

# 利用手征 $SU(3)$ 夸克模型研究轻超核 ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ , ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ 和 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ 的结合能<sup>\*</sup>

陆晓<sup>1</sup> 白莹<sup>1</sup> 杨永栩<sup>1</sup> 沈彭年<sup>2</sup>

1 (广西师范大学物理与信息工程学院 桂林 541004)

2 (中国科学院高能物理研究所 北京 100049)

**摘要** 利用手征  $SU(3)$  夸克集团模型, 通过共振群方法(RGM)得到非定域的 YN 相互作用势和  $\Lambda$  超子与壳心核的相互作用势, 并用其计算了轻  $\Lambda$  超核  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ ,  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  和  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  的结合能. 计算结果表明, 手征  $SU(3)$  夸克集团模型不仅能较好地描述  $\Delta\text{p}$  散射, 也能较好地描述轻  $\Lambda$  超核的结合能. 由于利用共振群方法(RGM)直接抽取的非定域 YN 相互作用势更为准确, 因此计算得到的轻  $\Lambda$  超核  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ ,  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  和  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  的结合能更符合实验数据, 同时, 这也为将来研究超核和多夸克体系确定了一套更为精确的模型参数.

**关键词** 超核 共振群 YN 相互作用 结合能

## 1 引言

自从 1952 年发现超核至今已有 50 多年了. 超核的出现为研究核结构开辟了新的途径. 在超核的早期研究中, 能获取  $\Lambda\text{N}$  相互作用的信息只有  $\Lambda$  超核的结合能. 作为理论研究基础的  $\Lambda\text{N}$  相互作用, 多数采用唯象的形式, 这些唯象的  $\Lambda\text{N}$  力在解释一些超核性质方面取得了一定的成功, 但存在着如  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$  超核过紧束缚的问题, 故理论仍有一定的局限性<sup>[1-3]</sup>.

随着粒子物理的发展, 对超核的研究已从重子层次深入到更为基本的夸克层次. 作为强相互作用基本理论的量子色动力学(QCD), 为我们在夸克层次上研究重子-重子相互作用提供了理论基础. Oka 和 Faessler<sup>[4]</sup> 等人最早在夸克层次上用生成坐标的方法(GCM)研究了 NN 散射, U. Stranb<sup>[5]</sup> 等人利用这种方法进一步研究了 YN 散射. 他们在计算中唯象地引入了一个  $\sigma$  介子交换势, 弥补夸克-夸克相互作用的中程吸引不足的缺陷. 张宗焯<sup>[6]</sup> 等人将手征

$SU(2)$  夸克模型推广到手征  $SU(3)$  夸克模型, 在保持手征对称性的条件下, 在夸克-夸克相互作用中引入八重态及单态标量和赝标介子场与夸克场的耦合, 同时解释了 NN 散射和 YN 散射的实验数据. 张妙静<sup>[7]</sup> 等人利用手征  $SU(3)$  夸克模型, 将生成坐标下的  $\Lambda\text{N}$  势经过一定的变换后, 得到坐标空间下的  $\Lambda\text{N}$  势; 并计算了  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ ,  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  和  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  的能谱, 结果显示非定域的  $\Lambda\text{N}$  势在合理解释轻超核能谱是十分重要的, 但将基于生成坐标下的势函数变换到  $\Lambda$  与 N 的非定域势时会有一定的近似.

本文的工作是在手征  $SU(3)$  夸克集团模型的框架下, 利用共振群方法(RGM)直接抽取基于集团间距离的  $\Lambda\text{N}$  相互作用, 并应用到轻超核  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ ,  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  和  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  能谱的研究中.

## 2 手征 $SU(3)$ 夸克集团模型与 YN 相互作用

一个重子由 3 个价夸克组成, 它的波函数在轨道(O), 味道(F), 自旋(S)和颜色(C)空间上是一

2005-02-21 收稿

\* 国家自然科学基金(10147202, 10475089, 10435080), 中国科学院知识创新重大项目(KJ951-A1-02)和广西自然科学基金(0339035)资助

个全反对称的. 设  $\phi^{\text{orb}}$  为三夸克集团在坐标空间中的波函数,

$$\phi^{\text{orb}}(123) = \prod_{i=1}^3 \phi(\mathbf{r}_i, \mathbf{R}), \quad (1)$$

其中第  $i$  个夸克的波函数为

$$\phi(\mathbf{r}_i, \mathbf{R}) = \left(\frac{1}{\pi b_i^2}\right)^{3/4} \exp\left[-\frac{1}{2b_i^2}(\mathbf{r}_i - \mathbf{R})^2\right]. \quad (2)$$

对于重子-重子系统, 在共振群(RGM)框架下, 六夸克集团的坐标空间波函数用内部坐标和质心坐标表示为

$$\Phi_{6q}(123, 456) = \phi_A^{\text{int}}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2) \phi_B^{\text{int}}(\boldsymbol{\rho}_4, \boldsymbol{\rho}_5) \times \chi(\mathbf{R}_{AB}) Z_{6q}(\mathbf{R}_{CM}), \quad (3)$$

其中  $\phi_A^{\text{int}}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2)$  和  $\phi_B^{\text{int}}(\boldsymbol{\rho}_4, \boldsymbol{\rho}_5)$  为重子 A, B 的内部波函数,  $\chi(\mathbf{R}_{AB})$  为相对运动波函数,  $Z_{6q}(\mathbf{R}_{CM})$  为六夸克集团的质心运动波函数,  $\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, \boldsymbol{\rho}_4, \boldsymbol{\rho}_5$  分别为 A, B 集团的内部坐标.

而六夸克集团波函数在轨道(O)、味道(F)、自旋(S)和颜色(C)空间要构成一个全反对称的波函数.

$$\Psi_{6q}(123, 456) = \int A \{ [\phi_A^{\text{int}}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2) \phi_B^{\text{int}}(\boldsymbol{\rho}_4, \boldsymbol{\rho}_5) \times \delta(\mathbf{R}_{AB} - \mathbf{R}') \chi(\mathbf{R}') Z_{6q}(\mathbf{R}_{CM})] \chi_{6q}^{\text{FC}} \}_{\text{ST}} d\mathbf{R}', \quad (4)$$

其中

$$A = 1 - \sum_{\substack{i \in A \\ j \in B}} P_{ij}^{OFSC}$$

为全反对称算符,  $\chi_{6q}^{\text{FC}}$  为六夸克系统的自旋-味道-色空间的波函数.

六夸克系统中基本的相互作用是夸克-夸克相互作用, 在手征  $SU(3)$  夸克模型中, 夸克-夸克相互作用  $V_{ij}$  由单胶子交换势  $V_{ij}^{\text{OGE}}$ , 禁闭势  $V_{ij}^{\text{Conf}}$  和手征势  $V_{ij}^{\text{Ch}}$  3 部分组成:

$$V_{ij} = V_{ij}^{\text{OGE}} + V_{ij}^{\text{Conf}} + V_{ij}^{\text{Ch}}, \quad (5)$$

其中  $V_{ij}^{\text{OGE}}, V_{ij}^{\text{Conf}}, V_{ij}^{\text{Ch}}$  的具体表达形式可参阅文献 [6].

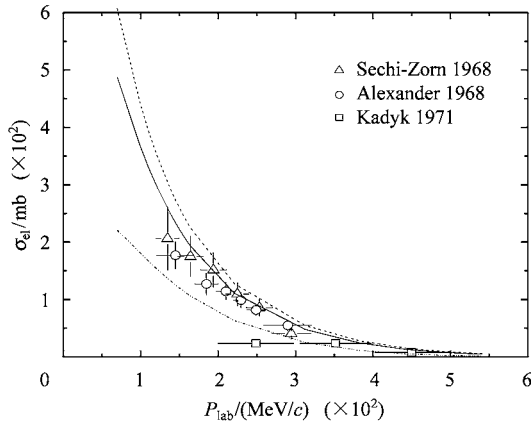
手征  $SU(3)$  夸克模型的参数中, 耦合常数  $g_{\text{ch}}$  由如下关系式确定:

$$\frac{g_{\text{ch}}^2}{4\pi} = \left(\frac{3}{5}\right)^2 \frac{g_{\text{NN}\pi}^2 m_q^2}{4\pi M_N^2}, \quad (6)$$

其中  $\frac{g_{\text{NN}\pi}^2}{4\pi}$  由实验数据确定为 13.67. 其他的模型参数是这样确定的: 在取定了夸克质量  $m_u, m_s$  和宽度参数  $b_{\text{up}}$ , 以及标量介子( $\sigma, \sigma', \kappa, \epsilon$ )和赝标介子( $\pi, K, \eta, \eta'$ )的质量和截断质量后, 有效强耦合常数  $g_u, g_s$  以及禁闭势参数  $a_{\text{uu}}^c, a_{\text{us}}^c, a_{\text{ss}}^c$  和  $a_{\text{uu}}^0, a_{\text{us}}^0, a_{\text{ss}}^0$  由  $N, \Delta, \Lambda, \Sigma, \Xi$  的质量和重子八重态的稳定性条件来确定. 表 1 列出了 3 组模型参数, 使用这 3 组参数计算  $\Delta$ -p 散射总截面的理论值与实验数据的比较如图 1 所示, 其中参数 3 的计算结果与实验数据符合得较好.

表 1 手征  $SU(3)$  夸克模型参数

参数	参数 1	参数 2	参数 3
$M_{\text{up}}/\text{MeV}$	313	313	313
$M_{\text{str}}/\text{MeV}$	470	430	430
$b_{\text{up}}/\text{fm}$	0.505	0.50	0.51
$g_u/(\text{MeV}/\text{fm}^2)$	0.936	0.895	0.925
$g_s/(\text{MeV}/\text{fm}^2)$	0.924	0.923	0.939
$[a_{\text{uu}}^c/(\text{MeV}/\text{fm}^2)]/(a_{\text{uu}}^0/\text{MeV})$	54.34/-47.69	48.47-43.14	42.17/-34.65
$[a_{\text{us}}^c/(\text{MeV}/\text{fm}^2)]/(a_{\text{us}}^0/\text{MeV})$	65.75/-41.73	58.81/-31.31	50.80/-22.61
$[a_{\text{ss}}^c/(\text{MeV}/\text{fm}^2)]/(a_{\text{ss}}^0/\text{MeV})$	102.79/-45.04	98.59/-34.53	88.12/-26.40
$(m_{\kappa}/\text{fm}^{-1})/(\Lambda_{\kappa}/\text{fm}^{-1})$	0.7/4.2	0.7/5.0	0.7/5.0
$(m_K/\text{fm}^{-1})/(\Lambda_K/\text{fm}^{-1})$	2.51/4.2	2.51/5.0	2.51/5.0
$(m_{\eta}/\text{fm}^{-1})/(\Lambda_{\eta}/\text{fm}^{-1})$	2.78/5.0	2.78/5.0	2.78/5.0
$(m_{\eta'}/\text{fm}^{-1})/(\Lambda_{\eta'}/\text{fm}^{-1})$	4.85/5.0	4.85/5.0	4.85/5.0
$(m_{\phi}/\text{fm}^{-1})/(\Lambda_{\phi}/\text{fm}^{-1})$	3.17/4.2	3.04/7.0	3.04/7.0
$(m_{\sigma'}/\text{fm}^{-1})/(\Lambda_{\sigma'}/\text{fm}^{-1})$	4.85/5.0	4.85/5.0	4.85/5.0
$(m_{\kappa'}/\text{fm}^{-1})/(\Lambda_{\kappa'}/\text{fm}^{-1})$	4.85/5.0	4.85/7.0	4.85/7.0
$(m_{\epsilon}/\text{fm}^{-1})/(\Lambda_{\epsilon}/\text{fm}^{-1})$	4.85/5.0	4.85/7.0	4.85/7.0
$g_{\text{NN}\pi}^2/4\pi$	13.67	13.67	13.67

图 1  $\Lambda$ -p 散射总截面

图中实验取自文献[8],点划线、虚线和实线分别是取参数 1、参数 2 和参数 3 的计算结果.

六夸克系统的哈密顿可以写为

$$H = \sum_{i=1}^6 t_i - T_{\text{CM}} + \sum_{i<j} V_{ij} = H_A + H_B + H', \quad (7)$$

其中  $H_A, H_B$  分别是 A, B 集团的内部哈密顿,  $H'$  是相对运动的哈密顿.

$$H' = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla_{\mathbf{R}}^2 + \sum_{i \in A} \sum_{j \in B} V_{ij}. \quad (8)$$

将系统波函数代入投影方程:

$$\langle \delta\Psi | H - E_T | \Psi \rangle = 0, \quad (9)$$

经推导可得两集团系统的共振群方程:

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla_{\mathbf{R}'}^2 + V_D(\mathbf{R}') - E \right] \chi(\mathbf{R}') + \int K(\mathbf{R}', \mathbf{R}'') \chi(\mathbf{R}'') d\mathbf{R}'' = 0, \quad (10)$$

其中积分核  $K(\mathbf{R}', \mathbf{R}'') = H_E(\mathbf{R}', \mathbf{R}'') - E_T N_E(\mathbf{R}', \mathbf{R}'')$ , 它是由哈密顿和归一化的交换项组成的.

由此可得 A, B 两集团之间的非定域相互作用势为

$$V_{AB}(\mathbf{R}', \mathbf{R}'') = V_D(\mathbf{R}') \delta(\mathbf{R}' - \mathbf{R}'') + K(\mathbf{R}', \mathbf{R}'') \quad (11)$$

### 3 轻超核的能谱

在研究轻超核  ${}^5_\Lambda\text{He}$ ,  ${}^4_\Lambda\text{He}$  和  ${}^4_\Lambda\text{H}$  的结合能时, 存在着  ${}^5_\Lambda\text{He}$  超核过紧束缚的问题, 即通过各种唯象的  $\Lambda\text{N}$  势, 在能够较好地拟合  $\Lambda\text{p}$  散射和  ${}^4_\Lambda\text{He}$ ,  ${}^4_\Lambda\text{H}$  等轻超核的结合能  $B_\Lambda$  时, 在计算  ${}^5_\Lambda\text{He}$  超核结合能时却给出比实验值 3.12MeV 大 2—3MeV 的结果. 1993 年 U. Straub<sup>[9]</sup> 首次采用手征  $SU(2)$  夸克集团模型, 并通过共振群方法和离壳变换得到一个近似的非定域

的  $\Lambda\text{N}$  势, 求得  ${}^5_\Lambda\text{He}$  超核的结合能为 2MeV, 与实验值不符. 2001 年张妙静<sup>[7]</sup> 等人进一步采用手征  $SU(3)$  夸克集团模型, 也通过共振群方法和离壳变换得到一个近似的非定域  $\Lambda\text{N}$  势. 取两组模型参数, 在理论上能给出超核  ${}^5_\Lambda\text{He}$  的结合能在一个合理的范围内, 以及  ${}^4_\Lambda\text{He}$ ,  ${}^4_\Lambda\text{H}$  超核  $0^+, 1^+$  态正确的能级次序, 但他们在通过离壳变换得到的  $\Lambda\text{N}$  势, 在理论上存在着近似. 为了改善通过离壳变换时近似给计算结果带来的影响, 本文的工作是在共振群方程中直接抽取非定域的  $\Lambda\text{N}$  势, 并用于计算超核  ${}^5_\Lambda\text{He}$  和  ${}^4_\Lambda\text{He}$ ,  ${}^4_\Lambda\text{H}$  的结合能.

把超核  ${}^5_\Lambda\text{He}$ ,  ${}^4_\Lambda\text{He}$  和  ${}^4_\Lambda\text{H}$  看作为一个  $\Lambda$  超子和一个壳心核组成的两体结构. 五粒子体系和四粒子体系的壳心核波函数分别取为

$$\Phi_{\text{core}}^5 = \left( \frac{1}{2\pi b_c^2} \frac{2}{3\pi b_c^2} \frac{3}{4\pi b_c^2} \right)^{3/4} \times \exp \left[ \left( -\frac{u_1^2}{4b_c^2} \right) \left( -\frac{2u_2^2}{6b_c^2} \right) \left( -\frac{3u_3^2}{8b_c^2} \right) \right], \quad (12)$$

和

$$\Phi_{\text{core}}^4 = \left( \frac{1}{2\pi b_c^2} \frac{2}{3\pi b_c^2} \right)^{3/4} \exp \left[ \left( -\frac{u_1^2}{4b_c^2} \right) \left( -\frac{2u_2^2}{6b_c^2} \right) \right], \quad (13)$$

其中  ${}^5_\Lambda\text{He}$ ,  ${}^4_\Lambda\text{He}$  和  ${}^4_\Lambda\text{H}$  的宽度参数  $b_c$  分别取为 1.39fm, 1.65fm, 1.63fm;  $u_1, u_2, u_3$  为 Jacobi 坐标.

超核系统的总波函数写为

$$\Psi = \Phi_{\text{core}} F(\mathbf{r}_\Lambda - \mathbf{R}_{\text{core}}) Z(\mathbf{R}_{\text{CM}}) \chi_{\text{core}} \chi_\Lambda, \quad (14)$$

其中  $\Lambda$  超子与壳心核之间的相对运动尝试波函数  $F(\mathbf{r})$  可用一组高斯型基函数展开

$$F(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^n C_i \left( \frac{1}{\pi b_\Lambda^2} \right)^{3/4} \exp \left[ -\frac{1}{2b_\Lambda^2} (\mathbf{r} - \mathbf{S}_i)^2 \right]; \quad (15)$$

总质心运动波函数可写为

$$Z(\mathbf{R}_{\text{CM}}) = \left( \frac{m_{\text{HN}}}{\pi b_c^2 m_N} \right)^{3/4} \exp \left[ -\frac{m_{\text{HN}}}{2m_N b_c^2} R_{\text{CM}}^2 \right]; \quad (16)$$

$\chi_{\text{core}}$  和  $\chi_\Lambda$  分别为壳心核和  $\Lambda$  超子的自旋-同位旋波函数.

最后, 超核系统的总波函数又可写为

$$\Psi = \sum_{i=1}^n C_i \prod_{k=1}^{A-1} \left( \frac{1}{\pi b_c^2} \right)^{3/4} \times \exp \left[ -\frac{1}{2b_c^2} \left( \mathbf{r}_k + \frac{m_\Lambda}{m_{\text{HN}}} \mathbf{S}_i \right)^2 \right] \left( \frac{m_\Lambda}{\pi b_c^2 m_N} \right)^{3/4} \times \exp \left[ -\frac{1}{2b_c^2} \frac{m_\Lambda}{m_N} \left( \mathbf{r}_k - \frac{4m_\Lambda}{m_{\text{HN}}} \mathbf{S}_i \right)^2 \right] Y_{LM}^*(\hat{\mathbf{S}}_i) \chi_{\text{core}} \chi_{\Lambda d} \hat{\mathbf{S}}_i \quad (17)$$

其中,  $m_{\text{HN}} = m_{\Lambda} + (A - 1)m_{\text{N}}$ ,  $m_{\Lambda}$  和  $m_{\text{N}}$  分别为  $\Lambda$  超子和核子的质量,  $A$  为系统的总粒子数.

超核系统的哈密顿可写为

$$H = H_{\text{core}} + H', \quad (18)$$

其中  $H_{\text{core}}$  为壳心核内部哈密顿;  $H'$  为  $\Lambda$  超子与壳心核之间相对运动的非定域哈密顿量

$$H' = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla_r^2 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') + \sum_{k=1}^{A-1} V(\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_{\Lambda}, \mathbf{r}'_k - \mathbf{r}'_{\Lambda}). \quad (19)$$

将波函数和哈密顿代入投影方程, 可得共振群方程:

$$\int [H(\mathbf{r}, \mathbf{r}') - EN(\mathbf{r}, \mathbf{r}')] F(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' = 0 \quad (20)$$

解共振群方程即可求解出  $\Lambda$  超子的结合能  $B_{\Lambda}$ .

### 4 计算结果与讨论

过去人们常采用唯象的  $\Lambda\text{N}$  势研究等轻超核问题时<sup>[1-3]</sup>, 在能拟合  $\Lambda\text{p}$  散射数据的情况下, 不能同时给出这些轻超核的结合能, 会出现  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$  过紧束缚问题. U. Straub<sup>[6]</sup>、张妙静<sup>[7]</sup> 等人利用夸克集团模型和生成坐标方法(GCM), 得到一个有排斥芯的等效  $\Lambda$ - $\alpha$  势, 在计算  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$  超核的结合能仍与实验值不符合. 文献<sup>[7]</sup> 的结果表明, 利用非定域的  $\Lambda\text{N}$  势以及所得到的非定域的  $\Lambda$  超子与壳心核之间的相互作用势, 所计算的轻超核  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ ,  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  和  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  结合能处在一个合理范围内, 而且  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ ,  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  超核的  $0^+$  和  $1^+$  态能级次序是正确的. 但他们在抽取  $\Lambda\text{N}$  势时, 只能把生成坐标框架下的权重函数近似地变换成相对运动坐标下的势函数, 使得超核结合能的理论计算值不够准确. 利用共振群方法(RGM)可以直接在坐标空间中抽取非定域的  $\Lambda\text{N}$  势, 所以超核结合能的理论计算应比生成坐标方法(GCM)更为准确.

在取定的 3 组的模型参数(如表 1)下, 分别得到 RGM 框架下相应的非定域  $\Lambda$  超子与壳心核之间的相互作用势及 GCM 框架下的非定域权重函数(如图 2 所示), 并计算了超核  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ ,  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  和  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  的结合能  $B_{\Lambda}$ (如表 2 所示). 如果选取参数 3, 在保证  $\Lambda\text{p}$  散射总截面的理论值与实验数据相吻合的情况下, 理论上计算出的超核  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$  和  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ ,  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  的基态结合能也与实验数据接近, 而且  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ ,  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  的  $0^+$  和  $1^+$  态的能级次序也是正确的, 这是一般唯象的相互作用势所不能得到的. 比较 RGM 和 GCM 两种方法下计算

的结果, 非定域  $\Lambda$  超子与壳心核之间的相互作用势与相应的 GCM 框架下的权重函数大体相似(见图 2); 与超核  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$  和  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ ,  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  的基态结合能的实验值相比较, 共振群(RGM)的结果比生成坐标(GCM)的结果更为准确.

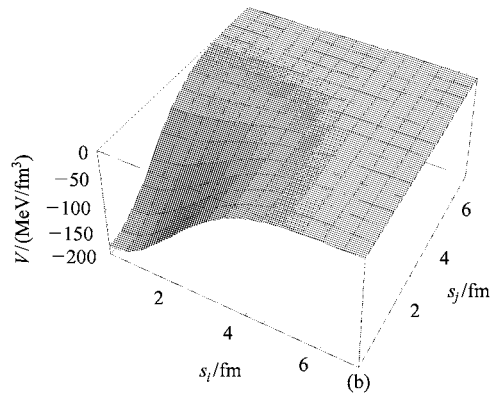
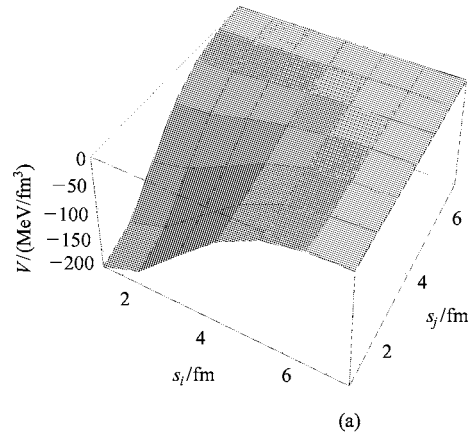


图 2 (a) GCM 框架下非定域的  $\Lambda$ - $\alpha$  权重函数; (b) RGM 框架下非定域的  $\Lambda$ - $\alpha$  势.

表 2 RGM 和 GCM 两种方法计算的轻超核结合能  $B_{\Lambda}$

$J^{\pi}$	$(B_{\Lambda}/\text{MeV})/(\text{RGM 方法})$			$(B_{\Lambda}/\text{MeV})/(\text{GCM 方法})$			实验值
	参数 1	参数 2	参数 3	参数 1	参数 2	参数 3	
${}^5_{\Lambda}\text{He } 0^+$	0.08	4.54	3.27	0.046	5.04	3.51	$3.12 \pm 0.12$
${}^4_{\Lambda}\text{He } 0^+$	-0.03	2.09	1.64	-0.233	1.86	1.14	$2.29 \pm 0.03$
${}^4_{\Lambda}\text{He } 1^+$	-0.12	1.87	1.47	-0.325	1.54	0.92	$1.24 \pm 0.06$
${}^4_{\Lambda}\text{H } 0^+$	-0.15	2.06	1.61	-0.235	1.90	1.17	$2.04 \pm 0.04$
${}^4_{\Lambda}\text{H } 1^+$	-0.23	1.84	1.44	-0.327	1.58	0.94	$1.00 \pm 0.06$

在手征  $SU(3)$  夸克模型的参数中, 仍有几个可调节的自由参数, 如夸克质量  $m_u, m_s$  和宽度参数

$b_{up}$ . 可以对这些参数在合理范围内进行调节, 例如当选取参数 1 和参数 2 时,  $\Lambda N$  散射总截面的理论曲线正好处在实验数据误差棒的上下边缘, 而超核  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ ,  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  和  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  的结合能的理论值也在实验值附近变化. 通过调节这些自由参数, 在一定程度上同时能较好地描述  $\Lambda N$  散射和超核  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ ,  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  和  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  基态

的结合能. 手征  $SU(3)$  夸克模型应用到核结构层次上的合理性得到初步检验. 通过同时解释  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ ,  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  和  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  的结合能的实验数据, 较准确地确定了手征  $SU(3)$  夸克模型的模型参数, 为我们进一步研究其他奇异超核系统和多夸克系统打下了一个很好的基础.

## 参考文献 (References)

- 1 Schimert T et al. Nucl. Phys., 1980, **A343**:429
- 2 Gibson B F. Nucl. Phys., 1988, **A479**:1150
- 3 ZHANG Chao-Ying, KONG Fan-Xin, LIU Xian-Hui. Nucl. Phys., 1989, **A500**:627
- 4 Oka M, Yazaki K. Prog. Theor. Phys., 1981, **66**:556;572; Faessler A et al. Nucl. Phys., 1983, **A402**:555
- 5 Straub U et al. Nucl. Phys., 1988, **A438**:686; Phys. Lett., 1988, **B200**:241
- 6 ZHANG Zong-Ye, YU You-Wen, SHEN Peng-Nian et al. Nucl. Phys., 1997, **A625**:59
- 7 ZHANG Miao-Jing, SHEN Peng-Nian et al. High Energy Phys. and Nucl. Phys., 2001, **25**(8):743
- 8 Alexander G, Karshon U, Shapira A et al. Phys. Rev., 1968, **173**:1452; Sechi-Zorn B, Kehoe B, Twitty J et al. Phys. Rev., 1968, **175**:1735; Kadyk J A, Alexander G, Chan J H et al. Nucl. Phys., 1971, **B27**:13
- 9 Straub U et al. Nucl. Phys., 1993, **A556**:531

## Study about the Binding Energy of Light Hypernuclei ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ , ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ and ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ Based on Chiral $SU(3)$ Quark Model\*

LU Xiao<sup>1</sup> BAI Ying<sup>1</sup> YANG Yong-Xu<sup>1</sup> SHEN Peng-Nian<sup>2</sup>

<sup>1</sup> (Department of Physics, Guangxi Normal University, Guilin 541004, China)

<sup>2</sup> (Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

**Abstract** In the framework of the resonating group method, the non-local YN interaction and  $\Lambda$ -core interaction in the chiral  $SU(3)$  quark model are obtained, and the binding energies  $B_{\Lambda}$  of light hypernuclei  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ ,  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  and  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  are calculated. It is shown that the chiral  $SU(3)$  quark model can well-describe not only the  $\Lambda N$  scattering but also the binding energies of light hypernuclei. The resultant binding energies  $B_{\Lambda}$  of light hypernuclei by using the non-local YN interaction in terms of the resonating group method are more accurate than those by using the generator coordinate method. As a result, a set of model parameters is more accurately determined for the future hypernucleus and multi-quark system studies.

**Key words** hypernuclei, resonating group method, YN interaction, binding energy

Received 21 February 2005

\* Supported by National Natural Science Foundation of China(10147202, 10475089, 10435080), Knowledge Innovation Key-Project of Chinese Academy of Sciences (KJCX-2S-WN02) and Natural Science Foundation of Guangxi Province(0339035)