

超高能软强子作用的 Chou-Yang 模型

曹 臻 丁林垵

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

1993年8月19日收到

摘 要

用 Chou-Yang 模型构造了一个用于 $\sqrt{s} = 26\text{GeV}$ 到 22TeV 的软强子非单衍相互作用 Monte Carlo 产生器。结合大横动量喷注产生过程的 pQCD 计算和相应的部分子强子化方案,较好地再现了高能区实验的结果。平滑地外推到超高能区,预言了非弹性度随能量下降的趋势。

关键词 非单衍,软强子相互作用,超高能,Feynman scaling,非弹性度,展快度。

1 引 言

高能 pp 散射是当前研究高能强相互作用的主要途径,量子色动力学(QCD)作为标准模型的一部分,已经得到这类实验的广泛支持。然而,虽然用微扰 QCD(pQCD)计算的部分子硬散射截面随能量迅速上升,但在广阔的高能区乃至超高能区,软强子相互作用仍居重要位置。由于 pQCD 受到严格定义的大动量转移条件的限制,在典型的四喷注产生过程中,束流喷注也只能用唯象软强子相互作用模型来描写。为了完整地描述高能强作用 pp 散射的特征,不得不构造唯象的软强子作用模型。目前,已经存在一些发展相当充分并能详尽地再现加速器实验结果的模型及相应的 Monte Carlo 产生器,诸如 DPM^[1] 和 PYTHIA^[2] 等,这类模型一般参数较多,难于推广到超高能区。鉴于宇宙线超高能相互作用研究的特点,对模型的要求主要是具有简单明了的物理图象和表达形式,能够重现加速器实验的主要结果,而不追求详尽,并且易于外推到更高的能区。Chou-Yang 模型正好具备这些条件。本工作将采用这个模型的物理图象,但与原作者不同,我们只用于描写非单衍射(NSD)过程中的软强子作用,与文献[3]描述的大横动量喷注产生的 QCD 部分子模型相连接,建立相应的 Monte Carlo 产生器,以便研究高山乳胶室实验中具有表现大横动量特征的现象以及其他现象。

2 Chou-Yang 模型

Chou 和 Yang^[4] 研究了强子碰撞多粒子产生现象的随机和非随机方面,指出次级粒

子多重数的 KNO (或近似 KNO) scaling 乃联系于两相碰强子的碰撞参数(b)的几何性质, KNO scaling 变量 $z(=n/\langle n \rangle)$ 的分布联系于 b 的分布, 对应一个确定的 z , 在前后两个半球中强子产生的行为是随机的, 即每个次级粒子在相空间的分布为 d^3p/E ; 加上能量守恒条件, 领头粒子效应和横动量截断因子 $g(p_T)$, 每个半球所有非领头粒子的几率分布可写为

$$\delta \left(\sum_i^n E_i - E_0 h \right) \prod_i \frac{d^3 p_i}{E_i} g(p_T), \quad (1)$$

其中 E_0 是碰撞强子初能, h 是非领头粒子的能量份额, 即非弹性度, 用统计物理中的鞍点法对所有其他粒子积分, 可得单粒子产生的单举分布:

$$E \frac{d^3 \sigma}{d p^3} = K g(p_T) e^{-E/T_p}, \quad (2)$$

其中 T_p 称为配分温度, 与粒子的能量分配有关, K 为归一化常数. Chou-Yang 证明^[4], 适当选取 T_p, K 和 $g(p_T)$ 的形式, 可以描写实验给出的不同多重数间隔内的赝快度分布.

工作[5]采取 $g(p_T) = e^{-\alpha p_T}$ 的形式^[4], 建造了这一模型的 Monte Carlo 产生器, 对 $\sqrt{s} = 546 \text{ GeV}$ 的一系列实验结果进行了比较, 证明这个模型可以描写更多的分布.

3 用 Chou-Yang 模型描写软强子相互作用

将 Chou-Yang 模型用于描写高能及超高能区软强子非衍作用, 并与用 QCD 计算的硬散射模型相连接, 着重需要解决如下的问题: 1) 确定横动量截断因子 $g(p_T)$; 2) 确定配分温度; 3) 控制次级粒子多重数使之符合实验结果.

3.1 横动量截断因子

研究积分

$$\frac{1}{g(p_T)} \frac{dn}{dp_T} = \int 2\pi p_T K e^{-E/T_p} dy \quad (3)$$

随 p_T 变化的行为, 发现它是 p_T 的一个缓变函数. 因此证明 $g(p_T)$ 近似为横动量分布. 而这个分布已在实验中测得, 并参数化为^[6,7]

$$E \frac{d^3 \sigma}{d p^3} \Big|_{y=0} = A \frac{p_0^n}{(p_T + p_0)^n}, \quad (4)$$

参数 A, n 和 p_0 依赖于能量. 从 53 GeV 到 1.8 TeV 几个能量下它们的数值见文献 [6, 7]. 从这一分布中按大横动量喷注产生截面占 NSD 截面的比例, 扣除由喷注产生及碎裂作出的贡献^[8], 可得到软强子产生过程的 p_T 分布, 即式(2)里的横动量截断因子,

$$g(p_T) = \frac{1}{p_T} e^{\alpha_1 p_T} [B + \exp(\alpha_2 p_T + \beta p_T^2)] (p_T < p_T^{\text{max}}), \quad (5)$$

其中参数 $\alpha_1, \alpha_2, \beta$ 和 B 均为能量的函数:

$$\begin{aligned}
 \alpha_1 &= -14.1 + 2.54T - 0.256T^2, \\
 \alpha_2 &= 2.94 + 0.000973 \exp(1.13T), \\
 \beta &= 6.84 - 2.46T + 0.499T^2 - \exp(0.378T), \\
 \log_{10} B &= -3.91 + 1.62T - 0.406T^2 + \exp(0.366T),
 \end{aligned} \tag{6}$$

其中, $T = \log_{10} \left(\frac{E_{\text{Lab}}}{\text{GeV}} \right)$, E_{Lab} 为实验室系入射粒子能量, p_T^{max} 为这个软作用模型中横动量的适用范围上限.

3.2 配分温度

从文献[3]所描述的硬散射模型, 可以算出相应能量下硬散射所贡献的次级强子的赝快度分布. 按大横动量喷注产生截面占 NSD 截面的比例, 从实验^[9]测得的 $\sqrt{s} = 53, 200, 546$ 和 900 GeV 的赝快度分布中扣除硬散射的贡献, 就得到软过程应该具有的赝快度分布. 与喷注产生过程的 pQCD 计算 ($p_{T;\text{cut}}^{\text{min}} = 4 \text{ GeV}/c$) 相衔接, 这里取 $p_T^{\text{max}} = 4 \text{ GeV}/c$, 用

$$\frac{dn}{d\eta} = 2\pi K \int_0^{p_T^{\text{max}}} \frac{p p_T}{E} g(p_T) e^{-E/T} p dp_T \tag{7}$$

拟合上述软强子作用的赝快度分布, 确定配分温度按

$$T_p = 0.1695 (\sqrt{s} / \text{GeV})^{0.701} \tag{8}$$

随能量变化. 拟合情况如图 1 所示.

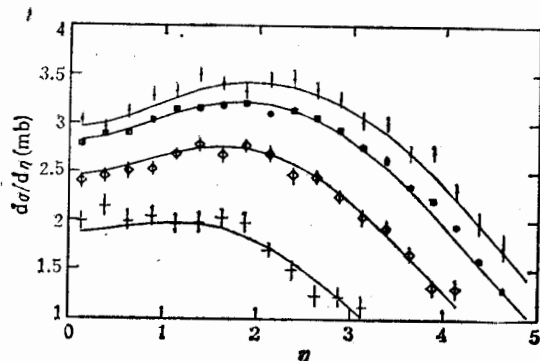


图 1 软强子作用的赝快度分布及模型的拟合
 $\times \sqrt{s} = 53 \text{ GeV}$ 数据, $\diamond \sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ 数据,
 $\square \sqrt{s} = 546 \text{ GeV}$ 数据, $\bullet \sqrt{s} = 900 \text{ GeV}$ 数据,
 — 用模型所作的拟合

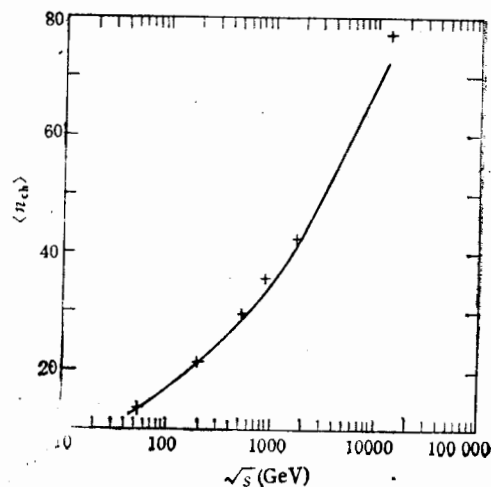


图 2 平均荷电多重数随能量的上升
 曲线为实验数据的拟合, $\langle n_{\text{ch}}^{\text{NSD}} \rangle = a + b s^c$,
 其中 $a = -7.5 \pm 0.24$, $b = 76 \pm 1.9$ 和 $c =$
 0.124 ± 0.015 ; \times 模拟结果

3.3 Monte Carlo 方案

采用[9]中介绍的方法, 将

$$f(x) = \pi\sqrt{s} \int_0^{p_T^{\max}} \frac{p_T}{E} g(p_T) e^{-E/T_p} dp_T \quad (9)$$

表示的 x 分布列表, 并对 $x \left(= \frac{2p_{T\parallel}}{\sqrt{s}} \right)$ 取样, 从关联于 x 的 p_T 分布

$$\left. \frac{d^2n}{dx dp_T} \right|_x \propto \sqrt{s} \frac{p_T}{E} g(p_T) e^{-E/T_p} \quad (10)$$

上对 p_T 取样. 这一取样方法将保证纵动量近似守恒. 取样重复次数受多重数控制. 图 2 显示了本模型给出的 pp 散射次级带电粒子平均多重数随能量上升的行为. 图中曲线为实验数据的拟合^[10].

4 总结及展望

用本文所描述的软强子相互作用模型, 和大横动量喷注产生过程的 pQCD 计算及部分子的强子化模型^[3]

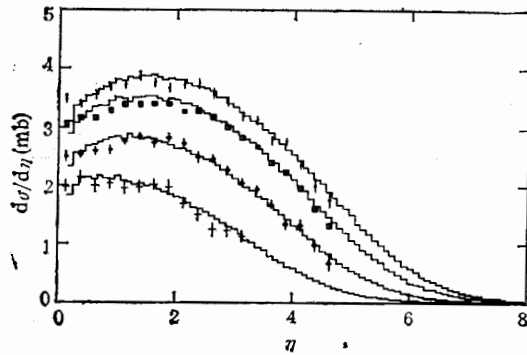


图 3 非单衍 pp 散射次级粒子赝快度分布
详见图 1 说明

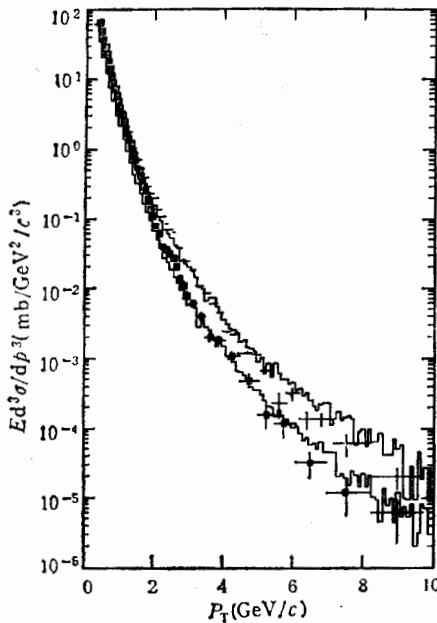


图 4 非单衍 pp 散射次级粒子在确定快度窗口内的单举横动量分布
+CDF 数据 ($|\eta| < 1.0$), \square UA1 数据 ($|\eta| < 2.5$), —模拟结果

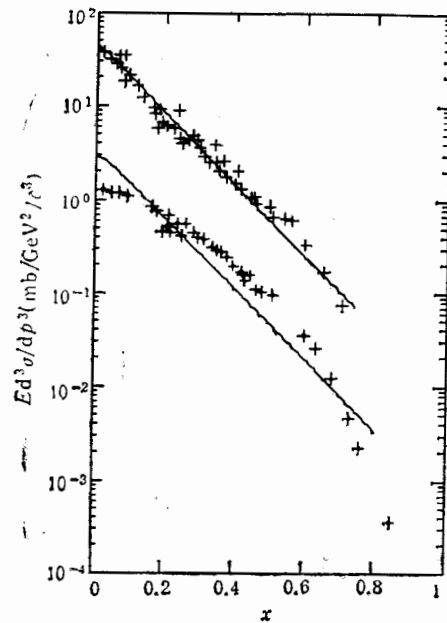


图 5 CERN ISR 能区非弹 pp 散射次级粒子 Feynman 变量分布
+ $p_T = 0.2 \text{ GeV}/c$, \square $p_T = 0.8 \text{ GeV}/c$, —模拟结果

相结合, 构造了一个用于从 $\sqrt{s} = 26 \text{ GeV}$ 到 22 TeV 的 pp 散射多粒子产生的 Monte

Carlo 产生器。这个产生器能再现高能区加速器实验的主要特征,图 3,图 4 和图 5 分别显示了非单衍 pp 散射的次级强子在 Sp \bar{p} S 能区的赝快度分布 (UA5)^[6]、UA1 和 CDF

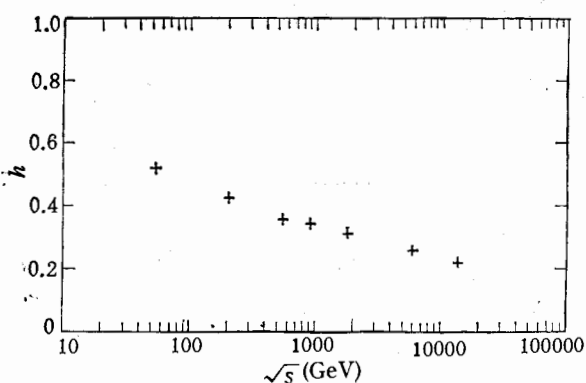


图 6 平均非弹性度随能量下降的趋势
非弹性度 h 定义为次级粒子能量总和与 pp 质心

$$\text{系能量之比,即 } \sum_i E_i / \sqrt{s}$$

实验^[12]显示的要强。因此,Chou-Yang 模型在大 x 区还需要进行适当的修正。

测量的单举横动量分布^[6,7]和CERN ISR^[11]能区非弹过程的 Feynman 变量 x 分布与模型对比的情况。

借助于参数化式(5),(6)和(8)以及次级荷电强子平均多重数、中心快度平台 $\left. \frac{dn}{d\eta} \right|_{\eta=0}$ 随能量上升的

规律,将这个模型平滑地外推到超高能区,并且预言了 pp 散射非弹性度随能量下降的趋势,如图 6 所示。然而,从不同能量下 Feynman 变量分布的行为(图 7)可知,Chou-Yang 模型显示了强烈的 Feynman scaling 破坏,破坏程度比 UA7 实

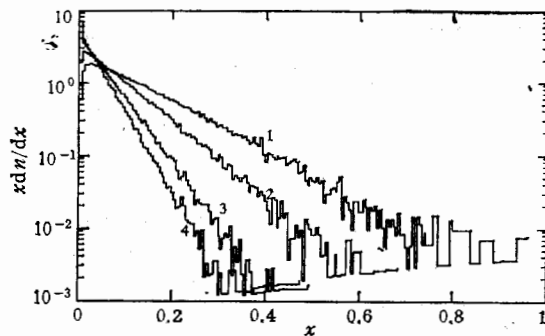


图 7 不同能量下 Feynman 变量的分布

$$1. \sqrt{s} = 53 \text{ GeV}, 2. \sqrt{s} = 200 \text{ GeV},$$

$$3. \sqrt{s} = 900 \text{ GeV}, 4. \sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$$

上述 Monte Carlo 产生器的缺陷在于不能给出多重数的 KNO Scaling 行为,多重数分布过窄。因此,这个产生器适合于超高能现象中某些物理量的平均行为的研究。我们的目的是研究超高能作用中的某些表观大横动量现象,主要是这类事例的相对产额,这一缺陷不致造成显著的影响。

可以从两个方面来进一步完善该模型,一方面,在不同多重数区间内确定 Chou-Yang 模型的参量;另一方面,考虑多领头粒子效应以符合 UA7 实验,使之能对 pp 碰撞非单衍射过程的极端朝前区的行为和 KNO Scaling 等方面给出更为理想的描述。

参 考 文 献

- [1] Capella et al., *Phys. Lett.*, **81B** (1979) 68; **93B**(1980)146; *Z. Phys.*, **C3** (1980)329; **C10**(1981) 249; *Phys. Lett.*, **108B** (1982)347; **114B**(1982)450; *Nucl. Phys.*, **B241**(1984)75.
- [2] T. Sjostrand and M. Van Zijl, *Phys. Rev.*, **D37**(1987) 2019; B. Nilsson-Almqvist and E. Srenlund, *Comp. Phys. Comm.*, **43**(1987)387.
- [3] 曹臻, 丁林垲, 高能物理与核物理, **18**(1994)961.
- [4] T.T. Chou and C.N. Yang, *Phys. Rev. Lett.*, **54**(1985)510; *Phys. Rev.*, **D32**(1985),1692.
- [5] 丁林垲, 高能物理与核物理, **12**(1988)731.
- [6] UA1 Coll., *Phys. Lett.*, **118B** (1982)169.
- [7] CDF Coll., *Phys. Rev. Lett.*, **61**(1988)1821.
- [8] UA5 Coll., G.J. Alner et al., *Z. Phys.*, **C33** (1986)1.
- [9] G. J. Wang et al., *Comp. Phys. Comm.*, **5**(1988)1.
- [10] UA5 Coll., G.J. Alner et al., *Phys. Lett.*, **160B** (1985)199.
- [11] G. Giacomelli and M. Jacob, *Phys. Rep.*, **55C**(1979)1.
- [12] E. Pare et al., *Phys. Lett.*, **B242**(1990)531.

Chou-Yang Model for the Description of Ultrahigh Energy Soft Hadronic Interactions

Cao Zhen Ding Linkai

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

Received on August 19, 1993

Abstract

A Monte carlo generator of Chou-Yang model to describe proton-proton soft scattering is developed based on pp NSD scattering data and the subtraction of the contribution due to hard scattering. This generator can be used for the description of soft hadronic NSD proton-proton interactions from 26 GeV to 22 TeV. Major experimental results observed on colliders are reproduced reasonably by using the generator combined with the calculation of large p_T jet production and hadronization. A decrease of inelasticity with the increase of energy is predicted.

Key words non-single-diffraction, soft hadronic interaction, ultrahigh energy, pseudorapidity, Feynman scaling, inelasticity.