

核介质对介子有效质量的影响^{*}

陈晏军¹ 郭华^{1,2;1)}

1 (北京大学技术物理系, 教育部重离子物理重点实验室 北京 100871)

2 (兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心 兰州 730000)

摘要 在密度相关的相对论平均场近似下, 研究了核介质密度对 $\sigma, \omega, \rho, \pi$ 介子有效质量的影响并与线性 Walecka 模型、非线性 Walecka 模型及 TW 模型的计算相比较, 结果表明不同模型参数下的介子有效质量的变化不会有太大的差别. 在低密度区域内, 介子有效质量随核物质密度的增大而减小, 而在密度较高时, σ, π 介子的有效质量随核物质密度的增大而增大, ω, ρ 介子的有效质量随核物质密度的增大其减小趋于平缓. 不对称系数 α 对介子有效质量的影响很小. 在 TM1 参数中 σ 介子的非线性自相互作用项以及多体耦合项 $(\sigma\pi)^2$ 对于 π 介子有效质量的影响是重要的.

关键词 有效质量 密度相关的相对论平均场模型 不对称系数 多体耦合项

1 引言

线性 Walecka 模型考虑到拉氏量密度的可重整性, 认为 NN 的相互作用是通过交换 σ 和 ω 介子 (QHD I) 或 $\sigma, \omega, \rho, \pi$ 介子 (QHD II) 来实现的^[1]. 在模型参数通过核物质的经验值确定以后, 该模型较好地描述了核物质和有限核的性质, 但该模型的主要缺陷在于计算出来的核物质压缩模数过大 ($K \approx 540 \text{ MeV}$). 对线性 Walecka 模型的改进有多种方法, 如引进介子场的自相互作用项^[2] 或者引入场相关的有效耦合常数 (ZM 模型^[3] 和 TW 模型^[4]). 这些方法实际上是增加了一些新的参数, 这些新的参数与原来的参数需要重新拟合饱和核物质和一些有限核的性质来确定^[4]. 另外一类重要的方法就是从自由 NN 相互作用势出发, 利用 Dyson 及 Bethe-Salpeter 耦合方程组来研究核多体问题, 该方法被称为相对论 Dirac-Brueckner-Hartree-Fock (DBHF) 方法^[5]. DBHF 方法能够较好地描述核物质的饱和性质, 而应用于有限核则计算相当复杂, 但是可以要求相对论平均场所计算的标量自能和矢量自能与 DBHF 方法计算

的结果相符合, 得到相对论平均场模型中的有效相互作用常数. 这些有效常数都依赖于核物质的密度, 即所谓的密度相关的相对论平均场模型 (DDRMF)^[6,7]. 该方法可以成功地应用于核物质与有限核性质的研究, 与 Walecka 模型相比较, DDRMF 模型不包含自由参数但间接地包含了 NN 相互作用的微观信息.

对介子在核介质中的性质的研究也是一个有意义的课题. 文献[8]根据 QCD 求和规则和 Shyrmion 模型的标度性质, 认为 σ, ω, ρ 介子和核子的有效质量满足 BR 标度, 其基本结论是介子的有效质量随核物质密度的增大而减小. 利用线性 Walecka 模型, 文献[9]考察了 ω 介子的有效质量随核介质密度的变化趋势, 发现如果不考虑 ω 介子自能的费米海(重整化)贡献, 其有效质量随核介质密度的增大而变大, 这与 BR 标度的预言相反. 但是在考虑费米海的贡献以后, 在核介质密度较小的区域内 ω 介子有效质量的变化趋势基本符合 BR 标度所预言的规律. 文献[10,11]使用 ZM 模型和线性 Walecka 模型分别考虑了上述两种情况, 计算得到的结论与文献[9]基本一致.

2003-08-05 收稿

^{*} 国家自然科学基金(10275002), 国家重点基础研究发展规划项目(G2000077400)资助

1) E-mail: guohua@pku.edu.cn

DDRMF 模型把核介质中的有效相互作用与自由 NN 相互作用间接地联系起来,这样就可以从微观角度来讨论核多体问题. 本文的目的在于用 DDRMF 模型来研究 σ, ω, ρ 和 π 介子在核介质中的有效质量,并与线性 Walecka 模型、非线性 Walecka 模型和 TW 模型的计算结果进行比较,并进一步讨论对称核物质和纯中子物质对介子有效质量的影响.

2 基本公式

模型的拉氏量密度为

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \bar{\psi} \left[\gamma_{\mu} \left(i \partial^{\mu} - \Gamma_{\omega} \omega^{\mu} - \frac{\Gamma_{\rho}}{2} \boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\rho}^{\mu} \right) - \right. \\ & \left. (M - \Gamma_{\sigma} \sigma - \Gamma_{\delta} \boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\delta}) \right] \psi + \\ & \frac{1}{2} (\partial_{\mu} \sigma \partial^{\mu} \sigma - m_{\sigma}^2 \sigma^2) + \\ & \frac{1}{2} (\partial_{\mu} \boldsymbol{\delta} \cdot \partial^{\mu} \boldsymbol{\delta} - m_{\delta}^2 \boldsymbol{\delta} \cdot \boldsymbol{\delta}) - \\ & \frac{1}{3!} \kappa \sigma^3 - \frac{1}{4!} \lambda \sigma^4 - \frac{1}{4} \omega_{\mu\nu} \omega^{\mu\nu} + \\ & \frac{1}{2} m_{\omega}^2 \omega_{\mu} \omega^{\mu} + \frac{1}{4!} \xi (\omega_{\mu} \omega^{\mu})^2 - \\ & \frac{1}{4} \boldsymbol{\rho}_{\mu\nu} \cdot \boldsymbol{\rho}^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_{\rho}^2 \boldsymbol{\rho}_{\mu} \cdot \boldsymbol{\rho}^{\mu}, \end{aligned} \quad (1)$$

其中 $\omega_{\mu\nu} = \partial_{\mu} \omega_{\nu} - \partial_{\nu} \omega_{\mu}$, $\boldsymbol{\rho}_{\mu\nu} = \partial_{\mu} \boldsymbol{\rho}_{\nu} - \partial_{\nu} \boldsymbol{\rho}_{\mu}$. 利用平均场近似(MFA),可以得到

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{MFA}} = & \bar{\psi} \left[i \gamma_{\mu} \partial^{\mu} - \gamma^0 \Gamma_{\omega} V_0 - \gamma^0 \frac{\Gamma_{\rho}}{2} \tau_3 b_0 - \right. \\ & \left. (M - \Gamma_{\sigma} \sigma_0 - \Gamma_{\delta} \tau_3 \delta_0) \right] \psi - \\ & \frac{1}{2} m_{\sigma}^2 \sigma_0^2 - \frac{1}{2} m_{\delta}^2 \delta_0^2 - \frac{1}{3!} \kappa \sigma_0^3 - \frac{1}{4!} \lambda \sigma_0^4 + \\ & \frac{1}{2} m_{\omega}^2 V_0^2 + \frac{1}{4!} \xi V_0^4 + \frac{1}{2} m_{\rho}^2 b_0^2. \end{aligned} \quad (2)$$

其中 σ_0, V_0, b_0 和 δ_0 分别为 $\sigma, \omega, \rho, \delta$ 介子场对核物质的基态平均值. 核子场的运动方程为

$$\left[i \gamma_{\mu} \partial^{\mu} - \gamma^0 \Gamma_{\omega} V_0 - \gamma^0 \frac{\Gamma_{\rho}}{2} \tau_3 b_0 + \gamma^0 \Sigma_{\tau} - M^* \right] \psi = 0, \quad (3)$$

介子场的运动方程分别为

$$\begin{aligned} m_{\sigma}^2 \sigma_0 + \frac{1}{2} \kappa \sigma_0^2 + \frac{1}{3!} \lambda \sigma_0^3 - \Gamma_{\sigma} \rho_s &= 0, \\ m_{\omega}^2 V_0 + \frac{1}{3!} \xi V_0^3 - \Gamma_{\omega} \rho &= 0, \\ m_{\rho}^2 b_0 - \frac{\Gamma_{\rho}}{2} \rho_{\tau} &= 0, \end{aligned}$$

$$m_{\delta}^2 \delta_0 - \Gamma_{\delta} \rho_{\delta} = 0. \quad (4)$$

式中 $\rho_s = \langle \bar{\psi} \psi \rangle$, $\rho = \langle \bar{\psi} \gamma^0 \psi \rangle$, $\rho_{\tau} = \langle \bar{\psi} \gamma^0 \tau_3 \psi \rangle$, $\rho_{\delta} = \langle \bar{\psi} \tau_3 \psi \rangle$, $\Sigma_{\tau} = \frac{\partial \Gamma_{\omega} V_0}{\partial \rho} + \frac{1}{2} \frac{\partial \Gamma_{\rho} b_0}{\partial \rho} - \frac{\partial \Gamma_{\sigma} \rho_s}{\partial \rho} - \frac{\partial \Gamma_{\delta} \rho_{\delta}}{\partial \rho}$, 核子的有效质量定义为 $M^* = M - \Gamma_{\sigma} \sigma_0 - \Gamma_{\delta} \tau_3 \delta_0$.

先只考虑对称核物质,即 $b_0 = \delta_0 = 0$ 的情况. σ 介子的有效质量定义为 $m_{\sigma}^{*2} = m_{\sigma}^2 + \text{Re} \Pi_{\sigma}(q)$ ($q \rightarrow 0, q_0 = m_{\sigma}^*$), 其中 $\Pi_{\sigma}(q)$ 相应的费曼图由图 1 表示,可以得到

$$\Pi_{\sigma}(q) = -i \Gamma_{\sigma}^2 \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \text{Tr} [G(p+q)G(p)], \quad (5)$$

式中 $G(p)$ 为核子在核介质中的 Green 函数^[1]

$$G(p) = (\gamma_{\mu} p^{\mu} + M^*) \left[\frac{1}{p^2 - M^{*2} + i\epsilon} + \frac{i\pi}{E^*(p)} \delta(p^0 - E(p)) \theta(k_{\text{F}} - |\mathbf{p}|) \right], \quad (6)$$

重整化条件取为^[12]

$$\begin{aligned} \Pi_{\sigma}(q) \Big|_{q=m_{\sigma}, M^*=M} &= 0, \\ \frac{\partial \Pi_{\sigma}(q)}{\partial q} \Big|_{q=m_{\sigma}, M^*=M} &= 0, \\ \frac{\partial \Pi_{\sigma}(q)}{\partial M^*} \Big|_{q=0, M^*=M} &= 0, \\ \frac{\partial^2 \Pi_{\sigma}(q)}{\partial M^{*2}} \Big|_{q=0, M^*=M} &= 0, \end{aligned} \quad (7)$$

把(6)式代入(5)式,利用重整化条件(7)式,并加入相应抵消项,可以得到

$$\begin{aligned} \text{Re} \Pi_{\sigma}(q) (q \rightarrow 0, q_0 = m_{\sigma}^*) = & - \frac{8 \Gamma_{\sigma}^2}{\pi^2} \int_0^{k_{\text{F}}} \frac{p^4 dp}{E_p^*} \frac{1}{m_{\sigma}^{*2} - 4E_p^{*2}} + \frac{\Gamma_{\sigma}^2}{\pi^2} \left\{ \frac{m_{\sigma}^2 - m_{\sigma}^{*2}}{4} - \right. \\ & \frac{3}{2} \int_0^1 dx [M^{*2} - m_{\sigma}^{*2} x(1-x)] \ln \frac{M^{*2} - m_{\sigma}^{*2} x(1-x)}{M^2 - m_{\sigma}^2 x(1-x)} - \\ & \frac{3}{2} (M^{*2} - M^2) \int_0^1 dx \ln \left[1 - \frac{m_{\sigma}^2}{M^2} x(1-x) \right] + \\ & \left. 3M(M^* - M) + \frac{9}{2} (M^* - M)^2 \right\}. \end{aligned} \quad (8)$$

ω, ρ 介子的有效质量定义为 $m_i^{*2} = m_i^2 + \text{Re} \Pi_{i\tau}(q)$ ($q \rightarrow 0, q_0 = m_i^*$) ($i = \omega, \rho$), 其中 $\Pi_{i\tau}(q)$ 是自能 $\Pi_i^{\mu\nu}(q)$ 的横向部分,在这种定义下, $\Pi_{i\tau}(q) = \Pi_i^{22}(q) = \Pi_i^{33}(q)$. $\Pi_i^{\mu\nu}(q)$ 相应的费曼图由图 1 表示,可以得到

$$\Pi_i^{\mu\nu}(q) = -i \Gamma_i^2 \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \text{Tr} [\gamma^{\mu} G(p+q) \gamma^{\nu} G(p)], \quad (9)$$

重整化条件取为

$$\begin{aligned} \Pi_i^{22}(q) \Big|_{q=m_i, M^*=M} = \Pi_i^{33}(q) \Big|_{q=m_i, M^*=M} = 0, \\ \frac{\partial \Pi_i^{22}(q)}{\partial q} \Big|_{q=m_i, M^*=M} = \frac{\partial \Pi_i^{33}(q)}{\partial q} \Big|_{q=m_i, M^*=M} = 0, \end{aligned} \quad (10)$$

根据重整化条件(10)式,可以得到

$$\begin{aligned} \text{Re} \Pi_{iT}(q) (q \rightarrow 0, q_0 = m_i^*) = \\ - \frac{8\Gamma_\sigma^2}{3\pi^2} \int_0^{k_F} \frac{p^2 dp}{E_p^*} \frac{3M^{*2} + 2p^2}{m_i^{*2} - 4E_p^{*2}} + \\ \frac{\Gamma_i^2 m_i^{*2}}{\pi^2} \int_0^1 dx x(1-x) \ln \frac{M^{*2} - m_i^{*2} x(1-x)}{M^2 - m_i^2 x(1-x)} + \\ \frac{\Gamma_i^2}{\pi^2} \int_0^1 dx \frac{(m_i^{*2} - m_i^2) m_i^2 x^2 (1-x)^2}{M^2 - m_i^2 x(1-x)}. \end{aligned} \quad (11)$$

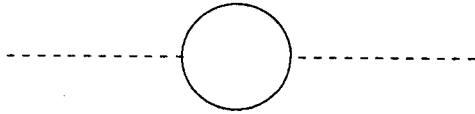


图 1 介质中核子极化单圈图

在平均场近似下, π 介子的贡献为零,但在考虑圈图时,仍然可以计算核介质中 π 介子的有效质量.

拉氏量密度形式取为^[13]

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_\pi = \frac{1}{2} (\partial_\mu \pi \cdot \partial^\mu \pi - m_\pi^2 \pi \cdot \pi) - \\ i\Gamma_\pi \bar{\psi} \gamma_5 \tau \psi \cdot \pi + \frac{1}{2} \Gamma_{\sigma\pi} m_\sigma \pi \cdot \pi \sigma, \end{aligned} \quad (12)$$

π 介子的真空质量 m_π 为 138MeV, Γ_π 为 13.45, 有效质量定义为 $m_\pi^{*2} = m_\pi^2 + \text{Re} \Pi'_\pi(q) (q \rightarrow 0, q_0 = m_\pi^*)$. 由于相互作用项 $\pi \cdot \pi \sigma$ 的存在, $\Pi'_\pi(q) = \Pi_\pi(q) - \Gamma_{\sigma\pi} m_\sigma \sigma$, 其中 $\Pi_\pi(q)$ 相应的费曼图由图 1 所示, 可以得到

$$\Pi_\pi(q) = i\Gamma_\pi^2 \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \text{Tr}[\gamma^5 G(p+q) \gamma^5 G(p)], \quad (13)$$

为了和低能 π -N 散射实验数据相符合, $\Gamma_{\sigma\pi}$ 取为 $\Gamma_\pi \left(\frac{\Gamma_\pi}{\Gamma_\sigma} \right) \left(\frac{m_\sigma}{M} \right)^{[13]}$, 由于在使用(12)式对费曼图的近似求和时存在着不同费曼图之间的相互抵消, 而这是一般近似方法所没有包括的, 所以需要将(12)式用非线性手征变换变为赝矢耦合的拉氏量密度函数, 从而得到 $\Pi'_\pi(q)$ 在变换以后的形式为^[13]

$$\begin{aligned} \text{Re} \Pi'_\pi(q) (q \rightarrow 0, q_0 = m_\pi^*) = 2(m_\pi^{*2} - m_\pi^2) \left(\frac{\Gamma_\sigma}{M} \sigma_0 \right) \left(1 - \frac{\Gamma_\sigma}{2M} \sigma_0 \right) - \Gamma_{\sigma\pi} m_\sigma \sigma_0 \left(1 - \frac{\Gamma_\sigma}{M} \sigma_0 \right)^2 + \\ \left(\frac{\Gamma_\pi}{\Gamma_\sigma} \right)^2 m_\sigma^2 \left(\frac{\Gamma_\sigma}{M} \sigma_0 \right) \left(1 - \frac{\Gamma_\sigma}{M} \sigma_0 \right) + \kappa \left(\frac{\Gamma_\pi}{\Gamma_\sigma} \right) \left(\frac{\Gamma_\pi}{2M} \right) \sigma_0^2 - 2\kappa \left(\frac{\Gamma_\pi}{2M} \right)^2 \sigma_0^3 + \left(\frac{1}{3} \right) \lambda \left(\frac{\Gamma_\pi}{\Gamma_\sigma} \right) \left(\frac{\Gamma_\pi}{2M} \right) \sigma_0^3 - \\ \left(\frac{2}{3} \right) \lambda \left(\frac{\Gamma_\pi}{2M} \right)^2 \sigma_0^4 - \frac{8}{\pi^2} \left(\frac{\Gamma_\pi}{2M} \right)^2 m_\pi^{*2} M^{*2} \int_0^{k_F} dp \frac{p^2}{E_p^*} \frac{1}{m_\pi^{*2} - 4E_p^{*2}} + \frac{\Gamma_\pi^2}{4\pi^2} \left\{ \frac{2}{3} \frac{(M - M^*)}{M} \times \right. \\ \left. \left[m_\pi^2 + \frac{2M^*(M - M^*)^2}{M} \right] + m_\pi^{*2} \left(\frac{M^*}{M} \right)^2 \int_0^1 dx \ln \frac{M^{*2} - m_\pi^{*2} x(1-x)}{M^2 - m_\pi^2 x(1-x)} + \right. \\ \left. 8(M - M^*)^2 \int_0^1 dx \frac{x(1-x) m_\pi^2 [M^2 + (M - M^*)^2]}{(M^2 - m_\pi^2 x(1-x))^2} + \left[(m_\pi^{*2} - m_\pi^2) \left(\frac{M^*}{M} \right)^2 - \right. \right. \\ \left. \left. 16(M - M^*)^2 \int_0^1 dx \frac{m_\pi^2 x(1-x)}{M^2 - m_\pi^2 x(1-x)} - 8 \frac{(M - M^*)^3}{M} \int_0^1 dx \frac{x(1-x) m_\pi^2 [M^2 + m_\pi^2 x(1-x)]}{(M^2 - m_\pi^2 x(1-x))^2} + \right. \right. \\ \left. \left. 4 \frac{(M - M^*) m_\pi^2}{M} \int_0^1 dx \frac{x(1-x) [M^2 + m_\pi^2 x(1-x)]}{M^2 - m_\pi^2 x(1-x)} - \right. \right. \\ \left. \left. \frac{2(M - M^*) [2M^3 - 5M^2(M - M^*) + 4M(M - M^*)^2 - (M - M^*)^3]}{M^2} \times \int_0^1 dx \frac{M^2 - m_\pi^2 x(1-x)}{M^2} \right\} + \\ \frac{1}{2} \frac{\delta\lambda}{\Gamma_\sigma^2} \left(\frac{M^*}{M} \right)^2 (M - M^*)^2, \end{aligned} \quad (14)$$

其中 $\delta\lambda$ 为多体耦合项 $(\sigma\pi)^2$ 的耦合常数, 取为 $-6.537\Gamma_\sigma^2$ ^[13].

3 结果与讨论

对于非线性 Walecka 模型的 TM1 参数, κ, λ, ξ

非零, 对于其他模型它们取为零. 在 DDRMF 模型中取文献[7]的第二组参数(即考虑了 Fermi 动量修正)进行计算, TW 参数由文献[4]给出, TM1 参数参见文献[2], 线性 Walecka 模型的参数取自文献[1].

从图 2(a) 可以看出, σ 介子的有效质量在低密度区域内 ($\rho < 0.3\rho_0$) 随核物质密度的增加而单调下

降,这与 BR 标度预言的结果相一致. 在这段低密度区域内,由 DDRMF 模型计算的 σ 介子的有效质量介于线性 Walecka 模型与 TW 参数给出的结果之间,而在密度较高的区域内($\rho > 0.3\rho_0$),随着核物质密度的增大, σ 介子的有效质量反而增加. 在使用强子层次上的有效模型计算 σ 介子有效质量时,在密度较高的区域内出现这一现象的原因可能是由于相应的模型没有考虑手征对称性及强子的内部结构所造成的.

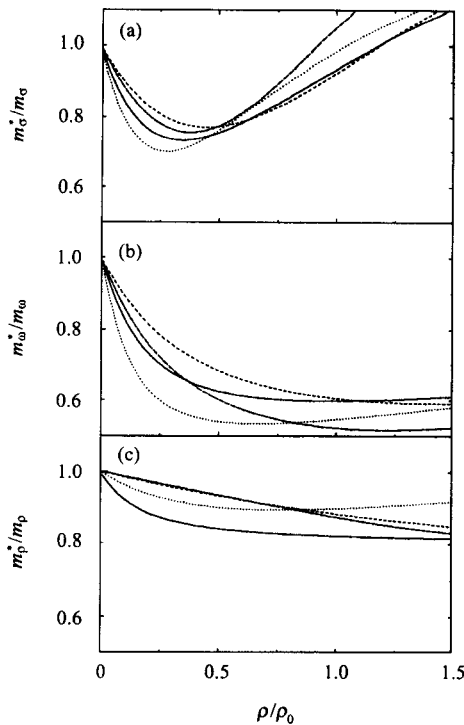


图 2 σ, ω, ρ 介子有效质量随核物质密度的变化
实线、短虚线、点线和点划线分别表示用 DDRMF, TM1, TW, Walecka 模型计算的结果.

图 2(b) 计算了 ω 介子的有效质量随核物质密度的变化. 结果表明,在低密度区域内, ω 介子的有效质量随核物质密度单调下降较快,但随着核物质密度的增大,变化趋于平缓,在密度较大时, ω 介子的有效质量略有上升. 由 DDRMF 模型预言的 ω 介子的有效质量在 $\rho < 0.3\rho_0$ 范围内介于线性 Walecka 模型与 TW 参数之间,而 TM1 参数给出的 ω 介子有效质量在 $\rho < 1.1\rho_0$ 范围内比其他模型给出的结果稍大一些.

图 2(c) 给出了 ρ 介子的有效质量随核物质密度的变化情况. 计算结果显示 DDRMF 模型预言的 ρ 介子有效质量随核物质密度的下降比其他模型计算的结果要快,这是由于 DDRMF 模型中 ρ 介子与核子的有效耦合常数在低密度区域内比其他模型大所造

成的. 和 ω 介子的情况类似, ρ 介子的有效质量在核物质密度增大时,变化也有所平缓.

图 3 计算了 π 介子的有效质量随核物质密度的变化. 图 3(a) 考虑了 $(\sigma\pi)^2$ 多体耦合项的作用,图 3(b) 则没有考虑这一项的贡献. 比较可以看出, $(\sigma\pi)^2$ 耦合项对 π 介子有效质量的影响在低密度区域内($\rho < 0.3\rho_0$) 比较大,它可以使 π 介子的有效质量随核物质密度的增大而减小,在核物质密度增大时($\rho > 0.3\rho_0$), π 介子有效质量单调增加. 而在不考虑 $(\sigma\pi)^2$ 耦合项的贡献时, π 介子的有效质量是随着核物质密度的增大而单调增加的,不可能出现在低密度区域内下降的现象. 由 TM1 参数给出的 π 介子有效质量曲线比其他模型的变化更加平缓一些,这是由于 TM1 参数中存在着非零的 σ 介子自相互作用项.

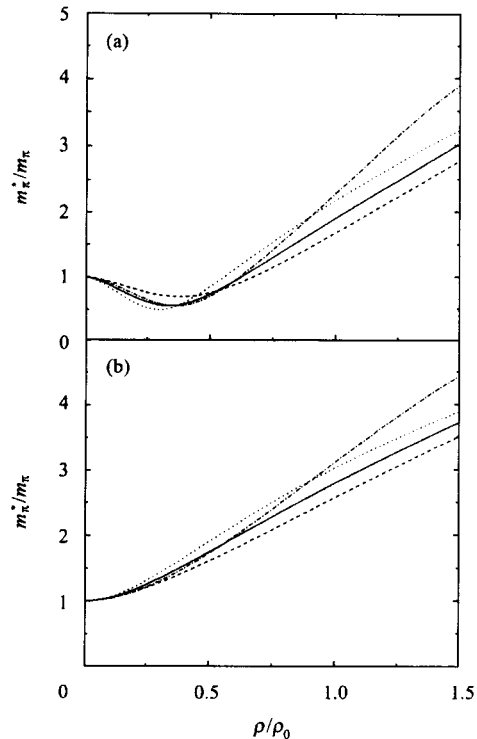


图 3 π 介子有效质量随核物质密度的变化
图中曲线说明同图 2.

图 4 计算了 DDRMF 模型中不对称系数 $\alpha \left(\alpha = \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho_n + \rho_p} \right)$ 对介子有效质量的影响. 对于对称核物质时 $\alpha = 0$,对于纯中子物质 $\alpha = 1$. 由于 δ 介子的存在,质子和中子的有效质量在不对称核物质中变得不同^[7],从而引起介子有效质量的变化,其中 ρ 介子的同位旋分量 ρ_1, ρ_2 和 ρ_3 的有效质量会变得不同,但考虑到质子与中子的有效质量差相比它们

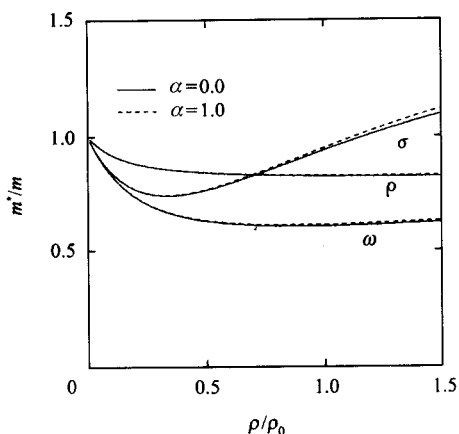


图 4 σ, ω, ρ 介子有效质量分别在对称核物质(实线)和纯中子物质(点线)中随核介质密度的变化

的真空质量要小得多,所以本文忽略其 3 个同位旋分量之间的有效质量差. 从图 4 可以看出,直到 $1.5\rho_0$, σ, ω 和 ρ 介子的有效质量在纯中子物质与对称核物质中的差别仍然很小,所以不对称系数对于介子有效质量的影响很小. 而在其他模型中,由于

不存在 δ 介子, 不对称系数对于介子的有效质量影响更小.

总之, 本文使用 DDRMF 模型计算了介子有效质量在核介质中的变化, 并把计算结果与使用 TW 参数、TW1 参数及线性 Walecka 模型参数的计算结果进行了比较. 考虑到强子层次上的有效模型, 在核物质密度较低时计算结果比较可靠, 本文重点计算了核物质密度不太高时介子有效质量随核物质密度的变化, 结果表明虽然模型不同, 但计算出的介子有效质量随核物质密度的变化趋势相似. σ, π 介子 [考虑 $(\sigma\pi)^2$ 耦合] 的有效质量在低密度区域内 ($\rho < 0.3\rho_0$) 随核物质密度的增大而减小, 在密度较高时随核物质密度的增大而变大. ω, ρ 介子的有效质量随核物质密度的增大而减小, 在密度较高时变化趋于平缓并略有增加. 本文还讨论了在不对称核物质中介子有效质量随核物质密度的变化, 结果表明不对称系数对介子有效质量的影响很小. 这些结果对进一步研究核物质中 NN 之间的相互作用及散射问题都是必要的.

参考文献 (References)

- 1 Serot B D, Walecka J D. Adv. Nucl. Phys., 1986, **16**: 1—327
- 2 Sugabara Y, Toki H. Nucl. Phys., 1994, **A579**: 557—572; Sumiyoshi K, Kuwabara H, Toki H. Nucl. Phys., 1995, **A581**: 725—746
- 3 Zimanyi J, Moszkowski S A. Phys. Rev., 1990, **C42**: 1416—1421; Delfino A, Coelho C T, Malheiro M. Phys. Rev., 1995, **C51**: 2188—2195
- 4 Typel S, Wolter H H. Nucl. Phys., 1999, **A656**: 331—364
- 5 Haar B ter, Malfliet R. Phys. Rep., 1987, **149**: 207—286; Brockmann R, Machleidt R. Phys. Rev., 1990, **C42**: 1965—1980
- 6 Brockmann R, Toki H. Phys. Rev. Lett., 1992, **68**: 3408—3411
- 7 Hofmann F, Keil C M, Lenske H. Phys. Rev., 2001, **C64**: 034314-1—034314-16
- 8 Brown G E. Z. Phys., 1988, **C38**: 291—301; Nucl. Phys., 1991, **A522**: 397c—428c; Brown G E, Rho M. Phys. Rev. Lett., 1991, **66**: 2720—2723
- 9 Jean H C, Piekarewicz J, Williams A G. Phys. Rev., 1994, **C49**: 1981—1988
- 10 Bhattacharyya A, Raha S. Phys. Rev., 1996, **C53**: 522—525
- 11 Bhattacharyya A, Ghosh S K, Phatak S C. Phys. Rev., 1999, **C60**: 044903-1—044903-5
- 12 Kurasawa H, Suzuki Y. Nucl. Phys., 1988, **A490**: 571—584
- 13 Matsui T, Serot B D. Ann. Phys. (N.Y.), 1982, **144**: 107—167

Effects of Nuclear Matter on Meson Masses*

CHEN Yan-Jun¹ GUO Hua^{1,2;1)}

¹ (Department of Technical Physics, MOE Key Laboratory of Heavy Ion Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

² (Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator, Lanzhou 730000, China)

Abstract A density dependent relativistic mean field theory is used to investigate the effect of nuclear matter on σ , ω , ρ and π meson masses. The obtained results have been compared with those given by the linear Walecka model, a nonlinear Walecka model with the parameter set TM1, and the TW model. It has been shown that the overall trends predicted by the different models are quite similar. The effective meson masses decrease with the increasing of nuclear matter density in the lower density region, while the effective σ , π meson masses begin to increase with the density of nuclear matter, and the decreasing behaviors for the effective ω , ρ meson masses tend to become slower in the higher density region. The influence of asymmetric parameter α on the effective meson mass is considerably small, moreover, the nonlinear self-interaction terms in the parameter set TM1 and the many-body coupling $(\sigma\pi)^2$ are important to the effective π meson mass.

Key words effective mass, density dependent relativistic mean field theory, asymmetric parameter, many-body coupling

Received 5 August 2003

* Supported by National Natural Science Foundation of China (10275002) and Major State Basic Research Development Program (G2000077400)

1) E-mail: guohua@pku.edu.cn