

# 高能核-核碰撞的快度分布和多源模型\*

石亚非

庄鹏飞

刘连寿

(湖北宜昌师专,宜昌)

(华中师范大学粒子物理研究所,武汉)

## 摘 要

本文在分析高能核-核非衍过程机制的基础上,进一步发展了多源模型.用改进的多源模型,研究高能核-核碰撞的快度分布,不仅得到与实验符合的结果,而且能够很好地解释实验给出的快度分布特征的物理原因.

## 一、引 言

近几年来,出于人们对探索物质的新形态——夸克-胶子等离子体的热情和研究强相互作用机制、特别是强子化机制的需要,高能重离子碰撞越来越成为粒子物理领域中一个活跃的分支.实验方面,许多实验组用不同的测量手段得到了核-核碰撞末态的丰富的数据.特别是 CERN 的 SPS 上实现了 60 和 200 AGeV 的  $^{16}\text{O}$  束流, EMU-01、HELIOS、WA 80 等实验组分别测量了  $^{16}\text{O}$ -AgBr、Au、W 等过程的末态粒子的快度分布<sup>[1-3]</sup>,实验显示了以下特征:

1) 与强子-强子碰撞和强子-核碰撞比较,核-核碰撞的快度分布的峰的位置与多重数(或横能量)的关联明显减弱.在  $p\bar{p}$  碰撞中,多重数小时,快度分布的峰出现在离中心快度区较远处,当多重数增加时,峰变平,且向中心快度区移动<sup>[4]</sup>;与此相反,对于  $p$ -Pb 碰撞,多重数小时,快度分布的峰出现在靠近中心快度区处,当多重数增加时,峰变平,且向靶裂区移动<sup>[5]</sup>;而在核-核碰撞中,快度分布的峰的位置随多重数的变化不大<sup>[1,2]</sup>.

2) 与强子-强子过程的极限碎裂<sup>[6]</sup>类似,在核-核过程中,靶裂区具有明显的标度无关性质,即在实验室系,相同靶核而不同入射能量的快度分布在  $\eta < 1$  的区间内几乎是重合的<sup>[3]</sup>.

3) 在中心快度区,快度分布明显地依赖于入射能量<sup>[3]</sup>.

从理论上合理地解释这些实验结果,将有助于对核-核过程物理机制的了解.目前人们主要是借助于各种模型对高能重离子碰撞进行研究的.高能强子-强子非衍碰撞的三火球模型<sup>[7,8]</sup>,对  $p\bar{p}$  碰撞的快度分布给予了很好的描述<sup>[9]</sup>,在此基础上发展起来的高能强子-核非衍碰撞的多源模型<sup>[10]</sup>也成功地解释了  $p$ -Pb 碰撞快度分布的特征<sup>[11]</sup>.最近这一模型又被推广到核-核碰撞<sup>[12]</sup>,并用于计算中心快度区的横能分布.本文的目的是,在分析核-核碰撞机制的基础上,进一步改进核-核非衍碰撞的多源模型,用改进的多源模型,

\* 国家自然科学基金和湖北省教委科研经费资助课题.

本文 1989 年 5 月 9 日收到.

研究高能核-核碰撞的快度分布,探讨核-核碰撞快度分布特征的物理原因。

## 二、模 型

高能强子-核、核-核碰撞的多源模型是强子-强子碰撞的三火球模型的自然推广,其基本思想是,高能核-核碰撞可以看成是核子-核子碰撞的核几何叠加。按照这种模型,核子数分别为  $A_P$  和  $A_T$  的入射核和靶核的碰撞,可以看成是核子数分别为  $\nu_{EP}$  和  $\nu_{ET}$  的有效射弹 (EP) 和有效靶 (ET) 的碰撞; EP-ET 碰撞后,在快度空间形成一个中心火球 ( $C^*$  火球)以及若干个射弹火球 ( $P^*$ ) 和靶火球 ( $T^*$ ); 这些火球再衰变成末态粒子。有效射弹和有效靶的核子数由核子的几何分布决定,射弹火球和靶火球的数目依赖于碰撞中的非衍几率,各火球的多重数分布取决于形成各火球的能源数。

文献[12]采用直线几何,并假定核内核子均匀分布;将核-核碰撞中相碰的核子完全等价于自由核子,利用核子-核子碰撞中每个核子非衍的几率(约为75%),得到核-核碰撞中非衍核子数的几率是一个二项式分布;认为中心火球的物化能是从  $\mu_C = \nu_P + \nu_T$  个能源中随机取得的 ( $\nu_P$  和  $\nu_T$  分别是射弹核和靶核碰撞的非衍核子数),此外还假定核-核碰撞所产生的每个射弹火球和靶火球与强子-强子碰撞所产生的一样,都有两个能源。按照这种模型,文献[12]满意地解释了高能核-核碰撞中心快度区的横能量分布。

为了研究核-核碰撞中的快度分布,我们对上述模型作了进一步改进,这主要有以下几点:

1. 仍然采用直线几何,这样核-核碰撞中参与碰撞的有效核子数  $\nu_{EP}$  和  $\nu_{ET}$  就是图1中阴影部分所包含的核子数。但是对于核内核子的分布,我们采用 Woods-Saxon 分布:

$$p(r) = C \frac{4\pi r^2}{1 + \exp\left(\frac{r - r_0 A^{1/3}}{C_0}\right)}, \quad (1)$$

其中  $C_0 = 0.545\text{fm}$ ,  $C$  是归一化常数,  $A$  是核的核子数,  $r$  是核子离核中心的距离,  $r_0$  是一个可调参数。由于入射核的位置是随机的,因此  $\nu_{EP}$  和  $\nu_{ET}$  是碰撞参数  $b$  的函数。由几何关系可知,碰撞参数  $b$  的几率分布

$$B(b) \sim b. \quad (2)$$

利用(1)式可以计算出给定  $b$  下的参与碰撞核子数。

2. 由于核几何的影响,一个入射核子可能穿过多个靶核子,因此核-核碰撞中的非衍几率与核子-核子碰撞是不相同的。若一个入射核子与一个靶核子碰撞的衍射几率是25%,一个入射核子与多个靶核子碰撞后,其衍射几率将大大下降,相应的非衍几率将增大<sup>[13]</sup>。这种核几何对非衍几率的影响程度依赖于碰撞参数  $b$ 。在小碰撞参数的情况下,每个核子都要穿过很厚一层核子,非衍几率  $W \approx 1$ ; 在擦边碰撞情况下,几乎只有一对核子相碰,  $W \approx 0.75$ 。在一般情况下,  $0.75 \leq W(b) \leq 1$ 。基于这一考虑,在计算  $^{16}\text{O}-\text{Au}$ ,

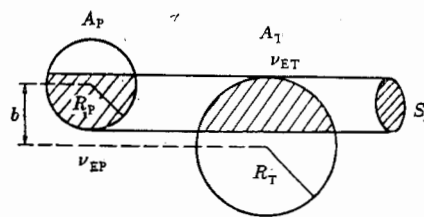


图1 由几何决定核中参与碰撞的核子数

Ag 时,我们取

$$W(b) = \begin{cases} 1 & 0 \leq b < 2 \\ 0.8 & 2 < b \leq 5 \\ 0.75 & 5 < b \leq R_T + R_P - 1. \end{cases} \quad (3)$$

这样,射弹核和靶核碰撞的非衍核子数分别为

$$\nu_P = W(b)\nu_{EP}, \quad \nu_T = W(b)\nu_{ET}. \quad (4)$$

碰撞后形成  $\nu_P$  个射弹火球  $P^*$  和  $\nu_T$  个靶火球  $T^*$ .

3. 同文献[12]一样,中心火球  $C^*$  的贡献来自  $\mu_C = \nu_P + \nu_T$  个能源,因此中心火球的带电多重数分布

$$P_C(n_C | \mu_C) = \frac{1}{\Gamma(\mu_C)} \left( \frac{2}{\langle n_C^{hh} \rangle} \right)^{\mu_C} n_C^{\mu_C - 1} \exp \left( \frac{-2 n_C}{\langle n_C^{hh} \rangle} \right), \quad (5)$$

$\langle n_C^{hh} \rangle$  由相同能量下核子-核子碰撞决定<sup>[12]</sup>. 注意到,在核-核碰撞情况下,一个核子可以与多个核子发生非衍碰撞,所以对每个射弹火球有贡献的应该是射弹核子本身和与它发生碰撞的靶核中的多个核子. 根据直线几何和核力的短程性质可知,与一个射弹核子发生碰撞的靶核中的核子,就是位于该射弹核子穿过靶核的细圆直管中的核子. 由几何关系不难得出对给定的碰撞参数在该细管内发生非衍碰撞的平均核子数

$$\nu'_T \simeq \frac{\nu_T}{S/\pi r_0^2}, \quad (6)$$

$S$  是图 1 中阴影部分的横截面积,  $r_0$  是核子的半径. 考虑到射弹核子在穿过靶核时,与靶核子碰撞的强度将递减,每个碰撞核子对火球的贡献不同,我们引入一个反映这种递减程度的参量  $\beta$ , 并假定每个射弹火球的物化能随机地来自:

$$\mu_P = 1 + \nu'_P \beta, \quad (7)$$

个能源,其中  $0 < \beta < 1$ . 于是,每个火球的带电多重数分布

$$P_i(n_{P_i} | \mu_P) = \frac{1}{\Gamma(\mu_P)} \left( \frac{2}{\langle n_{P_i}^{hh} \rangle} \right)^{\mu_P} n_{P_i}^{\mu_P - 1} \exp \left( \frac{-2 n_{P_i}}{\langle n_{P_i}^{hh} \rangle} \right), \quad (8)$$

$$i = 1, 2, \dots, \nu_P.$$

同理,对每个靶火球的贡献来自于

$$\mu_T = 1 + \nu'_T \beta \quad (9)$$

个能源,其中  $\nu'_P \simeq \frac{\nu_P}{S/\pi r_0^2}$ . 带电多重数分布只需将(8)式中的下标 P 换成 T 即可.

4. 将我们的模型用来研究快度分布时,必须知道火球衰变的规律. 同强子-强子碰撞一样<sup>[9]</sup>,我们假设火球是在能量守恒和横动量截断约束下的快度等几率衰变. 在火球静止系中满足这一条件的火球末态粒子的快度分布为<sup>[14]</sup>

$$F_k(y) = K_k \left( \xi + \frac{\cosh y}{T_k} \right)^{-2}, \quad k = C, P_i, T_i, \quad (10)$$

$\xi$  是横向截断因子,  $K_k$  为归一化常数. 参数  $T_k$  称为配分温度,它是只与  $\langle n_k^{hh} \rangle$  有关的量<sup>[9]</sup>.

按照我们的模型,将每个火球的快度分布叠加便得到固定碰撞参数和固定多重数的

总快度分布

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dy}(b) = & \int \left[ n_C F_C(y - Y_C) + \sum_{i=1}^{v_P} n_{P_i} F_{P_i}(y - Y_{P_i}) + \sum_{j=1}^{v_T} n_{T_j} F_{T_j}(y - Y_{T_j}) \right] \\ & \cdot \frac{P_C(n_C | \mu_C) \prod_{i,j=1}^{v_P, v_T} P_i(n_{P_i} | \mu_P) P_j(n_{T_j} | \mu_T)}{P(n|b)} \delta \left( n - \sum_{i=1}^{v_P} n_{P_i} - \sum_{j=1}^{v_T} n_{T_j} \right) dn_C \\ & \times \prod_{i,j=1}^{v_P, v_T} dn_{P_i} dn_{T_j}, \end{aligned} \quad (11)$$

其中

$$\begin{aligned} P(n|b) = & \int P_C(n_C | \mu_C) \prod_{i,j=1}^{v_P, v_T} P_i(n_{P_i} | \mu_P) P_j(n_{T_j} | \mu_T) \\ & \cdot \delta \left( n - \sum_{i=1}^{v_P} n_{P_i} - \sum_{j=1}^{v_T} n_{T_j} \right) dn_C \prod_{i,j=1}^{v_P, v_T} dn_{P_i} dn_{T_j}. \end{aligned} \quad (12)$$

对所有的碰撞参数  $b$  求平均, 就得到固定多重数的总快度分布

$$\frac{dn}{dy} = \int \frac{dn}{dy}(b) B(b) db. \quad (13)$$

再对所有的  $n$  求平均, 得出平均快度分布

$$\rho(y) = \int \frac{dn}{dy} P(n) dn / \int P(n) dn, \quad (14)$$

$$P(n) = \int P(n|b) B(b) db. \quad (15)$$

从(11)式可以看出, 欲计算快度分布, 还必须知道各火球的快度  $Y_k (k=C, P_i, T_j)$ . 由能量-动量守恒可知, 在 EP-ET 质心系中, 火球的快度  $Y_k$  和多重数存在下列约束

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} \left[ n_C \lambda_C \cosh Y'_C + \lambda_P \sum_{i=1}^{v_P} n_{P_i} \cosh Y'_{P_i} + \lambda_T \sum_{j=1}^{v_T} n_{T_j} \cosh Y'_{T_j} \right] &= (1-h)E, \\ n_C \lambda_C \sinh Y'_C + \lambda_P \sum_{i=1}^{v_P} n_{P_i} \sinh Y'_{P_i} + \lambda_T \sum_{j=1}^{v_T} n_{T_j} \sinh Y'_{T_j} &= 0, \\ Y'_{T_j} < Y'_C < Y'_{P_i}, \end{aligned} \quad (16)$$

$\lambda_k (k=C, P, T)$  是配分温度为  $T_k$  时单粒子的平均能量, 因子  $3/2$  是总多重数与带电多重数之比.  $E$  是 EP-ET 质心系中的碰撞能量, 它与参与碰撞的核子数有关

$$E = v_P m_N \cosh(y_L - y_C) + v_T m_N \cosh y_C, \quad (17)$$

其中  $m_N$  是核子的质量,  $y_L$  是在实验室系中射弹核的快度,  $y_C$  是 EP-ET 质心系的快度, 它由下式确定

$$v_P m_N \sinh(y_L - y_C) + v_T m_N \sinh(-y_C) = 0. \quad (18)$$

带头粒子带走的能量份额  $h$  是  $n$  和  $\sqrt{S}$  的函数, 平均约为  $1/2$ .

显然由(16)式的两个方程不足以用多重数来决定  $(\nu_P + \nu_T + 1)$  个火球的快度值。我们作以下近似

1) 将中心火球的快度取为 EP-ET 质心系的快度, 在质心系中,  $Y'_C = 0$ ; 在实验室系,  $Y_C = y_c$ , 它由(18)式完全确定。

2) 用  $\nu_P$  个射弹火球的平均快度  $Y'_P$  和  $\nu_T$  个靶火球的平均快度  $Y'_T$  来代替  $Y'_i$  和  $Y'_{Tj}$ 。这样由(16)式可以完全确定  $Y'_P$  和  $Y'_T$ 。在实验室系中,  $Y_P = y_c + Y'_P, Y_T = y_c + Y'_T$ 。

### 三、计算结果和物理讨论

我们对 60 AGeV 和 200 AGeV 的  $^{16}\text{O}$  束流与 Au、AgBr 等碰撞进行了计算, 结果如图 2 和图 3 所示。入射能量为 60 AGeV 时, 取  $T_C = 0.25\text{GeV}$ ,  $T_P = T_T = 0.5\text{GeV}$ ; 入射能量为 200 AGeV 时, 取  $T_C = 0.64\text{GeV}$ ,  $T_P = T_T = 0.53\text{GeV}$ 。

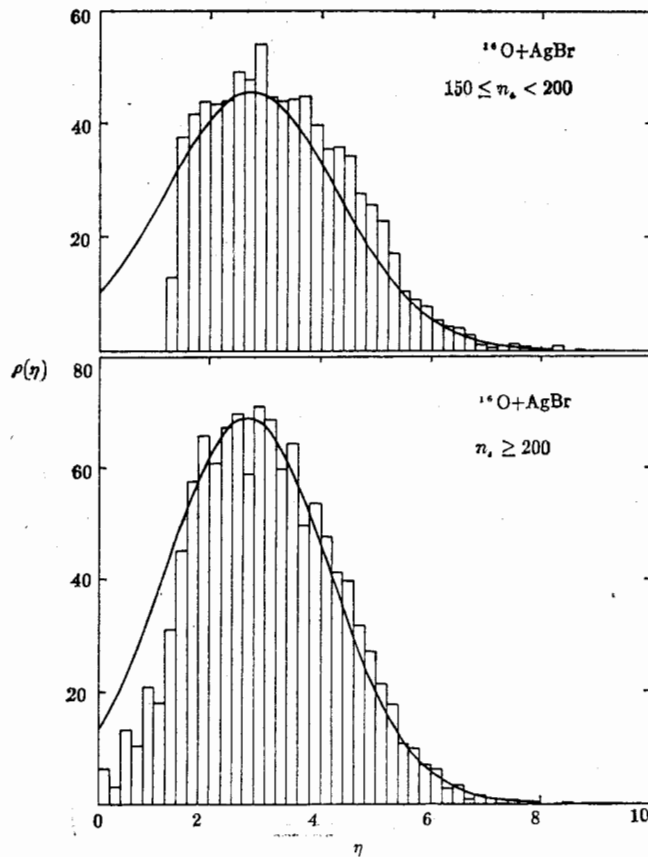


图 2 入射能量 200 AGeV 的  $^{16}\text{O} + \text{AgBr}$  碰撞中的快度分布  
曲线是我们的模型计算的结果, 实验数据取自文献[1]。

与实验比较可以看出, 多源模型的结果反映了实验给出的快度分布的基本特征:

1. 从图 2 可以看出, 在相同入射能量下, 多重数不同的快度分布的峰的位置基本上相

同, 没有随多重数的变化而发生较大的移动。这一现象的物理原因可以从我们的模型中找到。对于强子-强子碰撞, 我们已经知道, 在能量-动量守恒约束下, 多重数低的小火球飞得快, 而多重数高的大火球飞得慢。其结果, 随着多重数的增加, 射弹火球和靶火球将靠近位于中心快度区的中心火球, 使得快度分布的峰内移 [见图 4 (a)]<sup>[9]</sup>。对于强子-核碰撞, 靶裂区有  $\nu_T$  个火球  $T^*$ , 而射弹碎区只有一个火球  $P^*$ 。随着多重数 (或横能量) 的增加, 靶裂区的  $\nu_T$  个火球的贡献将明显增大, 其结果不仅大大压倒  $P^*$  火球的贡献, 而且超过中心火球  $C^*$  的贡献。这样, 当多重数增加时, 总快度分布的峰向靶裂区的移动占了优势 [见图 4 (b)]<sup>[10]</sup>。而在核-核碰撞中, 射弹碎裂区有了  $\nu_P$  个火球, 随着多重数的增加,  $\nu_P$  个火球的贡献增大, 削弱了靶火球增大的贡献, 其结果使得快度分布的峰的位置与多重数的关联减弱。

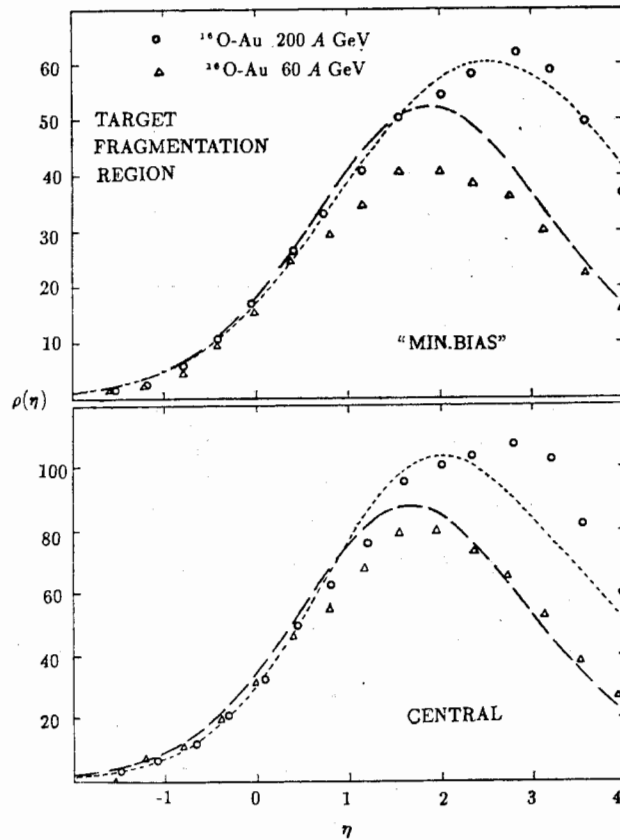


图 3  $^{16}\text{O} + \text{Au}$  碰撞中中心事件和最小偏爱 (minimum bias) 事件的快度分布曲线是我们的模型计算的结果, 实验数据取自文献 [3]。

2. 从图 3 可以看出, 多源模型的结果确实反映了快度分布在靶裂区的标度无关性质和中心区的能量依赖性质。这不难从模型得到简明的物理解释。按照多源模型的观点, 核-核碰撞可以看成是核子-核子碰撞加上核几何。显然核几何与入射能量无关。又由三火球模型知, 核子-核子碰撞在碎裂区具有标度无关性质 (在我们所讨论的能区内,  $\langle n_T^{hh} \rangle = \langle n_P^{hh} \rangle$  基本上不变), 而在中心区的中心火球的贡献则随入射能量的增高而增大 ( $\langle n_C^{hh} \rangle$  随

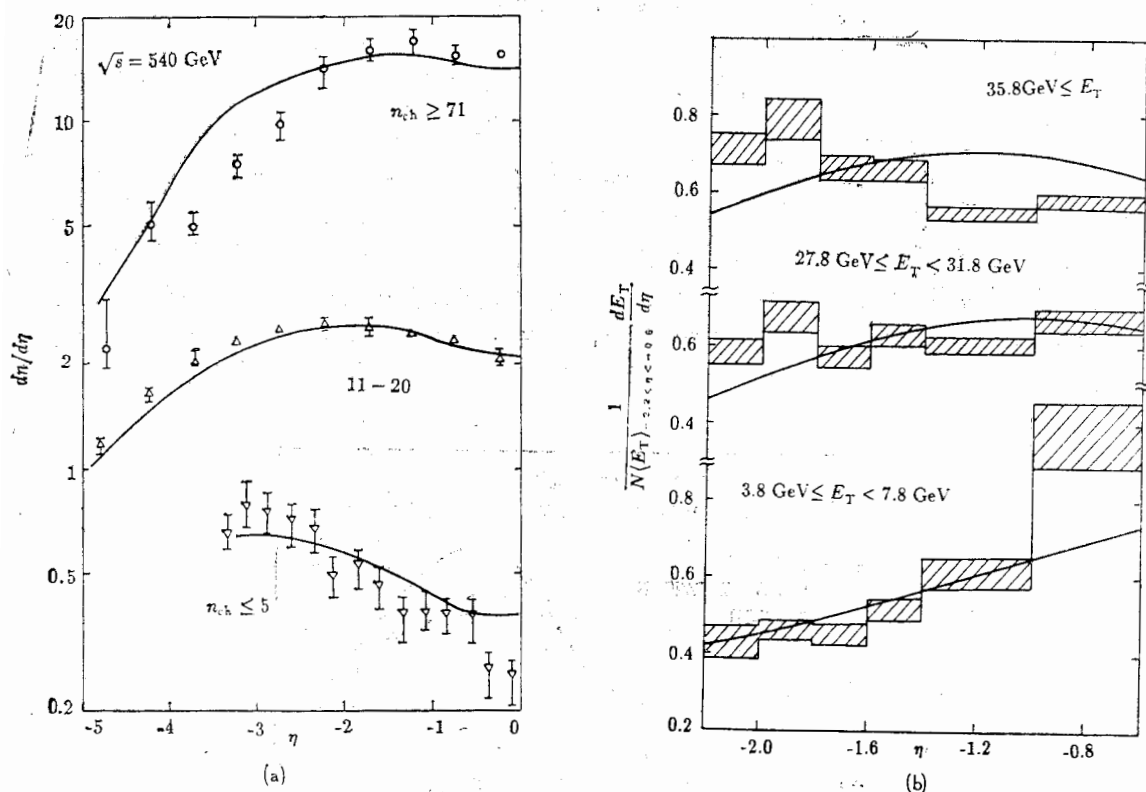


图 4

(a)  $p\bar{p}$  碰撞中不同多重数区间的快度分布。曲线是三火球模型的计算结果(在  $p\bar{p}$  质心系), 实验数据取自文献[4]。

(b) 入射动量  $200 \text{ GeV}/c$  的  $p$ -Pb 碰撞中不同横能区间的快度分布。曲线是多源模型计算的结果(在  $p$ -Pb 质心系), 实验数据取自文献[5]。

入射能变化)<sup>[5]</sup>。这就导致相同靶核而入射能量不同的核-核碰撞的快度分布在靶裂区基本重合, 在中心区有明显差别。

#### 四、结 论

总结起来,我们在本文中对多源模型主要作了下列重要的改进:

- 1) 考虑了核几何对非衍几率分布的影响;
- 2) 修改了射弹火球和靶火球的能源数;
- 3) 对于核内核子分布,采用了 Woods-Saxon 分布。

当我们用改进后的多源模型分析核-核碰撞的快度分布时,不仅得到与实验符合的结果,而且能够很好地解释快度分布特征的物理原因。特别是,以三火球模型为基础的高能碰撞多重产生的统计模型,能够统一说明强子-强子、强子-核和核-核碰撞的快度分布。理论计算和实验的符合,进一步证实了多源模型给出的核-核碰撞的物理图象以及火球随机衰变机制的假设是合理的。

## 参 考 文 献

- [ 1 ] M. I. Adamovich *et al.* (EMU-01 Collaboration), LUIP 8706(1987).  
 [ 2 ] T. Åkesson *et al.* (HELIOS Collaboration), *Z. Phys.*, C38(1988), 383.  
 [ 3 ] I. Otterlund *et al.* (WA80 Collaboration), LUIP 8806(1988).  
 [ 4 ] G. Arnison *et al.* (UA1 Collaboration), *Phys. Lett.*, 123B(1983), 108.  
 [ 5 ] T. Åkesson *et al.*, *Z. Phys.*, C38(1988), 396.  
 [ 6 ] J. G. Rushbrooke *et al.* (UA5 Collaboration), talk presented at the XVI Symposium on Multiparticle Dynamics, Kiryat Anavim, 1985.  
 [ 7 ] Liu Lianshou and Meng Tachung, *Phys. Rev.*, D27(1983), 2640.  
 [ 8 ] Chou Kuangchao, Liu Lianshou and Meng Tachung, *Phys. Rev.*, D28(1983), 1083.  
 [ 9 ] Liu Lianshou, Qin Lihong and Zhuang Penfei, *Scientia Sinica*, A29(1986), 1063.  
 [ 10 ] Cai Xu, Chao Weiqin and Meng Tachung, *Phys. Rev.*, D36(1987), 2009.  
 [ 11 ] 石亚非, 王正清, 庄鹏飞, 华中师范大学学报(自然科学版), 待发表.  
 [ 12 ] Liu Lianshou, Meng Tachung, Pan Jicai and Peng Hongan, *Phys. Rev.*, D38(1988), 3405.  
 [ 13 ] Miao Bixia and Chao Weiqin, preprint BIHEP-TH-88-34(1988).  
 [ 14 ] T. T. Chou, C. N. Yang and E. Yen, *Phys. Rev. Lett.*, 36(1985), 510.  
 [ 15 ] Wu Yuanfang and Liu Liansou, *Chinese Phys. Lett.*, 3(1986), 517.

## RAPIDITY DISTRIBUTIONS IN HIGH-ENERGY NUCLEUS-NUCLEUS COLLISIONS AND MULTISOURCE MODEL

SHI YAFEI

(Yichang Teachers College Yichang)

ZHUANG PENGFEI LIU LIANSHOU

(Institute of Particle Physics, Hua-Zhong Normal University, Wuhan)

### ABSTRACT

Based on the analysis of the mechanism of high energy nucleus-nucleus nondiffractive processes, the multisource model is further developed. The rapidity distributions are investigated by using the improved model. The calculated results fit the experimental data well. The physical origin of some characteristic features of the distributions is explained.