

ZnS:Cr²⁺ 中局域晶格结构和自旋单态对零场分裂参量的贡献*

卢 成[†] 王 丽 卢志文 宋海珍 李根全

(南阳师范学院物理与电子工程学院, 南阳 473061)

(2010 年 10 月 30 日收到; 2010 年 12 月 8 日收到修改稿)

在统一配体场耦合图像的基础上, 构造了 d⁴ 电子组态过渡金属离子在强场图像下包括所有自旋状态的 210 × 210 维完全能量矩阵. 通过对角化完全能量矩阵, 研究了 Cr²⁺ 掺杂 ZnS 的局域晶格结构和 Jahn-Teller 能. 理论计算结果与实验值符合非常好. 同时, 还研究了 Cr²⁺ 掺杂 ZnS 后体系自旋单态对零场分裂参量的贡献. 结果表明: 自旋单态对二阶零场分裂参量 D 的贡献可以忽略, 但是对于四阶零场分裂参量 a 和 F 的贡献却不能忽略.

关键词: ZnS:Cr²⁺, 统一配体场耦合, 自旋单态, Jahn-Teller 能

PACS: 76.30.Fc, 75.70.Tj, 61.72.S-

1. 引言

ZnS 是一种重要的发光材料. 由于它在光学、电学、磁学和催化等领域具有许多优异的性能, 使其成为目前国内外半导体材料研究的一个热点^[1-4]. 掺杂过渡金属离子的 ZnS 则是一种更为独特的稀磁半导体材料. 当过渡金属离子掺入 ZnS 晶体后, 会在晶体内部形成具有高禁带和高电导率的发光中心, 从而提高 ZnS 的发光性能. 这主要是因为过渡金属离子具有复杂的电子能级, 并且掺杂时过渡金属离子的价电子状态直接与 ZnS 半导体材料的光学、电学和磁学性质相关^[5-7].

到目前为止, 已有很多关于 ZnS 掺杂过渡金属离子 Cr²⁺ 的光学吸收谱和电子顺磁共振 (electron paramagnetic resonance) 谱的实验研究^[8-14]. 最近, 许多理论工作者已对这些实验结果和电子顺磁共振参量给出了不同程度的理论解释^[15,16]. 理论上, 对于 d⁴ 电子组态离子的研究大多采用的 ⁵D 近似, 而没有考虑自旋三重态 ³L ($L = H, G, F, D, P$) 和自旋单态 ¹L ($L = I, G, F, D, S$). 为了描述 Cr²⁺ 掺杂 ZnS 的物理图像, 文献 [15,16] 研究了 Cr²⁺ 掺杂 ZnS 的零场分裂参量, 但没有考虑 Cr²⁺ 掺杂 ZnS 的

自旋单态. 在本文的计算中, 我们采用强场统一配体场耦合图像方法并借助 d⁴ 电子组态过渡金属离子的完全能量矩阵来研究 Cr²⁺ 掺杂 ZnS 的微观局域结构^[17-19]. 通过理论计算发现, 自旋单态对零场分裂参量的影响很大. 因此, 要获得较为准确的关于 Cr²⁺ 掺杂 ZnS 的零场分裂参量及局域结构信息, 在计算中所有的自旋态都应该被考虑. 对于 d⁴ 电子组态离子, 其 210 × 210 维完全能量矩阵的构造过程见附录.

2. ZnS 掺杂过渡金属离子 Cr²⁺ 后的局域晶格结构

在强场图像下, d⁴ 电子体系的哈密顿量可表示为^[18,19]

$$H = H^0 + H^{ee}(B, C) + V_c^{A_1}(D_q) + H^{so}(\zeta) + V^{Eg}(\mu, \delta), \quad (1)$$

其中 μ 和 δ 为四角晶场参量, B 和 C 为 Racah 参量, ζ 为旋轨参量, D_q 为立方晶场参量, H^0 为自由离子的平均中心场, $H^{ee}(B, C)$ 为 d 电子间的静电相互作用项, $H^{so}(\zeta)$ 为自旋-轨道耦合相互作用项, $V_c^{A_1}(D_q)$ 和 $V^{Eg}(\mu, \delta)$ 为晶场项. 为研究 Cr²⁺ 掺杂 ZnS 的微观局域结构, 晶场参量需表示成结构参量

* 河南省自然科学基金 (批准号: 102300410209) 和南阳师范学院科研基金 (批准号: NYTC2006K102, ZX2010011) 资助的课题.

[†] E-mail: lucheng@nynu.edu.cn

的形式,对于 D_{2d} 对称有^[17,18]

$$D_q = \frac{1}{24}G_4(\tau) \left(10\cos^4\theta - \frac{20}{3}\cos^2\theta - \frac{2}{3} \right), \quad (2)$$

$$\mu = -\frac{8}{7}G_2(\tau)(3\cos^2\theta - 1) - G_4(\tau) \left(5\cos^4\theta - \frac{110}{21}\cos^2\theta + \frac{25}{21} \right), \quad (3)$$

$$\delta = -\frac{6}{7}G_2(\tau)(3\cos^2\theta - 1) + G_4(\tau) \left(5\cos^4\theta - \frac{110}{21}\cos^2\theta + \frac{25}{21} \right). \quad (4)$$

四角场中, Cr^{2+} 的零场分裂哈密顿量可写成如下形式:

$$\begin{aligned} \hat{H}_{\text{ZFS}} = & D \left[S^2 - \frac{1}{3}S(S+1) \right] \\ & + \frac{a}{6} \left[S_x^4 + S_y^4 + S_z^4 \right. \\ & \left. - \frac{1}{5}S(S+1)(3S^2 + 3S - 1) \right] \\ & + \frac{F}{180} \{ 35S_z^4 - [30S(S+1) - 25]S_z^2 \\ & + 3S^2(S+1)^2 - 6S(S+1) \}, \end{aligned} \quad (5)$$

其中 S 为自旋角动量算符, D, a 和 F 为零场分裂参量. 由上述哈密顿量可以得到相应的零场分裂能级

$$E_1 = 2D - \frac{2}{5}a + \frac{F}{15}, \quad (6)$$

$$E_2 = 2D + \frac{3}{5}a + \frac{F}{15}, \quad (7)$$

$$E_3 = -D - \frac{2}{5}a - \frac{4F}{15}, \quad (8)$$

$$E_4 = -2D + \frac{3}{5}a + \frac{2F}{5}. \quad (9)$$

由(6)–(9)式,可推出零场分裂参量

$$a = E_2 - E_1, \quad (10)$$

$$D = \frac{1}{7}(E_1 + E_2 - E_3 - E_4), \quad (11)$$

$$F = \frac{3}{7}(3E_4 - 3E_2 - 4E_3 + 4E_1). \quad (12)$$

ZnS 晶体为正四面体结构,如图 1(a)所示. 当 Cr^{2+} 掺入到 ZnS 晶体后, Cr^{2+} 将取代 Zn^{2+} ^[16,20], ZnS 晶体的局域结构将发生畸变. 用 $R_0 = 0.2341 \text{ nm}$ 表示 Zn-S 键长, $\theta_0 = 54.7356^\circ$ 表示 Zn-S 键与 C_4 轴的夹角, ΔR 和 $\Delta\theta$ 表示 Cr^{2+} 掺杂 ZnS 晶体后相应的键长和键角畸变参量, R 和 θ 表示掺杂 Cr^{2+} 的 ZnS 晶体畸变后的键长和键角,如图 1(b)所示. 根据几何关系可得

$$\begin{aligned} R &= R_0 + \Delta R, \\ \theta &= \theta_0 + \Delta\theta. \end{aligned} \quad (13)$$

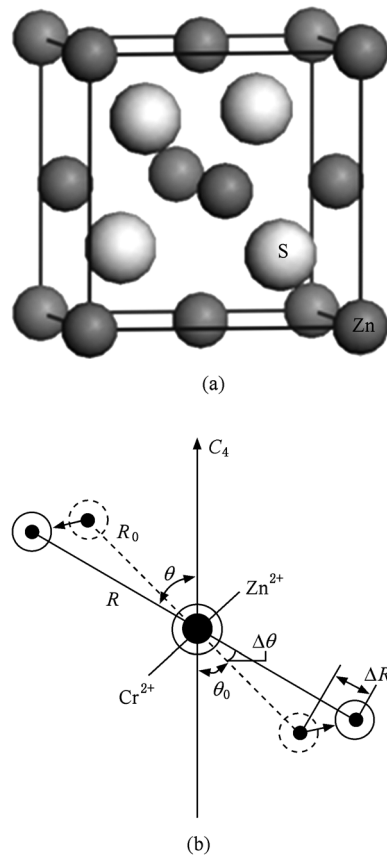


图1 ZnS 的晶体结构及 Cr^{2+} 掺杂后的局域结构畸变 (a) ZnS 的晶体结构示意图, (b) Cr^{2+} 掺杂后 ZnS 的局域结构畸变

为了反映 Cr^{2+} 掺杂 ZnS 的共价效应,在具体的计算中,我们引入共价因子 N . N 与光谱参量 B, C 和 ζ 有如下关系:

$$\begin{aligned} B &= N^4 B_0, \\ C &= N^4 C_0, \\ \zeta &= N^2 \zeta_0. \end{aligned} \quad (14)$$

其中 B_0, C_0 和 ζ_0 为自由 Cr^{2+} 的光谱参量,这些光谱参量可以通过拟合自由 Cr^{2+} 的光谱得到^[21],详细的计算结果和实验结果^[22]列于表 1.

表1 $d^4(d^6)$ 离子的光谱参量 B_0, C_0 和 ζ_0

过渡金属离子	B_0 / eV	C_0 / eV	ζ_0 / eV	数据来源
Cr^{2+}	0.1046	0.4323	0.0293	本文(计算)
Cr^{2+}	0.1029	0.4253	0.0285	文献[22](实验)
Cr^{2+}	0.1079	0.3888	0.0288	文献[20](计算)
Mn^{3+}	0.1413	0.4556	0.0436	文献[22](实验)
Fe^{2+}	0.1312	0.4837	0.0508	文献[22](实验)

根据 Van Vleck^[23] 对于 $G^k(\tau)$ 的积分近似, 我们得到如下关系:

$$\begin{aligned} G_2(\tau) &= \frac{-eq_\tau \langle r^2 \rangle}{R^3} = \frac{A_2}{R^3}, \\ G_4(\tau) &= \frac{-eq_\tau \langle r^4 \rangle}{R^5} = \frac{A_4}{R^5}, \end{aligned} \quad (15)$$

其中

$$\begin{aligned} A_2 &= -eq_\tau \langle r^2 \rangle, \\ A_4 &= -eq_\tau \langle r^4 \rangle, \\ A_2/A_4 &= \langle r^2 \rangle / \langle r^4 \rangle. \end{aligned} \quad (16)$$

由 Cr^{2+} 在配合物中的径向波函数可以得到

$\langle r^2 \rangle / \langle r^4 \rangle = 0.122478$ ^[20]. 对于 $(\text{CrS}_4)^{6-}$ 配位复合物, A_4 可以看作一个常数. 由 CrS 的光谱和 Cr-S 键长^[24], 得到 $(\text{CrS}_4)^{6-}$ 配位复合物的 $A_4 = 1122.84$ eV. 将表 1 中的光学参量和 A_4 代入到 d^4 电子组态 210×210 维强场完全能量矩阵中^[17-19], 可以得到 Cr^{2+} 掺杂 ZnS 的局域结构畸变与基态零场分裂参量的关系, 结果如表 2 所列, 表中零场分裂能级为

$$\begin{aligned} \Delta E_{21} &= E_2 - E_1, \\ \Delta E_{31} &= E_3 - E_1, \\ \Delta E_{41} &= E_4 - E_1. \end{aligned}$$

表 2 Cr^{2+} 掺杂 ZnS 晶体后体系的局域结构畸变与基态零场分裂参量

	N	$\Delta R/\text{nm}$	$\Delta\theta/(\circ)$	$a/10^{-4}\text{eV}$	$D/10^{-4}\text{eV}$	$F/10^{-4}\text{eV}$	$\Delta E_{21}/10^{-4}\text{eV}$	$\Delta E_{31}/10^{-4}\text{eV}$	$\Delta E_{41}/10^{-4}\text{eV}$
本文	0.984	0.0040	1.550	0.2455	-2.3185	-0.2042	0.24549	7.0236	9.4514
计算值	0.984	0.0048	1.554	0.2517	-2.3631	-0.2083	0.25169	7.1588	9.63481
	0.984	0.0050	1.560	0.2517	-2.3817	-0.2083	0.25169	7.2146	9.70920
	0.974	0.0040	1.550	0.2343	-2.2739	-0.1971	0.23433	6.8873	9.26410
	0.974	0.0048	1.554	0.2393	-2.3160	-0.1997	0.23929	7.0147	9.4368
	0.974	0.0050	1.560	0.2393	-2.3346	-0.2009	0.23929	7.0708	9.5108
	0.964	0.0040	1.550	0.2232	-2.2330	-0.1893	0.22317	6.7620	9.0919
	0.964	0.0048	1.554	0.2281	-2.2726	-0.1923	0.22813	6.8820	9.2546
	0.964	0.0050	1.560	0.2281	-2.2900	-0.1919	0.22813	6.9339	9.3241
文献[8]	—	—	—	0.2395	-2.3061	-0.1741	0.23954	6.9763	9.4059
实验值	—	—	—	—	—	—	—	—	—

3. 自旋单态对零场分裂参量的影响

为了研究自旋单态对零场分裂参量的影响, 可定义^[17]

$$\begin{aligned} r_a &= \left| \frac{a - a'}{a} \right|, \\ r_D &= \left| \frac{D - D'}{D} \right|, \\ r_F &= \left| \frac{F - F'}{F} \right|, \end{aligned} \quad (17)$$

其中 a , D 和 F 为考虑所有自旋态时的零场分裂参量, a' , D' 和 F' 为忽略自旋单态时的零场分裂参量. 从(17)式可知, r 值越大, 说明自旋单态对零场分裂参量的贡献就越大. 通过对角化 d^4 电子组态 160×160 维(忽略自旋单态)的完全能量矩阵, 我们得到了自旋单态对零场分裂参量的贡献, 其理论结果列于表 3. 由表 3 可知, 自旋单态对二阶零场分裂参量 D 的贡献为零, 即可以忽略, 但是对于四阶零场分裂参量 a 和 F 的贡献却不能忽略. 这同时也说明文献[15, 16]中忽略自旋单态的理论计算结果是不完备的.

表 3 Cr^{2+} 掺杂 ZnS 忽略自旋单态后的基态零场分裂参量(a' , D' 和 F') 和自旋单态对零场分裂参量的贡献(r_a , r_D 和 r_F)

N	R/nm	$\theta/(\circ)$	$a'/10^{-4}\text{eV}$	$D'/10^{-4}\text{eV}$	$F'/10^{-4}\text{eV}$	r_a	r_D	r_F
0.984	0.2381	56.2856	0.250448	-2.31850	-0.21350	0.02015	0	0.04554
0.984	0.2389	56.2896	0.256647	-2.36314	-0.21834	0.04541	0	0.04821
0.984	0.2391	56.2956	0.256647	-2.38174	-0.21759	0.04541	0	0.04464
0.974	0.2381	56.2856	0.23805	-2.27387	-0.20420	0.03035	0	0.03585
0.974	0.2389	56.2896	0.244249	-2.31726	-0.20829	0.00510	0	0.04283
0.974	0.2391	56.2956	0.244249	-2.33462	-0.20941	0.00510	0	0.04259
0.964	0.2381	56.2856	0.228131	-2.23296	-0.19862	0.07075	0	0.04912
0.964	0.2389	56.2896	0.23309	-2.27263	-0.20234	0.05055	0	0.05222
0.964	0.2391	56.2956	0.23309	-2.28999	-0.20197	0.05055	0	0.05233

4. Cr^{2+} 掺杂 ZnS 的 Jahn-Teller 能

Vallin 等^[8]从实验上测得 Cr^{2+} 掺杂 ZnS 的电子顺磁共振谱,并得到相应的零场分裂参量值. 他们的研究结果显示:由于 Jahn-Teller 效应的影响, Cr^{2+} 掺杂 ZnS 的局域结构由掺杂前的正四面体对称 (T_d) 变为掺杂后的四角对称 (D_{2d}),基态 5T_2 分裂成 5B_2 和 5E 两个能级^[8,13] (图 2). 对于 Cr^{2+} 掺入 ZnS 晶体,文献[9,25]从实验上测出其 Jahn-Teller 能 E_{JT} 为 0.038—0.047 eV. 将以上得到的 Cr^{2+} 掺杂 ZnS 的畸变参量 $\Delta R = 0.0048$ nm, $\Delta\theta = 1.554^\circ$ 和共价因子 $N = 0.974$ 代入 d^4 电子组态 210×210 维的强场完全能量矩阵,计算得到 Cr^{2+} 掺杂 ZnS 的 Jahn-Teller 能 $E_{\text{JT}} = 0.043$ eV. 计算结果与实验值^[9,25] 符

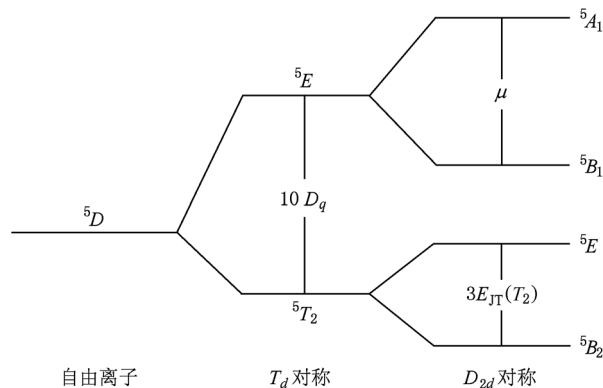


图 2 Cr^{2+} 离子在四角对称下的能级分裂

合很好. 通过对角化完全能量矩阵,我们还发现 Jahn-Teller 能 E_{JT} 随局域结构参量 R 和 θ 的变化而变化,并且 Jahn-Teller 能 E_{JT} 随 R 的增大呈线性减小,而随 θ 的增大呈线性增大,如图 3 所示.

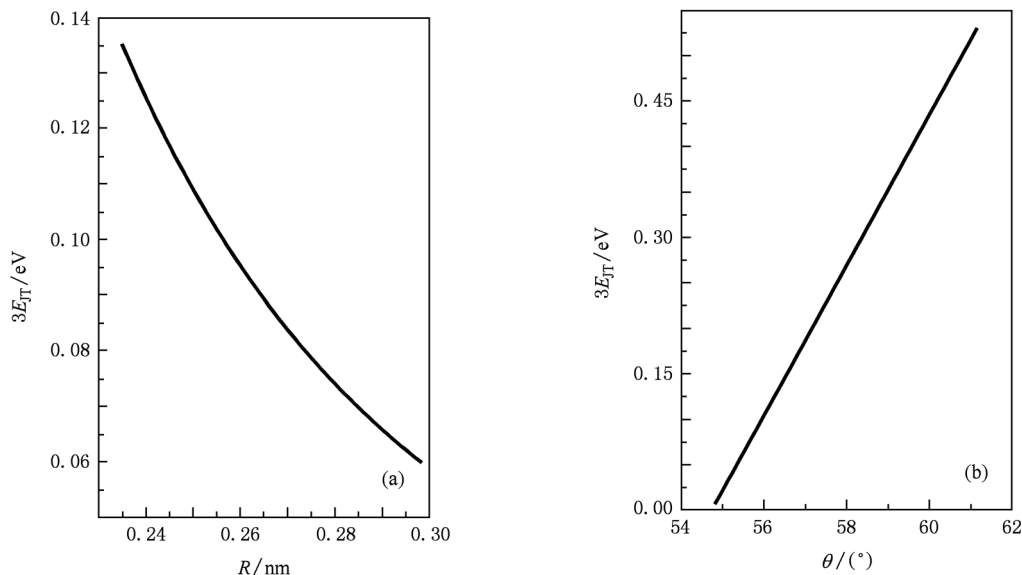


图 3 Cr^{2+} 掺杂 ZnS 的 Jahn-Teller 能 E_{JT} 随局域结构参量 R 和 θ 的变化关系 (a) E_{JT} 随 R 的变化, $N = 0.974$, $\theta = 56.2896^\circ$; (b) E_{JT} 随 θ 的变化, $N = 0.974$, $R = 0.2389$ nm

5. 结 论

本文通过运用完全对角化方法,研究了 Cr^{2+} 掺杂 ZnS 的局域晶格结构畸变. 通过理论计算,得到 Cr^{2+} 掺杂 ZnS 的局域结构畸变参量为 $\Delta R = 0.0048$ nm 和 $\Delta\theta = 1.554^\circ$. 研究表明,当 Cr^{2+} 掺入到 ZnS 晶体时,局域结构要发生膨胀畸变. 这可能是由于

Cr^{2+} 的半径 ($r_{\text{Cr}^{2+}} = 0.089$ nm) 比 Zn^{2+} 的半径 ($r_{\text{Zn}^{2+}} = 0.074$ nm) 大所致. 通过对角化完全能量矩阵,得到 Cr^{2+} 掺杂 ZnS 的 Jahn-Teller 能 E_{JT} 为 0.043 eV, 与实验值 (0.038—0.047 eV) 符合很好,表明本文的计算方法和理论结果是合理的. 此外,研究还发现自旋单态对二阶零场分裂参量 D 的贡献可以忽略,但是对于四阶零场分裂参量 a 和 F 的贡献却不能忽略. 当然,本文的计算结果还需要更进一步的实验来验证.

附录 四角对称下 d^4 电子体系强场完全能量矩阵的建立

四角对称下,单电子晶场算符有如下形式:

$$H^c = V^{A_1} + V_{\theta}^E,$$

其中 V^{A_1} 为立方分量, V_{θ}^E 为四角分量. 因此 d^4 电子体系的哈密顿算符为

$$H = H^{ee}(B, C) + H^{so}(\zeta) + V^{A_1} + V_{\theta}^E. \quad (A1)$$

上述哈密顿算符属于 D_4^* 群的恒等表示. 所以在 $d^4(D_4^*)$ 标准基中, 哈密顿矩阵按 $G'g'$ 成方块对角形^[17]. 在每一个 $G'g'$ 块中, $H = H^{ee}(B, C) + H^{so}(\zeta) + V^{A_1}$ 又关于 $\Gamma'\gamma'$ 分块^[19]. 对于四角成分 V_{θ}^E , 可能出现在 $G'g'$ 块中的任意位置, 最终归结为单电子矩阵元. 由 Wigner-Eckart 定理^[22] 可知

$$\begin{aligned} d_{11} &= \langle d_1 \| V_{\theta}^E \| d_1 \rangle \\ &= -\frac{1}{2} \langle e \| V_{\theta}^E \| e \rangle, \\ d_{22} &= \langle d_2 \| V_{\theta}^E \| d_2 \rangle \\ &= \frac{1}{2} \langle e \| V_{\theta}^E \| e \rangle, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} d_{33} &= d_{44} = -\frac{1}{2\sqrt{3}} \langle t_2 \| V_{\theta}^E \| t_2 \rangle, \\ d_{55} &= \frac{1}{\sqrt{3}} \langle t_2 \| V_{\theta}^E \| t_2 \rangle. \end{aligned} \quad (A2)$$

我们定义

$$\begin{aligned} \mu &= \langle e \| V_{\theta}^E \| e \rangle, \\ \delta &= \frac{\sqrt{3}}{2} \langle t_2 \| V_{\theta}^E \| t_2 \rangle, \end{aligned} \quad (A3)$$

则

$$\begin{aligned} d_{11} &= -\frac{1}{2}\mu, \\ d_{22} &= \frac{1}{2}\mu, \\ d_{33} &= d_{44} = -\frac{1}{3}\delta, \\ d_{55} &= \frac{2}{3}\delta, \end{aligned} \quad (A4)$$

其中 μ 和 δ 为四角晶场参量. 这样就得到四角对称下 d^4 电子组态的 210×210 维完全能量矩阵, 每个矩阵元都是参量 B, C, D_q, μ, δ 和 ζ 的函数.

-
- [1] Moskalev I S, Fedorov V V, Mirov S B 2009 *Opt. Express* **17** 2048
 - [2] Yang Y A, Chen O, Angerhofer A, Cao Y C 2008 *J. Am. Chem. Soc.* **130** 15649
 - [3] Chattopadhyay M, Kumbhakar P, Tiwary C S, Sarkar R, Mitra A K, Chatterjee U 2009 *J. Appl. Phys.* **105** 024313
 - [4] Vlasenko N A, Oleksenko P F, Denisova Z L, Mukhlyo M O, Veligura L I 2008 *Phys. Status Solidi B* **245** 2550
 - [5] Qi L, Kuang X Y, Chai R P, Duan M L, Zhang C X 2009 *Chin. Phys. B* **18** 1586
 - [6] Li Y F, Kuang X Y, Gao M L, Zhao Y R, Wang H Q 2009 *Chin. Phys. B* **18** 2967
 - [7] Li C G, Kuang X Y, Duan M L, Zhang C X, Chai R P 2010 *Chin. Phys. B* **19** 067103
 - [8] Vallin J T, Warkins G D 1974 *Phys. Rev.* **B 9** 2051
 - [9] Bevilacqua G, Martinelli L, Vogel E E, Mualin O 2004 *Phys. Rev. B* **70** 075206
 - [10] Biernacki S W 1978 *Phys. Status Solidi B* **87** 607
 - [11] Bhattacharyya B D 1975 *Phys. Status Solidi B* **71** K181
 - [12] Natadze A L, Ryskin A I 1980 *Phys. Status Solidi B* **97** 175
 - [13] Goetz G, Zimmermann H, Schulz H J 1993 *Z. Phys. B* **91** 429
 - [14] Grebe G, Roussos G, Schulz H J 1976 *J. Phys. C* **9** 4511
 - [15] Zhou Y Y, Rudowicz C 1996 *J. Phys. Chem. Solids* **57** 1191
 - [16] Li F Z, Li D H, Zhou Y Y 1998 *Physica B* **252** 167
 - [17] Tan X M, Kuang X Y, Zhou K W, Liu Z J, Qu Y Q 2010 *Philos. Mag.* **90** 1289
 - [18] Li Y, Kuang X Y, Li Z, Li Y, Gao M L 2009 *J. Alloys Compd.* **484** 472
 - [19] Jiao Z Y, Ma S H, Kuang X Y, Zhang X Z 2009 *J. Alloys Compd.* **475** 40
 - [20] Zhao M G, Xie L H 2000 *Mater. Sci. Eng. B* **75** 72
 - [21] Sugar J, Corliss C 1977 *J. Phys. Chem. Ref. Data* **6** 317
 - [22] Griffith J S 1961 *The Theory of Transition Metal Ions* (Cambridge: Cambridge University Press)
 - [23] Van Vleck J H 1932 *Phys. Rev.* **41** 208
 - [24] Shi Q, Ran Q, Tam W S, Leung J W H, Cheung A S C 2001 *Chem. Phys. Lett.* **339** 154
 - [25] Kaminska M, Baranowski J M, Uba S M, Vallint J T 1979 *J. Phys. C* **12** 2197

Local lattice structure and spin singlet contribution to zero-field splitting of $\text{ZnS}:\text{Cr}^{2+}$ *

Lu Cheng[†] Wang Li Lu Zhi-Wen Song Hai-Zhen Li Gen-Quan

(College of Physics and Electronic Engineering, Nanyang Normal University, Nanyang 473061, China)

(Received 30 October 2010; revised manuscript received 8 December 2010)

Abstract

Using the unified ligand-field-coupling scheme, the 210×210 complete energy matrices including all the spin states for d^4 configuration transition metal ions are constructed within a strong field representation. By diagonalizing the complete energy matrices, the local lattice structure and the Jahn-Teller energy of Cr^{2+} ions doped into ZnS are investigated. It is found that the theoretical results are in good agreement with the experimental data. Moreover, the contribution of the spin singlet to the zero-field splitting (ZFS) parameter of Cr^{2+} ions doped into ZnS is also investigated. The results indicate that the spin singlet contribution to ZFS parameter D is negligible, but the contribution to ZFS parameters a and F may not be neglected.

Keywords: $\text{ZnS}:\text{Cr}^{2+}$, unified ligand-field-coupling, spin singlets, Jahn-Teller energy

PACS: 76.30.Fc, 75.70.Tj, 61.72.S-

* Project supported by the Natural Science Foundation of Henan Province, China (Grant No. 102300410209) and the Scientific Research Foundation of Nanyang Normal University, China (Grant Nos. NYTC2006K102, ZX2010011).

[†] E-mail: lucheng@nynu.edu.cn