

# $^{168}\text{Er}$ 正宇称低激发带的微观分析

黄海新 吴崇试 曾谨言  
(北京大学)

## 摘 要

本文在 Bohr-Mottelson-Nilsson 模型框架下,考虑对力+四极力的剩余相互作用,进行微观计算,可以较好地说明  $^{168}\text{Er}$  正宇称低激发谱及有关的  $E 2$  跃迁. IBM 理论遇到的一些困难,在本文中不出现.

## 一、引 言

近年来对大变形核  $^{168}\text{Er}$  的低激发谱积累了大量实验资料<sup>[1-5]</sup>,包括了  $E_x \leq 2$  MeV,  $I \leq 6$  的所有能级,它们分别构成二十几个转动带.这提供了一个理想的对象.用以检验和比较各种核结构模型.

Warner 等人<sup>[6]</sup>用相互作用玻色子模型 (IBM, 只包含  $s, d$  玻色子)详细分析了  $^{168}\text{Er}$  的正宇称带,其主要结果有:可以给出  $K^\pi = 0^+$  的三个激发带和  $K^\pi = 2^+$  的三个激发带;一部分  $E 2$  跃迁的计算值与实验相近,特别是可以定性解释实验上  $0_2^+$  带 (“ $\beta$  带”)的退激主要是衰变到  $2_1^+$  带 (“ $\gamma$  带”)的  $E 2$  跃迁,而衰变到基带的  $E 2$  跃迁则较弱.但是 A. Bohr 等指出<sup>[7]</sup>, IBM 理论与实验有一系列矛盾.看来以下几点值得注意:

1. 计算所得  $K^\pi = 4_1^+$  带位置过低(实验结果表现出很强的非简谐性),而  $K^\pi = 2_1^+$  带位置偏高.
2.  $0_2^+$  带到基带的  $E 2$  跃迁的实验观测值比 IBM 的计算值要大两个数量级.
3.  $K^\pi = 3^+$  带在  $sd$ -IBM 空间之外,考虑  $g$  玻色子后<sup>[8]</sup>(此时参数相应增多),可以得出  $3^+$  带.
4. 为了得出众多的负宇称带,必须引入  $f$  玻色子.但根据 Burke 等人的实验结果及其分析<sup>[4,5]</sup>,负宇称带中如  $4_1^-$  带、 $1_1^-$  带等都具有较纯的二准粒子激发带的特征,很难纳入 IBM 的模型空间.

本文试图在 Bohr-Mottelson-Nilsson 模型的框架下,考虑粒子间的对关联及四极长程力作用,采用微观方法分析  $^{168}\text{Er}$  正宇称低激发带的内部性质.

## 二、计算方法

在 Bohr-Mottelson-Nilsson 模型中,描述内部运动的对力+四极力形式的哈密顿量

表为<sup>[9]</sup>:

$$H_{\text{intr}} = H_{\text{sp}} + H_P + H_Q, \quad (1)$$

$H_{\text{sp}}$  是 Nilsson 单粒子哈密顿量<sup>[10]</sup>(其形变参数取自 Lund 系统学)<sup>[11]</sup>.  $H_P$  为对力哈密顿量,  $H_Q$  为四极力哈密顿量.

在  $H_{\text{sp}}$  对角化的表象中,  $H_{\text{sp}}$  表为

$$H_{\text{sp}} = \sum_{\mu > 0} \varepsilon_{\mu}^p (a_{\mu}^+ a_{\mu} + a_{\bar{\mu}}^+ a_{\bar{\mu}}) + \sum_{\nu > 0} \varepsilon_{\nu}^n (b_{\nu}^+ b_{\nu} + b_{\bar{\nu}}^+ b_{\bar{\nu}}). \quad (2)$$

$\mu, \nu$  标记 Nilsson 单粒子态,  $\bar{\mu}, \bar{\nu}$  代表  $\mu, \nu$  的时间反演态,  $\varepsilon_{\mu}^p, \varepsilon_{\nu}^n$  分别是质子和中子的 Nilsson 能级(二重简并).  $a^+(a)$  和  $b^+(b)$  分别是质子和中子的产生(湮灭)算符.

对力哈密顿量  $H_P$  表为

$$H_P = -G_p \sum_{\mu, \mu' > 0} a_{\mu}^+ a_{\bar{\mu}}^+ a_{\bar{\mu}'} a_{\mu'} - G_n \sum_{\nu, \nu' > 0} b_{\nu}^+ b_{\bar{\nu}}^+ b_{\bar{\nu}'} b_{\nu'} \quad (3)$$

$G_p$  和  $G_n$  分别是质子和中子的平均对力强度.

四极力哈密顿量  $H_Q$  表为

$$H_Q = -\frac{1}{2} \sum_{\mu=0,2} \chi^{(\mu)} (:Q_{2\mu}^+(p) Q_{2\mu}(p): + :Q_{2\mu}^+(n) Q_{2\mu}(n): + 2:Q_{2\mu}^+(p) Q_{2\mu}(n):), \quad (4)$$

其中  $\chi^{(\mu)}$  是四极力强度参数, 质子四极力算符表为

$$Q_{20}^+(p) = Q_{20}(p) = \sum_{\nu, \nu'} \left\langle \nu \left| r^2 Y_{20} \right| \nu' \right\rangle_p a_{\nu}^+ a_{\nu'},$$

$$Q_{22}^+(p) = Q_{22}(p) = \sum_{\nu, \nu'} \left\langle \nu \left| \frac{r^2}{\sqrt{2}} (Y_{22} + Y_{2-2}) \right| \nu' \right\rangle_p a_{\nu}^+ a_{\nu'} \quad (5)$$

中子四极力算符  $Q_{2\mu}^+(n), Q_{2\mu}(n)$  可类似写出.

为获取各低激发带内部性质的可靠信息, 我们在保证粒子数守恒的一个足够大的组态空间中把  $H_{\text{intr}}$  对角化(以下简称 PNC 方法)<sup>[12]\*</sup>, 其本质是属于一种壳模型计算, 但与普通壳模型计算不同, 它采用组态能量截断而不是单粒子能级截断. 从理论上讲, 由于所处理的是一个多粒子体系, 其哈密顿量对角化采用多粒子组态能量截断是自然的. 从实际计算来看, 采用单粒子能级截断, 一方面把为数极多但很不重要的组态成分包括在计算内, 使计算变得非常繁琐, 而另一方面又可能遗漏掉一些重要的组态成分<sup>[13]</sup>. 由于我们只对基带和低激发带性质感兴趣, PNC 计算所需考虑的组态空间并不很大. 计算表明, 在基带和低激发带中, 重要的组态(例如成分  $\geq 1\%$ ) 并不很多, 而且这些重要组态的能量并不太高. 在组态空间不太大的情况下, PNC 方法是求解体系低激发态的足够精确解的一个实际可行的方法. 文 [12] 中只考虑了对力, 本文将此方法推广到处理四极长程力.

\* 本文所用方法是文献 [12] 的推广, 在该文中未计及四极长程力. 国际上流行的处理  $H_{\text{intr}}$  本征谱的方法是: 先用 BCS 方法处理对关联(独立准粒子近似), 然后在准粒子态空间中把  $H_Q$  对角化. 鉴于准粒子激发谱中有较多的假态, 而且堵塞效应也很难处理, 因此得出的结果的可靠程度不大清楚. 本文采用粒子数守恒处理和组态能量截断概念, 这些缺点可以避免, 但计算工作量较大.

在 PNC 处理中,每一个组态是质子组态和中子组态的乘积。下面以一种粒子为例,写出其各种组态的表述形式。

在只考虑对力的情况下, seniority  $\nu$  是一个好量子数。但引入四极长程力以后,完全配对组态 ( $\nu = 0$ ) 与有粒子拆散的组态 ( $\nu \neq 0$ ) 之间将发生耦合。不同的拆散粒子组态之间也可能发生耦合。

1.  $K \neq 0$  组态可表为

$$|K \neq 0, \alpha\rangle = \sum_{\mu, \nu} \sum_{\rho_1 \rho_2 \dots \rho_{n-1}} v_{\rho_1 \rho_2 \dots \rho_{n-1}}^{\alpha(\mu, \nu)} |\mu \nu \rho_1 \bar{\rho}_1 \rho_2 \bar{\rho}_2 \dots \rho_{n-1} \bar{\rho}_{n-1}\rangle + \dots, \quad (6)$$

$$Q_\mu + Q_\nu = K, \quad \pi_\mu \pi_\nu = \pi$$

对应能量记为  $E_{K\alpha}$ 。+...表示有多对粒子拆散的组态,可以类似写出。

2.  $K = 0$  组态,情况要复杂一些,可表为

$$|K = 0, \alpha\rangle = \sum_{\rho_1 \rho_2 \dots \rho_n} v_{\rho_1 \rho_2 \dots \rho_n}^{\alpha} |\rho_1 \bar{\rho}_1 \rho_2 \bar{\rho}_2 \dots \rho_n \bar{\rho}_n\rangle$$

$$+ \sum_{\mu, \nu} \sum_{\rho_1 \rho_2 \dots \rho_{n-1}} v_{\rho_1 \rho_2 \dots \rho_{n-1}}^{\alpha(\mu, \nu)} |\mu \nu \rho_1 \bar{\rho}_1 \rho_2 \bar{\rho}_2 \dots \rho_{n-1} \bar{\rho}_{n-1}\rangle + \dots \quad (7)$$

$$Q_\mu + Q_\nu = 0, \quad \pi_\mu \pi_\nu = \pi$$

$\alpha = 0$  (基态),  $1, 2, 3, \dots$  (激发态)。

对应能量记为  $E_{0\alpha}$ 。

众所周知,与能量本征值相比,电磁跃迁几率更敏感地依赖于波函数。通过电磁跃迁几率的比较,可以更灵敏地检验模型的可靠性。在本文中主要分析实验数据较多的  $E2$  跃迁。用  $i, f$  分别表示初、末态,  $E2$  跃迁几率为<sup>[14]</sup>

$$B(E2; I_i K_i \rightarrow I_f K_f) = |\langle I_i K_i 2K_f - K_i | I_f K_f \rangle|^2$$

$$\cdot |\langle K_f \alpha_f | M'(2, K_f - K_i) | K_i \alpha_i \rangle|^2 \cdot (1 + \delta_{K_i K_f 0}) \quad (8)$$

其中  $|K_f \alpha_f\rangle$ 、 $|K_i \alpha_i\rangle$  的具体表达式见(6)、(7)式,

$$M'(2, \mu) = \sum_{\nu, \nu'} e_{\text{eff}}^p \langle \nu | r^2 Y_{2\mu} | \nu' \rangle a_\nu^+ a_{\nu'}$$

$$+ \sum_{\lambda, \lambda'} e_{\text{eff}}^n \langle \lambda | r^2 Y_{2\mu} | \lambda' \rangle b_\lambda^+ b_{\lambda'}, \quad (9)$$

是电四极跃迁算符在转动坐标系中的表示,  $e_{\text{eff}}^p$  和  $e_{\text{eff}}^n$  分别是质子和中子的有效电荷<sup>[15]</sup>。

### 三、计算结果和讨论

#### 1. 参数的选取

如前所述, Nilsson 能级参数取自 Lund 系统学<sup>[11]</sup>, 未作更动。对于  $^{168}\text{Er}$ , 它们是:

表 1(a)

4 极形变 $\epsilon_2$	16 极形变 $\epsilon_4$	$\mu$		$\kappa$	
		中 子	质 子	中 子	质 子
0.272	0.022	0.4167	0.602	0.0631	0.0630

本文计算中组态截断能量取为  $E_c = 0.6\hbar\omega_{00}$ ,  $\hbar\omega_{00} = 41A^{-1/3}\text{MeV} = 7.43\text{MeV}$ . 此时基带和低激发带的各重要组态成分已包含在内. 对力强度参数  $G_p$  和  $G_n$  可根据奇偶质量差的实验值定出<sup>[12]</sup>. 奇偶质量差实验值取自 1985 年质量表<sup>[16]</sup>. 但具体计算表明, 如选用的  $G$  比此略小一些 ( $\sim 10\%$ ), 计算结果与实验的符合程度反而有改进. 这种情况在用 BCS 方法处理稀土核时也遇到过, 即把能隙参数  $\Delta$  乘以一个衰减因子 ( $\sim 0.8$ )<sup>[17]</sup>, 才更符合实验. 在本文所取组态截断能量之下, 所用对力强度为

$$G_p/\hbar\omega_{00} = 0.0414; G_n/\hbar\omega_{00} = 0.0343. \quad (10)$$

四极力强度参数为

$$\chi^{(0)} = 0.008 \left( \frac{M\omega_0}{\hbar} \right)^2 \hbar\omega_{00}; \quad \chi^{(2)} = 0.08 \left( \frac{M\omega_0}{\hbar} \right)^2 \hbar\omega_{00}, \quad (11)$$

其中

$$\omega_0 = \omega_{00} \left[ \left( 1 + \frac{2}{3} \varepsilon_2 \right)^2 \left( 1 - \frac{4}{3} \varepsilon_2 \right) \right]^{-1/3}. \quad (12)$$

有效电荷  $e_{\text{eff}}^p$ 、 $e_{\text{eff}}^n$  根据  $^{168}\text{Er}$  的  $B(E2; 2, 0_1^+ \rightarrow 0, 0_1^+)$  和  $B(E2; 2, 2_1^+ \rightarrow 2, 0_1^+)$  的实验值<sup>[18]</sup>来确定:

$$e_{\text{eff}}^p = 1.65e; e_{\text{eff}}^n = 1.58e. \quad (13)$$

在取定上述各参数之后, 即可求出低激发态波函数和能谱, 从而求出  $E 2$  跃迁几率. 有关的计算结果见图 1—4 及表 1 (b)—6.

表 1 (b)  $0_1^+$  带几个重要的  $B(E_2)$  分支比\*

跃迁比	Exp	IBM	本文结果
$\frac{0_1^+}{K=0_1^+} \rightarrow \frac{2_1^+}{K=0_1^+}$ $\frac{0_1^+}{K=0_2^+} \rightarrow \frac{2_1^+}{K=2_1^+}$	$\geq 0.196$	0.055	0.195
$\frac{4_1^+}{K=0_2^+} \rightarrow \frac{2_1^+}{K=0_1^+}$ $\frac{4_1^+}{K=0_2^+} \rightarrow \frac{2_1^+}{K=0_2^+}$	0.0002	0.0009	0.00028
$\frac{2_1^+}{K=0_2^+} \rightarrow \frac{0_1^+}{K=0_1^+}$ $\frac{2_1^+}{K=0_2^+} \rightarrow \frac{3_1^+}{K=2_1^+}$	0.047	0.020	0.110

\* 除  $0_1^+$  带外, 本表及以下各表中实验数据和 IBM 计算结果都取自文献 [6].

表 2  $0_3^+$  带几个重要的  $B(E2)$  分支比

跃迁比	Exp	IBM	本文结果
$\frac{0_3^+}{K=0_3^+} \rightarrow \frac{2_3^+}{K=2_1^+}$ $\frac{0_3^+}{K=0_3^+} \rightarrow \frac{2_3^+}{K=0_1^+}$	$< 1.8$	232.5	1.23
$\frac{4_3^+}{K=0_3^+} \rightarrow \frac{2_3^+}{K=2_1^+}$ $\frac{4_3^+}{K=0_3^+} \rightarrow \frac{2_3^+}{K=0_3^+}$	0.0008	0.0004	0.0002
$\frac{6_3^+}{K=0_3^+} \rightarrow \frac{6_3^+}{K=0_1^+}$ $\frac{6_3^+}{K=0_3^+} \rightarrow \frac{4_3^+}{K=0_3^+}$	0.0048	0.00006	0.0036

表3  $^{168}\text{Er}$   $0_2^+$  带  $B(E2)$  计算值与实验值比较

跃迁		相对 $B(E2; I_i \rightarrow I_f)$		
$I_i^{\pi}$	$I_f^{\pi}, K$	Exp	IBM	本文结果
0+	2+, 0	$\approx 5.5^{1)}$	5.5	5.5
	2+, 2	$< 28.0$	100.0	28.2
2+	0+, 0	0.23	0.10	0.54
	4+, 0	1.4	0.32	1.0
	2+, 2	4.0	2.6	2.8
	3+, 2	$\approx 4.9$	4.9	4.9
	0+, 0' <sup>2)</sup>		100.0	1350.0
4+	2+, 0	0.02	0.09	0.028
	6+, 0	0.11	0.23	0.04
	2+, 2	0.03	0.04	0.004
	3+, 2	0.35	0.63	0.06
	4+, 2	0.52	2.2	0.17
	5+, 2	0.19	2.8	0.19
	2+, 0'	100.0	100.0	100.0
6+	4+, 0	0.02	0.07	0.028
	8+, 0	0.07	0.21	0.033
	4+, 2	0.11	0.09	0.01
	5+, 2	0.32	0.73	0.07
	6+, 2	0.93	2.0	0.17
	4+, 0'	100.0	100.0	100.0

1)  $\approx$ 表示由于没有准确带内跃迁实验值,采用此值归一化。下同。

2) 0'代表  $0_2^+$  带。

## 2. 能谱的分析

如图1—3所示,本文计算所得  $K^{\pi} = 0^+, 2^+, 3^+$  各低激发带的位置,与实验相比较,比 IBM 计算结果有明显改进。

(a)  $K^{\pi} = 0^+$  带。实验上已观测到三个  $0^+$  激发带。本文计算得到的三个最低的  $0^+$  激发带的位置与它们邻近。各  $0^+$  带的组态成分见图1说明。

(b)  $K^{\pi} = 2^+$  带。除了最低的  $K^{\pi} = 2^+$  带 (“ $\gamma$  带”)以外,实验上还观测到另外四个  $K^{\pi} = 2^+$  低激发带,位置都在  $E \sim 2\text{MeV}$  附近。本文计算出的低激发  $K^{\pi} = 2^+$  带谱型与此十分相近。其中能量最低的  $2_1^+$  带 (“ $\gamma$  带”)集体性很强;  $2_2^+$  带属于四粒子拆散带(四准粒子激发带);  $2_3^+$  带属于较纯的二粒子拆散带(二准粒子激发带);  $2_4^+$  带和  $2_5^+$  带则不是较纯的二粒子拆散带。在 IBM 计算中,所得  $2_3^+$  带位置偏高,本文结果与之相比有明显改进。

(c)  $K^{\pi} = 3^+$  带。本文计算所得最低的两个  $3^+$  带位置与实验上观测到的两个  $3^+$  带很接近,它们都属于较纯的二粒子拆散带,集体性很差。在 IBM 计算中,只有把  $g$  玻色子考虑进去才可能出现  $3^+$  带。Arima 等<sup>[8]</sup>与吴华川,周孝谦<sup>[22]</sup>采用  $sdg$ -IBM 计算了  $^{168}\text{Er}$  的低激发能谱,得到了与实验符合的  $3_1^+$ ,但同时也出现了实验上尚未观测到的其它低激发带。

表 4  $^{168}\text{Er}$   $0_3^+$  带  $B(E2)$  计算值与实验值比较

跃 迁		相对 $B(E2; I_i \rightarrow I_f)$			
$I_i^{\pi}$	$I_f^{\pi}, K$	Exp	IBM	本文结果	
0+	2+, 0	$\cong 0.43$	0.43	0.43	
	2+, 2	$< 0.8$	100.0	0.53	
	2+, 0'	$< 59.0$	0.46	0.013	
2+	0+, 0	0.09	0.006	1.5	
	4+, 0	1.0	0.02	3.8	
	2+, 2	1.4	2.3	1.8	
	3+, 2	2.0	4.3	4.6	
	4+, 2	$\cong 2.0$	2.0	2.0	
	0+, 0'	$< 7.0$	0.004	0.04	
	2+, 0'	$< 7.0$	0.01	0.06	
	4+, 0'	$< 3000.0$	0.03	0.10	
	0+, 0''	$< 4000.0$	100.0	336.6	
	4+	2+, 0	0.01	0.005	0.49
6+, 0		0.34	0.01	0.78	
2+, 2		0.08	0.04	0.02	
3+, 2		0.08	0.58	0.24	
5+, 2		0.48	2.4	0.83	
6+, 2		$< 0.4$	1.1	0.3	
2+, 0'		$< 4.0$	0.002	0.015	
4+, 0'		$< 3.0$	0.01	0.014	
2+, 0''		100.0	100.0	100.0	
6+		4+, 0	0.05	0.004	0.45
		6+, 0	0.48	0.006	0.36
	8+, 0	0.32	0.01	0.61	
	5+, 2	$< 0.3$	0.69	0.27	
	6+, 2	$< 40.0$	1.7	0.64	
	7+, 2	$< 0.6$	2.0	0.60	
	8+, 2	$< 6.0$	0.90	0.20	
	4+, 0'	$< 0.6$	0.001	0.014	
	6+, 0'	$< 6.0$	0.03	0.011	
	4+, 0''	100.0	100.0	100.0	

(d)  $K^{\pi} = 4^+$  带. 本文结果和 IBM 计算结果相似, 得到的  $4_1^+$  带位置都比实验偏低. 其原因是多方面的. 如果仔细研究一下  $4_1^+$  带的组态结构, 就会发现它主要是质子对拆散态  $p \left\{ [523] \frac{7^-}{2} + [541] \frac{1^-}{2} \right\}$ . 其位置对于单粒子能级的选取很敏感. 特别是  $p[541] \frac{1^-}{2}$  单粒子态下  $Y_{20}$  的对角矩阵元很大, 即受到四极力的影响极强. 因此四极力强度或单粒子态有小的改变, 都会影响到这一激发带的位置. 众所周知, 现有 Nilsson 能级 (Lund 系统学) 对于描述稀土变形核的中子单粒子能级是较好的, 而对于描述质子单粒子能级则较差. 如果采用更符合实际情况的单粒子波函数 (如 Woods-Saxon 势的波

表5  $^{168}\text{Er } 0_1^+$  带  $B(E2)$  计算值与实验值比较\*

跃迁		相对 $B(E2; I_i \rightarrow I_f)$	
$I_i^+$	$I_f^+, K$	Exp	本文结果
2+	2 $^+$ <sub>2</sub>	18.0	8.0
	3 $^+$ <sub>2</sub>	54.0	20.0
	0 $^+$ <sub>2</sub> 0'	100.0	100.0
4+	3 $^+$ <sub>2</sub>	37.0	32.0
	4 $^+$ <sub>2</sub>	100.0	100.0
6+	6 $^+$ <sub>2</sub>	105.0	20.0
	7 $^+$ <sub>2</sub>	100.0	100.0

\* 本表实验数据取自文献[3].

表6  $^{168}\text{Er } 2_1^+$  带  $B(E2)$  计算值与实验值比较

跃迁		相对 $B(E2; I_i \rightarrow I_f)$		
$I_i^+$	$I_f^+, K$	Exp	IBM	本文结果
2+	0 $^+$ <sub>2</sub> 0	54.0	66.0	70.0
	2 $^+$ <sub>2</sub> 0	100.0	100.0	100.0
	4 $^+$ <sub>2</sub> 0	6.8	6.0	5.0
3+	2 $^+$ <sub>2</sub> 0	2.6	2.7	4.5
	4 $^+$ <sub>2</sub> 0	1.7	1.3	1.8
	2 $^+$ <sub>2</sub> 2	100.0	100.0	100.0
4+	2 $^+$ <sub>2</sub> 0	1.6	2.5	4.5
	4 $^+$ <sub>2</sub> 0	8.1	8.3	13.4
	6 $^+$ <sub>2</sub> 0	1.1	1.0	1.1
	2 $^+$ <sub>2</sub> 2	100.0	100.0	100.0
5+	4 $^+$ <sub>2</sub> 0	2.9	4.3	7.5
	6 $^+$ <sub>2</sub> 0	3.6	3.1	4.3
	3 $^+$ <sub>2</sub> 2	100.0	100.0	100.0
	4 $^+$ <sub>2</sub> 2	122.0	98.0	100.0
6+	4 $^+$ <sub>2</sub> 0	0.44	0.97	1.8
	6 $^+$ <sub>2</sub> 0	3.8	4.3	7.0
	8 $^+$ <sub>2</sub> 0	1.4	0.73	0.75
	4 $^+$ <sub>2</sub> 2	100.0	100.0	100.0
	5 $^+$ <sub>2</sub> 2	69.0	59.0	60.0
7+	6 $^+$ <sub>2</sub> 0	0.74	2.7	5.2
	5 $^+$ <sub>2</sub> 2	100.0	100.0	100.0
	6 $^+$ <sub>2</sub> 2	59.0	39.0	93.0
8+	6 $^+$ <sub>2</sub> 0	1.8	0.67	1.4
	7 $^+$ <sub>2</sub> 0	5.1	3.5	5.9
	6 $^+$ <sub>2</sub> 2	100.0	100.0	100.0
	7 $^+$ <sub>2</sub> 2	135.0	29.0	36.0

函数), 可能会有所改进. 此外,  $K^\pi = 4_1^+$  带主要成分为  $p \left\{ [523\uparrow] \frac{7^-}{2} + [541\downarrow] \frac{1^-}{2} \right\}$ ,

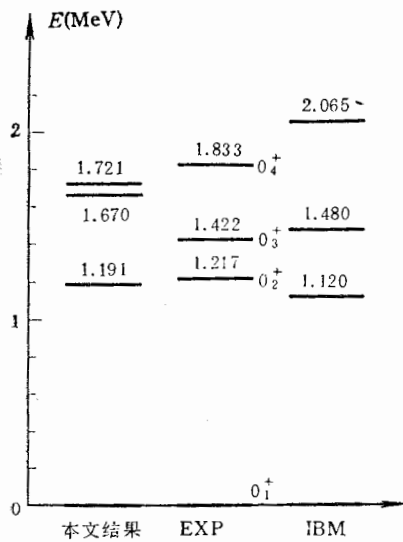


图 1  $^{168}\text{Er}$   $K^\pi = 0^+$  带带头位置. 本图及  
以下各图中实验数据和 IBM 计算值分  
别取自文献[2]和[7]. 为方便起见, 用  
 $|0\rangle$  表示基组态,  $|633\uparrow \rightarrow 521\downarrow\rangle$  表示  
基组态中有一对粒子从  $633\uparrow$  态激发  
到  $521\downarrow$  态的组态, 余类推. 本文计算  
得到的  $K^\pi = 0^+$  带主要组态成分为

	$ 0\rangle$	$n 633\uparrow \rightarrow 521\downarrow\rangle$	$n 505\uparrow \rightarrow 521\downarrow\rangle$	$p 523\uparrow \rightarrow 541\downarrow\rangle$
$0_1^+$	0.61	0.09	0.07	0.05
$0_2^+$	0.11	0.26	0.31	0.22
$0_3^+$	0.14			0.58
$0_4^+$		0.47	0.30	0.07

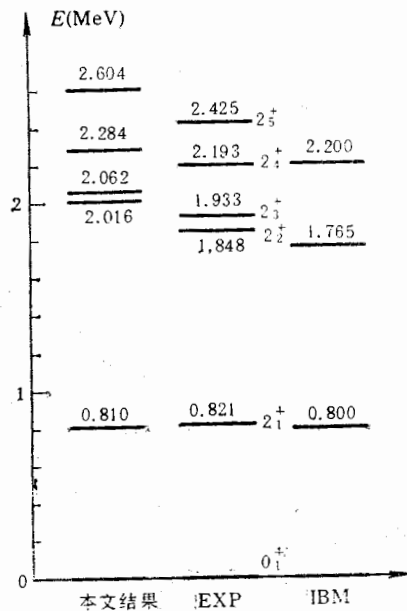


图 2  $^{168}\text{Er}$   $K^\pi = 2^+$  带带头位置. 本  
文计算得到的  $K^\pi = 2^+$  带的主要成分

	$n(521\uparrow + 521\downarrow)$	$n(523\downarrow - 521\downarrow)$	$p(413\downarrow - 411\downarrow)$	$p(411\uparrow + 411\downarrow)$	$n(505\uparrow + 521\downarrow) + p(523\uparrow + 541\downarrow)$
$2_1^+$	0.12	0.33	0.17	0.33	1.0
$2_2^+$					
$2_3^+$		0.92			
$2_4^+$		0.32	0.12	0.48	
$2_5^+$	0.32	0.27	0.24	0.10	

而  $K^\pi = 3_1^+$  带主要成分为  $p \left\{ [523\uparrow] \frac{7}{2}^- - [541\downarrow] \frac{1}{2}^- \right\}$ . 如不考虑其它剩余相互作用, 两带位置相同. 但如果计及自旋-自旋相互作用, 按照 Gallagher 规则<sup>[20]</sup>,  $4_1^+$  带会上升, 因而计算结果会更接近于实际能级位置.

### 3. E 2 跃迁几率

$B(E2)$  分支比计算结果及其与实验的比较见表 1—6. 本文着重讨论几个  $K^\pi = 0^+$  激发带的跃迁.

(a)  $0_2^+$  带 (“ $\beta$  带”) 的 E 2 跃迁. 几个重要结果见表 1, 详细结果见表 3. 实验上  $0_2^+$  带的退激主要是衰变到  $2_1^+$  带 (“ $\gamma$  带”) 的 E 2 跃迁, 而衰变到基带的 E 2 跃迁则较弱. 这一实验现象, 在本文计算中与在 IBM 计算中一样, 都得到了较好的说明. 在本文计算中, 这主要是由  $0_2^+$  带和  $2_1^+$  带的内部结构决定的. 上述实验现象在  $^{158}\text{Gd}$  和  $^{172}\text{Yb}$  的实验观测中也得到肯定<sup>[20, 21]</sup>, 可以认为是稀土区大变形偶偶核中较普遍的现象. 本文结果表明, 对力+四极力模型的微观理论, 可以对这一实验现象给予较好的说明.



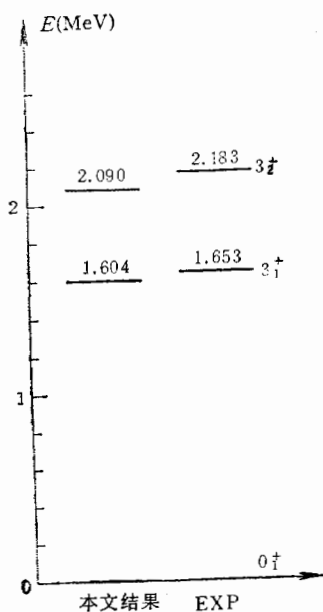


图3  $^{168}\text{Er}$   $K^\pi = 3^+$  带带头位置。本文计算得到的  $K^\pi = 3^+$  带的主要成分:  $3_1^+$ 带:  $p(523\uparrow - 541\downarrow)$  1.00;  $3_2^+$ 带:  $n(523\downarrow + 521\downarrow)$  0.98.

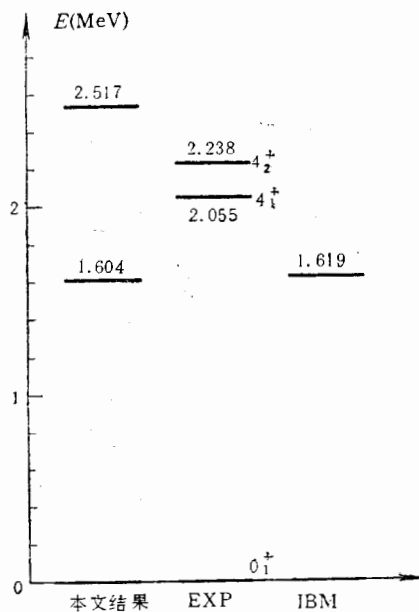


图4  $^{168}\text{Er}$   $K^\pi = 4^+$  带带头位置。本文计算得到的  $K^\pi = 4^+$  带的主要成分:  $4_1^+$ 带:  $p(523\uparrow + 541\downarrow)$  1.0;  $4_2^+$ 带:  $n(505\uparrow + 521\downarrow)p(411\downarrow - 413\downarrow)$  0.57;  $n(505\uparrow - 521\uparrow)$  0.38.

(b)  $0_3^+$  带的  $E 2$  跃迁。几个重要结果见表 2。  $0_3^+$  带  $B(E2)$  值的实验测量不如  $0_2^+$  带那么精确, 但  $0_3^+$  带到基带的  $E 2$  跃迁测量结果还比较精确。本文计算所得这一跃迁的  $B(E2)$  值与实验是同一量级, 而 IBM 计算值比实验小两个量级。

(c)  $0_4^+$  带的  $E 2$  跃迁。  $0_4^+$  带的跃迁实验数据取自文献 [3]。本文结果与实验符合较好, 详见表 5。IBM 计算结果尚未在文献中见到。

#### 四、结 论

本文在 Bohr-Mottelson-Nilsson 模型的框架下, 采用对力+四极力形式的哈密顿量进行微观计算, 计算中为了获取各低激发带内部态的可靠信息, 采用粒子数守恒方法, 在此法中, 堵塞效应已严格考虑在内。计算表明, 大变形核  $^{168}\text{Er}$  的低激发带及其有关的  $E 2$  跃迁性质, 可以得到较好的说明。

本文是作者之一黄海新的硕士毕业论文。他对张锡珍老师和程檀生老师在答辩时提出的宝贵意见表示感谢。

#### 参 考 文 献

- [1] W. F. Davidson, D. D. Warner, R. F. Casten, et al., *J. Phys.*, **G7** (1981), 455; **G 7**(1981), 843.
- [2] W. F. Davidson, W. R. Dixon and R. S. Stony, *Can. J. Phys.*, **62**(1984), 1538.
- [3] W. F. Davidson, W. R. Dixon, D. G. Burke and J. A. Cizewski, *Phys. Lett.*, **130B**(1983), 160.
- [4] D. G. Burke, B. L. W. Maddock and W. F. Davidson, *Nucl. Phys.*, **A442**(1985), 424.

- [5] D. G. Burke, W. F. Davidson, J. A. Cizewski, R. E. Brown and J. W. Sunier, *Nucl. Phys.*, **A445**(1985), 70.
- [6] D. D. Warner, R. F. Casten and W. F. Davidson, *Phys. Rev.*, **C24**(1981), 1713.
- [7] A. Bohr and B. R. Mottelson, *Phys. Scr.*, **25**(1982), 28.
- [8] N. Yoshinaga, Y. Akiyama and A. Arima, *Phys. Rev. Lett.*, **56**(1986), 1116.
- [9] D. R. Bes and R. A. Sorensen, *Adv. Nucl. Phys.*, **2**(1969), 129.
- [10] S. G. Nilsson, et al., *Nucl. Phys.*, **A131**(1969), 1.
- [11] R. Bengtsson, *J. de Phys.* **41**(1980), C10—84.
- [12] J. Y. Zeng and T. S. Cheng, *Nucl. Phys.*, **A405**(1983), 1.
- [13] J. Y. Zeng, T. S. Cheng, L. Cheng and C. S. Wu, *Nucl. Phys.*, **A421**(1984), 125c.
- [14] A. Bohr and B. R. Mottelson, *Nuclear Structure*, Vol. II.
- [15] R. D. Lawson, *Theory of the Nuclear Shell Model*.
- [16] A. H. Wapstra and G. Audi, *Nucl. Phys.*, **A432**(1985), 40.
- [17] S. G. Nilsson and O. Prior, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* **32**(1961), No. 16.
- [18] L. M. Greenwood, *Nucl. Data Sheets*, **11**(1974), 385.
- [19] C. J. Gallagher, Jr., *Phys. Rev.*, **126**(1962), 1525.
- [20] R. C. Greenwood, et al., *Nucl. Phys.*, **A304**(1978), 327.
- [21] C. W. Reich, R. C. Greenwood and R. A. Lokken, *Nucl. Phys.*, **A228**(1974), 365.
- [22] H. C. Wu and X. Q. Zhou, *Nucl. Phys.*, **A417**(1984), 67.

## MICROSCOPIC ANALYSIS OF THE LOW-LYING EVEN PARITY BANDS IN $^{168}\text{Er}$

HUANG HAIXIN    WU CHONGSHI    ZENG JINYAN

(*Peking University*)

### ABSTRACT

Taking into account the pairing correlation plus the quadrupole-quadrupole interaction, the intrinsic properties of the low-lying bands (even parity) and the related E2 transition probabilities in  $^{168}\text{Er}$  were calculated in the frame of Bohr-Mottelson-Nilsson model. The agreement between the calculated and the observed results is satisfactory. Some difficulties encountered in the IBM prediction do not appear in the present calculation.