

超子中子星性质的温度效应*

贾焕玉^{1,2} 孟杰^{2,3,4} 赵恩广³ 李俊^{5,2} 桑建平⁵

1 (西南交通大学理学院 成都 610031)

2 (北京大学技术物理系 北京 100871)

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)

5 (武汉大学物理系 武汉 430072)

摘要 从相对论平均场理论出发,考虑核子、超子和介子的相互作用,研究了温度对中子星组成粒子、状态方程和中子星质量等的影响.发现温度越高,超子在中子星内部出现时的重子数密度越低.当密度较高时,中子星的核心区主要由超子组成,即中子星转变成以奇异粒子为主要成分的超子星,并且这种转变受到温度的影响,温度越高,转变密度越低.由于超子的出现,中子星核心高密度区域的状态方程,对于不同温度,差别不大,所以有限温度中子星的最大质量都在 $1.8M_{\odot}$ 附近.这与观测结果相符.

关键词 中子星 奇异粒子 相对论平均场 状态方程

1 引言

超新星爆发后,其核心部分可能塌缩形成前身中子星(proto neutron star, PNS). PNS 生成时,内部温度为 20—50 MeV,通过中微子发射快速冷却,在几分钟内温度下降到 1 MeV 以下^[1].接下来经历一个漫长的中微子和光子冷却过程.如果中子星内部的质子超过 11%—15%,就会发生直接 URCA 过程



加快中子星的冷却过程^[2].因此理论上研究 PNS 内粒子的分布和比例,可以得到其演化性质,反过来, PNS 的演化过程可能提供其内部结构信息.

超新星爆发生成的 PNS,可以吸积周围的物质,使其质量增大,当质量超过其物质状态方程所能支撑的质量上限后,就会塌缩形成黑洞.热核物质性质会影响 PNS 向黑洞的转变.另外,在研究超新星爆发机制和整个爆发现象数值模拟计算过程中,需要许多详细复杂的物理输入量,比如致密的和热的核物质状态方程^[3].因此, PNS 物质性质的研究越

来越引起人们的兴趣.在这方面,利用各种模型已做了大量工作,比如应用液滴模型对密度较低的有限温度核物质性质进行计算^[4-7]. RMF 理论可以很好地描述核物质的性质和大量有限核的单粒子性质,也可以推广用来研究极端温度或密度条件下的物质,如相对论重离子碰撞产生的物质、星体塌缩形成的物质以及中子星的核心物质的性质等.文献[8]利用 RMF 理论研究了一定熵中子星的性质,文献[9]则只考虑核子自由度,研究了温度对中子星性质的影响.实际上,中子星内部越靠近中心,物质密度越高,在正常核物质饱和密度 ρ_0 ($\rho_0 \approx 0.15 \text{fm}^{-3}$) 附近,中子星物质是由中子、质子和电子,也许还有 μ 子组成的 β 平衡物质.其中中子是主要成分,其他粒子很少.随着密度的升高,中子星中核子的化学势也升高.当化学势升高到一定值时,就可能发生 $n + n \rightarrow n + \Lambda + K$ 反应,核子转变成了奇异粒子- Λ 超子.该反应中生成的 K 介子自由衰变成光子和中微子.上述反应过程是不可逆过程,则在中子星中出现了奇异量子数.其他超子,比如 Σ 和 Ξ 等也可能

2002-03-20 收稿

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

像 Λ 一样生成. 中子星达到一种新的平衡态, 其中重子数守恒, 且净电荷为零. 总之, 当密度超过某一阈值时, 中子星中会出现超子自由度^[10-14].

超子的出现对中子星的性质具有重要影响^[15-18]. 随着密度的继续升高, 会有更多的超子生成. 由于中子星重子数守恒, 则中子的相对数密度下降. 当超子数密度大于中子数密度时, 我们说中子星转变成了超子星, 对应的总重子数密度称为转变密度. 对于有限温度中子星内部, 温度对超子的生成和中子星向超子星的转变以及超子自由度对 PNS 的演化和性质的影响, 仍是一个需要仔细研究的问题. 本文利用 RMF 理论, 除了考虑核子和介子自由度外, 包括进超子自由度, 主要研究温度对中子星物质性质的影响.

2 有限温度中子星物质的 RMF 理论

中子星物质的拉氏量密度可以写为^[19,20]

$$l = \sum_B \bar{\psi}_B [(i\gamma_\mu \partial^\mu - g_{\omega B} \gamma_\mu \omega^\mu - \frac{1}{2} g_{\rho B} \tau^a \rho^a) - (m_B - g_{\sigma B} \sigma)] \psi_B + \frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - m_\sigma^2 \sigma^2) - \frac{1}{3} g_2 \sigma^3 - \frac{1}{4} g_3 \sigma^4 - \frac{1}{4} \omega_\mu \omega^\mu + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu - \frac{1}{4} \rho_\mu \cdot \rho^\mu + \frac{1}{2} m_\rho^2 \rho_\mu \cdot \rho^\mu + \sum_\lambda \bar{\psi}_\lambda (i\gamma_\mu \partial^\mu - m_\lambda) \psi_\lambda + \dots \quad (1)$$

其中省略号代表可能被激发的热介子等, 在这里我们不考虑这些介子和反重子

将中子星物质看做是非对称、重子数守恒、电中性、化学平衡、奇异数不守恒的定态均匀物质, ω 介子和 ρ 介子的场只有时间分量, 即

$$\omega_i = 0, \rho_{i3} = 0, (i = 1, 2, 3) \quad (2)$$

在应用了平均场的近似以后, 拉氏量密度变为

$$\langle l \rangle = -\frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma^2 - \frac{1}{3} g_2 \sigma^3 - \frac{1}{4} g_3 \sigma^4 + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_0^2 + \frac{1}{2} m_\rho^2 \rho_{03}^2. \quad (3)$$

中子星物质中粒子间的相互作用, 使系统的热力学势最小. 即介子场方程应该使

$$\frac{\delta \Omega}{\delta \sigma} = \frac{\delta \Omega}{\delta \omega_0} = \frac{\delta \Omega}{\delta \rho_{30}} = 0, \quad (4)$$

其中系统的热力学势

$$\Omega = -T \ln Z, \quad (5)$$

配分函数

$$\ln Z = \frac{V}{T} \langle l \rangle + \sum_B \frac{(2J_B + 1)}{2\pi^2} \int_0^\infty k^2 dk \{ \ln [1 + e^{-(\epsilon_B(k) - \mu_B)/T}] + \ln [1 + e^{-(\epsilon_B(k) - \bar{\mu}_B)/T}] \} - \sum_M \frac{(2J_M + 1)}{2\pi^2} \int_0^\infty k^2 dk \ln [1 - e^{-\epsilon_M(k)/T}]. \quad (6)$$

由式(4-6)得到 3 个介子场方程分别是:

$$m_\sigma^2 \sigma = -g_2 \sigma^2 - g_3 \sigma^3 + \sum_B \frac{2J_B + 1}{2\pi^2} g_{\sigma B} \times \int_0^\infty \frac{m_B - g_{\sigma B} \sigma}{\sqrt{k^2 + (m_B - g_{\sigma B} \sigma)^2}} (\exp[(\epsilon_B(k) - \mu_B)/T] + 1)^{-1} k^2 dk, \quad (7)$$

$$m_\omega^2 \omega_0 = \sum_B \frac{2J_B + 1}{2\pi^2} g_{\omega B} b_B \int_0^\infty (\exp[(\epsilon_B(k) - \mu_B)/T] + 1)^{-1} k^2 dk, \quad (8)$$

$$m_\rho^2 \rho_{03} = \sum_B \frac{2J_B + 1}{2\pi^2} g_{\rho B} I_{3B} b_B \int_0^\infty (\exp[(\epsilon_B(k) - \mu_B)/T] + 1)^{-1} k^2 dk, \quad (9)$$

其中 b_B, I_{3B} 分别是重子 B 的重子数和同位旋 3 分

重子 B 满足的方程是 Dirac 方程

$$[i\gamma_\mu k^\mu - g_{\omega B} \gamma_\mu \omega^\mu - \frac{1}{2} g_{\rho B} \gamma_\mu \tau_3 \rho_3^\mu - (m_B - g_{\sigma B} \sigma)] \psi_B(k) = 0, \quad (10)$$

其能量本征值是

$$\epsilon_B(k) = E_B(k) + g_{\omega B} \omega_0 + g_{\rho B} \rho_{03} I_{3B}, \quad (11)$$

其中 $E_B(k) = \sqrt{k^2 + (m_B - g_{\sigma B} \sigma)^2}$.

中子星物质中各种粒子间处于 β 平衡, 平衡条件用化学势来表示

$$\mu_i = b_i \mu_b + q_i \mu_q. \quad (12)$$

重子数守恒

$$\rho = \sum_B \frac{2J_B + 1}{2\pi^2} b_B \int_0^\infty (\exp[(\epsilon_B(k) - \mu_B)/T] + 1)^{-1} k^2 dk. \quad (13)$$

各粒子满足电中性条件

$$0 = \sum_B \frac{2J_B + 1}{2\pi^2} q_B \int_0^\infty (\exp[(\epsilon_B(k) - \mu_B)/T] + 1)^{-1} k^2 dk + \sum_\lambda \frac{2J_\lambda + 1}{2\pi^2} q_\lambda \int_0^\infty (\exp[(\epsilon_\lambda(k) - \mu_\lambda)/T] + 1)^{-1} k^2 dk, \quad (14)$$

其中 $\epsilon_\lambda(k) = \sqrt{m_\lambda^2 + k^2}, \epsilon_M(k) = \sqrt{m_M^2 + k^2}$

中子星物质的能量密度和压强

$$\epsilon = \frac{1}{3} g_2 \sigma^3 + \frac{1}{4} g_3 \sigma^4 + \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma^2 + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_0^2 + \frac{1}{2} m_\rho^2 \rho_{03}^2 +$$

$$\sum_B \frac{2J_B + 1}{2\pi^2} \int_0^\infty \sqrt{k^2 + (m_B - g_{\sigma B}\sigma)^2} (\exp[(\epsilon_B(k) - \mu_B)/T] + 1)^{-1} k^2 dk + \sum_\lambda \frac{2J_\lambda + 1}{2\pi^2} \int_0^\infty \sqrt{k^2 + m_\lambda^2} (\exp[(\epsilon_\lambda(k) - \mu_\lambda)/T] + 1)^{-1} k^2 dk, \quad (15)$$

$$\rho = -\frac{1}{3}g_2\sigma^3 - \frac{1}{4}g_3\sigma^4 - \frac{1}{2}m_\sigma^2\sigma^2 + \frac{1}{2}m_\omega^2\omega_0^2 + \frac{1}{2}m_\rho^2\rho_{03}^2 + \frac{1}{3}\sum_B \frac{2J_B + 1}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{k^2}{\sqrt{k^2 + (m_B - g_{\sigma B}\sigma)^2}} (\exp[(\epsilon_B(k) - \mu_B)/T] + 1)^{-1} k^2 dk + \frac{1}{3}\sum_\lambda \frac{2J_\lambda + 1}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{k^2}{\sqrt{k^2 + m_\lambda^2}} (\exp[(\epsilon_\lambda(k) - \mu_\lambda)/T] + 1)^{-1} k^2 dk.$$

3 参数

上述公式中包括核子和介子、超子和介子的耦合常数. 对核子, 5 个耦合常数分别为 $g_\sigma, g_\omega, g_\rho, g_2$ 和 g_3 , 已有许多组参数, 如 NL1, NL3, NLSH, TM2 等, 这些参数组是通过拟合有限核的性质并考虑饱和核物质的性质而得到的, 主要用来处理有限核. 将这些参数外推到有限温度中子星内部, 通过试计算发现无法得到密度超过 $4\rho_0$ 时的解. 因此我们选择由 Glendenning 根据饱和核物质的密度 ρ_0 、束缚能 B/A 、压缩系数 K 、对称能 a_{sym} 和有效质量 m^* 的经验值给出的一组参数^[21], 这里标记为 GL85.

对超子 $Y(\Lambda, \Sigma, \Xi)$, 引入其耦合常数与核子耦合常数比值:

$$x_{\sigma Y} = \frac{g_{\sigma Y}}{g_\sigma}, \quad x_{\omega Y} = \frac{g_{\omega Y}}{g_\omega}, \quad x_{\rho Y} = \frac{g_{\rho Y}}{g_\rho}, \quad (17)$$

超子与 σ 介子和 ω 介子间的耦合常数具有很强的关联, 满足如下关系^[22, 23]:

$$U_Y^{(N)} = x_{\omega Y} V - x_{\sigma Y} S, \quad (18)$$

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, $U_Y^{(N)}$ 表示超子 Y 在饱和核物质中的势深度. 再利用 $SU(6)$ 对称性, 有

$$x_{\omega\Lambda} = x_{\omega\Sigma} = \frac{2}{3}, \quad x_{\omega\Xi} = \frac{1}{3}; \quad (19)$$

$$x_{\rho\Lambda} = 0, \quad x_{\rho\Sigma} = 2, \quad x_{\rho\Xi} = 1.$$

根据文献[24, 25]选取

$$U_\Lambda^{(N)} = U_\Sigma^{(N)} = -30\text{MeV}, \quad U_\Xi^{(N)} = -28\text{MeV}, \quad (20)$$

则可确定超子的耦合常数.

4 计算结果和讨论

图 1 给出温度 $T = 15\text{MeV}$ 时, 中子星物质中的平均介子场强 $\sigma, \omega_0, \rho_{03}$ 及中子化学势 μ_n 和电子化学势 μ_e 随总重子数密度 ρ 变化的情况. 标量场 σ 和矢量场 ω_0 随着 ρ 的增大而显著增强, 而与同位旋对称性相关的场 ρ_{03} 相对较小. 中子化学势 μ_n 随着密度的升高一直增大, 导致中子星物质中低密度时极少(或没有)的超子数目逐渐增多(或出现). 同样看到, 电子化学势随密度的升高先增大, 然后到达一个约为 150MeV 的饱和值后又逐渐下降, 当电子化学势大于轻子 μ 的静止质量时, 会有 μ 生成, 所以中子星物质中也有 μ 存在.

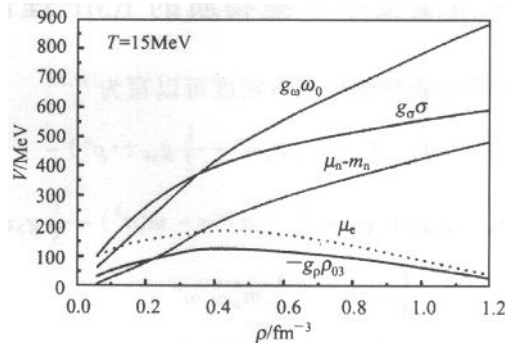


图 1 介子场强 $\sigma, \omega_0, \rho_{03}$ 及中子化学势 μ_n 和电子化学势 μ_e 随总重子数密度 ρ 的变化

图 2 给出温度 $T = 15\text{MeV}$ 时, 中子星物质中各种粒子的相对数密度 $R_i = \rho_i/\rho$ 随总重子数密度 ρ 变化的情况. 密度较小时, PNS 物质主要由中子、质子、电子和少量的 μ 子组成. 随着密度的升高, 中子所占比例开始下降, 而质子比例升高到超过 10%, 为了保持电中性, 电子和 μ 子比例也随着上升. 随着密度的进一步升高, 各种超子也开始出现, 其比例

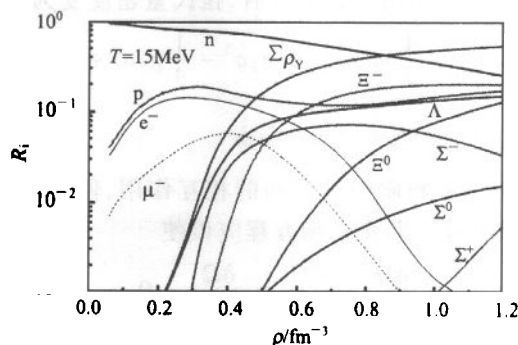


图 2 中子星中各种粒子的相对数密度 R_i 随总重子数密度 ρ 的变化

随着密度的进一步升高而上升. 随着带负电荷超子的出现和其比例的增加, 中子星物质中电子和 μ 子比例不断下降, 显然这是中子星物质整体电中性所要求的. 另外由于重子数守恒, 随着超子比例的不断上升, 中子比例持续下降. 图中同时给出了所有超子的数密度的和 $\sum \rho_{\nu}$ 随总重子数密度的变化. 可以看到, 当 $\rho > 0.86\text{fm}^{-3}$ 时, PNS 中粒子组成变成了以超子为主, 即中子星转变成了超子星, 此时的重子数密度称为转变密度. 图 3 同时给出不同温度, 所有超子的相对数密度的和 $\sum \rho_{\nu}/\rho$ 和中子相对数密度 ρ_n/ρ 随总重子数密度的变化. 由图得到, 对于 $T = 10, 15, 20, 25\text{MeV}$, 转变密度分别为 $0.912, 0.856, 0.818, 0.788\text{fm}^{-3}$, 既随着温度的升高, 转变密度减小.

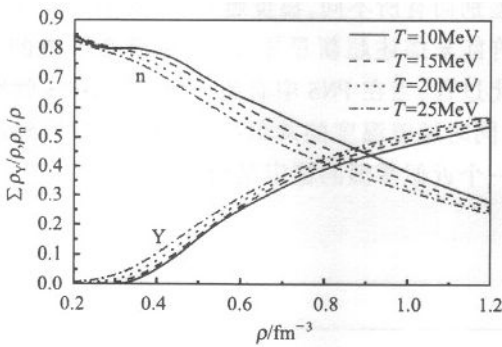


图 3 不同温度下, 奇异粒子和中子相对数密度随重子数密度的变化

状态方程的计算结果示于图 4 中. 由图看到, 密度较低, 能量密度较小时, 超子不出现, 此时温度越高, 相同能量密度的中子星物质的压强越大, 不同温度的状态方程差别也较大. 随着能量密度的增大, 不同温度的压强差别逐渐减小, 甚至高温物质的压强反而比温度低时更小. 比如在 $\log(\epsilon) \approx 14.4\text{g/cm}^3$ 时, $T = 25\text{MeV}$ 和 $T = 10\text{MeV}$ 时的压强分别是 $\log(p) = 33.99$ 和 $40.03(\text{dyne/cm}^2)$. 这是因为温度对中子星物质的状态方程的影响可能来自两个方面, 一是高温使超子更早(在较低密度)和更多出现, 从而降低能量密度, 使状态方程变“软”, 另一方面高温意味着能量密度高, 状态方程较“硬”, 这两方面的作用共同决定了热中子星物质的状态方程. 密度较低时, 主要是温度对能量密度的影响, 随着密度的升高, 超子对状态方程的“软化”越来越强, 而且温度越高, 这种“软化”作用越强. 另外图中同时画出了极端相对论情形的状态方程, 此时可忽略中子等的静质能, 状态方程与光子气体的形式相同, 即 $p =$

$\epsilon/3$. 图中最上面的曲线是相对论极限下的状态方程 $p = \epsilon$. 可以看到 RMF 理论给出的有限温度中子星物质状态方程, 在能量密度较小时远离 $p = \epsilon/3$, 能量密度很大时接近 $p = \epsilon/3$, 这与零温中子星状态方程在密度很大时, 状态方程超过 $p = \epsilon/3$, 逐渐接近 $p = \epsilon$ 线不同.

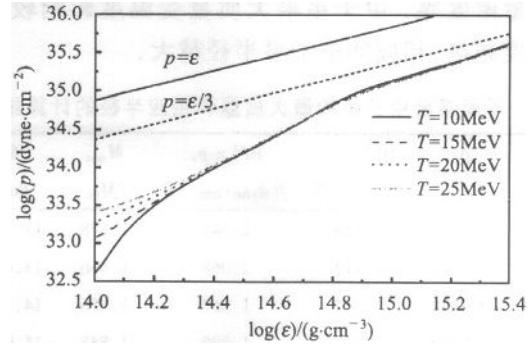


图 4 不同温度中子星物质的状态方程

描述相对论球形静态星的方程是 OV 方程:

$$\frac{dp}{dr} = - \frac{[p(r) + \epsilon(r)][(M(r) + 4\pi r^3 p(r))]}{r(r - 2M(r))} \tag{21}$$

$$M(r) = 4\pi \int_0^r \epsilon(r) r^2 dr. \tag{22}$$

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. 将前面计算得到的状态方程输入到该微分方程组中, 进行数值求解, 可计算星体的质量和半径等. 图 5 给出的是不同温度时, 中子星的质量随中心能量密度 ϵ_c 的变化情况. 由图看到, 中心能量密度较低时, 不同温度中子星的质量差别较大, 随着能量密度的提高, 物质的状态方程差别越来越小, 因此质量差别也越来越小. 图中

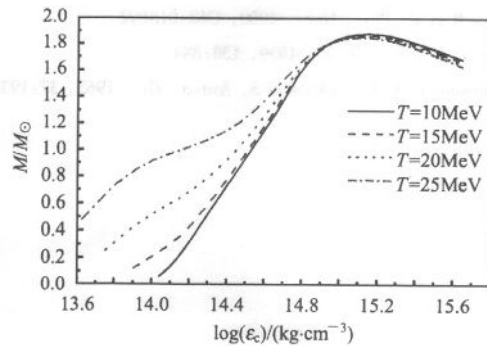


图 5 不同温度中子星的质量随中心能量密度的变化

清楚的显示出了中子星的最大质量极限,这是中子星和黑洞研究中极其重要的一个物理量,超过这一点以后曲线斜率为负,从动力学考虑是不稳定的.质量大于这个最大质量的中子星,在万有引力作用下会发生引力塌缩,最后变成黑洞.表 1 给出了不同温度中子星的最大质量和相应的半径、中心压强及能量密度等.中子星最大质量受温度影响较小,但温度越高,相应的中子星半径越大.

表 1 不同温度中子星的最大质量和相应半径的计算结果

温度 /MeV	ρ_c /fm ⁻³	$10^{15} \times \epsilon_c$ /(g·cm ⁻³)	$10^{35} \times p_c$ /(dyne·cm ⁻²)	M_{\max} / M_{\odot}	R /km
10	0.7111	1.426	2.144	1.878	13.195
15	0.7026	1.412	2.068	1.866	13.493
20	0.6838	1.375	1.967	1.856	14.123
25	0.6580	1.321	1.840	1.848	15.062

ρ_c, ϵ_c, p_c 分别是中心重子数密度、能量密度和压强, M_{\max} 中子星最大质量, R 与中子星最大质量相对应的中子星半径.

5 结论

利用 RMF 理论考虑奇异数的出现,研究了温度

对中子星内部粒子组成、分布以及中子星向超子星转变和中子星质量等性质的影响.计算结果表明,有限温度中子星内部超子出现时的重子数密度,不仅与超子的质量、电荷有关,还与温度有关,温度越高,则超子出现时的密度越小.超子出现后,其相对数密度随着密度的升高而迅速升高,到一定密度后,奇异粒子数密度超过中子,中子星转变成了超子星.这种转变过程也与温度有关,温度越高,转变需要的密度越低.

中子星中超子的出现使中子星物质的状态方程变软,这种软化效应和高温物质的能量密度大、状态方程硬相互抵消,使不同温度的中子星核心物质状态方程几乎相同,这样不同温度的中子星的最大质量很接近,但相应的半径由于较低密度处的状态方程的差别而有所不同,温度越高,半径越大.这样我们或许能来描述超新星爆发后,在核心形成的 PNS 的演化过程:当在 PNS 中有超子形成后, PNS 就继续塌缩,同时随着温度的降低,半径也在减小,到最后形成一个近似零温的稳定结构.

参考文献 (References)

- Burrows A, Lattimer J M. *Astrophys. J.*, 1986, **307**:186
- Lattimer J M, Pethick C J, Prakash M et al. *Phys. Rev. Lett.*, 1991, **66**:2701
- Cooperstein J, Baron E. *Supernova*, Ed. Petschek A G., Springer-Verlog, 1990, P213
- Bethe H A. *Nucl. Phys.*, 1979, **A324**:487
- Lamb D Q et al. *Phys. Rev. Lett.*, 1978, **41**:1623
- Lattimer J M et al. *Nucl. Phys.*, 1985, **A432**:646
- Swesty F D, Lattimer J M, Myra E S. *Ap. J.*, 1994, **425**:195
- Prakash M et al. *Phys. Rep.*, 1997, **280**:1
- Manka R et al. *Phys. Rev.*, 2000, **C62**:015802
- Cameron A G W. *Ap. J.*, 1959, **130**:884
- Ambartsumyan V A, Saakyan G S. *Astron. Zh.*, 1963, **37**:193
- Pandharipande V R. *Nucl. Phys.*, 1971, **A178**:123
- Bethe H A, Johnson M. *Nucl. Phys.*, 1974, **A230**:1
- Glendenning N K. *Phys. Lett.*, 1982, **B114**:392
- Glendenning N K. *Z. Phys.*, 1987, **A326**:57
- Glendenning N K. *Nucl. Phys.*, 1989, **A493**:521
- Ellis J, Kapusta J I, Olive K A. *Nucl. Phys.*, 1991, **B348**:345
- Kapusta J I, Olive K A. *Phys. Rev. Lett.*, 1990, **64**:13
- Glendning N K. *Phys. Lett.*, 1987, **B185**:275
- Glendenning N K. *Nucl. Phys.*, 1987, **A469**:600
- Glendenning N K. *Ap. J.*, 1985, **293**:470
- Glendenning N K, Moszkowski S A. *Phys. Rev. Lett.*, 1991, **67**:2414
- Schaffner J, Greiner C, Stoecker H. *Phys. Rev.*, 1992, **C46**:322
- Schaffner J et al. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, **71**:1328
- Schaffner J et al. *Ann. Phys. (N.Y.)*, 1994, **235**:35

Effect of Temperature on Hyperon Neutron Star*

JIA Huan-Yu^{1,2} MENG Jie^{2,3,4} ZHAO En-Guang³ LI Jun^{5,2} SANG Jian-Ping⁵

1 (College of Science, Southwest Jiaotong University, Chengdu 610031, China)

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

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

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

5 (Department of Physics, Wuhan University, Wuhan 430072, China)

Abstract The influences of temperature on the constituents, equations of state and masses of neutron star are studied in the frame work of the relativistic mean field theory for an interacting nucleons, hyperons, and mesons system. It is found that the appearing density of hyperons becomes smaller with temperature increasing. At higher hadron densities, the core of the neutron star is dominated by hyperons, in another words a neutron star transits into a hyperon star. The effects of temperature on the transition of a neutron star to a hyperon star are also investigated. The higher the temperature is, the smaller the transition density is. And it is also found that the equations of state for hadronic matter in the core region of a neutron star are approximately the same at different temperature. The calculated maximum masses of neutron stars are about $1.8 M_{\odot}$, which are in consistence with the observation.

Key words neutron star, strange particle, relativistic mean field, equation of state

Received 20 March 2002

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