

ФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

УДК 546.72.76.22

ДИНАМИЧЕСКАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ ТИОХРОМИТА FeCr_2S_4

© 2020 г. Т. Г. Аминов^{а, *}, Г. Г. Шабунина^а, Е. В. Бушева^а

^аИнститут общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН, Ленинский пр-т, 31, Москва, 119991 Россия

*e-mail: aminov@igic.ras.ru

Поступила в редакцию 02.07.2019 г.

После доработки 07.09.2019 г.

Принята к публикации 27.09.2019 г.

Динамическим методом исследована магнитная восприимчивость ферримагнетика FeCr_2S_4 с целью изучения природы магнитного перехода в области $T = 60$ К. Свойства соединения измерены в нулевом постоянном магнитном поле $H_{\text{DC}} = 0$ в температурном интервале 4–230 К при амплитудах модуляции $H_{\text{AC}} = 1$ и 17 Э и частотах переменного поля $\nu = 10, 100, 1000$ и 10000 Гц. Показано, что при $T > 60$ К свойства FeCr_2S_4 отвечают дальнему ферримагнитному порядку с локальным спиновым разупорядочением. Размеры искажений спиновой решетки (микрообластей или магнитных кластеров) сильно возрастают в районе 150 К, где возникает локальное спиновое стекло с температурой замораживания спинов $T_f = 155$ К. Пологий максимум примесного спинового стекла в FeCr_2S_4 при $T = 155$ К можно рассматривать как простой ансамбль или конгломерат особо крупных магнитных кластеров с эффективной температурой Кюри $T = 155$ К.

Ключевые слова: магнитный полупроводник, спиновое стекло, халькогенидная шпинель

DOI: 10.31857/S0044457X20020026

ВВЕДЕНИЕ

Измерения магнитной восприимчивости на переменном токе предоставляют уникальную информацию о магнитных свойствах материала, которую невозможно получить статическим методом исследования. Эта информация касается прежде всего веществ, где доминирует ближний магнитный порядок, т.е. твердых растворов [1–5]. Однако, как будет показано ниже, уникальная магнитная информация может быть получена и при исследовании однородных магнетиков типа FeCr_2S_4 .

Соединение FeCr_2S_4 имеет структуру шпинели, его отличают такие необычные свойства, как колоссальное магнитосопротивление [6, 7], мультиферроичность [8–11], сильные эффекты спин-фононной связи [12–15].

Ионы в А- и В-узлах структуры шпинели взаимодействуют посредством косвенного обмена [16], что приводит к сильным магнитным фрустрациям. Из-за этого в веществе могут возникать разнообразные магнитные структуры — от дальнего порядка до состояния спинового стекла [17–21].

Соединение FeCr_2S_4 — полупроводник с дальним магнитным порядком и температурой упорядочения $T_C = 170$ К. Согласно порошковой нейтронографии [22, 23], при $T = 4.2$ К соединение является коллинеарным ферримагнетиком с антиферромагнитно выстроенными ферромагнит-

ными Fe- и Cr-подрешетками, моменты которых равны: $\mu_{\text{Fe}} = 4.2 \mu_B$ и $\mu_{\text{Cr}} = 2.9 \mu_B$. Однако мессбауровские данные говорят о структурной трансформации шпинели при $T = 10$ К [24, 25]. Кроме того, просвечивающая электронная микроскопия выявила при $T \sim 60$ К переход от кубической симметрии к триклинной [26]. При этой же температуре в FeCr_2S_4 [23–28] наблюдался пологий пик на кривых температурной зависимости намагниченности, что могло быть следствием состояния возвратного спинового стекла.

Согласно [29], температурная зависимость скорости звука в монокристаллах FeCr_2S_4 характеризуется аномалиями при $T = 176, \sim 60$ и ~ 15 К, где верхнее значение отвечает температуре Кюри, среднее — структурному переходу, а низшее — замораживанию орбитального момента согласно данным удельной теплоемкости [30].

В последние годы для изучения FeCr_2S_4 был использован метод прецессии/релаксации положительных мюонов (μSR) как наиболее перспективный для исследования природы и устойчивости спинового порядка в поликристаллическом магнетике. Было установлено, что в шпинели FeCr_2S_4 ниже ~ 50 К реализуется несоизмеримое модулированное неколлинеарное расположение спинов, а выше 50 К спектры μSR совместимы с коллинеарным ферримагнетизмом, хотя и с су-

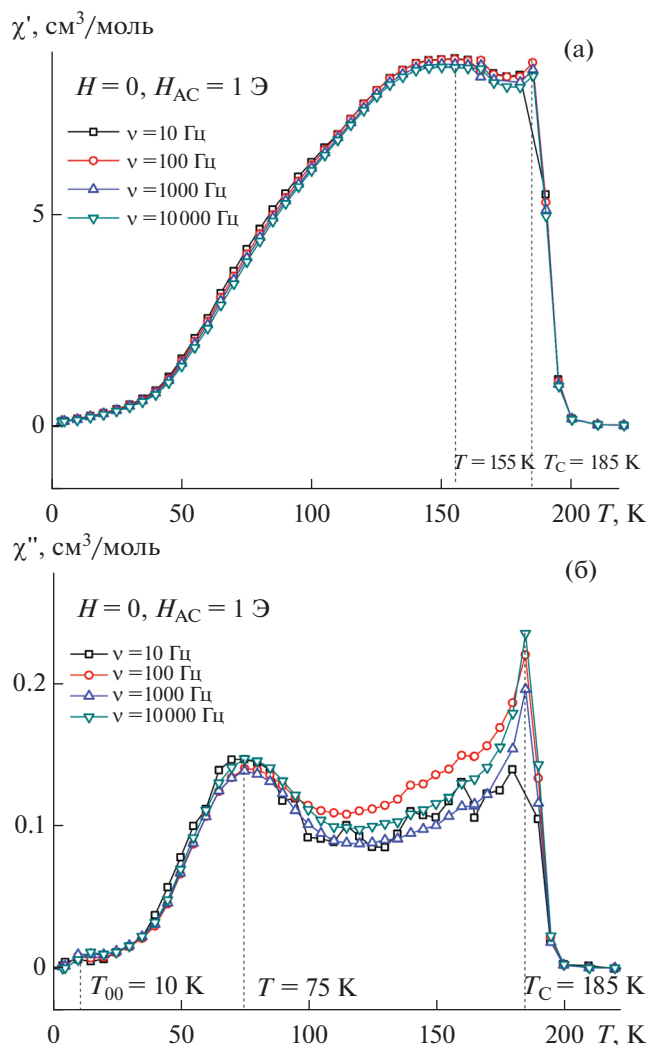


Рис 1. Температурные зависимости действительной χ' (а) и мнимой χ'' (б) частей динамической магнитной восприимчивости FeCr_2S_4 при частотах 10, 100, 1000 и 10000 Гц переменного магнитного поля напряженностью $H_{AC} = 1$ Э.

щественным спиновым беспорядком в масштабе нескольких постоянных решетки [31].

Соединение FeCr_2S_4 не всегда является действительно чистым или стехиометричным из-за наличия в нем неконтролируемых примесей и дефектов, которые могут сильно исказить полученные результаты, проявляясь в виде локальных состояний или магнитных кластеров. Ранее при исследовании восприимчивости твердых растворов [4] динамическим методом нам удалось выявить в FeCr_2S_4 некоторую лабильность или разупорядочение, проявляющиеся в виде частотной зависимости восприимчивости во всем исследованном интервале температур. Для объяснения этого результата, а также уточнения природы магнитного поведения в области перехода $T = 60$ К методом

динамической восприимчивости был изучен специально синтезированный FeCr_2S_4 . Результаты приведены в данной работе.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

В работе в одних и тех же условиях были синтезированы и исследованы поликристаллические образцы FeCr_2S_4 . Исходными веществами служили элементы: S (99.999%), Fe (99.9%), порошкообразный Cr (99.8%). Синтез проводили методом твердофазных реакций в кварцевых ампулах, откачанных до 10^{-2} Па, при температуре 900°C в течение 7–10 сут. Рентгенофазовый анализ показал, что все образцы FeCr_2S_4 однофазны и кристаллизуются в структуре шпинели с параметром элементарной ячейки $a = 9.998 \text{ \AA}$.

Изучение магнитных свойств проводили с помощью автоматизированного комплекса PPMS-9 (Quantum Design), который позволял измерять статическую (χ_{DC}) и динамическую магнитную восприимчивость (χ_{AC}) в интервале температур $T = 1.9\text{--}300$ К при напряженности внешнего магнитного поля до $H_{max} = 9$ Тл. В опытах динамическую восприимчивость измеряли при нулевом постоянном магнитном поле $H_{DC} = 0$ и температуре 4–230 К после измерений FC и полевой зависимости намагниченности при 4 К. Величина амплитуды модуляции составляла $H_{AC} = 1$ и 17 Э, частота переменного поля $\nu = 10, 100, 1000$ и 10000 Гц.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

РФА показал, что все образцы FeCr_2S_4 однофазны и кристаллизуются в структуре шпинели с параметром элементарной ячейки $a = 9.998 \text{ \AA}$.

На рис. 1а показана температурная зависимость действительной (χ') части динамической магнитной восприимчивости FeCr_2S_4 при частотах 10, 100, 1000 и 10000 Гц переменного магнитного поля напряженностью $H = 1$ Э. Видно, что поликристаллический FeCr_2S_4 характеризуется температурой перехода из парамагнитного в ферромагнитное состояние $T_C = 185$ К и температурой T_H начала расхождения по частотам (необратимость) динамических восприимчивостей, которая практически совпадает с температурой Кюри образца. В отличие от T_C , температура T_H не является характеристическим параметром материала, и ее величина может зависеть от многих трудно прогнозируемых причин. Например, согласно [11], она зависит от степени стехиометричности материала, его моно- или поликристалличности, наличия или отсутствия неконтролируемых примесей.

Поскольку для всех исследованных в данной работе образцов FeCr_2S_4 значения температур T_C

и T_H очень близки (практически совпадают друг с другом), можно предположить, что в основе этого явления лежит общая причина, например, частичная деструкция материала вследствие геометрической фрустрации или высокого значения константы магнитно-кристаллической анизотропии.

То, что кривые $\chi'(T)$ в области магнитного фазового перехода имеют различающуюся частотную зависимость, отчетливо выраженную в районе температуры Кюри, позволяет говорить о совпадении или близких значениях температур ферромагнитного и спин-стекольного переходов. Основанием для этого служит наличие элементов магнитного ближнего порядка на всем протяжении фазового магнитного перехода от $T_C = 170$ до 185 К.

Следует отметить, что сама протяженность ΔT областей с частотной зависимостью не является одинаковой для моно- и поликристаллического образцов FeCr_2S_4 . На рис. 1а, к примеру, для поликристаллов FeCr_2S_4 этот интервал, начавшись вблизи точки Кюри, заканчивается у конца кривой $\chi'(T)$ при температуре ~ 40 К вследствие ее размытия. Тогда как для монокристаллического образца FeCr_2S_4 , по данным [32], восприимчивости $\chi'(T)$ и $\chi''(T)$ в интервале температур от T_C до 100 К практически не зависят от частоты. Однако ниже 90 К, когда действительная часть восприимчивости $\chi'(T)$ начинает резко уменьшаться с понижением температуры, образец проявляет отчетливую частотную зависимость вплоть до $T = 20$ К. Далее $\chi'(T)$ перестает зависеть от частоты. Аналогичное поведение показывает и мнимая часть $\chi''(T)$ магнитной восприимчивости соединения.

В данных [33] по удельной теплоемкости поли- и монокристаллов FeCr_2S_4 при $T = 0.1\text{--}30$ К тоже существует различие. Так, удельная теплоемкость около 10 К для поликристаллов показывает аномалию λ -типа, тогда как в монокристаллах λ -аномалия отсутствует. На ее месте располагается широкий максимум с центром в области $T = 5$ К.

Различие в поведении поли- и монокристаллов FeCr_2S_4 может быть обусловлено взаимодействием нарушений, вызванных анионными и катионными дефектами, балансом заряда, деформацией решетки и магнитной анизотропией. Небольшое количество ионов хлора (1%) в монокристалле FeCr_2S_4 , выращенном химическим транспортом, может оказаться достаточным для подавления в нем орбитального кристаллического порядка, как в манганите лантана, где малых изменений содержания кислорода достаточно для того, чтобы изменить баланс заряда и разрушить кооперативный эффект Яна–Теллера.

Общая точка зрения на затронутую выше проблему изложена в работах [34–36] по магнитным

системам с конкурирующими ферро- (J_1) и антиферромагнитными (J_2) взаимодействиями. Такие системы при критических значениях $R_C = J_1/J_2$ становятся неустойчивыми к любой пертурбации в магнитных взаимодействиях, что может форсировать их переход в состояние спинового стекла.

На рис. 1 показаны температурные зависимости действительной χ' (а) и мнимой χ'' (б) частей динамической магнитной восприимчивости FeCr_2S_4 при частотах 10, 100, 1000 и 10000 Гц переменного магнитного поля напряженностью $H = 1$ Э. Из рис. 1а видно, что синтезированный нами поликристаллический образец FeCr_2S_4 характеризуется температурой перехода из парамагнитного в ферромагнитное состояние $T_C = 185$ К и размытой температурой перехода в локальное состояние кластерного спинового стекла $T_f \approx 155$ К. О том, что подобное спиновое стекло образуется в лабильной системе FeCr_2S_4 , свидетельствует пологий максимум в области T_f при снижении температуры, начиная от точки Кюри (рис. 1а). Магнитные кластеры, образующие такое спиновое стекло, были идентифицированы в [31] методом прецессии и релаксации положительных мюонов (μSR). Полученные при $T > 60$ К спектры μSR совместимы с коллинеарным ферромагнетизмом, но указывают на существенный спиновый беспорядок в масштабе нескольких постоянных решетки (~ 30 Å). Размеры этих искажений спиновой решетки, иначе говоря, магнитных кластеров, сильно возрастают в районе 150 К, где недалеко от T_C располагается размытый пик спинового стекла. Здесь магнитное состояние FeCr_2S_4 характеризуется как конгломерат быстро флуктуирующих микрообластей, обеспечивающих ближний спиновый порядок.

На рис. 1б при $T = 75$ К указанным областям соответствует максимум на температурной зависимости мнимой (χ'') части динамической магнитной восприимчивости FeCr_2S_4 , связанный с магнитными потерями, при частотах 10, 100, 1000 и 10000 Гц переменного магнитного поля напряженностью $H = 1$ Э.

На рис. 2 показаны температурные зависимости действительной χ' (а) и мнимой χ'' (б) частей динамической магнитной восприимчивости FeCr_2S_4 при частотах 10, 100, 1000 и 10000 Гц переменного магнитного поля с амплитудой $H_{AC} = 17$ Э. Из сопоставления рис. 1а и 2а следует, что разница, наблюдаемая в поведении динамической восприимчивости, может быть результатом пиннинга доменной стенки. Это хорошо видно на рис. 2а, где показано, как сильное переменное поле с амплитудой $H_{AC} = 17$ Э преодолевает эффект пиннинга, приближая значение динамической восприимчивости к значению статической восприимчивости. Этот результат согласуется

также с температурным поведением мнимой компоненты χ'' , а именно: для более сильных модулирующих полей блокировка доменных стенок происходит при более низких температурах. С увеличением амплитуды переменного поля максимум восприимчивости χ'' смещается в сторону понижения температуры, достигая $T = 45$ К (рис. 26).

Рост величины каспа на кривой χ' (рис. 2а) с увеличением модулирующего поля, с одной стороны, и независящее от поля положение кривых $\chi'(T)$ и $\chi''(T)$ в районе $T = 60$ К — с другой, предполагают два механизма релаксации. Один из них [28] можно объяснить закреплением доменной стенки из-за температурного изменения магнитно-кристаллической анизотропии, а другой — отнести к эффекту коэрцитивности доменной структуры вследствие начала структурной трансформации в FeCr_2S_4 при $T \sim 60$ К.

При снижении температуры поликристаллического FeCr_2S_4 в случае статического метода около $T_C = 185$ К происходит ферромагнитный переход [28, 32], сопровождаемый расщеплением температурных зависимостей намагниченностей $\sigma(T)_{\text{ZFC}}$ и $\sigma(T)_{\text{FC}}$ и появлением в районе $T \approx 50$ К магнитной аномалии — каспа. Эта аномалия (при $T_{\text{касп}}$) не наблюдается в случае динамической восприимчивости при стандартных ($H_{\text{AC}} = 1$ Э) условиях проведения опыта. С дальнейшим охлаждением FeCr_2S_4 [33] на кривых $\sigma(T)_{\text{ZFC}}$ и $\sigma(T)_{\text{FC}}$ обнаруживается ступенчатое уменьшение (увеличение) намагниченностей при $T_{00} \approx 10$ К, которая считается температурой дальнего орбитального упорядочения за счет ян—теллеровского перехода.

Пик на кривой зависимости статической магнитной восприимчивости при температуре $T \approx 50$ К относится к числу важных и интересных особенностей магнитного поведения FeCr_2S_4 . Хотя раньше говорилось, что он не наблюдается на кривых динамической восприимчивости при стандартных условиях проведения опыта, он фиксируется при других условиях (рис. 2а), а именно: при максимальной амплитуде $H_{\text{AC}} = 17$ Э прибора PPMS-9 и частотах переменного поля $\nu = 10, 100, 1000$ и 10000 Гц.

Как видно из рис. 2а, касп в действительности существует, а в случае динамических измерений восприимчивости для его наблюдения раньше не было поля достаточной амплитуды ($H_{\text{AC}} = 1$ Э). Теперь, когда амплитуда переменного поля достигла приборного максимума $H_{\text{AC}} = 17$ Э (рис. 2), касп стал отчетливо виден почти при той самой температуре $T = 60$ К, где он раньше наблюдался при статических измерениях намагниченности [28, 32]. Данный факт свидетельствует о возможности общей физической основы (амплитуды) для сопоставления результатов, полученных при статических и динамических измерениях. Опира-

ясь на них, можно с приемлемой долей достоверности говорить о близости результатов, полученных при статических измерениях намагниченности во внешнем постоянном поле 100 Э, и результатов, достигнутых при динамических измерениях с амплитудой переменного поля $H_{\text{AC}} = 17$ Э.

Причину происхождения пика при $T = 60$ К в FeCr_2S_4 , которая ранее обсуждалась в [32], в настоящее время связывают с низкотемпературным структурным переходом вследствие статического кооперативного эффекта Яна—Теллера. При этом магнитный спин-переориентационный переход, обусловленный наличием в FeCr_2S_4 конкурирующих спин-орбитального и ян—теллеровского взаимодействий, отождествляется с началом ближнего орбитального порядка.

Итак, $T_{\text{касп}}$ — это температура начала ближнего орбитального порядка в FeCr_2S_4 , который замещает дальний спиновый порядок, существующий в FeCr_2S_4 ниже точки Кюри $T_C = 185$ К. Процесс разрушения ферромагнетизма начинается при температуре ~ 60 К ($T_{\text{касп}}$), что проявляется в уменьшении восприимчивости на рис. 2а. То, что ближний кристаллографический порядок — диапазон орбитального упорядочения — в FeCr_2S_4 начинается при $T = 60$ К, подтверждено экспериментально ультразвуковыми исследованиями в [29].

В этом случае магнитное состояние FeCr_2S_4 можно охарактеризовать как практически ближний спиновый порядок, т.е. состоящее из взаимодействующих и/или не взаимодействующих магнитных кластеров. Пологий максимум при $T = 155$ К на рис. 1а, отнесенный нами к образованию в FeCr_2S_4 спинового стекла, может быть также рассмотрен просто как ансамбль или конгломерат особо крупных кластеров с эффективной температурой Кюри $T = 155$ К.

Модель Нееля для FeCr_2S_4 не является справедливой как в области критической точки $T_C = 170$ К, так и при снижении температуры от $T_{\text{касп}} = 60$ К, когда начинается замораживание орбитальной жидкости. Этот процесс замораживания завершается при $T = 10$ К переходом системы в новую орбитально упорядоченную фазу. Не будучи подвержено влиянию внешнего магнитного поля как структурный переход, указанное орбитальное замораживание одинаково по температуре как для $H_{\text{AC}} = 1$ Э, так и для $H_{\text{AC}} = 17$ Э, т.е. не зависит от амплитуды модулирующего поля.

Однако на рис. 2б данному орбитальному переходу, растянутому по температуре от 10 до 60 К и не зависящему от амплитуды переменного тока, отвечает пик магнитных потерь, величина и положение которого подвержены влиянию как внешнего постоянного, так и переменного модулирующего поля. Рис. 1б и 2б показывают, что пик на мнимой части динамической восприим-

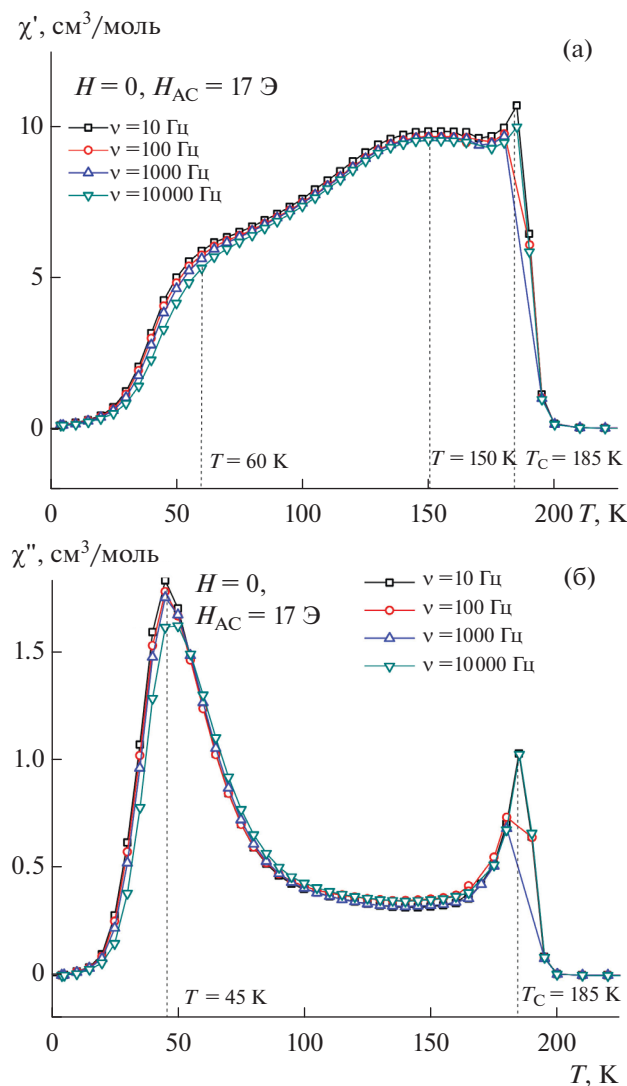


Рис. 2. Температурные зависимости действительной χ' (а) и мнимой χ'' (б) частей динамической магнитной восприимчивости FeCr_2S_4 при частотах 10, 100, 1000 и 10000 Гц переменного магнитного поля напряженностью $H_{AC} = 17$ Э.

чивости $\chi''(T)$, располагавшийся ранее при амплитуде $H_{AC} = 1$ Э на оси температур при значении $T = 75$ К резко смещается влево на 30° и занимает позицию $T = 45$ К в случае усиления амплитуды переменного поля до $H_{AC} = 17$ Э. Не трудно подсчитать, какому значению внешнего постоянного поля будет соответствовать наблюдаемый спад положения пика магнитных потерь по температуре.

Таким образом, мы вновь возвращаемся к рассмотрению перехода при $T_{\text{касп}}$ и его оценке как явления или аномалии, имеющей двойственный характер благодаря участию орбитальных и спиновых степеней свободы. Как упоминалось, независимость от внешнего поля положения кривых $\chi'(T)$ и $\chi''(T)$ в районе $T_{\text{касп}} = 60$ К, скорее всего, обусловлена началом структурной трансформа-

ции — процессом орбитального замораживания, одинаковым по температуре как для $H_{AC} = 1$ Э, так и для $H_{AC} = 17$ Э. С другой стороны, рост амплитуды и смещение пика магнитных потерь на мнимой части динамической восприимчивости $\chi''(T)$ от значения $T = 75$ до 45 К связаны с распадом дальнего спинового порядка FeCr_2S_4 и образованием конечных магнитных кластеров, величина и количество которых определяются степенью деструкции бесконечного ферромагнитного кластера в результате возникновения орбитальной фазы при снижении температуры.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что орбитальному переходу в FeCr_2S_4 , не зависящему от амплитуды переменного тока,

при температуре $T = 60$ К отвечает пик магнитных потерь, величина и положение которого подвержены влиянию как внешнего постоянного, так и переменного модулирующего поля. Такой результат объясняется влиянием на характер перехода орбитального и спинового степеней свободы.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 18-03-01070 и 17-03-01114). Часть работы выполнена в рамках государственного задания ИОНХ РАН в области фундаментальных научных исследований.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Aminov T.G., Shabunina G.G., Novotortsev V.M.* // Russ. J. Inorg. Chem. 2014. V. 59. № 11. P. 1312. [Аминов Т.Г., Шабунина Г.Г., Новоторцев В.М. // Журн. неорганической химии. 2014. Т. 59. № 11. С. 1557.] <https://doi.org/10.1134/S0036023614110035>
2. *Aminov T.G., Shabunina G.G., Busheva E.V. et al.* // Russ. J. Inorg. Chem. 2017. V. 62. P. 361. [Аминов Т.Г., Шабунина Г.Г., Бушева Е.В. и др. // Журн. неорганической химии. 2017. Т. 62. № 3. С. 347.] <https://doi.org/10.1134/S0036023617030020>
3. *Aminov T.G., Shabunina G.G., Busheva E.V. et al.* // Russ. J. Inorg. Chem. 2018. V. 63. P. 519. [Аминов Т.Г., Шабунина Г.Г., Бушева Е.В. и др. // Журн. неорганической химии. 2018. Т. 63. № 4. С. 487.] <https://doi.org/10.1134/S0036023618040022>
4. *Aminov T.G., Shabunina G.G., Efimov N.N. et al.* // Inorg. Mater. 2017. V. 53. P. 1150. [Аминов Т.Г., Шабунина Г.Г., Ефимов Н.Н. и др. // Неорганические материалы. 2017. Т. 53. № 11. С. 1173.] <https://doi.org/10.1134/S0020168517110024>
5. *Marenkin S.F., Izotov A.D., Fedorchenko I.V. et al.* // Russ. J. Inorg. Chem. 2015. V. 60. P. 295. [Маренкин С.Ф., Изотов А.Д., Федорченко И.В. и др. // Журн. неорганической химии. 2015. Т. 60. № 3. С. 343.] <https://doi.org/10.1134/S0036023615030146>
6. *Ramirez A.P., Cava R.J., Krajewski J.* // Nature. 1997. V. 386. P. 156. <https://doi.org/10.1038/386156a0>
7. *Fritsch V., Deisenhofer J., Fichtl R. et al.* // Phys. Rev. B. 2003. V. 67. P. 144419. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.67.144419>
8. *Siratori K., Kita E.* // J. Phys. Soc. Jpn. 1980. V. 48. P. 1443. <https://doi.org/10.1143/JPSJ.48.1443>
9. *Hemberger J., Lunkenheimer P., Fichtl R. et al.* // Nature. 2005. V. 434. P. 364. <https://doi.org/10.1038/nature03348>
10. *Yamasaki Y., Miyasaka S., Kaneko Y. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 207204. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.207204>
11. *Weber S., Lunkenheimer P., Fichtl R. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 157202. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.157202>
12. *Sushkov A.B., Tchernyshyov O., Ratcliff W. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 94. P. 137202. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.94.137202>
13. *Hemberger J., Rudolf T., Krug von Nidda H.-A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 97. P. 087204. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.087204>
14. *Hemberger J., Krug von Nidda H.-A., Tsurkan V. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98. P. 147203. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.147203>
15. *Rudolf T., Kant Ch., Mayr F. et al.* // New J. Phys. 2007. V. 9. P. 76. <https://doi.org/10.1088/1367-2630/9/3/076>
16. *van Stapele R.P.* // Ferromagnetic Materials. Amsterdam: North Holland, 1982. V. 3. P. 606.
17. *Bergman D., Alicea J., Gull E. et al.* // Nat. Phys. 2007. V. 3. P. 487. <https://doi.org/10.1038/nphys622>
18. *Fritsch V., Hemberger J., Biittgen N. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 92. P. 116401. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.92.116401>
19. *Krimmel A., Mücksch M., Tsurkan V. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 94. P. 237402. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.94.237402>
20. *Krimmel A., Mücksch M., Tsurkan V. et al.* // Phys. Rev. 2006. V. 73. P. 014413. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.73.014413>
21. *Kalvius G.M., Hartmann O., Krimmel A. et al.* // J. Phys.: Condens. Matter. 2008. V. 20. P. 252204. <https://doi.org/10.1088/0953-8984/20/25/252204>
22. *Shirane G., Cox D.E., Pickard S.J.* // J. Appl. Phys. 1964. V. 35. P. 954. <https://doi.org/10.1063/1.1713556>
23. *Broquetas Colominas C., Ballestracci R., Roult G.* // Physique. 1964. V. 25. P. 526. <https://doi.org/10.1051/jphys:01964002505052600>
24. *Eibschutz M., Shtrikman S., Tennebaum V.* // Phys. Lett. A. 1967. V. 24. P. 563. [https://doi.org/10.1016/0375-9601\(67\)90615-9](https://doi.org/10.1016/0375-9601(67)90615-9)
25. *Spender M.R., Morrish A.H.* // Solid State Commun. 1972. V. 11. P. 1417. [https://doi.org/10.1016/0038-1098\(72\)90556-X](https://doi.org/10.1016/0038-1098(72)90556-X)
26. *Mertinat M., Tsurkan V., Samusi D. et al.* // Phys. Rev. B. 2005. V. 71. P. 100408. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.71.100408>
27. *Tsurkan V., Baran M., Szymczak R. et al.* // Physica B. 2001. V. 296. P. 301. [https://doi.org/10.1016/S0921-4526\(00\)00760-2](https://doi.org/10.1016/S0921-4526(00)00760-2)
28. *Aminov T.G., Shabunina G.G., Efimov N.N. et al.* // Inorg. Mater. 2019. V. 55. P. 210. [Аминов Т.Г., Шабунина Г.Г., Ефимов Н.Н. и др. // Неорганические материалы. 2019.

- Т. 55. № 3. С. 236.]
<https://doi.org/10.1134/S0020168519030038>
29. Maurer D., Tsurkan V., Horn S. et al. // J. Appl. Phys. 2003. V. 93. P. 9173.
<https://doi.org/10.1063/1.1570930>
30. Fichtl R., Tsurkan V., Lunkenheimer P. et al. // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 94. P. 027601.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.94.027601>
31. Kaivius A., Krimmel O., Hartmann R. et al. // J. Phys.: Condens. Matter. 2010. V. 22. P. 052205.
<https://doi.org/10.1088/0953-89/22/5/052205>
32. Tsurkan V., Hemberger J., Klem M. et al. // J. Appl. Phys. 2001. V. 90. № 9. P. 4636.
<https://doi.org/10.1063/1.1405827>
33. Shen C., Yang Z., Tong R. et al. // J. Appl. Phys. 2011. V. 109. P. 07E144.
<https://doi.org/10.1063/1.3562449>
34. Binder K., Kinzel W., Stauffer D. // Z. Phys. B. 1979. V. 36. P. 161.
<https://doi.org/10.1007/BF01320217>
35. Sarbach S. // J. Phys. C: Sol. State Phys. 1980. V. 13. P. 5033.
<https://doi.org/10.1088/0022-3719/13/26/021>
36. Benyossef A., Boccara N. // J. Phys. C: Sol. State Phys. 1982. V. 15. P. 1381.
<https://doi.org/10.1088/0022-3719/15/1/001>