

三体核力重排效应对核物质中单核子平均场的贡献*

左维^{1;1)} 罗培燕^{1,2} 李保安^{1,3} 陈继延⁴ Lombardo U⁵

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)

3 (Department of Chemistry and Physics, Arkansas State University, USA)

4 (兰州大学物理与技术学院 兰州 730000)

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

摘要 在微观多体Brueckner-Hartree-Fock理论框架内,实现了三体核力对核物质中单核子势的重排贡献的计算,研究了三体核力重排贡献对单核子平均势场的动量相关性和密度依赖性的影响.另外,还计算了核物质中核子的有效质量并着重讨论了三体核力重排效应的影响.结果表明:三体核力对单核子势的重排贡献具有排斥性,而且三体核力的重排效应随动量和密度的增加而迅速增强;在高密度和高动量区域这一排斥贡献具有很强的动量相关性并起到了减弱单核子势吸引性和增强单核子势动量相关性的重要作用,有助于澄清非相对论性BHF平均势场在高密度和高动量区域吸引力过强和动量相关性过弱的问题.

关键词 三体核力 重排贡献 Brueckner-Hartree-Fock方法 单核子势 动量和密度相关性 重离子碰撞

1 引言

中高能重离子物理的主要目的之一是通过重离子碰撞提取有关核物质状态方程和性质的知识^[1].有关核物质状态方程的研究不仅是原子核物理的一个基本课题,而且对于理解天体物理中许多问题(如超新星爆炸,新生中子星结构及热力学演化等)有重要作用^[2].实际上,致密核物质状态方程是中子星结构模型的基本输入量,对中子星结构和演化性质的理论预言起着决定性作用^[2].随着加速器技术的发展,为在实验室内产生远离正常密度的核物质状态提供了有利条件.由于通过重离子碰撞不能直接测量核物质状态方程,因此需要利用输运理论模型(如BUU, QMD等)对重离子碰撞过程进行理论模拟并与实验观测量加以比较来间接获得有关核物质性质的信息^[3].核物质中核子感受到的平均势场是从理论上利用输运理论模型模拟重离子碰撞动力学过程的基本输入量

之一^[3],是将核物质状态方程与实验观测量相联系的关键物理量.研究表明中高能重离子碰撞动力学过程以及横向集体流、微分流和平衡能等物理观测量均对单核子平均势场的密度依赖性和动量相关性非常敏感^[4].因而从现实核力出发,利用微观多体理论方法较为精确地确定核物质中单核子平均场的密度和动量相关性并应用于重离子碰撞动力学模拟就显得相当重要.在文献[5]中, Bombaci等利用微观多体Brueckner-Hartree-Fock (BHF)理论方法计算了核物质中单核子势并讨论了其同位旋依赖性.在文献[6—8]中,利用扩展的BHF理论方法,研究了核物质中基态关联效应对核子感受到的单核子势场及其动量相关性的影响,结果表明:基态关联所导致的对BHF单核子势的修正具有较强的排斥性,其主要特征是在费米面以下低动量区域有明显贡献,但在费米面以上高动量区域迅速减小并接近于零.在文献[9]中, Danielewicz利用中高能重离子碰撞中的椭圆流实验数据提取了核子光学势随

2005-11-11 收稿

* 国家自然科学基金(10575119, 10235030, 10175082), 中科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(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委创新群体项目资助

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

密度和动量变化的唯象参数化形式, 并指出非相对论多体微观BHF光学势在高密度和高动量区域吸引力过强且动量相关性过弱. 考虑基态关联效应并不能明显改善高动量区域BHF光学势与Danielewicz的唯象光学势的符合程度. 众所周知, 从两体现实核力出发, 非相对论多体BHF理论不能正确预言核物质的经验饱和点位置^[10]. 为了正确预言经验的核物质饱和性质, 需要考虑相对论效应^[11]或引进三体核力^[12, 13]. 研究表明^[14]: 在BHF计算中引入三体核力将大大改善对核物质饱和点性质的理论预言. 文献[15]中, 我们在扩展的BHF理论框架内研究了微观三体核力对核物质中单核子势的影响, 发现三体核力对单核子势的贡献具有排斥性, 能在一定程度上减弱高密度区域单核子势的吸引力. 然而, 在上述研究中^[15], 没有考虑三体核力的重排项效应对单核子性质的贡献. 为了在BHF理论框架内引入三体核力的贡献, 需要通过第3个核子自由度作平均将三体核力约化为一个密度依赖的等效两体核力^[12-16], 这一密度依赖性会导致对单核子平均势场的重排(rearrangement)贡献^[17]. 因此, 为了在非相对论BHF理论框架内合理地预言核物质中核子的平均场并应用于中高能重离子碰撞理论研究, 不仅要考虑三体核力对单核子势的最低阶BHF贡献, 还应考虑三体核力的重排效应. 本文的目的就是在微观BHF理论框架内实现微观三体核力对单核子平均势场的重排贡献的计算, 并进一步研究三体核力重排贡献的密度依赖性和动量相关性. 结果表明: 三体核力重排效应对单核子平均场的贡献具有排斥性, 这一额外的排斥贡献具有较强的动量和密度相关性, 而且随核物质密度和核子动量的增大而迅速增强.

2 理论模型

2.1 Brueckner-Hartree-Fock方法

采用微观多体BHF方法计算核物质中核子所感受到的单核子势场. BHF方法的基本出发点是有效相互作用 G 矩阵. G 矩阵满足Bethe-Goldstone (BG)方程^[18]

$$G(\rho, \omega) = v_{\text{NN}} + v_{\text{NN}} \sum_{k_1 k_2} \frac{|k_1 k_2\rangle Q(k_1, k_2) \langle k_1 k_2|}{\omega - \varepsilon(k_1) - \varepsilon(k_2) + i\eta} G(\rho, \omega), \quad (1)$$

其中 v_{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; ω 是起始能量; $k \equiv (\mathbf{k}, \sigma, \tau)$ 表示单核子动量, 自旋和同位旋第三分量; ρ 表示核子数密度. G 矩阵可以被看作核介质中两核子间的有效相互作用.

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. $n(k) = \theta(k_{\text{F}} - k)$ 表示零温下费米分布函数. 能量分母中的BHF单粒子能量定义为 $\varepsilon(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + U_{\text{bhf}}(k)$, 其中 $U_{\text{bhf}}(k)$ 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^[6, 18]. 通常对辅助势有两种选择: 一是间断选择(gap choice); 另一种是连续选择(continuous choice). 研究表明在连续选择下, 空穴线展开的收敛速度要快得多^[19]. 计算中采用了连续选择, 在这种选择下, 辅助势具有最低阶BHF单核子平均场的物理意义^[20], 由反对称化 G 矩阵的实部给出, 即

$$U_{\text{bhf}}(k) = \sum_{k'} n(k') \text{Re} \langle kk' | G[\varepsilon(k) + \varepsilon(k')] | kk' \rangle_A. \quad (2)$$

2.2 微观三体核力和有效三体核力

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[12]中论述. 这一微观三体核力模型中的参数(包括介子相互作用常数, 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(本文采用完全的Argonne V_{18} 势^[21]作为微观两体现实核力)来确定, 具体数值已在文献[14]中给出. 为了避免求解三体Bethe-Faddeev问题, 通常采用的方法是通过第三个核子自由度作平均从而将三体核力约化为一个密度相关的等效两体核力(详见文献[12]中对这一方法合理性的论述). 这一等效两体核力由下式给出

$$V_3^{\text{eff}}(\mathbf{r}'_1, \mathbf{r}'_2 | \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{1}{4} \text{Tr} \sum_n \int d\mathbf{r}_3 d\mathbf{r}'_3 \phi_n^*(\mathbf{r}'_3) \times \\ [1 - \eta(r'_{13})][1 - \eta(r'_{23})] W_3(\mathbf{r}'_1, \mathbf{r}'_2, \mathbf{r}'_3 | \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3) \times \\ [1 - \eta(r_{13})][1 - \eta(r_{23})] \phi_n(\mathbf{r}_3), \quad (3)$$

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方程迭代求解过程每一步, 都必须重新自洽地计算关联函数和等效核力 V_3^{eff} ^[14]. 因此, 通过BHF自洽迭代过程, 上述等效两体核力中正确计及了与第三个核子间的关联效应. 在BHF近似下, 对于具有给定核子数密度的核物质, 通过自洽求解方程(1), (2)和(3), 可以得到相

应的 G 矩阵,进而由 G 矩阵可计算出核物质中核子所感受到的平均势场.值得注意的是,等效核力 V_3^{eff} 依赖于核物质密度,正是由于这一密度依赖性导致了核介质中三体核力对单核子平均势场的重排贡献.

2.3 单核子平均势场中三体核力的重排贡献

在Brueckner理论框架内,核物质中单核子势可由核物质势能对单核子动量分布的泛函变分给出^[17],即

$$U(k) = \frac{\delta E_V}{\delta n_k} = \sum_{k_1} n_{k_1} \langle k k_1 | G | k k_1 \rangle_A + \frac{1}{2} \sum_{k_1, k_2} n_{k_1} n_{k_2} \left\langle k_1 k_2 \left| \frac{\delta G}{\delta n_k} \right| k_1 k_2 \right\rangle, \quad (4)$$

(4)式表明:核子在核物质中感受到的真实的平均势场不仅包含BHF近似下单核子势的最低阶贡献 $U_{\text{bhf}}(k) \equiv \sum_{k_1} n_{k_1} \langle k k_1 | G | k k_1 \rangle_A$,而且包含由于有效相互作用 G 矩阵对于核子动量分布的泛函依赖所导致的高阶修正.如果不考虑三体核力,则 G 矩阵对于核子动量分布的泛函依赖来自于BG方程中的Pauli算子和能量分母;当在BHF框架内引入三体核力时,单核子势的高阶修正中还将包含由于三体核力向等效二体核力约化所带来的重排贡献.利用BG方程,经过一些算符演算,可以得到(4)式中泛函微商 $\delta G/\delta n_k$ 的表达式:

$$\frac{\delta G}{\delta n_k} = \frac{\delta V_3^{\text{eff}}}{\delta n_k} + G \frac{Q}{e} \frac{\delta V_3^{\text{eff}}}{\delta n_k} + \frac{\delta V_3^{\text{eff}}}{\delta n_k} \frac{Q}{e} G + G \frac{Q}{e} \frac{\delta V_3^{\text{eff}}}{\delta n_k} \frac{Q}{e} G + G \frac{\delta(Q/e)}{\delta n_k} G, \quad (5)$$

其中等式右边前4项来源于有效三体核力 V_3^{eff} 的密度依赖性,即在BHF理论框架内三体核力带来的重排贡献 U_{tbf} ;而第5项则是由于有效相互作用 G 矩阵通过Pauli算子 Q 和能量分母对于核子动量分布的泛函依赖所导致的对单核子势的高阶修正 U_{cor} ,反映了基态关联对单核子性质的影响和由于多体关联导致的核子数占据情况对于费米分布的偏离所带来的对最低阶BHF平均场的高阶修正^[6-8].在三体核力的重排贡献中,第1项起主导作用;而其他3项均包含由费米海内空穴态向费米面之上粒子态两核子跃迁的相互作用矩阵元,因而远小于第1项的贡献.为了说明这一点,以第2项为例,给出其在动量表象中具体表达式:

$$\frac{1}{2} \sum_{k_1, k_2; k'_1, k'_2} n_{k_1} n_{k_2} \frac{(1-n_{k'_1})(1-n_{k'_2})}{e(k'_1, k'_2)} \times \langle k_1 k_2 | G | k'_1 k'_2 \rangle \left\langle k'_1 k'_2 \left| \frac{\delta V_3^{\text{eff}}}{\delta n_k} \right| k_1 k_2 \right\rangle_A.$$

显然,在矩阵元 $\langle k_1 k_2 | G | k'_1 k'_2 \rangle$ 中,单核子态 k_1 和 k_2 被限制在费米海内,均为空穴态;而单核子态 k'_1 和 k'_2 被限制在费米面之上,均为粒子态.综上所述,在三体核力的重排贡献 $U_{\text{tbf}}(k)$ 中,可以略去后3项,即

$$U_{\text{tbf}}(k) \approx \frac{1}{2} \sum_{k_1, k_2} n_{k_1} n_{k_2} \left\langle k_1 k_2 \left| \frac{\delta V_3^{\text{eff}}}{\delta n_k} \right| k_1 k_2 \right\rangle_A. \quad (6)$$

3 计算结果及讨论

在图1中给出了密度分别为 $\rho=0.085, 0.17, 0.34$ 和 0.5fm^{-3} 的核物质中,三体核力对单核子势场的重排贡献 $U_{\text{tbf}}(k)$ 随核子动量的变化关系.从图中可以看出:三体核力对单核子势的重排贡献 U_{tbf} 具有排斥性,而且随密度和动量的增加而增大.当密度较低($\rho=0.085\text{fm}^{-3}$)时,重排贡献 U_{tbf} 很小,随动量增加而增大的速度也很慢;随着密度的增大,三体核力的重排效应增强, U_{tbf} 迅速增大;当密度较高($\rho=0.5\text{fm}^{-3}$)时,重排贡献 U_{tbf} 具有很强的动量相关性,且随动量增加迅速增大.上述结果是容易理解的:三体核力反映了一种介质效应,其重要性及其密度依赖性随核子数密度的增加而迅速增强^[22].另外,三体核力重排效应本身也是一种介质效应,这进一步加快了三体核力重排贡献及其动量相关性随密度而增强的速度.

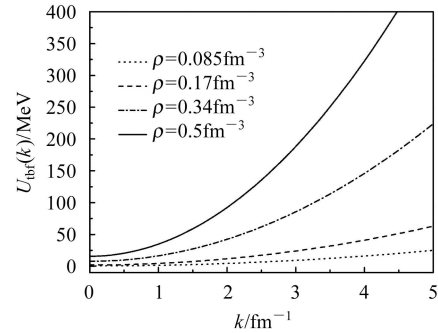


图1 密度分别为 $\rho=0.085, 0.17, 0.34$ 和 0.5fm^{-3} 时,三体核力对核物质单核子势的重排贡献 U_{tbf} 随动量的变化关系

为了更清楚地说明三体核力重排效应对单核子势的重要性,图2给出了3种不同情况下单核子势随动量变化的关系.图中结果表明:当不考虑三体核力时,单核子势的吸引力最强,而且在我们所考虑的密度范围内单核子势阱深度(即核子动量 $k=0$ 时,单核子势的值)随密度升高单调增加;三体核力对单核子势的贡献具有排斥性,如果仅考虑三体核力的最低阶BHF贡献而不考虑三体核力的重排效应,则单核子势的吸引力将有所减弱,三体核力对单核子势的最低阶BHF贡献在低密度区域($\rho < 0.17\text{fm}^{-3}$)几乎可以忽

略; 三体核力的重排效应则在更大的程度上进一步减弱了单核子势的吸引性, 特别是在高动量区域, 三体核力的重排贡献起主导作用并远大于三体核力的最低阶BHF贡献, 而且三体核力的重排贡献大大增强了单核子势的动量相关性. 另外, 通过比较不同密度下的结果还可以看到三体核力的最低阶BHF贡献和重排贡献均随核子数密度的增加而增大, 而且三体核力重排贡献随密度增大的速度明显大于其最低阶BHF贡献. 由图中结果还可以看出: 当密度足够高时, 三体核力对单核子势的贡献还将导致单核子势阱深度随密度变化关系的翻转. 例如, 当不考虑三体核力时, 密度为 $\rho=0.5\text{fm}^{-3}$ 的核物质中单核子势阱要比密度为 $\rho=0.34\text{fm}^{-3}$ 的核物质中的单核子势阱深; 而当考虑了三体核力的贡献后, 密度为 $\rho=0.5\text{fm}^{-3}$ 的核物质中单核子势阱变得比密度为 $\rho=0.34\text{fm}^{-3}$ 的核物质中单核子势阱浅.

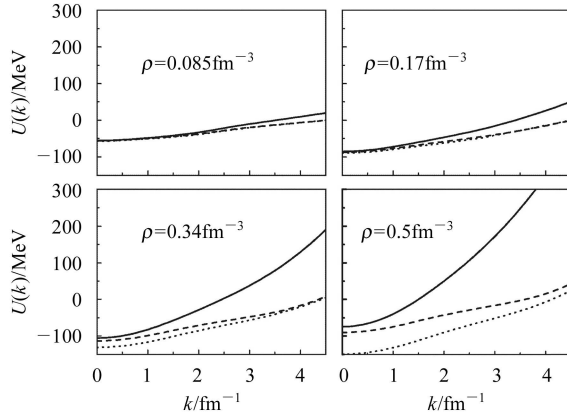


图2 密度分别为 $\rho=0.085, 0.17, 0.34$ 和 0.5fm^{-3} 时, 3种不同情况下, 核物质单核子平均势场随核子动量的变化关系

..... 不考虑三体核力; -----考虑三体核力对单核子势的最低阶BHF贡献但不考虑三体核力的重排贡献; ——同时考虑三体核力的最低阶BHF贡献和重排贡献.

为了进一步讨论三体核力重排效应对单核子势动量相关性的影响, 在图3中给出了核子有效质量随动量的变化关系. 核子有效质量定义为^[6]:

$$\frac{m^*(k)}{m} = \frac{k}{m} \left[\frac{de(k)}{dk} \right]^{-1}, \quad (7)$$

其中 $e(k) \equiv \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + U(k)$ 为单核子能量. 核子有效质量是描述单核子势动量相关性强弱的基本物理量, 反映了单核子势的非定域性. 核子有效质量越小则表明单核子势的动量相关性越强. 由图3可以看到: 无论是否考虑三体核力的重排贡献, 核子的有效质量均随

密度的增大而减小, 这表明随着核物质密度的增大单核子势的动量相关性增强. 三体核力的重排贡献在整个动量范围导致核子有效质量减小, 即导致单核子势的动量相关性增强. 随着核子动量的增大, 三体核力重排贡献对有效质量的影响略有增强. 当密度较小($\rho=0.085\text{fm}^{-3}$)时, 三体核力的重排效应很小; 随着密度的增大, 三体核力重排贡献对核子有效质量的影响越来越强; 在经验的核物质饱和密度 $\rho=0.17\text{fm}^{-3}$ 处, 三体核力的重排效应对核子有效质量的影响已变得相当明显; 当核物质密度达到 $\rho=0.5\text{fm}^{-3}$ 时, 三体核力的重排贡献使核子有效质量降低约40%左右.

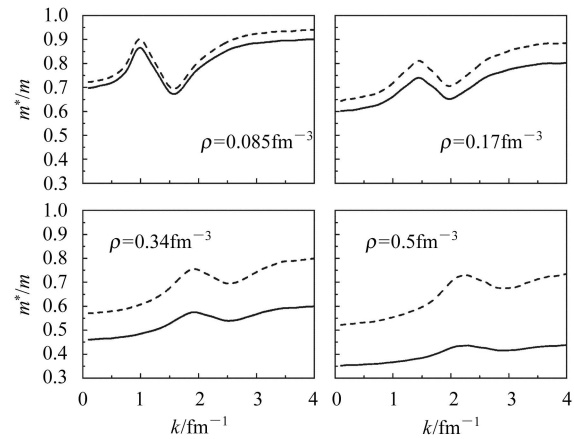


图3 密度分别为 $\rho=0.085, 0.17, 0.34$ 和 0.5fm^{-3} 时, 核物质中核子有效质量随核子动量的变化关系

----- 不考虑三体核力的重排贡献; —— 考虑三体核力的重排贡献.

核子的有效质量(单核子势的动量相关性)对重离子碰撞中的集体流和平衡能等物理观测量均有显著影响. 在中高能重离子碰撞中, 中心反应区的最大密度可达到2—3倍的正常核物质密度, 因此核物质中核子有效质量的密度依赖关系的可靠性对于提取有关核物质状态方程的信息相当重要. 为了更清楚地显示三体核力重排效应对核子有效质量密度依赖性的影响, 图4给出了费米动量处核子有效质量 $m_F^*/m \equiv m^*(k_F)/m$ 随密度的变化关系. 由图4可以看到: 无论是否考虑三体核力的重排贡献, 核子有效质量均随密度增大而减小. 三体核力重排贡献的作用是导致核子有效质量的减小, 而且三体核力重排效应随密度增大迅速增强, 结果大大加快了核子有效质量随密度升高而降低的速度, 也就是说三体核力重排效应增强了核子有效质量对密度的依赖性.

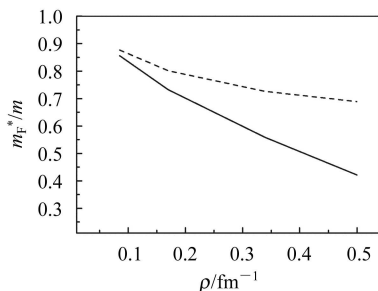


图4 费米面处核子有效质量随密度的变化关系
 ----- 不考虑三体核力的重排贡献; —— 考虑三体核力的重排贡献.

4 总结

在微观多体BHF理论框架内, 实现了单核子势中微观三体核力重排贡献的计算, 并仔细研究不同密度下三体核力重排贡献对单核子势及其动量相关性的影响, 还进一步计算了核物质中核子有效质量并着重讨论和分析了三体核力重排效应的影响. 结果表明: 1) 三体核力对单核子势的重排贡献具有排斥性, 而且三体核力的重排效应随核子数密度和核子动量的增大

迅速增强, 在高密度和高动量区域大大减弱了单核子势的吸引力, 因而能够在很大程度上澄清最低阶非相对论性BHF平均势场在高密度和高动量区域吸引力过强和动量相关性过弱的问题; 2) 三体核力的重排贡献显著大于三体核力的最低阶BHF贡献, 特别是当密度和动量较高时, 三体核力对单核子势及其动量相关性的影响主要由三体核力的重排贡献所决定; 3) 三体核力的重排贡献具有很强的动量相关性, 而且其动量相关性随密度升高而迅速增强; 4) 三体核力重排效应对核子有效质量有明显影响, 其结果是导致核子有效质量减小; 5) 三体核力对核子有效质量的影响随密度增加迅速增强, 结果大大加快了核子有效质量随密度增大而减小的速度. 由于在中高能重离子碰撞中, 最大压缩密度可达到2—3倍的核物质饱和密度, 因而我们的研究结果显示出为了在BHF理论框架内合理预言可应用于中高能重离子碰撞理论模型的微观单核子势, 仅仅考虑三体核力对单核子势的最低阶BHF贡献是不够的, 还必须考虑核介质中三体核力的重排效应对单核子势及其动量相关性的贡献. 将得到的包含三体核力重排贡献的单核子势加以参数化并进一步应用于重离子碰撞理论模型是我们下一步的工作.

参考文献(References)

- Danielewicz P, Lacey R, Lynch W G. *Science*, 2002, **298**: 1592
- Bethe H A. *Rev. Mod. Phys.*, 1990, **62**: 801; Prakash M et al. *Phys. Rep.*, 1997, **280**: 1; Pons H A et al. *Astron. Astrophys. J.*, 1999, **513**: 780; Strobel K, Sohaab C, Weigel M K. *Astron. Astrophys.*, 1999, **350**: 497; Marranghello G F, Vasconcellos C A Z, Dilling M. *Int. J. Mod. Phys.*, 2002, **E11**: 83
- Bertsch G F, Gupta S D. *Phys. Rep.*, 1988, **160**: 189
- Gale C, Bertsch G, Gupta S D. *Phys. Rev.*, 1987, **C35**: 1666; LI B A, Sustich T. *Phys. Rev. Lett.*, 1999, **25**: 5004; Westfall G D et al. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, **71**: 1986
- Bombaci I, Lombardo U. *Phys. Rev.*, 1991, **C44**: 1892
- Jeukenne J P, Lejeune A, Mahaux C. *Phys. Rep.*, 1976, **25C**: 83
- Baldo M et al. *Phys. Lett.*, 1988, **B209**: 135; Baldo M et al. *Phys. Rev.*, 1990, **C41**: 1748
- ZUO W, Lombardo U, Schulze H J. *Phys. Lett.*, 1998, **B432**: 241; ZUO W, Bombaci I, Lombardo U. *Phys. Rev.*, 1999, **C60**: 024605; ZUO W, Lombardo U, LI Z H et al. *HEP & NP*, 2002, **26**: 703 (in Chinese) (左维, Lombardo U, 李增花等. *高能物理与核物理*, 2002, **26**: 703)
- Danielewicz P. *Nucl. Phys.*, 2000, **A673**: 375
- Coestor et al. *Phys. Rev.*, 1970, **C1**: 765
- Fuchs C. *Lect. Notes. Phys.*, 2004, **641**: 119
- Grangé P et al. *Phys. Rev.*, 1989, **C40**: 1040
- Baldo M, Bombaci I, Burgio G F. *Astron. Astrophys.*, 1997, **328**: 274
- ZUO W, Lejeune A, Lombardo U et al. *Nucl. Phys.*, 2002, **A706**: 418; ZUO W, Lombardo U. *HEP & NP*, 2002, **26**: 1134 (in Chinese) (左维, Lombardo U. *高能物理与核物理*, 2002, **26**: 1134)
- ZUO W, Lombardo U, LIU J Y et al. *HEP & NP*, 2003, **27**: 585 (in Chinese) (左维, Lombardo U, 刘建业等. *高能物理与核物理*, 2003, **27**: 585)
- Baldo M. *Nuclear Methods and the Nuclear Equation of State*. Singapore: World Scientific, 1999. 1
- Ring P, Schuck P. *The Nuclear Many-Body Problem*. New York: Springer-Verlag, 1980
- Day B D. *Rev. Mod. Phys.*, 1967, **39**: 719; 1978, **50**: 495
- SONG H Q, Baldo M, Giansiracusa G et al. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, **81**: 1584
- Sartor R. *Nuclear Methods and the Nuclear Equation of State*. Ed Baldo M. Singapore: World Scientific, 1999. 275
- Wiringa R B, Stoks V G J, Schiavilla R. *Phys. Rev.*, 1995, **C51**: 28
- Machleidt R. *Adv. Nucl. Phys.*, 1989, **19**: 189

Three-Body Force Rearrangement Contribution to Single Nucleon Potential in Nuclear Matter^{*}

ZUO Wei^{1;1)} LUO Pei-Yan^{1,2} LI Bao-An^{1,3} CHEN Ji-Yan⁴ Lombardo U⁵

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

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

3 (Department of Chemistry and Physics, Arkansas State University, USA)

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

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

Abstract Within the framework of microscopic Brueckner-Hartree-Fock, the contribution of the three-body force (TBF) rearrangement to the single nucleon potential is calculated. The TBF rearrangement effects on the momentum and the density dependence of the single nucleon potential are investigated. The influence of the TBF rearrangement on the effective mass of nucleon is also discussed. It is shown that the rearrangement contribution of TBF is repulsive and momentum-dependent. The TBF rearrangement effect and its momentum dependence increase rapidly as increasing density and momentum. At high densities and high momenta, the repulsive rearrangement contribution reduces strongly the attraction of the single nucleon potential and enhances considerably the momentum dependence of the single nucleon potential.

Key words three-body force, rearrangement contribution, Brueckner-Hartree-Fock approach, single nucleon potential, momentum and density dependence, heavy ion collisions

Received 11 November 2005

^{*} Supported by National Natural Science Foundation of China (10575119, 10235030, 10175082), Knowledge Innovation Project of Chinese Academy of Sciences (KJCX2-SW-N02), Major State Basic Research Development Program (G2000077400), Important Pre-research Project of Ministry of Science and Technology of China (2002CCB00200) and the Innovation Research Group Project of National Natural Science Foundation of China

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