

高能 p-A 碰撞中领头粒子快度分布的 几何效应和碎裂效应

刘庆军 赵维勤

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

1994-04-13 收稿

摘 要

基于相互作用胶子模型,采用更严格的高能 p-A 过程的几何学,并考虑到 N-N 过程中末态的碎裂效应,计算了 100 GeV p + Ag 碰撞中末态领头粒子的快度分布,并跟实验数据作了比较,计算结果能很好地符合实验数据。

关键词 阻止能力,碎裂效应,几何效应。

1 引 言

为了确定高能重离子碰撞是否实现向夸克胶子等离子体 (QGP) 的相变,人们需要得到碰撞早期系统能量密度的信息。这个信息与核的能量阻止能力密切相关。从理论上探讨质子-核 (p-A) 过程中核的阻止本领将为研究核-核 (A-A) 过程提供可靠的依据,因而一直是理论研究的一个焦点。不久前 G. N. Fowler^[1] 等人推广有关核子-核子 (N-N) 过程的相互作用胶子模型^[2,3] (IGM) 研究了 100 GeV p + Ag、Au + Au 碰撞中核的阻止本领。文献[1—3]假定,在 N-N 软作用过程中是胶子相互作用引起能量的损失;p-A、A-A 过程则是多次胶子作用的迭加。并在此基础上研究了高能 p-A 和 A-A 过程中,能量在中心快度区的储存机制及领头粒子的快度分布。但是该模型没有包括终态的碎裂过程;对于 p-A 过程,碰撞的几何同末态灰粒子数目的关系也考虑得不够细致,因而所得领头粒子的快度分布与实验数据尚有一定的偏差。特别是在周缘碰撞中,理论结果更有改进的余地。

在本文中,首先介绍 IGM,然后将末态的碎裂效应加入到该模型中,发展了相互作用胶子模型;进一步假设,高能 p-A 过程中能量的储存过程是入射粒子在级联的碰撞中能量依次损失的过程,将发展后的相互作用胶子模型推广应用于高能 p-A 碰撞;然后分别采用两种不同定义的 p-A 碰撞的几何学,计算 100 GeV p + Ag 碰撞中领头粒子的快度分布,并与实验数据作比较,进而考察影响领头粒子快度分布的碎裂效应和几何效应。

2 N-N 过程的相互作用胶子模型

相互作用胶子模型的基本物理思想可简要地概括为: 假设微扰量子色动力学 (PQCD) 的理论预言 $\sigma_{gg} \gg \sigma_{gq} \gg \sigma_{qq}$ 对于软过程也成立, 那么在高能 N-N 碰撞中, 入射核子与靶核子的胶子发生强相互作用, 从而在中心快度区生成多个小火球, 随后它们衰变为末态的强子; 而入射核子与靶核子中的价夸克则互不影响地穿过反应区, 然后分别在入射核子与靶核子快度区碎裂为末态强子. 在不考虑这一碎裂效应的情况下, 高能 N-N 碰撞中末态领头粒子的快度分布表示为:

$$\frac{dN}{Ndy} = x_L f_{\nu=1}(x_L). \quad (2.1)$$

式中 x_L 表示领头核子的能量占入射核子能量的分数, 它与该领头粒子快度 y 、入射核子快度 $y_{\text{Proj.}}$ 之间的关系是:

$$\begin{cases} x_L = e^{-(\delta y)} \\ \delta y = y_{\text{Proj.}} - y. \end{cases} \quad (2.2)$$

$f_{\nu=1}(x_L)$ 的表达式为:

$$f_{\nu=1}(x_L) = \int_0^1 \int_0^1 dx dy \chi(x, y) \delta(1 - x_L - x). \quad (2.3)$$

式中的 x 和 y 分别表示入射核子与靶核子中参与相互作用的胶子所携带的能量占入射核子与靶核子能量的分数; $\chi(x, y)$ 是入射核子与靶核子中胶子能量分数的分布函数, 其表达式为^[1]:

$$\begin{aligned} \chi(x, y) = \chi^0 e^{-\langle(x-\langle x \rangle)^2/2\langle x^2 \rangle\rangle} \\ e^{-\langle(y-\langle y \rangle)^2/2\langle y^2 \rangle\rangle} \\ \theta(xy - K_{\min}^2). \end{aligned} \quad (2.4)$$

这里的 χ^0 是归一化因子; $\langle x \rangle$ 、 $\langle x^2 \rangle$ 、 $\langle y \rangle$ 、 $\langle y^2 \rangle$ 之间满足如下的函数关系:

$$\langle x \rangle \approx \langle y \rangle \approx 2\langle x^2 \rangle \approx 2\langle y^2 \rangle \approx \alpha_0 / \sigma_{\text{NN}}^{\text{in}}(s). \quad (2.5)$$

K_{\min} 表示高能 N-N 碰撞的最小非弹性系数, 它与小火球的最小协变质量 M_0 有关, 定义为:

$$K_{\min}^2 = M_0^2 / s. \quad (2.6)$$

(2.5)和(2.6)式中的 s 表示 N-N 系统质心能量的平方. 在(2.5)式中, $\sigma_{\text{NN}}^{\text{in}}(s)$ 表示非弹性 N-N 散射截面; α_0 的定义式是:

$$\alpha_0 = \alpha p_h^2 / M_0^2. \quad (2.7)$$

在(2.7)式中, α 与胶子熔合反应中的强耦合常数有关, p_h 表示强子中胶子的动量占该强子动量的分数^[4]; α 与 p_h^2 只以乘积 αp_h^2 的形式出现^[1]. M 是小火球的协变质量, 定义为:

$$M = \sqrt{xy s}. \quad (2.8)$$

从上面的简单介绍中可以看到, 相互作用胶子模型所包含的基本输入参数共有两个, 即 αp_h^2 和 M_0 .

3 100 GeV p+A 碰撞的几何学

假设 p-A 过程的碰撞参数为 b , 核 A 中平均有 n 个核子与 P 发生非弹性碰撞。那么作为 b 的函数, n 的表达式为:

$$n(b) = \sigma_{\text{NN}}^{\text{in}}(s) \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(b, z) dz. \quad (3.1)$$

对碰撞参数进行平均, 得到在 p-A 过程中 P 与 A 中 ν 个核子发生非弹性碰撞的几率为:

$$T(\nu) = \frac{\int n^\nu(b) e^{-n(b)} d^2b}{\nu! \sigma_{\text{pA}}^{\text{in}}(s)}. \quad (3.2)$$

(3.1)与(3.2)式中的 $\rho(b, z)$ 与 $\sigma_{\text{pA}}^{\text{in}}(s)$ 分别表示核中的核子数密度分布与非弹性 p-A 过程的截面。它们满足:

$$\iint \rho(b, z) dz d^2b = A, \quad (3.3)$$

$$\sigma_{\text{pA}}^{\text{in}}(s) = \int (1 - e^{-n(b)}) d^2b. \quad (3.4)$$

本文中, $\rho(b, z)$ 的表达式取自文献[5].

实验上, 根据末态灰粒子的数目将事件分为中心碰撞和边缘碰撞两组, 分别测量它们的领头粒子的快度分布。在与实验数据进行比较时, 文献[1]简单地按照碰撞次数 $\nu \geq 6$ 和 $\nu \leq 5$ 区分中心碰撞和边缘碰撞这两类事件。对于 100 GeV 的 p + Ag 碰撞, 文献[1]得到, 在中心碰撞和周缘碰撞中, 入射质子与 ν 个靶核子相碰的几率分别为:

$$\begin{cases} T_{\text{central}}(\nu) = T(\nu) \theta(\nu - 5) \\ T_{\text{periph.}}(\nu) = T(\nu) \theta(6 - \nu). \end{cases} \quad (3.5)$$

另一方面, 参加碰撞的靶核子数目 ν 与末态灰粒子数目 N_g 之间存着一定的关联分布^[6,7] $P_\nu(N_g)$ 。为了更严格地对应于实验条件^[8], 对于 100 GeV p + Ag 碰撞中的中心碰撞和周缘碰撞, 我们将入射质子与 ν 个靶核子发生非弹性碰撞的几率分布分别取为:

$$\begin{cases} T_{\text{central}}(\nu) = T(\nu) \sum_{N_g > 3} P_\nu(N_g) \\ T_{\text{periph.}}(\nu) = T(\nu) \sum_{N_g \leq 3} P_\nu(N_g), \end{cases} \quad (3.6)$$

其中, ν 与 N_g 的关联分布取自文献[6,7]:

$$P_\nu(N_g) = \binom{N_g + \nu - 1}{N_g} (1 - X)^\nu X^{N_g}, \quad (3.7)$$

参照文献[6], 对于 100 GeV p + Ag 碰撞, 上式中 X 的取值为 0.52.

由(3.6)式所定义的第二种几何考虑与由(3.5)式所定义的第一种几何考虑对于中心碰撞和边缘碰撞的划分显然是不同的。在第五节中, 我们将比较基于这两种几何考虑而得到的领头粒子的快度分布, 并说明由(3.6)式所定义的第二种几何考虑更合理。

4 p-A 过程中相互作用胶子模型的改进

G. N. Fowler 等人应用相互作用胶子模型研究 100 GeV p + Ag 碰撞的领头粒子快度分布时发现: 对于全部事例, 理论预言能够较好地符合实验数据。但是当分别讨论中心碰撞与边缘碰撞事例时, G. N. Fowler 等人的结果与实验数据有较大的偏差。尤其是在周缘碰撞中, 在入射粒子快度附近, 理论跟实验的偏差最明显。为了更好地解释实验数据, 我们对相互作用胶子模型作如下的改进。

高能 N-N 过程中, 不仅胶子相互作用, 价夸克碎裂为末态核子的过程也会影响领头粒子的快度分布。在不能将两种贡献加以区分的情况下, 我们认为 N-N 过程中领头粒子快度分布的实验结果是这两种贡献的总和, 并基于 N-N 碰撞的实验结果, 唯象地假设两种效应所造成的入射核子或靶核子总的能量损失分数的分布为定义域 (0, 1] 内的均匀分布:

$$\chi_i(x) = 1, x \in (0, 1], \quad (4.1)$$

从而在改进后的相互作用胶子模型中, N-N 碰撞的能量损失分数分布应表示为:

$$\chi(x, y) = \chi_i^0 \chi_i(x) \chi_i(y) \theta(xy - K_{\min}^2), \quad (4.2)$$

其中的 x 和 y 分别为入射核子与靶核子经历了胶子相互作用和末态碎裂效应之后能量损失的分数。 χ_i^0 是归一化因子。

在高能的 p-A 碰撞中, (4.1) 式也就是入射核子经历最后一次碰撞时能量损失分数的分布。而对于只有胶子相互作用, 没有末态碎裂的中间过程, 胶子相互作用引起的能量损失分数分布取为 (2.4) 式。

假设碰撞参数为 b 的高能 p-A 过程就是连续的 p-N 碰撞序列。那么对 b 求平均后, 该过程中领头粒子的快度分布可以推得为:

$$\begin{aligned} \frac{dN}{N dy} &= x_L \frac{dN}{N dx_L} \\ &= x_L \sum_{\nu=1}^A T(\nu) f_\nu(x_L), \end{aligned} \quad (4.3)$$

其中的 $f_\nu(x_L)$ 表示为 ν 次 p-N 碰撞能量损失分数的分布函数的叠加:

$$\begin{aligned} f_\nu(x_L) &= \chi_\nu^0 \int_0^1 dx_1 dy_1 \cdots \int_0^1 dx_\nu dy_\nu \\ &\quad \prod_{i=1}^{\nu} \chi_i(x_i, y_i)^{p-N} \\ &\quad \delta \left(x_L - \prod_{i=1}^{\nu} (1 - x_i) \right). \end{aligned} \quad (4.4)$$

上式中的 $\chi_i(x_i, y_i)^{p-N}$ 为第 i 次 p-N 碰撞中入射核子能量损失分数为 x_i , 靶核子能量损失分数为 y_i 的分布, 可表示为:

$$\chi_i(x_i, y_i)^{p-N} = \chi_i^p(x_i) \chi_i^T(y_i) \theta(x_i y_i - K_{\min}^2), \quad (4.5)$$

其中的 $\chi_i^p(x_i)$ 和 $\chi_i^T(y_i)$ 分别表示在第 i 次 p-N 碰撞中入射核子与靶核子能量损失

分数分别为 x_i 和 y_i 的分布。 χ_i^0 为归一化因子。考虑到入射核子只有在经历最后一次碰撞,即第 ν 次碰撞后,才发生碎裂。因此,入射核子能量损失分数的分布对于前 $\nu - 1$ 次碰撞与第 ν 次碰撞应取不同的形式,即:

$$\chi_i^p(x_i) = \begin{cases} e^{-x_i - (x_i)^2 / 2(x_i^2)}, & i \in \{1, \nu-1\} \\ \chi_f(x_i), & i = \nu. \end{cases} \quad (4.6)$$

而靶核子只经历一次碰撞就发生碎裂,因此:

$$\chi_i^T(y_i) = \chi_f(y_i). \quad (4.7)$$

基于(4.3)–(4.7)式,代入上节推导出的碰撞数目 ν 的分布(3.5)或(3.6)式,便可以计算中心或边缘碰撞中领头粒子的快度分布。

5 100 GeV p + Ag 碰撞中领头粒子的快度分布

首先,让我们对碰撞几何的两种不同的考虑作一分析。图1给出了在高能的 p-Ag 过程中, p 与 Ag 中的 ν 个核子发生非弹性碰撞的几率分布 $T(\nu)$ 。点线和实线分别对应于第一种几何考虑和第二种几何考虑的计算结果。可以看到:无论是在图1(a)所示的中心碰撞中,还是在图1(b)所示的周缘碰撞中,基于两种几何考虑的 $T(\nu)$ 的计算结果都是不同的。这种源于不同几何考虑的差异,将会在末态领头粒子的快度分布中表现出来。在下文的分析中可以看到,采用两种不同的几何考虑,得到的是两种截然不同的领头粒子快度分布。

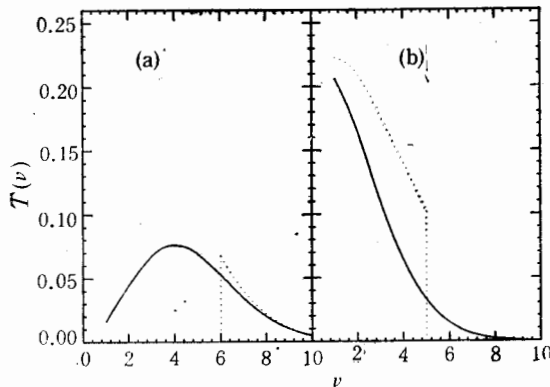


图1 100 GeV p + Ag 碰撞中入射质子与靶核中 ν 个核子发生非弹性散射的几率分布
(a) 中心碰撞; (b) 周缘碰撞;
..... 第一种几何考虑; —— 第二种几何考虑。

图2(a)和(b)分别给出了在没有计入末态的碎裂效应时,基于不同的几何考虑所得到的中心碰撞和周缘碰撞中领头粒子快度分布的理论结果与实验数据的比较。点线和实线分别标明了相应于第一种几何考虑和第二种几何考虑的计算结果。可以看到:领头粒子快度分布的几何效应是显著的;与基于第一种几何考虑的结果相比较,按第二种几何考虑所得结果更接近于实验数据。但是,在图2所示的理论计算中尚未考虑到末态的碎裂过程,因而与实验数据的符合还需改进。为此,根据改进后的相互作用胶子模型,考虑了末态的碎裂过程后,本文也计算了对应于两种几何考虑的领头粒子的快度分布,并与实验数据进行了比较。得到了类似的结论。这是因为:在第二种几何考虑中,本文引入了对应于给定的灰粒子数 N_s 的 ν 的分布,采用灰粒子数目来划分碰撞的几何条件,这与分析实验数据时所采取的划分方法是一致的。

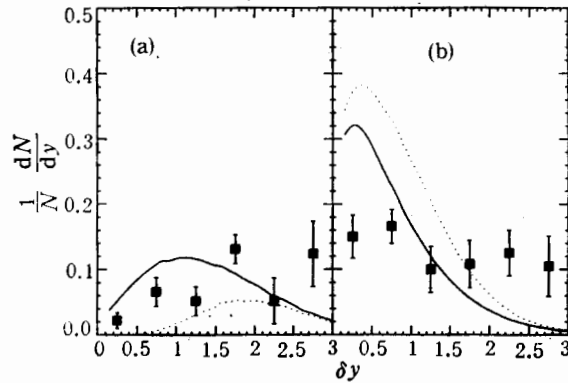


图 2 基于不同的几何考虑, 不包括末态的碎裂过程时, 100 GeV p + Ag 碰撞中领头粒子快度分布的理论值与实验数据的比较

$$\alpha \rho_h^2 = 0.06(\text{GeV})^2(\text{fm})^2; M_0 = 0.35\text{GeV}.$$

(a) 中心碰撞; (b) 周缘碰撞;

..... 第一种几何考虑; —— 第二种几何考虑。

图 3 (a) 和 (b) 分别给出了基于第二种几何考虑时, 中心碰撞和周缘碰撞中领头粒子快度分布的理论数值与实验数据的比较。点线和实线分别标明了对应于不考虑和考虑末态的碎裂过程时的计算结果。可以看到: 领头粒子快度分布的碎裂效应是显著的; 与没有考虑末态碎裂过程时所得结果相比较, 考虑了末态碎裂过程后所得结果能较好地符合实验数据。这是由于碎裂过程增强了核的停止能力, 从而使领头粒子的快度分布更接近于实验数据的缘故。另外, 基于第一种几何考虑, 我们的分析也给出上述的结论。

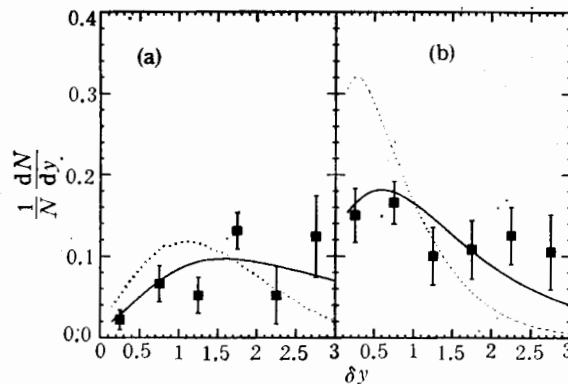


图 3 基于较合理的几何考虑, 用不考虑碎裂过程和考虑了碎裂过程的两理论模型, 100 GeV p + Ag 的中心碰撞和周缘碰撞中领头粒子快度分布的理论值与实验数据的比较

$$\alpha \rho_h^2 = 0.06(\text{GeV})^2(\text{fm})^2; M_0 = 0.35\text{GeV}.$$

(a) 中心碰撞; (b) 周缘碰撞;

..... 不考虑碎裂过程; —— 考虑了碎裂过程。

为了进一步考察碎裂过程的影响, 在不区分中心碰撞和周缘碰撞的情况下, 本文计算了 100 GeV p + Ag 碰撞全事件中领头粒子的快度分布, 并与实验数据进行了比较, 如图

4所示。图中的点线和实线分别表示根据 IGM 和改进后的 IGM 计算出的理论结果。图4表明：由于末态的碎裂过程增强了核的阻止能力，考虑了该过程的改进后的 IGM 能更好地解释实验数据。

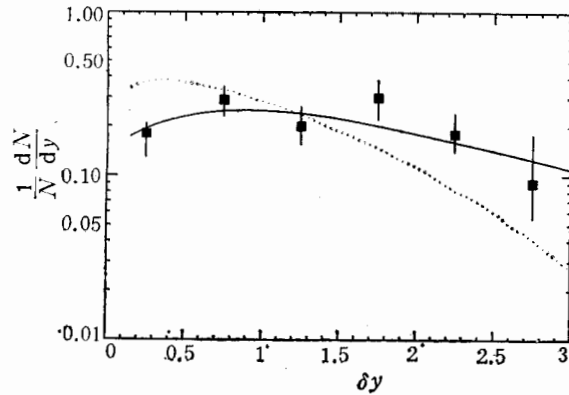


图4 100 GeV p + Ag 碰撞全事件中领头粒子快度分布的理论值与实验数据的比较

$$\alpha p_h^2 = 0.06(\text{GeV})^2(\text{fm})^2; M_0 = 0.35\text{GeV}.$$

.....不考虑碎裂过程；——考虑了碎裂过程。

6 结 论

考虑到 N-N 过程中末态的碎裂过程，本文改进了相互作用胶子模型，并推广改进后的相互作用胶子模型到 p-A 过程，然后分别采用两种不同定义的 p-A 过程的几何学，而且分别基于改进以前和改进以后的相互作用胶子模型，计算了 100 GeV p + Ag 碰撞中领头粒子的快度分布并与实验数据作了比较。我们的结论是：基于本文的理论描述，高能 p-A 过程中领头粒子快度分布的几何效应和碎裂效应是显著的；采用更严格的 p-A 过程的几何学并考虑碎裂效应后，能够给出很好地符合实验数据的理论结果。

参 考 文 献

- [1] G. N. Fowler et al., *Phys. Rev.*, **C40**(1989)1219.
- [2] G. N. Fowler, R. M. Weiner, G. Wilk, *Phys. Rev. Lett.*, **55**(1985)173.
- [3] G. N. Fowler et al., *Phys. Rev.*, **D35**(1987)870.
- [4] P. L'Heureux, B. Margolis, P. Valin, *Phys. Rev.*, **D32**(1985)1681.
- [5] S. Date, M. Gyulassy, H. Sumiyoshi, *Phys. Rev.*, **D32**(1985)619.
- [6] B. Andersson, I. Otterlund E. Stenlund, *Phys. Lett.*, **B73**(1978)343.
- [7] M. K. Hegab, J. Hufner, *Phys. Lett.*, **B105**(1981)103; *Nucl. Phys.*, **A384**(1982)353.
- [8] W. S. Toothacker et al., *Phys. Lett.*, **B197**(1987)295.

Geometric and Fragmentation Effects of Leading Particle Rapidity Distributions for High Energy p-Ag Collisions

Liu Qingjun Zhao Weiqin

(Institute of High Energy Physics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039)

Received 13 April 1994

Abstract

Based on interacting gluon model, leading particle rapidity distributions for 100 GeV p + Ag collisions are calculated and compared with experimental data. The results are in a good agreement with data when using a more sophisticated collision geometry and including final fragmentation process.

Key words stoping power, fragmentation effects, geometric effects.