

文章编号: 1007-4627(2009)01-0001-07

对高重子数密度粒子发射源的干涉学分析*

于莉莉¹, 任延宇¹, 张卫宁^{1, 2, 3}

(1 哈尔滨工业大学物理系, 黑龙江 哈尔滨 150006;

2 大连理工大学物理与光电工程学院, 辽宁 大连 116024;

3 兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心, 甘肃 兰州 730000)

摘要: 应用量子路径积分的方法, 分析了高能重离子碰撞产生的高重子数密度粒子发射源的 $2K$ 和 2π 干涉学 (Hanbury-Brown-Twiss, HBT 关联)。利用相对论流体动力学描述源的演化, 采用的状态方程包含 QGP 到强子相的一级相变和对强子气体的体积修正。在 2π 关联的计算中考虑了激发态粒子衰变和多重散射效应, 并将其 HBT 关联半径和寿命与传统热冻结模型的结果进行了对比。计算表明, 早期化学冻结产生的 K 介子的 HBT 关联半径比 2π 关联的 HBT 关联半径小。激发态粒子的衰变使 HBT 关联半径和寿命增加, 而多重散射对 HBT 关联的结果几乎没有影响。

关键词: HBT 关联; 激发态粒子衰变; 多重散射

中图分类号: O572. 2

文献标识码: A

1 引言

高能重离子碰撞的一个主要物理目标是探测新的物质态——夸克胶子等离子体 (QGP)。理论上预言, 碰撞产生的系统如果温度很高或重子数密度很大, 有可能产生 QGP^[1]。2000 年开始运行的 RHIC 实验, 每核子-核子碰撞的质心能量高达 200 GeV。在这种情况下, 由于核-核碰撞大的穿透效应, 产生的是一个温度极高但重子数密度近似为零的系统 (粒子发射源)。RHIC 的实验结果已表明, 在核-核碰撞的早期确实产生了强耦合的 QGP^[2, 3], 人们因此也希望在高重子数密度区域探测到 QGP。2016 年, 德国 GSI 实验室的 FAIR (反质子、离子碰撞研究的设备) 即将投入运行^[4]。GSI 上每核子的入射能量约为 30 GeV。在这种能量下, 由于核-核碰撞的阻塞能力很强, 会产生重子数密度很高的系统, 这将为人们研究高重子数密度 QGP 的产生提供实验条件。

高能重离子碰撞产生的粒子发射源随着源的膨胀和温度降低, 将从化学冻结 (粒子数不再改变)^[5] 演化到热冻结 (TFO) (粒子可以自由运动)^[5, 6]。两粒子干涉学, 也称 Hanbury-Brown-Twiss (HBT 关

联) 效应, 通过测量末态两全同粒子的玻色-爱因斯坦关联, 能给出粒子发射源的时空结构等信息^[7, 8], 目前该方法已广泛应用于高能重离子碰撞的研究中。传统的观点认为, TFO 之前源内粒子间的多次碰撞使粒子丧失了对以前时空的“记忆”, 因此, 干涉学测量的是源在最终 TFO 时刻的时空结构。根据这个观点, 随着碰撞能量的增加, 粒子发射源的 HBT 关联半径应明显增大, 但 AGS, SPS 和 RHIC 上的实验数据显示, HBT 关联半径随能量的增加仅有略微的变化^[9, 10]。因此, 人们有必要重新认识 HBT 关联的测量结果, 该结果给出的究竟是源在什么时候的分布? 另外, 系统从化学冻结演化到 TFO 的过程中, 被测粒子 (例如 π 介子) 将受到激发态粒子衰变和媒介粒子多重散射 (MS) 的作用, 这些作用将会对 HBT 关联的半径和寿命等产生影响; 而 K 介子, 从早期化学冻结产生直到热冻出, 中间很少会受到激发态粒子的影响, 也不与其它粒子发生反应^[11], 研究 K 介子的关联将有助于人们了解源的早期情况。因为 HBT 关联是个单纯的量子效应, 在量子力学的框架下研究两粒子关联, 对人们正确认识 HBT 关联的结果和源的演化就显得很重

* 收稿日期: 2008-05-27; 修改日期: 2008-06-20

* 基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (10575024, 10775024)

作者简介: 于莉莉 (1978-), 女 (汉族), 河南安阳人, 博士研究生, 从事核理论研究; E-mail: yulilihit@yeah.net

要^[12, 13]。

文献[14]研究了RHIC能量上零重子数密度和AGS能量上低重子数密度粒子发射源内激发态粒子衰变和MS对HBT关联半径的影响^[13]。文献[15]分析了兰州HIRFL-CSR能量区较高重子数密度粒子发射源的干涉学。本文将对未来GSI能区产生的高重子数密度粒子发射源的干涉学进行研究,分析在这种情况下,源内激发态粒子衰变和MS对HBT关联半径和寿命产生的影响。通过对 π 介子和K介子干涉学结果的比较,研究粒子发射源的时空演化。

本文首先对高能重离子碰撞中广泛应用的相对论流体动力学作了简单的描述,讨论了QGP相到强子相一级相变的状态方程及强子气体的体积修正。然后用量子路径积分的方法计算了2K和2 π 关联,并根据Glauber MS理论^[16],研究了MS和激发态粒子衰变对2 π HBT关联半径和寿命的影响。最后给出了计算结果并进行了讨论。

2 相对论流体动力学方程

相对论流体动力学广泛应用于高能重离子碰撞的研究中,它包含局域能量动量守恒和净荷(重子数,奇异数等)守恒^[17, 18]。在我们的计算中,采用局域能量动量守恒和净重子数守恒。这些守恒量的连续性方程为^[17, 18]

$$\partial_\mu T^{\mu\nu}(x) = 0, \quad (1)$$

$$\partial_\mu j_B^\mu(x) = 0, \quad (2)$$

其中, $T^{\mu\nu}(x)$ 是流元素的能量动量张量, x 是流元素在质心系中的时空坐标, $j_B^\mu(x) = n_B u^\mu$ 是净重子数的四维流密度(n_B 是净重子数密度, $u^\mu = \gamma(1, v)$ 是流元素的四维速度, $\gamma = (1 - v^2)^{-1/2}$)。(1)式中的能量动量张量可表示为^[17, 18]

$$T^{\mu\nu}(x) = [\epsilon(x) + p(x)]u^\mu(x)u^\nu(x) - p(x)g^{\mu\nu}, \quad (3)$$

其中, p 和 ϵ 是流元素的压强和能量密度, $g^{\mu\nu}$ 是矩阵张量, 对角元素为(+, -, -, -)。

从局域守恒方程(1)和(2)可以得到球形源的运动方程^[17, 18]:

$$\partial_t E + \partial_r[(E+p)v] = -\frac{2v}{r}(E+p), \quad (4)$$

$$\partial_t M + \partial_r(Mv + p) = -\frac{2v}{r}M, \quad (5)$$

$$\partial_t N_B + \partial_r(N_B v) = -\frac{2v}{r}N_B, \quad (6)$$

其中, $E \equiv T^{00}$, $M \equiv T^{0r}$, $N_B \equiv n_B \gamma$ 。在以上的3个方程中, 有4个变量 ϵ , p , v 和 n_B 。为了得到运动方程的解, 需要知道有效状态方程 $p(\epsilon, n_B)$, 它可以给出 ϵ , p 和 n_B 之间的关系。如果知道了有效状态方程和系统的初始条件, 利用HLLC机制^[19]和Sod方法^[20]就可以得到方程(4)–(6)的解^[17, 18, 21, 22]。假定系统初始的能量均匀分布在半径为 r_0 的球内, 且系统的初始速度为0。在计算中, 系统演化的空间和时间的格点分别取 $\Delta x = 0.04r_0$, $\Delta t = 0.04\Delta x$ 。

在无耗散时, 系统的熵守恒, $\partial_\mu s u^\mu(x) = 0$ 。由于系统的重子数守恒, $\partial_\mu n_B u^\mu(x) = 0$, 因此系统的重子数密度与熵密度的比 n_B/s 是不变的。系统的 n_B/s 根据初始条件给定后, 源便沿着 $n_B/s = \text{常数}$ 的路径在 $T-\mu_B$ 平面内从初态向低温末态演化^[23]。该比率也是得到有效状态方程 $p(\epsilon, n_B)$ 的条件之一。

3 状态方程

3.1 强子相

以往人们描述强子相时, 通常把它处理成没有体积(或相互作用)的点粒子。考虑到真实的强子是有大小的, 总的体积要排除(exclude)强子本身所占的体积, 因此, 经过体积修正的强子气体的配分函数为^[23]

$$Z^{\text{excl}}(T, \{N_i\}, V) = \sum_i Z(T, N_i, V - V_0 N_i) \theta(V - V_0 N_i), \quad (7)$$

其中 $Z(T, N_i, V - V_0 N_i)$ 是理想气体的配分函数。通过配分函数(7)式可得到系统的压强, 它表示为理想强子气体的分压之和, 体积修正转变为对理想强子气体化学势的修正:

$$p^{\text{excl}}(T, \{\mu_i\}) = \sum_i p_i[T, \mu_i - V_0 p^{\text{excl}}(T, \{\mu_i\})] = \sum_i p_i(T, \tilde{\mu}_i), \quad (8)$$

其中, V_0 是强子自身的体积($V_0 = (1/2)(4\pi/3)(2r)^3$ ^[24]), r 是强子的有效半径。假设各强子的体积大小一样, 半径均为 $r = 0.5 \text{ fm}$ ^[25]。

通过压强偏微分, 可以得到其它的热力学量:

$$n_i^{\text{excl}}(T, \{\mu_i\}) = \left(\frac{\partial p^{\text{excl}}}{\partial \mu_i} \right)_{T, \{\mu_j\} \setminus \mu_i}$$

$$= \frac{n_i(T, \tilde{\mu}_i)}{1+V_0 \sum_j n_j(T, \tilde{\mu}_j)}, \quad (9)$$

$$s^{\text{excl}}(T, \{\mu_i\}) = \left(\frac{\partial p^{\text{excl}}}{\partial T} \right)_{\{\mu_i\}} \\ = \frac{\sum_j s_j(T, \tilde{\mu}_j)}{1+V_0 \sum_j n_j(T, \tilde{\mu}_j)}, \quad (10)$$

$$\epsilon^{\text{excl}}(T, \{\mu_i\}) = T s^{\text{excl}}(T, \{\mu_i\}) - \\ p^{\text{excl}}(T, \{\mu_i\}) + \sum_j \mu_j n_j^{\text{excl}}(T, \{\mu_i\}) \\ = \frac{\sum_j \epsilon_j(T, \tilde{\mu}_j)}{1+V_0 \sum_j n_j(T, \tilde{\mu}_j)}. \quad (11)$$

(9)式中, $(\partial p^{\text{excl}}/\partial \mu_i)_{T, \{\mu_i\} \setminus \mu_i}$ 表示保持温度和*i*以外其它粒子化学势不变的情况下, p^{excl} 对 μ_i 的微分。以上得到粒子*i*的数密度 n_i^{excl} , 系统的熵密度 s^{excl} 、能量密度 ϵ^{excl} 和压强 p^{excl} 是热力学一致的^[23, 25]。这些量可用理想气体的热力学量来表示, 而它们又是局域温度*T*和化学势 μ_i 的函数:

$$n_i = \frac{g_i}{2\pi^2} \int_{m_i}^{\infty} f_i E \sqrt{E^2 - m_i^2} dE, \quad (12)$$

$$\epsilon_i = \frac{g_i}{2\pi^2} \int_{m_i}^{\infty} f_i E^2 \sqrt{E^2 - m_i^2} dE, \quad (13)$$

$$p_i = \frac{1}{3} \frac{g_i}{2\pi^2} \int_{m_i}^{\infty} f_i \sqrt{(E^2 - m_i^2)^{3/2}} dE, \quad (14)$$

$$s_i = \frac{g_i}{2\pi^2} \int_{m_i}^{\infty} [-f_i \ln f_i \mp (1 \mp f_i) \times \\ \ln(1 \mp f_i)] E \sqrt{E^2 - m_i^2} dE, \quad (15)$$

其中

$$f_i = \frac{1}{\exp[(E - \mu_i)/T] \pm 1}, \quad (16)$$

g_i 和 m_i 是粒子*i*的内部自由度和质量, (+)或(-)符号分别对应费米子和玻色子。强子相的奇异数和重子数密度可表示为

$$n_S^{\text{H}} = \sum_j s_j n_j^{\text{excl}}(T, \mu_j), \quad (17)$$

$$n_B^{\text{H}} = \sum_j b_j n_j^{\text{excl}}(T, \mu_j), \quad (18)$$

其中, s_j 和 b_j 是粒子*j*的奇异数和重子数, 求和号是对强子相中所有粒子的求和, 这里简单考虑了N, Λ , Σ , Δ , π 和K粒子及它们的反粒子。

3.2 QGP相

根据格点QCD理论, QGP相可以描述为没有相互作用的点粒子^[25]。夸克, 反夸克及胶子之间因非微扰效应导致的夸克囚禁, 用袋常数*B*表示。QGP相的压强表示为

$$p^{\text{Q}}(T, \{\mu_i\}) = p_g(T) + \sum_i p_{q_i}(T, \mu_i) - B, \quad (19)$$

其中胶子的压强为

$$p_g(T) = \frac{g_g \pi^2}{90} T^4, \quad g_g = 16 \quad (20)$$

夸克*i*的压强 p_{q_i} 可通过理想气体的压强公式(14)得到。在QGP中, 我们考虑的夸克种类包括u, d, s夸克及它们的反夸克, 其质量分别为 $m_u = m_d = 5$ MeV, $m_s = 150$ MeV。袋常数 $B = (235 \text{ MeV})^4$ ^[25]。QGP的能量密度为

$$\epsilon^{\text{Q}}(T, \{\mu_i\}) = \epsilon_g(T) + \sum_i \epsilon_{q_i}(T, \mu_i) + B, \quad (21)$$

其中胶子的贡献为

$$\epsilon_g(T) = 3p_g(T) = \frac{g_g \pi^2}{30} T^4, \quad (22)$$

夸克*i*的能量密度 ϵ_{q_i} 和粒子数密度分别由公式(13)和(12)得到。QGP相的奇异数和重子数密度表示为

$$n_S^{\text{Q}} = \sum_j s_j n_j(T, \mu_j), \quad (23)$$

$$n_B^{\text{Q}} = \sum_j b_j n_j(T, \mu_j). \quad (24)$$

从QGP相一级相变到强子相, 系统要经历QGP和强子共存的混合相阶段。混合相中, QGP相和强子相之间的平衡遵循Gibbs关系, 即 $T^{\text{Q}} = T^{\text{H}}$, $\mu_{N, \Delta} = 3\mu_u$, $\mu_{\Lambda, \Sigma} = 2\mu_u + \mu_s$, $\mu_{\pi^+, \pi^0, \pi^-} = 0$, $\mu_{K^+, K^0} = \mu_u - \mu_s$, \dots 和 $p^{\text{Q}} = p^{\text{H}}$ 。其中, p^{H} 即是强子相的压强 p^{excl} , μ_u 和 μ_s 是u夸克和s夸克的化学势, $\mu_u = -\mu_{\bar{u}}$, $\mu_s = -\mu_{\bar{s}}$ 。系统中各粒子的化学势 $\{\mu_i\}$ 可以根据各自所含的夸克组分用 (μ_u, μ_s) 表示。由于系统的净奇异数为零, 混合相的平衡需满足:

$$p^{\text{Q}}(T, \mu_u, \mu_s) = p^{\text{H}}(T, \mu_u, \mu_s), \quad (25)$$

$$\alpha n_S^{\text{Q}}(T, \mu_u, \mu_s) + (1-\alpha) n_S^{\text{H}}(T, \mu_u, \mu_s) = 0, \quad (26)$$

$$\frac{\alpha n_B^{\text{Q}}(T, \mu_u, \mu_s) + (1-\alpha) n_B^{\text{H}}(T, \mu_u, \mu_s)}{\alpha s^{\text{Q}}(T, \mu_u, \mu_s) + (1-\alpha) s^{\text{H}}(T, \mu_u, \mu_s)} = \frac{n_B}{s}, \quad (27)$$

式中, α 是QGP的体积与总体积的比值, $\alpha=V_Q/V$ 。混合相有两个边界: $\alpha=0$ 对应单纯的强子相; $\alpha=1$ 对应单纯的QGP相。只要温度 T 给定, 混合相的化学势 μ_u, μ_s 和 α 就可通过方程(25), (26)和 $n_B/s=(n_B/s)^0$ 得到, 其中 $(n_B/s)^0$ 是系统初始重子数密度与熵密度的比。因为强子相或QGP相的 α 是确定的, 它们的 μ_u 和 μ_s 只需(26)式和 $n_B/s=(n_B/s)^0$ 就能得到。知道了不同相的 (T, μ_u, μ_s) 后就可以通过(9)–(11)和(19)–(22)式得到所需的状态方程。

根据两相一致模型^[25]和核碰撞演化图^[26], 系统初始温度和化学势各取 $T^0=164$ MeV, $\mu_u^0=300$ MeV, 对应的初始能量密度 $\epsilon^0=2.95$ GeV/fm³, 重子数密度为 $n_B^0=0.94$ /(baryons/fm³)^[26], $(n_B/s)^0=0.06$ 。图1给出了系统在 $T-\mu_B$ 平面内沿着 $(n_B/s)^0=0.06$ 的路径从QGP相到混合相, 最后到强子相的演化过程。图中的点线是QGP相和强子相的相变线, 点线之上是QGP相, 混合相藏在相变线中。混合相的强子化过程是从QGP终点到强子相起点的再热(re-heating)过程^[23]。这种Z字形的路径, 据我们所知, 最早出现在文献[27]中。我们认为系统的化学冻结发生在相变结束的时候, 即强子相的起点^[23, 25], 对应温度为 $T^{ch}=155$ MeV。由于系统的TFO依赖于能量密度, 我们取TFO温度为 $T^{ch}=110$ MeV, 因为此时系统的能量密度 $\epsilon=47$ MeV/fm³, 与Cleymans和Redlich等预计的TFO能量密度(45 MeV/fm³)接近^[28]。

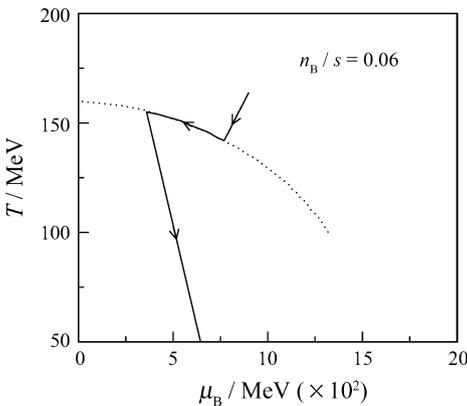


图1 系统在 $T-\mu_B$ 平面沿着 $n_B/s=0.06$ 的路径从QGP相到混合相和最后到强子相的演化过程

4 HBT关联函数

两粒子关联函数 $C(k_1, k_2)$ 定义为两粒子动量

分布 $P(k_1, k_2)$ 与两个单粒子动量分布 $P(k_1)$ 和 $P(k_2)$ 乘积的比。通过对量子几率振幅的路径积分, 考虑了多重散射的动量分布 $P(k_i)$ ($i=1, 2$)和 $P(k_1, k_2)$ 可以表示为^[14, 23]

$$P(k) = \int d^4x e^{-2\text{Im} \bar{\phi}_s(x)} \rho(x) A^2(\kappa(x), x), \quad (28)$$

$$P(k_1, k_2) = \int d^4x_1 d^4x_2 e^{-2\text{Im} \bar{\phi}_s(x_1)} e^{-2\text{Im} \bar{\phi}_s(x_2)} \times \rho(x_1) \rho(x_2) |\Phi(\kappa_1 \kappa_2; x_1 x_2 \rightarrow x_{d1} x_{d2})|^2, \quad (29)$$

其中, $A(\kappa(x), x)$ 表示在 x 点产生动量为 κ 的粒子的几率振幅。 $\rho(x)$ 是粒子发射源的四维密度。 $e^{-2\text{Im} \bar{\phi}_s(x)}$ 是被测粒子与媒介粒子之间的MS形成的吸收因子^[12, 14, 23]。两个动量为 κ_1 和 κ_2 的玻色子在 x_1 和 x_2 产生, 分别以动量 k_1 和 k_2 到达被测点 x_{d1} 和 x_{d2} 的波函数用 $\Phi(\kappa_1 \kappa_2; x_1 x_2 \rightarrow x_{d1} x_{d2})$ 表示:

$$\Phi(\kappa_1 \kappa_2; x_1 x_2 \rightarrow x_{d1} x_{d2}) = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ \bar{A}(\kappa_1 x_1 \rightarrow k_1 x_{d1}) \bar{A}(\kappa_2 x_2 \rightarrow k_2 x_{d2}) \times e^{-ik_1 \langle x_{d1} - x_1 \rangle} e^{-ik_2 \langle x_{d2} - x_2 \rangle} + (x_1 \leftrightarrow x_2) \}, \quad (30)$$

式中的 $x_1 \leftrightarrow x_2$ 表示对称交换 x_1 和 x_2 ,

$$\bar{A}(\kappa x \rightarrow k x_d) = A(\kappa x) e^{i\delta_{\text{mf}}(\kappa x \rightarrow k x_d; x')}, \quad (31)$$

其中 $\delta_{\text{mf}}(\kappa x \rightarrow k x_d; x')$ 是与集体流有关的相移^[13],

$$\delta_{\text{mf}}(\kappa x \rightarrow k x_d; x') = - \int_x^{x_d} [\kappa(x') - k] dx'. \quad (32)$$

根据Glauber MS理论^[16], (28)和(29)式中的吸收因子可写为^[13, 23]

$$e^{-2\text{Im} \bar{\phi}_s(x)} = \exp \left[- \int_x^{x_d} \left(\sum_i \sigma_{\text{abs}}(\pi i) n_i(x) \right) dl \right], \quad (33)$$

其中, \sum_i 是对被测 π 粒子以外源内其它粒子的求和, $\sigma_{\text{abs}}(\pi i)$ 是在传播路径 dl 中, π 与遇到的媒介粒子 i 发生相互作用的吸收截面, n_i 是该粒子的粒子数密度。

从公式(28)和(29)可以看出, MS的作用是对发射源的密度 $\rho(x)$ 加了一个吸收因子 $e^{-2\text{Im} \bar{\phi}_s(x)}$, 该因子与吸收截面 $\sigma_{\text{abs}}(\pi i)$ 有关。对于高重子数密度的膨胀源, π (例如 π^+)在源内的主要吸收过程是 $\pi^+ \pi^- \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 和 $\pi^+ N \rightarrow \Delta$ 。其中 $\pi^+ \pi^- \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 过程的截面可表示为^[29]

$$\sigma_{\text{abs}}(\pi^+\pi^-\rightarrow\pi^0\pi^0)=\frac{8}{9}\frac{\pi}{p_{\text{cm}}^2}\sin^2(\delta_0-\delta_2), \quad (34)$$

式中, $p_{\text{cm}}=\sqrt{s_{\pi\pi}-4m_{\pi}^2}/2$, 相移 δ_0 和 δ_2 可以从参考文献[30]得出。 $\pi^+N\rightarrow\Delta$ 的截面可表示为

$$\sigma_{\text{abs}}(\pi^+N\rightarrow\Delta)=\frac{2}{3}\frac{\sigma_0(\Gamma_{\Delta}/2)^2}{(\sqrt{s_{N\pi}}-m_{\Delta})^2+(\Gamma_{\Delta}/2)^2}, \quad (35)$$

式中, $m_{\Delta}=1232$ MeV是 Δ 的质量, $\Gamma_{\Delta}=120$ MeV是 Δ 衰变的宽度, $\sigma_0=200$ mb。

在我们的模型计算中, K介子是从温度为 T^{ch} 的时空超曲面上产生。 π 则包括化学冻结产生的 π 和在化学冻结到TFO之间激发态粒子衰变产生的 π , 其四维源密度可表示为

$$\rho(x)=n_{\pi}(x)\delta(t-\tau^{\text{ch}})+\sum_{j\neq\pi}D_{j\rightarrow\pi}n_j(x), \quad (36)$$

式中 τ^{ch} 代表局域化学冻结时间。 $D_{j\rightarrow\pi}$ 是粒子 j 衰变到 π 的衰变率与衰变分之比的乘积。例如, $D_{\Delta\rightarrow\pi}=\Gamma_{\Delta}\times(1/3)$, $D_{\pi^0\pi^0\rightarrow\pi^+\pi^-}=\nu_r n_{\pi}\sigma(\pi^0\pi^0\rightarrow\pi^+\pi^-)\times 1$, 其中 ν_r 是两个 π 的相对速度。截面 $\sigma(\pi^0\pi^0\rightarrow\pi^+\pi^-)$ 与吸收截面 $\sigma_{\text{abs}}(\pi^+\pi^-\rightarrow\pi^0\pi^0)$ 相等。

根据以上的两粒子关联函数公式, 利用蒙特卡罗方法模拟了两粒子和单粒子的动量分布 $P(k_1, k_2)$ 和 $P(k)$ [21, 22]。然后, 以两粒子相对动量 $q=|k_1-k_2|$ 和相对能量 $q_0=|E_1-E_2|$ 为变量, 通过对每个 (q, q_0) 区间的 k_1 和 k_2 求和, 得到了2K和 2π

的关联函数 $C(q, q_0)$ 。图2给出了膨胀源的两粒子关联函数 $C(q, q_0 < 15$ MeV/c)。符号 \circ 代表2K关联函数, 被测的K介子是从化学冻结面产生, 随着源的膨胀最终从TFO面冻出; \blacktriangle 表示考虑了MS的 2π 关联的结果, π 介子源包括化学冻结产生的初级源和化学冻结和TFO之间激发态粒子衰变产生的次级源。为了对比, 我们还计算了传统的 2π 关联, 即 π 介子直接从TFO面产生, 在图中用 \square 表示。图2中的曲线是用以下高斯形式拟合的结果:

$$C(q, q_0)=1+\lambda e^{-q^2 R^2 - q_0^2 \tau^2}. \quad (37)$$

表1给出了拟合关联函数得到的源的半径 R , 寿命 τ 和混沌性参量 λ 。为了研究MS对HBT的影响, 我们也计算了不含多重散射的 2π 关联函数, 其结果在表中给出, 用“without MS”表示。在以上的计算中, 初始源的半径 r_0 均取为6 fm。

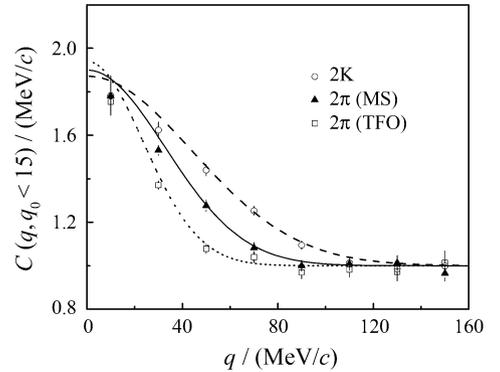


图2 2K关联函数(\circ , ---), 考虑了MS(\blacktriangle , —)和TFO(\square , ...)模型的 2π 关联函数

表1 HBT的拟合结果

2K	2 π		TFO
	MS	without MS	
$R=3.17\pm 0.09$ fm	$R=4.24\pm 0.16$ fm	$R=4.23\pm 0.16$ fm	$R=5.92\pm 0.22$ fm
$\tau=7.16\pm 0.34$ fm	$\tau=9.28\pm 0.44$ fm	$\tau=9.69\pm 0.45$ fm	$\tau=10.48\pm 0.64$ fm
$\lambda=0.88\pm 0.04$	$\lambda=0.92\pm 0.04$	$\lambda=0.93\pm 0.04$	$\lambda=0.97\pm 0.05$

从表1可以看出, 2K关联给出的HBT关联半径最小, 这是因为K介子产生于早期的化学冻结; 而热冻结是源演化的最后阶段, 所以传统TFO模型的HBT关联半径最大。 2π 关联中考虑了MS和没有考虑MS的计算结果显示, MS对HBT关联的半径和寿命没有多大的影响。在我们模型的2K和 2π 关联的计算中, 源演化的初始条件都相同, K介子和 π 介

子从相同温度的化学冻结面产生, 如果 π 介子不受激发态粒子衰变的影响, 其HBT关联半径应与2K关联的HBT关联半径近似相等。但结果却显示, 2π 关联给出的HBT关联半径和寿命大于2K关联的结果。因此, 可以得出激发态粒子的衰变使HBT关联半径和寿命增加。另外, 即使假定初始源是混沌源, 2K关联给出的混沌参量 λ 仍比1小。将来研

究 $\lambda < 1$ 的原因也是个有意义的课题。

5 结论

本文论述研究了高重子数密度粒子发射源的 2K 和 2π 关联。源的演化用相对论流体动力学来描述, 采用的状态方程包含了 QGP 相到强子相的一级相变, 并对强子气体进行了体积修正。在本文模型的计算中, K 介子是从早期的化学冻结面产生, 随着源的膨胀, 最后热冻出。 π 介子发射源包括化学冻结产生的初级源和化学冻结和 TFO 之间激发态粒子衰变产生的次级源。为了与传统的干涉学进行比较, 文中也计算了直接从 TFO 面产生的 π 介子的 2π 关联。应用量子路径积分的方法, 计算了 2K 和 2π 的关联函数, 并分析了激发态粒子衰变和 MS 对 HBT 关联半径和寿命的影响。计算结果显示, 2K 关联的 HBT 关联半径比 2π 关联的 HBT 关联半径小。激发态粒子的衰变使 HBT 关联半径和寿命增大。随着源的膨胀, 初始是高重子数密度的系统经历了 QGP 相到强子相的一级相变后, 源的重子数密度降低, 体积修正进一步减少了强子相的重子数密度, 因而, 即使 $\pi^+ N \rightarrow \Delta$ 的吸收截面较大, MS 在 2π 关联中的效应也被抑制。因此, 在这样的情况下, 可以不考虑 MS 对 HBT 关联的影响。

为了简单起见, 计算中采用了球形演化源。但是在实际的高能重离子碰撞中, 系统的演化在纵向和横向是不同的; 另外, 所用的流体动力学模型没有考虑流的耗散, 耗散会降低集体流, 从而影响源的表观半径^[17, 22]。因此, 构造一个更符合现实碰撞的演化模型将是一项重要工作。另一方面, 对 2K 关联中混沌性参量含义的进一步研究也是一件很有意义事情。

参考文献 (References):

- [1] Wong C Y. Introduction to High-energy Heavy-ion Collisions. Singapore: World Scientific, 1994, 141—142.
- [2] STAR Collaboration, Adler C, Ahammed Z, Allgower C, *et al.* Phys Rev Lett, 2002, 89: 202 301.
- [3] Gyulassy M, McLerran L. Nucl Phys, 2005, A750: 30.
- [4] Conceptual Design Report. <http://www.gsi.de/GSI-Future/cdr/>.
- [5] Hirano T, Tsuda K. Phys Rev, 2002, C66: 054 905.
- [6] Petersen H, Li Q F, Zhu X L, *et al.* Phys Rev, 2006, C74: 064 908.
- [7] Lisa M A, Pratt S, Soltz R, *et al.* Ann Rev Nucl Part Sci, 2005, 55: 357; nucl-ex/0505014.
- [8] Tang Guixin, Zhang Weining, Liu Yiming, *et al.* Nuclear Physics Review, 2004, 21(3): 191(in Chinese). (唐圭新, 张卫宁, 刘亦铭等. 原子核物理评论, 2004, 21(3): 191.)
- [9] E895 Collaboration, Lisa M A, Ajitanand N N, Alexander J M, *et al.* Phys Rev Lett, 2000, 84: 2 789.
- [10] PHENIX Collaboration, Adler S S, Afanasiev S, Aidala C, *et al.* Phys Rev Lett, 2004, 93: 152 302.
- [11] Bernard S, Rischke D H, Maruhn J A, *et al.* Nucl Phys, 1997, A625: 473.
- [12] Wong C Y. J Phys, 2004, G30: S1 053.
- [13] Wong C Y. J Phys, 2003, G29: 2 151.
- [14] Yu Lili, Zhang Weining, Wong C Y. Submit to Phys Rev C; arXiv: hep-ph/0805.1484.
- [15] Yu Lili, Jiri Mutu, Zhang Weining, *et al.* To be published in Chinese Physics C.
- [16] Glauber R J. Lectures in Theoretical Physics. New York: Interscience, 1959, 315.
- [17] Rischke D H, Gyulassy M. Nucl Phys, 1996, A608: 479.
- [18] Rischke D H. Proceedings of the 11th Chris Engelbrecht Summer School in Theoretical Physics, Cape Town, February, 1998; arXiv: nucl-th/9809044.
- [19] Schneider V, Katscher U, Rischke D H, *et al.* J Comput Phys, 1993, 105: 92.
- [20] Sod G A. J Fluid Mech, 1977, 83: 785.
- [21] Zhang Weining, Efaaf M J, Wong C Y. Phys Rev, 2004, C70: 024 903.
- [22] Zhang Weining, Efaaf M J, Wong C Y, *et al.* Chin Phys Lett, 2004, 21: 1 918.
- [23] Hung C M, Shuryak E. Phys Rev, 1998, C57: 1 891.
- [24] Landau L D, Lifshitz E M. Statistical Physics. London: Pergamon Press, 1980, 5: Part 1.
- [25] Toneeva V D, Nikonova E G, Frimana B, *et al.* Eur Phys J 2003, C32: 399.
- [26] Ivanov Yu B, Russkikh V N, Toneev V D. Phys Rev, 2006, C73: 044 904.
- [27] Subramanian P R, Stocker H, Greiner W. Phys Lett, 1986, B173: 468.
- [28] Cleymans J, Redlich K. Phys Rev, 1999, C60: 054 908.
- [29] Martin B R, Morgan D, Shaw G. Pion-pion Interaction in Particle Physics. London: Academic Press, 1976, 101.
- [30] Yndurain F J. arXiv: hep-ph/0212282.

Interferometry for Particle-emitting Source of High Baryon Density^{*}

YU Li-li^{1, 1)}, REN Yan-yu¹, ZHANG Wei-ning^{1, 2, 3}

(1 *Department of Physics, Harbin Institute of Technology, Harbin 150006, China;*

2 School of Physics and Optoelectronic Technology, Dalian

University of Technology, Dalian 116024, Liaoning, China;

3 Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of

Heavy Ion Accelerator of Lanzhou, Lanzhou 730000, China)

Abstract: Using quantum path-integral formulae, we examined the two-kaon and two-pion Hanbury-Brown-Twiss (HBT) interferometry for the particle-emitting source with high baryon density. The evolution of the source is described by relativistic hydrodynamics. We use an equation of state of first-order transition from QGP to hadronic phase and consider a volume correction for the hadronic gas. The two-pion HBT results with effects of excited-particle decay and multiple scattering were investigated and compared with those for conventional thermal freeze-out (TFO) model. We found that the two-kaon HBT radius was smaller than those of the two-pion interferometry. The particle decay increases the HBT radius and lifetime, while the effect of multiple scattering on HBT results can be neglected.

Key words: Hanbury-Brown-Twiss interferometry; excited-particle decay; multiple scattering

* **Received date:** 27 May 2008; **Revised date:** 20 Jun. 2008

* **Foundation item:** National Natural Science Foundation of China(10575024,10775024)

1) E-mail: yulihit@yeah.net