

中子星物质中的 K 介子凝聚与三体核力效应^{*}

左维^{1,2,3,4;1)} 李昂² 陈继延² 李增花^{1,3}

1 (中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

2 (兰州大学物理科学与技术学院 兰州 730000)

3 (中国科学院研究生院 北京 100049)

4 (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 利用 Brueckner-Hartree-Fock 方法, 计算了 β 稳定中子星物质的状态方程以及三体核力的影响, 特别是研究了三体核力对中子星物质中 K 介子凝聚的影响. 结果表明三体核力对 β 稳定中子星物质中出现 K 介子凝聚的临界密度以及中子星物质中各种粒子所占的比例均有重要影响. 三体核力的主要作用是降低了中子星物质中出现 K 介子凝聚的临界密度并使 K 凝聚相中的核物质更加接近于对称核物质.

关键词 K 介子凝聚 三体核力 中子星物质 Brueckner-Hartree-Fock 方法

1 引言

高密核物质中 K 介子凝聚是核物理、强子物理以及天体物理中的重要研究课题^[1-3]. 中子星物质中 K 介子凝聚存在的可能性是由 Kaplan 和 Nelson 首先提出的^[1], 并受到了较为广泛的关注^[4-16]. 研究表明, 中子星的结构和演化性质对于 K 介子凝聚态的存在与否非常敏感. 例如, K 凝聚可以导致中子星状态方程的软化, 从而使理论预言的中子星最大质量大大减小^[3]. 对于年龄小于 10^5 — 10^6 年的中子星, 通过各种 URCA 过程发射中微子而损失能量是其主要的冷却机制, 而在中子星物质的 K 凝聚相中, 通过发射中微子的 URCA (Unrecordable cooling agent^[17]) 冷却过程要比修正的 URCA 过程快得多^[15,17]. 另外, Glendenning 等指出^[7] 中子星中由正常态向 K 凝聚态的相变对中子星物质的输运特性

和脉冲行为都将产生重要影响. 研究表明^[1], 在核介质中 K^- 介子与核子间的吸引相互作用将导致 K^- 的有效质量 m_K^* 随核子数密度的增大而减小. 在中子星物质中, 电子的化学势 μ_e 随着核子数密度的增大而增大^[18], 当 K^- 介子的有效质量减小到低于电子的化学势时 (即 $m_K^* \leq \mu_e$), 就将发生 K 凝聚. 在 K 凝聚临界密度以下, 对称能对确定中子星物质中的质子数比例和电子化学势起着决定性作用^[19-21]. 因此, 对称能对 K 凝聚临界密度会产生重要影响. 另外, 对称能的高密度行为还将对中子星中 K 凝聚相的化学组分起至关重要的作用. 利用 Lattimer 等^[18] 提出的对称能的唯象参数化模型, Thorsson 等^[8] 研究了中子星中 K 凝聚的性质以及 K 凝聚对中子星性质的影响. Kubis 等^[15] 利用多体变分法预言的对称能研究了中子星中 K 凝聚性质对于对称能的依赖性, 其结果表明中子星中发生 K 凝聚的临

2004-12-21 收稿

^{*} 中国科学院知识创新工程重要方向性项目 (KJ92-SW-N02), 国家重点基础研究发展规划 (G2000077400), 国家科技部重大前期研究专项基金 (2002CCB00200), 国家自然科学基金重点项目 (10235030, 10175082) 和自然科学基金委创新群体项目的资助

1) E-mail: zuowei@impcas.ac.cn

界密度以及 K 凝聚相中各种粒子的组分均敏感地依赖于对称能随密度的变化关系.在文献[21]中,我们在 Brueckner-Hartree-Fock (BHF)理论框架内仔细研究了三体核力对非对称核物质状态方程以及对称能高密度行为的影响,结果表明三体核力的贡献将导致高密度对称能随密度增大而上升的速度大大加快.

在同位旋相关的 BHF 理论框架内,计算了 β 稳定中子星物质中发生 K 凝聚的临界密度以及 K 凝聚相中各组份粒子所占比例,特别是研究和讨论了三体核力的影响.结果表明:三体核力效应使得中子星物质中发生 K 凝聚的临界密度降低,并使得处于 K 凝聚相的中子星物质更加具有同位旋对称性.

2 基本理论方法

在中子星物质的 K 凝聚相中,能量密度由 3 部分组成,即

$$\varepsilon = \varepsilon_{\text{NN}} + \varepsilon_{\text{lep}} + \varepsilon_{\text{KN}}, \quad (1)$$

其中 ε_{NN} 是核子-核子相互作用的贡献, ε_{lep} 是轻子的贡献,而 ε_{KN} 则是 K 介子-核子相互作用的贡献.我们采用同位旋相关的 BHF 方法^[19]计算核子-核子相互作用对能量密度的贡献 ε_{NN} . BHF 方法的基本出发点是有效相互作用 G 矩阵.对于非对称核物质, G 矩阵同时依赖于核子总密度和同位旋非对称度 β , 并满足同位旋相关的 Bethe-Goldstone 方程^[19]

$$G(\rho, \beta; \omega) = \nu_{\text{NN}} + \nu_{\text{NN}} \sum_{k_1 k_2} \frac{|k_1 k_2\rangle Q(k_1, k_2) \langle k_1 k_2|}{\omega - \varepsilon(k_1) - \varepsilon(k_2) + i\eta} G(\rho, \beta; \omega), \quad (2)$$

其中 ν_{NN} 是现实核子-核子相互作用, ω 是起始能量, $k \equiv (\mathbf{k}, \sigma, \tau)$ 表示单核子动量, 自旋和同位旋第 3 分量. 同位旋非对称度参数定义为 $\beta = (\rho_n - \rho_p) / \rho$, 这里 ρ_n, ρ_p 和 ρ 分别表示中子数密度、质子数密度和总核子数密度. G 矩阵可以被看作核介质中两核子间的有效相互作用.核介质效应通过泡利算子 $Q(k_1, k_2) = [1 - n(k_1)][1 - n(k_2)]$ 和能量分母中的单粒子能量 $\varepsilon(k)$ 进入 G 矩阵.泡利算子 $Q(k_1, k_2)$ 阻止两个中间态的核子散射到其各自的费米面以下的状态. $n(k)$ 表示费米分布函数, 在零温时即为阶梯函数 $\theta(k - k_F)$. 能量分母中的单粒子能量定义为 $\varepsilon(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + U(k)$, 其中 $U(k)$ 为辅助势. 对辅助势不同的选择决定了空穴线展开的收敛速

度^[22]. 通常对辅助势有两种选择: 一是间断选择; 另一种是连续选择. 研究表明在连续选择下, 空穴线展开的收敛速度要快得多^[23], 而且这一好的收敛性可以保持到很高的密度^[24]. 在计算中, 我们采用了连续选择. 在这种选择下, 辅助势具有平均场的物理意义, 由反对称化 G 矩阵的实部通过下列关系给出

$$U(k) = \sum_{k'} n(k') \text{Re} \langle kk' | G[\varepsilon(k) + \varepsilon(k')] | kk' \rangle_A. \quad (3)$$

在计算中采用完全的 Argonne V_{18} 势^[25] 作为微观两体现实核力. 我们采用的微观三体核力模型是根据介子交换流方法建立的. 关于该三体核力模型的具体物理考虑和分析, 详见文献[26]中的论述. 这一微观三体核力模型中的参数(包括介子相互作用常数和动量截断因子)是利用核势的单玻色子交换模型通过符合所采用的两体现实核力来确定的, 具体数值已在文献[27]中给出. 因而, 我们所采用的三体核力是微观意义上的且完全由所采用的两体现实核力决定. 为了避免求解三体 Bethe-Faddeev 问题, 通常采用的方法是通过对第 3 个粒子自由度作平均, 将三体核力约化为一个密度相关的等效两体核力^[26]. 这一等效两体核力由下式给出^[21]

$$V_3^{\text{eff}}(\mathbf{r}'_1, \mathbf{r}'_2 | \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{1}{4} \text{Tr} \sum_n \int d\mathbf{r}_3 d\mathbf{r}'_3 \phi_n^*(\mathbf{r}'_3) \times [1 - \eta(r'_{13})][1 - \eta(r'_{23})] \times W_3(\mathbf{r}'_1, \mathbf{r}'_2, \mathbf{r}'_3 | \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3) \times \phi_n(\mathbf{r}_3) [1 - \eta(r_{13})][1 - \eta(r_{23})], \quad (4)$$

其中 $\eta(r_{13})$ 是关联函数, 定义为 $\eta(r_{12}) = \varphi(r_{12}) - \psi(r_{12})$. $\varphi(r_{12})$ 是两个自由核子的相对运动波函数; 而 $\psi(r_{12})$ 是核介质中两个关联核子的相对运动波函数. 由于关联函数与 BHF 的解直接相联系, 因此它包含了核子-核子间短程关联(即梯形图). 在 BHF 自 \blacksquare 迭代求解过程每一步, 都必须重新自 \blacksquare 地计算关联函数和等效两体核力 V_3^{eff} ^[27]. 因此, 通过 BHF 自 \blacksquare 迭代过程, 上述等效两体核力中正确计及了与第 3 个核子间的关联效应. 在 BHF 近似下, 对于具有给定核子总密度和非对称度的核物质, 通过自 \blacksquare 求解方程(2), (3)和(4), 可以得到相应的 G 矩阵, 进而由 G 矩阵可计算出非对称核物质的能量密度.

为了得到核子-K 介子相互作用对能量密度的贡献, 我们采用文献[1]中提出的 $SU(3) \times SU(3)$ 有效手征拉氏密度, 即

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{f^2}{4} \text{Tr} \partial_\mu U \partial^\mu U^\dagger + \text{Tr} \bar{B} (i \gamma^\mu D_\mu - m_B) B + \\ & F \text{Tr} \bar{B} \gamma^\mu \gamma_5 [A_\mu, B] + D \text{Tr} \bar{B} \gamma^\mu \gamma_5 \{A_\mu, B\} + \\ & c \text{Tr} \mathcal{M} (U + U^\dagger) + a_1 \text{Tr} \bar{B} (\xi \mathcal{M} \xi + \xi^\dagger \mathcal{M} \xi^\dagger) B + \\ & a_2 \text{Tr} \bar{B} B (\xi \mathcal{M} \xi + \xi^\dagger \mathcal{M} \xi^\dagger) + \\ & a_3 \text{Tr} \bar{B} B \text{Tr} (\xi \mathcal{M} \xi + \xi^\dagger \mathcal{M} \xi^\dagger), \end{aligned} \quad (5)$$

其中我们采用了与文献[1,8]中相同的符号. 上述拉氏量中包含一个赝标量介子八重态 \mathcal{M} 和一个强子八重态 B . 上式中, 前 4 项保持手征对称性, $f = 93 \text{MeV}$ 是 π 介子衰变常数, 常量 $D = 0.81$, $F = 0.44$; 后 4 项破坏手征对称性, 系数 c , $a_1 m_s$, $a_2 m_s$ 和 $a_3 m_s$ 描述手征对称性破坏的程度, m_s 为 s 夸克质量系数. c 通过 Gell-Oakes-Renner 关系 $m_K^2 = 2cm_s f^2$ 与 K 介子裸质量相联系; 根据重子质量劈裂, 可以确定出 $a_1 m_s$ 和 $a_2 m_s$ 分别为 $a_1 m_s = -67 \text{MeV}$ 和 $a_2 m_s = 134 \text{MeV}$ [5]. 参数 $a_3 m_s$ 与核子 - K 介子相互作用中的 \sum_{KN} 项通过关系 $\sum_{\text{KN}} = -(a_1/2 + a_2 + 2a_3) m_s$ 相联系[1,2,5], 对核介质中 K^- 介子与核子间相互作用的吸引性的强弱起着决定性作用. 到目前为止, 参数 $a_3 m_s$ 还没有被很好地确定[2,5,8,15,28]. 我们在计算中取 $-310 \text{MeV} \leq a_3 m_s \leq -134 \text{MeV}$. 参数 $a_3 m_s$ 描述了质子奇异性含量, 上述 $a_3 m_s$ 的范围对应于合理的质子奇异性含量范围 $20\% \geq \langle \bar{s}s \rangle_p / \langle \bar{u}u + \bar{d}d + \bar{s}s \rangle_p \geq 0$ [28]. 通过在上述范围内改变 $a_3 m_s$ 可以研究和讨论三体核力效应与核子 - K 介子相互作用对 K 凝聚的影响之间的竞争以及三体核力效应对于质子奇异性含量的依赖程度. 根据上述手征拉氏密度并利用 Baym 定理[29], 经过一些标准的推导, 即可得到核子 - K 介子相互作用对非对称核物质能量密度的贡献 (详见文献[8,15]), 即

$$\begin{aligned} \epsilon_{\text{KN}} = & \frac{f^2 \mu_K^2}{2} \sin^2 \theta + 2m_K^2 f^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} + \\ & \rho_B (2a_1 x_p + 2a_2 + 4a_3) m_s \sin^2 \frac{\theta}{2}, \end{aligned} \quad (6)$$

其中 θ 是一个自由参数, 描述 K 凝聚的强度[29]. 轻子对能量密度的贡献由它们各自的费米动量决定, 可以采用标准方法得到[8,15]. 在 K 凝聚的中子星物质中, 化学平衡是通过下列反应过程来达到的

$$n \leftrightarrow p + l + \nu_l, \quad n \leftrightarrow p + K^-, \quad l \leftrightarrow K^- + \nu_l,$$

其中 l 表示轻子, 即 $l = e, \mu$. 当中子星物质中各组分粒子数密度保持一定时, 其基态由能量密度对 K 凝聚强度参数 θ 变分极小值决定[8], 由此得到

$$\cos \theta = \frac{1}{f^2 \mu^2} \left(m_K^2 f^2 + \frac{1}{2} u \rho_0 (2a_1 x_p + 2a_2 + \right.$$

$$\left. 4a_3) m_s - \frac{1}{2} \mu u \rho_0 (1 + x_p) \right), \quad (7)$$

其中, $\rho_0 = 0.17 \text{fm}^{-3}$ 为经验的核物质饱和密度, $u = \rho_B / \rho_0$ 是约化的重子数密度, $x_p = \rho_p / \rho_B$ 表示质子数比例. 根据化学平衡条件和电中性条件可以得到

$$\begin{aligned} \mu = & \mu_e = \mu_K = \mu_n - \mu_p = 4(1 - 2x_p) \times \\ & S(u) \sec^2 \frac{\theta}{2} - 2a_1 m_s \tan^2 \frac{\theta}{2}, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} f^2 \mu \sin^2 \theta + u \rho_0 (1 + x_p) \sin^2 \frac{\theta}{2} - x_p u \rho_0 + \frac{\mu^3}{3\pi^2} + \\ \theta (|\mu| - m_\mu) \frac{(\mu^2 - m_\mu^2)^{3/2}}{3\pi^2} = 0, \end{aligned} \quad (9)$$

其中, $\mu = \mu_e = \mu_K = \mu_n - \mu_p$ 是由化学平衡条件决定的, $\theta(|\mu| - m_\mu)$ 是阶梯函数. 上述 3 个方程构成一个耦合方程组, 决定了处于给定强子数密度下 K 凝聚中子星物质中的质子数比例 x_p , 化学势 μ 以及 K 凝聚强度参数 θ . 在发生 K 凝聚的临界密度 u_c 以下, 上述耦合方程组的实数解不存在, 由此可定出临界密度 u_c .

3 计算结果与讨论

图 1 给出了对称能 $S(u)$ 随密度的变化关系, 其中 $u = \rho_B / \rho_0$ 是以 ρ_0 为单位的重子数密度. 图中实线和短虚线分别是在考虑和不考虑三体核力两种情况下, 我们利用微观 BHF 方法得到的结果. 从图中可以看到: 无论是否考虑三体核力, BHF 方法预言的对称能均随密度的增大而单调增加, 这与相对论平均场理论[30]以及 Dirac-Brueckner 方法[31]得到的结论是一致的. 当密度较低时, 三体核力的贡献很小; 随着密度的增大, 三体核力效应增强; 当密度较高时, 三体核力的贡献使得对称能随密度增大的速度大大加快. 为了与其他理论预言相比较, 在图 1 中还同时给出了利用相对论平均场理论得到的结果[30] (点线) 和多体变分法所预言的对称能随密度的变化关系[32] (长虚线). 与相对论平均场理论的结果相比, 当不考虑三体核力时, BHF 方法预言的对称能随密度增大的速度要慢得多; 而当考虑了三体核力的贡献后, BHF 方法给出的对称能随密度增大的速度要快得多. 由图中还可以看到, 多体变分法预言的对称能的密度依赖性与 BHF 方法的结果完全不同; 特别是当密度足够高时, 多体变分法预言的对称能随密度的增大而减小, 这与 BHF 方法和相对论平均场理论以及 Dirac-Brueckner 方法的结论相反. 研究表明[19,33], 即使采用完全相同的核

子-核子相互作用,多体变分法与 BHF 方法预言的高密度对称能行为也截然不同.到目前为止,导致这一分歧的原因仍不清楚,有待进一步的深入研究.

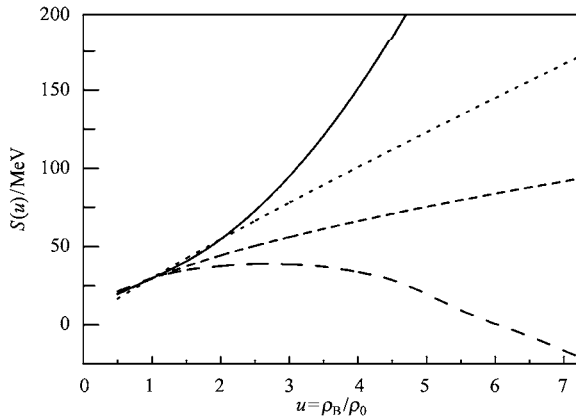


图 1 对称能的密度依赖关系

——: BHF(考虑三体核力); - - - - : BHF(不考虑三体核力);
 ·····: 相对论平均场的结果,取自文献[15]; - · - · : 多体变分法的结果,取自文献[32].

表 1 给出了当 $a_3 m_s$ 取 3 个不同数值时中子星物质中发生 K 介子凝聚的临界核子数密度.由表中可以看到,三体核力的作用是使中子星物质中发生 K 凝聚的临界密度降低.这一结果是容易理解的.在 K 凝聚的临界密度以下, β 稳定中子星物质中电子化学势 μ_e 随密度的变化关系直接由对称能的密度依赖性质决定.如果对称能是密度的单调增加函数,则 μ_e 随密度增大而增大.由于三体核力的贡献,对称能随密度增大的速度加快,这导致在中子星的正常态中电子化学势随密度增加的速度变快,从而使得中子星物质在较低的密度下就可以达到 K 凝聚的临界条件 $m_K^* \leq \mu_e$.从表 1 还可以看到,随着质子奇异含量¹⁾(即 $|a_3 m_s|$)增大,三体核力效应减弱.这是因为随着 $|a_3 m_s|$ 的增大, K^- 介子的有效质量随核子数密度减小的速度加快,从而导致 K 凝聚发生的临界密度降低,而当密度较低时三体核力效应较小.另外,随着 $|a_3 m_s|$ 的增大, K^- 介子的有效质量随核子数密度减小这一因素对 K 凝聚的发生起到越来越重要的作用,压制了三体核力通过对称能带来的影响.当不考虑三体核力时,我们预言的 K 凝聚发生的临界密度在 $2.6\rho_0$ 到 $5.0\rho_0$ 之间;当考虑了三体核力的贡献后,临界密度减小到 $2.4\rho_0$ — $3.8\rho_0$.

表 1 中子星物质中 K 凝聚临界密度 u_c (以 ρ_0 为单位)

$a_3 m_s / \text{MeV}$	u_c	
	BHF(AV_{18})	BHF($AV_{18} + TBF$)
- 310	2.6	2.4
- 222	3.4	2.9
- 134	5.0	3.8

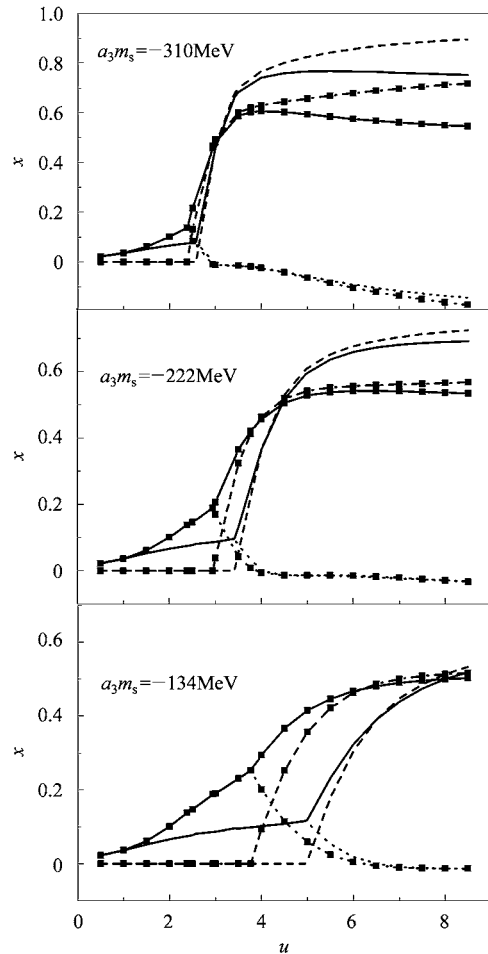


图 2 利用 BHF 方法计算得到的中子星物质中质子(实线)、K 介子(虚线)和轻子(点线)所占的比例

下面讨论三体核力对中子星物质 K 凝聚相中粒子组分的影响.图 2 给出了中子星物质中各组分粒子的比例.图中实线、虚线和点线分别表示质子数比例 $x_p \equiv \rho_p / \rho_B$ 、K 介子数比例 $x_K \equiv \rho_K / \rho_B$ 和轻子数比例 $x_l \equiv (\rho_e + \rho_\mu) / \rho_B$,这里 ρ_B 表示重子数密度;带正方形符号的曲线是在计算中考虑了三体核力的贡献得到的结果,而不带符号的曲线是没有考虑三体核力的结果.在 K 凝聚临界密度以下,中子星物

1)这里质子奇异性含量指质子中奇异 s 夸克的含量 $\langle \bar{s}s \rangle_p / \langle \bar{u}u + \bar{d}d + \bar{s}s \rangle_p$,由参数 $a_3 m_s$ 描述,决定了核介质中 K^- 介子与核子间相互作用的吸引力的强弱,详见文献[28].

质处于正常态,由处于弱相互作用平衡下的中子、质子和轻子组成.在正常态中,中子星物质是极端丰中子物质,质子数比例很小并随重子数密度 ρ_B 的增大而增加,三体核力的作用是导致质子数比例增加的速度加快.由图中可以看到,与正常态不同,处于 K 凝聚态的中子星物质是丰质子的,这是由于电中性条件要求在 K 凝聚态中必须有足够高的质子数比例以抵消 K 介子场的负电荷,这与文献[8]中利用唯象的对称能模型得到的结论是一致的.由图 2 还可以看到,三体核力对中子星物质 K 凝聚相中各种粒子所占比例(特别是质子数比例和 K 介子数比例)有强烈的影响,其主要作用是导致 K 凝聚相中质子和中子所占比例更加对称,或者说导致 K 凝聚相中核物质接近于对称核物质.这一结果可以通过三体核力对于对称能的密度依赖关系的影响来加以理解.对称能描述了使核物质中质子-中子比偏离其对称值 1 所需能量的大小,当考虑了三体核力的贡献后,高密度对称能明显增大,这意味着当核物质的质子-中子非对称度增加时所需的能量增大.因而,与不考虑三体核力的结果比较,理论预言的中子星物质中质子和中子数趋于更加对称以抵消三体核力对于对称能的额外贡献.

在图 3 中,我们将本文得到的中子星 K 凝聚相中各种粒子数比例与其他理论预言的结果加以比

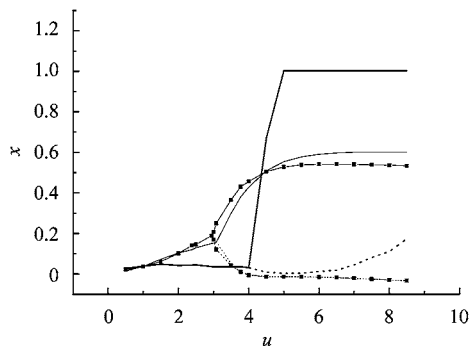


图 3 不同理论方法预言的中子星物质中质子比例 x_p 和轻子比例 x_l

BHF(考虑三体核力):—■— x_p , - - - ■ - - - x_l ;多体变分法的结果,取自文献[15]:——○—— x_p , - - - ○ - - - x_l ;相对论平均场,取自文献[15]:——○—— x_p , - - - ○ - - - x_l .

较.由于相对论平均场与 BHF 理论方法所预言的对称能均随密度增大而单调上升,因而这两种理论方法所给出的结果较为接近;所不同的是:当考虑了三体核力的贡献后,BHF 理论方法所预言的中子星 K 凝聚相中的核物质更加接近于同位旋对称核物质.值得强调的是,无论是否考虑三体核力,我们利用 BHF 方法所预言的 K 凝聚相的性质均与多体变分法的结果完全不同.由图中可以看到,利用多体变分法得到的 K 凝聚相中的核物质是纯质子化的.导致这一重要分歧的主要原因是由于两种理论方法所预言的对称能的高密度行为截然不同.利用 BHF 方法和相对论平均场理论所预言的对称能均随密度单调增加;而在多体变分法框架内,当密度足够高时,对称能随密度的增加而减小(如图 1 所示).

4 总结

在 BHF 方法和有效手征场理论框架内,研究了三体核力对中子星物质中 K 介子凝聚的影响.三体核力通过对高密度对称能的贡献影响中子星物质中 K 介子凝聚的性质.我们的研究结果表明三体核力对中子星物质中出现 K 介子凝聚的临界密度以及中子星物质中各种粒子所占的比例均有明显影响.三体核力的主要作用是降低了中子星物质中 K 凝聚发生的临界密度.三体核力对临界密度的影响随质子奇异含量的增大而减弱.当描述质子奇异含量的参数取 $a_3 m_s = -222 \text{ MeV}$ 时,三体核力将使 K 凝聚发生的临界密度降低 14% 左右.当不考虑三体核力时,我们预言的 K 凝聚发生的临界密度在 $2.6\rho_0$ 到 $5.0\rho_0$ 之间;考虑三体核力的影响将使临界密度减小到 $2.4\rho_0$ — $3.8\rho_0$.三体核力对高密度对称能的额外贡献导致 K 凝聚相中的核物质更加接近于对称核物质,这将在一定程度上软化中子星状态方程.另外,中子星 K 凝聚相中核子-K 介子相互作用将导致中子星状态方程的进一步软化.由于中子星物质状态方程的软硬程度决定着理论预言的中子星最大质量的大小,因此我们的研究结果对中子星结构性质的研究具有一定的重要性.

参考文献 (References)

- 1 Kaplan D B, Nelson A E. *Phys. Lett.*, 1986, **B175**:57
- 2 Lee C H. *Phys. Rep.*, 1996, **275**: 255; Lee C H, Brown G E, Min D P et al. *Nucl. Phys.*, 1995, **A585**:401
- 3 Li G Q, Lee C H, Brown G E. *Phys. Rev. Lett.*, 1997, **79**:5214; *Nucl. Phys.*, 1997, **A625**:372
- 4 Brown G E, Lee C H, Rapp R. *Nucl. Phys.*, 1998, **A639**:455c
- 5 Politzer H D, Wise M B. *Phys. Lett.*, 1991, **B273**:156
- 6 Brown G E, Kubodera K, Rho M et al. *Phys. Lett.*, 1992, **B291**:355
- 7 Glendenning N K. *Phys. Rev.*, 1992, **D46**:1274; Glendenning N K, Schaffner-Bielich J. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, **81**:4564; *Phys. Rev.*, 1999, **C60**:025803
- 8 Thorsson V, Prakash M, Lattimer J M. *Nucl. Phys.*, 1994, **A572**:693; 1994, **A574**:851
- 9 Ellis P J, Knorren R, Prakash M. *Phys. Lett.*, 1995, **B349**:11
- 10 Yasuhira M, Tatsumi T. *Nucl. Phys.*, 2000, **A663**:881; **A670**:218; Muto T, Yasuhira M, Tatsumi T et al. *Phys. Rev.*, 2003, **D67**:103002
- 11 Pons J A, Miralles J A, Prakash M et al. *Astrophys. J.*, 2001, **553**:382
- 12 Ramos A, Bielich J S, Wambach J. *Lett. Notes. Phys.*, 2001, **578**:175
- 13 Carlson J, Heiselberg H, Pandharipande V R. *Phys. Rev.*, 2001, **C63**:017603
- 14 Norsen T, Reddy S. *Phys. Rev.*, 2001, **C63**:065804
- 15 Kubis S, Kutschera M. *Nucl. Phys.*, 2003, **A720**:189
- 16 Brown G E, Kubodera K, Rho M. *Phys. Lett.*, 1987, **B192**:273
- 17 Pethick C J. *Rev. Mod. Phys.*, 1992, **64**:1133; JIA H Y, LU H F, MENG J. *High Ener. Phys. Nucl. Phys.*, 2002, **26**:1050 (in Chinese); JIA H Y, MENG J, ZHAO E G et al. *High Ener. Phys. Nucl. Phys.*, 2003, **27**:200 (in Chinese)
(贾焕玉, 吕洪凤, 孟杰. *高能物理与核物理*, 2002, **26**:1050; 贾焕玉, 孟杰, 赵恩广等. *高能物理与核物理*, 2003, **27**:200)
- 18 Lattimer J M, Pethick C J, Prakash M et al. *Phys. Rev. Lett.*, 1991, **66**:2701
- 19 ZUO W, Bombaci I, Lombardo U. *Phys. Rev.*, 1999, **C60**:024605
- 20 ZUO W, Lombardo U, LI Z H et al. *High Ener. Phys. Nucl. Phys.*, 2002, **26**:1134 (in Chinese)
(左维, Lombardo U, 李增花等. *高能物理与核物理*, 2002, **26**:1134)
- 21 ZUO W, Lejeune A, Lombardo U et al. *Euro. Phys. J.*, 2002, **A14**:469
- 22 Day B D. *Rev. Mod. Phys.*, 1967, **39**:719; Jeukenne J P, Lejeune A, Mahaux C. *Phys. Rep.*, 1976, **25**:83
- 23 SONG H Q, Baldo M, Giansiracusa G et al. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, **81**:1584
- 24 Baldo M, Fiasconaro A, SONG H Q et al. *Phys. Rev.*, 2002, **C65**:017303
- 25 Wiringa R B, Stoks V G J, Schiavilla R. *Phys. Rev.*, 1995, **C51**:28
- 26 Grange P, Lejeune A, Martzoff M et al. *Phys. Rev.*, 1989, **C40**:1040
- 27 ZUO W, Lejeune A, Lombardo U et al. *Nucl. Phys.*, 2002, **A706**:418
- 28 Donoghue J F, Nappi C R. *Phys. Lett.*, 1986, **B168**:105
- 29 Baym G. *Phys. Rev. Lett.*, 1973, **30**:1340
- 30 Kubis S, Kutschera M. *Phys. Lett.*, 1997, **B399**:191
- 31 Huber H, Weber F, Weigel M K. *Phys. Rev.*, 1998, **C57**:3438; MA Z Y, LIU L. *Phys. Rev.*, 2002, **C66**:024321
- 32 Wiringa R B, Fiks V, Fabrocini A. *Phys. Rev.*, 1988, **C38**:1010
- 33 Baldo M, Bombaci I, Burgio G F. *Astron. Astrophys.*, 1997, **328**:274

Kaon Condensation in Neutron Star Matter and Nuclear Three-Body Force Effect^{*}

ZUO Wei^{1,2,3,4;1)} LI Ang² CHEN Ji-Yan² LI Zeng-Hua^{1,3}

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

2 (School of Physics and Technology, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China)

3 (Graduate School of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

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

Abstract Within the framework of the Brueckner-Hartree-Fock approach, the effects of a microscopic nuclear three-body force on the critical density for kaon condensation in neutron star matter and on the composition of the kaon condensed phase have been investigated. The nuclear three-body force turns out to affect considerably both the critical density for kaon condensation and the composition of the kaon condensed phase in neutron stars via its strongly effect on the high-density behavior of nuclear symmetry energy. It is shown that inclusion of the three-body force contribution in the symmetry energy leads to a reduction of the critical density for kaon condensation and the three-body force effect on the critical density decreases as the proton strangeness content increases. The kaon condensed phase of neutron star matter turns out to be proton-rich instead of neutron-rich. The three-body force contribution results in a significant reduction of the proton and kaon fractions in the kaon condensed phase and makes the condensed neutron star matter to be more symmetric in neutrons and protons as compared with the results without including the three-body force. Our results are also compared with other theoretical predictions and discussed in connection with the possible implications for the study of neutron star structure.

Key words Kaon condensation, nuclear three-body force, neutron star matter, Brueckner-Hartree-Fock approach

Received 21 December 2004

^{*} Supported by Knowledge Innovation Project of Chinese Academy of Science (KJ9X2-SW-N02), Major State Basic Research Development Program (G2000077400), Important Pre-research Project of the Chinese Ministry of Science and Technology (2002CCB00200), the National Natural Science Foundation of China(10235030,10175082) and "Innovation Group" Project of the National Natural Science Foundation of China

1) E-mail: zuowei@impcas.ac.cn