

多粒子玻色关联对夸克胶子 等离子体颗粒源的检测*

张卫宁 刘亦铭 霍雷 蒋玉桢

(哈尔滨工业大学理论物理教研室 哈尔滨 150001)

D. Keane

(Department of Physics, Kent State University, Kent, Ohio 44242)

S.Y.Fung

(Department of Physics, University of California, Riverside, CA 92521)

1994-02-21 收稿

摘 要

对由空间离散分布的夸克-胶子等离子体热滴发射的玻色子,本文进行了多粒子玻色关联的蒙特卡罗模拟研究。与两粒子玻色关联相比,多粒子玻色关联能够更敏感地检测玻色子发射源的颗粒性。通过对多粒子可观测量的分析,能够获得夸克-胶子等离子体和强子气体混合相存在的检测信号。

关键词 多粒子玻色关联,颗粒源检测,夸克-胶子等离子体滴。

1 引 言

对核媒质新相夸克-胶子等离子体 (QGP) 的检测及其性质的研究是超相对论重离子碰撞中人们最为关注的课题。一些研究结果指出由 QCD 所预言的相变是一级相变^[1,2]。这种相变的一个标志是存在 QGP 与强子气体的混合相^[3-5]。因而在超相对论重离子碰撞中,确定 QCD 相变发生的一个重要证据是检测到粒子发射源具有颗粒性结构^[3-5]。在热滴模型中^[3],粒子由彼此离散的等离子体热滴发出,这种情况下对源空间分布的描述需要三个参量^[4],即热滴的半径 a ,整个颗粒源的半径 R_0 ,以及热滴间的平均距离 d 。源内热滴的数目 $n \sim (R_0/d)^3$ 也是一个常用的参量。假定热滴在源内的分布和粒子发射点在热滴内的分布均满足高斯分布,则两粒子玻色关联函数为^[4]

$$C(q) = 1 + \exp(-q^2 a^2/2)/n + \exp[-q^2(a^2 + R_0^2)/2](1 - 1/n), \quad (1)$$

其中, q 为两粒子的相对动量,第一和第二个指数项分别对应的是两粒子由同一热滴和由不同热滴发出的情况。由于热滴的半径 a 远小于颗粒源的半径 R_0 ,关联函数在大 q 区

* 国家自然科学基金,美国国家科学基金,高等学校博士点专项基金资助。

域的升高主要是同一热滴发出粒子间关联的贡献, 而不同热滴发出粒子间的关联主要影响小 q 区域的关联函数. 文献[4]研究了在颗粒源情形下两粒子玻色关联函数的双层结构, 并且认为在各种玻色子中 K^+ 介子是探测和研究源颗粒性的最佳粒子. 然而, 在实验数据分析中, 颗粒源的两粒子关联函数与某一半径 R 介于 a 、 R_0 之间的非颗粒源的两粒子关联函数可能难以区分. 要克服这一困难, 需要有很好的统计和对实验中多种复杂因素影响^[6]的充分了解. 另一方面, 由于超相对论重离子碰撞事件中全同粒子的多重数高, 多粒子关联的研究可能提供有关发射源的十分重要的信息^[6-13]. 本文对离散分布的热滴产生的 K 介子的多粒子玻色关联进行了蒙特卡罗模拟和分析, 指出通过研究和比较事件中不同多重数子事件的多粒子玻色关联可以对颗粒源与非颗粒源进行检测, 通过对多粒子关联函数中纯多重关联的分析能够获取有关粒子发射源内热滴数目的重要信息.

2 热滴模型的多粒子关联事件的蒙特卡罗模拟

在热滴模型下, 粒子的发射是相互独立的热发射, 每个粒子都有可能由 n 个热滴中的任意一个发出. 如果第 i 个玻色子由第 j 个热滴上的 r'_j 点发出, 则其空间坐标为

$$\mathbf{r}_i = \mathbf{R}_j + \mathbf{r}'_j, \quad i = 1, 2, \dots, M, \quad j \in \{1, 2, \dots, n\}, \quad (2)$$

其中 \mathbf{R}_j 为第 j 个热滴的中心坐标, M 表示事件中全同玻色子的多重数. 动量为 $\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \dots, \mathbf{p}_M \equiv \{\mathbf{p}\}$ 的 M 个玻色子由源点 $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_M \equiv \{\mathbf{r}\}$ 发出的几率为

$$P(\{\mathbf{r}\}; \{\mathbf{p}\}) \propto |\phi(\{\mathbf{r}\}; \{\mathbf{p}\})|^2 g(\mathbf{r}_1, \mathbf{p}_1) \cdots g(\mathbf{r}_M, \mathbf{p}_M), \quad (3)$$

其中, $g(\mathbf{r}_i, \mathbf{p}_i)$ 为在 \mathbf{r}_i 点发出动量为 \mathbf{p}_i 的粒子的几率, 忽略粒子发射点坐标与动量的关联^[4], $g(\mathbf{r}_i, \mathbf{p}_i)$ 可表示为源密度分布 $\rho(\mathbf{r}_i)$ 与单粒子动量谱分布 $P(\mathbf{p}_i)$ 的乘积. (3)式中, $\phi(\{\mathbf{r}\}; \{\mathbf{p}\})$ 为 M 个全同粒子的对称末态波函数, 忽略末态粒子相互作用^[9,14],

$$\phi(\{\mathbf{r}\}; \{\mathbf{p}\}) \propto \sum_{\sigma} \left[\prod_{j=1}^M \exp(i\mathbf{p}_j \cdot \mathbf{r}_{\sigma(j)}) \right], \quad (4)$$

其中 $\sigma(j)$ 表示序列 $\{1, 2, \dots, M\}$ 的某种排列中的第 j 个元素, \sum_{σ} 表示对所有 $M!$ 个排列求和. 将(3)式对 $\{\mathbf{r}\}$ 积分, 便得到实验上可观测到的事件中 M 个末态玻色子动量为 $\{\mathbf{p}\}$ 的几率 $P(\{\mathbf{p}\})$.

Metropolis 方法^[15]是按几率密度产生多体位形系综的标准蒙特卡罗方法, 采用这种方法可以产生具有多粒子玻色关联的蒙特卡罗事件^[9,12]. 本文的蒙特卡罗模拟过程可简述如下:

第一步, 按给定的热滴分布和发射点在热滴内的分布, 产生 M 个粒子的发射点坐标 $\{\mathbf{r}\}$, 按给定的单粒子动量谱分布, 产生 M 个粒子的动量 $\{\mathbf{p}\}$.

第二步, 按单粒子动量谱分布, 产生 $\mathbf{p}'_j (j \in \{1, 2, \dots, M\})$, 计算

$$w_{\text{old}} = |\phi(\{\mathbf{r}\}; \mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_j, \dots, \mathbf{p}_M)|^2,$$

$$w_{\text{new}} = |\phi(\{\mathbf{r}\}; \mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}'_j, \dots, \mathbf{p}_M)|^2.$$

第三步, 按几率 $\min\{1, w_{\text{new}}/w_{\text{old}}\}$ 接受以 \mathbf{p}'_j 代替 \mathbf{p}_j , 记录 $\{\mathbf{p}\}$.

第四步, 重复第二、三步对 j 从 1 到 M 循环 N_1 次, 产生出对应于一确定 $\{\mathbf{r}\}$ 的 $M \cdot N_1$ 个关联事件的子集.

第五步,重复第一步至第四步 N_2 次,产生出对于不同 $\{\mathbf{r}\}$ 的 N_2 个关联事件子集,关联事件的总数为 $M \cdot N_1 \cdot N_2$.

在计算中,热滴在源内的分布和发射点在热滴内的分布均取为高斯分布^[4],单粒子动量谱分布满足玻耳兹曼分布^[3],温度的值取的是 180MeV ^[2,10],对 $|\psi(\{\mathbf{r}\};\{\mathbf{p}\})|^2$ 的计算采用的是 RWN 方法^[9,12,16]. 由于各态历经的要求^[15], N_1 、 N_2 要足够大. 在本文多粒子关联事件的模拟中, N_1 的选取使得对应于一确定的 $\{\mathbf{r}\}$ 产生的关联事件数 $M \cdot N_1$ 大于 180, N_2 的选取均大于 40.

3 颗粒源与非颗粒源的多粒子关联函数

类似于文献[17]对高阶集合流关联的分析,本文对多粒子玻色关联的分析采用如下的变量:

$$Q_m = \left(\prod_{i < j \leq m} q_{ij} \right)^{1/K}, \quad m = 2, 3, \dots, M, \quad K = m(m-1)/2, \quad (5)$$

其中 q_{ij} 为事件中任意 m 个粒子组成的子事件中第 i, j 两个粒子的相对动量,求积号表示对子事件中能够组成的所有 K 个粒子对的相对动量求积. 定义多粒子关联函数

$$C(Q_m) = \text{Cor}(Q_m) / \text{Uncor}(Q_m), \quad (6)$$

其中 $\text{Cor}(Q_m)$ 为由关联事件得到的 Q_m 的分布, $\text{Uncor}(Q_m)$ 为由不含任何玻色关联的事件得到的 Q_m 分布.

图 1 给出了由本文蒙特卡罗事件得到的 $C(Q_m)$ 随 Q_m 的变化. 其中图 1(a)、1(a') 分别是对颗粒源和非颗粒源 ($n=1, a=R_0 \equiv R$) 产生的 80 万个两粒子关联事件的结果, (a) 中符号 \square 、 \circ 和 \triangle 分别对应于颗粒源中热滴数目 $n=2, n=3$ 和 $n=4$, R_0 和 a 分别取为 4.0fm 和 1.0fm ^[4]; (a') 中符号 \blacksquare 、 \bullet 和 \blacktriangle 分别对应于非颗粒源半径 $R=1.5\text{fm}$ 、 $R=2.0\text{fm}$ 和 $R=2.5\text{fm}$; 图 1(a)、1(a') 中的实线、点线和虚线是对方程(1)的拟合曲线. 由图 1(a) 与 1(a') 可以看出,在高的数据统计下,颗粒源的两粒子关联函数显示出双层结构;然而,在实验数据分析中,由于有限的数据统计和多种复杂因素的影响,颗粒源的两粒子关联函数与某一半径 R 介于 a, R_0 之间的非颗粒源的两粒子关联函数可能难以区分,仅仅通过两粒子关联函数确定源的颗粒性将很困难.

图 1 中 ((b)–(d)) 和 ((b')–(d')) 分别显示的是对颗粒源和非颗粒源产生的多重数 $M=9$ 的 7200 个关联事件计算的 $C(Q_m)$ ($m=2, 3, 4$) 结果,其中 ((b)–(d)) 和 ((b')–(d')) 中各符号所对应的 n 和 R 值分别与图 1(a) 和 (a') 相同. 由图 1((b)–(d)) 和 1((b')–(d')) 可以看出, $C(Q_m)$ 在小 Q_m 区域的升高随着 m 的增加而增大,颗粒源与非颗粒源多粒子关联函数的差别亦随着 m 的增加更加明显. 又由于在多粒子事件中 ($M > 6$), 3 粒子、4 粒子的抽样统计数 C_M^3 、 C_M^4 要大于 2 粒子的抽样统计数 C_M^2 , 因而在多粒子事件中多粒子关联函数可能更敏感地反映颗粒源与非颗粒源的差别.

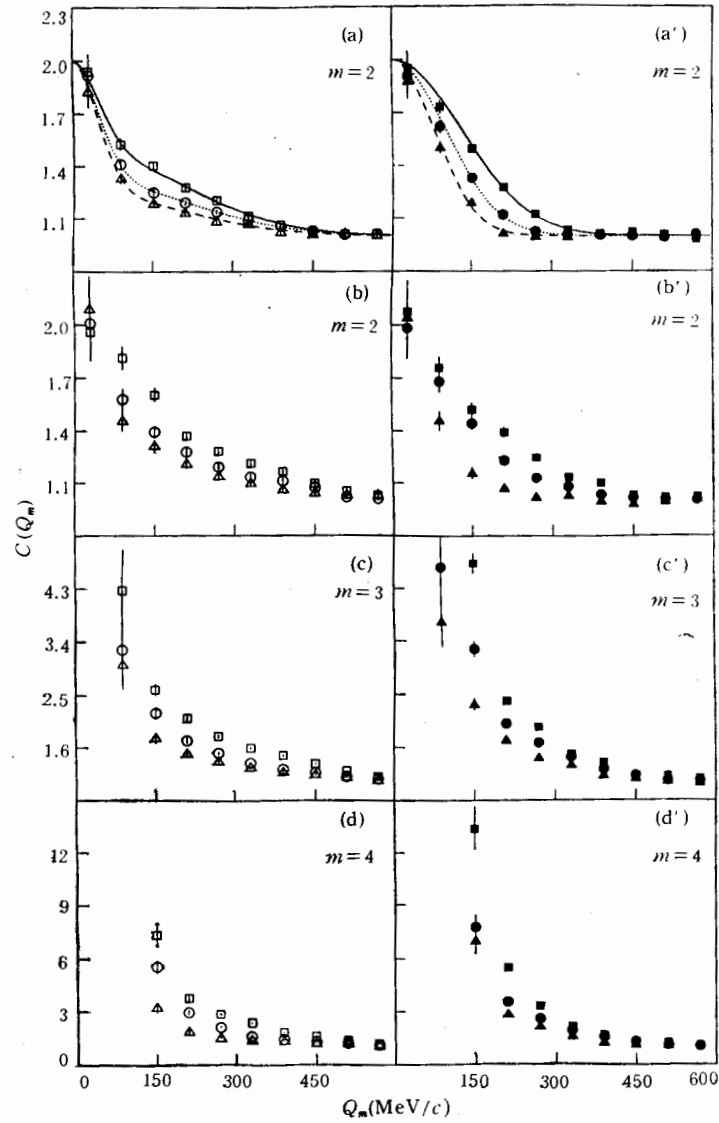


图 1 颗粒源 (a)–(d) 与非颗粒源 (a')–(d') $C(Q_m)$ 的比较. (a) 与 (a') 为 2 粒子事件的结果 ($M=2, m=2$), (b)–(d) 与 (b')–(d') 为多粒子事件的结果 ($M=9, m=2-4$)

(a)–(d) 中符号 $\square, \circ, \triangle$ 分别对应于 $n=2, n=3$ 和 $n=4$; (a')–(d') 中符号 $\blacksquare, \bullet, \blacktriangle$ 分别对应于 $R=1.5\text{fm}, R=2.0\text{fm}$ 和 $R=2.5\text{fm}$.

4 多粒子关联对源颗粒性的检测

为了分析图 1 中多粒子关联函数 $C(Q_m)$ 所包含的信息, 定义

$$S_m = \frac{1}{N_{\text{bin}}} \left[\sum_{Q_m^{(1)} < Q_m < Q_m^{(2)}} C(Q_m) \right], \quad (7)$$

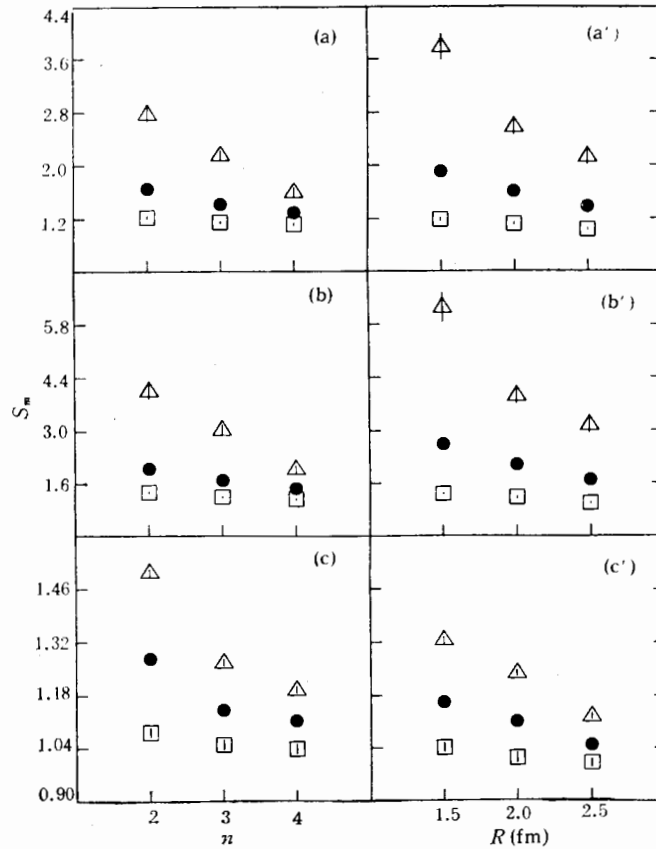


图 2 多粒子事件 ($M = 9$) 颗粒源 (a)–(c) 与非颗粒源 (a')–(c') 的 S_m 结果
 (a) 与 (a') 对应于 $Q_m^{(1)} = 120 \text{ MeV}/c$, $Q_m^{(2)} = 600 \text{ MeV}/c$; (b) 与 (b') 对应于 $Q_m^{(1)} = 120 \text{ MeV}/c$,
 $Q_m^{(2)} = 360 \text{ MeV}/c$; (c) 与 (c') 对应于 $Q_m^{(1)} = 360 \text{ MeV}/c$, $Q_m^{(2)} = 600 \text{ MeV}/c$. 各图中符号 \square ,
 \bullet 和 \triangle 分别对应于 $m = 2$, $m = 3$, 和 $m = 4$.

其中 N_{bin} 为在 $[Q_m^{(1)}, Q_m^{(2)}]$ 范围内所划分的小区间的数目, 求和号代表对该范围内所有小区间上的 $C(Q_m)$ 值求和.

图 2(a)、2(a') 给出了对应于图 1 中颗粒源和非颗粒源多粒子事件 ($M = 9$) 的 S_m 结果, 由于从事件中获得的多粒子关联函数 $C(Q_m)$ 在 $Q_m < 120 \text{ MeV}/c$ 区域的统计性太差, 故 Q_m 的研究区间取为 $[120 \text{ MeV}/c, 600 \text{ MeV}/c]$. 图 2(a)、2(a') 中符号 \square 、 \bullet 和 \triangle 分别对应于 $m = 2$ 、 $m = 3$ 和 $m = 4$. 比较图 2(a) 与 2(a') 可以看出, 尽管对应于某一个 n 值颗粒源的 S_2 值可以与某一半径 $R = R'$ 介于 a 、 R_0 之间的非颗粒源的 S_2 值相近, 但随着 m 的增加, 对应这一 n 值颗粒源的 S_m 值将小于半径为 R' 非颗粒源的 S_m 值. 这是由于颗粒源中 m 个粒子由同一热滴发出的几率随着 m 的增加很快减小, 由不同热滴发出的几率增加, 而在两种源 S_2 值相近的情况下, 非颗粒源的半径 R' 较颗粒源半径 R_0 小很多, 颗粒源中不同热滴发出粒子间的平均关联较非颗粒源发出粒子间的平均关联弱得多. 因此, 通过对不同 m 的 S_m 值进行比较分析, 考查 S_m 随 m 的增加情况, 可以区分颗粒源与非颗粒源. 由于颗粒源中不同热滴发出粒子间的关联主要影

响小 Q_m 区域的多粒子关联函数, 并且这种关联较半径介于 a, R_0 之间非颗粒源发出粒子间的关联弱, 而颗粒源在大 Q_m 区域的多粒子关联函数主要是同一热滴发出粒子间关联的贡献, 它比半径介于 a, R_0 之间非颗粒源发出粒子间的关联强. 因而, 在小 Q_m 和大 Q_m 区域, 颗粒源的多粒子关联函数与半径介于 a, R_0 之间非颗粒源多粒子关联函数的差别会有所不同. 图 2(b), (b') 与 2(c), (c') 分别显示的是对应于图 1 中颗粒源与非颗粒源多粒子事件 ($M = 9$) 在小 Q_m 区域 [$120\text{MeV}/c, 360\text{MeV}/c$] 和在大 Q_m 区域 [$360\text{MeV}/c, 600\text{MeV}/c$] 计算的 S_m 值, 图中符号 \square 、 \bullet 和 \triangle 对应的 m 值与图 2(a) 与 2(a') 一致. 可以看出, 在小 Q_m 区域, 对应图 2(b) 中 $n = 2, n = 3$ 和 $n = 4$ 颗粒源的 S_3 和 S_4 的值均分别小于图 2(b') 中非颗粒源对应于 $R = 1.5\text{fm}$ 、 $R = 2.0\text{fm}$ 和 $R = 2.5\text{fm}$ 的 S_3 和 S_4 的值, 而在图 2(c)、(c') 中, 大 Q_m 区域的结果与此正好相反, 这是区分颗粒源与非颗粒源的一个重要信号. 由此可以得到结论, S_m 是检测源颗粒性的一个重要的可观测量.

5 多粒子关联对源内热滴数目的分析

由(1)式, 源的颗粒性对两粒子事件中两粒子关联函数的影响与 n 有关. 在多粒子事件中, 颗粒性对多粒子关联函数的影响不仅与 n 有关, 而且与事件中全同玻色子多重数 M 有关. 引入每一热滴发出的平均玻色子数

$$\langle N \rangle = M/n. \quad (8)$$

当 $\langle N \rangle$ 较大时, 源颗粒性对多粒子关联函数的影响强, 而当 $\langle N \rangle$ 较小时, 源颗粒性对多粒子关联函数的影响弱.

由于颗粒源半径 R_0 远大于热滴的半径 a , 与同一热滴发出粒子间的关联相比, 不同热滴发出粒子间的关联要弱得多, 特别是在大 Q_m 区域, 这种关联可以忽略不计. 因此, 在大 Q_m 区域, 当 $\langle N \rangle < m$ 时, 多粒子关联函数中没有纯 m 重关联的贡献. 而当 $\langle N \rangle > m$ 时, 关联粒子的抽样中有来自同一热滴发出的 m 个粒子, 这时的多粒子关联函数中包含有纯 m 重关联的贡献. 定义

$$F_m = S_m - S_{m-1}, \quad (9)$$

与 S_m 相比, F_m 突出了 m 粒子关联函数中的纯 m 重关联的贡献. 图 3 给出了 Q_m 区间为 [$300\text{MeV}/c, 600\text{MeV}/c$], 颗粒源($a = 1.0\text{fm}$,

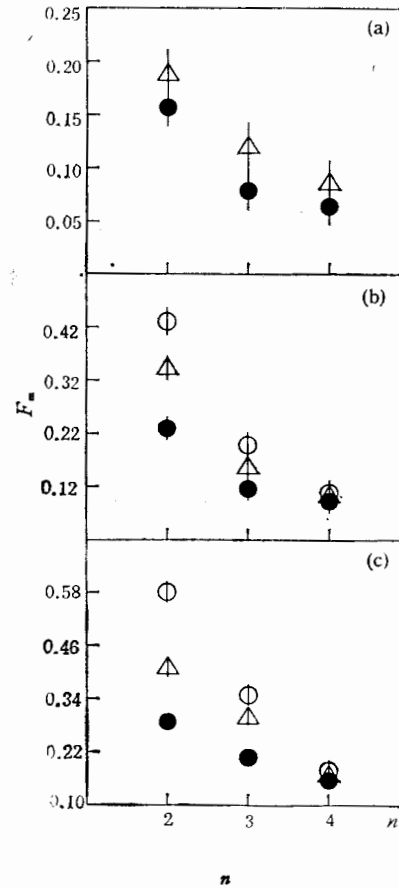


图 3 颗粒源产生的多粒子事件在 [$300\text{MeV}/c, 600\text{MeV}/c$] Q_m 区间的 F_m 结果

其中图 3 (a)、(b) 和 (c) 分别对应事件多重数 $M = 6, M = 9$ 和 $M = 12$, 符号 \bullet 、 \triangle 和 \circ 分别对应于 $m = 3, m = 4$ 和 $m = 5$.

$R_0 = 4.0\text{fm}$ 多粒子关联事件的 F_3 (对应符号●)、 F_4 (对应符号△)和 F_5 (对应符号○)的结果。其中,图 3(a)、3(b) 和 3(c) 分别是多重数 $M = 6, M = 9$ 和 $M = 12$ 事件的结果。在图 3(a) 中,当 n 由 2 到 3 时, $\langle N \rangle$ 的值由 3 减少至 2, F_3 有较为明显的下降;由于 $\langle N \rangle$ 总是小于 4 (对 $n = 2, 3, 4$), S_4 中没有纯四重关联的贡献,这时 S_4 相对于 S_3 的增加与 S_3 相对于 S_2 的增加都只含有三粒子关联和二粒子关联的贡献, F_4 与 F_3 基本重合。在图 3(b) 中,当 $n = 2$ 时, $\langle N \rangle = 4.5$, F_4 大于 F_3 , 但 F_5 与 F_4 相差不大;当 $n = 3, 4$ 时, $\langle N \rangle < 4$, 这时 F_4 相对于 $n = 2$ 时的值有明显的下降,由于没有纯四重关联和纯五重关联的贡献, F_5, F_4 与 F_3 基本重合。在图 3(c) 中,当 $n = 2$ 时, $\langle N \rangle > 5$, 由于纯五重关联和纯四重关联的贡献, F_5 与 F_4, F_4 与 F_3 都有明显的差别;而当 n 分别为 3、4 时, F_5 与 F_4, F_4 与 F_3 开始重合。因此通过对多粒子关联函数中纯多重关联的分析,可以确定源内平均每一热滴发出的玻色子数 $\langle N \rangle$ 。若当子事件的多重数 m 增至 m_0 时, F_{m+1} 与 F_m 的值开始重合,表明这时在 S_{m+1} 中没有纯 $m+1$ 重关联的贡献,则每一热滴发出的平均玻色子数 $\langle N \rangle$ 介于 m_0 与 m_{0+1} 之间。因此,在已知事件多重数 M 的情况下,能够获得粒子发射源内热滴数目的重要信息。

6 结 论

对超相对论重离子碰撞末态全同粒子的干涉学分析是探测源的颗粒性、揭示夸克-胶子等离子体相存在的重要手段之一^[4,5,10]。在实验分析中,由于有限的数据统计和高能重离子碰撞中多种复杂因素的影响,仅仅通过两粒子玻色关联探测源的颗粒性很困难。与两粒子玻色关联相比,多粒子玻色关联能够更敏感地反映颗粒源与非颗粒源的差别。通过比较和分析在不同 Q_m 区域上不同多重数子事件中的多粒子玻色关联,能够对颗粒源进行检测,获得 QGP 与强子气体混合相存在的信号。在多粒子事件中,源的颗粒性对多粒子玻色关联函数的影响与源内平均每个热滴发出的玻色子数 $\langle N \rangle$ 有关,在大 Q_m 区域, $\langle N \rangle > m$ 和 $\langle N \rangle < m$ 两种情况下多粒子关联函数中的纯 m 重关联的贡献有比较明显的变化,利用这一特性可以通过对大 Q_m 区域多粒子纯多重玻色关联的分析,确定源内平均每一热滴发出的玻色子数,在已知事件多重数 M 的情况下,能够得到粒子发射源内热滴数目的重要信息。由于 K^+ 介子在强子物质中有比较长的平均自由程,可以避免粒子由热滴发出后再次散射对源颗粒性检测的影响,又由于其在超相对论重离子碰撞中丰富的产额, K^+ 介子的多体玻色关联将为超相对论重离子碰撞中 QCD 相变的检测提供一种可行的手段。

参 考 文 献

- [1] M. Gyulassy, K. Kajantie, H. Kurki-Suonio et al., *Nucl. Phys.*, **B237**(1984)477.
- [2] J.B. Kogut, D.K. Sinclair, *Phys. Rev. Lett.*, **60**(1988)1250.
- [3] D.Seibert, *Phys. Rev. Lett.*, **63**(1989)136.
- [4] S.Pratt, P.J. Siemens, A.P. Vischer, *Phys. Rev. Lett.*, **68**(1992)1109.
- [5] T.Kajino, *Phys. Rev. Lett.*, **66**(1991)125.
- [6] Y.M. Liu, D. Beavis, S.Y. Chu et al., *Phys. Rev.*, **C34**(1986)1667.
- [7] Y.M. Liu, D. Beavis, S.Y. Chu et al., Proc. of International Symposium on Medium Energy

- Physics, Beijing, p.557, 1987, edited by H.C. Chang, L.S. Zhen (World Scientific, 1987).
- [8] W.Willis, C.Chasman, *Nucl. Phys.*, **A418**(1984)425c.
- [9] W.A. Zajc, *Phys. Rev.*, **D35**(1987)3396.
- [10] J.G. Cramer, *Phys. Rev.*, **C43**(1991)2798.
- [11] N.Neumeister et al., *Phys. Lett.*, **B275**(1992)186.
- [12] W.N. Zhang, Y.M. Liu, S. Wang et al., *Phys. Rev.*, **C47**(1993)795. Liu Yiming, Zhang Weining, Wang Shan et al., *High Energy Phys. and Nucl. Phys.*, **14** (1990) 281. Zhang Weining, Jiang Yuzhen, Wang Shan et al., *High Energy Phys. and Nucl. Phys.*, **16**(1992) 439.
- [13] S.Pratt, *Phys. Lett.*, **B301** (1993)159.
- [14] S.S. Padula, M. Gyulassy, S. Gavin, *Nucl. Phys.*, **B329**(1990)357.
- [15] N. Metropolis et al., *J.Chem. Phys.*, **21**(1953)1087.
- [16] A. Nijenhuis, H.S. Wilf, *Combinatorial Algorithms*, 2nd ed. (Academic, New York, 1978).
- [17] J.Jiang, D. Beavis, S.Y. Chu et al., *Phys. Rev. Lett.*, **68**(1992)2739.
- [18] G.F. Bertsch, *Nucl. Phys.*, **A498**(1989)173c.

Multiparticle Bose Correlations: Probes for Granular Source of Quark-Gluon-Plasma Droplets

Zhang Weining Liu Yiming Huo Lei Jiang Yuzhen
(Department of Physics, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001)

D. Keane

(Department of Physics, Kent State University, Kent, Ohio 44242)

S. Y. Fung

(Department of Physics, University of California, Riverside, CA 92521)

Received 21 February 1994

Abstract

The multiparticle Bose correlations of bosons emitted from dispersed thermal droplets of quark-gluon plasma are simulated by Monte Carlo. Multiparticle Bose correlations can offer more sensitivity to probe the granularity of the Bosonemitting source than two-particle Bose correlations. A promising signal of the existence of a mixed phase of quark-gluon plasma and hadronic gas can be obtained from multiparticle observables.

Key words multiparticle Bose correlations, probes for granular source, quark-gluon-plasma droplets.