

# 高能重离子碰撞中的靶核依赖性 与非线性效应\*

庄鹏飞 刘连寿

(华中师范大学粒子物理研究所, 武汉)

## 摘 要

本文讨论了高能重离子碰撞中的两种非线性效应——次级粒子的相互作用以及不等核过程的核内级联;分析了它们对末态粒子分布,特别是末态分布对靶核依赖性的影响;用流体力学模型具体计算了快度分布的靶核依赖因子,计算结果与实验基本符合。

## 一、引 言

高能重离子碰撞是有希望在实验室寻找夸克物质信息的重要手段。由于形成夸克物质的条件——高温(和)高密度要求碰撞核的质量很大,讨论末态粒子分布对碰撞核的依赖性研究重离子碰撞和夸克物质的重要内容。1986年以来,在 CERN 的 SPS 上实现了 60 和 200A GeV 的  $^{16}\text{O}$  束流对 Al, Cu, Ag 和 Au 等原子核及核乳胶的碰撞,获得了丰富的数据<sup>[1]</sup>。因此,在理论上探讨靶核的依赖性显得更加迫切。末态分布对靶核的依赖性一般取为指数形式<sup>[2]</sup>,对于快度分布

$$\rho(y) \sim A^{\alpha(y)}. \quad (1)$$

CERN 的结果<sup>[3]</sup>表明单位快度区间的平均多重数和核子数  $A$  满足对数线性关系(见图 3)

$$\log \langle \rho(y) \rangle = c(y) + \langle \alpha(y) \rangle \log A, \quad (2)$$

说明(1)式确实很好地描述了快度分布对靶核的依赖性。

目前流行的描述高能核-核碰撞的许多模型<sup>[4-6]</sup>认为核-核碰撞是核子-核子碰撞的迭加,主要考虑不同核内核子之间的相互作用,核的性质仅仅体现为由核几何决定参加碰撞的核子数。基于这种碰撞机制,在文献[3]中,由 LUND 模型计算了靶核依赖性,发现  $\alpha(y)$  在靶裂区不仅数值上明显低于实验值,而且形状也大不相同。这说明上述核-核碰撞等效于核子-核子碰撞迭加的观点是不全面的。

一般来说,核-核过程不仅包含核内核子之间的碰撞,而且还存在核内级联碰撞——产生在核内的次级粒子与核内核子的相互作用以及次级粒子之间的碰撞。本文注意的是后两种非线性碰撞形式对末态分布的影响。

\* 国家自然科学基金资助课题。  
本文 1989 年 6 月 6 日收到。

可以粗略估计核-核碰撞中参加核内级联次级粒子的快度范围. 发生在靶核内  $x_0$  处核子-核子碰撞产生次级粒子的固有时间约为强相互作用的特征时间  $1\text{fm}$ ,  $x$  处的次级粒子快度  $y = \ln(x - x_0 + \sqrt{1 + (x - x_0)^2})$ . 所以, 核-核碰撞产生在核内的次级粒子快度

$$y_{\text{Lab}} \lesssim \ln(2R_A + \sqrt{1 + (2R_A)^2}). \quad (3)$$

靶核越重, 参与级联过程的次级粒子越多. 并且(3)式约束的  $y_{\text{Lab}}$  远小于高能入射核的快度, 所以级联过程产生的粒子大部份分布在靶裂区. 另外, 如上所述, 这些粒子之间还存在相互作用, 使得靶裂区的末态多重数进一步提高, 指数因子  $\alpha(y)$  在靶裂区将显著上升.

流体力学模型区别于其它模型的主要特征在于它引入了碰撞的时空演化图象, 能方便地考虑次级粒子之间的相互作用. 由于高能核具有穿透性, Bjorken<sup>[7]</sup> 发展了 Landau<sup>[8]</sup> 流体力学模型, 将其应用于高能核-核碰撞, 并分析了快度中心区次级粒子的相互作用对能量密度演化的影响. 后来, Kajantie 等人<sup>[9]</sup> 进一步建立了有源流体力学方程, 讨论等核碰撞过程. 由于实验上进行的一般是不等核碰撞, 我们将流体力学模型推广到不等核过程<sup>[10]</sup>. 本文用文献 [10, 11] 中的流体力学模型统一描述次级粒子的相互作用以及不等核过程的核内级联, 考察它们对末态分布的影响, 具体计算  $\alpha(y)$ .

## 二、非线性效应与靶核依赖性

对于高能不等核碰撞  $A'-A (A > A')$ , 中心碰撞时入射核和靶核内参加碰撞的核子数由核几何决定<sup>[12]</sup>

$$\begin{aligned} A_P &= A', \\ A_T &= A \left[ 1 - \left( 1 - \left( \frac{A'}{A} \right)^{2/3} \right)^{3/2} \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

如图 1 所示, 在核  $A'$  和  $A$  的等速度系中, 可以将  $A'-A$  分成两个过程: 等核碰撞  $A'-A'$ , 基本碰撞单元是核子-核子, 次级粒子产生在源域 I; 然后  $A_T$  中剩下的  $(A_T - A')$  个核子以原来速度继续运动与源域 I 中的粒子发生级联碰撞, 基本碰撞单元是核子-强子 (主要是  $\pi$  介子), 产生粒子分布在源域 II. 参加级联过程的次级粒子满足

$$\ln(x_0 + \sqrt{1 + x_0^2}) \leq y = \frac{1}{2} \ln \frac{t + x}{t - x} \leq \ln(x_1 + \sqrt{1 + x_1^2}), \quad (5)$$

其中  $x_0, x_1$  分别由方程组

$$\begin{cases} t_0^2 - x_0^2 = 1 \\ x_0 = - \left( t_0 - \frac{2R_{A'}}{\text{sh} Y_B} \right) \text{th} Y_B \end{cases} \quad (6)$$

和

$$\begin{cases} t_1^2 - x_1^2 = 1 \\ x_1 = - \left( t_1 - \frac{2R_A}{\text{sh} Y_B} \right) \text{th} Y_B \end{cases} \quad (7)$$

决定.  $Y_B$  是等速度系中核的快度,  $R_{A'} = 1.1A'^{1/3}$ ,  $R_A = 1.1A_T/A'^{2/3}$ . (6), (7) 两式中的第二个方程分别表示靶核中参与级联过程的第一个核子和最后一个核子在曲线  $\tau = \sqrt{t^2 - x^2}$  上的位置. 这样一来, 限定了参加级联的次级粒子是在核内.

流体力学模型<sup>[10]</sup>认为核-核碰撞经历流体的形成, 膨胀和碎裂三个阶段. 等核过程

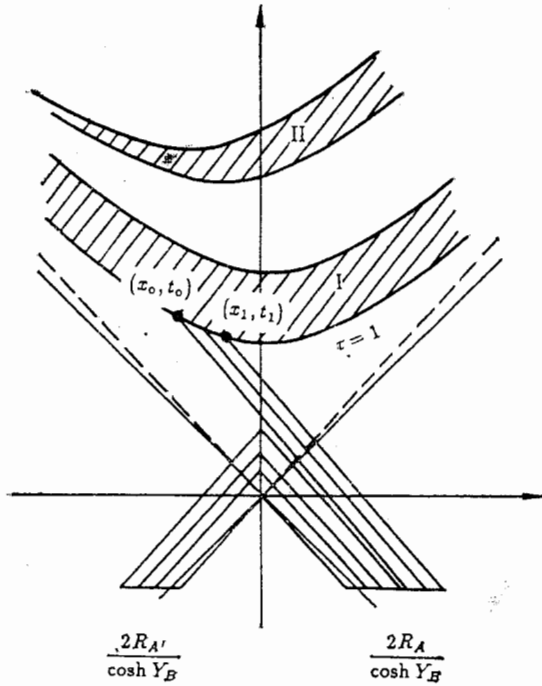


图1 等速度系中核-核碰撞的时空演化

$A'-A'$  以后, 源域 I 内的次级粒子不断增加, 相互作用加强. 当粒子的平均自由程远小于系统的线度时, 可将系统作相对论流体处理. 经过源域 I 后, 系统开始绝热膨胀, 能量密度不断下降, 然后在源域 II 又得到回升. 源域 II 之后, 流体再一次绝热膨胀, 最后碎裂成末态粒子.

由能量、动量守恒, 流体的运动方程为

$$\partial_\mu T^{\mu\nu} = \Sigma^\nu, \quad \mu, \nu = 0, 1, 2, 3. \quad (8)$$

其中

$$T^{\mu\nu} = -Pg^{\mu\nu} + (\varepsilon + P)u^\mu u^\nu \quad (9)$$

是系统的能动量张量,  $P$ ,  $\varepsilon$ ,  $u^\mu$  分别是流体的压强, 能量密度和四维速度. 源项  $\Sigma^\nu$  包括源域 I 和 II 即等核过程和级联过程对流体的贡献. 文献[10]给出了计算 1+1 维流体的  $\Sigma^\nu$  的具体方法.

次级粒子之间的相互作用对理想流体的

贡献体现在状态方程中. 在快度中心区, 流体力学方程(8)在 1+1 维时简化为<sup>[7]</sup>

$$\frac{d\varepsilon}{d\tau} = -\frac{\varepsilon + P}{\tau}. \quad (10)$$

若取  $P = \varepsilon/3$ , 能量密度的时间演化规律

$$\varepsilon \sim \tau^{-4/3}. \quad (11)$$

而不考虑次级粒子的相互作用, 即认为系统不经历流体演化时,

$$\varepsilon \sim \tau^{-1}. \quad (12)$$

显然, 两种情形下演化规律完全不同.

考虑到理想流体绝热膨胀过程熵流守恒<sup>[9]</sup>, 末态粒子的快度分布<sup>[10]</sup>

$$\rho(y) = c \frac{ds_0}{dy}, \quad (13)$$

$c$  是比例系数,  $ds_0/dy$  是第二次绝热膨胀过程初始时, 即源域 II 边界上熵的快度分布.

级联过程包含的核子-强子碰撞的质心能量

$$\sqrt{s'} = \bar{m}_\pi \text{ch} Y_\pi + m_N \text{ch} Y_N,$$

$$Y_{\pi} = \left( \ln \frac{m_N}{m_{\pi}} + Y_B \right) / 2, \quad Y_N = \left( \ln \frac{m_N}{m_{\pi}} - Y_B \right) / 2. \quad (14)$$

由于  $\sqrt{s'}$  远小于等核过程包含的核子-核子碰撞的质心能量  $\sqrt{s} = 2m_N c h Y_B$ , 级联过程对流的贡献远小于等核过程。但是, 快度分布只与第二次绝热膨胀初始时的熵分布有关, 在此之前, 等核过程产生的次级粒子经历了绝热膨胀, 使能量密度下降; 而级联过程产生的粒子没有经历绝热膨胀, 故级联过程对快度分布的贡献并不小。由 (5) 式看出, 参与级联过程的次级粒子在等速度系中的快度  $\ll Y_B/2$ , 级联过程的贡献确实主要在靶裂区。经过膨胀过程后, 这种贡献反映为靶裂区末态粒子增多。考虑到等核过程  $A'-A'$  的贡献主要在中心区, 实际上级联过程决定了靶裂区快度分布的形状。随着入射能量的提高, 一方面  $\sqrt{s'}$  增加, 级联过程产生的粒子增多; 另一方面源域 II 的持续时间却减少 (见图 1)。综合两方面的原因, 可以认为级联过程对快度分布的贡献近似与能量无关, 这就导致图 2 中表示的极限碎裂。

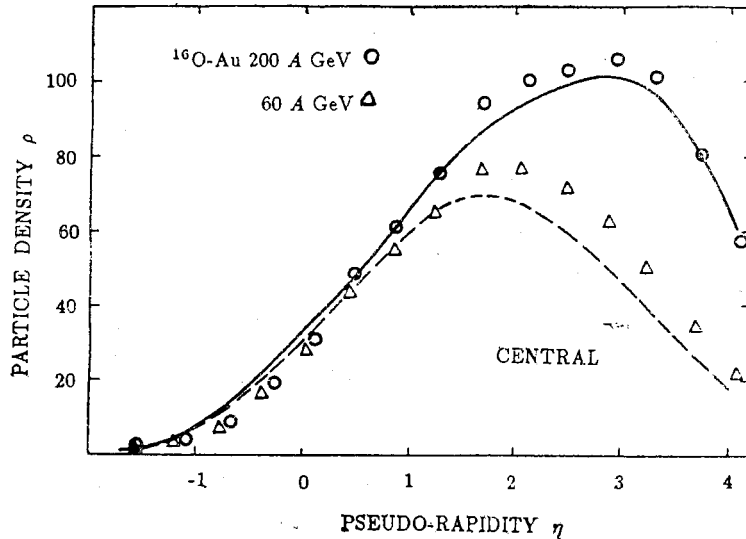


图 2  $^{16}\text{O} + \text{Au}$  中心事件的快度分布

流体力学的计算结果:  $\circ$  —— 200 A (GeV),  $\triangle$  —— 60 A (GeV). 实验数据取自文献 [3].

如上所述, 考虑了级联过程及次级粒子相互作用后, 靶裂区的末态粒子增加了, 靶核依赖函数中的指数因子  $\alpha(y)$  在靶裂区迅速升高。另外, 从时空演化图 1, 我们看到在  $x \sim 0$  的区域——对应快度中心区, 级联过程的贡献减小, 快度分布对靶核的依赖性降低,  $\alpha(y) \sim 0$ 。而在  $x \gg 0$  的区域——对应射弹裂区, 级联过程已没有贡献, 这一部份系统在源域 II 实际上经历的是绝热膨胀, 能量密度下降。靶核越重, 膨胀的时间越长,  $ds_0/dy$  越小, 所以在射弹裂区  $\alpha(y) < 0$ 。

### 三、计算结果与讨论

我们进行了如下计算:

1. 用核子-核子,核子-强子碰撞的快度分布<sup>[10]</sup>分别作为等核过程  $A'-A'$  及级联过程的输入,确定 1 + 1 维时流体力学方程(8)右边的源项  $\Sigma^*$ . 结合状态方程

$$P = \frac{1}{3} \varepsilon \quad (15)$$

和流体的初始边界条件<sup>[9]</sup>数值求解<sup>[10]</sup>方程(8),得到第二次绝热膨胀开始时的能量密度分布. 对于理想强子气体<sup>[7]</sup>,

$$P = \frac{3}{90} \pi^2 T^4. \quad (16)$$

利用热力学关系

$$S = \frac{\partial P}{\partial T} \quad (17)$$

可得熵分布  $ds_0/dy$ , 进而得到快度分布  $\rho(y)$ . 我们计算了  $^{16}\text{O}-\text{Cu}$ ,  $\text{Ag}$ ,  $\text{Au}$  的快度分布,其中  $^{16}\text{O}-\text{Au}$  的结果见图 2.

2. 由快度分布,图 3 给出了单位快度区间的平均多重数  $\langle \rho(y) \rangle$  与靶核质量  $A$  的关联.  $\log \langle \rho(y) \rangle$  和  $\log A$  近似满足线性关系.

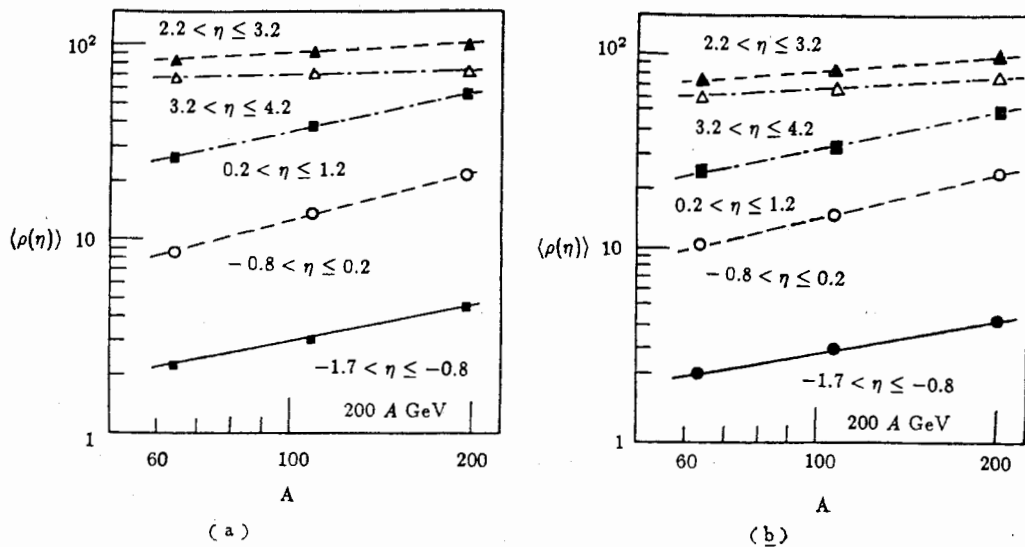


图 3 不同快度区间的平均多重数对靶核的依赖性 ( $^{16}\text{O}-A, 200A(\text{GeV})$ )

(a) 来自文献[3]的数据, (b) 流体力学的计算结果

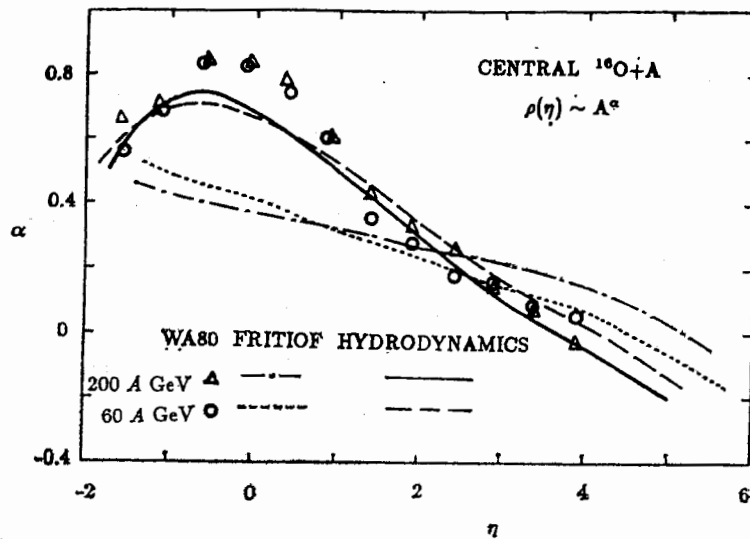
3. 由式(1),不难得到指数因子  $\alpha(y)$  的表达式

$$\alpha(y) = \ln \frac{\rho_{A_1 A_1}(y)}{\rho_{A_1 A_2}(y)} / \ln \frac{A_1}{A_2}, \quad (18)$$

$A_1, A_2$  表示不同的靶核质量. 计算结果见图 4.

我们的结果与实验数据基本上是符合的.

讨论非线性效应是研究高能重离子碰撞的一个重要工作<sup>[13]</sup>. 我们对核内级联及次级粒子相互作用作了一般的讨论,并分析了对快度分布的靶核依赖性的影响,用流体力学模

图 4  $^{16}\text{O} + \text{Au}$  的  $\alpha(y)$  分布

$\Delta$ — — — 200A(GeV),  $\circ$  ····· 60A(GeV).

型具体进行了计算。结果表明非线性效应对末态的影响突出地表现在靶碎裂区。

在第二节的讨论中,为了数学上的方便,我们把核内核子与源域 I 中强子的碰撞处理为一次碰撞(只与曲线  $\tau = 1$  上的粒子碰撞,见图 1),而实际上应该是一个多次碰撞过程,所以我们得到的  $\alpha(y)$  仍略低于实验值。

在图 4 中,我们看到指数因子  $\alpha(y)$  基本上是能量标度无关的。在靶裂区,由于  $\rho_{A',A_1}(y)$  和  $\rho_{A',A_2}(y)$  均具有极限碎裂性质,故  $\alpha(y)$  是标度无关的。而在全快速度区,缺乏统一的解释。Andersson 等人<sup>[14]</sup>认为核-核碰撞的标度无关是核几何的体现。但是,限于目前实验,讨论的能量区间在核子-核子碰撞质心系里是比较窄的,  $\sqrt{s} < 20\text{GeV}$ 。因此,对标度无关的研究还有待于实验数据的进一步积累和理论上深入地探讨。

### 参 考 文 献

- [1] See for example, Proc. of the Sixth International Conference on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions-Quark Matter 1987, Edited by H. Satz, H. J. Specht and R. Stock, *Z. Phys.*, **C38**(1988), No. 1/2.
- [2] S. Fredriksson, G. Eilam and G. Berlad, *Phys. Rep.*, **144**(1987), 221.
- [3] I. Otterlund *et al.* (WA80 Collaboration), LUIP 8806(1988).
- [4] B. Anderson, G. Gustafson and B. Nilsson-Almqvist, *Nucl. Phys.*, **B281**(1987), 289. B. Anderson *et al.*, *Phys. Rep.*, **97**(1983), 31. B. Anderson *et al.*, *Physica Scripta*, **34**(1986), 451.
- [5] A. Capella, U. Sukhatme and J. Tran Thanh Van, *Phys. Lett.*, **B81**(1979), 68.  
A. Capella and J. Tran Thanh Van, *nucl. phys.*, **A461**(1987), 501C.
- [6] Liu Lianshou, Meng Tachung, Pan Jicai and Peng Hongan, *Phys. Rev.*, **D38**(1988), 3405. Cai Xu, Chao Weiqin and Meng Tachung, *Phys. Rev.*, **D36**(1987), 2009. Shi Yafei, Zhuang Pengfei and Liu Lianshou, HZPP-89-6(1989).
- [7] J. D. Bjorken, *Phys. Rev.*, **D27**(1983), 140.
- [8] L. D. Landau, Collected Papers of L. D. Landau, 1965, p. 596, 665.
- [9] K. Kajantie, R. Ratio and P. V. Ruuskanen, *Nucl. Phys.* **B222**(1983), 152.
- [10] Zhuang Pengfei, Wang Zhengqing, Liu Lianshou, *Z. Phys.*, **C32**(1986), 93.

- [11] 沈国金、王恩科、李家荣、高能物理与核物理, **13**(1989)205.  
[12] I. Otterlund, S. Garpman, I. Lund, *Z. Phys.*, **C20**(1983), 281.  
[13] L. Van Hove, CERN-TH. 5069/188.  
[14] B. Andersson *et al.*, LUIP 8808(1988).

## TARGET MASS DEPENDENCE AND NON-LINEAR EFFECTS IN HIGH ENERGY HEAVY ION COLLISIONS

ZHUANG PENGFEI    LIU LIANSHOU

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

### ABSTRACT

In this paper, we discuss two non-linear effects in high energy heavy ion collisions, intranuclear cascade and interaction between the secondaries. Their influence on the distributions of final state particles, especially on the target mass dependence of these distributions is analysed. Using hydrodynamical model, we calculated the distributions and compared their target mass dependence with existing data.