

## ${}^{208}_{\Lambda}\text{Pb}$ 的超子分布半径和中子星结构\*

贾焕玉<sup>1,2</sup> 吕洪凤<sup>1</sup> 孟杰<sup>1,3,4</sup>

1 (北京大学技术物理系 北京 100871)

2 (西南交通大学现代物理研究所 成都 610031)

3 (中国科学院理论物理研究所 北京 100080)

4 (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** 从相对论平均场理论出发,考虑核子、超子和介子自由度,研究了 ${}^{208}_{\Lambda}\text{Pb}$ 的超子分布半径与中子星的性质以及它们之间的关系.计算发现当超子的耦合常数比值由 0.3 增大到 1 时,对 NLSH 和 NL3 参数组,超核的超子分布半径分别由 3.905 和 3.849fm 增大到 4.346 和 4.230fm,而中子星的最大质量分别由 1.516 和 1.429 $M_{\odot}$  增大到 2.776 和 2.744 $M_{\odot}$ ,质量为 1.4 $M_{\odot}$  的中子星半径分别由 13.13 和 12.79km 增大到 13.24 和 13.29km.即中子星的最大质量和半径随超子分布半径增大而增加.这样只要从实验上确定 ${}^{208}_{\Lambda}\text{Pb}$ 的超子分布半径,就可以得到中子星结构的信息.

**关键词** 中子星 超核 相对论平均场 超子-介子相互作用

### 1 引言

1934 年, Baade 和 Zwicky 提出, 在超新星爆发时核心可以生成中子星<sup>[1]</sup>. 1968 年, 实验观测发现的脉冲星被证实是自转中子星<sup>[2]</sup>, 从此中子星的研究一直是天体物理研究中最活跃的领域之一<sup>[3,4]</sup>. 在研究中子星的结构和性质时, 最关键的物理输入量就是高密度的核物质状态方程. 状态方程通常由正常核物质的性质外推到高密度、高同位旋的中子星物质得到, 而且这样的外推都是与模型相关的.

在文献[5,6]中, 利用相对论平均场(RMF)理论, 对较重的丰中子核, 如 ${}^{208}\text{Pb}$ 的中子皮厚度和中子星结构的研究发现: 只要实验上能足够精确地测量 ${}^{208}\text{Pb}$ 的中子半径, 就有可能给出关于中子星结构的重要信息.

一般认为中子星最外层主要是由原子核和自由电子组成的固体外壳. 紧邻外壳的内层是由中子组成的超流体, 越靠近中心, 密度越高. 随着密度的升高, 中子会生成奇异粒子 $\Lambda$ ,  $\Sigma$ ,  $\Xi$ 等超子. 超子的出现, 使中子星物质的状态方程变软, 从而会影响中子星的结

2001-11-06 收稿

\* 国家重点基础研究发展规划项目(G2000077407)和国家自然科学基金(10025522, 19847002, 19935030, 10047001)资助  
1050—1055

构<sup>[7,8]</sup>. 而文献[5,6]并没有考虑超子对中子星结构的影响.

目前,超子相互作用还不是太清楚,超核则提供了地球上研究这种相互作用的独特实验室. 自 1953 年第一例  $\Lambda$  超核<sup>[9]</sup>发现以来,已积累了大量实验数据. 超核的超子分布半径可以从理论上给出<sup>[10]</sup>. 虽然超核 $^{208}_{\Lambda}\text{Pb}$ 的超子分布半径( $\approx 1\text{fm}$ )与中子星半径( $\approx 10\text{km}$ )之间有 18 个数量级的差别,但两者都与丰中子物质中粒子间的相互作用有关. 考虑到超子自由度后,中子星物质状态方程的改变自然也可以由超核性质给出. 因此,从超核的超子分布半径同样可以给出中子星结构的信息.

RMF 理论<sup>[11,12]</sup>在描述有限原子核及核物质性质方面都取得了很大的成功. 该理论中,核子与介子的耦合常数由核物质性质决定. 由于超子生成的密度远高于目前实验上能测量到的密度,所以超子耦合常数不能由正常核物质性质决定,但是可以利用超核的实验数据来对其进行拟合<sup>[13,14]</sup>. 另外,也可以由夸克模型给出<sup>[15]</sup>. 超子相互作用对超核的研究和中子星的最大质量和半径等问题至关重要<sup>[16]</sup>,但是超子耦合常数至今尚不能完全确定.

本文将利用包括超子的 RMF 理论,取各种不同的超子耦合常数计算 $^{208}_{\Lambda}\text{Pb}$ 的超子分布半径和中子星的性质,并研究两者间的关系.

## 2 RMF 理论和参数选取

RMF 理论通过同位旋标量 - 标量  $\sigma$  介子提供强子间的中程吸引,通过标量 - 矢量  $\omega$  介子提供短程排斥作用,矢量 - 矢量  $\rho$  介子描述中子和质子的区别. 为了正确描述核物质的不可压缩性质,还必须考虑  $\sigma$  介子的自相互作用<sup>[17]</sup>. 描述包括超子的中子星物质和超核的拉氏量密度为

$$l = \sum_B \bar{\Psi}_B \left( i\gamma_\mu \partial^\mu - m_B + g_{\sigma B} \sigma - g_{\omega B} \gamma_\mu \omega^\mu - g_{\rho B} \gamma_\mu \tau \cdot \rho^\mu - e\gamma^\mu \frac{1 - \tau_3}{2} A_\mu \right) \Psi_B + \\ \frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - m_\sigma^2 \sigma^2) - \frac{1}{3} g_2 \sigma^3 - \frac{1}{4} g_3 \sigma^4 - \frac{1}{4} \omega_\mu \omega^\mu + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu - \\ \frac{1}{4} \rho_\mu \cdot \rho^\mu + \frac{1}{2} m_\rho^2 \rho_\mu \cdot \rho^\mu - \frac{1}{4} A_\mu A^\mu + \sum_{\lambda=\pi,\mu} \bar{\Psi}_\lambda (i\gamma_\mu \partial^\mu - m_\lambda) \Psi_\lambda, \quad (1)$$

其中  $\Psi_B$  是重子 B 的 Dirac 旋量,计算中子星时,重子包括 n, p,  $\Lambda$ ,  $\Sigma$ ,  $\Xi$ , 而计算超核 $^{208}_{\Lambda}\text{Pb}$ 时,只包括 n, p,  $\Lambda$ , 对应的质量为  $m_B$ .  $\sigma$ ,  $\omega$ ,  $\rho$ ,  $A$  分别是  $\sigma$  介子、 $\omega$  介子、 $\rho$  介子和光子的场,  $m_\sigma$ ,  $m_\omega$ ,  $m_\rho$  是这些介子的质量.  $g_{\sigma B}$ ,  $g_{\omega B}$ ,  $g_{\rho B}$  分别表示  $\sigma$  介子、 $\omega$  介子和  $\rho$  介子与重子 B 的耦合常数. 式中  $\omega^\mu = \partial^\mu \omega - \partial^\nu \omega^\nu$ ,  $\rho^\mu$  和  $A^\mu$  的定义与此类似.

公式(1)第一行表示重子的拉氏量密度;第二行表示的是  $\sigma$  介子和  $\omega$  介子的拉氏量密度;第三行是  $\rho$  介子和光子的拉氏量密度,以及出现在中子星物质中的自由电子、 $\mu$  子等轻子的拉氏量密度. 超核中没有轻子.

由上述拉氏量出发,可以导出重子 B 和介子的运动方程<sup>[12,18]</sup>. 它们的运动方程构成一组闭合的迭代方程,可以自洽求解.

要进行迭代求解,首先需要给定耦合常数. 对核子,5 个耦合常数分别为  $g_\sigma$ ,  $g_\omega$ ,  $g_\rho$ ,

$g_2$  和  $g_3$ , 由饱和核物质的密度  $\rho_0$ 、束缚能  $B/A$ 、压缩系数  $K$ 、对称能  $a_{\text{sym}}$  和有效质量  $m^*$  决定.

对超子  $h$ , 引入其耦合常数与核子耦合常数的比值:

$$x_{\sigma h} = \frac{g_{\sigma h}}{g_{\sigma}}, \quad x_{\omega h} = \frac{g_{\omega h}}{g_{\omega}}, \quad x_{\rho h} = \frac{g_{\rho h}}{g_{\rho}}. \quad (2)$$

超子与不同介子间的耦合常数具有很强的关联, 比如  $\Lambda$  超核中  $x_{\rho\Lambda} = 0, x_{\sigma\Lambda}, x_{\omega\Lambda}$  的取值满足如下关系<sup>[19,20]</sup>:

$$U_{\Lambda}^{(N)} = x_{\omega\Lambda} V - x_{\sigma\Lambda} S, \quad (3)$$

其中  $S = m - m^*$ ,  $V = (g_{\omega}/m_{\omega})^2 \cdot \rho_0$  分别是核子饱和密度的标量势和矢量势,  $U_{\Lambda}^{(N)} = -30\text{MeV}$ <sup>[21]</sup> 表示  $\Lambda$  超子在饱和核物质中的势深度. 对于中子星中出现的其他超子, 如  $\Sigma$  和  $\Xi$ , 由于缺少实验数据, 它们和  $\sigma, \omega$  介子的耦合常数取与  $\Lambda$  超子的相同, 即  $x_{\sigma\Sigma} = x_{\sigma\Xi} = x_{\sigma\Lambda} = x_{\sigma}, x_{\omega\Sigma} = x_{\omega\Xi} = x_{\omega\Lambda} = x_{\omega}, \rho$  介子的耦合常数取为  $x_{\rho\Sigma} = x_{\rho\Xi} = x_{\rho} \approx 2/3$ <sup>[22]</sup>.

### 3 计算结果与讨论

首先选取核子参数组 NL3<sup>[23]</sup> 和 NLSH<sup>[24]</sup>, 用不同的超子耦合常数来计算超核 $^{208}_{\Lambda}\text{Pb}$  的超子分布半径  $R_{\Lambda}$ . 具体计算时, 重子和介子的运动方程在大小为 20fm, 步长为 0.1fm 的球形盒中自洽求解. 重子方程用 Shooting 方法和 Range-Kutta 算法求解, 而介子方程用 Green 函数方法求解. 计算结果列于表 1 中.

表 1 采用 NLSH 和 NL3 参数组, 对 $^{208}_{\Lambda}\text{Pb}$  半径的计算结果 (fm)

$x_{\tau}$	NLSH					NL3				
	$x_{\omega}$	$R_n$	$R_p$	$R_{\Lambda}$	$R_c$	$x_{\omega}$	$R_n$	$R_p$	$R_{\Lambda}$	$R_c$
0.30	0.270	5.688	5.441	3.905	5.500	0.269	5.711	5.450	3.849	5.508
0.35	0.331	5.688	5.442	3.929	5.500	0.330	5.711	5.451	3.869	5.509
0.40	0.392	5.689	5.443	3.954	5.501	0.391	5.712	5.451	3.891	5.510
0.45	0.453	5.690	5.444	3.980	5.502	0.452	5.713	5.452	3.913	5.511
0.50	0.515	5.691	5.444	4.014	5.503	0.513	5.714	5.453	3.937	5.512
0.55	0.576	5.692	5.445	4.041	5.504	0.574	5.715	5.454	3.961	5.512
0.60	0.637	5.692	5.446	4.070	5.504	0.635	5.715	5.455	3.986	5.513
0.65	0.698	5.693	5.447	4.100	5.505	0.696	5.716	5.456	4.012	5.514
0.70	0.760	5.694	5.448	4.137	5.506	0.757	5.717	5.456	4.039	5.515
0.75	0.821	5.695	5.448	4.168	5.507	0.818	5.717	5.457	4.067	5.515
0.80	0.882	5.695	5.449	4.200	5.508	0.880	5.718	5.458	4.104	5.516
0.85	0.943	5.696	5.450	4.233	5.508	0.941	5.719	5.459	4.134	5.517
0.90	1.005	5.697	5.451	4.275	5.509	1.002	5.720	5.460	4.165	5.518
0.95	1.066	5.698	5.452	4.310	5.510	1.063	5.721	5.460	4.197	5.519
1.00	1.127	5.698	5.452	4.346	5.511	1.124	5.721	5.461	4.230	5.519

表 1 同时列出了中子分布半径  $R_n$ 、质子分布半径  $R_p$ 、超子分布半径  $R_{\Lambda}$  和电荷分布

半径  $R_c$  的计算结果. 随着  $\Lambda$  超子的  $x_c$  从 0.3 变化到 1, 中子、质子和电荷分布半径大小变化约为 0.01fm, 而超子分布半径的变化达 0.4fm. 由此看来,  $^{208}_{\Lambda}$ Pb 的中子、质子和电荷分布半径受  $\Lambda$  超子耦合常数变化的影响很小, 而超子分布半径对超子耦合常数的变化很敏感. 因此只要实验上能够精确测定超子分布半径, 就可相应地确定超子的耦合常数.

下面考虑核子、超子和轻子处于  $\beta$  平衡的均匀静态中子星物质. 选取上述参数, 计算状态方程, 结果如图 1 所示. 当重子数密度超过  $2\rho_0$  ( $\rho_0$  是正常核物质的饱和密度) 时, 中子星中开始出现超子. 从图中可以看到, 超子的出现会影响状态方程, 并且这种影响与超子-介子相互作用有关. 超子耦合常数越大, 中子星物质的状态方程越硬.

描述相对论球形静态星的方程是 OV 方程<sup>[25]</sup>:

$$\frac{dp}{dr} = - \frac{[p(r) + \epsilon(r)][M(r) + 4\pi r^3 p(r)]}{r(r - 2M(r))},$$

$$M(r) = 4\pi \int_0^r \epsilon(r) r^2 dr,$$

其中  $r$  是距星体中心的径向距离,  $p(r)$  是距离中心为  $r$  处的压强,  $\epsilon(r)$  是能量密度,  $M(r)$  是半径为  $r$  的球体内的物质的质量. 星的边界由压强为零定义, 即  $p(R) = 0$ ,  $R$  是星的半径, 与该半径对应的质量  $M(R)$  就是星的引力质量.

上述 OV 方程, 只要给定状态方程  $p = p(\epsilon)$ , 取定某一个参量, 比如中心能量密度  $\epsilon_c$ , 就可进行数值求解. 将前面计算得到的状态方程作为 OV 方程的输入状态方程, 对中子星的质量等进行了计算, 发现随着超子耦合常数的比值  $x_c$  从 0.3 增大到 1, 对 NLSH 和 NL3 组参数, 中子星的最大质量分别由 1.516 和 1.429  $M_{\odot}$  增大到 2.776 和 2.744  $M_{\odot}$ . 图 2 给出了计算得到的中子星的最大质量与超核  $^{208}_{\Lambda}$ Pb 中超子分布半径的关系. 中子星最大质量和超子分布半径近似成正比, 即超核超子分布半径越大, 中子星最大质量越大. 根据图 2, 只要实验上能够精确地测定  $R_{\Lambda}$ , 就可以给出中子星的最大质量. 尽管中子星的最大质量除了与  $R_{\Lambda}$  有关外, 还与所选用的核子参数等有关. 但  $R_{\Lambda}$  至少可以为我们提供关于中子星结构的重要信息.

同时计算了质量为 1.4  $M_{\odot}$  ( $M_{\odot}$  为

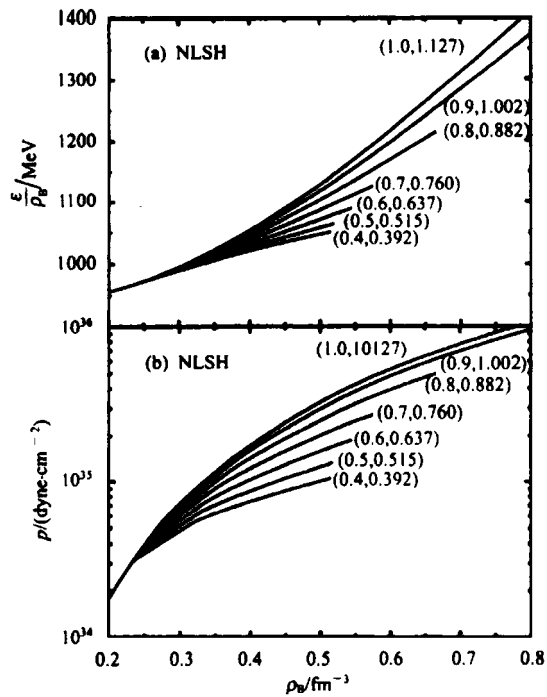


图 1 中子星物质单粒子能量(a)和压强(b)随重子数密度的变化. 各曲线表示超子耦合常数  $x_c, x_c$  的不同取值.

太阳质量)中子星的半径,随着超子耦合常数的比值  $x$ , 从 0.3 增大到 1, 对 NLSH 和 NL3 参数组, 半径分别由 13.13 和 12.79km 增大到 13.29 和 12.24km. 结果如图 3 所示. 同样可以看到, 随着  $R_{\Lambda}$  的增大, 中子星的半径也增大, 只是增大的速度相对较慢. 这是因为对于  $1.4M_{\odot}$  中子星, 其中心密度比最大质量中子星中心密度小, 而由图 1 已知, 密度越高, 超子耦合常数引起的状态方程变化越大.

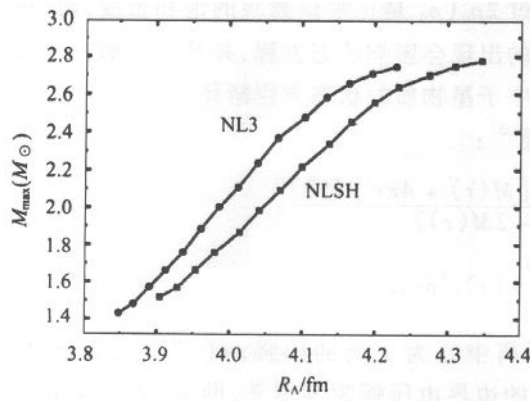


图 2  $^{208}_{\Lambda}\text{Pb}$  的超子分布半径和中子星最大质量间的关系

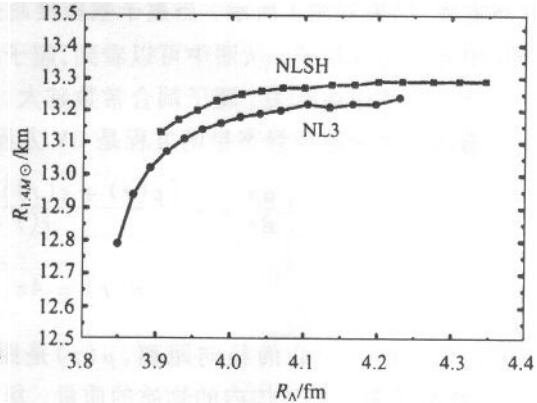


图 3  $^{208}_{\Lambda}\text{Pb}$  的超子分布半径和  $1.4M_{\odot}$  中子星半径间的关系

## 4 结论

对不同超子耦合常数, 计算了  $^{208}_{\Lambda}\text{Pb}$  超核中的粒子分布半径和中子星的性质, 发现  $^{208}_{\Lambda}\text{Pb}$  中的中子、质子和电子的分布半径几乎不受超子耦合常数的影响, 而  $\Lambda$  超子的分布半径对超子的耦合常数的变化很敏感, 随着耦合常数比值的增大而增大. 另外中子星的最大质量和半径也受超子耦合常数的影响很大. 计算得到, 超子耦合常数比值  $x$ , 从 0.3 变化到 1 时, 对 NLSH(NL3) 参数组, 中子星的最大质量由  $1.516(1.429)M_{\odot}$  增大到  $2.776(2.744)M_{\odot}$ , 质量为  $1.4M_{\odot}$  的中子星的半径由  $13.13(12.79)\text{km}$  增大到  $13.29(12.24)\text{km}$ . 因此通过超子耦合常数, 在  $^{208}_{\Lambda}\text{Pb}$  的超子分布半径和中子星最大质量与半径之间建立了一种关联: 超子分布半径越大, 中子星最大质量和半径越大. 这样只要实验上精确测量出超核的超子分布半径, 就可以给出中子星结构的重要信息.

## 参考文献 (References)

- 1 Baade W, Zwicky F. Proc. Nat. Acad. Sci., 1934, 20:255
- 2 Gold T. Nature, 1969, 221:25
- 3 LI Zong-Wei. Prog. Astronomy, 1985, 3:317 (in Chinese)  
(李宗伟. 天文学进展, 1985, 3:317)
- 4 Heiselberg H, Hjorth-Jensen M. Phys. Rep., 2000, 328:237
- 5 Horowitz C J, Piekarewicz J. Phys. Rev. Lett., 2001, 86:5647

- 6 Horowitz C J, Piekarewicz J. Nucl-th/0108036
- 7 Glendenning N K. Ap. J., 1985, **293**:470
- 8 SUN Bao-Xi, JIA Huan-Yu, MENG Jie et al. Commun. Theor. Phys., 2001, **36**:446
- 9 Danysz M, Pniewski J. Phil. Mag., 1953, **44**:348
- 10 Bando H, Motoba T, Zofka J. Int. Jou. Mod. Phys., 1990, **A21**:4021
- 11 Walecka J D. Ann. Phys. (N. Y.), 1974, **83**:491
- 12 Serot B D, Walecka J D. Adv. Nucl. Phys., 1986, **16**:1
- 13 Rufa M et al. Phys. Rev., 1990, **C42**:2469
- 14 Mares J et al. Nucl. Phys., 1995, **A594**:311
- 15 Schaffner J, Mishustin I N. Phys. Rev., 1996, **C53**:1416
- 16 Glendenning N K et al. Phys. Rev., 1993, **C48**:889
- 17 Boguta J, Bodmer A R. Nucl. Phys., 1977, **A292**:413
- 18 JIA H Y, SUN B X, MENG J. Chinese Phys. Lett., 2001, **18**:1571
- 19 Glendenning N K, Moszkowski S A. Phys. Rev. Lett., 1991, **67**:2414
- 20 Schaffner J, Greiner C, Stocker H. Phys. Rev., 1992, **C46**:322
- 21 Schaffner J et al. Phys. Rev. Lett., 1993, **71**:1328
- 22 Mares J et al. Nucl. Phys., 1995, **A594**:311
- 23 Lalazisis C A, Konig J, Ring P. Phys. Rev., 1997, **C55**:540
- 24 Sharma M M, Nagarajan M A, Ring P. Phys. Lett., 1993, **B312**:377
- 25 Oppenheimer J R, Volkoff G M. Phys. Rev., 1939, **55**:374

## Hyperon rms Radii of $^{208}_{\Lambda}\text{Pb}$ and Neutron Star Structure \*

JIA Huan-Yu<sup>1,2</sup> LÜ Hong-Feng<sup>1</sup> MENG Jie<sup>1,3,4</sup>

1 (Department of Technical Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

2 (Institute of Modern Physics, Southwest Jiaotong University, Chengdu 610031, China)

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

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

**Abstract** The hyperon rms radii in  $^{208}_{\Lambda}\text{Pb}$  and neutron star structure have been studied in the framework of the relativistic mean field theory with nucleons, hyperons and mesons. Attention has been paid on the hyperon coupling constants which can not be accurately determined experimentally. A new relation between the hyperon rms radius in hypernucleus and the properties of a neutron star is proposed, i. e., the larger the hyperon rms radius, the larger the maximum mass and radius of the star. Further accurate measurement of the hyperon rms radius in  $^{208}_{\Lambda}\text{Pb}$  will have important implications for the structure of neutron stars.

**Key words** neutron star, hyperon nuclei, relativistic mean field, hyperon interaction

Received 6 November 2001

\* Supported by Major State Basic Research Development (G2000077407) and National Natural Science Foundation of China (10025522, 19847002, 19935030, 10047001)