

过渡区偶-偶核的振轉耦合*

刘 敦 桓
(兰 州 大 学)

提 要

本文在 Bohr-Mottelson 理论的基础上仔细考虑振轉耦合,较好地解释了过渡区偶-偶核的能谱和跃迁几率。

一、引 言

Bohr-Mottelson 的理論^[1]对变形核的能谱与跃迁几率给出了很好的解释。但是当接近于球形核时,理論結果与实验数据之間呈現出一定的分歧。我們在 B-M 理論的基础上,仔細地考虑了振轉耦合的影响,较好地解释了过渡区偶-偶核的能谱和跃迁几率。得到較非軸对称理論^[2]更为滿意的結果。

二、基本理論公式

以 $a_0, a_2, \theta_1, \theta_2, \theta_3$ 为原子核集体运动的自由度,原子核集体运动的动能为

$$T = T_{\text{vib.}} + T_{\text{rot.}}, \quad (1)$$

其中

$$T_{\text{vib.}} = \frac{1}{2} B_{00} \dot{a}_0^2 + \frac{1}{2} B_{22} \dot{a}_2^2 + B_{02} \dot{a}_0 \dot{a}_2, \quad (2)$$

$$T_{\text{rot.}} = \frac{1}{2} \sum_k \mathcal{J}_k \omega_k^2, \quad (k = 1, 2, 3), \quad (3a)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{J}_1 &= B_{(1)} (\sqrt{3} a_0 + \sqrt{2} a_2)^2, \\ \mathcal{J}_2 &= B_{(2)} (\sqrt{3} a_0 - \sqrt{2} a_2)^2, \\ \mathcal{J}_3 &= B_{(3)} 8 a_2^2. \end{aligned} \quad (3b)$$

如果原子核基本上是軸对称的,則

$$\begin{aligned} B_{00} &\equiv B_0, \quad B_{22} \equiv B_2, \quad B_{02} = 0, \\ B_{(1)} &= B_{(2)} \equiv B_r, \quad B_{(3)} = \frac{1}{2} B_{22} \equiv \frac{1}{2} B_2, \end{aligned} \quad (4)$$

且原子核的形变势能可以写为

$$W(a_0, a_2) = \frac{1}{2} C_0 (a_0 - \bar{a}_0)^2 + \frac{1}{2} C_2 a_2^2. \quad (5)$$

因此,哈密頓算符为

* 1964 年 3 月 2 日收到。

$$H = -\frac{\hbar^2}{2B_0} \left[\frac{\partial^2}{\partial a_0^2} + \frac{6a_0}{3a_0^2 - 2a_2^2} \frac{\partial}{\partial a_0} \right] - \frac{\hbar^2}{2B_2} \left[\frac{\partial^2}{\partial a_2^2} + \frac{3a_0^2 - 6a_2^2}{a_2(3a_0^2 - 2a_2^2)} \frac{\partial}{\partial a_2} \right] + \\ + \frac{\hbar^2}{2B_r} \left[\frac{L_1^2}{(\sqrt{3}a_0 + \sqrt{2}a_2)^2} + \frac{L_2^2}{(\sqrt{3}a_0 - \sqrt{2}a_2)^2} \right] + \frac{L_3^2}{8B_2a_2^2} + W(a_0, a_2). \quad (6)$$

我們假定: (1) 原子核在集体运动低激发态时, 基本上保持轴对称变形, 故可以将 H 对 a_2/a_0 作幂级数展开, 并略去高次项. (2) 在集体运动的低激发态, 絕热近似成立, 可以略去与内部运动之間的耦合. 于是(6)式可以化为

$$H = \left\{ -\frac{\hbar^2}{2B_0} \left[\frac{\partial^2}{\partial a_0^2} + \frac{2}{a_0} \frac{\partial}{\partial a_0} \right] + \frac{\hbar^2}{6B_r a_0^2} (I^2 - I_3^2) + \frac{1}{2} C_0 (a_0 - \bar{a}_0)^2 \right\} + \\ + \left\{ -\frac{\hbar^2}{2B_2} \left[\frac{\partial^2}{\partial a_2^2} + \frac{1}{a_2} \frac{\partial}{\partial a_2} \right] + \frac{\hbar^2}{8B_2 a_2^2} I_3^2 + \frac{1}{2} C_2 a_2^2 \right\} - \\ - \frac{\hbar^2}{3B_r a_0^2} \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{a_2}{a_0} (I_1^2 - I_2^2). \quad (7)$$

我們看到(7)式可以分为三部分: 第一部分表示沿着对称轴方向的 a_0 振动以及沿垂直于对称轴方向的轉动 $I^2 - I_3^2$; 第二部分表示沿对称轴方向的轉动 I_3^2 以及沿垂直于对称轴方向的 a_2 振动; 第三部分是上述两类运动之間的耦合, 与 $\frac{1}{a_0^2} \frac{a_2}{a_0}$ 成比例.

将第三部分作为微扰项处理, 角动量及其沿对称轴的投影具有确定的数值 I 和 K . 于是(7)式可以按照两类运动分离变量, 得到方程式

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2B_0} \left(\frac{d^2}{da_0^2} + \frac{2}{a_0} \frac{d}{da_0} \right) + \frac{\hbar^2}{6B_r a_0^2} [I(I+1) - K^2] + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} C_0 (a_0 - \bar{a}_0)^2 \right\} f(a_0) = E_1 f(a_0), \quad (8a)$$

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2B_2} \left(\frac{d^2}{da_2^2} + \frac{1}{a_2} \frac{d}{da_2} \right) + \frac{\hbar^2}{8B_2 a_2^2} K^2 + \frac{1}{2} C_2 a_2^2 \right\} g(a_2) = E_2 g(a_2), \quad (8b)$$

及

$$E = E_1 + E_2. \quad (8c)$$

从(8b)式可以看到, a_2 在 $\bar{a}_2 = 0$ 附近变化时, 繞对称轴的轉动 I_3 所产生的离心势对振动有显著的影响, 而 a_2 振动对上述轉动动能也将引起显著的改变, 二者之間強烈耦合, (8b)式相当于二維諧振子在平面极坐标中的运动方程. 解(8a)式时作了如下近似: (1) 将振动势能与离心势能在极小值附近展开, 并只取二次项; (2) 把 $a_0 = 0$ 处的边界条件移至无穷远. Давыдов 曾經只在第一个近似假定下求解, 其解为 Weber-Hermite 函数. 但是实际計算指出, 在本文所考虑的实际情况, 上述两个假定一般都是适用的, 仅对于 $\text{Pd}^{106,108}$, Pt^{106} 等很接近球形的核, a_0 振轉带近似程度較差. 从(8a)式可以看到, 当 $\bar{a}_0$ 較小时和 I 很大时, a_0 振动与垂直于对称轴的轉动 $I^2 - I_3^2$ 之間的耦合很重要. 解方程(8a)和(8b), 得到

$$E_1 = \frac{\hbar^2}{6B_r a_0^2(20)} [I(I+1) - K^2] \frac{2y(IK) - x}{y^3(IK)} + \left(n + \frac{1}{2} \right) \sqrt{4 - \frac{3x}{y(IK)}} \sqrt{\frac{C_0}{B_0}} \hbar, \\ n \simeq 0, 1, 2, \dots; \quad K = 0, 2, 4, \dots; \quad I = \begin{cases} 0, 2, 4, \dots, & \text{当 } K = 0 \text{ 时;} \\ \geq K \text{ 的整数,} & \text{当 } K \neq 0 \text{ 时.} \end{cases} \quad (9a)$$

$$E_2 = \left(2\nu + \frac{K}{2} + 1\right) \sqrt{\frac{C_2}{B_2}} \hbar, \quad \nu = 0, 1, 2, \dots \quad (9b)$$

总能量为

$$E_{n\nu}(IK) = \frac{\hbar^2}{6B_r a_0^2(20)} [I(I+1) - K^2] \frac{2y(IK) - x}{y^3(IK)} + \left(n + \frac{1}{2}\right) \sqrt{4 - \frac{3x}{y(IK)}} + \left(2\nu + \frac{K}{2} + 1\right) \sqrt{\frac{C_2}{B_2}} \hbar. \quad (10)$$

其中 $a_0(IK)$ 是量子数为 I 和 K 的状态的 a_0 形变的平衡位置:

$$x \equiv \frac{\bar{a}_0}{a_0(20)}, \quad (11)$$

$$y(IK) \equiv \frac{a_0(IK)}{a_0(20)}; \quad (12)$$

$y(IK)$ 与 x 的关系为

$$y^3(IK)[y(IK) - x] = \frac{I(I+1) - K^2}{6} (1 - x), \quad (13)$$

n 是 a_0 振动的量子数, $\left(2\nu + \frac{K}{2}\right)$ 是 a_2 振动的量子数. $n = 0, \left(2\nu + \frac{K}{2}\right) = 0$ 的转动带是基态转动带; $n \neq 0, \left(2\nu + \frac{K}{2}\right) = 0$ 的转动带是 a_0 振转动带 (β 振转动带); $n = 0, \left(2\nu + \frac{K}{2}\right) \neq 0$ 的转动带是 a_2 振转动带 (γ 振转动带).

三、对于能级的实验数据的分析

从(10)式可见, 原子核的集体运动能级决定于 $\frac{\hbar^2}{6B_r a_0^2(20)}$, $\hbar \sqrt{\frac{C_0}{B_0}}$, x , $\hbar \sqrt{\frac{C_2}{B_2}}$ 等四个参量. $\frac{\hbar^2}{6B_r a_0^2(20)}$ 与垂直于对称轴的转动惯量有关, 相应于 $\frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}}$; $\hbar \sqrt{\frac{C_0}{B_0}}$ 与 a_0 振动的频率有关, 相应于 $\hbar\omega_0$; x 偏离于 1 的程度表示这两种运动相互耦合的程度. 当 x 偏离于 1 时, $\frac{\hbar^2}{6B_r a_0^2(20)} [I(I+1) - K^2] \frac{2y(IK) - x}{y^3(IK)}$ 有显著的变化, 随着 I 的增大, 这种变化愈趋剧烈; 当 $x \approx 0.85$ 时, 基态转动带具有近乎均匀间隔的能谱. $\hbar \sqrt{\frac{C_2}{B_2}}$ 则与 a_2 振动的频率有关, 相应于 $\hbar\omega_2$.

我们可以从一个原子核的某些能级数据来定出上述参量, 并预言其它能级的结果. 在一般情况, 我们采用基态转动带中的 $E_{00}(20)$, $E_{00}(40)$, 第一个 a_0 振转动带中的 $E_{10}(00)$ 和第一个 a_2 振转动带中的 $E_{00}(22)$ 来定出这些参量. 因大变形区的核与实验符合已很好, 这里我们主要对过渡区的核的实验能谱进行了分析, 得到与实验相当符合的结果, 计算结果与实验结果的比较如表 1 所示. 为了比较起见, 我们把 Gd 及 Os 的一些同位素都列在表内.

可以看到, 除了少数核的个别能级与实验结果偏离在 5% 以上, 其余符合都很好. 这些与实验结果偏离在 5% 以上的能级是 $\text{Pd}^{105,108}$ 的 $R_{10}(20)$, Sm^{152} 的 $R_{10}(40)$, Gd^{156} 的 $R_{10}(40)$

表 1

元 素	$E_{\alpha}(2,0)$ (keV)	$R_{\alpha}(4,0)$	$R_{\alpha}(6,0)$	$R_{\alpha}(8,0)$	$R_{\alpha}(10,0)$	$R_{\alpha}(2,2)$	$R_{\alpha}(3,2)$	$R_{\alpha}(4,2)$	$R_{\alpha}(5,2)$	$R_{\alpha}(6,2)$	$R_{\alpha}(7,2)$	$R_{\alpha}(4,4)$	$R_{\alpha}(0,0)$	$R_{\alpha}(0,0)$	$R_{\alpha}(2,0)$	$R_{\alpha}(4,0)$	x	文 献
$^{106}_{46}\text{Pd}$	511.6	2.40 2.40	(4.06) 4.02			2.21 2.21	(3.04) 3.00	3.78 3.89	(4.70) 4.73					2.60 2.60	3.33 3.73		0.843	[4]
$^{108}_{46}\text{Pd}$	433	2.417 2.42	4.083 4.20			2.17 2.17								2.425 2.43	(3.50) 3.90		0.850	[5]
$^{152}_{68}\text{Sm}$	121.8	3.009 3.00				8.914 8.91	10.14 9.90	11.68 11.1						5.624 5.62	6.658 6.87	8.68 9.24	0.970	[6]
$^{154}_{64}\text{Gd}$	123.2	3.013 3.02	5.837 5.92	(9.13) 8.05		8.090 8.09	9.162 9.07	10.3 10.7						5.54 5.54	6.63 6.78		0.970	[7]
$^{156}_{64}\text{Gd}$	88.97	3.238 3.24	6.565 6.56			12.95 12.9	14.00 14.0	15.3 15.2						11.3 11.3	12.7 12.5	16.9 15.0	0.990	[8]
$^{158}_{64}\text{Gd}$	79.56	3.292 3.29	6.774 6.76	11.29 11.4		14.86 14.9	15.80 15.9										0.995	[3]
$^{186}_{76}\text{Os}$	137.2	3.164 3.16	6.332 6.36	10.59 10.3	14.68 14.6	5.618 5.62	6.64 6.60	7.75 7.85	9.29 9.36	10.87 11.1	12.77 12.9		(10.6) 10.6	(10.7) 10.7			0.985	[12]
$^{188}_{76}\text{Os}$	155	3.084 3.10	6.13 6.17	9.99 9.75	(13.5) 13.6	4.085 4.09	5.14 5.05	6.37 6.22		(9.43) 9.36		(8.43) 8.15	7.07 7.48	11.37 11.4	(12.5) 12.5	(14.3) 14.8	0.980	[12]
$^{190}_{76}\text{Os}$	186.7	2.93 2.93	5.614 5.62	8.904 8.97		2.985 2.99	4.045 3.98	5.14 5.29				6.14 5.98					0.945	[12]
$^{192}_{76}\text{Os}$	205.8	2.821 2.82	5.17 5.17			2.377 2.38	2.356 2.34										0.935	[12]
$^{194}_{78}\text{Pt}$	328.5	2.809 2.81				1.897 1.90	2.81 2.83							3.853 3.85			0.930	[6,9]
$^{196}_{78}\text{Pt}$	356	2.46 2.46	(4.07) 4.20			1.94 1.94	2.81 2.80	(3.70) 3.67							3.14 3.14		0.850	[10]

表中上面是实验值,下面是理论值,括号中的值是实验上自旋与宇称没有完全被确定。

和 Os^{188} 的 $R_{01}(00)$ 。看来, 对于 a_0 振动能级符合较差些, 可能是解 (8a) 中的近似所引起的, 因为这些核的 a_0 振动能级振幅较大, 因此用抛物线近似不是很好的。对于 a_2 振带及基带, 与实验结果符合很好。总的来说, 对于这些核的理论结果与实验结果符合的程度超过了增加 $I^2(I+1)^2$ 修正项后给出的结果, 也超过了非轴对称理论所给出的结果,

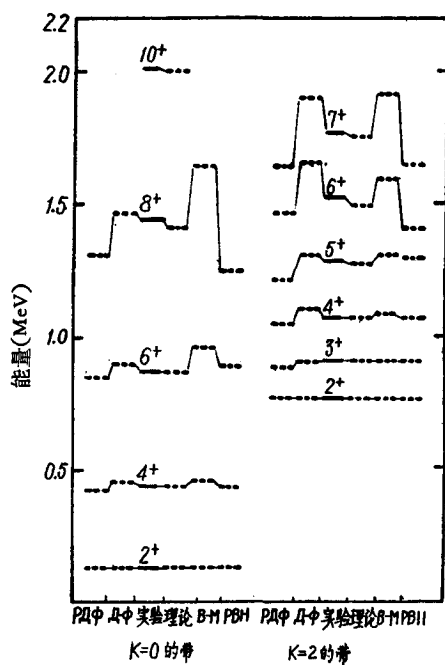


图 1

图中 ДФ, РДФ, BM, PBM 的理论计算结果取自文献 [12]

特别是对 I 大的能级尤为显著。图 1 中以 Os^{186} 为例比较了各种理论计算结果与实验结果的符合程度。其中 BM 指 Bohr-Mottelson 模型的计算结果, PBM 是指增加修正项 $I^2(I+1)^2$ 后的 BM 的结果, ДФ 指 Давыдов-Филиппов 的计算结果, РДФ 指用 Mallmann-Kerman^[3] 的方法计算的结果。

为了表示出从大变形区到球形区的过渡, 我们在表 2 中给出了从 Sm^{150} — Hg^{198} 的诸原子核的参量随核子数 A 的变化。可以看到在两个满壳层之间, $x \approx 1$, 如 Er^{168} 的 $x = 0.996$, 振转耦合几乎可以完全略去。而趋近于满壳层时, x 逐渐偏离于 1, 对于 Sm^{150} , $x \approx 0.810$; 对于 Hg^{198} , $x \approx 0.850$, 振转耦合较强, 逐渐转化为均匀间隔的能谱。同时, 在两个满壳层之间, $\frac{\hbar^2}{B_r \bar{a}_0^2}$ 之值最小, 趋近满壳层时逐渐增大, 主要反映了原子核固有形变与壳层结构之间的关系。在两个满壳层之间, 振动能量 $\hbar \sqrt{\frac{C_0}{B_0}}$ 及 $\hbar \sqrt{\frac{C_2}{B_2}}$ 的变化都比较小。总起来, 这些参量的规律性变化可以认为是假定的合理性的验证之一。

表 2 理论参量随核子数 A 的变化

原子核	^{150}Sm	^{152}Sm	^{154}Gd	^{156}Gd	^{160}Dy	^{168}Er	^{168}Er	^{178}Hf	^{182}W	^{186}Os	^{188}Os	^{190}Os	^{194}Pt	^{196}Pt	^{198}Hg
参量															
x	0.810	0.970	0.970	0.990	0.993	0.995	0.996	0.994	0.994	0.985	0.980	0.945	0.930	0.850	0.850
$\frac{\hbar^2}{B_r \bar{a}_0^2}$	308	110	111	80.8	80.0	75.6	75.1	87.4	93.9	124	131	182	287	344	362
$\hbar \sqrt{\frac{C_2}{B_2}}$	1040	1040	955	1120	936	760	785	1450	1190	725	580	494	512	555	941
$\hbar \sqrt{\frac{C_0}{B_0}}$	741	685	700	1220	—	1460	—	1100	—	1470	1760	—	1270	621	1080
$\bar{a}_0$	0.17	0.30	0.30	0.34	0.35	0.34	—	0.35	0.26	0.26	0.19	0.18	0.15	—	0.11

$\frac{\hbar^2}{B_r \bar{a}_0^2}$, $\hbar \sqrt{\frac{C_2}{B_2}}$, $\hbar \sqrt{\frac{C_0}{B_0}}$ 以 keV 为单位。最后一行 $\bar{a}_0$ 是由跃迁几率定出的。

1) 对 Sm^{150} 与 Hg^{198} , 理论已不适用, 但为了比较便于看出满壳层间的变化趋势, 我们仍按此理论计算将计算值列于表 2。

四、对于跃迁几率的实验数据的分析

原子核的状态 $|IK\nu\rangle$ 与 $|I'K'n'\nu'\rangle$ 之间的电四极约化跃迁几率为

$$B(E2; \nu IK \rightarrow n'\nu' I'K') = \frac{5}{16\pi(2I+1)} \sum_{mm'\mu} |\langle IK\nu | \hat{Q}_{2\mu} | I'K'n'\nu' \rangle|^2, \quad (14)$$

其中

$$|n\nu IK\rangle = f_n(a_0)g_{\nu K}(a_2) \frac{1}{\sqrt{2}} [D_{mK}^I(\theta_i)\chi_D^I(\mathbf{r}') + \sum_j (-)^{I-j} c_j \chi_D(\mathbf{r}') D_{m-K}^I(\theta_i)], \quad (15)$$

对于偶-偶原子核, $\Omega = 0$.

设在主体坐标系中核子均匀地作椭圆分布. 在主体坐标系中

$$\hat{Q}_{2\nu} = 2e \sqrt{\frac{4\pi}{5}} \sum_{i=1}^Z r_i'^2 Y_{2\nu}(\theta_i', \varphi_i'), \quad (16)$$

$$\langle \chi_0(\mathbf{r}_i') | \hat{Q}_{2\nu} | \chi_0(\mathbf{r}_i') \rangle = \frac{3ZeR_0^2}{\sqrt{5\pi}} a_\nu. \quad (17)$$

在求能谱时, 公式(7)中的第三部分

$$H_3 = -\frac{\hbar^2}{3B_r} \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{a_2}{a_0^3} (I_1^2 - I_2^2) \quad (18)$$

作为微扰处理, 其对能量的一级微扰贡献为零, 但对波函数的一级微扰不为零, 因而考虑到波函数的一级微扰^[13]. 由于 H_3 的存在, 产生 $|I, K\rangle$ 与 $|I, K \pm 2\rangle$ 的状态的混合, 由此算出约化跃迁几率为

$$B(E2; 0022 \rightarrow 0) = \frac{2}{5} \left(\frac{1}{a} \right) \left| 1 - \frac{2}{3} \frac{1+x}{[1+y(22)]^3} \frac{4}{R_{00}(22)-1} \right|^2, \quad (19)$$

$$B(E2; 0022 \rightarrow 0020) = \frac{4}{7} \left(\frac{1}{a} \right) \left| 1 + \frac{2}{3} \frac{8}{[1+y(22)]^2} \frac{1}{R_{00}(22)-1} \right|^2, \quad (20)$$

$$B(E2; 0032 \rightarrow 0020) = \frac{5}{7} \left(\frac{1}{a} \right) \left| 1 - \frac{2}{3} \frac{y(32)+y(22)}{[1+y(22)]^3} \frac{4}{R_{00}(22)-1} \right|^2, \quad (21)$$

$$B(E2; 0032 \rightarrow 0040) = \frac{2}{7} \left(\frac{1}{a} \right) \left| 1 + 4 \frac{y(42)+y(32)}{[y(40)+y(42)]^3} \frac{4}{R_{00}(42)-R_{00}(40)} \right|^2, \quad (22)$$

$$B(E2; 0020 \rightarrow 0) = \frac{1}{5} a_0^2(20) \left| \frac{1+x}{2} + \frac{4}{3} \left(\frac{1}{a} \right) \frac{1}{a_0^2(20)} \frac{8}{[1+y(22)]^3} \frac{1}{R_{00}(22)-1} \right|^2. \quad (23)$$

约化跃迁几率公式以 $\left[\frac{3}{4\pi} ZeR_0^2 \right]^2$ 为单位, 其中 $a = \sqrt{\frac{B_2 C_2}{\hbar^2}}$.

我们用 $B(E2; 0020 \rightarrow 0)$ 的实验值^[14]计算了一些核的 $\bar{a}_0$ (表 2), $\bar{a}_0$ 的变化明显地反映出与壳层结构的关系.

我们用 $\frac{B(E2; 0022 \rightarrow 0)}{B(E2; 0020 \rightarrow 0)}$ 的实验值^[14]计算了部分原子核的 $\frac{\bar{a}_2^2}{\bar{a}_0^2} = \frac{1}{a} \frac{1}{a_0^2(20)x^2}$, 我们选择了几个 $\frac{\bar{a}_2^2}{\bar{a}_0^2}$ 值较大的核, 列在表 3 中. 可以看到 $\frac{\bar{a}_2^2}{\bar{a}_0^2} \ll 1$, 对本文所考虑的这些核, $\frac{\bar{a}_2^2}{\bar{a}_0^2} \ll 1$ 的假定是成立的.

表 3

原子核	Sm ¹⁸²	W ¹⁸⁴	W ¹⁸⁶	Os ¹⁸⁸	Os ¹⁹⁰	Os ¹⁹²
$\bar{a}_2^2/\bar{a}_0^2$	0.018	0.016	0.024	0.036	0.032	0.034

对于 $\frac{B(E2; 0022 \rightarrow 0020)}{B(E2; 0022 \rightarrow 0)}$, 我们计算了 $x=1$ 与 $x=0.8$ 的理论曲线, 把它们和 B-M 理论曲线、 $\Delta-\Phi$ 理论曲线以及实验值^[13]同时画在图 2 中。

从图 2 看到, 理论结果与实验结果很好地符合, 特别是对于过渡区核 Os, 符合程度很好。 $\Delta-\Phi$ 的理论曲线则稍偏高。

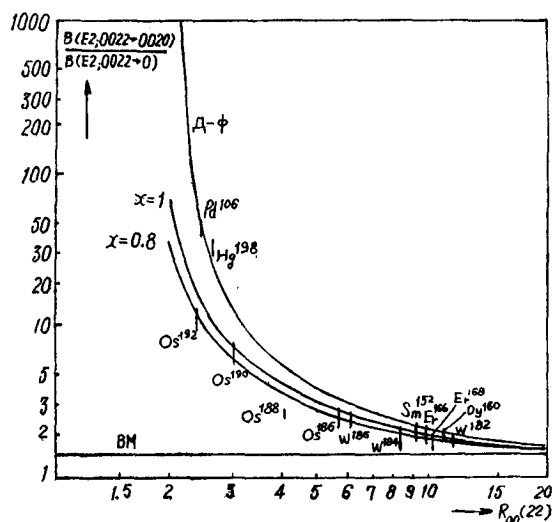


图 2

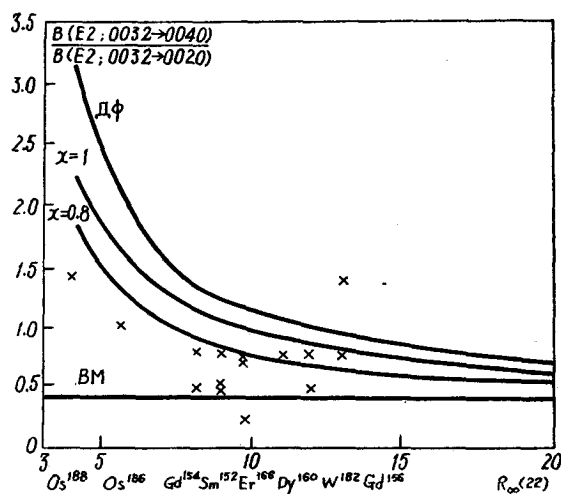


图 3

对于 $\frac{B(E2; 0032 \rightarrow 0040)}{B(E2; 0032 \rightarrow 0020)}$, 实验数据还不很多, 且不同实验者测得的结果也不尽相同, 我們都以“×”画在图 3 中^[15]. 图 3 中还画出了 $x = 1$ 和 $x = 0.8$ 的理论曲线. 图中大部分的原子核 x 处于 $0.9 < x < 1$ 之間.

我們看到, 主要由于不同转动带之間的混合给出了对于 B-M 理论曲线的修正, 使得能与实验结果符合; 非刚性的修正则是比較次要的.

五、討 論

通过上述分析, 可見对于过渡区核能够在 B-M 的軸对称模型基础上得到解释. 但应当注意, 在逐渐接近于滿壳层时和 I 很大时, 必須仔細考虑振轉耦合的影响, 它可以显著地改变通常的軸对称刚性轉子的轉动能譜特征. 同时还要注意不同的转动带之間的混合, 正是这种混合给出了对 B-M 的跃迁几率的理论结果的修正, 使得与实验符合.

对于接近于滿壳层的核, 如 ${}_{46}\text{Pd}_{60}^{106}$, ${}_{46}\text{Pd}_{62}^{108}$, ${}_{78}\text{Pt}_{118}^{196}$ 等, 計算結果与实验結果符合尚好, 但由于实验数据不多, 尚难作出明确的結論.

最后我深深地感謝徐躬耦教授在我作此工作时对我进行的指导.

参 考 文 献

- [1] Bohr, A., *Dan. Mat. Fys. Medd.*, **26**, No. 14 (1952); Bohr, A. and Mottelson, B., *Dan. Mat. Fys. Medd.*, **27**, No. 16 (1953); Бирбраир, Б. Л., Пекер, Л. К., Слив, Л. А., *ЖЭТФ*, **36** (1959), 803.
- [2] Давыдов, А. С. и Филиппов, Г. Ф., *ЖЭТФ*, **35** (1958), 218; 或 *Nucl. Phys.*, **8** (1958), 237.
Давыдов, А. С. и Ростовский, В. С., *ЖЭТФ*, **36** (1959), 1788; 或 *Nucl. Phys.*, **12** (1959), 58.
Давыдов, А. С. и Чабан, А. А., *Nucl. Phys.*, **20** (1960), 499.
Klema, E. D., Mallmann, C. A. and Day, P., *Nucl. Phys.*, **25**(1961), 226.
- [3] Mallmann, C. A. and Kerman, A. K., *Nucl. Phys.*, **16** (1960), 105.
- [4] Smith, W. G., *Phys. Rev.*, **131** (1963), 351.
- [5] Washlgren, M. A. and Meinkl, W. W., *Phys. Rev.*, **118** (1960), 181.
Bunker, M. E. and Starner, J. W., *Bull. Am. Phys. Soc.*, **5** (1960), 253.
- [6] Marklund, I., Van. Nooijen, B. and Grabowski, Z., *Nucl. Phys.*, **15** (1960), 533.
Sheline, R. K. and Nielsen, H. L., *Nucl. Phys.*, **16** (1960), 518.
- [7] Harmatz, B., Handley, T. and Mihelich, J. W., *Phys. Rev.*, **123** (1961), 1758.
- [8] Грошев, Л. В., Демидов, А. М., Иванов, В. А., Луценко, В. Н. и Пелехов, В. И., *Изв. АН СССР, Сер. физ.*, **26** (1962), 1119.
- [9] Bäckström, G., Bergman, O., Burde, J. and Lindskog, J., *Nucl. Phys.*, **15** (1960), 566.
- [10] McGowan, F. K. and Steelsen, P. H., *Bull. Am. Phys. Soc.*, **3** (1958), 228.
Ikegami, H., Sugiyama, K., Yamazaki, T. and Sakai, M., *Nucl. Phys.*, **41** (1963), 130.
- [11] Wapstra, A. H., Nigh, G. J., Solomons-Groblem, N. and Ornstein, L. Th. M., *Nucl. Phys.*, **9** (1959), 538.
- [12] Yamazaki, T., *Nucl. Phys.*, **44** (1963), 353.
Emery, G. T., Kane, W. R., McKeown, M., Perlman, M. L. and Scharff-Galdhaber, G., *Phys. Rev.*, **129** (1963), 2611.
- [13] Tamura, T. and Udagawa, T., *Nucl. Phys.*, **16** (1960), 460.
- [14] Van. Patter, D. M., *Nucl. Phys.*, **14** (1959/60), 42.
- [15] Mallmann, C. A., *Nucl. Phys.*, **24** (1961), 675.
Grigoriev, E. P. and Avotina, M. P., *Nucl. Phys.*, **19** (1960), 248.
严国光, *物理学报*, **18** (1962), 605.

VIBRATION-ROTATION INTERACTION OF EVEN-EVEN NUCLEI IN THE TRANSITION REGION

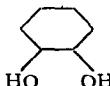
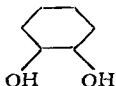
LIU TUN-HUAN

ABSTRACT

By using the Bohr-Mottelson model, and taking the vibration-rotation interaction into account more carefully, the energy spectra and the rates of electric quadrupole transitions of even-even nuclei in the transition region can be well explained.

* * *

更 正

卷	页	图	行	误	正
20	1290	3			
20	1290	4			
21	第 1 期 封三	倒 2	 в частично	 в частично ионизирующей плазме	
21	336	倒 1	$c' = 2, c = 2 \times 5.404 = \dots$	$c' = 2c = 2 \times 5.404 = \dots$	
21	337	1	$a = 8.508 \text{ \AA}$	$a = 8.505 \text{ \AA}$	
21	457	倒 8	$Q_{\text{ILK}} = \frac{3^2}{4a_0^2} + \frac{L_K^2}{4c_0^2}$	$Q_{\text{ILK}} = \frac{2^2}{4a_0^2} + \frac{L_K^2}{4c_0^2}$	