

sdgIBM-2的微观基础及 ^{24}Mg 低能激发态的研究*

张战军¹ 石筑一² 刘庸¹ 桑建平³

1(华中师范大学粒子物理研究所 武汉 430079)

2(贵州民族学院物理系 贵阳 550025)

3(武汉大学物理系 武汉 430072)

摘要 对一种IBM微观基础研究方案进行推广,引进十六极对相互作用,从微观上导出了sdgIBM-2的哈密顿量及E2、E4跃迁算子.首次将此微观方案应用于轻核区,在强耦合图象下计算了 ^{24}Mg 核的能谱、E2约化跃迁几率及E4约化跃迁矩阵元,理论与实验符合较好.

关键词 微观方案 十六极对相互作用 强耦合图象

1 引言

相互作用玻色子模型(IBM)对重核中重核性质的描述相当成功,但已有一系列的研究工作表明,要对核的一些细致现象给予较好的描述,需要在模型原有集体激发自由度的基础之上考虑 $L^{\pi} = 4^{+}$ 集体激发自由度,即g玻色子效应.实际上,近些年来,在sdgIBM框架之下也已有了一些较为出色的工作,那么对sdgIBM微观基础的研究就显得必要且有意义.在本文第二节中,对已有的一种以玻色子展开和MJS代换为基础的微观方法^[1]加以推广,引进十六极对相互作用为g玻色子提供结合能,从微观上导出了sdgIBM-2哈密顿量及电跃迁算子;并将利用它们对具体核的性质进行研究.

考虑g玻色子效应,存在几种不同的途径^[2]:(a)重整化方法.此方法是在sd玻色子空间中考虑g玻色子对以sd玻色子为主的态的修正.研究以sd态为主的态,重整化方法不失为一种很好的近似方法,不足之处是对sd玻色子空间以外的态无能为力;(b)弱耦合图象.认为在截断的sdg玻色子空间中,s玻色子与d玻色子之间存在较强的相互作用,形成一核芯,g玻色子与此核芯之间是弱耦合的关系,态空间由子空间 $(sd)^N, (sd)^{N-1}g, (sd)^{N-2}g^2, \dots, (sd)^{N-n}g^n$ 构成,通常取 $n_g \leq 3$.因为此方法适宜于大多数核作数值计算,经常被采用;(c)强耦合图象.即在截断的集体态子空间中平权处理s、d、g玻色子,态空间由基矢 $\{|s^n\rangle;$

1997-02-03收稿

* 国家自然科学基金与湖北省自然科学基金资助

$(d)^n \alpha_d L_d; (g)^n \alpha_g L_g; L\}$ 张成。相对前二种途径后者不易处理, 因为模型态空间相对较大, 通常只能采用根据动力学对称性或在内禀态空间中处理问题的办法。我们采用上述强耦合图象来对上述推广的微观 sdg 模型进行初步的考察, 即利用微观 sdgIBM-2 哈密顿量以及电跃迁算子, 计算获得能谱、电跃迁值然后直接和实验数据相比较。

出于以下几点考虑, 我们选取了核 ^{24}Mg 作为微观 sdgIBM-2 的直接应用对象: (a) 按照 IBM 的假定, 中子、质子玻色子数都是 2, 相对较少, 适宜于作强耦合图象下的 sdgIBM-2 研究; (b) 存在大量的实验数据可供分析研究对比, 特别是存在 sdIBM 空间以外的态; (c) 考察 IBM 对轻核区的应用。本文第三节从微观上给出了核 ^{24}Mg 的 sdgIBM-2 哈密顿量及 E_2 、 E_4 跃迁算子。最后对计算所获得结果进行了一些分析和讨论。

2 理论方案

下面阐述推广的理论方案, 为了理论上的完整, 原有理论基础从略, 侧重于推广的部分。

微观研究是以价核子的壳模型组态及核子-核子间的有效相互作用为出发点的。设有 x 个价中子和 x' 个价质子分别处在 k 和 k' 条单粒子能级上, 则壳模型组态为

$$(i_1, i_2, \dots, i_k)^x; (i'_1, i'_2, \dots, i'_k)^{x'}, \quad (1)$$

其中 i 代表单粒子态的三个转动不变量子数 $n l j$, x 与 x' 皆为偶数。 $a_{im}^{(n)+}$ 、 $a_{im}^{(n)}$ ($a_{im}^{(p)+}$ 、 $a_{im}^{(p)}$) 分别表示价中子(价质子)的产生、湮没算子, 其中 m 为角动量 j 的第三分量。以 $|0\rangle$ 表示满壳层, 则价核子态空间中的任一态矢量可表示为

$$|\psi\rangle = \sum_{\alpha_1 \dots \alpha_x, \beta_1 \dots \beta_{x'}} c a_{\alpha_1}^{(n)+} a_{\alpha_2}^{(n)+} \dots a_{\alpha_x}^{(n)+} a_{\beta_1}^{(p)+} a_{\beta_2}^{(p)+} \dots a_{\beta_{x'}}^{(p)+} |0\rangle, \quad (2)$$

式中 c 为组合系数, α 、 β 为 (im) 的缩写。价核子的哈密顿量可一般地表示为

$$H_f = H_f^{(n)} + H_f^{(p)} + H_f^{(np)}, \quad (3)$$

$$H_f^{(\sigma)} = \sum_{\alpha} E_{\alpha}^{(\sigma)} a_{\alpha}^{(\sigma)+} a_{\alpha}^{(\sigma)} + \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} P_{\alpha\beta\gamma\delta}^{(\sigma)} a_{\alpha}^{(\sigma)+} a_{\beta}^{(\sigma)+} a_{\gamma}^{(\sigma)} a_{\delta}^{(\sigma)}, \quad (\sigma = n, p), \quad (4)$$

$$H_f^{(np)} = \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} P_{\alpha\beta\gamma\delta}^{(np)} a_{\alpha}^{(n)+} a_{\beta}^{(p)+} a_{\gamma}^{(p)} a_{\delta}^{(n)}, \quad (5)$$

式中 $P_{\alpha\beta\gamma\delta}^{(\sigma)}$ 与 $P_{\alpha\beta\gamma\delta}^{(np)}$ 为相互作用矩阵元, 具体表达式由所选取的核子-核子有效相互作用形式所决定。在文献 [1] 中价中子(价质子)间的有效相互作用取为对力、四极对力和四极-四极力, 中子质子间相互作用取为四极-四极力, 具体表达式请参阅文献 [1]。为了使引入的 g 玻色子具有较强的集体性, 适合于描述原子核的低能激发态, 必须使新引进的相互作用可为 g 玻色子提供一定的结合能。从几何模型的观点来看, 4^+ 激发元对应于十六极形变, 同时实验上也表明了核子间确实存在十六极相互作用^[3,4], 本文取用了如下形式的十六极对相互作用:

$$-\frac{1}{2} G_4^{(\sigma)} \sum_{\mu} P_{4\mu}^{(\sigma)} P_{4\mu}^{(\sigma)+} \quad (\mu = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \pm 4), \quad (6)$$

其中

$$P_{4\mu}^{(o)} = \sum_{im'm'} \langle im|t_{4\mu}|i'm'\rangle a_{im}^{(o)+} (-)^{i'+m'} a_{i'm'}^{(o)+}, \quad (7)$$

$$t_{4\mu} = r^4 Y_{4\mu}, \quad (8)$$

G_4 为十六极对相互作用强度参数. 在哈密顿量中, 十六极对相互作用的矩阵元为

$$P_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3\alpha_4}^{(o)G_4} = \frac{1}{18} G_4 \langle \alpha_1 || t_4 || \alpha_2 \rangle \langle \alpha_3 || t_4 || \alpha_4 \rangle \sum_{\mu} \langle j_1 m_1 j_2 m_2 | 4\mu \rangle \langle j_3 m_3 j_4 m_4 | 4\mu \rangle, \quad (9)$$

至此, 已给了体系的价核子描述.

在原有的理论方案中未具体讨论体系的电磁跃迁性质, 本理论框架将之纳入. 在此仅讨论电跃迁.

对多费米子体系, 电多极跃迁算子可按如下形式定义:

$$T_{\lambda\mu} = e\lambda \sum_{i_1 m_1 i_2 m_2} \langle i_1 m_1 | r^\lambda Y_{\lambda\mu} | i_2 m_2 \rangle a_{j_1 m_1}^+ a_{j_2 m_2}, \quad (10)$$

λ 表示 2^λ 极辐射, e_λ 为有效电荷. 则对于二类价核子体系电多极跃迁算子为:

$$T_{\lambda\mu}^f = T_{\lambda\mu}^{f(n)} + T_{\lambda\mu}^{f(p)}. \quad (11)$$

微观理论中采用了玻色子空间与价核子对构成的集体态子空间对应的观点. 利用Dyson玻色子展开理论可将体系的价核子描述转变为理想玻色子描述, 为此引入以下映射算子及其逆算子^[5]:

$$U = \langle 0 | e^{\frac{1}{2} \sum_{\alpha\beta} A_{\alpha\beta}^+ a_\beta a_\alpha} | 0 \rangle, \quad (12)$$

$$\tilde{U} = \left(0 \left| \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{(2m)!} \left(\sum_{\alpha\beta} A_{\alpha\beta} a_\alpha^+ a_\beta^+ \right)^m \right| 0 \right), \quad (13)$$

则费米子空间中的态矢量与玻色子空间中的态矢量存在如下关系:

$$|\psi\rangle = U|\psi\rangle; |\psi\rangle = \tilde{U}|\psi\rangle, \quad (14)$$

上式中 $|\psi\rangle$ 为费米子态, $|\psi\rangle$ 为玻色子态. 费米子算子在玻色子空间中的像按下述条件确定:

$$U O_f = O_b U. \quad (15)$$

费米子算子 H_f 与 $T_{\lambda\mu}^f$ 对应的理想玻色子像, 依次记为 H_b 与 $T_{\lambda\mu}^b$.

用于描述集体激发的激发元能量应当较低, 为了在理想玻色子空间中找到这些激发元, 利用理想玻色子产生算子作线性组合, 定义如下一组 Q 玻色子产生算子

$$Q_{r\pi JM}^{(o)+} = \sum_{\alpha\beta} x_{\alpha\beta}^{(r\pi JM)} A_{\alpha\beta}^{(o)+}, \quad (16)$$

式中 r 为能量高低序号, π, J 为宇称、角动量, $x_{\alpha\beta}^{(r\pi JM)}$ 为结构常数. 利用上式的逆变换可把 $H_b, T_{\lambda\mu}^b$ 从 $\{A^+, A\}$ 表示的形式转变为 $\{Q^+, Q\}$ 表示的形式. 根据动力学性质可确定激发元 Q 玻色子的能量, 能量最低($r=0$)的玻色子具有最强的集体性, 适合于描述集体运动. 本方案采用最低阶近似, 把IBM中s, d, g玻色子定义为:

$$s^{(o)} = Q_{0+00}^{(o)}; d_v^{(o)} = Q_{0+2v}^{(o)}; g_\mu^{(o)} = Q_{0+4\mu}^{(o)}, \quad (17)$$

以实现态空间的sdg截断, 即集体子空间截断. H_b 在sdg集体态子空间中的有效算子可表为普遍形式的sdgIBM-2哈密顿量

$$h_{sdg} = h_{sdg}^{(n)} + h_{sdg}^{(p)} + h_{sdg}^{(np)}, \quad (18)$$

它有一百多项,包含了所有的二体相互作用项. h_{sdg} 的全部系数都可表为价核子态的量子数、单粒子能量、相互作用强度参数以及结构常数的函数,彼此之间存在关联,在取定了壳模型组态与价核子间有效相互作用之后,就可以统一地把它们计算出来. 电四极、电十六极跃迁算子 $T_{2\nu}^B$ 、 $T_{4\mu}^B$ 在 sdg 集体态子空间中的有效算子形式为

$$T_{2\nu} = \sum_{\sigma=n,p} e_2^{(\sigma)} [x_{02}^{(\sigma)} (s^{(\sigma)+} \tilde{d}^{(\sigma)} + d^{(\sigma)+} \tilde{s}^{(\sigma)})_{2\nu} + x_{22}^{(\sigma)} (d^{(\sigma)+} \tilde{d}^{(\sigma)})_{2\nu} + x_{24}^{(\sigma)} (d^{(\sigma)+} \tilde{g}^{(\sigma)} + g^{(\sigma)+} \tilde{d}^{(\sigma)})_{2\nu} + x_{44}^{(\sigma)} (g^{(\sigma)+} \tilde{g}^{(\sigma)})_{2\nu}], \quad (19)$$

$$T_{4\mu} = \sum_{\sigma=n,p} e_4^{(\sigma)} [h_{04}^{(\sigma)} (s^{(\sigma)+} \tilde{g}^{(\sigma)} + g^{(\sigma)+} \tilde{s}^{(\sigma)})_{4\mu} + h_{22}^{(\sigma)} (d^{(\sigma)+} \tilde{d}^{(\sigma)})_{4\mu} + h_{24}^{(\sigma)} (d^{(\sigma)+} \tilde{g}^{(\sigma)} + g^{(\sigma)+} \tilde{d}^{(\sigma)})_{4\mu} + h_{44}^{(\sigma)} (g^{(\sigma)+} \tilde{g}^{(\sigma)})_{4\mu}], \quad (20)$$

其中的系数 $\{x\}$ 与 $\{h\}$ 可通过玻色子展开获得, $e_\lambda^{(\sigma)}$ 为壳模型中价核子有效电荷.

这样,整个价核子体系的描述已转换为玻色子描述,就可以在玻色子空间中探讨有关问题. 另外,按照模型的约定,在玻色子空间中研究核性质时,当价中子(价质子)超过半满主壳时,用空穴自由度描述,需作相应的粒子-空穴变换.

3 ^{24}Mg 核的 h_{sdg} 及 $T_{2\nu}$ 与 $T_{4\mu}$

微观研究的出发点为壳模型组态与价核子间的有效相互作用. 核 ^{24}Mg 的价中子与价质子都处在 8—20 主壳层内,作具体计算时,对于主壳内的单粒子能级,在参照核 ^{17}O 与 ^{17}F 的实验能谱基础上,取值如下(见表 1).

表 1 计算取用的单粒子态及其能量

单粒子态	中 子			质 子		
	$1d_{5/2}$	$2s_{1/2}$	$1d_{3/2}$	$1d_{5/2}$	$2s_{1/2}$	$1d_{3/2}$
能量 (MeV)	1.00	1.87	6.08	1.00	1.50	5.70

对于价核子间的有效相互作用,选取同类价核子间的对力、四极对力、四极-四极力、十六极对力相互作用强度参数为 $g_0^{(\sigma)} = 0.298$ (MeV), $G_2^{(\sigma)} = 0.880$ (MeV), $\kappa^{(\sigma)} = 0.960$ MeV, $G_4^{(\sigma)} = 2.70$ (keV), 价中子与价质子间的四极-四极相互作用参数为 $\kappa_{np} = 0.226$ (MeV).

利用上面的壳模型组态与价核子间的有效相互作用,根据理论方案导出了 h_{sdg} 原有系数,由于有一百多项,全部列出较繁琐,在此仅给出 d、g 玻色子的激发能: $\varepsilon_d^{(n)} = 2.65$ MeV;

表 2 计算给出的 E2、E4 跃迁算子的系数

	$e_2^{(\sigma)}(e)$	$x_{02}^{(\sigma)}(\text{fm}^2)$	$x_{22}^{(\sigma)}(\text{fm}^2)$	$x_{24}^{(\sigma)}(\text{fm}^2)$	$x_{44}^{(\sigma)}(\text{fm}^2)$
中子	-2.90	-0.91	0.44	-0.83	1.08
质子	6.50	0.91	-0.49	-0.82	-1.08
	$e_4^{(\sigma)}(e)$	$h_{04}^{(\sigma)}(\text{fm}^4)$	$h_{22}^{(\sigma)}(\text{fm}^4)$	$h_{24}^{(\sigma)}(\text{fm}^4)$	$h_{44}^{(\sigma)}(\text{fm}^4)$
中子	-5.00	9.62	-7.09	6.07	12.75
质子	12.20	9.43	-6.97	-6.01	12.15

$\varepsilon_d^{(p)} = 2.62\text{MeV}$; $\varepsilon_g^{(n)} = 7.38\text{MeV}$; $\varepsilon_g^{(p)} = 7.60\text{MeV}$. 在表 2 中给出了选取的 $E2$ 、 $E4$ 跃迁算子中的费米子有效电荷 $e_2^{(n)}$ 、 $e_2^{(p)}$ 、 $e_4^{(n)}$ 、 $e_4^{(p)}$ 以及导出的 sdg 玻色子空间中对算子的系数 $\{x^{(a)}\}$ 与 $\{h^{(a)}\}$ (见公式 (19, 20)).

4 强耦合图象下 ^{24}Mg 能谱与电跃迁

利用上述导出的微观 sdgIBM-2 哈密顿量, 通过数值计算求解薛定谔方程获得了能量本征值谱与波函数. 图 1 中给出了实验能谱与理论计算结果. 实验谱从总体上看分成三块, 中间部分能级密度相对较大, 理论计算结果成功地再现了实验谱的这种总体趋势. 对于中间部分, 理论谱的一些能级被过于抬高 (例 5_1^+) 或压低 (例 1_1^+), 存在一定的偏差, 与实验谱中能级位置相比, 出现了能序颠倒错位现象. 如果把能谱按带加以区分比较, 不难发现, 对于基带, 理论计算结果与实验值比较相差不多有着很好的符合, 而边带结果则不甚理想, 准 β_1 带略偏低, 准 γ 带则存在着较强的 staggering 效应.

在推广的理论方案中, 为了给 g 玻色子提供一定的结合能, 引入了同类价核子间的十六极对相互作用, 使得 g 具有更强的集体性. 对于核 ^{24}Mg , 引入了同类价核子间的十六极对相互作用后, g 玻色子的激发能下降大于 1MeV , 这对于 g 玻色子占有一定分量的集体态将会产生不可忽略的影响. 计算表明, 十六极对相互作用对于以 sd 玻色子为主的集体态能量影响不大, 而对于 g 玻色子占有一定分量的集体态 (例: (考虑十六极相互作用, 一些态的平均 g 玻色子数与总玻色子数的百分比) 4_2^+ : 10.5%; 4_3^+ : 11.0%; 4_4^+ : 12.6%; 5_1^+ : 11.3%; 6_2^+ : 12.78%; 2_6^+ : 26.7%) 的能量影响达到 $1-2\text{MeV}$. 由此可见在推广的理论方案中引入十六极对相互作用是重要的也是必要的.

利用上面获得的波函数与跃迁算子分别计算了 $E2$ 约化跃迁几率及 $E4$ 约化跃迁矩阵元. 在表 3 和表 4 中列出了实验值与理论计算结果.

从表中可看出, 计算结果很好地反映了不同态间的跃迁强弱, 与实验结果相比符合较好. 另外, 计算表明, 引进 4^+ 激发元后, 改善了理论 $B(E2)$ 值; 并可对 $E4$ 跃迁性质作出了较好的描述. 说明所获波函数基本描述了核态, 亦可用于如电子-核散射等其它方面的研究.

总体上看, 理论计算与实验值比较结果令人满意, 说明了微观理论方案的成功, 可为

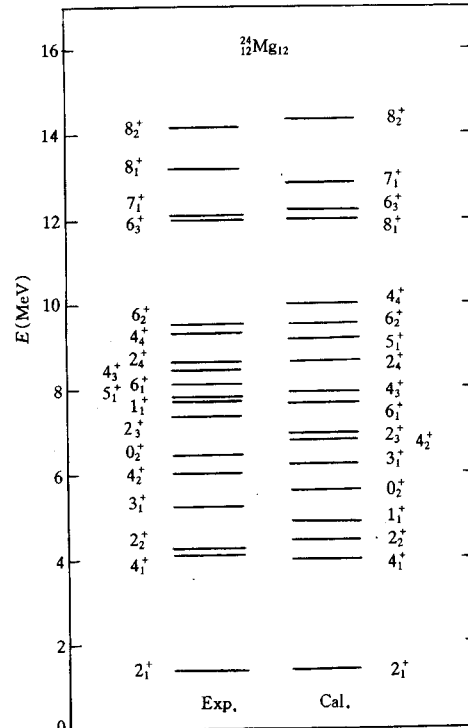


图1 ^{24}Mg 核的理论计算谱与实验谱的比较
(实验值取自文献[6, 9].)

表 3 $E2$ 约化跃迁几率

(单位: W.u.)

初态→末态	实验值	理论值	初态→末态	实验值	理论值
$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	21.0 ± 0.4	21.1	$4_3^+ \rightarrow 2_1^+$	0.5 ± 0.2	0.4
$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	37.8 ± 3.0	28.1	$4_3^+ \rightarrow 4_1^+$	2.2 ± 0.5	0.2
$6_1^+ \rightarrow 4_1^+$	38 ± 13	27.4	$4_3^+ \rightarrow 2_2^+$	0.8 ± 0.2	1.1
$8_1^+ \rightarrow 6_1^+$	30 ± 14	22.1			
			$2_2^+ \rightarrow 0_1^+$	1.6 ± 0.1	0.6
$3_1^+ \rightarrow 2_2^+$	38.0 ± 5.5	15.4	$3_1^+ \rightarrow 2_1^+$	2.3 ± 0.5	0.2
$4_2^+ \rightarrow 2_2^+$	18.7 ± 2.4	12.1	$4_2^+ \rightarrow 2_1^+$	1.0 ± 0.2	0.6
$4_2^+ \rightarrow 3_1^+$	$< 96 \pm 20$	3.4	$4_2^+ \rightarrow 4_1^+$	1.0 ± 1.0	0.9
$5_1^+ \rightarrow 3_1^+$	35.0 ± 4.9	14.9	$5_1^+ \rightarrow 4_1^+$	3.2 ± 0.5	1.3
$5_1^+ \rightarrow 4_2^+$	24 ± 10	7.2	$6_2^+ \rightarrow 4_1^+$	0.6 ± 0.3	0.4
$6_2^+ \rightarrow 4_2^+$	18 ± 8	12.0	$7_1^+ \rightarrow 6_1^+$	< 5	1.0
$7_1^+ \rightarrow 5_1^+$	21 ± 14	14.7	$8_2^+ \rightarrow 6_1^+$	0.8 ± 0.2	0.4
$7_1^+ \rightarrow 6_2^+$	< 40	5.3			
$8_2^+ \rightarrow 6_2^+$	9.1 ± 2.4	10.5	$4_4^+ \rightarrow 4_1^+$	2.4 ± 0.6	1.7
			$6_3^+ \rightarrow 4_1^+$	0.04 ± 0.01	0.2
$0_2^+ \rightarrow 2_1^+$	0.5 ± 0.1	1.1	$6_3^+ \rightarrow 4_2^+$	0.8 ± 0.1	0.3
$0_2^+ \rightarrow 2_2^+$	7.9 ± 1.4	4.2	$6_3^+ \rightarrow 4_3^+$	2.9 ± 0.7	4.4
$2_3^+ \rightarrow 0_1^+$	0.7 ± 0.2	1.1	$2_4^+ \rightarrow 0_2^+$	14.0 ± 4.3	5.5
$2_3^+ \rightarrow 2_1^+$	1.5 ± 0.3	4.4			

实验值取自文献[6, 9]

表 4 $E4$ 约化跃迁矩阵元(单位: $e\text{fm}^4$)

初态→末态	实验值	理论值	初态→末态	实验值	理论值
$4_1^+ \rightarrow 0_1^+$	44.7 ± 3.4	41.0	$4_3^+ \rightarrow 0_1^+$	66.3	26.8
$4_2^+ \rightarrow 0_1^+$	207.1 ± 14.8	192.7	$4_4^+ \rightarrow 0_1^+$	17.3	7.9

实验值取自文献[7, 8]

唯象 sdgIBM 研究工作提供微观解释, 微观上导出的 sdgIBM-2 哈密顿量及电跃迁算子可用于对一些具体核性质的描述, 显然它亦适用于对轻核区核性质的描述. 最后需要指出的是, 对于 ^{24}Mg , 所取的价核子相互作用显得较强, 费米子有效电荷也较大, 反映了价核子对满壳层核芯有很强的极化作用^[10], 通过价核子间相互作用强度与费米子有效电荷的重整化表现出来了.

参 考 文 献

- [1] Yang Z S, Liu Y, Qi H. Nucl. Phys., 1984, A421:297—312
- [2] Devi Y D, Kota V K B, Sheikh J A. Phys. Rev., 1989, C39:2057—2060
- [3] Nesterenko V O, Kukhtina I N et al. J. Phys. G: Nucl. Phys., 1988, 14:725—732
- [4] Kuyucak S, Morrison I, Sebe T. Phys. Rev., 1991, 43:1187—1224
- [5] Usui T. Progr. Theor. Phys., 1960, 23:787—798
- [6] Cseh J, Levai G, Scheid W. Phys. Rev., 1993, C48:1724—1738

- [7] Zarek H et al. Phys. Lett., 1978, **B80**:26—29
[8] Wildenthal B H et al. Phys. Rev., 1985, **C32**:2185—2188
[9] Sakai M. Atomic Data and Nuclear Tables, 1984, **31**:399—432
[10] Heisenberg J, Blok H P. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 1983, **33**:569—609

Microscopic Foundation of sdgIBM-2 and Study of Low-Lying States of ^{24}Mg

Zhang Zhanjun¹ Shi Zhuyi² Liu Yong¹ Sang Jianping³

1(Institute of Particle Physics, Huazhong Normal University, Wuhan 430079)

2(Department of Physics, Guizhou Nationality College, Guiyang 550025)

3(Department of Physics, Wuhan University, Wuhan 430072)

Abstract A microscopic framework of sdIBM-2 is extended to the one of sdgIBM-2. Introducing hexadecupole pairing force, Hamiltonian and $E2$, $E4$ operators of the sdgIBM-2 are deduced microscopically. The nucleus ^{24}Mg in the light-mass region is chosen as the first application of such an extended microscopic approach. Based on strong coupling picture, spectrum, reduced $E2$ transition rates and reduced $E4$ transition matrix elements are calculated. The calculated results fit experimental results quite well.

Key words microscopic approach, hexadecupole pairing force, strong coupling picture