

温度对有中微子束缚的致密物质性质的影响^{*}

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 把 FST 模型应用于温度对有中微子束缚的致密物质性质的研究中. 结果表明中微子的束缚使得致密物质系统中的质子含量有所增加, 温度对 npe 系统(无中微子束缚)的质子含量的影响比其对 npe_{v_e} 系统(有中微子束缚)的影响明显. 温度的升高使两个系统的能量密度都有所升高, 同时, 由它们所组成的前中子星的最大质量和 Kepler 周期都有一定程度的下降.

关键词 手征强子模型 致密物质状态 前中子星

1 引言

近年来, 中子星的产生和演化过程是受到关注的核天体物理研究题目之一^[1-5]. 中子星产生于超新星的爆发阶段, 星体的内核由于引力作用产生强烈的向内坍缩, 组成内核物质的原子中的电子与质子发生俘获反应, 即 $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$, 产生了大量的电中微子. 文献[1]认为此时的星体内核中的质子、中子、电子和中微子可以处于短暂的平衡状态之中, 此阶段的中子星称为前中子星(protoneutron star), 对于前中子星性质的研究有助于加深人们对恒星演化过程的认识^[1,2]. 在理论方面, 文献[2]利用非线性 Walecka 模型系统地研究了前中子星的性质, 而文献[1,3-5]则分别从等熵和等温观点对前中子星进行了分析. 在观测方面, 尤其是对 SN1987A 的观测与分析对现有的理论结果给予了一定的支持^[1,5].

各种不同的理论模型有其各自的特点和适用范围, 在对非线性 Walechka 模型改进的基础上, Furnstahl, Serot 和 Tang 提出了手征强子模型(简称 FST 模型)^[6]. FST 模型的优点在于考虑了 QCD 真空效应的贡献, 同时又包含了 QCD 迹反常(trace anomaly)和低能定理. 该模型在对核物质和有限核的研究中

取得了一定的成功^[7,8], 并且可能更适合于描述高密核物质的性质^[9,10]. 前中子星物质的密度较高, 温度约为 0—50 MeV, 主要成分是 npe_{v_e}, 其显著特点是有中微子束缚(电中微子 ν_e)^[11], 而相应的中子星物质的主要成分为 npe, 其中也有少量的其他粒子, 作为简化处理, 本文通过对比研究由 npe_{v_e} 及 npe 组成的致密物质的性质, 并着重讨论温度对有中微子束缚的致密物质性质的影响.

2 基本公式

FST 模型的拉氏密度为

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

2004-08-05 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

其中 $\psi_N (N = n, p)$ 表示核子场, \mathcal{L}_l 为轻子场的拉氏密度, 其余符号含义与文献[6]相同.

在平均场近似下, 对于无限大均匀核物质, 介子场可以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. 平均场近似的 FST 模型拉氏密度可以表示为

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

式中核子有效质量 M^* 定义为 $M^* = M - g_s \phi_0$. 核子与轻子场的运动方程为

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

$$(i\gamma_\mu \partial^\mu - m_l) \psi_l = 0, \quad (4)$$

介子场的运动方程分别为

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

其中, 定义

$$\begin{aligned} \rho_s = & \frac{2}{(2\pi)^3} \sum_{i=n,p} \int d^3 k \frac{M^*}{E^*} [n_i(k) + \bar{n}_i(k)], \\ \rho = & \frac{2}{(2\pi)^3} \sum_{i=n,p} \int d^3 k [n_i(k) - \bar{n}_i(k)], \\ \rho_3 = & \rho_p - \rho_n, \end{aligned} \quad (6)$$

式中

$$\begin{aligned} E^* = & \sqrt{k^2 + M^{*2}}, \\ n_i(k) = & \frac{1}{1 + \exp\{[E^*(k) - v_i]/T\}}, \\ \bar{n}_i(k) = & \frac{1}{1 + \exp\{[E^*(k) + v_i]/T\}}. \end{aligned} \quad (7)$$

核物质对能量密度和压强的贡献分别为

$$\epsilon_N = \sum_{i=n,p} \frac{2}{(2\pi)^3} \int \sqrt{k^2 + M^{*2}} [n_i(k) + \bar{n}_i(k)] d^3 k +$$

$$\begin{aligned} & g_v V_0 \rho + \frac{g_\rho^2 \rho_3^2}{8m_\rho^2} - \\ & \frac{1}{2} \left(1 + \eta \frac{\phi_0}{S_0} \right) m_v^2 V_0^2 - \frac{1}{4!} \xi (g_v V_0)^4 + \\ & H_q \left\{ \left(1 - \frac{\phi_0}{S_0} \right)^{\frac{4}{d}} \left[\frac{1}{d} \ln \left(1 - \frac{\phi_0}{S_0} \right) - \frac{1}{4} \right] + \frac{1}{4} \right\}, \quad (8) \\ p_N = & \frac{1}{3} \sum_{i=n,p} \frac{2}{(2\pi)^3} \int \frac{k^2}{\sqrt{k^2 + M^{*2}}} [n_i(k) + \bar{n}_i(k)] d^3 k + \\ & \frac{g_\rho^2 \rho_3^2}{8m_\rho^2} + \frac{1}{2} \left(1 + \eta \frac{\phi_0}{S_0} \right) m_v^2 V_0^2 + \frac{1}{4!} \xi (g_v V_0)^4 - \\ & H_q \left\{ \left(1 - \frac{\phi_0}{S_0} \right)^{\frac{4}{d}} \left[\frac{1}{d} \ln \left(1 - \frac{\phi_0}{S_0} \right) - \frac{1}{4} \right] + \frac{1}{4} \right\}. \quad (9) \end{aligned}$$

轻子对能量密度和压强贡献分别为

$$\begin{aligned} \epsilon_l = & \sum_{l=e, \nu_e} \frac{\gamma(l)}{(2\pi)^3} \int \sqrt{k^2 + m_l^2} [n_l(k) + \bar{n}_l(k)] d^3 k, \\ p_l = & \frac{1}{3} \sum_{l=e, \nu_e} \frac{\gamma(l)}{(2\pi)^3} \int \frac{k^2}{\sqrt{k^2 + m_l^2}} [n_l(k) + \bar{n}_l(k)] d^3 k, \end{aligned}$$

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 $p + e^- \rightleftharpoons n + \nu_e$, 其平衡条件表示为

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

式中的化学势 (μ_i) 和有效化学势 (ν_i) 的关系为

$$\mu_i = \nu_i + g_v V_0 \pm \frac{g_\rho^2 \rho_3}{4m_\rho^2} (i = p', +'; n', -'), \quad (11)$$

$$\mu_l = \nu_l (l = e, \nu_e). \quad (12)$$

电中性条件要求

$$\rho_p = \rho_e. \quad (13)$$

前中子星的质量和因旋转所发射的脉冲周期都是重要的可观测量, 近年来的观测已经积累了一定的实验数据^[11]. 对前中子星的脉冲周期的计算比较复杂, 本文采用文献[11]中所使用的近似公式

$$T_k = \frac{2\pi}{\xi_T \sqrt{M/R^3}}, \quad (14)$$

式中 T_k 为前中子星所对应的 Kepler 周期, 即前中子星可以观测到的最小周期. M 为前中子星的质量, R 为半径, $\xi_T = 0.65$ 为常数^[12]. 此公式可以较好地反映前中子星的质量和半径对脉冲周期的影响, 并在文献中被广泛地使用^[11,12].

3 计算结果与讨论

FST 模型有 3 组参数 T_1, T_2, T_3 ^[6], 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 $M = 939\text{MeV}$, $m_e = 0.5\text{MeV}$, 中微子质量 $m_{\nu_e} = 0$. 文中用参数 $Y_1 = \frac{\rho_e + \rho_{\nu_e}}{\rho}$ 描述致密物质中轻子数的含量,在经验上其取范围 $Y_1 = 0.3-0.4$ ^[2], 本文取 $Y_1 = 0.4$.

图1计算了质子含量随密度的变化. 当 $T = 0\text{MeV}$ 时, 质子含量随着核子数密度的增大而上升, $npe\nu_e$ 系统的质子含量明显高于 npe 系统. 对 npe 系统, 温度的上升对质子含量有一定的影响, 但对 $npe\nu_e$ 系统, 质子含量对温度的变化不敏感. 主要原因是由 $npe\nu_e$ 系统的约束条件 $Y_1 = 0.4$, $\rho_p = \rho_e$ 所造成的. 从图中可以看出, 当 $T = 0\text{MeV}$ 时, $npe\nu_e$ 系统的质子含量已经接近 0.4, 即使温度升高, 由于电中性的要求, 质子含量可以上升的空间已经不大, 所以对于 $npe\nu_e$ 系统, 温度不能显著地影响质子含量.

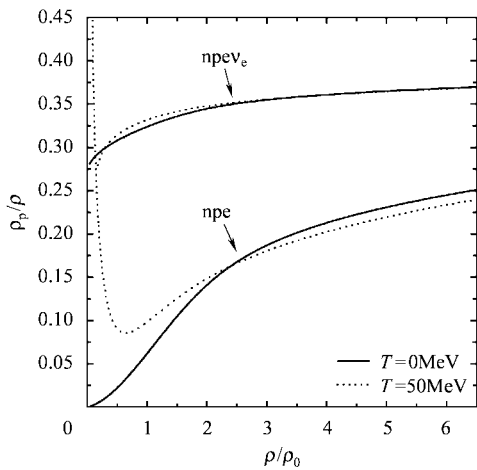


图1 致密物质中质子含量随密度的变化

图2给出了 npe 和 $npe\nu_e$ 系统的物态方程. 从图中可以看出, 两个系统的能量密度都随着压强的增大而升高. 同时, 随着温度的升高, 两个系统的能量密度都会增加. $npe\nu_e$ 系统的能量密度一般来说都大于 npe 系统的能量密度, 这说明虽然中微子的质量很小, 但由于中微子对化学势平衡条件(10)产生了影响, 使得系统的物态方程有一定的改变.

通过求解决定星体结构的 Tolman-Oppenheimer-

Volkoff 方程, 可以确定由 npe 和 $npe\nu_e$ 系统所组成的前中子星的性质. 图3给出了前中子星质量与中心密度的关系. 从图中可以看出, 随着温度的升高, 两个系统所对应的前中子星的最大质量都会下降大约 0.3—0.4 个太阳质量. 其中, $T = 50\text{MeV}$ 时由 $npe\nu_e$ 系统所组成的前中子星的最大质量最小, 约为 1.95 个太阳质量.

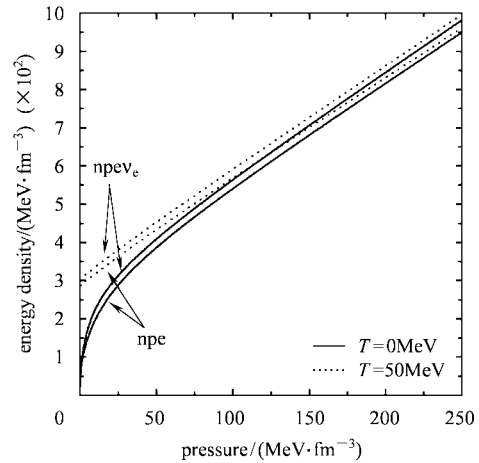


图2 致密物质能量密度与压强的关系

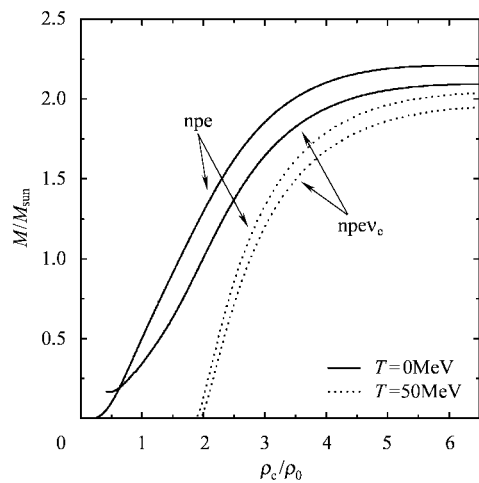


图3 前中子星质量随中心密度的变化

图4计算了前中子星的总质子数和总重子数之间的关系. 从图中可以看出, 总质子数随总重子数的增加而增加, 其中温度的升高使得总质子数有比较明显的增加. $T = 50\text{MeV}$ 时的 $npe\nu_e$ 系统所组成的前中子星的总质子数较大.

图5给出了前中子星质量和 Kepler 周期之间的关系. 一般来说, 周期随星体质量增加有变小的趋势. 在零温条件下, 对于小质量星体 ($M < M_{\text{sun}}$), 由

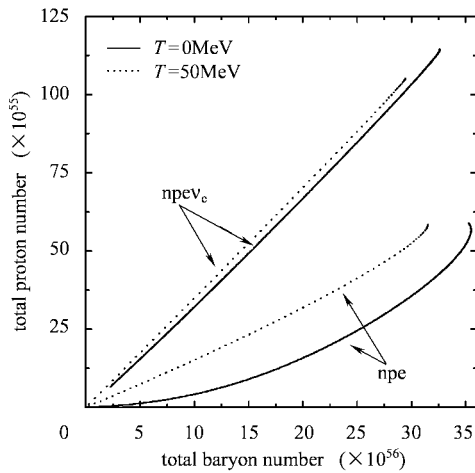


图 4 前中子星总质子数和总重子数关系

npe_{ν_e} 系统所组成的前中子星的周期较大,而对于大质量星体 ($M > M_{\text{sun}}$) 情况则相反,即由 npe_{ν_e} 系统所组成的前中子星的周期较小. 在 $T = 50\text{MeV}$ 条件下,由 npe 和 npe_{ν_e} 二者的周期相差不明显. 随着温度的升高,星体周期都会有比较明显的减小. 图中给出的阴影区域为广义相对论所禁戒的区域^[12],由 FST 模型所给出的曲线在禁戒区域之上,这说明该模型的计算结果是合理的.

4 总结

总之,本文把 FST 模型应用于温度对有中微子

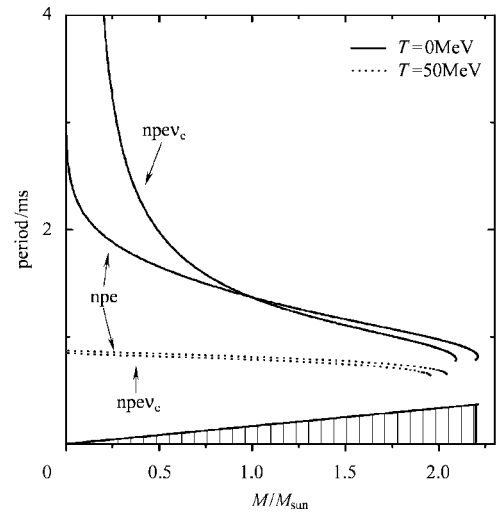


图 5 前中子星 Kepler 周期随质量的变化

束缚的致密物质性质的研究中. 中微子的存在使得致密物质系统中的质子含量有所增加,温度对 npe 系统(无中微子束缚)的质子含量的影响比其对 npe_{ν_e} 系统(有中微子束缚)的影响明显. 温度的升高使两个系统的能量密度都有所升高,同时,由它们所组成的前中子星的最大质量和 Kepler 周期都有一定程度的下降.

参考文献 (References)

- 1 Prakash M, Bombaci I, Prakash M et al. Phys. Rep., 1997, **280**: 1—77
- 2 Chiapparini M, Rodrigues H, Duarte S B. Phys. Rev., 1996, **C54**: 936—941
- 3 Sumiyoshi K, Kuwabara H, Toki H. Nuc. Phys., 1995, **A581**: 725—746
- 4 GUO Hua, ZHOU Ran. Chin. Phys. Lett., 2002, **19**: 1432—1435
- 5 Manka R, Zastawny-Kubicia M, Brzezina A et al. J. Phys., 2001, **G27**: 1917—1938
- 6 Fumstahl R J, Tang H B, Serot B D. Phys. Rev., 1995, **C52**: 1368—1379
- 7 Fumstahl R J, Tang H B, Serot B D. Nucl. Phys., 1996, **A598**: 539—582
- 8 Fumstahl R J, Serot B D, Tang H B. Nucl. Phys., 1997, **A615**: 441—482
- 9 HU Xiang, GUO Hua. Phys. Rev., 2003, **C67**: 038001-(1-4)
- 10 Glendenning N K, Weber F. Phys. Rev., 1994, **D50**: 3836—3841
- 11 Glendenning N K. Phys. Rev. Lett., 2000, **85**: 1150—1153
- 12 Glendenning N K. Compact Stars. Springer: Springer-Verlag New York, Inc., 2000

Effects of Temperature on Dense Matter with Neutrino Trapping^{*}

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 of Lanzhou, Lanzhou 730000, China)

Abstract A chiral hadronic model is applied to the investigation of the influences of temperature on the properties of dense matter with neutrino trapping. Our results show that the proton fraction of the $npe\nu_e$ system is less sensitive to the variation of temperature than the npe one. The energy densities of both systems increase with temperature. Moreover, the maximum masses and Kepler frequency of protoneutron stars decrease when temperature increases.

Key words chiral hadronic model, dense matter, protoneutron star

Received 5 August 2004

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

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