

模型及其参数对确定 K 介子有效质量的影响*

李希国^{1,2;1)} 高远² 郭艳蕊² 左维^{1,2}

1(兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心 兰州 730000)

2(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

摘要 分别使用线性和非线性 Walecka 模型,讨论了重子标量密度 ρ_S 和矢量密度 ρ_B 的关系.运用相对论平均场理论给出了不同模型下 ρ_S - ρ_B 关系曲线.利用这些结果,分析了模型和参数组对核物质中 K 介子有效质量影响的大小,得到了不同参数组下 K 介子有效质量随核物质密度的变化关系曲线.同时计算了非对称核物质中 K 介子有效质量在不同模型和不同参数下的有效质量的曲线,并与对称核物质中的情况进行了比较.

关键词 K 介子 有效质量 核物质

1 引言

核物质中强子物质性质研究是近年来一个十分重要的前沿课题.早在 20 世纪 70 年代初, Migdal, Sawyer 和 Scalapino 就提出了在核物质饱和点附近的密度下有可能出现 π 凝聚现象^[1-3]. 1986 年, Kaplan 和 Nelson 提出了在 3—4 倍标准核密度下也有可能出现 K 凝聚^[4,5], 此后, 这一问题被进行了广泛的讨论^[6-8]. 因为 K^- 介子与核子之间的吸引作用, 其有效质量随着核物质的密度增加而减少, 当减小到电化学势以下时, 就有可能出现 K^- 凝聚^[9]. K^\pm 的有效质量对核密度的依赖关系在很多文献中进行了讨论, 其结果表明, 核物质的标量密度和矢量密度的关系直接影响到 K 介子有效质量的大小. K 介子有效质量的研究是了解核状态方程的有效途径之一^[10]. 因此, 核物质中 K 介子性质的研究是这一领域的热点问题之一, 这对宇宙的早期形成以及中子星性质都有重要的意义.

本文中, 运用线性和非线性 σ - ω - ρ 模型和使用 4 组参数, 对 ρ_S 和 ρ_B 之间的关系进行对比分析, 由此研究在不同参数下 K^\pm 有效质量随密度变化的大小. 类似地又计算了在非对称物质中 ρ_S 和 ρ_B 关系

及其对 K^\pm 介子有效质量的影响, 并与在对称核物质情况下进行比较.

2 K 介子有效质量

从 $SU(3)_L \otimes SU(3)_R$ 非线性手征拉氏量出发, 可以得出 K 介子和核子相互作用的拉氏函数^[5,6,10-12], 从而给出 K^\pm 的有效质量为^[7,11]:

$$m_{K^+}^* = \omega_{K^+}^*(k=0) = m_K \left[1 - \frac{\sum_{KN}}{f_K^2 m_K^2} \rho_S + \left(\frac{3}{8} \frac{\rho_B}{f_K^2 m_K} \right)^2 \right]^{1/2} + \frac{3}{8} \frac{\rho_B}{f_K^2}, \quad (1)$$

$$m_{K^-}^* = \omega_{K^-}^*(k=0) = m_K \left[1 - \frac{\sum_{KN}}{f_K^2 m_K^2} \rho_S + \left(\frac{3}{8} \frac{\rho_B}{f_K^2 m_K} \right)^2 \right]^{1/2} - \frac{3}{8} \frac{\rho_B}{f_K^2}, \quad (2)$$

其中, $f_\pi \approx 93 \text{ MeV}$, $\sum_{KN} \approx 350 \text{ MeV}$.

这里我们已经对 $\bar{\psi}\psi$, $\bar{\psi}\gamma^0\psi$ 分别用其期望值 $\rho_S = \langle \bar{\psi}\psi \rangle$, $\rho_B = \langle \bar{\psi}\gamma^0\psi \rangle$ 代替. ρ_S 和 ρ_B 分别是重子(在这里也就是核子)的标量密度和矢量密度. 因此, 核物质的标量密度和矢量密度都对 $m_{K^\pm}^*$ 有效质量产生

2003-12-30 收稿

* 中国科学院知识创新工程重点方向性项目(KJex2-sw-N02), 科技部基础重大项目前期研究专项(2002ccb00200)资助

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

影响.

为了讨论 ρ_S 和 ρ_B 对 m_{κ^*} 的影响, 利用 σ - ω - ρ 理论模型, 其有效拉氏量可表示为^[13]

$$L = \bar{\psi} [\gamma_\mu (i\partial^\mu - g_\omega \omega^\mu - g_\rho \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{b}^\mu) - (M - g_\sigma \phi)] \psi + \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - m_\sigma^2 \phi^2) - \frac{1}{3} g_2 \phi^3 - \frac{1}{4} g_3 \phi^4 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu + \frac{1}{4} c_3 (\omega_\mu \omega^\mu)^2 - \frac{1}{4} \mathbf{B}_{\mu\nu} \cdot \mathbf{B}^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\rho^2 \mathbf{b}_\mu \cdot \mathbf{b}^\mu, \quad (3)$$

其中, $F_{\mu\nu} = \partial_\mu \omega_\nu - \partial_\nu \omega_\mu$, $\mathbf{B}_{\mu\nu} = \partial_\mu \mathbf{b}_\nu - \partial_\nu \mathbf{b}_\mu$, 在相对论平均场近似下, 各场的方程为:

$$[i\gamma_\mu \partial^\mu - g_\omega \gamma^0 \omega_0 - g_\rho \gamma^0 \boldsymbol{\tau}_3 b_0 - (M - g_\sigma \phi_0)] \psi = 0, \quad (4)$$

$$m_\sigma^2 \phi_0 + g_2 \phi_0^2 + g_3 \phi_0^3 = g_\sigma \langle \bar{\psi} \psi \rangle, \quad (5)$$

$$m_\omega^2 \omega_0 + c_3 \omega_0^3 = g_\omega \langle \psi^\dagger \psi \rangle, \quad (6)$$

$$m_\rho^2 b_0 = g_\rho \langle \psi^\dagger \boldsymbol{\tau}_3 \psi \rangle, \quad (7)$$

其能量密度为

$$\begin{aligned} \varepsilon = & g_\omega \omega_0 \rho_B - g_\rho b_0 \alpha \rho_B + \frac{1}{2} m_\sigma^2 \phi_0^2 - \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_0^2 + \\ & \frac{1}{3} g_2 \phi_0^3 + \frac{1}{4} g_3 \phi_0^4 - \frac{1}{4} c_3 \omega_0^4 - \frac{1}{2} m_\rho^2 b_0^2 + \\ & \frac{2}{(2\pi)^3} \left[\int_0^{k_{\text{Fp}}} d^3 k (k^2 + M^{*2})^{1/2} + \right. \\ & \left. \int_0^{k_{\text{Fn}}} d^3 k (k^2 + M^{*2})^{1/2} \right], \quad (8) \end{aligned}$$

其中,

$$k_{\text{Fp}} = \left[\frac{3\pi^2}{2} \rho_B (1 - \alpha) \right]^{1/3}, \quad k_{\text{Fn}} = \left[\frac{3\pi^2}{2} \rho_B (1 + \alpha) \right]^{1/3}, \quad (9)$$

$$\alpha = \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho_B},$$

利用约束条件 $\frac{\partial \varepsilon}{\partial \phi_0} = 0$, 得到

$$\begin{aligned} & m_\sigma^2 \phi_0 + g_2 \phi_0^2 + g_3 \phi_0^3 - \frac{(M - g_\sigma \phi_0)}{2\pi^2} \times \\ & \left\{ k_{\text{Fp}} [k_{\text{Fp}}^2 + (M - g_\sigma \phi_0)^2]^{1/2} - (M - g_\sigma \phi_0)^2 \times \right. \\ & \ln \frac{k_{\text{Fp}} + [k_{\text{Fp}}^2 + (M - g_\sigma \phi_0)^2]^{1/2}}{(M - g_\sigma \phi_0)} + k_{\text{Fn}} [k_{\text{Fn}}^2 + \\ & (M - g_\sigma \phi_0)^2]^{1/2} - (M - g_\sigma \phi_0)^2 \times \\ & \left. \ln \frac{k_{\text{Fn}} + [k_{\text{Fn}}^2 + (M - g_\sigma \phi_0)^2]^{1/2}}{(M - g_\sigma \phi_0)} \right\} = 0, \quad (10) \end{aligned}$$

联立(5), (9)和(10)式可以解得 ρ_S - ρ_B 关系.

当 $g_2 = g_3 = c_3 = 0$, 并且不考虑 ρ 的作用时, 非线性 σ - ω - ρ 模型简化为线性 σ - ω 模型, 可以得到 ρ_S

和 ρ_B 的对应关系为^[14]

$$\begin{aligned} & 4\pi^2 \rho_S - \gamma^{2/3} \left(M - \frac{g_\sigma^2}{m_\sigma^2} \rho_S \right) (6\rho_B \pi^2)^{1/3} \left[\left(\frac{6\rho_B \pi^2}{\gamma} \right)^{2/3} + \right. \\ & \left. \left(M - \frac{g_\sigma^2}{m_\sigma^2} \rho_S \right)^2 \right]^{1/2} + \gamma \left(M - \frac{g_\sigma^2}{m_\sigma^2} \rho_S \right)^3 \times \\ & \ln \left\{ \left(\frac{6\rho_B \pi^2}{\gamma} \right)^{1/3} + \left[\left(\frac{6\rho_B \pi^2}{\gamma} \right)^{2/3} + \left(M - \frac{g_\sigma^2}{m_\sigma^2} \rho_S \right)^2 \right]^{1/2} \right\} - \\ & \gamma \left(M - \frac{g_\sigma^2}{m_\sigma^2} \rho_S \right)^3 \ln \left(M - \frac{g_\sigma^2}{m_\sigma^2} \rho_S \right) = 0, \quad (11) \end{aligned}$$

对于普通核物质, $\gamma = 4$; 对于纯中子物质, $\gamma = 2$.

从形式上看, 矢量介子对 ρ_S 和 ρ_B 的对应关系没有直接影响, 这是由场方程决定的. ρ_S 仅仅取决于标量介子的影响. 在相对论平均场理论中, 有许多参数组^[15], 不同的参数组同时也对应了不同的模型. 本文中分别使用线性 σ - ω 模型的 L-W^[16]、线性 σ - ω - ρ 模型的 L-HS^[17] 以及非线性 σ - ω - ρ 模型下的 NL-Z^[18], TM1^[19] 参数组, 其中 TM1 考虑了 σ 介子的自耦合相互作用.

由图 1 可见, 在同样的 ρ_B 数值下, 非对称核物质中的 ρ_S 略小于在对称核物质中的 ρ_S 随着 ρ_B 的增大, 差别有所变大. 无论在对称还是非对称核物质中, 在低密度区, 各个参数组得出的曲线几乎完全重合, 表明各个参数组在此区间上对密度关系的影响几乎没有差别. 在 ρ_B 到达 $2\rho_0$ 之后, 各条曲线的 ρ_S 数值相差较大, 在 ρ_B 到达 $4\rho_0$ 附近时, 不同的参数组得出的 ρ_S 数值差别达到 0.9 倍的 ρ_0 . 这是因为, 各组参数都是在饱和点密度下根据实验值确定得到的. 在低密情况下, 标量介子的高阶项影响很小, 因此各参数组计算得出的结果几乎没有差别. 但在高密极端条件下, 不同参数组计算得出的差别就体现出来.

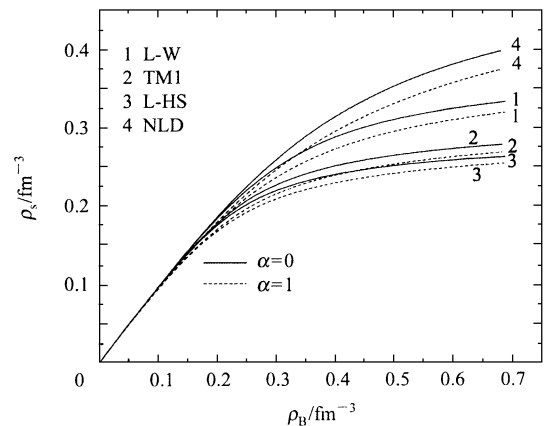


图 1 标量密度和矢量密度关系

3 不同参数下 K 介子有效质量对 ρ_S 和 ρ_B 的依赖关系

结合(2),(3)两式以及在不同参数组下计算得到的 ρ_S 和 ρ_B 的关系,我们得到了不同核物质中的 K 介子有效质量在不同的参数组下随核密度变化的依赖关系,如图 2 中曲线所示.

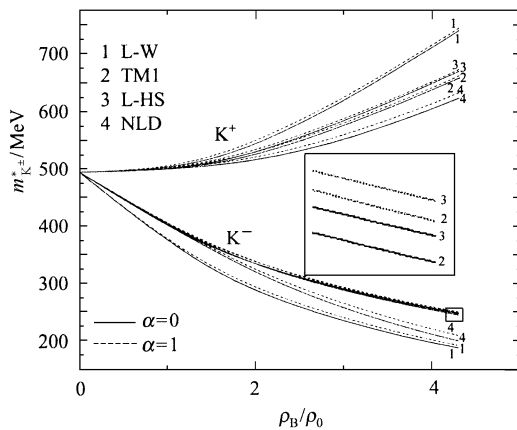


图 2 K 介子有效质量对密度的依赖关系

在图 2 中可以看到,在使用线性核物质模型时正反 K 介子有效质量比使用非线性模型时随密度的变化更为明显.但各组参数计算出来的非对称核物质中的 K 介子有效质量 m_K^* 均略大于在对称核

物质中的数值.这是因为由(2),(3)式可知, m_K^* 对 ρ_S 是减函数.这与图 1 中的曲线是对应的.对 m_K^* , TM1, L-HS 这 2 组参数计算结果几乎完全重合,而且数值大于其他两组参数的计算结果.这是与图 1 中的计算结果相对应的.因为从(3)式中可以看到,在同样 ρ_B 下, m_K^* 随着 ρ_S 的增大减小.从图 2 可以看出,无论采用哪种参数组,在对称和非对称核物质中,当密度小于 2 倍的饱和点密度时, K^- 质量下降较快, K^+ 介子则缓慢上升,各组参数影响差别不大.尤其是对于 K^+ 介子,各条曲线几乎重合.在 2.0—3.0 倍 ρ_0 , 各组参数的计算结果表明, K^- 的有效质量的下降明显减缓,形成一个转折点. K^+ 却恰恰相反,有效质量随着密度的增大而增加,在 0—2.0 倍 ρ_0 , 平缓上升, 2.0—3.0 倍 ρ_0 区间,上升较为明显,到达 4.0 ρ_0 以后,有效质量随着密度明显增加.

4 结果和讨论

无论使用哪一组参数,计算结果都与文献[20, 21]中 NJL 模型给出核物质中夸克凝聚的结果十分相似,说明了核物质中 K 介子的有效质量改变也可能是 K 介子阈下产生机制之一,手征对称破缺在核物质密度区域 2.0—3.0 倍 ρ_0 得到部分恢复.因此, K 介子在核物质中有效质量的改变可以作为观测手征对称部分恢复的一个重要信号.

参考文献 (References)

- Migdal A B. Sov. Phys. JETP., 1972, **34**: 1184
- Sawyer R F. Phys. Rev. Lett., 1972, **29**: 382
- Scalapino D J. Phys. Rev. Lett., 1972, **29**: 392
- Nelson A E, Kaplan D B. Phys. Lett., 1987, **B192**: 193
- Kaplan D B, Nelson A E. Phys. Lett., 1986, **B175**: 57
- Classing W, Bratkovskaya. Phys. Rep., 1999, **308**: 65
- LI G Q, Ko C M, FANG X S. Phys. Lett., 1994, **B329**: 149
- LI G Q, Ko C M, LI Bao-An. Phys. Rev. Lett., 1995, **74**: 235
- Henning Heiselberg. arXiv: astro-ph/9802062 v1 5 Feb 1998
- GUO Hua, LIU Bo, LI Xi-Guo. HEP & NP, 2003, **27**(2): 113 (in Chinese)
(郭华, 刘波, 李希国. 高能物理与核物理, 2003, **27**(2): 113)
- LI G Q, Brown G E. Nucl. Phys., 1997, **A625**: 372
- Classing W, Bratkovskaya. Phys. Rep., 1999, **308**: 65
- Serot B D, Walecka J D. Adv. Nucl. Phys., 1986, **16**: 1
- GAO Yuan, LI Xi-Guo, JIA Duo-Jie. HEP & NP, 2003, **27**(11): 995 (in Chinese)
(高远, 李希国, 贾多杰. 高能物理与核物理, 2003, **27**(11): 995)
- CHUANG K C, WANG C S, Santiago A J. Eur. Phys. J., 2000, **A 9**: 453
- Walecka J D. Ann. Phys. (N. Y.), 1974, **83**: 491
- Horowitz C J, Serot B D. Nucl. Phys., 1981, **A 368**: 503
- Rufa M, Reinhard P G, Maruhn J. Phys. Rev., 1988, **C35**: 390
- Sugahara Y, Toki H. Nucl. Phys., 1994, **A579**: 557
- ZHUANG Peng-Fei, HUANG M, YANG Z. Phys. Rev., 2000, **C62**: 054901
- ZHUANG Peng-Fei. Nuclear Physics Review, 2000, **19**(3): 306 (in Chinese)
(庄鹏飞. 原子核物理评论, 2000, **19**(3): 306)

Parameter Effect On Kaon Effective Mass*

LI Xi-Guo^{1,2;1)} GAO Yuan² GUO Yan-Rui² ZUO Wei^{1,2}

1(Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion Collisions, Lanzhou 730000, China)

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

Abstract The linear and nonlinear Walecka model has been used to investigate the relation between the scalar density ρ_S and the vector ρ_B in the relativistic mean-field approximation and the calculated results of the relation are presented. By using the results, we analyse the parameter effects on the effective masses of kaon and antikaon with different models. The effective masses of kaon and antikaon in asymmetric nuclear matter are also studied by using different models with different parameter sets. The difference of the effective masses between in symmetric and asymmetry nuclear matter is discussed.

Key words kaon meson, effective mass, nuclear matter

Received 30 December 2003

* Supported by the CAS knowledge Innovation project (KJcx2-sw-N02) and Ministry of Science and Technology of the People's Republic of China (2002ccb00200)

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