

s' 玻色子与相互作用玻色子模型 中的 $S-D$ 截断

桑建平

(华中师范大学, 粒子物理研究所, 武汉 430070)

摘 要

本文通过引入 s' 玻色子, 扩大集体态子空间, 以考察相互作用玻色子模型——IBM 中的 $S-D$ 截断. s, d 和 s' 玻色子的结构是通过 IBM 的一种微观研究方案确定的. s' 玻色子及含 s' 玻色子体系的计算和分析表明, 它的引入对 2(MeV) 以下激发态的 sd IBM 描述不会有明显的改进, 但有可能拓宽 IBM 的适用范围.

一、引 言

为了描述原子核的低能集体激发, 在 IBM 中假定 $S-D$ 态空间可以近似看作集体态子空间, 并用 s, d 玻色子来描述. 考虑到 $S-D$ 截断是对维数极高的价核子组态空间的一个很强的截断, 本文希望从一个侧面考察截断的合理程度及适用范围. 显然, 对态空间截断作考察的较直接的方法是扩大模型空间, 研究其它元激发模式对集体态可能产生的贡献. 理论分析及某些实验资料与 sd IBM 理论值的偏离^[1]已表明需要 s, d 以外的自由度. 以前的工作较集中于 $J^\pi = 4^+$ 激发元的研究, 肯定了它在许多情况下是重要的^[2], 但也有唯象工作推测, 能量较高的 0^+ 和 2^+ 激发元 s' 和 d' 也有一定的贡献, 引入后可以用于对某些激发态的描述, 但新引入的这些自由度的集体性问题尚未解决^[3].

本文认为, 从微观研究的角度看, $S-D$ 截断是为描述集体态而采用的近似, 在模型空间中只保留了集体性最强的自由度, 略去了其余所有自由度. 若扩大模型空间, 考虑某些仍可能有贡献的自由度, 并把得到的结果与原有结果对比, 可以增进对这一近似的了解, 因此本文借助一种 IBM 微观基础的研究方案^[3]作以上考察. 为使讨论简单, 却仍能达到目的, 暂不讨论 g 玻色子. 此外, 从理论分析及数值计算得知, 对偶偶核正宇称态的描述, 除 s, d 以外最可能有贡献的自由度首先是 s' , 其次是 d' , 故本文将着重讨论 s' , 通过考察影响 s, d 及 s' 微观结构的各种因素、 s' 对振动态的贡献及讨论含 s' 转动带的转动惯量和内禀激发能, 确定在何种情况下 s' 的效应可忽略或者必须加以考虑, 以此对 $S-D$ 截断作检验, 判别它适用的条件.

二、理论方案

2.1 含 s' 的第一类 IBM 哈密顿量的普遍形式

sds' 体系的哈密顿量的普遍形式可以根据粒子数守恒及其它不变性条件写出。为便于讨论,把它分为以下四项:

$$h = h_0 + h'_0 + h_{s's} + h_{\text{coupling}}, \quad (2.1)$$

其中

$$\begin{aligned} h_0 = & \varepsilon_s s^\dagger s + \varepsilon_d \sum_m d_m^\dagger d_m + \frac{1}{2} \sum_l \sqrt{2l+1} C_l [(d^\dagger d^\dagger)_l (\tilde{d}\tilde{d})_l]_0 \\ & + \frac{1}{2} v_1 \{s^\dagger s^\dagger (\tilde{d}\tilde{d})_0 + (d^\dagger d^\dagger)_{0ss}\} + \sqrt{\frac{5}{2}} v_2 \{s^\dagger [d^\dagger (\tilde{d}\tilde{d})_2]_0 + [(d^\dagger d^\dagger)_2 \tilde{d}]_{0s}\} \\ & + \frac{1}{2} v_3 s^\dagger s^\dagger ss + v_4 s^\dagger s \sum_m d_m^\dagger d_m, \end{aligned} \quad (2.2)$$

$$\begin{aligned} h'_0 = & \varepsilon_{s'} s'^\dagger s' + \frac{1}{2} v'_3 s'^\dagger s'^\dagger s' s' + \frac{1}{2} v'_1 \{s'^\dagger s'^\dagger (\tilde{d}\tilde{d})_0 + (d^\dagger d^\dagger)_{0s's'}\} \\ & + \sqrt{\frac{5}{2}} v'_2 \{s'^\dagger [d^\dagger (\tilde{d}\tilde{d})_2]_0 + [(d^\dagger d^\dagger)_2 \tilde{d}]_{0s'}\} + v'_4 s'^\dagger s' \sum_m d_m^\dagger d_m, \end{aligned} \quad (2.3)$$

$$h_{s's} = u_4 s^\dagger s s'^\dagger s', \quad (2.4)$$

$$\begin{aligned} h_{\text{coupling}} = & (u_1 n_s + u_2 n_{s'} + u_3 n_d) (s'^\dagger s + s^\dagger s') \\ & + u_5 [s^\dagger s'^\dagger (\tilde{d}\tilde{d})_0 + (d^\dagger d^\dagger)_{0ss'}] + u_6 [s'^\dagger s'^\dagger ss + s^\dagger s^\dagger s' s'], \end{aligned} \quad (2.5)$$

其中 h_0 描述不含 s' 的组态, h'_0 描述不含 s 只有 s' 和 d 玻色子的组态. h_{coupling} 为两种组态之间的耦合项.

2.2 s' 玻色子的微观结构及含 s' 项相互作用系数的确定

在文献[3]中已详细阐述了以玻色子展开和 MJS 代换为基础的微观理论方案,在此仅对与本文有关的部分作一定的叙述.

设满壳层外只有一类价核子,其壳模型组态为:

$$(i_1, i_2, i_3, \dots)^N, \quad (2.6)$$

体系的哈密顿量写为:

$$H_{\text{f}} = \sum_{\alpha} E_{\alpha} a_{\alpha}^{\dagger} a_{\alpha} + \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} P_{\alpha\beta\gamma\delta} a_{\alpha}^{\dagger} a_{\beta}^{\dagger} a_{\gamma} a_{\delta}, \quad (2.7)$$

其中 E_{α} 为壳模型单粒子能级, $a_{\alpha}^{\dagger}(a_{\alpha})$ 为价核子的产生(湮灭)算符, $\alpha = (im)$, $i = (nlj)$, $P_{\alpha\beta\gamma\delta}$ 为相互作用矩阵元. 价核子之间的有效相互作用取为对力、四极对力和四极力时的具体表达式请参阅[3].

按照 Dyson 玻色子展开,把体系的费米子描述变成理想玻色子 $A_{\alpha\beta}^{\dagger}(A_{\alpha\beta})$ 描述. H_{f} 所对应的玻色子象为 $H_{\text{B}}(H_{\text{B}} = H_{\text{B}}^{(1)} + H_{\text{B}}^{(2)})$ [3]. 当把 IBM 中的玻色子算符表示为理想玻色子算符的线性组合时,则可定义 Q 玻色子,即:

$$Q_{r\pi JM}^\dagger = \sum_{\alpha < \beta} x_{\alpha\beta}^{r\pi J} A_{\alpha\beta}^\dagger, \quad (2.8)$$

其中 πJM 代表玻色子所携带的字称和角动量。具有相同 πJM 的不同玻色子将用 r 加以区别, $r = 0, 1, 2, \dots$ 对应能量从低往高排列。

通过求解下列方程

$$\sum_{i_3 < i_4} H_B^{(1)}(i_1 i_2)(i_3 i_4) x_{(i_3 i_4)}^{r\pi J} = \varepsilon_{r\pi J} x_{(i_1 i_2)}^{r\pi J}, \quad (2.9)$$

可确定 Q 玻色子的结构常数 $x_{(i_1 i_2)}^{r\pi J}$ 及相应的能量 $\varepsilon_{r\pi J}$ 。

考虑到 IBM 中 s, d 玻色子有很强的集体性, 在以前的工作中从 $J^\pi = 0^+$ 及 2^+ 的能量最低解分别定义了 s 和 d 玻色子。作类似的考虑, $J^\pi = 0^+$ 的能量次低解将对应 s' 玻色子。相应的量子数 $r\pi J$ 下面将简写为 $(s) \equiv 0 + 0, (d) \equiv 0 + 2, (s') \equiv 1 + 0$ 。求出 s, d, s' 玻色子的能量 $\varepsilon_s, \varepsilon_d, \varepsilon_{s'}$ 及组合系数 $x_{(i_1 i_2)}^{(s)}, x_{(i_1 i_2)}^{(d)}, x_{(i_1 i_2)}^{(s')}$ 即完全确定了哈密顿量 h 。

h_0 中系数的表达式已在文献[3]中给出, 取同样的相互作用, 本文导出了与 s' 有关的各项系数的表达式。将 h_0 中的 s 的结构常数换为 s' 的结构常数则可得到 h'_0 。对于 $h_{ss'}$ 和 h_{coupling} 的系数, 为了便于书写, 引入如下记号:

$$T'_1 = \sum_{i_1 i_2} (-)^{i_1+1/2} \sqrt{2j_1+1} z_{(i_1 i_2)}^{s's} z_{(i_1 i_2)}^{d'd}, \quad (2.10)$$

$$T'_2 = \sum_{i_1 i_2} q_{i_2 i_1} z_{(i_1 i_2)}^{s'd}, \quad (2.11)$$

$$T'_5 = \sum_{i_1 i_2 i_3 i_4} \sqrt{2j_1+1} \sqrt{2j_3+1} z_{(i_1 i_2)}^{s's} z_{(i_3 i_4)}^{s's}, \quad (2.12)$$

$$T'_5''' = \sum_{i_1 i_2 i_3 i_4} \sqrt{2j_1+1} \sqrt{2j_3+1} z_{(i_1 i_2)}^{s's} z_{(i_3 i_4)}^{s's}, \quad (2.13)$$

$$T'_6 = \sum_{i_1 i_2} (-)^{j_1+i_2} z_{(i_1 i_2)}^{s'd} z_{(i_2 i_1)}^{s'd}, \quad (2.14)$$

$$F'_1 = \sum_{i_1 i_2 i_3 i_4} q_{i_2 i_3} q_{i_4 i_1} (-)^{j_1+i_2} \left\{ \begin{matrix} j_1 & j_2 & 2 \\ j_3 & j_4 & 2 \end{matrix} \right\} z_{(i_2 i_1)}^{s'd} z_{(i_3 i_4)}^{s'd}, \quad (2.15)$$

$$F'_2 = \sum_{i_1 i_2 i_3 i_4} q_{i_2 i_3} q_{i_4 i_1} \left\{ \begin{matrix} j_1 & j_2 & 2 \\ j_3 & j_4 & 2 \end{matrix} \right\} z_{(i_2 i_1)}^{s'd} z_{(i_3 i_4)}^{s'd}, \quad (2.16)$$

$$F'_4 = \sum_{i_1 i_2 i_3 i_4} q_{i_2 i_3} q_{i_1 i_4} z_{(i_1 i_2)}^{s's} z_{(i_3 i_4)}^{s's}, \quad (2.17)$$

$$F'_4''' = \sum_{i_1 i_2 i_3 i_4} q_{i_2 i_3} q_{i_1 i_4} z_{(i_1 i_2)}^{s's} z_{(i_3 i_4)}^{s's}, \quad (2.18)$$

$$F'_5 = \sum_{i_1 i_2 i_3 i_4} q_{i_3 i_2} q_{i_4 i_1} (-)^{j_1+1/2} \frac{1}{\sqrt{2j_1+1}} z_{(i_1 i_2)}^{d'd} z_{(i_3 i_4)}^{s's}, \quad (2.19)$$

其中 $z_{(i_1 i_2)}^{s's} z_{(i_1 i_2)}^{d'd} z_{(i_1 i_2)}^{s'd}$ 的表达式见文献[3]。

$$y_{(i_1 i_2)}^{(s)} = \sqrt{1 + \delta_{i_1 i_2}} x_{(i_1 i_2)}^{(s)} \quad (i_1 \leq i_2) \quad (2.20a)$$

$$y_{(i_1 i_2)}^{(s')} = (-1)^{1+j_1+i_2} x_{(i_2 i_1)}^{(s')} \quad (i_1 > i_2), \quad (2.20b)$$

$$z_{(i_1 i_2)}^{s's} = \frac{1}{2j_1+1} \sum_i y_{i_1}^{(s)} y_{i_2}^{(s)}, \quad (2.21)$$

$$z''_{(i_1 i_2)} = \frac{1}{2j_1 + 1} \sum_i y'_{i_1 i}^{(s)} y'_{i_2 i}^{(s)}, \quad (2.22)$$

$$z'^{sd}_{(i_1 i_2)} = \frac{1}{2j_1 + 1} \sum_i y'_{i_1 i}^{(s)} y'_{i_2 i}^{(d)}, \quad (2.23)$$

于是由本文导出的表达式如下:

$$u_1 = -gT'_5 - \frac{1}{2} \left(G - \frac{1}{2} K \right) F'_4, \quad (2.24)$$

$$u_2 = -gT''_5 - \frac{1}{2} \left(G - \frac{1}{2} K \right) F''_4, \quad (2.25)$$

$$u_3 = 2g(\sqrt{5} T'_1 + T'_6) + G(F'_2 + \sqrt{5} F'_5) - \frac{1}{2} K \left(\frac{1}{5} T_2 T'_2 - F'_1 + \sqrt{5} F'_5 \right), \quad (2.26)$$

$$u_4 = -gT''_5 - \frac{1}{2} \left(G - \frac{1}{2} K \right) F''_4, \quad (2.27)$$

$$u_5 = 5gT'_1 - \frac{1}{2} \sqrt{5} G F'_1 - \frac{1}{4} \sqrt{5} K \left(\frac{1}{5} T_2 T'_2 + F'_2 \right), \quad (2.28)$$

$$u_6 = u_4, \quad (2.29)$$

至此, 本文已给出了在对力, 四极对力及四极力下的 sds'IBM 哈密顿量的所有系数的微观表达式. 只要给定壳模型单粒子能量, 核子相互作用参量 g 、 G' 、 K' 就可以进行具体计算.

三、s' 玻色子的结构及其性质的理论分析

为了讨论价核子相互作用对 s' 玻色子结构的影响以及 s' 对激发态性质的影响, 本节取定以下价核子组态, 用数值计算作理论分析:

$$(d_{5/2} g_{7/2} s_{1/2} d_{3/2} h_{11/2})^{12}. \quad (3.1)$$

单粒子能级能量取为 $E(d_{5/2}) = 4.0\text{MeV}$, $E(g_{7/2}) = 4.9\text{MeV}$, $E(s_{1/2}) = 5.9\text{MeV}$, $E(d_{3/2}) = 6.3\text{MeV}$, $E(h_{11/2}) = 7.3\text{MeV}$. 文献 [4] 中曾用以上数据在单满壳近似下, 取 $g = 0.056\text{MeV}$, $G' = 0.068\text{MeV}$, $K' = 0.02\text{MeV}$ 计算过 ^{110}Cd 的能谱, 并给出了与实验符合较好的结果. 表 1 给出了同样的数据计算的 s' 和 s 的结构常数.

表 1 s(s') 玻色子的结构常数

s' 玻色子					s 玻色子				
$x(d_{5/2})$	$x(g_{7/2})$	$x(s_{1/2})$	$x(d_{3/2})$	$x(h_{11/2})$	$x(d_{5/2})$	$x(g_{7/2})$	$x(s_{1/2})$	$x(d_{3/2})$	$x(h_{11/2})$
0.519	0.825	0.104	0.138	0.137	0.837	0.441	0.153	0.179	0.221

从表 1 看出, 相对于 s 来说, 对应 s' 的耦合核子对主要分布在较高的单粒子能级上, 从单玻色子结合能的计算值上反映出来的情况是 ϵ'_s 较 ϵ_s 高出约 2.6MeV 但是, 如果把表 1 的数据作为核子对的占据数计算出核子对的非扰动能, 则 ϵ'_s 比相应的非扰动能约降低了 0.6MeV 它来源于价核子间存在有效相互作用导致的相干性, 以上数值正是 s' 的结合

能. 以前对 s, d 体系所作的微观研究已表明^[3], s 玻色子具有很强的集体性. 对比两个单粒子激发的能量, 本文认为, s' 玻色子结合能的计算值已标志了 s' 玻色子确实具有一定的集体性. 虽然它的集体性明显地弱于 s 玻色子, 但是本文认为参照唯象工作的经验, 可以试探性地讨论在什么样的能量区, 对哪些态的研究有考虑它的必要.

注意到 $\epsilon_{s'}$ 能量较高, $n_{s'} = 1$ 的子空间是比较重要的, 当限于讨论 $n_{s'} \leq 1$ 的情况时, 态空间是 $n_{s'} = 0$ 及 $n_{s'} = 1$ 标记的两个子空间的直和, 为简单起见, $n_{s'} = 0$ 的基称为正常基矢:

$$|N n_d \nu \alpha LM\rangle \equiv |(sd)^N\rangle, \quad (3.2)$$

$n_{s'} = 1$ 的基矢称为 s' 基, 记为

$$|s'\rangle |N - 1 n_d \nu \alpha LM\rangle \equiv |s'(sd)^{N-1}\rangle, \quad (3.3)$$

哈密顿量(2.1)在 $\Delta n_{s'} = 1$ 基矢间的矩阵元为:

$$\begin{aligned} \langle (sd)^N | h | s'(sd)^{N-1} \rangle &= \sqrt{N - n_d} [u_1(N - n_d) + u_3 n_d] \delta^{n_d n_d'} \delta_{\nu \nu'} \delta_{\alpha \alpha'} \\ &+ \frac{1}{\sqrt{5}} u_5 \sqrt{(N - 1 - n_d)(n_d + 2 - \nu)(n_d + \nu + 5)} \delta^{n_d n_d + 2} \delta_{\nu \nu'} \delta_{\alpha \alpha'} \\ &+ v_2 \sqrt{\frac{5}{2}} \langle N n_d' \nu' \alpha' LM | [(d^\dagger d^\dagger)_2 \tilde{d}]_0 | N - 1 n_d \nu \alpha LM \rangle. \end{aligned} \quad (3.4)$$

在振动核区, 考虑到 $U(5)$ 分量是各个低能激发态波函数的主要分量, 故在 $U(5)$ 极限近似下可以给出一些合理的定性分析结果, 下面将以 O^+ 态为例作讨论. 基态近似地为纯 s 态 $|s^N\rangle$, 正常态空间的 $O_2^+, O_3^+ \dots$ 可以分别近似地用含有 2 个, 3 个, \dots d 玻色子的 $U(5)$ 基描述, 而 $n_{s'} = 1$ 态空间能量最低的 O^+ 态波函数近似为 $|s's^{N-1}\rangle$. 由于其中 $n_d = 0$, (3.4) 式中第三项为零. 态 $|s'(s)^{N-1}\rangle$ 只能通过(3.4)式的第一和第二项分别与 O_1^+ 和 O_2^+ 态混合, 能与 $O_3^+, O_4^+ \dots$ 态混合的是能量更高的 $|s'(sd)^{N-1}\rangle$ 类型的态. 对 ^{110}Cd 计算的结果是, 引入 s' 只使 O_1^+ 和 O_2^+ 的能量分别改变约 0.6% 和 1%, 所以它对实验中所观测到的约 2 MeV 以下的 O_1^+, O_2^+ 和 O_3^+ 的影响可以忽略. 在振动核的情况下, 如果只关心 $N\hbar\omega (N \leq 3)$ 的激发态, 则完全可以不考虑 s' 的影响. 但在 2 MeV 以上能区, s' 的影响看来不能忽略, 例如含 s' 最低 O^+ 态位于正常组态空间中的 O_3^+ 和 O_4^+ 之间, 于是实验观测到的 O_3^+ 后面的下一个集体 O^+ 是正常空间的态还是含 s' 的最低 O^+ 态就是一个有趣的问题, 还需要作仔细的研究.

过去的理论分析表明, 在一定范围内改变价核子有效相互作用参数可以模拟振动到转动的相变^[3]. 为了讨论 s' 对非振动核可能产生的影响, 本文系统考察了不同相互作用

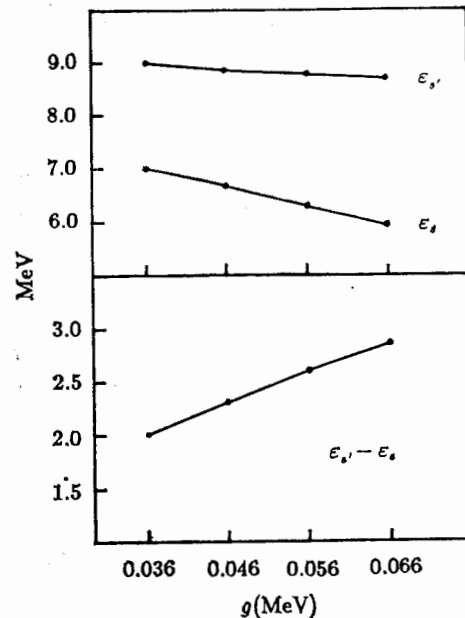


图 1

强度及单粒子能级分布的各种情况。对于 s' 的微观结构影响最大的是配对相互作用, 当 g 改变时, s 和 s' 结构常数的主要特征并不发生大的变化, 但 s 和 s' 玻色子的能量则有较大的改变, 见图 1. $\varepsilon_{s'}$ 和 ε_s 的值反映价核子对的相干性, 因此从它们的大小可以推测 s' 、 s 集体性的强弱。当 g 增大时, $\varepsilon_{s'}$ 和 ε_s 都减小(见图 1), 即集体性都增强。但 ε_s 下降得更快, s 玻色子显示出更强的集体性, 所以当对力减弱相应于核向转动区过渡时, s' 的作用相对说来要增强。此时, 从耦合矩阵元及 s' 空间中 h 对角元的分析也得知, s' 态和正常态的耦合也将有所增强, 只不过以 s' 基矢为主要分量的态一般来说仍然处于 2MeV 以上能区。

四、含单个 s' 玻色子的转动带

上节着重在靠近振动核区作了讨论。本节将在转动核区用推转方法^[6,7]讨论含 s' 的转动带, 原则上可以做包含任意多个 s' 的体系的计算, 但由于 s' 的能量较高, 这里仍然只讨论 $n_{s'} \leq 1$ 的情况。

在内禀基态波函数中可以略去 s' 成分, 故可写为以下一般形式^[6]:

$$|g_N\rangle = (N!)^{-1/2}(b^\dagger)^N|0\rangle, \quad (4.1)$$

其中

$$b^\dagger = c \left(s^\dagger + \sum_{\mu} a_{\mu} d_{\mu}^{\dagger} \right), \quad (4.2)$$

$$c = \left[1 + \sum_{\nu} a_{\nu}^* d_{\nu} \right]^{1/2}. \quad (4.3)$$

考虑由 $b^\dagger \rightarrow s'^{\dagger}$ 激发形成的“ s' 内禀激发态”:

$$s'^{\dagger} |g_{N-1}\rangle = [(N-1)!]^{-1/2} s'^{\dagger} (b^\dagger)^{(N-1)} |0\rangle, \quad (4.4)$$

它的内禀激发能为:

$$\Delta E_{s'g} = \langle g_{N-1} | h_0 | g_{N-1} \rangle + \varepsilon_{s'} + (N-1)[\nu_4' + (u_4 - \nu_4')]c^2 - \langle g_N | h_0 | g_N \rangle, \quad (4.5)$$

用文献[7]中同样方法, 可以得到 $g(s')$ 带转动惯量的一级近似表达式:

$$I_{\rho} = \left[\frac{\partial \langle l_x \rangle_{\rho}}{\partial a_1} \right]_{a^{(0)}}^2 / \left[\frac{\partial^2 \langle h \rangle_{\rho}}{\partial a_1^2} \right]_{a^{(0)}} + O(\omega^2), \quad (\rho = g, s') \quad (4.6)$$

其中

$$\left[\frac{\partial \langle l_x \rangle_g}{\partial a_1} \right]_{a^{(0)}} = 2\sqrt{6} N \frac{\beta}{1 + \beta^2}, \quad (4.7)$$

$$\left[\frac{\partial \langle l_x \rangle_{s'}}{\partial a_1} \right]_{a^{(0)}} = 2\sqrt{6} (N-1) \frac{\beta}{1 + \beta^2}, \quad (4.8)$$

$$\left[\frac{\partial^2 \langle h \rangle_g}{\partial a_1^2} \right]_{a^{(0)}} = \left[\frac{\partial^2 \langle g_N | h_0 | g_N \rangle}{\partial a_1^2} \right]_{a^{(0)}}, \quad (4.9)$$

$$\left[\frac{\partial^2 \langle h \rangle_{s'}}{\partial a_1^2} \right]_{a^{(0)}} = \left[\frac{\partial^2 \langle g_{N-1} | h_0 | g_{N-1} \rangle}{\partial a_1^2} \right]_{a^{(0)}} - 4(N-1)(u_4 - \nu_4') \frac{1}{(1 + \beta^2)^2}, \quad (4.10)$$

类似于[6]中对 β 和 γ 带的讨论, $(N-1)$ 体系与 N 体系的转动惯量的主导项是相

同的,那么(4.10)式中增加的第二项使 s' 带与 g 带相比,转动惯量可以有一定的变化。变化的方向和大小依赖于 $u_4 - v'_4$ 的符号和大小,即只与 h 中的以下两项有关:

$$u_4 s^\dagger s s'^\dagger s', \quad v'_4 s'^\dagger s' \sum_m d_m^\dagger d_m, \quad (4.11)$$

因为恒有 $I'_4 > 0$, 当 $u_4 - v'_4 > 0$ 时,(4.10)式第二项使转动惯量升高。 $u_4 - v'_4 < 0$ 时相反。 $u_4 - v'_4$ 取大于 0 的值有几种可能的情况:

- 1) $u_4 > v'_4$, 且 $u_4 > 0, v'_4 > 0$;
- 2) $u_4 > 0, v'_4 < 0$, 则 $u_4 - v'_4 = u_4 + |v'_4|$;
- 3) $u_4 < 0, v'_4 < 0$, 则 $|v'_4| > |u_4|$ 。

如果(4.11)的两个相互作用项均使体系获得能量收益,则只能取上述第三种情况。

取文献[4]中转动谱模型计算的数据,计算结果以图 2 给出。对基带而言,推转计算与精确计算的结果符合得很好。转动惯量的计算值是 $I_g = 9.7 \text{ MeV}^{-1}$, 表明推转计算方法是很好的近似。对于 s' 带,微观算出的 h 中的系数 $u_4 = -0.108 \times 10^{-1} \text{ MeV}$, $v'_4 = -0.75 \times 10^{-1} \text{ MeV}$, 正属于上面理论分析的第三种情况。转动惯量的计算值 $I'_4 = 10.1 \text{ MeV}^{-1}$, 比基带的转动惯量略大,但仍远小于由两个准粒子顺排形成转动带的转动惯量。本文认为,这种差别再一次表明了 s' 形成的内禀激发模式仍有不可忽视的集体性,因此,在对应的能量区,它仍适合用来讨论核的集体激发态的性质,而这个区域将比由 s - d 空间合理描述的能区略高。

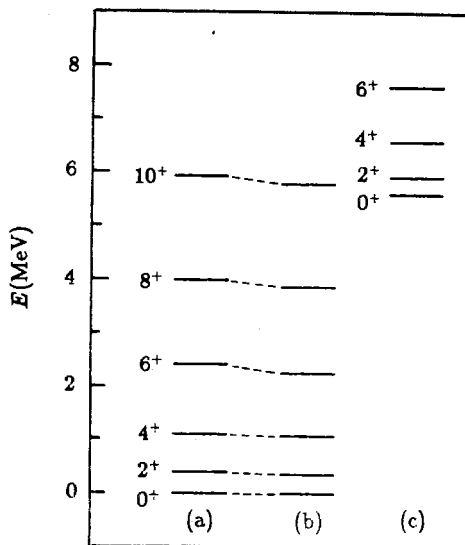


图 2

(a) 对角化计算, (b) 推转计算,
(c) 推转计算的 s' 带

五、小 结

为了通过 S - D 空间以外自由度的讨论考察 S - D 截断,本文着重讨论了 s' 玻色子,给出了 sds' IBM 哈密顿量的普遍形式,用文献[3]提出的微观方案导出了哈密顿量全部系数的微观表达式,理论分析和计算表明,若不讨论 $J^\pi = 4^+$ 的激发形式,则对于能量很低 ($\leq 2 \text{ MeV}$) 的激发态,无论是振动核还是转动核, S - D 截断都是足够好的近似。但是,通过对 s' 玻色子微观结构及含 s' 基矢与正常态基矢耦合矩阵元的讨论,也看到 s' 玻色子仍具有不可忽略的集体性,注意到存在耦合可能引起跃迁性质的明显改变,因此在讨论较高能区的集体激发态时,特别是低角动量态时,它的效应看来应当加以考虑。本文认为,如果把 IBM 的 s - d 态空间扩大,包含例如 s' 、 d' 等自由度在内,有可能扩大模型的适用范围。通过实际核的研究检验这一观点的工作正在进行中。

作者对刘庸教授的帮助表示感谢。

参 考 文 献

- [1] A. Bohr and B. R. Mottelson, *Physica Scripta*, **22**(1980), 468; W. Pannerl, P. Ring and Y. K. Gaubler, *Nucl. Phys.*, **A443** (1985), 189; R. F. Casten et al, *Phys. Rev.*, **C36** (1987), 1
- [2] P. Van Isacker, et al., *Nucl. Phys.*, **A380** (1982), 383.
- [3] Yang Zesen, Liu Yong and Qi Hui, *Nucl. Phys.*, **A421** (1984), 297; 杨泽森, 刘庸等, 高能物理与核物理, **6** (1982), 472; 杨泽森, 高能物理与核物理, **9** (1985), 341.
- [4] 刘庸, 田晓岑, 杨泽森, 高能物理与核物理, **6** (1983), 480.
- [5] 刘庸, 博士论文, 北京大学, (1984).
- [6] H. Schaaser and D. M. Brink, *Nucl. Phys.*, **A 452** (1986), 1,
- [7] 刘庸, 桑建平, 高能物理与核物理, **12** (1988), 644; 刘庸, 桑建平, 高能物理与核物理, **13** (1989), 346.

s' Boson and the S-D Truncation in the IBM

SANG JIANPING

(Institute of Particle Physics, Hua-Zhong Normal University, Wuhan, 430070)

ABSTRACT

In order to investigate the $S-D$ truncation in the interacting boson model, s' -boson is considered to enlarge the collective subspace. The structures of the s , d and s' -bosons are determined in terms of one of the microscopic IBM approaches. The calculation and discussion of the s' -boson and the system including one s' -boson show that, although the s' -boson has little contribution to the excited states below 2 MeV which are already well described by the sd IBM, it is expected that the introducing of the s' -boson may extend the applicability of the model to a number of states above 2 MeV.