

08,04

Орторомбические центры редкоземельных S -ионов в кристаллах лютеций-алюминиевого граната

© В.А. Важенин¹, А.П. Потапов¹, Г.Р. Асатрян², А.Г. Петросян³,
А.В. Фокин¹, М.Ю. Артёмов¹

¹ Институт естественных наук Уральского федерального университета,
Екатеринбург, Россия

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия

³ Институт физических исследований НАН Армении,
Аштарак, Армения

E-mail: Vladimir.Vazhenin@urfu.ru

(Поступила в Редакцию 13 декабря 2016 г.)

Исследован электронный парамагнитный резонанс центров Eu^{2+} и Gd^{3+} в монокристаллах $\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$. Определены параметры ромбического спинового гамильтониана этих центров.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки РФ для Уральского федерального университета, а также поддержана РФФИ (грант № 15-52-05040 Арм_а) и Госкомитетом по науке Армении (грант 15RF-003).

Измерения проведены на спектрометре Центра коллективного пользования „Современные нанотехнологии“ Уральского федерального университета.

DOI: 10.21883/FTT.2017.07.44596.442

1. Введение

Эмпирическая суперпозиционная модель для основного состояния парамагнитного иона в кристалле, предложенная авторами [1,2], и ее версия для редкоземельных S -ионов [3,4] были разработаны с целью связать величины параметров начального расщепления основного состояния (тонкой структуры спектра ЭПР) с координатами ближайшего окружения и, следовательно, оценить релаксацию этого окружения вследствие замены иона. В работах [5–7] показано, что наиболее сильно на искажения окружения откликаются компоненты тензора тонкой структуры второго ранга.

У парамагнитных центров S -ионов с осевой симметрией (C_3 , C_4 , S_4 , C_6) указанный тензор имеет одну компоненту, что позволяет в версии [3] лишь оценить внутренний параметр модели, учитывающий эффекты обмена парамагнитный ион–лиганд, предполагая при этом отсутствие релаксации окружения.

У парамагнитных центров S -ионов с осевой симметрией (C_3 , C_4 , S_4 , C_6) указанный тензор имеет одну компоненту, что позволяет в версии [3] лишь оценить внутренний параметр модели, учитывающий эффекты обмена парамагнитный ион–лиганд, предполагая при этом отсутствие релаксации окружения.

В случае центров орторомбической симметрии (например, ионы Eu^{2+} и Gd^{3+} в кристаллах со структурой граната [8–12]) тензор тонкой структуры второго ранга имеет две компоненты, что дает принципиальную возможность сделать некоторые заключения о релаксации лигандного окружения. Можно ожидать, что такой анализ будет успешным при наличии параметров тонкой структуры S -ионов в ряду кристаллов со структурой граната. В настоящее время ромбические центры Gd^{3+} исследованы в $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ [8,10] и $\text{Y}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ [8,9], а центры Eu^{2+} — только в $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ [11,12]. В данной работе содержатся результа-

ты ЭПР-исследования центров Eu^{2+} и Gd^{3+} еще в одном гранате ($\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$).

2. Образцы и методика измерений

Монокристаллы $\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ были выращены вертикальным методом Бриджмена в молибденовом тигле с использованием чистых (99.99%) исходных оксидов Lu_2O_3 , Eu_2O_3 и Al_2O_3 . Для стабилизации высоких концентраций Eu^{2+} в расплав вводилась дополнительная четырехвалентная примесь в виде оксида SiO_2 . Концентрации примесей составляли 0.1 at.% для европия и 0.1 at.% для кремния.

Измерения ЭПР-спектров образцов проводились на спектрометре трехсантиметрового диапазона EMX Plus Bruker в интервале температур 120–300 К. На неориентированных кристаллах измерять угловые зависимости спектра в определенных плоскостях было затруднительно. Ориентация образца в резонаторе спектрометра в случаях: $\mathbf{B} \parallel C_2$, $\mathbf{B} \parallel C_3$, $\mathbf{B} \parallel C_4$ (B — индукция магнитного поля, C_i — оси кристалла) осуществлялась с помощью штатного одноосного автоматического гониометра. Для реализации вращения в вертикальной плоскости кристалл помещался в тефлоновый бочонок, расположенный на штанге гониометра и обеспечивающий необходимое вращение.

Начальное ориентирование образца производилось по спектру тригональных центров Mo^{3+} , исследованных авторами [13], финальное — с учетом угловых зависимостей положений переходов ромбических центров Gd^{3+} (рис. 1). Ионы молибдена и гадолиния в качестве

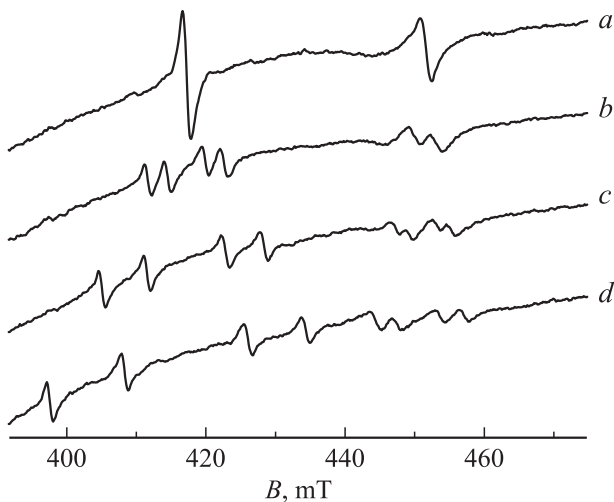


Рис. 1. Спектр двух переходов четырех центров Gd^{3+} (эквивалентных в ориентации $\mathbf{B} \parallel \mathbf{C}_4$) при отклонении от $\mathbf{B} \parallel \mathbf{C}_4$, 300 К, рабочая частота 9874 МГц. *a* — $\mathbf{B} \parallel \mathbf{C}_4$, *b* — 1° от $\mathbf{B} \parallel \mathbf{C}_4$, *c* — 2° от $\mathbf{B} \parallel \mathbf{C}_4$, *d* — 3° от $\mathbf{B} \parallel \mathbf{C}_4$.

неконтролируемой примеси присутствующей в кристалле и дают интенсивные спектры.

3. Результаты измерений

На рис. 2,3 приведены ЭПР-спектры (производная спектра поглощения) при $\mathbf{B} \parallel \mathbf{C}_2$ и $\mathbf{B} \parallel \mathbf{C}_4$, демонстрирующие переходы центров Eu^{2+} , Gd^{3+} и Mo^{3+} в $Lu_3Al_5O_{12}$. Видно, что, как и в $Y_3Al_5O_{12}$ [11,12], низкополевые переходы центров Eu^{2+} в $Lu_3Al_5O_{12}$ имеют частично разрешенную сверхтонкую структуру (СТС) (ядерные спины изотопов ^{151}Eu , ^{153}Eu равны 5/2, естественная распространенность 48 и 52% соответственно), тогда как высокополевые представляют собой широкие бесструктурные линии. В связи с этим измерение положений сверхтонких компонент на большинстве переходов было невозможно. Поэтому для определения параметров начального расщепления ионов Eu^{2+} нами использовались положения „центров“ СТС (как правило, несимметричной) и центров бесструктурных линий, что привело к большим погрешностям в b_{nm} (b_{nm} — параметры спинового гамильтониана в определении [14]).

Положения узких сигналов четных изотопов Gd^{3+} (рис. 2,3) измерялись намного точнее, что, естественно, позволило уменьшить ошибки в определении параметров тонкой структуры. При $\mathbf{B} \parallel \mathbf{C}_3$ и 120 К сигнал параллельного тригонального центра Mo^{3+} (переход $1/2 - -1/2$) демонстрировал характерную внутреннюю структуру (пять плохо разрешенных компонент), обусловленную, согласно [13], суперсверхтонким взаимодействием с шестью ближайшими ядрами ^{175}Lu .

Редкоземельные ионы Gd^{3+} и Eu^{2+} в структуре граната (пространственная группа $Ia3d$ (O_h^{10})) занимают позицию иона Lu^{3+} с симметрией D_2 и образуют шесть

эквивалентных, но различно ориентированных центров. В ориентации $\mathbf{B} \parallel \mathbf{C}_2$ четыре центра из шести эквивалентны ($\theta = 60^\circ$, $\varphi = 35.3^\circ$) и их спектры суммируются (рис. 2 расчетные положения и интенсивности центра Eu^{2+} показаны пунктирными отрезками), а оставшиеся два центра являются одиночными с $\theta = 0^\circ$ и $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 90^\circ$. Следует заметить, что определение того, какой из наблюдаемых спектров является параллельным, а какой — перпендикулярным, представляет собой весьма нетривиальную задачу. При $\mathbf{B} \parallel \mathbf{C}_4$ (рис. 3) эквивалентны два центра с $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 0^\circ$ и четыре с $\theta = 45^\circ$, $\varphi = 90^\circ$.

Оси Z и Y используемой нами системы координат совпадают с осями второго порядка группы симметрии позиции D_2 , параллельными осям C_2 кристалла, ось X параллельна третьей оси C_2 группы D_2 и оси C_4 кристалла. Используя результаты работ [11,12] и предполагая близость параметров спинового гамильтониана центров Gd^{3+} и Eu^{2+} в двух гранатах ($Y_3Al_5O_{12}$ и $Lu_3Al_5O_{12}$), мы смогли идентифицировать переходы указанных центров. Пришлось перебрать несколько вариантов, поскольку близость этих параметров в двух гранатах оказалась весьма условной (см. далее). Минимизация среднеквадратичных отклонений расчетных частот от экспериментальных при двух температурах привела к параметрам спинового гамильтониана (в определении [14]), представленным в табл. 1. Параметры шестого ранга оказались меньше погрешности измерений и здесь не приводятся. Естественно, что в процедуре минимизации сверхтонкое и квадрупольное, а также ядерное зеемановское взаимодействие не учитывались. Обращает на себя внимание большая величина (по сравнению с таковой для центров Gd^{3+}) среднеквадратичного отклонения расчетных частот от экспериментальных для центров Eu^{2+} . Этот факт, как и большая погрешность b_{nm} , обусловлен неточностью определения положений переходов центров

Таблица 1. Параметры спинового гамильтониана b_{nm} и среднеквадратичные отклонения расчетных частот от экспериментальных $F(N)$ (N — число использованных экспериментальных точек) для ромбических центров Eu^{2+} (в двух системах координат) и Gd^{3+} в $Lu_3Al_5O_{12}$.

Параметры	Gd^{3+}		Eu^{2+}		
	$Z \parallel C_2(1)$		$Z \parallel C_2(2)$	$Z \parallel C_2(1)$	
	300 К	120 К	300 К	300 К	120 К
g	1.991		1.9905		
b_{20} МГц	1750(2)	1754(3)	-7887	6043(7)	5910(8)
b_{22} МГц	865(7)	935(7)	-4198	9731(9)	9831(8)
b_{40} МГц	-137(2)	-139(2)	28	-213(5)	-208(4)
b_{42} МГц	14(8)	15(9)	-977	-13(16)	41(18)
b_{44} МГц	645(7)	653(8)	-812	876(15)	844(16)
b_{44}/b_{40}	-4.71	-4.7	-29	-4.11	-4.06
b_{42}/b_{40}	-0.10	-0.11	-35	0.06	-0.2
$F(N)$, МГц	12(36)	8(25)	40(26)	40(26)	45(26)

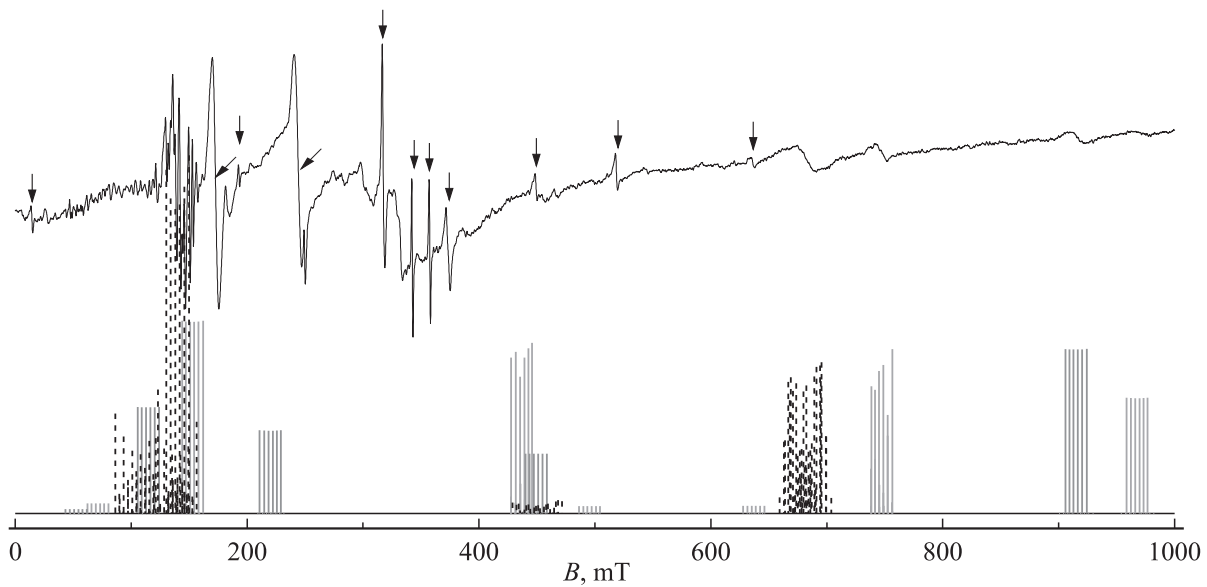


Рис. 2. ЭПР-спектр $\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12} : \text{Eu}^{2+}$ при $\mathbf{B} \parallel \mathbf{C}_2$ и 300 К, на частоте 9449 МГц. Вертикальные стрелки указывают переходы центров Gd^{3+} , наклонные стрелки — переходы ионов Mo^{3+} . Внизу приведены расчетные положения и интенсивности компонент СТС центров $^{151}\text{Eu}^{2+}$: пунктирными отрезками показаны компоненты сверхтонкой структуры четырех эквивалентных центров, сплошными — двух одиночных центров.

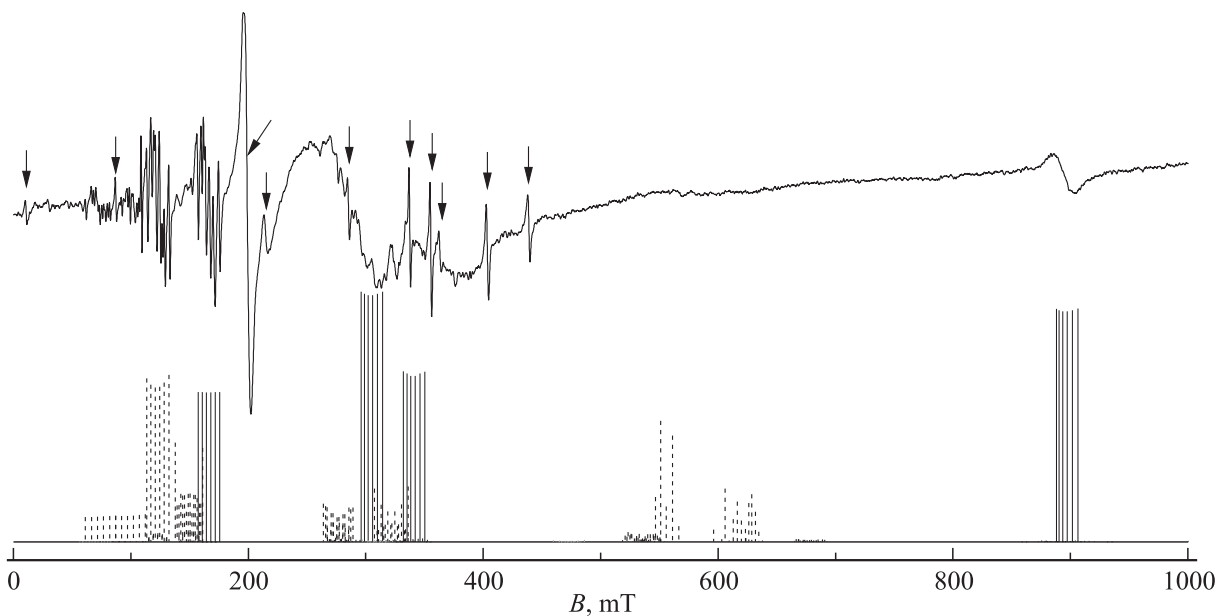


Рис. 3. ЭПР-спектр $\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12} : \text{Eu}^{2+}$ при $\mathbf{B} \parallel \mathbf{C}_4$ и 300 К на частоте 9449 МГц. Вертикальные стрелки указывают переходы центров Gd^{3+} , наклонная стрелка — переход ионов Mo^{3+} . Внизу приведены расчетные положения и интенсивности компонент сверхтонкой структуры центров $^{151}\text{Eu}^{2+}$, пунктирными отрезками показаны компоненты СТС четырех эквивалентных центров, сплошными — двух оставшихся эквивалентных центров.

Eu^{2+} из-за неразрешенной СТС и перекрытия различных переходов.

4. Обсуждение результатов

Ближайшее кислородное окружение иона Lu^{3+} в гранате представляет повернутый и скрученный вокруг \mathbf{C}_4

куб, дополнительно искаженный до симметрии D_2 за счет различия расстояний до ионов кислорода и их полярных углов (рис. 4). При нашем выборе системы координат в процессе обработки эксперимента ось Z может оказаться параллельной (см. разд. 3) либо $\mathbf{C}_2(1)$, либо $\mathbf{C}_2(2)$. Следует заметить, что $\mathbf{C}_2(1)$ — ось \mathbf{C}_2 -группы локальной симметрии иона, совпадающая с осью, вокруг которой скручен кислородный куб, тогда как $\mathbf{C}_2(2)$ —

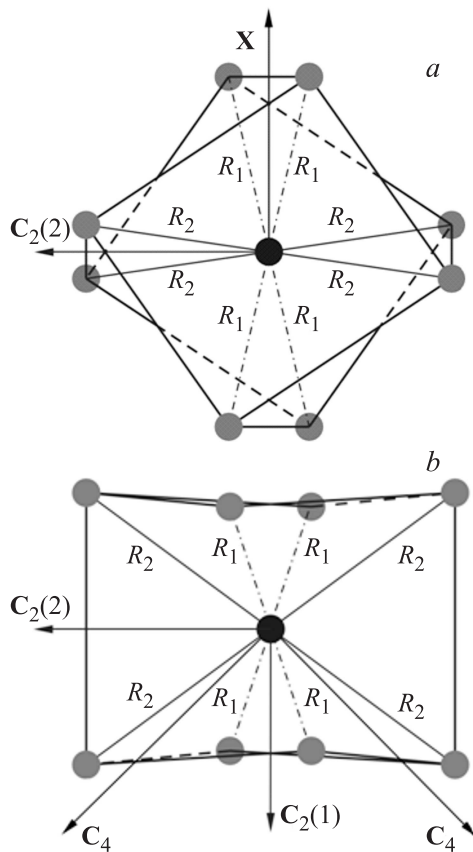


Рис. 4. Ближайшее кислородное окружение позиции иона лютеция в $\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$. *a* — вид вдоль $C_2(1)$, *b* — вид вдоль $X \parallel C_2(3) \parallel C_4$ кристалла. Оси, обозначенные как C_4 , являются осями четвертого порядка кристалла.

ось C_2 симметрии позиции, близкая к оси второго порядка неискаженного куба. Ось $C_2(3)$ симметрии иона Lu^{3+} , как указывалось выше, совпадает с осью четвертого порядка кристалла (рис. 4).

Очевидно, что параметры спинового гамильтониана центров Gd^{3+} (табл. 1) определены в системе координат $Z \parallel C_2(1)$. Об этом свидетельствует отношение параметров четвертого ранга $b_{44}/b_{40} = -4.7$, близкое к величине -5 , а также малая величина b_{42} , что характерно для выбора главной магнитной оси параллельно оси четвертого порядка идеального куба.

Для центров Eu^{2+} в наборе параметров, полученном из обработки экспериментальных данных (табл. 1, первый столбец для европия), отношение $b_{44}/b_{40} = -29$ много больше величины -5 , характерной для кубического инварианта при $Z \parallel C_4$. После поворота системы координат на 90° вокруг оси X (табл. 1) это отношение приобретает величину $b_{44}/b_{40} = -4.1$, близкую к -5 ; кроме того, минимизируется величина b_{42} , т.е. ось Z становится параллельной оси $C_2(1)$.

Предполагается, что знаки параметров спинового гамильтониана S -ионов в $\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ (табл. 1) аналогичны знакам в $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, полученным для центров Gd^{3+} авторами [8] и для Eu^{2+} нами в работе [12]. Абсолют-

ный знак параметра b_{20} в [8] определен в результате наблюдения температурного поведения интенсивности различных переходов, а в [12] — из сравнения СТС $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, легированного изотопом ^{151}Eu , с расчетной структурой при различных и одинаковых знаках b_{20} и константы сверхтонкого взаимодействия $A = -102$ МГц. Знак A определен в [15–17].

На рис. 2, 3 кроме экспериментальных спектров приведены расчетные положения и интенсивности сверхтонких компонент $^{151}\text{Eu}^{2+}$, полученных в результате диагонализации матрицы энергии 48 порядка. Некоторое несоответствие расчетных и экспериментальных величин интенсивностей обусловлено, в частности, тем, что на рисунках сравниваются интегральные интенсивности компонент СТС с первой производной спектра поглощения. Величина $A \approx -100$ МГц оценена по положениям крайних компонент сверхтонкой структуры. В этих расчетах ядерное квадрупольное взаимодействие не учитывалось. Наличие в исследуемом кристалле $\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ изотопа $^{153}\text{Eu}^{2+}$ с меньшим сверхтонким взаимодействием и большим квадрупольным взаимодействием [16], естественно, заметно усложняет вид СТС.

Энергетическая структура основного состояния и резонансные переходы между его подуровнями (рис. 3) центров Gd^{3+} и Eu^{2+} (без учета сверхтонкой структуры) при $\mathbf{B} \parallel C_4$ показаны на рис. 5, 6. На рис. 5 для центров Gd^{3+} показаны только те возможные переходы, расчетные вероятности которых с параметрами из табл. 1 и с учетом взаимной ориентации постоянного и переменного магнитных полей для всех шести магнитно-неэквивалентных центров находятся в диапазоне одного порядка величины. При этом жирными отрезками выделены те переходы, которые наблюдаются в экспериментальном спектре (не перекрыты сигналами Eu^{2+} и Mo^{3+}) и помечены вертикальными стрелками на рис. 3. Хорошо видно (рис. 5, 6), что начальные расщепления центров Eu^{2+} примерно в 5 раз больше,

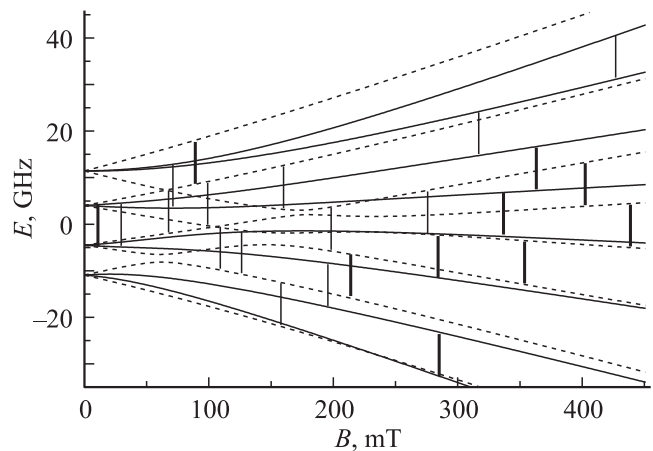


Рис. 5. Расчетные уровни энергии и переходы центров Gd^{3+} при $\mathbf{B} \parallel C_4$ и 300 К на частоте 9449 МГц. Сплошные кривые — для двух центров с $\theta = 90^\circ$, штриховые — для четырех центров с $\theta = 45^\circ$. Наблюдаемые переходы показаны жирными отрезками.

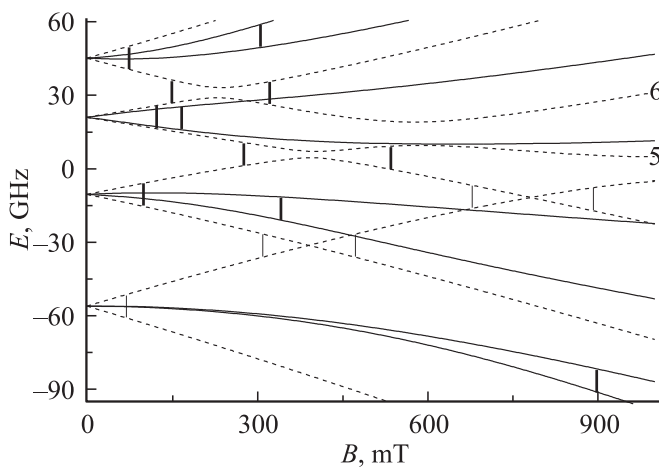


Рис. 6. Уровни энергии и переходы центров Eu^{2+} при $\mathbf{B} \parallel \mathbf{C}_4$ и 300 К. Сплошные кривые — для двух центров с $\theta = 90^\circ$, штриховые — для четырех центров с $\theta = 45^\circ$. Наблюдаемые переходы (рис. 3) показаны жирными отрезками.

чем в случае центров Gd^{3+} , что, в частности, определяет большую протяженность спектра Eu^{2+} .

На рис. 6 для центров Eu^{2+} при $\mathbf{B} \parallel \mathbf{C}_4$ приведены все возможные ЭПР-переходы, положения которых рассчитаны в приближении равенства нулю константы сверхтонкого взаимодействия, т.е. для гипотетического четного изотопа. Расчетные вероятности таких переходов находятся в диапазоне трех порядков, регистрируемые сигналы (рис. 3) показаны жирными отрезками.

Расчетные положения и интенсивности компонент СТС центров Eu^{2+} в этой ориентации магнитного поля были приведены на рис. 3 (для изотопа ^{151}Eu с большей константой сверхтонкого взаимодействия). При сравнении расчетной структуры с экспериментальной, которое,

естественно, необходимо проводить с учетом влияния на суммарный спектр СТС изотопа ^{153}Eu ширины компонент на разных электронных переходах и разной кратности групп магнитно-неэквивалентных центров, бросается в глаза разная степень разрешения компонент СТС на низкополевых и высокополевых сигналах (например, в магнитных полях 168 и 900 мТ).

Следуя [12], логично предположить, что наблюдаемая картина обусловлена разным влиянием на эти переходы статического разброса двух самых больших параметров (b_{20} и b_{22}) спинового гамильтониана. Расчеты с параметрами из табл. 1 для ромбических центров Eu^{2+} дают $dB_{\text{res}}/db_{20} = 0.002$, $dB_{\text{res}}/db_{22} = 0.011$ (B_{res} — резонансное положение сигнала) для перехода в поле 168 мТ и $dB_{\text{res}}/db_{20} = 0.112$, $dB_{\text{res}}/db_{22} = 0.078$ (все величины в мТ/МГц) в поле 900 мТ.

В пользу приведенного обоснования свидетельствует и ситуация с электронно-ядерными переходами в поле ~ 600 мТ (рис. 3). Энергетический зазор между уровнями энергии 5 и 6 на рис. 6 (штриховые кривые), рассчитанными без учета сверхтонкого взаимодействия, превышает величину используемого в экспериментальной установке кванта СВЧ, поэтому переходов между этими уровнями в поле ~ 600 мТ нет. А расчет с учетом сверхтонкого взаимодействия для изотопа ^{151}Eu показывает, что в этой области магнитных полей уже есть довольно интенсивные компоненты СТС двух электронных переходов (рис. 3), хотя и не между всеми электронно-ядерными подуровнями, а соответствия по интенсивностям в экспериментальном спектре не наблюдается. Объяснением данного факта может являться еще большая чувствительность этих переходов к изменениям параметров гамильтониана: $dB_{\text{res}}/db_{20} = 0.45$ мТ/МГц и $dB_{\text{res}}/db_{22} = 0.45$ мТ/МГц.

Большие величины параметров b_{20} и b_{22} для центров Eu^{2+} и соответственно регистрация переходов в трехсан-

Таблица 2. Параметры тонкой структуры ромбических центров Gd^{3+} и Eu^{2+} в гранатах при 300 К (в системе координат $\mathbf{Z} \parallel \mathbf{C}_2(1)$, $\mathbf{Y} \parallel \mathbf{C}_2(2)$) (знаки параметров в работах [8–10] отличаются от приведенных здесь вследствие использования нами системы координат, повернутой на 90° вокруг \mathbf{Z})

Параметр, МГц	Gd^{3+}			Eu^{2+}	
	$\text{Y}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$	$\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$	$\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ *	$\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ [11,12]**	$\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ *
b_{20}	1331.4 [8] 1321.0 [9]	2275.3 [10] 2275.3 [11]	1750	8987	6043
b_{22}	1978.6 [8] 1943.5 [9]	722.3 [10] +717.9 [11]	865	8903	9731
b_{40}	-126.5 [8] -129.5 [9]	-130.8 [10] -130.1 [11]	-137	-201	-213
b_{42}	0 [8] -9 [9]	-16.5 [10] 16.9 [11]	14	34.5	-13
b_{44}	530.6 [8] 541.1 [9]	593.1 [10] 591.4 [11]	645	914	876

* Данные настоящей работы.

** В этих работах используется система координат $\mathbf{Z} \parallel \mathbf{C}_2(2)$, $\mathbf{Y} \parallel \mathbf{C}_2(1)$.

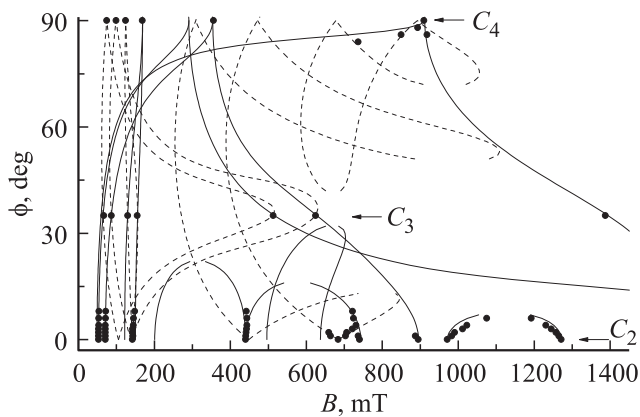


Рис. 7. Угловая зависимость положений переходов центров Eu^{2+} при вращении магнитного поля в плоскости (110) и 120 К на частоте 9449 МГц. Кривые — расчет, точки — эксперимент. Штриховыми кривыми показаны зависимости центров, спектры которых при $\mathbf{V} \parallel \mathbf{C}_4$ и $\mathbf{V} \parallel \mathbf{C}_2$ четырежды вырождены, сплошными — зависимости одиночных при $\mathbf{V} \parallel \mathbf{C}_2$ центров.

тиметровом диапазоне в области промежуточных магнитных полей с неизбежностью должны были привести к очень непростою, трудно регистрируемому ориентационному поведению положений резонансных сигналов. Это и демонстрирует рис. 7, где представлена расчетная угловая зависимость при вращении магнитного поля в плоскости (110). Худшее описание спектра в ориентациях, отличных от $\mathbf{V} \parallel \mathbf{C}_2$, $\mathbf{V} \parallel \mathbf{C}_3$ и $\mathbf{V} \parallel \mathbf{C}_4$, объясняется выходом магнитного поля из плоскости (110).

Уверенности в адекватности параметров спинового гамильтониана для ромбических центров Eu^{2+} в $\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ придает тот факт, что, хотя параметры определены по трем ориентациям магнитного поля относительно кристаллографических осей, из-за наличия шести магнитно-неэквивалентных центров они определены в семи ориентациях магнитного поля относительно осей центра (трех при $\mathbf{V} \parallel \mathbf{C}_2$, двух при $\mathbf{V} \parallel \mathbf{C}_3$ и двух при $\mathbf{V} \parallel \mathbf{C}_4$).

В табл. 2 приведены результаты ЭПР-измерений в трех гранатах параметров начальных расщеплений (обозначения [14]) основного состояния редкоземельных S -ионов в единой системе координат ($\mathbf{Z} \parallel \mathbf{C}_2(1)$, $\mathbf{Y} \parallel \mathbf{C}_2(2)$). Как видно при переходе от $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ к $\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ параметры спинового гамильтониана второго ранга как Gd^{3+} , так и Eu^{2+} заметно изменяются (до 1.5 раз), тогда как тензор четвертого ранга остается практически постоянным (изменение $< 10\%$).

5. Заключение

В работе проведено ЭПР-исследование монокристаллов $\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, легированных европием и кремнием, измерены спектры ионов Eu^{2+} и неконтролируемой примеси Gd^{3+} . Определены параметры спинового гамильтониана второго и четвертого рангов ромбических центров, обусловленных ионами Gd^{3+} и Eu^{2+} , заместившими

позиции Lu^{3+} с локальной симметрией D_2 , в лютеций-алюминиевом гранате. Таким образом, количество экспериментальных данных по гранатам для анализа связи параметров тонкой структуры редкоземельных S -ионов со структурой их ближайшего окружения в результате проведенных нами исследований заметно увеличилось.

Список литературы

- [1] D.J. Newman. *Adv. Phys.* **20**, 197 (1971).
- [2] D.J. Newman, W. Urban. *J. Phys. C* **5**, 3101 (1972).
- [3] L.I. Levin. *Phys. Status Solidi B* **134**, 275 (1986).
- [4] L.I. Levin, A.D. Gorlov. *J. Phys.* **4**, 1981 (1992).
- [5] G. Vacquet, J. Dugas, C. Escribe, J. Michoulier. *J. Phys. C* **7**, 1551 (1974).
- [6] J.M. Gaite, G.R. Bulka, N.M. Hasanova, N.M. Nisamutdinov, V.M. Vinokurov. *J. Phys. C* **19**, 2077 (1986).
- [7] Н.М. Низамутдинов, Н.М. Хасанова, А.А. Галеев, Г.Р. Булка, В.М. Винокуров, В.А. Аккерман, Г.А. Ермаков. *Кристаллография* **34**, 893 (1989).
- [8] L. Rimai, G.A. deMars. *J. Appl. Phys.* **33**, 1254S (1962).
- [9] J. Overmeyer, E.A. Giess, M.J. Freiser, B.A. Calhoun. *Paramagnetic resonance*. Academic Press, N.Y. (1963). V. 1. P. 224.
- [10] D.J. Newman, A. Edgar. *J. Phys. C* **9**, 103 (1976).
- [11] В.А. Важенин, А.П. Потапов, Г.Р. Асатрян, Ю.А. Успенская, А.Г. Петросян, А.В. Фокин. *ФТТ* **58**, 1573 (2016).
- [12] В.А. Важенин, А.П. Потапов, Г.Р. Асатрян, А.Г. Петросян, К.Л. Ованесян, А.В. Фокин, Г.С. Шакуров. *ФТТ* **58**, 2406 (2016).
- [13] Э.Г. Шароян, О.С. Торосян, А.Г. Петросян, Э.А. Маркосян. *Изв. АН АрмССР. Физика* **12**, 62 (1977).
- [14] С.А. Альтшулер, Б.М. Козырев. *Электронный парамагнитный резонанс*. Наука, М. (1972). С. 121.
- [15] J. Bronstein, V. Volterra. *Phys. Rev.* **137**, A1201 (1965).
- [16] J.S.M. Harvey, H. Kieft. *Can. J. Phys.* **47**, 1505 (1969).
- [17] А.Д. Горлов. *ФТТ* **56**, 2115 (2014).