

超核激发态的对称性分类*

张宗焯 厉光烈

(中国科学院高能物理研究所)

提 要

我们把维格纳处理超级多重态的方法,推广用来研究超核激发态的能谱. 给出了近似不破坏 $SU_3 = SU_3 \otimes SU_2$ 分类的两体相互作用普遍形式, 并利用现有的散射实验数据定出了其中的系数. 导出了在 SU_3 分类下, 计算能量矩阵元的公式. 并以 ${}^8_{\Lambda}\text{Be}^*$, ${}^{10}_{\Lambda}\text{Be}^*$ 和 ${}^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}^*$ 为例, 进行了具体计算. 理论上计算的 ${}^8_{\Lambda}\text{Be}^*$ 的能量与实验定性符合.

一、引 言

近几年来,随着高能核物理实验技术的发展,研究超核的工作逐渐增多^[1]. 特别是从1969年发现超核激发态以来,研究超核结构的问题更加受到人们的重视. 由于超核是一个三类粒子(中子、质子和 Λ 超子)的多体系统, Λ 超子与中子、质子之间不受泡利原理的限制,因而超核的核谱研究领域是大大地开扩了. 可能存在着一些新的激发方式,这是核结构研究中很有兴趣的一个课题. 目前,理论上把实验发现的超核激发态 ${}^8\text{C}^*$ 及 ${}^8\text{N}^*$ 等解释为奇异相似态 (Strangeness analog state)^[2], 即认为进入核内的 Λ 超子只取代了一个中子,而完全不改变原来核的状态. 我们认为这只是超核激发的一种方式,而超核的激发方式是很多的,有必要从定性上对这些态做一个分类. 分析一下各类态的激发能和生成率等定性特点,这对于进一步了解超核结构是有意义的. 我们借助于 SU_3 群分类,把维格纳的 $SU_3 \otimes SU_2$ 的超级多重态分类方法推广为 $SU_3 \otimes SU_2$, 并用它对超核激发态进行分类. 本文首先讨论了这种分类近似成立的前提,包括两体相互作用形式的推广. 然后介绍推广处理 $SU_3 \otimes SU_2$ 超级多重态的方法. 最后对 $1p$ 壳的 ${}^8_{\Lambda}\text{Be}^*$, ${}^{10}_{\Lambda}\text{Be}^*$ 及 ${}^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}^*$ 超核激发态做了具体计算. 得到的结果是: 空间对称性最高的态的激发能最低,并且与其他对称性的态相距较大. 这一结果与原子核的超级多重态分类的结论是一致的. 但是对于超核而言,由于 Λ 超子与中子、质子之间不受泡利原理的限制,因而具有空间最高对称性的态可以有五个粒子(或六个粒子)空间全对称的态. 这是一种新的激发方式. 我们将此结果与 ${}^8_{\Lambda}\text{Be}^*$ 的实验^[3] 进行了比较,两者在定性上符合.

二、 SU_3 分类和相互作用形式的推广

大家都知道,五十年代由维格纳等人发展的超级多重态分类,应用于轻原子核的低

* 1976年3月5日收到.

激发态是相当成功的. 虽然核力中的自旋轨道耦合以及张量力等等因素是破坏对称性分类的, 但是大量的实验事实, 包括最新的一些实验结果^[4], 都表明这种对称性分类的波函数是一个相当好的近似. 因此直到现在, 超级多重态分类的方法仍然可以做为研究轻原子核低激发态特性的一个有力工具. 对于超核激发态, 由于它比一般原子核多了一类粒子—— Λ 超子, 因而它的激发方式更多更复杂. 如果能借助群分类的方法, 把超核激发态进行分类, 这对于研究超核结构将会带来方便. 我们把维格纳的 $SU_2 \otimes SU_2$ 的超级多重态分类, 推广为 $SU_3 \otimes SU_2$, 即认为中子、质子和 Λ 超子是一种粒子的三个状态. 这种推广在物理上是否合理? 要回答这个问题, 我们认为需要讨论以下三方面的问题: 第一个问题是 Λ 超子与中子、质子的质量差问题. Λ 超子的质量是 1115.7 MeV, 与中子质量的偏差约为 20%. 这比质子与中子的质量偏差 0.15% 要大得多. 第二个问题是 Λ 超子与核子的平均场是不同的. 按照 Gal 等人^[5] 的估计, 超子平均场的位阱深度比核子的平均场要浅些, 大壳激发能的间距也比核子的要小些. 对于这两个问题, 由于我们暂不考虑不同大壳之间的关联, 只处理同一大壳内的情况, 因此它们主要只影响系统的能量, 可以认为对波函数的影响不重要. 在这样的近似下, 即使考虑了 Λ 超子与核子的质量差及平均场差, 仍然近似保持 SU_3 群分类的对称性. 第三个问题是 Λ 超子与核子之间的剩余相互作用是否保持 SU_3 群分类的对称性? 关于这个问题, 我们可以像维格纳处理 $SU_2 \otimes SU_2$ 分类一样, 只考虑中心力, 并把核子-核子中心相互作用的普遍形式加以推广, 推广为包括 Λ 超子在内的近似地保持 $SU_6 = SU_3 \otimes SU_2$ 群分类对称的相互作用普遍形式. 然后利用已知核力的交换性以及现有 Λ -N 散射实验和部分超核结合能的数据, 来确定其中各项的系数. 由此得到的相互作用, 可以用来定性讨论在 SU_6 分类下, 各种不同对称性的态的特性. 这样就把超核激发态的能谱作了分类. 虽然这个分类是在一些近似下成立的, 与实际情况有偏离, 但是由于这些近似具有一定程度的合理性, 由此得到的定性结果仍是有意义的.

关于两体相互作用的推广, 我们根据群分类的理论, 由 SU_3 群的 Casimir 算子所组成的算符是不破坏 SU_3 分类的对称性的, 如果再把它的子群 SU_2 的 Casimir 算子和两个互易算子所组成的算符作为微扰, 由此得到推广后的相互作用普遍形式为

$$\begin{aligned} V_{ij} = V_0(r_{ij}) \{ & A + B(\mathbf{t}_i \cdot \mathbf{t}_j) + C(\mathbf{u}_i \cdot \mathbf{u}_j + \mathbf{v}_i \cdot \mathbf{v}_j) \\ & + D(t_{0i}t_{0j}) + E(n_in_j) + F(\mathbf{s}_i \cdot \mathbf{s}_j) \\ & + G(\mathbf{s}_i \cdot \mathbf{s}_j)(\mathbf{t}_i \cdot \mathbf{t}_j) + H(\mathbf{s}_i \cdot \mathbf{s}_j)(\mathbf{u}_i \cdot \mathbf{u}_j + \mathbf{v}_i \cdot \mathbf{v}_j) \\ & + I(\mathbf{s}_i \cdot \mathbf{s}_j)(t_{0i}t_{0j}) + J(\mathbf{s}_i \cdot \mathbf{s}_j)(n_in_j) \}, \end{aligned} \quad (1)$$

其中 $\mathbf{t}$ 是同位旋, t_0 是同位旋第三分量; $\mathbf{s}$ 是自旋; $\mathbf{u}$ 是 u 旋; $\mathbf{v}$ 是 v 旋; n 是超荷,

$$n = \frac{1}{3} \mathcal{B} + \mathcal{S}. \quad (2)$$

在此 $\mathcal{B}$ 是重子数, $\mathcal{S}$ 是奇异数. (1) 式中 $A, B, C \cdots J$ 是待定系数. 如果我们认为剩余相互作用中各种状态下的强度比与自由两体相互作用的情况一样, 那么可以通过现有的 Λ -N 散射实验数据以及超核基态结合能的实验数据来确定这些系数^[6]. 在此我们取

1) 电荷对称, 因此

$$D = -\frac{1}{2} C, \quad I = -\frac{1}{2} H; \quad (3a)$$

2) N-N 相互作用, Gillet 交换性, (3b-1)

或者 Rosenfeld 交换性; (3b-2)

3) N- Λ 相互作用,

$$\frac{N-\Lambda(s \text{ 波}, S=0)}{N-\Lambda(s \text{ 波}, S=1)} = \begin{cases} 1.0, \\ 1.2; \end{cases} \quad (3c-1)$$

$$\frac{N-\Lambda(s \text{ 波}, S=0)}{N-N(T=0, S=1)} = \begin{cases} 0.5, \\ 0.4; \end{cases} \quad (3d-1)$$

$$\frac{N-\Lambda(s \text{ 波}, S=0)}{N-N(T=0, S=1)} = \begin{cases} 0.5, \\ 0.4; \end{cases} \quad (3d-2)$$

4) Λ - Λ 相互作用,

$$\frac{\Lambda-\Lambda(s \text{ 波}, S=0)}{N-N(T=1, S=0) + N-N(T=0, S=1)} = \begin{cases} 0.4, \\ 0.5, \\ 0.6. \end{cases} \quad (3e-1)$$

$$(3e-2)$$

$$(3e-3)$$

并认为偏离超荷对称较小, 因此可以设

$$\frac{E}{C} = \frac{J}{H}. \quad (3f)$$

这样推广的相互作用普遍形式, 既满足 Λ -N 散射实验及超核基态结合能实验的特点, 又近似保持 $SU_6 = SU_3 \otimes SU_2$ 的对称性分类. 可以利用它来定性研究超核激发态的对称性分类.

三、 SU_6 超级多重态分类及母分系数

根据上面的讨论, 超核激发态的对称性分类可以用一组量子数 $l^m[f]\beta L; [f](\lambda\mu)S\mathcal{N}T$ 来标志. 这里 m 是粒子数, $[f]$ 是轨道空间 SU_{2l+1} 群的配分, L 是轨道角动量, β 是辅助量子数; $[f]$ 是 SU_6 的配分, $(\lambda\mu)$ 是 SU_3 的配分, S 是自旋, $\mathcal{N}$ 是超荷, T 是同位旋. 轨道空间的约化关系与核结构中的超级多重态分类一样, 只不过在此 $[f] = [f_1 f_2 \cdots f_l]$ 中的 f_i 满足 $f_i \leq f_{i-1} \leq \cdots \leq f_2 \leq f_1 \leq 6$. SU_6 空间的约化, 可以按照 SU_4 的约化进行推广. 较低的一些情况列于表 1 中.

关于母分系数的计算, 方法也是与 SU_4 分类的情况类似. 只需要在公式中将

$$SU_2 \text{ 的维格纳系数 } U\left(\frac{1}{2} T_1 \quad T \quad \frac{1}{2}; T_{12} T_{13}\right)$$

$$\xrightarrow{\text{换成}} SU_3 \text{ 的维格纳系数 } U((\epsilon 10)(\lambda_1 \mu_1)(\lambda \mu)(10); (\lambda_{12} \mu_{12})(\lambda_{13} \mu_{13}))$$

即可. 我们把 $1p$ 壳较低的一些状态的母分系数列于表 2 中.

在此分类下的能量矩阵元公式为

$$\begin{aligned} & \langle \phi(l^m[f](\lambda\mu)\mathcal{N}TSL, M_T M_S M_L) \left| \sum_{i < j} V_{ij} \right| \phi(l^m[f](\lambda\mu)\mathcal{N}TSL, M_T M_S M_L) \rangle \\ &= \frac{m(m-1)}{2} \sum_{[f''](\lambda''\mu'')S''L''(\bar{\lambda}\bar{\mu})\bar{S}\bar{L}} F^2([f](\lambda\mu)SL | [f''](\lambda''\mu'')S''L'', (\bar{\lambda}\bar{\mu})\bar{S}\bar{L}) \\ & \quad \cdot V_{SL}((\lambda''\mu'')(\bar{\lambda}\bar{\mu})(\lambda\mu)\mathcal{N}T), \end{aligned} \quad (4)$$

表 1 $SU_6 \rightarrow SU_3 \otimes SU_2$ 的约化

m	$[\bar{f}]$	$(\lambda\mu)S$
1	$[1]$	$(10)\frac{1}{2}$
2	$[11]$	$(01)1, (20)0$
	$[2]$	$(01)0, (20)1$
3	$[111]$	$(00)\frac{3}{2}, (11)\frac{1}{2}$
	$[21]$	$(00)\frac{1}{2}, (11)\frac{1}{2}, (11)\frac{3}{2}, (30)\frac{1}{2}$
	$[3]$	$(11)\frac{1}{2}, (30)\frac{3}{2}$
4	$[1111] = [\bar{1}\bar{1}]$	$(10)1, (02)0$
	$[211]$	$(10)0, (10)1, (10)2, (02)1, (21)0, (21)1$
	$[31]$	$(10)0, (10)1, (02)1, (21)0, (21)1, (21)2, (40)1$
	$[22]$	$(10)1, (02)0, (02)2, (21)1, (40)0$
5	$[11111] = [\bar{1}]$	$(01)\frac{1}{2}$
	$[2111]$	$(01)\frac{1}{2}, (01)\frac{3}{2}, (20)\frac{1}{2}, (20)\frac{3}{2}, (12)\frac{1}{2}$
	$[221]$	$(01)\frac{1}{2}, (01)\frac{3}{2}, (01)\frac{5}{2}, (20)\frac{1}{2}, (20)\frac{3}{2}, (12)\frac{1}{2}, (12)\frac{3}{2}, (31)\frac{1}{2}$
	$[311]$	$(01)\frac{1}{2}, (01)\frac{3}{2}, (20)\frac{1}{2}, (20)\frac{1}{2}, (20)\frac{3}{2}, (20)\frac{5}{2}, (12)\frac{1}{2}, (12)\frac{3}{2}, (31)\frac{1}{2}, (31)\frac{3}{2}$
6	$[111111] = [0]$	$(00)0$
	$[21111]$	$(00)1, (11)0, (11)1$
	$[2211]$	$(00)0, (00)2, (11)0, (11)1, (11)1, (11)2, (30)1, (03)1, (22)0$
	$[3111]$	$(00)1, (11)0, (11)1, (11)1, (11)2, (30)0, (30)1, (30)2, (03)0, (22)1$

表 2(a) $m=5$ 的母分系数

$\langle p^5 p^4 p \rangle$		[4]		
		S	D	G
[5] $\left\{ \begin{array}{l} P \\ F \\ H \end{array} \right.$	P	$\sqrt{\frac{7}{15}}$	$\sqrt{\frac{8}{15}}$	
	F		$\sqrt{\frac{27}{35}}$	$\sqrt{\frac{8}{35}}$
	H			1

$\langle r^5 r^4 r \rangle$		[1111]		[211]					
		(10)1	(02)0	(10)0	(10)1	(10)2	(02)1	(21)0	(21)1
[11111]	(01) $\frac{1}{2}$	$\sqrt{\frac{3}{5}}$	$\sqrt{\frac{2}{5}}$						
[2111]	(01) $\frac{1}{2}$	$-\sqrt{\frac{2}{5}}$	$\sqrt{\frac{3}{5}}$	$-\sqrt{\frac{1}{3}}$	$-\sqrt{\frac{1}{3}}$		$\sqrt{\frac{1}{3}}$		
	(01) $\frac{3}{2}$	1			$\sqrt{\frac{2}{15}}$	$\sqrt{\frac{1}{3}}$	$\sqrt{\frac{8}{15}}$		
	(20) $\frac{1}{2}$	1		$\sqrt{\frac{1}{30}}$	$-\sqrt{\frac{3}{10}}$			$\sqrt{\frac{1}{2}}$	$-\sqrt{\frac{1}{6}}$
	(20) $\frac{3}{2}$	1			0	$-\sqrt{\frac{1}{3}}$			$\sqrt{\frac{2}{3}}$
	(12) $\frac{1}{2}$		1				$-\sqrt{\frac{1}{5}}$	$-\sqrt{\frac{1}{5}}$	$-\sqrt{\frac{3}{5}}$

表 2(b) $m=6$ 的母分系数

$\langle p^6 p^5 p \rangle$		[5]			[41]			
		P	F	H	P	D	F	G
[6] $\left\{ \begin{array}{l} S \\ D \\ G \\ I \end{array} \right.$	S	1						
	D	$\sqrt{\frac{3}{5}}$	$\sqrt{\frac{2}{5}}$					
	G		$\sqrt{\frac{22}{27}}$	$\sqrt{\frac{5}{27}}$				
	I			1				
[51] $\left\{ \begin{array}{l} P \\ D \\ F \\ G \\ H \end{array} \right.$	P	1			$-\sqrt{\frac{7}{12}}$	$\sqrt{\frac{5}{12}}$		
	D	$\sqrt{\frac{2}{5}}$	$-\sqrt{\frac{3}{5}}$		$\sqrt{\frac{21}{40}}$	$\sqrt{\frac{5}{24}}$	$\sqrt{\frac{4}{15}}$	
	F		1			$\sqrt{\frac{5}{7}}$	$-\sqrt{\frac{1}{16}}$	$\sqrt{\frac{25}{112}}$
	G		$\sqrt{\frac{5}{27}}$	$-\sqrt{\frac{22}{27}}$			$\sqrt{\frac{15}{16}}$	$\sqrt{\frac{1}{16}}$
	H			1				1

表 2(b) (续)

$\langle \gamma^d \gamma^d \gamma \rangle$	$[11111]$	$[21111]$	$[2211]$
	$(01) \frac{1}{2}$	$(01) \frac{1}{2} (01) \frac{3}{2} (20) \frac{1}{2} (20) \frac{3}{2} (12) \frac{1}{2}$	$(01) \frac{1}{2} (01) \frac{3}{2} (01) \frac{5}{2} (20) \frac{1}{2} (20) \frac{3}{2} (12) \frac{1}{2} (12) \frac{3}{2} (31) \frac{1}{2}$
$[11111] \quad (00)0$	1		
$\left\{ \begin{array}{l} [11111] \\ [21111] \end{array} \right\} \quad (00)1$	1	$-\sqrt{\frac{4}{9}} \quad \sqrt{\frac{5}{9}}$	
$(11)0$	1	$\frac{3}{8} \quad -\sqrt{\frac{15}{32}}$	$\frac{5}{8}$
$(11)1$	1	$-\frac{1}{24} \quad -\frac{1}{6}\sqrt{5} \quad -\sqrt{\frac{5}{96}}$	$-\frac{5}{12}$
$(00)0$	1		
$(00)2$	1		
$(11)0$	$\frac{5}{8}$	$\sqrt{\frac{15}{32}}$	$\frac{3}{8}$
$(11)^*1$	0	$-\sqrt{\frac{8}{15}}$	0
$(11)^*1$	$\frac{5}{8}$	$\frac{1}{4}\sqrt{\frac{3}{10}}$	$-\frac{5}{8}$
$(11)2$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}\sqrt{\frac{3}{5}}$	$\frac{3}{4}$
$(30)1$		$\sqrt{\frac{1}{3}}$	$\sqrt{\frac{20}{75}}$
$(03)1$		$-\sqrt{\frac{2}{3}}$	$-\sqrt{\frac{4}{5}}$
$(22)0$			$-\sqrt{\frac{4}{5}}$

其中

$$F([f](\lambda\mu)SL|[f''](\lambda''\mu'')S''L'', (\bar{\lambda}\bar{\mu})\bar{S}\bar{L}) \\ = \sqrt{\frac{n_{f''}}{n_f}} \sum_{[f']} F_{[f']}([f]L|[f'']L'', \bar{L}) \tilde{F}_{[f']}([f](\lambda\mu)S|[f''](\lambda''\mu'')S'', (\bar{\lambda}\bar{\mu})\bar{S}) \quad (5)$$

是从 $\phi(l^m[f](\lambda\mu)\mathcal{N}TSL)$ 态中拆出两个粒子状态为 $(\bar{\lambda}\bar{\mu})\bar{S}\bar{L}$ 的母分系数. 在此

$$F_{[f']}([f]L|[f'']L'', \bar{L}) = \sum_{L'} \langle l^m[f]L | l^{m-1}[f']L' \rangle \\ \cdot \langle l^{m-1}[f']L' | l^{m-2}[f'']L'' \rangle U(L'lLl; L'\bar{L}), \quad (5a)$$

$$\tilde{F}_{[f']}([f](\lambda\mu)S|[f''](\lambda''\mu'')S'', (\bar{\lambda}\bar{\mu})\bar{S}) \\ = \sum_{(\lambda'\mu')S'} \langle \gamma^m[f](\lambda\mu)S | \gamma^{m-1}[f'](\lambda'\mu')S' \rangle \\ \cdot \langle \gamma^{m-1}[f'](\lambda'\mu')S' | \gamma^{m-2}[f''](\lambda''\mu'')S'' \rangle \\ \cdot U(S'' \frac{1}{2} S \frac{1}{2}; S'\bar{S}) U((\lambda''\mu'')(10)(\lambda\mu)(10); (\lambda'\mu')(\bar{\lambda}\bar{\mu})), \quad (5b)$$

n_f 及 $n_{f''}$ 分别为对称群表示 $[f]$ 及 $[f']$ 的维数.

$$V_{SL}((\lambda''\mu'')(\bar{\lambda}\bar{\mu}), (\lambda\mu)\mathcal{N}T) \\ = \sum_{\mathcal{N}''T''\bar{\mathcal{N}}\bar{T}} \langle (\lambda''\mu'')\mathcal{N}''T''(\bar{\lambda}\bar{\mu})\bar{\mathcal{N}}\bar{T} || (\lambda\mu)\mathcal{N}T \rangle^2 \cdot V_L((\bar{\lambda}\bar{\mu})\bar{\mathcal{N}}\bar{T}\bar{S}), \quad (6)$$

(6) 式中的 $\langle (\lambda''\mu'')\mathcal{N}''T''(\bar{\lambda}\bar{\mu})\bar{\mathcal{N}}\bar{T} || (\lambda\mu)\mathcal{N}T \rangle$ 是同位旋标量因子,

$$V_L((\bar{\lambda}\bar{\mu})\bar{\mathcal{N}}\bar{T}\bar{S}) = \langle \phi_L(l^2(12))\chi_{(\bar{\lambda}\bar{\mu})\bar{\mathcal{N}}\bar{T}\bar{S}}(12) | V_{12} | \phi_L(l^2(12))\chi_{(\bar{\lambda}\bar{\mu})\bar{\mathcal{N}}\bar{T}\bar{S}}(12) \rangle \quad (7)$$

是两体相互作用矩阵元. $(\bar{\lambda}\bar{\mu})\bar{\mathcal{N}}\bar{T}\bar{S}$ 一共有十个状态, 当相互作用普遍形式(1)中的系数由(3)式给定以后, 这十个状态的两体矩阵元就完全确定了. 这样由(4)–(7)式就给出了在对称性分类下超核激发态的能量.

四、对 $1p$ 壳超核激发态的一些讨论

为了研究不同对称性下超核激发态的特性, 我们选择 $1p$ 壳超核激发态 ${}^9_4\text{Be}^*$, ${}^{10}_4\text{Be}^*$ 及 ${}^{11}_4\text{Be}^*$ 为例, 具体计算了一些空间对称性较高的状态的能量. 由于只做定性的分析, 所以在此把 $V_0(r_{ij})$ 取为 δ 力, 即

$$V_0(r_{ij}) = V_0\delta(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j). \quad (8)$$

这样, 只要有了 SU_6 及 SU_{2l+1} 的母分系数, 就可以由(4)–(7)式很简便地计算出各个态的能量. 计算的结果列于表 3 中¹⁾.

1) 表 3 中列出了四组数据, 分别满足相互作用的条件为

- 1) (3b-1), (3c-1), (3d-1), (3e-3); $V_0 = -2.75 \alpha \text{ MeV}$,
- 2) (3b-1), (3c-2), (3d-1), (3e-2); $V_0 = -2.75 \alpha \text{ MeV}$,
- 3) (3b-1), (3c-2), (3d-2), (3e-1); $V_0 = -2.75 \alpha \text{ MeV}$,
- 4) (3b-2), (3c-1), (3d-1), (3e-3); $V_0 = -2.40 \alpha \text{ MeV}$,

其中 $\alpha = \sqrt{2\pi} \left(\frac{\hbar}{M\omega} \right)^{1/2}$ 是谐振子位阱的参数.

表 3(a) ${}^9_4\text{Be}^*$ 的 能 量

核	$[f](\lambda\mu)SL\mathcal{N}T$	$\Delta E(\text{MeV})$			
		(1)	(2)	(3)	(4)
${}^9_4\text{Be}^*$	$[5](01)\frac{1}{2}1\frac{2}{3}0$	-28.9	-27.8	-26.1	-27.7
	$[5](01)\frac{1}{2}3\frac{2}{3}0$	-24.7	-23.7	-22.3	-23.7
	$[5](01)\frac{1}{2}5\frac{2}{3}0$	-17.0	-16.3	-15.4	-16.3
	$[41](12)\frac{1}{2}1\frac{2}{3}0$	-21.4	-21.1	-20.3	-20.8
	$[41](12)\frac{1}{2}1\frac{2}{3}1$	-19.7	-19.0	-17.6	-18.8
	$[41](20)\frac{1}{2}1\frac{2}{3}1$	-19.4	-18.4	-17.0	-18.6
	$[41](01)\frac{1}{2}1\frac{2}{3}0$	-21.1	-20.4	-19.3	-20.1
	$[41](01)\frac{3}{2}1\frac{2}{3}0$	-20.4	-19.3	-17.9	-19.1

表 3(b) ${}^{10}_4\text{Be}^*$ 的 能 量

核	$[f](\lambda\mu)SL\mathcal{N}T$	$\Delta E(\text{MeV})$			
		(1)	(2)	(3)	(4)
${}^{10}_4\text{Be}^*$	$[51](11)01\ 1\frac{1}{2}$	-32.5	-31.2	-29.4	-31.1
	$[51](11)1\ 1\frac{1}{2}$	-32.5	-31.2	-29.4	-31.1
	$[42](22)00\ 1\frac{1}{2}$	-26.5	-26.3	-25.2	-26.2
	$[42](22)00\ 1\frac{3}{2}$	-24.1	-23.3	-21.7	-23.8

表 3(c) ${}^{10}_{44}\text{Be}^*$ 的 能 量

核	$[f](\lambda\mu)SL\mathcal{N}T$	$\Delta E(\text{MeV})$			
		(1)	(2)	(3)	(4)
${}^{10}_{44}\text{Be}^*$	$[6](00)00\ 00$	-42.2	-39.2	-35.3	-39.9
	$[6](00)02\ 00$	-39.7	-36.9	-33.2	-37.5
	$[6](00)04\ 00$	-34.0	-31.5	-28.4	-32.0
	$[6](00)06\ 00$	-24.9	-23.1	-20.8	-23.4
	$[51](11)01\ 00$	-32.2	-30.4	-27.9	-30.8
	$[51](11)01\ 01$	-30.5	-27.9	-24.5	-28.7
	$[51](11)11\ 00$	-31.8	-30.0	-27.6	-30.1
	$[51](11)11\ 01$	-31.0	-28.4	-25.0	-29.1
	$[51](00)11\ 00$	-31.7	-29.4	-26.5	-29.7
	$[42](22)00\ 00$	-26.2	-25.3	-23.3	-25.4
	$[42](22)00\ 01$	-24.2	-23.2	-20.7	-22.9
	$[42](22)00\ 02$	-22.1	-19.8	-16.9	-22.2
	$[42](00)00\ 00$	-25.1	-23.4	-21.0	-24.1

由以上结果可以看出：1) 空间对称性最高的态的激发能最低，并且与其他对称性的态相距较大。例如 [5] 与 [41] 的间距约为 7 MeV, [6] 与 [51] 的间距约为 9 MeV, [51] 与 [42] 的间距约为 5 MeV。这样大的间距实验上是完全可以分辨的。2) 表 3 中给出了四组数据，可以看到它们是很接近的，即只要相互作用的交换性在合理范围内，能量受它的变化影响较小。这说明以上的定性结果是比较可信的。因此，在轻超核中，最低的激发态应该是空间对称性最高的态 [5] 或 [6]。这种激发态的特性是五个粒子（或六个粒子）结合得很紧，从某种意义上来说似乎是一种大的集团结构。使我们感兴趣的是 ${}^9\text{Be}^*$ 的一个尚不够肯定的实验事实，似乎是从实验上给出存在这种激发方式的征兆^[3]。为了与此实验数据进行比较，我们进一步估算了 ${}^9\text{Be}^*$ 空间对称性为 [5] 的态相对于 ${}^9\text{Be}$ 基态的激发能。估算中取 Λ 超子由 $1s$ 壳激发到 $1p$ 壳的单粒子激发能为 10 MeV^[2]。得到的结果与实验定性符合（见图 1）。实验上 9 MeV 处的小峰用其他激发方式都是解释不了的，因为其他激发方式的激发能都比较高。这说明实验上发现的 ${}^9\text{Be}^*$ 激发能为 9 MeV 的峰，可能是五个粒子在 $1p$ 壳空间对称性为 [5] 的态；激发能为 16 MeV 的峰，则可能是 [41] 的态。当然这一结论尚待更精确的实验进行考验。下一步我们将分析 ${}^{12}\text{C}^*$, ${}^{13}\text{C}^*$ 以及 ${}^{16}\text{O}^*$, ${}^{17}\text{O}^*$ 等超核激发态的特性，以便进一步与实验进行比较，以验证这种激发方式存在的可靠性。

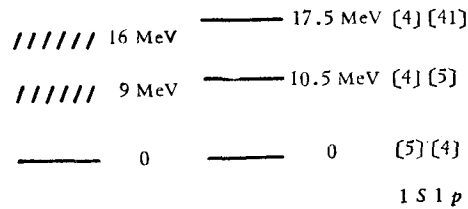


图 1 ${}^9\text{Be}$ 的能量

参 考 文 献

- [1] G. Backenstoss *et al.*, *Contemp. Phys.*, **15** (1974), 197.
- [2] H. J. Lipkin *et al.*, *Ann. of Phys.*, **66** (1971), 738; J. Hüfner *et al.*, *Phys. Lett.*, **49B** (1974), 409.
- [3] W. Brückner *et al.*, *Phys. Lett.*, **55B** (1975), 107.
- [4] L. A. Radicati, *Symmetry Properties of Nuclei* (15th Solvay Conference) p. 113.
- [5] A. Gal *et al.*, *Phys. Lett.*, **48B** (1974), 22.
- [6] B. F. Gibson *et al.*, *Phys. Rev.*, **C10** (1974), 888; A. 玻尔, B. R. 莫特逊著, 原子核结构(中文版), 科学出版社, p. 59.

SYMMETRY CLASSIFICATION FOR EXCITED STATES OF HYPERNUCLEI

ZHANG ZONG-YE LI GUANG-LIE

(*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica*)

ABSTRACT

The method which Wigner used for the classification of supermultiplets has been generalized to the excited energy spectrum of hypernuclei. The general form of two-body interaction is obtained which approximately does not break the $SU_3 = SU_3 \otimes SU_2$ classification and the coefficients in each of its term are determined from the experimental scattering data. The formula for the energy matrix element under SU_3 is also derived. For ${}^9_4\text{Be}^*$, ${}^{10}_4\text{Be}^*$ and ${}^{11}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}^*$, some concrete calculations are given. We find that ${}^9_4\text{Be}^*$ states seem to agree qualitatively with experiment.