

# 相对论平均场理论中的有效 超子 - 核子相互作用\*

吕洪凤<sup>1</sup> 龙文辉<sup>1</sup> 孟杰<sup>1-3;1)</sup> 周善贵<sup>1-3</sup>

1 (北京大学物理学院 北京 100871)

2 (中国科学院理论物理研究所 北京 100080)

3 (兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心 兰州 730000)

**摘要** 利用相对论平均场理论,结合单超核的实验数据,研究了核介质中的  $\Lambda$  超子 - 核子有效相互作用. 通过符合  $^{13}_{\Lambda}\text{C}$  超核中  $\Lambda$  超子  $1s$  轨道的结合能实验值,给出了 5 组  $\Lambda$  超子 - 核子有效相互作用参数. 利用这些参数组对质量数从 9 到 208 的单  $\Lambda$  超核和核物质中最低  $\Lambda$  态的束缚能进行了系统计算,得到的结果与实验值相符.

**关键词** 相对论平均场理论  $\Lambda$  超核  $\Lambda$  超子 - 核子相互作用 单  $\Lambda$  超子能谱

## 1 引言

近年来,基于 Walecka 等人的相对论核多体量子场理论<sup>[1,2]</sup>所发展起来的相对论平均场理论<sup>[3,4]</sup>,在描述包括原子核的磁转动现象<sup>[5]</sup>、滴线原子核的奇特性<sup>[6,7]</sup>、集体激发现象<sup>[8]</sup>等原子核及核物质性质方面,取得了很大的成功.

相对论平均场理论的一个自然推广,就是用来描述更一般的重子 - 重子相互作用. 自 1953 年第一例  $\Lambda$  超核<sup>[9]</sup>发现以来, Brookhaven, CERN 和 KEK 等实验室均致力于  $\Lambda$  超核的研究,并积累了大量的实验数据. 由于超子含有奇异量子数,它可深入原子核的内部,是研究核结构的极好探针,所以超核为研究完全的介子和重子味  $SU(3)$  八重态性质提供了惟一的实验室. 这种研究是强子环境下非奇异核的同位旋动力学到味动力学更一般理论的自然延伸. 即使从量子色动力学(QCD)的观点来看,由于超核和同位旋核均处于很深的非微扰低能量动量区域,所以仍然可以用介子和重子自由度进行描述. 因此这种研究打破了原子核只能由中子和质子组成的观念,揭示了原子核中除了中子和质子之外甚至还包括了一个或多个  $\Lambda$  超子<sup>[10-12]</sup>,为核物理开辟了崭新的研究领域——超核物理.

基于各种理论模型,利用有效超子 - 核子相互作用,对超核的研究已经做了大量工

2001 - 10 - 16 收稿

\* 国家重点基础研究发展规划项目(G2000077407),国家自然科学基金(10025522,19847002,19935030)资助

1) E-mail: mengj@pku.edu.cn

作,如相对论平均场理论<sup>[13-20]</sup>、Skyrme-Hartree-Fock 方法<sup>[21]</sup>和少体理论<sup>[22]</sup>. 在所有这些理论研究中,最大的困难在于确定核介质中的有效超子-核子相互作用. 这些相互作用不仅对超核的研究至关重要,而且在状态方程、最大质量和半径等方面为天体物理中致密星体的研究提供了重要信息<sup>[23]</sup>.

本文的目的在于推广相对论平均场理论,并结合超核的最新实验数据探讨核介质中的  $\Lambda$  超子-核子耦合作用。

## 2 理论框架

本文的出发点是包含有重子和介子自由度的有效拉氏量密度,将重子看成在同位旋标量-标量  $\sigma$  介子、同位旋标量-矢量  $\omega$  介子、同位旋矢量-矢量  $\rho$  介子和光子  $\gamma$  产生的势场中运动的 Dirac 粒子,通过平均场近似和无海近似来描述核多体问题<sup>[2]</sup>. 在描述由核子、介子和  $\Lambda$  超子组成的单  $\Lambda$  超核系统时,拉氏量密度为

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \bar{\Psi} \left[ i \gamma^\mu \partial_\mu - M - g_\sigma \sigma - g_\omega \gamma^\mu \omega_\mu - g_\rho \gamma^\mu \boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\rho}_\mu - e \gamma^\mu \frac{1 - \tau^3}{2} A_\mu \right] \Psi + \\ & \bar{\Psi}_\Lambda \left[ i \gamma^\mu \partial_\mu - M_\Lambda - g_\sigma^\Lambda \sigma - g_\omega^\Lambda \gamma^\mu \omega_\mu + \frac{f_\omega^\Lambda}{2M_\Lambda} \sigma^{\mu\nu} (\partial_\nu \omega_\mu) \right] \Psi_\Lambda - \\ & \frac{1}{2} \partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma^2 - \frac{1}{3} g_2 \sigma^3 - \frac{1}{4} g_3 \sigma^4 - \\ & \frac{1}{4} \Omega_{\mu\nu} \Omega^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu + \frac{1}{4} c_3 (\omega^\mu \omega_\mu)^2 - \\ & \frac{1}{4} \mathbf{R}_{\mu\nu} \cdot \mathbf{R}^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\rho^2 \boldsymbol{\rho}_\mu \cdot \boldsymbol{\rho}^\mu - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}, \end{aligned} \quad (1)$$

其中  $\bar{\Psi} = \Psi^\dagger \gamma^0$ ,  $\Psi$  和  $\Psi_\Lambda$  分别是描述核子和  $\Lambda$  超子的 Dirac 旋量,  $M$  和  $M_\Lambda$  分别对应核子和  $\Lambda$  超子的质量. 上式中的黑体表示同位旋矢量,  $m_\sigma, g_\sigma, m_\omega, g_\omega, m_\rho, g_\rho$  分别是  $\sigma, \omega$  和  $\rho$  介子的质量和耦合常数,  $g_2, g_3$  和  $c_3$  分别为  $\sigma, \omega$  介子的自耦合常数.  $f$  是  $\Lambda$  超子张量耦合常数<sup>[14]</sup> (本文中取  $f=0$ ), 场的张量形式如下:

$$\begin{cases} \Omega^{\mu\nu} = \partial^\mu \omega^\nu - \partial^\nu \omega^\mu, \\ \mathbf{R}^{\mu\nu} = \partial^\mu \boldsymbol{\rho}^\nu - \partial^\nu \boldsymbol{\rho}^\mu - g^\rho (\boldsymbol{\rho}^\mu \times \boldsymbol{\rho}^\nu), \\ F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu. \end{cases} \quad (2)$$

从拉氏量密度出发,利用 Euler-Lagrange 方程可得到重子的 Dirac 方程

$$\{ \gamma_\mu (i \partial^\mu + V^\mu) + m + S \} \Psi_i = 0, \quad (3a)$$

$$\{ \gamma_\mu (i \partial^\mu + V_\Lambda^\mu) + m + S_\Lambda \} \Psi_i^\Lambda = 0 \quad (3b)$$

和介子的 Klein-Gordon 方程

$$\{ -\square + m_\sigma^2 \} \sigma = -g_\sigma \rho_s - g_\sigma^\Lambda \rho_s^\Lambda - g_2 \sigma^2 - g_3 \sigma^3, \quad (4a)$$

$$\{ -\square + m_\omega^2 \} \omega^\mu = g_\omega j^\mu + g_\omega^\Lambda j_\Lambda^\mu - c_3 (\eta^\mu \omega^\mu)^3, \quad (4b)$$

$$\{ -\square + m_\rho^2 \} \boldsymbol{\rho}^\mu = g_\rho \mathbf{j}^\mu, \quad (4c)$$

$$-\square A_0^\mu = e j_c^\mu, \quad (4d)$$

其中  $\eta = (1, -1, -1, -1)$ . Dirac 方程中的标量势和矢量势为

$$V^\mu(x) = g_\omega \omega^\mu(x) + g_\rho \boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\rho}^\mu(x) + eA^\mu(x), \quad (5a)$$

$$S(x) = g_\sigma \sigma(x), \quad (5b)$$

$$V_\Lambda^\mu(x) = g_\omega^\Lambda \omega^\mu(x), \quad (5c)$$

$$S_\Lambda(x) = g_\sigma^\Lambda \sigma(x). \quad (5d)$$

重子标量密度和流密度如下:

$$\rho_s = \sum_{i=1}^{N_N} \bar{\psi}_i \psi_i, \quad \rho_s^\Lambda = \sum_{i=1}^{N_\Lambda} \bar{\psi}_i^\Lambda \psi_i^\Lambda, \quad (6a)$$

$$\boldsymbol{j}^\mu = \sum_{i=1}^{N_N} \bar{\psi}_i \boldsymbol{\gamma}^\mu \psi_i, \quad \boldsymbol{j}^\mu_\Lambda = \sum_{i=1}^{N_\Lambda} \bar{\psi}_i^\Lambda \boldsymbol{\gamma}^\mu \psi_i^\Lambda, \quad (6b)$$

$$\boldsymbol{j}^\mu = \sum_{i=1}^{N_N} \bar{\psi}_i \boldsymbol{\gamma}^\mu \boldsymbol{\tau} \psi_i, \quad (6c)$$

$$j_c^\mu = \sum_{i=1}^{N_N} \bar{\psi}_i \frac{1}{2} (1 + \tau_3) \boldsymbol{\gamma}^\mu \psi_i, \quad (6d)$$

其中  $N_N$  和  $N_\Lambda$  分别代表核子与  $\Lambda$  超子数. 对于静态系统, 由于时间反演不变性, 流的空间部分为零. 由于电荷(用下标 c 标示)守恒, 同位旋矢量  $\rho$  介子只有第三分量  $\rho_3^0$  存在.

在球对称的系统中, (3)式中的 Dirac 旋量可展开为

$$\psi(\boldsymbol{r}) = \begin{pmatrix} i \frac{G_i^{lj}(r)}{r} \phi_m^l(\theta, \phi) \\ \frac{F_i^{lj}(r)}{r} (\boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{r}) \phi_m^l(\theta, \phi) \end{pmatrix} \chi_i(t), \quad j = l \pm \frac{1}{2}, E > 0, \quad (7)$$

其中  $l, j, m$  是角动量量子数,  $t$  为同位旋量子数,  $\phi_m^l$  为球旋量,  $(\boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{r}) \phi_m^l = -\kappa \phi_m^l$ ,  $\kappa$  与  $l, j$  间关系为  $\kappa = (2j+1)(l-j)$ .

由 Dirac 方程(3)式可以得到

$$\left( \frac{\partial}{\partial r} + \frac{k_i}{r} \right) G_i(r) - (M_b + S - V) F_i(r) = \epsilon_i F_i(r), \quad (8a)$$

$$\left( -\frac{\partial}{\partial r} + \frac{\kappa_i}{r} \right) F_i(r) + (M_b + S + V) G_i(r) = \epsilon_i G_i(r), \quad (8b)$$

其中  $S$  和  $V$  分别对应标量势和矢量势,  $M_b$  是重子质量. 径向波函数  $G_i$  和  $F_i$  满足归一化条件

$$\int_0^\infty dr (|G_i(r)|^2 + |F_i(r)|^2) = 1, \quad (9)$$

相应地, 可以得到介子和光子场的径向方程

$$\left( -\frac{\partial^2}{\partial r^2} - \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} + m_\phi^2 \right) \phi = S_\phi(r), \quad \phi = \sigma, \omega, \rho, \gamma, \quad (10)$$

其中源项  $S_\phi(r)$  的形式为

$$S_{\Lambda}(r) = \begin{cases} -g_{\sigma}\rho_{\sigma}(r) - g_{\sigma}^{\Lambda}\rho_{\sigma}^{\Lambda} - g_2\sigma^2 - g_3\sigma^3 \\ g_{\omega}\rho_{\omega} - c_3\omega_0^3 + g_{\omega}^{\Lambda}\rho_{\omega}^{\Lambda} \\ g_{\rho}\rho_3(r) \\ e j_c(r) \end{cases} \quad (11)$$

这样 Dirac 方程(8)式和 Klein-Gordon 方程(10)式构成了一组闭合的迭代方程,从而可以用自洽迭代的方法求解.

### 3 计算结果与讨论

具体计算中,Dirac 方程(8)式和 Klein-Gordon 方程(10)式在大小为 20fm,步长为 0.1fm 的盒子中自洽求解. Dirac 方程由 Shooting 方法和 Range-Kutta 算法求解, Klein-Gordon 方程由 Green 函数的方法求解.

为了方便下文的陈述,此处现给出两个参数的定义,  $\chi_{\sigma} = g_{\sigma}^{\Lambda}/g_{\sigma}$  和  $\chi_{\omega} = g_{\omega}^{\Lambda}/g_{\omega}$ , 分别对应  $\Lambda - \sigma$  和  $\Lambda - \omega$  相互作用耦合常数与核子和相应介子耦合常数的比值. 最初,相对论平均场理论为了给出和实验上相当且比核子中心势小几倍的超子中心势,通常将两个  $\chi$  参数选取在 0.2—0.4 之间,然而该取值范围完全是经验地给出的,无法从更微观的理论中导出. 后来的计算大多选用组份夸克模型给出的 2/3 值,有些理论,如夸克-介子耦合模型则给出了  $\chi_{\sigma} = 0.620$ ,  $\chi_{\omega} = 2/3$  及  $\chi_{\sigma} = 2/3$ ,  $\chi_{\omega} = 0.733$  的参数组合. 即便是现在,在讨论不同问题时,对  $\chi$  参数组从 1/3 到 1 均有选用<sup>[24,25]</sup>.

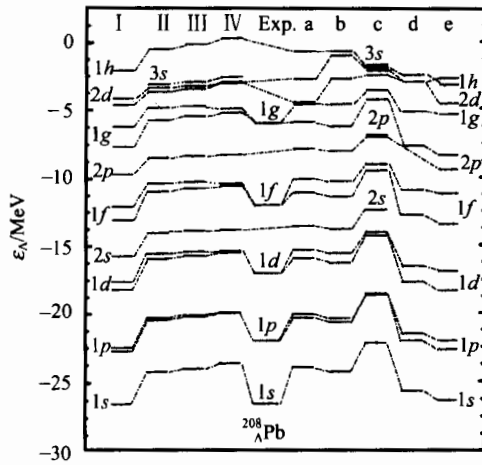


图 1 表 1 中各参数组对应的  $^{208}_{\Lambda}\text{Pb}$  超子能谱  
实验值取自文献[28,29].

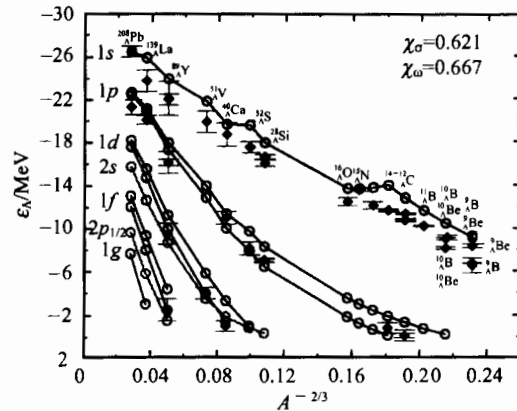


图 2 参数组 I 计算得到的单  $\Lambda$  超子能谱

○计算值, ◆实验值<sup>[28-32]</sup>.

$$\text{标准偏差 } \sigma = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_i \left( \frac{\text{cal}_i - \text{exp}_i}{\text{exp}_i} \right)^2} = 0.153.$$

本文计算采用的参数组参见表 1,左半部分的参数组 I, II, III, IV 取至已发表的文献,右半部分的参数组 a, b, c, d, e 是本文所做的尝试. 由这些参数得到的  $^{208}_{\Lambda}\text{Pb}$  单  $\Lambda$  超子

能谱见图 1. 比较图 1 左半部分,可以看出参数组 I 的计算值和实验结果最为接近. 为了检验其对其他不同核素的适用情况,图 2 给出了由参数组 I 得到的质量数在 9—208 范围内的单  $\Lambda$  超核能谱. 可以看出,除  $^{208}_{\Lambda}\text{Pb}$  符合的较好外,其他计算结果均比实验值略大. 为得到更好的结果,此处根据以往的参数取法对超子-核子相互作用参数进行了尝试和探讨. 考虑到参数组 I 是通过拟合  $^{17}_{\Lambda}\text{O}$  中  $\Lambda$  的基态结合能估计值来确定的,基于同样的出发点,结合  $^{13}_{\Lambda}\text{C}$  较新的实验数据,这里给出了几种不同的超子-介子相互作用参数. 核子部分相互作用取 NLSH.

表 1 计算采用的参数组

参数组	I [26]	II [19]	III [19]	IV [20]	a	b	c	d	e
核子部分	NLSH [27]	文献 [19]	文献 [19]	TM1 [20]	NLSH	NLSH	NLSH	NLSH	NLSH
$\chi_{\sigma}$	0.621	0.464	0.390	0.219	0.6137	2/3	0.3595	0.8893	1.000
$\chi_{\omega}$	2/3	0.481	0.390	0.277	2/3	0.7307	0.3595	1.000	1.134

具体调试方式见图 3. 以参数组 a 为例,固定  $\chi_{\omega} = 2/3$ ,通过符合  $^{13}_{\Lambda}\text{C}$  中  $\Lambda$  超子处于 1s 轨道时的束缚能来确定  $\chi_{\sigma}$ . 图 3(a)给出了参数组 a 的拟合曲线,图中水平虚线对应于  $^{13}_{\Lambda}\text{C}$  中  $\Lambda$  的 s 和 p 能级的实验值,曲线对应单  $\Lambda$  粒子能量随  $\chi_{\sigma}$  的变化,虚线与曲线相交的位置即参数组 a 所对应的  $\chi_{\sigma}$  值 0.6137. 类似地,分别固定  $\chi_{\sigma} = 2/3$ ,  $\chi_{\omega} = \chi_{\sigma}$ ,  $\chi_{\omega} = 1$  和  $\chi_{\sigma} = 1$ ,用同样的方法可以得到参数组 b, c, d 和 e. 参数组 c 的取法源于文献 [19],表 1 中的参数组 II, III 也取自该文献. 参数组 II 的  $\chi_{\sigma}$  和  $\chi_{\omega}$  由最小二乘法给出,而参数组 III 是假定  $\chi_{\sigma} = \chi_{\omega}$  给出的. 由参数组 II 和 III 得到的  $^{208}_{\Lambda}\text{Pb}$  单  $\Lambda$  超子能谱差别不大(见图 1),故可以认为参数组 III 的假定是合理的. 此处给出的参数组 c 和其他文献在条件  $\chi_{\sigma} = \chi_{\omega}$  下得到的范围 0.21—0.4 [19, 26, 33] 相洽.

用各组参数计算的单  $\Lambda$  超子能谱见图 4,途中实线是计算结果,实心方块为实验值及其误差. 从图 4(a)可以看到,参数组 a 对单  $\Lambda$  能谱描述得很好:对于 1s 能级,除了  $^{208}_{\Lambda}\text{Pb}$  计算值比实验值偏大一些,其他都符合得很好;对于 1p 能级,那些  $A > 40$  的核给出结果相对偏大,但是对质量数较小的核符合得很好. 图 4(b)表明参数组 b 给出的单  $\Lambda$  超子能谱与实验的符合程度和用参数组 a 的结果相当. 图 4(c)中,对于质量数较小的核,计算值与实验符合得比较好,而其他核素则相对差一些. 由图 4(d), (e) 知,包括  $^{208}_{\Lambda}\text{Pb}$  在

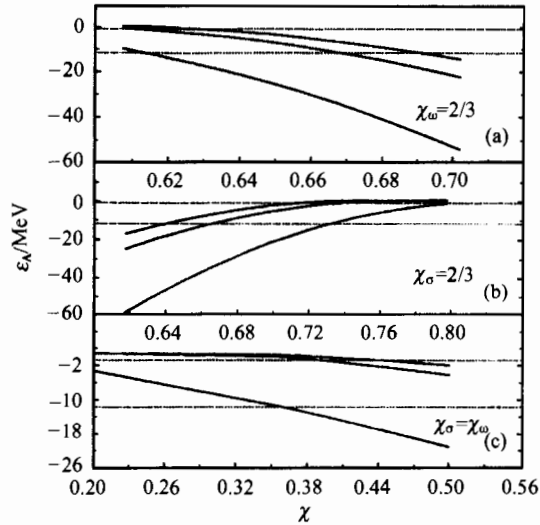


图 3  $^{13}_{\Lambda}\text{C}$  中  $\Lambda$  单粒子能级随参数的变化  
(a), (b) 和 (c) 的横坐标分别是  $\chi_{\omega}$ ,  $\chi_{\sigma}$  和  $\chi_{\sigma}(\chi_{\omega})$ .  
图中水平虚线是  $^{13}_{\Lambda}\text{C}$  的 s, p 能级实验值 [32].

$$\epsilon_{\Lambda}^{1s/2} = -11.7 \pm 0.1 \text{ MeV}, \epsilon_{\Lambda}^{1p} = -0.8 \pm 0.5 \text{ MeV}.$$

内, 计算值与实验符合得相当好.

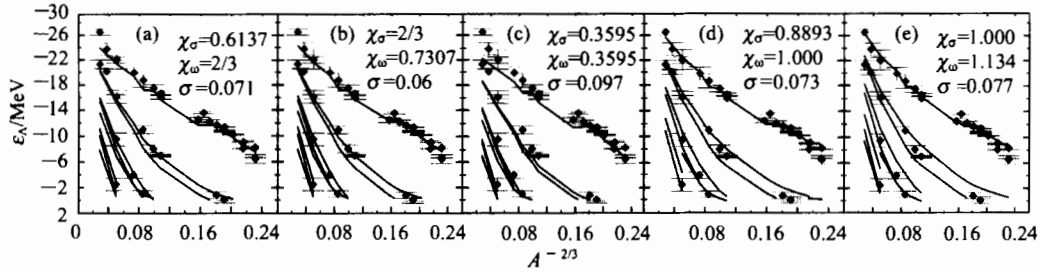


图 4 参数组 a,b,c,d,e 计算得到的单  $\Lambda$  超子能谱图

——计算值, 其他说明同图 2.

由于参数组 a,b,c,d,e 是符合  $^{13}_\Lambda\text{C}$  给出的, 为了检验重核部分, 在图 1 右半部分给出了 5 组参数对  $^{208}_\Lambda\text{Pb}$  单  $\Lambda$  超子能谱的计算结果, 可以看出, 除了参数组 c, 其他参数组的结果与实验都符合得比较好, 尤其是参数组 d 与 e. 如果将质量数由 208 外推, 可以得到在核物质极限情况下 (对应图 4 中  $A^{-2/3} \rightarrow 0$  的位置) 最低  $\Lambda$  态束缚能的取值:  $-26$ ,  $-24$  和  $-28\text{MeV}$ , 它们分别由参数组 a,b, 参数组 c 和参数组 d,e 得到, 这与文献 [16,34] 研究核物质性质时给出的结果相符. 由此可知, 这些参数组对核物质性质的描述也是恰当的.

从上面的计算和讨论可以看出, 在相对论平均场理论中, 对核子-超子相互作用  $\chi_\sigma$  和  $\chi_\omega$  的调试可以在很大范围内进行, 只根据超核中的单  $\Lambda$  束缚能无法确定这些相互作用参数. 但目前关于超核基态性质的实验, 除了给出单超子超核中超子的能谱和其势阱深度外, 还无法给出如超子在超核中的密度分布等更深入的信息, 而且关于超子自旋-轨道相互作用的实验结果还有争议. 鉴于相对论平均场理论的长处之一是可以自治地描述正常核中核子的自旋-轨道相互作用, 相信在不远的将来, 可以根据实验上更多更可信的超子自旋-轨道相互作用结果, 从 a,b,c,d,e 等 5 组参数中确定出最适合的超子-核子相互作用.

## 4 总结

本文在相对论平均场理论框架下, 结合超核的实验数据, 研究了核介质中的  $\Lambda$  超子-核子有效相互作用. 通过符合  $^{13}_\Lambda\text{C}$  超核中  $\Lambda$  超子  $1s$  轨道的结合能实验值, 给出了 5 组  $\Lambda$  超子-核子有效相互作用参数. 利用这些参数组对质量数从 9 到 208 的单  $\Lambda$  超核进行的系统计算结果与实验符合很好.

**参考文献 (References)**

- 1 Walecka J D. Ann. Phys. (N. Y.), 1974, **83**:491
- 2 Serot B D, Walecka J D. Adv. Nucl. Phys., 1986, **16**:1
- 3 Reihard P G. Rep. Prog. Phys., 1989, **52**:439
- 4 Ring P. Prog. Part. Nucl. Phys., 1996, **A37**:193
- 5 Madokoro H, Meng J, Matsuzaki M et al. Phys. Rev., 2000, **C62**:R061301
- 6 MENG J, Ring P. Phys. Rev. Lett., 1996, **77**:3963
- 7 MENG J. Nucl. Phys., 1998, **A635**:3
- 8 MA Z Y, Giai N V, Wandelt A, et al. Nucl. Phys., 1997, **A686**:173
- 9 Danysz M, Pniewski J. Phil. Mag., 1953, **44**:348
- 10 Aoki S et al. Prog. Theor. Phys., 1991, **85**:1287
- 11 Dalitz R H, Davis D H et al. Proc. R. Soc. London, 1989, **A426**:1
- 12 Gal A. Nucl. Phys., 2000, **A670**:229c
- 13 Nobel J V. Phys. Lett., 1980, **B89**:325
- 14 Jennings B K. Phys. Lett., 1990, **B246**:325
- 15 Chiapparini M, Gattone A O. Nucl. Phys., 1991, **A529**:589
- 16 Glendenning N K, Moszkowski S A. Phys. Rev. Lett., 1991, **67**:2414
- 17 Ma Z, Speth J, Krewald S et al. Nucl. Phys., 1996, **A608**:305
- 18 Vretenar D, Pöschl C A, Lalazisis W et al. Phys. Rev., 1998, **C57**:R1060
- 19 Rufa M, Schaffner J, Maruhn J et al. Phys. Rev., 1990, **C42**:2469
- 20 Sugahara Y, Toki H. Prog. Theor. Phys., 1994, **92**:803
- 21 Cugnon J, Lejeune A, Schulze H J. Phys. Rev., 2000, **C62**:064308
- 22 Hiyama E, Kamimura M, Miyazaki K et al. Phys. Rev. Lett., 2000, **85**:270
- 23 Glendenning N K, Von-Eiff D, Haft M et al. Phys. Rev., 1993, **C48**:889
- 24 JIN X, Furnstahl R J. Phys. Rev., 1994, **C49**:1190
- 25 Tsushima K, Saito K, Thomas A W. Nucl. Phys., 1998, **A630**:691
- 26 Mareš J, Jennings B K. Phys. Rev., 1994, **C49**:2472
- 27 Sharma M M, Nagarajan M A, Ring P. Phys. Lett., 1993, **B312**:377
- 28 Davis D H, Pniewski J. Contemp. Phys., 1986, **27**:91
- 29 Hasegawa T et al. Phys. Rev., 1996, **C53**:1210
- 30 Chrien R E. Nucl. Phys., 1988, **A478**:705c
- 31 Pile et al. Phys. Rev. Lett., 1991, **66**:2585
- 32 Usmani Q N, Bodmer A R. Nucl. Phys., 1998, **A639**:147c
- 33 Boguta I, Bohrmann S. Phys. Lett., 1981, **B102**:93
- 34 Lemonne J et al. Phys. Lett., 1965, **18**:354

## Effective Hyperon-Nucleon Interactions in the Relativistic Mean Field Theory<sup>\*</sup>

LÜ Hong-Feng<sup>1</sup> LONG Wen-Hui<sup>1</sup> MENG Jie<sup>1-3;1)</sup> ZHOU Shan-Gui<sup>1-3</sup>

1 (School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

2 (Institute of Theoretical Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

3 (Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator, Lanzhou 730000, China)

**Abstract** The effective  $\Lambda$ -nucleon interaction in single  $\Lambda$  hypernuclei is studied using the Relativistic Mean Field theory. Five sets of hyperon-meson coupling parameters, for  $\Lambda - \sigma$  and  $\Lambda - \omega$  interactions, are obtained by fitting the recent data of the binding energy of a  $\Lambda$  in the  $1s$  state of  ${}^{13}_{\Lambda}\text{C}$ ,  $B_{\Lambda}^{1s,1/2}$ . The detailed method is to fix one of the parameters to be a special value such as  $2/3$  or  $1$ , or to suppose two of them be equal, and then the parameter sets are deduced. With these parameter sets determined from only this experimental quantity, we calculate the single-particle spectra of  $\Lambda$  in single- $\Lambda$  hypernuclei for a wide range of mass number from  $A = 9$  to  $A = 208$ . The calculations reproduce the available data well.

**Key words** relativistic mean field theory,  $\Lambda$  hypernucleus, hyperon-nucleon interaction,  $\Lambda$  single-particle spectra

---

Received 16 October 2001

<sup>\*</sup> Supported by Major State Basic Research Development Program (G2000077407) and National Natural Science Foundation of China (10025522, 19847002, 19935030)

1) E-mail: mengj@pku.edu.cn