

# 热核物质液气相变的临界温度和三体核力效应\*

左维<sup>1;1)</sup> 陆广成<sup>1,2</sup> 李增花<sup>1,2</sup> 罗培燕<sup>1,2</sup>

1 (中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

2 (中国科学院研究生院 北京 100049)

**摘要** 通过引入微观三体核力, 扩展了有限温度 Brueckner-Hartree-Fock 方法. 利用这一扩展的理论模型, 研究了热核物质的状态方程和液气相变现象并计算了临界温度, 讨论了三体核力对液气相变临界点性质的影响并与 Dirac-Brueckner-Hartree-Fock 方法的理论预言进行了比较. 结果表明: 三体核力对热核物质状态方程提供一个随密度和温度增大而增强的排斥贡献, 而且三体核力的排斥效应导致热核物质液气相变的临界温度明显降低.

**关键词** 微观三体核力 有限温度 BHF 方法 核物质 液气相变 临界温度

## 1 引言

临界现象是物理学许多领域中广泛受到关注的物理现象. 由于核子-核子之间的强相互作用具有与范德瓦尔斯气体中分子间相互作用类似的特征, 人们预期在热核物质中会发生液气相变现象<sup>[1-5]</sup>. 在中高能重离子碰撞中的压缩阶段, 能够产生高温高密度的核物质; 在反应的膨胀阶段, 热核物质进入低密度力学不稳定区, 这时将可能发生液气相变<sup>[6-9]</sup>. 核物质液气相变与重离子碰撞中多重碎裂过程直接相关, 对重离子碰撞动力学过程有重要影响. 另外, 热核物质状态方程还是描述前中子星结构和演化性质的理论模型的基本输入量<sup>[10, 11]</sup>. 因此, 关于热核物质液气相变特性的微观理论研究不仅有助于我们更加深刻地认识核子-核子之间的强相互作用, 而且对于理解重离子碰撞动力学以及前中子星和中子星壳层中物质的性质和演化也具有特殊的重要性.

理论上, 人们利用非相对论 Hartree-Fock (HF) 方法<sup>[12-15]</sup>和相对论平均场理论(RMF)<sup>[16, 17]</sup>对有限温度核物质状态方程进行了广泛深入的研究. 尽管这些研究都表明热核物质状态方程具有明显的范德瓦尔斯结构, 但采用不同的理论模型或在同一理论框架内采

用不同的有效核势参数所预言的液气相变的临界温度存在一定的差异. 在 Skyrme-Hartree-Fock (SHF) 框架内, 采用不同的 Skyrme 势参数给出的临界温度  $T_c$  在 15—20 MeV 之间<sup>[12-15]</sup>; 相对论平均场理论预言的临界温度约为 14 MeV<sup>[16, 17]</sup>. 在文献[18]中, Haar 等利用相对论 Dirac-Brueckner-Hartree-Fock (DBHF) 方法计算了热核物质的状态方程, 与 SHF 和 RMF 理论预言不同的是: 他们没有发现明显的标志核物质液气相变的范德瓦尔斯结构. 为了澄清这一问题, Huber 等进行了新的更为仔细的计算<sup>[19]</sup>, 尽管新的研究结果表明 DBHF 理论方法能够给出具有范德瓦尔斯特征的热核物质状态方程, 但预言的液气相变临界温度约为 10 MeV, 明显低于相对论平均场和 SHF 的结果. 在文献[20]中, 我们利用 Brueckner-Hartree-Fock (BHF) 理论方法研究了三体核力对零温核物质状态方程的影响并仔细讨论了三体核力效应与相对论效应的联系, 结果表明微观三体核力的引入能够大大改善 BHF 方法所预言的零温对称核物质饱和点性质, 给出与零温 DBHF 理论预言十分接近的饱和点位置<sup>[21, 22]</sup>; 同时, 我们进一步分析了与各种不同的基本微观过程相联系的三体核力对零温核物质状态方程的贡献, 通过与 DBHF 理论计算结果<sup>[21]</sup>的比较发现: 核物质中由

2005 - 02 - 22 收稿

\* 中国科学院知识创新工程重要方向性项目(KJ951-A1-02), 国家重点基础研究发展规划项目(G2000077400), 国家自然科学基金重点基金(10235030, 10175082)和国家科技部重大前期研究专项基金(2002CCB00200)资助

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

于自由核子—反核子对虚激发对核子相互作用中标量  $\sigma$  介子交换部分的介质修正所导致的三体核力(简称为  $2\sigma$ - $N\bar{N}$  三体核力<sup>[20, 23]</sup>)能够定量给出 DBHF 方法中的主要相对论效应; 而且除了  $2\sigma$ - $N\bar{N}$  三体核力外, 其他基本微观过程所导致的三体核力的贡献是不能完全忽略的.

本文通过在两体现实核力的基础上引入微观三体核力的贡献扩展了有限温度 BHF (FTBHF) 方法, 并在这一扩展的理论框架内研究了热核物质的状态方程和液气相变的临界点性质, 特别是仔细讨论了微观三体核力对热核物质液气相变临界温度的影响, 并通过与 DBHF 理论预言的比较探讨了有限温度核物质中三体核力效应与相对论效应间的联系.

## 2 包含微观三体核力的有限温度 BHF 方法

### 2.1 微观三体核力

我们所采用的微观三体核力模型是 Grange 等<sup>[23]</sup>根据介子流交换理论方法提出的, 考虑了核力单玻色子交换模型中最重要的 4 种玻色子  $\pi$ ,  $\rho$ ,  $\sigma$  和  $\omega$ <sup>[23]</sup>. 在该三体核力模型中包含了  $2\sigma$ - $N\bar{N}$ ,  $2\omega$ - $N\bar{N}$ ,  $(\sigma, \omega)$ - $N\bar{N}$  和  $(\sigma, \omega)$ - $R\bar{R}$  等基本微观过程对三体核力的贡献<sup>[20, 23]</sup>. 三体核力模型中的各种介子参数(包括相互作用耦合常数和动量截断因子)是利用核力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[20]中给出. 因此, 上述三体核力中不包含自由参数, 是一种微观意义上的三体核力.

为了避免求解三体 Bethe-Faddeev 问题, 在零温 BHF 计算中, 通常采用的方法是通过对第三个核子自由度作平均, 将三体核力约化为一个密度相关的等效两体核力<sup>[20, 23]</sup>. 将这一方法推广到有限温度情形, 可以得到下述温度和密度相关的等效两体核力:

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{r}'_1 \mathbf{r}'_2 | V_3^{\text{eff}}(T) | \mathbf{r}_1 \mathbf{r}_2 \rangle &= \frac{1}{4} \text{Tr} \sum_{k_n} f(k_n, T) \times \\ &\int d\mathbf{r}_3 d\mathbf{r}'_3 \varphi_n^*(\mathbf{r}'_3) [1 - \eta(r'_{13}, T)] [1 - \eta(r'_{23}, T)] \times \\ &W_3(\mathbf{r}'_1 \mathbf{r}'_2 \mathbf{r}'_3 | \mathbf{r}_1 \mathbf{r}_2 \mathbf{r}_3) \varphi_n(\mathbf{r}_3) [1 - \eta(r_{13}, T)] \cdot \\ &[1 - \eta(r_{23}, T)], \end{aligned} \quad (1)$$

其中,  $\text{Tr}$  表示对第三个核子的自旋和同位旋求迹; 函数  $\eta(r, T)$  是关联函数<sup>[23-25]</sup>, 定义为  $\eta(r, T) =$

$\phi(r) - \psi(r, T)$ , 这里  $\phi(r)$  表示两个自由核子的相对运动波函数, 而  $\psi(r, T)$  表示核介质中两个关联核子的相对运动波函数. 值得强调的是: 尽管微观三体核力  $W_3$  本身与温度无关<sup>[20, 23]</sup>, 但约化后的等效核力  $V_3^{\text{eff}}(T)$  依赖于核物质的温度. 由(1)式可以看出, 在有限温度核物质中,  $V_3^{\text{eff}}(T)$  的温度相关性来自于介质效应, 由有限温度费米分布  $f(k, T)$  和关联函数  $\eta(r, T)$  的温度依赖性决定.

### 2.2 有限温度 BHF 方法

有限温度 BHF 方法的出发点是  $G$  矩阵, 满足下述温度相关的 Bethe-Goldstone (BG) 方程<sup>[26]</sup>

$$G(\rho, T; \omega) = v_{\text{NN}} + v_{\text{NN}} \cdot$$

$$\sum_{k_1 k_2} \frac{|k_1 k_2\rangle Q(k_1, k_2, T) \langle k_1 k_2|}{\omega - e(k_1) - e(k_2)} G(\rho, T; \omega), \quad (2)$$

其中,  $v_{\text{NN}}$  是现实核子-核子相互作用, 包含两体核力和三体核力的贡献, 即  $v_{\text{NN}} = v_2 + V_3^{\text{eff}}(T)$ , 我们在计算中采用 Argonne  $V_{18}$  势作为两体现实核力<sup>[27]</sup>;  $\omega$  是起始能量;  $k \equiv (\mathbf{k}, \sigma, \tau)$  表示单核子动量、自旋和同位旋第三分量. 在有限温度下, 泡利算符  $Q$  定义为

$$Q(k_1, k_2, T) = [1 - f(k_1, T)][1 - f(k_2, T)], \quad (3)$$

其中  $f(k, T)$  是有限温度下核子动量分布, 满足下述有限温度费米分布:

$$f(k, T) \equiv \left[ 1 + \exp\left(\frac{e(k) - \mu}{T}\right) \right]^{-1}, \quad (4)$$

在零温度极限下, 费米分布  $f(k, T)$  变为阶梯函数. 在方程(4)中,  $\mu$  指的是核子化学势, 满足下列方程:

$$\rho = \frac{1}{V} \sum_k f(k, T) = \frac{1}{V} \sum_k \left[ 1 + \exp\left(\frac{e(k) - \mu}{T}\right) \right]^{-1}. \quad (5)$$

对于给定的核物质密度和温度, 由上式通过自洽迭代可以确定出  $\mu$  的值. 在有限温度核物质中, 单粒子能量  $e(k)$  由下式给出,

$$e(k) = e(k, T) = \frac{\hbar^2}{2m} k^2 + U(k, T). \quad (6)$$

在零温情况下, 通常对单粒子势  $U(k, T=0)$  有两种选择<sup>[28]</sup>: 一种是间断性选择; 另一种是连续性选择. 在我们的有限温度 BHF 计算中, 对单粒子势采用了连续性选择. 一方面, 研究表明<sup>[29]</sup>: 对于零温核物质, 在连续性选择下, 空穴线展开的收敛速度要比在间断性选择下快得多; 另一方面, 在有限温度下, 连续性选择是一种自然的选择, 因为当  $T \neq 0$  时, 对费米面的严格划分已没有实质性的物理意义. 在连续性选择下, 单粒

子势  $U(k, T)$  由反对称化  $G$  矩阵的实部通过下列关系给出

$$U(k, T) = \sum_{k'} f(k', T) \cdot \text{Re} \langle kk' | G(\rho, T; e(k) + e(k')) | kk' \rangle_A. \quad (7)$$

与零温度情况类似<sup>[25]</sup>, 由于两个相互作用核子的总动量、总角动量、总自旋和总同位旋守恒, 我们将 BG 方程作分波展开, 在角动量表象进行数值求解. 为了消除不同的总角动量分波之间的耦合, 我们对 BG 方程中的能量分母和泡利算符采用了通常的角平均方案<sup>[30]</sup>. 例如, 泡利算符的角平均由下式给出:

$$\langle Q(q, P, T) \rangle = \frac{1}{2} \int_0^\pi \sin \theta d\theta [1 - f(k_1, T)][1 - f(k_2, T)], \quad (8)$$

这里,  $\mathbf{q} \equiv (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)/2$  和  $\mathbf{P} \equiv \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$  分别表示两个核子的相对运动动量和总动量;  $\theta$  是  $\mathbf{q}$  和  $\mathbf{P}$  之间的夹角. 与零温度情形不同的是, 当  $T \neq 0$  时, 泡利算符的角平均不再具有解析形式, 需要通过数值积分计算.

值得强调的是, 由于等效核力  $V_3^{\text{eff}}(T)$  通过关联函数  $\eta$  与  $G$  矩阵直接相关, 因而在 BG 方程迭代求解的每一步, 都必须重新自洽地计算等效核力  $V_3^{\text{eff}}(T)$ <sup>[20]</sup>. 上述耦合的方程(1)—(7)构成了包含三体核力贡献的有限温度 BHF 方法的基本方程组. 在有限温度 BHF 近似下, 对于任意给定温度  $T$  和核子数密度  $\rho$  的核物质, 通过自洽求解方程(1)—(7), 可以得到相应的温度有关的  $G$  矩阵, 进而由  $G$  矩阵可计算出核物质的状态方程. 在给定温度和密度下, 核物质的每核子能量  $E_A$  由动能和势能两部分组成, 即

$$E_A(\rho, T) \equiv \frac{E(\rho, T)}{A} = \frac{E_{\text{kin}}(\rho, T)}{A} + \frac{E_{\text{pot}}(\rho, T)}{A},$$

其中, 势能和动能部分分别由下式给出:

$$E_{\text{pot}}(\rho, T) = \frac{1}{2} \sum_{k, k'} f(k, T) f(k', T) \cdot \langle kk' | G(\rho, T; e(k) + e(k')) | kk' \rangle_A,$$

$$E_{\text{kin}}(T) = \sum_k f(k, T) \frac{\hbar^2}{2m} k^2.$$

利用下述热力学关系, 容易计算出核物质压强

$$P = \rho^2 \left[ \frac{\partial(F/A)}{\partial \rho} \right]_T, \quad (9)$$

其中  $F = E - TS$  是自由能, 在平均场近似下, 熵  $S$  可由下式得到

$$S = \sum_k [f(k, T) \ln f(k, T) + (1 - f(k, T)) \ln(1 - f(k, T))]. \quad (10)$$

### 3 计算结果与讨论

在上述包含三体核力的有限温度 BHF 理论框架内, 可以计算热核物质的状态方程, 即核物质压强随温度和密度的变化关系, 进而讨论热核物质的液气相变现象. 图 1 给出了不同温度下核物质的压强等温线.

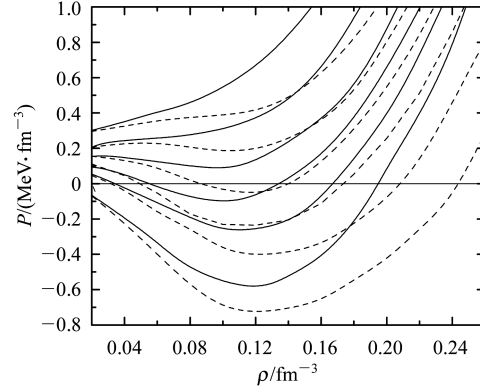


图 1 有限温度 BHF 预言的热核物质的压强等温线. 由下至上的等温线对应的温度分别为  $T = 0, 8, 10, 12, 14, 16 \text{ MeV}$ ; 实线是包含微观三体核力贡献的计算结果, 而虚线是不考虑三体核力贡献的结果.

从图 1 可以看到, 由于核子间的强相互作用具有短程排斥和中程吸引的特性, 因此无论是否考虑三体核力的贡献, 热核物质的状态方程均表现出典型的范德瓦尔斯结构, 这表明在一定的温度和密度条件下热核物质中会发生液气相变现象. 三体核力效应具有排斥性, 这一排斥贡献导致同一温度和密度下热核物质的不可压缩性增强, 或者说使得热核物质的状态方程变硬. 当温度  $T = 0$  时, 三体核力的引入导致核物质达到饱和的密度降低, 从而大大改善了非相对论 BHF 理论预言的核物质饱和密度与经验值符合的程度. 由图中还可以看到, 三体核力对热核物质状态方程的排斥贡献随密度的增大而增强, 而且三体核力开始起作用的密度随温度升高而降低, 就是说, 随着密度和温度的升高, 三体核力效应均有所增强, 这主要是由于在核介质中来自三体核力的有效相互作用  $V_3^{\text{eff}}$  的密度和温度依赖性所导致的, 结果使得核物质液气相变的临界温度明显降低. 热核物质液气相变的临界温度  $T_c$  和临界密度  $\rho_c$  由临界条件  $(\partial P / \partial \rho)_T = (\partial^2 P / \partial \rho^2)_T = 0$  决定. 根据临界条件, 由热核物质的压强等温线就可以提取出液气相变的临界点性质. 当不考虑三体力贡献时, 计算得到的液气相变的临界温度为  $T_c \approx 16 \text{ MeV}$ , 与唯象 SHF 方法的理论预言  $T_c \approx 15\text{—}20 \text{ MeV}$ <sup>[12—15]</sup> 一致; 当考虑了三体核力的贡献后, 临界温度由  $T_c \approx 16 \text{ MeV}$  减小到  $T_c \approx 13 \text{ MeV}$ , 这个值与相对论平均场理论方法所

预言的  $T_c \approx 14\text{MeV}$ <sup>[16, 17]</sup> 非常接近. 在考虑和不考虑三体核力贡献两种情况下, 我们计算得到的临界密度分别为  $\rho_c \approx 0.065\text{fm}^{-3}$  和  $\rho_c \approx 0.08\text{fm}^{-3}$ , 与其他理论方法<sup>[12-17]</sup> 得到的结果  $\rho_c = \rho_0/3 - \rho_0/2$  ( $\rho_0 \approx 0.17\text{fm}^{-3}$  为经验饱和密度) 相符. 通过比较图 1 中实线和虚线还可以看出, 三体核力不仅对液气相变的临界点性质有重要影响, 而且对热核物质状态方程的范德瓦尔斯结构也有明显效应, 即三体核力的排斥贡献导致热核物质的力学不稳定区缩小.

下面将我们的计算结果与其他微观理论预言进行比较. 在文献[1]中, Friedman 等利用多体变分法并采用 Argonne  $V_{14}$  两体核势和唯象三体核力研究了热核物质的性质, 并计算了液气相变的临界温度. 他们得到的  $T_c$  约为  $17.5\text{MeV}$ , 与我们利用有限温度 BHF 方法得到的结果差别较大, 导致这一差别的主要原因可能是由于两种理论方法的不同. 正如文献[31]所指出, 即使是采用相同的核子-核子相互作用势, 由这两种不同理论方法所预言的零温核物质的对称能的密度依赖性也完全不同. 至于这两种方法的理论预言之间分歧的根源还有待于进一步的深入研究<sup>[32]</sup>. 在文献[18]中, Haar 等在相对论 DBHF 理论框架内讨论了热核物质的液气相变问题, 与 SHF 和 RMF 理论预言不同的是, 他们没有发现明显的标志核物质液气相变的范德瓦尔斯结构. 为了澄清这一问题, Huber 等进行了新的更为仔细的计算<sup>[19]</sup>, 尽管新的研究表明 DBHF 理论方法能够给出具有范德瓦尔斯特征的热核物质状态方程, 但预言的液气相变临界温度约为  $10\text{MeV}$ , 不但在很大程度上低于相对论平均场和 SHF 的结果, 而且明显低于我们在 BHF 框架内引入微观三体核力后得到的结果  $T_c \approx 13\text{MeV}$ . Brown 等<sup>[33]</sup> 指出, 在零温核物质状态方程中, DBHF 方法中主要的相对论效应对应于一种特殊的三体核力效应, 即  $2\sigma\text{-}N\bar{N}$  三体核力. 在文献[20]中, 我们定量讨论了零温核物质中三体核力效应与 DBHF 理论模型中相对论效应的联系, 结果表明仅仅包含  $2\sigma\text{-}N\bar{N}$  三体核力贡献的非相对论 BHF 计算的确能够定量给出 DBHF 方法中的相对论修正, 支持了 Brown 等的定性讨论与论述. 但是, 我们的研究同时还表明: 除了  $2\sigma\text{-}N\bar{N}$  三体核力之外, 其他基本微观过程导致的三体核力的贡献并不能完全忽略. 在有限温度情况下, 由于在核介质中来自三体核力的有效相互作用  $V_3^{\text{eff}}$  的密度和温度依赖性, 三体核力对核物质状态方程的影响随温度的升高变得显著. 为了进一步理解有限温度下三体核力效应与 DBHF 方法中相对论效应的联系, 并澄清利用 DBHF 方法与包含三

体核力的有限温度 BHF 两种理论方法所预言的临界温度间的分歧, 我们计算了与  $2\sigma\text{-}N\bar{N}$  过程相联系了三体核力对热核物质液气相变的影响, 同时与采用完整的微观三体核力得到的结果进行了比较, 具体结果见图 2. 由图 2 可以看出, 在计算中计及完整的微观三体核力贡献和只考虑  $2\sigma\text{-}N\bar{N}$  三体核力两种情况下所得到的热核物质的状态方程明显不同; 仅考虑  $2\sigma\text{-}N\bar{N}$  三体核力贡献的状态方程比采用完整的三体核力得到的状态方程要硬一些, 这表明: 除了  $2\sigma\text{-}N\bar{N}$  三体核力外, 由其他基本微观过程导致的三体核力对有限温度下核物质状态方程的总效应是吸引的, 这与我们关于零温核物质的研究所得到的结论完全一致. 正是由于除  $2\sigma\text{-}N\bar{N}$  之外的其他基本微观过程对三体核力的吸引贡献减弱了  $2\sigma\text{-}N\bar{N}$  三体核力的排斥性, 使得热核物质在较高的温度才能达到液气相变临界点. 当仅仅考虑  $2\sigma\text{-}N\bar{N}$  三体核力的贡献时, 我们利用有限温度 BHF 方法得到的热核物质液气相变的临界温度仅为  $T_c \approx 11\text{MeV}$ , 与 Huber 等<sup>[19]</sup> 利用 DBHF 方法所预言的临界温度值  $10\text{MeV}$  非常接近, 这进一步证实了与  $2\sigma\text{-}N\bar{N}$  过程相联系了三体核力对应于 DBHF 方法中的主要相对论效应. 上述结果表明: 尽管与  $2\sigma\text{-}N\bar{N}$  过程相联系了三体核力对于合理预言零温核物质饱和点性质起着主要作用, 但是在研究热核物质状态方程特别是液气相变临界点性质时, 仅考虑  $2\sigma\text{-}N\bar{N}$  三体核力的贡献是不够的, 还需同时自洽考虑其他基本微观过程所导致的三体核力的贡献. 上述结果也为利用 DBHF 理论方法和包含微观三体核力的有限温度 BHF 方法所预言的热核物质液气相变临界温度之间的分歧提供了一个较为合理的理论解释.

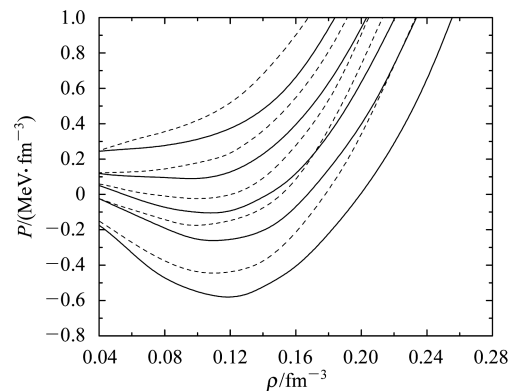


图 2 有限温度 BHF 方法预言的热核物质的压强等温线

由下至上的等温线对应的温度分别为  $T = 0, 8, 10, 12, 14\text{MeV}$ , 实线是包含完整的三体核力贡献的计算结果; 而虚线则是仅仅包含  $2\sigma\text{-}N\bar{N}$  三体核力贡献的结果.

## 4 总结

本文通过引入微观三体核力扩展了有限温度 BHF 理论方法, 并在此基础上研究了三体核力对热核物质状态方程特别是对液气相变的临界点性质的影响. 结果表明: (1) 三体核力对热核物质的状态方程和液气相变临界性质均有显著影响, 三体核力的贡献使得热核物质的状态方程变硬, 而且三体核力效应随密度和温度的增大而增强, 导致热核物质液气相变的临界温度明显降低; (2) 在不考虑和考虑三体核力贡献两种情况下, 利用有限温度 BHF 方法预言的临界温度分别为  $T_c \approx 16\text{MeV}$  和  $T_c \approx 13\text{MeV}$ , 后者与相对

论平均场的理论预言十分接近; (3) 如果在计算中只考虑  $2\sigma\text{-N}\bar{\text{N}}$  三体核力的贡献, 得到的临界温度值约为  $11\text{MeV}$ , 低于在计算中包含完全的三体核力贡献的结果, 这主要是由于与完全的三体核力的总贡献相比,  $2\sigma\text{-N}\bar{\text{N}}$  三体核力部分给出的排斥效应过强. 一方面, 这一结果说明在研究热核物质状态方程, 特别是液气相变临界点性质时, 仅考虑  $2\sigma\text{-N}\bar{\text{N}}$  三体核力的贡献是不够的, 还需同时自洽考虑其他基本微观过程所导致的三体核力效应; 另一方面, 也为利用 DBHF 理论方法和包含微观三体核力的 BHF 方法所预言的热核物质液气相变临界温度之间的分歧提供了一个较为合理的理论解释.

## 参考文献(References)

- Friedman B, Pandharipande V R. Nucl. Phys., 1981, **A361**: 502
- Bertsch G, Siemens P J. Phys. Lett., 1983, **B126**: 9
- Pethick C J, Ravenhall D G. Nucl. Phys., 1987, **A471**: 19
- Satpathy L, Mishra M, Nayak R. Phys. Rev., 1989, **C39**: 162
- Baldo M, Giansiracuso G, Lombardo U et al. Nucl. Phys., 1995, **A583**: 589c
- Bonche P, Levit S, Vautherin D. Nucl. Phys., 1984, **A427**: 278; 1985, **A436**: 256
- Pochodzalla J, Mohlenkemp T, Rubehn T et al. Phys. Rev. Lett., 1995, **75**: 1040
- Natowitz J B, Wada R, Hagel K et al. Phys. Rev., 2002, **C65**: 034618; Lopez O. Nucl. Phys., 2001, **A685**: 246
- Gupta S D, Mekjian A Z, Tsang M B. Adv. Nucl. Phys., 2001, **26**: 91
- Prakash M, Bombaci I, Prakash M et al. Phys. Rep., 1997, **280**: 1
- Strobel K, Sohaab C, Weigel M K. Astron. Astrophys., 1999, **350**: 497
- Jaqaman H R, Mekjian A Z, Zamick L. Phys. Rev., 1983, **C27**: 2782; 1984, **C29**: 2067
- Lattimer J M, Pethick C J, Ravenhall D G et al. Nucl. Phys., 1985, **A432**: 646
- SU R K, YANG S D, Kuo T T S. Phys. Rev., 1987, **C35**: 1539; SONG H Q, SU R K. Phys. Rev., 1991, **C44**: 2505
- Catalano D, Giansiracusa G, Lombardo U. Nucl. Phys., 2001, **A681**: 390
- Glendenning N K. Nucl. Phys., 1987, **A469**: 600
- Müller H, Serot B D. Phys. Rev., 1995, **C52**: 2072
- Haar B ter, Malfiet R. Phys. Rep., 1987, **149**: 207
- Huber H, Weber F, Weigel M K. Phys. Rev., 1998, **C57**: 3484
- ZUO W, Lejeune A, Lombardo U et al. Nucl. Phys., 2002, **A706**: 418; ZUO W, Lombardo U. High Energy Phys. and Nucl. Phys., 2002, **26**: 1134 (in Chinese) (左维, Lombardo U. 高能物理与核物理, 2002, **26**: 1134)
- Brockmann R, Malfiet R. Phys. Rev., 1990, **C42**: 1965
- Fuchs C. Lect. Notes Phys., 2004, **641**: 119
- Grangé P, Lejeune A, Martzolf M et al. Phys. Rev., 1989, **C40**: 1040
- Lejeune A, Grangé P, Martzolf M et al. Nucl. Phys., 1986, **A453**: 189
- Baldo M. Nuclear Methods and the Nuclear Equation of State. Ed Baldo M. Singapore: World Scientific, 1999. 1
- Bombaci I, Kuo T T S, Lombardo U. Phys. Rep., 1994, **242**: 165
- Wiringa R B, Stoks V G J, Schiavilla R. Phys. Rev., 1995, **C51**: 28
- Jeukenne J P, Lejeune A, Mahaux C. Phys. Rep., 1976, **C25**: 83
- SONG H Q, Baldo M, Giansiracusa G et al. Phys. Rev. Lett., 1998, **81**: 1584
- Baldo M, Bombaci I, Ferreira L S et al. Phys. Rev., 1991, **C43**: 2605
- Baldo M, Bombaci I, Burgio G F. Astron. Astrophys., 1997, **328**: 274
- ZUO W, Bombaci I, Lombardo U. Phys. Rev., 1999, **C60**: 024605
- Brown G E, Weise W, Baym G et al. Comments Nucl. Phys., 1987, **17**: 39

# Critical Temperature of Liquid-Gas Phase Transition for Hot Nuclear Matter and Three-Body Force Effect<sup>\*</sup>

ZUO Wei<sup>1;1)</sup> LU Guang-Cheng<sup>1,2</sup> LI Zeng-Hua<sup>1,2</sup> LUO Pei-Yan<sup>1,2</sup>

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

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

**Abstract** The finite temperature Brueckner-Hartree-Fock (FTBHF) approach is extended by introducing a microscopic three-body force. Within the extended approach, the three-body force effects on the equation of state of hot nuclear matter and its temperature dependence have been investigated. The critical properties of the liquid-gas phase transition of hot nuclear matter have been calculated. It is shown that the three-body force provides a repulsive contribution to the equation of state of hot nuclear matter. The repulsive effect of the three-body force becomes more pronounced as the density and temperature increase and consequently inclusion of the three-body force contribution in the calculation reduces the predicted critical temperature from about 16MeV to about 13MeV. By separating the contribution originated from the  $2\sigma$ -exchange process coupled to the virtual excitation of a nucleon-antinucleon pair from the full three-body force, the connection between the three-body force effect and the relativistic correction from the Dirac-Brueckner-Hartree-Fock has been explored. It turns out that the contribution of the  $2\sigma$ - $N\bar{N}$  part is more repulsive than that of the full three-body force and the calculated critical temperature is about 11MeV if only the  $2\sigma$ - $N\bar{N}$  component of the three-body force is included which is lower than the value obtained in the case of including the full three-body force and is close to the value predicted by the Dirac-Brueckner-Hartree-Fock (DBHF) approach. Our result provides a reasonable explanation for the discrepancy between the values of critical temperature predicted from the FTBHF approach including the three-body force and the DBHF approach.

**Key words** microscopic three-body force, finite temperature BHF approach, nuclear matter, liquid-gas phase transition, critical temperature

---

Received 22 February 2005

<sup>\*</sup>Supported by Knowledge Innovation Project of Chinese Academy of Sciences (KJ CX2-SW-N02), Major State Basic Research Development Program (G2000077400), National Natural Science Foundation of China (10235030, 10175082) and Important Pre-research Project of the Chinese Ministry of Science and Technology (2002CCB00200)

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