

强子碰撞中平均横动量的多重数分布 随截断的变化

蓝其开

(自贡教育学院物理系 四川自贡市 643000)

刘连寿

(华中师范大学粒子物理研究所 武汉市 430070)

1994-06-21 收稿

摘 要

利用三火球模型,对 $\sqrt{s} = 22\text{GeV}$ 情况下,强子碰撞中平均横动量的多重数分布曲线斜率、随横动量截断值的增加由负转变为正进行研究的结果表明,是侧边火球产生强子的平均横动量,随横动量截断值的增加的增幅大于中心火球产生强子的平均横动量的增幅而出现的。

关键词 强子碰撞,横动量截断,多重数分布,三火球模型。

1 引 言

NA22 组^[1]在 $\sqrt{s} = 22\text{GeV}$, $|y| \leq 0.5$ 条件下得出强子-强子 (π^+p, K^+p, pp) 碰撞中的平均横动量的多重数分布曲线斜率将随横动量截断值的增大,由负转变为正,如图 1 所示。图中实验点显示出,当 $p_T > 0.0$ 和 $p_T > 0.15\text{GeV}/c$ 时,曲线斜率为负,而当 $p_T > 0.3$ 和 $p_T > 0.4\text{GeV}/c$ 时,曲线斜率转变为正值。

这一实验事实曾经有人^[2,3]分别利用 DPM 和 FM 理论进行过计算。由图 1 表示出他们的理论结果可以看出, DPM 理论只在 $p_T > 0.0$ 和 $p_T > 0.15\text{GeV}/c$ 的低截断下与实验数据符合,在 $p_T > 0.3$ 和 $p_T > 0.4$ 时,理论值不仅数值上与实验值不符,而且曲线斜率也不能转变为正。至于 FM 理论,只有 Fritiof II 在较大 p_T 截断处的理论值与实验数据相近,而 Fritiof I 的理论值则与实验结果完全不符。并且 FM 理论的两种情况所得的理论曲线斜率在各种横动量截断下均为正,即在低 p_T 截断情况,曲线斜率不可能为负。

从 DPM 和 FM 的理论结果与实验数据的拟合情况看,实验观测到的平均横动量的多重数分布曲线斜率,随横动量截断值的增加由负转变为正的规律,并没有得到理论上的合理解释。因此,怎样从理论上对这一现象给出合理解释,并在数值上复现这一实验结

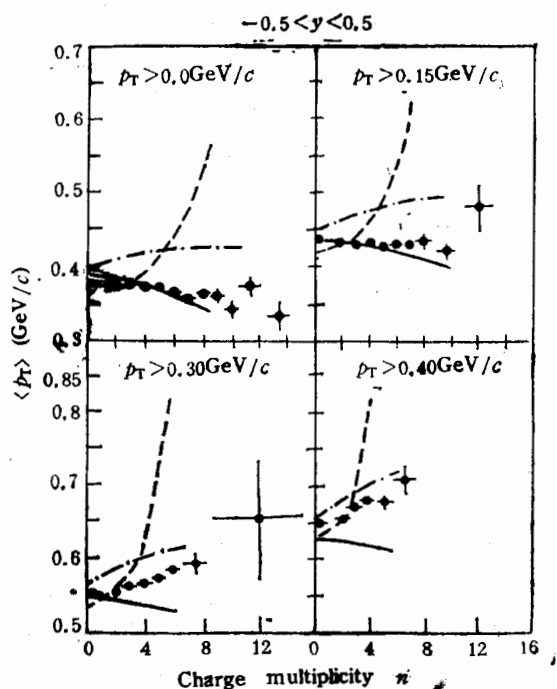


图 1

● inelastic — DPM, --- FRITIOF1.6, - - - - FRITIOF 2.0.

果,就成为一个很值得进一步研究的问题。

本文将利用三火球模型^[4,5]来研究这一实验规律。按照三火球模型的观点,强子-强子碰撞中,在中心区由于能量高,相互作用极强,中心火球(C)产生的带电强子数多,在碎裂区,侧边火球(P,T)产生的带电强子数远较中心区少。根据计算表明,侧边火球的平均多重数约为 2.5,并且随能量的变化不大^[6]。因此,当计算全部带电粒子的平均横动量时,由于中心火球能量高,产生带电强子的平均横动量将大于侧边火球产生强子的平均横动量。这样,在 ISR 能量顶峰以下,随多重数的增加(火球增大),侧边火球对给定的快度区贡献的增大,平均横动量将随之减小,从而出现平均横动量随多重数分布曲线的斜率为负^[7]。

如果不是在全横动量范围内讨论问题,而是在横动量有某一截断(即 $p_T > p_0$)时,由于小横动量带电强子被排除,毫无疑问,平均横动量将会随着 p_0 的不断增大而增大。但是,由于中心火球的带电强子数多,而侧边火球的带电强子数少,因此,中心火球带电强子的平均横动量比侧边火球带电强子的平均横动量随横动量截断值 p_0 的增加时的增幅要小,以致于在 $p_T > 0.3 \text{ GeV/c}$ 时,侧边火球带电强子的平均横动量可能变得比中心火球带电强子的平均横动量还大。实际上,只要注意到侧边火球产生的带电强子数平均约为 2.5 个,如果截断值 $p_T > 0.3$ 和 $p_T > 0.4 \text{ GeV/c}$ 时,侧边火球产生的带电强子中能剩下的就只有个别大横动量强子了,因此出现侧边火球带电强子的平均横动量变得很大,而中心火球因强子数多,去掉一部分小横动量强子后的平均横动量的增幅不会那么大。

由此可见,当横动量截断增大到 $p_T > 0.3$ 和 $p_T > 0.4 \text{ GeV}/c$ 时,随着多重数增加,侧边火球对给定的快度区贡献的增大,即使在 ISR 顶峰值以下能区,平均横动量随多重数的分布曲线斜率也可能转变为正。

这样,我们利用三火球模型从物理图象上,对平均横动量的多重数分布曲线斜率随横动量截断的增大,由负转变为正给出了合理解释。

以下我们在第二部分首先计算中心火球和侧边火球在不同横动量截断下的平均横动量;第三部分将给出侧边火球对一定快度区间内横动量贡献的相对权重;第四部分给出计算结果并作简要讨论。

2 在某一横动量截断下火球的平均横动量参数化方程

由于 NA22 组的实验能量 $\sqrt{s} = 22 \text{ GeV}$, 低于 ISR 顶峰值,因此,可以不必考虑喷注产生的影响,也不考虑平均横动量大小与多重数和能量的关系这个与反应动力学紧密相关而没有得到解决的问题,只讨论平均横动量与多重数及其与横动量截断的关系。对每个火球的平均横动量选取适当的与实验相符合的参数化。

对中心火球带电强子的平均横动量,我们采用文献[8]所提供的参数化方程

$$\langle p_t \rangle_{i,c} = \langle p_t \rangle_s + \langle p_t \rangle_{i,c} \quad (1)$$

此方程能够给出 $\sqrt{s} \geq 63 \text{ GeV}$ 能区与实验相符合的结果。式中 $\langle p_t \rangle_s$ 表示软成分的贡献, $\langle p_t \rangle_{i,c}$ 表示与喷注有关的项,它仅在大于 ISR 顶峰能量时才有显著的贡献。

由于本文只研究 $\sqrt{s} = 22 \text{ GeV}$ 情况下,平均横动量与多重数的关系曲线斜率随横动量截断的增加由负转变为正的规律,因此计算中无需考虑喷注的贡献。所以,对于中心火球取平均横动量的参数化方程

$$\langle p_t \rangle_c = \langle p_t \rangle_s = A_0 \int dR^2 (1 - e^{-\Omega_0(R)}) F_n^{K(R)} \tilde{p}_t(R), \quad (2)$$

式中 $\Omega_0(R)$ 满足关系

$$1 - e^{-\Omega_0(R)} = 0.712 e^{-1.17R^2}. \quad (3)$$

Furry 分布

$$F_{N_c}^K(\omega) = \frac{\Gamma(N_c)}{\Gamma(K)\Gamma(N_c - K + 1)} \left[\frac{1}{\omega} \right]^K \left[1 - \frac{1}{\omega} \right]^{N_c - K}, \quad (4)$$

其中

$$K(s, R) = \langle K \rangle(s) h(R),$$

$$h(R) = \frac{\Omega_0(R)}{(1 - e^{-\Omega_0(R)}) \int dR^2 \Omega_0(R)},$$

$$\omega = \langle N_c \rangle / \langle K \rangle = 1 + 0.114 \langle N_c \rangle,$$

和

$$\tilde{p}_t(R) = \int \frac{d^3p}{E} p_T f(p, R), \quad (5)$$

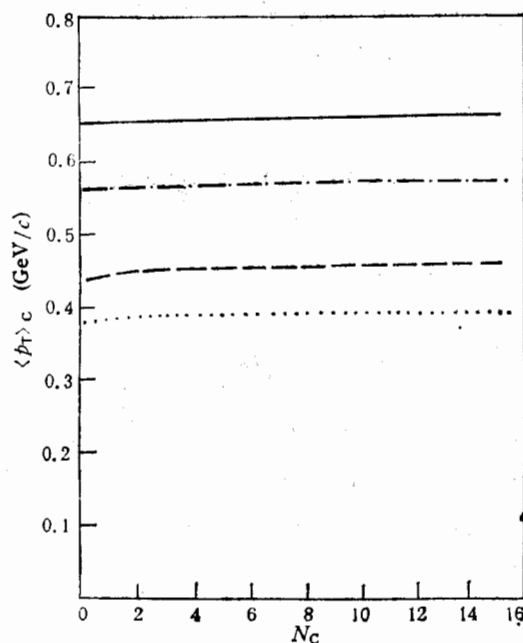


图 2 中心火球(软分量)平均横动量与多重数的关系随横动量截断而变化

..... $P_T > 0.0$, ---- $P_T > 0.15$, - · - · - $P_T > 0.3$, — $P_T > 0.4$.

其中

$$f(p, R) = B_0 \exp[-2p_T/\bar{p}_T(R)], \quad (6)$$

$$\bar{p}_T(R) = 0.38 + 0.015e^{-0.8R^2} \quad (\text{GeV}/c). \quad (7)$$

(2)和(6)式中的 A_0 和 B_0 为归一化常数。

由(2)–(7)式计算所得中心火球平均横动量与多重数的关系曲线随横动量截断的变化情况,标绘在图 2 中。由图可知,对应一定的横动量截断, $\langle p_T \rangle_c$ 随 N_c 的变化缓慢,但是, $\langle p_T \rangle_c - N_c$ 曲线随横动量截断的增加变化较快。

按照我们的图象,强子-强子碰撞中,碰撞中心区相互作用极强,因此中心火球产生大量带电强子,而侧边火球的多重数是由两个侧边火球的衍射分解产生的,可以利用文献[9]算得侧边火球的平均横动量对应不同横动量截断的值在 $0.28-0.50\text{GeV}/c$ 之间。但是,如果考虑到非单衍过程中包含有双玻米子交换(DPE)过程^[10]和横动量的不同截断影响,按本文第一部分所述理由,当 $p_T > 0.0$ 和 $p_T > 0.15\text{GeV}/c$ 情况下,侧边火球的平均横动量值,应介于衍射分解对应平均横动量值与中心火球平均横动量 $\langle p_T \rangle_c$ 之间。当 $p_T > 0.3$ 和 $p_T > 0.4\text{GeV}/c$ 时,侧边火球的平均横动量值将大于中心火球平均横动量 $\langle p_T \rangle_c$ 。

表 1 侧边火球平均横动量对不同截断的取值 单位: GeV/c 。

$P_T >$	0.0	0.15	0.30	0.40
$\langle P_T \rangle_{P,T}$	0.34	0.41	0.58	0.73

由图2可知,中心火球的平均横动量对多重数的依赖性不大,侧边火球的平均横动量对多重数的依赖性就更小,我们忽略这种依赖性,取 $\langle p_T \rangle_P = \langle p_T \rangle_T$ 为常数。在计算中对于不同横动量截断下的取值如表1所示。

3 侧边火球在 $|y| \leq 0.5$ 区间内平均横动量贡献的相对权重

类似文献[7],为简化计算,对每个火球的快度几率分布采用高斯型^[11]

$$P_i(y, y_i, \sigma_i) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{y-y_i}{\sigma_i}\right)^2\right], \quad (i = C, P, T). \quad (8)$$

式中 σ_i 表示对应各火球所取的快度分布宽度,其值可根据(8)式和实验结果比较来确定。对 $\sqrt{s} = 22\text{GeV}$ 的情况,由文献[12]提供的实验数据或文献[13]给出的 $\rho_0 = 0.015 + 0.22 \ln s$ 关系,得到 $\sigma_C = 1.073$; 又根据文献[9]提供的实验数据,获得 $\sigma_P = \sigma_T = 0.391 \pm 0.1$ 。

(8)式中的 $y_i (i = C, P, T)$ 分别表示中心火球和侧边火球的中心快度位置。它们由能量-动量守恒确定^[14]

$$\left. \begin{aligned} y_C &= 0 \\ y_P &= \ln(A + \sqrt{A^2 - 1}) \\ y_T &= \ln(B - \sqrt{B^2 - 1}) \end{aligned} \right\}, \quad (9)$$

其中

$$A = \frac{\varepsilon^2 + N_P^2 - N_T^2}{2\varepsilon N_P}, \quad B = \frac{\varepsilon^2 + N_T^2 - N_P^2}{2\varepsilon N_T},$$

$$\varepsilon = \left[(1-h)\sqrt{s} - \frac{3}{2} \lambda_C N_C \right] / \left(\frac{3}{2} \lambda_P \right).$$

h 为领头粒子带走的能量份额,它满足一定的分布。 $\lambda_i (i = C, P, T)$ 为单粒子的平均能量。

利用(8)式可得三个火球粒子数密度的快度分布

$$\rho_i(y) = N_i P_i(y, y_i, \sigma_i) \quad (i = C, P, T). \quad (10)$$

式中 N_i 分别表示 C、P、T 火球的多重数。如果用 n_C, n_P, n_T 分别表示三个火球进入 $|y| \leq 0.5$ 区间的多重数,则有

$$n_i = \int_{-y_0}^{y_0} \rho_i(y) dy \quad (i = C, P, T), \quad (11)$$

(11)式的一般形式可写成

$$n_i = n_i(N_C, N_P, N_T) \quad (i = C, P, T). \quad (12)$$

考虑到 N_C, N_P, N_T 取值的随机性,则可得它们满足的联合分布

$$f(N_C, N_P, N_T) = P_C(N_C) P_P(N_P) P_T(N_T). \quad (13)$$

式中 $P_i(N_i) (i = C, P, T)$ 分别表示 C、P、T 火球所满足的多重数分布。由此得 n_C, n_P, n_T 的联合分布

$$P(n_C, n_P, n_T) = P_C(N_C)P_P(N_P)P_T(N_T) \left| \frac{D(n_C, n_P, n_T)}{D(N_C, N_P, N_T)} \right|^{-1}, \quad (14)$$

式中 $D(n_C, n_P, n_T)/D(N_C, N_P, N_T)$ 为雅可比。在粒子数守恒条件下, 可得 n_C, n 的联合分布

$$F(n_C, n) = \int P(n_C, n_P, n_T) \delta(n - n_C - n_P - n_T) dn_P dn_T, \quad (15)$$

和 n 的分布

$$P(n) = \int P(n_C, n_P, n_T) \delta(n - n_C - n_P - n_T) dn_C dn_P dn_T. \quad (16)$$

从而得 n 固定时, n_C 的条件分布

$$P(n_C | n) = \frac{F(n_C, n)}{P(n)},$$

类似可得 n 固定时, n_P, n_T 的条件分布。三式合并得

$$P(n_i | n) = \frac{F(n_i, n)}{P(n)} \quad (i = C, P, T), \quad (17)$$

由此可得在 n 固定时, 各火球进入取定的快度区间 $|y| \leq 0.5$ 内多重数的平均值

$$\bar{n}_i = \int n_i P(n_i | n) dn_i \quad (i = C, P, T). \quad (18)$$

因此, 在 $|y| \leq 0.5$ 快度区间、 n 固定时, 侧边火球多重数所占份额为

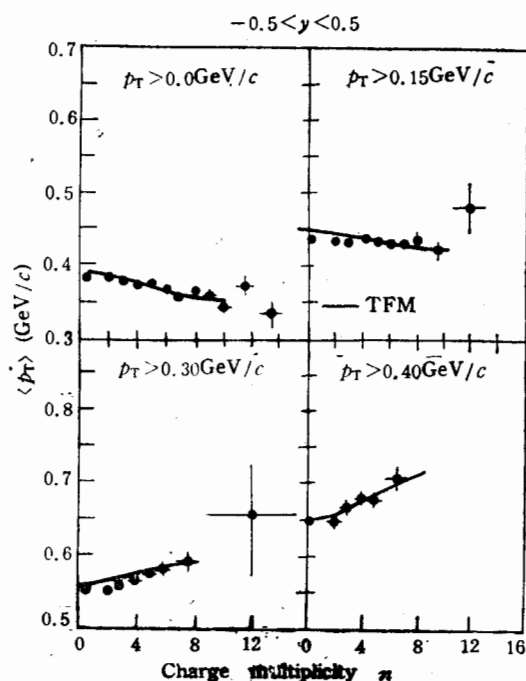


图 3 本文结果与实验数据的比较

● inelastic

$$R(n) = \frac{\bar{n}_p + \bar{n}_\pi}{n}. \quad (19)$$

这就是侧边火球对所考虑快度区内平均横动量贡献的相对权重。

4 结论与讨论

我们利用蒙特-卡洛方法计算侧边火球对快度区间 $|y| \leq 0.5$ 内平均横动量贡献的相对权重 $R(n)$ [参见(19)式]。三火球模型的多重数的蒙特-卡洛产生器由文献[15]给出,快度则按高斯分布(8)式取样。平均横动量随多重数分布的计算关系为

$$\langle P_t \rangle_n = [1 - R(n)] \langle P_t \rangle_c + R(n) \langle P_t \rangle_{p,\pi}. \quad (20)$$

利用(20)式,我们计算了 $\sqrt{s} = 22\text{GeV}$ 情况下, $P_t > 0.0, 0.15, 0.30, 0.40$ 等四种横动量截断对应的平均横动量与多重数的依赖关系。理论值与实验数据的比较如图3所示。

由图可知,利用三火球模型算得的平均横动量与多重数的关系曲线,对应各种横动量截断的理论值都与实验结果符合得很好。理论完全复现了随横动量截断值的增加,平均横动量与多重数的关系曲线斜率由负转变为正的规律。从本文第一部分的讨论知道,这一结果对于 DPM 和 FM 理论来说都作不到。因此,对于实验观测到的这一重要规律,三火球模型不但能在物理图象上给予清晰的解释,而且在数值上也给出了实验结果的再现。

这里需要指出的是,虽然本文仅在 $\sqrt{s} = 22\text{GeV}$ 情况下,对这一现象进行了研究,但是所用的方法具有普遍意义。

作者感谢宋云芬同志在上机计算中给予的协助。

参 考 文 献

- [1] V. V. Aivazyan et al. (NA22), *Phys. Lett.*, **B209**(1988)103; W. Kittel, Proc. 24th Intern. Conf. on High Energy Physics, Munich, Fed. Rep. Germany, (1988) p. 625.
- [2] A. Capella, Proc. Shandong Workshop on Multiparticle Production, Jinan, China, (1987)p. 210; A. Capella et al., in "Hadronic Multiparticle Production" P. Carruthers(ed.), Advanced Series on Directions in High Energy Physics **Vol. 2**, (1988) p. 428; A. Capella, J. Tran Thanh Van, *Z. Phys.*, **C38**(1988)177; F. W. Bopp et al., *Phys. Rev.*, **D33**(1986)1867; F. W. Bopp et al., Proc. Shandong Workshop on Multiparticle Production, Jinan, China, (1987) p. 201.
- [3] B. Andersson et al., *Nucl. Phys.* **B281**(1987)289; B. Andersson, Proc. Shandong Workshop on Multiparticle Production, Jinan, China, (1987)p. 150; B. Andersson et al., Lund Preprint TP87-6; G. Gustafson, Proc. Intern. Europhysics Conf. on High Energy Physics, Uppsala, Sweden, **Vol. 2**, (1987) p. 884; Proc. 24th Intern. Conf. on High Energy Physics, Munich, Fed. Rep. Germany, (1988)p. 641.
- [4] Liu Lianshou, Meng Tachung, *Phys. Rev.*, **D27**(1983)2640.
- [5] Cai Xu, Liu Lianshou, *Lett. Nuovo Cim.*, **37**(1983)495; Cai Xu, Liu Lianshou, Meng Tachung, *Phys. Rev.*, **D29**(1984)869.
- [6] 蔡勋、吴元芳、刘连寿,高能物理与核物理,**11**(1987)554.
- [7] 蓝其开、刘连寿,高能物理与核物理,**10**(1993)934.
- [8] Wang Xin-nian, R. C. Hwa, *Phys. Rev.*, **D39**(1989)187.
- [9] J. Whitmore, *Phys. Rep.*, **C10**(1974)273.
- [10] D. Joyce et al., Double Pomeron exchange in PP interactions at 630GeV, Proc. of XXI Interna-

- tional symposium on Multiparticle Dynamics, Wuhan (1991).
- [11] M. I. Adamovich et al. (EMUO 1), Parametrization of Pseudorapidity and multiplicity distributions in Central ultrarelativistic heavy ion interactions Proc. of the 10th EMUO1 Collaboration Meeting, Wuhan (1991).
- [12] J. G. Rushbrooke, CERN-EP/85-124(1985).
- [13] G. J. Alner et al., *Z. Phys.*, **C33**(1986)1.
- [14] Liu Lianshou, Qin Lihong, Zhuang Pengfei, *Scientia Sinica*, **A29**(1986)1063.
- [15] Wu Yuanfang, Liu Lianshou, *Intern. J. of Modern Phys.*, **A4**(1989)4505.

Variation of Multiplicity Distributions for Mean Transverse Momentum with Cutoff in Hardon-Hardon Collisions

Lan Qikai

(Physics Department, Zigong College of Education, Zigong, Sichuan 643000)

Liu Lianshou

(Institute of Particle Physics Huazhong Normal University, Wuhan 430070)

Received 21 June 1994

Abstract

Using the three-fireball model, the multiplicity distributions for mean transverse momentum in hardon-hardon collisions at $\sqrt{s} = 22\text{GeV}$ is investigated. We find that the change from negative to positive with increasing the transverse momentum cutoff comes from the following fact the rising scope of mean transverse momentum of hardon produced by side-fire balls with increasing the cutoff is greater than that of central fire balls.

Key words hadronic collision, transverse momentum cutoff, multiplicity distributions, three fire ball model.