



评述

原子核协变密度泛函理论及其应用专辑

非对称核物质中的中子 - 质子对关联

尚新乐*

中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000

* 联系人, E-mail: shangxinle@impcas.ac.cn

收稿日期: 2015-07-01; 接受日期: 2015-08-14; 网络出版日期: 2015-12-15

国家自然科学基金资助项目 (批准号: 11347151, 11435014, 11175219)

摘要 n - p 对关联的准确知识对于核物理及天体物理的相关研究非常重要, 然而, 当前对核物质超流性的准确认识仍有许多问题. 基于此, 我们总结了影响非对称核物质 n - p 对关联的两个因素, 能隙的方向依赖性以及 n - n , p - p , n - p 三种 Cooper 对的耦合. 能隙的方向依赖性可以在一定程度上缓解非对称度对 n - p 对关联的抑制. 同时, 当考虑能隙的方向依赖性时, FFLO 态的 Cooper 对动量在空间的取向不再是简并的, 会劈裂成两种超流态, 并且会在较大的非对称度范围存在. 另一方面, n - n , p - p , n - p 三种 Cooper 对的共存非对称核物质中是可以发生的, 并且当 n - p 对相互作用远强于 n - n 对相互作用时, n - n 对, p - p 对的存在也会缓解非对称度对 n - p 对的抑制.

关键词 非对称核物质, 超流性, BCS 理论

PACS: 21.65.Cd, 26.60.-c, 74.20.Fg

1 引言

中子 - 质子 (n - p) 对关联在描述 $N \simeq Z$ 有限核的结构^[1,2]及对称核物质的性质时^[3,4]起着重要的作用. 在有限核领域, 近期的⁹²Pd 的实验发现了一些 n - p 对关联的迹象^[5], 激发了人们对于 n - p 对关联研究的新兴趣^[6,7]. 同时在天体核物理领域, 包含 K 介子凝聚的核子星模型中允许 n - p 对关联的存在, 其存在会对星体的冷却与转动动力学产生重要影响^[8]. 另外, n - p 对关联具有一个特殊的性质, 即随着核物质密度的降低, 可以发生从 n - p Cooper 对到氦核核凝聚体的转变 (BCS-BEC Crossover). 这种性质有可能是

中低能重粒子碰撞中氦核高产额的一种解释^[4], 最近也有人用其讨论超新星表层稀疏核物质中氦核的形成^[9,10]. 虽然当前有人从原子核奇偶质量差中提取质子中子相互作用并用在相关研究中^[11,12], 但 n - p 对的有效对相互作用尚无法从实验上直接提取, 一种尝试的方法是从多体理论出发获取非对称核物质的 n - p 超流性信息^[13,14], 进而提取有效的对相互作用^[15]. 然而, 由于对核力认识的匮乏以及多体问题的复杂, 目前非对称核物质超流性的计算仍有较大的不确定.

核物质系统是具有强相互作用的复杂多体系统, 作为最低阶的近似, 核子间的对关联可以认为是处在

引用格式: 尚新乐. 非对称核物质中的中子 - 质子对关联. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2016, 46: 012020

Shang X L. Neutron-proton pair correlations in asymmetric nuclear matter (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2016, 46: 012020, doi: 10.1360/SSPMA2015-00339

平均场中的准粒子之间的配对. 但这对于准确计算非对称核物质的超流性是远远不够的, 还需要考虑其他核子影响, 即介质效应. 介质效应体现在两个方面, 一是介质对准粒子强度修正 (自能效应), 二是介质对相互作用的屏蔽效应. 事实上, 非对称核物质中屏蔽效应和自能效应对超流性有很重要的影响 [16, 17].

另一个影响非对称核物质中 n-p 对关联的因素是非对称度 $\alpha = (\rho_n - \rho_p)/(\rho_n + \rho_p)$. 在非对称核物质中, 由于质子与中子的费米面不同 (费米面差异 $\delta\mu$), 在平均费米面处二者之间的配对被抑制 (由于质子在此相空间区域的缺失), 同时这部分相空间区域 n-p 对关联对超流性贡献很大, 因此, n-p 对关联被非对称度强烈压制. 一种可能的缓解机制是, 配对发生在 $\mathbf{k} + \mathbf{Q}$ 与 $-\mathbf{k} + \mathbf{Q}$ 的两粒子之间, 这相当于质子与中子的费米球发生一定的相对移动, 这种移动使得质子与中子的费米面在某一方向上有一定接触, 从而增强了此区域的 n-p 配对. 这种超流态被称为 FFLO 态, 最早由 Fulde, Ferrell, Larkin 和 Ovchinnikov 在研究在强磁场中的超导态时提出 [18, 19]. 另一种可能的机制是, 质子与中子的费米面分别发生一定程度的形变, 这种形变可以使得二者的费米面在某些方向上有一定的交叠, 从而增强这些区域 n-p 配对的概率. 这种超流态被称为 DFS 态 (Deformed Fermi Surfaces [20]). 这两种超流态在非对称核物质的超流性计算中都有研究 [21, 22], 但在这些研究中都忽略了能隙的方向依赖性, 采用了角平均近似. 然而, 质子与中子间的对关联主要是由 3SD_1 及 3D_2 分波的长程吸引作用引起的, 而这两个分波都包含有非 S 波的成分, 因此, 能隙在动量空间并不是各向同性的, 而是与配对的两粒子间相对动量的空间取向有关系, 准粒子谱也是各向异性的. 我们最近的工作表明在研究非对称核物质的 n-p 对关联时需要考虑能隙的方向依赖性 [23, 24], 当考虑能隙的方向依赖性时, 准粒子谱的各向异性可以缓解非对称度对超流性的抑制.

此外, 虽然中子-中子 (n-n) 对、中子-质子 (n-p) 对、质子-质子 (p-p) 对不可能共存于对称核物质中, 但是在非对称核物质中, 这三种 Cooper 对是有可能共存的. 并且非对称核物质中 n-n 对、p-p 对的存在会在一定条件对 n-p 对产生重要影响.

本文主要从能隙的方向依赖性及 n-n, p-p, n-p 三

种 Cooper 对的共存这两个方面简述它们对非对称核物质中 n-p 对关联的影响,

2 能隙的方向依赖性对 n-p 对关联的影响

2.1 角度依赖的能隙方程与 ADG 态

在非对称核物质中, 当密度较低时 (核物质饱和密度附近及以下), 同位旋单态的 3SD_1 分波在吸引势中占主导地位, 这使得我们可以只考虑 3SD_1 分波的能隙, 这时能隙可以按照以下方式展开

$$\Delta_{\sigma_1, \sigma_2}(\mathbf{k}) = \sum_{l, m_j} \left\langle \frac{1}{2} \sigma_1, \frac{1}{2} \sigma_2 \mid 1 \sigma_1 + \sigma_2 \right\rangle \times \langle 1 \sigma_1 + \sigma_2, l m_l \mid 1 m_j \rangle Y_l^{m_l}(\hat{\mathbf{k}}) \Delta_l^{m_j}(k), \quad (1)$$

其中 $Y_l^{m_l}(\hat{\mathbf{k}})$ 是单位向量 $\hat{\mathbf{k}} \equiv \mathbf{k}/k$ 的球谐函数, m_j 和 m_l 分别是 Cooper 对总角动量 $j = 1$ 和轨道角动量 $l = 0, 2$ 的投影. l 有两个取值, m_j 有三个取值, 故 $\Delta_l^{m_j}(k)$ 应该有 6 个分量, 实际上核力对于不同 m_j 是简并的, 因而我们可以只考虑 $m_j = 0$ 的情况 (轴对称解). 这时角度 ($\hat{\mathbf{k}} \equiv \mathbf{k}/k$ 的方位角) 依赖的能隙 (Angle-Dependent Gap (ADG)) 方程 [23] 为

$$\begin{pmatrix} \Delta_0 \\ \Delta_2 \end{pmatrix}(k) = \frac{-1}{\pi} \int d\mathbf{k}' k'^2 \begin{pmatrix} V^{00} & V^{02} \\ V^{20} & V^{22} \end{pmatrix}(k, k') \times \int d\Omega_{\mathbf{k}'} \frac{1 - f(E_{\mathbf{k}'}^+) - f(E_{\mathbf{k}'}^-)}{\sqrt{\xi_{\mathbf{k}'}^2 + D^2(k', \theta)}} \times \begin{pmatrix} f(\theta) & g(\theta) \\ g(\theta) & h(\theta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta_0 \\ \Delta_2 \end{pmatrix}(k'), \quad (2)$$

其中

$$D^2(k, \theta) = \Delta_0^2(k) + \sqrt{2} \Delta_0(k) \Delta_2(k) [3 \cos^2 \theta - 1] + \Delta_2^2(k) \left[\frac{3 \cos^2 \theta + 1}{2} \right], \quad (3)$$

以及

$$\begin{aligned} f(\theta) &= \frac{1}{4\pi}, \\ g(\theta) &= \frac{\sqrt{2}}{8\pi} (3 \cos^2 \theta - 1), \\ h(\theta) &= \frac{1}{8\pi} (3 \cos^2 \theta + 1), \end{aligned} \quad (4)$$

而 $V^{00}, V^{02}, V^{20}, V^{22}$ 分别是 T, S, I 表象下 NN 相互作用矩阵元. $f(E)$ 是费米分布, $E_k^\pm = \sqrt{\xi_k^2 + D^2(k, \theta)} \pm \delta\epsilon_k$ 是准粒子能谱, 其中 $\xi_k \equiv \frac{1}{2}(\epsilon_k^p + \epsilon_k^n)$, $\delta\epsilon_k \equiv \frac{1}{2}(\epsilon_k^p - \epsilon_k^n)$, 而 $\epsilon_k^{(n,p)}$ 是中子或质子的单粒子能谱.

如果做角平均近似 (Angle-Averaged Gap (AAG))

$$\begin{aligned} D^2(k, \theta) &\rightarrow d^2(k) = \frac{1}{4\pi} \int d\Omega_k D^2(k, \theta) \\ &= \Delta_0^2(k) + \Delta_2^2(k), \end{aligned} \quad (5)$$

能隙方程 (2) 和文献 [25, 26] 一致. 在零温时, 如果采用角平均近似, 那么在质子中子平均费米面附近相空间的配对被禁止, 但是对于 ADG, 在平均费米面处的部分相空间 $(0, \theta_1) \cup (\pi, \pi - \theta_1)$ (其中 $\cos^2 \theta_1 = \frac{\delta\mu^2 - \Delta_0^2(k_F) + \sqrt{2}\Delta_0(k_F)\Delta_2(k_F) - \Delta_2^2(k_F)/2}}{3\sqrt{2}\Delta_0(k_F)\Delta_2(k_F) + 3\Delta_2^2(k_F)/2}}$) 配对可以发生, 因而能隙的方向依赖性可以在一定程度上缓解非对称度的影响 [23].

本文侧重于能隙的方向依赖性对非对称核物质超流性的影响, 因此, 为了简化计算, 我们采用自由的粒子谱, 同时采用裸的相互作用, 这样得到的能隙值会偏大, 但得到的结果具有普遍意义. 在本文的计算

中, 我们采取 Av18 势作为对相互作用.

图 1 给出了计算得到的, 在不同温度下, 超流态与正常态的自由能之差 δF 随非对称度 α 的变化. 蓝色的实线代表考虑能隙的方向依赖性 (ADG) 的结果, 而红色的虚线代表采用角平均近似 (AAG) 的结果, 其中的温度用 $\beta^{-1} = k_B T$ 表示. 在低温下, 当非对称度较大时, ADG 对应的自由能更低些, 这是因为 ADG 的对能隙值较大, 对能较大, 在这种情况下, ADG 的结果优于 AAG 的结果. 实际上, 当温度较低时, 质子与中子的费米面是劈裂的, 如果考虑能隙的方向依赖性, 在平均费米面处的某些方向上, $\delta\mu$ 的影响会被能隙的方向依赖性减削弱. 随着温度的升高, 质子与中子的费米面都会有一定程度弥散, 二者的费米面有一定交叠, 因而能隙的方向依赖性就显得不太重要了.

图 2 给出了在温度为 $\beta^{-1} = 0.5$ MeV 时, 不同核物质密度下, 超流态与正常态的自由能之差 δF 随非对称度 α 的变化. 蓝色的实线代表考虑能隙的方向依赖性 (ADG) 的结果, 而红色的虚线代表采用角平均近似 (AAG) 的结果. 在低密度下, 考虑能隙的方向依赖性与采取角平均近似的结果很相近, 随着密度

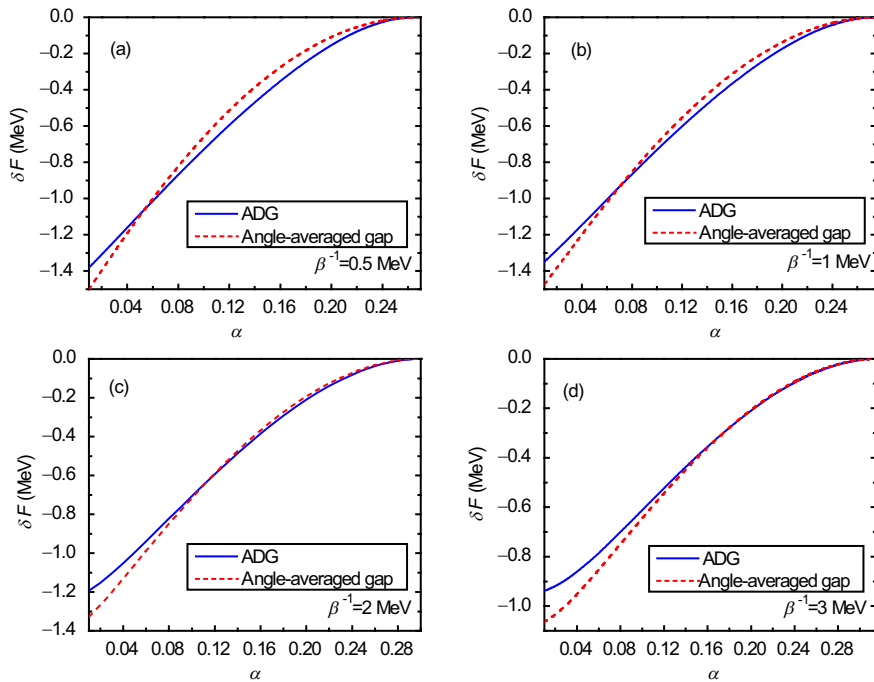


图 1 (网络版彩图) 不同温度下, ADG 与 AAG 的 δF 随非对称度 α 的变化 (取自文献 [23])

Figure 1 (Color online) The difference of the free energy between the superconducting and the normal states δF of ADG state and AAG state as a function of the isospin asymmetry α for different temperatures (from ref. [23]).

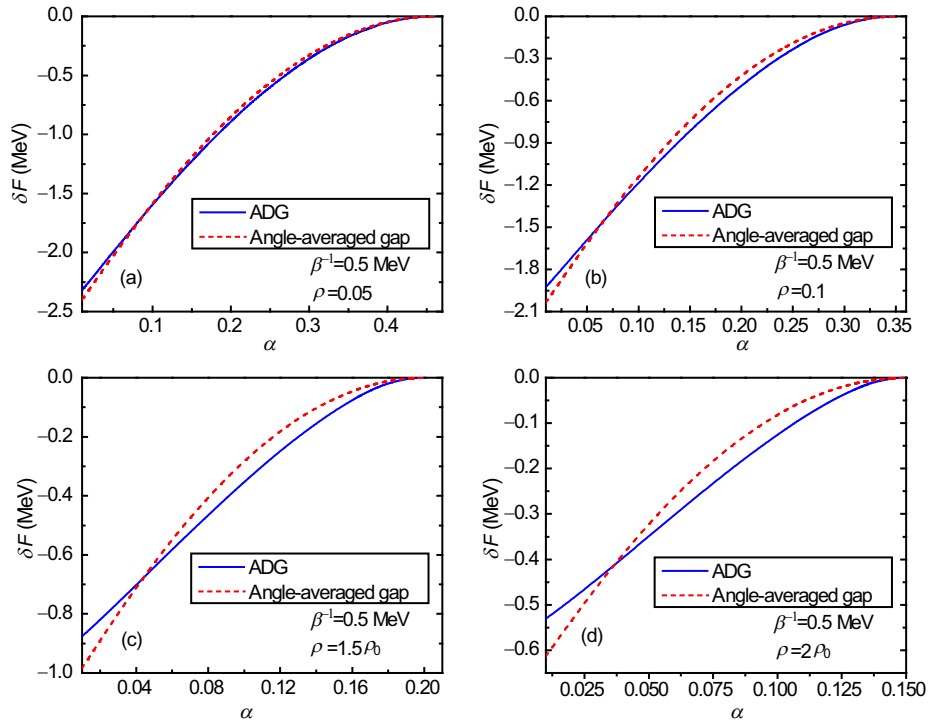


图2 (网络版彩图) 不同密度下, ADG 与 AAG 的 δF 随非对称度 α 的变化 (取自文献 [23])

Figure 2 (Color online) The difference of the free energy between the superconducting and the normal states δF of ADG state and AAG state as a function of the isospin asymmetry α for different densities (from ref. [23]).

的增大, 能隙的方向依赖性的影响显现出来。

由于能隙的方向依赖性, 质子与中子的费米球会发生一定程度的形变, 这种形变使得在平均费米面附近的某些方向上 n-p 配对成为可能, 从而缓解非对称度对非对称核物质 n-p 超流性的抑制。当核物质密度较高时, 平均费米面附近的态密度也较大, 此时平均费米面附近粒子的配对对超流性贡献更为重要, 很小的费米面差异 $\delta\mu$ 就可能强烈抑制超流性, 因此 ADG 的缓解作用在低温高密度的情况下才显得较为重要。另外, 虽然 DFS 态与 ADG 超流态的准粒子谱都是方向依赖的, 但二者的机制是不同的。在 DFS 态中, 准粒子谱的各向异性是由质子与中子费米面的形变引起的, 而在 ADG 的构型中, 非中心的对相互作用导致了能隙的方向依赖性, 进而导致了准粒子谱的各向异性。

2.2 考虑 ADG 时的 FFLO 态

FFLO 态和 ADG 态都可以在一定程度上缓解费米面的劈裂 $\delta\mu$ 对非对称核物质超流性的抑制。因此,

在前文讨论的基础上, 可以同时将 FFLO 态的机制也考虑进来。FFLO 态机制实际就是配对发生在动量为 $\mathbf{k} + \mathbf{Q}$ 与 $-\mathbf{k} + \mathbf{Q}$ 的两粒子之间。因此, 在质子与中子的单粒子谱中直接将对动量 (FFLO 态机制) 引入进来 [24], 则单粒子谱的对称部分与反对称部分分别为

$$\xi_{\mathbf{k}} \equiv \frac{k^2}{2m} + \frac{Q^2}{2m} - \mu, \quad \delta\epsilon_{\mathbf{k}} \equiv \delta\mu - \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{Q}}{2m}. \quad (6)$$

这里 $\mu = (\mu^{(n)} + \mu^{(p)})/2$ 和 $\delta\mu = (\mu^{(n)} - \mu^{(p)})/2$ 分别是平均费米面与费米面的差异, $\mathbf{k}$ 和 $2\mathbf{Q}$ 分别是配对两粒子的相对动量和总动量。而形式 $\frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{Q}}{2m}$ 是 FFLO 态机制的关键, 直观上可以看出它可以在某一方向上直接抵消 $\delta\mu$ 的影响。

在一般情况下, $\delta\epsilon_{\mathbf{k}}$ 可以展开成 $\mathbf{k}$ 与 $\mathbf{Q}$ 方位角的函数,

$$\begin{aligned} \delta\epsilon_{\mathbf{k}} &= \delta\mu - \frac{\mathbf{k}' \cdot \mathbf{Q}}{2m} = \delta\mu - \frac{k'Q}{2m} \cos(\widehat{\mathbf{k}'\mathbf{Q}}) \\ &= \delta\mu - \frac{k'Q}{2m} [\sin\theta_0 \sin\theta \cos(\varphi - \varphi_0)] \end{aligned}$$

$$+ \cos \theta_0 \cos \theta], \quad (7)$$

其中 (θ_0, φ_0) 为对动量的方位角. 由于在能隙方程中最终要对 φ 做 $(0, 2\pi)$ 积分, 因此, 总可以通过一个特殊选择的角度坐标系消除 φ_0 , 也即取对动量的取向为 $(\theta_0, \varphi_0 = 0)$. 与上节一致, 我们只考虑轴对称能隙的方向依赖性, 也即 $m_j = 0$, 这时 θ_0 实际上代表了对动量取向与 ADG 对称轴的夹角. 准粒子谱为

$$E_k^\pm = \sqrt{\xi_k^2 + D^2(k, \theta, Q, \theta_0)} \pm [\delta\mu - \frac{k'Q}{2m}(\sin \theta_0 \sin \theta \cos \varphi + \cos \theta_0 \cos \theta)]. \quad (8)$$

用上式及其中的对称部分替换能隙方程 (2) 式的相应部分, 即得考虑能隙方向依赖性的 FFLO 态 (FFLO-ADG)Gap 方程.

我们在图 3 中给出了选定非对称度下, 超流态与正常态自由能之差 δf 随对动量大小 Q 及取向 θ_0 的变化, 其中 δf_{00} 是对称情况下 $Q = 0$ 时的 δf . 图

(a), (b), (c) 和 (d) 分别对应非对称度 $\alpha = 0.15, 0.25, 0.30$ 和 0.40 , 核物质密度为饱和密度 $\rho = \rho_0 = 0.17^{-3}$ 以及温度为 $\beta^{-1} = 0.5$ MeV. 图 (a) 显示, 当非对称度 $\alpha = 0.15$ 时, δf 只有一个局部极小值对应于 $\theta_0 = \frac{\pi}{2}$, 也即对动量 Q 与 ADG 对称轴垂直的情况, 我们称作 FFLO-ADG-Orthogonal 态. 在图 d 中也只有一个局部极小值, 对应于 $\theta_0 = 0$, 即对动量 Q 与 ADG 对称轴平行的情况, 我们称作 FFLO-ADG-Parallel 态. 图 (b) 与图 (c) 显示, 在适当的非对称度下, FFLO-ADG-Orthogonal 态和 FFLO-ADG-Parallel 态都是局部稳定的, 但 FFLO-ADG-Orthogonal 态在较低的非对称度下更稳定, 而 FFLO-ADG-Parallel 态在较高的非对称度下更稳定.

实际上我们的计算表明, 对于任意的非对称度, δf 的极小值或者对应 $\theta_0 = \frac{\pi}{2}$ 或者对应 $\theta_0 = 0$, 即对动量只有两种取向分别对应 FFLO-ADG-Orthogonal 态和 FFLO-ADG-Parallel 态. 图 4 展示了 δf 的局部极小值随 α 的变化, 为了比较, ADG 态 ($Q = 0$) 的结果也展示在图中. FFLO-ADG-Orthogonal 态存在于低非

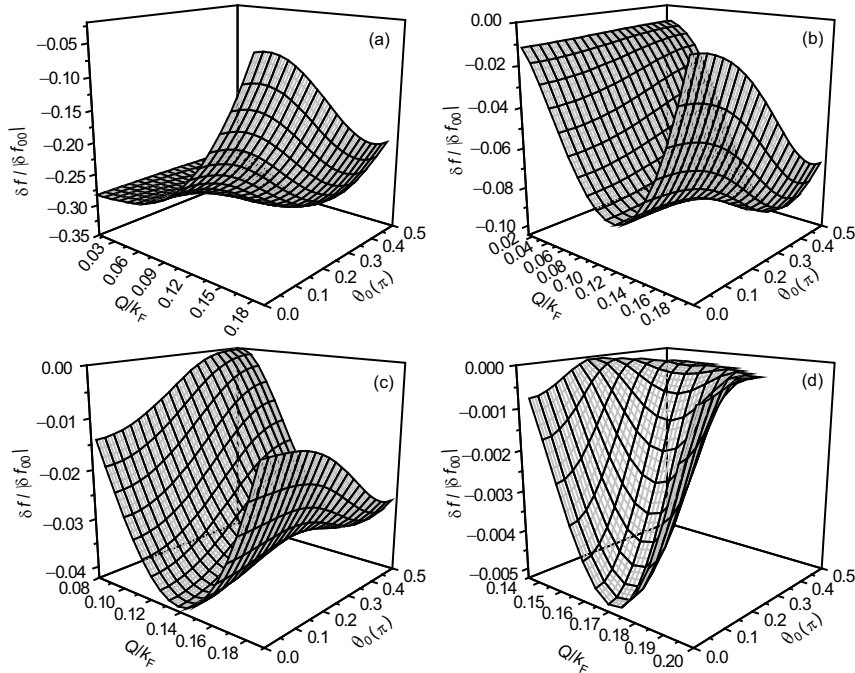


图 3 不同非对称度下, 超流态与正常态自由能之差 δf 随对动量大小 Q 及取向 θ_0 的变化. 图 (a), (b), (c) 和 (d) 分别对应非对称度 $\alpha = 0.15, 0.25, 0.30$ 和 0.40 (取自文献 [24])

Figure 3 The difference between the free energy of the normal and the superconducting state δf as a function of Q and θ_0 . Figures (a), (b), (c), and (d) are related to the selected isospin asymmetry $\alpha = 0.15, 0.25, 0.30, 0.40$, respectively (from ref. [24]).

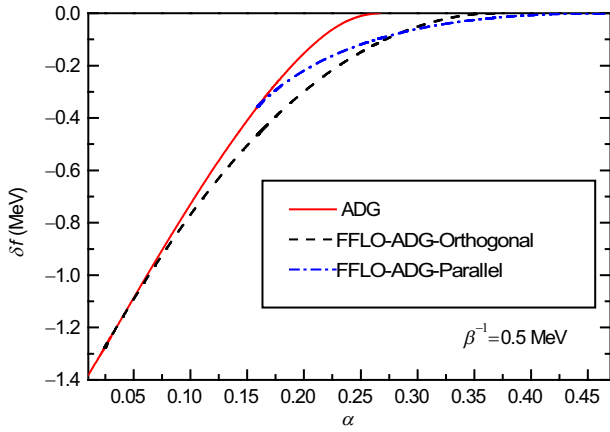


图4 (网络版彩图) δf 随非对称度 α 变化的相图 (取自文献 [24])

Figure 4 (Color online) The phase diagram as a function of asymmetry α (from ref. [24]).

对称度区域, 而 FFLO-ADG-Parallel 态存在于高非对称度区域. 当非对称度较小时, $\delta\mu$ 也小, ADG 构型中的质子与中子费米球的形变足以补偿 $\delta\mu$, 此时, 沿着 ADG 对称轴方向的两种费米球的相对移动反而可能会消减平均费米面附近配对的相空间, 因此 FFLO-ADG-Parallel 态不能存在于低非对称度. 然而在低非对称度下, 沿着垂直于 ADG 对称轴方向的对动量, 可能会增强 $(\theta = 0, \varphi = 0)$, $(\theta = \pi, \varphi = 0)$ 和 $(\theta = \frac{\pi}{2}, \varphi = 0)$ 附近区域的配对, 这即是 FFLO-ADG-Orthogonal 态在低非对称度下更稳定的原因. 当非对称度足够大时, ADG 构型下的质子与中子费米球的形变不能保证 $(\theta = 0, \varphi = 0)$ 和 $(\theta = \pi, \varphi = 0)$ 附近区域的配对时, 沿着 ADG 对称轴方向的对动量有可能促进 $(\theta = 0, \varphi = 0)$ 附近区域的配对, 因此, 在高非对称度下, FFLO-ADG-Parallel 态更稳定.

3 n-n, p-p, n-p 三种 Cooper 对共存对 n-p 对关联的影响

当考虑 n-n, p-p, n-p 三种 Cooper 对共存时, 其 Nambu-Gorkov 传播子为

$$G =$$

$$\begin{pmatrix} i\omega_v - \varepsilon_n & 0 & \Delta_{np} & \Delta_{nn} \\ 0 & i\omega_v - \varepsilon_p & \Delta_{pp} & -\Delta_{np} \\ \Delta_{np} & \Delta_{pp} & i\omega_v + \varepsilon_p & 0 \\ \Delta_{nn} & -\Delta_{np} & 0 & i\omega_v + \varepsilon_n \end{pmatrix}^{-1}, \quad (9)$$

其中 $\omega_v = (2v+1)\pi T$, v 是整数, $\varepsilon_{n/p}$ 是中子/质子的单粒子能谱. 系统的热力学势为

$$\Omega = -\frac{2\Delta_{np}^2}{g_{np}} - \frac{\Delta_{nn}^2}{g_{nn}} - \frac{\Delta_{pp}^2}{g_{pp}} + \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \times \{\varepsilon_n + \varepsilon_p - \sum_{i=\pm} [E^i + 2T \ln(1 + \exp(-E^i/T))]\}, \quad (10)$$

其中 $E^\pm = \sqrt{\varepsilon_\pm \pm \sqrt{\varepsilon_\pm^4 + \varepsilon_\Delta^4}}$, $\varepsilon_\Delta^4 = \Delta_{np}^2[(\varepsilon_n - \varepsilon_p)^2 + (\Delta_{nn} - \Delta_{pp})^2]$ 以及 $2\varepsilon_\pm^2 = \varepsilon_n^2 + \Delta_{nn}^2 + \Delta_{np}^2 \pm (\varepsilon_p^2 + \Delta_{pp}^2 + \Delta_{pn}^2)$. 而 g_{nn} , g_{np} , g_{pp} 分别为 n-n, n-p, p-p 对的有效对相互作用强度. 本文里我们采用由 Gorrido 等人 [27] 发展的密度依赖的点相互作用形式

$$g = V_0 \left[1 - \eta \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma \right]. \quad (11)$$

我们依据文献 [17, 28] 中 Av18 加平均场的能隙数据拟合出一组参数, 即对于 n-n 对 (p-p 对), $E_c = 80$ MeV, $V_0 = -410$ MeV, $\eta = 0.8563$, $\gamma = 0.4815$, 对于 n-p 对 $E_c = 80$ MeV, $V_0 = -504$ MeV, $\eta = 0.5379$, $\gamma = 0.5792$, 并作为本节计算 n-p 对关联的有效对相互作用.

对于给定的非对称度及密度, 可以由方程组

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Omega}{\partial \Delta_{nn}} &= 0, \quad \frac{\partial \Omega}{\partial \Delta_{np}} = 0, \quad \frac{\partial \Omega}{\partial \Delta_{pp}} = 0, \\ \rho_n &= \frac{\partial \Omega}{\partial \mu_n}, \quad \rho_p = \frac{\partial \Omega}{\partial \mu_p} \end{aligned} \quad (12)$$

确定求解. 根据前面拟合得到的对相互作用参数进行计算, 结果如图 5 所示. 实线对应 n-n, n-p, p-p 三种 Cooper 对共存时三种对能隙的值, 虚线代表不考虑 n-p 对时的 n-n, p-p 对能隙值. 这里我们取核物质密度 $\rho = 0.068 \text{ fm}^{-3}$, 此密度刚好对应 n-p 对能隙的最大值 (文献 [28] 中采用 Av18 加平均场的计算结果), 也是本节中采用的参数组对应的 n-p 对能隙最大值的密度. 当 $\alpha = 0$ 时, n-n, n-p, p-p 三种 Cooper 对不会共存, 哪种类型的对相互作用强, 就只存在哪一种类

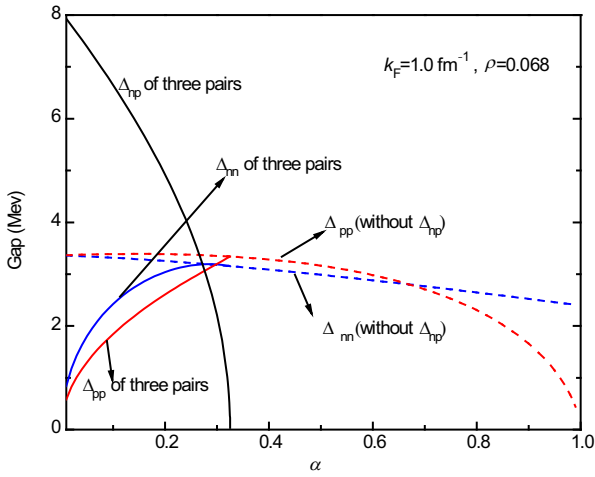


图 5 (网络版彩图) 不同情况下能隙随非对称度的变化. 实线对应 n-n, n-p, p-p 三种 Cooper 对共存时三种对能隙的值, 虚线代表不考虑 n-p 对时的 n-n 对和 p-p 对

Figure 5 (Color online) Δ as a function of asymmetry α for different case. The solid lines are related to the coexistence of n-n, n-p, p-p Cooper pairs. While the dashed lines correspond to n-n, p-p Cooper pairs without n-p pair.

型的 Cooper 对. 而当 $\alpha \neq 0$, 如果 n-p 对相互作用较强, 那么可以允许同时存在 n-n, p-p, n-p 对.

由于 n-p 对与 n-n 对的真实对作用强度并不是很清楚, 我们固定 n-n 对作用强度同时调整 n-p 作用强度, 其结果展示在图 6 中. 从图上可以看出, 如果 g_{np}/g_{nn} 较大时, n-n 对及 p-p 对不仅可以与 n-p 对存在非对称核物质中共存, 而且 n-n 对及 p-p 对的存在会缓解非对称度的 n-p 对关联的抑制. 然而, 如果 g_{np}/g_{nn} 较小, n-n 对及 p-p 对的存在对 n-p 对是不利的, 它们的存在会在一定程度上抑制 n-p 对. 另外, 如果 $g_{np}/g_{nn} \sim 1$, n-n 对及 p-p 对的存在会强烈地压制 n-p 对, 很小的非对称度都使得 n-p 对迅速衰减.

在非对称核物质中, 如果 n-p 对相互作用远强于 n-n 对相互作用, n-n 及 p-p Cooper 对的存在会使得质子与中子费米面发生一定程度的弥散, 原本劈裂的质子和中子费米面会有一定的交叠, 从而会增强 n-p 对关联. 这里 n-n 与 p-p 对的存在有点像温度效应一样. 但是, 如果 n-p 对相互作用强度与 n-n 对相互作用强度接近, n-p 对就会与 n-n 对竞争, 争取在平均费米面附近的配对机率. 最后如果 n-p 对相互作用与 n-n 对

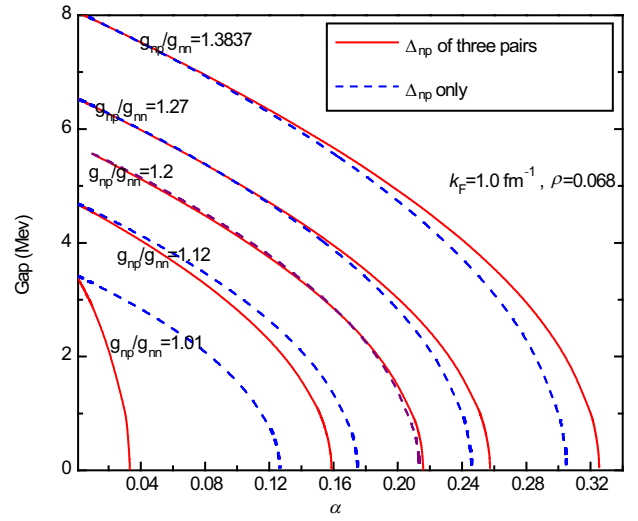


图 6 (网络版彩图) 不同作用强度下 n-p 对能隙随非对称度的变化. 实线对应 n-n, n-p, p-p 三种 Cooper 对共存时 n-p 对能隙的值, 虚线代表不考虑 n-n 对和 p-p 对时的 n-p 对能隙

Figure 6 (Color online) Δ as a function of asymmetry α for different n-p pairing interaction strength. The solid lines are related to the coexistence of n-n, n-p, p-p Cooper pairs. While the dashed lines correspond to n-p Cooper pair without n-n, p-p Cooper pairs.

相互作用相当, 非对称度对 n-p 对有抑制作用, 而对 n-n 对及 p-p 对并没有影响, 相反, 平均费米面附近的粒子更容易形成 n-n 对或者 p-p 对, 因此很小的非对称度都会使得 n-p 对消失.

4 总结

本文我们主要回顾了能隙的方向依赖性对非对称核物质 n-p 对关联的影响, 其可以在一程度上增强系统的超流性, 尤其是在低温高密的情况下. 同时, 当考虑能隙的方向依赖性时, FFLO 态的 Cooper 对动量在空间的取向不再是简并的, 但只有两个取向是局部稳定的, 分别对应 FFLO-ADG-Orthogonal 态与 FFLO-ADG-Parallel 态. FFLO-ADG-Orthogonal 态在低非对称度下更稳定, 而 FFLO-ADG-Orthogonal 态则在高非对称度下更稳定. 随着非对称度 α 的变大, FFLO-ADG-Orthogonal 态会发生向 FFLO-ADG-Parallel 态的一级相变. 此外, 我们还尝试性地讨论了 n-n, p-p, n-p 三种 Cooper 对耦合的可能性, 及其对 n-p 对关联的影响. 三种对是否会共存与各自的对力强度

有直接关系, 当 n - p 对关联强度较大时, 三种对的耦合是可以发生在非对称核物质中, 而且它们之间的耦合也会缓解 $\delta\mu$ 对 n - p 对关联的影响. 这些对于我们重新认识非对称核物质的超流基态都具有重要意义.

参考文献

- 1 Goodman A L. Proton-neutron pairing in $Z = N$ nuclei with $A=76-96$. *Phys Rev C*, 1999, 60: 014311, and references therein
- 2 Röpke G, Schnell A, Schuck P, et al. Isospin singlet (pn) pairing and quartetting contribution to the binding energy of nuclei. *Phys Rev C*, 2000, 61: 024306
- 3 Alm Th, Friman B L, Röpke G, et al. Pairing instability in hot asymmetric nuclear matter. *Nucl Phys A*, 1993, 551: 45–53
- 4 Baldo M, Lombardo U, Schuck P. Deuteron formation in expanding nuclear matter from a strong coupling BCS approach. *Phys Rev C*, 1995, 52: 975–985
- 5 Cederwall B, Ghazi M F, Bäck T, et al. Evidence for a spin-aligned neutron-proton paired phase from the level structure of ^{92}Pd . *Nature*, 2011, 469: 68–71
- 6 Frauendorf S, Macchiavelli A O. Overview of neutron-proton pairing. *Prog Part Nucl Phys*, 2014, 78: 24–90
- 7 Bai C L, Sagawa H, Sasano M, et al. Role of $T=0$ pairing in Gamow-Teller states in $N = Z$ nuclei. *Phys Lett B*, 2012, 719: 116–120
- 8 Brown G E, Bethe H A. A scenario for a large number of low-mass black holes in the galaxy. *Astrophys J*, 1994, 423: 659
- 9 Heckel S, Schneider P P, Sedrakian A. Light nuclei in supernova envelopes: A quasiparticle gas model. *Phys Rev C*, 2009, 80: 015805
- 10 Stein M, Huang X G, Sedrakian A, et al. Phase diagram of dilute nuclear matter: Unconventional pairing and the BCS-BEC crossover. *Phys Rev C*, 2012, 86: 062801
- 11 Gao Z C, Chen Y S. Enhancement of the n - p interaction in odd-odd nuclei. *Phys Rev C*, 1999, 59: 735–739
- 12 Fu G J, Jiang H, Zhao Y M, et al. Nuclear binding energies and empirical proton-neutron interactions. *Phys Rev C*, 2010, 82: 034304; Fu G J, Lei Y, Jiang H, et al. Description and evaluation of nuclear masses based on residual proton-neutron interactions. *Phys Rev C*, 2011, 84: 034311; Fu G J, Shen J J, Zhao Y M, et al. Regularities of proton-neutron interactions for nuclei in the sd shell. *Phys Rev C*, 2013, 87: 044309; Zhao Y M, Arima A. Nucleon-pair approximation to the nuclear shell model. *Phys Rep*, 2014, 545: 1–45
- 13 Lombardo U, Schulze H J. Superfluidity in neutron star matter, in physics of neutron star interiors. In: Blaschke D, Glendenning N K, Sedrakian A, eds. *Lecture Notes*. Berlin: Springer Verlag, 2001. 578: 30
- 14 Lombardo U, Shen C, Schulze H J, et al. Superfluid states of nuclear matter beyond the BCS approximation. *Int J Mod Phys E*, 2005, 14: 513–554
- 15 Garrido E, Sarriguren P, Moya de Guerra E, et al. Effective density-dependent pairing forces in the $T=1$ and $T=0$ channels. *Phys Rev C*, 1999, 60: 064312
- 16 Baldo M, Grasso A. Dispersive effects in neutron matter superfluidity. *Phys Lett B*, 2000, 485: 115–120
- 17 Shen C W, Lombardo U, Schuck P, et al. Screening effects on $1S_0$ pairing in neutron matter. *Phys Rev C*, 2003, 67: 061302(R)
- 18 Fulde P, Ferrell R A. Superconductivity in a strong spin-exchange field. *Phys Rev*, 1964, 135: A550–A563
- 19 Larkin A I, Ovchinnikov Y N. Inhomogeneous state of superconductors. *Zh Eksp Teor Fiz*, 1964, 47: 1136–1146 [translation, *Sov Phys JETP*, 1965, 20: 762–769]
- 20 Muther H, Sedrakian A. Spontaneous breaking of rotational symmetry in superconductors. *Phys Rev Lett*, 2002, 88: 252503
- 21 Sedrakian A. Spatially inhomogeneous condensate in asymmetric nuclear matter. *Phys Rev C*, 2001, 63: 025801
- 22 Muther H, Sedrakian A. Phases of asymmetric nuclear matter with broken space symmetries. *Phys Rev C*, 2003, 67: 015802
- 23 Shang X L, Zuo W. Angle-dependent gap state in asymmetric nuclear matter. *Phys Rev C*, 2013, 88: 025806
- 24 Shang X L, Wang P, Yin P, et al. FFLO state with angle-dependent gap in asymmetric nuclear matter. *J Phys G-Nucl Part Phys*, 2015, 42: 055105
- 25 Baldo M, Bombaci I, Lombardo U. Nuclear matter superfluidity in the S - D channel. *Phys Lett B*, 1992, 283: 8–12
- 26 Sedrakian A, Lombardo U. Thermodynamics of a n - p condensate in asymmetric nuclear matter. *Phys Rev Lett*, 2000, 84: 602–605
- 27 Garrido E, Sarriguren P, Moya E, et al. Effective density-dependent pairing forces in the $T=1$ and $T=0$ channels. *Phys Rev C*, 1999, 60: 064312; Garrido E, Sarriguren P, Moya E, et al. Nuclear pairing in the $T=0$ channel reexamined. *Phys Rev C*, 2001, 63: 037304
- 28 Baldo M, Lombardo U, Schulze H J, et al. Self-energy effects on isospin singlet pairing in nuclear matter. *Phys Rev C*, 2002, 66: 054304

Neutron-proton pair correlations in asymmetric nuclear matter

SHANG XinLe*

Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China

Neutron-proton pair correlations are potentially important in related research of nuclear physics and astrophysics. However, there are still many problems to understand the superfluidity of the nuclear matter accurately. Accordingly, we summarize the influences of the angle dependence of the pairing gap and the coupling of the neutron-neutron, neutron-proton, proton-proton Cooper pairs on the n-p pair correlations in asymmetric nuclear matter. The angle dependence of the pairing gap can reduce the suppression by the isospin asymmetry. Meanwhile, the FFLO state is nondegenerate for the orientations of the Cooper pair momentum by considering the angle dependence of the pairing gap. The superconducting state then splits into two branches. And the critical isospin asymmetry α_c , where the superfluid vanishes, is enhanced largely by considering the Cooper pair momentum with the angle dependence of the pairing gap. Moreover, the coexistence of the neutron-neutron, neutron-proton, proton-proton Cooper pairs in the asymmetric nuclear matter is possible. If the pairing interaction of n-p pair correlations is much stronger than that of n-n pair correlations, the existences of n-n and p-p pair correlations can also reduce the suppression by the isospin asymmetry.

asymmetric nuclear matter, superfluidity, BCS theory

PACS: 21.65.Cd, 26.60.-c, 74.20.Fg

doi: 10.1360/SSPMA2015-00339