

# 热强子质量的有效手征拉氏量近似\*

陈 洪

(西南师范大学物理系 重庆 630715)

刘 波

(中科院高能物理研究所 北京 100039)

**摘要** 从再现 QCD 标度反常的线性化手征拉氏量出发,使用热场动力学理论,计算了单圈近似下强子的热质量,并发现组分夸克质量和标量场质量在单圈近似下比在平均场近似下随温度的增加更快地下降,而在手征极限下, $\pi$ 介子在所有温度保持无质量.

**关键词** 热场动力学 有效拉手征氏量 QCD 标度反常 强子的热质量

## 1 引言

人们期望强相互作用物质在极端温度和密度条件下有手征对称恢复和退禁闭相变发生.目前,最有兴趣的物理在于夸克-胶子等离子体,并在相应的重离子实验中作探测.这些实验应该涉及强子化,所以研究强子的性质怎样随温度和密度而改变是重要的.的确,低能有效 QCD 拉氏量一直被使用来研究有限温度和密度条件下 $\pi$ 介子的性质<sup>[1]</sup>.对强子的性质而言,一个好的有效拉氏量近似是必需的. Brown 和 Rho<sup>[2]</sup>建议再现 QCD 标度反常的有效拉氏量适合描述密物质中强子的性质,并在平均场近似下显示,如果手征拉氏量的参数根据密物质中的相应量再标度,密物质中强子的质量呈现近似的标度行为. Beane 和 Kolck<sup>[3]</sup>从再现 QCD 标度反常的非线性化手征拉氏量出发得到了一线性化的有效手征拉氏量.最近的研究表明<sup>[4]</sup>,这一线性化手征拉氏量自然地呈现密物质中强子质量的标度律,并与实验观察一致<sup>[4,5]</sup>.

本文从再现 QCD 标度反常的线性化手征拉氏量出发在单圈近似下研究了强子的热质量,显示在手征极限下, $\pi$ 介子热质量在所有温度下保持为零,进而观察到组分夸克的质量和标量场的质量在单圈近似下比在平均场近似下随温度的增加更快地下降,并近似地遵从从密物质中同样的标度律.

1997-10-05收稿

\*国家自然科学基金资助

## 2 有限温度下的有效手征拉氏量

再现 QCD 标度反常的线性化手征拉氏量为<sup>[3]</sup>

$$L = \bar{Q} i \not{\partial} Q + \frac{1}{2} \partial_\mu \pi \cdot \partial^\mu \pi + \frac{1}{2} \partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - \frac{m}{f_\pi} \bar{Q} [\sigma + i \gamma^5 \boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\pi}] Q + \frac{m_\sigma^2}{16 f_\pi^2} (\sigma^2 + \boldsymbol{\pi}^2)^2 - \frac{m_\sigma^2}{8 f_\pi^2} [(\sigma^2 + \boldsymbol{\pi}^2)^2 \ln(\sigma^2 + \boldsymbol{\pi}^2) / f_\pi^2]. \quad (1)$$

由于势的极小值位于手征圈  $\sigma^2 + \boldsymbol{\pi}^2 = f_\pi^2$  上, 可选择真空平均为

$$\langle \sigma \rangle_o = f_\pi, \quad \langle \boldsymbol{\pi} \rangle_o = 0. \quad (2)$$

在这个真空,  $\pi$  介子保持为戈尔斯通玻色子. 为微扰计算强子性质的温度效应, 移动  $\sigma$  场作为  $\sigma \rightarrow f_\pi + \sigma$ , 并得到拉氏量为

$$L = \bar{Q} (i \not{\partial} - m) Q + \frac{1}{2} \partial_\mu \pi \cdot \partial^\mu \pi + \frac{1}{2} \partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma^2 - \frac{m}{f_\pi} \bar{Q} [\sigma + i \gamma^5 \boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\pi}] Q - \frac{1}{2} \frac{m_\sigma^2}{f_\pi} \sigma \boldsymbol{\pi}^2 - \frac{5}{6} \frac{m_\sigma^2}{f_\pi} \sigma^3 - \frac{3}{4} \frac{m_\sigma^2}{f_\pi^2} \sigma^2 \boldsymbol{\pi}^2 - \frac{1}{8} \frac{m_\sigma^2}{f_\pi^2} \boldsymbol{\pi}^4 - \frac{11}{24} \frac{m_\sigma^2}{f_\pi^2} \sigma^4 + \dots, \quad (3)$$

其中只明显地给出了达到  $m_\sigma^2 / f_\pi^2$  级次的有关相互作用. 在零温  $T = 1 / \beta = 0$ , 拉氏量 (3) 的参数已很好的被知道.  $\pi$  介子衰变常数  $f_\pi = 93 \text{ MeV}$ , 组分夸克质量由核子磁矩确定为  $m_Q = m = 325 \text{ MeV}$ , 标量场质量可由手征对称限制<sup>[6]</sup>

$$m_\sigma^2 = (2m)^2 + m_\pi^2 \quad (4)$$

来固定.

为研究强子质量的有限温度修正, 使用热场动力学是方便的. 在热场动力学中, 为使任一算符的热真空期待值能在通常的希尔伯特空间中计算, 需要引入一个与原物理场对应的虚拟场. 这导致了  $2 \times 2$  矩阵传播子<sup>[7]</sup>. 对标量场  $2 \times 2$  矩阵传播子为

$$\Delta(k) = \begin{bmatrix} \Delta^{(11)}(k) & \Delta^{(12)}(k) \\ \Delta^{(21)}(k) & \Delta^{(22)}(k) \end{bmatrix}, \quad (5)$$

其中

$$\begin{aligned} \Delta^{(11)}(k) &= \frac{1}{K^2 - m^2 + i\epsilon} - 2\pi i \delta(k^2 - m^2) n_B(k) \\ &= -\Delta^{(22)}(k)^*, \\ \Delta^{(12)}(k) &= -2\pi i \delta(k^2 - m^2) e^{i\beta |k_0|/2} n_B(k) \\ &= \Delta^{(21)}(k), \end{aligned} \quad (6)$$

$n_B(k) = \frac{1}{e^{\beta |k_0|} - 1}$  是玻色子分布函数. 对费密子场  $2 \times 2$  传播子为

$$S_F^{(k)} = \begin{bmatrix} S_F^{(11)}(k) & S_F^{(12)}(k) \\ S_F^{(21)}(k) & S_F^{(22)}(k) \end{bmatrix}, \quad (7)$$

其中

$$\begin{aligned}
 S_F^{(11)}(k) &= (k+m) \left[ \frac{1}{k^2 - m^2 + i\varepsilon} + 2\pi i \delta(k^2 - m^2) n_F(k) \right] \\
 &= -S_F^{(22)}(k)^*, \\
 S_F^{(12)}(k) &= 2\pi i \delta(k^2 - m^2) (k+m) e^{\beta |k_0|/2} \varepsilon(k) n_F(k) \\
 &= S_F^{(21)}(k),
 \end{aligned} \tag{8}$$

$n_F(k) = \frac{1}{e^{\beta |k_0|} + 1}$  是费密子分布函数.  $\varepsilon(k_0) = \theta(k_0) - \theta(-k_0)$ ,  $\theta(k_0)$  是阶梯函数.

利用这些热传播子可进行微扰计算. 与物理场相连的顶角是 1 类顶角, 耦合常数为  $g$ , 与虚拟场相连的顶角是 2 类顶角, 耦合常数为  $g^* = -g$ . 当然, 在作费曼图展开时, 只有物理场出现在外线上<sup>[7]</sup>.

在热密物质中, 强子的质量由静态红外极限下相应完全传播子的极点定义. 这在许多文献中已有充分的讨论<sup>[8]</sup>. 这样定义的强子质量相应于有限温度和密度下相互作用系统的集体激发质量谱, 下面将从有效手征拉氏量(3)计算单圈近似下强子的这些热质量. 因为重离子碰撞主要涉及低密下的温度, 所以将集中的注意力于强子自能的明显地依赖于温度的实部.

### 3 强子热质量的微扰计算

首先考虑  $\pi$  介子. 对  $\pi$  介子自能有贡献的费曼图显示在图 1 中, 相应的  $\pi$  介子自能为

$$\begin{aligned}
 -i\Pi_{\pi}^{ij}(q) &= - \left( -i \frac{m}{f_{\pi}} \right)^2 \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \text{Tr}[\gamma^5 \tau^i i S_F^{(11)}(k) \gamma^5 \tau^j i S_F^{(11)}(k+q)] - \\
 &\quad \left( -i \frac{m}{f_{\pi}} \right) \left( -i \frac{1}{2} \frac{m_0^2}{f_{\pi}} \right) 2! i \Delta_0^{(11)}(0) \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \text{Tr}[i S_F^{(11)}(k)] \delta_{ij} + \\
 &\quad \left( -i \frac{1}{2} \frac{m_0^2}{f_{\pi}} \right)^2 (2!)^2 \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} i \Delta_0^{(11)}(k) i \Delta_{\pi}^{(11)}(k-q) \delta_{ij} + \\
 &\quad \left( -i \frac{1}{2} \frac{m_0^2}{f_{\pi}} \right)^2 2! i \Delta_0^{(11)}(0) \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} i \Delta_{\pi}^{(11)}(k) \delta_{ij} + \\
 &\quad \left( -i \frac{1}{2} \frac{m_0^2}{f_{\pi}} \right) \left( -i \frac{5}{6} \frac{m_0^2}{f_{\pi}} \right) 3! i \Delta_0^{(11)}(0) \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} i \Delta_{\pi}^{(11)}(k) \delta_{ij} + \\
 &\quad \left( -i \frac{3}{4} \frac{m_0^2}{f_{\pi}^2} \right) 2! \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} i \Delta_0^{(11)}(k) \delta_{ij} + \\
 &\quad \left( -i \frac{1}{8} \frac{m_0^2}{f_{\pi}^2} \right) \frac{3!}{2} \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} i \Delta_{\pi}^{(11)}(k) \delta_{ij}
 \end{aligned} \tag{9}$$

其中  $\text{Tr}$  表示对同位旋和狄拉克指标求迹.  $\pi$  介子自能(9)可分成与温度无关和与温度有关

两部分. 与温度无关部分象在量子场论中一样包含发散, 并可按通常的方式重整化. 我们关心的是与 $\pi$ 介子质量修正有关的明显地依赖于温度的实部. 这部分容易从(9)式获得为

$$\begin{aligned}
 \Pi_{\pi}(q; T) = & -2 \frac{m^2}{f_{\pi}^2} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^3} T_1 \left\{ \frac{\delta[(k-q)^2 - m^2]}{k^2 - m^2} n_{\text{F}}(k-q) + \frac{\delta(k^2 - m^2)}{(k-q)^2 - m^2} n_{\text{F}}(k) \right\} - \\
 & 2 \frac{m}{f_{\pi}^2} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^3} T_2 \delta(k^2 - m^2) n_{\text{F}}(k) + \\
 & \frac{m_0^4}{f_{\pi}^2} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^3} \left\{ \frac{\delta[(k-q)^2 - m_{\pi}^2]}{k^2 - m_{\pi}^2} n_{\text{B}}(k-q) + \frac{\delta(k^2 - m_{\pi}^2)}{(k-q)^2 - m_{\pi}^2} n_{\text{B}}(k) \right\} + \\
 & \frac{m_{\pi}^2}{f_{\pi}^2} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^3} \delta(k^2 - m_{\pi}^2) n_{\text{B}}(k) - \\
 & \frac{m_{\sigma}^2}{f_{\pi}^2} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^3} \delta(k^2 - m_{\sigma}^2) n_{\text{B}}(k)
 \end{aligned} \quad (10)$$

其中

$$\begin{aligned}
 T_1 = \text{Tr}[\gamma^5(\not{k} + m) \gamma^5(\not{k} - q + m)] &= -4(k^2 - k \cdot q - m), \\
 T_2 = \text{Tr}(\not{k} + m) &= 4m.
 \end{aligned} \quad (11)$$

作变量替换  $k - q \rightarrow k$ , 方程(10)能简化为

$$\begin{aligned}
 \Pi_{\pi}(q; T) = & 16 \frac{m^2}{f_{\pi}^2} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^3} \frac{(k \cdot q)^2}{(k \cdot q)^2 - q^4} \delta(k^2 - m^2) n_{\text{F}}(k) - \\
 & 8 \frac{m^2}{f_{\pi}^2} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^3} \delta(k^2 - m^2) n_{\text{F}}(k) + \\
 & \frac{m_0^4}{f_{\pi}^2} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^3} \left\{ \frac{\delta(k^2 - m_{\pi}^2)}{(k+q)^2 - m_{\pi}^2} + \frac{\delta(k^2 - m_{\pi}^2)}{(k-q)^2 - m_{\pi}^2} \right\} n_{\text{B}}(k) + \\
 & \frac{m_{\pi}^2}{f_{\pi}^2} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^3} \delta(k^2 - m_{\pi}^2) n_{\text{B}}(k) - \\
 & \frac{m_{\sigma}^2}{f_{\pi}^2} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^3} \delta(k^2 - m_{\sigma}^2) n_{\text{B}}(k).
 \end{aligned} \quad (12)$$

在手征极限 ( $m_{\pi} = 0$ ) 并使用手征对称限制(4), 容易证实, 当  $q_0 = m_{\pi} = 0$  和  $\mathbf{q} \rightarrow 0$  时, 方程(12)右边的第一项和第二项即图 1(a) 和 1(b) 的贡献相消, 第三项到第五项即图 1(c) 到图 1(g) 的贡献相消. 这意味着由  $m_{\pi}^{*2} = m_{\pi}^2 + \Pi_{\pi}(q_0 = m_{\pi}, \mathbf{q} \rightarrow 0; T)$  定义的 $\pi$ 介子的热质量在手征极限下保持为零.

其次, 考虑 $\sigma$ 场. 图 2 是对 $\sigma$ 场自能有贡献的费曼图. 这些图给出的 $\sigma$ 场自能为

$$\begin{aligned}
 -i\Pi_{\sigma}(q) = & - \left( -i \frac{m}{f_{\pi}} \right)^2 \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \text{Tr}[i S_{\text{F}}^{(11)}(k) i S_{\text{F}}^{(11)}(k) i S_{\text{F}}^{(11)}(k-q)] - \\
 & \left( -i \frac{m}{f_{\pi}} \right) \left( -i \frac{5}{6} \frac{m_{\sigma}^2}{f_{\pi}^2} \right) 3! i \Delta_{\sigma}^{(11)}(0) \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \text{Tr}[i S_{\text{F}}^{(11)}(k)] +
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \left(-i \frac{1}{2} \frac{m_\sigma^2}{f_\pi}\right)^2 2! \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} i \Delta_\pi^{(11)}(k) i \Delta_\pi^{(11)}(k-q) + \\
& \left(-i \frac{1}{2} \frac{m_\sigma^2}{f_\pi}\right) \left(-i \frac{5}{6} \frac{m_\sigma^2}{f_\pi}\right) 3! i \Delta_\sigma^{(11)}(0) \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} i \Delta_\pi^{(11)}(k) + \\
& \left(-i \frac{5}{6} \frac{m_\sigma^2}{f_\pi}\right)^2 \frac{(3!)^2}{2} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \Delta_\sigma^{(11)}(k) i \Delta_\sigma^{(11)}(k-q) + \\
& \left(-i \frac{5}{6} \frac{m_\sigma^2}{f_\pi}\right)^2 \frac{3!}{2} \Delta_\sigma^{(11)}(0) \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} i \Delta_\sigma^{(11)}(k) + \\
& \left(-i \frac{11}{24} \frac{m_\sigma^2}{f_\pi^2}\right) \frac{4!}{2!} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} i \Delta_\sigma^{(11)}(k) + \\
& \left(-i \frac{3}{4} \frac{m_\sigma^2}{f_\pi^2}\right)^2 2! \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} i \Delta_\pi^{(11)}(k). \tag{13}
\end{aligned}$$

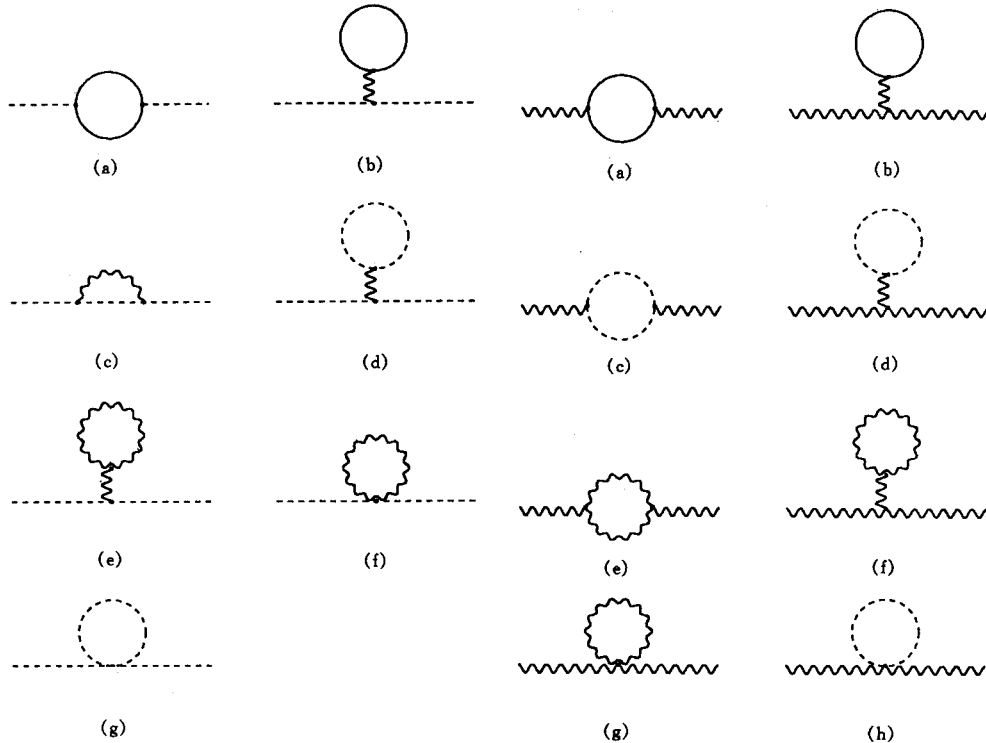


图1 π介子自能图

实线表示组分夸克, 虚线表示π介子, 波浪线表示σ场.

图2 σ场自能图

(其余说明同图1).

以类似于π介子的同样方式, 获得其温度有关的实部为

$$\Pi_\sigma(q; T) = 8 \frac{m^2}{(2\pi)^3} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^3} \frac{4(k \cdot q)^2 - 4mq^2}{4(k \cdot q)^2 - q^4} \delta(k^2 - m^2) n_F(k) -$$

$$\begin{aligned}
 & 4 \frac{m^2}{f_\pi^2} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^3} \delta(k^2 - m^2) n_F(k) - \\
 & \frac{m_\sigma^4}{f_\pi^2} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^3} \frac{q^2}{4(k \cdot q)^2 - q^4} \delta(k^2 - m_\pi^2) n_B(k) - \\
 & \frac{m_\sigma^2}{f_\pi^2} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^3} \delta(k^2 - m_\pi^2) n_B(k) - \\
 & 25 \frac{m_\sigma^4}{f_\pi^2} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^3} \frac{q^2}{4(k \cdot q)^2 - q^4} \delta(k^2 - m_\sigma^2) n_B(k) - \\
 & 7 \frac{m_\sigma^2}{f_\pi^2} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^3} \delta(k^2 - m_\sigma^2) n_B(k). \tag{14}
 \end{aligned}$$

那么  $\sigma$  场的热质量由  $m_\sigma^{*2} = m_\sigma^2 + \Pi_\sigma(q_0 = m_\sigma, q \rightarrow 0; T)$  决定作

$$m_\sigma^{*2} = m_\sigma^2 - 32 \frac{m^2}{f_\pi^2} I_F^{(2)} - \frac{m_\sigma^2}{f_\pi^2} \left\{ \frac{7}{2} I_\sigma^{(2)} + \frac{25}{4} I'_\sigma^{(2)} + I_\pi^{(2)} + I'_\pi^{(2)} \right\}, \tag{15}$$

其中已使用了下列简明记号

$$\begin{aligned}
 I_F^{(2)} &= \frac{1}{2\pi^2} \int \frac{dx x^2}{\sqrt{x^2 + m^2}} n_F(\sqrt{x^2 + m^2}), \\
 I_\alpha^{(2)} &= \frac{1}{2\pi^2} \int \frac{dx x^2}{\sqrt{x^2 + m_\alpha^2}} n_B(\sqrt{x^2 + m_\alpha^2}), \\
 I'_\alpha^{(2)} &= \frac{1}{2\pi^2} \int \frac{dx x^2}{\sqrt{x^2 + m_\alpha^2}} \frac{4m_\sigma^2}{4(x^2 + m_\alpha^2) - m_\sigma^2}, \quad (\alpha = \sigma, \pi). \tag{16}
 \end{aligned}$$

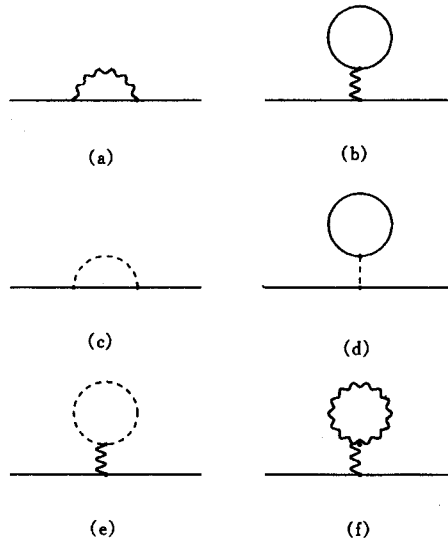


图3 组分夸克自能图  
(其余说明同图1)

最后,考虑组分夸克.图 3 是对夸克自能有贡献的费曼图.这些图给出的夸克自能  
为

$$\begin{aligned}
-i\Sigma_Q(q) = & \left(-i\frac{m}{f_\pi}\right)^2 \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} iS_F^{(1)}(k) i\Delta_\sigma^{(1)}(k-q) - \\
& \left(-i\frac{m}{f_\pi}\right)^2 i\Delta_\sigma^{(1)}(0) \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \text{Tr}[iS_F^{(1)}(k)] + \\
& \left(-i\frac{m}{f_\pi}\right)^2 \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} iS_F^{(1)}(k) i\gamma^5 \tau^i i\Delta_\pi^{(1)}(k-q) i\gamma^5 \tau^i + \\
& \left(-i\frac{m}{f_\pi}\right) \left(-i\frac{1}{2}\frac{m_\sigma^2}{f_\pi}\right) \Delta_\pi^{(1)}(0) \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} i\Delta_\pi^{(1)}(k) + \\
& \left(-i\frac{m}{f_\pi}\right) \left(-i\frac{5}{6}\frac{m_\sigma^2}{f_\pi}\right) \frac{3!}{2} \Delta_\sigma^{(1)}(0) \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} i\Delta_\sigma^{(1)}(k), \tag{17}
\end{aligned}$$

其中依赖于温度的实部为

$$\begin{aligned}
\Sigma_Q(q; T) = & -\frac{m^2}{f_\pi^2} \int \frac{d^4k}{(2\pi)^3} T_+ \left\{ \frac{\delta(k^2 - m^2)}{(k-q)^2 - m_\sigma^2} n_F(k) - \frac{\delta[(k-q)^2 - m_\sigma^2]}{k^2 - m^2} n_B(k-q) \right\} - \\
& \frac{m^2}{f_\pi^2} \frac{8m}{m_\sigma^2} \int \frac{d^4k}{(2\pi)^3} \delta(k^2 - m^2) n_F(k) - \\
& 3\frac{m^2}{f_\pi^2} \int \frac{d^4k}{(2\pi)^3} T_- \left\{ \frac{\delta(k^2 - m^2)}{(k-q)^2 - m_\pi^2} n_F(k) - \frac{\delta[(k-q)^2 - m_\pi^2]}{k^2 - m^2} n_B(k-q) \right\} - \\
& \frac{1}{2} \frac{m}{f_\pi} \int \frac{d^4k}{(2\pi)^3} \delta(k^2 - m_\pi^2) n_B(k) - \frac{5}{2} \frac{m}{f_\pi} \int \frac{d^4k}{(2\pi)^3} \delta(k^2 - m_\sigma^2) n_B(k), \tag{18}
\end{aligned}$$

这里  $T_\pm = k \pm m$ .

从方程(18),容易从具有自能修正的夸克完全传播子,并遵从文献[8]的定义获得组分夸克的热质量为

$$m_Q^* = m_Q - \frac{m^2}{f_\pi^2} \left\{ 2m I_F^{(0)} + \frac{2}{m} I_F^{(2)} + m I_\sigma^{(0)} + \frac{5}{2m} I_\sigma^{(2)} + \frac{1}{2m} I_\pi^{(2)} \right\} \tag{19}$$

其中  $I_F^{(2)}$  和  $I_\alpha^{(2)}$  ( $\alpha = \sigma, \pi$ ) 已在(16)式中给出.  $I_F^{(0)}$  和  $I_\sigma^{(0)}$  的形式为

$$\begin{aligned}
I_F^{(0)} &= \frac{1}{2\pi^2} \int \frac{dx}{\sqrt{x^2 + m^2}} n_F(\sqrt{x^2 + m^2}), \tag{20} \\
I_\sigma^{(2)} &= \frac{1}{2\pi^2} \int \frac{dx}{\sqrt{x^2 + m_\sigma^2}} n_B(\sqrt{x^2 + m_\sigma^2}).
\end{aligned}$$

从以上看到,由于热物质中的集体激发,标量场质量和组分夸克质量有一与温度有关的修正,而 $\pi$ 介子在手征极限保持无质量.

## 4 数值结果与讨论

组分夸克热质量  $m_Q^*$  和标量场热质量  $m_\sigma^*$  随温度  $T$  的变化分别在图 4 和图 5 中给出. 看到它们随温度的增加而迅速下降, 并在临界温  $T_c$  近于零. 为了比较, 也给出了手征拉氏量 (3) 的平均场结果. 在平均场近似中只有蝌蚪图被考虑, 而在单圈近似下除蝌蚪图的修正外, 还有辐射修正, 这导致了两种近似之间的差别. 在单圈近似下组分夸克热质量  $m_Q^*$  和标量场热质量  $m_\sigma^*$  随温度的增加下降更快, 临界温度  $T_c = 200\text{MeV}$  更接近格点规范计算结果 (大约  $150\sim 180\text{MeV}^{[10]}$ ). 从图 4 和图 5 还可看出, 在平均场近似下有标度律.

$$\frac{m_\sigma^*}{m_\sigma} = \frac{m_Q^*}{m_Q}, \quad (21)$$

而在单圈近似下这个标度律仍近似成立, 稍许的偏离可从临界温度  $T_c$  清楚地看出, 对组分夸克, 这个临界温度为  $T_c = 208\text{MeV}$ , 而对标量场,  $T_c = 200\text{MeV}$ . 此外, 在大于  $T_c$  的温度区域, 有效拉氏计算不能期望具有可靠性, 正象 Brown 和 Rho<sup>[2,4]</sup> 已经讨论的那样, 在这个区域, QCD 的原始自由度 (流夸克和胶子) 应起主要作用.

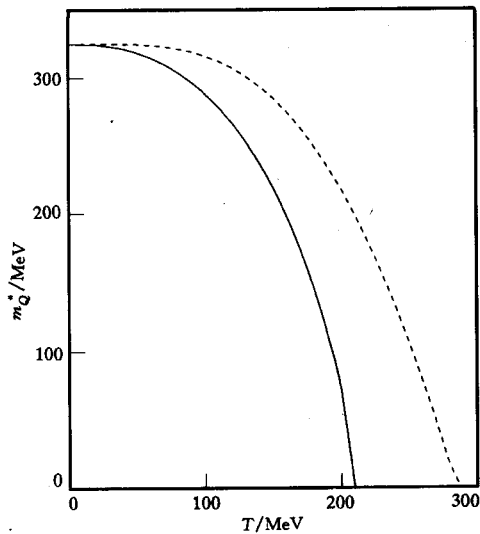


图 4 组分夸克热质量  $m_Q^*$  随温度  $T$  的变化曲线

实线是单圈近似结果, 虚线是平均场近似结果.

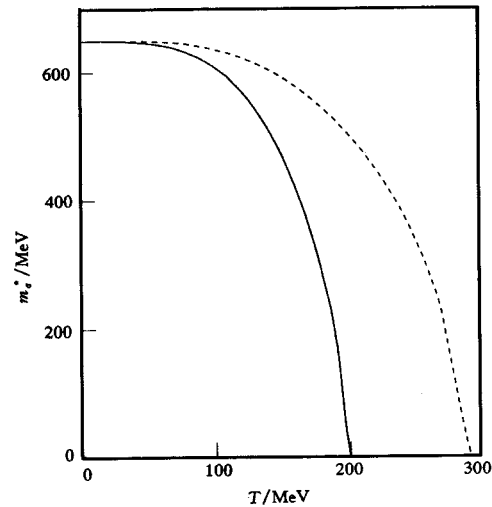


图 5  $\sigma$  场热质量  $m_\sigma^*$  随温度  $T$  的变化曲线  
(其余说明同图 4).

总结起来, 使用再现 QCD 标度反常的线性化手征拉氏量计算了  $\pi$  介子、标量  $\sigma$  场和组分夸克的热质量. 在单圈近似下标量场热质量和组分夸克热质量随温度的增加而迅速下降, 并近似地遵从密物质中同样的标度律, 而  $\pi$  介子在所有温度保持无质量. 这个结果应该在格点规范计算和相对论重离子实验中被检查.



## 参 考 文 献

- [1] Casser J, Leutwyler H. Phys. Lett., 1987, **B184**(1):83; Hatsuda T, Kunihiro T. Phys. Lett., 1987, **B185**(3—4):303
- [2] Brown G E, Rho M. Phys. Rev. Lett., 1991, **66**(21):2720
- [3] Beane SR, Kolck U van. Phys. Lett., 1994, **B328**(1—2):137
- [4] Brown G E, Rho M. Phys. Rep., 1996, **269**:333
- [5] Li G Q, Ko C M, Brown G E. Phys. Rev. Lett., 1996, **75**(22):4007
- [6] Scadron M D. Phys Rev, 1982, **75**(22):4007; Valcarce A, Faessler A, Fernandez F. Phys. Lett., 1995, **B345**(4):367
- [7] Landsman N P, Weet Ch G Van. Phys. Rep., 1987, **145**(3—4):141; Furnstahl K J, Serot B D. Phys. Rev., 1991, **C43**(1):105
- [8] Shiomu H, Hatsuda T. Phys. Lett., 1994, **B334**(3—4):281; Song C. Phys. Rev., 1993, **D48**(3):1375
- [9] Crist N H. Nucl. Phys., 1991, **A544**:81c; Karsch F, Nucl. Phys., 1995, **A590**(1—2):367c

## Hadronic Masses in Hot Matter in an Effective Chiral Lagrangian Approach \*

Chen Hong

*(Department of Physics, Southwest China Normal University, Chongqing 630715)*

Liu Bo

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

**Abstract** The thermal masses of hadrons are calculated in the effective chiral Lagrangian which reproduces the scaling anomaly of QCD. It is found that the thermal masses of constituent quark and scalar field decrease faster in one-loop approximation than in mean-field approximation, whereas the pion at the chiral limit remains massless at all temperatures.

**Key words** thermofield dynamics, effective chiral Lagrangian, scaling anomaly of QCD, thermal masses of hadrons

---

Received 5 October 1997

\*Supported by the National Natural Science Foundation of China