

Σ 超子在饱和核物质中的势深度与前身 中子星转动惯量*

赵先锋[†]

(滁州学院电子信息工程系 滁州 239000)

摘要 利用相对论平均场理论并考虑重子八重态 $\{n, p, \Lambda, \Sigma^-, \Sigma^0, \Sigma^+, \Xi^-, \Xi^0\}$, 计算研究了 Σ 超子在饱和核物质中的势深度 $U_{\Sigma}^{(N)}$ 对前身中子星 (PNS) 转动惯量的影响. 研究发现: 当 $U_{\Sigma}^{(N)}$ 依次取吸引势 -30 MeV、-20 MeV、-10 MeV 和 0 MeV 时, 前身中子星相应于最大质量的转动惯量分别增大 0.44%、0.29% 和 0.08%; 当 $U_{\Sigma}^{(N)}$ 依次取排斥势 +10 MeV、+20 MeV 和 +30 MeV 时, 前身中子星相应于最大质量的转动惯量分别增大 0.06% 和 0.10%. 取吸引势时的 $U_{\Sigma}^{(N)}$ 对相应于最大质量的转动惯量的影响较之取排斥势时的 $U_{\Sigma}^{(N)}$ 对它的影响大数倍.

关键词 恒星: 前身星, 恒星: 演化, 恒星: 中子
中图分类号: P145; **文献标识码:** A

1 引言

超新星爆发后在中心形成的 PNS, 不但温度极高^[1], 而且由于它和超新星必须满足角动量守恒, 因而还具有极高的转速. 转动惯量是描述 PNS 转动性质的一个重要物理参量, 它的研究对于了解星体的演化具有极为重要的意义. 1967 年, Hartle^[2] 从广义相对论出发得出了慢旋转中子星转动惯量的计算公式. 根据该公式, 计算转动惯量时需要以能量和压强作为输入参量. PNS 的能量和压强可以基于温度、密度和同位旋相关的核物质状态方程求解^[3], 也可以利用相对论平均场理论求解^[4-5].

近年来, 在利用相对论平均场理论对中子星物质的研究方面已做了大量工作. 2002 年, 贾焕玉等^[6] 计算了超子耦合参数对中子星最大质量和分布半径的影响. 2004 年, Ban 等^[7] 研究了各种有效相互作用的密度依赖性并将核物质与中子星作了详细比较. 同年 Liu 等^[8] 计算了超子耦合参数对超子产生数量的影响, 得到超子耦合参数增大则超子出现时所对应的重子数密度减小的结论. 2006 年, Avancini 等^[9] 在相对论平均场理论框架下得出一种新理论并利用它对中子星进行了理论计算研究. 2007 年, Sharma 等^[10] 研究了中子星内部的相变. Mi 等^[11] 于同年研究了不同的核子耦合参数和超子耦合参

2010-07-16 收到原稿, 2010-09-23 收到修改稿

* 安徽省高校省级自然科学基金项目 (KJ2009B106) 和滁州学院博士科研启动基金资助

[†] zhaopioneer.student@sina.com

数对物态方程的影响,发现这种影响很显著. 2008年, Wang等^[12]计算并比较了3种相对论平均场理论模型对最简单中子星性质的影响,而 Hiroshi^[13]则于同年采用考虑介子自相互作用和混合相互作用的非线性 σ 、 ω 、 ρ 平均场近似研究了中子星的性质及其密度相关修正. 2010年, Wen^[14]对旋转频率为619 Hz的4U 1608-52中子星的结构和性质进行了计算研究,发现利用相对论平均场理论模型的计算结果与观测数据符合得很好. 也是在该年, Fattoyev等^[15]利用精确校正的相对论平均场模型研究了中子星转动惯量对于中子星物质状态方程的敏感性.

由上可见,虽然一直以来相对论平均场理论被用于计算中子星的结构和性质,然而利用它对PNS转动惯量的计算研究却未见报道.

另一方面,在利用相对论平均场理论计算PNS的能量和压强时需要确定核子的耦合参数以及超子与核子的耦合参数.核子的耦合参数可以由饱和核物质的性质确定^[16],而超子与核子的耦合参数则具有较大的不确定性^[17].通常,矢量介子 ω 及带电矢量介子 ρ 与超子的耦合参数可以利用夸克模型的SU(6)对称性得到,标量介子 σ 与超子的耦合参数则由拟合 Λ 、 Σ 和 Ξ 超子在饱和核物质中的势深度得到^[16].对 Λ 超子来说,试验表明其势深度为 $U_{\Lambda}^{(N)} = -30$ MeV^[18].有实验表明 Ξ 超子在核物质中势深度非相对论性的取值为 -16 MeV^[19]或 -14 MeV^[20]或者更小些,而Dover等^[21]的乳胶数据分析则表明其数值为 -24 MeV \sim -21 MeV,在实际计算中一般取较为相对论性的值 $U_{\Xi}^{(N)} = -28$ MeV^[22].对于 Σ 超子在核物质中的势深度 $U_{\Sigma}^{(N)}$,其实验值具有较大的不确定性:吸引势为 -30 MeV,而排斥势为 $+30$ MeV^[23-27],这种较大的不确定性必然对超子与核子间的耦合参数进而对PNS的转动惯量产生较大的影响.

本文利用相对论平均场理论并考虑重子八重态 $\{n, p, \Lambda, \Sigma^-, \Sigma^0, \Sigma^+, \Xi^-, \Xi^0\}$,计算研究了 $U_{\Sigma}^{(N)}$ 对PNS转动惯量的影响.

2 相对论平均场理论和 PNS 转动惯量

中子星物质的 Lagrangian 密度可写为^[16]

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \sum_B \bar{\Psi}_B [i\gamma_{\mu}(\partial^{\mu} + ig_{\omega B}\gamma_{\mu}\omega^{\mu} + \frac{i}{2}g_{\rho B}\tau \cdot \rho^{\mu}) - \\ & (m_B - g_{\sigma B}\sigma)]\Psi_B + \frac{1}{2}(\partial_{\mu}\sigma\partial^{\mu}\sigma - m_{\sigma}^2\sigma^2) - \\ & \frac{1}{4}\omega_{\mu\nu}\omega^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_{\omega}^2\omega_{\mu}\omega^{\mu} - \frac{1}{4}\rho_{\mu\nu} \cdot \rho^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_{\rho}^2\rho_{\mu} \cdot \rho^{\mu} - \\ & \frac{1}{3}g_2\sigma^3 - \frac{1}{4}g_3\sigma^4 + \sum_{\lambda=e,\mu} \bar{\Psi}_{\lambda}(i\gamma_{\mu}\partial^{\mu} - m_{\lambda})\Psi_{\lambda}, \end{aligned} \quad (1)$$

其中 Ψ_B 是重子B的Dirac旋量,对应的质量为 m_B . σ 、 ω 和 ρ 分别是 σ 介子、 ω 介子和 ρ 介子的场算符, m_{σ} 、 m_{ω} 和 m_{ρ} 是这些介子的质量,而 m_{λ} 表示轻子的质量. $g_{\sigma B}$ 、 $g_{\omega B}$ 和 $g_{\rho B}$ 分别表示 σ 介子、 ω 介子和 ρ 介子与重子B的耦合常数. $U(\sigma) = \frac{1}{3}g_2\sigma^3 + \frac{1}{4}g_3\sigma^4$ 表示自相互作用能,其中 g_2 和 g_3 是 σ 介子的自相互作用参数.最后一项表示电子、 μ 子的拉氏量.

PNS 的能量密度和压强分别为

$$\begin{aligned} \varepsilon = & \frac{1}{3}g_2\sigma^3 + \frac{1}{4}g_3\sigma^4 + \frac{1}{2}m_\sigma^2\sigma^2 + \frac{1}{2}m_\omega^2\omega_0^2 + \frac{1}{2}m_\rho^2\rho_{03}^2 + \\ & \sum_B \frac{2J_B + 1}{2\pi^2} \int_0^\infty \kappa^2 d\kappa \sqrt{\kappa^2 + m_B^{*2}} (\exp[(\varepsilon_B(k) - \mu_B)/T] + 1)^{-1} + \\ & \sum_{\lambda=e,\mu} \frac{2J_\lambda + 1}{2\pi^2} \int_0^\infty \kappa^2 d\kappa \sqrt{\kappa^2 + m_\lambda^2} (\exp[(\varepsilon_\lambda(k) - \mu_\lambda)/T] + 1)^{-1}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} p = & -\frac{1}{2}m_\sigma^2\sigma^2 - \frac{1}{3}g_2\sigma^3 - \frac{1}{4}g_3\sigma^4 + \frac{1}{2}m_\omega^2\omega_0^2 + \frac{1}{2}m_\rho^2\rho_{03}^2 + \\ & \frac{1}{3} \sum_B \frac{2J_B + 1}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{\kappa^4}{\sqrt{\kappa^2 + m_B^{*2}}} d\kappa (\exp[(\varepsilon_B(k) - \mu_B)/T] + 1)^{-1} + \\ & \frac{1}{3} \sum_{\lambda=e,\mu} \frac{2J_\lambda + 1}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{\kappa^4}{\sqrt{\kappa^2 + m_\lambda^2}} d\kappa (\exp[(\varepsilon_\lambda(k) - \mu_\lambda)/T] + 1)^{-1}, \end{aligned} \quad (3)$$

其中 ω_0 和 ρ_{03} 分别表示 ω 和 ρ 介子的静态期望值, k 表示动量, k_B 和 k_λ 分别表示重子和轻子的费米动量, J_B 和 J_λ 分别表示重子和轻子的自旋, m_B^* 表示重子 B 的有效质量, μ 和 T 分别为化学势和温度.

利用 Oppenheimer-Volkoff (O-V) 方程得到 PNS 的半径和质量

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

$$M = 4\pi \int_0^r \varepsilon r^2 dr, \quad (5)$$

其中 r 是离星体中心的径向距离, $p(r)$ 是距中心为 r 处的压强, $\varepsilon(r)$ 是能量密度, $M(r)$ 是半径为 r 的球体内物质的质量.

慢旋转 PNS 的转动惯量可如下求得:

$$I = \frac{8}{3}\pi \int_0^R dr r^4 \frac{\varepsilon + p}{\sqrt{1 - 2M(r)/r}} \frac{[\Omega - \omega(r)]}{\Omega} e^{-\nu}, \quad (6)$$

其中 I 为星体的转动惯量, R 为星体的半径, Ω 为在无穷远惯性系中观察到的中子星的角速度, ω 为固定于流体元上的惯性局域坐标标架上的角速度. 其中 ν 由下式决定:

$$-\frac{d\nu(r)}{dr} = \frac{1}{\varepsilon + p} \frac{dp}{dr}, \quad (7)$$

角速度可由下式得到:

$$\frac{1}{r^4} \frac{d}{dr} (r^4 j \frac{d\varpi}{dr}) + \frac{4}{r} \frac{dj}{dr} \varpi = 0, \quad (8)$$

其中

$$j(r) = e^{-(\nu+\lambda)} = e^{-\nu} \sqrt{1 - 2M(r)/r} \quad (r < R). \quad (9)$$

由 O-V 方程 (4)~(5) 式求出 PNS 的质量分布 $M(r)$ 后, 结合 (2)~(3) 式, 即可求解方程 (6)~(9), 从而得到中子星的转动惯量. 其边界条件为

$$\frac{d\varpi}{dr} \Big|_{r=0} = 0, \quad (10)$$

$$\nu(\infty) = 0, \quad (11)$$

$$\varpi(R) = \Omega - \frac{R}{3} \frac{d\varpi}{dr} \Big|_{r=R}. \quad (12)$$

3 参数的选取

计算中, 核子耦合参数取为 GL85^[4](见表 1). 表中, m_n 和 m_n^* 分别代表核子的质量和有效质量, g_σ 、 g_ω 和 g_ρ 代表核子的耦合参数, C_3 是 ω 介子的非线性项参数, ρ_0 是饱和密度, B/A 为核子在饱和核物质中的结合能, K 是饱和核物质的压缩系数, a_{sym} 是对称能系数. PNS 温度取为 $T=15$ MeV^[1].

表 1 核子参数

Table 1 Parameters of nucleons

Parameter	$m_n(\text{MeV})$	$m_\sigma(\text{MeV})$	$m_\omega(\text{MeV})$	$m_\rho(\text{MeV})$	g_σ	g_ω	g_ρ	$g_2(\text{fm}^{-1})$
GL85 ^[4]	939	500	782	770	7.9955	9.1698	9.7163	10.07
Parameter	g_3	C_3	$\rho_0(\text{fm}^{-3})$	$B/A(\text{MeV})$	$K(\text{MeV})$	$a_{\text{sym}}(\text{MeV})$	m_n^*/m_n	
GL85 ^[4]	29.262	0	0.145	15.59	285	36.8	0.77	

定义比例: $x_{\sigma h} = g_{\sigma h}/g_\sigma$, $x_{\omega h} = g_{\omega h}/g_\omega$, $x_{\rho h} = g_{\rho h}/g_\rho$. ω 及 ρ 介子与超子的耦合参数由夸克模型的 SU(6) 对称性得到

$$g_{\omega N}/3 = g_{\omega\Sigma}/2 = g_{\omega\Lambda}/2 = g_{\omega\Xi}, \quad (13)$$

$$2g_{\rho N} = g_{\rho\Sigma}, \quad g_{\rho N} = g_{\rho\Xi}, \quad g_{\rho\Lambda} = 0. \quad (14)$$

σ 介子与超子的耦合参数由拟合 Λ 、 Σ 及 Ξ 在核物质中的势深度得到^[16]:

$$U_h^{(N)} = m_B \left(\frac{m_n^*}{m_n} - 1 \right) x_{\sigma h} + \left(\frac{g_{\omega N}}{m_\omega} \right)^2 \rho_0 x_{\omega h}. \quad (15)$$

此处, h 代表超子. 选取 $U_\Lambda^{(N)} = -30$ MeV^[18], $U_\Xi^{(N)} = -28$ MeV^[22]. 至于 $U_\Sigma^{(N)}$, 核物质的实验值表明取值范围应在 -30 MeV~ $+30$ MeV 之间^[23-27], 因此, 在我们的计算中分别取 $U_\Sigma^{(N)} = -30$ MeV, -20 MeV, -10 MeV, 0 MeV, 10 MeV, 20 MeV, 30 MeV, 以考察 $U_\Sigma^{(N)}$ 对 PNS 转动惯量的影响.

当 $U_\Sigma^{(N)}$ 取 -30 MeV、 -20 MeV、 -10 MeV、 0 MeV、 10 MeV、 20 MeV 和 30 MeV 时, 由 (15) 式可求得 $x_{\sigma\Sigma}$ 分别为 0.6118 、 0.5655 、 0.5192 、 0.4729 、 0.4266 、 0.3803 和 0.3340 . 可见, $x_{\sigma\Sigma}$ 随 $U_\Sigma^{(N)}$ 的增大而减小.

4 结果和讨论

由于 PNS 的转动惯量与质量、半径有关, 因此我们先来研究 Σ 超子在核物质中的势深度 $U_{\Sigma}^{(N)}$ 对 PNS 的质量和半径的影响.

$U_{\Sigma}^{(N)}$ 对 PNS 质量的影响示于图 1 和表 2. 由图 1 可见, PNS 质量随中心能量密度的增加而增大: 当中心能量密度达到某一值时, 质量有一最大值; 之后, PNS 质量随中心能量密度的增加而减小. 对于所计算的 PNS 的质量而言, 可以在现实的物理世界中实现的是其最大值, 因此, 我们将重点研究 PNS 质量的最大值以及与之对应的半径和转动惯量. 由图 1 可见, 当 $U_{\Sigma}^{(N)}$ 取吸引势时, 它对 PNS 最大质量的影响较大, 且当 $U_{\Sigma}^{(N)}$ 依次取 -30 MeV、-20 MeV 和 -10 MeV, 即 $x_{\sigma\Sigma}$ 分别为 0.611 8、0.565 5 和 0.519 2 时, PNS 的最大质量增大; 当 $U_{\Sigma}^{(N)}$ 取排斥势时, 它对 PNS 最大质量的影响则很小, 且当 $U_{\Sigma}^{(N)}$ 依次取 +10 MeV、+20 MeV 和 +30 MeV, 即 $x_{\sigma\Sigma}$ 分别为 0.426 6、0.380 3 和 0.334 0 时, PNS 的最大质量亦增大. 由表 2 可见, 当 $U_{\Sigma}^{(N)}$ 依次取 -30 MeV、-20 MeV、-10 MeV 和 0 MeV, 即 $x_{\sigma\Sigma}$ 依次为 0.611 8、0.565 5、0.519 2 和 0.472 9 时, PNS 的最大质量分别增大 0.47%、0.33% 和 0.19%; 而当 $U_{\Sigma}^{(N)}$ 依次取 +10 MeV、+20 MeV 和 +30 MeV, 即 $x_{\sigma\Sigma}$ 依次为 0.426 6、0.380 3 和 0.334 0 时, PNS 的最大质量分别增大 0.03% 和 0.01%. $U_{\Sigma}^{(N)}$

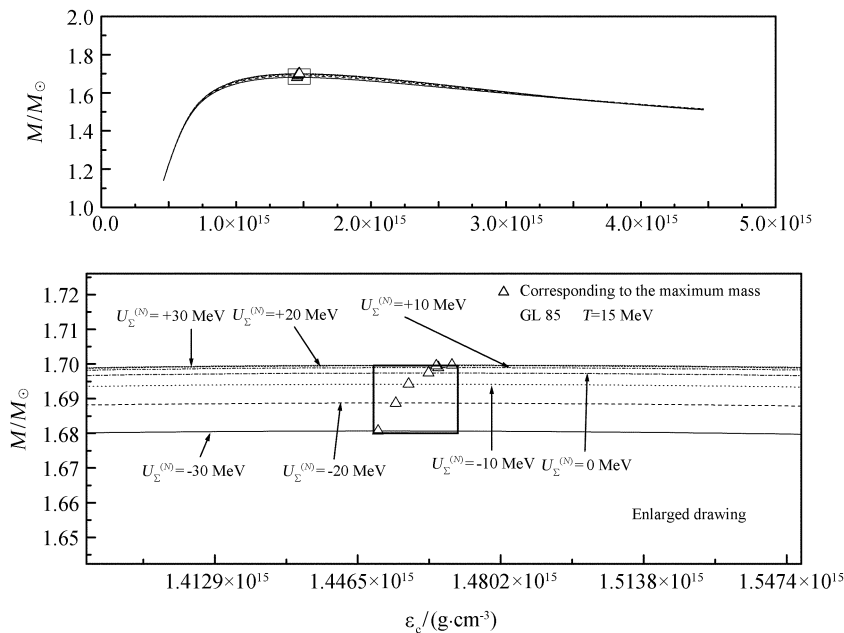


图 1 PNS 的质量与中心能量密度的关系

Fig. 1 The mass of PNS as a function of central energy density

取吸引势时对 PNS 最大质量的影响较之取排斥势时对 PNS 最大质量的影响大数十倍. 也就是说, 较大的 $x_{\sigma\Sigma}$ 对中子星的质量影响较大.

表 2 PNS 的最大质量 M_{\max}

Table 2 The maximum mass M_{\max} of PNS

$U_{\Sigma}^{(N)}$ (MeV)	$\epsilon_c (10^{15} \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3})$	$M_{\max} (M_{\odot})$	$\Delta M_{\max} (M_{\odot})$	Percentage
-30	1.4513	1.6807		
-20	1.4555	1.6887	0.008	0.47%
-10	1.4585	1.6942	0.0055	0.33%
0	1.4632	1.6974	0.0032	0.19%
+10	1.4655	1.6990	0.0016	0.09%
+20	1.4650	1.6995	0.0005	0.03%
+30	1.4687	1.6997	0.0002	0.01%

图 2 和表 3 给出 $U_{\Sigma}^{(N)}$ 对 PNS 半径的影响. 由图 2 可见, PNS 半径随中心能量密度的增加而减小. 考虑 $U_{\Sigma}^{(N)}$ 的影响, 当 $U_{\Sigma}^{(N)}$ 取吸引势 -30 MeV、-20 MeV 和 -10 MeV, 即 $x_{\sigma\Sigma}$ 分别为 0.611 8、0.565 5 和 0.519 2 时, 对应于 PNS 最大质量的半径依次减小; 当 $U_{\Sigma}^{(N)}$ 依次取排斥势 +10 MeV、+20 MeV 和 +30 MeV, 即 $x_{\sigma\Sigma}$ 分别为 0.426 6、0.380 3 和 0.334 0 时, 对应于 PNS 最大质量的半径减小的幅度要小些. 由表 3 可见, 当 $U_{\Sigma}^{(N)}$ 依次取吸引势 -30 MeV、-20 MeV、-10 MeV 和 0 MeV, 即 $x_{\sigma\Sigma}$ 依次为 0.611 8、0.565 5、0.519 2 和 0.472 9 时, PNS 的对应于最大质量的半径分别减小 0.08%、0.07% 和 0.08%;

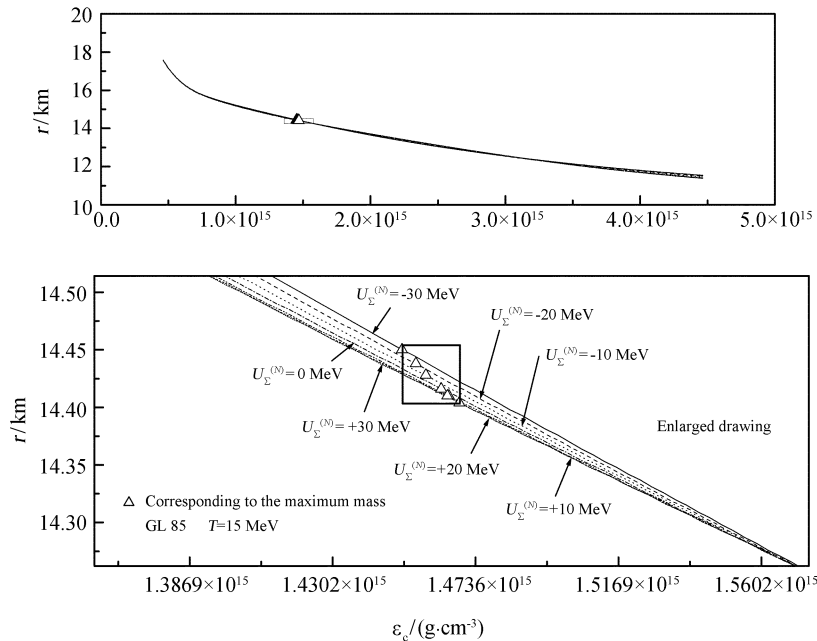


图 2 PNS 的半径与中心能量密度的关系

Fig. 2 The radius of PNS as a function of central energy density

而当 $U_{\Sigma}^{(N)}$ 依次取排斥势 +10 MeV、+20 MeV 和 +30 MeV, 即 $x_{\sigma\Sigma}$ 依次为 0.426 6、0.380 3 和 0.334 0 时, PNS 的对应于最大质量的半径依次减小 0% 和 0.04%. 可见, 取吸引势的 $U_{\Sigma}^{(N)}$ 对相应于最大质量的半径的影响较之取排斥势的 $U_{\Sigma}^{(N)}$ 对相应于最大质量的半径的影响大. 也就是说, 较大的 $x_{\sigma\Sigma}$ 对相应于最大质量的半径的影响较大.

表 3 对应于 PNS 最大质量 M_{\max} 的半径

Table 3 The radius corresponding to the maximum mass M_{\max} of PNS

$U_{\Sigma}^{(N)}$ (MeV)	ε_c (10^{15} g·cm $^{-3}$)	R (km)	ΔR (km)	Percentage
-30	1.4513	14.4500		
-20	1.4555	14.4380	-0.012	-0.08%
-10	1.4585	14.4280	-0.01	-0.07%
0	1.4632	14.41604	-0.012	-0.08%
+10	1.4655	14.4100	-0.006	-0.04%
+20	1.4650	14.4100	0.000	0.00%
+30	1.4687	14.4040	-0.006	-0.04%

$U_{\Sigma}^{(N)}$ 对 PNS 转动惯量的影响示于图 3 和表 4. 由图 3 可见, PNS 的转动惯量随中心能量密度的增加而增大; 当中心能量密度达到某一值时, 转动惯量有一最大值; 之后, PNS 的转动惯量随中心能量密度的增加而减小. 考虑到 $U_{\Sigma}^{(N)}$ 的影响, 当 $U_{\Sigma}^{(N)}$ 依次取吸引势 -30 MeV、-20 MeV 和 -10 MeV, 即 $x_{\sigma\Sigma}$ 分别为 0.611 8、0.565 5 和 0.519 2 时, 转动惯量增大; 当 $U_{\Sigma}^{(N)}$ 依次取排斥势 +10 MeV、+20 MeV 和 +30 MeV, 即 $x_{\sigma\Sigma}$ 分

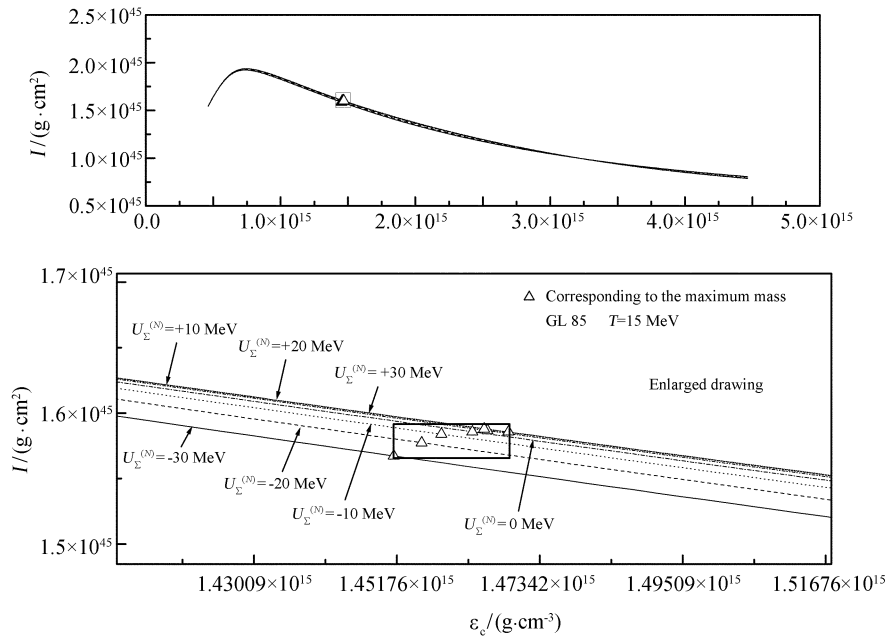


图 3 PNS 的转动惯量与中心能量密度的关系

Fig. 3 The moment of inertia of PNS as a function of central energy density

别为 0.426 6、0.380 3 和 0.334 0 时, 转动惯量也增大, 但增大幅度较前者小. 表 4 给出了 $U_{\Sigma}^{(N)}$ 对相应于最大质量的转动惯量的影响. 由表 4 可见, 当 $U_{\Sigma}^{(N)}$ 依次取 -30 MeV、-20 MeV、-10 MeV 和 0 MeV, 即 $x_{\sigma\Sigma}$ 为 0.611 8、0.565 5、0.519 2 和 0.472 9 时, 相应于最大质量的转动惯量分别增大 0.44%、0.29% 和 0.08%; 而当 $U_{\Sigma}^{(N)}$ 依次取 +10 MeV、+20 MeV 和 +30 MeV, 即 $x_{\sigma\Sigma}$ 分别为 0.426 6、0.380 3 和 0.334 0 时, 相应于最大质量的转动惯量则分别增大 0.06% 和 0.10%. 可见, 取吸引势时的 $U_{\Sigma}^{(N)}$ 对相应于最大质量的转动惯量的影响较之取排斥势时的 $U_{\Sigma}^{(N)}$ 对它的影响大数倍. 换句话讲, 较大的 $x_{\sigma\Sigma}$ 对相应于最大质量的转动惯量的影响较大.

表 4 相应于 PNS 最大质量 M_{\max} 的转动惯量

Table 4 The moment of inertia corresponding to the maximum mass M_{\max} of PNS

$U_{\Sigma}^{(N)}$ (MeV)	$\varepsilon_c(10^{15} \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3})$	$I(10^{45} \text{ g}\cdot\text{cm}^2)$	$\Delta I(10^{45} \text{ g}\cdot\text{cm}^2)$	Percentage
-30	1.4513	1.5871		
-20	1.4555	1.5941	0.0070	0.44 %
-10	1.4585	1.5987	0.0046	0.29 %
0	1.4632	1.6000	0.0013	0.08 %
+10	1.4655	1.6006	0.0006	0.04 %
+20	1.4650	1.6015	0.0009	0.06 %
+30	1.4687	1.5999	0.0016	0.10 %

$U_{\Sigma}^{(N)}$ 会对 PNS 的转动惯量产生影响, 是由于当 $U_{\Sigma}^{(N)}$ 取不同值时会对 σ 、 ω 和 ρ 介子的势场强度产生影响 (见图 4), 这必然要引起 PNS 内部诸粒子组分的变化, 而变化的组分必然导致 PNS 内部质量的重新分布, 因而 PNS 的转动惯量必然要发生变化.

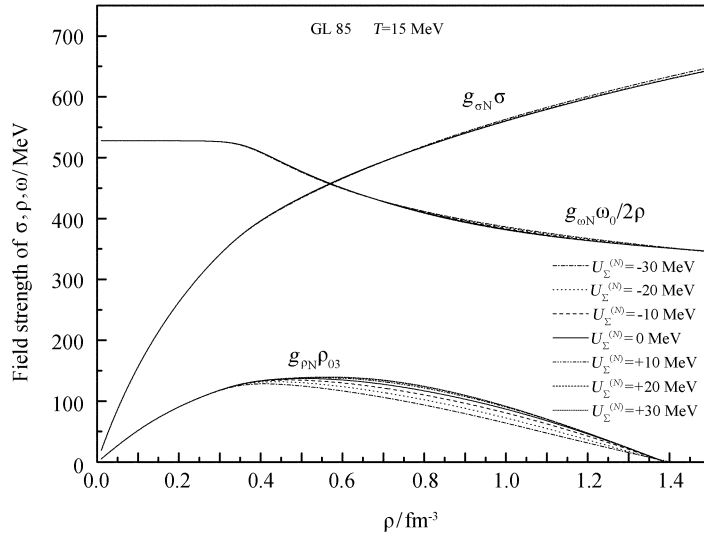


图 4 介子的势场强度

Fig. 4 Field strength of mesons as a function of baryon number density

5 总结

总之, 本文利用相对论平均场理论并考虑重子八重态 $\{n, p, \Lambda, \Sigma^-, \Sigma^0, \Sigma^+, \Xi^-, \Xi^0\}$, 计算研究了 Σ 超子在饱和核物质中的势深度 $U_{\Sigma}^{(N)}$ 对 PNS 转动惯量的影响. 研究发现: 当 $U_{\Sigma}^{(N)}$ 依次取吸引势 -30 MeV、-20 MeV、-10 MeV 和 0 MeV 时, PNS 相应于最大质量的转动惯量分别增大 0.44%、0.29% 和 0.08%; 当 $U_{\Sigma}^{(N)}$ 依次取排斥势 +10 MeV、+20 MeV 和 +30 MeV 时, 前身中子星相应于最大质量的转动惯量分别增大 0.06% 和 0.10%. 取吸引势的 $U_{\Sigma}^{(N)}$ 对相应于最大质量的转动惯量的影响较之取排斥势的 $U_{\Sigma}^{(N)}$ 对它的影响大数倍.

参 考 文 献

- [1] Burrows A, Lattimer J M. ApJ, 1986, 307: 178
- [2] Hartle J B. ApJ, 1967, 150: 1005
- [3] 李文飞, 张丰收, 陈列文. 高能物理与核物理, 2001, 25: 1006
- [4] Glendenning N K. ApJ, 1985, 293: 470
- [5] Glendenning N K. NuPhA, 1987, 469: 600
- [6] 贾焕玉, 孙宝玺, 孟杰, 等. 天文学报, 2002, 43: 160
- [7] Ban S F, Li J, Zhang S Q, et al. PhRvC, 2004, 69: 045805
- [8] Liu G Z, Zhao E G, Liu W, et al. CoTPh, 2004, 41: 269
- [9] Avancini S S, Menezes D P. PhRvC, 2006, 74: 015201
- [10] Sharma B K, Panda P K, Patra S K. PhRvC, 2007, 75: 035808
- [11] Mi A J, Zuo W, Li A. ChPhy, 2007, 16: 3290
- [12] Wang G H, Fu W J, Liu Y X. ChPhL, 2008, 25: 2837
- [13] Hiroshi U. NuPhA, 2008, 799: 181
- [14] Wen D H. ChPhL, 2010, 27: 010401
- [15] Fattoyev F J, Piekarewicz J. PhRvC, 2010, 82: 025810
- [16] Glendenning N K. Compact Stars: Nuclear Physics, Particle Physics, and General Relativity. New York: Springer-Verlag, 1997
- [17] 张华, 贾焕玉, 徐延冰. 四川大学学报: 自然科学版, 2005, 42: 765
- [18] Tan Y H, Sun B X, Li L, et al. CoTPh, 2004, 41: 441
- [19] Fukuda T, Higashi A, Matsuyama Y, et al. PhRvC, 1998, 58: 1306
- [20] Khaustov P, Alburger D E, Barnes P D, et al. PhRvC, 2000, 61: 054603
- [21] Dover C B, Gal A. AnPhy, 1983, 146: 309
- [22] Schaffner-Bielich J, Gal A. PhRvC, 2000, 62: 034311
- [23] Dover C B, Millener D J, Gal A. PhR, 1989, 184: 1
- [24] Mares J, Friedmana E, Gal A, et al. NuPhA, 1995, 594: 311
- [25] Friedman E, Gal A. PhR, 2007, 452: 89
- [26] Batty C J, Friedman E, Gal A. PhLB, 1994, 335: 273
- [27] Bart S, Chrien R E, Franklin W A, et al. PhRvL, 1999, 83: 5238

Potential Depth of Σ in Nuclear Matter and Moment of Inertia of a Proto Neutron Star

ZHAO Xian-feng

(*Department of Electronics Engineering, Chuzhou University, Chuzhou 239000*)

ABSTRACT Within the framework of relativistic mean field theory for the baryon octet system $\{n, p, \Lambda, \Sigma^-, \Sigma^0, \Sigma^+, \Xi^-, \Xi^0\}$, the influence of the potential depth $U_{\Sigma}^{(N)}$ of Σ in nuclear matter on the moment of inertia of a proto neutron star is investigated. It is found that the effect of the attractive potential depth $U_{\Sigma}^{(N)}$ on the maximum mass of a proto neutron star is more than several dozen times larger than that of the repulsive one, and the effect of the attractive potential depth $U_{\Sigma}^{(N)}$ on the radius corresponding to the maximum mass is larger than that of the repulsive one. It is also found that the moment of inertia corresponding to the maximum mass increases, respectively, by 0.44%, 0.29% and 0.08% for $U_{\Sigma}^{(N)} = -30$ MeV, -20 MeV, -10 MeV and 0 MeV, and increases by 0.06% and 0.10% for $U_{\Sigma}^{(N)} = +10$ MeV, +20 MeV and +30 MeV. The effect of negative $U_{\Sigma}^{(N)}$ on the moment of inertia corresponding to the maximum mass is several times larger than that of positive one.

Key words stars: protostars, stars: evolution, stars: neutron