

强子化过程的手征奇异性质*

黄 梅

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

庄 鹏 飞

(清华大学物理系 北京 100084)

摘要 基于 Nambu-Jona-Lasinio (NJL)模型讨论了有限温度、有限密度下的强子化过程.考虑夸克-反夸克对转换成两个 π 介子的情形,其微分散射截面作为质心系能量 s , 温度 T 和化学势 μ 的函数被计算到 $1/N_c$ 展开的第一阶.着重考察有限密度情形手征对称性对强子化过程的影响.

关键词 NJL 模型 手征奇异性质 有限温度 强子化过程

1 引言

强子世界具有两个最基本的特征,色禁闭性和自发破缺的手征对称性.通过相对论重离子碰撞实验,可能形成高能量密度的条件,使得色禁闭得以解除,手征对称性得以恢复.由于高能量密度的环境只是暂时存在的,夸克胶子等离子体(QGP)将经过强子化过程形成热的强子气,最终演化为可观察的末态强子;另一方面,恢复的手征对称性也将经历另一次相变,回到破缺的手征对称相.

几乎所有 QGP 信号都隐藏在经过强子化过程转化成的强子中^[1,2],因此强子化过程在 QGP 信号分析中起着非常重要的作用.由于强子化过程是一个非微扰过程,促使了有效模型的引进.另一方面,有限温度格点 QCD 在处理化学势 $\mu \neq 0$ 遇到了困难,因此讨论高密环境时,也不得不借助于有效模型.

本文利用有限温度、有限密度的味 $SU(2)$ NJL^[3,4]模型讨论强子化过程,尽管 NJL 模型本身有两个缺陷:不具备色禁闭性及不可重整.在手征相变的临界点附近,所得结果仍是定性正确的.文献[5]考察了手征极限下,重子数为零时的强子化过程.本文的主要工作是:通过计算 $q\bar{q} \rightarrow 2\pi$ 的作为质心系能量 \sqrt{s} , 温度 T 和化学势 μ 的函数的微分散射截面到 $O(1/N_c)$ 阶,着重考察强子化过程在手征临界点附近的密度效应.

1997-05-29收稿

* 国家自然科学基金资助

2 味 $SU(2)$ NJL 模型的热力学势及质量谱

在这一节里, 先回顾味 $SU(2)$ NJL 模型的一般描述. 其拉氏量密度为:

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_0) \psi + G[(\bar{\psi}\psi)^2 + (\bar{\psi}i\gamma_5\tau\psi)^2]. \quad (1)$$

其中 $\psi(x)$ 是具有味、色、旋量指标的夸克旋量, G 是有效强相互作用耦合常数, 具有长度平方的量纲, m_0 是流夸克质量, 假设 u、d 夸克是同位旋简并态.

处理多粒子体系的平衡态热力学一般选取巨正则系综, 对任一四点相互作用, 热力学势 Ω 可以通过耦合常数积分计算^[6,7]:

$$\Omega = \Omega_0 + \int_0^1 \lambda^{-1} d\lambda \frac{1}{2} \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{1}{\beta} \sum_n e^{i\nu_n \tau} \text{Tr} \left[\Sigma^\lambda(i\nu_n, \mathbf{p}) S^\lambda(i\nu_n, \mathbf{p}) \right]. \quad (2)$$

这里 Ω_0 是无相互作用的热力学势, $\Sigma^\lambda(i\nu_n, \mathbf{p})$ 和 $S^\lambda(i\nu_n, \mathbf{p})$ 分别表示系统的自能和传播子, 上标 λ 指 Σ 和 S 是从相互作用部分拉氏量乘了一个假想的 λ 推导出来, 这里 $\text{Tr} = \text{tr}_c \text{tr}_f \text{tr}_\gamma$, Matsubara 频率 $\nu_n = (2n+1)\pi/\beta$, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$.

下面的计算将仅限于平均场近似. 在 $1/N_c$ 展开^[8]中, 平均场近似即 Hartree 近似, 为 $1/N_c$ 展开的领头阶近似. 平均场近似下的自能 Σ_H 、传播子 S_H 、及热力学势 Ω_m 分别为:

$$\Sigma_H = 2G \text{Tr} \frac{1}{\beta} \sum_n \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} e^{i\nu_n \tau} \Gamma_M i S_H(i\nu_n, \mathbf{p}) \Gamma_M, \quad (3)$$

$\Gamma_M \in \{1, i\gamma_5, \tau\}$ 分别对应标量、赝标量顶点.

$$S_H = \frac{1}{\gamma_0(i\nu_n + \mu) + \boldsymbol{\gamma} \cdot \mathbf{p} - m}. \quad (4)$$

通过计算, 可得:

$$\Omega_m(T, \mu, m) = \frac{(m - m_0)^2}{4G} + \Omega_q(T, \mu, m), \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \Omega_q(T, \mu, m) = & -2N_c N_f \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} E_p - \\ & \frac{2N_c N_f}{\beta} \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \ln[1 + e^{-\beta(E_p + \mu)}] \cdot \ln[1 + e^{-\beta(E_p - \mu)}]. \end{aligned} \quad (6)$$

这里动力学夸克的能量 $E_p = \sqrt{m^2 + \mathbf{p}^2}$.

作为温度 T 和化学势 μ 函数的夸克动力学质量 m 由热力学势极小的条件确定:

$$\frac{\partial \Omega(T, \mu, m)}{\partial m} = 0, \quad \frac{\partial^2 \Omega(T, \mu, m)}{\partial m^2} \geq 0, \quad (7)$$

上式可写为:

$$m = m_0 + 8mGN_c N_f I_1. \quad (8)$$

这个方程也称为能隙方程,其中

$$I_1 = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{1}{4E_p} \left[\tanh \frac{\beta}{2} (E_p + \mu) + \tanh \frac{\beta}{2} (E_p - \mu) \right].$$

作为束缚态的 π 介子和 σ 介子的质量 m_M (M 分别对应标量 σ 介子和赝标量 π 介子),可由 RPA 近似,即 $1/N_c$ 展开的第一阶近似下,有效的介子传播子在零动量的极点确定,即:

$$T_M = \frac{2G}{1 - 2G\Pi_M(i\omega_m, \mathbf{q})} = \frac{-g_{Mq\bar{q}}^2}{q^2 - m_M^2}. \quad (9)$$

这里 $\omega_m = 2m\pi/\beta$, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ 是介子的 Matsubara 频率,介子的质量满足以下方程:

$$1 - 2G\Pi_M(\mathbf{0}, i\omega_m = m_M) = 0, \quad (10)$$

介子和夸克-反夸克的耦合常数是极点的留数:

$$g_{Mq\bar{q}}^{-2} = \left(\frac{\partial \Pi_M}{\partial q^2} \right)^{-1} \Big|_{q^2 = m_M^2}, \quad (11)$$

这里 Π_M 是介子的极化函数, M 分别对应标量 σ 介子和赝标量 π 介子:

$$-i\Pi_M(i\omega_m, \mathbf{q}) = -\frac{i}{\beta} \sum_n \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \text{Tr} \Gamma_M^i S_H(i\nu_n + i\omega_m, \mathbf{p} + \mathbf{q}) \Gamma_M S_H(i\nu_n, \mathbf{p}). \quad (12)$$

方程(8), (10)和(11)给出了 NJL 模型中领头阶近似下的夸克动力学质量和一级近似下的介子质量和耦合常数随温度 T 和化学势 μ 的变化关系.

3 强子化过程的手征奇异性

强子化过程可按照入射夸克及散射道分类. 在味 $SU(2)$ NJL 模型中,由荷守恒,同位旋守恒及奇异数守恒,可知存在以下的散射过程: $u\bar{u} \rightarrow \pi^+ \pi^-$, $u\bar{u} \rightarrow \pi^0 \pi^0$, $u\bar{d} \rightarrow \pi^+ \pi^0$. 因此,散射截面为:

$$\sigma_{q\bar{q} \rightarrow 2\pi} = \sigma_{u\bar{u} \rightarrow \pi^+ \pi^-} + \sigma_{u\bar{u} \rightarrow \pi^0 \pi^0} + \sigma_{u\bar{d} \rightarrow \pi^+ \pi^0}. \quad (13)$$

在能隙方程(8)取平均场近似及介子的极化函数取 RPA 近似的情况下,散射过程的一般费曼图如图 1 所示. $u\bar{u} \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 包括交换一个标量介子的 s 道散射,和交换夸克的 t 道散射,由于末态粒子是相同的,所以存在末态动量交换的另两个散射图. 散射过程 $u\bar{u} \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 由于末态粒子是不相同的,故只有交换一个标量介子的 s 道散射,和交换夸克的 t 道散射图. 散射过程 $u\bar{d} \rightarrow \pi^+ \pi^0$ 的过程不存在交换标量介子的 s 道散射,只有一个交换夸克

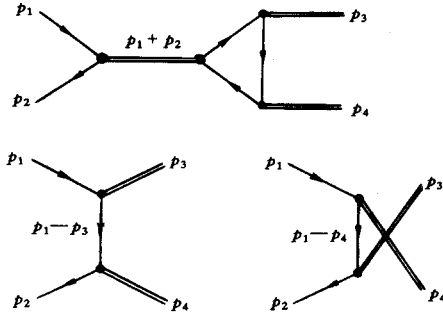


图 1 $qq \rightarrow 2\pi$ 过程在 $O(1/N_c)$ 近似下的费曼图
分别对应 $s = (p_1 + p_2)^2$ 道散射, $t = (p_1 - p_3)^2$ 道散射,
和 $u = (p_1 - p_4)^2$ 道散射.

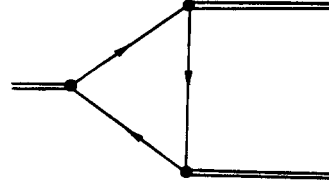


图 2 三介子顶点费曼图
其中单实线代表夸克, 双实线代表介子,
黑点代表夸克-介子有效相互作用顶点.

的 t 道散射图.

首先计算 $\sigma_{u\bar{u} \rightarrow \pi^0 \pi^0}$ 作为温度 T 和化学势 μ 的函数到 $O(1/N_c)$ 阶. 质心系中微分散射截面公式:

$$\frac{d\sigma_{u\bar{u} \rightarrow \pi^0 \pi^0}}{dt} = \frac{1}{16\pi s(s-4m^2)} \sum_{c,s} |2T^{(s)} + T^{(t)} + T^{(u)}|^2. \quad (14)$$

其中, 1) s 道跃迁振幅.

$$T^{(s)} = \bar{v}(p_2) u(p_1) \delta_{c_1 c_2} \frac{2G}{1 - 2G\Pi_\sigma(p_1 + p_2)} g_\pi^2 A_{\sigma\pi\pi}(p_1 + p_2; p_3), \quad (15)$$

$\delta_{c_1 c_2}$ 是针对色指标, 这里 g_π 是出射 π 介子的介子-夸克耦合常数, 入射粒子的动量为 p_1, p_2 , 出射 π 介子的动量为 p_3, p_4 , $A_{\sigma\pi\pi}$ 是三介子顶点的贡献. 它的费曼图见图 2.

$$A_{\sigma\pi\pi}(p_1 + p_2; p_3) = \text{Tr} \frac{1}{\beta} \sum_n e^{i\nu_n \eta} \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} S_H(i\nu_n, \mathbf{q}) i\gamma_5 \tau S_H(i\nu_n + i\mu_l, \mathbf{q} + \mathbf{p}_3) i\gamma_5 \tau S_H(i\nu_n + i\omega_m, \mathbf{q} + \mathbf{k}), \quad (16)$$

$(i\omega_m, \mathbf{k})$ 是标量介子 σ 的四动量, 其中 $\omega_m = 2m\pi/\beta$, $(i\mu_l, \mathbf{p}_3)$ 是末态 π 介子的四动量, $\mu_l = 2l\pi/\beta$, 夸克的 Matsubara 频率为奇数, 即 $\nu_n = (2n+1)\pi/\beta, l, m, n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. 经过冗长的计算, 得到:

$$A_{\sigma\pi\pi}(p_1 + p_2; p_3) = 4mN_c N_f \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} \frac{f(E_q - \mu) - f(-E_q - \mu)}{2E_q} \frac{8(\mathbf{q} \cdot \mathbf{p}_3)^2 - (2s + 4m_\pi^2)\mathbf{q} \cdot \mathbf{p}_3 + s^2/2 - 2sE_q^2}{(s - 4E_q^2)[(m_\pi^2 - 2\mathbf{q} \cdot \mathbf{p}_3)^2 - E_q^2 s]}. \quad (17)$$

2) t 道和 u 道跃迁振幅:

$$T^{(t)} = \delta_{c_1 c_2} g_\pi^2 \bar{v}(p_2) \gamma_5 \frac{\gamma^\mu (p_1 - p_3)_\mu + m}{t - m^2} \gamma_5 u(p_1). \quad (18)$$

$$T^{(u)} = \delta_{c,c_2} g_{\pi}^2 \bar{v}(p_2) \gamma_5 \frac{\gamma^\mu (p_1 - p_4)_\mu + m}{u - m^2} \gamma_5 u(p_1). \quad (19)$$

现在可以由 $\bar{u}u \rightarrow 2\pi^0$ 的跃迁振幅直接得出另两个过程的微分散射截面, 即:

$$\frac{d\sigma_{\bar{u}u \rightarrow \pi^+ \pi^-}}{dt} = \frac{1}{16\pi s(s - 4m^2)} \sum_{c,s} |T^{(s)} + 2T^{(0)}|^2. \quad (20)$$

$$\frac{d\sigma_{\bar{u}d \rightarrow \pi^+ \pi^0}}{dt} = \frac{1}{16\pi s(s - 4m^2)} \sum_{c,s} |\sqrt{2} T^{(0)}|^2. \quad (21)$$

由于介子-夸克顶点的 τ 矩阵, 导致对应每个荷电 π 介子出现一个味因子 $\sqrt{2}$.

散射截面须对 t 积分, $t_{\max} = m^2 + m_\pi^2 - s/2 + 2\sqrt{(s/4 - m^2)(s/4 - m_\pi^2)}$. 对末态粒子相同的散射过程 $\bar{u}u \rightarrow \pi^0 \pi^0$, 有 $t_{\min} = m^2 + m_\pi^2 - s/2$, 而对末态粒子的不同的散射过程 $\bar{u}u \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 及 $\bar{u}d \rightarrow \pi^+ \pi^0$, $t'_{\min} = m^2 + m_\pi^2 - s/2 - 2\sqrt{(s/4 - m^2)(s/4 - m_\pi^2)}$. 有散射截面还需考虑末态 π 介子的 Bose-Einstein 统计分布 $f_B(x) = (e^{\beta x} - 1)^{-1}$. 则总的散射截面为:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{had}} &= \sigma_{\bar{u}u \rightarrow \pi^0 \pi^0} + \sigma_{\bar{u}u \rightarrow \pi^+ \pi^-} + \sigma_{\bar{u}d \rightarrow \pi^+ \pi^0} = \\ & \left(1 + f_B\left(\frac{\sqrt{s}}{2}\right) \right)^2 \times \left[\int_{t_{\min}}^{t_{\max}} dt \frac{d\sigma_{\bar{u}u \rightarrow \pi^0 \pi^0}}{dt} + \right. \\ & \left. \int_{t'_{\min}}^{t_{\max}} dt \frac{d\sigma_{\bar{u}u \rightarrow \pi^+ \pi^-}}{dt} + \int_{t'_{\min}}^{t_{\max}} dt \frac{d\sigma_{\bar{u}d \rightarrow \pi^+ \pi^0}}{dt} \right]. \quad (22) \end{aligned}$$

4 数值结果及分析

上面在有限温度、有限密度的情况下获得了强子化过程的散射截面. 如果取 $\mu = 0$, 可得到文献 [5] 的所有结果. 这个一致性反应了前面计算的正确性. 本文主要讨论强子化过程的密度效应.

下面给出数值计算结果. 为了与经验值 $m_\pi = 134\text{MeV}$, $f_\pi = 93\text{MeV}$, 和 $T = 0$ 时的 $\langle \bar{\psi}\psi \rangle = -(0.25\text{GeV})^3$ 相符合, NJL 模型中的参数值在手征极限下取为 $G = 5.02\text{GeV}^{-2}$ 和 $\Lambda = 0.65\text{GeV}$, 取 $m_0 = 5\text{MeV}$ 时, $G = 4.93\text{GeV}$ 及 $\Lambda = 0.65\text{GeV}$. 既然夸克三动量被限制在 $0 < p < \Lambda$, $q\bar{q}$ 对的能量取值范围为 $4m^2 \leq s \leq 4(m^2 + \Lambda^2)$.

先考察手征极限 $m_0 = 0$ 时的密度效应, 此时 $m_\pi = 0$.

图 3(a) 是 $T = 0$ 时, σ 作为质心系能量 s 的函数在不同化学势 μ 的变化曲线. 图 3(b) 是 $T = 0$ 时, σ 作为化学势 μ 的函数在质心系能量 s 下的变化曲线. 可以看出, 不同 μ 所对应的 $\sigma(s)$ 曲线基本重合, 在能量阈值处发散; 而 $\sigma(\mu)$ 曲线在小于临界点 μ_c 的区域不随 μ 变化, 在 μ_c 处由于夸克动力学质量 $m = 0$ 导致散射截面发散.

与 $\mu = 0$ 时的结果^[5]相比较, 图 4(a), 散射截面作为 s 的函数随 T 变化的曲线; 图 4(b), 散射截面作为 T 的函数随 s 变化的曲线. 可以看出, $T = 0$ 和 $\mu = 0$ 两种情况的奇异性质是

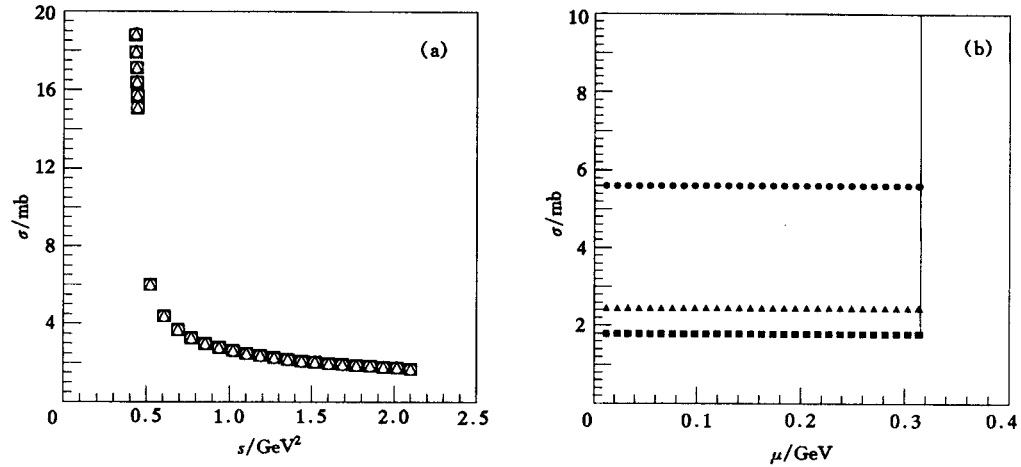


图 3 (a) 散射截面在不同化学势 μ 下随质心系能量 s 的变化曲线, (b) 散射截面在不同质心系能量 s 随化学势 μ 的变化曲线

$m_0 = 0; T = 0. \circ \mu = 0.2 \text{ GeV}; \triangle \mu = 0.3142 \text{ GeV}; \square \mu = 0.3145 \text{ GeV};$
 $\bullet s = 0.5 \text{ GeV}^2; \blacktriangle s = 1.0 \text{ GeV}^2; \blacksquare s = 1.5 \text{ GeV}^2.$

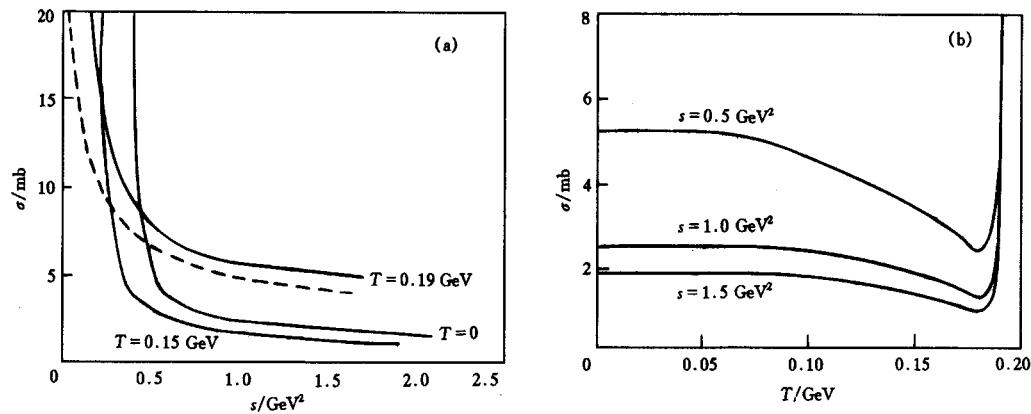


图 4 (a) 散射截面在不同的温度 T 下随质心系能量 s 的变化曲线,

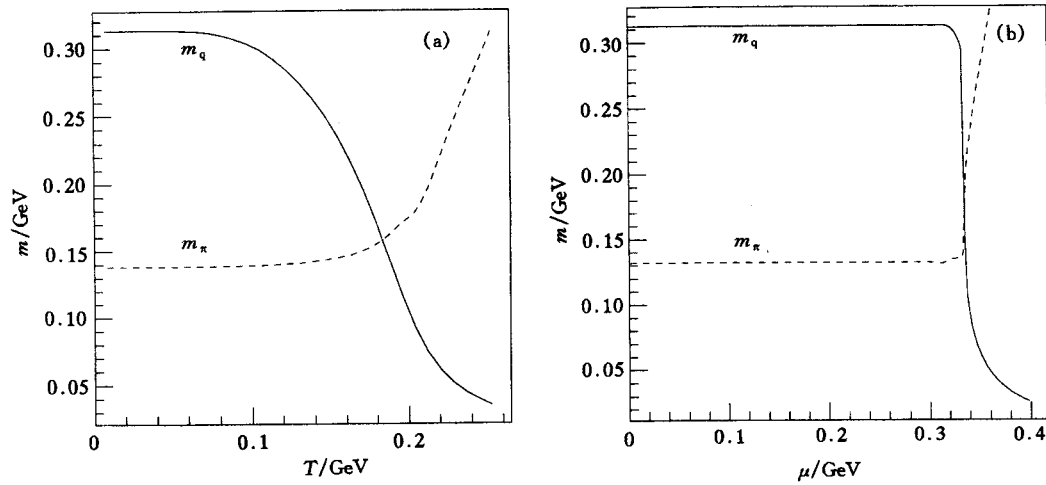
(b) 散射截面在不同的质心能量 s 随温度 T 的变化曲线

$m_0 = 0; \mu = 0. \text{---} \sigma^{\text{had}}; \text{---} \sigma^{\text{ela}}.$

相同的: 1) 当 $s \rightarrow 4m^2$ 时, 对所有的 $T (\mu = 0)$, 或所有的 $\mu (T = 0)$, $\sigma_{\text{had}} \rightarrow \infty$; 2) 当 $T \rightarrow T_c (\mu = 0)$, 或 $\mu \rightarrow \mu_c (T = 0)$ 时, 对所有的 s 有 $\sigma_{\text{had}} \rightarrow \infty$. 第一类发散是由运动学原因造成的, 奇点的出现是相对于任意动力学的. 第二类奇点在临界点 T_c 和 μ_c 处的出现是由于 NJL 模型的手征动力学引起的.

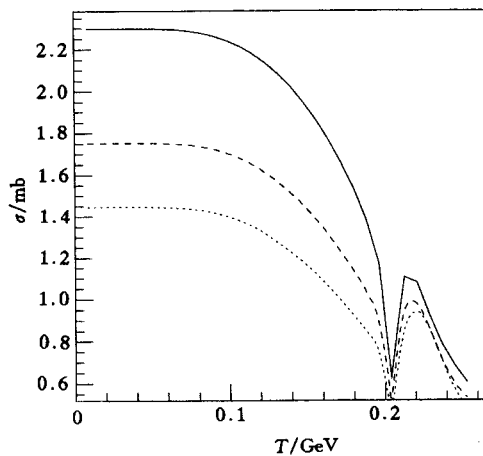
$T = 0$ 和 $\mu = 0$ 这两种情况的不同点在于: 由于手征相变序参量 m 在 $\mu = 0$ 时随 T 的变化是连续的二级相变, 而在 $T = 0$ 时随 μ 的变化是一级相变^[7]. 反映在散射截面上, $\sigma (s)$ 在不同的温度 T 下是不同的, 而对不同的 μ 值是重合的; $\sigma (T)$ 随 T 是连续变化的, 而 $\sigma (\mu)$ 随 μ 直到 μ_c 一直保持不变.

由图还可看出, 在手征极限下有限密度情况下的发散程度比有限温度时高. 这一结

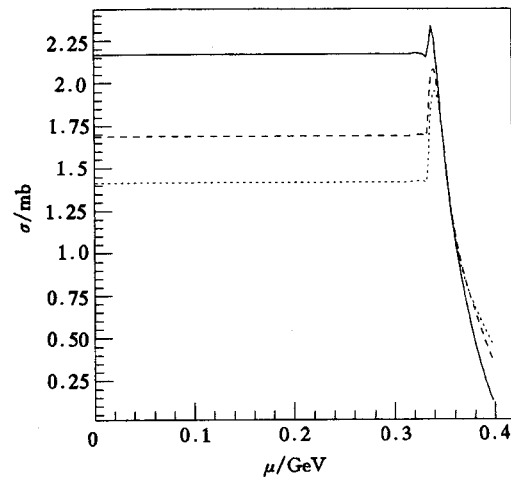
图 5 流夸克质量 $m_0 = 5 \text{ MeV}$ 时的质量谱(a) $\mu = 0$; (b) $T = 0$; m_q 代表夸克动力学质量, m_π 代表 π 介子质量.

果促使我们更一般地考察流夸克质量不为零的情况下手征对称性对强子化过程的影响.

为此, 首先求出 $m_0 = 5 \text{ MeV}$ 时, 夸克、介子在 $\mu = 0$ 时随温度 T 的质量谱, 见图 5(a), 及在 $T = 0$ 时随化学势 μ 的质量谱, 见图 5(b). 与流夸克质量为零时的质量谱^[7]相比可看出, π 介子在低温度、小化学势时不再作为 Goldstone 粒子出现, 这对应着手征对称性明显破缺, 夸克动力学质量不再在某一点为零, 而是趋近于裸夸克质量. 对比这两图发现, 有限

图 6 $\mu = 0$ 时流夸克质量 $m_0 = 5 \text{ MeV}$ 时, 散射截面在不同的质心系能量 s 随温度 T 的变化曲线

— $s = 1.0 \text{ GeV}^2$; - - - $s = 1.5 \text{ GeV}^2$;
 $s = 2.0 \text{ GeV}^2$.

图 7 $T = 0$ 时流夸克质量 $m_0 = 5 \text{ MeV}$ 时, 散射截面在不同的质心系能量 s 随化学势 μ 的变化曲线

— $s = 1.0 \text{ GeV}^2$; - - - $s = 1.5 \text{ GeV}^2$;
 $s = 2.0 \text{ GeV}^2$.

温度时的质量谱较为平滑,而有限密度时在稍偏离原来手征极限的临界点仍然有很陡的变化.

流夸克质量 $m_0 = 5\text{MeV}$ 时, 散射截面在 $\mu = 0$ 时随温度 T 的变化, 见图 6, 和 $T = 0$ 时, 散射截面随化学势 μ 的变化, 见图 7. 与手征极限的情形相比, 发现, 最明显的特征是手征相变的消失导致原来在临界点处的手征奇异性消失. 由于手征奇异性的消失, 有限温度(图 6)时散射截面先是下降, 到 $T = 0.2040\text{GeV}$ 时下降到最小值, 然后上升到最大值, 又开始下降; 而有限密度时(图 7)散射截面随化学势的变化先保持不变直到 $\mu = 0.3347\text{GeV}$ 开始上升然后到 $\mu = 0.3395\text{GeV}$ 开始下降, 形成一个鼓包, 它代替了手征极限时的手征奇异性. 由此可见, 手征对称性对强子化过程的影响在有限密度时仍比有限温度时明显, 这是由于质量谱在有限密度时(图 5(b))在原临界点附近仍然有一个很陡的跳跃.

5 结论

本文借助有限温度、有限密度的 NJL 模型, 主要考察了手征相变对夸克-胶子等离子体强子化过程的影响. 通过非微扰的 $1/N_c$ 展开方法, 计算了作为质心系能量 \sqrt{s} , 温度 T 和化学势 μ 的函数的散射截面 $\sigma(\sqrt{s}, T, \mu)$. 着重讨论了强子化过程的密度效应.

我们所得主要结果如下:

- 1) 在 $m_0 = 0$ 的手征极限下, 定性地描述了强子化过程的手征奇异物质, 即散射截面在手征相变点处发散;
- 2) 在 $m_0 \neq 0$ 时, 手征奇异性消失, 但仍在稍高于手征极限临界点 T_c 或 μ_c 的地方有很陡的上升;
- 3) 散射截面在相变点附近有几个豪巴的量级, 具有可观测性;
- 4) 发现手征对称性质在有限密度时体现得更为明显.

这些结果有可能在研究与手征对称性相关的 QGP 信号中起到一定的作用, 这类 QGP 信号如^[2]: 奇异反重子的增加及 DCC. 它们隐藏在经过强子化过程后可观察的末态强子中.

当然将这些结果与 QGP 信号的实验观测相联系还有很长一段路要走, 原因主要有以下几方面:

- 1) 目前相对论重离子碰撞理论还远没有完善, 许多工作仍然处于唯象阶段;
- 2) 与实际情况相符合应考虑味 $SU(3)$ 的 NJL 模型, 若考虑奇异反重子作为 QGP 信号时尤其需要应用味 $SU(3)$ 模型, 文献 [9] 在味 $SU(3)$ NJL 模型的框架里讨论了 $\mu = 0$ 的情况下的强子化过程;

3) 在本文中, 我们在有限温度、有限密度的框架内考察强子化过程, 先验地假设了强子化过程是一个平衡过程, 即此过程保持热平衡和化学平衡. 但一般认为该过程应是一个非平衡过程, 例如 DCC 便是一个与非平衡过程相联系的信号. 因此原则上应建立输运理论. 由动力论知, 平衡过程与近平衡过程可通过分布函数取得联系^[10], 我们的结果可以运用到输运理论中, 得到更普遍的结果.

本文大部分工作是在华中师范大学粒子物理研究所完成的,在此表示诚挚的谢意.

参 考 文 献

- [1] Müller B. *The Physics of the Quark-Gluon Plasma*, 1985
- [2] Müller B. *Rep. Prog. Phys.*, 1995, **58**:611
- [3] Klevansky S P. *Rev. Mod. Phys.*, 1992, **64**:649
- [4] Vogl U, Weise W. *Prog. Part. and Nucl. Phys.*, 1991, **27**:195
- [5] Hüfner J, Klevansky S P, Quack E et al. *Phys. Lett.*, 1994, **B337**:3
- [6] Fetter A L, Walecka J D. *Quantum Theory of Many-particle Systems* (McGraw-Hill, New York, 1971)
- [7] Zhuang P, Hüfner J, Klevansky S P. *Nucl. Phys.*, 1994, **A576**:525
- [8] Quack E, Klevansky S P. *Phys. Rev.*, 1994, **C49**:3283
- [9] Quack E, Zhuang P, Kalinovsky Y et al. *Phys. Lett.*, 1995, **B348**:1
- [10] Zhuang P, Hüfner J, Klevansky S P et al. *Phys. Rev.*, 1995, **D51**:3728

Chiral Singularity in Hadronization *

Huang Mei

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

Zhuang Pengfei

(Physics Department, TsingHua University, Beijing 100084)

Abstract Hadronization at finite temperature and density is discussed in the framework of the Nambu-Jona-Lasinio (NJL) model. The differential cross-section for the conversion of a quark-antiquark pair into two pions to the first order of $1/N_c$ expansion is calculated as a function of the c.m. energy \sqrt{s} , temperature T and the chemical potential μ . The density effect is emphasized.

Key words NJL model, chiral singularity, finite temperature and density, hadronization

Received 29 May 1997

* Supported by the National Natural Science Foundation of China