

O^{17} 和 F^{17} 低能反宇称态的相干结构*

李 清 潤

提 要

应用壳模型方法计算了 O^{17} 和 F^{17} 的低能反宇称态。核子间剩余相互作用取为 δ 型核力。第一步在 $L-S$ 耦合近似下求解方程。结果表明,低能态具有“配对”的相干结构。第二步用一种近似办法加进了自旋轨道耦合力,得到了可以和实验进行比较的能谱。计算了已有实验数据的跃迁几率。

一、引 言

研究原子核满壳核心激发是近几年来人们极感兴趣的问题之一。双满壳层原子核 O^{16} , 由于它所处的壳层较低, 且外部没有任何其他核子, 因而所牵涉的组态较少, 所以首先吸引了研究者的注意。Elliott 和 Flowers 首先利用壳模型中间耦合方法, 成功地研究了 O^{16} 的反宇称态^[1]。近来, 对于 O^{16} 的正宇称态也已经进行了或正在进行着很多研究。如果在 O^{16} 的外面还存在有其他核子, 则核心激发问题的研究就要变得复杂。这一类原子核中最简单的就是 O^{17} 和 F^{17} , 它们只比 O^{16} 多一个中子或一个质子。从 O^{17} 和 F^{17} 的实验核谱中可以看到^[2](见图 1), 在约 5 MeV 以下有三条正宇称能级, 它们被确定为单粒子态 $1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$ 和 $1d_{3/2}$; 而在同样较低的能量区域内, 还出现若干条负宇称能级, 它们显然不能简单被解释成更高壳层的单粒子激发态(这种态的能量绝不会这样低), 而必定是和 O^{16} 的核心激发相联系的。

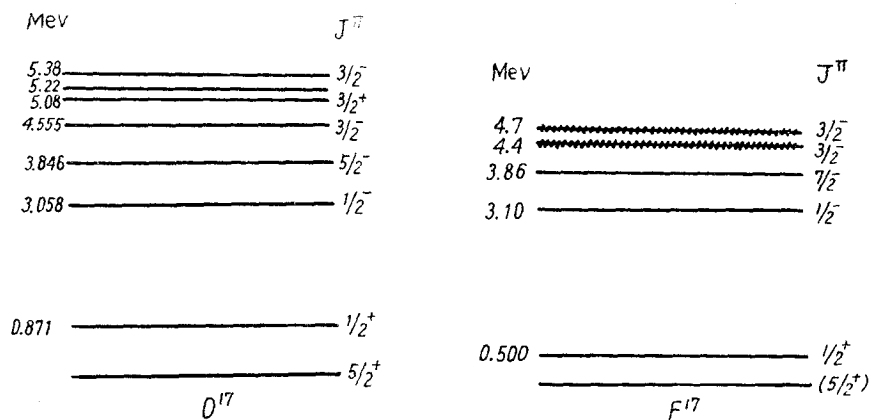


图 1 O^{17} 和 F^{17} 的实验能谱

关于 O^{17} 和 F^{17} 的反宇称能级, 所做的理论分析工作尚很少, 只有 Matthies 等人利用

* 1965 年 2 月 18 日收到。

α 粒子模型进行过计算^[3]. 但是这种模型需要较多的参数, 并且也反映不出在原子核中已经被确认的核子的独立粒子的运动性质.

本文给出了从壳模型出发对 O^{17} 和 F^{17} 的低能反宇称态进行计算的结果. 计算中用了下面几点假定:

(i) 核子间剩余相互作用取 δ 型核力, 并且不考虑交换性;

(ii) 只考虑相邻大壳间的激发, 即只取在基态上面 $1\hbar\omega$ 能量的组态间进行混合 ($\hbar\omega$ 为谐振子大壳间的能量), $3\hbar\omega$ 和更高能量的组态被忽略.

在本文的第二节, 先给出了在哈密顿算符 H 中略去自旋轨道耦合项的解 (即 L - S 耦合近似解); 第三节中给出了假定粒子 (或粒子与空穴) 配成“对”时的近似解, 并与严格解做了比较; 在第四节中用了一种近似的办法加入了自旋轨道耦合项. 最后一节对结果进行了讨论.

二、 L - S 耦合近似下的解

原子核系统的哈密顿算符为

$$\left. \begin{aligned} H &= H_0 + H_1 + H_2, \\ H_0 &= \sum_i \{T_i + V(r_i)\}, \\ H_1 &= \sum_i \xi_i \mathbf{l}_i \cdot \mathbf{s}_i, \\ H_2 &= \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} V_{ij}, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

其中 T_i 是第 i 个核子的动能; $V(r_i)$ 是单粒子受到的平均场, 在本文中取为谐振子位阱. 如前所述, 核子间剩余相互作用取为 $V_{ij} = -V_0 \delta(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|)$.

如果采用中间耦合进行计算, 则将会遇到很大的计算量. 例如, 当计算 $\frac{3}{2}^-$ 态时, 将遇到解一 40 阶的齐次线性方程组的问题, 这显然是一个十分可观的计算量. 因此, 作为第一步近似, 在本节中我们将忽略掉自旋轨道耦合项 H_1 . 这样, 计算量将会大大简化. 在第四节中再考虑如何近似加入 H_1 项的问题.

在忽略 H_1 项以后, 则系统总轨道角动量 L 和总自旋 S 都是好量子数. 自然, 总同位旋也是好量子数. 此外, 在我们所选取的具体核力下, 对称群的表示符号配分 (partition) 也是好量子数. 因而本征态可以按不同的 L, S 和配分来进行分类, 所以, 求本征解的问题将被大大简化.

在激发 $1\hbar\omega$ 的假设下, 将只包括如图 2 所示的两种激发方式.

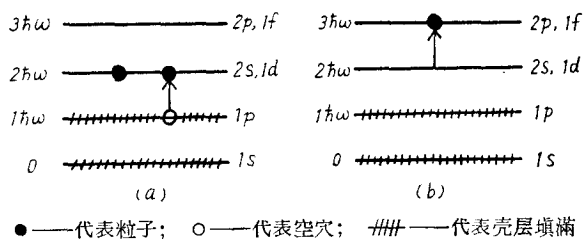


图 2 两种激发方式

我們取 $1s$ 和 $1p$ 壳层填满 16 个粒子时作为真空态,并用下面符号代表选取的基矢量:

$$|(l_1 l_2) L_1 S_1 T_1, l_3^{-1}; LST\rangle,$$

其中 l_1, l_2 分别代表两个粒子的轨道角动量; L_1, S_1, T_1 分别代表它们合成的轨道角动量、自旋和同位旋量子数; l_3 代表空穴的轨道角动量. L, S, T 代表最后合成的轨道角动量、自旋和同位旋.

为了保证配分是好的量子数,需要把不同的 $(S_1 T_1)$ 进行下面的线性组合¹⁾:

$$\begin{aligned} [44441]: & \{(10) + (01)\} & \alpha+ \\ & \{(00) + 3(11)\} & \beta+ \\ [44432]: & \{(10) - (01)\} & \alpha- \\ [444311]: & \{3(00) - (11)\} & \beta- \end{aligned}$$

$\alpha+, \beta+, \alpha-, \beta-$ 等为代表该种组合的符号. 下面我们列出经过相互作用能够提供较低能量状态的各组基矢量,使用符号 $|(l_1 l_2) L_1 l_3^{-1}; LST\rangle_{\alpha\pm\beta\pm}$ 代表:

$$(i) L = 1, S = \frac{1}{2}, T = \frac{1}{2}; [44441]$$

$$\begin{aligned} \varphi_1(1^-) &= |(s^2)_0 p^{-1}; 1 \frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle_{\alpha+}, & \varphi_2(1^-) &= |(sd)_2 p^{-1}; 1 \frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle_{\alpha+}, \\ \varphi_3(1^-) &= |(d^2)_0 p^{-1}; 1 \frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle_{\alpha+}, & \varphi_4(1^-) &= |(d^2)_2 p^{-1}; 1 \frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle_{\alpha+}, \\ \varphi_5(1^-) &= |(sd)_2 p^{-1}; 1 \frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle_{\beta+}, & \varphi_6(1^-) &= |(d^2)_1 p^{-1}; 1 \frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle_{\beta+}; \end{aligned}$$

$$\text{和 } 2p \text{ 壳层上的单粒子态 } \varphi_7(1^-) = |p; 1 \frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle.$$

$$(ii) L = 2, S = \frac{1}{2}, T = \frac{1}{2}; [44441]$$

$$\begin{aligned} \varphi_1(2^-) &= |(sd)_2 p^{-1}; 2 \frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle_{\alpha+}, & \varphi_2(2^-) &= |(d^2)_2 p^{-1}; 2 \frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle_{\alpha+}, \\ \varphi_3(2^-) &= |(d^2)_1 p^{-1}; 2 \frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle_{\beta+}, & \varphi_4(2^-) &= |(d^2)_3 p^{-1}; 2 \frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle_{\beta+}, \\ \varphi_5(2^-) &= |(sd)_2 p^{-1}; 2 \frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle_{\beta+}; \end{aligned}$$

$$(iii) L = 3, S = \frac{1}{2}, T = \frac{1}{2}; [44441]$$

$$\begin{aligned} \varphi_1(3^-) &= |(sd)_2 p^{-1}; 3 \frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle_{\alpha+}, & \varphi_2(3^-) &= |(d^2)_2 p^{-1}; 3 \frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle_{\alpha+}, \\ \varphi_3(3^-) &= |(d^2)_4 p^{-1}; 3 \frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle_{\alpha+}, & \varphi_4(3^-) &= |(d^2)_3 p^{-1}; 3 \frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle_{\beta+}, \\ \varphi_5(3^-) &= |(sd)_2 p^{-1}; 3 \frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle_{\beta+} \end{aligned}$$

1) 所列的线性组合中忽略掉归一化常数.

和 $1f$ 壳层上的单粒子态 $\varphi_6(3^-) = \left| f; 3 \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle$.

(iv) $L = 4, S = \frac{1}{2}, T = \frac{1}{2}; [44441]$

$$\varphi_1(4^-) = \left| (d^2)_4 p^{-1}; 4 \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle_{a+}, \quad \varphi_2(4^-) = \left| (d^2)_3 p^{-1}; 4 \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle_{\beta+},$$

(v) $L = 1, S = \frac{1}{2}, T = \frac{1}{2}; [44432]$

$$\varphi'_1(1^-) = \left| (s^2)_0 p^{-1}; 1 \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle_{a-}, \quad \varphi'_2(1^-) = \left| (sd)_2 p^{-1}; 1 \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle_{a-},$$

$$\varphi'_3(1^-) = \left| (d^2)_0 p^{-1}; 1 \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle_{a-}, \quad \varphi'_4(1^-) = \left| (d^2)_2 p^{-1}; 1 \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle_{a-};$$

(vi) $L = 1, S = \frac{3}{2}, T = \frac{1}{2}; [44432]$

表 1 $L-S$ 耦合近似下的本征能量和本征波函数

本征能量 $E(\text{MeV})$	本征波函数 $\Psi(L^-)$	附 注
-3.47	$0.372 \varphi_1(1^-) + 0.119 \varphi_2(1^-) + 0.853 \varphi_3(1^-) - 0.051 \varphi_4(1^-) -$ $-0.013 \varphi_5(1^-) - 0.295 \varphi_6(1^-) - 0.173 \varphi_7(1^-)$	$L = 1$ $S = \frac{1}{2}, T = \frac{1}{2}$ [44441]
-2.77	$-0.402 \varphi_1(3^-) + 0.669 \varphi_2(3^-) - 0.075 \varphi_3(3^-) - 0.460 \varphi_4(3^-) +$ $+0.237 \varphi_5(3^-) - 0.343 \varphi_6(3^-)$	$L = 3$ $S = \frac{1}{2}, T = \frac{1}{2}$ [44441]
-2.56	$-0.538 \varphi_1(4^-) + 0.842 \varphi_2(4^-)$	$L = 4$ $S = \frac{1}{2}, T = \frac{1}{2}$ [44441]
-2.23	$-0.371 \varphi_1(2^-) + 0.641 \varphi_2(2^-) - 0.651 \varphi_3(2^-) + 0.057 \varphi_4(2^-) -$ $-0.160 \varphi_5(2^-)$	$L = 2$ $S = \frac{1}{2}, T = \frac{1}{2}$ [44441]
-2.12	$0.359 \varphi'_1(1^-) + 0.097 \varphi'_2(1^-) + 0.862 \varphi'_3(1^-) - 0.347 \varphi'_4(1^-)$	$L = 1$ $S = \frac{1}{2}, T = \frac{1}{2}$ [44432]
-2.12	$0.359 \varphi''_1(1^-) + 0.097 \varphi''_2(1^-) + 0.862 \varphi''_3(1^-) - 0.347 \varphi''_4(1^-)$	$L = 1$ $S = \frac{3}{2}, T = \frac{1}{2}$ [44432]
-2.09	$-0.404 \varphi_1(3^-) - 0.280 \varphi_2(3^-) + 0.063 \varphi_3(3^-) + 0.342 \varphi_4(3^-) +$ $+0.800 \varphi_5(3^-) + 0.013 \varphi_6(3^-)$	$L = 3$ $S = \frac{1}{2}, T = \frac{1}{2}$ [44441]

$$\begin{aligned}\varphi_1'(1^-) &= \left| (s^2)010, p^{-1}; 1 \frac{3}{2} \frac{1}{2} \right\rangle, & \varphi_2'(1^-) &= \left| (sd)210, p^{-1}; 1 \frac{3}{2} \frac{1}{2} \right\rangle, \\ \varphi_3'(1^-) &= \left| (d^2)010, p^{-1}; 1 \frac{3}{2} \frac{1}{2} \right\rangle, & \varphi_4'(1^-) &= \left| (d^2)210, p^{-1}; 1 \frac{3}{2} \frac{1}{2} \right\rangle.\end{aligned}$$

在壳层模型的計算中,当問題牽涉到大壳間的激发时,就会出现由于整个原子核的质心运动所引起的伪态問題^[4]. 在本文所遇到的情况下,由于只考虑 $1\hbar\omega$ 的激发,所以质心运动态并不多,一共只有四个: $L=1$ 的两个, $L=2$ 的一个, $L=3$ 的一个. 我們將质心态的波函数列于附录中.

在上列各組基矢量中,除去质心运动态,然后进行能量矩陣的对角化,最后得到的能量本征值和本征波函数列于表 1 中. 表中所列的能量本征值是以基态上面 $1\hbar\omega$ 处为零点的,其单位为 $\frac{V_0}{4\pi} \sqrt{\frac{1}{2\pi}} \alpha^3$, V_0 为剩余相互作用力的强度; $\alpha \left(= \sqrt{\frac{m\omega}{\hbar}} \right)$ 为諧振子位阱的参量. 此外,还应指出,本文中用到的諧振子径向波函数連帶拉盖尔多項式,其中最高次項系数被取为正值. 表中只給出能量低于 -2.00 MeV 的本征态,高的从略. 所得能譜如图 3(a) 所示.

三、粒子(或空穴)“配对”假設下的近似解

在单粒子能級退化、径向积分取为常数的理想情况下,相互作用为 δ 型核力的两个核子所組成的系統,其能量最低的本征函数为

$$\left. \begin{aligned}\varphi_{LM}(1\ 2) &= \sum_{l_1 l_2} A_{l_1 l_2 L} \psi_{l_1 l_2 LM}(1\ 2), \\ A_{l_1 l_2 L} &= \frac{\hat{l}_1 \hat{l}_2}{\hat{L}} C_{l_1 0 l_2 0}^{L 0}, \\ \psi_{l_1 l_2 LM}(1\ 2) &= \sum_{m_1 m_2} C_{l_1 m_1 l_2 m_2}^{LM} \varphi_{l_1 m_1}(1) \varphi_{l_2 m_2}(2),\end{aligned}\right\} \quad (2)$$

其中 $\hat{L} = \sqrt{2L+1}$; $C_{l_1 m_1 l_2 m_2}^{LM}$ 为一般的向量耦合系数; $\varphi_{lm}(i)$ 为单粒子态的空間部分波函数,波函数 $\varphi_{LM}(1\ 2)$ 是空間坐标全对称的函数;自旋和同位旋部分是反对称的,在公式(2)中略去未明白写出. 波函数 $\varphi_{LM}(1\ 2)$ 所代表的状态,具有很強的相干 (Coherent) 特性,并被定义为核子配成“对”^[5]. 这种“对”的結構可以完全相似地用到两个空穴的情况而构成空穴“对”.

这种具有相干特性而构成的“对”的概念,也可以进一步推广到粒子空穴的情况. 在相互作用为简单的 δ 力的情况下,一个粒子和一个空穴只有耦合成自旋和同位旋都为 0 的态时,其間的相互作用才是吸引力;而在其他情况下都是排斥力. 和(2)式相似,粒子空穴“对”的波函数为

$$\tilde{\varphi}_{LM}(1\ 2) = \sum_{l_1 l_2} A_{l_1 l_2 L} \tilde{\psi}_{l_1 l_2 LM}(1\ 2), \quad (3)$$

其中 $\tilde{\psi}_{l_1 l_2 LM}(1\ 2)$ 为处于軌道角动量为 l_1 的粒子 1 和处于軌道角动量为 l_2 的空穴 2 其空間部分的簡單向量耦合波函数. 波函数 $\tilde{\varphi}_{LM}(1\ 2)$ 的自旋、同位旋部分沒有明白写出,实际上是耦合成 $S=0$, $T=0$ 的态. 波函数(3)所代表的态也具有很強的相干性,其能量

被排斥得很低。

一个有兴趣的事实是,“对”波函数(2)和(3)可以分别作为 O^{18} (或 F^{18}) 的低能正宇称态和 O^{16} 的低能反宇称态的一个比较粗糙的近似波函数。进一步便产生这样一个问题:当我们研究如 O^{17} 和 F^{17} 的反宇称态时,其组态是由两个粒子和一个空穴组成[即比“对”状态(2)和(3)分别多了一个空穴和一个粒子]的情况下,这种成“对”的结构将会被保持到何种程度?

为了回答这个问题,我们进行了如下的计算和比较。

成“对”结构的一个特点就是它具有相干得很低的能量。因此我们可以做这样的猜想:在那些用严格组态混合办法解出的能量最低的波函数中,这种“对”结构应该占有主要部分。换言之,亦即如果我们取角动量 L 不同的这种“对”波函数进行混合(可以想象,其角动量越低的“对”,占有的比例越大),所得到的波函数应该是严格解的一个极为近似的波函数。下面我们就各种情况来讨论一下,这种办法得到的波函数可近似到何种程度。

$$(i) L = 1, S = \frac{1}{2}, T = \frac{1}{2}$$

我们使用两个粒子合成轨道角动量为 0 的“对”波函数,即在(2)式中令 $L = 0$ 。然后把它和一个处在 $1p$ 壳层上的空穴简单地向量耦合成 $L = 1^-, S = \frac{1}{2}, T = \frac{1}{2}$ 的态。将这个波函数中所含有的质心运动成分除掉,最后得到一个近似波函数 Ψ^* (详见表 2)。把这个波函数和第二节中得到的严格解进行比较,可以看到,结果是十分相近的,波函数重迭积分平方已达 98%。可见,在这种情况下,简单的“对”波函数就已经是一个十分好的近似了。如果我们再把它和 $L = 2$ 的“对”进行混合,则得到的近似将更好,其波函数重迭积分平方达 1.00。近似能量与严格能量的比值也由原来的 98.3% 提高到 99.8%。而另一个近似解也和能量为 -0.51 的严格解粗略地近似,其重迭积分平方为 71%。

$$(ii) L = 2, S = \frac{1}{2}, T = \frac{1}{2}$$

如果我们用 2^+ 的粒子“对”作近似波函数,则近似程度不好,其波函数重迭积分平方才只有 50%。所以我们不取(2)式的粒子“对”,而改取(3)式代表的粒子空穴“对”作为近似波函数。取粒子空穴的 3^- “对”,然后和 $1d$ 壳层上一个粒子向量耦合成 $L = 2^-, S = \frac{1}{2}, T = \frac{1}{2}$ 的态。这时和严格解比较,波函数重迭积分平方达 76%。但是,如果再取 1^- 的粒子空穴“对”,把它和 3^- “对”混合,则得到的波函数近似得很好,重迭积分平方达到 96%。而同时得到的另一个近似解,也恰和严格解的次最低能量态极为近似,重迭积分平方亦为 96%。两个近似解给出的能量分别为 -2.12 和 -1.52, 和严格解得的能量值 -2.23 和 -1.58 很相近。

$$(iii) L = 3, S = \frac{1}{2}, T = \frac{1}{2}$$

如果只取 3^- “对”分别和 $2s$ 或 $1d$ 壳层上的一个粒子耦合,得到的两个态再进行混合,则所得到的解近似程度不够好,重迭积分平方才达 71%。这是因为 $1f$ 壳层上一个单粒子的组态在该态中占有较大的成分。如果再加入 $1f$ 单粒子组态,共三个态同时进行混合,则得到的解近似就十分好了,重迭积分平方达 94%。而另外两个近似解(近似能量分别

表2 “对”近似波函数、能量与严格解的比较

$L=1$ $s=\frac{1}{2}, T=\frac{1}{2}$	$\varphi_1(1^-)$	$\varphi_2(1^-)$	$\varphi_3(1^-)$	$\varphi_4(1^-)$	$\varphi_5(1^-)$	$\varphi_6(1^-)$	$\varphi_7(1^-)$	能量 E	波函数 重迭积 分平方	近似能量 对精确能 量比
$\Psi(1^-)$	0.372	0.119	0.853	-0.051	-0.013	-0.295	-0.173	-3.47	98%	98%
$\Psi^*(1^-)$	0.383	0.162	0.857	-0.151	0.000	-0.221	-0.140	-3.41		

$L=2$ $s=\frac{1}{2}, T=\frac{1}{2}$	$\varphi_1(2^-)$	$\varphi_2(2^-)$	$\varphi_3(2^-)$	$\varphi_4(2^-)$	$\varphi_5(2^-)$	能量 E	波函数 重迭积 分平方	近似能量 对精确能 量比
$\Psi(2^-)$	-0.371	0.641	-0.651	0.057	-0.160	-2.23	96%	95%
$\Psi^*(2^-)$	-0.200	0.660	-0.676	0.041	-0.258	-2.12		

$L=2$ $s=\frac{1}{2}, T=\frac{1}{2}$	$\varphi_1(2^-)$	$\varphi_2(2^-)$	$\varphi_3(2^-)$	$\varphi_4(2^-)$	$\varphi_5(2^-)$	能量 E	波函数 重迭积 分平方	近似能量 对精确能 量比
$\Psi(2^-)$	-0.598	-0.002	0.501	0.241	-0.579	-1.58	96%	96%
$\Psi^*(2^-)$	-0.526	-0.041	0.394	0.326	-0.679	-1.52		

$L=3$ $s=\frac{1}{2}, T=\frac{1}{2}$	$\varphi_1(3^-)$	$\varphi_2(3^-)$	$\varphi_3(3^-)$	$\varphi_4(3^-)$	$\varphi_5(3^-)$	$\varphi_6(3^-)$	能量 E	波函数重迭 积分平方	近似能量对 精确能量比
$\Psi(3^-)$	-0.402	0.669	-0.075	-0.460	0.237	-0.343	-2.77	94%	95%
$\Psi^*(3^-)$	-0.309	0.586	0.074	-0.509	0.409	-0.361	-2.62		

$L=3$ $s=\frac{1}{2}, T=\frac{1}{2}$	$\varphi_1(3^-)$	$\varphi_2(3^-)$	$\varphi_3(3^-)$	$\varphi_4(3^-)$	$\varphi_5(3^-)$	$\varphi_6(3^-)$	能量 E	波函数重迭 积分平方	近似能量对 精确能量比
$\Psi(3^-)$	-0.404	-0.280	0.063	0.342	0.799	0.013	-2.09	94%	97%
$\Psi^*(3^-)$	-0.535	-0.389	-0.016	0.365	0.652	0.062	-2.02		

$L=4$ $s=\frac{1}{2}, T=\frac{1}{2}$	$\varphi_1(4^-)$	$\varphi_2(4^-)$	能量 E	波函数重迭 积分平方	近似能量对 精确能量比
$\Psi(4^-)$	-0.538	0.842	-2.56	94%	96%
$\Psi^*(4^-)$	-0.327	0.945	-2.44		

 Ψ ——严格波函数; Ψ^* ——近似波函数。

为 -2.02 和 $+0.99$) 也恰和能量为 -2.09 和 $+1.06$ 的两个严格解极为相近, 波函数重迭积分平方分别为 94% 和 88% 。

$$(iv) \quad L = 4, \quad S = \frac{1}{2}, \quad T = \frac{1}{2}$$

取 3^- 粒子空穴“对”, 简单地和 $1d$ 壳层上一个粒子耦合, 得到近似波函数, 重迭积分平方为 94% 。

四、自旋-轨道耦合力的加入

在 $L-S$ 耦合近似下得到的能级是退化的。这当然不能和实验结果比较。为了解除这一退化, 应该加进自旋-轨道耦合力, 即加进(1)式中的 $H_1 = \sum_i \xi_i \mathbf{l}_i \cdot \mathbf{s}_i$ 项。其中自旋-轨道耦合力强度 ξ_i , 直接从实验的单粒子能级来定, 其值为

$$\xi_{1p} = -4.2 \text{ MeV},$$

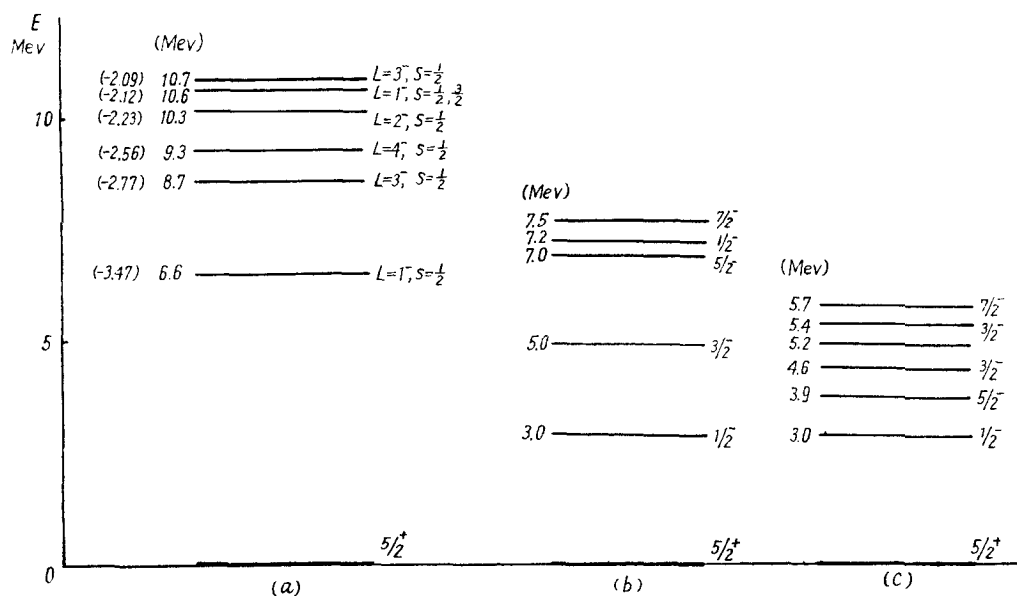
$$\xi_{1d} = -2.0 \text{ MeV},$$

$$\xi_{2p} = -1.5 \text{ MeV},$$

$$\xi_{1f} = -1.8 \text{ MeV}.$$

此外, 还需改正单粒子能级对于谐振子位阱的偏离; 由实验能级定出, $2s$ 单粒子能级应比 $1d$ 能级低 1.13 MeV 。

自旋-轨道耦合力的引进, 使得总轨道角动量 L 、总自旋 S 和配分不再是好量子数, 亦即这些量子数为不同值的各态将混合起来。但是, 如果把全部可能混合的各种 L , S 和配分进行混合, 则计算量将变得近乎和中間耦合计算一样的庞大。为避免太繁杂的计算, 我们取一种近似的办法来考虑自旋-轨道耦合项, 即只在 $L-S$ 耦合近似下所得到的能量较



(a) $L-S$ 耦合近似下的能谱 (b) 加入自旋轨道耦合项后的能谱 (c) O^{17} 的实验能谱

低的各态进行 H_1 的对角化。

在具体计算中, 我们只取能量低于 -2 MeV 的各态进行对角化。两个相邻谐振子大壳间的距离, 一般认为约为 $15-17$ MeV。我们在计算中取为 17 MeV。能量单位 $\frac{V_0}{4\pi} \sqrt{\frac{1}{2\pi}} \alpha^3$, 取其等于 3 MeV。这样, 解出的最低状态 $\frac{1}{2}^-$ 其相对于基态的能量和实验值一致, 即 3 MeV。

计算所得的能谱如图 3(b) 所示。为了比较, 图中也给出实验能谱[见图 3(c)]。在下节中将对结果进行讨论。

五、讨 论

1. 从第三节得到的结果可以看出, 在两个粒子和一个空穴所组成的系统中, 其低能态仍保持着“对”的结构: 或者是两个粒子配“对”, 或者是粒子和空穴配“对”; 其他一个粒子或空穴的存在并不破坏“对”的结构。因此可以说, 系统的低能态是相干态。

计算结果指出, 在粒子-粒子“对”是好的结构的态里, 在总相互作用能量中, 粒子和粒子间的作用占绝大部分; 而在粒子-空穴“对”是好的结构的态里, 则是粒子与空穴间相互作用占绝大部分。例如, 对于 $L=1$ 的最低态, 粒子“对”是好的结构, 粒子相互作用能量对于粒子空穴相互作用能量的比值是 $3.5:1$ 。而在 $L=2, L=3, L=4$ 的各低能态里, 粒子-空穴“对”是好的结构, 这些态都是粒子空穴相互作用占主要部分的。具体数值如下表:

	$L=2$		$L=3$		$L=4$
	$E=-2.23$ MeV	$E=-1.58$ MeV	$E=-2.77$ MeV	$E=-2.09$ MeV	$E=-2.56$ MeV
粒子-空穴能量对 粒子-粒子能量比值	2.6	6.3	2.2	33.6	10.5

从第三节还可以看到一个有趣的结果是, 由近似办法得到的所有解, 都对应有一定的严格解。其中, 除了 $L=1$, 能量为 -0.51 的解近似得不够好外(波函数重迭积分平方为 71%), 其余都很接近。

综上所述, 我们得到一个求低能态近似解的办法, 即用相干的“对”结构构成近似解的办法。这个方法具有物理意义显明而手续简便的优点, 并且可同样适用于粒子系统的情况。

2. 在加入自旋轨道耦合项 H_1 时, 我们使用了只在能量较低的态间进行混合的近似办法。这个办法简化了大量的计算, 但近似的程度是不够理想的。我们可以用下面的办法做一个大致的估计。把哈密顿 H 作用到近似波函数上, 然后进行归一, 再把这个函数和近似波函数做重迭积分。如果近似波函数就是严格解, 则重迭积分应该等于 1 ; 否则将小于 1 。而距 1 越远, 则表明近似程度越坏。我们计算了图 3(b) 中依次为 $\frac{1}{2}^-$, $\frac{3}{2}^-$, $\frac{5}{2}^-$, $\frac{7}{2}^-$ 和 $\frac{9}{2}^-$ 五个态的这种重迭积分的平方, 相应为 $0.90, 0.96, 0.81, 0.85, 0.83$ 。所以只能说这是一个尚可的近似, 但不够理想。

3. 有关 O^v 的反宇称态的 γ 跃迁几率, 实验上做得很少。反宇称态间的 γ 跃迁尚没

有人測定,只有 Alexander^[2] 等人測量过 $\frac{1}{2}^{-}(3.06 \text{ MeV}) \rightarrow \frac{1}{2}^{+}(0.87 \text{ MeV})$ 和 $\frac{3}{2}^{-}(3.85 \text{ MeV}) \rightarrow \frac{1}{2}^{+}(0)$ 間的 $E1$ 跃迁。測得的相应平均寿命分別为 1.2 ± 0.8 和 ≤ 0.25 (单位为 10^{-13} 秒)。利用我們求得的波函数(正宇称态取单粒子波函数)計算了这两个 $E1$ 跃迁的几率,其相应的平均寿命为 0.2 和 0.06 (10^{-13} 秒)。符合得不算太好,但数量級相差不大。由于各組态間跃迁相消的結果,使得这两个跃迁几率比单粒子跃迁几率小得多。由于跃迁几率对于波函数十分灵敏,因此波函数不太大的差別就可能給跃迁几率带来很大的差异。而我們得到的波函数的近似程度,是足够引起計算值和实验值間出現如此大小的差別的。

4. 从图 3(b) 和 3(c) 中可以看出,計算得到的能譜和实验測得的能譜間尚有一定的差別。除了 $\frac{1}{2}^{-}$ 和 $\frac{3}{2}^{-}$ 两条能級和实验值相差不大以外,其他态都显得偏高。尤其是 $\frac{5}{2}^{-}$ 能級,实验上是在 $\frac{3}{2}^{-}$ 的下边,而理論却給出在上面。自旋軌道耦合項加入时所取的近似,虽可以使能級位置发生变动,但看来不足以解释理論和实验間的差別。这差別的原因,看来是由于核力的选取所引起的。我們在本文中所使用的核力,显然是十分簡化了的。它是一种典型的短程力,并且不帶有任何交換性。实际上,核力当然会包含相当的长程部分;而核力的交換性質的重要性,也已經是被很多人的計算所証实了的。

作者对于敏先生对本工作的关心和指导表示感谢。并对张宗輝、余友文同志的有益討論一并致謝。

附录 质心运动波函数

$\Psi_1^c(L=1)$	$0.343 \varphi_1(1^-) - 0.542 \varphi_2(1^-) + 0.709 \varphi_3(1^-) + 0.313 \varphi_7(1^-)$
$\Psi_2^c(L=1)$	$0.243 \varphi_2(1^-) - 0.343 \varphi_3(1^-) - 0.454 \varphi_4(1^-) + 0.313 \varphi_5(1^-) - 0.664 \varphi_6(1^-) - 0.280 \varphi_7(1^-)$
$\Psi^c(L=2)$	$0.243 \varphi_1(2^-) + 0.454 \varphi_2(2^-) + 0.297 \varphi_3(2^-) + 0.741 \varphi_4(2^-) + 0.313 \varphi_5(2^-)$
$\Psi^c(L=3)$	$0.243 \varphi_1(3^-) - 0.130 \varphi_2(3^-) - 0.674 \varphi_3(3^-) - 0.443 \varphi_4(3^-) + 0.313 \varphi_5(3^-) + 0.420 \varphi_6(3^-)$

参 考 文 献

- [1] Elliott, J. P. and Flowers, B. H., *Proc. Roy. Soc.*, **A242** (1957), 57.
- [2] Alexander, T. K., et al., *Nuclear Phys.*, **53** (1964), 593.
- [3] Matthies, S., et al., *Nuclear Phys.*, **38** (1962), 63.
- [4] Elliott, J. P. and Skyrme, T. H. R., *Proc. Roy. Soc.*, **A232** (1955), 561.
- [5] 余友文等, 物理学报, **19** (1963), 483.

THE LOW ENERGY OPPOSITE PARITY COHERENT STRUCTURE OF O^{17} AND F^{17}

LEE CHING-RUN

ABSTRACT

The low energy opposite parity states of O^{17} and F^{17} are calculated by using the shell model method. The residual interaction between nucleons is considered as the δ -type force. First, the equations are solved under the L - S coupling approximation, and the result reveals that the low energy states possess the "pairing" coherent structure. Next, the spin-orbit coupling force is introduced by a certain approximate method, and an energy spectrum comparable with experiment is obtained. The transition probabilities corresponding to the existing experimental data are also calculated.