Письма в ЖЭТФ, том 122, вып. 6, с. 368 – 373

ЯМР спектроскопия твердых растворов новых слоистых арсенидов $Ba(Cr_{1-x}Co_x)_2As_2$[1)]

Ан. А. Гиппиус[+*], *А. В. Ткачев*[+], *С. В. Журенко*[+ 2)], *Н. Е. Гервиц*[+], *Ал. А. Гиппиус*[+*], *И. В. Морозов*[*]

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

[*]*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 1 августа 2025 г.
После переработки 19 августа 2025 г.
Принята к публикации 19 августа 2025 г.

Серия новых слоистых арсенидов состава $Ba(Cr_{1-x}Co_x)_2As_2$, $x = \{0.0, 0.2, 0.3, 0.6, 0.8 \text{ и } 1.0\}$, исследована методом ЯМР-спектроскопии на ядрах ^{59}Co и ^{75}As. В образце $BaCr_2As_2$ сверхтонкое магнитное поле на ядрах ^{75}As отсутствует вследствие взаимной компенсации сверхтонких магнитных полей от соседних магнитных атомов хрома. Для составов с $x = \{0.2, 0.3, 0.6\}$ взаимная компенсация локальных полей на ядрах ^{75}As нарушается, и наблюдается значительное уширение линии, свидетельствующее о возникновении на ядрах мышьяка локальных магнитных полей порядка 0.3–0.8 Тл. При увеличении содержания Co до 80 % магнитное уширение линии ЯМР ^{75}As снова полностью исчезает, а изотропный сдвиг $^{75}K_{\rm iso}$ увеличивается до 0.19 %. Это свидетельствует о преобладании в суммарном сдвиге найтовского слагаемого, обусловленного электронами проводимости. В крайнем соединении $BaCo_2As_2$ изотропный сдвиг $^{75}K_{\rm iso}$, максимален, что свидетельствует о максимальном значении плотности состояний на уровне Ферми. Впервые измерен ЯМР от ядер ^{59}Co в нулевом внешнем магнитном поле в $Ba(Cr_{0.7}Co_{0.3})_2As_2$, который продемонстрировал широкое распределение интенсивности спинового эха в интервале частот 10–55 МГц, соответствующем локальному магнитному полю на кобальте в несколько Тл. Последнее значительно (в 5–7 раз) меньше характерных локальных полей, наблюдаемых в магнетиках на основе Co, что указывает на значительное редуцирование магнитного момента кобальта в $Ba(Cr_{0.7}Co_{0.3})_2As_2$. Начиная с концентрации кобальта 80 % линия ЯМР ядер ^{59}Co резко сужается, что свидетельствует о немагнитном состоянии Co в соединениях $Ba(Cr_{1-x}Co_x)_2As_2$ с $x > 0.6$.

DOI: 10.31857/S0370274X25090198, EDN: DIFZCB

Введение. В настоящее время значительное внимание уделяется изучению изоструктурных аналогов семейства 122 $AETM_2As_2$ (TM = Cr, Mn, Co, Ni, Cu, Zn, AE = Ca, Sr, Ba), так как они демонстрируют разнообразные функциональные свойства, которыми можно управлять с помощью замещения [1, 2]. Один из эффективных способов создания новых производных семейства 122 с интересными транспортными и магнитными свойствами состоит во введении в проводящий слой второго d-металла, что подтверждают имеющиеся в литературе данные по изучению систем $Sr(Co_{1-x}Ni_x)_2As_2$ [3], $Ba(Cr_{1-x}Fe_x)As_2$ [4], $Ba(Zn_{1-x}Cr_x)_2As_2$ [5], $Ba(Fe_{1-x}Ni_x)_2As_2$ [6–9].

В нашей работе исследуется система $Ba(Cr,Co)_2As_2$. Интерес к ее изучению обусловлен тем, что магнитные моменты d-металлов для $BaCr_2As_2$ и $BaCo_2As_2$ имеют разную направленность, поэтому для твердых растворов $Ba(Cr_{1-x}Co_c)_2As_2$ можно ожидать реализации интересных магнитных состояний. Действительно, $BaCr_2As_2$ представляет собой металлический антиферромагнетик G-типа с температурой Нееля T_N около 580 K и упорядоченным магнитным моментом Cr $1.9\,\mu_B$/атом, ориентированным вдоль оси c [4]. Для $BaCo_2As_2$ предполагается наличие ферромагнитных флуктуаций в ab-плоскости без дальнего магнитного порядка [10]. Кроме того, согласно теоретическим исследованиям [11], электронно допированный $BaCr_2As_2$ может проявлять сверхпроводящие свойства. Обнаружение сверхпроводимости в $A_2Cr_3As_3$ и ACr_3As_3, где A – щелочной металл (см., например, [12, 13]), а также в CrAs под давлением [14] подогревает интерес к дальнейшему изучению соединений на основе арсенидов хрома. В недавно опубликованной работе [15] показано, что в системе $Ba(Cr,Co)_2As_2$ образуется непрерывный ряд твердых растворов $Ba(Cr_{1-x}Co_x)_2As_2$ со структурой $ThCr_2Si_2$.

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

[2)]e-mail: Zhurenko.Sergey@gmail.com

Спектроскопия ЯМР активно используется при исследовании Fe-содержащих сверхпроводников и родственных соединений [16–19]. Однако, в системе 122 арсенидов на основе хрома и кобальта $Ba(Cr_{1-x}Co_x)_2As_2$ методом ЯМР ранее исследовалось только крайнее соединение ряда: $BaCo_2As_2$ [20]. В настоящей работе проведены синтез, рентгеновская характеризация и исследования методом ЯМР-спектроскопии на ядрах ^{59}Co и ^{75}As серии поликристаллических образцов $Ba(Cr_{1-x}Co_x)_2As_2$ с содержанием кобальта $x = 0{-}1$ с целью проследить эволюцию кристаллической, электронной и магнитной структуры этого ряда новых арсенидов.

Результаты и обсуждение. Детальное описание синтеза и характеризации образцов, а также использованных методов ЯМР-спектроскопии приведено в дополнительных материалах.

ЯМР на ядрах ^{75}As. На рисунке 1 (нижний график) представлен спектр ЯМР ядер ^{75}As в соединении $BaCr_2As_2$, измеренный при $T = 4.2$ K. Он представляет собой типичный ЯМР-спектр поликристалла на ядрах со спином $I = 3/2$ и квадрупольным расщеплением. Этот спектр в первом порядке теории возмущений описывается гамильтонианом H_N, учитывающим ядерные магнитные H_Z и квадрупольные взаимодействия H_Q [17]:

$$H_N = H_Z + H_Q = -\hbar\gamma I \cdot \mathbf{B}_0 + \\ + \frac{eQV_{ZZ}}{4I(2I-1)}[(3I_Z^2 - I^2) + \eta(I_x^2 - I_y^2)], \quad (1)$$

где I – спин ядра, γ – гиромагнитное отношение ядра, $\mathbf{B}_0 = \mathbf{B}_{\text{ext}} + \mathbf{B}_{\text{loc}}$ – эффективное магнитное поле на ядре, представляющее собой векторную сумму внешнего и сверхтонкого локального магнитных полей на ядре, eQ – квадрупольный момент ядра, V_{zz} – главная компонента тензора градиента электрического поля (ГЭП) в главных осях (x, y, z), $\eta = (V_{xx} - V_{yy})/V_{zz}$ – параметр асимметрии тензора ГЭП. С помощью теоретической симуляции (программа Simul [21], численно решающая гамильтониан (1) в приближении малого по сравнению с магнитным квадрупольного расщепления $|\gamma B_0| \gg |eQV_{zz}|$; нижний серый заполненный спектр на рис. 1) были получены следующие значения параметров: квадрупольная частота $\nu_Q = \frac{eQV_{zz}}{4I(2I-1)} = 3.0$ МГц, параметр асимметрии $\eta = 0.07$, изотропный сдвиг $K_{\text{iso}} = (K_x + K_y + K_z)/3 = -0.1\,\%$. Величина квадрупольной частоты близка к таковой в сверхпроводнике $Ba(Fe_{0.9}Co_{0.1})_2As_2$ ($T_c = 22$ K) [20] и в 3 раза превышает наблюдаемую в родственном соединении $BaCo_2As_2$ (0.96 МГц при 4.2 K [22]).

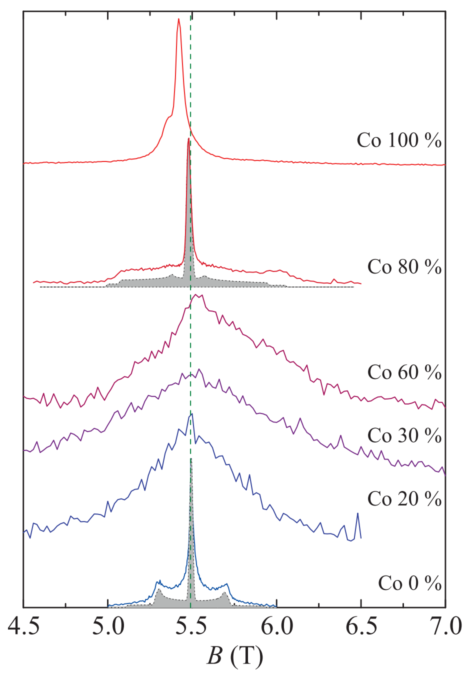

Рис. 1. (Цветной онлайн) Спектры ЯМР ядер ^{75}As, измеренные на фиксированной частоте 40 МГц при $T = 4.2$ K в соединениях $Ba(Cr_{1-x}Co_x)_2As_2$ ($x = 0.0$, 0.2, 0.3, 0.6, 0.8 и 1.0). Вертикальной штриховой линией обозначено положение ларморовского поля $^{75}B_L = 5.46$ Тл ядер ^{75}As на частоте 40 МГц. Серые заполненные спектры – теоретическая симуляция с помощью программы Simul [21]

Отсутствие видимых признаков магнитного уширения и/или расщепления свидетельствует об отсутствии наведенного от атомов Cr магнитного поля на ядрах ^{75}As, несмотря на то, что при $T = 4.2$ K соединение $BaCr_2As_2$ находится в магнитоупорядоченном состоянии ($T_N = 580$ K [23]). Данный эффект характерен для Fe-содержащих сверхпроводников системы 122 и родственных соединений [17–20, 22, 24, 25] и проявляется вследствие взаимной компенсации магнитных полей, наведенных на ядра ^{75}As от соседних магнитных атомов в структуре 122.

При 20 % замещении Cr на Co (рис. 1) взаимная компенсация локальных полей на ядрах ^{75}As нарушается вследствие разупорядоченного расположения атомов хрома и кобальта в решетке, и наблюдается уширение линии, растущее при увеличении замещения до 30 % и немного уменьшающееся при 60 % замещении. Положение максимума спектра остается прежним, что свидетельствует о значительном разбросе локальных магнитных полей на ядрах ^{75}As в соединениях $Ba(Cr_{1-x}Co_x)_2As_2$ с содержанием кобальта $x = 0.2$, 0.3 и 0.6. Средние значения этих полей можно оценить через ширину спектра на половине высоты ^{75}FWHM/2 и они равны 0.32(1), 0.78(1) и 0.50(1) Тл соответственно.

При содержании кобальта 80 % вместо широкой линии наблюдается поликристаллический спектр ЯМР с квадрупольным уширением (рис. 1), но с тремя существенными отличиями от спектра ЯМР ^{75}As в $BaCr_2As_2$. Во-первых, квадрупольная частота $\nu_Q = 3.9$ МГц, что заметно больше величины $\nu_Q = 3.0$ МГц в $BaCr_2As_2$ (что соответствует увеличению расстояния между плечами спектра), во-вторых, параметр асимметрии значительно возрос до значения $\eta = 0.64$ (о чем свидетельствует существенное изменение формы плечей спектра), и, в-третьих, изотропный сдвиг изменил знак и вырос по абсолютной величине до $K_{\text{iso}} = +0.19$ % (максимум спектра оказался ниже ларморовского поля). Первые два различия указывают на существенное разупорядочение структуры соединения $Ba(Cr_{0.2}Co_{0.8})_2As_2$, а третье свидетельствует об увеличении электропроводности данного состава, что приводит к преобладанию в суммарном изотропном сдвиге найтовского слагаемого, обусловленного электронами проводимости. Возможно также, что значительное увеличение квадрупольной частоты связано с близостью состава $Ba(Cr_{0.2}Co_{0.8})_2As_2$ к квантовой критической точке, где температура магнитного упорядочения $T_N \to 0$ [15], и происходит переход от антиферромагнитного порядка к паулевскому зонному магнетизму. При этом может происходить значительное изменение распределения электронной плотности вблизи ядер ^{75}As и, соответственно, электронного вклада в квадрупольную частоту.

ЯМР на ядрах ^{59}Co. В соединениях $Ba(Cr_{1-x}Co_x)_2As_2$ с $x = \{0.3, 0.6, 0.8$ и $1.0\}$ удалось наблюдать спектры ЯМР ядер ^{59}Co при $T = 4.2$ K (рис. 2). Соединение $Ba(Cr_{0.7}Co_{0.3})_2As_2$ демонстрирует чрезвычайно широкое распределение интенсивности сигнала ЯМР в диапазоне от 0 до 10 Тл с локальным максимумом точно на ларморовском поле $^{59}B_L = 3.97$ Тл (нижний спектр на рис. 2). Это однозначно указывает на наличие значительных локальных магнитных полей в несколько Тл на ядрах ^{59}Co в $Ba(Cr_{0.7}Co_{0.3})_2As_2$ в магнитоупорядоченном состоянии.

При увеличении содержания кобальта до 60 % спектр ЯМР ^{59}Co радикально изменяет форму (рис. 2), значительно сужается ($^{59}\text{FWHM}_{60} = 0.54(2)$ Тл). Отсюда получаем значение среднего локального поля $^{59}\text{FWHM}_{60}/2 = 0.27(1)$ Тл. Максимум линии наблюдается при 3.92 Тл, что дает значение изотропного сдвига $K_{\text{iso}} = +1.2$ %.

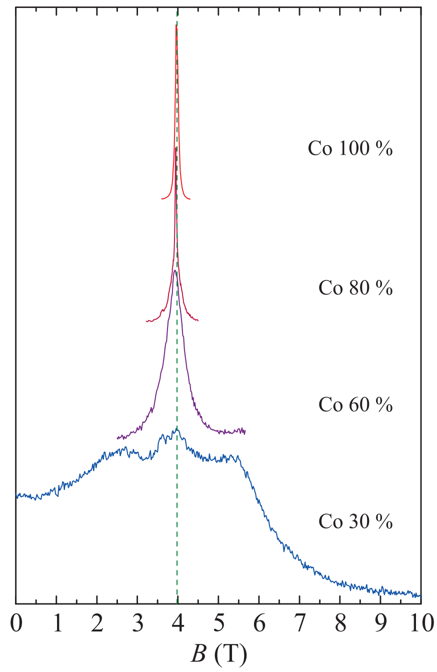

Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектры ЯМР ядер ^{59}Co, измеренные на фиксированной частоте 40 МГц при $T = 4.2$ K в соединениях $Ba(Cr_{1-x}Co_x)_2As_2$ ($x = 0.3$, 0.6, 0.8 и 1.0). Вертикальной штриховой линией обозначено положение ларморовского поля $^{59}B_L = 3.97$ Тл для ядер ^{59}Co на частоте 40 МГц

Дальнейшее увеличение содержания кобальта в ряду твердых растворов $Ba(Cr_{1-x}Co_x)_2As_2$ до 80 % приводит к еще большему сужению линии до $^{59}\text{FWHM}_{80} = 0.17(2)$ Тл, соответствующему среднему локальному полю $^{59}\text{FWHM}_{80}/2 = 0.09(1)$ Тл, что согласуется с данными *ab initio* расчетов об отсутствии дальнего магнитного порядка в этом составе [15]. В крайнем соединении ряда $BaCo_2As_2$ наблюдается самая узкая линия ЯМР ^{59}Co с $^{59}\text{FWHM}_{100} = 0.10(2)$ Тл и, соответственно, минимальное среднее локальное поле 0.05(1) Тл на ядрах кобальта.

Наличие интенсивного сигнала спинового эха в $Ba(Cr_{0.7}Co_{0.3})_2As_2$ на частоте 40 МГц при $B = 0$ позволило нам впервые для Co-содержащих магнитных соединений системы 122 провести регистрацию спектра ЯМР от ядер ^{59}Co в нулевом внешнем магнитном поле. Он демонстрирует широкое асимметричное распределение интенсивности спинового эха в интервале частот 10–55 МГц с тремя выраженными максимумами при 30.0(1), 34.2(1) и 39.8(1) МГц (рис. 3) и с точностью до гиромагнитного отношения $^{59}\gamma/2\pi = 10.08$ МГц/Тл представляет собой профиль локальных магнитных полей на ядрах кобальта (см. верхнюю ось на рис. 3), моды которого дают нам оценку характерных полей 2.98(1), 3.40(1)

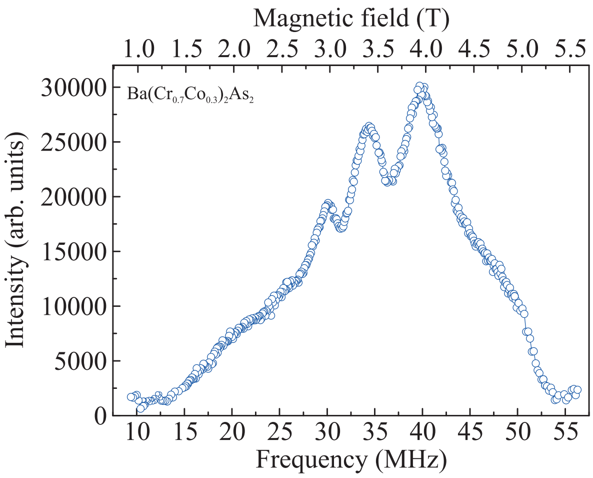

Рис. 3. (Цветной онлайн) Спектр ЯМР в нулевом поле на ядрах ^{59}Co в образце $Ba(Cr_{0.7}Co_{0.3})_2As_2$, измеренный при $T = 4.2$ K. На верхней горизонтальной оси отложены значения локального магнитного поля, полученные согласно соотношению $B_{\text{loc}} = 2\pi\nu/^{59}\gamma$

и 3.96(1) Тл. По-видимому, наблюдаемые максимумы спектра в нулевом поле соответствуют наиболее вероятным конфигурациям локального окружения кобальта. Эти величины полей значительно (в 5–7 раз) меньше характерных локальных полей, экспериментально наблюдаемых в магнетиках на основе кобальта, например: 20.8–22.4 Тл в порошке чистого металлического кобальта [26], 22–29 Тл в различных ферромагнитных наночастицах FeCo@C [27], 27–31 Тл в сплавах Fe–Co [28], 19–29 Тл в пленках Fe-Co [29]. Значительное редуцирование магнитного момента кобальта в $Ba(Cr_{0.7}Co_{0.3})_2As_2$ хорошо согласуется с результатами *ab initio* расчетов, согласно которым магнитный момент кобальта в соединении $Ba(Cr_{0.7}Co_{0.3})_2As_2$ составляет $\approx 0.9\,\mu_B$ [15]. Аналогичный эффект редуцирования магнитного момента хрома недавно наблюдался посредством ЯМР в нулевом поле на ядрах ^{53}Cr в зонном антиферромагнетике $SrCr_2As_2$ ($T_N = 615$ K) [25].

Полученные результаты ЯМР спектроскопии на ядрах ^{59}Co свидетельствуют о том, что при концентрации кобальта 80 % в системе $Ba(Cr,Co)_2As_2$ атомы кобальта уже находятся в немагнитном состоянии, что также подтверждается исчезновением магнитного уширения в спектре ЯМР ^{75}As для этого состава и результатами *ab initio* расчетов [15]. Это означает, что либо ионы кобальта находятся в степени окисления 3+ (электронная конфигурация $3d^6$) в низкоспиновом состоянии $S = 0$, что маловероятно вследствие отсутствия октаэдров в кристаллической структуре 122, а также существенно ковалентного (а не ионного) типа связи в системе 122, либо кобальт отдает все семь своих $3d$-электронов в зону проводимости. Последняя гипотеза представляется наиболее реалистичной, так как для крайнего соединения $BaCo_2As_2$ наблюдается максимальное в ряду $Ba(Cr_{1-x}Co_x)_2As_2$ значение Найтовского сдвига ядер ^{75}As ($^{75}K_{\text{iso}} = +1.38\,\%$).

Заключение и выводы. Впервые успешно зарегистрированы спектры ЯМР на ядрах ^{75}As и ^{59}Co системы $Ba(Cr_{1-x}Co_x)_2As_2$ и прослежена их эволюция при увеличении степени замещения хрома на кобальт. Для крайнего состава $BaCr_2As_2$ сверхтонкое магнитное поле на ядрах ^{75}As равно нулю вследствие взаимной компенсации магнитных полей от соседних магнитных атомов хрома. При увеличении содержания Co на ядрах ^{75}As возникают локальные магнитные поля со средними значениями 0.32(1), 0.78(1) и 0.50(1) Тл для $x = 0.2$, 0.3 и 0.6 соответственно. При содержании кобальта 80 % наблюдается эффект увеличения квадрупольного расщепления и доминирование в суммарном сдвиге Найтовского слагаемого, обусловленного электронами проводимости, что, вероятно, связано с близостью состава $Ba(Cr_{0.2}Co_{0.8})_2As_2$ к квантовой критической точке, где температура магнитного упорядочения $T_N \to 0$, и происходит переход от антиферромагнитного порядка к паулевскому зонному магнетизму.

Спектр ЯМР от ядер ^{59}Co в нулевом внешнем магнитном поле в $Ba(Cr_{0.7}Co_{0.3})_2As_2$ демонстрирует широкое распределение интенсивности спинового эха в интервале частот 10–55 МГц с тремя выраженными максимумами при 30.0(1), 34.2(1) и 39.8(1) МГц, что соответствует значениям локального магнитного поля на кобальте 2.98(1), 3.40(1) и 3.96(1) Тл. Данный диапазон полей значительно (в 5–7 раз) меньше характерных локальных полей, экспериментально наблюдаемых в магнетиках на основе кобальта, что указывает на значительное редуцирование магнитного момента кобальта в $Ba(Cr_{0.7}Co_{0.3})_2As_2$.

При приближении к концентрации кобальта 80 % происходит резкое сужение линии ЯМР ядер ^{59}Co, что указывает на то, что в соединениях $Ba(Cr_{1-x}Co_x)_2As_2$ с $x > 0.6$ не только отсутствует локальное магнитное поле на ядрах, но и сами атомы кобальта находятся в немагнитном состоянии.

Авторы выражают благодарность Шилову Андрею Игоревичу и Полевик Анастасии Юрьевне за помощь в характеризации образцов методами рентгеновской дифракции и рентгеноспектрального микроанализа.

Финансирование работы. Данная работа финансировалась за счет средств бюджета института

(Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук (ФИАН)). Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. M. Shatruk, J. Solid State Chem. **272**, 198 (2019); https://doi.org/10.1016/j.jssc.2019.02.012.
2. S. Selter, F. Scaravaggi, R. Kappenberger, M. Naumann, V.V. Romaka, M. Knupfer, S. Aswartham, A. U. B. Wolter, S. Wurmehl, and B. Büchner, Inorg. Chem. **59**(23), 16913 (2020); https://doi.org/10.1021/acs.inorgchem.0c01817.
3. N.S. Sangeetha, L.-L. Wang, A.V. Smirnov, V. Smetana, A.-V. Mudring, D.D. Johnson, M.A. Tanatar, R. Prozorov, and D.C. Johnston, Phys. Rev. B **100**, 094447 (2019); DOI:10.1103/PhysRevB.100.094447.
4. K. A. Filsinger, W. Schnelle, P. Adler, G. H. Fecher, M. Reehuis, A. Hoser, J.-U. Hoffmann, P. Werner, M. Greenblatt, and C. Felser, Phys. Rev. B **95**, 184414 (2017); DOI:10.1103/PhysRevB.95.184414.
5. B. Gu and S. Maekawa, AIP Advances **7**, 055805 (2017); https://doi.org/10.1063/1.4973208.
6. A.S. Sefat, M.A. McGuire, R. Jin, B.C. Sales, D. Mandrus, F. Ronning, E.D. Bauer, and Y. Mozharivskyj, Phys. Rev. B **79**, 094508 (2009); DOI:10.1103/PhysRevB.79.094508.
7. K.S. Pervakov, V.A. Vlasenko, E.P. Khlybov, A. Zaleski, V. M. Pudalov, and Y. F. Eltsev, Supercond. Sci. Technol. **26**, 015008 (2013); DOI:10.1088/0953-2048/26/1/015008.
8. T.E. Kuzmicheva, V.A. Vlasenko, S.Yu. Gavrilkin, S.A. Kuzmichev, K.S. Pervakov, I.V. Roshchina, and V.M. Pudalov, Journal of Superconductivity and Novel Magnetism **29**, 3059 (2016); https://doi.org/10.1007/s10948-016-3816-4.
9. T.E. Kuzmicheva, S.A. Kuzmichev, A.V. Sadakov, S.Yu. Gavrilkin, A.Y. Tsvetkov, X. Lu, H. Luo, A.N. Vasiliev, V.M. Pudalov, X.-J. Chen, and M. Abdel-Hafiez, Phys. Rev. B **97**, 235106 (2018); DOI:10.1103/PhysRevB.97.235106.
10. A.S. Sefat, D.J. Singh, R. Jin, M.A. McGuire, B.C. Sales, and D. Mandrus, Phys. Rev. B **79**, 024512 (2009); DOI:10.1103/PhysRevB.79.024512.
11. M. Edelmann, G. Sangiovanni, M. Capone, and L.D. Medici, Phys. Rev. B **95**, 205118 (2017); DOI:10.1103/PhysRevB.95.205118.
12. Z.-T. Tang, J.-K. Bao, Y. Liu, Y.-L. Sun, A. Ablimit, H.-F. Zhai, H. Jiang, C.-M. Feng, Z.-A. Xu, and G.-H. Cao, Phys. Rev. B **91**, 020506(R) (2015); DOI:10.1103/PhysRevB.91.020506.
13. Z. T. Tang, J. K. Bao, Y. Liuet, H. Bai, H. Jiang, H.-F. Zhai, Ch.-M. Feng, Zh.-A. Xu, and G.-H. Cao, Sci. China Mater. **58**, 543 (2015); https://doi.org/10.1007/s40843-015-0063-0.
14. H. Kotegawa, S. Nakahara, H. Tou, and H. Sugawara, J. Phys. Soc. Jpn. **83**, 093702 (2014); DOI:10.7566/JPSJ.87.023703.
15. А. А. Гиппиус, А. В. Миронов, А. И. Шилов, А. В. Тарасов, А. С. Фролов, А. Д. Кулик, А. Ю. Маханева, А. В. Богач, И. В. Морозов, Журнал структурной химии **6**, 147499 (2025); DOI: 10.26902/JSC_id147499.
16. N. L. Wang, H. Hosono, P. Dai, *Iron-based Superconductors: Materials, Properties and Mechanisms*, Jenny Stanford Publishing, N.Y. (2012), p. 562; https://doi.org/10.1201/b13727.
17. P. Carretta and G. Prando, Nuovo Cim. **43**, 1 (2020); https://doi.org/10.1007/s40766-019-0001-1.
18. H. Mukuda, N. Terasaki, M. Yashima, H. Nishimura, Y. Kitaoka, and A. Iyo, Physica C: Superconductivity **469**(9–12), 559(2009); https://doi.org/10.1016/j.physc.2009.03.009.
19. N. J. Curro, T. Kissikov, M. A. Tanatar, R. Prozorov, S. L. Bud'ko, and P. C. Canfield, Front. Phys. **10**, 877628 (2022); doi: 10.3389/fphy.2022.877628.
20. F. Ning, K. Ahilan, T. Imai, A.S. Sefat, R. Jin, M.A. McGuire, B.C. Sales, and D. Mandrus, J. Phys. Soc. Jpn. **77**, 103705 (2008); DOI: 0.1143/JPSJ.77.103705.
21. А. П. Геращенко, З. Н. Волкова, А. Ф. Садыков, А. Г. Смольников, Ю. В. Пискунов, К. Н. Михалев, ЖЭТФ **167**(4), 553 (2025); doi: 10.31857/S0044451025040091.
22. K. Ahilan, T. Imai, A. S. Sefat, and F. L. Ning, Phys. Rev. B **90**, 014520 (2014); DOI:10.1103/PhysRevB.90.014520.
23. V.K. Anand, D.G. Quirinale, Y. Lee, B.N. Harmon, Y. Furukawa, V.V. Ogloblichev, A. Huq, D.L. Abernathy, P.W. Stephens, R.J. McQueeney, A. Kreyssig, A. I. Goldman, and D. C. Johnston, Phys. Rev. B **90**, 06451 (2014); DOI:10.1103/PhysRevB.90.064517.
24. R. Sarkar, R. Nath, P. Khuntia, H.S. Jeevan, P. Gegenwart, and M. Baenitz,); J. Phys. Condens. Matter. **24**(4), 045702 (2012); doi: 10.1088/0953-8984/24/4/045702.
25. Q.-P. Ding, S. Pakhira, N. S. Sangeetha, E. H. Krenkel, E.I. Timmons, M.A. Tanatar, R. Prozorov, D.C. Johnston, and Y. Furukawa, Phys. Rev. B **105**, 134408 (2022); DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevB.105.134408.
26. A. S. Andreev, O. B. Lapina, and S. V. Cherepanova, Appl. Magn. Reson. **45**, 1009 (2014); https://doi.org/10.1007/s00723-014-0580-0.
27. A.Yu. Germov, D.A. Prokopyev, A.S. Konev, M.A. Uimin, A.S. Minin, A.E. Yermakov,

B. Yu. Goloborodsky, I. A. Kurmachev, and Ye. V. Suvorkova, J. Magn. Magn. Mater. **588**, Part A, 171391 (2023); https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2023.171391.
28. I. G. Shmakov, O. I. Gorbatov, V. V. Serikov, N. M. Kleinerman, O. A. Golovnya, and Yu. N. Gornostyrev, J. Alloys Compd. **782**, 1008 (2019); https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2018.12.192.
29. T. Thomson, P. C. Riedi, C. L. Platt and A. E. Berkowitz, IEEE Trans. Magn. **34**(4), 1045 (1998); doi: 10.1109/20.706352.