

Они свидетельствуют, что для оксидных кристаллов более адекватным является приближение сильного конфигурационного взаимодействия (3).

Список использованных источников

1. Xiong F.B., Gong X.H., Lin Y.F. et al. Appl. Phys. B 86, 279-286 (2007)
2. Judd B.R. Phys.Rev. 127(3), 750 – 761 (1962)
3. Ofelt G.S. J. Chem. Phys. 37(3), 511 – 520 (1962)
4. Dunina E.B., Kaminskii A.A., Kornienko A.A. et al. Sov. Phys. Solid State 32, 290 (1990)
5. Kornienko A.A., Dunina E.B., Yankevich V.L. Opt. Spectrosc. 81, 871-874. (1996)

УДК 537.9; 539.184; 548.31

**АНОМАЛЬНО СИЛЬНОЕ КОНФИГУРАЦИОННОЕ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В СПЕКТРАХ ИОНА Pr³⁺ В YAG**

Л.А. Фомичева, А.А. Корниенко

В работе анализируется влияние возбужденной конфигурации $4f^2 5d$ и конфигураций с переносом заряда на штарковскую структуру мультиплетов и интенсивности абсорбционных переходов иона Pr³⁺ в Y₃Al₅O₁₂.

Выполняется сравнение параметров интенсивности, вычисленных на основе анализа штарковской структуры мультиплетов и полученных из описания экспериментальных сил осцилляторов абсорбционных переходов.

Для учета влияния возбужденных конфигураций предлагается эффективный гамильтониан, полученный в приближении аномально сильного конфигурационного взаимодействия [1]:

$$H_{cf} = \sum_{k,q} \left\{ B_q^k + \left(\frac{\Delta_d^2}{\Delta_d - E_J} + \frac{\Delta_d^2}{\Delta_d - E_{J'}} \right) \tilde{G}_q^k(d) + \sum_i \left(\frac{\Delta_{ci}^2}{\Delta_{ci} - E_J} + \frac{\Delta_{ci}^2}{\Delta_{ci} - E_{J'}} \right) \tilde{G}_q^k(c) \right\} C_q^k \quad (1)$$

Здесь Δ_d – энергия возбужденной конфигурации $4f^{N-1}5d$; Δ_{ci} – энергия конфигурации с переносом заряда.

В приближении аномально сильного конфигурационного взаимодействия для силы линии можно записать выражение:

$$S_{JJ'}^{ed} = \frac{1}{4(2k+1)e^2} \sum_{p,l} \left| \sum_l S_l^{(1k)p}(J) \left(\frac{\Delta_l}{\Delta_l - E_J} + \frac{\Delta_l}{\Delta_l - E_{J'}} \right) \right|^2 \times \langle \gamma[LS]J \| U^k \| \gamma'[L'S']J' \rangle^2 \quad (2)$$

Если количество экспериментальных данных небольшое, то рационально использовать выражение для силы линии с небольшим числом варьируемых параметров O_{dk} , O_{ck} ($k=2,4,6$) и Δ_d , Δ_{ci} .

$$S_{JJ'}^{ed} = \frac{e^2}{4} \sum_{k=2,4,6} \langle \gamma[LS]J \| U^k \| \gamma'[L'S']J' \rangle^2 \times \left(O_{dk} \left(\frac{\Delta_d}{\Delta_d - E_J} + \frac{\Delta_d}{\Delta_d - E_{J'}} \right) + O_{ck} \sum_i \left(\frac{\Delta_{ci}}{\Delta_{ci} - E_J} + \frac{\Delta_{ci}}{\Delta_{ci} - E_{J'}} \right) \right)^2 \quad (3)$$

Применение гамильтониана (1) позволило значительно улучшить описание штарковской структуры мультиплетов иона Pr^{3+} в $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$. Стандартное среднеквадратичное отклонение в этом случае составило $\sigma = 19.3 \text{ см}^{-1}$, что на 37% меньше среднеквадратичного отклонения, полученного при описании уровней в приближении слабого конфигурационного взаимодействия.

Используя значения параметров ковалентности и параметров нечетного кристаллического поля, полученных при описании штарковской структуры мультиплетов, были вычислены параметры интенсивностей Ω_k (таблица 1).

Таблица 1. Значения вкладов в параметры интенсивности Ω_k возбужденной конфигурации $4f^{N-1}5d$ и эффектов ковалентности

$\Omega_k, 10^{-20} \text{ см}^2$	$4f^{N-1}5d$	Ковалентность	Результирующее значение
Ω_2	0.019	0.644	0.883
Ω_4	0.28	4.43	6.20
Ω_6	9.94	0.31	8.16

Параметры интенсивности Ω_k были также получены при описании экспериментальных значений сил осцилляторов абсорбционных переходов [3] в приближении Джадда-Офельта, но при этом параметр Ω_2 имеет отрицательное значение, что противоречит основным положениям теории интенсивностей.

Для устранения данного противоречия были выполнены расчеты в приближении аномально сильного конфигурационного взаимодействия (3). Стандартное среднеквадратичное отклонение σ уменьшилось на 20% по сравнению с приближением слабого конфигурационного взаимодействия.

На основе параметров O_{dk} и O_{ck} были получены усредненные значения параметров интенсивности (таблица 2), которые согласуются с параметрами, найденными при описании штарковской структуры мультиплетов (таблица 1), что подтверждает существование корреляции между интенсивностями электрических дипольных переходов и тонкими деталями штарковской структуры мультиплетов.

Таблица 2. Параметры интенсивности, полученные при описании экспериментальных сил осцилляторов [3] в приближении слабого (а) и сильного (б) конфигурационного взаимодействия

$\Omega_k, 10^{-20} \text{ см}^2$	a	b
Ω_2	-2.046	0.0004
Ω_4	13.212	7.05
Ω_6	11.818	7.70

Таким образом, было установлено, что учет влияния возбужденных конфигураций позволяет значительно улучшить описание штарковской структуры мультиплетов и сил осцилляторов абсорбционных переходов кристаллической системы $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$.

Список использованных источников

1. Фомичева Л.А., Корниенко А.А., Дунина Е.Б. //ЖТФ. 2007. Т. 77, N10. С.6
2. Rabinovitch Y., Tétard D., Faucher M.D., Pham-Thi M.// Optical Materials. 2003. V. 24. P 345
3. Malinowski M., Wolski R. and Wolinski W.//Solid State Communications. 1990. V.74. N1. P. 17

УДК 531.3:517.3

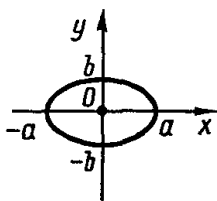
**ОПРЕДЕЛЕНИЕ МОМЕНТА ИНЕРЦИИ ОДНОРОДНОЙ
ПЛАСТИНКИ, ИМЕЮЩЕЙ ФОРМУ ЭЛЛИПСА**

А.В. Мясоедов, А.Ю. Устинович

Моментом инерции тела относительно оси называется величина, являющаяся мерой инертности тела во вращательном движении вокруг этой оси и равная сумме произведений масс всех частиц тела на квадраты их расстояний от той же оси. В расчетах моментов инерции тел правильной геометрической формы относительно осей прямоугольной декартовой системы координат используются формулы интегрального исчисления:

$$J_z = \int_{(m)} (x^2 + y^2) dm = \int_{(V)} (x^2 + y^2) \rho dV = \iiint_{(V)} (x^2 + y^2) \rho dx dy dz$$

где m , ρ и V — масса, плотность и объем тела, а x , y , и z - координаты элементарной частицы тела, имеющей объем dV и массу dm [1]. Момент инерции зависит только от формы тела и расположения масс относительно оси.



Определим момент инерции плоской однородной пластинки имеющей форму эллипса с полуосями a и b . Пластинка имеет различные моменты инерции относительно оси x , y , а также оси z , проходящей через точку пересечения осей перпендикулярно к ним. Если плоская однородная фигура имеет постоянную поверхностную плотность материала δ и занимает область D , то моменты инерции ее относительно осей Ox и Oy и перпендикулярной к ним оси Oz определяются выражениями:

$$J_x = \iint_D y^2 \delta dx dy; \quad J_y = \iint_D x^2 \delta dx dy; \quad J_z = \iint_D (x^2 + y^2) \delta dx dy;$$

1) Найдем момент инерции пластинки относительно оси Ox

$$J_x = \iint_D y^2 \delta dx dy = 4\delta \iint_{D_1} y^2 dx dy,$$

где D_1 —область фигуры, расположенной в первой четверти.

Интегрирование проводим сначала по y , а затем по x :

$$J_x = \iint_D y^2 \delta dx dy = 4\delta \iint_{D_1} y^2 dx dy = 4\delta \int_0^a dx \int_0^y y^2 dy.$$

Используем уравнение эллипса

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1$$

Из уравнения эллипса получаем

$$y = b(a^2 - x^2)^{1/2} / a$$

Получаем