

# Λ 超子对原子核对关联的影响

沈建平 张宗焯

(中国科学院高能物理研究所)

## 摘 要

本文考虑Λ超子对原子核对关联的影响。为简单起见,Λ-N之间的剩余相互作用取为理想δ力。首先我们计算了<sup>16</sup>O低激发态的能谱和波函数。然后借助于求和无限近似,讨论了满壳外两个核子处在高壳时,由Λ超子所引起的关联效应。最后用Bose近似分析了满壳外n对核子,由Λ所引起的关联效应。

## 一、引 言

自从1952年在宇宙线中发现了超核,六十年代又在加速器上人工产生了超核以后,研究超核的工作越来越多。最近几年,又在超核激发态上测到γ谱线<sup>[1]</sup>,打开了超核谱学的扉页。Λ超子进入原子核的核心,将对原子核的各种运动形态产生影响,例如它可能影响原子核的变形、转动惯量、振动频率以及超导能隙等等<sup>[2]</sup>。随着超核谱学的发展,这些研究课题将逐步提上日程。我们从简单的相干结构出发,从理论上,对Λ超子对原子核对关联的影响进行了定性的分析。当Λ处于1s壳层时,它只提供一个平均场效应,不影响原子核的运动形态。当Λ处于1p壳层时,由于它趋向于与壳外成对的核子发生关联,加大了集体效应。在第二节中,首先讨论<sup>16</sup>O的情形,然后在求和无限近似下推广到高壳层。对于多对核子的情况,我们在第三节中用Bose近似进行了一些分析。最后在第四节中给出所得的定性结论。

## 二、Λ超子对两个粒子相干结构的影响

对于满壳外有一对核子的情形,如果用相干结构来描述<sup>[3]</sup>,它的基态及低激发态0<sup>+</sup><sub>1</sub>, 2<sup>+</sup>及4<sup>+</sup>等的波函数可以用相干结构来表示,即:

$$\phi_{L_1 S_1 T_1}(12) = \sqrt{\frac{1}{N_{L_1}}} \sum_{l_1 l_2} A_{l_1 l_2 L_1} [l_1(1)l_2(2)]_{L_1 S_1 T_1} \quad (1)$$

其中:

$$A_{l_1 l_2 L_1} = \frac{i_1 i_2}{\hat{L}_1} C_{l_1 0 l_2 0}^{L_1 0} \quad (2)$$

$$i = \sqrt{2l + 1}, \quad (3)$$

$$N_{L_1} = \sum_{l_1 l_2} A_{l_1 l_2 L_1}^2, \quad (4)$$

$$[l_1(1)l_2(2)]_{L_1 S_1 T_1} = \sum_{\substack{mm' \\ \mu\mu' \\ \tau\tau'}} C_{l_1 m l_2 m'}^{L_1 M_1} C_{\frac{1}{2}\mu \frac{1}{2}\mu'}^{S_1 \mu_1} C_{\frac{1}{2}\tau \frac{1}{2}\tau'}^{T_1 \tau_1} \varphi_{l_1 m \mu \tau}(1) \varphi_{l_2 m' \mu' \tau'}(2), \quad (5)$$

$$S_1 T_1 = 01 \text{ 或 } 10,$$

相应的本征能量为:

$$E_{L_1} = -\frac{V_0}{4\pi} \sum_{l_1 l_2} A_{l_1 l_2 L_1}^2. \quad (6)$$

在此

$$\frac{V_0}{4\pi} \simeq 1.0 \text{ MeV}^3, \quad (7)$$

它的高激发态的波函数可以用非相干结构表示,即:

$$\psi'_{L_1 S_1 T_1}(12) = \sqrt{\frac{1}{N_{L_1}}} \sum_{l_1 l_2} B_{l_1 l_2 L_1} [l_1(1)l_2(2)]_{L_1 S_1 T_1}. \quad (8)$$

$B_{l_1 l_2 L_1}$  满足关系:

$$\sum_{l_1 l_2} A_{l_1 l_2 L_1} B_{l_1 l_2 L_1} = 0, \quad (9)$$

$$N_{L_1} = \sum_{l_1 l_2} B_{l_1 l_2 L_1}^2, \quad (10)$$

相应的本征能量为:

$$E'_{L_1} = 0. \quad (11)$$

现在我们考虑  $\Lambda$  超子进入原子核,会对壳外这对核子的结构产生什么影响. 这时,系统的  $H$  量为:

$$H = H_0 + \sum_{j=1}^2 W_{jA}(r_{jA}), \quad (12)$$

$$H_0 = H_{\text{核}} + H_{0A}. \quad (13)$$

在这里,  $H_{\text{核}}$  代表不包括  $\Lambda$  的系统的  $H$  量,  $H_{0A}$  是  $\Lambda$  粒子在平均场中的能量. 如果我们考虑  $\Lambda$  处于某一固定壳层,  $1s$  或  $1p$  壳,那么它是一个常数,不影响能谱的相对位置,也不引起关联,因此可不予考虑. 关于  $\Lambda$  与壳外粒子之间的剩余相互作用  $W_{jA}(r_{jA})$ ,由于我们只做定性的分析,因此仍把它取为简单的理想  $\delta$  力,即:

$$\begin{aligned} W_{NA}(r_{12}) &= KV_{NN}(r_{12}) \\ &= -KV_0 \delta(\cos \theta_1 - \cos \theta_2) \delta(\varphi_1 - \varphi_2). \end{aligned} \quad (14)$$

其中  $K$  是相互作用强度参数,根据  $N-A$  散射实验,可以得知,  $N-A$  作用约比  $N-N$  作用弱 0.6 倍<sup>2)</sup>,所以在计算中,我们取  $K = 0.6$ .

1) 这样选取,与对力强度  $\sim \frac{20}{A}$  基本一致.

2)  $N-A$  散射实验还给出单态的强度约比三态的强度大 1.2 倍. 由于在此只做定性分析,所以对这一点可不予考虑.

$H_0$  的本征基可以表示为:

$$\psi_{L_1 l_A L S T} = \{\psi_{L_1 S_1 T_1}(12)\varphi_{l_A}(3)\}_{L S T} \quad (15)$$

及

$$\psi'_{L_1 l_A L S T} = \{\psi'_{L_1 S_1 T_1}(12)\varphi_{l_A}(3)\}_{L S T}. \quad (16)$$

其中  $\psi_{L_1 S_1 T_1}(12)$  由(1)式给出, 是两个粒子的相干结构;  $\psi'_{L_1 S_1 T_1}(12)$  由(8)式给出, 是两个粒子的非相干结构.  $W_{iA}(r)$  的矩阵元公式为:

$$\begin{aligned} & \langle [l'_1(1)l'_2(2)]_{L'_1 S'_1 T'_1} l_A(3) \rangle_{L S T} | W_{2A} | \{ [l_1(1)l_2(2)]_{L_1 S_1 T_1} l_A(3) \rangle_{L S T} \rangle \\ & = -\frac{KV_0}{4\pi} A(S'_1 T'_1, S_1 T_1, ST) \delta_{l'_1 l'_2} F(l'_1 l'_2 L'_1, l_1 l_2 L_1, l_A L). \end{aligned} \quad (17)$$

其中:

$$\begin{aligned} & F(l'_1 l'_2 L'_1, l_1 l_2 L_1, l_A L) \\ & = \sum_{\tilde{L}} \hat{L}'_1 \hat{L}'_2 \hat{\tilde{L}} W(l'_1 l'_2 L'_1; L'_1 \tilde{L}) W(l_1 l_2 L_1; L_1 \tilde{L}) \\ & \quad A_{l'_1 l'_2 \tilde{L}} A_{l_1 l_2 \tilde{L}}, \end{aligned} \quad (18)$$

$$A(S'_1 T'_1, S_1 T_1, ST) = \delta_{S_1 S'_1} \delta_{T_1 T} \delta_{T'_1 T} \quad (19)$$

对角化(12)式, 就可以得到在有  $\Lambda$  超子存在情况下的能谱.

由公式(18), 我们可以看到, 当  $\Lambda$  处于  $1s$  壳(即  $l_A = 0$ ) 时,

$$F(l'_1 l'_2 L'_1, l_1 l_2 L_1, l_A = 0 L) = \delta_{l'_1 l'_2} \delta_{L'_1 L_1} \delta_{L L_1} \quad (20)$$

是一个只有对角项的常量. 因此, 相当于一个平均场的效应, 它不会改变壳外粒子的关联.

当  $\Lambda$  处于  $1p$  壳时, 我们讨论了  $^{16}\text{O}$  及高壳核两种情况, 现分别介绍如下:

### 1. $^{16}\text{O}$ 的情形

对于  $^{16}\text{O}$  的情形, 我们求解了  $L = 1, 2, 3$  三种情况. 结果给出在图 1 及表 1 中. 图 1(a) 是  $^{18}\text{O}$  的相干结构的能谱, 图 1(b) 给出了当  $\Lambda$  处在  $1p$  壳时,  $^{16}\text{O}$  的能谱(见图 1). 关于波函数的结构给出在表 1 中.

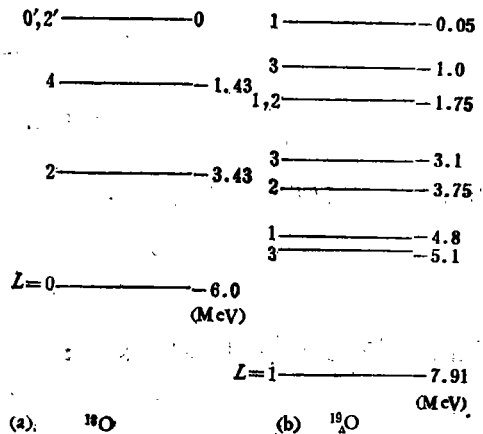


图 1

表 1

$L^*$	波 函 数	能量 (MeV)	重迭积分平方
1-	本征解	-7.91	88%
	相干结构	-7.59	
2-	本征解	-3.75	97%
	相干结构	-3.70	
3-	本征解	-5.11	92%
	相干结构	-4.90	

表1给出了各个  $L$  态能量最低的波函数的结构;由于在此  $S=1/2, T=1$ , 所以把  $\phi_{L_1 l_1 A L S T}$  简略地表示为  $\phi_{L_1 l_1 A L}$ . 从表1可以看到:  $\Lambda$  的影响基本上不引起  $\phi_{L_1 l_1 A L}$  与  $\phi'_{L_1 l_1 A L}$  之间的关联;主要是把  $\phi_{L_1 l_1 A L}$  的各种  $L_1$  的状态关联起来. 这种关联与三个粒子的相干结构十分接近,因此可以说  $\Lambda$  超子加强了原子核的集体效应.

## 2. 高壳的情形

对于高壳的情形(单核子的最大角动量为  $l_0, l_0 \geq 4$ ), 我们借助于求和无限近似<sup>[3]</sup>, 很容易得到矩阵元有如下的特性:

$$\begin{aligned} & \left\langle \phi'_{L_1 l_1 A L S T} \left| \sum_{j=1}^2 W_{jA} \right| \phi_{L_1 l_1 A L S T} \right\rangle \\ & \simeq -2K \frac{V_0}{4\pi} \frac{1}{\sqrt{N_{L_1'} N_{L_1}}} \left( \sum_{l_1 l_2} A_{l_1 l_2 L_1}^2 \right) A_{L_1 l_1 A L} A_{L_1 l_1 A L}. \end{aligned} \quad (21)$$

如果认为

$$\frac{1}{\sqrt{N_{L_1'} N_{L_1}}} \left( \sum_{l_1 l_2} A_{l_1 l_2 L_1}^2 \right) \simeq 1, \quad (22)$$

则有:

$$\begin{aligned} & \left\langle \phi'_{L_1 l_1 A L S T} \left| \sum_{j=1}^2 W_{jA} \right| \phi_{L_1 l_1 A L S T} \right\rangle \\ & \simeq -2K \frac{V_0}{4\pi} A_{L_1 l_1 A L} A_{L_1 l_1 A L}. \end{aligned} \quad (21')$$

用求和无限近似,同样可以得到:

$$\left\langle \phi'_{L_1 l_1 A L S T} \left| \sum_{j=1}^2 W_{jA} \right| \phi_{L_1 l_1 A L S T} \right\rangle \simeq 0. \quad (23)$$

我们利用参考文献[3]中的结果,取:

$$\begin{aligned} E_{L_1} &= -\frac{V_0}{4\pi} \sum_{l_1 l_2} A_{l_1 l_2 L_1}^2 \\ &= -\frac{V_0}{4\pi} \begin{cases} \frac{Q}{2} & (L_1 = 0) \\ \frac{Q}{2} - 0.75l_0 & (L_1 = 2) \\ \frac{Q}{2} - 1.41l_0 & (L_1 = 4) \\ \vdots & \end{cases} \end{aligned} \quad (24)$$

分别对  $l_0 = 4, 6, 8, 10, 12$  等情况进行了计算. 现把  $L^* = 1^-, 3^-$  最低态的能量及波函数列于表2中. 由表2可见: 对于两个核子处于高壳时,由  $\Lambda$  超子在  $1p$  壳上引起的关联效应,随着壳的增高( $l_0$  的加大)而减弱;当  $l_0$  较小时,它可以引起关联,加大原子核的集体效应;但当  $l_0$  足够大时,它基本上不引起关联,即不改变壳外核子之间的结构.

表 2

$L^\pi$	$l_0$	能量 (MeV)	波 函 数
1 <sup>-</sup>	4	-17.2	$0.87\phi_{011} - 0.51\phi_{211}$
	6	-29.9	$0.92\phi_{011} - 0.38\phi_{211}$
	8	-46.8	$0.95\phi_{011} - 0.31\phi_{211}$
	10	-67.6	$0.97\phi_{011} - 0.23\phi_{211}$
	12	-92.6	$0.98\phi_{011} - 0.20\phi_{211}$
3 <sup>-</sup>	4	-14.6	$0.87\phi_{213} - 0.51\phi_{413}$
	6	-25.8	$0.92\phi_{213} - 0.38\phi_{413}$
	8	-41.4	$0.95\phi_{213} - 0.31\phi_{413}$
	10	-60.5	$0.97\phi_{213} - 0.23\phi_{413}$
	12	-83.9	$0.98\phi_{213} - 0.20\phi_{413}$

### 三、推广到多对核子的情况

当满壳层外有  $n$  对核子时, 在 Bose 近似下, 系统的低激发能谱可以如图 2 所示<sup>[3]</sup>. 图 2 中  $A_i^\pm$  代表一对角动量为  $L_i$  的相干粒子对, 近似地把它当作一个 Bose 子. 下面我们考虑  $\Lambda$  超子进入  $1p$  壳层的情况, 同样地在求和无限近似下, 它不会引起相干结构与非相干结构之间的关联. 并且可以看到: 在相干态之间的关联, 也主要在只有一个 Bose 子的角动量  $L_i$  不同的状态之间发生; 因而可以略去高组态的影响不计. 在此我们对基态  $L^\pi = 1^-$  的情况进行了计算. 在计算中只取了最低两个组态, 我们把它们表示为:

$$\phi^a = \sqrt{\frac{1}{n!}} ((A_0^+)^n a_A^+(1p))_{1^-} \quad (25)$$

$$\phi^b = \sqrt{\frac{1}{(n-1)!}} ((A_0^+)^{n-1} A_2^+ a_A^+(1p))_{1^-} \quad (26)$$

表 3

$L^\pi$	$l_0$	$n$	波 函 数
1 <sup>-</sup>	4	1	$0.87\phi^a - 0.51\phi^b$
		2	$0.82\phi^a - 0.57\phi^b$
		3	$0.80\phi^a - 0.60\phi^b$
		4	$0.79\phi^a - 0.61\phi^b$
		5	$0.78\phi^a - 0.62\phi^b$
		6	$0.78\phi^a - 0.63\phi^b$
1 <sup>-</sup>	8	1	$0.95\phi^a - 0.31\phi^b$
		2	$0.92\phi^a - 0.38\phi^b$
		3	$0.90\phi^a - 0.44\phi^b$
		4	$0.89\phi^a - 0.46\phi^b$
		5	$0.87\phi^a - 0.48\phi^b$
		6	$0.86\phi^a - 0.50\phi^b$

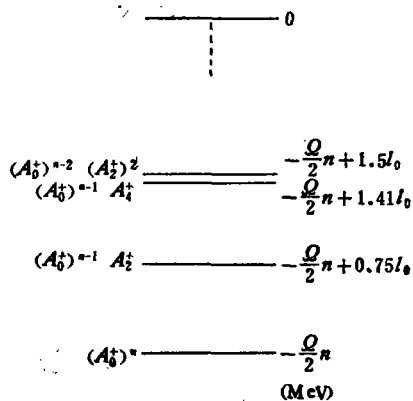


图 2

所得的结果列在表3中。由表3可以看到：对于基态  $1^-$  而言，虽然随着壳层的增高，由  $\Lambda$  超子引起的关联效应减小了，但是当壳外核子对的数目  $n$  增大时， $\Lambda$  超子引起的关联效应会随着有所加大；并当  $n$  达到一定数值以后，关联效应将趋向一个极限。这些定性的结果表明， $\Lambda$  超子极化核心对原子核集体关联所产生的影响还是不可忽视的。

#### 四、小 结

我们从简单的相干模型出发，分析了  $\Lambda$  超子对原子核对关联的影响。概括起来，有以下几点定性结论：

1. 当  $\Lambda$  超子处于  $1s$  壳层时，它只起一个平均场的作用，不会引起任何关联，因而完全不改变壳外核子之间的结构。
2. 当  $\Lambda$  超子处于  $1p$  壳层时，它可以产生关联效应。但它只引起相干结构态之间的关联，而不会与非相干态发生关联。
3. 这种关联在轻核中 ( $l_0$  较小时)，比较明显，随着壳层的增高，关联效应逐渐减小。
4. 对于壳外有多对核子的情况， $\Lambda$  超子对基态产生的关联将随着核子对的数目  $n$  的增加而加大。

应当指出，我们在这里得到的只是模型的结果。虽然相干模型在原子核中是一个比较好的近似，但是推广到超核中，还需要经过实践的考验。我们相信，随着超核谱学的发展，将对这方面的研究工作有较大的促进。

#### 参 考 文 献

- [1] M. Bedjidian et al., *Phys. Lett.*, **62B** (1976), 467.
- [2] H. Feshbach, *Meson-Nuclear Physics*, 1976, P. 521.
- [3] 余友文、张宗焯、于敏，物理学报，**19**(1963)，483.

## THE EFFECTS INDUCED BY A $\Lambda$ HYPERON ON THE PAIRING CORRELATION IN NUCLEUS

SHEN JIAN-PING ZHANG ZONG-YE

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

#### ABSTRACT

In this paper, the effects induced by a  $\Lambda$  hyperon on the pairing correlation in nucleus are investigated. For simplicity, the  $\delta$ -type  $\Lambda$ - $N$  residual interaction is adopted. We have calculated the energy spectrum and wave function of the low-lying excited states for  ${}^A_{\Lambda}\text{O}$ . Then using infinite sum approximation, the correlation effect for two nucleons in the high energy shell induced by a  $\Lambda$ -hyperon is discussed. Finally, by means of Bose approximation, the correlation effects for  $n$  pairs of nucleons induced by a  $\Lambda$  is analysed.