

原子核内多个核子关联的一些子结构*

张宗焯 赵维勤 厉光烈

(中国科学院高能物理研究所)

提 要

对于轻原子核,我们把两个声子相干的结构做为四个粒子集团的子结构 α^+ ,用同样的办法可以给出四个空穴集团的子结构 β^+ .在此基础上,我们以 ^{16}O 及 ^{18}O 为例,研究了粒子团与空穴团之间的结构.发现它们之间存在着很强的斥力,因而最低的态是粒子团与空穴团松散开的结构.这样就从微观结构上解释了这种态的变形,并且这种结构对 $E2$ 跃迁是相干加强的.为了进一步研究中重核的粒子关联结构,我们把 $L-S$ 耦合的相干结构推广到 $L-S$ 耦合的相干结构,并在 $i-j$ 耦合表象中给出了表达式.应用此结构对 ^{60}Ni 附近的原子核,做了一点初步的分析.

一、引 言

早在五十年代,就发现轻原子核中有明显的集团现象,由此发展了原子核的集团模型.六十年代以来,从原子核的超导现象,发现了核内核子之间存在着“对关联”结构.这些都显示出原子核内核子之间的关联是有规律的,可能存在着一些基本的子结构.近年来,重离子反应的实验逐步增多,大大推动了这方面的研究.目前,研究原子核内部的子结构的工作主要沿着两个方面在深入.一方面是通过原子核的多粒子转移反应从微观上来研究原子核的子结构,也就是研究核内多个核子的关联.这方面的工作已取得了一些进展,例如 SU_3 群分类,拉长(stretch)图象以及转子(roton)模型等等^[1].沿着这个方向,如果不仅能够找到各种子结构的内部微观结构,而且能够找到各种子结构之间的关联,以及各种关联之间的变化规律,就有可能由此逐步弄清原子核各种集体激发方式的微观特性及其内在的联系.然而目前这方面的工作仍处于很初步的阶段,还有待更多的实验来提供这些结构的特性,从而促进理论的进展.另一方面是探讨这种子结构存在的普遍性.轻原子核(^{16}O 附近)内存在着这种子结构是比较肯定的.中重核是否仍然存在类似的子结构,是正在研究的课题.目前实验上用 ^{16}O 做炮弹,研究 ^{40}Ca , ^{60}Ni 以及 ^{90}Zr 附近的核是否存在四个粒子成团的结构,已做了不少工作^[2].由于多粒子转移反应的机制本身比较复杂,因而还存在争议.但反应截面对不同能级的明显的选择性表明了反应的几率与能级的结构有着密切的关系.随着对多粒子转移反应研究的深入,必将对研究原子核内的子结构有很大的促进.

我们在过去研究粒子的相干结构的基础上^[3],把两个粒子的相干结构推广为考虑涨

* 1975年6月11日收到.

落效应的对声子, 由此构成三个粒子团和四个粒子团的子结构. 这种子结构在数学上很简单, 物理图象也比较清楚, 即代表粒子在空间靠近, 因而结合得很紧, 同时又包括了涨落效应. 为了推广研究子结构之间的关联, 选择首先从研究粒子团与空穴团之间的关联开始. 这方面实验比较丰富, 特点鲜明^[4]. 例如 ^{16}O , ^{40}Ca , ^{56}Ni 都存在着低激发的 $K=0$ 的转动带, 从分析实验中可以得知它们是四个粒子四个空穴 (4p—4h) 的激发态. 又例如 ^{18}O , ^{58}Ni 的低激发态的一些特性表明必须考虑四个粒子两个空穴 (4p—2h) 激发的影响. 同时在理论处理上也比较简单. 在理想 δ 力的理想情况下, 分析了 ^{16}O 的 4p—4h 结构及 ^{18}O 的 4p—2h 结构, 发现最低的态是粒子团与空穴团松散开的结构. 这种结构有较大的变形, 并且对 $E2$ 跃迁是加强的. 在第二节中, 首先给出在 L - S 耦合表象中, 包含涨落效应的两个、三个和四个粒子相干子结构的表达式. 然后分别讨论在这种子结构基础上分析 ^{16}O , ^{18}O 粒子团与空穴团之间的关联的结果. 为了进一步研究中重核的情况, 在第三节中, 把 L - S 耦合表象中的相干结构推广为赝相干结构, 并在 j - j 耦合表象中给出了具体的表达式, 应用此结构对 ^{56}Ni 附近的原子核, 做了一点初步的分析.

二、 L - S 耦合表象中的相干涨落子结构

原子核内核子运动的哈密顿量为

$$\begin{aligned} H &= H_0 + H_1, \\ H_0 &= \sum_i (T_i + U_i). \end{aligned} \quad (1)$$

当平均场 U 取为与自旋无关的位阱, 则单粒子波函数可以用 L - S 耦合表象来描述. 已经知道若取剩余相互作用 H_1 为理想 δ 力,

$$H_1 = V_0 \sum_{i < j} \delta(Q_i - Q_j), \quad (2)$$

则可以得到在一个大壳内两个粒子、两个空穴的空间全对称相干结构分别为

$$\begin{aligned} \eta_{M\mu\nu}^+ &= \sqrt{\frac{1}{n_L}} \sum_{i_1 i_2} A_{i_1 i_2 L} (a_{i_1}^+ a_{i_2}^+)_{LST}, \\ \xi_{M\mu\nu}^+ &= \sqrt{\frac{1}{n'_L}} \sum_{i_1 i_2} A_{i_1 i_2 L} (b_{i_1}^+ b_{i_2}^+)_{LST}, \end{aligned} \quad (3)$$

其中

$$A_{i_1 i_2 L} = \frac{\hat{i}_1 \hat{i}_2}{\hat{L}} C_{i_1 0 i_2 0}^{L 0},$$

$$\hat{i} = \sqrt{2i + 1},$$

$$n_L = 2 \sum_{i_1 i_2} A_{i_1 i_2 L}^2,$$

$$n'_L = 2 \sum_{i_1 i_2} A_{i_1 i_2 L}^2,$$

$$ST = 01 \text{ 或 } 10.$$

当 $L=0$ 时, 就是对力理论所给出的“对”结构. 所以也可以将 η^+ , ξ^+ 看成是“对”向

$L \approx 0$ 情况的一种推广. 将这种两个粒子相干的结构推广到三个、四个粒子的情况, 同样可以得到相应的空间全对称的相干结构:

$$\begin{aligned} u_{M\mu\tau}^+ &= \sqrt{\frac{1}{N_L}} \sum_{\substack{L_1 L_2 L_3 \\ S_1 T_1}} A_{L_1 L_2 L_3} \frac{(-1)^{S_1} - (-1)^{T_1}}{2} \sqrt{n_{L_1}} (\eta_{L_1, S_1 T_1}^+ a_{i_1}^+)_{L \frac{1}{2} \frac{1}{2}} \\ \alpha_{M\mu\tau}^+ &= \sqrt{\frac{1}{N_L}} \sum_{\substack{L_1 L_2 L_3 \\ S_1 T_1}} A_{L_1 L_2 L_3} \frac{(-1)^{S_1} - (-1)^{T_1}}{2} \sqrt{n_{L_1} n_{L_2}} (\eta_{L_1, S_1 T_1}^+ \eta_{L_2, S_2 T_2}^+)_{L 0 0} \end{aligned} \quad (4)$$

这类相干结构表示粒子在空间很靠近, 它们之间结合得很紧, 它们的自旋同位旋结构是全反对称的. 对于空穴态, 也有三个、四个空穴的类似的相干结构, 分别称之为 ν^+ 及 β^+ . 这种相干结构与 SU_3 群分类最高对称性的波函数很相近, 重叠积分的平方高于 95%.

现在, 考虑了涨落效应, 把两个粒子 (两个空穴) 的相干结构分别推广为粒子 (空穴) 相干结构的声子:

$$\begin{aligned} q_{M\mu\tau}^+ &= x_L \eta_{M\mu\tau}^+ + y_L (-1)^{L+S+T-M-\mu-\tau} \xi_{M\mu\tau}^+ \\ p_{M\mu\tau}^+ &= x_L \xi_{M\mu\tau}^+ + y_L (-1)^{L+S+T-M-\mu-\tau} \eta_{M\mu\tau}^+ \end{aligned} \quad (5)$$

由于我们的目的是探讨核内核子关联的基本子结构波函数的特性, 并不要求计算结果与实验精确符合; 所以, 这里在谐振子位阱构成的平均场的基础上, 采用最简单的剩余相互作用——理想 δ 力 + P_0 力:

$$H_I = v_0 \sum_{i < j} (\delta(\Omega_i - \Omega_j) + P_0). \quad (6)$$

在计算中, 取谐振子 $1p$ 与 $(2s, 1d)$ 两个大壳之间的平均间隔为 14 MeV. 由 ^{18}O 的结合能数据, 可以定出剩余相互作用强度 $v_0 = -1.04$ MeV. 当 $L = 0$ 时, 这与对力强度取 $G \approx \frac{20}{A}$ 近似是一致的. 根据振动方程,

$$\begin{aligned} [H, q_{M\mu\tau}^+] &= \omega_{q_L} q_{M\mu\tau}^+ \\ [H, p_{M\mu\tau}^+] &= \omega_{p_L} p_{M\mu\tau}^+ \end{aligned} \quad (7)$$

即可求得 x_L, y_L 以及 $\omega_{q_L}, \omega_{p_L}$ 的值. 在这样定义的声子的基础上, 可以由带涨落的声子构成三个、四个粒子的相干子结构. 它们的形式与(4)式相似, 只是其中的 η^+ 应换为声子 q^+ . 即取一个声子与一个粒子的相干结构作为三个粒子的相干子结构 $u_{L \frac{1}{2} \frac{1}{2}}^+$, 取两个声子的相干结构作为四个粒子的相干子结构 $\alpha_{L 0 0}^+$. 用同样的方法, 可以得到由空穴声子 p^+ 构成的三个、四个空穴的相干子结构.

为了进一步研究相干子结构之间的关联特性, 选择研究粒子团与空穴团之间的关联. 这种情况理论上比较简单, 同时实验上特点又比较明显. 现以 ^{16}O $4p-4h$ 及 ^{18}O $4p-2h$ 为例, 将所做的初步分析分别讨论如下:

1) ^{12}C 与 ^{20}Ne 的基带

从相干子结构的观点出发, ^{16}O 的基态是声子的真空态 $|0\rangle$. $q_{LST}^+ |0\rangle$ 是 ^{18}O (或 ^{18}F , ^{18}Ne) 的两个粒子态, $p_{LST}^+ |0\rangle$ 是 ^{14}C (或 ^{14}N , ^{14}O) 的两个空穴态. ^{20}Ne 的基带为

$$\alpha_{L00}^+ |0\rangle \quad (L = 0, 2, 4, 6, 8), \quad (8a)$$

$$\beta_{L00}^+ |0\rangle \quad (L = 0, 2, 4). \quad (8b)$$

相应地 ^{12}C 的基带为

这里仍采用最简单的剩余相互作用(6)式, 分别计算了 α_{L00}^+ 中声子之间的相互作用以及 β_{L00}^+ 中声子之间的相互作用, 所得到的能谱见图 1. 从这个结果中, 可以看到相干子结构 $\alpha_{L00}^+ |0\rangle$ 及 $\beta_{L00}^+ |0\rangle$ 基本上反映了四个粒子(四个空穴)结合得很紧的特点, 因而可以定性地解释 ^{20}Ne 及 ^{12}C 的结合能. 但是, 由于所取的剩余相互作用太简化, 又未考虑不同子壳的零级能不同, 所以与实验能谱的定量符合不够好. 特别对于 ^{12}C 的 2^+ 、 4^+ 态, 计算值比实验值低得多, 这可能是由于我们把 $1p_{3/2}$ 与 $1p_{1/2}$ 当做一个退化的大壳来处理而造成的. 因为这样在计算中考虑的相干性比实际的情况强, 所以计算的能谱偏低.

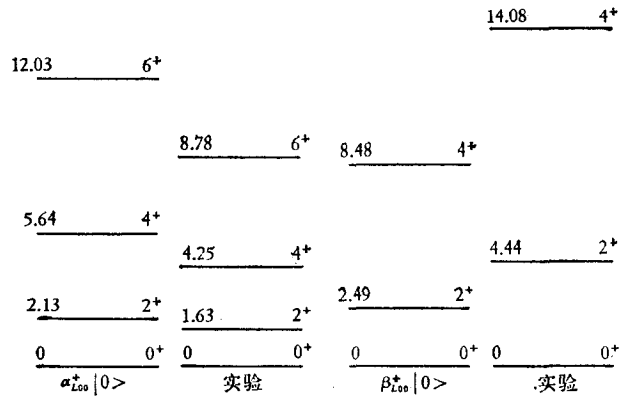


图 1 ^{12}C 及 ^{20}Ne 的计算结果

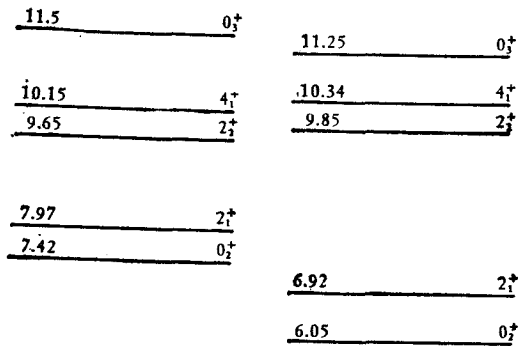


图 2 ^{16}O 低激发的正宇称态

2) ^{16}O 的 $4p-4h$ 态

假定 ^{16}O 的低激发的 $4p-4h$ 态是由四个粒子相干团和四个空穴相干团组成的. 所以它们的基为

$$(\alpha_{L_100}^+ \beta_{L_200}^+)_{L00} |0\rangle, \quad (9)$$

对于 $L = 0$ 的情况, 取三个基: $(L_1 L_2) = (0, 0), (2, 2), (4, 4)$. 对于 $L = 2$ 的情况, 取较低四个基: $(L_1 L_2) = (0, 2), (2, 0), (2, 2), (4, 2)$. 对于 $L = 4$ 的情况, 取较低三个基: $(L_1 L_2) = (0, 4), (2, 2), (4, 0)$. 在此基础上, 进一步考虑粒子空穴相互作用(剩余相互作用取理想 δ 力)来分析粒子团与空穴团之间的关联. 计算的结果见图 2 及表 1¹⁾.

首先分析 0^+ 态. 实验上观测到 ^{16}O 有三个较低的 0^+ 态. 我们把基态 0^+ 解释为声子的真空态 $|0\rangle$; 0^+_1 态解

1) 在计算中, 为了更好地分析粒子团与空穴团的关联, 我们把粒子团本身的能量间隔取为 ^{20}Ne 的实验值, 空穴团本身的能量间隔取为 ^{12}C 的实验值.

表 1 ^{16}O 的计算结果

L	(L_1, L_2) 能量(MeV)		$(\alpha_{L_1,00}^+ \beta_{L_2,00}^+)_{L_{00}} 0\rangle$							
	实 验	理 论	(0,0)	(0,2)	(0,4)	(2,0)	(2,2)	(4,0)	(4,2)	(4,4)
0	0	0	0>							
	6.05	7.42	0.85				-0.51			0.14
	11.25	11.51	$\sqrt{\frac{1}{2}} [(q_{001}^+ p_{001}^+)_{000} + (q_{010}^+ p_{010}^+)_{000}]$							
2	6.92	7.97		-0.37		0.87	0.24		-0.24	
	9.85	9.65		0.67		0.09	0.74		0.05	
4	10.34	10.15			0.11		-0.61	0.79		

释为 $4p-4h$ 相干团的激发态; 0_2^+ 态解释为 $2p-2h$ 相干对的激发态(即对振动态)。从图 2 中可以看到由此所得到的能量定性上是与实验符合的。进一步分析波函数的特性,从表 1 可以看到, 0_2^+ 态的波函数中 $(\alpha_{400}^+ \beta_{400}^+)_{00} |0\rangle$ 的比例很小,但是 $(\alpha_{200}^+ \beta_{200}^+)_{00} |0\rangle$ 的比例占一定的地位。这表明 0_2^+ 态不是简单的弱耦合,而是粒子团与空穴团之间有一定的关联。这种关联是由于粒子团与空穴团之间存在着很强的斥力而引起的。斥力使粒子团与空穴团拉开一定的距离,使得能量最低的关联是一种松散开的结构。这就从粒子关联的角度说明了这种态为什么具有较大的变形。再分析 2^+ , 4^+ 态,发现它们的波函数也都具有类似的特点。

这种相干粒子团与相干空穴团之间的松散开的结构具有一定的普遍性。这一点可以从它们的对称性看出,当粒子团与空穴团处于空间反对称状态时,它们之间的相互作用是斥力。而且对于理想 δ 力,在求和无限近似下,相干结构的 $4p-4h$ 的斥力相互作用矩阵元是可分的,可以表示成

$$\langle i | H_I | j \rangle = \varepsilon_i \delta_{ij} + A_i A_j. \quad (10)$$

对于可分矩阵,我们知道它的本征值 λ_k 可以用图解法求得(见图 3)。相应的本征函数为

$$|\phi_k\rangle = \sum_i \frac{A_i}{\lambda_k - \varepsilon_i} |i\rangle. \quad (11)$$

这时,能量最高的解是一个斥力很大的相干态,每个组态 $|i\rangle$ 的系数都与相应的 A_i 同符号。而较低的态,都是与它正交的。最低的那一两个解主要是由其零级能 ε_i 靠近 λ_k 的两个组态组成,并且组合系数的符号恰好与相干态相反。这种结构代表粒子团与空穴团

散开到斥力力程以外,因而它们之间的斥力相互作用是很小的。考察这里所得到的 ^{16}O 的 0_2^+ , 2_1^+ , 2_2^+ 及 4_1^+ 等态,都是这种结构的例子。

用这种结构的波函数分析 ^{16}O 附近的四粒子转移反应的实验,可以得到定性的符合。实验指出, $^{20}\text{Ne} + \alpha$ 的反应截面,对于 ^{16}O 的 0_2^+ , 2_1^+ , 2_2^+ 态加强;而 $^{12}\text{C} + \alpha$ 的反应截面,对于 ^{16}O 的 0_2^+ , 2_1^+ , 4_1^+ 态加强,几乎对 2_2^+ 态不激发(见图4)^[5]。如果认为 ^{20}Ne 的基态是 $\alpha_{000}^+|0\rangle$, ^{12}C 的基态是 $\beta_{000}^+|0\rangle$;那么按照直接反应机制,从 $^{20}\text{Ne} - \alpha$ 达到 ^{16}O 的激发态时,只能达到包含 $(\alpha_{000}^+\beta_{L00}^+)_{L00}|0\rangle$ 组态的状态;同理,从 $^{12}\text{C} + \alpha$ 达到 ^{16}O 激发态时,只能达到包含 $(\alpha_{L00}^+\beta_{000}^+)_{L00}|0\rangle$ 组态的状态。因此,这类实验可以反映出 ^{16}O 激发态中粒子团与空穴团之间的关联特性。如果用弱耦合模型来分析,就无法解释 2_1^+ 态对 $^{20}\text{Ne} + \alpha$ 与 $^{12}\text{C} + \alpha$ 反应都加强;也不能解释 $^{20}\text{Ne} + \alpha$ 到达 2_1^+ 及 2_2^+ 态都加强的特点。这说明粒子团与空穴团之间不是弱耦合。如果用我们计算得到的粒子团与空穴团散开的结构来分析,从表1中可以看到: 0_2^+ 波函数的主要成份是 $(\alpha_{000}^+\beta_{000}^+)_{000}|0\rangle$ 与 $(\alpha_{200}^+\beta_{200}^+)_{000}|0\rangle$; 2_1^+ 波函数的主要成份是 $(\alpha_{200}^+\beta_{000}^+)_{200}|0\rangle$ 与 $(\alpha_{000}^+\beta_{200}^+)_{200}|0\rangle$; 2_2^+ 态波函数的主要成份是 $(\alpha_{000}^+\beta_{200}^+)_{200}|0\rangle$ 与 $(\alpha_{200}^+\beta_{200}^+)_{200}|0\rangle$; 4_1^+ 态波函数的主要成份是 $(\alpha_{400}^+\beta_{000}^+)_{400}|0\rangle$ 与 $(\alpha_{200}^+\beta_{200}^+)_{400}|0\rangle$ 。这样, 0_2^+ , 2_1^+ , 2_2^+ 三个态都包含组态 $(\alpha_{000}^+\beta_{L00}^+)_{L00}|0\rangle$,所以对 $^{20}\text{Ne} + \alpha$ 转移反应都加强。而 0_2^+ , 2_1^+ , 4_1^+ 三个态都包含组态 $(\alpha_{L00}^+\beta_{000}^+)_{L00}|0\rangle$,所以对 $^{12}\text{C} + \alpha$ 转移反应都加强。因此,这种结构可以定性解释这些实验特点。

3) ^{16}O 的4p—2h态

从相干子结构的观点来分析,由于四个粒子成团结合得很紧,4p—2h的激发能量比较低,因此对于 ^{16}O 的低激发的正宇称态,可能会有 $q_{L01}^+|0\rangle$ 态与 $(\alpha_{L_1,00}^+\beta_{L_2,01}^+)_{L01}|0\rangle$ 态之间的关联。取 $q_{L01}^+|0\rangle$ 及 $(\alpha_{L_1,00}^+\beta_{L_2,01}^+)_{L01}|0\rangle$ 两类组态为基,仍采用简化的 δ 剩余相互作用计算了 ^{16}O 的基态及几个低激发的正宇称态。对于 $L=0$ 的情况, $q_{L01}^+|0\rangle$ 组态取 $L=0$, $(\alpha_{L_1,00}^+\beta_{L_2,01}^+)_{L01}|0\rangle$ 组态取 $(L_1L_2)_L=(0,0)_0,(2,2)_0$ 共三个基。对于 $L=2$ 的情况, $q_{L01}^+|0\rangle$ 组态取 $L=2$, $(\alpha_{L_1,00}^+\beta_{L_2,01}^+)_{L01}|0\rangle$ 组态取 $(L_1L_2)_L=(0,2)_2,(2,0)_2,(2,2)_2,(4,2)_2$ 共五个基。得到的 ^{16}O 的几个低激发 0^+ , 2^+ 态的能谱及波函数列于表2中,计算能谱与实验的比较见图5。

分析所得到的结果,可以看到 2^+ 态的能量符合得不够好,计算值普遍地偏高。这可能是由于所选用的剩余相互作用是 δ 力,它对 $L=2$ 的状态的相干效应不够大的原故。因此,这个计算结果只能用来做定性的讨论。再从波函数上来看,我们看到 $q_{L01}^+|0\rangle$ 与

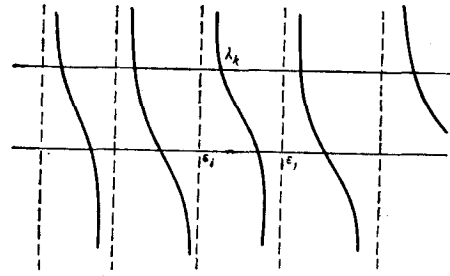


图3 可分矩阵元的本征方程的图解法

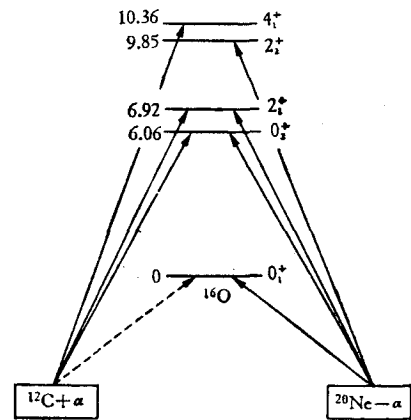
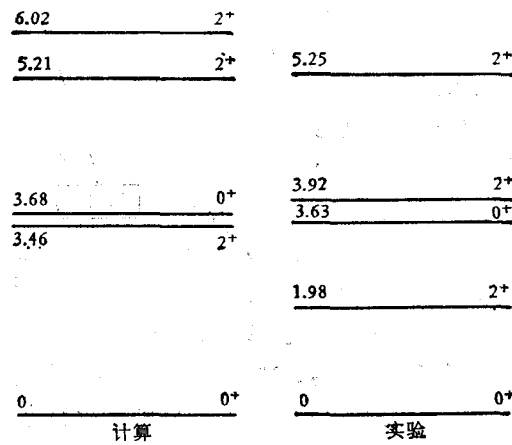


图4 α 转移反应截面强度示意图
(虚线箭头表示激发很弱)

$(\alpha_{L,00}^+ p_{L,01}^+)_{L_{01}} | 0 \rangle$ 之间的关联是比较大的; $(\alpha_{L,00}^+ p_{L,01}^+)_{L_{01}} | 0 \rangle$ 各组态之间的关联仍表现出粒子团与空穴团之间有松散开的特点. 利用计算得到的波函数, 进一步计算了几个低激发态之间的 $E2$ 跃迁. 在计算中, 没有引入有效电荷, 所得到的 $E2$ 跃迁几率与实验值是同数量级的 (见表 3). 在计算中发现, 粒子团内部的相干结构是使 $E2$ 跃迁相干加强的, 粒子团与空穴团之间松散开的结构再一次使 $E2$ 跃迁加强.

表 2 ^{16}O 的计算结果

L	能 量 (MeV)		$a_{L_{01}}^+ 0 \rangle$	$(\alpha_{L,00}^+ p_{L,01}^+)_{L_{01}} 0 \rangle$				
	实 验	理 论		(L_1, L_2)	(0, 0)	(0, 2)	(2, 0)	(2, 2)
0	0	0	0.89	-0.45			0.06	
	3.63	3.68	0.41	0.74			-0.53	
2	1.98	3.46	0.76		0.17	-0.61	-0.12	0.09
	3.92	5.21	-0.17		0.77	-0.10	0.59	0.15
	5.25	6.02	0.60		-0.09	0.58	0.47	-0.29

图 5 ^{16}O 低激发的正宇称态表 3 ^{16}O 的 $E2$ 跃迁

实 验		$B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) e^2 f^4$	$B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) e^2 f^4$
		9	6
理论 ¹⁾	$\bar{\alpha} = 0.60 fm^{-1}$	2.09	6.74
	$\bar{\alpha} = 0.55$	2.96	9.54
	$\bar{\alpha} = 0.51$	4.00	12.89

1) $\bar{\alpha}$ 是谐振子位的参数, $\bar{\alpha} = \sqrt{\frac{m\omega}{\hbar}}$.

通过 ^{16}O , ^{18}O 粒子空穴态的分析, 可以看到粒子团与空穴团之间是有关联的. 这种关联主要有两个特点: (1) 相干粒子团与相干空穴团之间存在着很强的斥力. 因此低激发的 $4p-4h$ (或 $4p-2h$) 态是在空间上 $4p$ 与 $4h$ (或 $2h$) 散开一定距离, 以使得斥力较小的

耦合态. 这种态具有较大的变形. (2) 粒子团内部的相干结构是使 $E2$ 跃迁加强的, 粒子团与空穴团之间的散开耦合再一次使 $E2$ 跃迁相干加强. 所以, 从变形与跃迁上看, 这种散开的结构反映了这些态的集体性质.

三、 j - j 耦合表象中的赝相干子结构

在对 ^{16}O 附近核子关联子结构的研究基础上, 进一步把这种相干子结构推广到赝相干子结构, 以使用它们来研究中重核 (例如 ^{56}Ni 附近核) 的结构问题. 由于理想 δ 力的本征相互作用与具体组态的角动量无关, 因此可以把相干结构推广为赝 L - S 耦合表象的相干结构——赝相干结构^[6]. 它在 j - j 耦合表象中的具体形式为

$$u_{\frac{1}{2}}^{\dagger} = \sqrt{\frac{1}{N_{J\frac{1}{2}}}} \sum_{\substack{J_0 T_0 J \\ K=0,1}} A_{J_0 T_0 J} (-1)^K \hat{T}_0 \cdot (\tilde{q}_{K_0 T_0}^{\dagger} a_{\frac{1}{2}}^{\dagger})_{J\frac{1}{2}}, \quad (12)$$

它是三个粒子的赝相干结构.

$$\alpha_0^{\dagger} = \sqrt{\frac{1}{N_{J_0}}} \sum_{\substack{J_1 J_2 J \\ K=0,1}} A_{J_1 J_2 J} (-1)^K \hat{T}_0 \cdot (\tilde{q}_{K_1 T_0}^{\dagger} \tilde{q}_{K_2 T_0}^{\dagger})_{J_0} \quad (13)$$

是四个粒子的赝相干结构. 其中

$$\tilde{q}_{0T}^{\dagger} = \sum_{i,j} A_{i,j_2 J} \frac{1}{2} (1 + (-1)^{i_1+i_2+J+T+1}) (a_{i_1}^{\dagger} a_{i_2}^{\dagger})_{JT}, \quad (14)$$

$$\tilde{q}_{1T}^{\dagger} = \sum_{i,j} A_{i,j_2 J} \cdot \frac{1}{2} (1 + (-1)^T) (a_{i_1}^{\dagger} a_{i_2}^{\dagger})_{JT}, \quad (15)$$

$$A_{i,j_2 J} = (-1)^{i_1+i_2-\frac{1}{2}} \frac{\hat{i}_1 \hat{j}_2}{\hat{j}} C_{i_1 \frac{1}{2} j_2 - \frac{1}{2}}^{J_0}, \quad (16a)$$

$$A_{i,j_2 J} = (-1)^{i_1+i_2+i_1+i_2-1} \frac{\hat{i}_1 \hat{j}_2}{\hat{j}} C_{i_1 \frac{1}{2} j_2 \frac{1}{2}}^{J_1}, \quad (16b)$$

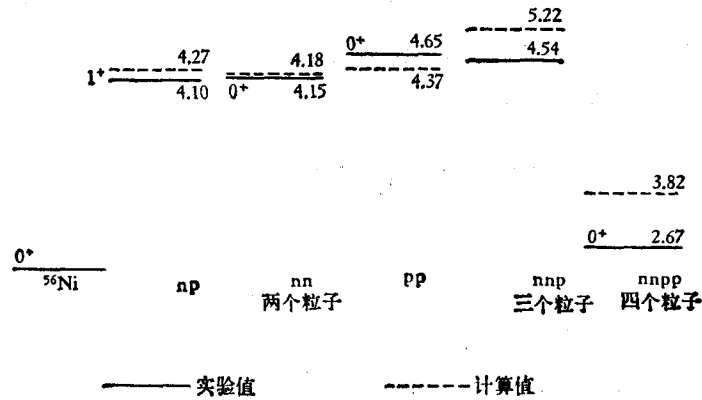
$$A_{J_0 T_0 J} = (-1)^{J+T-\frac{1}{2}} \frac{\hat{J}_0 \hat{T}_0}{\hat{j}} C_{J_0 T_0 J}^{J\frac{1}{2}}, \quad (16c)$$

$$A_{J_0 T_0 J} = \frac{\hat{J}_0 \hat{T}_0}{\hat{j}} C_{J_0 T_0 J}^{J\frac{1}{2}}, \quad (16d)$$

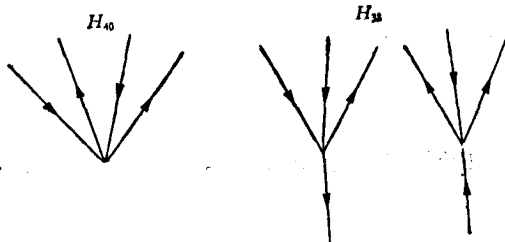
$$A_{J_1 J_2 J} = \frac{\hat{J}_1 \hat{J}_2}{\hat{j}} C_{J_1 K_1 J_2 -K}^{J_0}. \quad (16e)$$

用赝相干结构 (12)–(16) 式分析了 ^{56}Ni 附近两个粒子、三个粒子以及四个粒子的结合能. 所用的剩余相互作用为理想 δ 力, 强度 $v_0 = -0.55 \text{ MeV}$. 计算结果见图 6. 从这个结果中, 可以看到赝相干结构仍然保持粒子结合得很紧的特点, 因而在定性上是与实验符合的.

进一步需要考虑涨落以及粒子空穴相互作用, 来研究赝相干粒子团与空穴团之间的关联, 并与实验进行比较. 对于 ^{56}Ni 附近核, 它与 ^{16}O 附近核有所不同. 在这里空穴态是 $1f_{7/2}$ 壳, 粒子态是 $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$, $2p_{1/2}$ 壳, 它们是同宇称的, 因此 $1p$ – $1h$ 态, $2p$ – $2h$ 态, $3p$ –

图6 ^{56}Ni 附近核的结合能

3h 态及 4p—4h 态等都是正宇称态。在考虑涨落效应时,除了需要考虑 H_{40} 的作用以外,还需要考虑 H_{31} 的作用(见图7)。另外, ^{56}Ni 附近核的大壳间距约为 7MeV,比 ^{16}O 附近的情况要小得多,因此涨落的效应估计会比较重要。正是由于这些不同,使得研究 ^{56}Ni 附近核的赝相干粒子团与空穴团之间的关联成为更有兴趣的课题。我们目前的工作是很初步的,有待进一步深入地进行研究。

图7 H_{40} 及 H_{31} 的示意图

参 考 文 献

- [1] M. Harvey, *Advance in Nuclear Physics*, Vol 1, p. 67; M. Danos, V. Gillet, *Phys. Rev.*, **161** (1967) 1034; A. Arima, V. Gillet, *Ann. Phys.*, **66** (1971), 117; 张宗焯等, *科学通报* **18**, (1973), 167.
- [2] H. Faraggi, *Ann. Phys.*, **66** (1971), 905; R. M. Devries, *Nucl. Phys.*, **A212** (1973), 207; H. Faraggi, *Supplement au Journal de Physique*, **32** (1971), C6-25; C. Bloch, *Supplement au. Journal de Physique*, **32** (1971), C6-299.
- [3] 余友文等, *物理学报*, **21** (1965), 542; 李清润, *物理学报*, **21** (1965), 1370.
- [4] E. B. Carter, *Phys. Rev.*, **B133** (1964), 1421; 1434; R. W. Bauer, *Phys. Lett.*, **14**, (1965), 129; M. Danos, B. M. Spicer, *Z. Physik*, **237**, (1970), 320.
- [5] R. L. McGrath, *et al.*, *Phys. Lett.*, **34B** (1971), 289; H. H., Duhm, *Proc. Int. Conf. Nuclear Reactions Induced by Heavy Ions* (R. Bock and W. Hevingedi), North-Holland, Amsterdam (1970), 315.
- [6] A. Arima, M. Harvey, *Phys. Lett.*, **B30** (1969), 517.

SOME SUB-STRUCTURES OF MANY-PARTICLE CORRELATION IN NUCLEI

ZHANG ZONG-YE ZHAO WEI-QIN LI GUANG-LIE

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

ABSTRACT

The coherent structures of two phonons have been proposed as the sub-structure α^+ of four-particle clusters for the light nuclei. In the same way the sub-structure β^+ of four-hole clusters can also be given. Based on this the sub-structures between particle clusters and hole clusters in ^{16}O and ^{18}O have been chosen as examples for our investigation. It is found that there is a very strong repulsive force between them. Therefore the loose structure between particle cluster and hole cluster is of the lowest energy state. In this way, the deformations of these states have been explained from the microscopic structures. Moreover, these structures can coherently strengthen the $E2$ transition. Further in order to study the particle correlation in the medium nuclei, the $L-S$ coupling coherent structure is extended to the pseudo $L-S$ coupling coherent structure and the expressions are given in the $j-j$ coupling representation. Some preliminary analyses are made for the nuclei around ^{56}Ni by using these structures.