

中微子束缚效应对致密物质状态的影响*

周然¹ 郭华^{1,2;1)}

1 (北京大学技术物理系, 教育部重离子物理重点实验室 北京 100871)

2 (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 用手征强子模型研究在中微子束缚情况下对致密物质状态及其对前中子星结构的影响. 结果表明中微子束缚效应提高了致密物质中质子的含量, 使致密物质的状态方程变软, 并使前中子星的最大质量与半径减小.

关键词 手征强子模型 致密物质状态 前中子星

1 引言

中微子的束缚效应对中子星的形成过程及性质有较大的影响. 在超新星爆发过程的开始, 从原子离解出的电子与质子发生俘获反应, 即 $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$, 产生电子中微子, 快速坍缩的星体形成的致密物质可能使大量的电子中微子束缚在星体内, 此时星体内核心区的致密物质的主要成分为中子、质子、电子及电子中微子 ($npe\nu_e$), 可能处于短暂的 $p + e^- \rightleftharpoons n + \nu_e$ 平衡, 并使中微子束缚在致密物质中. 该星体进一步演化形成前中子星 (protonneutron star) 或黑洞. 目前认为前中子星的基本成分为 $npe\nu_e$, 其温度大约为 10—30 MeV. 前中子星通过释放中微子冷却, 形成冷中子星^[1]. 超新星爆发后形成前中子星或黑洞与超新星爆发过程形成的核心物质状态有内在的联系, 研究由 $npe\nu_e$ 组成的致密物质状态对于研究星体的演化有一定的意义^[2]. 虽然对由 $npe\nu_e$ 组成的致密物质的性质了解的并不完全, 但是在理论上研究束缚中微子对致密物质性质的影响并计算由 $npe\nu_e$ 组成的前中子星的质量, 半径是必要的^[1,3].

描述核物质性质的理论模型比较多, 各种模型有不同的适用范围^[4], 最近 Furnstahl, Serot 和 Tang 提出了手征强子模型 (简称 FST 模型)^[5]. 该模型可

以反映强相互作用的非线性手征对称性, 破缺标度不变性和矢量为主贡献等特点. 利用在核物质饱和点处及部分有限核性质定出的模型参数, 该模型可以很好地用于描述核物质和有限核的性质^[6,7]. 本文将用 FST 模型研究中微子束缚效应对致密物质性质以及对前中子星的影响. 值得注意的是, 前中子星是具有温度为 10—30 MeV 的热中子星, 但研究表明温度效应对前中子星的质量, 半径等整体性质的影响并不明显^[1,8], 因此本文采用零温近似来研究有中微子束缚的致密物质的性质和前中子星结构.

2 基本公式

FST 模型的拉氏密度为

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \bar{\psi}_N \left[i \gamma_\mu \mathcal{D}^\mu + g A \gamma^\mu \gamma_5 a_\mu - M + g_s \phi - \frac{1}{2} g_\rho \gamma_\mu \tau \cdot \mathbf{b}^\mu \right] \psi_N + \\ & \frac{1}{2} \left[1 + \eta \frac{\phi}{S_0} + \dots \right] \left[\frac{1}{2} f_\pi^2 \text{tr} (\partial_\mu U \partial^\mu U^\dagger) + m_\sigma^2 V_\mu V^\mu \right] - \\ & \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{1}{4!} \xi (g_\sigma^2 V_\mu V^\mu)^2 + \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - \\ & H_q \left(\frac{S^2}{S_0^2} \right)^{\frac{2}{d}} \left(\frac{1}{2d} \ln \frac{S^2}{S_0^2} - \frac{1}{4} \right) - \\ & \frac{1}{4} \mathbf{G}_{\mu\nu} \cdot \mathbf{G}^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\rho^2 \mathbf{b}_\mu \cdot \mathbf{b}^\mu + \dots + \mathcal{L}_1, \end{aligned} \quad (1)$$

其中 ψ_N ($N = n, p$) 表示核子场, \mathcal{L}_1 表示轻子场的拉

2003-04-14 收稿

* 国家自然科学基金 (10275002), 国家重点基础研究发展规划项目 (G2000077400) 资助

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

氏密度,其余符号含义与文献[5]中的相同.

在平均场近似下,对于无限大均匀核物质,介子场看作是与时空变量无关的常数,即 $\phi \rightarrow \phi_0 \equiv \langle \phi \rangle$, $V_\mu \rightarrow \langle V_\mu \rangle \equiv \delta_{\mu,0} V_0$, $\mathbf{b}_{\mu,3} \rightarrow \langle \mathbf{b}_{\mu,3} \rangle \equiv \delta_{\mu,0} b_0$, 与 π 场相关的量没有贡献. 在平均场近似下, FST 模型的拉氏密度可以表示为

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{MFA}} = & \bar{\psi}_N \left[i\gamma_\mu \partial^\mu - M^* - g_v \gamma^0 V_0 - \frac{1}{2} g_\rho \tau_3 \gamma^0 b_0 \right] \psi_N + \\ & \frac{1}{2} m_v^2 V_0^2 \left(1 + \eta \frac{\phi_0}{S_0} \right) + \frac{1}{4!} \xi (g_v V_0)^4 + \frac{1}{2} m_\rho^2 b_0^2 - \\ & H_q \left(1 - \frac{\phi_0}{S_0} \right)^{\frac{4}{d}} \left[\frac{1}{d} \ln \left(1 - \frac{\phi_0}{S_0} \right) - \frac{1}{4} \right] + \\ & \sum_{i=e,\nu_e} \bar{\psi}_i (i\gamma_\mu \partial^\mu - m_i) \psi_i, \end{aligned} \quad (2)$$

其中核子有效质量 M^* 定义为 $M^* = M - g_s \phi_0$.

通过变分,可以给出核子与轻子场的运动方程

$$\left[i\gamma_\mu \partial^\mu - M^* - g_v \gamma^0 V_0 - \frac{1}{2} g_\rho \tau_3 \gamma^0 b_0 \right] \psi_N = 0, \quad (3)$$

$$(i\gamma_\mu \partial^\mu - m_i) \psi_i = 0, \quad (4)$$

介子场的运动方程为

$$\begin{aligned} \frac{\eta}{2S_0} m_v^2 V_0^2 + m_s^2 S_0 \left(1 - \frac{\phi_0}{S_0} \right)^{\left(\frac{4}{d}-1\right)} \ln \left(1 - \frac{\phi_0}{S_0} \right) = & -g_s \rho_s, \\ \frac{1}{6} \xi g_v^4 V_0^3 + \left(1 + \eta \frac{\phi_0}{S_0} \right) m_v^2 V_0 = & g_v \rho, \\ m_\rho^2 b_0 = & \frac{1}{2} g_\rho \rho_3, \end{aligned} \quad (5)$$

式中

$$\rho_s \equiv \langle \bar{\psi}_N \psi_N \rangle, \rho \equiv \langle \psi_N^\dagger \psi_N \rangle, \rho_3 \equiv \langle \psi_N^\dagger \tau_3 \psi_N \rangle. \quad (6)$$

致密物质中核子部分的能量密度和压强贡献分别为

$$\begin{aligned} \epsilon_N = & \sum_{N=n,p} \frac{2}{(2\pi)^3} \int_0^{k_{F_N}} (k^2 + M^{*2})^{\frac{1}{2}} d^3 k + \\ & g_v V_0 \rho + \frac{g_\rho^2 \rho_3^2}{8m_\rho^2} - \\ & \frac{1}{2} \left(1 + \eta \frac{\phi_0}{S_0} \right) m_v^2 V_0^2 - \frac{1}{4!} \xi (g_v V_0)^4 + \\ & H_q \left\{ \left(1 - \frac{\phi_0}{S_0} \right)^{\frac{4}{d}} \left[\frac{1}{d} \ln \left(1 - \frac{\phi_0}{S_0} \right) - \frac{1}{4} \right] + \frac{1}{4} \right\}, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} p_N = & \frac{1}{3} \sum_{N=n,p} \frac{2}{(2\pi)^3} \int_0^{k_{F_N}} \frac{k^2}{(k^2 + M^{*2})^{\frac{1}{2}}} d^3 k + \\ & \frac{g_\rho^2 \rho_3^2}{8m_\rho^2} + \frac{1}{2} \left(1 + \eta \frac{\phi_0}{S_0} \right) m_v^2 V_0^2 + \frac{1}{4!} \xi (g_v V_0)^4 - \\ & H_q \left\{ \left(1 - \frac{\phi_0}{S_0} \right)^{\frac{4}{d}} \left[\frac{1}{d} \ln \left(1 - \frac{\phi_0}{S_0} \right) - \frac{1}{4} \right] + \frac{1}{4} \right\}, \end{aligned} \quad (8)$$

轻子对能量密度和压强贡献分别为

$$\begin{aligned} \epsilon_l = & \sum_{l=e,\nu_e} \frac{\gamma(l)}{(2\pi)^3} \int_0^{k_{F_l}} (k^2 + m_l^2)^{\frac{1}{2}} d^3 k, \\ p_l = & \frac{1}{3} \sum_{l=e,\nu_e} \frac{\gamma(l)}{(2\pi)^3} \int_0^{k_{F_l}} \frac{k^2}{(k^2 + m_l^2)^{\frac{1}{2}}} d^3 k, \end{aligned} \quad (9)$$

其中对于电子 $\gamma(e) = 2$, 对于中微子 $\gamma(\nu_e) = 1$.

由 $npe\nu_e$ 组成的致密物质内部发生的主要反应为 $p + e^- \rightleftharpoons n + \nu_e$, 其平衡条件可以表示为

$$\mu_p + \mu_e = \mu_n + \mu_{\nu_e}, \quad (10)$$

式中的化学势分别为

$$\begin{aligned} \mu_N = & \sqrt{k_{F_N}^2 + M^{*2}} + g_v V_0 \pm \\ & \frac{g_\rho^2 \rho_3}{4m_\rho^2}, \quad (N = p', +'; n', -'), \end{aligned} \quad (11)$$

$$\mu_e = \sqrt{k_{F_e}^2 + m_e^2}, \quad \mu_{\nu_e} = k_{F_{\nu_e}}. \quad (12)$$

电中性条件要求: $\rho_p = \rho_e$. (13)

3 计算结果与讨论

FST 模型有 3 组参数 ($T1, T2, T3$)^[5], 计算表明它们给出的物理结论是一致的, 不失一般性, 本文选用 $T1$ 参数进行计算. $T1$ 参数为 $g_s^2 = 99.3$, $g_v^2 = 154.5$, $g_\rho^2 = 70.2$, $\xi = 0.0402$, $\eta = -0.496$, $d = 2.70$, $m_s = 509 \text{ MeV}$, $S_0 = 90.6 \text{ MeV}$, $H_q^{\frac{1}{4}} = 250 \text{ MeV}$. 矢量介子质量分别为 $m_v = 783 \text{ MeV}$, $m_\rho = 770 \text{ MeV}$, 核子和电子质量分别为 $M = 939 \text{ MeV}$, $m_e = 0.5 \text{ MeV}$. 中微子有微小的质量^[9], 在取中微子质量上限进行计算时, 表明与中微子质量为零时的结果几乎相同, 因此中微子质量参数取为 $m_{\nu_e} = 0$. 文中用参数 $Y_l = \frac{\rho_e + \rho_{\nu_e}}{\rho}$ 描述致密物质中轻子数的含量.

图 1 计算了核子有效质量随核物质密度的变化. 从图中可以看出 $npe\nu_e$ 系统的曲线位于最下面, 纯中子物质的曲线位于最上面, 中间是 npe 系统的曲线. 核子有效质量随着核物质密度的增加而下降, 中微子的存在使核子有效质量进一步下降.

图 2 给出了 npe 和 $npe\nu_e$ 系统的质子含量. 由于轻子数含量固定为 $Y_l = 0.3$, 虽然 $\rho \rightarrow 0$ 时, 必有 $\rho_p \rightarrow 0, \rho_n \rightarrow 0$, 电中性要求 $\rho_e \rightarrow 0$, 但 $\frac{\rho_p}{\rho}$ 趋于有限值, 从计算中给出 $\lim_{\rho \rightarrow 0} \frac{\rho_p}{\rho} \approx 0.21$. 随着核物质密度的

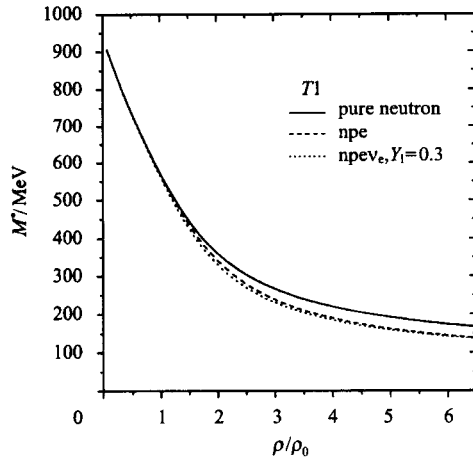


图 1 核子有效质量随核物质密度的变化

增加, npe 和 npe ν_e 系统的质子含量也随之增加, 而且二者的质子含量差逐渐变小. 由此可见, 中微子的存在对致密物质性质的影响是明显的.

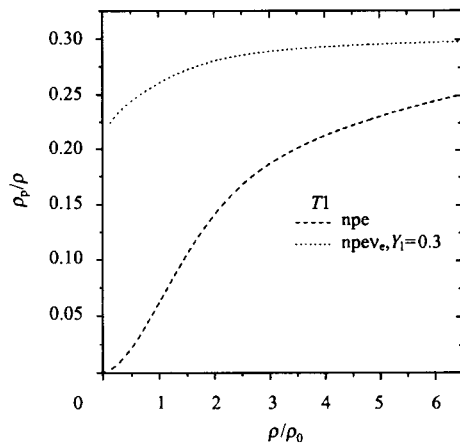


图 2 致密物质中质子含量随核物质密度的变化

图 3 给出了致密物质的压强和能量密度之间的关系. 从中可以看出, 由于中微子的存在, 使得 npe ν_e 系统的压强小于相应的 npe 系统和纯中子物质系统, 进一步使物态方程变软, 即相应的压缩模数变小. 3 种致密物质系统的共同特征为压强都随能量密度的增加而单调增加.

通过求解决定星体结构的 Tolman-Oppenheimer-Volkoff 方程, 可以给出前中子星性质的各种数据. 图 4 计算了不同系统所对应的前中子星质量和星体内总重子数之间的关系. 从中可以看出, 对于相同的总重子数来说, 由 npe ν_e 系统所组成的前中子星比由 npe 系统所组成的前中子星具有更大的质量. 这就说明中微子的束缚效应导致前中子星的能量(等价于质量)升高, 前中子星最终须通过中微子的释放降低其

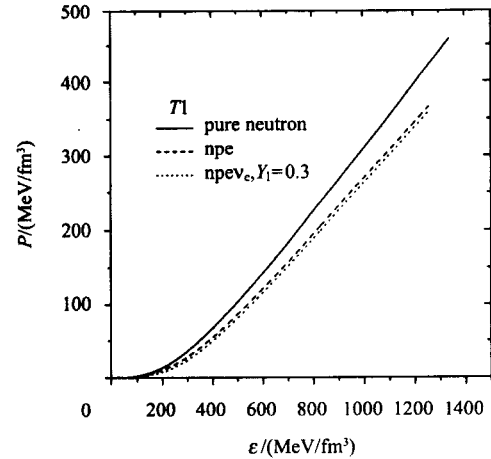


图 3 致密物质压强与能量密度的关系

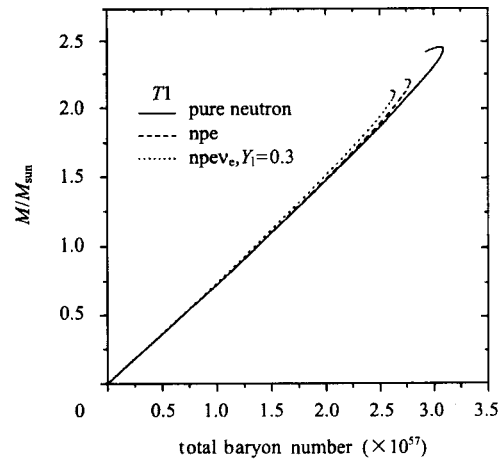


图 4 前中子星质量与星体内总重子数的关系

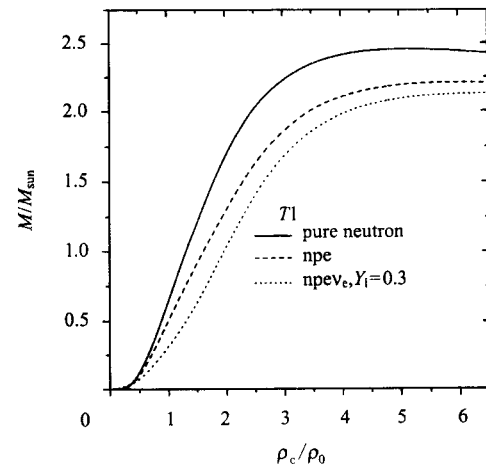


图 5 前中子星质量随中心密度的变化

能量并达到稳定的状态. 图 5 给出了前中子星的质量和中心密度之间的关系. 随着中心密度的增加, 所有的曲线都是从单调递增逐渐达到饱和. 中微子的存在使得相应的曲线相对于 npe 系统和纯中子系统明显的下移, 并使前中子星质量变小. 图 6 计算

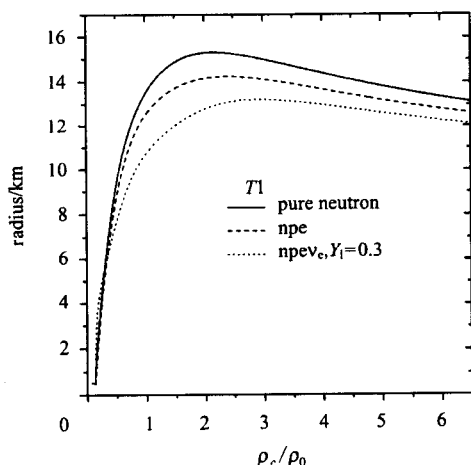


图 6 前中子星半径随中心密度的变化

了前中子星半径和中心密度之间的关系. 结果显示前中子星的半径随中心密度的增加而增加, 在达到最大值后, 随中心密度的增加而减小. 中微子的束缚效应使得相应的前中子星最大半径变小. 图 7 给出了前中子星的质量半径关系. 从中可以看出前中子星质量随着半径的增加先是增加, 当到达最大质量时会产生回弯. 对于纯中子系统, npe 系统和 npe ν_e 系统来说, 相应的最大质量分别为 $\frac{M}{M_{\odot}} \approx 2.45$,

2.20, 2.13, 可见, 中微子存在所造成的影响使前中子星的最大质量减小.

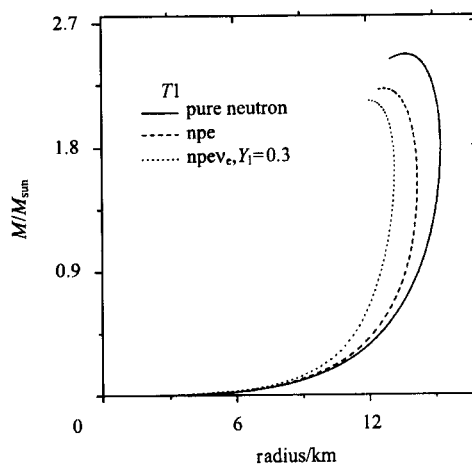


图 7 前中子星质量、半径关系

总之, 通过应用 FST 模型对致密物质和前中子星中的中微子束缚效应的研究所得出的结论为: 中微子的存在提高了致密物质中质子的含量, 使物态方程变软. 对于前中子星来说, 中微子的存在明显地降低了前中子星的最大质量及半径.

参考文献 (References)

- 1 Prakash M et al. Phys. Rep., 1997, **B280**:1—77
- 2 Chiapparini M et al. Phys. Rev., 1996, **C54**:936—941
- 3 Reddy S, Prakash M, Lattimer J M. Phys. Rev., 1998, **D58**:013009-1
- 4 Serot B D, Walecha J D. Adv. Nucl. Phys., 1986, **16**:1—327; Int. J. Mod. Phys., 1997, **E6**:515—631
- 5 Furnstahl R J, Tang H B, Serot B D. Phys. Rev., 1995, **C52**:1368
- 6 Furnstahl R J, Tang H B, Serot B D. Nucl. Phys., 1996, **A598**:539
- 7 Furnstahl R J, Serot B D, Tang H B. Nucl. Phys., 1997, **A615**:441
- 8 Banik S, Bandyopadhyay D. Phys. Rev., 2001, **C63**:035802-1
- 9 Faessler A. Prog. Part. Nucl. Phys., 2002, **48**:151—160

Equation of State of Dense Matter with Trapped Neutrinos*

ZHOU Ran¹ GUO Hua^{1,2;1)}

1(Department of Technical Physics, and MOE Laboratory of Heavy Ion Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

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

Abstract A chiral hadronic model is extended to investigate the influences of trapped neutrinos on the equation of state of dense matter and structure of protoneutron stars. Our results show that trapped neutrinos lead to the increase of proton fraction and make the equation of state of dense matter soft. Furthermore, maximum masses and radii of protoneutron stars decrease when neutrinos are trapped.

Key words a chiral hadronic model, dense matter, protoneutron star

Received 14 April 2003

* Supported by National Natural Science Foundation of China (10275002), Major State Basic Research Development Program (G2000077400)

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