

宇宙线超高能相互作用的 QCD 部分子模型产生器

曹 臻 丁林坤

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

1993 年 8 月 2 日收到

摘 要

在 pQCD 的部分子模型和独立碎裂方案的部分子强子化模型基础上,建立了用于超高能宇宙线与空气核相互作用的产生器。通过拟合 $p\bar{p}$ 散射和 e^+e^- 对撞实验数据来决定产生器中的参数。再现了从 $\sqrt{s} = 546 \text{ GeV}$ 到 1800 GeV $p\bar{p}$ 散射中喷注的产生和从 $\sqrt{s} = 14 \text{ GeV}$ 到 91 GeV e^+e^- 对撞等实验的基本特征,并外推到 $\leq 22 \text{ TeV}$ 的超高能区。

关键词 超高能相互作用, QCD 部分子模型, 强子化, e^+e^- 对撞, $p\bar{p}$ 散射, 喷注。

1 引 言

用高山乳胶室(MEC)观测超高能宇宙线粒子在大气中的作用,是目前研究超出加速器能区强作用性质的一种可行的手段。多年的观测^[1,2]表明,超高能粒子的大气级联过程显示了两个明显的特征,一是纵向发展的快速衰减,二是部分族事例的多心结构。对第一种现象的理解,依赖于人们对初级宇宙线成分的知识。对应于不同的初级宇宙线成分假设,必须用彼此之间性质差别很大的强作用模型,才能解释快速衰减特征,因此至今尚未得到统一的结论。另一方面,初步的研究^[2,4]表明,第二种现象主要出现于由质子引起的事例中,因此这种独立于未知的初级宇宙线成分的实验现象,能更有效地限制作用模型的性质。特别是事例中双心或多心结构所显示的特大横动量特征,可望在超高能条件下提供一个检验量子色动力学(QCD)的机会,并进而探索是否存在次夸克结构的信号。

事实上,文献[2],[4]所叙述的工作基于微扰 QCD(pQCD)的部分子模型解释了大部分上述双心事例,但无法解释一些具有表观特大横动量的事例^[3]。另一方面,随着高能加速器实验的发展,Sp \bar{p} S 和 Tevatron 提供了高统计显著性的 $p\bar{p}$ 散射数据,大量深度非弹散射(DIS)和 Drell-Yan 过程的实验数据提供了更多关于强子结构的信息, e^+e^- 散射实验数据提供了 $\alpha_s(Q^2)$ 在更高能量下的测量以及进一步完善强子化碎裂模型的条件,等等。要求我们用新的眼光重新考查 MEC 双心事例的解释。为此必须构造这样一

一个 pp 作用模型框架,它基于以 pQCD 为核心的部分子模型,考虑了最新的实验事实,并使之容易容纳诸如次夸克结构模型,能产生具有大横动量粒子的高阶修正等新的理论假设。

量子色动力学是高能强作用的最佳候选理论。尽可能广泛地将 QCD 应用于解释各种物理现象以检验其正确性或发现其不足,乃是当今高能强作用研究中最重要课题之一。在 高能区, pQCD 成功地描述了大动量转移过程。这里,大动量转移是严格定义的,例如在一个典型的 pp 散射四喷注产生过程中,只有两个大横动量喷注的产生可用 pQCD 描述,相反,对于带走大部分能量的束流喷注和大横动量喷注的强子化,只能分别用唯象的软强子作用模型和部分子碎裂模型描写。在本文的第 2、3 和 4 节,将计算大横动量喷注的分布及截面,对照实验结果确定模型参数的配置及选择。在第 5 节中将建立一个适合于超高能区的强子化模型,用从 14GeV 到 91GeV 的 e^+e^- 对撞实验数据确定其参数。另有专文^[9]叙述用于描写束流喷注的软强子作用模型。

2 超高能区微扰 QCD 的夸克-部分子模型

在夸克-部分子模型中,大横动量喷注的 Lorentz 不变单举产生截面表为

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3}(\text{pp} \rightarrow \text{jet} + \text{X}) = \sum_{a,b} \int dx_1 dx_2 f_{a/p}(x_1, Q^2) f_{b/p}(x_2, Q^2) \left[\int \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} \right]_{a,b}, \quad (1)$$

和

$$\left[\int \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} \right]_{a,b} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{s} |\tilde{\mu}_{ab}|^2 \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}), \quad (2)$$

其中, $2 \rightarrow 2$ 部分子硬散射不变振幅模方 $|\tilde{\mu}_{ab}|^2$ 直接由 pQCD 算出,求和指标 a, b 跑遍所有的味及胶子。模型的输入包括: 1) 表征部分子初始化动量分布的强子结构函数 $f(x_i, Q^2)$, 通过拟合 DIS 实验数据得到; 2) 跑动耦合常数 $\alpha_s(Q^2)$, 从实验中测量得到; 3) 对各通道传递动量 Q , 即部分子演化参量的统一描述, 文献中常见有 $Q^2 = p_T^2$, $Q^2 = (p_T/2)^2$ 或 $Q^2 = \hat{s}\hat{u}/(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u})$ 等取法。这些参数的不同选择将给计算带来不确定性。在其可调范围内, 计算中将选择适当的组合及取值, 使之与加速器实验数据相吻合。

在超高能区, 几何标度不变性限制了产生四喷注的夸克-部分子模型的适用范围。从式(1)和(2)积分得喷注的遍举产生截面

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{jet}}^{\text{pp}}(\sqrt{s}) &= \frac{1}{2} \sigma(\text{pp} \rightarrow \text{jet} + \text{X}) \\ &= \frac{\pi}{s^{3/2}} \int_{x_T^{\text{min}}}^{p_T^{\text{min}}} d\eta dp_T dx_1 e^{\eta} \alpha_s(Q^2) \Sigma / x_1^2, \end{aligned} \quad (3)$$

其中 $\Sigma = \sum_{a,b} f_{a/p}(x_1, Q^2) f_{b/p}(x_2, Q^2) |\tilde{\mu}_{ab}|^2$, $\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$, 即部分子赝快度, $x_T^{\text{min}} = x_T e^{\eta} / (2 - x_T e^{-\eta})$ 来自部分子硬散射四动量守恒条件, $x_T = 2p_T / \sqrt{s}$, p_T 为部分子横动量。由此可见, 如果最小横动量截断 $p_T^{\text{min}} \rightarrow 0$, 则积分将发散。通常, 过大的单举截面意味着超出了 pQCD 的适用范围或者末态部分子数目的增多。对前者通过取定一个适

当的 p_T^{min} 加以避免; 对后者, 则视所涉及的物理问题采取合理的近似处理. 在我们的问题中, 只关注于具有大动量转移过程, 有充分的理由认为小 p_T 末态部分子对 MEC 实验中的表现大横动量现象没有贡献, 因此可选择较大的 p_T 截断, 例如 $p_T^{\text{min}} = 4\text{GeV}/c$, 既保证在涉及的能区内的几何标度不变性, 同时可认为在硬散射中始终只产生一对部分子. 显然, 这样的处理方法虽然简单但是有条件的, 因为喷注产生截面随能量的上升速度大于非弹截面的上升速度, 当 \sqrt{s} 大于某一上限能量 $\sqrt{s_c}(p_T^{\text{min}})$ 时, 几何标度不变性将受到破坏. 第 4 节中将看到上述截断对应的上限质心系能量大约是 22TeV, 覆盖了 MEC 的观测能区.

3 跑动耦合常数和质子结构函数

最新的强耦合常数测量给出^[6]

$$\alpha_s(M_{Z^0}) = 0.118 \pm 0.008, \quad (4)$$

其中, M_{Z^0} 为 Z^0 的质量. 由重整化群方程的解

$$\alpha_s(Q^2) = 12\pi / (33 - 2n_f) \ln(Q^2 / \Lambda_{\text{QCD}}^2) \quad (5)$$

决定其跑动特征. 由于计算中不包含 $O(\alpha_s^3)$ 的项, 因此 $\alpha_s(Q^2)$ 的跑动是独立于重整化方案的; 另一方面, 由于结构函数的演化行为是依赖于重整化方案的, 为了一致起见, 这里选择了 $\overline{\text{MS}}$ 约定. 另外, 重味夸克的贡献比其他海夸克的贡献小约两个量级, 为尽可能减少计算量, 模型中忽略了重味夸克, 即 n_f 取为 3, 从式(4)和(5)可得到

$$\Lambda_{\text{QCD}} = (246 \pm 98)\text{MeV}, (\overline{\text{MS}} \text{ 约定}). \quad (6)$$

$\alpha_s(Q^2)$ 的跑动行为及其可调范围显示在图 1 中.

计算中采用了 Marfin-Tung 强子结构函数^[7]. 这是迄今覆盖数据面最广的参数化结果. 文献 [7] 详细说明了数据来源并给出了各种重整化方案下的拟合, 还与流行的其他拟合作了比较. 这里选择胶子分布最硬的 S- $\overline{\text{MS}}$ 拟合结果.

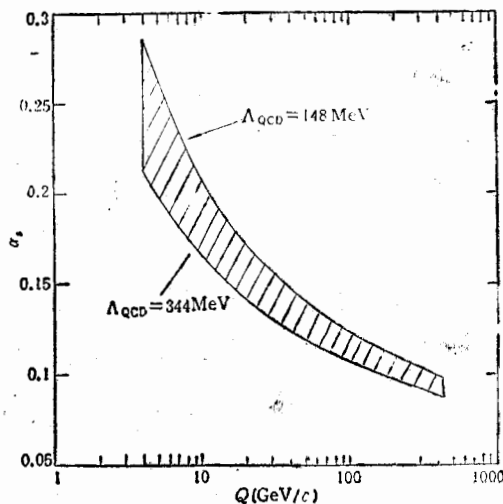


图 1 无量纲强耦合常数 $\alpha_s(Q^2)$ 的跑动行为
阴影表示 $\alpha_s(M_{Z^0})$ 正负一倍标准偏差对应的
 Λ_{QCD} (在 $\overline{\text{MS}}$ 约定下) 所决定的跑动范围

4 领头阶 pQCD 过程

为了建立模型的基本框架, 研究第 2、3 节指出的各个参数的合理选择, 这里考虑了领头阶 $2 \rightarrow 2$ 部分子弹性散射过程. 式(2)中各个通道的不变振幅模平方及其中 Mandlsta

变量的表式详见文献[8]。为了与实验上喷注的横动量单举分布作比较,由式(1)和(2)积分得出

$$\frac{d^2\sigma}{dp_T d\eta} \Big|_{\eta=\eta_0} (pp \rightarrow \text{jet} + X) = \frac{1}{\Delta\eta} \frac{2\pi\alpha_s^2(Q^2)}{\sqrt{s}^3} \int_{\Delta\eta} \int_{x_1^{\min}} d\eta dx_1 e^{\eta} \Sigma/x_1^2, \quad (7)$$

其中 $\Delta\eta$ 为以 η_0 为中心的赝快度区间。图2显示了我们的计算与 UA1^[9] ($\sqrt{s} = 546$ GeV, $|\eta| < 0.7$) 和 CDF^[10] ($\sqrt{s} = 1.8$ TeV, $0.1 < |\eta| < 0.7$) 测量结果的比较。图中实线和虚线分别表示 $Q^2 = (p_{T/2})^2$, $\Lambda_{\text{QCD}} = 344$ MeV 和 $Q^2 = p_T^2$, $\Lambda_{\text{QCD}} = 150$ MeV 两种相差最大的参数配置。由图可见,两种参数条件下计算结果之比小于2,并且第一组参数选择更好地符合数据。

UA2^[11] 测量了各赝快度区间的 p_T 分布由此可以间接地反映喷注的角分布,计算的结果较好地符合实验,如图3所示。除上述两个参数及参数形式的选择外,这里还进一步研究了不同结构函数对计算结果的影响。图3中虚线表示用 EHLQ 结构函数计算的结果,两种结果几乎相同。

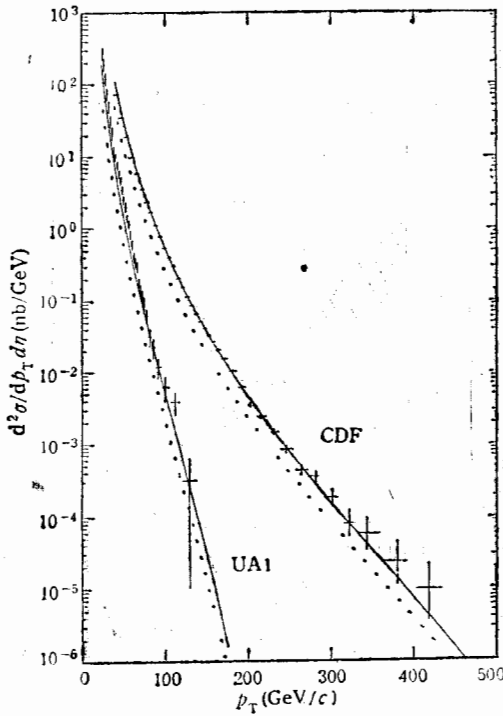


图2 $p\bar{p}$ 散射 jet 单举微分产生截面

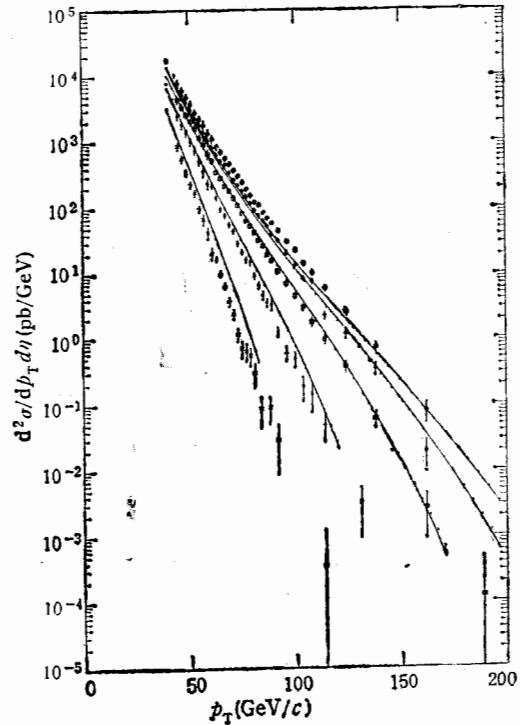


图3 $p\bar{p}$ 散射不同赝快度区间 jet 的单举横动量分布

UA2 测量数据:

○ $0.0 < \eta < 0.4$, ◇ $0.4 < \eta < 0.8$, □ $0.8 < \eta < 1.2$, * $1.2 < \eta < 1.6$, × $1.6 < \eta < 2.0$

如前所述, $p_T^{\min} = 4$ GeV/c, 在相当宽的能区内认为仅一对喷注产生而不破坏几何标度不变性。由(3)式计算的喷注产生截面随能量上升行为显示如图4, 图中还列出了 $p\bar{p}$ 非弹截面, 和这两者之差决定的软强子相互作用截面以及 SpS 上的实验结果^[12]。按文

献[13]中的讨论, UA1 的喷注选择条件对应于 $p_T^{\text{min}} = 3\text{GeV}/c$ 。从图 4 中还可看出, 保持几何标度不变性成立的上限能量约为 $\sqrt{s_c} = 22\text{TeV}$ 。

5 强子化方案

随着 e^+e^- 对撞实验中大量强子事例的积累, 以 lund-PS^[4] 和 HERWIG^[5] 为代表的部分子强子化唯象模型已相当完善, 能全面地再现实验结果。但这些模型均包含相当数量的参数, 它们系通过拟合 e^+e^- 实验数据来确定, 通常只在加速器覆盖的能区内有效, 难以外推到超高能区。作为一个用于超高能区的强子化模型, 要求具有清晰的物理图象, 尽可能少的参数, 便于外推到超高能区, 并且运行速度要快, 而不追求详尽地精确再现实验结果。因此我们选择了以 Q^2 依赖描述其演化特征的独立碎裂方案。

鉴于 MEC 实验不具有强子种类鉴别功能, 可假设所有的次级强子都是 π 介子, 取其质量为平均值 138MeV , 因此可简化喷注的种类为夸克和胶子两种。胶子被简单地处理为一对夸克的碎裂, 胶子能量在两个夸克之间的分配服从 $g \rightarrow qq$ 劈裂函数^[6]

$$f(x) = 3/2[x^2 + (1-x)^2], \tag{8}$$

其中 x 为夸克带走的能量份额。一个末态夸克, 按纵向和横向分别碎裂, 决定产生的强子的纵动量和横动量。在每次强子产生过程中, 碎裂出的强子所带走的光锥变量 $W^+ (=E$

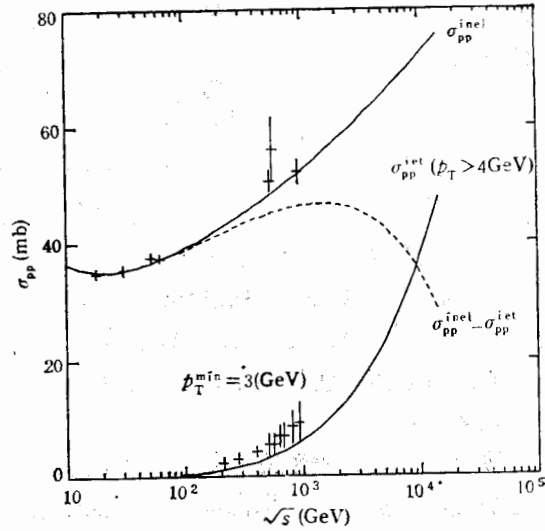


图 4 $p\bar{p}$ 非弹性散射截面和 jet 产生截面随能量上升
图中虚线为纯软散射截面

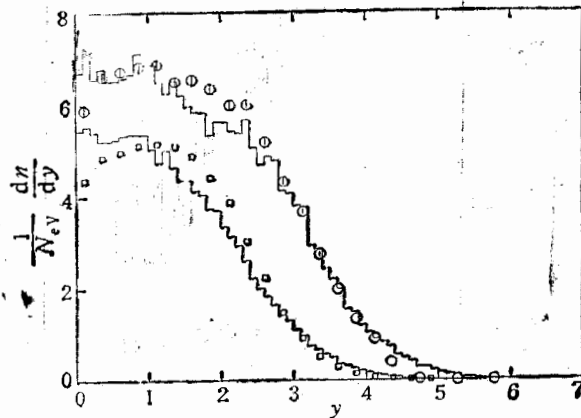


图 5 e^+e^- 对撞次级强子快度分布

□ MARKII 数据, ○ ALEPH 数据, — 模拟结果

+ p_L) 份额 $z(=W_{\text{hadron}}^+/W_{\text{parton}}^+)$, 由分布

$$f(z) = (1 + c(Q^2))(1 - z)^{c(Q^2)} \quad (9)$$

决定. 在以部分子动量为 z 轴的空间中, 该强子的横动量 P_T 由 Gauss 分布决定, 其标准偏差按

$$\sigma_{P_T} = \begin{cases} \sigma_0(Q^2) - 0.7 + 0.7(z/z_1)^3 & (z < z_1) \\ \sigma_0(Q^2) & (z_1 < z < z_2) \\ \sigma_0(Q^2) \exp\{-2(z - z_2)\} & (z > z_2) \end{cases} \quad (10)$$

关联于纵向碎裂. 其中 $z_1 = 0.15, z_2 = 0.55, \sigma_0(Q^2)$ 为参数. 碎裂出一个强子后, 剩余部分子的光锥变量为 $(1 - z)W^+$, 横动量与产生的强子获得的横动量大小相等但方向相反. 然后将产生的强子和剩余部分子的三动量转动到以初始部分子动量方向为 z 轴的空间中, 循环这个过程直到剩余部分子所带光锥变量 W^+ 小于 $2m_p$, 即剩余部分子不再具有足够的能量分离出新的强子. 通过调整模型的参数, 循环产生的强子数目可与实验测得的重数相符.

按上述循环过程独立地处理向前向后两个部分子的碎裂, 并采用 A. Ali 等人^[7]引进的方法使能守恒. 取向前与向后强子动量和之差 ΔQ 与所有强子能量和 $\sum E_H$ 决定 boost 参量 $\beta = \frac{\Delta Q}{\sum E_H}$, 对所有强子作相应的 Lorentz 变换, 然后平等地调整每个强

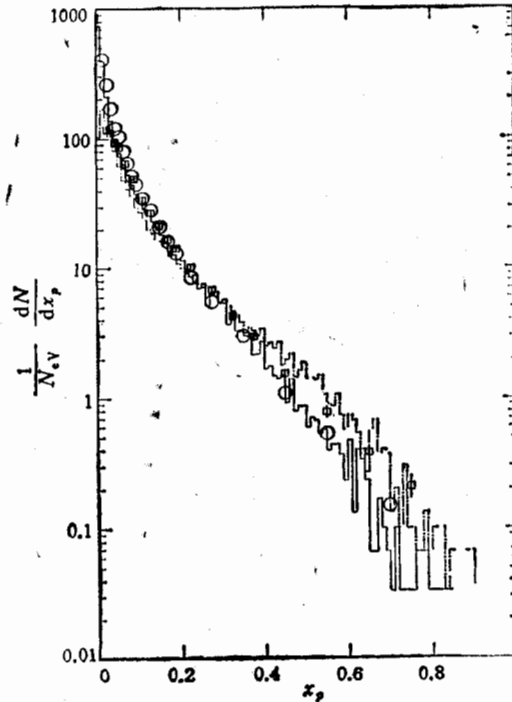


图6 e^+e^- 对撞次级强子 x_p 分布
 \square TASSO 数据, \circ ALEPH 数据, $-\cdots-$ $\sqrt{s} = 22\text{GeV}$
 的模拟结果, $-$ 表示 $\sqrt{s} = 91\text{GeV}$ 的模拟结果

子的动量大小,使比值

$$\left[\sum_{(\text{Hadrons})} (m_{\pi}^2 + \alpha^2(p_{\perp}^2 + p_{\parallel}^2)^{\frac{1}{2}} - 2E_{j_{et}})^{\frac{1}{2}} \right] / 2E_{j_{et}} \quad (11)$$

小于 10^{-3} , 其中调整因子 α 用搜索方法求出。这一程序将保证动量精确守恒, 能量不守恒度小于 10^{-3} 。

模型的参数通过拟合 e^+e^- 数据来决定。由 MARK II^[18](29GeV) 和 ALEPH^[20](91GeV) 测量的快度分布、TASSO^[19](22GeV) 和 ALEPH^[20] 测量的 x_p 分布以及 ALEPH^[20] 测量的横动量分布, 确定的模型参数如下: 式(9)中

$$c(Q^2) = 0.055 + 0.874 \ln E_{j_{et}},$$

式(10)中的 $\sigma_0(Q^2)$ 在 0.08 到 0.28 GeV/c 之间为随 $\ln E_{j_{et}}$ 缓变的一个函数, 其中演化参量 Q 已被取为部分子质心系能量 $2E_{j_{et}}$ 。图 5—7 显示了模拟结果与实验数据的比较情况。图 8 显示了平均荷电多重数随能量上升的行为很好地吻合于实验数据^[18-21]。并服从对数平方上升的规律^[21]。

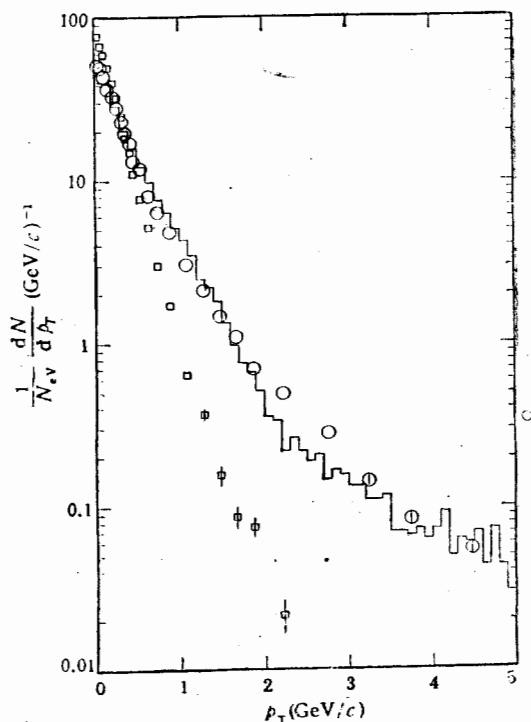


图 7 $\sqrt{s} = 91\text{GeV}$ 的 e^+e^- 对撞次级强子横动量分布

○ LEP p_T^{ch} 分布数据, □ LEP p_T^{net} 分布数据。
— 模拟结果。

模拟的 p_T^{ch} 和 p_T^{net} 两分布重合

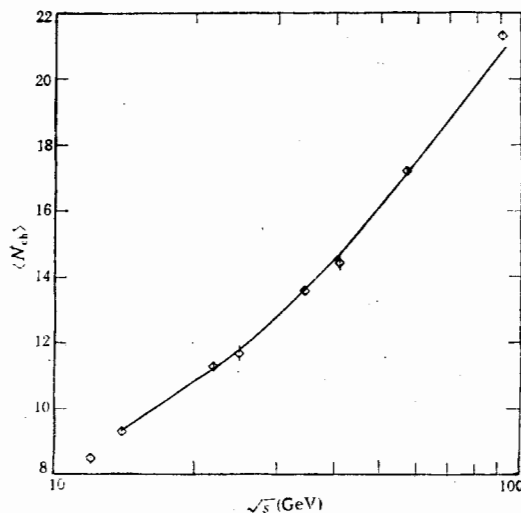


图 8 e^+e^- 对撞次级带电强子平均多重数随能量上升的规律

◇ 取自 TASSO, MARK II, TRISTAN 和 LEP 的数据, — 模拟结果

6 总 结

在以上各节中描述的模型的基础上,建立了描写 pp 散射多粒子产生过程硬成分的 Monte Carlo 产生器。在 $\sqrt{s} = 80\text{GeV} - 14\text{TeV}$ 能区上,按式(3)算出产生喷注的总截面,并按它占非弹总截面的比例抽样决定产生喷注的几率,按产生胶子或夸克的相对比例抽样决定喷注的种类,然后,依次抽样喷注的赝快度和横动量。调用第5节中描述的强子化程序,并将碎裂产生的强子的动量变换到 pp 质心系。再将文献[5]中描述的软强子相互作用的模拟程序,应用于纯软散射和束流喷注的模拟,可实现非单衍 pp 散射的完整模拟。

这个模型用较少的参数(五个,不含结构函数中的参数),较好地再现了加速器能区实验结果,并平滑地外推到 $\leq 10^{17}\text{eV}$ 的超高能区。可用于 MEC 实验和 EAS 实验结果的解释和预言。更重要的是,这个仅包含 LLA pQCD 的产生器提供了一个探索新物理机制的模型框架,如用于探索 MEC 实验中特大 χ_{12} 双心事例可能的次夸克成分散射机制,寻找超高能 γ 点源, EAS 实验中特殊现象的超高能光核作用机制等等。

由于缺乏关于具有小动量转移特征的过程的理论,只能用一个近似的唯象模型描述如此复杂的相互作用过程,因此不可能面面俱到地解释实验数据。这个模型的缺陷主要在于不能很好地拟合多重数分布,以及在更高能量下几何标度不变性的破坏。但作为超高能区宇宙线物理的探索性研究手段是足够了。而进一步完善模型,加深对超高能强作用规律的了解,正有待于研究包括超高能作用特征在内的新物理现象。

参 考 文 献

- [1] C. M. C. Lattes et al., *Phys. Rep.*, **65** (1980)151.
- [2] J. R. Ren et al., *Phys. Rev.*, **D38**(1988)1404.
- [3] 任敬儒等,高能物理与核物理,**13**(1989)77990.
- [4] Q. Q. Zhu et al., *J. Phys.*, **G16**(1990) 295.
- [5] 曹臻、丁林垲,高能物理与核物理,**18**(1994)990.
- [6] Siegfried Bethke, CERN-PPE/91-36.
- [7] Marfin J. G. and Tung W. K., *Z. Phys.*, **C52**(1991)13.
- [8] R. P. Feynman, R. D. Field and G. C. Fox, *Phys. Rev.*, **D18**(1978)3320.
- [9] UA1 Coll., G. Arnison et al., *Phys. Lett.*, **172B**(1986)461.
- [10] CDF Coll., Fermilab-conf., 90/91-E.
- [11] UA2 Coll., J. Alitti et al., *Phys. Lett.*, **257B** (1991)232.
- [12] UA1 Coll., *Nucl. Phys.*, **B309**(1988) 405.
- [13] F. Halzen, Proc. 21st Intl. Cosmic Ray Conf., Adelaide, **12**(1990)101.
- [14] M. Bentsson and T. Sjostrand, *Phys. Lett.*, **185B**(1987)435.
- [15] T. Sjostrand and M. Bentsson, *Comput. Phys. Comm.*, **43**(1987)367.
- [16] G. Altarelli and G. Parisi, *Nucl. Phys.*, **B126**(1977)298.
- [17] A. Ali et al., DESY Internal Report T-80/01.
- [18] Mark-II Coll., A. Pettersen et al., *Phys. Rev.*, **D37**(1988)1.
- [19] TASSO Coll., M. Althoff et al., *Z. Phys.*, **C22**(1984)307; TASSO Coll., W. Braunschweig et al., *Z. Phys.*, **C45**(1989)193.
- [20] ALEPH Coll., D. Decahp et al., *Phys. Lett.*, **234B**(1990)209.
- [21] May Coll., Y. K. Li et al., *Phys. Rev.*, **D41** (1990)2675; May Coll., H. W. Zhang et al., *Phys. Rev.*, **D42**(1990) 737.

A Generator of QCD Parton Model for the Study of Cosmic Ray Ultrahigh Energy Interactions

Cao Zhen Ding Linkai

(*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, Beijing, 100039*)

Received on August 2, 1993

Abstract

A parton model based on perturbative QCD is developed for the description of ultrahigh energy interaction between cosmic rays and air nuclei. A LLA QCD calculation of jet production cross sections in proton-proton scattering and a hadronization scheme based on independent fragmentation model are presented. A number of parameters in the hadronization scheme are so selected that the basic features of hadronic production in e^+e^- collision covering C. M. energy region from 14 GeV to 91 GeV can be reproduced. A Monte Carlo generator is constructed to reproduce the basic characteristics of proton-antiproton scattering in the C. M. energy region from 60 GeV to 1800 GeV and to extrapolate smoothly to ultrahigh energy region extending to 22 TeV.

Key words ultrahigh energy interaction, QCD parton model, hadronization, e^+e^- collision, $p\bar{p}$ scattering, jet.