

有限温度单 ρ 介子交换势*

郑 国 桐

(杭州师范学院物理系 杭州 310012)

苏 汝 铿

(复旦大学物理系 上海 200433)

1993 年 2 月 26 日收到

摘 要

从温度场论虚时格林函数方法出发, 推导了有限温度单 ρ 介子交换势, 得出 ρ 介子随温度升高而变轻, 这与利用 QCD 标度性质得到的结果一致. 还得出 ρ 介子与核子相互作用的耦合常数随温度变化的规律也和 σ 介子与核子的相似.

关键词 温度场论, ρ 介子, 短程核力.

1. 引 言

ρ 介子在解释短程核力中起着重要作用. 近来, Brown 和 Rho 利用 QCD 的标度性质, 猜测 ρ 介子的有效质量像标量介子 σ 一样, 随着温度升高而变轻^[1,2].

本文将在核子水平上讨论 ρ 介子的有效质量随温度的变化, 并与[1,2]的结果相比较. 希望借助于我们以前使用的方法^[3-5], 得出 ρ 介子与核子相互作用的耦合常数及单 ρ 介子交换势 (OREP) 对温度的依赖关系. 结果证实 ρ 介子与 σ 介子相似, 有效质量随着温度升高而变轻, 与[1,2]的结果一致; ρ 介子与核子的耦合常数随着温度升高而变小, 并且当温度高达 200MeV 时, ρ 与核子将完全退耦.

2. ρ 介子的有效质量随温度的变化

ρ 介子是同位旋为 1 的矢量介子. 它与核子相互作用的拉格朗日密度是

$$\mathcal{L}_1 = -g_v \bar{\psi} \gamma_\mu \tau \psi \cdot \mathbf{A}^\mu - \frac{f_v}{4m} \bar{\psi} \sigma_{\mu\nu} \tau \psi \cdot (\partial^\mu \mathbf{A}^\nu - \partial^\nu \mathbf{A}^\mu), \quad (1)$$

其中 ψ 和 \mathbf{A}^μ 分别是核子场与 ρ 介子场, g_v 和 f_v 表示这两个场互相作用的耦合常数. m 是核子的质量. (1)式中的第二项表示核子与 ρ 介子的耦合是一种张量耦合. 借

* 国家自然科学基金资助.

助于有限温度场论中的虚时格林函数方法^[3-5],在动量空间中,近似到 g_V^2 阶的 OREP 为 (见图 1(a)):

$$V(p, p') = -\bar{u}(p') \left[-ig_V \gamma^\rho - i \frac{f_V}{2m} (\gamma^\rho q - q^\rho) \right] \tau^i u(p) \\ \times G_{\rho\sigma}(q) \bar{u}(-p') \left[-ig_V \gamma^\sigma + i \frac{f_V}{2m} (\gamma^\sigma q - q^\sigma) \right] \tau^i u(-p), \quad (2)$$

其中 $q = p - p'$, $iG_{\rho\sigma}(q) = i \left(\frac{q_\rho q_\sigma}{m_V^2} - g_{\rho\sigma} \right) / (q^2 - m_V^2)$, m_V 为 ρ 介子的质量, $\tau^i (i=1, 2, 3)$ 表示同位旋泡利矩阵.

对图 1(a) 的一个重要修正是如图 1(b) 所示的单圈图修正,即

$$V'(p, p') = -\bar{u}(p') \left[-ig_V \gamma^\rho - i \frac{f_V}{2m} (\gamma^\rho q - q^\rho) \right] \tau^i u(p) \\ \times G'_{\rho\sigma}(q) \bar{u}(-p') \left[-ig_V \gamma^\sigma + i \frac{f_V}{2m} (\gamma^\sigma q - q^\sigma) \right] \tau^i u(-p), \quad (3)$$

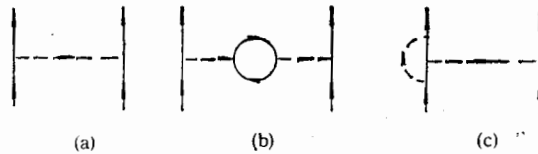


图 1 ρ 介子与核子相互作用示意图

其中 $iG'_{\rho\sigma}(q)$ 是 ρ 介子近似到 q_V^2 阶的正规传播子,它近似满足如下方程:

$$iG'_{\rho\sigma}(q) = iG_{\rho\sigma}(q) + iG_{\rho\nu}(q) [i2\pi^{\nu\sigma'}(q^2)] \\ \times iG'_{\sigma\rho}(q). \quad (4)$$

上式中 $i2\pi^{\nu\sigma'}(q^2)$ 是 ρ 介子的二阶自能,其中的因子 2 来自 ρ 介子的同位旋效应,同时 $i\pi^{\nu\sigma'}(q^2)$ 的解析表示为:

$$i\pi^{\nu\sigma}(q^2) = -\frac{i}{\beta} \sum_n \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \text{Tr} \left\{ \left[-ig_V \gamma^\nu + i \frac{f_V}{2m} (\gamma^\nu q - q^\nu) \right] \right. \\ \left. \cdot iS(k) \left[-ig_V \gamma^\sigma - i \frac{f_V}{2m} (\gamma^\sigma q - q^\sigma) \right] iS(k - q) \right\}. \quad (5)$$

从(4)(5)两式出发,利用在[3-5]中的方法,可以推得 ρ 介子的有效质量表示式为

$$\begin{cases} m_V(\beta) = F_V \sqrt{m_V^2 - 4C_V/\pi^2} \\ F_V = \sqrt{1/(1 + 4D_V/\pi^2)} \\ D_V = g_V^2 \left(\frac{1}{4} I_2 + \frac{1}{6} I_3 \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{4} f_V^2 - g_V f_V \right) (I_2 + I_3) \\ \quad - \left(\frac{f_V}{2m} \right)^2 \frac{1}{2\beta^2} \left[I_1 - I_6 + \frac{1}{3} (I_7 + I_8) \right] \\ C_V = 80g_V^2 I_1 / \beta^2, \end{cases} \quad (6)$$

其中 $\beta = (K_B T)^{-1}$, $K_B T$ 表示温度, 而 $I_i (i = 1, 2, \dots, 9)$ 是文献[5]所示的一些积分. 同时, 还得到正规传播子 $iG'_{\nu\sigma}(q)$ 为:

$$iG'_{\nu\sigma}(q) = F_V^2 \frac{-ig_{\nu\sigma}}{q^2 - m_V^2(\beta)}, \quad (7)$$

其中 F_V 已在(6)式中给出.

3. ρ 介子与核子相互作用的耦合常数随温度的变化

此外, 对(2)式的另一个重要修正如图 1(c) 所示, 这是左三线顶角修正, 它的解析表示式为:

$$\left\{ \begin{aligned} V''(p, p') &= -\bar{u}(p') [\Lambda^\nu(q)]^i u(p) G_{\nu\sigma}(q) \bar{u}(-p') \\ &\quad \times \left[-ig_\nu \gamma^\sigma + i \frac{f_V}{2m} (\gamma^\sigma q - q^\sigma) \right] \tau^i u(-p), \\ [\Lambda^\nu(q)]^i &= \frac{i}{\beta} \sum_n \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} iG_{\lambda\sigma}(k) \left[-ig_\nu \gamma^\sigma + i \frac{f_V}{2m} (\gamma^\sigma k - k^\sigma) \right. \\ &\quad \left. + i \frac{f_V}{2m} (\gamma^0 \gamma^\sigma - g^{0\sigma}) k^0 \right] iS(p' - k) \left[-ig_\nu \gamma^\rho \right. \\ &\quad \left. - i \frac{f_V}{2m} (\gamma^\rho q - q^\rho) \right] iS(p - k) \left[-ig_\nu \gamma^\lambda - i \frac{f_V}{2m} \right. \\ &\quad \left. \times (\gamma^\lambda k - k^\lambda) - i \frac{f_V}{2m} (\gamma^0 \gamma^\lambda - g^{0\lambda}) k^0 \right] \tau^i \tau^j \tau^i, \end{aligned} \right. \quad (8)$$

其中, $[\Lambda^\nu(q)]^i (i = 1, 2, 3)$ 是近似到 g_V^2 阶的三线顶角函数. 利用外线质壳条件, 可把它分为两部分:

$$\left\{ \begin{aligned} [\Lambda^\nu(q)]^i &= -\Lambda_1(q) \left[-ig_\nu \gamma^\nu - i \frac{f_V}{2m} (\gamma^\nu q - q^\nu) \right] \\ &\quad \times \tau^i + [\Lambda_2^\nu(q)]^i, \\ \Lambda_1(q) &= -\frac{i}{\beta} \sum_n \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} iG_{\lambda\sigma}(k) \left[-ig_\nu \gamma^\sigma + i \frac{f_V}{2m} (\gamma^\sigma k - k^\sigma) \right] \\ &\quad \times \frac{(p' - k + m)(p - k - m)}{[(p' - k)^2 - m^2][(p - k)^2 - m^2]} \\ &\quad \times \left[-ig_\nu \gamma^\lambda + i \frac{f_V}{2m} (\gamma^\lambda k - k^\lambda) \right], \\ [\Lambda_2^\nu(q)]^i &= -\frac{i}{\beta} \sum_n \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} iG_{\lambda\sigma}(k) \left[-ig_\nu \gamma^\sigma + i \frac{f_V}{2m} (\gamma^\sigma k - k^\sigma) \right] \\ &\quad \times \frac{2(p' - k - m)}{[(p' - k)^2 - m^2][(p - k)^2 - m^2]} \\ &\quad \times \left\{ \left[(p - k) \frac{f_V}{2m} (\gamma^\lambda k - k^\lambda) + mg_\nu \gamma^\lambda \right] \frac{f_V}{2m} (\gamma^\nu p - q^\nu) \right. \\ &\quad \left. + g_V^2 g^{\nu\lambda} [m - (p - k)] + (p - k + m) \left[g_\nu \frac{f_V}{2m} (q^\lambda \gamma^\nu - g^{\nu\lambda} q) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \left(\frac{f_V}{2m} \right)^2 (q^\lambda \gamma^\nu k - g^{\nu\lambda} q k + k \cdot q \gamma^\lambda \gamma^\nu - k^\nu \gamma^\lambda q) \right] \right\} \end{aligned} \right. \quad (9)$$

$$\left\{ \begin{aligned} & + \left[\frac{f_V}{2m} (p-k) \cdot q r^\nu - \frac{f_V}{2m} (p-k)^\nu q + g_V (p-k)^\nu \right] \\ & \times \left[g_V r^\lambda + \frac{f_V}{2m} (r^\lambda \not{k} - k^\lambda) \right] \} r^i. \end{aligned} \right.$$

现在来计算第一部分 $\Lambda_1(q)$. 用恒等式

$$\frac{1}{abc} = \int_0^1 dn' \int_0^{n'} du \frac{2}{[a + (b-a)u' + (c-b)u]^3} \quad (10)$$

得到

$$\begin{aligned} \Lambda_1(q) = & \frac{2g_{\lambda\sigma}}{\beta} \sum_n \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \int_0^1 du' \int_0^{u'} du \left[-g_V r^\sigma + \frac{f_V}{2m} (r^\sigma \not{k} - k^\sigma) \right] \\ & \cdot (\not{p}' - \not{k} + m)(\not{p} - \not{k} - m) \left[-g_V r^\lambda + \frac{f_V}{2m} (r^\lambda \not{k} - k^\lambda) \right] / \\ & [k^2 - 2k \cdot \bar{p} + (p'^2 - m^2)u' + (p^2 - p'^2)u - (1-u')m_V^2]^3, \quad (11) \end{aligned}$$

其中 $\bar{p} = u'p' + uq$, $k^2 = (i\omega_n)^2 - |\mathbf{k}|^2$, $i\omega_n = i2n\pi/\beta$ ($n = 1, 2, \dots$). 为了简化计算, 引进记号 $W^2 = |\mathbf{k}|^2 + \bar{p}^2 - (p'^2 - m^2)u' - (p^2 - p'^2)u + (1-u')m_V^2$, 可以证明下述公式成立:

$$\left\{ \begin{aligned} & \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{\not{k}}{[(i\omega_n)^2 - W^2]^3} = 0, \\ & \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{\not{k}\not{k}}{[(i\omega_n)^2 - W^2]^3} = 0, \\ & \sum_n \frac{i\omega_n}{[(i\omega_n)^2 - W^2]^3} = 0, \\ & \sum_n \frac{(i\omega_n)^3}{[(i\omega_n)^2 - W^2]^3} = 0. \end{aligned} \right. \quad (12)$$

在此基础上, 利用非相对论近似, 容易得到:

$$\left\{ \begin{aligned} & \Lambda_1(q) = \frac{2}{\beta} \sum_n \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \int_0^1 du' \int_0^{u'} du \left[-3 \left(\frac{f_V}{2m} \right)^2 (i\omega_n)^4 \right. \\ & \quad \left. + \xi' (i\omega_n)^2 + \xi \right] / [(i\omega_n)^2 - W^2]^3, \\ & \xi = 4g_V^2 [u'(u'-2)m^2 - |\mathbf{k}|^2] + \left(\frac{f_V}{2m} \right)^2 \\ & \quad \times [-3|\mathbf{k}|^4 + 6u'(u'-1)m^2|\mathbf{k}|^2 - 3u'(u'-2)m^4], \\ & \xi' = 4g_V^2 + \left(\frac{f_V}{2m} \right)^2 [18u'(1-u')m^2 + 6|\mathbf{k}|^2]. \end{aligned} \right. \quad (13)$$

完成(13)式中对指标 n 的求和, 得:

$$\begin{aligned} \Lambda_1(q) = & \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \int_0^1 du' \int_0^{u'} du \left\{ 3 \left(\frac{f_V}{2m} \right)^2 \left[\frac{3}{8W} + \frac{3}{4W(e^{\beta W} - 1)} \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{5\beta e^{\beta W}}{4(e^{\beta W} - 1)^2} + \frac{W\beta^2 e^{\beta W}}{4(e^{\beta W} - 1)^2} + \frac{W\beta^2 e^{\beta W}}{2(e^{\beta W} - 1)^3} \right] \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \xi' \left[\frac{1 + e^{\beta W}}{2W^3(e^{\beta W} - 1)} + \frac{\beta e^{\beta W}}{W^2(e^{\beta W} - 1)^2} \right] \\
& - (\xi + \xi' W^2) \left[\frac{\beta^2 e^{\beta W} (1 + e^{\beta W})}{4W^3(e^{\beta W} - 1)^3} + \frac{3\beta e^{\beta W}}{4W^4(e^{\beta W} - 1)^2} \right. \\
& \left. + \frac{3(1 + e^{\beta W})}{8W^5(e^{\beta W} - 1)} \right] \Big\}, \tag{14}
\end{aligned}$$

再完成对 u 和 u' 的积分, 得:

$$\begin{cases}
\Lambda_1(q) = Z_1^{-1} - 1 + \Lambda_{1c}, \\
\Lambda_{1c} = -\frac{1}{8\pi^2} \left\{ 4g_V^2 \left[\frac{1}{2} (I_{13} + I_{15} + I_{36} + 3I_{21} + 3I_{23}) \right. \right. \\
\quad + \frac{1}{2} \alpha_1^2 \beta^2 (2I_{14} + 3I_{16} + 3I_{26} + 12I_{32} + 15I_{33}) \\
\quad + \frac{61}{10} m^2 \beta^2 \left(\frac{5}{12} (I_{11} + 3I_{14} + 3I_{16}) + \frac{3}{2} \alpha_3^2 \beta^2 \right. \\
\quad \left. \left. \times (I_{27} + 4I_{34} + 5I_{35}) \right) \right] + \left(\frac{f_V}{2m} \right)^2 \left[\frac{183}{20\beta^2} (I_{17} + 3I_{10} \right. \\
\quad + 2I_{20} + 2I_{22} + I_{24} + 3I_{28} + 3I_{29}) + \frac{3}{2} \alpha_1^2 (3I_{15} \\
\quad + 4I_{21} + 6I_{23} + 3I_{25} + 12I_{30} + 15I_{31}) \\
\quad + 2m^2 \left(\frac{3}{4} (I_{13} + I_{15}) + \frac{1}{4} (I_{36} + 3I_{21} + 3I_{23}) \right. \\
\quad \left. \left. + \frac{9}{2} \alpha_2^2 \beta^2 (2I_{14} + 3I_{16}) + 3\alpha_3^2 \beta^2 (I_{26} + 4I_{32} + 5I_{33}) \right) \right] \Big\}, \tag{15}
\end{cases}$$

其中 $\alpha_1^2 = \frac{1}{4} m^2 - \frac{1}{6} m_V^2$, $\alpha_2^2 = \frac{1}{20} m^2 - \frac{1}{30} m_V^2$, $\alpha_3^2 = \frac{11}{60} m^2 - \frac{7}{60} m_V^2$, 而 $I_i (i = 10, 11, \dots, 37)$ 是一些如[5]所示的积分。在方程(15)中, $Z_1^{-1} - 1$ 是一个如同在量子场论波函数重整化中常出现的发散量, 为简便起见, 在这里不给出它的表示式。

下面再来看(9)式中的第二部分 $[\Lambda_2^i(q)]^i$ 。这一部分的计算与上述第一部分的相似, 结果表明该部分均由一些 p 或 p' 的高阶项组成, 这些项对标准的坐标空间中的 OREP 均无贡献, 因之, $[\Lambda_2^i(q)]^i$ 可以忽略不计。于是(9)式中的第一式为:

$$\begin{aligned}
[\Lambda^i(q)]^i &= -(Z_1^{-1} - 1) \left[-ig_V \gamma^\nu - i \frac{f_V}{2m} (\gamma^\nu q - q^\nu) \right] \tau^i \\
&\quad - \Lambda_{1c} \left[-ig_V \gamma^\nu - i \frac{f_V}{2m} (\gamma^\nu q - q^\nu) \right] \tau^i. \tag{16}
\end{aligned}$$

由于 ρ 介子与核子的耦合是微商耦合, 不可重整。因此在计算(16)式右端第一项时必须引入形状因子, 而且它的结果依赖于切断参量。但这项与温度无关。与温度有关的部份 Λ_{1c} 中的所有积分, 由于存在费密分布(核子)或玻色分布(ρ 介子)因子, 在大动量时积分收敛。因此, 切断参量只影响零温结果, 不影响与温度的关系。采用文献[6]的方法处理零温部分的形状因子。记 $[\Lambda^i(q)]^i$ 中与温度有关的部分为 $\Lambda_c^{i^i}(p, p')$, 得

$$\Lambda_c^{i^i}(p, p') = -\Lambda_{1c} \left[-ig_V \gamma^\nu - i \frac{f_V}{2m} (\gamma^\nu q - q^\nu) \right] \tau^i. \tag{17}$$

对(2)和(8)式求和,得:

$$\begin{aligned}
 V(p, p') + V''(p, p') = & -\bar{u}(p') \left[-ig_v(\beta)\gamma^\nu - i\frac{f_v(\beta)}{2m}(\gamma^\nu q - q^\nu) \right] \\
 & \cdot \tau^i u(p) G_{\nu\sigma}(q) \bar{u}(-p') \left[-ig_v\gamma^\sigma + i\frac{f_v}{2m} \right. \\
 & \left. \cdot (\gamma^\sigma q - q^\sigma) \right] \tau^i u(-p), \quad (18)
 \end{aligned}$$

其中

$$\begin{cases} g_v(\beta) = (1 + \Lambda_{1c})g_v, \\ f_v(\beta) = (1 + \Lambda_{1c})f_v. \end{cases} \quad (19)$$

从方程(18)看到 $\left[-ig_v(\beta)\gamma^\nu - i\frac{f_v(\beta)}{2m}(\gamma^\nu q - q^\nu) \right] \tau^i$ 是一个顶角修正只近似到 g_v^2 和 f_v^2 阶的正规顶角,所以可以像[5]一样将 $g_v(\beta)$ 与 $f_v(\beta)$ 看作为 ρ 介子的有限温度耦合常数.

4. 有限温度单 ρ 介子交换势

上面考察了对图 1(a) 的单圈图修正和左三线顶角修正. 结果得出当这种修正近似到 g_v^2 和 f_v^2 阶时,则:(A) 方程(2)中的自由传播子应被正规传播子 $iG'_{\nu\sigma}(q)$ 所代替;(B) 同时,方程(2)中的顶角(无论是左顶角还是右顶角)也应被正规顶角代替. 这种近似导致近似到 g_v^4 和 f_v^4 阶的有效的 OREP:

$$\begin{aligned}
 V_{\text{eff}}(p, p') = & -\bar{u}(p') \left[-ig_v(\beta)\gamma^\nu - i\frac{f_v(\beta)}{2m}(\gamma^\nu q \right. \\
 & \left. - q^\nu) \right] \tau^i u(p) G'_{\nu\sigma}(q) \bar{u}(-p') \left[-ig_v(\beta)\gamma^\sigma \right. \\
 & \left. + i\frac{f_v(\beta)}{2m}(\gamma^\sigma q - q^\sigma) \right] \tau^i u(-p). \quad (20)
 \end{aligned}$$

对上式作付里叶变换,可得到一个坐标空间中的 OREP, 它的解析表示是:

$$\begin{aligned}
 V_\rho[m_v(\beta), r] = & F_v^2 g_v^2(\beta) \frac{m_v(\beta)}{4\pi} \left\{ Y(x) \left[1 + \frac{1}{2} \frac{m_v^2(\beta)}{m^2} \right] \right. \\
 & + \frac{1}{6} \frac{m_v^2(\beta)}{m^2} Y(x) (\sigma_1 \cdot \sigma_2) - \frac{3}{2} Z_1(x) S \cdot L \\
 & \left. - \frac{3}{4m^2} [\nabla^2 Y(x) + Y(x) \nabla^2] - \frac{m_v^2(\beta)}{12m^2} Z(x) S_{12} \right\} (\tau_1 \cdot \tau_2) \\
 & + F_v^2 \frac{m_v(\beta)}{4\pi} \left\{ \frac{f_v(\beta)g_v(\beta)}{2} \left[\frac{m_v^2(\beta)}{m^2} Y(x) \right. \right. \\
 & + \frac{2}{3} \frac{m_v^2(\beta)}{m^2} Y(x) (\sigma_1 \cdot \sigma_2) \\
 & \left. \left. - 4Z_1(x) S \cdot L - \frac{1}{3} \frac{m_v^2(\beta)}{m^2} Z(x) S_{12} \right] \right\}
 \end{aligned}$$

$$+ f_v^2(\beta) \left[\frac{1}{6} \frac{m_v^2(\beta)}{m^2} Y(x) (\sigma_1 \cdot \sigma_2) - \frac{m_v^2(\beta)}{12m^2} Z(x) S_{12} \right] \times (\tau_1 \cdot \tau_2). \quad (21)$$

上面 $x = m_v(\beta)r$, $Y(x) = e^{-x}/x$, $Z(x) = \left(1 + \frac{3}{x} + \frac{3}{x^2}\right) Y(x)$, $Z_1(x) = \frac{m_v^2(\beta)}{m^2} \left(\frac{1}{x} + \frac{1}{x^2}\right) Y(x)$ 和 $S_{12} = \frac{3(\sigma_1 \cdot r)(\sigma_2 \cdot r)}{r^2} - (\sigma_1 \cdot \sigma_2)$. 由于 $K_B T \rightarrow 0$ 时, $I_i (i = 1, 2, \dots, 37)$ 均趋于零, 结果 $V_\rho[m_v(\beta), r]$ 就转化为通常的 OREP.

5. 结果与讨论

当选取文献[6]给出的参数时, 数值结果如图2至图5所示.

图2中画出了 ρ 介子的有效质量 $m_v(\beta)$ 随温度的变化曲线. 我们看到, 当温度升高时, ρ 介子的质量, 像 σ 介子一样变得越来越轻. 这一结果与 Brown 等人在夸克水平上用 QCD 求和规则得出的结果一致^[1,2]. 但 QCD 是可重整的理论, 本文所用的核子与 ρ 介子的张量耦合是不可重整的, 之所以能得出一致结论, 我们认为关键在于切断参量只影响零温结果而不影响含温度的部分.

图3和图4分别给出了 ρ 介子与核子相互作用的耦合常数 $g_v(\beta)$ 与 $f_v(\beta)$ 对温度的依赖关系. 可以看到 $g_v^2(\beta)/4\pi$ 和 $f_v(\beta)$ 曲线均随温度升高而下降, 当温度 $K_B T$ 趋于 200MeV 附近时, 也像 σ 介子与核子的耦合常数一样趋于零. 这表明作为短程核力的单 ρ 介子交换势在 200MeV 时也趋于退耦.

图5给出了一组不同温度时 OREP 中二核子自旋单态有心力 $V_c(r)$ 曲线. 曲线A为 $K_B T = 0\text{MeV}$, 曲线B为 $K_B T = 160\text{MeV}$, 曲线C为 $K_B T = 180\text{MeV}$. 当温度 $K_B T$ 达到 200MeV 附近时, $V_c(r)$ 与 r 轴重叠在一起.

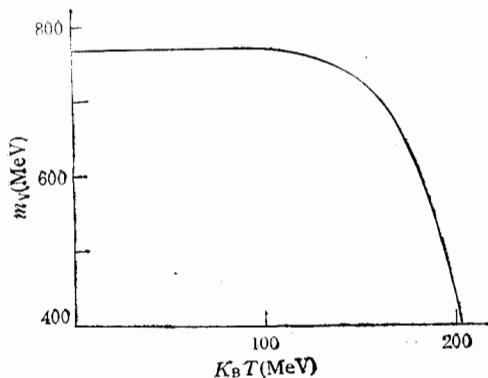


图2 ρ 介子的有效质量 $m_v(\beta)$ 随温度的变化 ($\beta = (K_B T)^{-1}$)

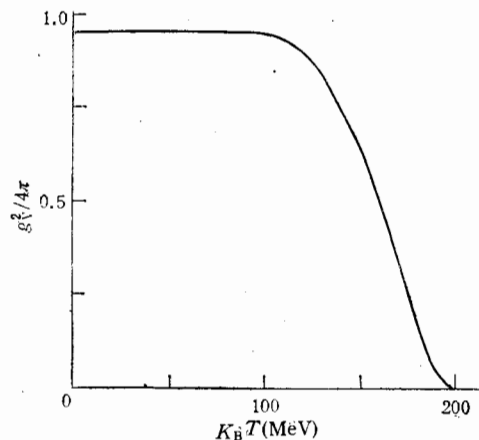


图3 ρ 介子与核子相互作用的耦合常数 $g_v^2(\beta)/4\pi$ 随温度的变化

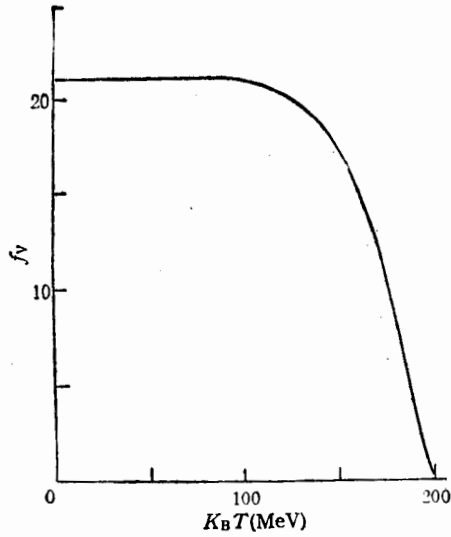


图4 ρ 介子与核子相互作用耦合常数 $f_v(\beta)$ 随温度的变化

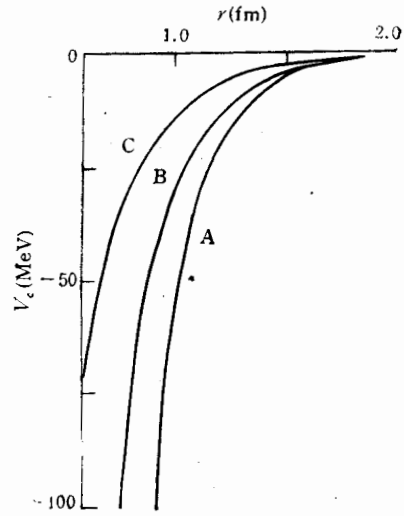


图5 不同温度时单 ρ 介子交换势中二核子自旋单态的有心力 $V_c(r)$
曲线 A: $K_B T = 0 \text{ MeV}$; 曲线 B: $K_B T = 160 \text{ MeV}$; 曲线 C: $K_B T = 180 \text{ MeV}$.

参 考 文 献

- [1] G.E. Brown et. al., *Nucl. Phys.*, **A506**(1990) 565; **A522**(1991) 397c.
- [2] G.E. Brown et. al., *Phys. Rev. Lett.*, **66**(1991) 2721.
- [3] R.K. Su and G.T. Zheng, *Jour. of Phys.*, **G16**(1990) 203.
- [4] G.T. Zheng and R.K. Su, *High Ener. Phys. & Nucl. Phys.*, **14**(1990) 135.
- [5] 郑国桐、苏汝铿, *高能物理与核物理*, **15**(1991)689; **16**(1992) 131.
- [6] R. Machleidt et. al., *Phys. Rep.*, **149**(1987)1.

One ρ -Meson Exchange Potential at Finite Temperature

Zheng Guotong

(Department of Physics, Hangzhou Teacher's College, Hangzhou 310012)

Su Rukeng

(Department of Physics, Fudan University, Shanghai 200433)

Received on February 26, 1993

Abstract

By means of the imaginary-time Green function method in finite-temperature field theory, one ρ -meson exchange potential at finite temperature is obtained. It is found that ρ -meson become lighter in terms of temperature increasing. The result is in good agreement with that obtained from scaling property of QCD. It is also found that temperature dependence of ρ -meson coupling constants is similar to that of σ -meson coupling constants.

Key words field theory at finite temperature, ρ -meson, nucleon-nucleon interactions at short range.