Письма в ЖЭТФ, том 123, вып. 9, с. 638 – 647

Влияние критических спиновых флуктуаций на транспортные и магнитные свойства кристаллов $EuFe_2As_2$[1)]

И. И. Гимазов[+ 2)], *Д. Е. Железнякова*[+], *К. С. Перваков*[*], *В. А. Власенко*[*], *В. М. Пудалов*[*], *Ю. И. Таланов*[+]

[+] *Казанский физико-технический институт, Федеральный исследовательский центр "Казанский научный центр Российской академии наук", 420029 Казань, Россия*

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

Поступила в редакцию 2 апреля 2026 г.
После переработки 6 апреля 2026 г.
Принята к публикации 6 апреля 2026 г.

Представлены результаты исследования критических магнитных флуктуаций в кристаллах $EuFe_2As_2$ методом нерезонансного микроволнового поглощения. Анализ результатов измерений сопротивления и магнитной восприимчивости позволил определить величины статических критических индексов и показал, что поведение системы описывается двумерной моделью Изинга. Величина динамического критического индекса z найдена из теоретического анализа данных микроволнового поглощения с учетом значений статических индексов и скейлингового соотношения. Значение $z = 1.78$ согласуется с теоретической величиной, полученной в рамках двумерной модели Изинга для антиферромагнетиков. Оценка величины z для $EuFe_2As_2$ соответствует классу универсальности A, что предполагает наличие влияния магнитной подсистемы ионов Eu^{2+} на проводимость слоев FeAs. При приложении внешнего магнитного поля появляется тенденция к изменению характера флуктуаций и ослаблению антиферромагнитной связи, что соответствует изменению класса универсальности фазового перехода (от A к C).

DOI: 10.7868/S3034576626050078

1. Введение. Проблема влияния магнитного упорядочения на сверхпроводимость исследуется многие десятилетия и экспериментально (см., например, [1]), и теоретически [2]. Очевидный антагонизм спаривания электронов с противоположно направленными спинами в сверхпроводнике и ферромагнитного упорядочения атомов решетки обычно приводит к подавлению сверхпроводящего параметра порядка (СПП) в области соприкосновения сверхпроводника с ферромагнетиком. Однако, если поместить тонкую сверхпроводящую пленку между двумя ферромагнитными (ФМ) слоями с противоположно направленными магнитными моментами, то негативное влияние магнитных слоев будет уменьшаться вследствие компенсации, и подавление СПП (понижение критической температуры T_c) будет слабее. На этом принципе построены действующие в настоящее время сверхпроводящие спиновые клапаны, позволяющие управлять сверхтоком, включать и выключать его [3, 4]. С другой стороны, антиферромагнитные (АФМ) корреляции вовсе не препятствуют синглетному спариванию электронов, даже наоборот, – могут способствовать. Кроме того, экспериментально установлено [5], что АФМ упорядочение атомов решетки, не влияет на амлитуду параметра порядка при синглетном спаривании.

АФМ спиновые флуктуации уже долгое время рассматриваются многими авторами в качестве основных претендентов на роль связующих звеньев в куперовских парах (см., например, обзор [6]). Эта идея особенно интенсивно развивается в последнее десятилетие после открытия железосодержащих сверхпроводников (пниктидов и халькогенидов), в которых магнитные корреляции оказывают большое влияние на транспортные свойства, что было показано экспериментально и теоретически [7–10].

В случае спин-флуктуационного взаимодействия рассеяние носителей тока в нормальном состоянии, и куперовское спаривание в сверхпроводящей фазе происходят в результате взаимодействия с магнитными возбуждениями, например, с флуктуациями. С момента открытия железосодержащих сверхпроводников спин-флуктуационный механизм спаривания рассматривается в качестве основного механизма образования куперовских пар в этих соединениях

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

[2)] e-mail: gimazov@kfti.knc.ru

(см. обзор [6] и ссылки в нем). В связи с этим магнитные (спиновые) флуктуации являются предметом пристального внимания и исследований, в том числе экспериментальных, разными способами (транспортными, магнитными, спектроскопическими и др.).

Целью наших исследований является выяснение свойств и характера спиновых флуктуаций и их влияния на транспортные параметры слоистого полуметалла $EuFe_2As_2$ с магнитным упорядочением атомов Eu и атомов Fe. Это соединение является родоначальником обширного класса пниктидов с нетривиальными транспортными, магнитными и сверхпроводящими свойствами. Его структура напоминает устройство спинового клапана: в нем проводящие слои FeAs располагаются между магнитными слоями европия. Магнитные моменты ионов железа упорядочиваются в форме волн спиновой плотности при температуре $T_{SDW} = 190$ K. Атомы европия образуют собственные слои, в которых спины ионов Eu^{2+} связаны сильным ФМ взаимодействием, однако двумерный характер этого взаимодействия препятствует образованию дальнодействующего ФМ порядка. Только при температуре $T_m \sim 19$ K, когда возникает связь между слоями европия, внутри слоев устанавливается дальний ФМ порядок, а весь кристалл $EuFe_2As_2$ переходит в АФМ состояние со структурой A-типа, поскольку магнитные моменты соседних слоев Eu направлены антипараллельно. В некоторых работах (см., например, [11]) высказывается предположение о том, что установление магнитного порядка в кристалле $EuFe_2As_2$ происходит в два этапа: сначала, при некоторой температуре Кюри T_C, происходит ФМ упорядочение магнитных моментов Eu^{2+} в слоях; затем, при температуре Нееля $T_N < 19$ K возникает АФМ порядок.

В настоящей работе проведен анализ спиновых флуктуаций в области температуры упорядочения магнитных моментов ионов европия, который позволил установить их размерность (3D) и знак обменного взаимодействия (АФМ).

Критическое поведение физических параметров, таких как теплоемкость, сопротивление, намагниченность, магнитная восприимчивость и др., имеет подробное теоретическое описание в рамках нескольких моделей, учитывающих пространственную размерность системы d и размерность магнитного взаимодействия n, т.е. число степеней свободы спина ($n = 3$ в модели Гейзенберга, $n = 2$ в XY-модели, $n = 1$ в модели Изинга). См., например, [12].

Анализ критического поведения транспортных и магнитных характеристик исследуемого соединения вблизи температуры упорядочения, определение величин критических индексов (показателей степени) позволяют сделать вывод о характере и размерности магнитного взаимодействия, о симметрии параметра порядка. Кроме того, теоретическое описание отклика спиновой системы на переменное электромагнитное поле дает возможность оценить величину динамического критического индекса z и связать исследуемый фазовый переход с определенным классом универсальности, и тем самым – определить характер взаимодействия между разными составляющими системы. Помимо этого, анализ динамических параметров дает возможность оценить корреляционную длину и время рассеяния делокализованных носителей, вызванного спиновыми флуктуациями.

Необходимые для анализа температурной зависимости сопротивления, магнитной восприимчивости и микроволнового поглощения (МВП) теоретические выражения приведены в разделе 2, а их более подробное изложение приведено в дополнительных материалах к статье. В следующей части статьи (раздел 3) описываются технические детали и методика эксперимента, а в разделе 4 представлены анализ экспериментальных результатов и обсуждение полученных величин критических индексов. В Заключении сделан вывод об особенностях магнитных флуктуаций в исследуемом соединении $EuFe_2As_2$.

2. Критическое поведение параметров магнитной системы вблизи фазового перехода. Поскольку в нашей работе исследуется влияние магнитных флуктуаций на транспортные свойства кристаллов $EuFe_2As_2$, необходимо проанализировать поведение удельного сопротивления вблизи фазового перехода. На температурной зависимости сопротивления влияние флуктуаций проявляется слабо при ~ 20 K (см. рис. 1), однако в производной сопротивления от температуры (рис. 2) это влияние выражено намного заметнее.

Теоретические расчеты динамического критического индекса z для магнитных фазовых переходов [12, 13] показали, что его величина сильно зависит от размерности и характера магнитного взаимодействия. В частности, в трехмерной модели Гейзенберга ($d = 3$, $n = 3$) в разных классах универсальности получаются разные величины этого параметра: в классе G, к которому принадлежат антиферромагнетики, $z = d/2 = 1.5$, а в классе J для ферромагнетиков – $z = (d + 2)/2 = 2.5$. Следовательно, используя величину динамического критического индекса z, можно определить ключевые характеристики магнитной системы и проследить за их эволюцией с изменением температуры, магнитного поля, давления или химического состава. Так, эксперименталь-

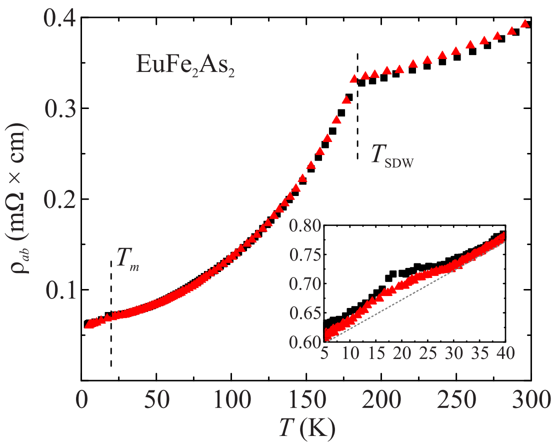

Рис. 1. (Цветной онлайн) Температурная зависимость удельного сопротивления $EuFe_2As_2$, полученная в магнитном поле $H = 10^{-5}$ Тл (черные квадраты) и $H = 0.8$ Тл (красные треугольники). На вставке приведены те же данные в увеличенном масштабе вблизи критической температуры

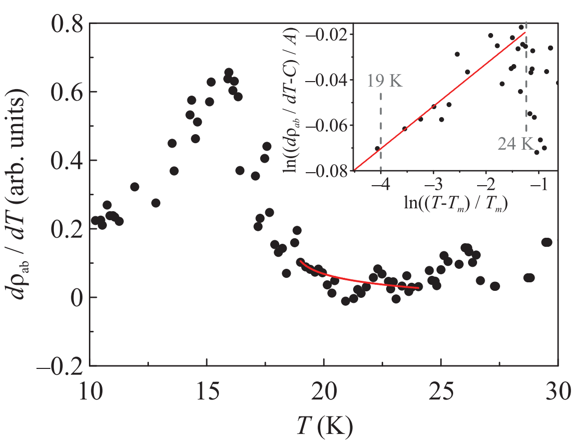

Рис. 2. (Цветной онлайн) Температурная зависимость первой производной от удельного сопротивления $EuFe_2As_2$ по температуре, $H = 10^{-5}$ Тл. Красная линия – расчет по формуле (S5) (см. дополнительные материалы). На вставке приведены те же данные в логарифмическом масштабе. Прямая линия проведена по точкам в интервале от 19 до 24 K

но, путем регистрации спектров неупругого рассеяния нейтронов, был обнаружен кроссовер от двумерного характера к трехмерному в АФМ соединениях MnF_2 и Rb_2MnF_4 [14].

В нашей работе используется метод нерезонансного микроволнового поглощения, который, в отличие от электронного спинового резонанса (ЭСР) и ядерного магнитного резонанса (ЯМР), позволяет регистрировать сигнал в нулевом магнитном поле и проследить его изменение с понижением температуры, по мере приближения к критической точке. Анализ полученных таким способом данных дает возможность оценить корреляционную длину ξ и время корреляций τ_s, определить динамический критический индекс z. Этот набор параметров помогает выявить влияние магнитных флуктуаций на транспортные свойства.

В магнитных проводящих материалах выражение для микроволнового поглощения включает в себя температурную зависимость сопротивления и компонент комплексной магнитной восприимчивости [15]:

$$A_{\mathrm{MWA}}(T) = \sqrt{\frac{\mu_0\omega_0}{2}}\sqrt{\rho(T)}\left(1+\frac{1}{2}(\chi'(T)-\chi''(T))\right). \tag{1}$$

Здесь A_{MWA} – амплитуда МВП, μ_0 – магнитная постоянная, ω_0 – рабочая частота, χ' и χ'' – действительная и мнимая компоненты магнитной восприимчивости, которые выражаются формулами:

$$\chi' = \chi_0\frac{1}{1+(\omega_0\tau_s)^2}, \tag{2}$$

$$\chi'' = \chi_0\frac{\omega_0\tau_s}{1+(\omega_0\tau_s)^2}. \tag{3}$$

Зависимость амплитуды МВП от комплексной восприимчивости дает возможность оценить частотные и временные параметры, связанные с рассеянием на магнитных флуктуациях. Таким образом, результирующая формула для описания поведения МВП имеет множители, содержащие зависящие от температуры удельное сопротивление, статическую магнитную восприимчивость и время рассеяния на магнитных (спиновых) флуктуациях τ_s:

$$A_{\mathrm{MWA}}(T) = \sqrt{\frac{\mu_0\omega_0}{2}}\sqrt{\rho(T)}\left(1+\frac{1}{2}\chi_0\frac{1-\omega_0\tau_s}{1+(\omega_0\tau_s)^2}\right). \tag{4}$$

Вблизи фазового перехода поведение магнитной восприимчивости описывается с помощью формулы (S3) (см. дополнительные материалы). Температурная зависимость удельного сопротивления получается путем интегрирования его производной (см. дополнительные материалы, формула (S5)):

$$\rho(T) = \frac{A|T-T_m|}{1-\alpha}\left|\frac{T-T_m}{T_m}\right|^{-\alpha} + C\cdot T + C', \tag{5}$$

где A, C и C' – константы.

Параметры уравнений (S3) (см. дополнительные материалы) и (5) можно определить путем подгонки кривых, рассчитанных по этим выражениям, к экспериментальным температурным зависимостям магнитной восприимчивости и удельного сопротивления. После этого в уравнении (4) для зависимости $A_{\mathrm{MWA}}(T)$ остается только один неизвестный параметр τ_s, определяющий температурную зависимость времени спиновых корреляций. Он связан с произведением показателей $z\nu$ и параметром τ_o через уравнение (S8) (см. дополнительные материалы).

3. Объекты исследования и методы измерений. Использованные в работе монокристаллы $EuFe_2As_2$ были выращены методом кристаллизации из раствора в расплаве. Детальное описание процедуры приготовления можно найти в работе [16]. Рентгеновский фазовый анализ показал отсутствие посторонних фаз, а элементный состав полученных кристаллов, выполненный с помощью энерго- дисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDX), соответствует соотношению элементов $\mathrm{Eu} : 1.002 \pm 0.010, \mathrm{Fe} : 1.996 \pm 0.010, \mathrm{As} : 1.996 \pm 0.010$. Образцы представляют собой кристаллы с металлическим блеском размерами $\sim 3 \times 4 \times 0.1$ мм^3. Они устойчивы к воздействию атмосферы, и в процессе исследования их физические свойства не изменялись.

Статические критические индексы, α и γ, извлекались путем анализа температурной зависимости удельного сопротивления и низкочастотной магнитной восприимчивости в непосредственной близости к критической температуре T_m. Для определения динамического критического индекса z, для оценки корреляционной длины ξ и времени рассеяния на спиновых флуктуациях τ_s использовались данные, полученные в измерениях амплитуды нерезонансного микроволнового поглощения.

Измерение сопротивления проводилось стандартным четырехконтактным методом при пропускании тока величиной около 1 мА. Измерения магнитных моментов кристаллов $EuFe_2As_2$ и их восприимчивости χ_0 проводились с использованием вибрационного магнитометра (VSM) системы Quantum Design PPMS-9 в магнитном поле 1 мТл, параллельном оси c кристалла. Для регистрации МВП в образцах $EuFe_2As_2$ использовался модифицированный ЭПР спектрометр, работающий на частоте около 9.5 ГГц (X-диапазон). Образец на сапфировом стержне помещался в цилиндрический вакуумированный резонатор, погруженный в жидкий гелий. Подобная конструкция измерительной системы позволяет жестко стабилизировать температуру резонатора и тем самым обеспечить стабильность таких параметров ненагруженного резонатора, как добротность и резонансная частота. Температура образца изменялась путем передачи тепла от резистивного нагревателя, расположенного вне резонатора, через сапфировый стержень. Измерения проводились в магнитных полях от 0 до 0.8 Тл при ориентации образца, соответствующей $H||ab$.

4. Результаты и обсуждение.

4.1. Статические критические индексы. Для оценки величин статических критических индексов мы проанализировали температурные зависимости удельного сопротивления и магнитной восприимчивости вблизи магнитного фазового перехода $T_m \simeq 19$ К. На рисунке 1 показана зависимость удельного сопротивления от температуры $\rho(T)$, полученная при двух различных величинах магнитного поля: $H = 10^{-5}$ Тл и $H = 0.8$ Тл. Для получения малых величин внешнего поля (меньше 1 мТл) использовались дополнительные катушки, которые позволяли компенсировать остаточное поле электромагнита и другие нежелательные вклады. Во всем диапазоне температуры наблюдается зависимость сопротивления "металлического" типа, т.е. положительный наклон кривой $\rho(T)$. При температуре $T_{SDW} = 190$ К, соответствующей упорядочению магнитных моментов ионов железа, одновременно наблюдается структурный переход. Данный переход приводит к изменениям в фононном спектре и проявляется в измерениях удельного сопротивления как изменение наклона $\rho(T)$. Детальное исследование структурного перехода выходит за рамки настоящей работы. Его подробное описание можно найти в работе [17]. Другая особенность зависимости $\rho(T)$ наблюдается в окрестности температуры 19 К в виде небольшого изгиба плавной зависимости металлического характера. Эта особенность подавляется с ростом напряженности внешнего магнитного поля и в конечном итоге исчезает при значениях поля ~ 1 Тл, коррелируя с насыщением намагниченности Eu [16].

Как было отмечено выше, для анализа критического поведения спиновой системы в магнитных материалах удобно использовать температурную зависимость первой производной от удельного сопротивления по температуре. На рисунке 2 сплошной (красной) кривой показан результат использования формулы (S5) (см. дополнительные материалы) для описания экспериментальной зависимости $d\rho(T)/dT$. Аппроксимация проводилась в узком диапазоне температур (от 19 до 24 К) вблизи температуры фазового перехода T_m, где обнаруживается флуктуационная добавка к удельному сопротивлению $\rho(T)$ (см. рис. 1). На вставке на рис. 2 эти данные представлены в логарифмическом масштабе. Здесь увеличение $\ln((T - T_m)/T_m)$ от -4 до 0 соответствует приближению к температуре магнитного упорядочения со стороны высоких температур. В этом интервале с понижением температуры происходит увеличение вклада в сопротивление, связанного с флуктуациями. Суммарный наклон кривой $\rho(T)$ складывается из большого положительного наклона, обусловленного металлическим характером проводимости, и небольшой флуктуационной добавки с отрицательным $d\rho/dT$. Величина этой производной продолжает возрастать с понижением температуры при $T < T_m$ и достигает пика при $T = 16$ K, где наклон $\rho(T)$ – максимальный.

Аппроксимировать теоретическую зависимость (см. дополнительные материалы, формула (S5)) к экспериментальным данным удается с такими параметрами: критический индекс $\alpha = 0.02 \pm 0.09$, критическая температура $T_m = 18.7 \pm 0.5$ K. (Здесь и далее по тексту ошибки величин, полученных аппроксимацией, означают возможный разброс значений параметров.) Это значение T_m совпадает с температурой локального максимума, наблюдаемого в данных по магнитной восприимчивости и МВП (см. далее). Полученная величина α ближе всего к теоретическому значению ($\alpha = 0$), полученному расчетом в двумерной модели Изинга (см. дополнительные материалы, табл. S1), однако, с учетом ошибки, может соответствовать любым классам универсальности, кроме "3D-Гейзенберг".

Соответствие классу "2D-Изинг" хорошо коррелирует с магнитной структурой $EuFe_2As_2$, которая относится к легкоплоскостному антиферромагнетику. Однако в работе [18] измерения удельной теплоемкости этого соединения дали критический индекс $\alpha = 0.11$, соответствующий классу универсальности "3D-Изинг", в то время как отношение предэкспоненциальных множителей ближе к модели 3D-XY. (В нашей работе предэкспоненциальный множитель для $T < T_m$ определить не удалось, поэтому отношение предэкспоненциальных множителей не приводится).

Учитывая, что флуктуационный вклад мал по сравнению с общим изменением $\rho(T)$, понятно, что только на основании оценки параметра α невозможно сделать выбор модели, соответствующей исследуемой системе. Необходимо использовать и другие данные, например, результаты измерения магнитной восприимчивости.

Температурная зависимость магнитной восприимчивости для ориентации $H||ab$ представлена на рис. 3. Моделирование $\chi(T)$ с помощью формулы (S3) (см. дополнительные материалы) вблизи температуры магнитного упорядочения дает критический индекс $\gamma = 1.68 \pm 0.03$ и критическую температуру $T_m = 16.3 \pm 0.3$ K. Сопоставимые значения получаются при использовании формулы (S4) (см. дополнительные материалы), в которой предэкспоненциальный множитель сокращается, и таким образом исключается возможная ошибка из-за наличия диамагнитного вклада: $\gamma = 1.62 \pm 0.03$ и $T_m = 16.1 \pm 0.3$ K. Расчет с использованием этих величин показан прямой красной линией на вставке на рис. 3.

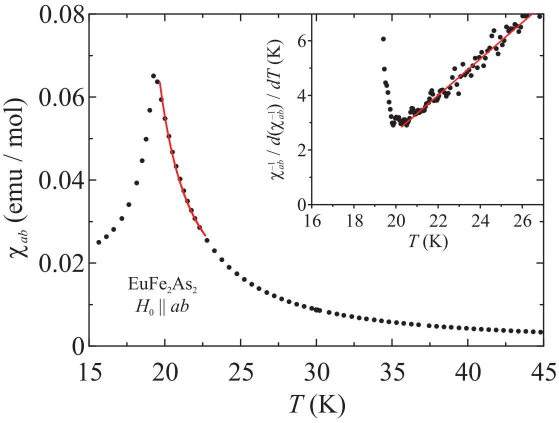

Рис. 3. (Цветной онлайн) Температурная зависимость магнитной восприимчивости кристалла $EuFe_2As_2$ в поле $H = 1$ мТл, направленном параллельно плоскости ab кристалла. Красная линия – расчет по формуле (S3) (см. дополнительные материалы). На вставке – температурная зависимость отношения обратной восприимчивости к первой производной этой величины. Красная линия – расчет по формуле (S4) (см. дополнительные материалы)

Таким образом, описание данных по магнитной восприимчивости с помощью теоретических выражений предполагает, что температура магнитного упорядочения $T_m = 16.2 \pm 0.4$ K, которая близка к температуре максимума сопротивления (рис. 2), но существенно отличается от значения 19 K, полученного в результате аппроксимации данных по сопротивлению с помощью критической зависимости. Вполне вероятно, что такое расхождение связано с существенно разными температурами ФМ упорядочения магнитных моментов в слоях европия и установления АФМ порядка между этими слоями. ФМ порядок возникает при более высокой температуре, чем АФМ, поскольку обменная связь $J_\parallel$ между соседними ионами Eu^{2+} существенно больше межплоскостного взаимодействия $J_\perp$[3)].

Отметим, что установление магнитного порядка во всем объеме образца невозможно без объединения слоев в общую трехмерную структуру. На важную роль ФМ корреляций при температуре вблизи темпе-

[3)] По оценкам, сделанным в работе [19], обменный интеграл между соседними слоями европия $J_\perp$ составляет 0.093 мэВ (~ 1 K). В то время как обменное взаимодействие между ионами Eu^{2+} в слое $J_\parallel$ превышает $J_\perp$ в разы (от 3-х до 14 раз).

ратуры магнитного упорядочения T_m (как выше, так и ниже ее) указывают следующие факты: (1) экстраполяция высокотемпературного участка зависимости $1/\chi(T)$ к оси абсцисс дает положительное значение параметра Кюри–Вейсса Θ, характерное для ФМ упорядочения; (2) в точке $T = T_m$ магнитная восприимчивость при ориентации внешнего магнитного поля параллельно базисной плоскости кристалла ab заметно превышает значение восприимчивости при перпендикулярной ориентации $\chi_{ab}/\chi_c = 1.35$. Эти особенности магнитной восприимчивости наблюдаются и в наших измерениях, и в работах других авторов (см., например, [20]).

Модель двухэтапного (по температуре) магнитного перехода неоднократно предлагалась для $EuFe_2As_2$ в литературе. Так, в статье [11] утверждается, что при 19 K происходит установление ФМ упорядочения в слоях европия, тогда как АФМ упорядочение между слоями реализуется при температурах ниже 17 K. Кроме того, приложение даже сравнительно небольшого по величине магнитного поля (порядка 0.1 Тл) приводит к появлению на зависимости $\chi(T)$ двух максимумов, один из которых связан с ФМ упорядочением, а второй – с АФМ (см., например, [20]).

Полученная в нашем анализе величина критического индекса, характеризующего магнитную восприимчивость, $\gamma = 1.68 \pm 0.03$ хорошо согласуется с теоретическим значением, рассчитанным в двумерной модели Изинга (см. табл. S1). Как было показано выше, критический индекс α, вычисленный при анализе поведения удельного сопротивления, тоже согласуется с данной моделью. Поэтому можно сделать вывод о том, что модель "2D-Изинг" вполне подходит для описания поведения физических параметров исследуемого соединения $EuFe_2As_2$ вблизи температуры магнитного упорядочения. Этот вывод так же согласуется с результатами исследования этого материала с помощью электронного спинового резонанса, полученными в работе [21].

Несмотря на то, что магнитная система соединения относится к классу легкоплоскостных антиферромагнетиков, в базисной плоскости существует ось легкого намагничивания, которая ориентирует магнитные моменты вдоль длинной орторомбической оси a. Таким образом, наличие оси легкого намагничивания приводит к тому, что число степеней свободы спина равно единице $n = 1$, а слоистость кристаллической решетки определяет квазидвумерность системы ($d \approx 2$), в которой обменное взаимодействие в слое значительно превышает взаимодействие между слоями.

4.2.Динамический критический индекс. Как отмечалось ранее, статические критические индексы (в частности, α и γ) зависят исключительно от размерности и симметрии системы. Они не чувствительны к микроскопическим деталям системы, поэтому установить природу и особенности магнитных флуктуаций в $EuFe_2As_2$ только на основании данных, полученных в измерениях низкочастотной магнитной восприимчивости и удельного сопротивления, не представляется возможным. Для решения этой проблемы необходимо изучение динамических характеристик системы. С этой целью мы измеряли и проанализировали температурные зависимости нерезонансного МВП.

Амплитуда МВП в зависимости от температуры вблизи магнитного перехода представлена на рис. 4. Моделирование экспериментальных данных с помощью формулы (4), с учетом формул (S3) и (S8) (см. дополнительные материалы), вблизи критической температуры дает значение $z\nu = 1.71 \pm 0.01$ и масштаб времени $\tau_0 = (2.1 \pm 0.5) \times 10^{-10}$ с.

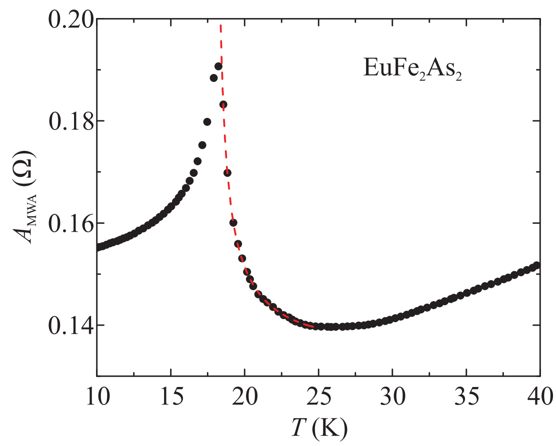

Рис. 4. (Цветной онлайн) Температурная зависимость амплитуды микроволнового поглощения в поле 10 мТл, $H||ab$. Красная пунктирная линия – расчет по формуле (4) с параметрами $z\nu = 1.71 \pm 0.01$ и $\tau_0 = 2.1 \pm 0.5 \times \times 10^{-10}$ с

Для оценки значения параметра ν можно воспользоваться скейлинговым соотношением, которое связывает три разных критических индекса [12]:

$$\gamma = \nu(2 - \eta), \qquad (6)$$

где η – критический индекс корреляционной функции. Как было сказано выше, значения статических критических индексов для $EuFe_2As_2$ соответствуют двумерной модели Изинга. В этой модели индекс η принимает значение 0.25 (см. дополнительные материалы, табл. S1). Скейлинговое соотношение (6) при известных значениях $\eta = 0.25$ и $\gamma = 1.68$ позволяет определить критический индекс корреляционной длины: $\nu = 0.96 \pm 0.05$. Таким образом, всестороннее описание критического поведения с помощью измерений удельного сопротивления, магнитной восприимчивости и нерезонансного МВП для соединения $EuFe_2As_2$ дает значение динамического критического индекса $z = 1.78 \pm 0.03$.

Чтобы установить класс универсальности, которому соответствует фазовый переход в $EuFe_2As_2$, обратимся к теоретическим значениям динамического критического индекса z [13]. Как было показано в части 2 настоящей работы, в трехмерной модели Гейзенберга индекс z позволяет отличить друг от друга ФМ и АФМ фазовые переходы. В случае двумерных систем [13, 22] теоретические расчеты дают близкие значения z для ферромагнетиков и антиферромагнетиков: $z = 2 + \alpha/\nu$ и $z = 2 + \acute{c}\eta$ ($\acute{c}$ – константа), соответственно.

Согласно расчетам, сделанным в работах [22, 23], $\acute{c} = -1$ для класса универсальности A. Используя это значение параметра $\acute{c}$, можно отличить АФМ и ФМ переходы друг от друга. В двумерной модели Изинга получается $z = 2.11$ для ФМ перехода и $z = 2 - \eta = 1.75$ в случае АФМ корреляций в области фазового перехода. Следовательно, полученная в нашем анализе данных для $EuFe_2As_2$ величина $z = 1.78$ соответствует последнему случаю. Эта величина также хорошо согласуется со значением индекса $z = 1.75$, соответствующего АФМ корреляциям, вычисленного по формуле $z = \gamma/\nu$, выведенной в работе [22].

Отметим, что полученное в нашей работе значение динамического критического индекса демонстрирует хорошее согласие с литературными данными для слоистых антиферромагнетиков, которые описываются двумерной моделью Изинга и относятся к классу универсальности A: $z = 1.77 \pm 0.05$ – для $KFeF_4$ [24], $z = 1.69 \pm 0.05$ – для Rb_2CoF_4 [25].

Кроме индекса z, результаты измерений МВП позволяют оценить корреляционную длину ξ_0 и время жизни магнитных флуктуаций τ_0. Время τ_s связано с корреляционной длиной ξ, которая с приближением к критической температуре расходится по степенному закону (см. дополнительные материалы, формула (S7)). В точке насыщения, где наблюдается максимум амплитуды МВП, отношение $\xi_{\text{sat}}/\xi_0 \sim 50$ (где ξ_{sat} – корреляционная длина в точке насыщения). Если для магнитных корреляций АФМ природы за масштаб корреляционной длины брать расстояние между слоями европия (~ 6 Å), то корреляционная длина в критической точке составляет примерно 30 нм.

Теоретически в критической точке корреляционная длина стремится к бесконечности, но на практике эта величина ограничена размерами образца или доменов. Однако наша оценка ξ дает величину намного меньше размеров образца. Другой возможной причиной ограничения корреляционной длины в реальных кристаллах $EuFe_2As_2$ могут быть структурные двойники, которые образуются при трансформации кристаллической решетки из тетрагональной в орторомбическую при $T_{SDW} = 190$ K, а при $T \leq T_m$ они становятся магнитными доменами [21]. Согласно недавним исследованиям этих кристаллов с помощью магнито-оптической техники и поляризованного света [26], размер двойников составляет от 1 до 10 мкм (возможно, существуют двойники меньшего размера, но их не видно в оптическом микроскопе).

В отличие от корреляционной длины, масштаб времени спиновых корреляций τ_0 не допускает произвольный выбор, а получается как результат аппроксимации теоретического выражения (4) к экспериментальной зависимости $A_{\text{MWA}}(T)$: $\tau_0 = (2.1 \pm \pm 0.5) \times 10^{-10}$ с. Подстановка полученных параметров в выражение (см. дополнительные материалы, формула (S6)) наглядно демонстрирует кардинальное увеличение времени жизни флуктуаций τ_s в непосредственной близости к температуре упорядочения T_m.

Таким образом, анализ показал, что систему магнитных моментов европия в соединении $EuFe_2As_2$ можно описать двумерной моделью Изинга и отнести ее к классу универсальности A. Это означает, что спины находятся в двумерных (или квазидвумерных) плоскостях (т.е. $d = 2$) и преимущественно направлены вдоль одной кристаллографической оси (то есть $n = 1$). Этот вывод согласуется с результатами ЭСР исследования этого материала [21], а также измерениями рассеяния нейтронов [27]. Что касается динамических характеристик, то принадлежность к классу универсальности A предполагает АФМ характер магнитных корреляций. Таким образом, флуктуационные области образуются не только в отдельных плоскостях ионов европия, но охватывают и соседние плоскости, включая проводящие слои FeAs. Следствием этого является влияние корреляций между магнитными моментами ионов Eu^{2+} на транспортные свойства исследуемого соединения. Это проявляется в результатах измерений сопротивления в виде слабого локального максимума при температуре фазового перехода, а также как значительное усиление МВП в этой области температур.

5. Влияние магнитного поля на критическое поведение $\mathbf{EuFe_2As_2}$. Для определения влияния магнитного поля на критическое поведение магнитной системы $EuFe_2As_2$ вблизи фазового перехода была проведена серия измерений, аналогичных описанным ранее, при включении магнитного поля 0.5 Тл и выше. В частности, были получены температурные зависимости удельного сопротивления, магнитной восприимчивости и амплитуды МВП, проведен соответствующий анализ и определены критические параметры магнитного фазового перехода.

Измерения сопротивления с ростом поля показали незначительное изменение критического индекса α в пределах погрешности, сопровождающееся снижением критической температуры до 16.3 К, а также уменьшением величины локального максимума вблизи перехода (рис. 1). Анализ данных магнитной восприимчивости, полученных при $H = 0.1$ Тл, показал, что критический индекс γ и критическая температура не испытывают заметного влияния магнитного поля и остаются неизменными в пределах ошибки измерений и расчетов: $T_m = 15.7$ К, $\gamma = 1.61$. Слабое изменение статических критических индексов в пределах ошибки (0.03) означает, что с увеличением магнитного поля магнитная система $EuFe_2As_2$ не меняет свои размерности d и n, по-прежнему может быть описана в рамках модели “2D-Изинг”. Однако, небольшое уменьшение критического индекса γ может означать, что с увеличением поля появляется тенденция к изменению динамического класса универсальности.

Для оценки величины динамического критического индекса z использовались результаты регистрации амплитуды микроволнового поглощения. Ее температурная зависимость, измеренная в поле $H = 0.5$ Тл, представлена на рис. 5. В отличие от данных, полученных в малых полях, максимум смещается в сторону низких температур и раздваивается. Появление второго пика, скорее всего, связано с наличием магнитных доменов, которые имеют оси легкого намагничивания, направленные по-разному по отношению к внешнему магнитному полю [21]. Описание первого (с понижением температуры) максимума с помощью формулы (4) дает критическую температуру $T_m = 15.8 \pm 0.4$ К, значение $z\nu = 1.89 \pm 0.02$ и масштаб времени $\tau_o = (1.6 \pm 0.4) \cdot 10^{-10}$ с. Полагая, что с увеличением магнитного поля описание результатов с помощью модели “2D-Изинг” остается правомерным, применение скейлингового соотношения (6) с параметрами $\gamma = 1.61$ и $\eta = 0.25$ дает величину критического индекса корреляционной длины $\nu = 0.92$. Таким образом, с увеличением внешнего магнитного поля динамический критический индекс увеличивается до значения $z = 2.05 \pm 0.02$. Такое

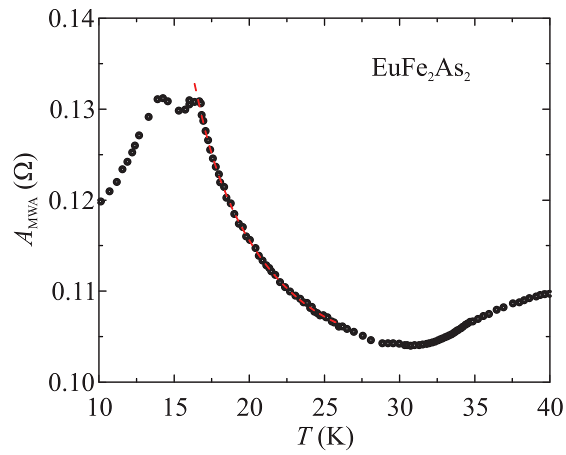

Рис. 5. (Цветной онлайн) Температурная зависимость амплитуды МВП в поле 0.5 Тл, $H||ab$. Красная пунктирная линия получена расчетом с использованием формулы (4) с параметрами $T_m = 15.8$ К, $z\nu = 1.89$, $\tau_o = 1.6 \cdot 10^{-10}$ с, $\xi_{\rm sat}/\xi_o \simeq 20$

значение динамического критического индекса соответствует классу универсальности C, для которого $z = 2 + \alpha/\nu$, а теоретически рассчитанная величина составляет $z \simeq 2$.

Отметим, что увеличение критического индекса z для двумерной системы указывает на тенденцию к изменению характера магнитных корреляций от АФМ ($z = 1.78$) к ФМ ($z = 2.05$). Это изменение согласуется с поведением границ упорядоченных фаз при увеличении поля на фазовой диаграмме $EuFe_2As_2$ [11] : увеличение внешнего поля подавляет АФМ связь и усиливает ферромагнетизм. Кроме того, линейная экстраполяция высокотемпературной части зависимости обратной восприимчивости от температуры дает положительное значение параметра Кюри–Вейсса Θ. Возможно, это обусловлено тем, что между атомами Eu доминирует внутрислоевое взаимодействие, имеющее ФМ характер [20, 21].

При дальнейшем увеличении поля, $H \geq 1$ Тл, локальный максимум на температурной зависимости сопротивления $\rho(T)$ полностью подавляется. На зависимости микроволнового поглощения $A_{\rm MWA}(T)$ и магнитной восприимчивости $\chi_0(T)$ максимум смещается вниз по температуре и в области $T \geq 4$ К не наблюдается. Это говорит о подавлении АФМ флуктуаций вследствие постепенного выстраивания спинов параллельно полю. Поскольку взаимодействие между слоями через проводящие слои FeAs имеет АФМ характер, то исчезновение АФМ перехода означает ослабление магнитных взаимодействий между слоями европия и, соответственно, уменьшение влияния магнитных корреляций на транспортные свойства.

Это утверждение согласуется с оценками корреляционной длины и времени жизни магнитных флуктуаций, которые сокращаются с увеличением поля.

Заключение. Анализ температурной зависимости сопротивления и магнитной восприимчивости кристаллов $EuFe_2As_2$ вблизи температуры упорядочения магнитных моментов ионов европия $T_m \simeq 19$ К позволил оценить величину статических критических индексов: $\alpha = 0.02 \pm 0.09$ и $\gamma = 1.68 \pm 0.05$. Такие значения указывают на то, что магнитная система описывается двумерной моделью Изинга. Этот вывод согласуется с данными магнитометрии и электронного спинового резонанса, которые обнаружили плоскости легкого намагничивания и оси второго порядка в них [20, 21]. Таким образом, $EuFe_2As_2$ является квазидвумерным магнетиком с изинговским нематическим упорядочением.

Полученное значение динамического критического индекса $z = 1.78 \pm 0.03$ довольно близко к рассчитанному теоретически для класса универсальности A ($z = 1.75$). Принадлежность системы к этому классу означает, что магнитные корреляции имеют АФМ характер. Существование АФМ флуктуаций предполагает влияние магнитных корреляций на транспортные свойства этого материала. Такое предположение находит подтверждение в результатах измерений сопротивления, в температурной зависимости которого наблюдается локальный максимум в области магнитного фазового перехода.

С увеличением магнитного поля статические критические индексы меняются слабо, что свидетельствует о сохранении принадлежности исследуемой системы двумерной модели Изинга. При этом значение динамического критического индекса z увеличивается до 2, что предполагает подавление антиферромагнитных корреляций и смену характера магнитных флуктуаций на ФМ. Ослабление АФМ флуктуаций находит подтверждение в исчезновении локального максимума на температурной зависимости сопротивления вблизи $T \simeq T_m$. Уменьшение корреляционной длины и времени жизни магнитных флуктуаций с увеличением поля также согласуется с изменением характера корреляций.

Финансирование работы. Работа К. С. Первакова и В. А. Власенко по выращиванию кристаллов $EuFe_2As_2$ выполнялась с использованием оборудования Центра коллективного пользования Физического института имени П. Н. Лебедева Российской академии наук при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект # 21-72-20153-П). Работа И. И. Гимазова, Д. Е. Железняковой, Ю. И. Таланова по исследованию транспортных и микроволновых свойств образцов выполнялась в рамках государственного задания Федерального исследовательского центра Казанского научного центра Российской академии наук.

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

1. B. T. Matthias, H. Suhl, and E. Corenzwit, “Ferromagnetic superconductors”, Phys. Rev. Lett.**1**, 449 (1958).
2. Л. П. Горьков, А. И. Русинов, “Ферромагнетизм в сверхпроводящих сплавах”, ЖЭТФ **46**, 1363 (1964) [L. P. Gor’kov and A. I. Rusinov, “Ferromagnetism in superconducting alloys”, Sov. Phys. JETP **19**(4), 922 (1964)].
3. И. А. Гарифуллин, “Эффект близости сверхпроводник/ферромагнетик и его возможное использование в спинтронике”, УФН **176**, 676 (2006) [I. A. Garifullin, “The superconductor/ferromagnet proximity effect and its potential application in spintronics”, Phys.-Uspekhi **49**, 652 (2006)].
4. А.А.Камашев, Н.Н.Гарифьянов, А.А.Валидов, В. Е. Катаев, А. С. Осин, Я. В. Фоминов, И. А. Гарифуллин, Письма в ЖЭТФ **119**, 296 (2024) [A. A. Kamashev, N. N. Garif’yanov, A. A. Validov, V. E. Kataev, A. S. Osin, Ya. V. Fominov, and I. A. Garifullin, “Superconducting Spin Valve Effect in a Co/Pb/Co Heterostructure with Insulating Spacers”, JETP Lett. **119**, 305 (2024)].
5. K. Kim, K. S. Pervakov, D. V. Evtushinsky et al. (Collaboration), “Electronic structure and coexistence of superconductivity with magnetism in $RbEuFe_4As_4$, Phys. Rev. B **103**, 174517 (2021).
6. P. Dai, “Antiferromagnetic order and spin dynamics in iron-based superconductors”, Rev. Mod. Phys. **87**, 855(2015).
7. М.В.Садовский, “Высокотемпературная сверхпроводимость в слоистых соединениях на основе железа”, УФН **178**, 1243 (2008) [M. V. Sadovskii, “High-temperature superconductivity in ironbased layered compounds”, Phys.-Uspekhi **51**, 1201 (2008)].
8. D. S. Inosov, “Spin uctuations in iron pnictides and chalcogenides: From antiferromagnetism to superconductivity”, Comptes Rendus Physique **17**, 60 (2016).
9. P. J. Hirschfeld, M. M. Korshunov, and I. I. Mazin, “Gap symmetry and structure of Fe-based superconductors”, Rep. Prog. Phys. **74**(12), 124508 (2011).
10. М. М. Коршунов, “Сверхпроводящее состояние в соединениях железа и спин-флуктуационная теория спаривания”, УФН **184**, 882 (2014) [M. M. Korshunov, “Superconducting state in iron-based materials and spin-fluctuation pairing theory”, Phys.-Uspekhi **57**(8), 813 (2014)].

11. Z. Guguchia, S. Bosma, S. Weyeneth, A. Shengelaya, R. Puzniak, Z. Bukowski, J. Karpinski, and H. Keller, “Anisotropic magnetic order of the Eu sublattice in single crystals of $EuFe_{2-x}Co_xAs_2$ ($x = 0, 0.2$) studied by means of magnetization and magnetic torque”, Phys. Rev. B **84**, 144506 (2011).
12. M.F. Collins, *Magnetic Critical Scattering* (Oxford University Press, N.Y., 1989).
13. P.C. Hohenberg and B.I. Halperin, “Theory of dynamic critical phenomena”, Rev. Mod. Phys. **49**, 435 (1977).
14. K.F. Tseng, T. Keller, A.C. Walters, R.J. Birgeneau, and B. Keimer, “Neutron spin-echo study of the critical dynamics of spin-$\frac{5}{2}$ antiferromagnets in two and three dimensions”, Phys. Rev. B **94**, 014424 (2016).
15. S.E. Barnes, “Theory of electron spin resonance of magnetic ions in metals”, Adv. Phys. **30**, 801 (1981).
16. 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, “Antiferromagnetic resonances in twinned $EuFe_2As_2$ single crystals”, Phys. Rev. B **106**, 024412 (2022).
17. H.S. Jeevan, Z. Hossain, D. Kasinathan, H. Rosner, C. Geibel, and P. Gegenwart, “Electrical resistivity and specific heat of single-crystalline $EuFe_2As_2$: A magnetic homologue of $SrFe_2As_2$, Phys. Rev. B **78**, 052502 (2008).
18. A. Oleaga, A. Salazar, A. Thamizhavel, and S.K. Dhar, “Thermal properties and ising critical behavior in $EuFe_2As_2$, J. Alloys Compd. **617**, 534 (2014).
19. J. Maiwald, I.I. Mazin, and P. Gegenwart, “Microscopic theory of magnetic detwinning in iron-based superconductors with large-spin rare earths”, Phys. Rev. X **8**, 011011 (2018).
20. S. Jiang, Y. Luo, Z. Ren, Z. Zhu, C. Wang, X. Xu, Q. Tao, G. Cao, and Z. Xu, “Metamagnetic transition in $EuFe_2As_2$ single crystals, New J. Phys. **11**, 025007 (2009).
21. Ю.И. Таланов, И.И. Гимазов, Р.Б. Зарипов, К.С. Перваков, В.А. Власенко, В.М. Пудалов, Г.Б. Тейтельбаум, “Исследование нематики антиферромагнитного состояния в $EuFe_2As_2$ с помощью магнитных и магниторезонансных измерений”, Письма в ЖЭТФ **117**, 464 (2023) [Yu.I. Talanov, I.I. Gimazov, R.B. Zaripov, K.S. Pervakov, V.A. Vlasenko, V.M. Pudalov, and G.B. Teitelbaum, “Study of the Antiferromagnetic State Nematics in $EuFe_2As_2$ by Using Spin-Resonance and Magnetic Measurements”, JETP Lett. **117**, 470 (2023)].
22. G.F. Mazenko and O.T. Valls, “Dynamic critical exponent z in some two-dimensional models”, Phys. Rev. B **24**, 1419 (1981).
23. L.V. Hove, “Correlations in space and time and born approximation scattering in systems of interacting particles”, Phys. Rev. **95**, 249 (1954).
24. J. Slivka, H. Keller, W. Kündig, and B.M. Wanklyn, “Critical spin fluctuations in the two-dimensional antiferromagnet $KFeF_4$: A Mössbauer study”, Phys. Rev. B **30**, 3649 (1984).
25. M.T. Hutchings, H. Ikeda, and E. Janke, “Dynamic critical neutron scattering from a two-dimensional ising system Rb_2CoF_4”, Phys. Rev. Lett. **49**, 386 (1982).
26. Л.С. Успенская, М.С. Сидельников, К.С. Перваков, В.А. Власенко, Л.Я. Винников, “Визуализация структурных доменов в монокристалле пниктида железа $EuFe_2As_2$”, Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования **1**, 57 (2024) [L.S. Uspenskaya, M.S. Sidelnikov, K.S. Pervakov, V.A. Vlasenko, and L.Y. Vinnikov, “Visualizationof structural domains in a single crystal of iron pnictide $EuFe_2As_2$”, Journal of Surface Investigation. X-Ray, Synchrotron and Neutron Techniques. **1**, 57 (2024)].
27. Y. Xiao, Y. Su, M. Meven, R. Mittal, C.M.N. Kumar, T. Chatterji, S. Price, J. Persson, N. Kumar, S.K. Dhar, and A.T.T. Brueckel, “Magnetic structure of $EuFe_2As_2$ determined by single-crystal neutron diffraction”, Phys. Rev. B **80**, 174424 (2009).