

Наблюдение бозонных резонансов в $\text{GdO}_{1-x}\text{F}_x\text{FeAs}$ методом спектроскопии внутренних многократных андреевских отражений¹⁾

С. А. Кузьмичев⁺*, Т. Е. Кузьмичева⁺²⁾

⁺Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 21 марта 2017 г.

После переработки 20 апреля 2017 г.

Проведены исследования вольтамперных характеристик и спектров динамической проводимости андреевских стопочных контактов в оптимально допированных сверхпроводниках $\text{GdO}_{1-x}\text{F}_x\text{FeAs}$ с критическими температурами $T_c = 46\text{--}50$ К. На спектрах воспроизводимо наблюдалась тонкая структура, сопутствующая андреевским особенностям от большой щели и вызванная испусканием бозонов в процессе андреевских отражений. Определена энергия бозонной моды $\varepsilon_0 = 12 \pm 2$ мэВ при $T = 4.2$ К.

DOI: 10.7868/S0370274X17100113

Слоистые оксиднитиды $\text{GdO}_{1-x}\text{F}_x\text{FeAs}$ (семейство 1111) при оптимальном допировании достигают критических температур $T_c \approx 53$ К, близких к максимальным для неплечных сверхпроводников (СП) на основе железа [1]. Кристаллическая структура оксиднитидов схожа со структурой купратов: СП-блоки Fe-As разделены спейсерами $\text{GdO}_{1-x}\text{F}_x$ вдоль c -направления [2]. Расчеты зонной структуры [3] показали, что уровень Ферми пересекают несколько зон, образуя цилиндрические листы поверхности Ферми, электронные вокруг M-точки и дырочные вокруг Г-точки. При температурах ниже T_c образуются два СП-конденсата [2, 4]. В Gd-1111 величины СП-щелей были определены только нашей группой, $\Delta_S \approx 2.5$ мэВ, $\Delta_L \approx 11.5$ мэВ ($2\Delta_L/k_B T_c \approx 5.5$) [5–8]. Схожие характеристические отношения были получены в литературе для Nd-1111 и La-1111 [9–11].

Механизм спаривания в железосодержащих СП до сих пор не установлен. Предложены три основные модели, s^{++} , s^\pm и “суперстрайпы” [2, 12]. Для s^\pm -механизма посредством спиновых флуктуаций характерен “магнитный резонанс” – резкий пик мнимой части динамической спиновой восприимчивости, наблюдаемый на векторе нестинга при определенной энергии [13]. Четко выраженный максимум при энергии, пропорциональной T_c [14], наблюдался в ряде работ по дифракции нейтронов (в качестве обзора см. [15]). В s^{++} -модели, напротив, спиновая восприимчивость имеет не резонансоподобный пик, а раз-

мытый максимум [13, 16]. Недавние расчеты показали, что в рамках s^{++} - и s^\pm -моделей максимум, соответствующий “магнитному резонансу”, должен наблюдаться при энергии $\approx \Delta_L + \Delta_S$ [13, 16].

В работах по исследованию точечных NS-андреевских контактов (N – нормальный металл, S – сверхпроводник), а также туннельных NIS-контактов (I – изолятор) в оксиднитиде [9, 17, 18] и 122-нитридах [17–19] сообщалось о наблюдении тонкой структуры спектров динамической проводимости при энергиях выше края щели, которая связывалась с электрон-бозонным взаимодействием. Функция Элиашберга, полученная из $d^2I(V)/dV^2$ точечных контактов в Nd-1111 Танакой и др. [9], согласовывалась с расчетами, а также с фоновой плотностью состояний [20]. В работах [17, 18] на спектре NS-контакта в оптимально допированном фтором Sm-1111 при $V > \Delta_L/e$ наблюдалась тонкая структура, интерпретированная испусканием бозона с энергией ≈ 20 мэВ в процессе андреевского отражения. К сожалению, расшифровка спектров N(I)S-контактов во многощелевых СП встречает сложности: так, $dI(V)/dV$ в [17, 18] удалось описать только в рамках трехщелевой модели Элиашберга. Вообще говоря, интерпретация в рамках трехщелевой модели достаточно неоднозначна из-за обилия подгоночных параметров (до 11), а для определения зависимостей $\Delta_i(\omega)$ необходимо принимать в расчет спектральные функции Элиашберга для каждой из зон, что на данный момент является нерешенной экспериментальной задачей. При наличии особенностей щелевой функции $\Delta_i(\omega)$, на dI/dV -спектрах выше основного щелевого смещения

¹⁾См. дополнительные материалы к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ac.ru.

²⁾e-mail: kute@sci.lebedev.ru

($2\Delta/e$ для SnS-контакта, Δ/e – для NS-контакта) также появляются особенности. Тем не менее, в отличие от NIS-структур, на спектре SnS-контакта возможно отличить бозонные резонансы от названных выше, поскольку от особенностей $\Delta(\omega)$ не будет наблюдаться субгармоническая щелевая структура (см. далее). Поэтому вопрос наблюдения бозонных мод на спектрах NS-контактов в 1111 остается открытым.

Используемая нами техника “break-junction” [22, 21] для создания SnS-контактов на микротрещине – это мощнейший инструмент исследования СП-свойств и электрон-бозонного взаимодействия. Она обеспечивает создание чистых криогенных сколов и применима к поликристаллам слоистых соединений [21]. В данной работе нами исследованы $dI(V)/dV$ -спектры андреевских стопочных контактов в оксипниктидах $\text{GdO}_{0.09}\text{F}_{0.01}\text{FeAs}$ с $T_c = 46\text{--}50$ К. Благодаря высокому качеству контактов, мы воспроизводимо наблюдали тонкую структуру, вызванную испусканием бозонов в процессе внутренних многократных андреевских отражений. С помощью внутренней андреевской спектроскопии напрямую была определена характерная энергия бозонной моды $\varepsilon_0 = 12 \pm 2$ мэВ, близкая к энергии низкочастотной оптической фононной моды, а также ожидаемому положению “магнитного резонанса”.

Поликристаллы $\text{GdO}_{1-x}\text{F}_x\text{FeAs}$ с концентрациями $x \approx 0.09$, близкими к оптимальным, были синтезированы методом высокого давления [1, 5, 6]. Свойства образцов были охарактеризованы с помощью рентгеноструктурного и энергодисперсионного анализов [1, 6]. Температурные зависимости магнитной восприимчивости и сопротивления $R(T)$ демонстрировали резкий СП-переход при $T_c^{\text{bulk}} = 50\text{--}53$ К (определено по максимуму $dR(T)/dT$ -кривых) и наличие единственной СП фазы.

Эффект внутренних многократных андреевских отражений в баллистических SnSn-...-S-структурах (диаметр контактов меньше длины свободного пробега носителей) вызывает значительный избыточный ток (“пьедестал”) вблизи нулевых смещений и появление субгармонической щелевой структуры (СГС) – серии минимумов динамической проводимости (в случае высокой прозрачности NS-интерфейсов, 95–98 %) при смещениях $V_n = 2\Delta \times m/en$, где n – номер особенности [23–26], $m = 1, 2, \dots$ – число контактов в стопке. В двухщелевом СП должны наблюдаться СГС, соответствующие большой и малой щели.

В процессе андреевских отражений электрон может испустить бозон с энергией $0 < \varepsilon < 2\Delta$. Если

бозонная мода обладает выделенной энергией ε_0 , на $dI(V)/dV$ -спектре должны наблюдаться минимумы-сателлиты при смещениях [27, 28]:

$$V_n = \frac{2\Delta + \varepsilon_0}{en}. \quad (1)$$

Другими словами, для некоторых электронов пороговая энергия 2Δ заменяется на $(2\Delta + \varepsilon_0)$, при этом энергия бозона ε_0 определяется как “расстояние” между 2Δ - и $(2\Delta + \varepsilon_0)$ -минимумами.

Сателлиты впервые наблюдались на $dI(V)/dV$ SnS-контактов на микротрещине в СВЧ-облученном YBaCuO [27]. Позже, в Mg(Al)B_2 Пономарев и др. воспроизводимо наблюдали до 4-х эквидистантных сателлитов, следующих за субгармониками σ -щели и связанных с испусканием леггеттовских плазмонов с энергией до $\omega_L = 4\text{--}5$ мэВ [28]. Эта энергия соответствовала величине, определенной Пономаревым и др. в исследованиях SIS-контактов из положений структуры, вызванной резонансным возбуждением плазмонов переменным джозефсоновским током. Как и предсказывала теория [29], $\omega_L < 2\Delta_\pi$ и удовлетворяла соотношению $\omega_L^2 \sim \Delta_\sigma \cdot \Delta_\pi$ во всем диапазоне электронного допирования и $T_c = 6\text{--}41$ К [28].

Вольтамперная характеристика (ВАХ) андреевского контакта в Gd-1111 при $T = 4.2$ К, показанная на рис. 1, симметрична, не имеет гистерезиса, а значительный “пьедестал” указывает на высокую прозрачность NS-границ. Сопротивление на каждый SnS-контакт $R \approx 18$ Ом удовлетворяет условию баллистичности. На $dI(V)/dV$ видны четыре субгармоники от большой щели, положения которых линейно зависят от обратного номера $1/n$ (синие кружки на вставке к рис. 1) в соответствии с формулой (1) и напрямую определяют $\Delta_L \approx 11.2$ мэВ. Интенсивные минимумы при ± 4.6 мВ определяют малую щель $\Delta_S \approx 2.3$ мэВ. Полученные $\Delta_{L,S}$ согласуются с данными, опубликованными нами ранее [5–8].

На $dI(V)/dV$ -спектре хорошо видна тонкая структура (индексы $n_{\text{res}} = 1, 2$). Особенности при $V_{\text{res}1} \approx \pm 32.3$ мВ и $V_{\text{res}2} \approx \pm 17$ мВ удовлетворяют формуле (1) как $n = 1$ и 2 субгармоники (треугольники на вставке к рис. 1), $n_{\text{res}} = 3$ оказалась неразрешена как отдельная особенность, поскольку ее ожидаемое положение (открытый треугольник) примерно совпадает с Δ_L/e . Отметим, что тонкая структура не относится к СГС ни большой, ни малой щели, ни суммы щелей $(\Delta_L + \Delta_S)/en$. Хотя она может быть интерпретирована как СГС от третьей, наибольшей щели с $2\Delta/k_B T_c \approx 8.1$ (что согласуется с данными [17, 18]), существование третьего параметра порядка в оксипниктидах не было одно-

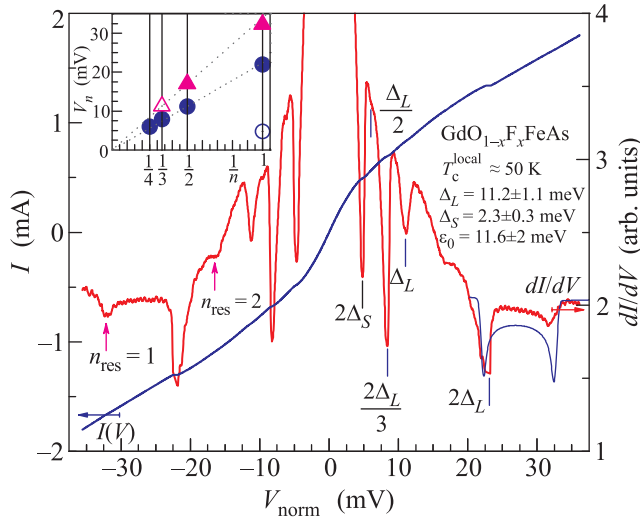


Рис. 1. (Цветной онлайн) Нормированная ВАХ (линия 1 синего цвета, левая шкала) и динамическая проводимость (линия 2 красного цвета, правая шкала) стопочного андреевского контакта при 4.2 К. Синими вертикальными линиями показана СГС от большой щели $\Delta_L \approx 11.2$ мэВ, $2\Delta_S$ -минимумы соответствуют малой щели $\Delta_S \approx 2.3$ мэВ. Бозонные особенности ($n_{\text{res}} = 1, 2$ и стрелки) определяют энергию бозонной моды $\varepsilon_0 \approx 11.6$ мэВ. Тонкой синей линией 3 показана аппроксимация $n_L = 1$ минимума для анизотропной Δ_L в k -пространстве. На вставке: зависимость положений особенностей V_n от их обратного номера $1/n$: для большой щели $V_n^L = 2\Delta_L/en$ (синие кружки), малой щели (открытый кружок) и бозонных резонансов $V_n^{\text{res}} = (2\Delta_L + \varepsilon_0)/en$ (треугольники)

значно подтверждено в теории или эксперименте (в качестве обзора см. [4–8]).

Возможная анизотропия Δ_L в k -пространстве также не может объяснить наблюдаемый вид данных особенностей. Если предположить, что минимумы при ± 22 мВ и ± 32.2 мВ образуют дублет и их положения определяются верхним $\Delta_L^{\text{max}} \approx 16$ мэВ и нижним $\Delta_L^{\text{min}} \approx 11.2$ мэВ пороговыми амплитудами углового распределения щели в $k_x k_y$ -плоскости, то это соответствовало бы $1 - \Delta_L^{\text{min}}/\Delta_L^{\text{max}} \approx 30\%$ анизотропии большой щели. Ожидаемая форма и положение основной особенности $n_L = 1$ для щели с симметрией $\cos(4\theta)$ -типа и анизотропией $\sim 30\%$ показана на рис. 1 тонкой линией 3. Рассчитанная кривая хорошо воспроизводит только положения минимумов дублета, при этом описание наблюдаемой формы минимумов невозможно, так как свод арки не достигает общего хода спектра. Напротив, наблюдается (см. рис. 1, 2) значительный подъем динамической проводимости между минимумами дублета, указывающий на то, что они принадлежат двум независимым суб-

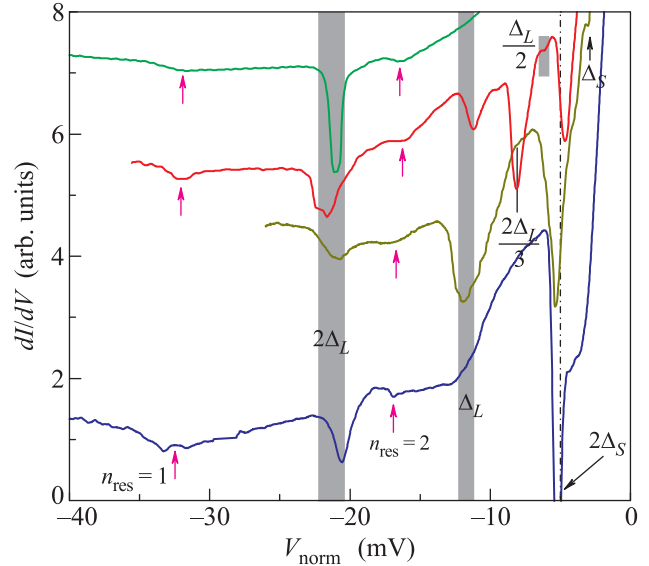


Рис. 2. (Цветной онлайн) Нормированные спектры динамической проводимости различных андреевских контактов. Положения СГС большой щели $\Delta_L = 10.5$ – 11.9 мэВ отмечены серыми вертикальными полосами, $2\Delta_S$ -минимумы (штрихпунктир, черные стрелки) определяют малую щель $\Delta_S = 2.3$ – 2.6 мэВ. Бозонные особенности отмечены индексами $n_{\text{res}} = 1, 2$ и стрелками, энергия бозонной моды $\varepsilon_0 \approx 11.2$ – 11.6 мэВ

гармоническим структурам. Арочные структуры минимумов анизотропной Δ_L наблюдались нами в Ва-122 [30–32]; напротив, в диборидах магния $dI(V)/dV$ достигала общего хода между минимумами СГС σ -щели и леггеттовскими сателлитами (рис. 2 в [28]).

Согласно предварительным данным, температурная зависимость тонкой структуры не повторяет $\Delta_L(T)$, т.е. ε_0 не связана с анизотропией щели. Напротив, бозонная энергия в [17, 18] быстро убывала с повышением температуры, что указывало на ее нефононную природу. Однако, похожие особенности при высоких смещениях часто появлялись на спектрах NS-контактов [10, 33–35], хотя не были как-либо объяснены в данных работах. Тем не менее, в [33] отмечено, что их положение зависело от сопротивления контакта, таким образом, их происхождение кажется скорее случайным, нежели электрон-бозонным.

Наблюдаемая нами тонкая структура воспроизводится на $dI(V)/dV$ -спектрах стопочных контактов. На рис. 2 собраны несколько характеристик динамической проводимости стопок, полученных в образцах Gd-1111 из одной закладки с критическими температурами $T_c = 48$ – 50 К. Спектры были нормированы на соответствующие им целые m , после чего позиции всех особенностей $dI(V)/dV$ совпадали, доказывая их объемную природу, надежность и согласованность

данных. Все особенности на рис. 2 группируются в три независимые субгармонические структуры. Их положения в зависимости от $1/n$ (рис. 3) образуют

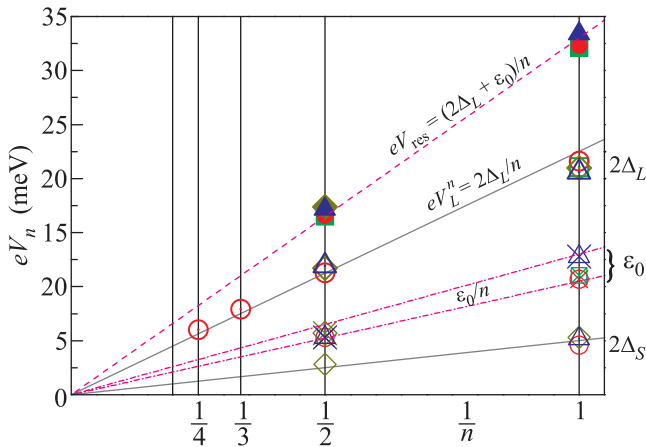


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость положений андреевских особенностей V_n от обратного номера $1/n$: минимумы от большой и малой щелей показаны открытыми значками соответствующего цвета (см. спектры на рис. 2, 3), бозонные особенности – сплошными символами. Перечеркнутые символы обозначают величины ε_0/n в зависимости от $1/n$. Сплошные и штриховые линии соответствуют средним значениям: $\Delta_L = 11.3 \pm 1.1$ мэВ, $\Delta_S = 2.3 \pm 0.3$ мэВ, $\varepsilon_0 = 12 \pm 2$ мэВ

три прямые, проходящие через ноль; их наклон определяет средние значения пороговых энергий, характерных для электронов в процессе внутренних андреевских отражений. В частности, средние величины щелей $\Delta_L = 11.3 \pm 1.1$ мэВ, $\Delta_S = 2.5 \pm 0.3$ мэВ.

Таблица 1. Энергетические параметры $\text{GdO}_{1-x}\text{F}_x\text{FeAs}$

T_c (K)	Δ_L (мэВ)	Δ_S (мэВ)	ε_0 (мэВ)
50	11.8 ± 1.2	2.8 ± 0.3	13.8 ± 2.1
50	11.7 ± 1.2	2.6 ± 0.3	11.4 ± 1.7
50	11.5 ± 1.2	2.5 ± 0.3	11.2 ± 1.7
50	11.2 ± 1.2	2.4 ± 0.3	11.6 ± 1.8
50	11.2 ± 1.2	2.4 ± 0.3	11.6 ± 2.0
47	11.0 ± 1.1	2.5 ± 0.3	12.6 ± 1.9
46	11.0 ± 1.1	2.8 ± 0.3	13.2 ± 2.0
46	10.7 ± 1.1	–	11.5 ± 1.7

Данные на рис. 1–3 могут быть суммированы следующим образом. (i) Воспроизводимо наблюдается тонкая структура после минимумов от Δ_L . (ii) Данная структура имеет объемное происхождение, так как появляется в процессе внутренних андреевских отражений в стопочных контактах. Однако, сател-

литы слабее выражены по сравнению с СГС от обеих щелей, следовательно, число электронов, задействованных в данном эффекте, меньше числа электронов, испытывающих обычные андреевские отражения. (iii) Положения сателлитов воспроизводятся для различных стопок, не зависят от площади, сопротивления и числа контактов в стопке m , следовательно, не могут быть вызваны случайными или размерными факторами. (iv) Для значений Δ_S наблюдается небольшой разброс, который, тем не менее, коррелирует с изменением ε_0 (см. табл. 1). (v) Сателлиты почти невозможно интерпретировать как СГС от третьей щели или анизотропной Δ_L , хотя этот вопрос требует расширенного исследования. Подведем итог сказанному выше, наблюдаемая тонкая структура является следствием резонансного испускания бозонов в процессе внутренних андреевских отражений.

Определенные нами энергетические параметры Gd-1111 приведены в табл. 1. Энергия бозонной моды определялась как $\varepsilon_0 = \langle (eV_n^{\text{res}} - eV_n^L) \cdot n \rangle = 12 \pm 2$ мэВ, что соответствует углу наклона штрихпунктирной линии на рис. 3. Полученная ε_0 не превышает $2\Delta_L$. Однако, эта мода не может быть интерпретирована как леггеттовская плазменная мода: в железосодержащих СП леггеттовские плазмоны ненаблюдаемы, как показано в ряде теоретических работ [36, 37]. Отметим, что определенная нами Δ_L прямо пропорциональна критической температуре (см. табл. 1). В целом для 1111 различного состава в интервале $T_c = 21\text{--}54$ К нами наблюдается скейлинг обеих щелей и критической температуры [8, 38].

Для объяснения природы наблюдаемой бозонной моды можно предложить две возможности. Во-первых, ε_0 совпадает с энергией низкочастотной оптической фононной моды $\hbar\omega_{\text{phon}} = 11\text{--}14$ мэВ, полученной в работах по рамановской спектроскопии [39], неупругому нейтронному и рентгеновскому рассеянию [20, 40] для различных оксипниктидов. Хотя не стоит исключать такое объяснение, в SnS -режиме оптические фононы не наблюдались ранее, поэтому данный вопрос остается открытым. В туннельном режиме оптические фононы могут возбуждаться переменным джозефсоновским током и, таким образом, однозначно детектироваться в эксперименте [21, 28, 41]. Во-вторых, ε_0 близка, хотя немного меньше энергии магнитного резонанса, ожидаемого для Gd-1111 с максимальными T_c при $E_{\text{res}} = \Delta_L + \Delta_S = 13.8 \pm 1.4$ мэВ по данным работ [13, 16].

В заключение: в работе исследована тонкая структура, воспроизводимо наблюдаемая на $dI(V)/dV$ -спектрах андреевских контактов в оксип-

никтидах $GdO_{1-x}F_xFeAs$ с $x \approx 0.09$ и $T_c = 46-50$ К. Показано, что появление этой структуры вызвано резонансной эмиссией бозонов в процессе внутренних андреевских отражений. Напрямую определенная энергия бозонной моды $\varepsilon_0 = 12 \pm 2$ мэВ $< 2\Delta_L$ близка к энергии оптической фононной моды, а также ожидаемому положению магнитного резонанса [13, 16].

Авторы благодарят Е.П. Хлыбова, Л.Ф. Куликову за предоставленные образцы, М.М. Коршунова, В.М. Пудалова, Н. Kontani за полезные обсуждения. Работа поддержана грантом РФФИ # 16-12-10507. Измерения частично выполнены с использованием оборудования ЦКП ФИАН.

1. E. P. Khlybov, O. E. Omelyanovsky, A. Zaleski, A. V. Sadakov, D. R. Gizatuln, L. F. Kulikova, I. E. Kostuleva, and V. M. Pudalov, *JETP Lett.* **90**, 387 (2009).
2. Q. Si, R. Yu, and E. Abrahams, *Nature Rev.* **1**, 16017 (2016).
3. D. J. Singh, *Physica C* **469**, 418 (2009).
4. D. C. Johnston, *Adv. Phys.* **59**, 803 (2010).
5. T. E. Shanygina, Ya. G. Ponomarev, S. A. Kuzmichev, M. G. Mikheev, S. N. Tchesnokov, O. E. Omelyanovskii, A. V. Sadakov, Yu. F. Eltsev, A. S. Dormidontov, V. M. Pudalov, A. S. Usovltsev, and E. P. Khlybov, *JETP Lett.* **93**, 94 (2011).
6. V. M. Pudalov, O. E. Omel'yanovskii, E. P. Khlybov et al. (Collaboration), *Physics-Uspekhi* **54**, 648 (2011).
7. T. E. Kuzmicheva, S. A. Kuzmichev, M. G. Mikheev, Ya. G. Ponomarev, S. N. Tchesnokov, Yu. F. Eltsev, V. M. Pudalov, K. S. Pervakov, A. V. Sadakov, A. S. Usovltsev, E. P. Khlybov, and L. F. Kulikova, *EPL* **102**, 67006 (2013).
8. T. E. Kuzmicheva, S. A. Kuzmichev, M. G. Mikheev, Ya. G. Ponomarev, S. N. Tchesnokov, V. M. Pudalov, E. P. Khlybov, and N. D. Zhigadlo, *Physics-Uspekhi* **57**, 819 (2014).
9. M. Tanaka and D. Shimada, *J. Sup. Nov. Magn.* **24**, 1491 (2011).
10. P. Samuely, P. Szabo, Z. Pribulova, M. E. Tillman, S. L. Bud'ko, and P. C. Canfield, *Supercond. Sci. Technol.* **22**, 014003 (2009).
11. Ya. G. Ponomarev, S. A. Kuzmichev, M. G. Mikheev, M. V. Sudakova, S. N. Tchesnokov, O. S. Volkova, A. N. Vasiliev, T. Hänke, C. Hess, G. Behr, R. Klingeler, and B. Büchner, *Phys. Rev. B* **79**, 224517 (2009).
12. A. Bianconi, *Nat. Phys.* **9**, 536 (2013).
13. M. M. Korshunov, V. A. Shestakov, and Yu. N. Togushova, *Phys. Rev. B* **94**, 094517 (2016).
14. J. Paglione and R. L. Greene, *Nature Phys.* **6**, 645 (2010).
15. P. Dai, *Rev. Mod. Phys.* **87**, 855 (2015).
16. S. Onari and H. Kontani, *Phys. Rev. B* **84**, 144518 (2011).
17. D. Daghero, M. Tortello, G. A. Ummarino, and R. S. Gonnelli, *Rep. Prog. Phys.* **74**, 124509 (2011).
18. M. Tortello, D. Daghero, G. A. Ummarino, V. A. Stepanov, N. D. Zhigadlo, J. Karpinski, J. Jiang, and R. S. Gonnelli, *J. Supercond. Novel Magn.* **25**, 1297 (2012).
19. M. Tortello, D. Daghero, G. A. Ummarino, V. A. Stepanov, J. Jiang, J. D. Weiss, E. E. Hellstrom, and R. S. Gonnelli, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 237002 (2010).
20. M. Le Tacon, M. Krisch, A. Bosak, J. W. G. Bos, and S. Margadonna, *Phys. Rev. B* **78**, 140505 (2008).
21. S. A. Kuzmichev and T. E. Kuzmicheva, *Low Temp. Phys.* **42**, 1008 (2016).
22. J. Moreland and J. W. Ekin, *J. Appl. Phys.* **58**, 3888 (1985).
23. M. Octavio, M. Tinkham, G. E. Blonder, and T. M. Klapwijk, *Phys. Rev. B* **27**, 6739 (1983).
24. G. B. Arnold, *J. Low Temp. Phys.* **68**, 1 (1987).
25. D. Averin and A. Bardas, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1831 (1995).
26. R. Kümmel, U. Günsenheimer, and R. Nicosky, *Phys. Rev. B* **42**, 3992 (1990).
27. U. Zimmermann and K. Keck, *Z. Phys. B* **101**, 555 (1996).
28. Ya. G. Ponomarev, S. A. Kuzmichev, M. G. Mikheev, M. V. Sudakova, S. N. Tchesnokov, H. H. Van, B. M. Bulychiev, E. G. Maksimov, and S. I. Krasnosvobodtsev, *JETP Lett.* **85**, 46 (2007).
29. A. J. Leggett, *Progr. Theor. Phys.* **36**, 901 (1966).
30. M. Abdel-Hafiez, P. J. Pereira, S. A. Kuzmichev, T. E. Kuzmicheva, V. M. Pudalov, L. Harnagea, A. A. Kordyuk, A. V. Silhanek, V. V. Moshchalkov, B. Shen, H. H. Wen, A. N. Vasiliev, and X. J. Chen, *Phys. Rev. B* **90**, 054524 (2014).
31. T. E. Kuzmicheva, V. A. Vlasenko, S. Yu. Gavrilkin, S. A. Kuzmichev, K. S. Pervakov, I. V. Roshchina, and V. M. Pudalov, *J. Supercond. Novel Magn.* **29**, 3059 (2016).
32. Т. Е. Кузьмичева, А. В. Муратов, С. А. Кузьмичев, А. В. Садаков, Ю. А. Алещенко, В. А. Власенко, В. П. Мартовицкий, К. С. Перваков, Ю. Ф. Ельцев, В. М. Пудалов, *УФН* **187**, 450 (2017).
33. T. Y. Chen, S. X. Huang, Z. Tesanovic, R. H. Liu, X. H. Chen, and C. L. Chien, *Physica C* **469**, 521 (2009).
34. Yu. G. Naidyuk, O. E. Kvitnitskaya, I. K. Yanson, G. Fuchs, S. Haindl, M. Kitzun, L. Schultz, and B. Holzapfel, *Supercond. Sci. Technol.* **24**, 065010 (2011).
35. K. A. Yates, K. Morrison, J. A. Rodgers, G. B. S. Penny, J. W. G. Bos, J. P. Attfield, and L. F. Cohen, *New J. Phys.* **11**, 025015 (2009).

36. F. J. Burnell, J. Hu, M. M. Parish, and B. A. Bernevig, *Phys. Rev. B* **82**, 144506 (2010).
37. Y. Ota, M. Machida, and T. Koyama, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 157001 (2011).
38. T. E. Kuzmicheva, S. A. Kuzmichev, K. S. Pervakov, V. M. Pudalov, and N. D. Zhigadlo, *Phys. Rev. B* **95**, 094507 (2017).
39. S. C. Zhao, D. Hou, Y. Wu, T. L. Xia, A. M. Zhang, G. F. Chen, J. L. Luo, N. L. Wang, J. H. Wei, and Z. Y. Lu, *Supercond. Sci. Technol.* **22**, 015017 (2009).
40. A. D. Christianson, M. D. Lumsden, O. Delaire et al. (Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **101**, 157004 (2008).
41. Ya. G. Ponomarev, E. B. Tsokur, M. V. Sudakova, S. N. Tchesnokov, M. E. Shabalin, M. A. Lorenz, M. A. Hein, G. Müller, H. Piel, and B. A. Aminov, *Solid St. Comm.* **111**, 513 (1999).
42. T. P. Devereaux and P. Fulde, *Phys. Rev. B* **47**, 14638 (1993).