

中子星中质子比例的密度依赖*

李文飞^{1,2} 张丰收^{1,2} 陈列文^{1,2}

1 (兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心 兰州 730000)

2 (中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

摘要 利用 Hartree-Fock 理论, 基于扩展的 Skyrme 有效相互作用, 采用抛物线近似下对称能的密度相关形式以及 β 平衡和电中性条件, 给出了中子星中质子比例的密度依赖关系. 通过比较不同的势参数 SII, SIII, SKM 和 SKI5 下对称能强度系数的密度依赖关系研究了中子星中的质子比例, 发现在高密时势参数 SII, SIII 和 SKM 能够给出中子星中质子消失的结果, 这预示着致密核物质可能存在纯中子物质的基态. 同时计算表明, 考虑中子星中 μ^- 子的贡献后使质子比例增加.

关键词 质子比例 对称能 中子星

1 引言

中子星内部的核物质芯主要是处于 β 平衡的 n, p, e^- 和 μ^- 组成的非对称核物质. 对常规中子星的半径、质量、密度剖面及组成中的质子比例等一些最基本的物理量研究发现, 其半径、质量和密度剖面是由非对称核物质的状态方程确定的, 而中子星中质子比例是由对称能确定的. 由于质子比例是研究中子星演化的一个重要的物理量, 人们采用各种方法, 如相对论平均场理论^[1]、变分多体理论^[2,3] 及非相对论多体理论^[4,5], 对其进行研究, 但是由于对称能的密度相关性质的知识还很缺乏, 不同理论甚至给出了相互矛盾的结果^[6,7].

在以前的工作中^[8-10], 采用推广的 Skyrme 有效相互作用在 Hartree-Fock 近似下得到了密度、温度和动量相关的平均场. 对于无穷大非对称核物质, 研究了核物质状态方程的同位旋相关性, 发现非对称核物质的许多物理性质与相对中子过剩 $\delta = \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho}$ 满足抛物线规律, 式中 ρ_n, ρ_p 及 ρ 分别表示中子、质子及总的核物质密度. 本文采用不同的 Skyrme 参数 SII, SIII 和 SKI5, 得到对称能强度系数对密度依赖的完全不同的形式. 在 β 平衡和电中性条件下, 研究了中子星中质子比例的密度依赖关系.

2000-06-23 收稿

* 国家自然科学基金(19875068, 19847002), 国家重点基础研究发展规划(G2000077407)和中国科学院基金资助

2 理论模型

在扩展的 Skyrme 有效相互作用下,对核物质的波函数采用平面波近似,应用 Hartree-Fock 理论,可得到密度、温度和同位旋自由度相关的核物质状态方程,继而可得到相对中子过剩为 δ 、温度为 T 、密度为 ρ 的核物质的单核子能量

$$\begin{aligned} \epsilon(\rho, T, \delta) = & \frac{1}{2} T \left[\frac{C_{3/2}(\mu_n)}{C_{1/2}(\mu_n)} (1 + \delta)^{5/3} + \frac{C_{3/2}(\mu_p)}{C_{1/2}(\mu_p)} (1 - \delta)^{5/3} \right] + \\ & \frac{1}{4} [a_n^1(1 + \delta) + a_p^1(1 - \delta)] \rho + \frac{1}{4} [a_n^2(1 + \delta) + a_p^2(1 - \delta)] \rho^{\gamma+1} + \\ & \frac{1}{4} [a_n^3(1 + \delta) + a_p^3(1 - \delta)] \rho^{5/3} + \frac{1}{4} [a_n^4(1 + \delta) + a_p^4(1 - \delta)] \rho^{\gamma+5/3}, \quad (1) \end{aligned}$$

式中 $a_i^1, a_i^2, a_i^3, a_i^4$ ($i = n, p$) 是与 Skyrme 势参数 $\gamma, t_0 - t_5, x_0 - x_5$ 有关的系数; $C_i(\mu_i)$ 为 Fermi-Dirac 积分; μ_i ($i = n, p$) 为自由核子气体的化学势. (1) 式按 δ^2 进行 Taylor 展开, 有

$$\epsilon(\rho, T, \delta) = \epsilon(\rho, T, \delta = 0) + C(\rho, T) \delta^2 + D(\rho, T) \delta^4 + o(\delta^6), \quad (2)$$

其中 $C(\rho, T) \delta^2$ 即为所谓的对称能, $C(\rho, T)$ 为对称能强度系数. 研究发现, 在很大的密度范围内及几乎所有相对中子过剩区抛物线规律(即只考虑到 δ^2 项)都能较好地成立, 这与其他多体理论的结果是相一致的^[6,7]. 本文计算中都采用这一近似. 由于中子星属于冷星体, 只考虑零温时的情况, 即 $C(\rho, T) = C(\rho)$. 本文用到 4 种 Skyrme 有效相互作用势. 在饱和点处这 4 种有效相互作用势参数性质见表 1.

表 1 不同的势参数在饱和点给出的不可压缩系数 K 、有效质量 m^*/m 以及对称能强度系数 C

| 势参数 | K/MeV | m^*/m | C/MeV | 势参数 | K/MeV | m^*/m | C/MeV |
|------|----------------|---------|----------------|------|----------------|---------|----------------|
| SII | 341.4 | 0.58 | 34.3 | SKI5 | 255.8 | 0.58 | 36.8 |
| SIII | 355.4 | 0.76 | 28.4 | SKM | 216.6 | 0.79 | 30.8 |

中子星的化学组份及各组份所占的比例, 包括质子比例 $x_p = (1 - \delta)/2$, 都是由电中性和弱相互作用平衡(β 平衡)条件决定的. 对 p, n 和 e^- 组成的中子星系统, 下列弱相互作用过程将会发生

$$\begin{cases} p + e^- \rightarrow n + \nu_e, \\ n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e. \end{cases}$$

对中微子自由($\mu_{\nu_e} = \mu_{\bar{\nu}_e} = 0$)的中子星, 这就要求弱相互作用的平衡条件为

$$\mu_e = \mu_n - \mu_p, \quad (4)$$

式中

$$\mu_i = \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i}, \quad (i = n, p, e^-, \mu^-) \quad (5)$$

为不同粒子的化学势, 其中 x_i 为不同粒子所占的比例. 由(4)式和(5)式有

$$\mu_n - \mu_p = 2 \frac{\partial \epsilon}{\partial \delta}, \quad (6)$$

而对于相对论简并电子气体

$$\mu_e = (m_e^2 + k_F^2)^{1/2} = [m_e^2 + (3\pi^2 \rho x_e)^{2/3}]^{1/2}, \quad (7)$$

式中已令 $\hbar = c = 1$. 由(2),(4),(6),(7)式很容易求得不同密度下的质子比例或电子比例, $x_p(\rho) = x_e(\rho)$. 当电子化学势 μ_e 大于 μ^- 子的静止质量时,在中子星内部下列过程将会发生:

$$\begin{cases} e^- \rightarrow \mu^- + \nu_e + \bar{\nu}_\mu, \\ p + \mu^- \rightarrow n + \nu_\mu, \\ n \rightarrow p + \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \end{cases} \quad (8)$$

电子和 μ^- 子将存在于 β 稳定的中子星内. 此时, β 稳定的条件变为

$$\mu_n - \mu_p = \mu_e = \mu_\mu = [m_\mu^2 + (3\pi^2 \rho x_\mu)^{2/3}]^{1/2}, \quad (9)$$

同时电中性要求

$$x_p = x_e + x_\mu, \quad (10)$$

这样,由(2),(4),(6),(7),(9),(10)式很容易求得不同密度下的质子比例、电子比例及 μ^- 子比例,即 $x_p(\rho)$, $x_e(\rho)$ 以及 $x_\mu(\rho)$.

3 结果与讨论

图 1 给出了温度 $T=0\text{MeV}$ 时,中子星(由 n, p, e^- 组成)中质子比例 $x_p(\rho)$ 随密度 ρ 的变化关系,其中 SKM 表示采用 SKM 势参数的计算结果, VMB 表示变分多体理论采用两体势 UV14 加三体势 TN1 时的计算结果^[3], RMF 表示相对论平均场理论的计算结果^[11]. 从图 1 中可以看到,相对论平均场理论给出的质子比例随中子星密度的增加而线性增加,但在 SKM 和 VMB 两种情况下,质子比例随中子星密度的增加而逐渐减小,在密度约为 0.88fm^{-3} 时质子消失,这预示着致密核物质可能存在着纯中子物质的基态,这个特点对于中子星的结构及磁性质有着十分重要的意义^[11].

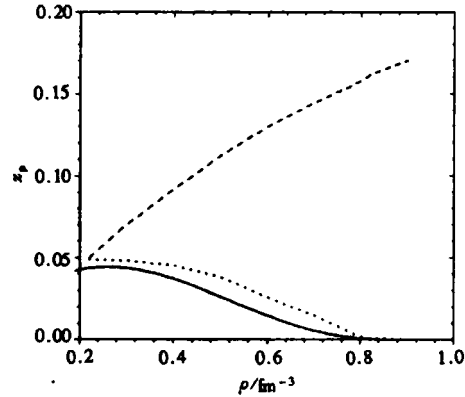


图 1 温度 $T=0\text{MeV}$ 时 3 种理论给出的中子星中质子比例
—SKM,VMB, ----RMF.

由于中子星中的质子比例与对称能相关,而中子星又涉及到很宽的密度范围,所以研究在不同对称能强度系数的密度依赖关系下中子星中的质子比例是很有意义的. 图 2(a)给出了在势参数 SII, SIII 及 SKI5 下对称能强度系数 C 、单核子能量 ϵ 、不可压缩系数 K 以及核子有效质量 m^*/m 随密度 ρ 的变化关系. 在饱和点处 K , m^*/m 及 C 的值见表 1. 可以发现,图 2(b)和(c)中单核子能量与不可压缩系数随密度的增加而增加,图 2(d)中的核子有效质量随密度的增加而减小,对不同的 Skyrme 势参数,增加或减小的程度不同,图 2(a)中核物质对称能强度系数 C 与密度的相关性在不同的 Skyrme 势参数下却表现出完全不同的行为. 对势参数 SKI5, C 在高密时随 ρ 的增加而单调增加,在 ρ 为 1.5fm^{-3}

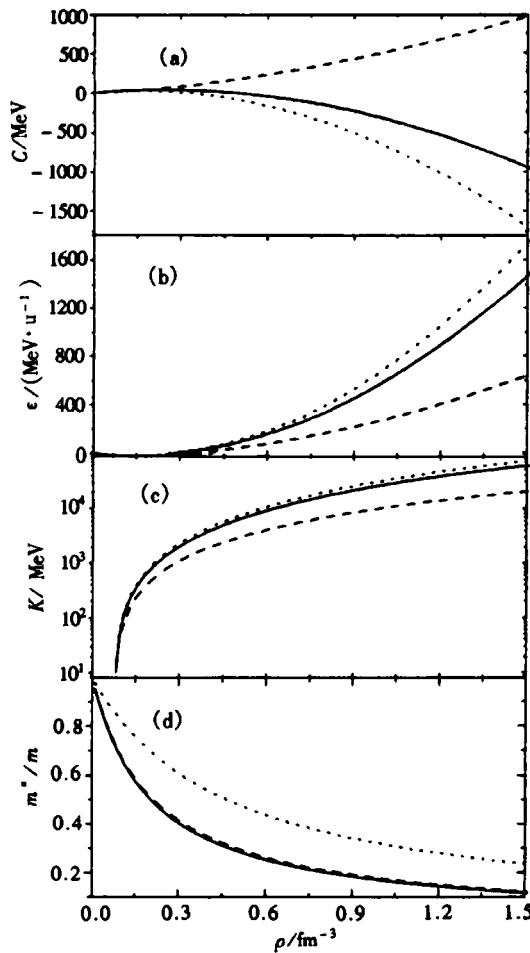


图 2 对称核物质的 C, ϵ, K 及 m^*/m 在不同势参数下随 ρ 的变化关系
— SII, ... SIII, --- SKI5.

SIII, 质子比例消失较早 (在 $\rho = 0.32 \text{ fm}^{-3}$ 时消失), 而对势参数 SII, 质子比例消失较晚 (在 $\rho = 0.48 \text{ fm}^{-3}$ 时消失). 但是, 对势参数 SKI5 却根本没有观测到质子比例的消失. 可见 3 种势参数给出的质子比例随密度的变化表现出完全不同的行为. 这是由于在这 3 种势参数下, C 随密度的变化趋势不同所导致的. 对势参数 SKI5, C 在高密时是正的, 并且随密度单调地增加, 从而导致了在很高密度时中子星中质子比例仍然能够存在. 但是对势参数 SII 与 SIII, 由于 C 在高密时是负的, 并且随密度单调地减小, 因而导致了在很高密度时中子星中质子比例的消失. 而且由于势参数 SIII 所给出的 C 比势参数 SII 所给出的 C 随密度减小更快, 所以导致图 3 中质子的消失对势参数 SIII 较早, 而对势参数 SII 较晚. 这里对中子星中质子比例消失的一种可能的解释是由于同位旋单重态核子对比同位旋三重态核子对有更强的短程排斥. 高密度时这一短程排斥占优势, 纯中子物质更稳定. 对于中等密度, 这种强的同位旋单重态张量势和关联将维持同位旋单重态核子对, 因此对称核物质比纯中子物质有更强的吸引力. 这说明纯中子物质可能在高密的中子星内

时, 可达到 923 MeV ; 而对势参数 SII 与 SIII, C 在高密时随 ρ 的增加而单调减小, 在 ρ 为 1.5 fm^{-3} 时, 对势参数 SII 与 SIII, C 分别为 -942 和 -1699 MeV , 即势参数 SIII 给出的 C 要比势参数 SII 给出的 C 随密度减小得更快.

图 3(a)–(c) 分别给出在只考虑电子 (左边) 和电子加 μ^- 子 (右边) 两种情况下, 中子星化学组份在 Skyrme 参数 SII, SIII 和 SKI5 下作为密度 ρ 的变化关系. 为了保证计算得到的中子星中质子比例的合理性, 我们同时在图 3(d) 中给出了声速与光速的平方比 $(s/c)^2$ 随密度 ρ 的变化关系. 可以看到只考虑电子的情况下 (左边), 势参数 SII 和 SKI5 在密度 ρ 分别大于 1.37 和 1.11 fm^{-3} , 即大约是均匀核物质饱和密度的 8.5 倍和 7 倍时, 因果律将被破坏. 势参数 SIII 直到密度为 1.5 fm^{-3} 时, 因果律仍能满足. 同时考虑 μ^- 子后 (右边), 结果变化很小, 说明考虑 μ^- 子的贡献后因果律被破坏的情况没有变化. 这里因果律被破坏是由于用非相对论处理的结果.

图 3 的一个非常引人注目的特征是在高密时, 对势参数 SII 和 SIII, 中子星中的质子比例消失了, 并且对势参数

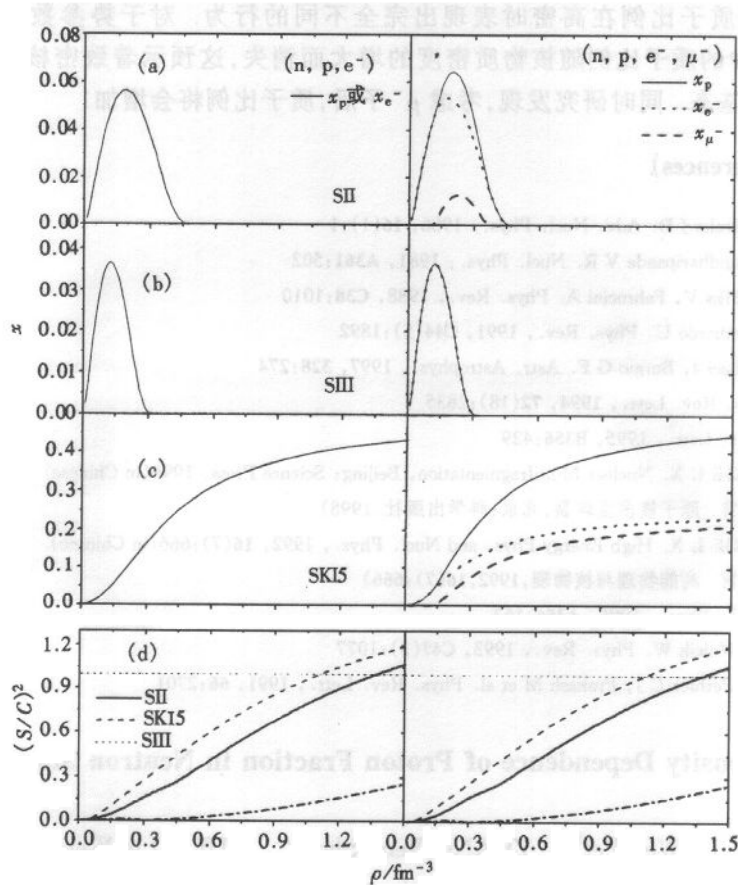


图 3 两种情况下中子星各组分比例在不同势参下作为密度的函数
(a),(b),(c)及声速与光速的平方比 $(s/c)^2$ 随密度的变化(d)

部存在,这一现象在变分多体理论的计算中也被观察到^[3]. 由图 3 还可以看出,对于势参数 SKI5,质子比例随密度的增加而增加,在密度为 1.5fm^{-3} 时甚至超过了 40%. 这一结果对模拟中子星的热力学演化是非常有意义的. 实际上,如果质子比例在中子星内部大于某一临界值 x^{Urca} 时,所谓的直接 Urca 过程 $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ 和 $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$ 能够发生^[12]. 如果它们能够发生,中微子发射和中子星冷却率相对于标准冷却方式将会有很大的提高. 临界质子比例 x^{Urca} 估计为 11%—15%. 图 3 说明对于 SIII 和 SII 的质子比例不能达到这一范围. 然而,对于 SKI5 当重子密度为 0.2fm^{-3} 时质子比例已达到 x^{Urca} ,即 11%.

从图 3(a)—(c)还可以得到的一个结论是,加上 μ^- 子后,质子比例将在很大密度范围内增加,尤其对 SII 势参数. 对于 SIII, μ^- 子比例是非常小的,大约只出现在密度 0.16fm^{-3} 处,这是由于电子的化学势 μ_e 太小而不能超出 μ^- 子的静止质量 m_μ .

4 总结

总的来说,在扩展的 Skyrme 有效相互作用下,使用 Hartree-Fock 理论对中子星中质子比例进行了较系统地研究. 计算结果表明,对称能强度系数对密度的不同依赖关系导

致了中子星中质子比例在高密时表现出完全不同的行为. 对于势参数 SII, SIII 以及 SKM, 中子星中的质子比例随核物质密度的增大而消失, 这预示着致密核物质可能存在纯中子物质的基态. 同时研究发现, 考虑 μ^- 子后, 质子比例将会增加.

参考文献 (References)

- 1 Serot B D, Walecka J D. *Adv. Nucl. Phys.*, 1986, **16**(1):1
- 2 Friedman B, Pandharipande V R. *Nucl. Phys.*, 1981, **A361**:502
- 3 Wiringa R B, Fiks V, Fabrocini A. *Phys. Rev.*, 1988, **C38**:1010
- 4 Bombaci I, Lombardo U. *Phys. Rev.*, 1991, **C44**(5):1892
- 5 Baldo M, Bombaci I, Burgio G F. *Astr. Astrophys.*, 1997, **328**:274
- 6 Donati P. *Phys. Rev. Lett.*, 1994, **72**(18):2835
- 7 Dean D J. *Phys. Lett.*, 1995, **B356**:429
- 8 ZHANG F S, GE L X. *Nuclear Multifragmentation*, Beijing: Science Press, 1998(in Chinese)
(张丰收, 葛凌霄. 原子核多重碎裂, 北京: 科学出版社, 1998)
- 9 ZHANG F S, GE L X. *High Energy Phys. and Nucl. Phys.*, 1992, **16**(7):666(in Chinese)
(张丰收, 葛凌霄. 高能物理与核物理, 1992, **16**(7):666)
- 10 ZHANG F S. *Z. Phys.*, 1996, **A356**:163
- 11 Kutschera M, Wojcik W. *Phys. Rev.*, 1993, **C47**(3):1077
- 12 Lattimer J M, Pethick C J, Prakash M et al. *Phys. Rev. Lett.*, 1991, **66**:2701

Density Dependence of Proton Fraction in Neutron Stars*

LI Wen-Fei^{1,2} ZHANG Feng-Shou^{1,2} CHEN Lie-Wen^{1,2}

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

2 (Institute of Modern Physics, The Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China)

Abstract Within the framework of Skyrme-Hartree-Fock theory based on the extended Skyrme effective interaction, the proton fraction in β -stable neutron stars was investigated for the charge neutrality condition. The density dependence of symmetry energy strength coefficient was studied with different potential parameters, and the behavior of proton fraction in neutron stars at high density for these potential parameters was obtained. The calculated results show that the proton fraction disappears at high density for potential parameters SII, SIII and SKM, which implies that the pure neutron matter may exist in the interior of neutron stars. It is also found that adding muons in neutron stars will increase the proton fraction.

Key words proton fraction, symmetry energy, neutron star

Received 23 June 2000

* Supported by National Natural Science Foundation of China (19875068, 19847002), Major State Basic Research Development Program (G2000077407) and The Chinese Academy of Sciences