

# QGP 强子化的多粒子玻色 - 爱因斯坦 关联分析\*

张卫宁<sup>1)</sup> 唐圭新 张 盛 陈相君 霍 雷 刘亦铭

(哈尔滨工业大学理论物理教研室 哈尔滨 150001)

**摘要** 计算了由夸克-胶子等离子体(QGP)颗粒表面强子化所产生的  $\pi$  介子和 K 介子的多粒子玻色-爱因斯坦关联. 对有限初始重子数密度的情况,  $K^+$  介子的多粒子关联比  $\pi$  介子的多粒子关联弱,  $K^-$  介子的平均多粒子关联强度随 QGP 颗粒数目  $N_d$  的增加而快速下降. 在零初始重子数密度情况下,  $K^+$  和  $\pi$  介子的平均多粒子关联强度的差别随  $N_d$  的增加而变得明显.

**关键词** 多粒子玻色-爱因斯坦关联 夸克-胶子等离子体 强子化

## 1 引言

强度干涉学是研究粒子发射源时空结构的有效方法<sup>[1-3]</sup>. 在超相对论重离子碰撞中, 全同玻色子的高多重数使得人们能够对多粒子的玻色-爱因斯坦关联进行分析<sup>[4-7]</sup>. 由于多粒子玻色-爱因斯坦关联对粒子发射源的时空特性很敏感<sup>[7-9]</sup>, 因而在超相对论重离子碰撞中一旦有新的核物质态——夸克-胶子等离子体(QGP)形成, 对不同玻色子的多粒子玻色-爱因斯坦关联的分析可能给出 QGP 存在的信号. 在 RHIC 实验中有可能同时在中心快度区域产生少重子的 QGP 和在碎片快度区域产生丰重子的 QGP<sup>[10]</sup>. 因而研究由有限与零重子数密度的 QGP 源发出的玻色子的多粒子关联是非常有意义的. 本文研究了由离散的 QGP 颗粒的平衡蒸发而产生的  $\pi$  介子和 K 介子的多粒子玻色-爱因斯坦关联. 假定 QGP 颗粒为球形, 它们具有相同的初始体积  $V_q^{(0)}$  和相同的初始重子数密度  $\rho^{(0)}$ . 在本文的计算中取  $\rho^{(0)}$  分别为  $0.5\text{fm}^{-3}$  和  $0\text{fm}^{-3}$ <sup>[11]</sup>.

## 2 多粒子关联函数

$m$  个全同玻色子关联函数的定义为

2000-02-15 收稿

\* 国家自然科学基金(19875012)和哈尔滨工业大学基金(981190-004)资助

1) E-mail: weining@phy5.hit.edu.cn

$$C(\mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_m) = \frac{P(\mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_m)}{P(\mathbf{p}_1) \cdots P(\mathbf{p}_m)}, \quad (1)$$

其中, 对于粒子独立发射的情况,

$$P(\mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_m) = \int d^4 r_1 \cdots \int d^4 r_m |\psi(\{\mathbf{p}\}; \{r\})|^2 g(\mathbf{p}_1, r_1) \cdots g(\mathbf{p}_m, r_m), \quad (2)$$

为事件中测量到  $m$  个全同玻色子动量分别为  $\mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_m$  的几率,  $P(\mathbf{p}_i)$  是单粒子谱分布. (2) 式中,  $\psi(\{\mathbf{p}\}; \{r\})$  是  $m$  个全同玻色子的对称末态波函数,  $\{\mathbf{p}\}$  和  $\{r\}$  代表所有动量  $\mathbf{p}_i$  和四坐标  $r_i$  的集合 ( $i=1, \dots, m$ ),  $g(\mathbf{p}_i, r_i)$  是在源点  $r_i$  发出动量为  $\mathbf{p}_i$  的玻色子的几率. 在平面波近似下,

$$\psi(\{\mathbf{p}\}; \{r\}) = \frac{1}{\sqrt{m!}} \sum_{\sigma} \prod_{j=1}^m e^{i\mathbf{p}_j \cdot r_{\sigma(j)}} \equiv \frac{\text{per}\{F_{i,j}\}}{\sqrt{m!}}, \quad (3)$$

其中  $\mathbf{p}_j$  是第  $j$  个  $\pi$  介子的四动量,  $\sigma(j)$  表示序列  $\{1, 2, \dots, m\}$  的某种排列中的第  $j$  个元素,  $\sum_{\sigma}$  表示对所有  $m!$  个排列求和. 符号  $\text{per}\{F_{i,j}\}$  表示矩阵  $[F_{i,j}]$  的积和式 ( $F_{i,j} = e^{i\mathbf{p}_i \cdot r_j}$ ), 它可以利用 RWN 方法精确地计算<sup>[12,13]</sup>.

本文采用如下的多粒子相对动量变量<sup>[7,8]</sup>

$$Q_m = \left( \prod_{i < j \leq m} q_{ij} \right)^{1/k} \quad k = m(m-1)/2, \quad (4)$$

其中  $q_{ij} = |\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_j|$ , 求积号表示对  $m$  个全同玻色子所有的  $k$  个相对动量求积. 以  $Q_m$  为变量, 多子关联函数  $C(Q_m)$  可由下式计算

$$C(Q_m) = \frac{\text{Cor}(Q_m)}{\text{Uncor}(Q_m)}, \quad (5)$$

其中

$$\text{Cor}(Q_m) = \int d^3 \{\mathbf{p}\} \int d^4 \{r\} g(\mathbf{p}_1, r_1) \cdots g(\mathbf{p}_m, r_m) \times \left| \frac{\text{per}\{F_{i,j}\}}{\sqrt{m!}} \right|^2 \delta \left[ \left( \prod_{i < j \leq m} q_{ij} \right)^{1/k} - Q_m \right], \quad (6)$$

$$\text{Uncor}(Q_m) = \int d^3 \{\mathbf{p}\} \int d^4 \{r\} g(\mathbf{p}_1, r_1) \cdots g(\mathbf{p}_m, r_m) \times \delta \left[ \left( \prod_{i < j \leq m} q_{ij} \right)^{1/k} - Q_m \right] \quad (7)$$

是  $m$  个关联粒子和非关联粒子的  $Q_m$  分布. 在  $Q_m^{(1)} \leq Q_m \leq Q_m^{(2)}$  区间上平均多粒子关联强度的定义为

$$S_m = \frac{1}{N_{\text{bin}}} \left[ \sum_{Q_m^{(1)} \leq Q_m \leq Q_m^{(2)}} C(Q_m) \right], \quad (8)$$

其中  $N_{\text{bin}}$  为在  $[Q_m^{(1)}, Q_m^{(2)}]$  范围内所划分的  $Q_m$  的小区间数目, 求和号代表对该范围内所有小区间上的  $C(Q_m)$  值求和. 在本文中, 对  $\text{Cor}(Q_m)$  和  $\text{Uncor}(Q_m)$  计算的事件数为  $10^7$ . 由于对大的  $m$ , 在小  $Q_m$  区间内的事件数很少, 故对  $m=2, 4, 6, 8$  和  $10$ , 计算  $S_m$  时所取的  $Q_m$  区间分别为  $[160\text{MeV}/c, 560\text{MeV}/c]$ ,  $[200\text{MeV}/c, 600\text{MeV}/c]$ ,  $[240\text{MeV}/c,$

640MeV/c], [280MeV/c, 680MeV/c]和[320MeV/c, 720MeV/c].

### 3 QGP 颗粒的平衡蒸发模型

在超相对论重离子碰撞中形成的 QGP 的演化可能分为快速膨胀碎裂和强子化两个过程. 其中快速膨胀碎裂的过程非常短暂, 假定大部分的强子是由碎裂的 QGP 颗粒的强子化而产生. 本文采用一种简单的非膨胀平衡蒸发模型对 QGP 颗粒的强子化过程进行近似<sup>[11]</sup>. 假定在相变过程的每一时刻 QGP 颗粒都处在平衡态, 并且与其表面一薄层内的强子气体达到平衡, 在此薄层外的强子气体已逃离系统. QGP 颗粒的蒸发不断地在其表面形成新的强子气体层, 并导致未蒸发的 QGP 达到新的平衡态. 在这个模型中, 系统只包含 QGP 颗粒和其表面一薄层内的强子气体. 强子化的结果使得 QGP 颗粒的体积一层层地减小. 如果把整个强子化过程无限细分, 与 QGP 平衡的强子气体薄层的厚度趋于零, 强子由离散的半径递减的 QGP 颗粒表面发出, 而粒子发射源就是由这些 QGP 颗粒所构成. 假定 QGP 颗粒在空间的分布和源的时间坐标均满足高斯分布<sup>[14]</sup>, 在计算中取 QGP 颗粒的分布半径为 6.5fm, 源的寿命为 10fm/c.

本模型中, QGP 相的粒子包括胶子, 轻夸克(u 夸克和 d 夸克, 本文对这两种夸克不予区分), 奇异夸克(s 夸克)和它们的反夸克. 为简单起见, 我们在强子气体相中只考虑核子 N,  $\Delta$ ,  $\Sigma$ , K,  $\pi$  和它们的反粒子. 有关对更一般的情况的计算可参见文献[11]. 在 QGP 相或强子气体相中, 第  $i$  种粒子的数密度作为温度  $T$  和其化学势  $\mu_i$  的函数由下式给出

$$n_i(T, \mu_i) = \frac{4\pi g_i}{(2\pi)^3} \int_{m_i}^{\infty} \frac{E \sqrt{E^2 - m_i^2}}{\exp[(E - \mu_i)/T] \pm 1} dE, \quad (9)$$

其中  $g_i$  和  $m_i$  是该粒子的内部自由度和质量, 分母中的“+”, “-”号分别对应费米子和玻色子. 第  $i$  种粒子的能量密度和压强分别为

$$\epsilon_i(T, \mu_i) = \frac{4\pi g_i}{(2\pi)^3} \int_{m_i}^{\infty} \frac{E^2 \sqrt{E^2 - m_i^2}}{\exp[(E - \mu_i)/T] \pm 1} dE, \quad (10)$$

$$P_i(T, \mu_i) = \frac{1}{3} \frac{4\pi g_i}{(2\pi)^3} \int_{m_i}^{\infty} \frac{(E^2 - m_i^2)^{3/2}}{\exp[(E - \mu_i)/T] \pm 1} dE. \quad (11)$$

对于 QGP 相的总能量密度  $\epsilon_q$  和压强  $P_q$ , 除由(10), (11)式给出的夸克和胶子的贡献外, 还应分别加上袋模型常数项(+B)和(-B). 本文的计算中, 取  $B = 200\text{MeV}/\text{fm}^3$ , 并象文献[11]中所做的, 考虑了 QGP 中夸克和胶子的相互作用以及强子气体中的体积修正.

对于由 QGP 到强子气体的平衡相变, 有

$$T_h = T_q = T, \quad (12)$$

$$\mu_N = 3\mu_u, \mu_\Delta = \mu_\Sigma = 2\mu_u + \mu_s, \mu_\pi = 0,$$

$$\mu_{K^+} = \mu_u - \mu_s, \mu_{K^-} = -\mu_u + \mu_s, \dots, \quad (13)$$

$$P_h(T, \mu_u, \mu_s) = P_q(T, \mu_u, \mu_s). \quad (14)$$

由相变过程中的重子数、奇异数和总能量守恒, 对每一个 QGP 颗粒, 在  $l$  时刻, 有

$$\left[ \sum_i B_i n_i^{(l)}(T, \mu_u, \mu_s) \right]_q V_q^{(l)} + \left[ \sum_i B_i n_i^{(l)}(T, \mu_u, \mu_s) \right]_h V_h^{(l)} = \left[ \sum_i B_i n_i^{(l-1)}(T, \mu_u, \mu_s) \right]_q V_q^{(l-1)}, \quad (15)$$

$$\left[ \sum_i S_i n_i^{(l)}(T, \mu_u, \mu_s) \right]_q V_q^{(l)} + \left[ \sum_i S_i n_i^{(l)}(T, \mu_u, \mu_s) \right]_h V_h^{(l)} = \left[ \sum_i S_i n_i^{(l-1)}(T, \mu_u, \mu_s) \right]_q V_q^{(l-1)}, \quad (16)$$

$$[\epsilon^{(l)}(T, \mu_u, \mu_s)]_q V_q^{(l)} + [\epsilon^{(l)}(T, \mu_u, \mu_s)]_h V_h^{(l)} = [\epsilon^{(l-1)}(T, \mu_u, \mu_s)]_q V_q^{(l-1)}, \quad (17)$$

其中  $B_i$  和  $S_i$  是第  $i$  种粒子的重子数和奇异数,  $V_q^{(l)}$  和  $V_h^{(l)}$  是  $l$  时刻单个 QGP 颗粒的体积和从  $(l-1)$  到  $l$  时刻由一个 QGP 颗粒蒸发的强子气体的体积.

在蒸发的初态,  $\mu_s = 0$ , 这时几乎所有的核物质都在 QGP 相. 虽然强子气体相的压强和粒子数密度不为零, 但其体积为零. 对  $\rho^{(0)} = 0.5 \text{fm}^{-3}$  的情况, 由方程 (14) 和  $\left[ \sum_i B_i n_i^{(0)} \right]_q = 0.5$  可数值解出  $T = 139 \text{MeV}$ ,  $\mu_u = 297 \text{MeV}$ . 利用方程 (10) 可得到 QGP 颗粒的初始能量密度为  $\epsilon_q^{(0)} = 1200 \text{MeV}/\text{fm}^3$ . 由这些初值出发, 重复使用方程 (14)–(17), 可数值求出热力学参量  $T$ ,  $\mu_u$ ,  $\mu_s$  和  $V_h$  随 QGP 颗粒体积  $V_q$  的变化. 对  $\rho^{(0)} = 0 \text{fm}^{-3}$  的情况, 在初始时刻  $\mu_u = \mu_s = 0$ , 由方程 (14) 可得  $T = 158 \text{MeV}$ . 利用 (10) 式可得这时  $\epsilon_q^{(0)} = 920 \text{MeV}/\text{fm}^3$ . 这些量在整个相变过程中保持不变.

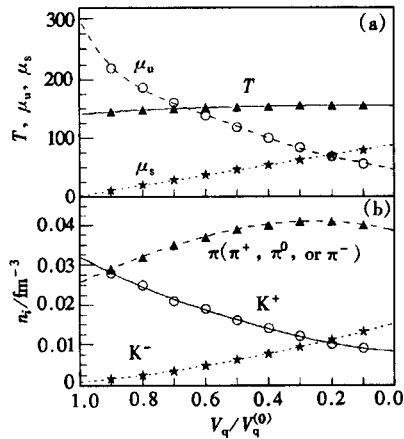


图 1 (a) 相变温度  $T$ 、化学势  $\mu_u$  和  $\mu_s$  随 QGP 颗粒体积的变化;  
(b)  $\pi$  介子,  $K^+$  介子和  $K^-$  介子的粒子数密度随 QGP 颗粒体积的变化

图 1(a) 显示了对应碎片快度区域, 对于  $\rho^{(0)} = 0.5 \text{fm}^{-3}$  的情况,  $T$ ,  $\mu_u$  和  $\mu_s$  随 QGP 颗粒体积的变化情况. 图 1(b) 给出蒸发的  $\pi$  ( $\pi^+$ ,  $\pi^0$  或  $\pi^-$ ),  $K^+$  和  $K^-$  的粒子数密度随 QGP 颗粒体积的变化. 碰撞的早期, 由于 QGP 相的  $\mu_u$  很大, 因而在 QGP 中  $\bar{u}$  夸克和  $\bar{d}$  夸克很少, 使  $K^-$  的产生受到抑制. 随着强子化过程的进行,  $\mu_u$  逐渐减小, 而  $\mu_s$  逐渐增大, 使得  $K^+$  的粒子数密度逐渐减小, 而  $K^-$  的粒子数密度逐渐增大.  $\pi$  介子的化学势为零, 其粒子数密度的变化是由于相变过程中温度的变化所致. 不同玻色子粒子数密度随 QGP 颗粒体积  $V_q$  的这种分布决定了它们在相变的不同时刻的产额  $n_i^{(l)} V_h^{(l)}$  不同. 大部分的  $K^+$  产生在相变的早期, 即是从半径较大的 QGP 颗粒表面发出. 而大部分的  $K^-$  产生在相变的后期, 即是从半径较小的 QGP 颗粒表面发出.

#### 4 平衡蒸发的 QGP 颗粒源的多粒子关联

对于由颗粒源产生的  $m$  个粒子, 其源点的空间坐标可表示为<sup>[8]</sup>

$$r_i = R_j + r'_i, \quad i = 1, \dots, m, \quad j \in 1, \dots, N_d, \quad (18)$$

其中,  $R_j$  是第  $j$  个 QGP 颗粒中心的坐标,  $r'_i$  是发射点在此颗粒表面上的位置. 由上节得到的热力学参量随 QGP 颗粒体积的分布和假定的 QGP 颗粒分布和源时间坐标满足的高斯分布, 并利用(9)和(10)式, 可以得到  $m$  个粒子的空时坐标和四动量. 这样利用(5)——(8)式, 就可以求出  $m$  个粒子的多粒子关联函数  $C(Q_m)$  和平均多粒子关联函数  $S_m$ .

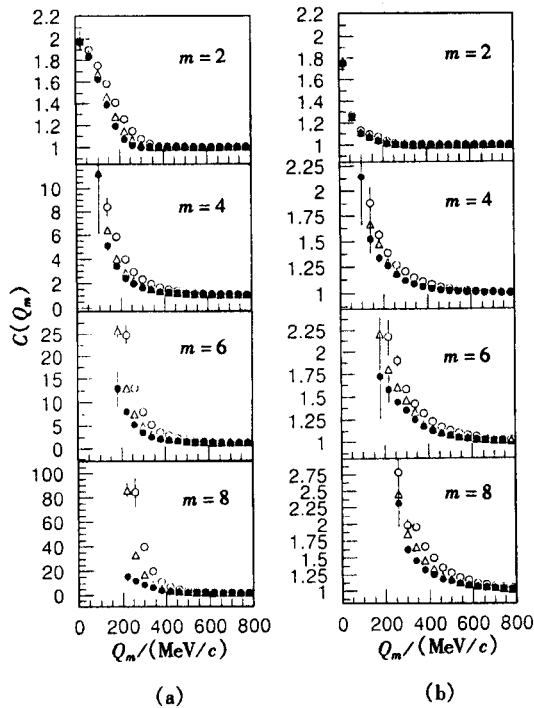


图2  $\pi$  介子,  $K^+$  介子和  $K^-$  介子的多粒子关联函数  
QGP 颗粒的初始条件是  $R_q^{(0)} = 2.5\text{fm}$ ,  $\rho^{(0)} = 0.5\text{fm}^{-3}$ .  
(a)  $N_d = 1$  的结果, (b)  $N_d = 6$  的结果;  $\Delta$   $\pi$  介子,  $\bullet$   $K^+$  介子,  $\circ$   $K^-$  介子.

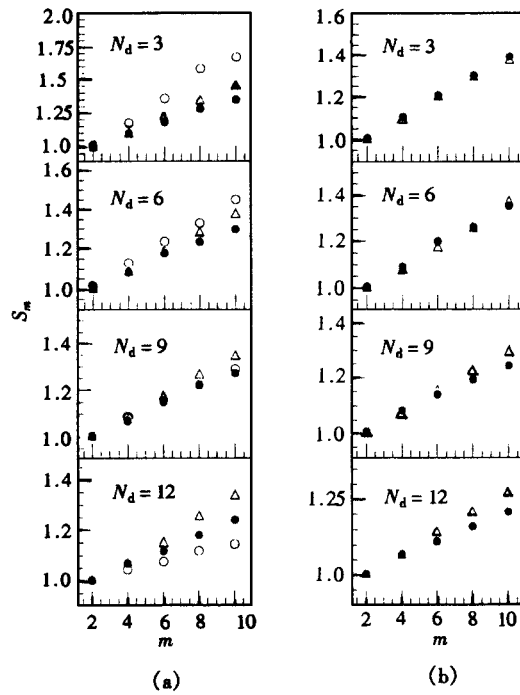


图3  $\pi$  介子,  $K^+$  介子和  $K^-$  介子的平均多粒子  
关联强度  
QGP 颗粒的总的初始体积为  $394\text{fm}^3$ . (a)和(b)分别是对应  
 $\rho^{(0)} = 0.5\text{fm}^{-3}$  和  $\rho^{(0)} = 0\text{fm}^{-3}$  的结果;  $\Delta$   $\pi$  介子,  $\bullet$   $K^+$  介子,  
 $\circ$   $K^-$  介子.

图2(a)给出了初始半径为  $R_q^{(0)} = 2.5\text{fm}$ , 初始重子数密度  $\rho^{(0)} = 0.5\text{fm}^{-3}$  的一个 QGP 颗粒 ( $N_d = 1$ ) 蒸发时生成的玻色子的多粒子关联函数. 因为与  $\pi$  介子相比, 大多数的  $K^+$  介子是在相变的早期发射的, 这时 QGP 颗粒的半径要大一些, 所以  $K^+$  介子的多粒子玻色-爱因斯坦关联函数要比  $\pi$  介子的弱. 而大多数的  $K^-$  介子是在相变的晚期发射的, 这时 QGP 颗粒的半径较小, 因而它的多粒子玻色-爱因斯坦关联强. 图2(b)给出了当  $N_d = 6$  时, 由 QGP 颗粒源产生的玻色子的多粒子关联函数. 由于 QGP 颗粒的分布半径要比 QGP 颗粒自身的半径大的多, 所以多颗粒源的多粒子关联函数要比一个 QGP 颗粒源的多粒子关联函数小很多. 值得注意的是当  $m$  较大时, 尽管(b)图的多粒子关联函数比(a)图相应的多粒子关联函数要小得多, 但3种玻色子多粒子关联函数的差别依然明显.

在 RHIC 碰撞的碎片快度区域和中心快度区域有可能形成有限重子数密度和零重子数密度的 QGP 颗粒源. 对于完全对心的 Au + Au 碰撞, 当 QGP 颗粒的初始重子数密度

为  $0.5\text{fm}^{-3}$  时,从几何图象看<sup>[15]</sup>,在向前和向后碎片快度区域内 QGP 颗粒的总的初始体积为  $\frac{1}{2}(197+197)/0.5=394\text{fm}^3$ ,而每一个 QGP 颗粒的初始体积为  $V_q^{(0)}=394/N_d\text{fm}^3$ . 在总的初始体积不变的情况下,多粒子关联函数  $C(Q_m)$  受  $N_d$  变化的影响表现在两个方面. 一方面  $N_d$  的增加使得  $V_q^{(0)}$  减小,  $m$  个粒子中来自同一颗粒粒子间的关联变强,这种影响会使  $C(Q_m)$  变强. 另一方面  $N_d$  增大又使得  $m$  个粒子中来自同一颗粒的平均粒子数下降,导致来自同一颗粒粒子的关联对  $C(Q_m)$  的贡献下降,使  $C(Q_m)$  变弱. 另外,从一个 QGP 颗粒中产生的第  $i$  种玻色子的平均产额  $\langle Y_i \rangle_d$  与  $V_q^{(0)}$  的大小有关. 因而在总的初始体积不变的情况下,随  $N_d$  增加而下降. 当  $\langle Y_i \rangle_d > m$  时,它对  $C(Q_m)$  没有影响,而当  $N_d$  增大到使  $\langle Y_i \rangle_d < m$  时,  $\langle Y_i \rangle_d$  会对  $C(Q_m)$  有上述第二方面的影响. 由于不同玻色子的  $\langle Y \rangle_d$  不同,由图 1 可知,  $\langle Y_{K^-} \rangle_d < \langle Y_{K^+} \rangle_d < \langle Y_\pi \rangle_d$ ,故它们对其多粒子关联函数的影响也不同.

由 3 给出了  $\pi$  介子,  $K^+$  介子和  $K^-$  介子的多粒子平均关联强度  $S_m$  随  $N_d$  的变化. 其中(a)和(b)分别对应的是 QGP 颗粒的初始重子数密度为  $0.5$  和  $0\text{fm}^{-3}$  的情况. 为了比较的方便,两种情况下 QGP 颗粒的总初始体积均取为  $394\text{fm}^3$ . 由图 3(a)可以看出,当  $N_d$  较小时,3 种玻色子平均多粒子关联的结果与图 2 的结果是定性符合的. 随着  $N_d$  的增加,  $K^+$  介子与  $\pi$  介子结果的差别增加. 当  $N_d$  增加时,  $K^-$  的结果下降很快,这主要是由于当  $N_d$  较大时,  $\langle Y_{K^-} \rangle_d$  很小. 另外,不同玻色子结果的差别在大  $m$  时更明显. 在图 3(b)中,对于小的  $N_d$ ,  $\pi$  和  $K^+$  的结果大致相同. 这是因为在  $\rho^{(0)}=0\text{fm}^{-3}$  情况下整个相变过程中源的热力学参量为常数,  $\pi$  介子和  $K$  介子的粒子数密度都不随 QGP 颗粒体积的减小而变化,两者在蒸发过程的各个阶段各自的相对产额是一样的. 由于  $\mu_u=0, \mu_s=0$ , 在我们的模型中  $K^-$  和  $K^+$  之间没有差别. 对于大的  $N_d$ , 由于  $\langle Y_{K^+} \rangle_d$  这时较小,  $K^+$  的结果在大  $m$  时相对于  $\pi$  的结果有明显的下降.

最后,需要说明的是,当源的寿命较大时,例如  $20\text{fm}/c$ , 上述 3 种玻色子的多粒子关联函数都会有所减弱,但对它们多粒子关联函数差别的影响不大. 再有,在本文的分析中没有考虑末态库仑相互作用的影响. 这是因为这种影响只对小相对动量的全同玻色的关联有影响<sup>[1,16]</sup>. 在本文所选择的  $Q_m$  区间上,末态库仑相互作用对平均多粒子关联强度的影响可以忽略不计<sup>[7,8]</sup>.

## 5 结论

本文展示了由有限初始重子数密度和零初始重子数密度的 QGP 颗粒强子化而产生的  $\pi$  介子和  $K$  介子的多粒子玻色-爱因斯坦关联的特征. 在本文所采用的模型下,对有限的初始重子数密度,  $K^+$  介子的多粒子关联比相应的  $\pi$  介子的关联要弱,而  $K^-$  介子的平均多粒子关联强度随源中 QGP 颗粒数目的增加有很大的下降. 在零初始重子密度情况下,在小  $N_d$  时,  $\pi$  介子和  $K^+$  介子的平均多粒子关联强度的差别很小. 在大  $N_d$  时,对于大的  $m$ ,它们之间的差别变得明显. 上述多粒子玻色-爱因斯坦关联的特征有可能在

即将进行的 RHIC 实验中被观测到. 从研究表明,  $m$  较大时的多粒子的玻色-爱因斯坦关联对粒子发射源的初始条件和演化反映更敏感, 利用多粒子玻色-爱因斯坦关联能够对超相对论重离子碰撞中 QGP 的产生和强子化进行分析.

### 参考文献 (References)

- 1 Gyulassy M, Kauffmann S K, Wilson L W. Phys. Rev. , 1997, **C20**:2267
- 2 Boal D H, Gelbke C K, Jennings B K. Rev. Mod. Phys. , 1990, **62**:553
- 3 L'Hôte D. Nucl. Phys. , 1992, **A545**:381c
- 4 Heiselberg H, Vischer A P. Phys. Rev. , 1997, **C55**:874
- 5 Ray R L. Phys. Rev. , 1998, **C57**:2523
- 6 Wiedemann U L. Phys. Rev. , 1998, **C57**:3324
- 7 ZHANG W N, HUO L, CHEN X J et al. Phys. Rev. , 1998, **C58**:2311; ZHANG Wei-Ning, HUO Lei, CHEN Xiang-Jun et al. High Energy Phys. and Nucl. Phys. , 1999, **23**:44(in Chinese)  
(张卫宁, 霍雷, 陈相君等. 高能物理与核物理, 1999, **23**:44)
- 8 ZHANG W N, LIU Y M, HUO L et al. Phys. Rev. , 1995, **C51**:922; ZHANG Wei-Ning, LIU Yi-Ming, HUO Lei et al. High Energy Phys. and Nucl. Phys. 1995, **19**:148(in Chinese)  
(张卫宁, 刘亦铭, 霍雷等. 高能物理与核物理, 1995, **19**:148)
- 9 ZHANG W N, LIU Y M, WANG S et al. Phys. Rev. , 1993, **C47**:795; ZHANG Wei-Ning, JIANG Yu-Zhen, WANG Shan et al. High Energy Phys. and Nucl. Phys. , 1993, **17**:49(in Chinese)  
(张卫宁, 蒋玉桢, 王山等. 高能物理与核物理, 1993, **17**:49)
- 10 Videbæk F. Nucl. Phys. , 1994, **A566**:299c
- 11 Baranov S P, Fil'kov L V. Z. Phys. , 1989, **C44**:227
- 12 Zajc W A. Phys. Rev. , 1987, **D35**:3396
- 13 Nijenhuis A, Wilf H S. Combinatorial Algorithms (2nd ed.), New York: Academic Press, 1978, 220
- 14 Pratt S, Siemens P J, Vischer A P. Phys. Rev. Lett. , 1992, **68**:1109
- 15 Nagamiya S. Nucl. Phys. , 1988, **A488**:3c
- 16 Pratt S. Phys. Rev. , 1986, **D33**:72

## Analysis of Multiparticle Bose-Einstein Correlations for QGP Hadronization \*

ZHANG Wei-Ning<sup>1)</sup> TANG Gui-Xin ZHANG Sheng CHEN Xiang-Jun HUO Lei  
LIU Yi-Ming

(Department of Physics, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China)

**Abstract** The multiparticle Bose-Einstein correlations of pions and kaons produced by a surface hadronization of the quark-gluon plasma droplets are calculated. For finite initial baryon density, the multiparticle correlations of  $K^+$  are weaker than those of  $\pi$ , and the average multiparticle correlation intensities of  $K^-$  decrease rapidly with the increase of the number of the droplets  $N_d$ . For zero initial baryon density the differences between the correlation intensities of  $K^+$  and  $\pi$  become obvious with  $N_d$  increase.

**Key words** multiparticle Bose-Einstein correlations, quark-gluon plasma, hadronization

Received 15 February 2000

\* Supported by National Natural Science Foundation of China (19875012) and Foundation of HIT(981190-004)

1)E-mail: wining@phy5.hit.edu.cn