

利用手征 $SU(3)$ 夸克模型研究轻双 Λ 超核 ${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He}$, ${}_{\Lambda\Lambda}^5\text{He}$, ${}_{\Lambda\Lambda}^5\text{H}$, ${}_{\Lambda\Lambda}^4\text{He}$ 和 ${}_{\Lambda\Lambda}^4\text{H}$ 的结合能*

陆晓¹ 刘广东¹ 沈彭年²

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 在手征 $SU(3)$ 夸克集团模型下, 通过共振群方法 (RGM) 计算了双 Λ 超核 ${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He}$, ${}_{\Lambda\Lambda}^5\text{He}$, ${}_{\Lambda\Lambda}^5\text{H}$, ${}_{\Lambda\Lambda}^4\text{He}$ 和 ${}_{\Lambda\Lambda}^4\text{H}$ 的结合能. 结果表明, 假定双 Λ 超核具有双 Λ 集团和壳核集团构成的两集团结构, 得到的 ${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He}$ 超核的结合能与实验值基本吻合, 表明手征 $SU(3)$ 夸克集团模型不仅能较好地描述重子谱、N-N 和 Y-N 相互作用及轻 Λ 超核的结合能, 也能较好地描述 Y-Y 相互作用及双 Λ 超核的结合能. 使用相同的模型参数, 计算了轻双 Λ 超核 ${}_{\Lambda\Lambda}^5\text{He}$, ${}_{\Lambda\Lambda}^5\text{H}$, ${}_{\Lambda\Lambda}^4\text{He}$ 和 ${}_{\Lambda\Lambda}^4\text{H}$ 的结合能, 指出了它们存在的可能性.

关键词 超核 共振群 YN 相互作用 结合能

1 引言

超核是由核子和带奇异数的重子或超子 (Λ , Σ , Ξ) 组成的多体系统, 它们为研究具有奇异自由度的原子核提供了一个平台. 研究超核系统的目的之一是为了研究超子-核子 (Y-N) 和超子-超子 (Y-Y) 相互作用. 由于目前还没有可用于 Y-N 和 Y-Y 散射实验研究的超子束流, Y-N 和 Y-Y 散射实验数据十分匮乏, 所以通过对超核系统的研究了解 Y-N 和 Y-Y 相互作用是一条有效的途径. 近年来, 双 Λ 超核 ${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He}$ 和 ${}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Be}$ 的实验研究有了一些新的进展^[1-3], 它们对确认 Y-Y 相互作用、奇异双重子有重要意义, 因而引起了人们对超核物理新的关注.

超核性质的研究一般是通过唯象的 Y-N 相互作用来进行的. 随着粒子物理的发展, 作为强相互作用基本理论的量子色动力学 (QCD), 为从夸克-胶子层次研究重子-重子相互作用提供了理论基础. Oka 和 Faessler 等人首先在夸克层次上用生成坐标的方法 (GCM) 研究了 NN 散射^[4], U.Stranb 等人利用这种方法进一步研究了 Y-N 散射^[5]. 他们在计算中唯象地引入了一个 σ 介子交换势, 用以弥补夸克-夸克相互作用

中中程吸引不足的缺陷. 张宗焯等人将手征 $SU(2)$ 夸克模型推广到手征 $SU(3)$ 夸克模型^[6], 在夸克-夸克相互作用中引入八重态及单态标量场和赝标介子场与夸克场的耦合, 以保持强相互作用中的手征对称性. 由此引入的相互作用较好地描述了中短程的非微扰 QCD 效应. 该模型同时解释了重子谱^[7] 及 N-N 散射和 Y-N 散射的实验数据. 进一步在手征 $SU(3)$ 夸克模型的理论框架下, 利用生成坐标方法 (GCM) 和共振群方法 (RGM), 抽取了等效 Λ -N 相互作用, 计算了 ${}_{\Lambda}^5\text{He}$, ${}_{\Lambda}^4\text{He}$ 和 ${}_{\Lambda}^4\text{H}$ 的能谱^[8, 9]. 结果显示非定域的等效 Λ -N 相互作用对合理地解释轻超核能谱是十分重要的.

本文的工作是在手征 $SU(3)$ 夸克集团模型的框架下, 利用 RGM 直接抽取基于集团间距离的 Λ -N 等效相互作用, 将其应用到双 Λ 轻超核 ${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He}$, ${}_{\Lambda\Lambda}^5\text{He}$, ${}_{\Lambda\Lambda}^5\text{H}$, ${}_{\Lambda\Lambda}^4\text{He}$, ${}_{\Lambda\Lambda}^4\text{H}$ 能谱的研究中; 并通过双 Λ 超核结合能的计算, 细调了模型参数以确定一个较为可靠的 Y-Y 相互作用.

2 手征 $SU(3)$ 夸克集团模型与 YN 相互作用

在共振群 (RGM) 框架下, 重子-重子系统的六夸

2006-01-25 收稿

* 国家自然科学基金(10147202, 10465001, 10375090, 10475042, 10475089, 10435080), 中国科学院知识创新重大项目(KJCX-2S-WN02), 中国科学院高能物理研究所创新项目(U529)和广西自然科学基金(桂科自0339035)资助

克集团波函数在轨道 (O)、味道 (F)、自旋 (S) 和颜色 (C) 空间应构成一个全反对称的波函数:

$$\Psi_{6q}(123, 456) = \int A [\phi_A^{\text{int}}(\rho_1, \rho_2) \phi_B^{\text{int}}(\rho_4, \rho_5) \times \delta(\mathbf{R}_{AB} - \mathbf{R}') \chi(\mathbf{R}') Z_{6q}(\mathbf{R}_{\text{CM}}) \times \chi_{6q}^{\text{sf}c}]_{\text{ST}} d\mathbf{R}', \quad (1)$$

其中 $A = 1 - \sum_{\substack{i \in A \\ j \in B}} P_{ij}^{OFS C}$ 为全反对称算符, $\chi_{6q}^{\text{sf}c}$ 为六夸克系统自旋-味道-色空间的波函数. 六夸克集团在坐标空间的波函数可表示为

$$\Phi_{6q}(123, 456) = \phi_A^{\text{int}}(\rho_1, \rho_2) \phi_B^{\text{int}}(\rho_4, \rho_5) \times \chi(\mathbf{R}_{AB}) Z_{6q}(\mathbf{R}_{\text{CM}}), \quad (2)$$

其中 $\phi_A^{\text{int}}(\rho_1, \rho_2)$ 和 $\phi_B^{\text{int}}(\rho_4, \rho_5)$ 为重子 A 及 B 的内部波函数, $\chi(\mathbf{R}_{AB})$ 为相对运动波函数, $Z_{6q}(\mathbf{R}_{\text{CM}})$ 为六夸克集团的质心运动波函数, $\rho_1, \rho_2, \rho_4, \rho_5$ 分别为 A 及 B 集团的内部坐标. 六夸克系统中的基本的相互作用是夸克-夸克间的相互作用.

手征 $SU(3)$ 夸克模型中的基本相互作用是夸克-夸克相互作用. 它由单胶子交换势 V_{ij}^{OGE} , 禁闭势 V_{ij}^{Conf} 和手征势 V_{ij}^{Ch} 3 部分组成:

$$V_{ij} = V_{ij}^{\text{OGE}} + V_{ij}^{\text{Conf}} + V_{ij}^{\text{Ch}}, \quad (3)$$

其中 V_{ij}^{OGE} , V_{ij}^{Conf} , V_{ij}^{Ch} 的具体表达式可参阅文献[6]. 六夸克系统的哈密顿量可以写为

$$H = \sum_{i=1}^6 t_i - T_{\text{CM}} + \sum_{i < j} V_{ij} = H_A + H_B + H', \quad (4)$$

其中 H_A 和 H_B 分别是 A 和 B 集团的哈密顿量, H' 是相对运动的哈密顿量

$$H' = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla_{\mathbf{R}}^2 + \sum_{i \in A} \sum_{j \in B} V_{ij}. \quad (5)$$

将系统波函数代入投影方程

$$\langle \delta\Psi | H - E_T | \Psi \rangle = 0, \quad (6)$$

经推导可得两集团系统的共振群方程:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla_{\mathbf{R}'}^2 + V_D(\mathbf{R}') - E \right] \chi(\mathbf{R}') + \int K(\mathbf{R}', \mathbf{R}'') \chi(\mathbf{R}'') d\mathbf{R}'' = 0, \quad (7)$$

其中积分核为

$$K(\mathbf{R}', \mathbf{R}'') = H_E(\mathbf{R}', \mathbf{R}'') - E_T N_E(\mathbf{R}', \mathbf{R}'').$$

由此可得 A-B 集团之间的等效非定域相互作用势:

$$V_{AB}(\mathbf{R}', \mathbf{R}'') = V_D(\mathbf{R}') \delta(\mathbf{R}' - \mathbf{R}'') + K(\mathbf{R}', \mathbf{R}''). \quad (8)$$

手征 $SU(3)$ 夸克模型中的参数是这样确定的: 耦合常数 g_{ch} 满足如下关系式:

$$\frac{g_{\text{ch}}^2}{4\pi} = \left(\frac{3}{5} \right)^2 \frac{g_{\text{NN}\pi}^2 m_q^2}{4\pi M_N^2}, \quad (9)$$

其中 $\frac{g_{\text{NN}\pi}^2}{4\pi} = 13.67$ 为实验数据. 在取定了夸克质量 m_u 和 m_s 、宽度参数 b_{up} 、以及标量介子 ($\sigma, \sigma', \kappa, \varepsilon$) 和赝标介子 (π, K, η, η') 的质量和截断质量后, 有效强耦合常数 g_u 和 g_s 、禁闭势参数 $a_{\text{uu}}^c, a_{\text{us}}^c, a_{\text{ss}}^c$ 和 $a_{\text{uu}}^{c0}, a_{\text{us}}^{c0}, a_{\text{ss}}^{c0}$ 分别通过 N, Δ , Λ , Σ , Ξ 的质量和重子八重态的稳定性条件来确定. 具体的模型参数值列在表 1 中. 需要指出的是通过上述过程得到的、列在表 1 中的 3 组参数均能很好地描述重子谱^[10]、N-N 相互作用和 N-Y 相互作用, 所得到的等效定域 Λ -N 相互作用见图 1, 等效非定域 Λ - α 相互作用见图 2. 利用获得的非定域势, 较好地解释了轻超核 ${}^5_{\Lambda}\text{He}$, ${}^4_{\Lambda}\text{He}$, ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ 结合能的实验值^[9].

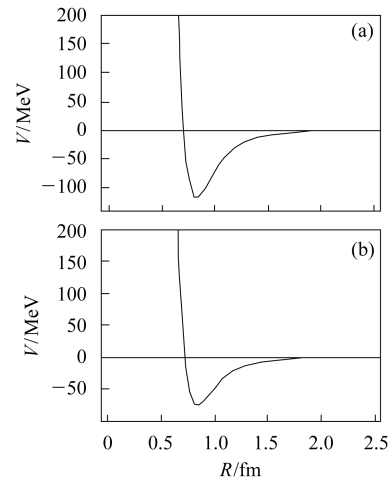


图 1 等效定域 Λ -N 相互作用((a) $S=0$ 态; (b) $S=1$ 态.)

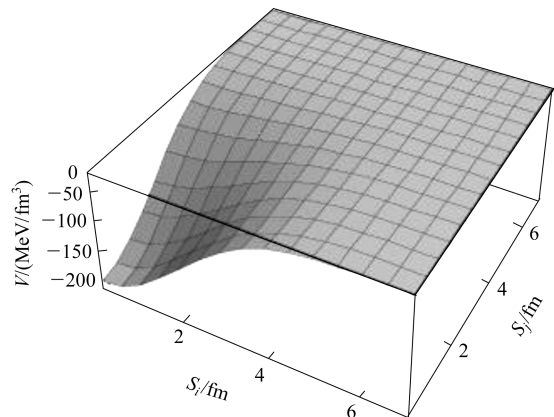


图 2 等效非定域 Λ - α 相互作用

表1 模型参数

	参数1	参数2	参数3
M_{up}/MeV	313	313	313
$M_{\text{str}}/\text{MeV}$	470	430	430
b_{up}/fm	0.505	0.50	0.51
$g_{\text{u}}/(\text{MeV}/\text{fm}^2)$	0.936	0.895	0.925
$g_{\text{s}}/(\text{MeV}/\text{fm}^2)$	0.924	0.923	0.939
$[a_{\text{uu}}^{\text{c}}/(\text{MeV}/\text{fm}^2)]/$ $(a_{\text{uu}}^{\text{c0}}/\text{MeV})$	54.34/ -47.69	48.47/ -43.14	42.17/ -34.65
$[a_{\text{us}}^{\text{c}}/(\text{MeV}/\text{fm}^2)]/$ $(a_{\text{us}}^{\text{c0}}/\text{MeV})$	65.75/ -41.73	58.81/ -31.31	50.80/ -22.61
$[a_{\text{ss}}^{\text{c}}/(\text{MeV}/\text{fm}^2)]/$ $(a_{\text{ss}}^{\text{c0}}/\text{MeV})$	102.79/ -45.04	98.59/ -34.53	88.12/ -26.40
$(m_{\pi}/A_{\pi})/\text{fm}^{-1}$	0.7/4.2	0.7/5.0	0.7/5.0
$(m_{\text{K}}/A_{\text{K}})/\text{fm}^{-1}$	2.51/4.2	2.51/5.0	2.51/5.0
$(m_{\eta}/A_{\eta})/\text{fm}^{-1}$	2.78/5.0	2.78/5.0	2.78/5.0
$(m_{\eta'}/A_{\eta'})/\text{fm}^{-1}$	4.85/5.0	4.85/5.0	4.85/5.0
$(m_{\sigma_0}/A_{\sigma_0})/\text{fm}^{-1}$	3.17/4.2	3.04/7.0	3.04/7.0
$(m_{\sigma'}/A_{\sigma'})/\text{fm}^{-1}$	4.85/5.0	4.85/5.0	4.85/5.0
$(m_{\kappa}/A_{\kappa})/\text{fm}^{-1}$	4.85/5.0	4.85/7.0	4.85/7.0
$(m_{\epsilon}/A_{\epsilon})/\text{fm}^{-1}$	4.85/5.0	4.85/7.0	4.85/7.0
$g_{\pi\text{NN}}^2/4\pi$	13.67	13.67	13.67

3 双 Λ 超核的能谱

在本文的双 Λ 超核的研究中,把双 Λ 超核看作是一具有双 Λ 的集团与壳心核集团构成的两集团结构。

$$\Psi = \sum_{i=1}^n c_i \int \prod_{k=1}^{A-2} \left(\frac{1}{\pi b_c^2} \right)^{3/4} \exp \left(-\frac{1}{2b_c^2} \left(\mathbf{r}_k + \frac{2m_{\Lambda}}{m_{\text{HN}}} \mathbf{S}_i \right)^2 \right) \prod_{l=1}^2 \left(\frac{1}{\pi b_{\text{H}}^2} \right)^{3/4} \exp \left(-\frac{1}{\pi b_{\text{H}}^2} \right)^{3/4} \times \exp \left(-\frac{1}{2b_{\text{H}}^2} \left(\mathbf{r}_{\Lambda l} - \frac{(A-2)m_{\text{N}}}{m_{\text{HN}}} \mathbf{S}_i \right)^2 \right) Y_{LM}^*(\hat{\mathbf{S}}_i) \chi_{\text{core}} \chi_{\text{H}} d\hat{\mathbf{S}}_i \quad (15)$$

其中 $m_{\text{HN}} = 2m_{\Lambda} + (A-2)m_{\text{N}}$ 是超核系统的总质量, m_{Λ} 和 m_{N} 分别为 Λ 超子和核子的质量, A 为超核的质量数, χ_{core} , χ_{H} 为壳心核和双 Λ 束缚态的自旋-同位旋波函数。

超核系统的哈密顿量可写为

$$H = H_{\text{H}} + H_{\text{core}} + H', \quad (16)$$

其中 H_{H} 和 H_{core} 分别为双 Λ 集团和壳心核集团的哈密顿量, H' 为双 Λ 集团与壳心核集团之间相对运动的哈密顿量

$$H' = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla_{\mathbf{r}}^2 \delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}') + \sum_{k=1}^{A-1} V(\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_{\Lambda}, \mathbf{r}'_k - \mathbf{r}'_{\Lambda}). \quad (17)$$

五粒子体系和四粒子体系的壳心核波函数分别取为

$$\Phi_{\text{core}}^5 = \left(\frac{1}{2\pi b_c^2} \frac{2}{3\pi b_c^2} \frac{3}{4\pi b_c^2} \right)^{3/4} \times \exp \left[\left(-\frac{u_1^2}{4b_c^2} \right) \left(-\frac{2u_2^2}{6b_c^2} \right) \left(-\frac{3u_3^2}{8b_c^2} \right) \right] \quad (10)$$

和

$$\Phi_{\text{core}}^4 = \left(\frac{1}{2\pi b_c^2} \frac{2}{3\pi b_c^2} \right)^{3/4} \exp \left[\left(-\frac{u_1^2}{4b_c^2} \right) \left(-\frac{2u_2^2}{6b_c^2} \right) \right], \quad (11)$$

其中 u_1 , u_2 和 u_3 分别为壳心核内粒子的 Jacobi 坐标. 壳心核 ${}^4\text{He}$, ${}^3\text{He}$ 和 ${}^3\text{H}$ 的宽度参数 b_c 分别取为 1.39fm, 1.65fm 和 1.63fm, 它们可分别产生合理的 ${}^4\text{He}$, ${}^3\text{He}$ 和 ${}^3\text{H}$ 的均方根半径。

双 Λ 集团的波函数取为

$$\Phi_{\text{H}} = \left(\frac{1}{2\pi b_{\text{H}}^2} \right)^{3/4} \exp \left[\left(-\frac{u^2}{4b_{\text{H}}^2} \right) \right]. \quad (12)$$

超核系统的总波函数可以写为

$$\Psi = \Phi_{\text{H}} \Phi_{\text{core}} F(\mathbf{r}_{\text{H}} - \mathbf{R}_{\text{core}}) Z(\mathbf{R}_{\text{CM}}) \chi_{\text{core}} \chi_{\text{H}}, \quad (13)$$

其中 $F(\mathbf{r})$ 为双 Λ 集团与壳心核集团之间的相对运动尝试波函数, 它可用一组高斯型的基函数展开:

$$F(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^n c_i \left(\frac{1}{\pi b^2} \right)^{3/4} \exp \left(-\frac{1}{2b^2} (\mathbf{r} - \mathbf{S}_i)^2 \right). \quad (14)$$

最后超核系统的总波函数可以写为

将波函数和哈密顿量代入投影方程, 可得共振群方程:

$$\int [H(\mathbf{r}, \mathbf{r}') - EN(\mathbf{r}, \mathbf{r}')] F(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' = 0. \quad (18)$$

通过求解共振群方程, 可得到双 Λ 超子的结合能 $B_{\Lambda\Lambda}$.

4 计算结果与讨论

过去人们常采用唯象的 ΛN 势研究轻超核问题, 在能拟合 Λp 散射数据的情况下, 却不能同时拟合这些轻超核的结合能, 会出现 ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ 过紧束缚问题. 我们在手征 $SU(3)$ 夸克模型下, 利用共振群方法(RGM)直接抽取一个等效非定域 ΛN 相互作用, 并通过调整模型参数, 很好地解释了重子谱、N-N和Y-N散射数据及基本解释了轻 Λ 超核 ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ 和 ${}^4_{\Lambda}\text{He}$, ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ 基态的结合能,

且得到了正确的 ${}_{\Lambda}^4\text{He}$, ${}_{\Lambda}^4\text{H}$ 的 0^+ 和 1^+ 态能级的次序^[9]. 在此基础上, 利用同一套参数, 计算了双 Λ 超核 ${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He}$, ${}_{\Lambda\Lambda}^5\text{He}$, ${}_{\Lambda\Lambda}^5\text{H}$, ${}_{\Lambda\Lambda}^4\text{He}$ 和 ${}_{\Lambda\Lambda}^4\text{H}$ 的结合能 $B_{\Lambda\Lambda}$, 并将结果列在表 2 中.

表 2 RGM 方法计算双 Λ 超核的基态结合能 $B_{\Lambda\Lambda}$

	b_c/fm	b_H/fm	J^π	$B_{\Lambda\Lambda}/\text{MeV}$	
				理论值	实验值
${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He}$	1.39	1.00	0^+	16.33	7.25±0.19
	1.39	2.00	0^+	12.34	
	1.39	2.80	0^+	7.23	
${}_{\Lambda\Lambda}^5\text{He}$	1.65	2.80	0^+	4.94	
${}_{\Lambda\Lambda}^5\text{H}$	1.63	2.80	0^+	5.00	
${}_{\Lambda\Lambda}^4\text{He}$	1.15	2.80	0^+	3.66	
${}_{\Lambda\Lambda}^4\text{H}$	1.13	2.80	0^+	3.68	

双 Λ 束缚态的宽度参数 b_H 是反映其形状大小的一个参数, 计算结果显示, ${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He}$ 的结合能随宽度参数

b_H 的增大而减小. 当 $b_H=2.8\text{fm}$ 时, ${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He}$ 结合能的计算值与实验值基本符合. 这时双 Λ 集团的均方根半径约为 3.43fm , 可以看出双 Λ 集团是结合得比较松散的, 在双 Λ 超核中是否存在束缚的双 Λ 态仍是一个值得研究的问题. 计算结果还显示, 只要在合理的范围内选取壳心核的宽度参数, ${}_{\Lambda\Lambda}^5\text{He}$, ${}_{\Lambda\Lambda}^5\text{H}$, ${}_{\Lambda\Lambda}^4\text{He}$ 和 ${}_{\Lambda\Lambda}^4\text{H}$ 都存在束缚态. 当然这些双 Λ 超核的结合能与壳心核的宽度参数的依赖关系; 由于双 Λ 集团与壳心核的相互作用导致的壳心核尺度的变化; 多集团结构的效应等都应该进一步进行研究. 是否存在这些轻双 Λ 超核尚需实验的检验.

需要指出的是在这项工作的计算中, 把 $\Lambda\Lambda$ 视为一个集团, 因此不能排除与 $\Lambda\Lambda$ 集团具有相同量子数的 ΞN 和 $\Sigma\Sigma$ 集团道的贡献. 考虑这两个集团组态的贡献也是我们下一步的工作.

参考文献(References)

- 1 Takahashi H et al. Phys. Rev. Lett., 2001, **87**: 212502
- 2 Hiyama E et al. Phys. Rev., 2002, **C66**: 024007
- 3 Hiyama E et al. Nucl. Phys., 2005, **A754**: 103c
- 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 ZHAO Hong-Ming et al. Communi. Theor. Phys., 2006, in press
- 8 ZHANG Miao-Jing, SHEN Peng-Nian et al. HEP & NP, 2001, **25**(8): 743
- 9 LU Xiao, BAI Ying et al. HEP & NP, 2005, **29**(7): 668
- 10 ZHAO Hong-Ming et al. Communi. Theor. Phys., 2006, in press

Binding Energy of Light Double Hypernuclei ${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He}$, ${}_{\Lambda\Lambda}^5\text{He}$, ${}_{\Lambda\Lambda}^5\text{H}$, ${}_{\Lambda\Lambda}^4\text{He}$, and ${}_{\Lambda\Lambda}^4\text{H}$ in Chiral $SU(3)$ Quark Model*

LU Xiao¹ LIU Guang-Dong¹ SHEN Peng-Nian²

1 (Department of Physics, Guangxi Normal University, Guilin 541004, China)

2 (Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract In the framework of the resonating group method, the binding energies of double lambda hypernuclei ${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He}$, ${}_{\Lambda\Lambda}^5\text{He}$, ${}_{\Lambda\Lambda}^5\text{H}$, ${}_{\Lambda\Lambda}^4\text{He}$, and ${}_{\Lambda\Lambda}^4\text{H}$ are calculated in the chiral $SU(3)$ quark model. In the two-cluster approximation in which a two-lambda cluster and a core nuclei are considered, one finds that the resultant binding energy of double-lambda hypernuclei ${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He}$ is in good agreement with the experimental data. It means that the chiral $SU(3)$ quark model can well-describe the spectrum of baryon, the interactions of N-N, Y-N, and the binding energies of light lambda hypernuclei, as well as the interaction of Y-Y and the binding energy of double-lambda hypernucleus. With the same set of parameters, we calculate the binding energies of light double-lambda hypernuclei ${}_{\Lambda\Lambda}^5\text{He}$, ${}_{\Lambda\Lambda}^5\text{H}$, ${}_{\Lambda\Lambda}^4\text{He}$, and ${}_{\Lambda\Lambda}^4\text{H}$ and discuss the possibilities of these states.

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

Received 25 January 2006

* Supported by National Natural Science Foundation of China (10147202, 10465001, 10375090, 10475042, 10475089, 10435080), Knowledge Innovation Key-Project of Chinese Academy of Sciences (KJ CX-2S-WN02), Knowledge Innovation Project of IHEP, CAS (U529) and Natural Science Foundation of Guangxi Province, China (0339035)