Письма в ЖЭТФ, том 117, вып. 6, с. 464 – 469 

# Исследование нематики антиферромагнитного состояния в $EuFe_2As_2$ с помощью магнитных и магниторезонансных измерений

Ю. И. Таланов[+1)], И. И. Гимазов[+], Р. Б. Зарипов[+], К. С. Перваков[*], В. А. Власенко[*], В. М. Пудалов[*], Г. Б. Тейтельбаум[+]

[+]Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского, 420029 Казань, Россия

[*]Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Центр высокотемпературной сверхпроводимости и квантовых материалов им. В. Л. Гинзбурга, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 16 февраля 2023 г.
После переработки 21 февраля 2023 г.
Принята к публикации 21 февраля 2023 г.

С помощью спектроскопии электронного парамагнитного резонанса и SQUID-магнитометрии получено прямое свидетельство возникновения магнитных доменов в монокристалле $EuFe_2As_2$ в состоянии антиферромагнтного упорядочения. Резонансные спектры ионов европия регистрировались в интервале температур от 4 до 200 K. Используя уравнение для резонансного поля антиферромагнетика, учитывающего влияние обменного поля и поля анизотропии, проведен анализ угловой зависимости спектра при температуре 4.8 K при вращении кристалла вокруг оси $c$. Анализ данных показал, что $EuFe_2As_2$ является антиферромагнетиком с легкой плоскостью анизотропии. Кроме того, в плоскости $ab$ обнаружены оси легкого намагничивания второго порядка для каждого из двух типов магнитных доменов, связанных со структурным переходом и образованием двойников. Магнитная анизотропия, обусловленная обменным взаимодействием ионов европия с ионами железа, свидетельствует о возникновении нематического магнитного упорядочения в базисной плоскости. Из угловой зависимости резонансных полей получена оценка величины обменного поля и поля анизотропии.

DOI: 10.31857/S1234567823060113, EDN: qtjxuo

**1. Введение** Сверхпроводящие пниктиды железа (*iron based superconductors*, IBS) с редкоземельными ионами, такие как, например, $EuRbFe_4As_4$, привлекают повышенное внимание вследствие взаимной игры магнитного упорядочения спиновых моментов европия и железа со сверхпроводящим спариванием делокализованных электронов Fe и As [1–4]. В результате взаимного влияния различных механизмов в них возникает нетривиальное сверхпроводящее состояние, а также магнитное упорядочение с необычными анизотропными свойствами.

Родительское соединение $EuFe_2As_2$ является несверхпроводящим и стехиометрическим, что значительно упрощает проблему и позволяет подробно исследовать только ее магнитную сторону. Действительно, согласно результатам нейтронографии, а также магнитного и резонансного рентгеновского рассеяния [5, 6] в $EuFe_2As_2$ при температурах ниже 190 K в плоскостях $ab$ возникает антиферромагнитное упорядочение спинов $3d$ электронов Fe (в виде соизмеримой волны спиновой плотности, SDW). Согласно этим же данным при еще более низкой температуре $T_N = 19$ K слои атомов Eu, с ферромагнитным упорядочением спинов внутри слоя в плоскости $ab$, образуют слоистую антиферромагнтную (AFM) трехмерную структуру типа A (более подробно см. ниже). Возможное магнитное упорядочение спинов Eu в интервале температур 19–190 K пока остается дискутируемым вопросом.

Помимо упомянутых "сильных" эффектов (AFM, SDW) и сильной анизотропии магнитного упорядочения типа "легкая плоскость", в пниктидах железа имеется более тонкий эффект магнитного двойникования, который в сверхпроводящих IBS приводит к нематической сверхпроводимости, а в $EuFe_2As_2$ – к анизотропии магнитных свойств в, казалось бы, изотропной плоскости $ab$. Двойникование кристаллической решетки и возникновение магнитных доменов при низких температурах в $EuFe_2As_2$ было обнаружено из нейтронографии [5].

В настоящей работе с помощью измерений спинового резонанса мы впервые наблюдали нематическую структуру AFM состояния при температурах $T < 19$ K и получили ее количественные характеристики. Благодаря комбинации магниторезонансных и магнитных измерений в кристалле $EuFe_2As_2$ мы

1)e-mail: talanov@kfti.knc.ru

установили положение и направление осей легкого намагничивания и получили оценку величины обменного поля $H_E$, а также поля анизотропии $H_A$ в области температур $T < 19$ K.

**Кристаллическая и магнитная структура $\mathbf{EuFe_2As_2}$.** Кристаллическая структура $EuFe_2As_2$ ниже температуры $T_m = 190$ K претерпевает фазовый переход из тетрагональной в орторомбическую, т.е. происходит нарушение вращательной симметрии ($C_4$ переходит в $C_2$). Ввиду очень малого возникающего различия ($\sim 0.6\,\%$) длин элементарных векторов $a$ и $b$, образуются структурные двойники, в которых оси $a$ повернуты на $90°$ относительно соответствующих осей двойников другого типа. Ниже $T_m$ направление намагничивания устанавливается вдоль осей $a$ в каждом из структурных доменов, создавая тем самым магнитные домены [5]. Вследствие большого магнитного момента ионов европия и сильной спин-решеточной связи, магнитное поле оказывает значительное влияние на эти домены. Достаточно слабое магнитное поле ($H < 1$ Тл) приводит к их перераспределению [7–10].

Как упомянуто выше, ионы $Eu^{2+}$, обладающие большими магнитными моментами $\mu_{\mathrm{Eu}} \approx 7\mu_B$ [11] и связанные обменным взаимодействием ($J \approx 0.1$ мэВ [7]) образуют ферромагнитно-упорядоченные слои. Связь между слоями европия осуществляется через посредство ионов железа $Fe^{2+}$, с которыми ионы европия также связаны сильным обменом [7]. В результате, при температурах ниже $T_N = 19$ K возникает антиферромагнитное упорядочение A-типа между слоями европия, в котором направление намагниченности слоев поворачивается на угол $\pi$ от слоя к слою, оставаясь в плоскости $ab$. Кроме того, спиновые моменты ионов европия оказываются сильно связанными с кристаллической решеткой, что приводит к анизотропии магнитных параметров $EuFe_2As_2$, несмотря на то, что прямая спин-решеточная связь ионов $Eu^{2+}$ отсутствует вследствие отсутствия у ионов европия орбитального момента. В работах [7, 8] предложено теоретическое описание этой анизотропии через биквадратичное взаимодействие, за пределами Гейзенберговской модели, между локализованными электронами Eu и электронами, привносимыми в зону из атомных $3d$-орбиталей Fe [6, 7].

Для изучения магнетизма $EuFe_2As_2$ применялись различные методы: измерения намагниченности и магнитосопротивления [10, 11]; нейтронография [5, 12]; магнитострикция и магнитооптика [9]; спектроскопия рентгеновского магнитного кругового дихроизма [8, 12] и другие. Весьма ценную информацию о магнитных взаимодействиях в этом материале дает метод электронного спинового резонанса (ЭСР) [13]. Его преимущество заключается в том, что он позволяет получать сведения о локальных взаимодействиях. При его использовании ионы $Eu^{2+}$ являются одновременно и объектами исследования и локальными зондами, “измеряющими” величины внутренних полей: магнитную индукцию $B$, обменное (молекулярное) поле $H_E$ и поле анизотропии $H_A$. Для проверки достоверности, полученные из анализа данных ЭСР значения внутренних полей необходимо сравнить с оценками таких магнитных параметров, как обменный интеграл $J$ и константа анизотропии $K$. Эти оценки делаются на основе магнитных измерений, дающих усредненные по объему величины этих характеристик. В соответствии с этими соображениями, для изучения структуры нематического магнитного упорядочения в данной работе и была использована комбинация магниторезоненсных и магнитных измерений.

**Образцы и экспериментальная техника.** Исследованные кристаллы $EuFe_2As_2$ выращивались из раствора в расплаве методом, подробно описанным в работе [14]. Чистота исходных элементов была следующей: Eu 99.95 %, Fe 99.98 %, As 99.9999 %. Для исследований ЭСР от выращенного кристалла отщеплялась тонкая пластинка с размерами $2.5 \times 1.6 \times \times 0.1$ мм$^3$.

Исследования проводились на двух спектрометрах ЭСР X-диапазона. Один из них, Bruker BER-418s, имеет прямоугольный полый резонатор с основной модой $TE_{102}$ и собственной частотой около 9.4 ГГц. Второй – Bruker Elexsys E-580 с цилиндрическим диэлектрическим резонатором ER4118MD5 (мода $TE_{011}$, собственная частота $\sim 9.7$ ГГц). Резонатор помещается в криостат Oxford CF935, позволяющий изменять температуру от 2 до 300 K. Прибор оснащен программируемым одноосным гониометром Bruker ER218PG1 (диапазон изменения угла $0-360°$, точность установки $0.5°$), который размещается на резонаторе. Диапазон изменения магнитного поля: от 0 до 1.7 Тл.

**4. Результаты и обсуждение.** Имеющиеся в кристалле $EuFe_2As_2$ парамагнитные ионы $Fe^{2+}$ должны давать сигналы в спектре ЭСР. Однако, сильный антиферромагнитный обмен между ионами железа ($J_{\mathrm{Fe-Fe}} \approx 30-40$ мэВ [15]) и их спиновая релаксация через электроны проводимости уширяют резонансный сигнал настолько, что его обнаружение становится невозможным.

В отличие от железа, ионы европия остаются парамагнитными (неупорядоченными) в широком диапазоне температур $T > T_N$, и сигнал ЭСР от этих ионов хорошо наблюдается (см., например, [13, 14, 16, 17]). Его основные параметры таковы: положение соответствует $g$-фактору 1.97, ширина изменяется в пределах от 0.07 до 0.13 Тл, форма сигнала асимметричная (форма линии Дайсона [18]). Асимметрия обусловлена скин-эффектом и связана с примешиванием дисперсии в сигнал поглощения. Поэтому для получения точного значения резонансного поля $H_R$ и ширины сигнала $\delta H$ требуется его моделирование функцией, представляющей собой смесь дисперсии и поглощения лоренцевой формы [18, 19].

Кроме того, ввиду большой ширины сигнала, сравнимой с величиной резонансного поля, необходимо учитывать вклад, обусловленный циркулярно-поляризованным микроволновым полем с направлением вращения, противоположным основному микроволновому полю, формирующему резонансный сигнал. Аналитические выражения, предложенные в работе [20] для описания сигнала ЭСР в данных условиях, использовались в нашей работе для определения параметров сигнала.

На рисунке 1 представлена температурная зависимость резонансного поля $H_R(T)$, величина которого определялась описанным выше способом. Видно, что при приближении к точке магнитного перехода $T_N$ со стороны высоких температур сигнал ЭСР смещается в сторону низких полей. Это свидетельствует о влиянии размагничивающего поля, величина которого пропорциональна намагниченности образца. Согласно теоретическим расчетам Ч. Киттеля [21], в параллельной ориентации (когда внешнее поле параллельно плоскости тонкого образца) размагничивающее поле суммируется с внешним, что приводит к уменьшению величины внешнего поля, требуемого для создания резонансного условия $\omega = \gamma\tilde{H}$ ($\gamma = g\mu_B/\hbar$ – гиромагнитное отношение, $g$ – $g$-фактор парамагнитного иона, $\mu_B$ – магнетон Бора, $\hbar$ – постоянная Планка, $\tilde{H}$ – суммарное поле). В нашем случае параллельная ориентация соответствует условию $H\|ab$. Это условие и реализуется в эксперименте, результаты которого показаны на рис. 1.

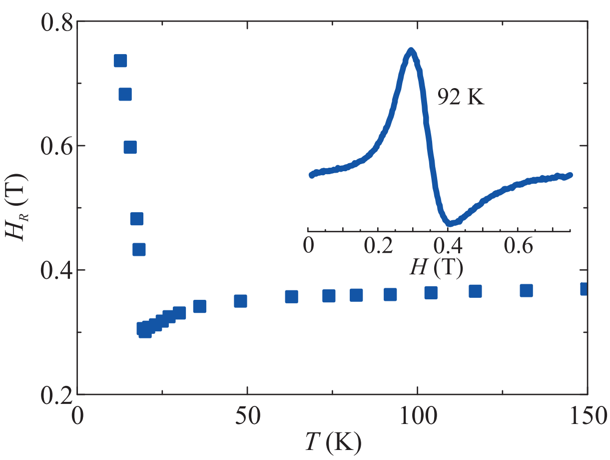


Рис. 1. (Цветной онлайн) Температурная зависимость резонансного поля ионов $Eu^{2+}$ в кристалле $EuFe_2As_2$. Ориентация кристалла в магнитном поле $H\|ab$. На вставке в качестве примера показан сигнал ЭСР, наблюдаемый при температуре 92 K

При переходе в упорядоченное состояние с понижением температуры до значений $T < T_N$ резонансный сигнал сильно уширяется, но остается наблюдаемым. Кроме того, он раздваивается (рис. 2). Это расщепление соответствует наблюдавшемуся ранее в работе [14], в которой была измерена зависимость резонансной частоты от поля при постоянной температуре. Оба сигнала быстро смещаются в сторону высоких полей при понижении температуры.

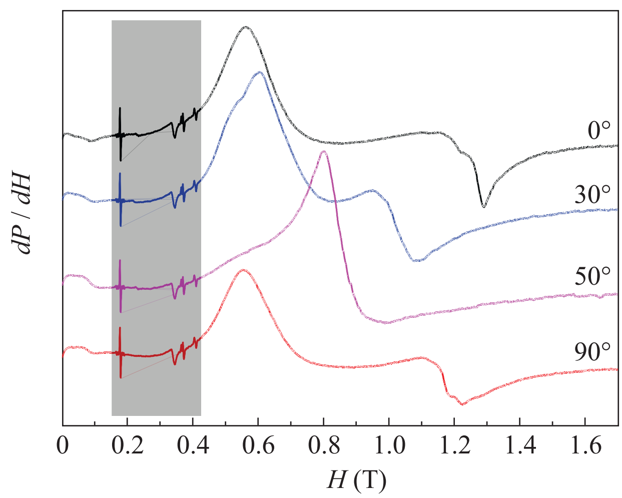


Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектры ЭСР ионов $Eu^{2+}$, полученные при температуре 4.8 K и разных ориентациях кристалла $EuFe_2As_2$ в магнитном поле. Поле лежит в плоскости $ab$, кристалл вращается вокруг оси $c$. Начало отсчета угла соответствует положению $H\|a$ для одного из доменов. Сигналы в затемненной области, обусловленные частями резонатора, не зависят от угла

На рисунке 1 в области температур $T < T_N$ показано положение только одного из сигналов – низкополевого. Смещение в высокие поля не соответствует действию размагничивающего поля и свидетельствует о возникновении иного механизма зависимости $H_R(T)$. Есть основания предполагать, что в этой области положение сигнала определяется полем анизотропии $H_A$, величина которого растет с понижением температуры [8]. Наличие двух сигналов говорит о том, что есть две группы ионов $Eu^{2+}$ с различным локальным окружением. Если сдвиг сигналов определяется полем анизотропии, значит величина $H_A$ – разная для двух разных групп ионов, или они имеют разные оси анизотропии. Последнее предположение хорошо согласуется с наличием магнитных доменов [10], связанных со структурными двойниками, у которых оси $a$ (и оси магнитной анизотропии) повернуты на 90° относительно друг друга, как отмечалось выше.

Смещение двух сигналов при вращении кристалла вокруг оси $c$ (поле при этом постоянно остается в плоскости $ab$) происходит независимо друг от друга (см. рис. 2). Форма спектра периодически повторяется. Сигналы расходятся на максимальное расстояние 0.6–0.7 Тл при значениях углов $\varphi = n \cdot \frac{\pi}{2}$ ($n$ – целое число, $\varphi = 0$ соответствует $H \| a$ одного из двойников). Когда $\varphi \approx n \cdot \frac{\pi}{4}$, сигналы сходятся и сливаются в один. Если предположить, что каждый из двух типов доменов имеет свою ось магнитной анизотропии второго порядка, направленную вдоль кристаллографической оси $a$, то можно представить угловую зависимость резонансных полей двух сигналов в виде суперпозиции двух одинаковы функций с периодом 180°, сдвинутых на 90° относительно друга, как это показано на рис. 3. Надо отметить,

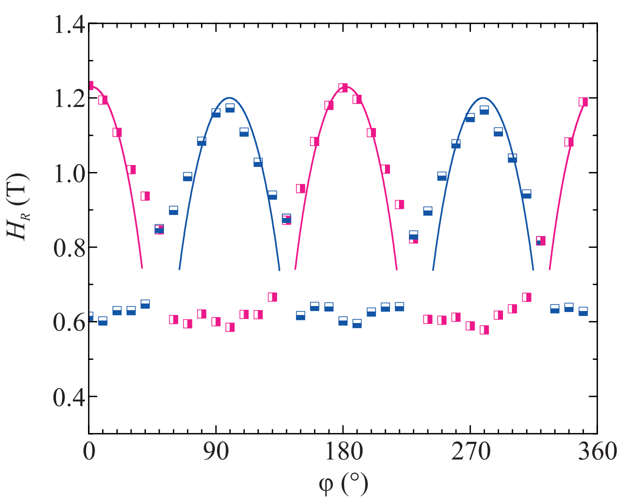


Рис. 3. (Цветной онлайн) Угловая зависимость резонансных полей сигналов ЭСР ионов $Eu^{2+}$, зарегистрированных при температуре 4.8 K при вращении кристалла $EuFe_2As_2$ вокруг оси $c$. Поле лежит в плоскости $ab$. Наполовину закрашенные квадраты – экспериментальные величины, сплошные кривые вычислены с использованием выражения (2) с параметрами $H_0 = 0.33$ Тл и $H_E \cdot H_A = 0.34$ Тл$^2$

что в работе [13] сообщалось о наличии очень слабой ($\Delta H \ll 10$ мТл) 90° модуляции величины резонансного поля при $T > T_N$. Авторы [13] объяснили её наличие влиянием кристаллических полей.

Кристаллическая структура $EuFe_2As_2$, в которой ионы европия образуют слои (см., например, [5]), предполагает наличие плоскостей легкого намагничивания. 180-ти-градусная внутриплоскостная анизотропия говорит о том, что помимо "легких плоскостей" при $T < T_N$ формируются еще и оси легкого намагничивания, совпадающие с более длинной осью $a$, как следует из нейтронографических данных [5]. Наличие магнитных доменов приводит к удвоению числа легких магнитных осей, и, следовательно, период повторения спектра становится равным 90° (рис. 3). Для описания угловой зависимости и оценки величины поля анизотропии было использовано уравнение (4.3.11) из книги А. Г. Гуревича [22], которое устанавливает связь резонансного поля с $H_A$ и $H_E$ для случая анизотропии в легкой плоскости намагничивания:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = H_R^2 - 4H_E H_A \cos(2\varphi). \tag{1}$$

В левой части этого уравнения $H_0 = \omega/\gamma$ – магнитное поле, которое создает зеемановское расщепление уровней энергии, равное по величине кванту электромагнитного поля $\hbar\omega$ ($\omega = 2\pi\nu$, $\nu$ – частота спектрометра). В правой части – комбинация полей, участвующих в создании резонансного условия: внешнее, в котором наблюдается сигнал ЭСР, $H_R$; произведение обменного поля $H_E$ на поле анизотропии $H_A$ и на косинус удвоенного угла $\varphi$ между направлениями оси анизотропии и внешнего поля. Это уравнение можно переписать, чтобы выделить наблюдаемую величину $H_R$ в явном виде:

$$H_R = \sqrt{H_0^2 + 4H_E H_A \cos(2\varphi)}. \tag{2}$$

Отметим, что уравнение (2) не имеет решения, когда $\cos(2\varphi) < 0$ и $H_0^2 < |4H_E H_A \cos(2\varphi)|$, т.е. в области малых полей.

Используя уравнение (2) нам удалось описать верхнюю часть угловой зависимости резонансного поля, где выполняются условия, написанные выше (см. рис. 3). Путем подбора параметров таким образом, чтобы расчетная кривая совпадала с экспериментальной зависимостью, можно найти величину произведения обменного поля $H_E$ и поля внутриплоскостной анизотропии $H_A$. При температуре 4.8 K оно оказалось примерно равным 0.34 Тл$^2$. Чтобы выделить из этого произведения значение поля анизотропии, необходимо использовать результаты магнитных (нерезонансных) измерений, а также литературные данные о величине обменного взаимодействия.

Полученная при $T = 4.2$ К зависимость намагниченности исследованного кристалла $EuFe_2As_2$ от величины внешнего поля приведена на рис. 4. Эта зависимость позволяет оценить величину намагниченности насыщения $M_s$ и получить значение обменного поля, используя соотношение $H_E = \lambda M_s$ ($\lambda = \frac{J}{\mu_B^2}$) [22]. Мы использовали величину обменного интеграла $J = 0.093$ мэВ из работы [7], где она была рассчитана по данным магнитных измерений на кристалле $EuFe_2As_2$, аналогичном нашему. Приняв величину намагниченности насыщения $M_s = 6.7\mu_B$ (рис.4) мы получили значение $H_E \simeq 10.5$ Тл и соответственно $H_A \simeq 32$ мТл. Чтобы понять, насколько реальна полученная нами величина $H_A$ и сравнить ее с литературными данными, необходимо перевести поле анизотропии в константу анизотропии $K$, используя соотношение $H_A = \frac{K}{M_s}$. Перевод дает значение $K \simeq 1.2 \cdot 10^{-5}$ эВ при $T = 4.8$ К. Этот результат вполне сравним с оценкой константы анизотропии, сделанной в работе [7] на основе измерений намагниченности при температуре 4.2 К: $K = 7.4 \cdot 10^{-6}$ эВ.

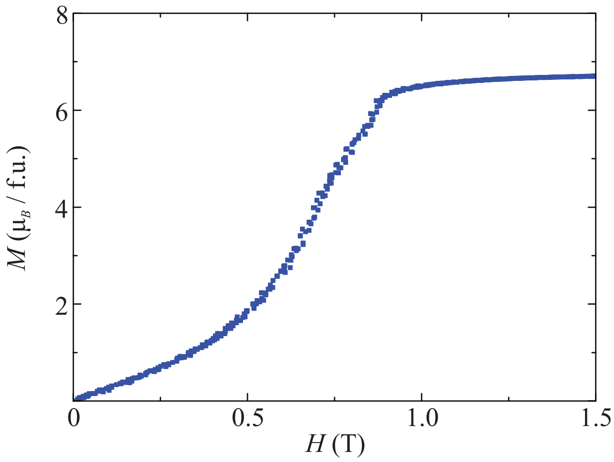


Рис. 4. (Цветной онлайн) Намагниченность кристалла $EuFe_2As_2$ (в единицах $\mu_B$/формульную единицу) в зависимости от величины внешнего поля при температуре 4.2 К. Поле параллельно плоскости $ab$. Видно, что насыщению намагниченности при $H \approx 1$ Тл предшествует затянутый метамагнитный переход (в диапазоне 0.4–0.7 Тл) типа "spin canting" [11]

Отметим, что малая величина поля анизотропии по сравнению с обменным полем ($H_A/H_E \simeq 0.003$) хорошо согласуется с исследованной ситуацией. А именно, обменное взаимодействие происходит в слое ионов европия, непосредственно между ними. В отличие от него, поле анизотропии формируется опосредованно, при участии ионов железа, расположенных в соседнем слое, через биквадратичное взаимодействие [8]. Поэтому анизотропия в направлении оси $c$ может быть большой, а в плоскости – малая.

В заключение отметим, что в настоящей работе было проведено исследование магнитных взаимодействий, которые определяют магнитную структура кристалла $EuFe_2As_2$ в магнитоупорядоченном состоянии при $T < 19$ К. Исследование выполнено методами магнитометрии и спектроскопии ЭСР на частоте около $10^{10}$ Гц. Возникающее в этой области температур поле анизотропии приводит к большому смещению резонансного сигнала в высокие поля. Кроме того, сигнал расщепляется на две компоненты, соответствующие двум группам магнитных доменов, развернутых на 90° друг относительно друга. Чтобы разобраться в особенностях магнитной структуры $EuFe_2As_2$, при $T = 4.8$ К была измерена и проанализирована угловая зависимость резонансных полей при вращении образца вокруг оси $c$ (направление внешнего поля $H \| ab$).

На основе проведенного анализа сделаны следующие выводы: (1) соединение $EuFe_2As_2$ при температуре $T < 19$ К является антиферромагнетиком с плоскостью легкого намагничивания, совпадающей с кристаллографической плоскостью $ab$; (2) в этой плоскости также возникает анизотропия с периодом повторения 180°, связанная с существованием осей легкого намагничивания, параллельных кристаллографической оси $a$; (3) наличие магнитных доменов, связанных с кристаллографическими двойниками, приводит к возникновению двух угловых зависимостей с периодом 180°, сдвинутых на 90° друг относительно друга. Наличие оси второго порядка в каждом домене можно рассматривать как нематическое упорядочение. Теоретическая аппроксимация угловой зависимости позволяет сделать оценки величины обменного поля $H_E \simeq 10.5$ Тл и поля анизотропии $H_A \simeq 32$ мТл при $T = 4.8$ К. Последняя величина хорошо соглауется с оценкой констатны анизотропии, сделанной на основе магнитометрических данных [7].

Настоящая работа выполнялась в рамках госзадания ФИЦ КазНЦ РАН. Измерения намагниченности проведены с использованием оборудования Центра коллективного пользования ФИАН в Центре высокотемпературной сверхпроводимости и квантовых материалов им. В. Л. Гинзбурга Физического института имени П. Н. Лебедева РАН при поддержке Российского научного фонда, грант # 21-72-20153.

Измерения ЭСР частично выполнены с использованием оборудования Распределенного коллективного спектро-аналитического Центра изучения строения, состава и свойства веществ и материалов ФИЦ КазНЦ РАН. Авторы благодарны А. И. Смирнову за обсуждение результатов.

---

1. T.K. Kim, K.S. Pervakov, D.V. Evtushinsky et al. (Collaboration), Phys. Rev. B **103**, 174517 (2021).
2. Т.К. Ким, К.С. Перваков, А.В. Садаков и др. (Collaboration), УФН **192**(7), 790 (2022).
3. V.S. Stolyarov, K.S. Pervakov, A.S. Astrakhantseva, I.A. Golovchanskiy, D.V. Vyalikh, T.K. Kim, S.V. Eremeev, V.A. Vlasenko, V. M. Pudalov, A.A. Golubov, E.V. Chulkov, and D. Roditchev, J. Phys. Chem. Lett. **11**, 9393 (2020).
4. D. Collomb, S.J. Bending, A.E. Koshelev, M.P. Smylie, L. Farrar, J.-K. Bao, D.Y. Chung, M.G. Kanatzidis, W.-K. Kwok, and U. Welp, Phys. Rev. Lett. **126**, 157001 (2021).
5. Y. Xiao, Y. Su, M. Meven, R. Mittal, C.M.N. Kumar, T. Chatterji, S. Price, J. Persson, N. Kumar, S.K. Dhar, A. Thamizhavel, and Th. Brueckel, Phys. Rev. B **80**, 174424 (2009).
6. A.L. Wysocki, K.D. Belashchenko, and V.P. Antropov, Nat. Phys. **7**, 485 (2011).
7. J. Maiwald, I.I. Mazin, and P. Gegenwart, Phys. Rev. X **8**, 011011 (2018).
8. J.J. Sanchez, G. Fabbris, Y. Choi, Y. Shi, P. Malinowski, Sh. Pandey, J. Liu, I.I. Mazin, J.-W. Kim, Ph. Ryan, and J.-H. Chu, Phys. Rev. B **104**, 104413 (2021).
9. S. Zapf, C. Stingl, K.W. Post, J. Maiwald, N. Bach, I. Pietsch, D. Neubauer, A. Löhle, C. Clauss, S. Jiang, H.S. Jeevan, D.N. Basov, P. Gegenwart, and M. Dressel, Phys. Rev. Lett. **113**, 227001 (2014).
10. Y. Xiao, Y. Su, S. Nandi, S. Price, B. Schmitz, C.M.N. Kumar, R. Mittal, T. Chatterji, N. Kumar, S.K. Dhar, A. Thamizhavel, and Th. Brückel, Phys. Rev. B **85**, 094504 (2012).
11. Sh. Jiang, Y. Luo, Zh. Ren, Z. Zhu, C. Wang, X. Xu, Q. Tao, G. Cao, and Zh. Xu, New J. Phys. **11**, 025007 (2009).
12. J. Herrero-Martin, V. Scagnoli, C. Mazzoli, Y. Su, R. Mittal, Y. Xiao, Th. Brueckel, N. Kumar, S.K. Dhar, A. Thamizhavel, and L. Paolasini, Phys. Rev. B **80**, 134411 (2009).
13. E. Dengler, J. Deisenhofer, H.-A. Krug von Nidda, S. Khim, J.S. Kim, K.H. Kim, F. Casper, C. Felser, and A. Loidl, Phys. Rev. B **81**, 024406 (2010).
14. I.A. Golovchanskiy, N.N. Abramov, V.A. Vlasenko, K. Pervakov, I.V. Shchetinin, P.S. Dzhumaev, O.V. Emelyanova, D.S. Baranov, D.S. Kalashnikov, K.B. Polevoy, V.M. Pudalov, and V.S. Stolyarov, Phys. Rev. B **106**, 024412 (2022).
15. Myung Joon Han, Quan Yin, W.E. Pickett, and S.Y. Savrasov, Phys. Rev. Lett. **102**, 107003 (2009).
16. F.A. Garcia, E.M. Bittar, C. Adriano, T.M. Garitezi, C. Rettori, and P.G. Pagliuso, J. Phys.: Conf. Ser. **273**, 012093 (2011).
17. M. Ikeda and M. Hagiwara, J. Korean Phys. Soc. **62**, 2007 (2013).
18. F.J. Dyson, Phys. Rev. **98**, 349 (1955).
19. S.E. Barnes, Adv. Phys. **30**, 801 (1981).
20. J.P. Joshi and S.V. Bhat, J. Magn. Reson. **168**, 284 (2004).
21. C. Kittel, Phys. Rev. **73**, 155 (1948).
22. А.Г. Гуревич, *Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках*, Наука, М. (1973).