

ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХТОНКОЙ СТРУКТУРЫ В ОПТИЧЕСКИХ СПЕКТРАХ КРИСТАЛЛОВ, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ Pr^{3+} И Er^{3+}

© 2004 г. Е. П. Чукалина, канд. физ.-мат. наук

Институт спектроскопии РАН, г. Троицк, Московская область
E-mail: echukalina@isan.troitsk.ru

Дан краткий обзор недавних работ автора по исследованию сверхтонкой структуры в оптических спектрах кристаллов, активированных редкоземельными ионами, с помощью фурье-спектроскопии высокого разрешения. Обсуждены особенности сверхтонкой структуры для димерных центров Pr^{3+} в одномерном кристалле CsCdBr_3 и для Er^{3+} (ион с нечетным числом электронов) в LiYF_4 .

Коды OCIS: 300.6300, 300.6320.

Поступила в редакцию 20.01.2004.

Введение

Сверхтонкая структура (СТС) энергетических уровней обусловлена взаимодействием электрических и магнитных моментов ядра с электронами. Исследование СТС в оптических спектрах позволяет получать уникальную информацию не только о параметрах этого взаимодействия, но и о характере взаимодействия примесных центров с лигандами и об особенностях структуры.

В оптических спектрах кристаллов СТС впервые наблюдали на нескольких линиях поглощения этилсульфата гольмия с помощью интерферометра Фабри-Перо и дифракционного спектрографа высокого разрешения [1]. Хорошо разрешенная СТС зарегистрирована в спектрах поглощения $\text{LaCl}_3:\text{Ho}^{3+}$ [2] с помощью дифракционных спектрографов высокого разрешения, в спектрах возбуждения люминесценции тетрагонального центра Pr^{3+} в CaF_2 перестраиваемым лазером на красителе в области линии поглощения 5941 Å [3] и в спектрах возбуждения тригонального центра Ho^{3+} в CaF_2 [4]. С помощью методов регистрации люминесценции при селективном лазерном возбуждении и выжигания провалов исследована СТС в $\text{LaCl}_3:\text{Pr}^{3+}$ [5], $\text{LaCl}_3:\text{Nd}^{3+}$ [6], $\text{LaCl}_3:\text{Tb}^{3+}$ [7] и $\text{LiYF}_4:\text{Er}^{3+}$ [8]. Однако лазерное излучение, которое используется в подобных исследованиях, охватывает лишь узкую спектральную область, как правило, в пределах одной спектральной линии. СТС в оптических спектрах $\text{LiYF}_4:\text{Ho}^{3+}$ впервые обнаружена в Институте спектроскопии РАН [9] и подробно изучена там же с помощью метода фурье-спектроскопии высокого разрешения, который дает возможность измерять спектры с разрешением в несколько тысячных долей обратного сантиметра в спектральном интервале протяженностью в сотни волновых чисел. Впервые удалось зарегистрировать СТС сразу для многих линий всех мультиплетов основного терма иона Ho^{3+} в монокристаллах LiYF_4 , что позволило обнаружить новые, ранее не наблюдавшиеся особенности СТС и

объяснить их на основании расчетов по теории кристаллического поля [9–11].

Для обобщения представлений о СТС в ИСАН было решено провести исследования различных редкоземельных (РЗ) ионов в разных матрицах с использованием метода фурье-спектроскопии высокого разрешения. Мы выбрали два кристалла. Один из них – $\text{CsCdBr}_3:\text{Pr}^{3+}$. В его спектрах ранее наблюдали линию сложной формы, происхождение которой приписывалось совместному действию сверхтонких взаимодействий и деформаций. Второй кристалл – $\text{LiYF}_4:\text{Er}^{3+}$. Ион Er^{3+} имеет нечетное число электронов (крамерсов ион), и характер СТС в его спектре иной, чем в спектре некрамерсова иона (Ho^{3+} , Pr^{3+}). СТС в оптических спектрах крамерсовых ионов ранее подробно не рассматривалась.

Сверхтонкая структура в спектрах $\text{CsCdBr}_3:\text{Pr}^{3+}$

Кристаллы $\text{CsCdBr}_3:\text{Pr}^{3+}$ благодаря особенностям своей структуры привлекли внимание исследователей как модельные системы для изучения межйонных взаимодействий и как перспективные материалы для апконверсионных лазеров [12]. Монокристаллы сложных бромидов CsCdBr_3 относятся к кристаллам типа AMX_3 , где X – галоген, А и М – ионы одно- и двухвалентных металлов соответственно. Гексагональная кристаллическая решетка CsCdBr_3 построена из цепочек $(\text{CdBr}_6)^{4-}$ октаэдров, имеющих общую грань (рис. 1). Цепочки связаны ионами Cs^+ , которые находятся в центрах полиэдров из 12 ионов Br^- . Так как расстояние между двумя смежными ионами Cd^{2+} вдоль цепочки значительно меньше, чем расстояние между цепочками, то кристалл имеет квазиодномерную структуру вдоль кристаллографической оси с. Трехвалентные Pr^{3+} -ионы замещают двухвалентные ионы Cd^{2+} . Соблюдение условия зарядовой нейтральности приводит к формированию различных РЗ-центров, при этом

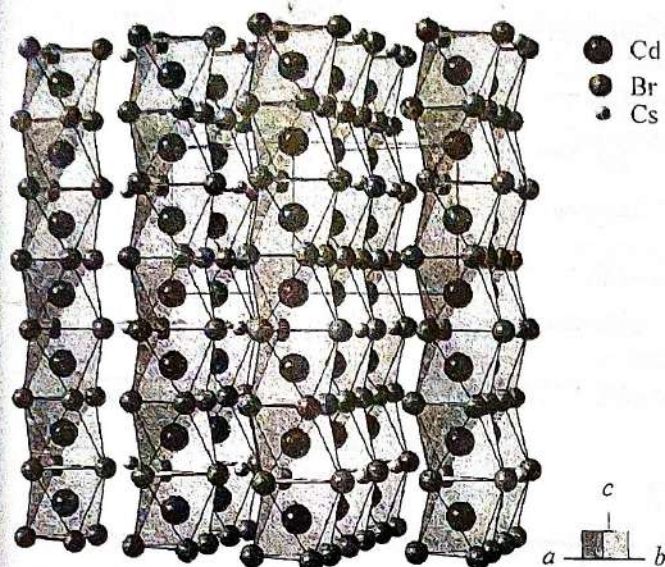


Рис. 1. Кристаллическая структура CsCdBr₃.

РЗ-ионы имеют тенденцию к образованию парных центров даже при низкой концентрации редкоземельной примеси. В случае CsCdBr₃:Pr³⁺ наиболее вероятно образование следующих Pr³⁺-центров (см., например, работу [12]):

a-центр [Pr³⁺–вакансия Cs]. Ион Pr³⁺, замещающий ион Cd²⁺, формирует центр совместно с цезиевой вакансией.

b-центр [Pr³⁺–Pr³⁺–вакансия Cd]. Ионы Pr³⁺ занимают места с моноклинной симметрией, точечная группа C_s. Три соседних иона кадмия в цепочке замещаются двумя ионами празеодима, но так как позиции ионов Pr³⁺ не эквивалентны, то этот центр является асимметричным центром.

c-центр [Pr³⁺–вакансия Cd–Pr³⁺]. Точечная группа симметрии такого центра – C_{3v}. Формируется при замене трех соседних ионов Cd²⁺ вдоль цепочки двумя ионами Pr³⁺, которые располагаются по обеим сторонам от кадмиевой вакансии. Так как позиции двух ионов Pr³⁺ эквивалентны, то этот парный центр является симметричным. Локальная симметрия в позиции ионов Pr³⁺ – C_{3v}.

Проведенные ранее исследования спектров электронного парамагнитного резонанса кристаллов CsCdBr₃:Gd³⁺ [13], CsCdBr₃:Ln³⁺ (Ln = Tm, Ho) [14] и спектров селективного лазерного возбуждения кристаллов CsCdBr₃:Ho³⁺ [15], CsCdBr₃:Ln³⁺ (Ln = Tm, Pr) [16] показали, что, по крайней мере, 90% редкоземельных ионов при низкой концентрации формируют симметричные парные центры и лишь незначительная их часть участвует в образовании центров других типов (одиночные ионы, асимметричные димеры и др.). С повышением концентрации редкоземельных ионов доля других РЗ³⁺-центров возрастает. Макфарлейн и др. [17] сообщили о наблюдавшейся дублетной форме линии ³H₄(Γ₁) → ¹D₂(Γ₃)-перехода Pr³⁺ в CsCdBr₃, которую объяснили результатом совместного действия неразрешенной сверхтонкой

структуры и низкосимметричных возмущений, вызванных локальными отклонениями кристаллографической оси. Это исследование было выполнено с помощью лазера на красителе, который перестраивается в пределах одной линии. До нашей работы не было измерений с высоким спектральным разрешением других переходов в CsCdBr₃:Pr³⁺.

Для исследования были приготовлены два образца монокристаллов CsCdBr₃:Pr³⁺ (0,2 ат.%) с толщиной *d*₁ = 1,3 мм и *d*₂ = 3,1 мм. Ось *c* была параллельна отполированным плоскостям для образца с толщиной *d*₁ и практически перпендикулярна к ним для образца с толщиной *d*₂. Неполаризованные спектры пропускания были получены при температуре *T* = 5,0 ± 0,2 К в области переходов ³H₄ → ³H_{5,6}, ³F_{2,3,4} (спектральная область от 2000 до 7000 см⁻¹) с разрешением от 1 до 0,005 см⁻¹ с помощью фурье-спектрометра высокого разрешения DA3.002 канадской фирмы "BOMEM".

В спектрах имеется несколько линий необычной формы, которую можно объяснить наличием неразрешенной СТС.

На рис. 2 представлена линия, соответствующая переходу ³H₄(¹Γ₁) → ³F₃(¹Γ₃) с хорошо разрешенной СТС [18, 19]. Видны шесть почти эквидистантных компонент. Центральный интервал между компонентами СТС несколько больше, чем боковые интервалы.

Чтобы объяснить происхождение такой структуры, рассмотрим магнитодипольное сверхтонкое взаимодействие, которое обычно вносит основной вклад в СТС. Гамильтониан магнитодипольного сверхтонкого взаимодействия определяется магнитным полем, создаваемым на ядре электронами, **H**(0) и магнитным моментом ядра **μ_n**:

$$V_m = -\mu_n H(0). \quad (1)$$

T, отн. ед.

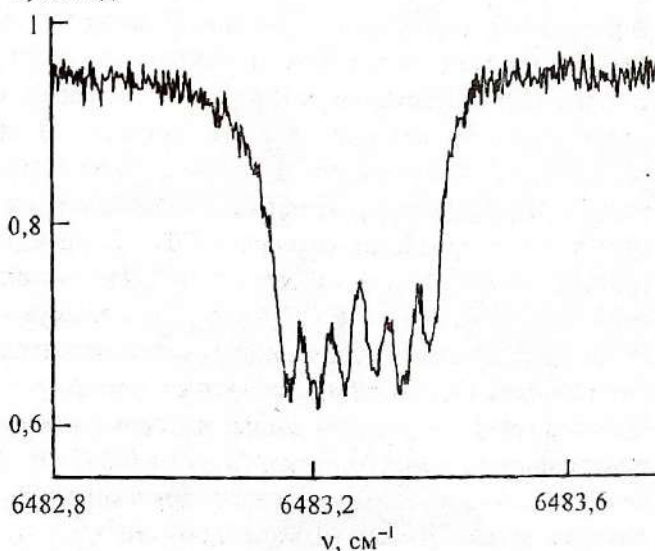


Рис. 2. Линия из спектра пропускания, соответствующая переходу ³H₄(Γ₁) → ³F₃(Γ₃) в ионе Pr³⁺ в CsCdBr₃ [17].

В случае мультиплета с данным значением полного момента J формула (1) переходит в следующее выражение [20]:

$$V_m = A_J J I = A_J [J_z I_z + (1/2)(J_+ I_- + J_- I_+)], \quad (2)$$

где I – спин ядра, A_J – постоянная магнитной СТС, $J_+ = J_x + iJ_y$, $J_- = J_x - iJ_y$, и аналогично для I_+ , I_- . Для того чтобы применить это выражение в конкретном случае $\text{CsCdBr}_3:\text{Pr}^{3+}$, необходимо учесть локальную симметрию. В случае основного центра – это C_{3v} . Электронные состояния иона Pr^{3+} преобразуются по неприводимым представлениям Γ_1 , Γ_2 и Γ_3 точечной группы симметрии C_{3v} . Уровни Γ_1 и Γ_2 – синглеты, уровни Γ_3 – дублеты. Если не учитывать взаимодействие электронов с ядерными моментами, волновую функцию можно представить как произведение электронной волновой функции $|J, \Gamma\rangle$ на ядерную волновую функцию $|I, M\rangle$ (M – проекция спина ядра на ось z).

Рассматривая магнитодипольное сверхтонкое взаимодействие как малое возмущение и учитывая, что отличны от нуля лишь следующие электронные матричные элементы:

$$\langle \Gamma_3^{(1)} | J_z | \Gamma_3^{(1)} \rangle = -\langle \Gamma_3^{(2)} | J_z | \Gamma_3^{(2)} \rangle \equiv \langle \Gamma_3 | J_z | \Gamma_3 \rangle$$

(здесь $|\Gamma_3^{(1)}\rangle$ и $|\Gamma_3^{(2)}\rangle$ – две волновые функции дублетного электронного уровня Γ_3), находим, что энергия $2I + 1$ сверхтонких подуровней Γ_3 -уровня определяется выражением

$$E_m = A_J \langle \Gamma_3^{(i)} | J_z | \Gamma_3^{(i)} \rangle M, \quad i = 1, 2. \quad (3)$$

Синглетные состояния Γ_1 и Γ_2 не расщепляются магнитодипольным сверхтонким взаимодействием. Для единственного изотопа празеодима ^{141}Pr момент ядра $I = 5/2$, $-5/2 \leq M \leq 5/2$. Сверхтонкие подуровни остаются дважды вырожденными: состояния $|\Gamma_3^{(1)} M\rangle$ и $|\Gamma_3^{(2)} - M\rangle$ имеют одинаковую энергию.

В результате согласно (3) уровни Γ_3 иона Pr^{3+} в CsCdBr_3 расщепляются магнитодипольным сверхтонким взаимодействием на шесть эквидистантных подуровней. Так как основное состояние является синглетным, структура спектральной линии перехода $\Gamma_1 \rightarrow \Gamma_3$, который разрешен как электродипольный в x -поляризации, отражает СТС Γ_3 -уровня (рис. 3). Действительно, характер СТС линии $6483,3 \text{ см}^{-1} {}^3H_4({}^1\Gamma_1) \rightarrow {}^3F_3({}^1\Gamma_3)$ -перехода согласуется со сделанными выше выводами: наблюдается шесть практически эквидистантных компонент. Однако, как упоминалось выше, интервал между центральными компонентами ($0,047 \pm 0,002 \text{ см}^{-1}$) немного больше расстояния между другими сверхтонкими компонентами ($0,040 \pm 0,002 \text{ см}^{-1}$).

Чем же может быть обусловлена такая неэквидистантность? Рассмотрим причины, которые могут привести к неэквидистантной СТС.

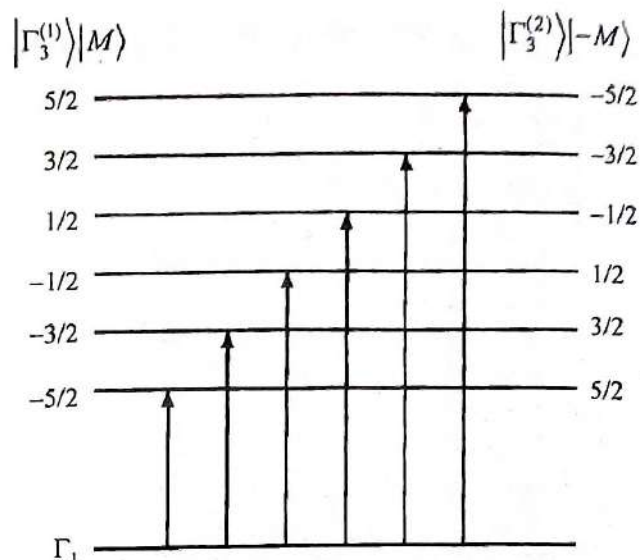


Рис. 3. Схема переходов с основного уровня Γ_1 на сверхтонкие подуровни уровня Γ_3 в ионе Pr^{3+} в CsCdBr_3 .

а. Электрическое квадрупольное сверхтонкое взаимодействие приводит к неэквидистантной СТС с регулярно увеличивающимися (уменьшающимися) сверхтонкими интервалами. Подобный характер СТС вызывается также и взаимодействием между уровнями за счет магнитодипольного сверхтонкого оператора (псевдоквадрупольным взаимодействием) [10] (рис. 4). Такой характер неэквидистантности не согласуется с тем, что мы наблюдаем. Расчет по теории кристаллического поля [19] также подтвердил малость вклада в СТС от электрического квадрупольного взаимодействия.

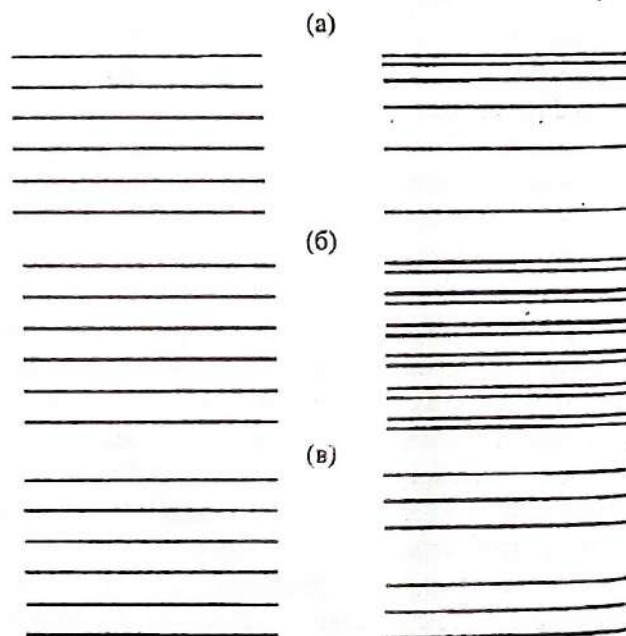


Рис. 4. Схемы неэквидистантной структуры сверхтонких подуровней, обусловленной электрическим квадрупольным сверхтонким взаимодействием и псевдоквадрупольным взаимодействием (а), взаимодействием между ионами пары (б) и влиянием низкосимметричной компоненты кристаллического поля (в).

б. При взаимодействии между ионами Pr^{3+} шесть сверхтонких компонент одиночного иона Pr^{3+} “разъедаются”, как целое, в обе стороны. Таким образом, всего окажется 12 сверхтонких подуровней, что также не согласуется с наблюдаемой структурой.

в. Влияние низкосимметричной компоненты кристаллического поля на примесный ион приводит к увеличению центрального интервала в СТС [21]. Именно это и наблюдается в эксперименте.

При действии низкосимметричного возмущения $\bar{W}$ энергия сверхтонких подуровней будет определяться выражением

$$E = \pm \sqrt{(AM)^2 + W^2}, \quad (4)$$

где $A = A_J \langle \Gamma_3 | J_z | \Gamma_3 \rangle$, $W = \langle \Gamma_3 | \bar{W} | \Gamma_3 \rangle$. Аппроксимируя наблюдаемую СТС линии 6483,3 см^{-1} формулой (4), мы получили следующие значения для A и W : $A = A(^3F_3, \Gamma_3) = 0,040 \pm 0,002 \text{ см}^{-1}$, $W = 0,012 \pm 0,002 \text{ см}^{-1}$. В работе [17] коэффициент СТС для уровня 16536 см^{-1} в мультиплете 1D_2 имел близкую величину: $A(^1D_2, \Gamma_3) = 0,047 \pm 0,006 \text{ см}^{-1}$. Авторы работы [17] предположили, что низкосимметричное возмущение $\bar{W}$ обусловлено локальными отклонениями осей c -центров от кристаллографической оси, при этом углы отклонений распределены по Гауссу. Вызванное этим обстоятельством неоднородное уширение будет максимальным для центральных компонент СТС (с $M = 1/2$). В результате происходит наибольшее асимметричное уширение центральных сверхтонких компонент и связанное с этим наибольшее уменьшение интенсивности в их максимуме, в то время как положение максимума практически не изменяется. В нашем случае основной эффект состоит в увеличении центрального интервала при неизменной интенсивности в максимуме сверхтонких компонент. Вероятно, точечные дефекты в определенной позиции рядом с c -центром являются наиболее существенным типом дефектов в наших кристаллах.

Из экспериментально наблюдаемой СТС спектральной линии можно получить дополнительную информацию о возбужденном состоянии [18], определив следующие величины: магнитное поле $H(0)$, создаваемое на ядре иона электронами в данном состоянии,

$$H(0) = IA/\mu_n = 0,95 \times 10^6 \text{ Э};$$

матричный элемент z -компоненты момента на волновых функциях возбужденного Γ_3 -уровня

$$\langle \Gamma_3 | J_z | \Gamma_3 \rangle = A/A_J = 1,56$$

и магнитный g -фактор этого состояния

$$g_z = 2g_0 \langle \Gamma_3 | J_z | \Gamma_3 \rangle = 3,36,$$

где g_0 – фактор Ланде для свободного иона.

Сверхтонкая структура в спектрах $\text{LiYF}_4:\text{Er}^{3+}$

Кристаллы LiYF_4 прозрачны в широкой области спектра от 0,12 до 7,5 $\mu\text{м}$, фото-, термо- и радиационно устойчивы. Они имеют упорядоченную структуру шеелита (CaWO_4), пространственная группа симметрии C_{4h}^6 (см., например, работу [22]). Образование LiYF_4 можно представить как замену ионов Ca^{2+} , W^{6+} и O^{2-} в узлах кристаллической решетки ионами Y^{3+} , Li^+ и F^- соответственно. Ионы Y^{3+} находятся в позиции тетрагональной симметрии, точечная группа S_4 . Трехвалентные редкоземельные ионы Pr^{3+} в LiYF_4 изоморфно замещают ионы Y^{3+} , образуя центры одного типа. Структура LiYF_4 представлена на рис. 5. Ион Er^{3+} имеет нечетное число электронов, являясь крамеровским ионом. В кристаллическом поле LiYF_4 уровни энергии свободного иона эрбия $^4I_{15/2}$, $^4I_{13/2}$, $^4I_{11/2}$ и т. д. расщепляются на штарковские подуровни, электронные волновые функции которых преобразуются по неприводимым крамеровско-сопряженным представлениям Γ_5 и Γ_6 , Γ_7 и Γ_8 точечной группы S_4 . Состояния Γ_{56} и Γ_{78} двукратно вырождены в отсутствие магнитного поля. Таким образом, $(2J+1)$ -кратное вырождение уровней иона Er^{3+} в LiYF_4 не снимается полностью, и уровень $^4I_{15/2}$ расщепляется на 8 ($4\Gamma_{56} + 4\Gamma_{78}$), $^4I_{13/2}$ – на 7 ($4\Gamma_{56} + 3\Gamma_{78}$), $^4I_{11/2}$ – на 6 подуровней ($3\Gamma_{56} + 3\Gamma_{78}$) и т. д.

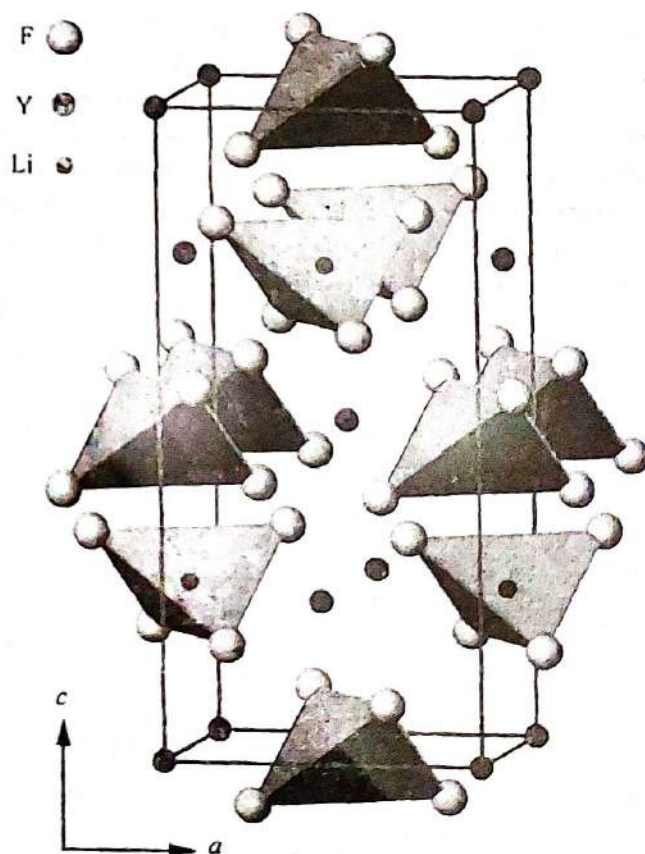


Рис. 5. Кристаллическая структура LiYF_4 .

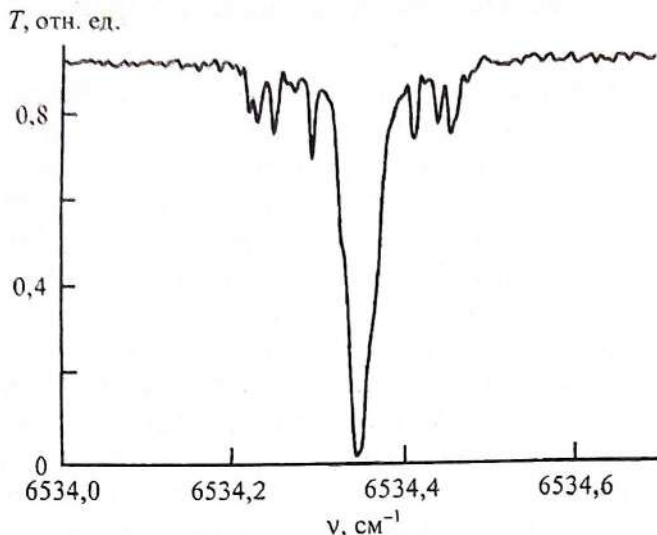


Рис. 6. Линия из спектра пропускания, соответствующая переходу $^4I_{15/2}(^1\Gamma_{56}) \rightarrow ^4I_{13/2}(^1\Gamma_{78})$ Er^{3+} в LiYF_4 .

Исследовались монокристаллы $\text{LiYF}_4:\text{Er}^{3+}$ (0,2%) с толщами 50 и 400 мкм. Спектры пропускания были измерены при температуре 5 К в области переходов $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$ (6500–6800 cm^{-1}) и $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ (10200–10350 cm^{-1}) с разрешением вплоть до 0,01 cm^{-1} . Рассмотрим подробнее одну из низкочастотных узких линий перехода с нижайшего уровня основного мультиплета $^4I_{15/2}$ на нижний уровень возбужденного мультиплета $^4I_{13/2}$ (рис. 6). В структуру основной линии этого перехода вносят вклад четные изотопы эрбия [8]. Менее интенсивные спутники являются СТС единственного нечетного изотопа ^{167}Er , имеющего неравный 0 спин ядра $I = 7/2$. В пользу этого говорят следующие факты: экспериментально наблюдается линейная зависимость интенсивности спутников от концентрации, что исключает их принадлежность к парным центрам; в упомянутой работе [8] подобная структура линии в видимой области спектра приписана СТС на основании расчета.

Для того чтобы убедиться в правильности нашей интерпретации, мы выполнили расчет СТС уровней Er^{3+} в LiYF_4 в магнитодипольном приближении [23]. Матрица возмущения (2) была диагонализирована в базисе волновых функций

$$|\Gamma_i, M\rangle = |J, \Gamma_i\rangle |I, M\rangle, \quad |\Gamma_j, M\rangle = |J, \Gamma_j\rangle |I, M\rangle,$$

где $i = 5, j = 6$ или $i = 7, j = 8$ для Γ_{56} или Γ_{78} уровня соответственно. Для ^{167}Er спин ядра $I = 7/2$, $-7/2 \leq M \leq 7/2$. Учитывая свойства симметрии примесного иона Er^{3+} в кристаллическом поле LiYF_4 и симметрию по отношению к обращению времени, получаем следующие ненулевые электронные матричные элементы и соотношения между ними:

$$\langle \Gamma_5 | J_z | \Gamma_5 \rangle = -\langle \Gamma_6 | J_z | \Gamma_6 \rangle,$$

$$\langle \Gamma_5 | J_+ | \Gamma_6 \rangle = \langle \Gamma_6 | J_- | \Gamma_5 \rangle^*,$$

$$\langle \Gamma_7 | J_z | \Gamma_7 \rangle = -\langle \Gamma_8 | J_z | \Gamma_8 \rangle,$$

$$\langle \Gamma_7 | J_+ | \Gamma_8 \rangle = \langle \Gamma_8 | J_- | \Gamma_7 \rangle^*.$$

Используя эти соотношения, находим, что каждый кramerсов дублет Γ_{56} или Γ_{78} расщепляется магнитодипольным сверхтонким взаимодействием на девять сверхтонких подуровней, два из которых – синглеты и семь – дублеты. Энергии восьми сверхтонких подуровней с $M = 7/2, 5/2, 3/2, 1/2$ определяются выражением

$$E_M = \frac{1}{2} \left\{ -a \pm \sqrt{a^2 (2M-1)^2 + |b|^2 c^2} \right\}, \quad (5)$$

где $a = A_J \langle \Gamma_i | J_z | \Gamma_i \rangle$, $b = A_J \langle \Gamma_i | J_+ | \Gamma_j \rangle$,

$$c = \sqrt{I(I+1) - M(M-1)}.$$

Девятый сверхтонкий подуровень является дублетом: состояния $|\Gamma_j, -7/2\rangle$ и $|\Gamma_j, 7/2\rangle$ имеют одинаковую энергию, равную $E_{\pm 7/2} = (7/2)a$.

Схема расщепления уровней Er^{3+} приведена на рис. 7. В отличие от СТС для иона с четным числом электронов СТС для ионов с нечетным числом электронов (кramerсов ионов) неэквидистантна уже в первом приближении. Сверхтонкие расщепления кramerсовых дублетов были рассчитаны сначала с учетом только магнитодипольного сверхтонкого взаимодействия [23], а затем и электрического квадрупольного [24], исходя из волновых функций штарковских подуровней, полученных в результате расчета по теории кристаллического поля [24]. Хорошее согласие эксперимента и теории подтвердило правильность интерпретации наблюдающейся структуры в спектре высокого разрешения $\text{LiYF}_4:\text{Er}^{3+}$ как СТС изотопа ^{167}Er .

$\Gamma_5(\Gamma_7)$	$\Gamma_6(\Gamma_8)$
$-1/2$	$1/2$
$-3/2, 1/2$	$-1/2, 3/2$
$-5/2, 3/2$	$-3/2, 5/2$
$-7/2, 5/2$	$-5/2, 7/2$
$7/2$	$-7/2$
$-7/2, 5/2$	$-5/2, 7/2$
$-5/2, 3/2$	$-3/2, 5/2$
$-3/2, 1/2$	$-1/2, 3/2$
$-1/2$	$1/2$

Рис. 7. Схема сверхтонких подуровней кramerсовых дублетов Γ_{56} (Γ_{78}) иона Er^{3+} в LiYF_4 .

Благодарю моих соавторов по работам [18, 19, 23, 24], а также М.Н. Попову за общее руководство и полезные замечания по данному обзору. Работа поддержана программой "Квантовые и нелинейные процессы" Минпромнауки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hüfner S. Hyperfeinstrukturaufspaltung im Holmiumäthylsulfat // Z. für Physik. 1963. Bd. 172. S. 512–519.
2. Dieke G.N., Pandey B. Absorption, fluorescence, and energy levels of Ho^{3+} in hexagonal LaCl_3 // J. Chem. Phys. 1964. V. 41. P. 1952–1969.
3. Macfarlane R.M., Burum D.P., Shelby R.M. Hyperfine structure and nuclear and electronic Zeeman effect of the $^1D_2 \leftrightarrow ^3F_4$ transition of $\text{Pr}^{3+}:\text{CaF}_2$ // Phys. Rev. B. 1984. V. 29. P. 2390–2396.
4. Boonyarith T., Martin J.P.D. Hyperfine structure of $^5I_8 \rightarrow ^3F_5$ optical transitions within the trigonal center of $\text{CaF}_2:\text{Ho}^{3+}$ // Phys. Rev. B. 1993. V. 47. P. 14696–14705.
5. Pelletier-Allard N., Pelletier R. Investigation of Zeeman second-order effects in $\text{Pr}^{3+}:\text{LaCl}_3$ using the fluorescence-linenarrowing technique // J. Phys. C. 1979. V. 12. P. 4647–4656.
6. Pelletier-Allard N., Pelletier R. Laser induced fluorescence in $\text{Nd}^{3+}:\text{LaCl}_3$ I. Hyperfine structures // J. Physique. 1980. V. 41. P. 855–859.
7. Pelletier-Allard N., Pelletier R. Magnetic-dipole and electric-quadrupole effects in $\text{LaCl}_3:\text{Tb}^{3+}$ // Phys. Rev. B. 1985. V. 31. P. 2661–2666.
8. Macfarlane R.M., Cassanho A., Meltzer R.S. Inhomogeneous broadening by nuclear spin fields: A new limit for optical transitions in solids // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 69. P. 542–545.
9. Agladze N.I., Popova M.N. Hyperfine structure in optical spectra of $\text{LiYF}_4:\text{Ho}$ // Sol. St. Commun. 1985. V. 55. P. 1097–1100.
10. Агладзе Н.И., Виноградов Е.А., Попова М.Н. Проявление квадрупольного сверхтонкого взаимодействия и взаимодействия между уровнями в оптическом спектре кристалла $\text{LiYF}_4:\text{Ho}$ // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. С. 1210–1218.
11. Агладзе Н.И., Виноградов Е.А., Попова М.Н. Эффект заимствования интенсивности в оптическом спектре кристалла $\text{LiYF}_4:\text{Ho}$ // Опт. и спектр. 1986. Т. 61. С. 3–5.
12. Neukum J., Bodenschatz, Heber J. Spectroscopy and upconversion of $\text{CsCdBr}_3:\text{Pr}^{3+}$ // Phys. Rev. B. 1994. V. 50. P. 3536–3546.
13. Henling L.M., McPherson G.L. EPR spectra of magnetically coupled pairs of Gd^{3+} ions in crystals of CsMgCl_3 , CsMgBr_3 , and CsCdBr_3 // Phys. Rev. B. 1977. V. 16. P. 4756–4760.
14. Тарасов В.Ф., Шакуров Г.С., Малкин Б.З., Исхакова А.И., Гебер И., Альтвайн М. Субмиллиметровые спектры электронно-ядерных возбуждений в кристаллах $\text{CsCdBr}_3:\text{Ln}^{3+}$ ($\text{Ln} = \text{Tm}, \text{Ho}$) // Письма в ЖЭТФ. 1997. Т. 65. С. 535–540.
15. Mujaji M., Jones G.N., Syme R.W. Site-selective spectroscopy of Ho^{3+} ions in CsCdBr_3 crystals // Phys. Rev. B. 1993. V. 48. P. 710–725.
16. Murdoch K.M., Cockcroft N.J. Energy-transfer processes between Tm^{3+} and Pr^{3+} in CsCdBr_3 // Phys. Rev. B. 1996. V. 54. P. 4589–4603.
17. Chaminade J.P., Macfarlane R.M., Ramaz F., Vial J.C. High resolution laser spectroscopy of rare earth doped CsCdBr_3 // J. Luminesc. 1991. V. 48, 49. P. 531–535.
18. Chukalina E.P., Popova M.N., Antic-Fidancev E., Chaminade J.P. Hyperfine structure in optical spectra of $\text{CsCdBr}_3:\text{Pr}^{3+}$ // Phys. Lett. A. 1999. V. 258. P. 375–378.
19. Popova M.N., Chukalina E.P., Malkin B.Z., Iskhakova A.I., Antic-Fidancev E., Porcher P., Chaminade J.P. High resolution infrared absorption spectra, crystal field and relaxation processes in $\text{CsCdBr}_3:\text{Pr}^{3+}$ // Phys. Rev. B. 2001. V. 63. P. 075103-1–075103-10.
20. Абрагам А., Блинн Б. Электронный парамагнитный резонанс переходных металлов. Т. 1, 2 / Под ред. Альтшулера С.А., Скроцкого Г.В. М.: Мир, 1972.
21. Agladze N.I., Popova M.N., Zhizhin G.N., Egorov V.J., Petrova M.A. Isotope structure in optical spectra of $\text{LiYF}_4:\text{Ho}^{3+}$ // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 66. P. 477–480.
22. Goryunov A.V., Popov A.I. The crystal structure of LiYF_4 // J. Inorg. Chem. 1992. V. 37. P. 126–128.
23. Chukalina E.P., Popova M.N. Hyperfine structure of infrared transitions in $\text{LiYF}_4:\text{Er}^{3+}$ // Phys. Lett. A. 1999. V. 262. P. 191–194.
24. Popova M.N., Chukalina E.P., Malkin B.Z., Saikin S.K. Experimental and theoretical study of the crystal field levels, hyperfine and electron-phonon interactions in $\text{LiYF}_4:\text{Er}^{3+}$ // Phys. Rev. B. 2000. V. 61. P. 7421–7427.