Физика низких температур, 1995, т. 21, № 10, с. 1061–1067 УДК 537.635

Особенности магнитного резонанса в $CsEr(MoO_4)_2$

Е. Н. Хацько, Ю. В. Переверзев, М. И. Кобец, В. А. Пащенко, В. И. Кутько

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47
E-mail: khats'ko@ilt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 5 апреля, после переработки 19 июня 1995 г.

В широком интервале частот (11–190 ГГц) и температур (1,8–35 К) изучен магнитный резонанс $CsEr(MoO_4)_2$. Показано, что это соединение относится к изинговским магнетикам с сильной анизотропией спин-спиновых взаимодействий. Наблюдаемая триплетная структура спектра объяснена наличием изинговских ферромагнитных цепочек вдоль оси b. Проведена оценка взаимодействий в цепочке. Дополнительная линия поглощения, наблюдаемая при $H \parallel b$, объясняется с помощью четырехуровневой модели как переход между состояниями основного и возбужденного дублета. Вдоль оси c обнаружена особенность спектра, связанная со структурным фазовым переходом, который вызван внешним магнитным полем.

В широкому інтервалі частот (11–190 ГГц) і температур (1,8–35 К) вивчено магнітний резонанс $CsEr(MoO_4)_2$. Показано, що ця сполука відноситься до ізінгівських магнетиків з сильною анізотропією спін-спінових взаємодій. Триплетна структура, що спостерігається в спектрі, пояснена наявністю ізінгівських феромагнітних ланцюжків вздовж осі b. Проведено оцінку взаємодій в ланцюжку. Додаткова лінія поглинання, що спостерігається при $H \parallel b$, пояснюється за допомогою чотирьохрівневої моделі як перехід між станами основного і збудженого дублета. В напрямі осі c виявлено властивість спектра, що пов'язана із структурним фазовим переходом, який викликаний зовнішнім магнітним полем.

Исследованию слоистых низкосимметричных двойных щелочно-редкоземельных молибдатов типа $MR(MoO_4)_2$ (M = K, Na, Cs, ..., R = Y, Er, Dy, ...) в последнее время уделяется повышенное внимание, стимулированное тесной взаимосвязью структурных и магнитных свойств, особенностями электронного спектра, наличием низкотемпературных структурных фазовых переходов, связанных с неустойчивостью решетки, сильной анизотропией спин-спиновых взаимодействий и рядом других особенностей. Эти соединения относятся к так называемым ян-теллеровским кристаллам, в которых орбитально квазивырожденные состояния ионов снимаются деформацией решетки, а характер фазовых превращений обусловлен динамической связью электронной и фононной подсистем.

Сильная пространственная анизотропия обмена и значительный вклад диполь-дипольного взаимодействия приводят к проявлению низкоразмерных магнитных свойств, существенно отличающихся от свойств трехмерных магнетиков. Наряду с особенностями магнитных свойств многие соединения этого семейства проявляют сегнетоэластические и сегнетоэлектрические свойства, что дает возможность управлять их поведением с помощью относительно небольших внешних полей.

Цезий-эрбиевый молибдат $CsEr(MoO_4)_2$ — типичный, однако малоизученный представитель этого семейства, что связано со сложностью получения хороших монокристаллов и противоречивостью рентгеноструктурных данных [1–4]. Тем не менее даже существующие сведения вызывают интерес к этому соединению. В частности [5], в чистом $CsEr(MoO_4)_2$ вплоть до 4,2 К не наблюдается низкотемпературный ян-теллеровский структурный фазовый переход, несмотря на ненулевой орбитальный момент иона Er^{3+} и сильное спин-фононное взаимодействие.

Нам удалось получить монокристаллы $CsEr(MoO_4)_2$ хорошего качества и провести физические исследования, в том числе и рентгеновские [6]. Соединение $CsEr(MoO_4)_2$ принадлежит к моноклинной сингонии с пространственной группой $C_{2h}^4(P2/b)$. Параметры элементарной ячейки следующие: a = = 9,505 Å; b = 7,923 Å; c = 5,03 Å; γ = 92,13°; Z = 2. Главной особенностью структуры является наличие слоев $[Er(MoO_4)_2]^-$, разделенных прослойками из щелочных катионов Cs^+. В слое (bc) имеются цепочки ионов Er^{3+} вдоль оси b с расстоянием Er–Er 3,962 равным Å. Рентгеновские данные свидетельствуют о некоторой разупорядоченности структуры, что может быть следствием существования нескольких близких по энергии положений атомов. При температуре 0,84 К в $CsEr(MoO_4)_2$ наблюдается антиферромагнитный фазовый переход [6], при этом область температур, в которой проявляется ближний магнитный

© Е. Н. Хацько, Ю. В. Переверзев, М. И. Кобец, В. А. Пащенко, В И. Кутько, 1995

порядок, простирается до 4 К и выше. Подобного рода эффекты проявляются и в других молибдатах [7] и являются следствием квазиодномерного магнитного взаимодействия ионов Er^{3+}.

Целью настоящей работы являются исследования резонансных свойств системы ионов Er^{3+} в решетке $CsEr(MoO_4)_2$.

При обсуждении результатов работы будем исходить из следующей схемы построения энергетического спектра системы магнитных ионов Er^{3+}. Кристаллическое поле формирует дублетную структуру уровней энергии. Основной вклад в формирование состояния дают высокосимметричные компоненты поля, причем их знаки таковы, что основным является дублет с проекциями спина $\pm$ 15/2. Низкосимметричные компоненты будут приводить к смешиванию различных состояний. Используемые в эксперименте интервалы частот, магнитных полей и температур таковы, что для интерпретации результатов достаточно учитывать только основной и первый возбужденный дублеты. При обсуждении результатов, затрагивающих высокоэнергетические состояния, будем пренебрегать межузельным взаимодействием магнитных ионов. При рассмотрении же низкоэнергетического участка спектра необходимо учитывать дипольдипольное и обменное взаимодействия. В этом случае анализ проводится в рамках изинговской модели со спином 1/2, которая является результатом проецирования полного гамильтониана на пространство состояний, формируемое узельными состояниями основного дублета.

Экспериментальные результаты

Высокочастотные свойства монокристалла $CsEr(MoO_4)_2$ исследовались в интервале частот 11–190 ГГц при перпендикулярной поляризации СВЧ-поля **h** к постоянному магнитному полю **H**. Изучались угловые, частотные и температурные зависимости спектра ЭПР в интервале температур 1,8–35 К в магнитных полях до 75 кЭ.

На рис. 1 приведены полевые зависимости спектра ЭПР $CsEr(MoO_4)_2$ при различных углах отклонения магнитного поля **H** от оси **b** в плоскости слоя ионов Er^{3+} (**bc**). Измерения выполнены на частоте 118,2 ГГц при гелиевой температуре. При направлении магнитного поля вдоль оси **b** вместо одиночной линии, соответствующей переходу на основном дублете, наблюдается хорошо выраженная триплетная структура спектра. Центральной линии ЭПР Er^{3+} соответствует значение эффективного g-фактора $g_b \approx 19{,}2$. При отклонении внешнего магнитного поля **H** от оси **b**, как видно из рис. 1, триплетная структура сохраняется в широ-

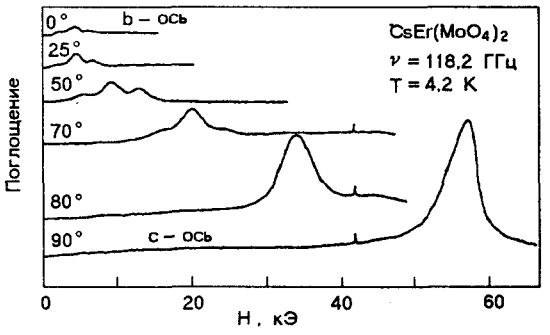


Рис. 1. Спектр ЭПР в $CsEr(MoO_4)_2$ для различных ориентаций внешнего магнитного поля в плоскости (**bc**). Узкая линия — сигнал эталонного ДФПГ (дифенилпикрилгидразил).

ком интервале углов между направлением внешнего магнитного поля и кристаллографической осью **b**.

Следует отметить, что интенсивность спектра ЭПР Er^{3+} в кристалле $CsEr(MoO_4)_2$ на основном дублете сильно зависит от направления внешнего магнитного поля. Интенсивность линии поглощения минимальна при **H** $\parallel$ **b** и максимальна, когда внешнее поле **H** ориентировано вдоль оси **c**. При этом при **H** $\parallel$ **c** спектр ЭПР состоит из одной интенсивной полосы шириной $\Delta H \approx 4{,}6$ кЭ с g-фактором $g_c \approx 1{,}46$. С повышением температуры линия ЭПР на основном уровне, уменьшаясь по интенсивности, уширяется и выше 20 К не наблюдается. Перпендикулярно плоскости (**bc**) на частоте 11 ГГц при ориентации высокочастотного поля вдоль максимального g-фактора (**b** $\parallel$ **h** $\perp$ **H**) была обнаружена очень широкая полоса поглощения ($\Delta H \approx 15$ кЭ) с g-фактором $g_a \approx 0{,}42$.

С целью изучения переходов на более высоколежащих уровнях нами была предпринята попытка исследования ЭПР в $CsEr(MoO_4)_2$ при более высоких температурах. Прямой переход на первом возбужденном дублете не обнаружен. При ориентации внешнего магнитного поля вдоль оси **b** и температуре выше 4,2 К на частоте 118,2 ГГц кроме триплетной структуры спектра на основном дублете в $CsEr(MoO_4)_2$ возникает дополнительная полоса поглощения (рис. 2). Ее резонансное поле ($H_r = 19{,}8$ кЭ) намного превышает поле основного резонанса. Повышение температуры до 10–11 К приводит к увеличению интенсивности линии поглощения примерно в два раза. Ниже частоты ≈ 118 ГГц ($\nu = 3{,}9$ см$^{-1}$) резонансная линия исчезает, хотя вплоть до 100 ГГц наблюдается остаточное поглощение, связанное с конечной шириной линии по частоте. При повышении частоты обнаруженная линия поглощения ЭПР расщепляется на две, причем одна с повышением частоты смеща-

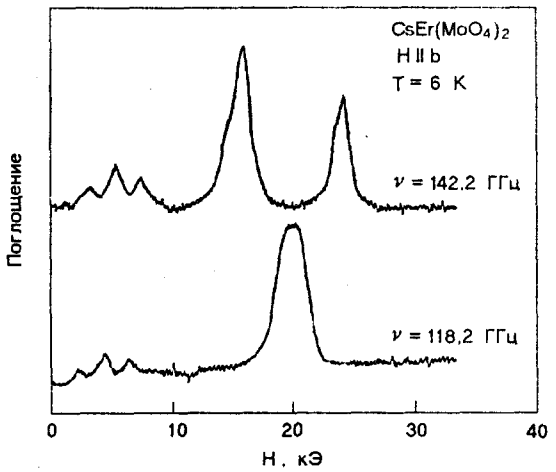
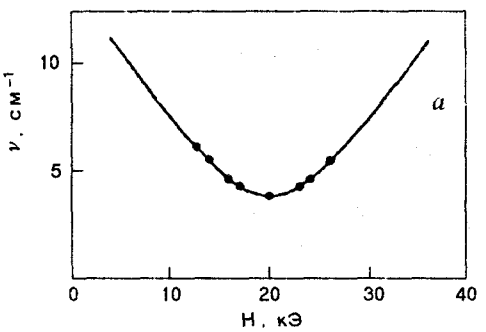


Рис. 2. Вид спектра поглощения в $CsEr(MoO_4)_2$ на частотах $\nu = 118{,}2$ и 142,2 ГГц при $T = 6$ K (**H** ∥ b).



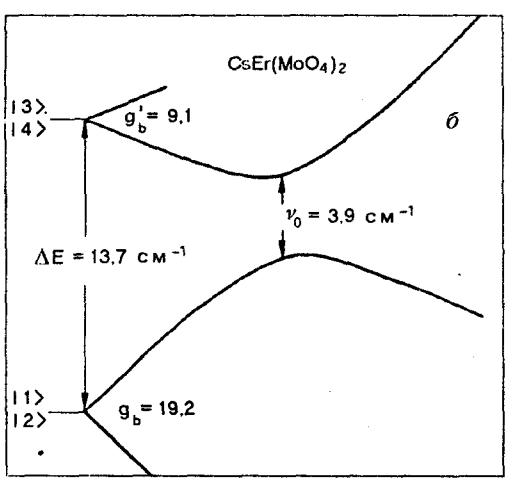


Рис. 3. а — зависимость резонансного поля линии поглощения от частоты наблюдения при **H** ∥ b ($T = 6$ K). Сплошная линия — расчет по формуле $\nu = [(\Delta E^2 - \nu_0^2)(1 - H/H_r)^2 + \nu_0^2]^{1/2}$; *б* — схематическое изображение структуры энергетических уровней иона Er^{3+} в $CsEr(MoO_4)_2$ во внешнем магнитном поле при **H** ∥ b.

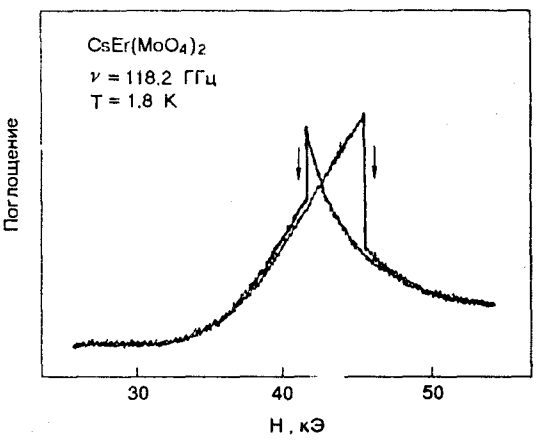


Рис. 4. Запись спектра поглощения в $CsEr(MoO_4)_2$ при **H** ∥ c. Стрелки указывают направление изменения магнитного поля.

ется в область малых полей, а вторая — в область больших (рис. 2, 3,*а*). Такое поведение спектра ЭПР $CsEr(MoO_4)_2$ мы интерпретируем как межуровневый переход при расталкивании основного и первого возбужденного энергетических состояний в кристалле (рис. 3,*б*). Экспериментально измеренная щель при расталкивании равна $\nu_0 = (3{,}9 \pm 0{,}1)$ см$^{-1}$. Обнаруженный нами электронный переход наблюдается до 34 K.

При изучении спектра ЭПР ионов Er^{3+} в $CsEr(MoO_4)_2$ на частоте $\nu = 118{,}2$ ГГц при температуре $T = 1{,}8$ K в сильных магнитных полях нами обнаружена особенность в поведении линии поглощения (рис. 4). При ориентации внешнего магнитного поля вдоль оси c, которому соответствует минимальное значение g-фактора в плоскости слоя Er^{3+}, при повышении поля в поле $H_c \approx 46$ кЭ происходит резкий срыв линии поглощения. При уменьшении постоянного поля наблюдается значительный гистерезис по магнитному полю $\Delta H \approx$ ≈ 3,9 кЭ (рис. 4). Эффект наблюдается в узком интервале углов и размывается при повышении температуры.

Обсуждение результатов и выводы

Экспериментально измеренные эффективные g-факторы основного уровня ($g_a \approx 0{,}42$; $g_b \approx 19{,}2$; $g_c \approx 1{,}46$) говорят о том, что ион Er^{3+} в решетке $CsEr(MoO_4)_2$ с хорошей степенью приближения можно считать изинговским ионом. В отличие от большинства других соединений этого семейства в $CsEr(MoO_4)_2$ наблюдается один парамагнитный центр иона Er^{3+}.

Учитывая удаленность возбужденного дублета от основного ($\Delta E \sim 14$ см$^{-1}$), низкоэнергетический участок спектра системы магнитных ионов Er^{3+} можно описать гамильтонианом, записанным в терминах спиновых операторов с узельной величиной спина 1/2. Для этого необходимо полный гамильтониан, записанный через операторы $\mathbf{J}(J = 15/2)$, спроецировать на подпространство, реализуемое узельными волновыми функциями основного дублета. Учитывая сильную анизотропию g-фактора, можно утверждать, что эти функции близки к $|\pm 15/2\rangle$ с небольшой примесью других проекций (ось z совпадает с осью b). Поэтому наибольший вклад при проецировании дадут части гамильтониана, содержащие z-компоненты оператора $\mathbf{J}$. Таким образом, точный гамильтониан трансформируется к гамильтониану, в котором «продольная» часть значительно превосходит «поперечную». Отношение констант $J_{x,y}/J_z \sim (g_{x,y}/g_z)^2 << 1$. Пренебрегая «поперечными» слагаемыми, придем к гамильтониану Изинга. Ярко выраженный цепочечный характер расположения магнитных ионов по оси b позволяет утверждать, что константы взаимодействия вдоль направлений a,c удовлетворяют условиям $J_{a,c} << J_b$. Учитывая приведенные выше аргументы, триплетную структуру спектра магнитного резонанса в поле, направленном преимущественно вдоль оси b, можно интерпретировать в одномерной модели Изинга [8], описываемой гамильтонианом:

$$\hat{H} = -\frac{1}{2}\sum_{n,k} J_{kb} S_n^z S_{n+k}^z - g_b \mu_B H \sum_n S_n^z , \qquad (1)$$

где суммирование производится по узлам цепочки n и координационным сферам k. Отметим, что константы J_{kb} в общем случае содержат слагаемые от диполь–дипольного и обменного взаимодействий.

Мнимая компонента поперечной (к оси b) высокочастотной магнитной восприимчивости в такой модели имеет вид

$$\chi''(\omega) = A(\omega) \sum_i x_i \, \delta(\omega - \omega_i) ,$$

где $A(\omega) \sim g_\perp^2$ th $(\hbar\omega/2kT)$, x_i определяют интегральные интенсивности резонансных частот ω_i, количество которых определяется числом координационных сфер k, с которыми взаимодействует выделенный узел. Для рассматриваемой модели, в которой учитывается взаимодействие J_{1b} между ближайшими соседями (первая координационная сфера), имеется три частоты ($i = 3$):

$$\omega_0 = g_b \mu_B H , \; \omega_1 = \omega_0 - J_{1b} , \; \omega_2 = \omega_0 + J_{1b} .$$

При учете взаимодействия J_{2b} между узлами, следующими за ближайшими, у каждой из этих частот появляются высокочастотный и низкочастотный спутники:

$$\omega_0^{\pm} = \omega_0 \pm J_{2b} , \; \omega_1^{\pm} = \omega_1 \pm J_{2b} , \; \omega_2^{\pm} = \omega_2 \pm J_{2b} ,$$

т.е. появятся девять частот ($i = 9$). Размножение частот будет идти и далее, если учитывать взаимодействие между более удаленными соседями. Предполагая, что взаимодействие в цепочке имеет дипольный характер $J_n = J_{1b}/n^3$ ($n = 1, 2, \ldots$; $J_{1b} \sim g_b^2 \mu_B / r_b^3$), легко показать, что возникающие частоты группируются возле трех основных частот ω_0, ω_1, ω_2 в частотных интервалах $\omega_0 \pm 0{,}2J_{1b}$; $\omega_1 \pm 0{,}2J_{1b}$; $\omega_2 \pm 0{,}2J_{1b}$.

Таким образом, в квазиодномерной изинговской системе с экспоненциальным или дипольным законом изменения межузельного взаимодействия три частотные полосы хорошо разнесены, что благоприятствует их экспериментальному наблюдению. Величины x_i выражаются через различные типы межузельных корреляционных функций, которые сложным образом зависят от температуры и магнитного поля. Наиболее просто значения x_i находятся в высокотемпературном пределе, когда можно пренебречь всеми корреляционными функциями. Суммарные значения x_i для полос ω_0, ω_1, ω_2 в этом пределе соответственно равны 0,5; 0,25; 0,25. Что будет происходить с триплетной структурой при отклонении магнитного поля от оси b к оси c на угол θ? При таком направлении магнитного поля гамильтониан (1), записанный в повернутой системе координат b′, c′ (выбираем ее так, чтобы зеемановское слагаемое имело простейшую форму), приобретает вид $\hat{H}' = \hat{H} + \hat{H}_\perp$. Гамильтониан $\hat{H}$ имеет вид (1) с перенормированными коэфициентами:

$$g_{b'} = \sqrt{g_b^2 \cos^2\theta + g_c^2 \sin^2\theta} ,$$

$$J_{b'} = J_b \left(g_b / g_{b'} \cos\theta\right)^2 .$$

Часть гамильтониана, в которой присутствуют поперечные (к оси b′) компоненты спиновых операторов, обозначена через $H_\perp$. Если теперь в гамильтониане $\hat{H}'$ формально пренебречь $\hat{H}_\perp$, то для «урезанного» гамильтониана получаем триплетную структуру поглощения с параметрами $g_{b'}$, $J_{b'}$. С увеличением угла θ величина $g_{b'}$ уменьшается, поэтому триплетная структура сдвигается в большие поля. Размах триплета $\Delta H = H_2 - H_1$ ($H_2 - H_1$ — расстояние по магнитному полю между крайни-

ми максимумами) на фиксированной частоте имеет следующую зависимость от угла θ:

$$\Delta H = \frac{2J_b}{\mu_B} \frac{(g_b \cos\theta)^2}{(g_b^2 \cos^2\theta + g_c^2 \sin^2\theta)^{3/2}}. \qquad (2)$$

Это кривая с максимумом. При $\theta \to \pi/2$ величина $\Delta H \to 0$. Для углов θ, при которых $g_b^2 \cos^2\theta >> g_c^2 \sin^2\theta$, $\Delta H \sim 1/\cos\theta$, т.е. ΔH растет с увеличением θ. Выявленные закономерности поведения триплетной структуры спектра согласуются с экспериментом. Найденные зависимости будут иметь место, если часть гамильтониана $\hat{H}_\perp$ является малой по сравнению с $\hat{H}$. Легко показать, что это выполняется, если $g_b \cos\theta >> g_c \sin\theta$. При больших углах необходимо учитывать слагаемое $\hat{H}_\perp$, которое вносит дисперсию в спектр элементарных возбуждений и, по-видимому, приводит к размытию триплетной структуры. Наблюдение тонкой структуры спектра при больших углах θ затрудняет и увеличивающаяся интегральная интенсивность линий, которая пропорциональна отношению g_h^2/g_H, где g_h и g_H — g-факторы соответственно вдоль высокочастотного и постоянного полей.

В рамках выбранной модели величину J_{1b} можно оценить из соотношения (2). Подставляя экспериментально полученное значение $H_2 - H_1 = 4{,}6$ кЭ ($\theta = 0°$) на частоте $\nu = 118{,}2$ ГГц, найдем $J_{1b} = 2{,}97$ К. Это значение согласуется с величиной обмена между ближайшими узлами в цепочке $J_{1b} = 2{,}4$ К, полученной при обработке данных по магнитной восприимчивости [6]. Оценка дипольдипольного взаимодействия между ближайшими соседями в цепочке дает $J_d = 2g_b^2 \mu_B^2 S^2/r_b^3 \approx 1{,}85$ К. Это значение на 30% меньше наблюдаемого в эксперименте. Таким образом, мы считаем, что параметр взаимодействия в цепочке формируется двумя типами взаимодействия: диполь-дипольным и ферромагнитным обменным взаимодействием ($J_{1b} = J_d + J_{ex}$, где $J_{ex} \sim 1$ К).

Особенности поведения наблюдаемой дополнительной линии поглощения при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{b}$ ($T = 6$ К), являющейся, по нашему мнению, результатом перехода между состояниями основного и возбужденного дублетов иона Er^{3+} под действием высокочастотного поля, можно объяснить в рамках простой четырехуровневой системы состояний $|i\rangle$, где $i = 1, 2$ нумерует состояния основного дублета, а $i = 3, 4$ — возбужденного. Высокосимметричные компоненты кристаллического поля формируют линейные зависимости уровней энергии дублетов от магнитного поля. Предположим, что низкосимметричные компоненты кристаллического поля попарно смешивают состояния 1, 4 и 2, 3 (константу смешивания состояний обозначим d). Новые состояния и значения энергии для пары 1, 4 (аналогично и для пары 2, 3) задаются гамильтонианом

$$\hat{H}_1 = \varepsilon_1 |1\rangle\langle 1| + \varepsilon_3 |4\rangle\langle 4| + 1/2d\left(|1\rangle\langle 4| + |4\rangle\langle 1|\right),$$

$$\varepsilon_{1,2} = \pm \frac{1}{2} g_b \mu_B H;$$

$$\varepsilon_{3,4} = \sqrt{\Delta E^2 - d^2} \pm \frac{1}{2} g_b' \mu_B H,$$

где g_b, g_b' — g-факторы основного и возбужденного дублетов соответственно; ΔE — энергетический интервал между дублетами в нулевом магнитном поле. Новые значения энергии $E_{1,4}$ равны

$$E_{1,4} = \frac{1}{2}\left[\varepsilon_1 + \varepsilon_4 \pm \sqrt{(\varepsilon_1 - \varepsilon_4)^2 + d^2}\right].$$

Отсюда найдем зависимость резонансной частоты ν от поля H:

$$\nu(H) = \left(E_1 - E_4\right) =$$

$$= \left[\left(\Delta E^2 - \nu_0^2\right)\left(1 - H/H_r\right)^2 + \nu_0^2\right]^{1/2},$$

где $\nu_0 = d$ — минимальное значение частоты в поле H_r:

$$\left(g_b + g_b'\right)\mu_B H_r = 2\sqrt{\Delta E^2 - \nu_0^2}.$$

Используя экспериментально полученные значения $g_b = 19{,}2$; $H_r = 19{,}8$ кЭ; $\nu_0 = 3{,}9$ см$^{-1}$ и зависимость $\nu(H)$, найдем расстояние до первого возбужденного уровня $\Delta E = (13{,}7 \pm 0{,}1)$ см$^{-1}$ и значение g-фактора возбужденного уровня $g_b' \approx 9{,}1 \pm 0{,}1$. Схематическое изображение структуры энергетических уровней иона Er^{3+} в $CsEr(MoO_4)_2$ во внешнем магнитном поле и зависимость частоты ν (квант межуровнего перехода) от поля H при указанных параметрах приведены на рис. 3.

Относительно найденной величины $g_b = 19{,}2$ необходимо сделать следующее замечание. Основной мультиплет иона Er — $I_{15/2}$. Он характеризуется множителем Ланде $g_J = 6/5$. Поэтому все главные компоненты внутридублетного узельного g-тензора не должны превышать $g_{max} = 18$. Завышенное значение g_b можно объяснить тем, что выделенная изинговская цепочка находится в эффективном поле соседних цепочек, и тогда $g_b = g_b^0(1 + \alpha J' \chi_b)$. Здесь g_b^0 — истинное значение g-фактора основного дублета ($g_b^0 < 18$); α — положительный размерный коэфициент; $J' > 0$ — значение суммарного

межцепочечного взаимодействия; χ_b — магнитная восприимчивость. Из этого утверждения следуют два вывода:

1) ферромагнитное межцепочечное взаимодействие превалирует над антиферромагнитным межцепочечным взаимодействием;

2) величина g_b должна зависеть от температуры.

Таким образом, проблема завышенного значения g_b требует дополнительного тщательного исследования.

Перейдем теперь к рассмотрению особенности поведения линии поглощения в больших полях при ориентации постоянного поля вдоль оси c. Наблюдаемую особенность можно было бы объяснить как чисто магнитный фазовый переход переориентационного типа, «затянутый» внешним магнитным полем в область высоких температур из-за низкой магнитной размерности. Однако это маловероятно, поскольку магнитный фазовый переход при $H = 0$ обнаружен при $T_c = 0{,}84$ K [6], в то время как обсуждаемые особенности наблюдаются до температур 4,2 K.

С другой стороны, сильное спин-орбитальное взаимодействие, наличие орбитального квазивырождения и, как следствие, неустойчивость решетки позволяют предположить, что в $CsEr(MeO_4)_2$ может происходить структурный фазовый переход первого рода ян-теллеровского типа, индуцированный внешним магнитным полем, как предполагается для $KEr(MoO_4)_2$ в [9]. Схема рассуждений в этом случае следующая. Структурный фазовый переход ян-теллеровского типа по температуре в $CsEr(MoO_4)_2$ отсутствует [5] по крайней мере до 4,2 K. Это происходит в том случае, если энергия взаимодействия ян-теллеровских центров A меньше энергетического расстояния ΔE до первого возбужденного уровня. Тогда изменение положения различных энергетических уровней в зависимости от величины магнитного поля при определенных условиях может привести к уменьшению ΔE, что дает возможность реализации структурного фазового перехода с понижением локальной симметрии магнитных центров. Можно предположить, что так же, как и для $KEr(MoO_4)_2$ [9], величина A существенно меньше ΔE. На рис. 5 в предположении достаточно высокой симметрии схематически показана структура энергетических уровней в зависимости от магнитного поля, при которой возможен структурный фазовый переход такого типа.

Экспериментально полученное значение поля перехода $H_c \approx 46$ кЭ и расстояние до первого возбужденного уровня $\Delta E = 13{,}7$ см$^{-1}$ позволяют оценить величину g-фактора спектроскопического расщепления возбужденного уровня $g_c' \approx 14{,}2$. По-

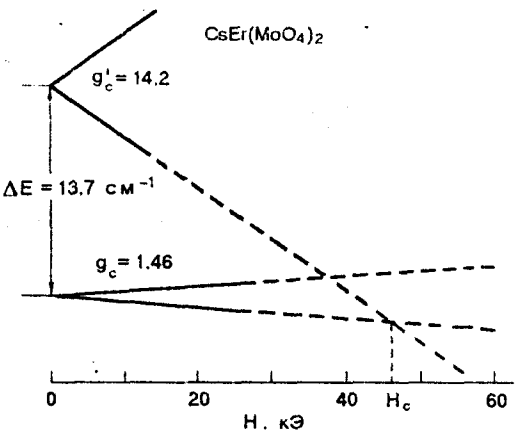


Рис. 5. Схематическое изображение структуры энергетических уровней иона Er^{3+} в $CsEr(MoO_4)_2$ во внешнем магнитном поле при H ⊥ c.

скольку экспериментально измеренный g-фактор основного уровня в этом направлении существенно меньше и составляет $g_c = 1{,}46$, то в $CsEr(MoO_4)_2$ могли бы реализоваться условия фазового перехода, индуцированного магнитным полем.

Однако оцененное таким образом значение g_c' очень велико. Действительно, если исходить из того, что состояния основного и возбужденного дублетов в основном формируются состояниями с проекциями J_z, равными $\pm 15/2$ и $\pm 13/2$ соответственно, то g_c' так же, как и g_c, не может быть значительно больше единицы. Поэтому с реальным g-фактором возбужденного состояния понизить значение ΔE до необходимой величины в реальных полях маловероятно.

Наблюдаемый фазовый переход можно также получить, если учитывать только перестройку квазивырожденных уровней энергии основного дублета в магнитном поле. Это явление может происходить, если искажение структуры ведет к увеличению g_c. Эксперименты по ЭПР в $CsEr(MoO_4)_2$ показывают (см. рис. 4), что при фазовом переходе, индуцированном внешним магнитным полем, происходит скачок g-фактора наблюдаемой линии со значительным его увеличением в высокополевой фазе, что подтверждает высказанное предположение. К сожалению, из-за ограниченных технических возможностей нам не удалось определить величину g-фактора в новой фазе.

Следует отметить, что особенностью наблюдаемого перехода в $CsEr(MoO_4)_2$ является то, что он проявляется в кристалле с очень низкой симметрией (моноклинной), и при этом должно происходить дальнейшее понижение симметрии магнитных центров, возможно, до нижайшей C_1. Известно очень небольшое число столь низкосим-

метричных кристаллов, в которых наблюдаются низкотемпературные структурные фазовые переходы с понижением симметрии.

Таким образом, при изучении спектров магнитного резонанса $CsEr(MoO_4)_2$ получены следующие результаты:

1. Определены g-факторы основного и первого возбужденного уровней в кристалле. Показано, что соединение $CsEr(MoO_4)_2$ относится к изинговским магнетикам с сильной анизотропией спин-спиновых взаимодействий.

2. Наблюдаемая триплетная структура спектра объясняется наличием изинговских цепочек Er^{3+} вдоль оси b. Проведена оценка взаимодействия между ближайшими соседями в цепочке и показано, что наряду с диполь-дипольным взаимодействием существенную роль играет ферромагнитный обмен.

3. Обнаружено расталкивание основного и первого возбужденного уровней при ориентации внешнего магнитного поля вдоль оси b кристалла. Найдены расстояние между основным и первым возбужденным дублетами в нулевом поле и величина щели при расталкивании уровней во внешнем магнитном поле.

4. Обнаружена особенность в поглощении в высоких полях при ориентации постоянного магнитного поля $H \parallel c$, которую можно интерпретировать как структурный фазовый переход первого рода, индуцированный внешним магнитным полем.

1. В. К. Рыбаков, В. К. Трунов, *Журн. Неорган. Химии*, 16, 1320 (1971).
2. Р. Ф. Клевцова, В. А. Винокуров, П. В. Клевцов, *Кристаллография* 17, 284 (1972).
3. В. А. Винокуров, П. В. Клевцов, *Кристаллография* 17, 127 (1972).
4. Р. Ф. Клевцова, С. В. Борисов, *ДАН СССР* 177, 1333 (1967).
5. Л. Н. Пелих, А. А. Гурскас, А. И. Звягин, *ФТТ* 22, 262 (1980).
6. Е. Н. Хацько, А. С. Черный, М. И. Кобец, В. А. Пащенко, А. И. Капдиенко, А. А. Гурскас, В. В. Миткевич, С. М. Третьяк, *ФНТ* 20, 1022 (1994).
7. А. М. Пшисуха, А. И. Звягин, А. С. Черный, *ФНТ* 2, 239 (1977).
8. А. Р. Кессель, Г. О. Берим, *Магнитный резонанс изинговских магнетиков*, Наука, Москва (1982).
9. В. И. Кутько, В. А. Пащенко, М. И. Кобец, *ФНТ* 19, 1354 (1994).

The peculiarities of the magnetic resonance in $CsEr(MoO_4)_2$

E. N. Khats'ko, Yu. V. Pereverzev,
M. I. Kobets, V. A. Pashchenko, and V. I. Kut'ko

The magnetic resonance of $CsEr(MoO_4)_2$ is studied in a wide range of frequencies (11–190 GHz) and temperatures (1.8–35 K). It is shown that this compound belongs to the Ising magnetics characterized by high anisotropy of spin-spin interaction. The observed triplet structure of the spectrum is considered to be due to the Ising ferromagnetic chains along the b-axis. The interactions within a chain are estimated. The additional absorption line observed at $H \parallel b$ is explained in terms of the four-level model as a transition between the ground and excited doublet states. A spectral feature is found along the c-axis, which is related to the structural phase transition induced by the external magnetic field.