

# 超核 ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ 的核结构研究及其结合能计算

刘宪辉<sup>1,2</sup> 程子韬<sup>1</sup>

1(中国科学院高能物理研究所, 北京 100039)

2(中国科学院理论物理研究所, 北京 100080)

**摘要** 对超核 ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ 的核结构及其对 $\Lambda$ 超子结合能 $B_{\Lambda}$ 的影响进行了系统的研究. 考察了其壳心核 ${}^4\text{He}$ 的极化效应, 计算了当 ${}^4\text{He}$ 中含有 $D$ 态混合成分时对结合能 $B_{\Lambda}$ 的贡献. 结果表明, 壳心核受到 $\Lambda$ 超子相互作用的严重极化, 不再具有自由 $\alpha$ 粒子的结构;  $D$ 态成分的贡献仅改善 $B_{\Lambda}$ 的计算值约 $0.5\text{MeV}$ . 进一步考察了可能的三集团结构, 发现对 $\Lambda + d + d$ 三集团模型, 计算所得 $B_{\Lambda}$ 值比较接近实验值, 表明它有一定的合理性. 要得到肯定的结论, 有待进一步的研究.

**关键词** 超核  $\Lambda$ 束缚能 核结构

## 前言

超核 ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ 的 $\Lambda$ 超子结合能 $B_{\Lambda}$ , 实验值仅为 $3.12 \pm 0.12\text{MeV}$ <sup>[1]</sup>. 迄今用各种唯象的 $\Lambda N$ 力和 $\Lambda + \alpha$ 二集团模型的理论计算都给出过份大的 $B_{\Lambda}$ 值(约大 $2 \sim 3\text{MeV}$ )<sup>[2-4]</sup>. 这就是所谓的 Overbinding 问题. 国际上绝大多数人都相信 ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ 具有 $\Lambda + \alpha$ 的集团结构, 把改善理论计算的努力放在改进 $\Lambda N$ 相互作用方面. 他们对唯象的 $\Lambda N$ 力加进各种可能的修正, 如空间交换力、张量力等, 都没有得到令人满意的结果. 一个可能的解决办法是引进排斥的三体力<sup>[4]</sup>, 可以改善 $B_{\Lambda}$ 的计算值, 但它同时引入了一个可调参数, 这样得到的结果有其任意性, 是不能完全肯定的. Bando 和 Yamamoto 用 Nijmegen D 介子交换位模拟核物质中 G 矩阵计算得到一个等效的 $\Lambda N$ 力, 叫做 YNG 力, 其中包含费米动量 $k_F$ 为可调参数, 它被调节来产生实验的 $B_{\Lambda}$ 值. 这样得到的 $k_F$ , 对 ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ 是 $0.9\text{fm}^{-1}$ , 对 ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ 是 $0.87\text{fm}^{-1}$ <sup>[3]</sup>. 这与费米动量随 $A$ 增大这一事实相矛盾, 问题仍然存在.

早在 1984 年 Hungerford 等<sup>[5]</sup>就讨论了夸克自由度可能对 ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ 中 $\Lambda$ 超子结合能有影响. 他指出, 从重子层次看,  $\Lambda$ 是与 $n, p$ 属于不同粒子,  $\Lambda$ 不受泡里原理限制, 可以填充 $1s$ 轨道. 但从夸克层次看,  ${}^4\text{He}$ 的 12 个 $ud$ 夸克已填满了 $1s$ 壳,  $\Lambda$ 粒子中的 $u, d$ 夸克受泡里原理限制不能再填充 $1s$ 壳. 由此导致 $\Lambda$ 粒子的束缚减弱, 从而减小束缚能. 1993 年 Tübingen 小组<sup>[6]</sup>在计算 ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ 的 $\pi$ 衰变率时, 首次采用非相对论夸克集团模型, 用 RGM(实际是 OCM)方

法推导出 $\Lambda\text{N}$ 势,进而推导出等效 $\Lambda\alpha$ 势.这个势有一强排斥心,它把 $\Lambda$ 粒子推离 $\alpha$ 壳心,这样 $\Lambda$ 的 $\pi$ 衰变率增大,因为泡里阻塞效应减小了.理论计算值与实验材料相符.在此后几年的国际会议上 Tübingen 小组的工作被多次报告和提及.实际上,Overbinding 问题并未解决.其一是 Tübingen 的夸克集团模型,人为的加进了唯象的 $\sigma$ 介子交换位来得到中程吸引相互作用,是在重子层次上加的. $\sigma$ 介子耦合常数 $g_{\sigma}^2/4\pi$ 是一个参数.当用此 $V_{\Lambda\text{N}}$ 位来拟合 $\Lambda\text{p}$ 和 $\Lambda\text{n}$ 散射材料时,要求 $g_{\sigma}^2/4\pi = 3.68$ ,在此情况下计算的 ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ 的超子结合能 $B_{\Lambda} = 2\text{MeV}$ ,与实验不符.如果要求符合实验值 $3.12\text{MeV}$ ,则要求 $g_{\sigma}^2/4\pi = 3.76$ ,但此值不能拟合 $\Lambda\text{N}$ 散射材料.其二是 Tübingen 的夸克势模型,不能正确的给出超核 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ 和 ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ 的实验能级次序,它的自旋三态力要比自旋单态力强,这与实验事实相反.因此 Tübingen 小组并没有真正解决 ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ 的 Overbinding 问题.

显然,要了解 ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ 的 Overbinding 问题,仅考虑 $\Lambda\text{N}$ 相互作用改进方面是不够的,还必须考虑 ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ 的核结构效应.最早注意到这个问题的是中国科学工作者<sup>[7]</sup>.他们发现,过去绝大多数理论计算都把壳心核看作自由 $\alpha$ 粒子,用简单壳模型波函数(OS)<sup>4</sup>来描述 $\alpha$ 粒子内部结构.他们首先用实验的 $\alpha$ 粒子密度分布函数代替简单壳模型,求出的 $\Lambda\alpha$ 位有排斥心,这样的位可以改善理论计算值约 $1\text{MeV}$ .继而他们搜集了所有国际上常用的 $\Lambda\text{N}$ 力和多组 $\alpha$ 粒子密度分布参数做了系统的计算和分析.发现壳心核结构的变化对 $B_{\Lambda}$ 的计算值有显著影响.如果壳心核变得松散可以大大改善理论计算值.但如何正确估计壳心核形变大小是有待研究的问题.

近年来的低能 $d(d, \gamma){}^4\text{He}$ 反应实验明确指出,在 ${}^4\text{He}$ 基态中存在 $D$ 态成分(4.8%~14%). K. Langanke 和 T. Warmann<sup>[8]</sup>在 ${}^4\text{He}$ 中引入 10%的 $D$ 态成分,用几种 $\Lambda\text{N}$ 力计算 $B_{\Lambda}$ 值,发现 $D$ 态成份贡献仅为 $0.1\text{—}0.5\text{MeV}$ . A. R. Bodmer 等<sup>[9]</sup>在变分关联波函数框架下研究了核壳心极化对 $B_{\Lambda}$ 的影响,他们得到的结果是 $\Lambda$ 的作用使壳心核半径变小, $B_{\Lambda}$ 值为 $7\text{MeV}$ ,壳心极化贡献约 $0.4\text{MeV}$ ,他们的结果与夸克模型的分析是相矛盾的.

本文在分析研究核壳心极化和 $D$ 态成份对 $B_{\Lambda}$ 计算值的影响的基础上,论证了 $\alpha$ 壳心核有严重畸变.为了进一步考察核结构效应,对可能的三集团结构进行了研究.我们发现 $\Lambda + d + d$ 模型由于具有良好的对称性,能包含 $D$ 态等高分波成份,给出了较接近实验值的 $B_{\Lambda}$ 值.

下面第一节简述 $\alpha$ 粒子密度分布与 $B_{\Lambda}$ 的关系.第二节计算 $D$ 态混合对 $B_{\Lambda}$ 的贡献,第三节讨论可能的三集团结构.最后是简短的综合.

## 1 ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ 中 $\alpha$ 粒子密度分布与 $\Lambda$ 超子结合能 $B_{\Lambda}$ 的关系

通常人们把 ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ 看作 $\Lambda + \alpha$ 的两体系统. $\Lambda\alpha$ 的相互作用是由 $\Lambda\text{N}$ 相互作用与 $\alpha$ 粒子密度分布的卷积得到

$$V_{\Lambda\alpha}(\mathbf{r}) = \int \rho_{\alpha}(\mathbf{r}') V_{\Lambda\text{N}}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') d^3r', \quad (1.1)$$

求解相互作用 $V_{\Lambda\alpha}$ 的两体薛定格方程,即可求得 $\Lambda$ 超子的结合能 $B_{\Lambda}$ .我们曾指出,用(OS)<sup>4</sup>

壳模型波函数来描述 $\alpha$ 粒子的内部结构过于简单,不能正确反映壳心核 $\alpha$ 的实际状态.为此首先用实验的电荷密度分布来近似描述壳心核 ${}^4\text{He}$ 的粒子密度分布状态.收集到的国际上常用的 $\alpha$ 粒子密度分布函数有两类,一类是双高斯型<sup>[10-13]</sup>

$$\rho_\alpha(r) = \sum_{j=1}^2 p_j e^{-r^2/A_j^2} \quad (1.2)$$

其参数见表 1. 由于  $p_2$  为负值, 导致  $V_{\Lambda\alpha}$  势有一个小的排斥心, 它是减小束缚的.

表1  $\rho_\alpha(r)$ 的参数值

编号	$P_1$	$A_1/\text{fm}$	$P_2$	$A_2/\text{fm}$	$\langle r_\alpha^2 \rangle^{1/2}/\text{fm}$	参考
1	0.0766	1.3363	-0.0368	0.447	1.65	[10]
2	0.0882	1.29	-0.0882	0.488	1.62	[11]
3	0.12	1.1785	-0.12	0.527	1.50	[12]
4	0.08772	1.314	-0.07526	0.6377	1.675	[12]
5	0.20726	1.0399	-0.1641	0.6883	1.376	[13]

另一类是 Woods-Saxon 分布<sup>[15]</sup>

$$\rho_\alpha(r) = \rho_0(1 + w r^2/c^2) / (1 + e^{\frac{r-c}{z}}), \quad (1.3)$$

其中  $c = (1.008 \pm 0.013)\text{fm}$ ,  $z = (0.327 \pm 0.002)\text{fm}$ ,  $w = 0.445 \pm 0.020$  我们把式(1.3)的分布编号为 6.

对于 $\Lambda\text{N}$ 相互作用, 选取唯象形式

$$V_{\Lambda\text{N}}(r) = \sum_{j=1}^n V_j \exp(-r^2/a_j^2), \quad (1.4)$$

表 2 中列出了具有代表性的三组相互作用参数. 其中第 1, 2 组是既拟合 $\Lambda\text{p}$  散射材料又拟合轻超核 ${}^3_\Lambda\text{H}$ ,  ${}^4_\Lambda\text{H}$ ,  ${}^4_\Lambda\text{He}$  结合能的  $s$  波 $\Lambda\text{N}$ 力, 第 3 组是由研究  $p$  壳超核所确定的 $\Lambda\text{N}$   $p$  波相互作用.

表2  $V_{\Lambda\text{N}}$ 相互作用参数值

编号	$V_1/\text{MeV}$	$a_1/\text{fm}$	$V_2/\text{MeV}$	$a_2/\text{fm}$	参考
1	-46.2675	1.045			[3]
2	-24.82	1.3933			[3]
3	-85.8	1.12	145.0	0.82	[14]

用上述参数计算的 $\Lambda$ 超子结合能  $B_\Lambda$  给在表 3.

表3  $B_\Lambda$ 的理论计算值

(MeV)

$V_{\Lambda\text{N}} \backslash \rho_\alpha$	1	2	3	4	5	6
1	4.23	4.347	5.428	3.818	6.915	4.00
2	4.686	4.801	5.636	4.40	6.717	4.47
$\langle r_\alpha^2 \rangle^{1/2}/\text{fm}$	1.65	1.62	1.50	1.675	1.376	1.72

从表 3 看到, 虽然计算的  $B_\Lambda$  值过大, 但比用壳模型  $(0S)^4$  组态的计算已有很大改善 ( $\sim 1\text{MeV}$ )。从表中亦可看到  $\langle r_\alpha^2 \rangle^{1/2}$  值越大,  $B_\Lambda$  值越小。意味着壳心核结合得越松散,  $B_\Lambda$  越小。这一结果与认为  $\Lambda$  超子的加入会使  $\alpha$  粒子结合得更紧的看法是相反的。图 1 中给出  $B_\Lambda$  值与  $\langle r_\alpha^2 \rangle^{1/2}$  的关系。

## 2 $D$ 态成份对 $B_\Lambda$ 的贡献

$d(d, \gamma){}^4\text{He}$  反应实验分析, 明确指出在  ${}^4\text{He}$  中存在显著的  $D$  态成份<sup>[16,17]</sup>。在  $D$  态中, 所有四个粒子的自旋是平行的 ( $s = 2$ ), 其空间波函数有  $(0S)^2(0P)^2$  组态。到目前为止对  ${}^4\text{He}$  基态的  $D$  成份的实验和理论分析指出其值在 4.8%—14% 之间。K. Langanke 和 T. Warmann 用几种  $\Lambda N$  力研究过  $D$  态成份的贡献, 对  $B_\Lambda$  的修正在 0.1—0.5 MeV 之间<sup>[8]</sup>。在本文里的分析不同点在于用了  $\Lambda N$  力的  $P$  波相互作用来考察  $D$  波成份的贡献。由于  $\Lambda N$  的  $P$  波力比  $S$  波力显著的小, 有可能进一步降低  $B_\Lambda$  的计算值。我们采用如下的  ${}^5\Lambda\text{He}$  波函数

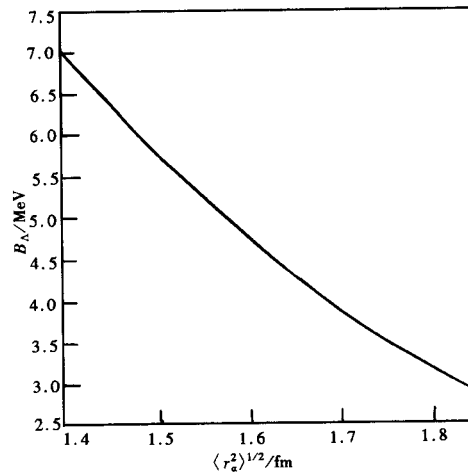


图 1

$$\Psi = \phi_\alpha \phi_\Lambda f(r)$$

$$\phi_\alpha = (1 - \beta^2)^{1/2} \phi_{J=0}^{L=0, S=0} + \beta \phi_{J=0}^{L=2, S=2} \quad (2.1)$$

这里  $\phi_\alpha$  是壳心核  $\alpha$  的波函数。  $\beta^2$  是  $D$  态成份的大小。  $\phi_\Lambda$  是  $\Lambda$  超子自旋波函数,  $f(r)$  是  $\Lambda - \alpha$  相对运动波函数。此时  $\alpha$  粒子密度分布改用

$$\rho_\alpha = |\phi_\alpha\rangle \langle \phi_\alpha| \quad (2.2)$$

当谐振子参数  $r_0$  取 1.208 fm,  $\beta = 0$  时 (2.2) 式给出  ${}^4\text{He}$  的方均根半径  $\langle r_\alpha^2 \rangle^{1/2} = 1.48 \text{ fm}$ <sup>[2]</sup>, 符合实验值。在计算中, 对  $\Lambda N$  的  $S$  波相互作用采用表 2 中的第 1, 2 组参数, 对  $\Lambda N$  的  $P$  波相互作用采用第 3 组参数。对不同  $\beta^2$  值计算结果见表 4。

表 4  $D$  态成份  $\beta^2$  对  $B_\Lambda$  值的影响

$\beta^2$	$V_{\Lambda N}$ 力		$B_\Lambda / \text{MeV}$	$\langle r_\alpha^2 \rangle^{1/2} / \text{fm}$	$B_\Lambda^* / \text{MeV}$	$\langle r_\alpha^2 \rangle^{1/2} / \text{fm}$
	$S$ 波	$P$ 波				
0.00	1组	3组	6.035	1.48	4.10	1.675
	2组		6.02			
0.04	1组	3组	5.81	1.49	3.93	1.686
	2组		5.82			
0.14	1组	3组	5.256	1.51	3.54	1.713
	2组		5.32			

\* 相应于  $r_0$  取 1.367 fm 时的计算值。

从表 4 可看到  $D$  态混合和较弱的  $\Lambda N$   $P$  波力确实能使  $B_\Lambda$  计算值减小,但在合理的  $\beta^2$  值范围改善不够大,  $< 0.8\text{MeV}$ . 如前所述  $B_\Lambda$  值对参数  $r_0$  很敏感,如果取  $r_0 = 1.367\text{fm}$ ,它相应的  $\langle r_\alpha^2 \rangle^{1/2} = 1.675\text{fm}$ ,计算结果给在表 4 最后两列. 明显的,壳心核的方均根半径增大,  $B_\Lambda$  值变小并趋向实验值.

综观上面的分析,有理由认为  ${}^5_\Lambda\text{He}$  中的壳心核  ${}^4\text{He}$  由于受  $\Lambda$  超子作用而发生严重畸变. 不再具有自由  $\alpha$  粒子的结构. 目前严格计算五体问题是有困难的. 为进一步考察  ${}^5_\Lambda\text{He}$  的结构效应,我们对可能的三集团结构进行了研究.

### 3 ${}^5_\Lambda\text{He}$ 的三集团结构模型

我们把  ${}^5_\Lambda\text{He}$  视为一个三集团系统,求解三体束缚态来得到  $B_\Lambda$  值. 三体系统内部坐标可分别用三组等价的雅可比坐标来描述(图 2).

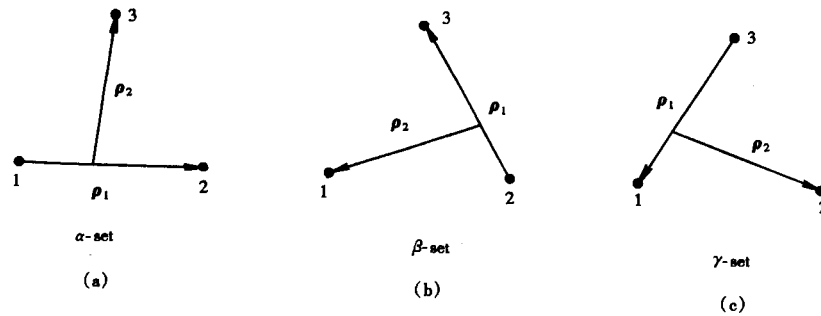


图 2

在任一雅可比坐标中,系统哈密顿量为

$$H = \sum_{i=1}^2 -\frac{\hbar^2}{2\mu_i} \nabla_{\rho_i}^2 + \sum_{i<j=1}^3 V_{ij} \quad (3.1)$$

$\mu_i$  为约化质量,在  $\alpha$ -set 中  $\mu_1 = \frac{m_1 m_2}{(m_1 + m_2)}$ ,  $\mu_2 = \frac{(m_1 + m_2) m_3}{(m_1 + m_2 + m_3)}$ . 我们采用变分法来求解 (3.1) 式的本征解. 取满足对称性要求的谐振子乘积态作为基矢,系统的波函数用此基矢来展开,在有限的谐振子乘积子空间中对角化  $H$  量,可求得本征态的近似解. 由基态能量即可求得  $B_\Lambda$  值. 谐振子参数  $\hbar\omega$  被视作变分参数.

#### 3.1 $\Lambda + p + {}^3\text{H}$ 集团模型

首先考察  $\Lambda + p + t$  三集团结构. 此时  $\Lambda p$  相互作用仍取表 2 中第 1 组参数.  $t\Lambda$  和  $tp$  相互作用选自文献 [19]

$$\begin{aligned} V_{\Lambda t}(r) &= V_{\Lambda 1} e^{-r^2/a_{\Lambda 1}^2} + V_{\Lambda 2} e^{-r^2/a_{\Lambda 2}^2} \\ V_{tp}(r) &= V_{p1} e^{-r^2/a_{p1}^2} + V_{p2} e^{-r^2/a_{p2}^2} \end{aligned} \quad (3.2)$$

$$\begin{aligned} \text{其中} \quad V_{\Lambda 1} &= -324.9\text{MeV}, \quad a_{\Lambda 1} = 1.41\text{fm} \\ V_{\Lambda 2} &= 359.2\text{MeV}, \quad a_{\Lambda 2} = 1.25\text{fm} \\ V_{p1} &= -102.95\text{MeV}, \quad a_{p1} = 2.237\text{fm} \\ V_{p2} &= 50.56\text{MeV}, \quad a_{p2} = 1.707\text{fm} \end{aligned}$$

我们调节  $V_{\Lambda 1}$  来得到  $B_\Lambda({}^4_\Lambda\text{H})$  实验值  $2.04\text{MeV}$ , 调节  $V_{p1}$  来产生  $B_p({}^4\text{He})$  实验值  $18.79\text{MeV}$ . 调整后的相互作用仅把  $V_{\Lambda 1}$  和  $V_{p1}$  分别改换成  $V_{\Lambda 1}^m$  和  $V_{p1}^m$ ,

$$V_{\Lambda 1}^m = -331.9\text{MeV}; \quad V_{p1}^m = -101.0\text{MeV}$$

${}^5_\Lambda\text{He}$  的总角动量和宇称是  $J^\pi = 1/2^+$ . 选取的谐振子乘积基矢必须满足角动量耦合规则和宇称守恒. 对角化子空间的限制条件是  $2(n_1 + n_2) + l_1 + l_2 \leq N_0$ ,  $\hbar\omega$  为变分参数, 逐步增加  $N_0$  值直到变分结果趋于稳定. 计算表明, 当  $N_0 = 10$  时, 展开基数目为 56,  $\hbar\omega = 20\text{MeV}$  得到稳定解. 三体结合能为  $B_{\text{p}\Lambda} = 23.04\text{MeV}$ , 相应的  $B_\Lambda({}^5_\Lambda\text{He}) = 4.25\text{MeV}$ . 计算的均方根距离分别为  $R_{\Lambda 1} = 2.53\text{fm}$ ,  $R_{\Lambda p} = 2.88\text{fm}$ ,  $R_{\Lambda\alpha} = 2.46\text{fm}$ ,  $R_p = 2.07\text{fm}$ . 集团之间保持大致相等的距离,  $\alpha$  壳心似乎完全拆散了, 这似乎不应该是  ${}^5_\Lambda\text{He}$  的主要结构. 计算的  $B_\Lambda$  值也过份的大. 至于  $\Lambda + n + {}^3\text{He}$  三集团结构, 结果是大同小异. 因  ${}^3\text{H}$  比  ${}^3\text{He}$  结合得更紧, 这一结构更不是  ${}^5_\Lambda\text{He}$  中的主要结构.

### 3.2 $\Lambda + d + d$ 集团模型

d-d 相互作用取自参考文献 [17], 它是拟合 d-d 散射材料和  $d(d, \gamma){}^4\text{He}$  反应实验数据得到的唯象位

$$V_{dd}(r) = V_0 / \left( 1 + e^{-\frac{r-R_0}{a}} \right)$$

$$V_0 = -74.31\text{MeV}, \quad R_0 = 1.70\text{fm}, \quad a = 0.90\text{fm}$$

$\Lambda - d$  相互作用由 d 核粒子密度分布与  $\Lambda N$  相互作用的卷积得到. 其中  $\rho_d(r)$  取自参考文献 [18]

$$\rho_d(r) = \frac{A_p}{(\sqrt{\pi} a_1)^3} e^{-r^2/a_1^2} + \frac{1 - A_p}{(\sqrt{\pi} a_2)^3} e^{-r^2/a_2^2}$$

$$a_1 = 1.80\text{fm}, \quad a_2 = 0.65\text{fm}, \quad A_p = 0.8935$$

$V_{\Lambda N}$  采用表 2 中第 1 组参数. 由于 d 核是玻色子, 对称性要求  $l_1 = \text{even}$ ,  $l_1 + l_2 = L$ . 对角化子空间由条件  $2(n_1 + n_2) + l_1 + l_2 \leq N_0$  确定, 逐渐增大  $N_0$  直到计算结果稳定为止. 当  $N_0 = 18$  时, 展开基数目达到 125,  $\hbar\omega = 20\text{MeV}$ , 得到稳定的结果. 计算所得基态结合能为  $E_{\Lambda dd} = -25.44\text{MeV}$ , 相应的  $B_\Lambda = 2.59\text{MeV}$ , 稍小于实验值  $3.12\text{MeV}$ . 计算的粒子间的均方根距离分别为  $R_{dd} = 1.80\text{fm}$ ,  $R_{\Lambda-dd} = 3.00\text{fm}$ ,  $R_{\Lambda d} = 3.13\text{fm}$  和  $R_{\Lambda d-d} = 1.84\text{fm}$ . 结果

表明,计算的 d-d 方均根距离可与 $\alpha$ 粒子方均根半径 1.76fm 相比较,而  $R_{\Lambda-d}$  则远大于 $\alpha$ 粒子平均半径. 这说明壳心核 ${}^4\text{He}$  已有较大形变又仍未解体.  $\Lambda$ 超子并非深入 $\alpha$ 粒子内部而是远离 $\alpha$ 粒子.  $\Lambda + d + d$  模型由于有较好的对称性,在壳心核中能包含进  $S$  波、 $D$  波等高分波成份,并得到与实验数据较接近的  $B_{\Lambda}$  值,显示了它的合理性. 但要得到比较肯定的结论,进一步作系统的研究是必要的.

## 小结

本文对超核 ${}^5_{\Lambda}\text{He}$  结合能的核结构效应做了新的研究. 考察了其壳心核 $\alpha$ 的极化效应,计算了 ${}^4\text{He}$  中  $D$  态成份对结合能  $B_{\Lambda}$  的贡献. 同时对三集团模型来描述 ${}^5_{\Lambda}\text{He}$  的结构进行了分析研究,得到如下结论:

1) 超核 ${}^5_{\Lambda}\text{He}$  中壳心核 $\alpha$ 的结构对 $\Lambda$ 结合能  $B_{\Lambda}$  有重要影响. 计算表明,壳心核 $\alpha$ 的结构越松散  $B_{\Lambda}$  值越小,越接近实验值. 说明由于 $\Lambda$ 超子的作用,壳心核被严重畸变,不再有自由 $\alpha$ 粒子的结构.

2) 考虑 ${}^4\text{He}$  中  $D$  态成份的贡献,仅改差  $B_{\Lambda}$  的计算值  $\sim 0.5\text{MeV}$ , 仍不能解释 Overbinding 问题.

3)  $\Lambda + d + d$  三集团结构模型能给出较接近实验值的  $B_{\Lambda}$ , 表明这个模型有一定的合理性,它具有较好的对称性,能包含进  $D$  态等高分波成份,因而能作为 ${}^5_{\Lambda}\text{He}$  结构的一种近似. 因为我们用了粗糙的唯象 $\Lambda N$ 力,要得到肯定结论需进一步作系统研究. 总之 ${}^5_{\Lambda}\text{He}$  的结构对 $\Lambda$ 超子结合能及 $\pi$ 衰变率有极其重要的影响.

## 参 考 文 献

- 1 Povh B, Annu. Rev. Nucl. Sci., 1978 **28**:1
- 2 Dalitz R H, Herndon R C, Tang Y C. Nucl. Phys., 1972, **B47**:109;  
Schimert T, Stubedo D T, Lemere M. et al Nucl. Phys., 1980, **A343**:429
- 3 Yamamoto Y, Bando H. Prog. Theor. Phys. Suppl. 1985, **81**:9;  
Wang X-C, Bando H. Z. Physik, 1987, **A327**:53;  
Yamamoto Y et al. Phys. Rev., 1987, **C36**:2166
- 4 Bodmer A R, Usmani Q N, Carlson J. Phys. Rev., 1984, **C29**:684; Bodmer A R et al. Phys. Rev., 1985, **C31**:1400; 1986, **C41**:1387; Nucl. Phys., 1988, **A417**:621
- 5 Hungerford et al. Phys. Lett., 1984, **B42**:23
- 6 Straub U, Nieves J, Fassler A et al. Nucl. Phys., 1993, **A556**:531
- 7 Liu Yuan, Liu Xianhui. Chines Journal of Nucl. Phys., 1983, **5**:186;  
Liu Jifeng, Kong Fanxi, Liu Xianhui. Chinese Journal of Nucl. Phys., 1988, **8**:88
- 8 Langanke K, Warmann T. Phys. Lett., 1988, **B209**:159; Phys. Rev., 1988, **C37**:1656
- 9 Bodmer A R et al. Nucl. Phys., 1996, **A609**:326
- 10 Auger J P et al. Nucl. Phys., 1976, **262**:372
- 11 Chou T T. Phys. Rev., 1968, **168**:1594
- 12 Bassal R H et al. Phys. Rev., 1968, **174**:1179
- 13 Daskaloyannis C et al. Phys. Rev., 1982, **C26**:702
- 14 Shi Yi Jin. High Energy Phys. and Nucl. Phys., 1982, **6**:750; 1983, **5**:605

- (施义晋. 高能物理与核物理, 1982, 6:750; 1983, 5:605)
- 15 Frosch R F et al. Phys. Rev., 1967, 160:874
- 16 Weller H R et al. Phys. Rev. Lett., 1984, 53:1325
- 17 Piekarewicz J et al. Phys. Rev., 1987, C36:875
- 18 Xu Xiang Yuan et al. High Energy Phys. and Nucl. Phys., 1984, 8:699  
(许祥源. 高能物理与核物理, 1984, 8:699)
- 19 Myint K S. Nucl. Phys., 1992, A547:227

## Investigation of Hypernucleus ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ Structure and the Calculation of the Binding Energy

Liu Xianhui<sup>1,2</sup> Chen Zitao<sup>1</sup>

<sup>1</sup>(*Institute of High Energy Physics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039*)

<sup>2</sup>(*Institute of Theoretical Physics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080*)

**Abstract** In this paper the nuclear structure of hypernucleus  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$  and its effect on the binding energy  $B_{\Lambda}$  of  $\Lambda$  hyperon are systematically studied. The polarization effect of the core  $\alpha$  is explored. The binding energy  $B_{\Lambda}$  of  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$  including  $D$ -state mixing component is calculated. The results show that the core  $\alpha$  suffers a serious distortion by the interaction with  $\Lambda$  hyperon and has no longer the structure of a free Alpha particle. The  $D$ -state mixing can improve the  $B_{\Lambda}$  calculated value about 0.5MeV. A possible three cluster structure is further explored. The  $\Lambda + d + d$  model can give a  $B_{\Lambda}$  value close to the experimental one. The further exploration is necessary.

**Key words** Hypernucleus,  $\Lambda$  binding energy, nuclear Structure