

# 相对论性重离子碰撞中次级碰撞 对 $K^+/\pi^+$ 比的影响\*

朱允伦<sup>1,4</sup> 赵维勤<sup>2,3,4</sup> 高崇寿<sup>1,2,4</sup>

1. (北京大学物理系, 北京 100871)
2. (中国高等科学技术中心理论物理分中心)
3. (中国科学院高能物理研究所, 北京 100039)
4. (中国科学院理论物理研究所, 北京 100080)

## 摘 要

本文基于参加者-旁观者模型, 用 Monte Carlo 方法分析了相对论性重离子碰撞中各种次级碰撞对  $K^+/\pi^+$  比值上升的影响。结果表明, 仅考虑次级碰撞不足以解释实验观测的  $K^+/\pi^+$  比值上升。

## 一、引 言

理论预言, 在达到足够高的温度或密度时, 强子物质将发生相变而形成夸克-胶子等离子体 (QGP)。人们相信, 通过相对论性重离子碰撞 (RHIC), 可以在实验上实现这一相变而形成 QGP。最近, 有两台相对论性重离子加速器相继投入运转: 在西欧核子研究中心 (CERN), 加速到 200 GeV/N 能量的  $^{16}\text{O}$  和  $^{32}\text{S}$  离子束与各种靶核发生碰撞; 在美国布鲁克海文国家实验室 (BNL), 14.5 GeV/N 能量的  $^{16}\text{O}$  和  $^{28}\text{Si}$  离子束用于轰击各种靶核。这些实验引起理论家与实验家的极大兴趣。

由于相对论性重离子碰撞的反应机制复杂, 并且, 即使在碰撞中形成了 QGP, 它也会很快回到强子态, 其存在的时间极短, 因此, 人们只能根据一些形成信号来肯定 QGP 的存在。目前, 在 RHIC 研究中, 实验与理论工作者正致力于寻找可靠的 QGP 形成信号。 $K^+$  介子与  $\pi^+$  介子产额比值  $K^+/\pi^+$  上升是人们讨论较多的一种可能的 QGP 形成信号。

在 RHIC 中  $K^+/\pi^+$  比值上升的最早实验结果是由在 BNL 工作的 E802 组发表的<sup>[1]</sup>。他们测得, 14.5 GeV/N 能量的  $^{28}\text{Si}$  离子束与 Au 靶对心碰撞时, 在  $14^\circ$ — $28^\circ$  辐角范围内  $K^+/\pi^+$  比值为  $24 \pm 5\%$ 。这个数值比相应能量下 p-p 碰撞中的  $K^+/\pi^+$  比值 (5%) 要高得多。

一些基于 QGP 相的理论计算表明<sup>[2]</sup>, 假定在 RHIC 中形成了 QGP, 就可得到实验测得的  $K^+/\pi^+$  比值。

本文 1990 年 10 月 20 日收到。

\* 部分得到国家自然科学基金及北京大学计算中心机时基金的资助。

然而,为了肯定这一信号,仅此是不够的,还必须排除各种非 QGP 因素的影响。其中最主要的是,产生粒子之间及其与核子之间的次级碰撞。因为初级碰撞产生的  $\pi$  介子之间以及  $\pi$  介子与核子之间的次级碰撞都有可能产生  $K^+$  介子,从而使  $K^+/\pi^+$  比值上升。因而,人们自然提出一个重要的问题:如果在 RHIC 中没有形成 QGP,仅靠这些次级碰撞能不能达到实验测得的  $K^+/\pi^+$  比值。这就需要进行基于强子相的理论分析。

在工作中<sup>[3]</sup>,我们提出了一个参加者-旁观者模型,用 Monte Carlo 模拟研究了在没有 QGP 存在时,各种次级碰撞对  $K^+/\pi^+$  产额比值的可能影响。计算结果表明,仅仅引入次级碰撞不足以解释实验得到的  $K^+/\pi^+$  比的上升。这个结果为肯定  $K^+/\pi^+$  比上升是 QGP 形成的信号提供了一个依据。

鉴于问题的重要性,本文在工作的基础上<sup>[3]</sup>,对初级  $\pi$  介子采用另外的快度分布,重新计算了次级碰撞引起的  $K^+/\pi^+$  比的增加,得到的结论与文献[3]相同,从而为肯定这一 QGP 信号提供了进一步的依据。

第二节介绍参加者-旁观者模型。第三节引入形成时间的概念,讨论了各种次级碰撞过程。第四节描述了我们所用的 Monte Carlo 模拟方法。最后,给出了我们的计算结果及讨论。

## 二、参加者-旁观者模型

考虑入射核  $B$  以碰撞参数  $b$  与靶核  $A$  的碰撞。按照参加者-旁观者模型<sup>[4]</sup>,每个核中的核子都分为两部分:在两个核的重叠区域的核子为参加者;其余核子为旁观者(如图 1 所示)。经过初级的核子-核子碰撞,参加者被激发,成为产生初级粒子的源,而旁观者对初级产生粒子没有贡献。每个核中参加者的数目为碰撞参数  $b$  的函数,可分别表示为:

$$\begin{aligned}\mu_A(b) &= \rho \int d\mathbf{r} \theta(R_A - \sqrt{x^2 + (y-b)^2 + z^2}) \theta(R_B - \sqrt{x^2 + y^2}), \\ \mu_B(b) &= \rho \int d\mathbf{r} \theta(R_B - \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}) \theta(R_A - \sqrt{x^2 + (y-b)^2}),\end{aligned}\quad (1)$$

其中  $\rho = \left(\frac{4}{3}\pi r_0^3\right)^{-1}$  为核子密度,  $R_A = r_0 A^{1/3}$  及  $R_B = r_0 B^{1/3}$  为两个核的半径。在对心碰撞时,  $b = 0$ 。基于这个物理图象,只要每个参加者的贡献已知,就可以计算核-核碰撞中遇到的各种物理量。

每个参加者的贡献由核子-核子碰撞过程决定,并作为模型的输入量。经过 N-N 碰撞,两个核子受到激发,分别成为产生粒子的源。除了领头核子外,假定每个源产生  $\langle \pi^+ \rangle$  个  $\pi^+$  介子,  $\langle K^+ \rangle$  个  $K^+$  介子。假定同位旋对称,并考虑  $p \rightarrow n + \pi^+$  或  $p \rightarrow p + \pi^0$  等过程的影响,产生  $\pi^+$ ,  $\pi^-$  及  $\pi^0$  介子的数目满足条件  $\langle \pi^+ \rangle + \langle \pi^- \rangle = 2\langle \pi^0 \rangle$ 。由于入射核子与靶核子最初的动量不同,两个源产生的粒子也分布在不同的快度区域<sup>[5]</sup>。实验表明,入射领头粒子的动量  $P'_{PL}$  大约是束流动量  $P_{PL}$  的一半。如果假定产生粒子具有宽度为  $\sigma$  的高斯型快度分布,并且中心位置与领头粒子的快度相重,则在实验室系中靶与入射核子的源提供的两个高斯分布分别位于  $Y_{CM} - \delta$  及  $Y_{CM} + \delta$ 。  $Y_{CM}$  是 N-N 质心的快度

(如图2所示)。  $\delta$  及  $\sigma$  可以由  $P'_{PL}$  及能量守恒条件确定(见附录A)。产生粒子的横动量分布取为指数型,其平均值对  $\pi$  介子取为  $0.3\text{GeV}/c$ , 对  $K$  介子取为  $0.34\text{GeV}/c$ 。

考虑入射核  $B$  与靶核  $A$  ( $A > B$ ) 的对心碰撞 ( $b = 0$ )。显然,入射核中的  $B$  个核子均为参加者,即  $\mu_B = B$ 。靶核中的参加者为图1所示(a)区中的核子。其余在(b)区中的靶核子为旁观者。初级作用后产生的  $K^+$  与  $\pi^+$  的数目分别为:

$$\begin{aligned} N_{\pi} &= (\mu_A + \mu_B) \langle \pi^+ \rangle, \\ N_K &= (\mu_A + \mu_B) \langle K^+ \rangle. \end{aligned} \quad (2)$$

显然,只考虑初级作用时,  $K^+/\pi^+$  比值将与 N-N 过程时相同:  $N_K/N_{\pi} = \langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$ 。产生粒子的快度分布由  $\mu_A$  个靶核子参加者与  $\mu_B$  个入射核子参加者的贡献叠加而成。它们分别为以  $Y_{CM} - \delta$  及  $Y_{CM} + \delta$  为中心,宽度为  $\sigma$  的高斯型分布。至于产生粒子的空间位置,则取为在区域(a)中均匀分布。

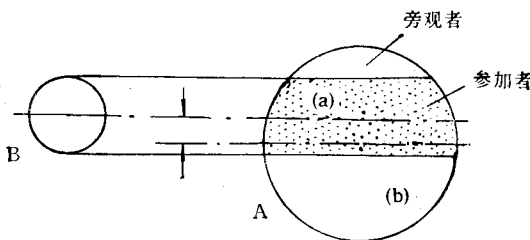


图1 碰撞的几何位置

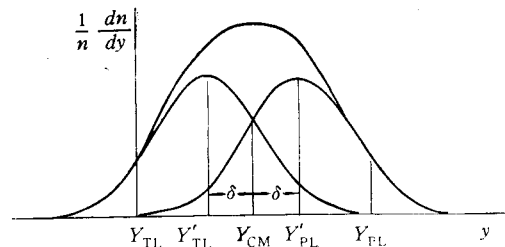


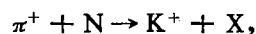
图2 N-N碰撞的快度分布

### 三、形成时间与次级碰撞

为了描述次级碰撞,必须引入形成时间<sup>[9]</sup>的概念。假定在初级作用后,产生的每个粒子都需要一定的形成时间,才能成为物理粒子,参与同其它核子或其它产生粒子间的次级作用。设质量为  $m$  的粒子在其静止系中的固有形成时间为  $\tau_0$ ,在实验室系中,粒子能量为  $E$ ,那么,由于 Lorentz 时间延缓效应,其形成时间为  $\tau = \tau_0 E/m$ 。因此,粒子要经过形成长度  $L = v\tau = \tau_0 p/m$  后,才能参与次级作用。显然,快粒子的形成长度  $L$  会很长。如果  $L$  大于核的大小,这个粒子就不参与次级过程。只有  $L$  小于核的大小的次级粒子才可能经历次级碰撞。

一个能量为  $E_{\pi}$ ,动量为  $P_{\pi}$  的初级  $\pi$  介子由(a)区中的源产生并在  $P_{\pi}$  方向经过形成长度  $L_{\pi} = \tau_0 p_{\pi}/M_{\pi}$  之后,所形成的物理  $\pi$  介子可能位于三个不同的区域。很快的  $\pi$  介子形成长度很长,将在核外形成,因此不参与次级碰撞。在(b)区形成的  $\pi$  介子可能与靶内的旁观者核子发生次级碰撞。在(a)区形成的  $\pi$  介子则有可能在(a)区内与入射核或靶核中激发的参加者形成的带头粒子相碰撞,或与(a)区中的其它初级  $\pi$  介子相碰撞;也有可能到达(b)区与旁观者核子相碰。

我们只考虑二体末态的次级过程。下列过程有可能引起  $K^+/\pi^+$  比的变化:



$$\begin{aligned}\pi^- + N &\rightarrow K^+ + X, \\ \pi^0 + N &\rightarrow K^+ + X, \\ \pi^+ + \pi^- &\rightarrow K^+ + K^-, \\ \pi^0 + \pi^0 &\rightarrow K^+ + K^-, \end{aligned}$$

其中  $N$  代表中子或质子,  $X$  为  $\Sigma$  或  $\Lambda$  粒子。各种作用的截面取为对中子、质子及不同入射能量的平均值。

在靶核内形成的  $\pi$  介子究竟参与何种次级碰撞还要由其自由程及各种作用的分支比来决定。在 (b) 区内,  $\pi$  介子的平均自由程为  $\lambda_b = (\rho\sigma_{\pi N})^{-1}$ , 其中  $\rho$  为靶核的核子密度,  $\sigma_{\pi N}$  为  $\pi N$  截面。在 (a) 区,  $\pi$  的平均自由程由三种不同的次级过程决定, 设靶内带头粒子、入射核带头粒子及产生的初级  $\pi$  介子的密度分别为  $\rho_T = \rho$ ,  $\rho_P = \rho\mu_B/\mu_A$ ,  $\rho_\pi = \langle \pi \rangle \rho$ , 则  $\pi$  介子的自由程为  $\lambda_a = \left( \sum_i \rho_i \sigma_{\pi i} \right)^{-1}$ , 其中  $i = P, T, \pi$  表示三种不同次级过程的被撞粒子。在  $\pi$  介子碰撞时这三种不同次级过程的几率(即分支比)分别为

$$p_j = \rho_j \sigma_{\pi j} \cdot \lambda_a \quad (j = P, T, \pi).$$

关于次级碰撞后产生的  $K$  介子的行为, 没有足够的实验资料可循, 因此, 考虑到  $\pi N \rightarrow KX$  过程中领头价夸克的效应, 我们假定在  $\pi$ - $N$  质心系中, 产生的  $K$  介子沿入射  $\pi$  的方向运动。而对  $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$  过程, 则取  $K$  介子在  $\pi\pi$  质心系中为各向同性分布的假定。具体的运动学公式参见附录 B。最后, 按照实验条件, 统计满足  $p_{K^+} < 2\text{GeV}/c$  及在  $14^\circ$ — $28^\circ$  辐角范围内的  $K^+$  介子数目, 从而得到  $K^+/\pi^+$  比值的变化。

#### 四、Monte Carlo 模拟

图 3 为 Monte Carlo 模拟的流程图, 它包括以下几个部分:

1. 产生器。初级  $K^+$ 、 $\pi^+$  由两个产生器产生。  $K^+$ 、 $\pi^+$  的比例按  $p$ - $p$  实验结果, 取为 5%。初级粒子的  $p_\perp$  及  $y$  值分别按照指数分布与高斯分布抽样选取。由此可确定粒子的能量为  $E = m_\perp \text{ch}y$ , 纵向动量为  $p_\parallel = m_\perp \text{sh}y$ , 其中  $m_\perp = (m^2 + p_\perp^2)^{1/2}$ 。初级产生的  $K^+$  介子直接进入  $K$ -计数器。  $\pi^+$  的产生位置在 (a) 区内按均匀分布抽样选取。

2.  $\pi^+$  的形成与次级碰撞。所产生的  $\pi^+$  介子经过形成长度  $L_\pi = \tau_0 p_\pi / m_\pi$  可能达到三种位置。在  $A$  核外形成的  $\pi^+$  不发生次级作用, 直接进入  $\pi$ -计数器。在 (b) 区形成的  $\pi$  也可能不发生碰撞而进入  $\pi$ -计数器。如果它在 (b) 中与靶核旁观者核子相碰, 则进入方块  $\pi N_b$ 。在 (a) 区形成的  $\pi$  介子或穿过 (a)、(b) 两区域不发生碰撞, 直接进入  $\pi$ -计数器; 或在 (b) 区中与旁观者核子相碰撞, 进入方块  $\pi N_b$ ; 或在 (a) 中发生碰撞, 按照分支比来确定它与入射核子、靶核子或  $\pi$  介子碰撞, 即分别进入方块  $\pi N_P$ ,  $\pi N_T$ ,  $\pi\pi$ 。

3.  $K^+$  的产生。图 3 中的四个方块  $\pi N_P$ 、 $\pi N_T$ 、 $\pi\pi$  及  $\pi N_b$  分别代表  $\pi^+$  介子与入射核中的带头粒子、靶中的带头粒子、另一个初级  $\pi$  或靶中的旁观者核子间次级碰撞的运动学模拟。若体系的能量低于  $K^+$  产生阈, 则  $\pi^+$  进入  $\pi$ -计数器。若高于  $K^+$  产生阈, 则产生的  $K^+$  进入  $K$ -计数器。

4. 计数器。按照  $p < 2\text{GeV}/c$  及实验室系  $14^\circ$ — $28^\circ$  的辐角范围, 将进入计数器的

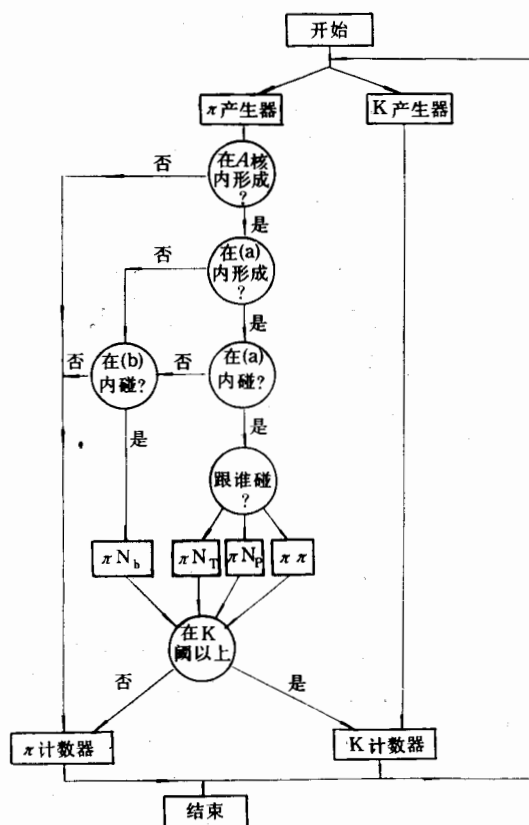


图3 Monte Carlo 流程图

$\pi^+$ 、 $K^+$  逐个累加计数。最后求得包含次级碰撞贡献的  $K^+/\pi^+$  比值。

## 五、结果与讨论

按照第四节所述的 Monte Carlo 程序, 计算了  $14.5\text{GeV}/N$  的  $^{28}\text{Si}$  离子与 Au 靶对心碰撞时的  $K^+/\pi^+$  比。为了使统计误差在百分之几以内, 每种方案取  $10^5$  个  $\pi$  介子。对  $N-N$  过程,  $K^+/\pi^+$  比取为 5%。各种次级过程的截面很难从现有实验数据确定。我们从现有数据估计出  $\pi^+ + N \rightarrow K^+ + X$  过程的平均截面上限为  $1\text{mb}$ 。考虑  $\pi^-(\pi^0) + N \rightarrow K^+ + X$  过程的贡献, 最终次级  $K^+$  介子的数目取为  $\pi^+ + N \rightarrow K^+ + X$  过程所得  $K^+$  数目的二倍。 $\pi^+ + \pi^- \rightarrow K^+ + K^-$  过程平均截面的上限取为  $0.5\text{mb}$ 。考虑  $\pi^0 + \pi^0 \rightarrow K^+ + K^-$  过程的贡献, 我们将  $\pi^+ + \pi^- \rightarrow K^+ + K^-$  过程所得的  $K^+$  数目乘以 1.5 作为  $\pi\pi$  过程的总贡献。

对于初始  $\pi$  介子的快度分布, 在前一文<sup>[3]</sup>中, 我们用各向同性衰变的两火球模型得到两种不同的分布: 一种是  $\sigma = 0.79$ ,  $\delta = 1.08$  (分布 B); 另一种是  $\sigma = 0.79$ ,  $\delta = 0$  (分布 C)。现在, 我们直接用能量守恒并假定入射核子的领头粒子带走实验室系中入射能量的一半, 得到另外一种分布:  $\sigma = 1.0$ ,  $\delta = 1.02$  (分布 A)。在附录 A 中, 对此作了详细说

明。表 1 为在这三种不同快度分布下, 形成时间  $\tau_0$  取不同值时得到的  $K^+/\pi^+$  比的计算结果。由表 1 可见, 在三种不同分布下,  $K^+/\pi^+$  比的结果相差在  $\pm 1\%$  以内。这说明, 只要满足能量守恒,  $K^+/\pi^+$  比的结果对快度高斯分布的参数不同选取是不敏感的。因而, 尽管我们在确定  $\sigma, \delta$  数值时作了具体的物理假定, 并不会影响我们的结论。

由表 1 还可看出,  $K^+/\pi^+$  比随形成时间  $\tau_0$  增加而迅速减小, 并在  $\tau_0 \geq 2 \text{ fm}/c$  时, 达到 N-N 过程值, 说明这时几乎没有次级碰撞发生。另一方面, 即使在取  $\tau_0 = 0$  时,  $K^+/\pi^+$  比也在  $14\%$  以下, 仍明显小于实验值。

表 1 三种方案对不同形成时间 ( $\tau_0$ ) 计算的  $K^+/\pi^+$  比

(取  $\sigma_{NN} = 1 \text{ mb}$ ,  $\sigma_{\pi\pi} = 0.5 \text{ mb}$ )

$K^+/\pi^+$ / $\tau_0$	0.0	0.5	1.0	2.0
方案				
A. ( $\sigma = 1.0, \delta = 1.02$ )	12.05	7.77	5.75	4.92
B. ( $\sigma = 0.79, \delta = 1.08$ )	13.76	8.32	5.69	4.84
C. ( $\sigma = 0.79, \delta = 0$ )	11.68	6.86	5.20	4.82

对于次级过程的截面, 我们已经取了平均截面的上限。为了考虑截面大小对结果的影响, 我们研究了  $K^+/\pi^+$  比随次级碰撞截面增大的变化, 如表 2 所示。由表 2 可见, 在形成时间取合理值  $\tau_0 = 1 \text{ fm}/c$  时, 即使将截面增大十倍, 所得的  $K^+/\pi^+$  比也不到  $10\%$ , 远小于实验值。只有当形成时间取为  $\tau_0 = 0$ , 同时把截面增大三倍以上,  $K^+/\pi^+$  比才可能达到实验值。

表 2 截面增大  $f$  倍 ( $\sigma_{NN} = f \text{ mb}$ ,  $\sigma_{\pi\pi} = 0.5 f \text{ mb}$ ) 对不同形成时间 ( $\tau_0$ ) 计算的  $K^+/\pi^+$  比 (方案 A.  $\sigma = 1.0, \delta = 1.02$ )

$K^+/\pi^+$ / $\tau_0$	0.0	0.5	1.0	2.0
$f$				
1	12.05	7.77	5.75	4.92
2	18.11	10.01	5.81	5.03
5	32.28	16.09	8.02	5.04
10	45.43	21.75	9.62	5.46

在以上计算中, 没有考虑初级 N-N 碰撞的级联过程引起的能量损失。BNL 的实验结果显示<sup>[6]</sup>, 入射核中的核子只经历几次 N-N 碰撞就在靶核中完全停止了。为了考虑这个因素, 我们分别取靶核的前 1/2 与前 1/4 作为碰撞区, 重新进行了计算, 结果在表 3 中给出。由于次级粒子在 (a) 区的前部产生, 在靶核内可经过较长的距离, 得到的  $K^+/\pi^+$  比值有所增加, 但是, 由表 3 可见, 在形成时间取合理值  $\tau_0 = 1 \text{ fm}/c$  时, 即使截面增大五倍,  $K^+/\pi^+$  比结果仍远小于实验值。

总之, 我们的模型计算结果表明, 只引入次级碰撞不足以解释相对论重离子碰撞实验测得的  $K^+/\pi^+$  比值的上升。

最近, E802 组又测量了  $K^+/\pi^+$  比值随粒子横动量的分布<sup>[7]</sup>。CERN 也对  $K^+$  及

表3 碰撞区取为靶核参加者区前 1/2 或前 1/4, 同时截面增大  $f$  倍计算的  $K^+/\pi^+$  比  
(取  $\tau_0 = 1\text{fm}$ ,  $\sigma_{\pi N} = f\text{mb}$ ,  $\sigma_{\pi\pi} = 0.5f\text{mb}$ )

碰撞区 $K^+/\pi^+$ 方案	前 1/2			前 1/4		
	1	2	5	1	2	5
A( $\sigma = 1.0, \delta = 1.02$ )	6.22	7.90	11.99	6.34	8.60	14.72
B( $\sigma = 0.79, \delta = 1.08$ )	6.38	8.46	12.94	6.70	9.25	16.36

$\Lambda$  粒子的产额进行了测量<sup>[8]</sup>。这些都有待进一步的唯象分析。由于碰撞机制复杂, 对于  $K^+/\pi^+$  比值上升, 也还需要更细致的理论分析, 才能确定它能否作为 QGP 形成的信号<sup>[9,10]</sup>。

### 附录A 产生粒子的快度分布

对于  $P_L = 14.5\text{GeV}/c$  的 p-p 碰撞, 质心系总能量为  $\sqrt{s} = 5.388\text{GeV}$ 。产生的平均带电粒子多重数为  $\langle n \rangle = 3.7$ 。将产生的粒子近似都作为  $\pi$  介子, 对于 p-p 过程中各种粒子的平均多重数满足

$$\begin{aligned} \langle p \rangle + \langle \pi^+ \rangle + \langle \pi^- \rangle &= 3.7, \\ \langle p \rangle + \langle \pi^+ \rangle - \langle \pi^- \rangle &= 2, \\ \langle \pi^+ \rangle + \langle \pi^- \rangle &= 2\langle \pi^0 \rangle. \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

实验分析表明,  $\Delta\langle n_x \rangle = \langle \pi^+ \rangle - \langle \pi^- \rangle = 0.7^{1113}$ , 因此

$$\langle \pi \rangle = \langle \pi^+ \rangle + \langle \pi^- \rangle + \langle \pi^0 \rangle = 3.6. \quad (\text{A.2})$$

入射核子在实验室系中的能量为  $E_{PL} = \sqrt{m_N^2 + P_{PL}^2}$ , 快度为  $Y_{PL} = 3.432$ 。p-p 质心的快度为  $Y_{CM} = 1.716$ 。设入射核子的领头粒子带走实验室系中入射能量的一半, 其能量为  $E'_{PL} = \frac{1}{2}E_{PL}$ 。它的快度  $Y'_{PL}$  则满足  $\text{ch } Y'_{PL} = \frac{1}{2} \text{ch } Y_{PL}$ 。设两个领头粒子的快度位置对  $Y_{CM}$  对称, 分别为  $Y_{CM} \pm \delta$ , 则有

$$\delta = Y'_{PL} - Y_{CM} = 1.02. \quad (\text{A.3})$$

取每个源产生的  $\pi$  介子形成一个宽度为  $\sigma$  的高斯型分布, 其中心位置与相应的领头粒子相重合, 那么, 由能量守恒条件可得, 每个源产生的  $\pi$  及领头粒子相对于质心的能量为

$$m_N \text{ch } \delta + m_{CF} \text{ch } \delta = \sqrt{s}/2. \quad (\text{A.4})$$

其中

$$m_{CF} = \int m_{\perp} \text{ch } y \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-y^2/2\sigma^2} dy. \quad (\text{A.5})$$

由(A4),(A5)式即可定出高斯分布的宽度为  $\sigma = 1.0$ 。

### 附录B 运动学

1.  $\pi + N \rightarrow K + X$ , 其中  $X = \Lambda$  或  $\Sigma$ 。在实验室系中, 考虑能量为  $E_{\pi}$ , 动量为  $\mathbf{p}_{\pi}$  的  $\pi$  介子与能量为  $E_N$ , 动量为  $\mathbf{p}_N$  的核子相碰。  $\mathbf{p}_N$  沿束流方向,  $\mathbf{p}_{\pi}$  与束流夹角为  $\theta_{\pi}$  (见图 B.1)。核子静止系 (NRS) 相对实验室系 (LS) 的速度为  $\beta$ , 则有

$$\beta = p_N/E_N, \quad \gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2} = E_N/m_N. \quad (\text{B.1})$$

在 NRS 系中  $\pi$  的动量  $p'_\pi$ , 能量  $E'_\pi$  分别为(见图 B.2)

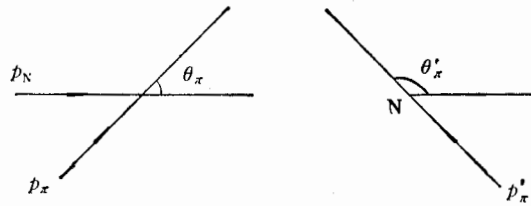


图 B.1 在实验室系的  $\pi N$  碰撞

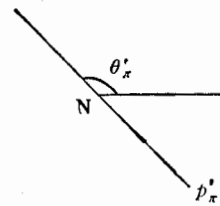


图 B.2 在核子静止系中的  $\pi N$  碰撞

$$\begin{aligned} p'_\pi \cos \theta'_\pi &= \gamma(p_\pi \cos \theta_\pi - \beta E_\pi), \\ p'_\pi \sin \theta'_\pi &= p_\pi \sin \theta_\pi, \\ E'_\pi &= \gamma(E_\pi - \beta p_\pi \cos \theta_\pi), \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

其中  $\theta'_\pi$  为  $p'_\pi$  与束流方向的夹角, 满足下式:

$$\tan \theta'_\pi = \frac{\sin \theta_\pi}{\gamma(\cos \theta_\pi - \beta/\beta_\pi)}, \quad (\text{B.3})$$

其中  $\beta_\pi = p_\pi/E_\pi$ . 设碰撞后产生的  $K$  与  $\pi$  同向运动(在 NRS 系及 C.M. 系都成立), 即  $\theta'_K = \theta'_\pi$ . NRS 系中的能量动量守恒要求

$$m_N + E'_\pi = E'_K + E'_X, \quad p'_\pi = p'_K + p'_X. \quad (\text{B.4})$$

由此可得  $K$  介子在 NRS 系中的能量与动量为

$$\begin{aligned} p'_K &= \frac{p'_\pi X + (E'_\pi + m_N)Y}{Z}, \\ E'_K &= \frac{(E'_\pi + m_N)X + p'_\pi Y}{Z}, \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

其中

$$\begin{aligned} X &= m_N E'_\pi + \frac{1}{2}(m_\pi^2 + m_N^2 + m_K^2 - m_X^2), \\ Z &= (E'_\pi + m_N)^2 - p_\pi'^2 = m_\pi^2 + m_N^2 + 2m_N E'_\pi, \\ Y &= \sqrt{X^2 - Z m_K^2}. \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

变换到 LS 系,  $K$  介子与束流的夹角  $\theta_K$  满足

$$\tan \theta_K = \frac{\sin \theta'_K}{\gamma(\cos \theta'_K + \beta/\beta'_K)}, \quad (\text{B.7})$$

其中  $\beta'_K = p'_K/E'_K$ . 相应地,  $K$  在 LS 系中的能量与动量为

$$\begin{aligned} p_K \cos \theta_K &= \gamma(p'_K \cos \theta'_K + \beta E'_K), \\ p_K \sin \theta_K &= p'_K \sin \theta'_K, \\ E_K &= \gamma(E'_K + \beta p'_K \cos \theta'_K). \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

2.  $\pi^+ + \pi^- \rightarrow K^+ + K^-$ . 在实验室系中两个能量、动量分别为  $E_1, E_2$  与  $p_1, p_2$  的  $\pi$  介子相碰. 变换到质心系, 质心的动量与速度为

$$p_{CM} = p_1 + p_2, \quad \beta_{CM} = p_{CM}/(E_1 + E_2). \quad (\text{B.9})$$

假定产生的  $K$  在 CM 系中各向同性分布, 可以求得  $K$  在 LS 系中的分布. 但考虑到反应的能量很接近  $K$  产生的阈值, 产生的两个  $K$  介子在 LS 系中近似取为沿  $p_{CM}$  方向运动.

## 参 考 文 献

- [1] Y. Miake and G. S. F. Stephans (E802), *Z. Phys.*, **C38**(1988), 135.  
 [2] P. Koch, B. Müller and J. Rafelski, *Phys. Rep.*, **C142**(1986), 167;



- H. W. Batz et al., *Nucl. Phys.*, **A484**(1988), 661.  
 B. Friman, *Nucl. Phys.*, **A498**(1989), 161c;  
 H. W. Barz et al., preprint GSI-89-53.
- [ 3 ] W. -Q. Chao, C. -S. Gao and Y. -L. Zhu, *Nucl. Phys.*, **A514**(1990), 734.  
 [ 4 ] B. -X. Miao and W. -Q. Chao, *Nucl. Phys.*, **A494**(1989), 620.  
 [ 5 ] R. Anishetty, P. Koehler and L. McLerran, *Phys. Rev.*, **D22**(1980), 2793;  
 A. Bialas, *Z. Phys.*, **C26**(1984), 301;  
 J. -L. Ren and W. -Q. Chao, *Commun. in Theor. Phys.*, **12**(1989), 299.
- [ 6 ] S. Nagamiya, *Nucl. Phys.*, **A488**(1988), 3c.  
 [ 7 ] T. Abbott et al., (E802), preprint BNL-42194.  
 [ 8 ] M. Jacob, preprint CERN-TH 5171/88.  
 [ 9 ] R. Mattiello et al., *Phys. Rev. Lett.*, **63**(1989), 1459.  
 [10] C. -M. Ko and I.-H. Xia, *Nucl. Phys.*, **A498**(1989), 561c.  
 [11] 高崇寿, *中国科学*, **26**(1977), 89.

## Effect of Secondary Collisions on the $K^+/\pi^+$ Ratio in RHIC

ZHU YUNLUN<sup>1,4</sup> ZHAO WEIQIN<sup>2,3,4</sup> GAO CHONGSHOU<sup>1,2,4</sup>

1. (Department of Physics, Peking University, Beijing 100871)
2. (Center of Theoretical Physics, CCAST)
3. (Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, Beijing 100039)
4. (Institute of Theoretical Physics, Academia Sinica)

### ABSTRACT

In this paper, the effect of different secondary collisions on the increase of the  $K^+/\pi^+$  ratio in RHIC is analyzed based on a participant-spectator picture, using Monte Carlo simulation. Our results show that the increase of the  $K^+/\pi^+$  ratio resulting from the secondary collisions alone is insufficient to explain the experimentally obtained result.