ненулевой емкости ScS-контакта. При напряжении $eV \rightarrow 0$ наблюдается почти вертикальная сверхтоковая ветвь. Отклонение от вертикальности говорит о последовательно подключенном SnS-контакте с малым сопротивлением $R_N^{\text{SnS}} \ll 1 \Omega$. Нормальное сопротивление всей гибридной структуры при наименьшей температуре измерений составляет $R_N(2.8 \text{ К}) \approx 0.81 \Omega$, что как минимум на порядок меньше сопротивлений $R_N > 10 \Omega$ для баллистических SnS-контактов, в которых могут наблюдаться эффекты некогерентных многократных андреевских отражений [14,15]. При увеличении температуры нормальное сопротивление структуры увеличивается: $R_N(6.6 \text{ К}) \approx 1.18 \Omega$, и ВАХ линейаризуется при $T = T_c^{\text{GB}} < 7 \text{ К}$. Малое сопротивление туннельной структуры указывает на большую площадь контакта, порядка $1 \mu\text{м}^2$. Исходя из низкой локальной критической температуры и большой площади контактов можно заключить, что данная туннельная структура образовалась на межзеренной границе.

При достижении определенного значения сверхтока виден горизонтальный „срыв“, по положению которого определялся критический ток I_c^{GB} . Температурная зависимость нормированного критического сверхтока $I_c^{\text{GB}}(T)/I_c^{\text{GB}}(0)$ приведена на рис. 4,б синим цветом, для сравнения зеленым цветом показана аналогичная зависимость, полученная на основе ВАХ другого межзеренного контакта с иным R_N . Видно, что экспериментальные зависимости $I_c^{\text{GB}}(T)/I_c^{\text{GB}}(0)$ могут быть аппроксимированы формулой (1) в однозонном приближении. Полученные в результате аппроксимации параметры близки: характеристическое отношение $r \equiv \frac{2\Delta(0)}{k_B T_c} \approx 2.3$ и критическая температура $T_c^{\text{GB}} \approx 6.6 \text{ К}$ (данные, показанные синим цветом на рис. 3, б); $\frac{2\Delta(0)}{k_B T_c} \approx 2.8$ и $T_c^{\text{GB}} \approx 6.9 \text{ К}$ (данные, показанные зеленым цветом). Таким образом,

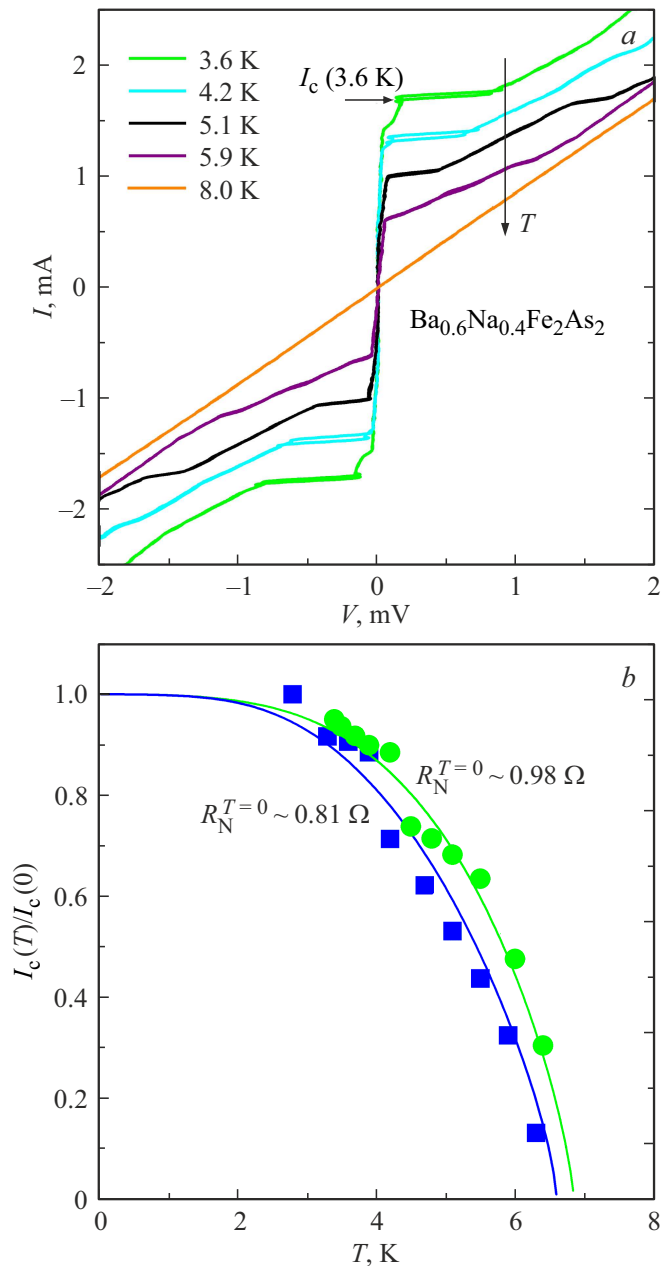


Рис. 4. (а) ВАХ параллельной структуры ScS–SnS, созданной на межзеренной границе поликристаллического образца $\text{Ba}_{0.6}\text{Na}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$, измеренные при различных температурах. (б) Температурная зависимость нормированного критического тока межзеренных границ для двух контактов с различными нормальными сопротивлениями.

наблюдаемое исчезновение сверхтока указывает на существование межзеренных границ, переходящих в нормальное состояние уже при температуре $T \leq 6\text{--}7 \text{ К}$, заметно меньшей $T_c \approx 37 \text{ К}$ объемного образца. На основе полученных данных можно оценить температурный диапазон $T \leq 6\text{--}7 \text{ К}$ возможного использования данного поликристаллического материала $\text{Ba}_{0.6}\text{Na}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$ при производстве ВТСП-лент и проводов.

Значения характеристических отношений ниже БКШ-предела слабой связи 3.53 свидетельствуют о подавлении СП-свойств на поверхности зерна и их наведенной природе. Причиной подобной деградации могут выступать пиннинг вихрей и наличие дефектов на межзеренных границах. Кроме того, структурные искажения вблизи границ зерен способны приводить к модификации локальной плотности электронных состояний, которая определяет значение СП-параметра порядка Δ^{GB} вблизи границы [18,19].

3.2. „Объемный“ критический ток

На рис. 5, *a* изображена ВАХ, соответствующая туннельной структуре с последовательно подключенными SnS- и ScS-контактами при различных температурах от 4.2 до 39.7 К. При малых напряжениях смещения виден увеличенный наклон, соответствующий андреевскому „пьедесталу“ SnS-контакта. При достижении критического тока I_c виден „срыв“ на квазичастичную ветвь с небольшим гистерезисом, что говорит о наличии ненулевой емкости ScS-контакта. Стоит отметить, что в небольших магнитных полях (до 250 Ое) значения критических токов не менялись, подтверждая не джозефсоновскую природу ScS-контакта. В нормальном состоянии (при $T > T_c \approx 37$ К) ВАХ становится гладкой. Видно, что при больших смещениях $eV = 60$ мВ $\gg 2\Delta(0)$ наклон ВАХ, соответствующий нормальному сопротивлению гибридной структуры $R_N \approx 45$ Ω , при различных температурах практически не меняется. На этой основе можно утверждать, что в ScS и SnS-контактах преобладает баллистический транспорт, а их характерные размеры составляют несколько десятков нанометров. Планарные размеры таких контактов на 2–3 порядка меньше размеров кристаллитов. Взяв значения глубины проникновения магнитного поля $\lambda_L(0) \approx 300$ –500 нм для (Ba,Na)Fe₂As₂ и родственных пниктидов семейства 122 [20,21], отметим, что для представленной гибридной структуры условие $d < \lambda_L$ выполняется при любых температурах вплоть до T_c .

На рис. 5, *b* изображены температурные зависимости нормированного критического сверхтока $I_c^{\text{bulk}}(T)/I_c^{\text{bulk}}(0)$, полученного по данным ВАХ на рис. 5, *a* (кружки), и нормированного сопротивления соответствующего поликристалла Ba_{0.6}Na_{0.4}Fe₂As₂ (до формирования микротрещины), на основе которого оценена „объемная“ критическая температура $T_c^{\text{onset}} \approx 36.5$ К. В отличие от межзеренного критического тока (рис. 4, *b*), зависимость $I_c^{\text{bulk}}(T)/I_c^{\text{bulk}}(0)$ на рис. 5, *b* имеет выпуклую кривизну в широком диапазоне температур и практически линейно стремится к нулю при критической температуре этой гибридной структуры $T_c \approx 36.5$ К близкой к T_c^{onset} всего образца. Можно сделать вывод, что рассматриваемая температурная зависимость соответствует критическому сверхтоку в объеме кристаллического зерна и может быть ассоциирована, в соответствии с выражением (2),

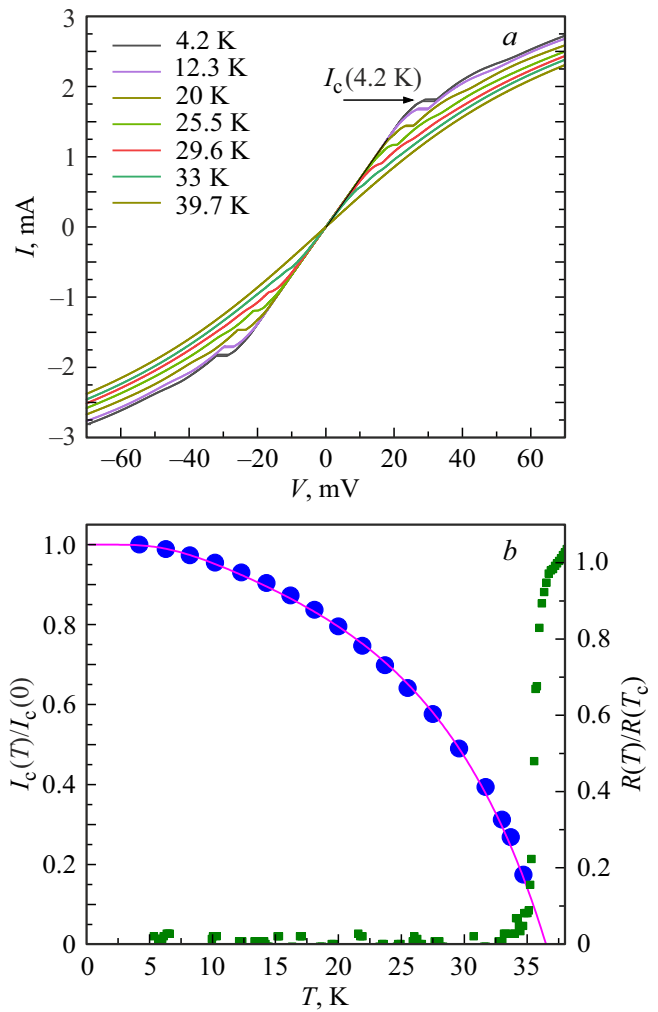


Рис. 5. (а) ВАХ последовательной структуры ScS–SnS, созданной в поликристалле Ba_{0.6}Na_{0.4}Fe₂As₂, измеренные при различных температурах. (b) Нормированная температурная зависимость „объемного“ сверхтока $I_c^{\text{bulk}}(T)/I_c^{\text{bulk}}(0)$ по данным (а). Сплошной линией приведена аппроксимация формулой (2). Зависимость нормированного сопротивления $R(T)/R(T_c)$ объемного образца показана зелеными квадратами (правая ось ординат).

с нормированной концентрацией куперовских пар $\rho_S(T)/\rho_S(0)$ в Ba_{0.6}Na_{0.4}Fe₂As₂.

Ранее эксперименты с образцами (Ba,Na)Fe₂As₂ [6,22] и (Ba,K)Fe₂As₂ с дырочным замещением [22–24] показали, что они обладают двухщелевой сверхпроводимостью с характеристическими отношениями для большой и малой СП-щелей $r_L \approx 6$ –7 и $r_S \approx 2$ соответственно. Видно, что экспериментальная зависимость $I_c^{\text{bulk}}(T)/I_c^{\text{bulk}}(0)$ (кружки на рис. 5, *b*) хорошо описывается формулой (2) в рамках двухзонной модели (сплошная линия). Оцененные величины большой и малой СП-щелей составили $\Delta_L(0) \approx 10$ meV (соответствующее характеристическое отношение $r_L \approx 6.35$) и $\Delta_S(0) \approx 2.3$ meV ($r_S \approx 1.5$), причем основной вклад в концентрацию куперовских

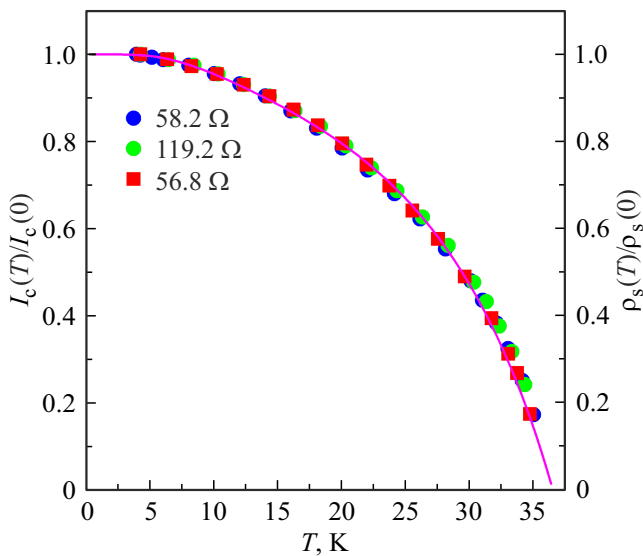


Рис. 6. Воспроизводимость зависимости нормированного на $I_c^{\text{bulk}}(0)$ „объемного“ сверхтока $I_c^{\text{bulk}}(T)$ от температуры для различных туннельных ScS–SnS-структур, созданных в поликристаллах $\text{Ba}_{0.6}\text{Na}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$ из одной закладки. Правая ось ординат соответствует нормированной концентрации куперовских пар.

Нормальное сопротивление R_N и локальная критическая температура T_c туннельных ScS–SnS-структур на базе поликристаллов $\text{Ba}_{0.6}\text{Na}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$, а также параметры, оцененные с помощью аппроксимации экспериментальных зависимостей $I_c^{\text{bulk}}(T)/I_c^{\text{bulk}}(0)$ формулой (2) в двухзонном приближении: характеристические отношения r_L и r_S большой и малой СП-щелей и весовой вклад зон с большой щелью ω

Контакт №	1	2	3	4	5
$r_L = 2\Delta_L/k_B T_c$	6.35	6.27	6.27	6.04	5.90
$r_S = 2\Delta_S/k_B T_c$	1.46	1.44	1.44	1.65	1.51
R_N (60 мВ), Ω	45	55	43	95	133
ω	0.74	0.73	0.70	0.66	0.89
T_c , К	36.5	37	37	36.5	35.4

пар вносит эффективная зона с большой СП-щелью с весовым коэффициентом $\omega \approx 0.74$.

Рис. 6 и таблица показывают воспроизводимость зависимости нормированного „объемного“ сверхтока от температуры $I_c^{\text{bulk}}(T)/I_c^{\text{bulk}}(0)$ для различных туннельных ScS–SnS-структур, созданных в поликристаллах $\text{Ba}_{0.6}\text{Na}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$. Данные рис. 5, *b* приведены на рис. 6 квадратами и соответствуют контакту № 1 в таблице. Несмотря на почти трехкратную вариацию нормального сопротивления гибридной структуры $R_N \approx 43–133 \Omega$ (см. таблицу), нормированные температурные зависимости критического тока $I_c^{\text{bulk}}(T)/I_c^{\text{bulk}}(0)$ на рис. 6 имеют одинаковый вид для всех структур. Получено хорошее соответствие параметров СП-состояния, оцененных с помощью формулы (2). Средние значения характеристических отношений большой и малой СП-щелей $r_L \approx 6.2$

и $r_S \approx 1.5$, соответственно, согласуются с величинами, полученными на монокристаллах $(\text{Ba},\text{Na})\text{Fe}_2\text{As}_2$ в работах [6,22] с помощью других спектроскопических методик, а также со значениями r_L и r_S , определенными нашей группой ранее в монокристаллах родственного пниктида $(\text{Ba},\text{K})\text{Fe}_2\text{As}_2$ с почти оптимальным уровнем дырочного замещения с помощью спектроскопии эффекта MAO [23].

Взяв в качестве грубой оценки средний весовой вклад эффективной зоны с большой СП-щелью в концентрацию куперовских пар $\omega \approx 0.74$ (см. таблицу), можно оценить ее парциальный вклад в общую проводимость

$$\chi = \frac{G_L}{G_L + G_S} \approx \left[1 + \frac{\Delta_L(0)}{\Delta_S(0)} \frac{1 - \omega}{\omega} \right]^{-1} \approx 0.41.$$

Полученное значение близко к оценке $\chi \approx 0.45–0.50$ для пниктидов родственного семейства $\text{Ba}(\text{Fe},\text{Ni})_2\text{As}_2$ с помощью андреевской спектроскопии [25] и инфракрасной спектроскопии отражения [26]. Поскольку абсолютное значение парциальной проводимости зоны определяется помимо плотности состояний на уровне Ферми также произведением $v_F l$ (v_F — скорость Ферми, l — длина свободного пробега), из полученного соотношения $\chi < \omega$ можно сделать вывод, что величина $v_F l$ в зонах с большой щелью в среднем меньше, чем в зонах с малой щелью.

Выводы

В оптимально допированном поликристаллическом образце $\text{Ba}_{0.6}\text{Na}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$ при температурах ниже $T_c \approx 36–37 \text{ К}$ путем анализа ВАХ гибридных туннельных структур на микротрещине получена зависимость критического сверхтока в объеме кристаллитов $I_c^{\text{bulk}}(T)$, пропорциональная концентрации куперовских пар $\rho_s(T)$, и критического сверхтока через межзеренные границы $I_c^{\text{GB}}(T)$. Из зависимостей $I_c^{\text{GB}}(T)$ установлено, что сверхток, текущий через значительную часть межзеренных границ, исчезает примерно при $T \approx 7 \text{ К}$, что может быть полезным при усовершенствовании методик создания ВТСП-лент и проводов на базе данного поликристаллического материала для различного применения, например в магнитных системах.

На основе температурных зависимостей $I_c^{\text{bulk}}(T)$, описанных в приближении двух эффективных зон, получены характеристические отношения для большой и малой СП-щелей $2\Delta_L/k_B T_c \approx 6.2$ и $2\Delta_S/k_B T_c \approx 1.5$ соответственно, а также их значения $\Delta_L(0) \approx 9.8 \text{ meV}$, $\Delta_S(0) \approx 2.3 \text{ meV}$. Показано, что вклад зон с большой энергетической щелью в концентрацию куперовских пар является доминирующим ($\sim 74\%$) и найден их вклад в общую проводимость ($\sim 41\%$).

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках проекта РНФ № 22-72-10082-П. Измерения частично проведены с использова-

нием оборудования Центра коллективного пользования Физического института им. П.Н. Лебедева РАН.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет 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] D. Johrendt, R. Poettgen. *Physica C* **469** (2009).
- [3] A. Gurevich. *Nat. Mater.* **10**, 4, 255 (2011).
- [4] C. Tarantini, A. Gurevich, J. Jaroszynski, F. Balakirev, E. Bellingeri, I. Pallecchi, C. Ferdeghini, B. Shen, H.H. Wen, D.C. Larbalestier. *Phys. Rev. B* **84**, 18, 184522 (2011).
- [5] C. Yao, Y. Ma. *Supercond. Sci. Technol.* **32**, 2, 023002 (2019).
- [6] S. Aswartham, M. Abdel-Hafiez, D. Bombor, M. Kumar, A.U.B. Wolter, C. Hess, D.V. Evtushinsky, V.B. Zabolotnyy, A.A. Kordyuk, T.K. Kim, S.V. Borisenko, G. Behr, B. Buchner, S. Wurmehl. *Phys. Rev. B* **85**, 22, 224520 (2012).
- [7] S. Pyon, H. Mori, T. Tamegai, S. Awaji, H. Kito, S. Ishida, Y. Yoshida, H. Kajitani, N. Koizumi. *Supercond. Sci. Technol.* **34**, 10, 105008 (2021).
- [8] V.A. Vlasenko, A.Y. Degtyarenko, A.I. Shilov, A.Y. Tsvetkov, L.F. Kulikova, A.S. Medvedev, K.S. Pervakov. *Materials* **15**, 23, 8438 (2022).
- [9] J.H. Durrell, C.B. Eom, A. Gurevich, E.E. Hellstrom, C. Tarantini, A. Yamamoto, D.C. Larbalestier. *Rep. Prog. Phys.* **74**, 12, 124511 (2011).
- [10] J. Luo, T. Okada, C. Liu, Y. Ma, S. Awaji. *J. Appl. Phys.* **137**, 15 (2025).
- [11] T. Hatano, D. Qin, K. Iida, H. Gao, Z. Guo, H. Saito, S. Hata, Y. Shimada, M. Naito, A. Yamamoto. *NPG Asia Mater.* **16**, 1, 41 (2024).
- [12] С.А. Кузьмичев, Т.Е. Кузьмичева. *ФНТ* **42**, 11, 1008 (2016).
- [13] С.А. Кузьмичев, Т.Е. Кузьмичева, А.Д. Ломоносова, И.А. Никитченко, В.А. Власенко, А.С. Медведев, К.С. Перваков. *ФТТ* **67**, 1215 (2025).
- [14] M. Octavio, M. Tinkham, G.E. Blonder, T.M. Klapwijk. *Physical Review B* **27**, 11, 6739 (1983).
- [15] R. Kümmel, U. Günsenheimer, R. Nicolsky. *Phys. Rev. B* **42**, 7, 3992 (1990).
- [16] В.А. Москаленко. *ФММ* **8**, 4, 503 (1959).
- [17] H. Suhl, B.T. Matthias, L.R. Walker. *Phys. Rev. Lett.* **3**, 12, 552 (1959).
- [18] W. Belzig, F.K. Wilhelm, C. Bruder, G. Schön, A.D. Zaikin. *Superlattices Microstruct.* **25**, 5–6, 1251 (1999).
- [19] A.A. Golubov, M.Y. Kupriyanov. *J. Low Temp. Phys.* **70**, 1, 83 (1988).
- [20] E. Sheveleva, B. Xu, P. Marsik, F. Lyzwa, B.P.P. Mallett, K. Willa, C. Meingast, Th. Wolf, T. Shevtsova, Yu.G. Pashkevich, C. Bernhard. *Phys. Rev. B* **101**, 22, 224515 (2020).
- [21] Т.Е. Кузьмичева, Ю.А. Алещенко, П.И. Безотосный, С.Ю. Гаврилкин, К.А. Дмитриева, А.Д. Ильина, С.А. Кузьмичев, А.В. Муратов, И.А. Никитченко, Г.В. Рыбальченко. *Письма в ЖЭТФ* **121**, 6, 441 (2025).
- [22] Y.G. Naidyuk, O.E. Kvitnitskaya, S. Aswartham, G. Fuchs, K. Nenkov, S. Wurmehl. *Phys. Rev. B* **89**, 10, 104512 (2014).
- [23] Т.Е. Кузьмичева, С.А. Кузьмичев, А.А. Кордюк, В.М. Пудалов. *Письма в ЖЭТФ* **107**, 1, 42 (2018).
- [24] P. Popovich, A.V. Boris, O.V. Dolgov, A.A. Golubov, D.L. Sun, C.T. Lin, R.K. Kremer, B. Keimer. *Phys. Rev. Lett.* **105**, 2, 27003 (2010).
- [25] Т.Е. Кузьмичева, С.А. Кузьмичев, К.С. Перваков, В.А. Власенко. *Письма в ЖЭТФ* **112**, 12, 786 (2020).
- [26] Yu.A. Aleshchenko, A.V. Muratov, G.A. Ummarino, S. Richter, A.A. Thomas, R. Hühne. *J. Phys.: Condens. Matter* **33**, 4, 045601 (2021).

Редактор Е.Ю. Флегонтова