

ρ - ω 混合和介质中的中子-质子质量差*

刘波 高嵩 张晓飞 姜焕清

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

1996-11-21收稿

摘 要

用 ρ - ω 混合和热场动力学方法计算在热力学环境中中子-质子质量差,分析核子质量差随介质密度的变化.

关键词 热场动力学, 同位旋对称破缺, ρ - ω 混合.

多年来,电荷不对称核力在理论和实验两个方面引起了很大的注意和兴趣.近年来,人们提出用 ρ - ω 交换研究电荷不对称性^[1-6].为了检验 ρ - ω 混合作用引起同位旋对称破缺的效应,我们用 ρ - ω 混合作用和热场动力学(TFD)理论,计算核子在热力学环境中的自能和质子-中子质量差,分析质子-中子质量差随介质温度和密度的变化.

考虑 ρ NN和 ω NN耦合和 ρ - ω 混合作用,相互作用可以写为^[7]:

$$H_1 = \frac{1}{2} g_\rho \bar{N}(p') \left(\gamma^\mu + \frac{k^\nu}{2M} i \sigma^{\mu\nu} q_\nu \right) \tau \rho_\mu(q) N(p) + \frac{1}{2} g_\omega \bar{N}(p') \gamma^\mu \omega_\mu(q) N(p) + \lambda \rho_\mu^0 \omega^\mu(q), \quad (1)$$

这里 k^ν 是同位旋向量反常磁矩, g_ρ 和 g_ω 是 ρ 介子和 ω 介子耦合常数, M 是核子质量, λ 是 ρ - ω 混合矩阵元.

我们用热场动力学(TFD)研究由 H_1 引起的对核子自能的最低次修正.在TFD中,物理量的期待值是取热真空的平均值,例如,自由费米子的传播子定义为:

$$G_{\alpha\beta}^{0(ab)}(x_1 - x_2) = -i \langle 0(\beta) | T \psi_\alpha^{(a)}(x_1) \bar{\psi}_\beta^{(b)}(x_2) | 0(\beta) \rangle = \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} e^{-ip(x_1 - x_2)} G_{\alpha\beta}^{0(ab)}(p), \quad (2)$$

其中 $|0(\beta)\rangle$ 是TFD真空,定义为:

$$|0(\beta)\rangle = e^{-iG} |0\rangle, \quad (3)$$

* 国家自然科学基金资助.

这里 G 是变换的生成元.

有限温度下自由费米子的传播子可以写成两部分之和^[8]:

$$G_{\alpha\beta}^{(0)(ab)}(p) = G_{F\alpha\beta}^{0(ab)}(p) + G_{D\alpha\beta}^{0(ab)}(p). \quad (4)$$

在(4)式中 $G_{F\alpha\beta}^{0(ab)}$ 是通常的 Feynman 部分,

$$G_{F\alpha\beta}^{0(ab)}(p) = (\not{p} + m)_{\alpha\beta} \begin{pmatrix} (p^2 - m^2 + i\varepsilon)^{-1} & 0 \\ 0 & (p^2 - m^2 - i\varepsilon)^{-1} \end{pmatrix}^{(ab)}. \quad (5)$$

(4)式中的 $G_{D\alpha\beta}^{0(ab)}(p)$ 是与温度和密度有关的部分

$$G_{D\alpha\beta}^{(0)}(p) = 2\pi i \delta(p^2 - m^2) (\not{p} + m)_{\alpha\beta} \begin{pmatrix} \sin^2(\theta_{p_0}) & \frac{1}{2} \sin(2\theta_{p_0}) \\ \frac{1}{2} \sin(2\theta_{p_0}) & -\sin^2(\theta_{p_0}) \end{pmatrix}^{(ab)}, \quad (6)$$

$$\sin(\theta_{p_0}) = \frac{\theta(p_0) e^{-x/2}}{(1 + e^{-x})^{\frac{1}{2}}} - \frac{\theta(-p_0) e^{x/2}}{(1 + e^x)^{\frac{1}{2}}}, \quad (7)$$

$x = (p_0 - \mu) / T$, μ 是重子化学势, T 是温度, $\theta(p_0)$ 是阶梯函数.

严格的传播子定义为:

$$G_{\alpha\beta}^{(ab)}(p) = G_{\alpha\beta}^{(0)(ab)}(p) + [G^0(p) \Sigma(p) G^0(p)]_{\alpha\beta}^{(ab)}. \quad (8)$$

在(8)式中 $\Sigma_{\alpha\beta}^{(ab)}(p)$ 是费米子的自能.

在上面公式中的上标 (ab) 是热力学指标, 下标 α 和 β 是旋量指标. $(a, b) = (1, 1)$ 的矩阵元是对应于 Feynman 物理传播子, $(a, b) = (2, 2)$ 矩阵元对应于鬼场, 自能 Σ 的对角矩阵元和非对角矩阵元有如下关系:

$$\Sigma^{(12)}(p) = \Sigma^{(21)}(p), \quad \Sigma^{(22)}(p) = [\Sigma^{(11)}(p)]^*. \quad (9)$$

由图 1 给出的自能可表示为:

$$\begin{aligned} -i\Sigma(p) = & \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} [(i\Gamma^{NpN}) G^{0(11)}(p-q)(i\lambda)(iD_p^{(11)}(q)) \\ & \times iD_\omega^{(11)}(q) + (i\Gamma^{N\omega N}) G^{0(11)}(p-q)(i\lambda)(iD_p^{(11)}(q)) \\ & \times iD_\omega^{(11)}(q)], \end{aligned} \quad (10)$$

其中顶角

$$i\Gamma^{NpN} = \frac{i}{2} g_\rho (\gamma^\mu + \frac{k^\nu}{2M} i \sigma^{\mu\nu} q_\nu) \tau, \quad (11)$$

$$i\Gamma^{N\omega N} = \frac{i}{2} g_\omega \gamma^\mu. \quad (12)$$

在(10)式中 D_p , D_ω 为热介子的传播子;

$$D_v^{(ab)}(k) = \begin{pmatrix} \frac{1}{k^2 - m_v^2 + i\varepsilon} & 0 \\ 0 & \frac{1}{k^2 - m_v^2 - i\varepsilon} \end{pmatrix}^{(ab)} - 2\pi i \delta(k^2 - m_v^2) \begin{pmatrix} \sinh^2(\phi_{k_0}) & \frac{1}{2} \sinh(2\phi_{k_0}) \\ \frac{1}{2} \sinh(2\phi_{k_0}) & -\sinh^2(\phi_{k_0}) \end{pmatrix}^{(ab)}. \quad (13)$$

为了考虑核子结构效应,在核子介子顶点,将唯象地引入形状因子

$$F_v(q) = \frac{\Lambda_v^2 - m_v^2}{\Lambda_v^2 - q^2}, \quad v = \rho, \omega. \quad (14)$$

对(10)式积分,并考虑到 $\delta M_p = \bar{u}_p(p) \Sigma u_p(p) = -\bar{u}_n(p) \Sigma u_n(p)$ 且 $p^2 = M^2$, 可得

$$\begin{aligned} \delta M_p = & \frac{\pi^2}{(4\pi M)^4} g_\rho g_\omega \lambda \int_M^\infty d\varepsilon \\ & \times \left\{ \frac{1}{e^{\beta(\varepsilon-\mu)} + 1} \sqrt{\varepsilon^2 - M^2} (\Lambda_\rho^2 - m_\rho^2)(\Lambda_\omega^2 - m_\omega^2) \right. \\ & \times \frac{(8 + 6k^v)M - (4 + 6k^v)\varepsilon}{\left(\frac{2M^2 - m_\rho^2}{2M} - \varepsilon\right)\left(\frac{2M^2 - m_\omega^2}{2M} - \varepsilon\right)\left(\frac{2M^2 - \Lambda_\omega^2}{2M} - \varepsilon\right)\left(\frac{2M^2 - \Lambda_\rho^2}{2M} - \varepsilon\right)} \\ & + \frac{1}{e^{\beta(\varepsilon+\mu)} + 1} \sqrt{\varepsilon^2 - M^2} (\Lambda_\rho^2 - m_\rho^2)(\Lambda_\omega^2 - m_\omega^2) \\ & \left. \times \frac{(8 + 6k^v)M + (4 + 6k^v)\varepsilon}{\left(\frac{2M^2 - m_\rho^2}{2M} + \varepsilon\right)\left(\frac{2M^2 - m_\omega^2}{2M} + \varepsilon\right)\left(\frac{2M^2 - \Lambda_\omega^2}{2M} + \varepsilon\right)\left(\frac{2M^2 - \Lambda_\rho^2}{2M} + \varepsilon\right)} \right\}. \quad (15) \end{aligned}$$

核子密度 ρ_N 是

$$\rho_N = \frac{4}{(2\pi)^3} \int d^3 p (n_F^{(p)} - \bar{n}_F(p)), \quad (16)$$

$$n_F = \frac{1}{e^{(p_0 - \mu)/T} + 1}, \quad (17)$$

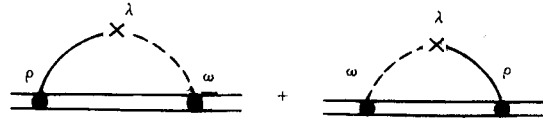


图 1 ρ - ω 混合引起的核子自能图

$$n_F = \frac{1}{e^{(\rho_0 + \mu)/T} + 1} \quad (18)$$

在有限温度和密度的介质中, 中子-质子质量差是

$$\Delta M_{n-p} = \Delta M_{n-p}^0 - (\delta M_p - \delta M_n), \quad (19)$$

其中 ΔM_{n-p}^0 是自由的中子-质子质量差;

$$\Delta M_{n-p}^0 = 1.29 \text{ MeV}.$$

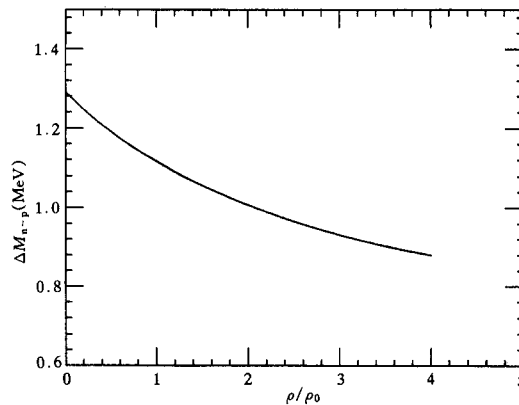


图 2 在温度 $T=0$ 时, 中子-质子质量差随重子密度的变化

用公式 (19) 计算了在介质中的中子-质子质量差. 在计算中, 取 $M_N = 939 \text{ MeV}$, $m_p = 770 \text{ MeV}$, $m_\omega = 783 \text{ MeV}$, $k^\nu = 3.7$, $\lambda = 4520 \text{ MeV}^2$, 核物质饱和密度 $\rho_0 = 0.17 / \text{fm}^3$. 图 2 是 $T=0$ 时中子-质子质量差随密度的变化, 从图 2 可以看到, ΔM_{n-p} 随重子密度增加而下降. 图 3 是化学势 $\mu=0$ 的结果, 在低温时, ΔM_{n-p} 随温度增加基本上是一个常数, 而当温度升高时, ΔM_{n-p} 随温度增加而缓慢下降.

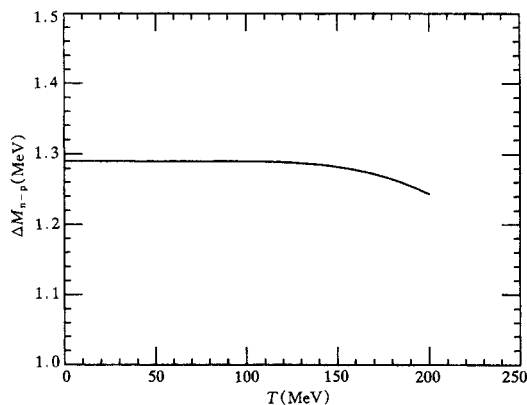


图 3 在化学势 $\mu=0$ 时, 中子-质子质量差随温度的变化

用 TFD 方法和 ρ - ω 混合作用分析了在热力学环境中的中子-质子质量差. 结果表明, 在介子理论和 TFD 框架下, 重子密度对中子-质子质量差的效应是重要的; ρ - ω 混合作用是破坏电荷对称的一个原因, 可导致中子-质子质量差; 除此之外, 其他的贡献也应进一步考虑.

参 考 文 献

- [1] T. Hutsuda *et al.*, *Phys. Rev.*, **C49**(1994)452.
- [2] S. A. Coon, M. D. Scadron, *Phys. Rev.*, **C51**(1995)2923.
- [3] S. A. Coon, R. C. Barret, *Phys. Rev.*, **C36**(1987)2189.
- [4] P. C. Macnamee *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A249**(1975)483.
- [5] S. A. Coon, M. D. Scandron, *Nucl. Phys.*, **A287**(1977)381.
- [6] K. L. Mitchell *et al.*, *Phys. Lett.*, **B335**(1984)282.
- [7] H. R. Christiansen *et al.*, *Nucl Phys.*, **B267**(1991)164.
- [8] K. Saito *et al.*, *Phys. Rev.*, **C40**(1989)407.

 ρ - ω Mixing and Neutron-Proton Mass Splitting in Medium

Liu Bo Gao Song Zhang Xiaofei Jiang Huanqing

(Institute of High Energy Physics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039)

Received 21 November 1996

Abstract

Using ρ - ω mixing and thermo field dynamics, the neutron-proton mass difference in thermal environment is calculated and the finite density dependence of the neutron-proton mass difference is analyzed.

Key words thermo-field dynamics, isospin symmetry breaking, ρ - ω mixing.