

相对论 Hartree 近似下的 Landau 参量, 巨单极和巨四极态

朱超原 邱锡钧

(中国科学院上海原子核研究所)

摘 要

使用 QHD-I 的相对论核场论模型,在含有真空涨落修正的 Hartree 近似下研究核系统 Fermi 液体中 Landau 参量的变化及其可压缩性,研究巨单极与巨四极共振态的激发能. 将结果与平均场结果进行比较,发现在高密度时, Landau 参量 F_0 有所压低, F_1 有所抬高. 巨单极与巨四极态的激发能都有所压低,较平均场结果更靠近实验值.

引 言

在交换 σ 介子和 ω 介子的 QHD-I 的相对论核场论模型中, Walecka^[1] 提出了用介子凝聚的平均场方法来讨论核的静态特性,如结合能、饱和密度等. 在总结性的文章^[2]中,这种方法不仅用于研究无限核物质,而且对有限核的能级,核子密度分布,有效质量及电荷做了详细的研究. 特别是 $l \cdot s$ 耦合在这一模型中^[3]也得到了定量的解决. 非相对论 Landau 的 Fermi 液体理论也被扩展到相对论^[4]核系统 Fermi 液体理论,从微观导出 Landau 参量,并用于研究系统的可压缩性,对称能,动力学声速,以及巨共振^[5]. 相对论核场论在核物理领域中已广泛加以应用,其理解核结构的方式大大不同于通常的非相对论模型^[6,2].

本文的目的是研究当加入真空涨落修正时,讨论 Landau 参量,可压缩性,以及巨单极和巨四极共振态的激发能变化. 核物质的结合能与饱和密度的真空涨落修正通过介子耦合常数,核子有效质量的改变达到^[7]. 我们将真空涨落修正的效应直接添入到平均场中,用 Lorentz 变换与非相对论理论中的 Scaling 坐标^[8,9]方法讨论巨共振的激发能,并将结果与平均场的结果进行比较.

在第一节中我们简单介绍真空涨落修正怎样加到平均场中,第二节讨论真空涨落修正对 Landau 参量的影响,第三节讨论真空涨落修正对巨单极与巨四极态激发能的影响,最后一节给出本文的总结.

一、相对论 Hartree 近似

由 Walecka 的 QHD-I^[2] 模型, 含有 σ 介子场 ϕ , ω 介子场 v_μ 和核子场 ψ 的 Lagrange 密度由

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(x) = & \bar{\psi}[\gamma_\mu(i\partial^\mu - g_v v^\mu) - (M - g_s \phi)]\psi \\ & + \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - m_s^2 \phi^2) - \frac{1}{4}(\partial_\mu v_\nu - \partial_\nu v_\mu)^2 \\ & + \frac{1}{2}m_v^2 v_\mu v^\mu + \text{Counterterms}, \end{aligned} \quad (1)$$

给出, 其中 g_s, g_v, m_s, m_v 分别是 σ 和 ω 介子的耦合常数与质量, M 是核子质量. 当我们采用不同近似来给出实验上核物质的饱和密度、结合能时, 介子耦合常数将不同. 抵消项是为了重整化的目的引入. 使用该拉氏量, 我们研究 A 个核子组成的对称核物质.

在含有真空涨落修正下的 Hartree 近似中^[7], 系统的能量密度^[4,5]为

$$\begin{aligned} E = & \frac{1}{2} \frac{g_v^2}{m_v^2} n_B^2 + \frac{1}{2} m_v^2 V^2 + \frac{1}{2} \frac{m_s^2}{g_s^2} (M^* - M)^2 \\ & + \sum_{P\sigma} n_P \sqrt{P'^2 + M^{*2}} + \Delta E_v(M^*), \end{aligned} \quad (2)$$

其中 n_P 为准粒子分布函数, 在质心系中 $n_P(0) = \theta(P_F - |P|)$, 该式中的核场和介子场等为

$$\psi(x) = \frac{1}{\sqrt{\Omega}} \sum_{P\sigma} \left(\frac{E_{P'}^* + M^*}{2 E_{P'}^*} \right)^{1/2} \left(\frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{P}'}{E_{P'}^* + M^*} \right) \chi_\sigma e^{-i x \cdot P} C_{P\sigma}, \quad (3)$$

$$\phi = \frac{g_s}{m_s} \langle 0 | \bar{\psi}(x) \psi(x) | 0 \rangle, \quad (4)$$

$$v_\mu = \frac{g_v}{m_v^2} \langle 0 | \bar{\psi} \gamma_\mu \psi | 0 \rangle = \left(\mathbf{V}, \frac{g_v}{m_v^2} n_B \right), \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \Delta E_v(M^*) = & -\frac{1}{4\pi^2} \left[M^{*2} \ln \left(\frac{M^*}{M} \right) + M^3 (M - M^*) - \frac{7}{2} M^2 (M - M^*)^2 \right. \\ & \left. + \frac{13}{3} M (M - M^*)^3 - \frac{25}{12} (M - M^*)^4 \right], \end{aligned} \quad (6)$$

其中 Ω 表系统的体积, χ_σ 是同位旋二分量子量, $|0\rangle$ 是基态, 核子有效量 M^* 及其它为:

$$E_{P'}^* = (P'^2 + M^{*2})^{1/2}, \quad (7)$$

$$\mathbf{P}' = \mathbf{P} - g_v \mathbf{V}, \quad (8)$$

$$P_0 = E_{P'}^* + \left(\frac{g_v}{m_v} \right)^2 \langle 0 | \psi^\dagger(x) \psi(x) | 0 \rangle, \quad (9)$$

$$M^* = M - \left(\frac{g_s}{m_s} \right)^2 \langle 0 | \bar{\psi}(x) \psi(x) | 0 \rangle + \Delta M_v(M^*), \quad (10)$$

$$\text{其中 } \Delta M_\nu = \frac{g_s^2}{m_s^2 \pi^2} \left[M^{*3} \ln \left(\frac{M^*}{M} \right) - M^2 (M^* - M) - \frac{5}{2} M (M^* - M)^2 - \frac{11}{6} (M^* - M)^3 \right]. \quad (11)$$

在方程(2)和(10)中的 ΔE_ν 和 ΔM_ν , 表示真空涨落对平均场的修正. 我们将讨论这一修正对 Landau 参量, 巨共振的激发能的影响.

二、Hartree 近似下的 Landau 参量

遵循 Landau 的描述, 能量密度 E 关于 $n_{\mathbf{P}}$ 的一级变分定义准粒子能量 $\epsilon_{\mathbf{P}}$, 二级变分定义准粒子的相互作用:

$$\delta E = \sum_{\mathbf{P}} \epsilon_{\mathbf{P}} \delta n_{\mathbf{P}}, \quad (12)$$

$$\delta \epsilon_{\mathbf{P}} = \sum_{\mathbf{P}_1} f_{\mathbf{P}\mathbf{P}_1} \delta n_{\mathbf{P}_1}, \quad (13)$$

使用方程(2)、(8)、(5)、(10), 我们得到.

$$\epsilon_{\mathbf{P}} = \frac{g_v^2}{m_v^2} n_B + \sqrt{\mathbf{P}^2 + M^{*2}}, \quad (14)$$

$$f_{\mathbf{P}\mathbf{P}_1} = \frac{g_s^2}{m_s^2} + \frac{M^*}{(\mathbf{P}^2 + M^{*2})^{1/2}} \frac{\partial M^*}{\partial n_{\mathbf{P}_1}} - \frac{g_v \mathbf{P}}{(\mathbf{P}^2 + M^{*2})^{1/2}} \cdot \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial n_{\mathbf{P}_1}}, \quad (15)$$

以上的方程推导中, 我们用了

$$\left(\frac{m_s}{g_s} \right)^2 \Delta M_\nu(M^*) + \frac{d}{dM^*} \Delta E_\nu(M^*) = 0, \quad (16)$$

正因为该方程, (14)和(15)方程形式上与参考文献[4]上一样. 但在 $\mathbf{V} = 0$ 的质心系中计算 $\frac{\partial M^*}{\partial n_{\mathbf{P}_1}}$, $\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial n_{\mathbf{P}_1}}$ 时, 我们有

$$\begin{aligned} \frac{\partial M^*}{\partial n_{\mathbf{P}}} &= -\frac{g_s^2}{m_s^2} \frac{M^*}{(\mathbf{P}^2 + M^{*2})^{1/2}} \left[1 - \frac{d}{dM^*} \Delta M_\nu(M^*) \right. \\ &\quad \left. + \frac{g_s^2}{m_s^2} \sum_{\mathbf{P}_1 \sigma} \frac{\mathbf{P}_1^2}{(\mathbf{P}_1^2 + M^{*2})^{3/2}} n_{\mathbf{P}_1} \right]^{-1}, \end{aligned} \quad (17)$$

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial n_{\mathbf{P}}} = \frac{g_v}{m_v^2} \frac{\mathbf{P}}{(\mathbf{P}^2 + M^{*2})^{1/2}} \left[1 + \frac{m_v^2}{g_v^2} \sum_{\mathbf{P}_1 \sigma} n_{\mathbf{P}_1} \frac{2/3 \mathbf{P}_1^2 + M^{*2}}{(\mathbf{P}_1^2 + M^{*2})^{3/2}} \right]^{-1}, \quad (18)$$

其中 $\frac{d}{dM^*} \Delta M_\nu$ 是真空涨落引起的修正. 遵循 Landau 参量的定义^[4],

$$f_\ell \equiv (2\ell + 1) \left[\frac{dQ}{4\pi} P_\ell(\cos \theta) f_{\mathbf{P}, \mathbf{P}_1} \right]_{|\mathbf{P}|=|\mathbf{P}_1|=K_F}. \quad (19)$$

使用方程 (15)、(17)、(18)和(19), 我们有

$$f_0 = \frac{g_s^2}{m_s^2} - \frac{g_s^2}{m_s^2} \left(\frac{M^*}{E_F} \right)^2 \left[1 - \frac{d}{dM^*} \Delta M_\nu + \frac{g_s^2}{m_s^2} \sum_{\mathbf{P} \sigma} n_{\mathbf{P}} \frac{\mathbf{P}^2}{(\mathbf{P}^2 + M^{*2})^{3/2}} \right]^{-1}, \quad (20)$$

$$f_l = -\frac{g_v^2}{m_v^2} \left(\frac{P_F}{E_F}\right)^2 \left[1 + \frac{m_v^2}{g_v^2} \sum_{P\sigma} \frac{\frac{2}{3} P^3 + M^{*2}}{(P^3 + M^{*2})^{3/2}} \right]^{-1}, \quad (21)$$

$$f_l = 0, \quad \text{当 } l \geq 2.$$

真空涨落修正不仅通过 $\frac{d}{dM^*} \Delta M_v(M^*)$ 进入方程(17)和(20). 我们知道无量纲常数

$C_s^2 = \frac{g_s^2}{m_s^2} M^2$, $C_v^2 = \frac{g_v^2}{m_v^2} M^2$ 是通过产生核物质的饱和特性 ($E/n_B - M = -15.75 \text{ MeV}$ 在 $P_F^0 = 1.42 \text{ fm}^{-1}$)^[10] 来决定的, 在平均场中

$$C_s^2 = 267.1, \quad C_v^2 = 195.9 \quad \left(\frac{M^*}{M} = 0.556 \text{ 在 } P_F^0 = 1.42 \text{ fm}^{-1}\right),$$

而考虑了真空涨落的修正时

$$C_s^2 = 183.3, \quad C_v^2 = 114.7 \quad \left(\frac{M^*}{M} = 0.718 \text{ 在 } P_F^0 = 1.42 \text{ fm}^{-1}\right),$$

这些参量的改变也将对 Landau 参量有影响.

通过计算在费米表面的相对论态密度

$$N_F = \sum_P \frac{\partial n_P}{\partial \epsilon_P} = \frac{\gamma P_F^2}{2\pi^2} \left(\frac{\partial P}{\partial \epsilon_P}\right)_{|P|=P_F} = \frac{\gamma P_F E_F}{2\pi^2}, \quad (22)$$

以上的 $E_F = \sqrt{P_F^2 + M^{*2}}$, γ 是简并因子(对称核物质 $\gamma = 4$, 纯中子核物质 $\gamma = 2$), 该方程的导出用到方程(16). 由(22), (21), (20) 方程我们得到无量纲的 Landau 参量

$$F_0 = N_F f_0, \quad (23)$$

$$F_1 = N_F f_1, \quad (24)$$

在图 1 中我们给出了 F_0 , F_1 做为 P_F 的函数图形, 并与平均场的结果进行比较, 发现在低密度时, 真空涨落修正不起作用, 而高密度时真空涨落修正使 F_0 有所压低, 使 F_1 有所抬高. 而平均场的精确度随密度增加而增加, 所以真空涨落修正对 Landau 参量是有意义的.

下面我们讨论真空涨落修正对可压缩性的影响, 由可压缩性定义

$$K = 9n_B \frac{\partial^2 E}{\partial n_B^2}, \quad (25)$$

使用方程(2), 考虑到质心系中 $\mathbf{V} = 0$ (因为 K 是在无重子流的条件下定义), $n_B = 4P_F^3/6\pi^2$ 得到

$$K = \frac{3P_F^2}{E_F} (1 + F_0). \quad (26)$$

以上推导也用到了方程(16), 正因为如此方程(26)

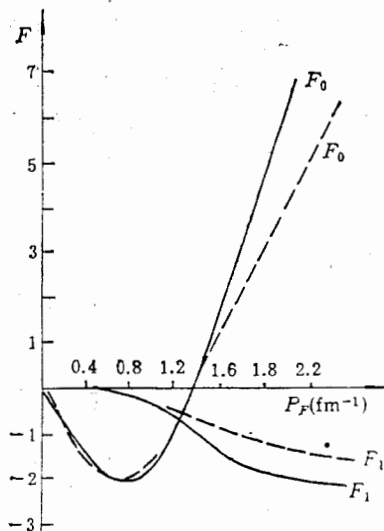


图 1 实线表示平均场的结果, 重子密度 $n_B = 2P_F^3/3\pi^2$, 虚线表示真空涨落修正后的结果. 在 $P_F = 1.42 \text{ fm}^{-1}$ 点处, 平均场 $F_0 = 0.36$, $F_1 = -1.07$, 修正后 $F_0 = 0.46$, $F_1 = -0.45$.

满足 K 与 F_0 的普遍关系式^[4]. 在 $P_F^0 = 1.42 \text{ fm}^{-1}$ 处计算 $K = 472 \text{ MeV}$, 与平均场结果 $K = 540 \text{ MeV}$ 比较, 可知当考虑到真空涨落修正后, 可压缩性增加, 系统显得“变软”了.

三、Hartree 近似下的巨单极和巨四极态

我们使用 Lorentz 变换和 Scaling 坐标来描述核子场^[5]. 首先讨论巨单极态:

$$\begin{aligned} \phi'_M(x) = & \frac{e^{3\lambda/2}}{\sqrt{Q}} S \sum_{P\sigma} \left(\frac{EP_i^* + M_i^*}{2EP_i^*} \right) \left(\frac{1}{EP_i^* + M_i^*} \right) \left(\frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{P}_i}{EP_i^* + M_i^*} \right) \chi_\sigma \\ & \times e^{(iXc^\lambda \cdot \Lambda P - iAP_0 t)} C_{P\sigma}, \end{aligned} \quad (27)$$

其中 Λ 表示 Lorentz 变换, 而

$$S = \cosh \frac{1}{2} \phi + (\boldsymbol{\alpha} \cdot \hat{\boldsymbol{v}}) \sinh \frac{1}{2} \phi, \quad (\cosh \phi = \gamma) \quad (28)$$

是与 Λ Lorentz 变换对应的核子场变换矩阵, $\hat{\boldsymbol{v}} = \frac{\mathbf{v}}{|\mathbf{v}|}$, \mathbf{v} 是坐标系间的相对速度,

$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-v^2}}$. $\boldsymbol{\alpha}$ 是通常的 Dirac 矩阵元, 其它量

$$\mathbf{P}_i = \mathbf{P}e^{\lambda}, \quad EP_i^* = \sqrt{\mathbf{P}_i^2 + M_i^{*2}}, \quad (29)$$

$$M_i^* = M - \left(\frac{g_\lambda}{m_i} \right)^2 \langle 0 | \bar{\psi}'_M(x) \psi'_M(x) | 0 \rangle + \Delta E_v(M_i^*), \quad (30)$$

在该变换下系统基态能量密度变为 λ 参量的函数:

$$\begin{aligned} E'_M = & \langle 0 | \mathcal{H} | 0 \rangle'_M \\ = & \langle 0 | \psi'_M(x) (-i\boldsymbol{\alpha} \cdot \nabla - g_v \boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{V}' + \gamma_0 M_i^* + g_v v'_0) \psi'_M(x) | 0 \rangle \\ & + \frac{1}{2} m_i^2 \phi'^2 - \frac{1}{2} m_i^2 v'_\mu v'^\mu + \Delta E_v(M_i^*), \end{aligned} \quad (31)$$

其中

$$\phi' = \frac{g_\lambda}{m_i^2} \langle 0 | \bar{\psi}'_M(x) \psi'_M(x) | 0 \rangle, \quad (32)$$

$$v'_\mu = \frac{g_v}{m_i^2} \langle 0 | \bar{\psi}'_M(x) \gamma_\mu \psi'_M(x) | 0 \rangle = (\mathbf{V}', v'_0), \quad (33)$$

而 λ 与 \mathbf{v} 的关系可由连续性方程给出, 考虑到体积的 Lorentz 收缩,

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle 0 | \frac{1}{\gamma} \psi_M^+(x) \psi'_M(x) | 0 \rangle + \nabla \cdot \langle 0 | \frac{1}{\gamma} \psi_M^+(x) \boldsymbol{\alpha} \psi'_M(x) | 0 \rangle = 0, \quad (34)$$

得到

$$\mathbf{v} = -\dot{\lambda} \mathbf{x}, \quad \dot{\lambda} = \frac{\partial \lambda}{\partial t}, \quad (35)$$

为了得到巨单极振动的恢复力参量, 我们计算

$$\begin{aligned} & \left[\frac{1}{\gamma} \langle 0 | \mathcal{H} | 0 \rangle_M d^3 x \right]_{v=0} \\ &= 4 \sum_{\mathbf{P}} n_{\mathbf{P}}(0) E_{\mathbf{P}^*} + \frac{1}{2} \left(\frac{g_v}{m_v} \right)^2 \frac{e^{3\lambda}}{\Omega} A^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{m_i}{g_i} \right)^2 \frac{\Omega}{e^{3\lambda}} (M - M_i^*)^2 \\ & \quad + \Delta E_v(M_i^*) \frac{1}{e^{3\lambda}}, \end{aligned} \quad (36)$$

再由方程

$$\left(\frac{m_i}{g_i} \right)^2 \Delta M_v(M_i^*) + \frac{d}{dM_i^*} \Delta E_v(M_i^*) = 0, \quad (37)$$

和能量极小条件得

$$\begin{aligned} 0 &= \left[\frac{\partial}{\partial \lambda} \right] \left[\frac{1}{\gamma} \langle 0 | \mathcal{H} | 0 \rangle_M d^3 x \right]_{\lambda=v=0} \\ &= 4 \sum_{\mathbf{P}} n_{\mathbf{P}}(0) \frac{\mathbf{P}^2}{E_{\mathbf{P}^*}} + \frac{3}{2} \left(\frac{g_v^2}{m_v^2} \right) \frac{A^2}{\Omega} - \frac{3}{2} \left(\frac{m_i}{g_i} \right)^2 \Omega [M - M^*]^2 \\ & \quad + (-3) \Delta E_v(M^*), \end{aligned} \quad (38)$$

上式的得出已经使用了方程(30). 再使用方程(38)和

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial M^*}{\partial \lambda} \right|_{\lambda=0} &= - \left(\frac{g_i}{m_i} \right)^2 \frac{2P_F^3}{\pi^2} \frac{M^*}{E_F} \left[1 - \frac{d}{dM^*} \Delta M_v(M^*) \right. \\ & \quad \left. + \left(\frac{g_i}{m_i} \right)^2 \frac{4}{\Omega} \sum_{\mathbf{P}} n_{\mathbf{P}}(0) \frac{\mathbf{P}^2}{E_{\mathbf{P}^*}^3} \right]^{-1} \end{aligned} \quad (39)$$

我们得到巨单极振动的恢复力参量

$$\begin{aligned} C_0 &= \left[\frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} \right] \left[\frac{1}{\gamma} \langle 0 | \mathcal{H} | 0 \rangle_M d^3 x \right]_{\lambda=v=0} \\ &= A \frac{3P_F^2}{E_F} \left\{ 1 + \frac{2P_F E_F}{\pi^2} \left(\frac{g_v}{m_v} \right)^2 - \frac{2P_F E_F}{\pi^2} \left(\frac{g_i}{m_i} \right)^2 \right. \\ & \quad \left. \times \frac{M^*}{E_F^2} \left[1 - \frac{d}{dM^*} \Delta M_v(M^*) + \left(\frac{g_i}{m_i} \right)^2 \frac{4}{\Omega} \sum_{\mathbf{P}} n_{\mathbf{P}}(0) \frac{\mathbf{P}^2}{E_{\mathbf{P}^*}^3} \right]^{-1} \right\}, \end{aligned} \quad (40)$$

该式的得出也使用了方程(37), 为了将 C_0 与 Landau 参量连系起来, 使用方程(17)和(39)容易得到

$$\left. \frac{\partial M^*}{\partial \lambda} \right|_{\lambda=0} / \left. \frac{\partial M^*}{\partial n_{\mathbf{P}}} \right|_{\mathbf{P}=P_F} = \frac{2P_F^3}{\pi^2} = 3 \frac{A}{\Omega}, \quad (41)$$

由此我们可以证明

$$C_0 = AK = A \frac{3P_F^2}{E_F} (1 + F_0), \quad (42)$$

下面讨论巨单极振动的质量参量, 其定义为^[5]

$$B_0 = \left[\frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} \right] \left[\frac{1}{\gamma} \langle 0 | \mathcal{H} | 0 \rangle_M d^3 x \right]_{\lambda=\lambda_0}, \quad (43)$$

由于 $v = -\lambda x$, 所以只需计算 $\langle 0 | \mathcal{H} | 0 \rangle_M$ 展开到 v^2 的量, 直接计算方程(31)得

$$\frac{1}{\gamma} \langle 0 | \mathcal{H} | 0 \rangle'_M = \frac{1}{Q} \left[E(0) + \frac{1}{2} v^2 E(0) + O(v^3) \right], \quad (44)$$

其中

$$E(0) = \int \langle 0 | \mathcal{H} | 0 \rangle d^3x = A \epsilon_F, \quad (45)$$

$$\epsilon_F = E_F + \left(\frac{g_v}{m_v} \right)^2 \frac{A}{Q},$$

是 Lorentz 变换前系统的基态能量, 上式的得出使用了方程(38). 由(44)方程有

$$B_0 = \epsilon_F A \langle x^2 \rangle, \quad (46)$$

其中 $\langle x^2 \rangle$ 表系统的均方半径, 假定系统是球形区域, 半径为 R , 则体积 $Q = \frac{4}{3} \pi R^3$,

$$\langle x^2 \rangle = \frac{3}{5} R^2.$$

从方程(42)和(46), 可计算巨单极的激发能为

$$\omega_0 = \left(\frac{C_0}{B_0} \right)^{1/2} = \left(\frac{K}{\epsilon_F \langle x^2 \rangle} \right)^{1/2}, \quad (47)$$

用 $R = 1.2 A^{1/3} \text{fm}$ 的实验值, $K = 472 (\text{MeV})$, $\epsilon_F = 923 \text{ MeV}$ 给出

$$\omega_0 = 150 / A^{1/3} (\text{MeV}), \quad (48)$$

比实验值 $\omega_0 = 80 / A^{1/3} (\text{MeV})$ 大近二倍, 比参考文献[5] $\omega_0 = 160 / A^{1/3} (\text{MeV})$ 略有压低. 要降低到实验值, 在现有模型中可通过降低 K , 也可使 B_0 增加. 最后我们考虑巨四极态, 同巨单极态一样, 仍然使用 Lorentz 变换与 Scaling 坐标. 在巨四极态中:

$$\psi'_Q(x) = \frac{1}{\sqrt{Q}} S \sum_{P_\sigma} \left(\frac{E_{P_\lambda}^* + M_\lambda^*}{2 E_{P_\lambda}^*} \right)^{1/2} \left[\frac{1}{E_{P_\lambda}^* + M_\lambda^*} \right] \chi_\sigma$$

$$\times e^{i \mathbf{X}' \cdot \lambda \mathbf{P} - i \lambda P_0 t} C_{P_\sigma}, \quad (49)$$

其中

$$\mathbf{P}_\lambda = (P_x e^\lambda, P_y e^\lambda, P_z e^{-2\lambda}), \quad \mathbf{x}' = (x e^\lambda, y e^\lambda, z e^{-2\lambda}), \quad (50)$$

$$M_\lambda^* = M - \left(\frac{g_t}{m_t} \right)^2 \langle 0 | \bar{\psi}'_Q(x) \psi'_Q(x) | 0 \rangle + \Delta M_\nu (M_\lambda^*), \quad (51)$$

$$E_{P_\lambda}^* = \sqrt{\mathbf{P}_\lambda^2 + M^{*2}}, \quad (52)$$

同巨单极态讨论一样, 利用连续性方程

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle 0 | \frac{1}{\gamma} \psi'_Q(x) \psi'_Q(x) | 0 \rangle + \nabla \cdot \langle 0 | \frac{1}{\gamma} \psi'_Q(x) \boldsymbol{\alpha} \psi'_Q(x) | 0 \rangle = 0, \quad (53)$$

可导出

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0, \quad (54)$$

其中之一解

$$\mathbf{v} = C(2\hat{z} - \hat{x} - \hat{y}), \quad (55)$$

注意 $\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}$ 表空间三个正交方向, 可以定出^[5] $C = \lambda$, 所以

$$\mathbf{v} = \lambda(2\hat{z} - \hat{x} - \hat{y}). \quad (56)$$

巨四极态的恢复力参量也是由

$$\begin{aligned} & \left[\frac{1}{\gamma} \langle 0 | \mathcal{H} | 0 \rangle'_0 d^3x \right]_{\lambda=0} \\ & = 4 \sum_{\mathbf{P}} n_{\mathbf{P}}(0) E_{\mathbf{P}}^* + \frac{1}{2} \left(\frac{g_v}{m_v} \right)^2 \frac{A^2}{Q} + \frac{1}{2} \left(\frac{m_t}{g_t} \right)^2 Q (M - M^*)^2 \\ & \quad + \Delta E_v(M^* \lambda), \end{aligned} \quad (57)$$

其中 $\langle 0 | \mathcal{H} | 0 \rangle'_0$ 是将方程(31)中 $\phi_M(x)$ 换为 $\phi'_0(x)$ 即得. 由能量极小条件, 和方程(57)得

$$0 = \left[\frac{\partial}{\partial \lambda} \right] \frac{1}{\gamma} \langle 0 | \mathcal{H} | 0 \rangle'_0 d^3x \Big|_{\lambda=0} = 4 \sum_{\mathbf{P}} n_{\mathbf{P}} |0\rangle \frac{1}{E_{\mathbf{P}}^*} (P_x^2 + P_y^2 - 2P_z^2), \quad (58)$$

该式的得出也使用了方程(37). 再由方程(51)可导出 $\left. \frac{\partial M^* \lambda}{\partial \lambda} \right|_{\lambda=0} = 0$, 得到巨四极态的恢复力参量

$$\begin{aligned} C_2 & = \left[\frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} \left[\frac{1}{\gamma} \langle 0 | \mathcal{H} | 0 \rangle'_0 d^3x \right] \right]_{\lambda=0} \\ & = 8 A \frac{3}{5} \frac{P_F^2}{2 E_F}, \end{aligned} \quad (59)$$

同巨单极态一样可得巨四极态的质量参量

$$\begin{aligned} B_2 & = \left[\frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} \left[\frac{1}{\gamma} \langle 0 | \mathcal{H} | 0 \rangle'_0 d^3x \right] \right]_{\lambda=0} \\ & = 2 \epsilon_F A \langle \mathbf{x}^2 \rangle, \end{aligned} \quad (60)$$

方程(59)和(60)的导出也用了方程(37). 由此给出巨四极态的激发能为

$$\omega_2 = \left(\frac{C_2}{B_2} \right)^{1/2} = 80 / A^{1/3} (\text{MeV}), \quad (61)$$

比实验值 $\omega_2 = 63 / A^{1/3} (\text{MeV})$ 略大, 比文献[5]中 $\omega_2 = 87 / A^{1/3} (\text{MeV})$ 有所压低.

四、总 结

本文中我们使用了相对论 QHD-I 模型, 在含有真空涨落修正下的 Hartree 近似中计算了 Landau 参量 F_0, F_1 随核物质密度的变化. 并且讨论了巨单极态和巨四极态的激发能. 由于 $\left(\frac{m_t}{g_t} \right)^2 \Delta M_v(M^*) + \frac{d}{dM^*} \Delta E_v(M^*) = 0$ 的存在, 所有的公式推导中除加入了 $\frac{d}{dM^*} \Delta M_v(M^*)$ 项以外, 都与平均场的公式形式上类似. 我们的结果与平均场比较, 巨共振激发能略有压低, 较为靠近实验值, 由于 F_0, F_1 , Landau 参量在 $P_F = 1.42 \text{ fm}^{-1}$ 时变化不大, 所以激发能较平均场结果改变不大. 注意到 $P_F > 1.42 \text{ fm}^{-1}$ 时 Landau 参量变化较大, 这时修正显得重要. 为了得到与实验值接近的巨共振激发能, 想办法增大质量参量 B_0 是可行的, 今后我们将考虑 Hartree-Fock 情况下对 Landau 参量与巨共振

激发能的影响,即是在基态能量的计算中加入交换项。

感谢傅德基同志给予本文有益的讨论。

参 考 文 献

- [1] J. D. Walecka, *Ann. Phys.* (N. Y.), **83**(1974), 491.
- [2] B. D. Serot, J. D. Walecka, *adv. Nucl. Phys.*, 16, ed. J. W. Negele, E. Vogt (Plenum, N. Y., 1986).
- [3] J. V. Noble, *Nucl. Phys.*, **A329**(1979), 354.
- [4] T. Matsui, *Nucl. Phys.*, **A370**(1981), 365.
- [5] S. Nishizaki, H. Kurasawa, T. Suzuki, *Nucl. Phys.*, **A462**(1987), 687.
- [6] C. J. Horowitz, B. D. Serot, *Nucl. Phys.*, **A464**(1987), 613.
- [7] S. A. Chin, *Ann. Phys.* (N. Y.), **108**(1977), 301.
- [8] M. Kohno, K. Ando, *Prog. Theor. Phys.*, **61**(1979), 1065.
- [9] T. Suzuki, *Prog. Theor. Phys.*, **64**(1980), 1627.
- [10] S. A. Chin, *Phys. Lett.*, **62B**(1976), 263.

LANDAU PARAMETER, GIANT MONOPOLE AND QUADRUPOLE STATES IN THE RELATIVISTIC HARTREE APPROXIMATION

ZHU CHAOYUAN QIU XIJUN

(Shanghai Institute of Nuclear Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

By using the Hartree approximation which includes vacuum fluctuation correction in a model relativistic quantum field theory, it is found that the relativistic Landau parameters and the compressibility of the Fermi-liquid in the nuclear system, and the excitation energies of the giant monopole and quadrupole states are more close to the experimental values in comparison with the results of the mean-field theory.