

文章编号: 1007-4627(2017)03-0493-06

手征胶子修正夸克平均场模型

邢学勇, 胡金牛, 申虹

(南开大学物理科学学院, 天津 300071)

摘要: 这项工作利用考虑 π 介子与胶子效应的夸克平均场模型研究原子核结构的基本性质。在夸克平均场中, 核子由三个束缚在谐振子势场中的组分夸克构成。描述强相互作用的量子色动力学必须满足手征对称性, 此外夸克之间也需要通过交换胶子相互作用。因此, 在夸克平均场模型中, 对利用夸克势获得的核子质量考虑 π 介子修正与胶子修正。通过少数稳定有限核的结合能与半径实验值确定模型中的未知参数, 获得了一组夸克平均场相互作用参数, QMF-NK。利用该组参数计算 ^{40}Ca 和 ^{208}Pb 的电荷密度分布, 发现与实验值符合很好。随后获得了与经验值一致的对称核物质的饱和性质。包含 π 介子修正和胶子修正的夸克平均场模型能够更好地描述有限核和核物质的性质。

关键词: π 介子修正; 胶子修正; 夸克平均场; 有限核; 核物质

中图分类号: O571.53 **文献标志码:** A **DOI:** 10.11804/NuclPhysRev.34.03.493

1 引言

在标准模型中核子由夸克构成, 根据量子色动力学(QCD)夸克被禁闭在核子中并且通过交换胶子相互作用。当夸克间的距离增大时, 禁闭效应变强, 所以自然界中不可能观察到自由的夸克。

原子核处于 QCD 理论的低能区, 夸克间的耦合强度比较大, 目前我们仍然不能直接从 QCD 出发用夸克和胶子来描述核子的结构。随着计算机技术的发展, 格点 QCD 通过数值方法合理地处理夸克禁闭, 从而给出了介子与强子的质量谱^[1]。

但是, 从 QCD 理论出发基于夸克和胶子的自由度研究核多体系统是一个很大的挑战, 为了解决这个困难, 人们提出了一系列多体方法, 例如格林函数蒙特卡罗方法^[2]、壳模型^[3]、Skyrme Hartree-Fock(SHF)理论^[4]、相对论平均场(RMF)理论^[5]等。但是在大多数模型中核子被当作一个点粒子, 没有内部结构。这种假设违背关于核子结构的实验观测, 而且不能解释核子结构的介子效应(所谓的 EMC 效应)。所以, 从夸克自由度出发研究原子核中的核子性质是十分必要的。

为了从夸克自由度研究核多体问题, Guichon 提出了这样一个模型: 核子中的夸克被束缚在一个口袋中(MIT 袋模型)并且不同核子中的夸克通过交换 σ 和 ω 介子相互作用^[6]。随后 Saito 和 Thomas 等把更多的介子(例如 ρ 介子)加进他们的模型中并把这样的模型

命名为夸克-介子耦合(QMC)模型^[7-9]。QMC 模型可以视为 RMF 模型的一种推广, 在 QMC 模型中标量介子与核子的耦合常数随着核介质中夸克质量的变化而变化, 这种情况对应原子核的 EMC 效应^[10], 修改了核介质中的核子结构。

QMC 模型中夸克是流夸克, 质量很小, 仅几个 MeV。因此 Toki 等^[11]使用组分夸克模型来代替核子的 MIT 袋模型, 并把该模型命名为夸克平均场(QMF)模型。在这个模型中夸克被禁闭在一个禁闭势场中。申虹等^[12]利用稳定原子核的性质拟合 QMF 模型中的待定参数并用它来研究超核和中子星^[13-15]。

但是在 QMC 和 QMF 模型中, 有两个重要因素被忽略了: 一是传递夸克间相互作用的胶子, 二是手征对称性。胶子可以自相互作用而在平均场中 π 介子的贡献为零。一些工作首先尝试在 QMF 模型中通过 Fock 项考虑 π 介子效应^[16-18]。最近 Nagai 等^[19]通过云袋模型(CBM)引入胶子和 π 介子效应进而推广了 QMC 模型。另一方面, Barik 等^[20, 21]在 1980 年代用微扰论计算了夸克- π 介子相互作用和夸克-胶子相互作用对核子质量的贡献。

最近 Barik 等^[22]按照 QMC 和 QMF 模型的方法提出了 MQMC 模型并且讨论了受夸克质量影响的对称核物质的性质。之后他们加入了 ρ 介子研究非对称核物质不稳定性 and 它对系统的同位旋非对称的依赖^[23]。在他

收稿日期: 2016-12-09; 修改日期: 2017-04-23

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(11405090)

作者简介: 邢学勇(1991-), 男, 山东乐陵人, 硕士研究生, 从事原子核理论研究, E-mail: xingxueyong@mail.nankai.edu.cn.

们的工作中自由参数由对称核物质的饱和和性质确定, 核子相互作用拉氏量中没有 σ 和 ω 介子的非线性项, 使得核子在核物质饱和点处的有效质量较大, 所以这样的参数不能很好地描述有限核的性质。

所以我们将 QMF 模型中加入 π 介子和胶子的贡献并且利用稳定有限核基态的性质确定自由参数, 然后利用该参数研究核物质的性质。

2 π 介子和胶子修正的夸克平均场模型

夸克禁闭势场的准确形式目前还不清楚, 所以我们在这里采用一种比较简单的唯象的禁闭势场——标量矢量混合形式的谐振子势^[22]:

$$U(r) = \frac{1}{2}(1 + \gamma^0)(ar^2 + V_0), \quad (1)$$

当取这样的势场时, 狄拉克方程有解析解。上式中的 a 和 V_0 是势场参数, 它们由自由核子的质量和半径确定。在核介质中夸克场满足狄拉克方程:

$$[\gamma^0(\epsilon_q - g_\omega^q \omega - \tau_{3q} g_\rho^q \rho) - \gamma \cdot \mathbf{p} - (m_q - g_\sigma^q \sigma) - U(r)]\psi_q(\mathbf{r}) = 0, \quad (2)$$

其中 σ , ω 和 ρ 是经典的介子场, 它们传递不同核子中的夸克相互作用, g_σ^q , g_ω^q 和 g_ρ^q 是夸克和介子的耦合常数, τ_{3q} 是同位旋矩阵的第三分量, m_q 是自由夸克的质量。为了方便起见我们定义 $\epsilon'_q = \epsilon_q^* - V_0/2$ 和 $m'_q = m_q^* + V_0/2$, 其中夸克的有效能量 $\epsilon_q^* = \epsilon_q - g_\omega^q \omega - \tau_{3q} g_\rho^q \rho$, 夸克的有效质量 $m_q^* = m_q - g_\sigma^q \sigma$ ^[12]; $r_{0q} = (a\lambda_q)^{-1/4}$, 其中 $\lambda_q = \epsilon'_q + m'_q$ 。对狄拉克方程 (2) 求解之后, 我们可以得到介质中核子质量的零阶近似,

$$E_N^{*0} = \sum_q \epsilon_q^*. \quad (3)$$

接下来我们考虑对核子质量的三个修正: 质心修正 $\epsilon_{c.m.}$, π 介子修正 δM_N^π 和胶子修正 $(\Delta E_N)_g$ 。 π 介子修正是 QCD 中的手征对称性的要求, 而胶子修正是由于在 QCD 中胶子传递夸克间的相互作用。组分夸克质量只包含了胶子对于夸克自能的贡献, 而夸克-夸克间交换胶子的相互作用以及夸克自旋-轨道相互作用还需引入单胶子交换相互作用来考虑。质心修正的表达式为^[22]

$$\epsilon_{c.m.} = \langle N | \mathcal{H}_{c.m.} | N \rangle, \quad (4)$$

其中 $\mathcal{H}_{c.m.}$ 是质心运动的哈密顿量密度, $|N\rangle$ 是核子态, 它的最后结果为

$$\epsilon_{c.m.} = \frac{77\epsilon'_q + 31m'_q}{3(3\epsilon'_q + m'_q)^2 r_{0q}^2}. \quad (5)$$

夸克较大的质量导致 QCD 中的手征对称性破缺, 所以为了恢复手征对称性, 人们引入了 π 介子场。根据二阶微扰理论, π 介子自能修正为

$$\delta M_B^\pi = - \sum_k \sum_{B'} \frac{V_j^{\dagger BB'} V_j^{BB'}}{w_k}, \quad (6)$$

其中 $\sum_k \equiv \sum_j \int d^3k / (2\pi)^3$, $w_k = (k^2 + m_\pi^2)^{1/2}$ 是 π 介子的能量, $V_j^{BB'}$ 表示重子- π 介子吸收顶点函数。 π 介子自能修正的结果为

$$\delta M_N^\pi = - \frac{171}{25} I_\pi f_{NN\pi}^2, \quad (7)$$

其中 $I_\pi = \frac{1}{\pi m_\pi^2} \int_0^\infty dk \frac{k^4 u^2(k)}{w_k^2}$, 轴矢核子形式因子 $u(k) = \left[1 - \frac{3}{2} \frac{k^2}{\lambda_q(5\epsilon'_q + 7m'_q)} \right] e^{-\frac{1}{4} r_{0q}^2 k^2}$, $f_{NN\pi}$ 可从 Goldberg-Triemann 关系中求得。核子有效质量的胶子修正的表达式写为

$$(\Delta E_B)_g = (\Delta E_B)_g^E + (\Delta E_B)_g^M, \quad (8)$$

其中 $(\Delta E_B)_g^E$ 是色电部分而 $(\Delta E_B)_g^M$ 是色磁部分, 这两部分的表达式如下:

$$(\Delta E_B)_g^E = \frac{1}{8\pi} \sum_{i,j} \sum_{a=1}^8 \int \frac{d^3r_i d^3r_j}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|} \langle B | J_i^{0a}(\mathbf{r}_i) J_j^{0a}(\mathbf{r}_j) | B \rangle, \quad (9)$$

$$(\Delta E_B)_g^M = - \frac{1}{8\pi} \sum_{i,j} \sum_{a=1}^8 \int \frac{d^3r_i d^3r_j}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|} \langle B | \mathbf{J}_i^a(\mathbf{r}_i) \cdot \mathbf{J}_j^a(\mathbf{r}_j) | B \rangle, \quad (10)$$

在上面的式子中 $J_i^{\mu a}(x) = g_c \bar{\psi}_q(x) \gamma^\mu \lambda_i^a \psi_q(x)$ 是夸克的色流密度, 其中 λ_i^a 是盖尔曼 $SU(3)$ 矩阵, $\alpha_c = g_c^2/4\pi$ 。由式 (9) 和式 (10) 可以得到下面的结果:

$$(\Delta E_N)_g^E = \alpha_c (b_{uu} I_{uu}^E + b_{us} I_{us}^E + b_{ss} I_{ss}^E) \quad (11)$$

和

$$(\Delta E_N)_g^M = \alpha_c (a_{uu} I_{uu}^M + a_{us} I_{us}^M + a_{ss} I_{ss}^M), \quad (12)$$

其中 a_{ij} 和 b_{ij} 是依赖重子的常数, I_{ij}^E 和 I_{ij}^M 的表达式如下:

$$I_{ij}^E = \frac{16}{3\sqrt{\pi}} \frac{1}{R_{ij}} \left[1 - \frac{\alpha_i + \alpha_j}{R_{ij}^2} + \frac{3\alpha_i \alpha_j}{R_{ij}^4} \right],$$

$$I_{ij}^M = \frac{256}{9\sqrt{\pi}} \frac{1}{R_{ij}^3} \frac{1}{(3\epsilon'_i + m'_i)} \frac{1}{(3\epsilon'_j + m'_j)}, \quad (13)$$

其中 $R_{ij}^2 = 3 \left[\frac{1}{(\epsilon_i'^2 - m_i'^2)} + \frac{1}{(\epsilon_j'^2 - m_j'^2)} \right]$,

$$\alpha_i = \frac{1}{(\epsilon_i' + m_i')(3\epsilon_i' + m_i')}. \quad (13)$$

最后核介质中的核子的质量写为

$$M_N^* = E_N^{*0} - \epsilon_{c.m.} + \delta M_N^\pi + (\Delta E_N)_g^E + (\Delta E_N)_g^M. \quad (14)$$

现在我们已经得到介质中核子的性质, 接下来要把它应用到核物质与有限核上, 相对论平均场论的拉氏量可以将核子与核多体系统联系起来, 我们将把核子的有效质量运用到RMF的拉氏量密度中. 使用MQMC模型虽然得到了令人满意的核物质的饱和性质, 但是得到的有限核的性质却与实验数据相差较大, 所以有必要在拉氏量中引入非线性项. 有限核系统的QMF拉氏量密度可以写为:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{QMF}} = & \bar{\psi} \left[i\gamma_\mu \partial^\mu - M_N^* - g_\omega \omega \gamma^0 - g_\rho \rho \tau_3 \gamma^0 - \right. \\ & \left. e \frac{(1-\tau_3)}{2} A \gamma^0 \right] \psi - \\ & \frac{1}{2} (\nabla \sigma)^2 - \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma^2 - \frac{1}{3} g_2 \sigma^3 - \frac{1}{4} g_3 \sigma^4 + \\ & \frac{1}{2} (\nabla \omega)^2 + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega^2 + \frac{1}{4} c_3 \omega^4 + \\ & \frac{1}{2} (\nabla \rho)^2 + \frac{1}{2} m_\rho^2 \rho^2 + \frac{1}{2} (\nabla A)^2, \quad (15) \end{aligned}$$

在上面的拉氏量密度中, M_N^* 是从前面的夸克模型中得到的核子的有效质量, g_ω 和 g_ρ 分别是 ω 和 ρ 介子与核子的耦合常数, 根据经典的夸克计数规则可得 $g_\omega = 3g_\omega^q$ 和 $g_\rho = g_\rho^q$. A 表示质子间库仑相互作用的电磁场. 由于准静态近似, 拉氏量中介子部分的时间分量忽略不计.

将上面的拉氏量密度代入欧拉-拉格朗日方程中, 可以得到核子和介子的运动方程:

$$\begin{aligned} & \left[i\gamma_\mu \partial^\mu - M_N^* - g_\omega \omega(r) \gamma^0 - g_\rho \rho(r) \tau_3 \gamma^0 - \right. \\ & \left. e \frac{(1-\tau_3)}{2} A(r) \gamma^0 \right] \psi = 0, \\ & \Delta \sigma(r) - m_\sigma^2 \sigma(r) - g_2 \sigma^2(r) - g_3 \sigma^3(r) = \frac{\partial M_N^*}{\partial \sigma} \langle \bar{\psi} \psi \rangle, \\ & \Delta \omega(r) - m_\omega^2 \omega(r) - c_3 \omega^3(r) = -g_\omega \langle \bar{\psi} \gamma^0 \psi \rangle, \\ & \Delta \rho(r) - m_\rho^2 \rho(r) = -g_\rho \langle \bar{\psi} \tau_3 \gamma^0 \psi \rangle, \\ & \Delta A(r) = -e \langle \bar{\psi} \frac{(1-\tau_3)}{2} \gamma^0 \psi \rangle, \quad (16) \end{aligned}$$

这里我们只考虑球对称的原子核, 方程中的 r 表示以原子核的中心为原点的径向坐标.

无限大核物质虽然在自然界中并不存在, 但是它有助于人们理解核多体系统的基本问题. 由于核物质具有平移不变性, 所以它的拉氏量中没有对介子场微商的

项, 因此核物质的拉氏量密度和运动方程写为

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{QMF}} = & \bar{\psi} (i\gamma_\mu \partial^\mu - M_N^* - g_\omega \omega \gamma^0 - g_\rho \rho \tau_3 \gamma^0) \psi - \\ & \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma^2 - \frac{1}{3} g_2 \sigma^3 - \frac{1}{4} g_3 \sigma^4 + \\ & \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega^2 + \frac{1}{4} c_3 \omega^4 + \frac{1}{2} m_\rho^2 \rho^2 \quad (17) \end{aligned}$$

和

$$\begin{aligned} & (i\gamma^\mu \partial_\mu - M_N^* - g_\omega \omega \gamma^0 - g_\rho \rho \tau_3 \gamma^0) \psi = 0, \\ & m_\sigma^2 \sigma + g_2 \sigma^2 + g_3 \sigma^3 = -\frac{\partial M_N^*}{\partial \sigma} \langle \bar{\psi} \psi \rangle, \\ & m_\omega^2 \omega + c_3 \omega^3 = g_\omega \langle \bar{\psi} \gamma^0 \psi \rangle, \\ & m_\rho^2 \rho = g_\rho \langle \bar{\psi} \tau_3 \gamma^0 \psi \rangle. \quad (18) \end{aligned}$$

有了以上的拉氏量密度和运动方程, 根据能量-动量张量可以得到能量密度和压强^[24]:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{\text{QMF}} = & \sum_{i=n,p} \frac{1}{\pi^2} \int_0^{k_F^i} \sqrt{k^2 + M^*} k^2 dk + \\ & \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma^2 - \frac{1}{3} g_2 \sigma^3 + \frac{1}{4} g_3 \sigma^4 + \\ & \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega^2 + \frac{3}{4} c_3 \omega^4 + \frac{1}{2} m_\rho^2 \rho^2 \quad (19) \end{aligned}$$

和

$$\begin{aligned} P_{\text{QMF}} = & \frac{1}{3\pi^2} \sum_{i=n,p} \int_0^{k_F^i} \frac{k^4}{\sqrt{k^2 + M^*}} dk - \\ & \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma^2 + \frac{1}{3} g_2 \sigma^3 - \frac{1}{4} g_3 \sigma^4 + \\ & \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega^2 + \frac{1}{4} c_3 \omega^4 + \frac{1}{2} m_\rho^2 \rho^2. \quad (20) \end{aligned}$$

3 结果和讨论

在本工作中取夸克的质量为 $m_q = 50$ MeV, 首先确定夸克的禁闭势场的参数 (a, V_0) , 它们的值由两个条件确定: 自由空间核子的质量 ($M_N = 939$ MeV) 和电荷半径 ($\langle r_N^2 \rangle^{1/2} = 0.87$ fm). 这两个参数的值列在表1中. 然后我们就可以算出核子的有效质量 M_N^* 随夸克质量修正的变化, 夸克的质量修正定义为 $\delta m_q = m_q - m_q^* = g_\sigma^q \sigma$. 图1中的曲线表示核子的有效质量随夸克质量修正的变化, 可以看出当 $\delta m_q = 0$ 时, 核子的有效质量等于真空中核子的质量. 随着 δm_q 增大, 由于介质效应有效质量先减小后增大.

我们也计算了有效质量式(14)中的三部分各自随夸克质量修正的变化, 如图2所示, 这三部分分别是来自禁闭势场的贡献 ($M_Q = E_N^{*0} - \epsilon_{c.m.}$)、 π 介子修正 ($M_\pi = \delta M_N^\pi$) 和胶子修正 ($M_G = (\Delta E_N)_g^E + (\Delta E_N)_g^M$). 从图中可以看到禁闭势场对核子有效质量

表 1 禁闭势场和强子的参数, 此组参数被命名为 QMF-NK

m_q/MeV	g_σ^q	g_ω	g_ρ	g_2/fm^{-1}	g_3	c_3	a/fm^{-3}	V_0/MeV
50	5.16152	6.0	4.5	54.199 11	166.027 57	1 499.814 1	0.870 341	96.287 247

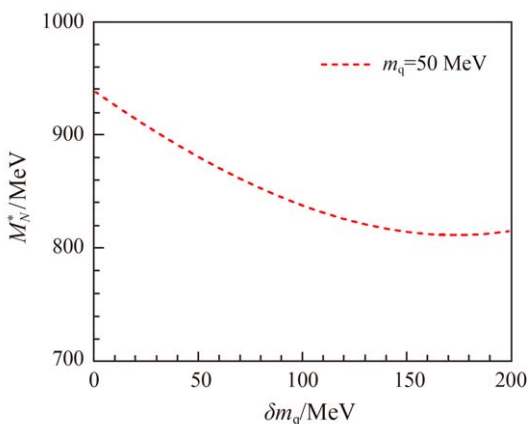


图 1 (在线彩图) 核子的有效质量 M_N^* 随夸克质量修正 δm_q 的变化曲线

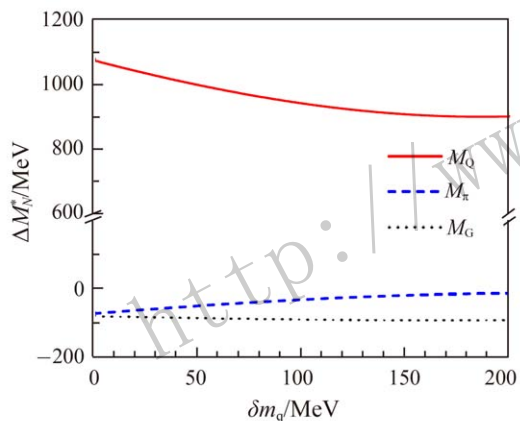


图 2 (在线彩图) 核子有效质量的三部分: 禁闭势场的贡献、 π 介子修正和胶子修正随夸克质量修正 δm_q 的变化曲线

图中 M_Q 代表禁闭势场的贡献, M_π 代表 π 介子修正, M_G 代表胶子修正。

的贡献为正并且随夸克质量修正增大使有效质量减小,

而 π 介子修正和胶子修正对有效质量的贡献为负。另一方面, π 介子修正随着 δm_q 缓慢地增大而胶子修正的值几乎没有变化。

接下来我们要确定合适的夸克和介子的耦合常数 $g_\sigma^q, g_\omega, g_\rho, g_2, g_3$ 和 c_3 。在本项工作中, 各种介子的质量为 $m_\sigma = 550 \text{ MeV}$, $m_\omega = 783 \text{ MeV}$, 和 $m_\rho = 763 \text{ MeV}$ 。我们使拉氏量密度中的 6 个自由参数尽量符合有限核的实验数据, 它们是 ^{40}Ca , ^{48}Ca , ^{90}Zr 和 ^{208}Pb 4 个闭壳原子核的每核子结合能 E/A 和电荷半径 R_c , 使计算值与实验值之差的平方和最小。表 1 中列出了最终的参数, 为方便起见把这组参数命名为 QMF-NK。

表 2 中列出了用 QMF-NK 参数计算的上述四个球对称原子核 (^{40}Ca , ^{48}Ca , ^{90}Zr 和 ^{208}Pb) 的每核子结合能 E/A 和电荷半径 R_c 的值以及相应的实验值和不考虑 π 介子修正和胶子修正的 QMF 模型的计算结果^[12]。与 QMF 对应的计算结果^[12] 相比, QMF-NK 对应的理论值有所改善, 这表明要恰当地描述有限核系统有必要加入 π 介子和胶子的效应。图 3 和图 4 中画出了用 QMF-NK 参数计算的 ^{40}Ca 和 ^{208}Pb 的电荷密度分布以及相应的实验数据, 可以看出理论值能较好地符合实验值。

接下来我们把从有限核的性质确定的 QMF-NK 参数用于研究核物质以检验这组参数的有效性。表 3 中列出了用 QMF-NK 参数计算的对称核物质的饱和性质, 例如饱和密度 ρ_0 、每核子的结合能 E/A 、不可压缩系数 K_0 、对称能 J 等等, 它们的具体表达式可参看文献^[23]。表中 $\rho_0, E/A, K_0$ 和 J 的值均符合对称核物质饱和性质的经验值。图 5 中画出了对称核物质和纯中子物质的结合能随核子密度变化的曲线。

表 2 用 QMF-NK 参数计算的原子核的每核子结合能 E/A 和电荷半径 R_c 以及不考虑 π 介子和胶子效应的 QMF 模型的计算结果和相应的实验值

Model	$E/A/\text{MeV}$				R_c/fm			
	^{40}Ca	^{48}Ca	^{90}Zr	^{208}Pb	^{40}Ca	^{48}Ca	^{90}Zr	^{208}Pb
QMF-NK	8.73	8.49	8.67	7.92	3.38	3.46	4.26	5.55
QMF ^[12]	8.35	8.43	8.54	7.73	3.44	3.46	4.27	5.53
Expt.	8.55	8.67	8.71	7.87	3.45	3.45	4.26	5.50

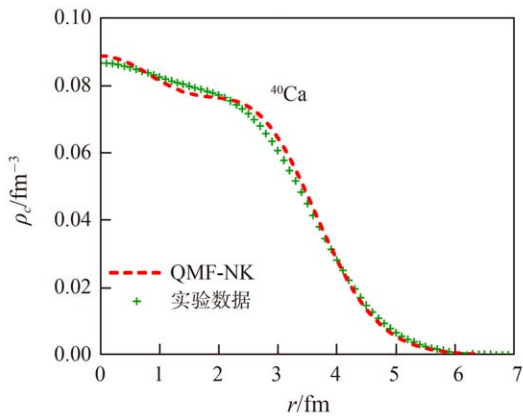


图 3 (在线彩图) 用 QMF-NK 参数计算的 ^{40}Ca 的电荷密度分布与实验数据的比较

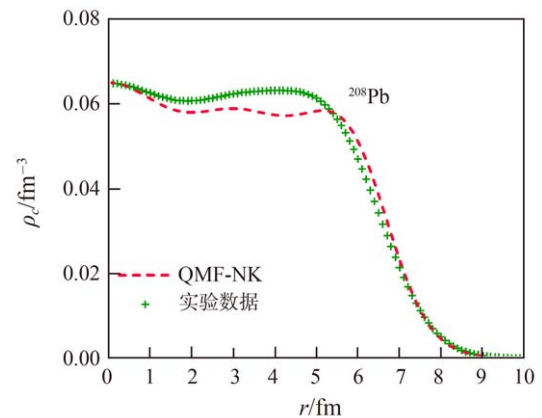


图 4 (在线彩图) 用 QMF-NK 参数计算的 ^{208}Pb 的电荷密度分布与实验数据的比较

表 3 用 QMF-NK 参数计算的对称核物质的饱和性质

Model	ρ_0/fm^{-3}	B_0/MeV	K_0/MeV	J/MeV	M_N^*/M_N	L^0/MeV	$K_{\text{sym}}^0/\text{MeV}$	$K_{\text{asy}}/\text{MeV}$	Q_0/MeV	K_7/MeV
QMF-NK	0.144	-16.6	326	31.6	0.88	82.7	-32.1	-528.4	-1832.7	-63.4

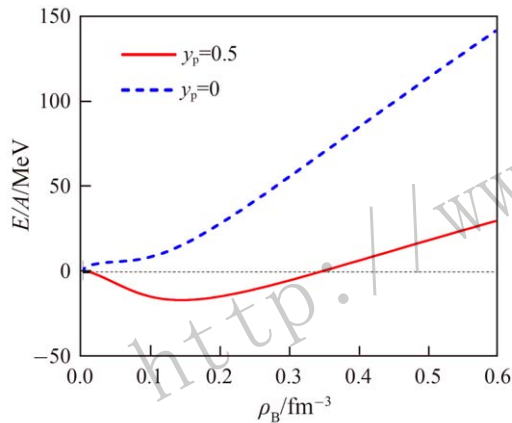


图 5 (在线彩图) 用 QMF-NK 参数计算的对称核物质和纯中子物质的状态方程, $y_p = 0.5$ 代表对称核物质, $y_p = 0$ 代表纯中子物质

4 结论

我们用 π 介子和胶子修正的 QMF 模型研究了有限核和核物质的性质。在这个模型中核子由束缚在禁闭势场中的三个组分夸克构成, 为了考虑 QCD 理论的手征对称性和胶子传播子, 核介质中核子的质量加入了 π 介子和胶子修正。与 MQMC 模型^[22]相比, 我们引入了 σ 和 ω 介子的非线性项。耦合常数 (g_σ^3 , g_ω , g_ρ , g_2 , g_3 和 c_3) 由 4 个闭壳原子核的每核子的结合能和电荷半径的实验值确定。与不考虑 π 介子和胶子修正的 QMF 模型以及 MQMC 模型相比, 目前的 QMF 模型能够更好地描述有限核的性质。之后我们利用这些参数研究核物质的性质并且发现对称核物质的饱和性质符

合经验值。随着能量和密度的增加, 奇异自由度将出现在核物理中, 我们将考虑更多的重子态并且研究它们在超核中的作用。

参考文献:

- [1] JANSEN K. Proc Sci LATTICE, 2008, **2008**: 010.
- [2] PIEPER S C, WIRINGA R B. Annu Rev Nucl Part Sci, 2001, **51**: 53.
- [3] CAURIER E, MARTNEZ-PINEDO G, NOWACKI F, *et al.* Rev Mod Phys, 2005, **77**(2): 427.
- [4] ERLER J, KLUEPEL P, REINHARD P-G. J Phys G, 2011, **38**: 033101.
- [5] SEROT B D, SEROT J D. Adv Nucl Phys, 1986, **16**: 1.
- [6] GUICHON P A M. Phys Lett B, 1988, **200**(3): 235.
- [7] SAITO K, THOMAS A W. Phys Lett B, 1994, **327**(1-2): 9; 1994, **335**(1): 17; 1995, **363**(3): 157.
- [8] GUICHON P A M, SAITO K, RODIONOV E, *et al.* Nucl Phys A, 1996, **601**(3-4): 349.
- [9] SAITO K, TSUSHIMA K, THOMAS A W. Nucl Phys A, 1996, **609**(3): 339; Phys Rev C, 1997, **55**(5): 2637; Phys Lett B, 1997, **406**(4): 287.
- [10] AUBERT J J, BASSOMPIERRE G, BECKS K H, *et al.* (EMC Collaboration). Phys Lett B, 1983, **123**(3-4): 275.
- [11] TOKI H, MEYER U, FAESSLER A, *et al.* Phys Rev C, 1998, **58**(6): 3749.
- [12] SHEN H, TOKI H. Phys Rev C, 2000, **61**(4): 045205.
- [13] SHEN H, TOKI H. Nucl Phys A, 2002, **707**(3-4): 469.
- [14] HU J N, LI A, SHEN H, *et al.* Prog Theor Exp Phys, 2014, **2014**: 013D02.
- [15] HU J N, LI A, TOKI H, *et al.* Phys Rev C, 2014, **89**(2): 025802.

- [16] KREIN G, THOMAS A W, TSUSHIMA K. Nucl Phys A, 1999, **650**(3): 313.
- [17] STONE J R, GUICHON P A M, MATEVOSYAN H H, *et al.* Nucl Phys A, 2007, **792**(3-4): 341.
- [18] WHITTENBURY D L, CARROLL J D, THOMAS A W, *et al.* Phys Rev C, 2014, **89**(6): 065801.
- [19] NAGAI S, MIYATSU T, SAITO K, *et al.* Phys Lett B, 2008, **666**(3): 239.
- [20] BARIK N, DASH B K, DAS M. Phys Rev D, 1985, **31**(7): 1652; 1985, **32**(7): 1725.
- [21] BARIK N, DASH B K. Phys Rev D, 1986, **33**(7): 1925; 1986, **34**(7): 2092.
- [22] BARIK N, MISHRA R N, MOHANTY D K, *et al.* Phys Rev C, 2013, **88**(1): 015206.
- [23] MISHRA R N, SAHOO H S, PANDA P K, *et al.* Phys Rev C, 2015, **92**(4): 045203.
- [24] SHEN H. Phys Rev C, 2002, **65**(3): 035802.
- [25] DEMOREST P B, PENNUCCI T, RANSOM S M, *et al.* Nature (London), 2010, **467**: 1081; ANTONIADIS J, FREIRE P C C, WEX N, *et al.* Science, 2013, **340**(6131): 1233232.

Pion and Gluon Corrections on Quark Mean Field Model

XING Xueyong¹⁾, HU Jinniu, SHEN Hong

(School of Physics, Nankai University, Tianjin 300071, China)

Abstract: The basic properties of nuclear structure are studied within the quark mean field (QMF) model by taking the effects of pions and gluons into account. In QMF, the nucleon is made up of three constituent quarks confined by a harmonic oscillator potential. The quantum chromodynamics describing the strong interaction must satisfy the chiral symmetry and quarks interact with each other through exchange of gluons. Therefore pion correction and gluon correction are included in the nucleon mass obtained by using quark confinement potential in quark mean field model. We determine the unknown parameters in the model by fitting the experimental data of the binding energies and radii of several stable finite nuclei and obtain a set of parameters of quark mean field interaction, named QMF-NK. The charge density distributions of ^{40}Ca and ^{208}Pb are calculated, which are in good agreement with the experimental data. Later the saturation properties of symmetric nuclear matter which are consistent with the empirical data are obtained. With the pion and gluon corrections, the QMF model could treat finite nuclei and nuclear matter better.

Key words: pion correction; gluon correction; quark mean field; finite nuclei; nuclear matter

Received date: 9 Dec. 2016; **Revised date:** 23 Apr. 2017

Foundation item: National Natural Science Foundation of China(11405090)

1) E-mail: xingxueyong@mail.nankai.edu.cn.