

# 相互作用玻色子之间的有效作用

周孝谦

(江苏师范学院)

## 摘 要

在最初的相互作用玻色子模型 (IBM) 中, 假定只存在和两个质子相应的以及和两个中子相应的玻色子。后来 Elliott 在此以外, 还讨论了和 p-n 相应的玻色子, 并引进了玻色子的同位旋。上述三类玻色子, 成为一个同位旋三重态。他认为原子核作为玻色子的系统时的有效哈密顿量是同位旋  $SU(2)$  不变的。本文认为有关哈密顿量除有上述对称性的相互作用部分以外, 还有不具备这种对称性的相互作用部分。根据原子核的低激发能谱实验和理论比较, 纯用 p-p 玻色子和 n-n 玻色子的 IBM 是成功的, 从这一点来探索上述两种相互作用的形状以及数量的关系。并指出原来的 IBM 和 Elliott 理论都是本文所讨论的结果的极限情形。如果 IBM 也能够应用于奇奇核, 则在所确定的相互作用的特征的基础上能够预言角动量  $J$  为 1, 2, 3, …… 的次序的能谱, 实验中确实发现有一些奇奇核的能谱有这样的特征。

## 一、引 言

许多工作揭示了相互作用玻色子原子核模型 (IBM) 适用于解释某些偶偶核的态和能谱<sup>[1,2]</sup>。原来 Arima 和 Iachello 的工作 (IBM1) 中没有考虑满壳外质子 p 和中子 n 的差别, 但从以下两方面来看这个差别是应该计及的。

(1) 相互作用中的玻色子和核子对相应, 是壳外核子对的模拟。由于 p 和 n 的差别, 对应的  $p^2$ -玻色子和  $n^2$ -玻色子也会有差别, 这个差别在后来的方案中 (IBM2)<sup>[3]</sup> 已被考虑进去了。

(2) 一对 p 和 n 是否也有相应的玻色子 (以后称为 p-n 玻色子)? 从核力的电荷对称性来看, 似乎不应该排除这种可能性<sup>[4]</sup>。

但从目前 IBM 理论和实验的比较来看, 至少在偶偶核的情形不牵涉 p-n 玻色子。作者认为原则上不能排除 p-n 玻色子, 但核子集体形成  $n^2$ -玻色子和  $p^2$ -玻色子的趋势和形成 p-n 玻色子的趋势之间是有竞争的, 在偶偶核的情形是前者占优势, 这和原来的 IBM 的成功相符。以这个事实为根据, 我们得出相互作用玻色子之间的有效作用力的特性。但在奇奇核的情形, 如果 IBM 也成立的话, 那么至少会有一个和 p-n 对相应的 p-n 玻色

子. IBM 应用于奇奇核将出现特征的能谱.

## 二、同位旋的引入

为了区别  $p^2$ -玻色子和  $n^2$ -玻色子, Avina 和 Iachello 等引进了  $F$ -旋<sup>[5]</sup>.  $F = \frac{1}{2}$  和  $-\frac{1}{2}$  分别表征  $p^2$ -玻色子和  $n^2$ -玻色子. 但  $F$ -旋因找不到适当的物理涵义而成为一种纯粹的形式. 如果同时考虑  $p^2$ -玻色子,  $n^2$ -玻色子和  $p$ - $n$  玻色子那末就可以同位旋  $T$  来代替  $F$ -旋<sup>[4,5]</sup>. 认为相互作用玻色子除空间——自旋自由度之外还有同位旋自由度. 同位旋  $T = 1$ , 第三分量  $T_3 = 1, 0, -1$  分别和  $p^2$ -玻色子,  $p$ - $n$  玻色子以及  $n^2$ -玻色子相应. 对于  $A < 45$  的核来说  $T$  是好的量子数. 在较重的核的情形,  $p$  壳层和  $n$  壳层相隔得相当远,  $n$  和  $p$  的个数相差得相当大,  $T_3$  和  $T$  将是大的数, 并且有  $T = T_3$ <sup>[6,7]</sup>,  $T$  和  $T_3$  都仍旧可以用来表征核的态. 玻色子系统的哈密顿量  $H$  没有对于整个同位旋  $SU(2)$  的对称性, 但仍有对于其子代数, 由单个算符  $\tau_3$  构成的  $SU(1)$  对称性. 质子和中子的  $\tau_3$  的本征值是确定的, 因而整个核的  $T_3 = \frac{1}{2}$  (质子数 - 中子数) 也是确定的.

如果认为玻色子的空间——自旋部分仍为  $s$  态和  $d$  态两种, 则考虑同位旋自由度之后, 这样的玻色子态, 将为

$$\phi_{L,M,r} = 1, m_r \quad L = 0, 2 \quad M_r = \pm 1; 0 \quad M = 0; \pm 2, \pm 1, 0.$$

一共为 18 个分量, 它们形成  $U(6) \otimes U(3)$  的荷载矢空间. 若偶偶核在满壳外有  $n_p$  个质子和  $n_n$  个中子, 以偶数  $2n = n_p + n_n$  表示价核子数, 则在 IBM 理论中, 这个核的态将为  $n$  个玻色子系统的态所模拟. 由于玻色子的统计特征, 这个态应该是  $n$  个玻色子系统的完全对称态.

$$\Psi[f]_{\alpha L M_L M_3} = \sum_r \phi\{[f]_{\alpha L M_L r}\} \phi\{[f]_{\beta T M_T r}\} \quad (1)$$

$\psi$  和  $\phi$  分别是玻色子系统的空间——自旋部分和同位旋部分.  $[f] = [f_1 f_2 \cdots f_n]$  的配分数的集合, 它和一个杨图相应.  $r$  是 Yamanouchi 数,  $\alpha$  为由  $U(6)$  约化到  $U(3)$  所引入的量子数组, 其中包含表征  $U(3)$  的不可约表示的  $(\lambda, \mu)$  以及区别在约化过程中  $U(3)$  重复出现的附加量子数. 显然在引进了同位旋自由度以后, 态的空间——自旋部份不象原有的 IBM 理论那样限制在完全对称表示(和只有一行的杨图相应)了. 由于  $U(3)$  的杨图最多只有三行, 因而  $[f]$  最多只包含三个数, 和有三行的杨图相应. 如果讨论只限于仅包含二行的杨图, 此时  $U(3)$  的不可约表示和  $SU(3)$  的不可约表示相同. 在将  $SU(3)$  的不可约表示  $(\lambda, \mu)$  按子群键  $SU(3) \supset O(3)$  来约化时, 可能出现的角动量  $L$  是<sup>[7]</sup>

$$L = k(k+1), (k+2)\cdots, (k + \max\{\alpha, \mu\}) \quad (2)$$

$$k = \text{整数} = \min\{\lambda, \mu\} \min\{\lambda, \mu\} - 2, \cdots, 1 \text{ 或 } 0$$

但当  $k = 0$  时,  $L = \max\{\lambda, \mu\} \max\{\lambda, \mu\} - 2, \cdots, 1$  或  $0$ .

$\max\{\lambda, \mu\}$  表示  $\lambda$  和  $\mu$  两数中较大者.  $\min\{\lambda, \mu\}$  表示  $\lambda$  和  $\mu$  两数中之较小者.

### 三、有效相互作用

原来的 IBM 理论的相互作用不考虑空间——自旋以外的自由度, Elliott 的工作在相互作用的表达式中考虑了同位旋的自由度<sup>[4]</sup>,并假设这个相互作用是同位旋不变的.但作者认为由于质子和中子质量和电荷差等都导致相互作用不变性的破坏,所以应该在相互作用中引入与同位旋算符有关的项而不假设同位旋不变性.相互作用玻色子系统的态(1)和确定的  $[f]$  相应.  $[f]$  同时表征置换群的不可约表示和  $U(6)$ ,  $U(3)$  群的不可约表示.下面是玻色子两体有效作用的式子(如此选择有效相互作用的讨论见下).式中的参量应由实验来确定

$$\text{两体作用} = \sum_{i>j} V_{ij} + \sum_{i>j} (1 - \tau_3^2(i)) U_{ij}, \quad (3)$$

(3)式中的  $V_{ij}$  是同位旋不变的部分,和 Elliott<sup>[4]</sup>的相互作用相当,  $U_{ij}$  是破坏同位旋不变部分.由相互作用的形式来看它的特点是在两个相互作用之中的玻色子没有一个是 p-n 型的情形,  $(1 - \tau_3^2(i))=0$ , 在其中至少有一个是 p-n 型的情形  $(1 - \tau_3^2(i)) = 1$ , 所以表示在一对  $n^2$  玻色子之间或一对  $p^2$  玻色子之间以及  $n^2$  和  $p^2$  玻色子之间的相互作用没有区别, 都只有  $V_{ij}$  力. 但在 p-n 玻色子和  $n^2$  或  $p^2$  玻色子之间或一对 p-n 玻色子之间都同时有  $V_{ij}$  力和  $U_{ij}$  力. 在  $A < 45$  的核的情形, 由于 p 和 n 所占的壳层的组态相同或相近, 所以 p-p 之间、n-n 之间和 p-n 之间的相互作用强度接近. 这时  $T$  可能是一个好的量子数, 并且反映上述  $p^2$ ,  $n^2$ , p-n 玻色子之间的差别的  $U_{ij}$  作用极小, 可以忽略, 这样单留下  $V_{ij}$ , 我们的理论趋于 Elliott 的结果<sup>[4]</sup>. 但在中重核或重核的情形, p 和 n 的组态相差很远, 这时三种玻色子的差别就很大. (3)式中的  $V_{ij}$  和  $U_{ij}$  都将出现, 引入(3)那样形状的有效相互作用的根据是关于核的稳定性的实验数据的统计指出偶偶核、奇核和奇奇核的结合能公式确实应该包含一个照顾到上述奇偶不同的特征的修正项. 同位旋的引进和有效相互作用的特殊的形式的引进将对能谱发生下列影响:

1. 玻色子系统的波函数的对称性的方式增多了, 和不同的对称性相应的能谱也不同.
2. 由于所引进的有效相互作用的形状,  $p^2$ ,  $n^2$  玻色子没有区别而它们和 p-n 玻色子则有明显的区别.
3. 同位旋主要是通过通过对称性来影响能谱.

以上特点将在多玻色子系统的能谱中反映出来. 在以下的讨论中我们将不采取二次量子化的形式. 先引进几个符号, 用  $D$  和  $E$  分别表示和  $V_{ij}$  相应的直接积分和交换积分.

$$\int \phi_{a_i}^*(r_i) \phi_{a_j}^*(r_j) \phi_{a_i}(r_i) \phi_{a_j}(r_j) d^3 r_i d^3 r_j = D_{ij} \quad (4)$$

$$\int \phi_{a_i}^*(r_i) \phi_{a_j}^*(r_j) V_{ij} \phi_{a_i}(r_i) \phi_{a_j}(r_j) d^3 r_i d^3 r_j = E_{ij} \quad (5)$$

用  $P$  和  $Q$  分别表示和  $U_{ij}$  相应的直接积分和交换积分.

$$\int \phi_{a_i}^*(r_i) \phi_{a_j}^*(r_j) U_{ij} \phi_{a_i}(r_i) \phi_{a_j}(r_j) d^3 r_i d^3 r_j = P_{ij} \quad (6)$$

$$\int \phi_{a_i}^*(r_i) \phi_{a_j}^*(r_j) U_{ij} \phi_{a_j}(r_j) \phi_{a_i}(r_i) d^3 r_i d^3 r_j = Q_{ij} \quad (7)$$

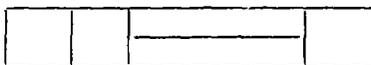
#### 四、和各种对称性相应的能级的估计

现在对玻色子系统的不同对称的能级的高低进行比较。同位旋部分只是影响态的对称性,对称性确定了,决定能量的只是波函数的空间——自旋部分。以下是和各种对称性相应的情况的能量计算。我们选用一个方案(Schematic)的模型(Slater行列式方法的推广)来进行估算,暂时不考虑角动量的耦合。玻色子的情形和费米子的情形不同,可以有多个粒子处在同一个态中。设出发的那个  $n$  粒子波函数是

$$\psi_{a_1}(r_1)\psi_{a_2}(r_2)\cdots\psi_{a_m}(r_m)\psi_{a_{m+1}}(r_{m+1})\cdots\psi_{a_n}(r_n) \quad (8)$$

式中组态  $a_1 = a_2 = \cdots = a_m$  而  $a_{m+1}, a_{m+2}, \cdots, a_n$  各不相同并且和  $a_1$  也不相同。前面  $m$  个相同的态称为(A)类,后面这  $n-m$  个态称为B类。

(I) 全对称态全部是  $n^2$  玻色子或  $p^2$  玻色子



在这种情形,因没有  $p$ - $n$  玻色子所以(3)式中破坏同位旋守恒的  $U_{ij}$  无贡献。能量为

$$\begin{aligned} E_1 &= \frac{m!}{n!} \sum_{i>j} \sum_p \sum_{\pi} \int \phi_{p_{a_1}}^*(1)\phi_{p_{a_2}}^*(2)\cdots\phi_{p_{a_n}}^*(n)V_{ij}\phi_{\pi_{a_1}}(1)\phi_{\pi_{a_2}}(2)\cdots\phi_{\pi_{a_n}}(n) \\ &= \frac{m!}{n!} \sum_{i>j} \sum_p \sum_{\pi} \delta_{p_{a_1}\pi_{a_1}}\delta_{p_{a_2}\pi_{a_2}}\cdots \int \phi_{p_{a_i}}^*(i)\phi_{p_{a_j}}^*(j)V_{ij}\phi_{\pi_{a_i}}(i)\phi_{\pi_{a_j}}(j) \end{aligned} \quad (9)$$

式中  $\int$  表示  $n$  重积分以及对旋量标码的求和。 $p_{a_i}$  和  $\pi_{a_i}$  表示  $a_1, a_2, \cdots, a_n$  的置换。

(8)式中的项可以分成三类:

(1) 在  $p_{a_i}, p_{a_j}$  中没有属于(A)类的,这类项共有

$$\underbrace{\frac{(n-2)!}{m!}}_{\text{其它 } a_q \text{ 的选法}} \times \underbrace{(n-m)(n-m-1)}_{p_{a_i}, p_{a_j} \text{ 的选法}$$

(2) 在  $p_{a_i}, p_{a_j}$  中有一属于(A)类的,这类项共有

$$\frac{(n-2)!}{(m-1)!} \times 2(n-m)$$

(3)  $p_{a_i}, p_{a_j}$  皆属于(A)类,这类项共有

$$\frac{(n-2)!}{(m-2)!}$$

上述三种类型的项的总数为

$$\begin{aligned} &\frac{(n-2)!}{m!} (n-m)(n-m-1) + \frac{(n-2)!}{(m-1)!} \cdot 2(n-m) \\ &+ \frac{(n-2)!}{(m-2)!} = \frac{n!}{m!} \end{aligned}$$

这个数和波函数的归一化系数  $\sqrt{\frac{m!}{n!}}$  的倒数的平方相等,这一点验证关于各种类型的项的数目的统计是正确的,为了作出一个粗略的估计,我们假设各种积分(4),(5),(6),(7)和  $D, E, P, Q$  分别相等。这样在只包含  $n^2$ -玻色子和  $p^2$ -玻色子的全对称态中的能量(9)将

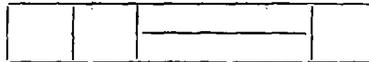
简化成

$$E_1 = \frac{m!}{n!} \cdot \frac{n!}{m!} \sum_{i>j} (D + E) = \sum_{i>j} (D + E) = \frac{1}{2} n(n-1)(D + E) \quad (9.1)$$

这个结果与  $m$  无关, 只是粒子总数  $n$  的函数。

在上面的方案式的简化的讨论中, 可以看出由于归一化系数的平方和项的总数恒能恰好消去, 所以不论  $n$  个粒子所占的态是完全相异或者是并不完全相异, 计算能量的结果将是相同的。我们也可以这样理解, 先设所有态  $a_q$  皆不相同, 按此计算能量, 直到最后再按照态的实际情况将那些相同的单玻色子组态作为相等(称为同化)就得到和实际情况相应的结果。先同化后计算能量就会引起过多的项出现。但先计算能量, 后同化就不会出现这种错误。

(II) 完全对称但有  $n-1$  个  $n^2$  玻色子或  $p^2$  玻色子及一个  $p-n$  玻色子

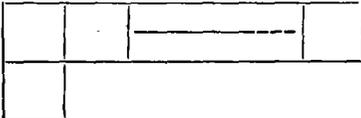


这时相互作用(3)中与同位旋无关的部分  $V_{ij}$  给出与情形(I)中相同, 并且  $U_{ij}$  的贡献也不等于零, 这是由于那一个  $p-n$  玻色子所引起的。和这部分有关的能量等于

$$\sum_{i=1}^{n-1} (P + Q) = (n-1)(P + Q) \quad (10)$$

总的能量是

$$E_{II} = \frac{1}{2} n(n-1)(D + E) + (n-1)(P + Q) \quad (11)$$

(III) 对称性为 , 全部为  $n^2$ -玻色子或  $p^2$ -玻色子。以

下是按本情形的杨图所作出的粒子配对的对称性的统计

$$\frac{1}{2} (n-2)(n-3) \text{ 个对称的对}$$

1 个反对称的对

$2(n-2)$  个无对称性的对

共有

$$\frac{1}{2} (n-2)(n-3) + 2(n-2) + 1 = \frac{1}{2} n(n-1)$$

这个数目等于从  $n$  个粒子中取出二个粒子的不同方式的数目相同, 这一点验证了, 我们关于粒子对耦的对称性的统计是正确的。采用同化的过程就可以避免考虑组态  $a_q$  集合中的重复而认为所有  $a_q$  都是相异的。由于本情形没有  $p-n$  玻色子, 所以  $U_{ij}$  部分没有贡献, 有关的能量是

$$E_{III} = \frac{1}{2} n(n-1)D + \frac{1}{2} (n-1)(n-4)E \quad (12)$$

(IV) 对称性为 

p-n		-----	
p <sup>2</sup>			

, 有 n-1 个 p<sup>2</sup> 或 n<sup>2</sup> 玻色子及 1

个 p-n 玻色子。设 p-n 玻色子出现在波函数的反对称那部分因子中, p-n 玻色子的次序数和杨图左上角的方框中的数字相应, 这样和不同的 Yamanouchi 数相应的情形的结果相同。以下是有关各种对称性的两粒子对数的统计。

- $\frac{1}{2}(n-2)(n-3)$  个对称的对 (仅与 p<sup>2</sup> 或 n<sup>2</sup> 玻色子有关)
  - 1 个反对称的对 (与 p-n 玻色子有关)
  - n-2 个无对称性的对 (仅与 p<sup>2</sup> 或 n<sup>2</sup> 玻色子有关)
  - n-2 个无对称性的对 (与 p-n 玻色子有关) 由此算出的能量
- $$E_{IV} = \frac{1}{2}n(n-1)D + \frac{1}{2}(n-1)(n-4)E + (n-1)P - Q \quad (13)$$

(V) 对称性 

p <sup>2</sup>	p-n	-----	
n <sup>2</sup>			

 有 (n-1) 个 p<sup>2</sup> 或 n<sup>2</sup> 玻色子及一个

p-n 玻色子, p-n 玻色子处于波函数的对称因子部分, 和这种情形相应的能量是

$$E_V = \frac{1}{2}n(n-1)D + \frac{1}{2}(n-1)(n-4)E + (n-1)P + (n-2)Q$$

(在对 Yamanouchi 数 r 进行求和时, 只有一个情形, p-n 属于反对称部分, 这是少数, 当 n 相当大时, 可以忽略不计)。

(VI) 全对称 有 n-2 个 p<sup>2</sup> 或 n<sup>2</sup> 玻色子及 2 个 p-n 玻色子, 相应的能量是

$$E_{VI} = \frac{1}{2}n(n-1)(D+E) + (2n-3)(P+Q)$$

(VII) 具有和配分 [N-2, 1, 1] 相应的对称性的态, 有 n-2 个 p<sup>2</sup> 或 n<sup>2</sup> 玻色子,

一个 p-n 玻色子 

p-n		-----	
n <sup>2</sup>			
p <sup>2</sup>			

 p-n 玻色子必须在反对称的因子之中,

通过关于对称性, 反对称性的统计, 可以算出具有这种对称性的态的能量是

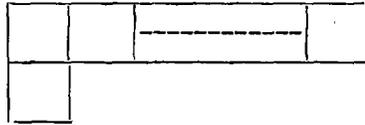
$$E_{VII} = \frac{1}{2}n(n-1)D + \frac{1}{2}(n-1)(n-6)E + (n-1)P - 2Q$$

### 五、和各种对称情形相应的能量的比较

(1) 偶偶核, 全部是 p<sup>2</sup> 或 n<sup>2</sup> 玻色子的情形, 和对称性

		-----	
--	--	-------	--

以及对称性



相应的能量的比较。从(9)和(12)可得

$$E_I - E_{III} = \frac{1}{2}(n-1)(n-4)E \quad (14)$$

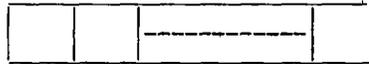
IBM 的成功,指出  $E$  必须为负值。这样偶偶核的态才能是完全对称的。

(2) 偶偶核中不存在  $p-n$  玻色子,关于这一点可以从  $E_I$  和  $E_{VI}$  的比较看出

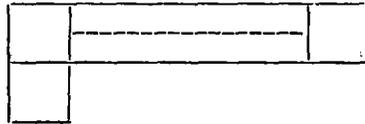
$$E_I - E_{VI} = -(2n-3)(P+Q) \quad (15)$$

当  $P+Q$  是正值时,在  $n \geq 2$  的情形不可能出现  $p-n$  玻色子。

(3) 奇奇核的情形: 如果相互作用玻色子模型也能够适用于奇奇核,那末至少有一个  $p-n$  对。在这种情形



和



这两种对称性都有可能,这要看  $E_{II}$  和  $E_{IV}$  的比较,从(11)和(13)可得,

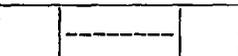
$$E_{II} - E_{IV} = 2(n-1)E + nQ \quad (16)$$

(16)中右第一项是负的,第二项是正的,如果

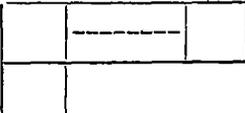
$$Q > \frac{2(n-1)}{n} |E| \quad (17)$$

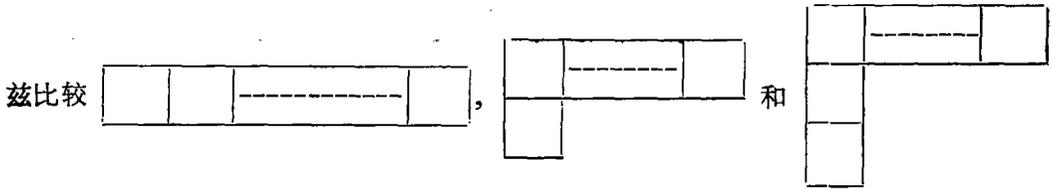
则和  相应的能量较低,如果

$$Q < \frac{2(n-1)}{n} |E| \quad (18)$$

则和  相应的能量较低。另一方面从能量来看情形 V 是很不利的,所以和 V 相应的态不能出现。

随着核子数  $A$  的增大,同位旋守恒破坏得越来越显著,即  $Q$  和  $|E|$  的比值越来越大,

所以条件(17)是有可能满足的,这时就可能出现对称性  的态。



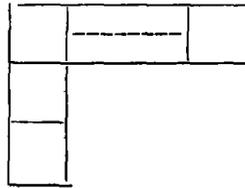
三种情形的能量的大小

$$E_{II} - E_{VII} = 3(n - 1)E + (n + 1)Q$$

若  $E_{VII}$  低于  $E_{II}$ , 必须有

$$Q > \frac{3(n - 1)}{n + 1} |E|$$

所以除非  $Q$  为  $|E|$  的 3 倍左右, 和



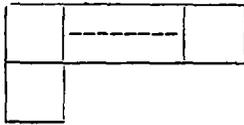
相应对称态不能出现。又从

$$E_{IV} - E_{VII} = (n - 1)E + Q$$

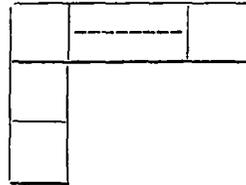
一般情形

$$(n - 1)|E| > Q$$

所以



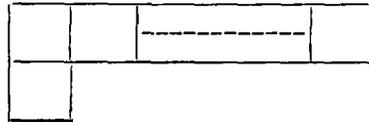
对称性也远较



对称性容易出现。

### 六、奇奇核的可能的转动带

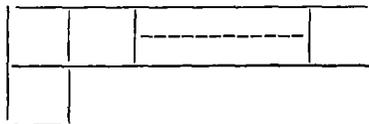
根据上节, 如果 IBM 也适用于奇奇核, 则完全对称性的态之外还可能有和



相应的对称性的态。现在对转动带的能谱形状进行讨论, 关于

$$U(6) \supset U(3) \supset O(3) \supset O(2)$$

的约化过程的详细讨论已见于<sup>[2]</sup>。关于完全对称性的态的讨论是众所周知的, 现在着重讨论配分为  $[f] = [f - 1, 1]$  即杨图为



的情形。下页表是从  $U(6)$  到  $U(3)$  的约化分支律的一些例子,

表 1

粒子数	$U(6)$ $[f_1 f_2 \dots f_n]$	$SU(3)$ $(\lambda, \mu)$
1	[1]	(2, 0)
2	[2]	(40), (02)
	[11]	(21)
3	[3]	(60), (22), (00)
	[21]	(41), (22), (11)
	[111]	(30), (03)
4	[4]	(80), (42), (04), (20)
	[31]	(61), (42), (23), (31), (12), (20)
	[22]	(42), (04), (20), (31)
	[211]	(50), (13), (23), (12), (01)
	[1111]	(12)
5	[5]	(10, 0), (62), (2, 4), (4, 0), (0, 2)
	[4, 1]	(8, 1), (6, 2), (43), (5, 1), (3, 2), (4, 0), (2, 4), (1, 3), (0, 2), (21)
6	[6]	(12, 0), (8, 2), (44), (0, 6), (6, 0), (2, 2), (0, 0)
	[5, 1]	(10, 1), (8, 2), (6, 3), (7, 1), (5, 2), (6, 0), (4, 4), (2, 5), (3, 3), (5, 4), (4, 2), (4, 1), (4, 2), (1, 1)

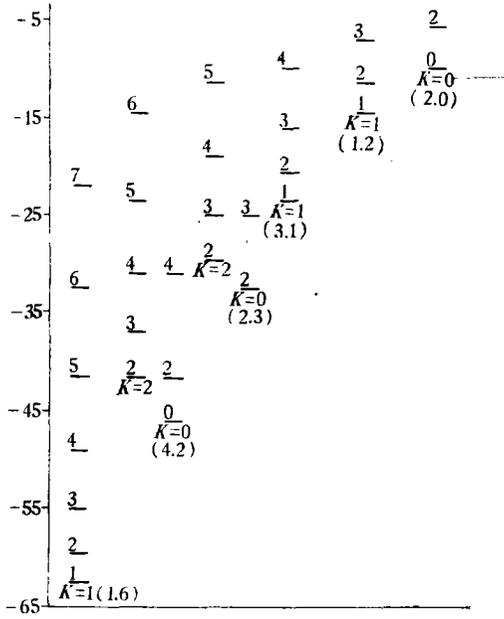


图 1 和  $[f] = [3, 1]$  相应的转动带  
圆括号内是  $(\lambda, \mu)$ . 上图是和配分  $[N - 1, 1]$  相应的  
典型能谱. 纵轴是  $[(3/4)L(L + 1) - C(\lambda, \mu)]$

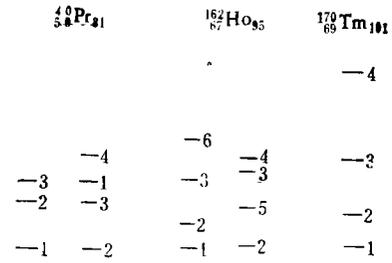


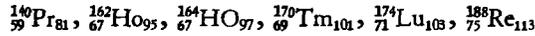
图 2 一些奇奇核的最低能级(纵轴尺度任意)

从  $U(3)$  到  $O(3)$  的分支律早由 Elliott 得到<sup>[6]</sup>, 见式(2), 转动带的能谱公式是<sup>[2]</sup>

$$E([N-1, 1], (\lambda, \mu), \text{KLM}) = K \left[ \frac{3}{4} L(L+1) - C(\lambda, \mu) \right] \quad (19)$$

$$C(\lambda, \mu) = \lambda^2 + \mu^2 + \lambda\mu + 3(\lambda + \mu) \quad (20)$$

和偶偶核相比, 奇奇核的能谱的数据远为不足, 尤其是较高的能级测定得更少, 而且角动量和宇称也不够确定。在转动区内有一些奇奇核的最低一些能级的角动量是按  $L = 1, 2, 3$  的次序的, 例如



除  ${}^{170}\text{Tm}$  以外, 这些核的实验能级间距和转动谱的特征还有较大的偏离。可能考虑  $p^2$  玻色子和  $n^2$  玻色子的差别会改进理论和实验的符合。但用壳模型的理论几乎不可能出现实验能级的角动量<sup>[8,9]</sup>。

### 参 考 文 献

- [1] A. Arima and F. Iachello, *Ann. Phys.* (N. Y.), **99** (1976), 259.
- [2] A. Arima and F. Iachello, *Ann. Phys.* (N. Y.), **111** (1978), 201.
- [3] T. Otsuka, A. Arima, F. Iachello and I. Talmi, *Phys. Lett.*, **788**(1978), 139.
- [4] J. P. Elliott and A. P. White, *Phys. Lett.*, **97B** (1980), 169.
- [5] A. Arima, T. Otsuka, F. Iachello and I. Talmi *Phys. Lett.*, **66B** (1977), 205.
- [6] H. Feshbach, A. de Shalit, *Theoretical Nuclear Physics*, Vol. I (1974), 305.
- [7] J. P. Elliott, *Proc. Soc. Ser.*, **A (245)** (1958), 562.
- [8] de Shalit, *Phys. Rev.*, **91**(1953), 1497.
- [9] S. G. Husstin, *Nucl. Phys.*, **A219**(1974), 417.

## THE EFFECTIVE INTERACTION BETWEEN INTERACTING BOSONS

ZHOU XIAO-QIAN

(Jiangsu Normal College)

### ABSTRACT

In the original version of IBM, only the existence of p-p boson and n-n boson is assumed. Later on, Elliott and White attempted to consider the p-n boson and employed the isospin. The above mentioned three kinds of bosons form an isospin triplet. They advocated that the effective Hamiltonian is isospin  $SU(2)$  invariant. In this article, we have the view that the Hamiltonian contains besides the iso-invariant part also a non-iso-invariant part. From the fact that IBM accounts for the low lying levels of nuclei successfully, we can make some conclusion about the relations among the parameters occurring in the effective interaction. The original version of IBM and Elliott-White's theory are limiting cases of the present work. If IBM can also be applied to odd-odd nuclei, a special type of spectrum can be predicted. It seems that such kind of spectrum do appear in the experiments for a number of odd-odd nuclei.