

# 自旋极化核物质的状态方程\*

左维<sup>1;1)</sup> Lombardo U<sup>2</sup> 沈彩万<sup>2</sup> 刘建业<sup>1</sup> 李君清<sup>1</sup>

1(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

2(INFN-LNS, 44 Via S. Sofia, I-95123 Catania, Italy)

**摘要** 在 Brueckner-Hartree-Fock 理论框架内,研究了自旋极化核物质的状态方程及其自旋依赖性,计算了相关的物理量如朗道参数  $G_0$  和  $G'_0$ ,并着重讨论了三体核力的影响.结果表明:在整个自旋极化度范围内,自旋极化核物质的每核子能量随中子和质子自旋极化度的变化相当精确地满足二次方规律,而且在 Brueckner-Hartree-Fock 理论框架内,自旋非极化核物质的能量总是比相应的自旋极化核物质的能量低,这表明核物质中不会发生由自旋非极化态向自旋极化态的自发相变.当密度较低时,三体核力对核物质状态方程的自旋依赖性的影响不明显;随着密度的增大,三体核力效应增强,而且三体核力使朗道参数  $G_0$  和  $G'_0$  增大,从而使核物质对于自旋涨落的稳定性增强.

**关键词** 自旋极化核物质 三体核力 朗道参数 BHF 理论

## 1 引言

自旋极化核物质性质的研究是认识核子间强相互作用中自旋-自旋相关部分的重要途径<sup>[1,2]</sup>.核物质对于自旋以及自旋-同位旋涨落的响应特征直接与核物质的自旋极化态性质相关<sup>[3]</sup>.正如在实验上通过测量原子核的电巨偶极共振能量可以提取有关对称能的信息一样,通过测量原子核的自旋巨共振和 Gamow-Teller 共振能够得到有关自旋极化核物质状态方程的信息.人们对自旋极化核物质的兴趣还来自于天体物理.早在 20 世纪 60 年代, Pacini 和 Gold 就指出脉冲星是具有强磁场的高速转动的中子星<sup>[4]</sup>.经典脉冲星表面磁场的强度可以达到  $10^7$ — $10^9$  T<sup>[5]</sup>,近年来发现的磁化中子星<sup>[6]</sup>具有的磁场可以高达  $10^{11}$  T.一方面,有关核物质自旋极化状态的知识有助于理解中子星中强磁场的起源和磁化态存在的可能机制.另一方面,天体中存在的强磁场可能导致天体物质中核子的自旋极化,进而影响天体的结构和演化.一些物理学家利用各种理论模型计

算和研究了自旋极化中子物质的性质以及中子星的结构和演化性质<sup>[7]</sup>,但有关核物质的自旋极化态的理论研究还较为少见.尽管 Vidana 等<sup>[8]</sup>利用 Brueckner-Hartree-Fock (BHF)方法计算了自旋极化核物质的状态方程,但他们在计算中没有考虑三体核力.众所周知,从两体现实核力出发,非相对论微观多体理论方法不能正确预言经验的核物质饱和点性质<sup>[9,10]</sup>.研究表明<sup>[11,12]</sup>三体核力(TBF)能够大大改善 BHF 方法所预言的核物质饱和点性质,而且三体核力的作用随密度增大而增强,特别是三体核力对于高密度核物质性质尤为重要.因此为了在非相对论 BHF 理论框架内合理描述高密度核物质的自旋极化状态以及相关的天体物理现象,必须在两体现实核力的基础上引进三体核力.

在自旋相关的 BHF 理论框架内,计算了自旋极化核物质的状态方程以及相关的物理量如朗道参数  $G_0$  和  $G'_0$ ,着重研究和讨论三体核力的影响.计算结果表明:在 BHF 框架内,核物质中不会发生由自旋非极化态向极化态的自发磁化相变;三体核力对

2003-05-26 收稿

\* 中国科学院百人计划,中国科学院知识创新工程重要方向性项目(KJ9X2-SW-N02),国家重点基础研究发展规划项目(G2000077400),国家科技部重大前期研究专项基金(2002CCB00200)和国家自然科学基金重点项目(10235030)资助

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

高密度自旋极化核物质的性质有重要影响,其主要作用是增强了高密度核物质对于自旋涨落和自旋-同位旋涨落的稳定性.

## 2 自旋相关的 BHF 方法

自旋极化核物质是由自旋向上和自旋向下的中子和质子 4 种不同的费米子组分构成的无限大强相互作用多体系统. 在自旋非对称情形下, 4 种组分的粒子数密度各不相同, 分别表示为  $\rho_{n\uparrow}, \rho_{n\downarrow}, \rho_{p\uparrow}$  和  $\rho_{p\downarrow}$ . 每一种组分的费米动量与其粒子数密度通过费米关系相联系, 即  $k_{F\sigma} = (6\pi^2 \rho_{\sigma})^{1/3}$ , 其中  $\tau = n$  或  $p$  分别表示中子或质子,  $\sigma = \uparrow$  或  $\downarrow$  分别表示自旋向上或向下. 本文仅考虑同位旋对称的自旋极化核物质, 因此有  $\rho_n = \rho_p$ . 为了方便起见, 定义中子和质子的自旋极化度参数  $\delta_n \equiv (\rho_{n\uparrow} - \rho_{n\downarrow})/\rho_n$  和  $\delta_p \equiv (\rho_{p\uparrow} - \rho_{p\downarrow})/\rho_p$ . 于是, 自旋极化核物质可以用总核子数密度  $\rho = \rho_n + \rho_p$  以及  $\delta_n$  和  $\delta_p$  3 个参数来表征.

BHF 理论方法的基本出发点是有效相互作用  $G$  矩阵.  $G$  矩阵是核介质中核子-核子现实相互作用的无限梯形图求和, 满足 Bethe-Goldstone (BG) 方程<sup>[13,14]</sup>. 通过区分自旋自由度, 可以将 BG 方程推广到自旋极化核物质, 即

$$G_{LU}^{STJ, \lambda\lambda'}(\omega, P; q, q'; \rho, \delta_n, \delta_p) = V_{LU}^{STJ}(q, q') + \frac{2}{\pi} \sum_V \int q''^2 dq'' V_{LU}^{STJ}(q, q'') \times \frac{\langle Q_{\lambda\lambda'}(q'', P) \rangle}{\omega - \langle \epsilon_\lambda(k''_1) + \epsilon_{\lambda'}(k''_2) \rangle + i\eta} \times G_{LU}^{STJ, \lambda\lambda'}(\omega, P; q'', q'; \rho, \delta_n, \delta_p), \quad (1)$$

其中  $V_{LU}^{STJ}$  是核子-核子现实相互作用按分波展开的分量,  $S, T, J$  分别为两相互作用核子的总自旋、总同位旋和总角动量量子数;  $\lambda \equiv \{\sigma_z, \tau_z\}$  表示核子的自旋和同位旋第三分量;  $P = k_1 + k_2 = k'_1 + k'_2$  是两核子总动量,  $q = (k_1 - k_2)/2$  和  $q' = (k'_1 - k'_2)/2$  分别为两核子处于初态和末态时的相对运动动量. 方程(1)中已经对泡利算符  $Q_{\lambda\lambda'}(q'', P)$  和能量分母  $\epsilon_\lambda(k''_1) + \epsilon_{\lambda'}(k''_2)$  施行了角平均, 这是为了消除不同分波  $\alpha \equiv \{S, T, J\}$  之间的耦合<sup>[13,14]</sup>, 从而大大减少计算量. 研究表明<sup>[15]</sup>, 由于上述角平均带来的误差很小 ( $< 3\%$ ), 因此是可靠的. 单粒子能量  $\epsilon_\lambda(k)$  由下式给出:

$$\epsilon_\lambda(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + U_\lambda(k), \quad (2)$$

其中  $U_\lambda(k)$  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. 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<sup>[16]</sup>. 在计算中, 采用了连续选择. 在这种选择下, 辅助势具有单粒子势场的物理意义<sup>[17]</sup>, 由反对称化  $G$  矩阵的实部通过下列关系给出

$$U_\lambda(k) = \sum_{k', \lambda'} n_{\lambda'}(k') \text{Re} \langle k\lambda, k'\lambda' | G[\epsilon_\lambda(k) + \epsilon_{\lambda'}(k'), P] | k\lambda, k'\lambda' \rangle_A. \quad (3)$$

在 BHF 理论框架内, 对于具有给定核子总密度和自旋极化度的同位旋对称核物质, 通过自洽求解方程(1), (2)和(3), 可以得到  $G$  矩阵. 利用  $G$  矩阵可以进一步计算出核物质的状态方程以及单粒子势<sup>[14]</sup>.

## 3 计算结果与讨论

### 3.1 状态方程及其自旋依赖性

核物质的状态方程是指核物质的每核子能量对于状态参数(核子数密度  $\rho$  以及中子和质子自旋极化度  $\delta_n$  和  $\delta_p$ ) 的依赖关系, 即  $E_A(\rho, \delta_n, \delta_p) = E(\rho, \delta_n, \delta_p)/N$ . 文献[11, 12]中已经计算并讨论了自旋非极化核物质的状态方程, 这里将重点讨论自旋极化核物质状态方程的自旋依赖性. 计算中采用的两体现实核力是 Argonne  $V_{18}$  ( $AV_{18}$ ) 势<sup>[18]</sup>, 采用的三体核力是根据介子交换流方法建立的微观三体核力<sup>[19]</sup>.

图 1 显示的是利用 BHF 方法预言的自旋极化核物质的状态方程对质子和中子自旋极化度的依赖关系, 图 1(a) 和 1(c) 是在计算中只采用  $AV_{18}$  两体现实核力得到的结果; 图 1(b) 和 1(d) 则是同时考虑了两体核力  $AV_{18}$  和三体核力  $TBF$  的计算结果. 在图 1 中, 符号表示 BHF 的计算结果, 不同符号对应于不同的质子自旋极化度, 实线则是利用最小二乘法对计算结果按照下述二次方规律进行拟合得到的曲线:

$$E_A(\rho, \delta_n, \delta_p) = E_A(\rho, 0, 0) + \Delta_m \delta_n^2 + 2\Delta_{np} \delta_n \delta_p + \Delta_{pp} \delta_p^2, \quad (4)$$

其中  $\Delta_m, \Delta_{np}$  和  $\Delta_{pp}$  与自旋极化度无关, 决定了核物质发生自旋极化的难易程度. 首先由图中可以清楚地看到: 无论是否考虑三体核力, 自旋极化核物质的每核子能量随质子和中子自旋极化度  $\delta_n$  和  $\delta_p$  的依

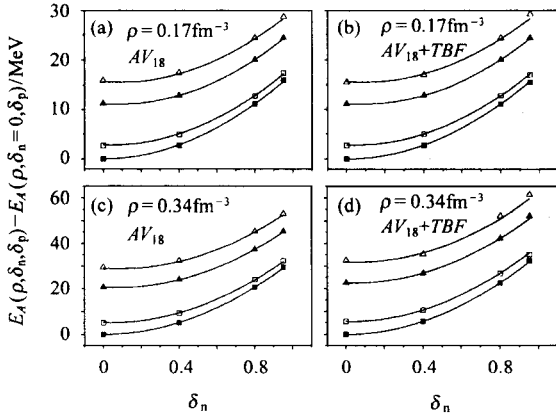


图 1 不同密度和不同质子自旋极化度  $\delta_p$  时, 能量差

$$E_A(\rho, \delta_n, \delta_p) - E_A(\rho, \delta_n = 0, \delta_p)$$

随中子自旋极化度  $\delta_n$  的变化关系

BHF 计算: ■  $\delta_p = 0$ , □  $\delta_p = 0.4$ , ▲  $\delta_p = 0.8$ , △  $\delta_p = 0.95$ ;

实线为利用最小二乘法按(4)式的拟合.

赖关系都相当精确地满足上述二次方规律, 这表明对于任意给定密度  $\rho$  以及自旋极化度  $\delta_n$  和  $\delta_p$ , 自旋极化核物质的状态方程由自旋完全非极化核物质 (即  $\delta_n = \delta_p = 0$ ) 的状态方程以及 3 个与自旋极化度无关的量  $\Delta_{nn}$ ,  $\Delta_{np}$  和  $\Delta_{pp}$  完全确定. 比较图 1(a) 和 (b) 可以看到, 当密度较低时三体核力对状态方程的影响很小; 随着密度的增大, 三体核力效应变得越来越重要 (比较图 1(c) 和 (d)). 这是因为三体核力体现了一种核介质效应<sup>[10]</sup>, 只有在密度较高时才变得重要, 而且其效应随密度增大而迅速增强. 文献 [12] 研究表明在高密度区域, 三体核力对自旋完全非极化核物质状态方程贡献一个随密度增大而增强的排斥作用, 从而大大改善了 BHF 理论预言的核物质饱和和性质. 比较图 1(c) 和 (d) 可以看出, 三体核力对自旋极化核物质状态方程的排斥贡献随中子和质子的自旋极化度增大而增强, 这意味着由于三体核力效应, 高密度核物质的磁化相变将变得更加困难.

### 3.2 朗道参数 $G_0$ 和 $G'_0$

朗道费米流体理论<sup>[20]</sup>的基本出发点是用准粒子概念来描述系统的基本集体激发模式. 根据朗道的费米流体理论<sup>[3,20]</sup>, 在均匀的各向同性的核介质中两个准粒子间的有效相互作用可以表示为

$$v(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) = f + f' \boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2 + g \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2 + g' (\boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2) (\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2), \quad (5)$$

其中  $f, f', g, g'$  为朗道参数. 每一个朗道参数可以用 Legendre 多项式展开, 例如,  $f = \sum_l f_l P_l(\cos\theta)$ , 其

中  $\theta$  是朗道角<sup>[3]</sup>. 在物理上, 朗道参数与系统的各种集体激发模式之间存在简单直接的联系: (1) 系统对密度涨落的响应, 即核物质压缩系数由朗道参数  $f_0$  决定; (2) 系统对于电荷涨落的响应, 即电的巨偶极共振模式直接与朗道参数  $f'_0$  相关; (3) 系统的自旋涨落的响应特性则与朗道参数  $g_0$  相联系, 通过测量自旋巨共振就可获得有关  $g_0$  的知识; (4) 系统对于自旋-同位旋变化的响应与朗道参数  $g'_0$  直接相关, 有关  $g'_0$  的知识在实验上可以通过测量 Gamow-Teller 共振得到. 习惯上, 人们通常使用无量纲的朗道参数  $F \equiv N_0 f$ ,  $F' \equiv N_0 f'$ ,  $G \equiv N_0 g$  和  $G' \equiv N_0 g'$ , 其中  $N_0 = 2m^* k_F / (\pi^2 \hbar^2)$  是核物质在费米面处的状态密度. 对于同位旋对称核物质, 朗道参数  $G_0$  和  $G'_0$  可分别由下式计算<sup>[2,3]</sup>,

$$\frac{4N_0}{\rho} (\Delta_{nn} + \Delta_{np}) = 1 + G_0, \quad (6)$$

$$\frac{4N_0}{\rho} (\Delta_{nn} - \Delta_{np}) = 1 + G'_0 \quad (7)$$

系统出现自旋和自旋-同位旋不稳定性的条件<sup>[3,21]</sup>分别为  $G_0 < -1$  和  $G'_0 < -1$ , 就是说, 当  $G_0 < -1$  时, 核物质的自旋极化态比非极化态更稳定, 核物质对于自旋涨落是不稳定的; 当  $G'_0 < -1$  时, 核物质对于自旋-同位旋涨落是不稳定的.

表 1 给出了密度  $\rho = 0.17 \text{ fm}^{-3}$  时核物质中朗道参数  $G_0$  和  $G'_0$ , 表中 BHF 表示利用 BHF 方法预言

表 1 密度  $\rho = 0.17 \text{ fm}^{-3}$  时, 核物质中的朗道参数  $G_0$  和  $G'_0$

	BHF ( $V_{18}$ )	BHF ( $V_{18} + TBF$ )	SKM*	SG II	S III	Sly230a	SkSP.1
$G_0$	0.88	0.88	-0.35	-0.04	0.07	1.17	0.50
$G'_0$	1.28	1.22	0.27	0.46	0.34	-0.23	-0.27

的结果, 而 SKM\*, SG II, S III, Sly230a, SkSP.1 则表示在唯象的 Skyrme-Hartree-Fock (SHF) 模型<sup>[22]</sup> 框架内利用各种不同 Skyrme 参数得到的结果. 由表中可以看到在经验饱和和密度  $\rho_0 = 0.17 \text{ fm}^{-3}$  处, 三体核力的影响很小. 当考虑和不考虑三体核力时, BHF 理论预言的朗道参数  $G'_0$  分别为 1.28 和 1.22, 均与近年 Suzuki 等<sup>[23]</sup> 和 Bender 等<sup>[24]</sup> 利用 Gamow-Teller 共振提取的实验值  $G'_0 \approx 1.19$  和  $G'_0 \approx 1.20$  相符合. 对于朗道参数  $G_0$ , 由于与其他集体激发模式相比, 实验观测到的自旋振动的强度太低, 因此到目前为止还没有足够的关于  $G_0$  的实验信息. 而采用不同的

Skyrme 参数利用 SHF 方法得到的  $G'_0$  都与实验值相差较大,这说明了现存 Skyrme 势中自旋-同位旋相关的相互作用部分是不可靠的.

下面讨论朗道参数的密度依赖性. 图 2 和图 3 分别显示的是计算得到的朗道参数  $G_0$  和  $G'_0$  随密度的变化关系. 可以看到, BHF 理论预言的朗道参数  $G_0$  和  $G'_0$  总是大于零, 而且  $G_0$  和  $G'_0$  均随密度增大而增大, 这表明核物质对于自旋涨落和自旋-同位旋涨落总是稳定的, 而且其稳定性随密度增大而增强. 三体核力主要在高密度区域 ( $\rho > 0.17\text{fm}^{-3}$ ) 起作用, 而且其效应随密度增大而增强.

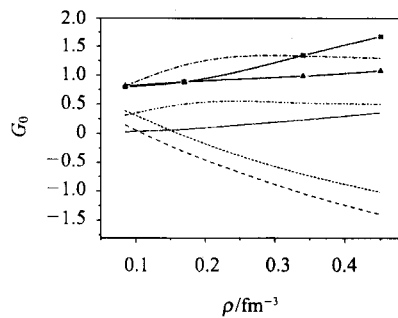


图 2 计算得到的朗道参数  $G_0$  随密度的变化关系

微观 BHF 计算: —■— 考虑了三体核力的计算结果;

---▲--- 不考虑三体核力的计算结果.

唯象 SHF 计算结果, 不同类型曲线代表不同的 Skyrme 参数:

——SKM\*, ---SG II; ····SIII,

---Sly230a, -·-·-·-SkSP.1.

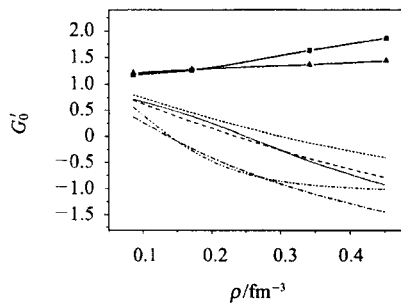


图 3 利用微观 BHF 方法和唯象 SHF 模型计算得到的

朗道参数  $G'_0$  随密度的变化关系

图中不同曲线类型的含义与图 2 相同.

在高密度区域, 三体核力使朗道参数  $G_0$  和  $G'_0$  增大, 也就是说三体核力增强了高密度核物质对于自旋和自旋-同位旋涨落的稳定. 由图中还可以看到, 利用唯象的 SHF 计算得到的朗道参数  $G_0$  和  $G'_0$  无论在数值上还是在密度依赖性上都与 BHF 的预言完全不同, 而且采用不同的 Skyrme 参数得到的结果相互之间也存在很大的差别. 对于本文所考虑的

几种 Skyrme 参数, 利用 SHF 得到的  $G_0$  均随密度单调减小, 当密度足够大时, 核物质对于自旋-同位旋涨落变得不稳定; 而不同的 Skyrme 参数给出的  $G'_0$  随密度的变化趋势则差异很大. 这说明: 尽管所有 Skyrme 势都能给出正确的自旋非极化同位旋对称核物质的经验饱和性质与一些稳定原子核的基态性质, 但为了合理描述自旋极化核物质性质以及相关的物理现象, 现存 Skyrme 势参数和形式都需要进一步加以改进<sup>[1,25]</sup>. Margueron 等<sup>[25]</sup> 仔细研究和分析了核物质和中子物质中各种稳定性条件给出的对 Skyrme 势参数的限制, 指出导致上述不稳定性的一个重要原因是由于 Skyrme 势采用了简单的  $k^2$  动量依赖性来近似核力中有限力程部分, 而这一近似的合理程度显然随密度增大而减小. 他们还指出有必要进行系统的研究以改进 Skyrme 型相互作用使之能够合理可靠地应用于天体物理研究. 另外, 在 Skyrme 势中对三体核力取了简单的零力程近似, 这一近似在高密度区域的可靠性也有必要进一步研究. 我们在微观多体理论框架内预言的自旋极化核物质的性质特别是高密度极化核物质的性质及其密度依赖性可以作为改进唯象核势的一个微观理论依据.

## 4 总结

在自旋相关的 BHF 理论框架内, 采用现实两体核力和微观三体核力, 研究了自旋极化核物质的状态方程及其自旋依赖性, 计算了朗道参数  $G_0$  和  $G'_0$  以及它们的密度依赖性, 着重讨论了三体核力的影响. 结果表明: (1) 无论是否考虑三体核力, 在整个自旋极化度范围内极化核物质的状态方程随质子和中子自旋极化度的变化都相当精确地满足二次方规律; (2) 在 BHF 框架内, 核物质中与自旋和自旋-同位旋相联系的朗道参数  $G_0$  和  $G'_0$  总是大于零, 而且随密度单调增加, 这表明核物质对于自旋和自旋-同位旋涨落总是稳定的, 不会发生由自旋非极化态向极化态的自发磁化相变, 而且核物质对于自旋和自旋-同位旋涨落的稳定性随密度增大而增强; (3) 在经验饱和密度  $\rho_0 = 0.17\text{fm}^{-3}$  处, BHF 理论方法预言的核物质的朗道参数  $G'_0$  为 1.28 (不考虑三体核力) 和 1.22 (考虑三体核力), 与近年利用 Gamow-Teller 共振提取的实验值  $G'_0 \approx 1.19$ <sup>[23]</sup> 和  $G'_0 \approx 1.20$ <sup>[24]</sup> 相符合; (4) 三体核力对高密度自旋极化核

物质的性质有重要影响,其主要作用是使朗道参数  $G_0$  和  $G'_0$  以及它们随密度增加的速度增大,或者说三体核力增强了高密度区域核物质对于自旋和自旋-同位旋涨落的稳定性;(5) 本文在微观 BHF

理论框架内预言的朗道参数  $G_0$  和  $G'_0$  及其密度依赖性为合理可靠地确定唯象 Skyrme 核势中自旋-自旋相互作用部分以及自旋-同位旋相互作用部分提供了一定的理论约束.

## 参考文献 (References)

- 1 Reddy S, Prakash M, Lattimer J M et al. *Phys. Rev.*, 1999, **C59**:2888
- 2 Osterfeld F. *Rev. Mod. Phys.*, 1992, **64**:491
- 3 Migdal A B. *Theory of Finite Fermi Systems and Applications to Atomic Nuclei*, New York: Interscience, 1967
- 4 Pacini F. *Nature*, 1967, **216**:567; Gold T. *Nature*, 1968, **218**:731
- 5 Taylor J H, Stinebring D R. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 1986, **24**:285
- 6 Kouveliotou C et al. *Nature*, 1998, **393**:235; Hurley K et al. *Astrophys. J.*, 1999, **510**:L111
- 7 Silverstein S D. *Phys. Rev. Lett.*, 1969, **23**:139; Clark J W. *Phys. Rev. Lett.*, 1969, **23**:1463; Pearson J M, Saunier G. *Phys. Rev. Lett.*, 1970, **24**:325; Pandharipande V R, Garde V K, Srivastava J K. *Phys. Lett.*, 1972, **B38**:485; Vidaurre A, Navarro J, Bernabeu J. *Astron. Astrophys.*, 1984, **135**:361; Niembro R, Narcos S, Quelle M L et al. *Phys. Lett.*, 1990, **B249**:373; Cugnon J, Deneye P, Lejeune A. *Europhys. Lett.*, 1992, **17**:129; Fantoni S, Sarsa A, Schmidt K E. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, **87**:181101; Vidana I, Polls A, Ramos A. *Phys. Rev.*, 2002, **C65**:035804; SUN Bao-Xi, JIA Huan-Yu, MENG Jie et al. *High Energy Phys. and Nucl. Phys.*, 2000, **24** (Supp.):69(in Chinese)  
(孙宝玺,贾焕玉,孟杰等. 高能物理与核物理, 2000, **24**(增刊): 69);  
JIA Huan-Yu, LU Hong-Feng, MENG Jie. *High Energy Phys. and Nucl. Phys.*, 2002, **26**:1050(in Chinese)  
(贾焕玉,吕洪凤,孟杰. 高能物理与核物理, 2002, **26**:1050);  
JIA Huan-Yu, MENG Jie, ZHAO En-Guang et al. *High Energy Phys. and Nucl. Phys.*, 2003, **27**:200(in Chinese)  
(贾焕玉,孟杰,赵恩广等. 高能物理与核物理, 2003, **27**:200);  
ZUO Wei, Lejeune A, Lombardo U et al. *Commun. Theor. Phys.*, 2003, **39**:385
- 8 Vidana I, Bombaci N. *Phys. Rev.*, 2002, **C66**:045801
- 9 Coester F, Cohen S, Day B et al. *Phys. Rev.*, 1970, **C1**:769
- 10 Baldo M. *The Many-body Theory of the Nuclear Equation of State*, in *Nuclear Methods and the Nuclear Equation of State*, Ed. Baldo M, Singapore: World Scientific, 1999; Machleidt R. *Adv. Nucl. Phys.*, 1989, **16**:189
- 11 ZUO Wei, Lombardo U, LIU Jian-Ye et al. *High Energy Phys. and Nucl. Phys.*, 2002, **26**:1238(in Chinese)  
(左维, Lombardo U, 刘建业等. 高能物理与核物理, 2002, **26**: 1238)  
ZUO Wei, Lombardo U, LIU Jian-Ye et al. *High Energy Phys. and Nucl. Phys.*, 2003, **27**:416(in Chinese)  
(左维, Lombardo U, 刘建业等. 高能物理与核物理, 2002, **27**:416)
- 12 ZUO Wei, Lombardo U, LI Zeng-Hua et al. *High Energy Phys. and 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)
- 13 Bethe H A, Brandow B H, Petschek A G. *Phys. Rev.*, 1963, **129**: 225; Day B D. *Rev. Mod. Phys.*, 1967, **39**:719; Jeukenne J P, Lejeune A and Mahaux C. *Phys. Rep.*, 1976, **25**:83
- 14 Baldo M, Bombaci I, Giansiracusa G et al. *Phys. Rev.*, 1990, **C41**: 1748; ZUO Wei, Lombardo U, LI Zeng-Hua et al. *High Energy Phys. and Nucl. Phys.*, 2002, **26**:703(in Chinese)  
(左维, Lombardo U, 李增花等. 高能物理与核物理, 2002, **26**: 703)
- 15 Suzuki K, Okamoto R, Kohno M et al. *Nucl. Phys.*, 2000, **A665**:92
- 16 SONG H Q, Baldo M, Giansiracusa G et al. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, **81**:1584
- 17 Sartor R. Chapter 6 in *Nuclear Methods and the Nuclear Equation of State*, Ed. Baldo M. Singapore:World Scientific, 1999
- 18 Wiringa R B, Stoks V G J, Schiavilla R. *Phys. Rev.*, 1995, **C51**:28
- 19 Grange P, Lejeune A, Martzoff M et al. *Phys. Rev.*, 1989, **C40**:1040
- 20 Landau L D. *Sov. Phys. JETP*, 1956, **3**:920; 1957, **5**:101; 1959, **8**:70
- 21 Iwamoto N, Pethick C J. *Phys. Rev.*, 1982, **D25**:313
- 22 Skyrme T H R. *Nucl. Phys.*, 1959, **9**:615; ZHOU Y Z, HAN L Y, WU X Z et al. *Prog. Theor. Phys.*, 1998, **79**:100
- 23 Backman S O, Brown G E, Niskanen J A. *Phys. Repts.*, 1985, **124**:1
- 24 Bender M, Dobaczewski J, Engel J et al. *Phys. Rev.*, 2002, **C65**: 054322
- 25 Margueron J, Navarro J, Van Giai N. *Phys. Rev.*, 2002, **C66**:014303

## Equation of State of Spin-Polarized Nuclear Matter \*

ZUO Wei<sup>1,1)</sup> Lombardo U<sup>2</sup> SHEN Cai-Wan<sup>2</sup> LIU Jian-Ye<sup>1</sup> LI Jun-Qing<sup>1</sup>

<sup>1</sup>(Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China)

<sup>2</sup>(INFN-LNS, 44 Via S. Sofia, I-95123 Catania, Italy)

**Abstract** Within the spin-dependent Brueckner-Hartree-Fock framework, the equation of state of the spin-polarized nuclear matter has been investigated by adopting the realistic nucleon-nucleon interaction  $AV_{18}$  supplemented with a microscopic three-body force. The related physical quantities such as the Landau parameters  $G_0$  in spin channel and  $G'_0$  in spin-isospin channel, have been calculated. The three-body force effects have been studied and stressed with a special attention. It is shown that in the Brueckner-Hartree-Fock framework the predicted energy per particle of spin-polarized nuclear matter versus the neutron and proton spin-polarization parameters fulfills a quadratic law in the whole range of spin-polarization. At the empirical saturation density, the calculated Landau parameter  $G'_0$  is 1.22 and 1.28 respectively for the two-cases with and without including the three-body force, both are in agreement with its experimental value. Both the Landau parameters  $G_0$  and  $G'_0$  are positive in the density region up to  $\rho = 0.5\text{fm}^{-3}$  and increase monotonically as increasing density so that no any evidence is found for a spontaneous transition to a ferromagnetic state in nuclear matter. The three-body force effect is to strongly increase the Landau parameters  $G_0$  and  $G'_0$  at high densities, making the nuclear matter at high densities more stable against spin and spin-isospin fluctuations. The obtained Landau parameters  $G_0$  and  $G'_0$  together with their density dependences may serve as constraints on the spin-spin parts and spin-isospin dependent parts of the phenomenological Skyrme and Skyrme-like interactions.

**Key words** spin-polarized nuclear matter, three-body force, Landau parameter, Brueckner-Hartree-Fock theory

Received 26 May 2003

\* Supported by One Hundred Person Project of Chinese Academy of Science, Chinese Academy of Science Knowledge Innovation Project(KJ CX2-SW-N02), Major State Basic Research Development Program(G2000077400), Important Pre-research Project(2002CCB00200) of the Chinese Ministry of Science and technology and National Natural Science Foundation of China(10235030)

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