

自旋极化的同位旋非对称核物质性质*

李增花¹⁾ 左维 刘建业 郭文军

(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

摘要 利用 Skyrme 有效相互作用,采用核子-核子相互作用参数 SKM* 和 SIII 对自旋极化的同位旋非对称核物质的特性和状态方程进行了研究,讨论了非对称核物质的磁化率随密度的变化关系及其同位旋依赖性. 结果表明:在 Skyrme-Hartree-Fock 框架内,同位旋非对称核物质会发生从非极化态到极化态的相变,而且发生相变的临界密度随同位旋非对称度增大而降低. 另外,还与微观 BHF (Brueckner-Hartree-Fock) 的理论预言进行了比较和讨论.

关键词 Skyrme 有效相互作用 自旋极化 核物质 状态方程 磁化系数

1 引言

近几十年来,中子星的磁场产生机制问题是引人关注的焦点之一. 按照 Pacini 和 Gold^[1,2] 的观点,脉冲星被认为是表面具有强磁场的高速旋转中子星,从转动周期 P 及其对时间的导数 $\dot{P} = dP/dt$ 可以推断脉冲星的表面磁场强度 B_p , 计算表明^[3] 经典脉冲星的 $B_p \approx 10^7 - 10^9 \text{T}$; 微秒级脉冲星的 $B_p \approx 10^4 - 10^5 \text{T}$. Shapiro 和 Teukolsky^[4] 指出,中子星是由原星体演化所最终形成的高密度的简并费米子星体. 事实上,假定在中子星形成过程中磁流守恒,表面磁场为 $10^{-3} - 10^{-2} \text{T}$ 的主星系塌陷即可产生数量级约为 10^8T 的磁场,在中子星形成之后,内部依然存在的永久电流同样可以产生这样大数量级的磁场. 理论研究和观测数据^[5] 表明,中子星的磁场也在不断地衰减,其演化遵循指数关系: $B(t) = B_0 + (B_0 - B_\infty)e^{-t/\tau_B}$, 其中,衰变周期 $\tau_B \approx 10^7 - 10^9 \text{a}$; 残余磁场 $B_\infty \approx 10^4 \text{T}$. 如果这部分剩余磁场永远不会消失,也不是由其他一些动力学过程所产生,它就有可能是在中子星内芯核物质由正常态向自旋极化态的磁化相变所产生. 有关这个问题很多学者都探讨

过,例如 Brownell, Callaway^[6] 和 Rice^[7] 把中子星考虑为球形不可压缩气体模型,计算出基态中子气体在 $k_F \approx 2.3 \text{fm}^{-1}$ 处出现相变; Silverstein^[8] 和 Ostgaard^[9] 发现长程吸引力会大大提高磁化相变的临界密度,他们选取自旋单态,应用硬芯中心势,预言磁化相变临界点在 $k_F \approx 4.1 \text{fm}^{-1}$ 处; 但是 Pandharipande^[10] 等使用 Reid 软芯势,利用变分方法进行的计算表明在 $k_F \leq 5 \text{fm}^{-1}$ 的情况下不会发生磁化相变, Clark^[11] 和 Pearson, Saunier^[12] 使用真实核力计算了低密 ($k_F \leq 2 \text{fm}^{-1}$) 中子物质的磁化系数. 对于磁化率的早期微观计算是 Backmann 和 Kallman^[13] 采用 Reid 软芯势在 Brueckner 理论框架下进行的,但最终的结果是 Jackson^[14] 通过计算基态关联函数而获得的. 最近 I. Vidana^[15] 等采用现实的 Nijmegen 和 Reid93 相互作用,利用 Brueckner-Hartree-Fock 理论预言中子物质不会发生磁化相变. 由此可见,有关核物质的磁化相变问题尚未有定论.

研究表明,中子星只是近似为纯中子物质,另外还存在着质子、电子、 μ 介子和其他奇异粒子^[16,17], 并且少量质子的存在对于中子星物质自旋极化态的稳定性极为重要^[18]. Bernardos^[18] 利用相对论 Dirac-

2002-12-10 收稿

* 中国科学院百人计划,国家重点基础研究发展规划项目(G2000077400),中国科学院知识创新工程重点方向项目(KJX2-SW-N02),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)资助

1) E-mail: zhli@ns.lzb.ac.cn

Hartree-Fock 理论计算指出,质子的存在有利于高度非对称核物质发生磁化,所以除了讨论极化的纯中子物质的性质外,有必要研究更为普遍的非对称核物质.在这篇文章中我们主要利用扩展 Skyrme 相互作用^[19],采用 SKM* 和 SIII 两种不同的核子-核子相互作用参数^[20]对自旋极化的非对称核物质性质进行讨论.之所以采用这两种参数,主要是因为自旋非极化的核物质中,质子和中子比例保持不变的情况下,由它们给出的核物质结合能的数值是一致的^[20],而在讨论核物质的磁化相变问题时,主要利用的是核物质结合能,因此采用这两种参数比较合适.

2 理论公式

2.1 状态方程

自旋极化的无限大非对称核物质是由 4 种不同的费米子成分组成的,包括自旋向上的中子、质子和自旋向下的中子、质子,用密度表示分别为: $\rho_{n\uparrow}$, $\rho_{p\uparrow}$ 和 $\rho_{n\downarrow}$, $\rho_{p\downarrow}$, 它们彼此之间存在着下列关系:

$$\begin{aligned} \rho_n &= \rho_{n\uparrow} + \rho_{n\downarrow}, & \rho_p &= \rho_{p\uparrow} + \rho_{p\downarrow}, \\ \rho &= \rho_n + \rho_p, \end{aligned} \quad (1)$$

同位旋非对称参数 β 定义为: $\beta = \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho}$, 而自旋极化度参数必须由中子和质子两者的自旋极化度共同来表达,分别为:

$$S_n = \frac{\rho_{n\uparrow} - \rho_{n\downarrow}}{\rho_n}, \quad S_p = \frac{\rho_{p\uparrow} - \rho_{p\downarrow}}{\rho_p}, \quad (2)$$

当 $S_n = S_p = 0$ 时,即 $\rho_{n\uparrow} = \rho_{n\downarrow}$, $\rho_{p\uparrow} = \rho_{p\downarrow}$, 表示该核物质没有发生极化;当 $S_n = \pm 1$ ($S_p = \pm 1$) 时,则表示中子(质子)全部发生极化,也就是说所有的中子(质子)向着同一个方向排列.每一种组成成分的密度都是与总密度 ρ 、同位旋和自旋非对称度参数 β 、 S_n 、 S_p 相联系的,关系如下:

$$\begin{aligned} \rho_{n\uparrow} &= \frac{1 + S_n}{2} \rho_n = \frac{1 + S_n}{2} \frac{1 + \beta}{2} \rho, \\ \rho_{n\downarrow} &= \frac{1 - S_n}{2} \rho_n = \frac{1 - S_n}{2} \frac{1 + \beta}{2} \rho, \\ \rho_{p\uparrow} &= \frac{1 + S_p}{2} \rho_p = \frac{1 + S_p}{2} \frac{1 - \beta}{2} \rho, \\ \rho_{p\downarrow} &= \frac{1 - S_p}{2} \rho_p = \frac{1 - S_p}{2} \frac{1 - \beta}{2} \rho, \end{aligned} \quad (3)$$

最终费米动量 k_{F_σ} 是和每一粒子成分的密度 $\rho_{\tau\sigma}$ 相联系的,即 $k_{F_\sigma} = (6\pi^2 \rho_{\tau\sigma})^{1/3}$, ($\tau = n, p$; $\sigma = \uparrow, \downarrow$).

我们的计算是基于扩展的 Skyrme 相互作用^[19],

通过对能量密度 $H(\mathbf{r})$ 积分,即可得极化的非对称核物质状态方程

$$\epsilon = \frac{E}{A} = \frac{H(\mathbf{r})}{\rho} = \frac{H_T(\mathbf{r})}{\rho} + \frac{H_{2V}(\mathbf{r})}{\rho} + \frac{H_{3V}(\mathbf{r})}{\rho} \equiv \frac{T}{A} + \frac{V}{A}, \quad (4)$$

其中动能的贡献

$$\frac{H_T(\mathbf{r})}{\rho} = \frac{3\eta^2}{10m} \cdot \frac{k_{F_{n\uparrow}}^5 + k_{F_{n\downarrow}}^5 + k_{F_{p\uparrow}}^5 + k_{F_{p\downarrow}}^5}{k_{F_{n\uparrow}}^3 + k_{F_{n\downarrow}}^3 + k_{F_{p\uparrow}}^3 + k_{F_{p\downarrow}}^3};$$

两体力势能的贡献

$$\begin{aligned} \frac{H_{2V}(\mathbf{r})}{\rho} &\equiv \frac{t_0(1+x_0)}{4\rho} (\rho^2 - \rho_{n\uparrow}^2 - \rho_{n\downarrow}^2 - \rho_{p\uparrow}^2 - \rho_{p\downarrow}^2) - \frac{t_0 x_0}{4\rho} (\rho_n^2 + \rho_p^2 + 2\rho_{n\uparrow}\rho_{n\downarrow} + 2\rho_{p\uparrow}\rho_{p\downarrow}) + \\ &\frac{4t_2 + 3t_2 x_2 - t_1 x_1}{8\rho} (\tau_{n\uparrow}\rho_{n\uparrow} + \tau_{p\uparrow}\rho_{p\uparrow} + \tau_{n\downarrow}\rho_{n\downarrow} + \tau_{p\downarrow}\rho_{p\downarrow}) + \frac{t_2 x_2 - t_1 x_1}{4\rho} (\tau_{n\uparrow}\rho_{n\downarrow} + \tau_{p\uparrow}\rho_{p\downarrow} + \\ &\tau_{n\downarrow}\rho_{n\uparrow} + \tau_{p\downarrow}\rho_{p\uparrow}) + \frac{2t_2 + t_2 x_2 + 2t_1 + t_1 x_1}{8\rho} \cdot \\ &(\tau_{n\uparrow}\rho_p + \tau_{n\downarrow}\rho_p + \tau_{p\uparrow}\rho_n + \tau_{p\downarrow}\rho_n + \\ &\tau_{n\uparrow}\rho_{n\downarrow} + \tau_{n\downarrow}\rho_{n\uparrow} + \tau_{p\uparrow}\rho_{p\downarrow} + \tau_{p\downarrow}\rho_{p\uparrow}); \end{aligned}$$

三体力势能的贡献

$$\begin{aligned} \frac{H_{3V}(\mathbf{r})}{\rho} &= \rho^3 \cdot \left\{ \frac{t_3(1+x_3)}{24\rho} (\rho^2 - \rho_{n\uparrow}^2 - \rho_{n\downarrow}^2 - \rho_{p\uparrow}^2 - \rho_{p\downarrow}^2) - \frac{t_3 x_3}{24\rho} (\rho_n^2 + \rho_p^2 + 2\rho_{n\uparrow}\rho_{n\downarrow} + 2\rho_{p\uparrow}\rho_{p\downarrow}) + \right. \\ &\frac{4t_5 + 3t_5 x_5 - t_4 x_4}{8\rho} (\tau_{n\uparrow}\rho_{n\uparrow} + \tau_{p\uparrow}\rho_{p\uparrow} + \tau_{n\downarrow}\rho_{n\downarrow} + \tau_{p\downarrow}\rho_{p\downarrow}) + \frac{t_5 x_5 - t_4 x_4}{4\rho} (\tau_{n\uparrow}\rho_{n\downarrow} + \tau_{p\uparrow}\rho_{p\downarrow} + \\ &\tau_{n\downarrow}\rho_{n\uparrow} + \tau_{p\downarrow}\rho_{p\uparrow}) + \frac{2t_5 + t_5 x_5 + 2t_4 + t_4 x_4}{8\rho} \cdot \\ &(\tau_{n\uparrow}\rho_p + \tau_{n\downarrow}\rho_p + \tau_{p\uparrow}\rho_n + \tau_{p\downarrow}\rho_n + \\ &\left. \tau_{n\uparrow}\rho_{n\downarrow} + \tau_{n\downarrow}\rho_{n\uparrow} + \tau_{p\uparrow}\rho_{p\downarrow} + \tau_{p\downarrow}\rho_{p\uparrow}) \right\}. \end{aligned}$$

2.2 磁化系数

磁化系数定义为使某一系统的自旋在磁场方向发生顺排所需要的能量.对于非对称核物质,它通过 2×2 的矩阵^[21]表示为 $\frac{1}{\chi} = \begin{pmatrix} 1/\chi_{nn} & 1/\chi_{np} \\ 1/\chi_{pn} & 1/\chi_{pp} \end{pmatrix}$, 其中矩阵元 $\frac{1}{\chi_{ij}} = \frac{\partial H_i}{\partial M_j}$, ($i, j = n, p$). $M_j = \mu_j(\rho_{j\uparrow} - \rho_{j\downarrow}) = \mu_j \rho_j S_j$ 是中子($j = n$)或质子($j = p$)单位体积内的磁化强度, μ_j 是粒子 j 的磁矩; 粒子 i 磁化产生的磁

场 $H_i = \rho \frac{\partial(E/A)}{\partial M_i}$, 所以矩阵元也可表达为 $\frac{1}{\chi_{ij}} =$

$\frac{\rho}{\mu_i \rho_i \mu_j \rho_j} \left(\frac{\partial^2(E/A)}{\partial S_i \partial S_j} \right)$. 为了研究方便, 考虑比率

$\frac{\det(1/\chi)}{\det(1/\chi_F)}$ 如下:

$$\frac{\det(1/\chi)}{\det(1/\chi_F)} = \left(1 + \frac{\frac{\partial^2(V/A)}{\partial S_n^2}}{\frac{\partial^2(T/A)}{\partial S_n^2}} \right) \cdot \left(1 + \frac{\frac{\partial^2(V/A)}{\partial S_p^2}}{\frac{\partial^2(T/A)}{\partial S_p^2}} \right) \cdot \left(\frac{\frac{\partial^2(V/A)}{\partial S_n \partial S_p}}{\frac{\partial^2(T/A)}{\partial S_n^2}} \right) \cdot \left(\frac{\frac{\partial^2(V/A)}{\partial S_p \partial S_n}}{\frac{\partial^2(T/A)}{\partial S_p^2}} \right) \quad (5)$$

其中 χ_F 是自由费米气体的磁化系数, $\chi_F = \frac{\mu^2 m}{\eta^2 \pi^2} k_F$, k_F 是费米动量, V/A 和 T/A 分别是粒子势能部分(包括三体力)和动能部分的贡献. 利用上面得到的状态方程, 将 V/A 和 T/A 对自旋非对称参数 S_n, S_p 求导, 即可得该式的具体表达式.

3 计算结果与讨论

依据上面的基本公式可以计算自旋极化的同位旋非对称核物质状态方程. 图 1 从左向右依次给出了对称、非对称、纯中子物质的状态方程. 上面两部分图形是利用扩展的 Skyrme 相互作用, 最上部分采用 SKM* 参数得到的状态方程, 中间部分图形采用的是 SIII 参数得到的状态方程; 最下面部分图形是利用 BHF(采取现实的 NSC97e 核子-核子作用)方法得到的状态方程(取自文献[21]), 实线和虚线分别表示核物质的非极化、完全极化状态. 由上两行图中可以看出实线和虚线都出现了交叉点, 也就是说核物质出现了磁化相变转换点, 即它标志着当密度大于这个交叉点密度值时, 极化的核物质比非极化的核物质将变得更稳定, 因为在交叉点之后前者能量低于后者. 在最下面一行图形中, 完全极化的核物质始终比非极化情况下显示出更强的排斥性, 而且在以后的密度空间也将不会有交叉的可能, 因为两者差值的趋势在增大. 通过以上比较可以看出两种模型在计算极化核物质时存在的差别, 也就是我们在前言中提到的核物质是否在一定条件下会产生磁化相变的问题, 至今还没有寻找到一致的答案.

为了进一步说明在 Skyrme-Hartree-Fock (SHF)

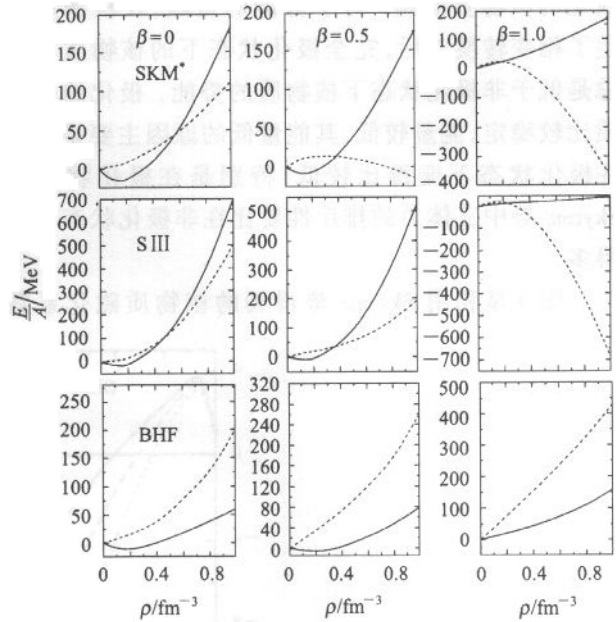


图 1 利用 Skyrme 相互作用势和 BHF 理论得到的对称、非对称及纯中子物质的结合能随密度的变化关系
曲线说明见正文.

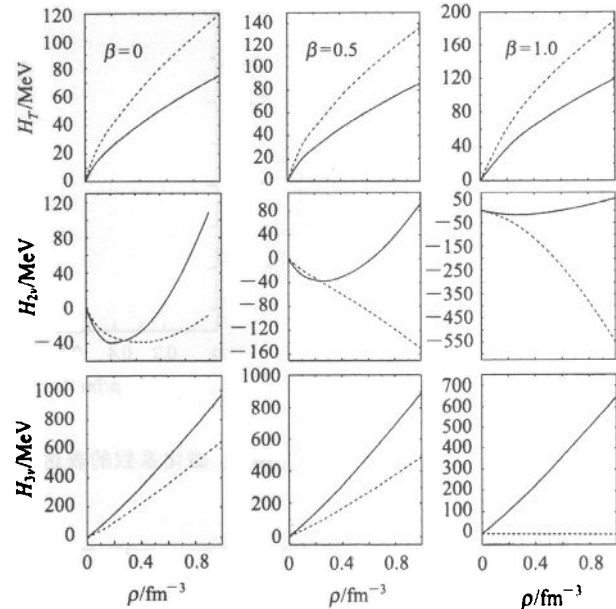


图 2 利用 Skyrme 模型得到的动能、势能以及三体力对核物质结合能的贡献

框架内核物质发生磁化相变的原因, 把动能、势能以及三体力的贡献分开来考虑, 如图 2 所示. 图中采用的是 SKM* 参数得到的对称核物质、非对称核物质和纯中子物质的动能贡献、势能贡献及三体核力的贡献, 实线和虚线分别表示核物质的非极化和完全极化状态. 由图的动能部分可以看出, 在整个同位旋非对称度 ($0 \leq \beta \leq 1$) 内核物质动能总是随密度单调增加, 而且完全极化的核物质动能总是大于非

极化的核物质动能. 对于势能的贡献, 在核物质发生了相变转换以后, 完全极化状态下的核物质势能总是低于非极化状态下核物质的势能. 极化的核物质比较稳定, 能量较低, 其能量低的原因主要是势能在极化状态下变得比较低, 特别是在极化状态下 Skyrme 势中三体力的排斥性要比在非极化状态下小得多.

图 3 是利用 Skyrme 势得到的核物质磁化系数

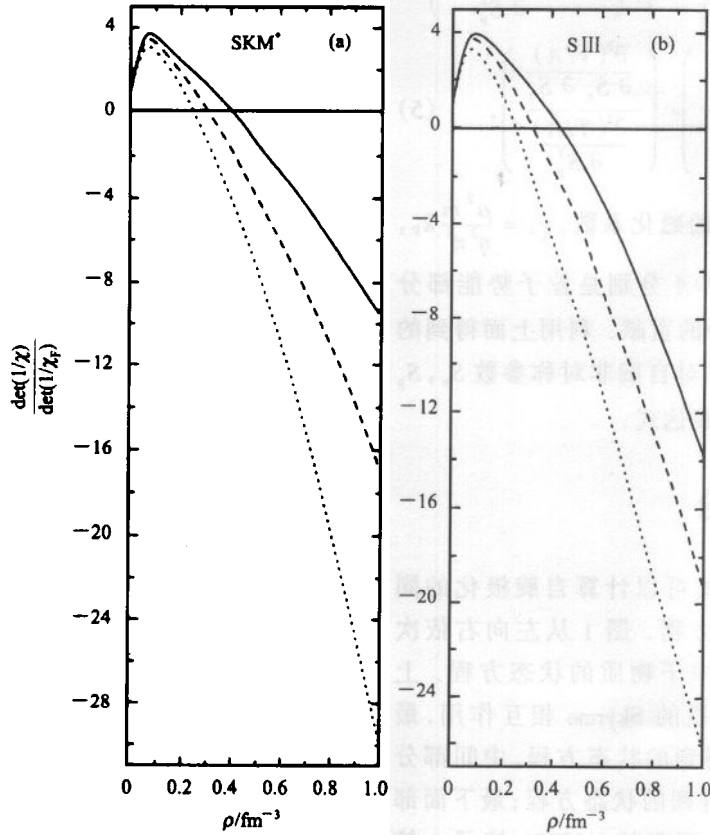


图 3 磁化系数的表达式 $\frac{\det(1/\chi)}{\det(1/\chi_r)}$ 随着密度的变化关系

的图形. 图(a)采用的是 SKM* 参数, 图(b)采用的是 SIII 参数, 其中实线、虚线和点线分别代表着核物质 30%, 60% 和 90% 极化状态. 从图中可以看出, 有关磁化系数的表达式 $\frac{\det(1/\chi)}{\det(1/\chi_r)}$ 随着密度的变化而出现了符号的改变, 从而进一步说明了在 SHF 理论框架内核物质在整个同位旋非对称度范围内会出现磁化相变现象.

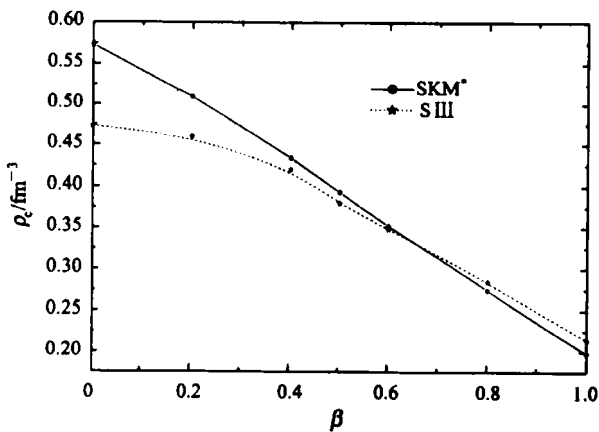


图 4 发生磁化相变的临界密度 ρ_c 随非对称度参数 β 的变化关系

图 4 给出的是在整个同位旋非对称度范围内, 核物质发生磁化相变的临界密度随非对称度参数 β 的变化关系, 计算利用 Skyrme 势. 从图中看出随着非对称度参数 β 的增大, 也就是核物质中中子比例的增加, 发生相变的临界密度在单调地减小. 由此可知, 核物质中中子和质子比例的不对称性, 更有利于核物质发生磁化相变. 在中子星中, 中子占据很大的比例, 所以在核物质密度不太高的状态下, 就会发生磁化相变, 使核子自旋的正常取向发生改变.

总之, 通过计算和分析, 可以得出结论: 利用有效 Skyrme 相互作用模型可以预言在整个同位旋非对称度范围内, 核物质在不同临界密度下会发生磁化相变, 而且临界密度随同位旋非对称度的增大而减小.

参考文献 (References)

- 1 Pacini F. *Nature.*, 1967, **V216**:567
- 2 Gold T. *Nature.*, 1968, **V218**:731
- 3 Phinney E S, Kulkarni S R. *ARA.*, 1994, **32**:591
- 4 Shapiro S L, Teukolsky S A. *Black Holes, White Dwarfs, and Neutron Stars*. New York: Wiley, 1983
- 5 Ostriker J P, Gunn J E. *Astrophys Jour.*, 1969, **157**:1395
- 6 Brownell Jr D J, Callaway J. *Nuovo Cimento.*, 1969, **B60**:169
- 7 Rice M J. *Phys. Lett.*, 1969, **A29**:637
- 8 Silverstein S D. *Phys. Rev. Lett.*, 1963, **V23**:139
- 9 Ostgaard E. *Nucl. Phys.*, 1970, **A154**:202
- 10 Pandharipande V R, Garde V K, Srivastava J V. *Phys. Lett.*, 1972, **B38**:485
- 11 Clark J W. *Phys. Rev. Lett.*, 1969, **V23**:1463
- 12 Pearson J M, Saunier G. *Phys. Rev. Lett.*, 1970, **V24**:325
- 13 Backmann S O, Kallman C G. *Phys. Lett.*, 1973, **B43**:263
- 14 Jackson A D, Krotscheck E, Meltzer D E et al. *Nucl. Phys.*, 1982, **A386**:125
- 15 Vidana I, Polls A, Ramos A. *Phys. Rev.*, 2002, **C65**:035804
- 16 Prakash M, Bombaci I et al. *Phys. Rep.*, 1997, **280**:1
- 17 Heiselberg H, Hjorth-Jensen M. *Phys. Lett.*, 1989, **B223**:11
- 18 Bernardos P, Marcos S et al. *Phys. Lett.*, 1995, **B356**:175
- 19 GE Ling-Xiao, ZHUO Yi-Zhong, Norenberg W. *Nucl. Phys.*, 1986, **A459**:77
- 20 Chabanat E, Bonche P et al. *Nucl. Phys.*, 1997, **A627**:710—746
- 21 Vidana I, Bombaci I. *Phys. Rev.*, 2002, **C66**:045801

Properties of Spin Polarized Isospin Asymmetric Nuclear Matter *

LI Zeng-Hua¹⁾ ZUO Wei LIU Jian-Ye GUO Wen-Jun

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

Abstract In this paper, we calculate the properties of the spin polarized isospin asymmetric nuclear matter by employing the Skyrme effective interaction with two sets of parameters SKM* and SIII, giving the equation of the state and the ratio $\frac{\det(1/\chi)}{\det(1/\chi_r)}$ which is shown as a function of the density for several values of the asymmetry parameter β . It is shown within the Skyrme-Hartree-Fock framework that there is the ferromagnetic phase transition in the isospin asymmetric nuclear matter at some density, above which the nuclear matter becomes stable against spin fluctuation, and the critical density for the ferromagnetic transition decreases with increasing the asymmetry parameter. In addition, we also compare the phenomenological Skyrme model with microcosmic BHF (Brueckner-Hartree-Fock) theory with respect to the phase transition.

Key words Skyrme effective interaction, spin polarization, nuclear matter, equation of state, magnetic susceptibility

Received 10 December 2002

* Supported by One Hundred Persons Project of the Chinese Academy of Sciences, Major State Basic Research Development Program (G2000077400), Major Subject of the Chinese Academy of Sciences (KJ92-SW-N02), The Important Pre-research Project of the Ministry of Science and Technology (2002CCB00200) of China and The Key Project of National Natural Science Foundation of China (10235030)

1) E-mail: zhli@ns.lzb.ac.cn