

# 相对论重离子碰撞中横能与多重数的 快度分布及次级碰撞效应\*

刘波 赵维勤

(中国高等科技中心理论物理分中心,北京 100080)

(中国科学院高能物理所,北京 100039)

## 摘 要

本文基于相对论重离子碰撞的参加者几何模型,用唯象参数引入次级碰撞效应,较好地符合了 NA35 及 WA80 组的多重数与横能的快度分布数据。结果表明在几何模型基础上恰当考虑次级碰撞等非几何因素的重要性。

## 一、引 言

对于 CERN 与 BNL 两处相对论重离子碰撞 (RHIC) 实验结果的唯象分析表明,核碰撞的几何在大部分总体性的实验结果中起着很重要的作用<sup>[1]</sup>。人们首先基于各种唯象几何模型对横能与多重数分布作了全面分析,并发现这些分布在很大程度上可以用所有参加碰撞核子的独立贡献的总和来描述。分布的平台则完全是由不同碰撞参数下参与碰撞核子数目的变化造成的。用唯象模型对横能与多重数快度分布的分析进一步肯定了这个结论。庄鹏飞等的文章还用模型无关的方法分析了核碰撞几何对这些总体性质的决定性作用<sup>[2]</sup>。

但是,这些完全基于几何考虑的唯象分析存在一些共同的问题。这些模型都以每个参与碰撞核子的平均贡献作为输入量。如果选取自由核子-核子 (N-N) 碰撞时单个核子的贡献为这一输入量,则得到的横能与多重数分布比实验窄,快度分布也低于实验值。特别在靶碎裂区,这一偏差更为明显。若将这一输入量作为符合实验的可调参数,则为了符合实验所得的参数值明显高于自由 N-N 碰撞时相应的数值。这表明,要得到与实验定量的符合,必须对非几何效应作恰当的考虑。人们已经开始进行部分引入核内次级碰撞效应的模型分析<sup>[3]</sup>。本文将基于文献[4]的几何考虑,唯象地引入一个描述次级碰撞效应的参数,分析相对论重离子碰撞中多重数与横能的快度分布,以求对次级碰撞这一非几何效应作一初步探讨。

设入射核 B 与靶核 A 相撞。按照参加者模型,对确定的碰撞参数  $b$ ,相撞两核的重叠区内分别有  $\mu_B(b)$  与  $\mu_A(b)$  个核子参加。对任一观测量的总贡献即为这些参加者核

本文 1990 年 12 月 17 日收到。

\* 国家自然科学基金资助课题。

子贡献的叠加。每个参加者对某观测量的贡献由自由 N-N 碰撞过程确定, 并作为输入量。下面, 就从 N-N 过程出发, 得到每个参加者对多重数及横能的快度分布的贡献。

## 二、N-N 碰撞中多重数与横能的快度分布

由于自由 N-N 碰撞包含两个参加者, 需要在一定模型下将该过程的观测量区分为两个参加者分别的贡献。对于 N-N 过程产生粒子的快度分布, 我们假定, 相撞两核子各自被激发, 形成两个产生粒子的源。除带头粒子平均带走一半能量之外, 每个激发核子体系产生粒子的快度分布取为高斯型。其宽度  $\sigma$  为可调参数, 由 N-N 过程的快度分布实验结果来定。假定在 N-N 质心系中两个带头粒子的运动对质心对称, 动量守恒要求入射核子 P 与靶核子 T 形成的产生粒子的源在 N-N 质心系中的快度也对质心对称, 分别取为  $\delta_P = \delta$ ,  $\delta_T = -\delta$ 。这样, N-N 碰撞产生粒子总的快度分布可表示为

$$\left(\frac{dn}{dy}\right)_{NN} = \left(\frac{dn}{dy}\right)_P + \left(\frac{dn}{dy}\right)_T, \quad (1.1)$$

$$\left(\frac{dn}{dy}\right)_i = \frac{\langle n \rangle}{2} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp[-(y - \delta_i)^2/2\sigma^2], \quad i = P, T, \quad (1.2)$$

其中  $\langle n \rangle$  是平均多重数。由于能量守恒的要求, 式中的  $\delta$  不是自由参数: 若近似取产生粒子都是  $\pi$  介子, 则在 N-N 质心系内的能量守恒要求

$$\sqrt{s}/2 = \int m_{\perp}^{\pi} \operatorname{ch} y \left(\frac{dn}{dy}\right)_{NN} dy, \quad (2)$$

其中  $m_{\perp}^{\pi}$  为  $\pi$  介子的平均横质量, 即  $m_{\perp}^{\pi} = \sqrt{m_{\pi}^2 + \langle p_{\perp}^2 \rangle}$ 。一旦选定高斯分布的宽度  $\sigma$ ,  $\delta$  的数值即可由(2)式定得。对于实验室系入射能量为 200 GeV 的 p-p 碰撞产生的带负电粒子的快度分布, 我们选用  $m_{\perp}^{\pi} = 0.37\text{GeV}$ , 与实验数据比较定得  $\langle n \rangle_- = 3.2$ ,  $\sigma = 1.15$ , 并由(2)式得到  $\delta = 0.88$ 。在计算中, 考虑带电粒子与中性粒子对能量的贡献。由同位旋的考虑, 取总平均多重数  $\langle n \rangle = 3\langle n \rangle_-$ 。图 1 即为这组参数相应的曲线与实验数据符合的情况。对于实验室系入射能量为 60 GeV 的 p-p 碰撞, 从平均多重数的经验公式得到  $\langle n \rangle_- = 2.0$ 。由于没有找到这一能量下 N-N 过程快度分布的实验数据,  $\sigma$  的选取有一定的任意性。我们取  $\sigma = 1.05$ , 相应地得到  $\delta = 0.81$ 。这样, 这两种入射能量下入射核子与靶核子分别对多重数快度分布的贡献就完全由(1.2)式决定。其中的

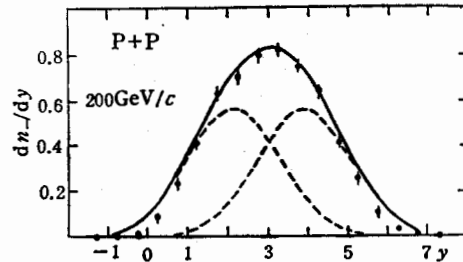


图 1 在 p-p 碰撞中产生的带负电粒子快度分布。实验数据取自文献[5]

平均多重数可取为  $\langle n \rangle_-$  或  $\langle n \rangle_c = 2\langle n \rangle_-$ , 分别对应于带负电粒子与带电产生粒子多重数的快度分布. 至于横能的快度分布, 我们利用每个带电粒子平均的横能近似为  $0.55 \text{ GeV}^{[6]}$  这一实验事实, 将(1.2)式中的  $\langle n \rangle$  代之以  $\langle E_T \rangle = 0.55 \text{ GeV} \cdot \langle n \rangle_c$  就可以得到, 即

$$\left(\frac{dE_T}{dy}\right)_i = 0.55 \text{ GeV} \cdot \left(\frac{dn_c}{dy}\right)_i, \quad i = P, T. \quad (3)$$

很明显, 由于入射核子与靶核子的初始快度不同, 它们产生的粒子对快度分布的贡献应集中于不同的快度区域(见图 1 中的两个高斯分布).

### 三、核-核碰撞中多重数与横能的快度分布

在核-核碰撞中, 对于确定的碰撞参数  $b$ , 入射核 B 与靶核 A 内参加者核子的数目  $\mu_B(b)$  与  $\mu_A(b)$  可以由简单的几何考虑得到. 在计算中, 我们用均匀密度分布近似, 核半径为  $R_A = r_0 A^{1/3}$ ,  $r_0 = 1.2 \text{ fm}$ . 基于简单的参加者模型, 确定  $b$  时总的快度分布可表示为

$$\left(\frac{dn}{dy}\right)_{AB}(b) = \mu_B(b) \left(\frac{dn}{dy}\right)_P + \mu_A(b) \left(\frac{dn}{dy}\right)_T. \quad (4)$$

基于(4)式, 对于  $60 \text{ GeV/N}$  与  $200 \text{ GeV/N}$   $^{16}\text{O}$  与  $\text{Au}$  的中心碰撞, 取  $b = 0$  计算的带负电粒子的快度分布如图 2 中虚线所示. 在峰值处及小快度区域, 计算值明显地小于 NA 35 组的实验数据. 要得到实验观测的快度分布, 必须恰当地考虑次级碰撞的贡献.

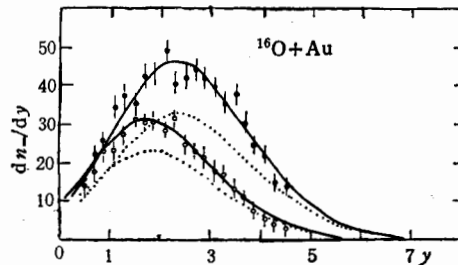


图 2  $200 \text{ GeV/N}$  (上)与  $60 \text{ GeV/N}$  (下)的  $^{16}\text{O} + \text{Au}$  中心碰撞产生的带负电粒子快度分布. 实验数据取自文献[7]. 虚线为(4)式计算结果, 实线为(5.1)式计算结果.

$200 \text{ GeV/N}$  时  $\alpha = 0.07$ ,  $60 \text{ GeV/N}$  时  $\alpha = 0.06$

○  $60 \text{ GeV/N}$ , ●  $200 \text{ GeV/N}$

在入射核(靶核)内的参加者核子所产生的次级粒子有可能在入射核(靶核)内与其它核子或产生粒子发生次级碰撞, 对快度分布提供附加的贡献. 为了唯象地描述这些贡献, 将(4)式作一修正. 由于核内可提供的次级碰撞的数目与核的大小, 即核内核子数目有关, 因此对入射核(靶核)内参加者对快度分布的贡献分别乘以修正因子  $A_2^{\alpha}(A_1^{\alpha})$ . 对这个因子可以有两种理解. 即, 次级碰撞的贡献可以等效地视为参加者数目的有效增加, 也可以等价于每个参加者贡献的有效增长. 参数  $\alpha$  应当是碰撞能量及碰撞参数的函数. 修正后, (4)式改进为

$$\left(\frac{dn}{dy}\right)_{AB}(b) = \mu_B(b)A_P^\alpha \left(\frac{dn}{dy}\right)_P + \mu_A(b)A_T^\alpha \left(\frac{dn}{dy}\right)_T, \quad (5.1)$$

$$\left(\frac{dE_T}{dy}\right)_{AB}(b) = 0.55 \text{ GeV} \cdot \left(\frac{dn_c}{dy}\right)_{AB}(b). \quad (5.2)$$

图2中的实线即为用(5.1)式计算的结果。所取参数为：60 GeV/N 时， $\alpha = 0.06$ ；200 GeV/N 时， $\alpha = 0.07$ 。对于同样的参数值，用(5.2)式得到200 GeV/N  $^{16}\text{O}$  与  $^{32}\text{S}$  对 Au 靶中心碰撞 ( $b = 0$ ) 时的横能分布如图3所示。

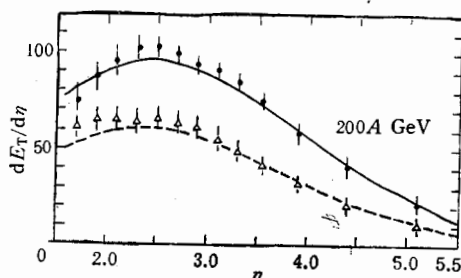


图3 200 GeV/N 的  $^{16}\text{O} + \text{Au}$  (下)与  $^{32}\text{S} + \text{Au}$  中心碰撞的横能快度分布。实验数据取自文献[8]。实线为(5)式计算结果。 $\alpha = 0.07$

●  $^{32}\text{S} + ^{197}\text{Au}$ , △  $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$

为了研究参数  $\alpha$  与碰撞中心性的关系，还分析了60 GeV/N 及200 GeV/N 的  $^{16}\text{O} + \text{Au}$  碰撞中，不同碰撞中心性的三种横能分布。实验上，不同的碰撞中心性是用不同的零度能截断来选择的<sup>[6]</sup>。零度能  $E_{ZD} < E_{ZD1}$  定为中心碰撞事例（对于60 GeV/N 与200 GeV/N 入射能量，实验分别取  $E_{ZD1}$  为90 GeV 与300 GeV）。零度能  $E_{ZD} > E_{ZD2}$  定为边缘碰撞事例（对于60 GeV/N 与200 GeV/N 入射能量，实验分别取  $E_{ZD2}$  为270 GeV 与1700 GeV）。

首先分析60 GeV/N 入射能量时的结果。根据文献[9]的方法，测量的零度能量与不同碰撞参数下入射核参加者核子数目  $\mu_B(b)$  有如下的关系：

$$E_{ZD}(b) = E_0(A_P - \mu_B(b)) + q \cdot E_0 \mu_B(b), \quad (6)$$

其中  $E_0$  为入射核中每核子入射能量。(6)式右方第一项为入射核中旁观者核子对零度能的贡献。第二项中的因子  $q$  表示入射核的参加者核子所带能量对零度能贡献的比例。模型假定。中心碰撞时  $\mu_B = A_P$ ，因此，将  $E_{ZD1}$  代入(6)式即可求得

$$q = E_{ZD1}/(E_0 \cdot A_P). \quad (7)$$

以(7)式及  $E_{ZD2}$  代入(6)式，又可求得与边缘碰撞截断相应的  $\mu_B(b)$  的值。相应的  $q$ ，中心及边缘碰撞截断处入射核与靶核中的参加者数目列于表1。用这样定得的碰撞中心性与参加者数目的关系，并引入与中心性有关的参数  $\alpha$ ，符合60 GeV/N 能量时实验的横能曲线，结果见图4。 $\alpha$  的取值列于表2。从表2看到，中心碰撞时所用的  $\alpha$  值与符合多重数分布时的取值相同。

对于200 GeV/N 入射能量，情况稍有不同。由于入射能量较大，参加者核子的能量进入零度能区域的比例也比较大，因而平均的  $q$  值应当比60 GeV/N 能量时大（见文献

表 1 零能截断对应的参加者数目

A: 靶核, B: 入射核

1: 中心碰撞截断:  $\mu_{A(B)} \geq \mu_{A(B)1}$ .

2: 边缘碰撞截断:  $\mu_{A(B)} < \mu_{A(B)2}$ .

$E_0(\text{GeV}/N)$	$q$	$E_{ZD_1}(\text{GeV})$	$\mu_{A1}$	$\mu_{B1}$	$E_{ZD_2}(\text{GeV})$	$\mu_{A2}$	$\mu_{B2}$
60	0.09	90	42	16	270	27	13
200	0.25	300	48	16	1700	20	10

表 2 不同碰撞中心性对应的  $\alpha$  值

$E_0(\text{GeV}/N)$	中心碰撞	中等中心度碰撞	边缘碰撞
60	0.6	0.5	0.4
200	0.7	0.6	0.5

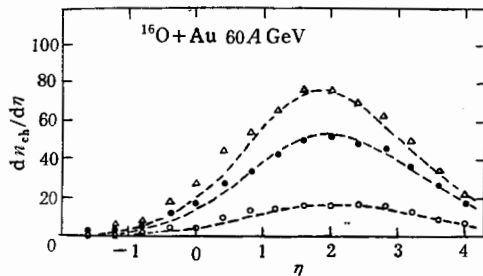


图 4 60 GeV/N 的  $^{16}\text{O} + \text{Au}$  碰撞, 不同中心性的横能快度分布. 实验数据取自文献 [6]. 实线为 (5) 式计算结果.  $\alpha$  取值为: 中心碰撞(上)  $\alpha = 0.06$ , 中等中心度(中)  $\alpha = 0.05$ , 边缘碰撞(下)  $\alpha = 0.04$

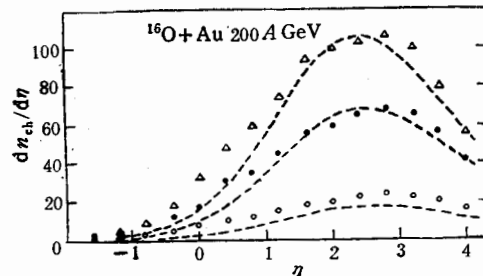


图 5 200 GeV/N 的  $^{16}\text{O} + \text{Au}$  碰撞, 不同中心性的横能快度分布. 实验数据取自文献 [6]. 实线意义同图 4,  $\alpha$  取值为 0.07(上), 0.06(中) 及 0.05(下)

[9]). 实际上, 这时实验所取的中心碰撞零能截断值 (300 GeV) 对应的碰撞中心性比 60 GeV/N 时选取的更高. 参照 60 GeV/N 时的结果, 我们对中心碰撞采用与符合多重数分布时相同的  $\alpha$  值, 符合横能分布数据定得这一截断相应的参加者数目 (见表 1). 而边缘碰撞截断处的参加者数目则取  $q = 0.25$  由 (6) 式决定. 选用表 2 列出的这一能量下的  $\alpha$  值, 符合实验的情况见图 5.

从图 4、5 的结果看, 引入描述次级碰撞的修正因子  $\alpha$  后, 较好地符合了横能分布的峰值, 但是, 在靶裂区理论值仍明显低于实验值. 这是由于模型将次级碰撞的贡献叠加在初级贡献的同一快度区域, 没有考虑次级粒子能量较低, 其贡献应集中于低快度区.

#### 四、小 结

本文唯象地引入参数  $\alpha$ , 描述次级碰撞对快度分布的影响, 较好地符合了不同入射能

量,不同碰撞中心性时多重数与横能的快度分布数据.分析表明, $\alpha$ 是碰撞中心性的函数,随碰撞中心性增强而增大.这说明,中心碰撞时次级粒子有较多机会在核内与其它核子或次级粒子发生次级碰撞,因此次级碰撞引起的效应较强.结果显示,随入射能量上升, $\alpha$ 的值似乎有上升趋势.但由于数据不够充分,加之,这类简单的模型没有考虑各次碰撞的能量损失及不等核过程的总动量守恒,因此,要作肯定的结论尚需改进现有的模型.分析还表明,由于多重数与横能近似的成正比关系,它们的快度分布可以用同样的图象描述,次级碰撞对这两个分布的影响也是类似的.

### 参 考 文 献

- [ 1 ] M. Jacob, Opening talk at "Quark Matter '88". Lenox, 26 Sept., 1988 Preprint CERN-TH 5171/88 and the Paper Cited three in.
- [ 2 ] 庄鹏飞,刘连寿,高能物理与核物理,14(1990),427.
- [ 3 ] J. Ranft, *Phys. Rev.*, **D37**(1988), 1842. 石亚非,李葵发,王正清,高能物理与核物理 14(1990),817.
- [ 4 ] Chao Wei-qin, Liu Bo, *Z. Phys.*, **C42**(1989), 337.  
刘波,赵维勤,高能物理与核物理,15(1991),220.
- [ 5 ] C. De Marzo et al., *Phys. Rev.*, **D26**(1982), 1019.
- [ 6 ] R. Albrecht et al., (WA80), *Phys. Lett.*, **202B**(1988), 596.
- [ 7 ] H. Ströbele et al., (NA35), *Z. Phys.*, **C38**(1988), 89.
- [ 8 ] F. Plasil et al., (WA80), Preprint ORNL, 1990.
- [ 9 ] Miao Bi-xia, Chao Wei-qin, *Nucl. Phys.*, **A494**(1989), 620.  
P. Braun-Munzinger, J. Stachel, *Nucl. Phys.*, **A498**(1989), 33C.

## Rapidity Distributions of $E_T$ and $n$ in RHIC and the Effect of Secondary Collisions

LIU BO ZHAO WEIQIN

(Center of Theoretical Physics, CCAST (World Lab.), Beijing 100080)

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, Beijing 100039)

### ABSTRACT

Based on the geometrical participant-model in RHIC the effect of secondary collisions is considered by introducing a phenomenological parameter. The rapidity distributions of  $E_T$  and  $n$  of NA 35 and WA80 groups are fitted very well. The result shows that it is very important to include non-geometrical effects, such as secondary collisions on the basis of geometrical models.