

$\sqrt{s} = 630\text{GeV}$ $\bar{p}p$ 碰撞中微喷注的新分析*

柳峰 刘峰

(华中师范大学粒子物理研究所, 武汉 430079)

摘要 根据喷注判定的圆锥法来判断喷注, 重新分析了 UA1-1985年的 $\sqrt{s} = 630\text{GeV}$ 非单衍 $\bar{p}p$ 碰撞实验数据. 分析发现对事件样本, 单事件平均横动量 \bar{p}_t 与多重数 n 是正关联的, 而对喷注事件子样本则是负关联的; 分析了微喷注产生的关联和退关联, 表明微喷注产生来源于非软过程和高阶效应; 并首次从实验上观测到微喷注间存在大快度间隔内无粒子的事例, 分析了微喷注产生时存在大快度 gap 的迹象.

关键词 高能强子-强子碰撞 圆锥判定法 微喷注 硬过程 大快度 gap

1 引言

1975年从实验上首次发现喷注的产生^[1], 随后在很多实验上都观察到它的存在^[2], 喷注物理就成为检验夸克和胶子间强相互作用理论——量子色动力学(QCD)的有效工具, 成为大家广泛关注的领域. 因为QCD的一个重要特性是渐近自由, 理论上可对喷注的产生进行微扰计算, 这样就可与实验进行比较. 而微扰量子色动力学(PQCD)只能对硬过程进行计算, 对软过程不能计算, 这样微扰计算仅局限于硬过程. 1987年在第十七届国际多粒子动力学会议上 UA1 合作组报告了在 CERN $\bar{p}p$ 对撞机能量为 $200 \leq \sqrt{S} \leq 900\text{GeV}$ 范围对实验数据进行详细分析的结果^[3]. 分析发现有大量低横动量喷注(微喷注)产生, 而且它与大横动量喷注有相似的性质. 它的产生截面从 ISR 峰值能量开始随质心系能量增加很快增大, 对总截面的贡献也越来越重要, 这不能用统计理论解释. 这一结果立即引起人们的浓厚兴趣. 人们希望由此了解软过程的产生机制, 建立硬软过程间的联系. 随后人们对微喷注进行了大量的研究, 分析发现微喷注的产生将导致 KNO 标度性破坏, 在中心快度区粒子密度增大, 粒子间的长短程关联增强.

近年来, 高能强子-强子碰撞中出现很多新现象, 其中硬软过程的关系是普遍关注的领域之一. 本文根据量子色动力学(QCD)中广泛接受的喷注判定的圆锥法来判断喷注, 对硬软过程末态进行了仔细的对比分析, 在第二节简要介绍喷注的这一定义. 根据我们

1997-07-03收稿

* 国家自然科学基金资助

的判定方案,在第三节重新分析 UA1 (1985) 质心系能量为 $\sqrt{s} = 630\text{GeV}$ 非单衍 $p\bar{p}$ 碰撞的 mini-bias 实验数据,详细地研究了事件样本及其子样本的单事件平均横动量 \bar{p}_t 和多重数 n 间的关联;在第四节分析微喷注产生的关联和退关联;第五节从实验上分析发现微喷注间存在大快度间隔内无粒子的事例,分析了微喷注产生时存在大快度 gap 的可能性.

2 喷注判定的圆锥法

喷注判定的圆锥法是由 UA1 合作组首先提出的^[4].目前在量子色动力学(QCD)中人们广泛接受的喷注圆锥法的定义为:如果在 (η, ϕ) 空间上一个半径为 R_0 的圆锥内强子集团的总横能大于某个阈值 E_0 ,那么就存在一个喷注,而圆锥的中心 (η_J, ϕ_J) ,即喷注轴为锥体内所有粒子的 η_i, ϕ_i 对其横能 E_i 的加权平均.具体如下,如果某个粒子 (η_i, ϕ_i) 到喷注轴的中心 (η_J, ϕ_J) 的距离

$$R = \sqrt{(\eta_i - \eta_J)^2 + (\phi_i - \phi_J)^2} \quad (1)$$

小于 R_0 ,就称这个粒子在圆锥内.如果圆锥体内所有粒子的总横能

$$E_J = \sum_{i \in \{R \leq R_0\}} E_i \quad (2)$$

大于阈值 E_0 ,就存在一个喷注.喷注轴 (η_J, ϕ_J) 为:

$$\eta_J = \sum_{i \in \{R \leq R_0\}} E_i \eta_i, \quad (3)$$

$$\phi_J = \sum_{i \in \{R \leq R_0\}} E_i \phi_i, \quad (4)$$

其中 $E_i = E \sin\theta$, θ 为粒子的极角.这种定义显然具有 Lorentz 不变性.

根据喷注判定的圆锥法,我们提出了一种判定喷注的方案^[5],文献 [5] 对这一方案有详细的描述,文献 [6] 通过 PYTHIA 模拟事件样本证明这一方案有效可行.利用这一方案我们在全快度空间内,即 $|\eta| \leq 3.0$,重新分析 UA1 Minimum-Bias 合作组 1985 年获取在 $\sqrt{s} = 630\text{GeV}$ 时非单衍 $p\bar{p}$ 碰撞近 160,000 个事件的实验样本.判定喷注的参数为: $R_0 = 1.0$, $E_0 = 5.0\text{GeV}$,这相当于微喷注.得到喷注事件的百分比为 7.21%,这与 UA1 发表的结果一致.

3 单事件平均横动量 \bar{p}_t 与多重数的关联

在多粒子产生末态,人们对单事件平均横动量和多重数的关系一直很感兴趣.我们利用 UA1 的实验数据来研究事件样本及其子样本的单事件平均横动量和多重数之间的关系.

在图 1(a-c) 中分别画出了事件样本、喷注事件子样本和非喷注事件子样本的单事件平均横动量和多重数关系的散点图.比较图 1(a), (b) 可见,对整个事件样本,单事件平均

横动量与多重数是正关联的,而对喷注事件它们则是负关联的. 喷注事件和所有事件及非喷注事件的单事件平均横动量和多重数显示了不同的关联行为.

由图 1(b), (c)可见, 喷注事件的散点图(图 b)主要集中在图的右上方, 非喷注事件的散点图(图 c)呈现为一个水平放置的, 顶点指向右方的三角形, 而在右上方则没有非喷注事件. 整个样本的散点图呈现为: 以水平三角形为主体加上一些散在这一主体右上方的事件点. 由于喷注与硬过程有关, 因此图 1(a—c)以更直接的方式证实了在对撞机能量下存在硬过程^[7].

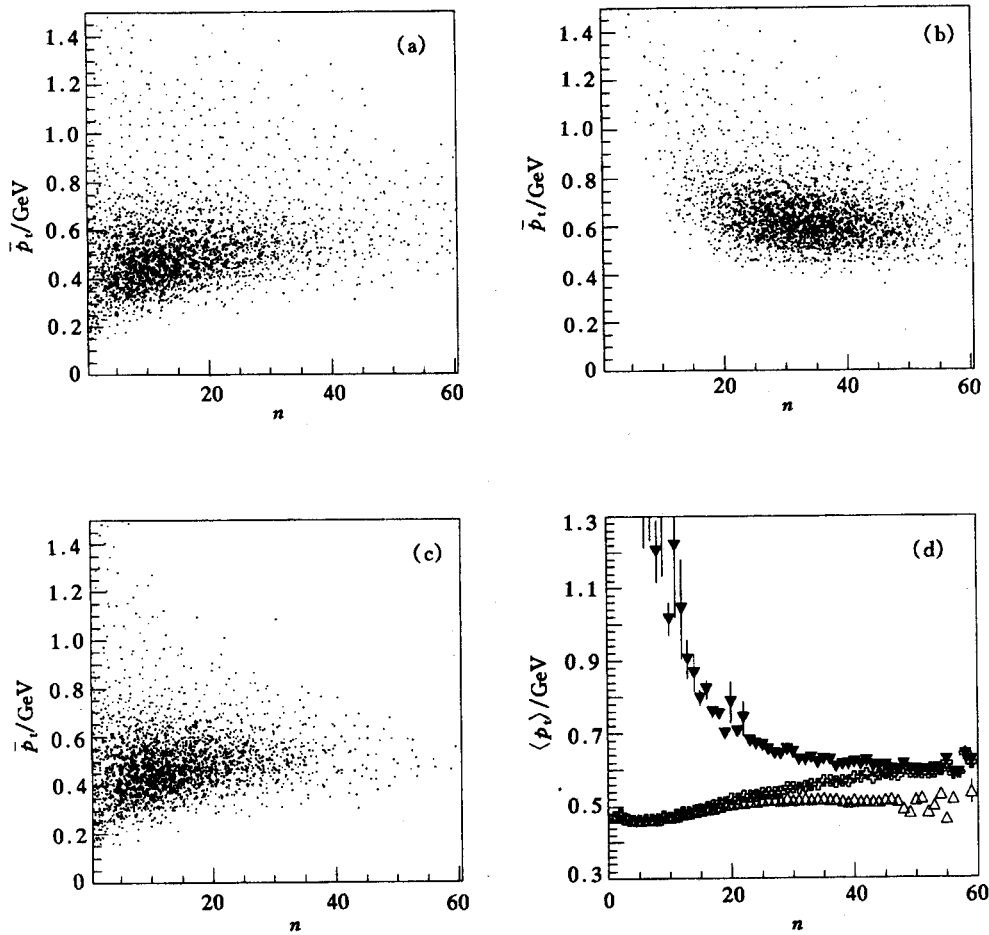


图 1 单事件平均横动量与多重数的关系

(a—c)分别对应所有事件、喷注事件和非喷注事件的单事件平均横动量与多重数关系的散点图;

(d)是平均横动量随多重数的变化关系图, 实心三角、空心十字和空心三角分别代表喷注事件、

所有事件和非喷注事件的平均横动量随多重数的变化.

在图 1(d)上画出了固定多重数的平均横动量

$$\langle p_t \rangle^{(n)} = \frac{1}{N_{ev}^{(n)} \cdot n} \sum_{j=1}^{N_{ev}^{(n)} \cdot n} p_{tj} = \frac{1}{N_{ev}^{(n)}} \sum_{k=1}^{N_{ev}^{(n)}} \bar{p}_t^{(k)} \quad (5)$$

随多重数 n 的变化. 式中 $N_{ev}^{(n)}$ 是多重数为 n 的事件数, $\bar{p}_t^{(k)}$ 是多重数为 n 的第 k 个事件的单事件平均横动量. 由图可见, 非喷注事件的 $\langle p_t \rangle^{(n)}$ 和碰撞能量低于 ISR 峰值能量时的情况一样, 在多重数大于 30 以后随多重数的增加而下降^[8]. 整个事件样本的 $\langle p_t \rangle^{(n)}$ 随多重数的增加而上升是由于在对撞机能量下出现了喷注.

从图 (d) 中可以直观看出喷注事件子样本的平均横动量 $\langle p_t \rangle^{(n)}$ 和非喷注事件子样本的平均横动量 $\langle p_t \rangle^{(n)}$ 与多重数的关联显示了不同的行为. 随多重数的增加, 固定多重数时喷注事件的平均横动量与非喷注事件的平均横动量之间的差距逐渐减小. 因为微喷注主要产生于高阶 gg 相互作用^[9], 由于硬过程参与, 喷注事件样本的平均横动量自然比非喷注事件样本的平均横动量大. 但随多重数的增加, 越来越多的级联海夸克的参与, 而这些级联海夸克的能量越来越低, 因此随多重数的增加, 喷注事件样本的平均横动量和非喷注事件样本的平均横动量的差别将逐渐减小.

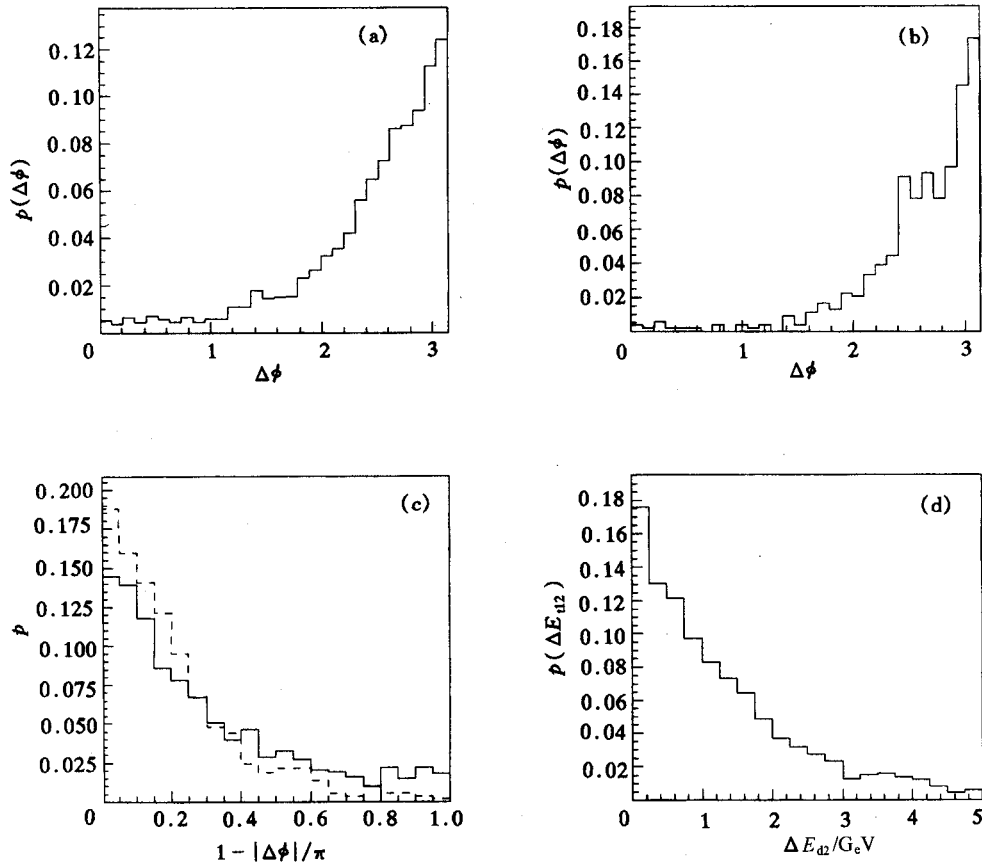


图 2 两喷注事件中两喷注方位角及横能关联

(a)、(b) 两喷注方位角间隔 $\Delta\phi$ 的归一化分布, (a) 是所有喷注的 $\Delta\phi$ 的分布; (b) 是至少一个喷注横能大于 8.0 GeV 时 $\Delta\phi$ 的分布; (c) 是 UA1 实验中不同赝快度间隔 $\Delta\eta$ 对应的 $\Delta\phi$ 的分布, --- $0.0 < \Delta\eta < 2.0$,
 —— $2.0 < \Delta\eta < 4.0$; (d) 是 UA1 实验中两喷注横能差的归一化分布.

4 喷注间的关联和退关联

多喷注产生中运动学变量间的关联可以用来研究喷注产生的拓扑结构. 在两喷注事件中两喷注间出现很强的关联. 我们将对两喷注间的关联和退关联作对比分析, 先考察两喷注的方位角 ϕ 间的关联. 图 2(a)中给出两喷注事件中两个喷注方位角 ϕ 的间距 $\Delta\phi = |\phi_{j1} - \phi_{j2}|$ 的分布, 其中, 1 和 2 分别代表两个喷注.

由图 (a) 可见, 两喷注的方位角间距在 $\Delta\phi$ 接近于 π 处有峰, 和动量守恒的要求一致, 两喷注的方位角间存在很强的关联, 这与 UA1 的结果一致^[3]. 这证明这类过程确实为硬过程, 否则, $\Delta\phi$ 的分布将是均匀的. 喷注的横能对两喷注的方位角 ϕ 间的关联的影响画在图 2(b)中, 其中至少一个喷注的横能大于 8.0GeV . 比较图 2(a, b)可以看出, 喷注的横能越高, 它们之间的关联越强. 但由于辐射效应, 这种关联将会减弱. 理论上这种辐射效应可用领头阶 (LO) 的高阶修正来描述, 解析 NLO QCD 计算了这种辐射效应^[9]. 它将导致两喷注方位角 ϕ 间距在它们的赝快度间隔 $\Delta\eta$ 增大时存在退关联. 在图 (c) 中分析了 UA1 实验中两喷注方位角间隔随不同赝快度间隔 $\Delta\eta$ 的归一化分布, 图中的虚线和实线分别对应于 $0.0 < \Delta\eta < 2.0$ 和 $2.0 < \Delta\eta < 4.0$, 从中可以看出两喷注方位角间隔随快度间隔增大明显存在退关联. 这表明喷注产生确实是高阶效应.

图 (d) 是 UA1 实验中两喷注横能差的归一化分布, 从图中可以看出两喷注横能差在 $\Delta E_{t12}\text{GeV} = 0$ 附近存在峰值, 表明两喷注横能存在很强的关联.

5 UA1 实验中微喷注和快度 gap

高能强子碰撞中喷注产生的主要机制是部分子通过交换夸克或胶子的硬散射过程, 除了这些色交换过程外, 还可通过交换弱电色单态 (光子、W、Z 玻色子) 或强相互作用色单态产生. 由于色禁闭, 硬过程中通过交换色量子数的部分子末态产生色单态的强子喷注将与另外与它快度间隔较远的喷注或对撞束 remnant 交换色量子数. 那么产生的末态粒子将遍及这两喷注间的快度区域. 而通过交换色单态的部分子产生色单态的末态强子喷注将只与它的快度邻近的对撞束 remnant 有关, 这样在两喷注间的快度区域内将很少有粒子, 甚至根本就没有粒子. 当然交换不同类型的色单态过程的几率是不同的. 理论计算表明通过交换色单态的硬散射过程胶子辐射将严重压低, 那么这类过程末态两喷注间的平均多重数将明显降低^[10]. 因此两喷注间的快度区域内末态粒子数可以用来区别色单态交换过程和色交换过程.

快度 gap, 即没有末态粒子的快度区间, 图 3(a) 是 gap 在 (η, ϕ) 空间分布示意图. 在图中斜线区域存在粒子, 而在两喷注锥体边界之间的快度区域 $\Delta\eta_c = |\eta_{j1} - \eta_{j2}| - 2R_0$ 没有粒子, 其中 η_{j1}, η_{j2} 为两喷注的赝快度, R_0 为喷注锥体的半径. 它被认为是通过交换色单态产生喷注的信号^[11]. 如果存在交换色单态的硬过程, 人们期望能在喷注产生过程中观测到它存在的信号.

色单态交换过程与色交换过程的一个差别是: 通过色单态交换过程, 对没有旁观体

相互作用的事件,两喷注快度间隔 $\Delta\eta_c$ 内的末态粒子数 N 应接近0;对有旁观体相互作用的事件, N 的分布是类似于 minimum bias 的多重数分布^[10,11].相反,对色交换过程两喷注快度间隔 $\Delta\eta_c$ 内的平均末态粒子数将比色单态交换过程的大得多,而且粒子数 N 的分布是负二项式分布或两个负二项式分布的叠加.随着两喷注快度间隔的增大,作为色单态交换过程本底的低多重数色交换事件将被压低.因此如果低多重数事件超出通过色交换过程的多重数分布将表明交换色单态过程的存在.超出的比率能反映交换过程是通过何供相互作用进行的.实验上存在可观测量快度 gap 的两喷注事件超出的比率,对两胶子色单态—pemeron 交换过程为 1%—3%,对弱电色单态交换过程为 0.01%—0.03%.

UA8、HERA、CDF 和 D0 在深度非弹性散射(DIS)和 $p\bar{p}$ 对撞的实验中,发现交换色单态存在的证据^[12].

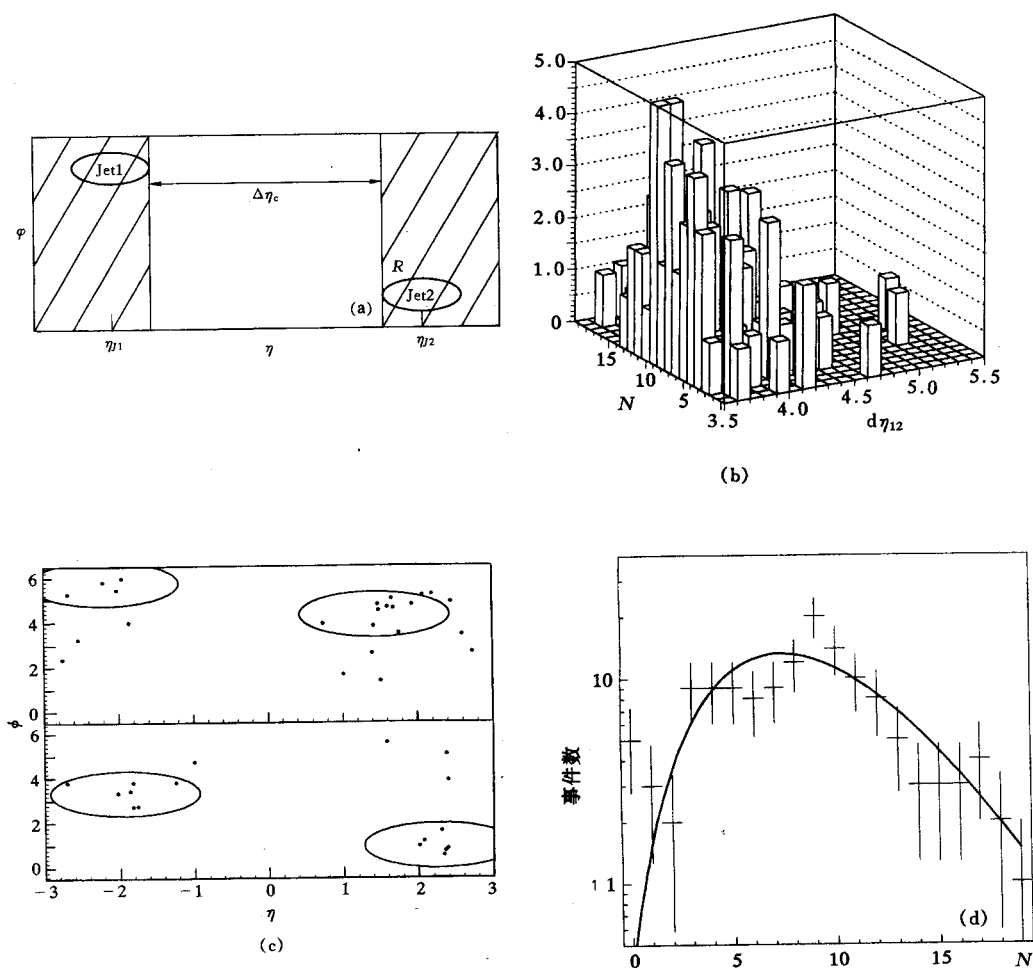


图 3

- (a) 快度 gap 的示意图(两喷注快度间隔 $\Delta\eta_c = |\eta_{j1} - \eta_{j2}| - 2R_0$ 内没有粒子); (b) 两喷注快度间隔 $\Delta\eta_c$ 内的粒子数与 $d\eta_{12}$ 关系的 Lego 图; (c) 两个典型的大快度间隔 $\Delta\eta_c$ 内无粒子的例子; (d) 两喷注大快度间隔 $\Delta\eta_c$ 内的粒子数的分布(未归一化).

在图 3(b)中给出两喷注快度间隔 $\Delta\eta_c$ 大于 1.5 的两喷注事件中两喷注快度间隔 $\Delta\eta_c$ 粒子数和两喷注快度间隔 $d\eta_{12} = |\eta_{j1} - \eta_{j2}|$ 的 Lego 图. 在 2223 个两喷注事件中, 两喷注快度间隔 $\Delta\eta_c$ 大于 1.5 的两喷注事件有 142 个, 个别事件的两喷注之间的快度间隔大于 4.0. 在图 3(c)中画出了两个典型的事件, 图中的圆点代表末态粒子的动量方向 (η, ϕ) . 从这些图中看出, $\sqrt{s} = 630\text{GeV}$ $p\bar{p}$ 对撞实验中存在大快度间隔内无粒子的事例.

如前面讨论的那样, 在图 3(d)中给出 $\Delta\eta_c \geq 1.5$ 的快度间隔内的粒子数 N 的分布, 图中的实线为拟合的负二项式分布. 虽然统计量较小, 但从图中可以看出, 有 5 个两喷注事件的大快度间隔 $\Delta\eta_c$ 内没有粒子, 明显超出负二项式分布的趋势. 这表明 UA1 的 $p\bar{p}$ 对撞实验中可能存在大快度 gap. 但由于统计量少, 还无法进一步确认. 而用 PYTHIA 产生相同条件的同样数量的事件样本, 却没有发现两喷注大快度间隔 $\Delta\eta_c$ 内无粒子的事例.

6 结论

根据判定喷注的圆锥法来确定喷注, 重新分析了 UA1 mini-bias 合作组 1985 年获取的质心系能量为 630GeV 的质子反质子对撞非单衍事件样本, 详细地对事件样本、喷注事件子样本及非喷注事件子样本的单事件平均横动量 \bar{p}_t 与多重数间的关联进行了对比分析, 发现事件样本的单事件平均横动量 \bar{p}_t 与多重数是正关联的, 而喷注事件子样本单事件平均横动量 \bar{p}_t 与多重数是负关联的, 固定多重数时喷注事件和非喷注事件的平均横动量之间的差别随多重数的增大而减小.

研究了喷注间关联和退关联. 分析发现两喷注的横能存在很强的关联; 喷注的方位角间不仅存在关联, 而且存在退关联, 具体表现为两喷注间方位角的关联随两喷注间的赝快度间隔增大而减弱.

最后, 分析了 UA1 实验中快度 gap 存在的可能性, 发现两喷注事件中存在大快度间隔内无粒子的事件, 分析了大快度间隔粒子数的分布, 找到几个事件可能存在大快度 gap, 但由于事件数少, 无法进一步确认. 而 PYTHIA 模拟样本中不存在这样的事件.

感谢刘连寿教授和吴元芳教授的有益建议和讨论, 感谢 UA1 mini-bias 合作组提供的 1985 年实验数据.

参 考 文 献

- [1] Hanson G et al. Phys. Rev. Lett., 1975, **35**:1609
- [2] Althoff M et al. TASSO Coll., Z. Phys. C, 1984,**22**:307; Brandelik R et al. TASSO Coll., Phys. Lett. B, 1979,**86**:243; Barber D P et al. MARK J Coll., Phys. Rev. Lett., 1979, **43**:830; Berger C et al. PLUTO Coll., Phys. Lett., 1980, **B97**:459; Bartel W et al. JADE Coll., Phys. Lett., 1982, **B115**:338; Banner M et al. UA2 Coll., Phys. Lett., 1982, **B118**:203
- [3] Diciaccio A. UA1 Coll., in Proceedings of XVII ISMD, Austria, 1986, p679; Albajar C et al. UA1 Coll., Nucl. Phys., 1988, **B309**:405; ibid, 1990, **B335**:261
- [4] Arison G. UA1 Coll., Phys. Lett., 1983, **B123**:115
- [5] Liu Ming, Liu Feng(Y), Liu Feng et al. High Energy Physics and Nuclear Physics (in Chinese), 1997,**21**(2):

- 138—145
(刘明, 柳峰, 刘峰, 刘连寿. 高能物理与核物理, 1997, **21**(2): 138—145)
- [6] Liu Feng(Y), Liu Feng. High Energy Physics and Nuclear Physics (in Chinese), 1997, **21**(4): 330—339
(柳峰, 刘峰. 高能物理与核物理, 1997, **21**(4): 330—339)
- [7] Liu Hongping et al. High Energy Physics and Nuclear Physics (in Chinese), 1997, **21**(7): 609
(刘红平等. 高能物理与核物理, 1997, **21**(7): 609)
- [8] Aivazan V V et al. NA22 Coll., Phys. Lett., 1988, **B209**: 103
- [9] Capella A et al. Phys. Rev. Lett., 1987, **58**: 2015; Ellis S D, Kunszt Z, Soper D E. Phys. Rev. D, 1989, **40**: 2188
- [10] Brandt A et al. UA8 Coll., Phys. Lett., 1992, **B297**: 417; *ibid*, 1988, **B211**: 239; Edin A, Rathsmann J, Ingelman G. 1995, DESY-95-163; Derrick M et al. ZEUS Coll., 1995, DESY-95-194; Abachi S et al. D0 Coll., 1995, FERMILAB Pub-95/302-E; Bertram I. 1995, FERMILAB-Conf-95/198-E
- [11] Fletcher R S, Stelzer T. Phys. Rev. D, 1993, **48**: 5162
- [12] Bjorken J D. Phys. Rev. D, 1992, **47**: 101

Revisit to Minijets in $\bar{p}p$ Collisions at $\sqrt{s} = 630\text{GeV}^*$

Liu Feng(Y) Liu Feng

(Institute of Particle Physics, Huazhong Normal University, Wuhan 430079)

Abstract According to jet definition-cone algorithm to identify jets, we reanalyse UA1 minimum-bias non-single diffractive $\bar{p}p$ data at $\sqrt{s} = 630\text{GeV}$. The correlations between \bar{p}_t and multiplicity for the event sample and subsamples are studied in detail. We found that they are positively correlated for the event sample, while negatively correlated for the jet event subsample. The correlations and decorrelations between mini-jets are also studied. We further analyse the possibility of large rapidity gap existence between the two minijets, and find that there are no particles between two minijets in some events, but the statistics are not enough.

Key words high energy hadron-hadron collisions, cone algorithm, minijet, hard processes, large rapidity gap (LRG)

Received 3 July 1997

* Supported by the National Natural Science Foundation of China