

双喷注事件中单个喷注 内部动力学起伏的蒙特卡洛研究*

张昆实¹ 尹建武² 陈刚 刘超 刘连寿¹⁾

(华中师范大学粒子物理研究所 武汉 430079)

1(荆州师范学院物理系 湖北 434104)

2(黄冈师范学院物理系 湖北 438000)

摘要 用蒙特卡洛方法研究了 $91.2\text{GeV } e^+e^-$ 碰撞产生的双喷注事件中单个喷注内部的动力学起伏. 结果表明, 喷注内部的动力学起伏的各向异性随着截断参数 y_{cut} 的变化而明显地改变. 存在一个转变点, 在该点处动力学起伏在纵-横平面是各向异性的, 而在横平面是各向同性的. 由此得到了产生喷注的一个标度.

关键词 喷注 动力学起伏 软、硬过程

1 引言

在 高能碰撞的任何过程中, 由于强相互作用的渐近自由和色禁闭的限制, 在实验上只能观测到末态强子, 而观测不到分裂以前的部分子(夸克或胶子).

自从高能碰撞中发现喷注事件以来, 就立即成为理论和实验研究的热点. 喷注是高能实验中产生的部分子碎裂后形成的一组末态强子. 它作为部分子(夸克、胶子)的实验可观测的代表, 与夸克、胶子的强子化有密切联系. 通过对喷注的研究, 可以得到有关夸克、胶子以及它们之间的相互作用(QCD)的许多信息.

最近, 通过对 e^+e^- 碰撞中二喷注事件样本的动力学起伏的研究^[1], 得到了两种不同的标度——一种是产生微喷注的母部分子的标度(即微扰和非微扰 QCD 的界限); 另一种是形成物理喷注的标度. 通过二喷注和三喷注的产生比率 R_2 和 R_3 对能量的依赖关系的研究, 对历史上首次在 $\sqrt{s} = 17\text{GeV}$ 观测到胶子喷注这一事实作出了分析和解释^[1]. 这些都更加丰富了我们对喷注物理的认识.

本文将集中研究双喷注事件中单个喷注内部的动力学起伏的特征. 在二喷注

2001-03-29 收稿

* 湖北省教育厅重点项目和自然科学基金(19975018)资助

1) E-mail: liuls@iopp.ccnu.edu.cn

事件中,两个喷注背对背飞开,整个事件的冲度轴^[2]近似地就是两个喷注的喷注轴,因而对二喷注事件样本中的动力学起伏的研究^[1]近似地等效于对单个喷注的动力学起伏的研究.本文通过直接研究单个喷注内部的动力学起伏证实了这一论断,并更为精确地给出了单个喷注内部动力学起伏的性质.

单个喷注内部的动力学起伏

2.1 二喷注事件中的单喷注子样本

用蒙特卡洛(MC)模拟研究高能 e^+e^- 碰撞产生的喷注,对 MC 事件产生器产生的全事件样本,按照一定的喷注判断法则来得到喷注事件子样本.我们采用的是 Durham 喷注判断法则^[3].这一法则在判断一个事件中的喷注时,先将这个事件的全部 n 个(带电)粒子看成 n 个“喷注”,并用下式定义第 i 个和第 j 个“喷注”之间的距离 y_{ij} :

$$y_{ij} = \frac{2\min(E_i^2, E_j^2)}{s}(1 - \cos\theta_{ij}), \quad (1)$$

式中 E_i, E_j 分别是第 i 个和第 j 个“喷注”(粒子)的能量, θ_{ij} 是它们之间的夹角, s 为事件的质心系能量的平方,然后检查这些“喷注”之间的距离,如果第 i 个和第 j 个“喷注”之间的距离 y_{ij} 小于一个事先给定的参数 y_{cut} ,就将这两个“喷注”合并成一个“喷注”,对于一个事件中的所有“喷注”对,都进行这一过程,使整个事件成为一组新的“喷注”的集合.对这一组新的“喷注”重复上述过程,又得到一组更新的“喷注”,这样不断进行下去,直到所得到的任何两个“喷注”之间的距离都大于 y_{cut} 为止,此时的“喷注”就是和这一 y_{cut} 对应的喷注.显然,若 y_{cut} 取得较小,则所对应的喷注就较小,而同一个事件中的喷注数就比较多.因此,一个事件究竟是一个多少喷注的事件依赖于截断参数 y_{cut} .

这里仅讨论二喷注事件,对每一个确定的 y_{cut} 可以得到一个二喷注事件子样本.由于每个二喷注事件中只包括一个夸克喷注和一个反夸克喷注,因而分别研究所有二喷注事件中的单喷注,就可以得到单个夸克(反夸克)喷注的子样本.

2.2 单喷注的转动坐标系

在二喷注事件中,夸克-反夸克背对背以很大的动量运动.这一运动的方向在实验数据分析中近似地用冲度轴表示^[2].它在末态强子系统里具有优先权,因此应取为动力学起伏分析中的纵向^[1].但是,在分别考察二喷注事件中的单个夸克(反夸克)喷注时,冲度轴不再适用,应选取单喷注中所有粒子的总动量,即喷注的总动量方向为纵向.

用 \mathbf{p}_j 表示单喷注的总动量.将实验室坐标系 $oxyz$ 绕 z 轴转动 φ 角,形成 $ox'y'z$ 系,如图 1(a),再绕 y' 轴转 θ 角,如图 1(b).这样就得到了所需要的以 \mathbf{p}_j 为 z'' 轴的单喷注坐标系^[4].其中 x'' 轴在 $z-z''$ 平面内,见图 1(b).

从实验室坐标系到单喷注坐标系的变换由下列矩阵给出^[4]:

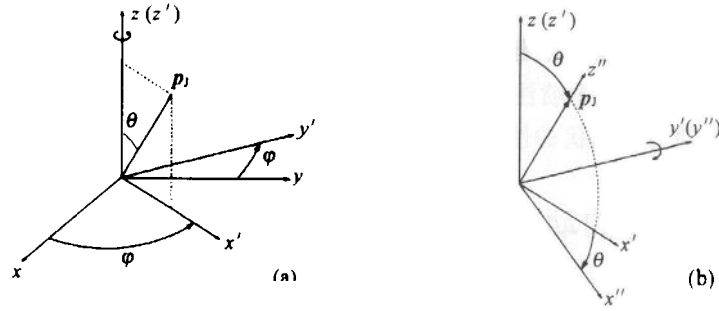


图 1 从实验室坐标到单喷注坐标系的变换

$$\begin{pmatrix} x'' \\ y'' \\ z'' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta\cos\varphi & \cos\theta\sin\varphi & -\sin\theta \\ -\sin\varphi & \cos\varphi & 0 \\ \sin\theta\cos\varphi & \sin\theta\sin\varphi & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}. \quad (2)$$

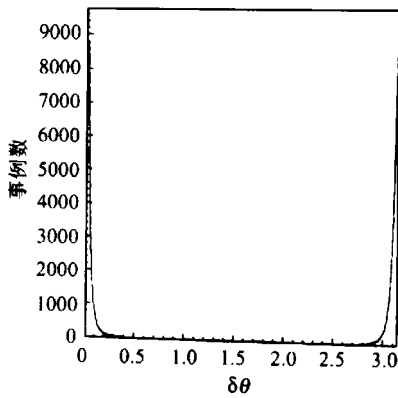


图 2 喷注轴和冲度轴夹角的分布

可以证明,这样选取的单喷注坐标系的 z' 轴(简称为“喷注轴”,即喷注内粒子的总动量方向)与冲度轴十分接近. 图 2 是喷注轴与冲度轴夹角 $\delta\theta$ 的分布图. 由图可见,该夹角 $\delta\theta$ 在 0 和 π 处有尖锐的极大值.

2.3 单喷注内部动力学起伏的研究

首先在二喷注事件的单喷注坐标系中考察喷注内部的动力学起伏特征.

通常用归一化阶乘矩来消除统计起伏,研究动力学起伏^[5]. 归一化阶乘矩定义为

$$F_q(M) = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \frac{\langle n_m(n_m-1)\cdots(n_m-q+1) \rangle}{\langle n_m \rangle^q}, \quad (3)$$

式中一维,二维或三维相空间中的一个间隔 Δ 被分成 M 个相格, N_m 是第 m 个相格中的多重数. $\langle \cdots \rangle$ 表示对整个样本的平均. 当动力学起伏存在于高维(二维或三维)相空间时,由于投影效应^[6]将使一维二阶阶乘矩按下式趋于饱和:

$$F_2^{(a)}(M_a) = A_a - B_a M_a^{-\gamma_a}, \quad (4)$$

式中 $a=1,2,3$ 表示不同的一维变量 y, p_t, φ , 指数参数 γ_a 描述了沿方向 a 阶乘矩趋于饱和的快慢. 它是反映高维动力学起伏的最重要的特征量. 如果 $\gamma_a = \gamma_b$ 则在 a, b 平面的起伏是各向同性的,而当 $\gamma_a \neq \gamma_b$ 时,在这平面的起伏是各向异性的. 这种动力学起伏的各向异性可以用特征量 Hurst 指数 H_{ab} 来描述. 它可由 γ_a 和 γ_b 的值通过下式得到^[7]:

$$H_{ab} = \frac{1 + \gamma_b}{1 + \gamma_a}.$$

当 $H_{ab} = 1$ 时动力学起伏是各向同性的,而当 $H_{ab} \neq 1$ 时动力学起伏是各向异性的.

用蒙特卡洛模拟方法,用 LUND 的蒙特卡洛产生器 JETSET7.4 产生总数 400000 个质

心系能量为 91.2GeV 的 e^+e^- 碰撞事件. 在 $0 < y < 5, 0.1 < p_t < 3.0, 0 \leq \varphi \leq 2\pi$ 的相空间中, 利用不同的 y_{cut} 挑选二喷注事件, 分别计算了单喷注的 3 个一维二阶乘矩. 为了消除 3 个一维变量 y, p_t 和 φ 在相空间中平均分布不均匀所造成的对动力学起伏研究的影响, 计算中采用了累积变量^[8]. 然后, 对每一个 y_{cut} 按 (4) 式拟合 $F_2(y), F_2(p_t)$ 和 $F_2(\varphi)$ 对分割数 M 的依赖关系. 取 $M = 1, 2, \dots, 40$. 为了消除动量守恒的影响^[9], 在对 $F_2(y), F_2(p_t)$ 和 $F_2(\varphi)$ 拟合时分别舍去了第一个和头 3 个点. 由此得到相应的饱和曲线的指数参数 γ . 在图 3 上画出了 3 个 γ 值对 y_{cut} 的变化关系.

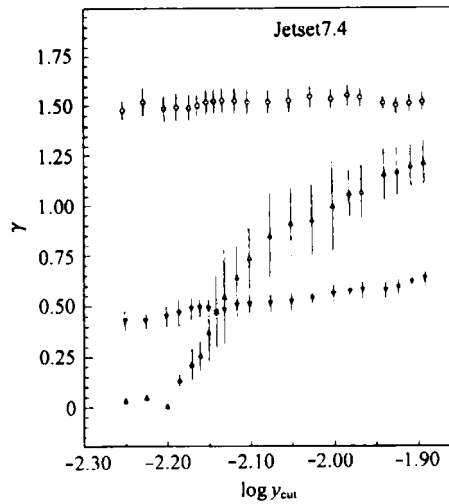


图 3 饱和参数 γ 随截断的变化
 $\circ \gamma(y), \blacktriangledown \gamma(p_t), \triangle \gamma(\varphi)$.

3 结果及讨论

由图 3 可以得出二喷注事件中单喷注末态强子系统的动力学起伏的一些特征:

1) 当 y_{cut} 很小时, 3 个 γ 分得很开. 随着 y_{cut} 增大, γ_φ 向 γ_{p_t} 靠近且增长较快. 存在一个确定的 y_{cut} 值, 在这一 y_{cut} 值处, γ_φ 越过 γ_{p_t} , 由 $\gamma_\varphi < \gamma_{p_t}$ 变到 $\gamma_\varphi > \gamma_{p_t}$. 这一个 $\gamma_\varphi = \gamma_{p_t}$ 的 y_{cut} 值称为转变点. 随着 y_{cut} 继续增大, γ_φ 继续上升, 向 γ_y 靠近, 且 3 个 γ 有趋向同一数值的趋势.

2) 在转变点, Hurst 指数为

$$H_{\gamma_{p_t}} = \frac{1 + \gamma_{p_t}}{1 + \gamma_y} = 0.58 \pm 0.04, \tag{6}$$

$$H_{\gamma_\varphi} = \frac{1 + \gamma_\varphi}{1 + \gamma_y} = 0.58 \pm 0.09, \tag{7}$$

$$H_{\gamma_{p_t\varphi}} = \frac{1 + \gamma_\varphi}{1 + \gamma_{p_t}} = 1.00 \pm 0.16. \tag{8}$$

这表明, 在转变点处喷注内部的动力学起伏在纵-横平面 ($y-p_t$ 和 $y-\varphi$ 面) 是各向异性的. 而在横平面 ($p_t-\varphi$ 面) 是各向同性的, 即: 在转变点, 喷注内部的动力学起伏具有圆锥的形状, 对动力学起伏而言, 转变点处的喷注在横平面内是一个圆. 因此, 称这种喷注为“圆锥喷注”. 对于这种喷注, $H_{\gamma_{p_t}} \simeq H_{\gamma_\varphi} < H_{\gamma_{p_t\varphi}} \simeq 1$, 因而是自仿射分形^[10].

3) 在运用的 Durham 喷注判断规则里, 相对横动量 k_t 与 y_{cut} 之间的关系为^[11]:

$$k_t = \sqrt{y_{cut}} \cdot \sqrt{s}. \tag{9}$$

利用此式, 由质心系能量 $\sqrt{s} = 91.2\text{GeV}$, 和转变点的 $y_{cut} = 0.0072$ 可以计算出在转变点 $k_t = 7.76\text{GeV}$. 这给出了确定物理的夸克喷注的一个标度.

4) 在转变点的 3 个 γ 值, 以及相应的 Hurst 指数 H , 截断参数 y_{cut} 及相对横动量 k_t 的值一并列入表 1 中.

表 1 在转变点的 γ 参数、Hurst 指数 H 、截断参数 y_{cut} 和相对横动量 k_t

y_{cut}	γ_y	γ_{p_t}	γ_φ	$H_{\gamma_{p_t}}$	H_{γ_φ}	$H_{p_t\varphi}$	k_t/GeV
0.0072	1.520	0.467	0.473	0.58	0.58	1.00	7.76
± 0.0008	± 0.063	± 0.054	± 0.175	± 0.04	± 0.09	± 0.16	± 0.47

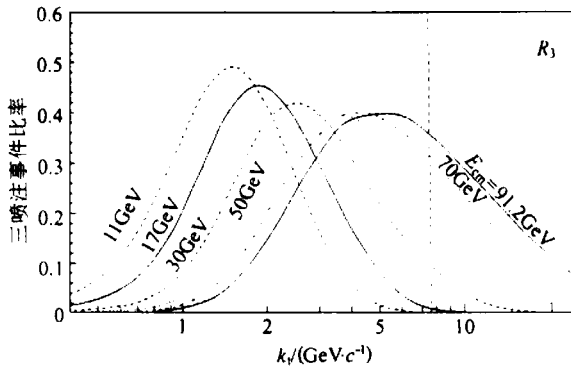


图 4 不同能量下三喷注事件数随 k_t 的变化

下面讨论“圆锥喷注”和实验上观察到的“可观察喷注”之间的关系. 为此, 让我们注意到历史上是在 17—30GeV 能区首次在 e^+e^- 碰撞中观测到含胶子喷注的三喷注事件^[1]. 图 4 是在 11—91.2GeV 范围内 6 种不同能量下三喷注事件的产生比率 R_3 对相对横动量 k_t 的函数关系图. 图中垂直虚线对应于转变点 $k_t = 7.76\text{GeV}$. 从图中可以看出, 在这个转变点所对应的 k_t 值处, 三喷注事件产生的比率 R_3 对

11—15GeV 能区几乎为零, 而对 17GeV 才开始不为零. 即: 对于转变点 ($k_t = 7.76\text{GeV}$) 所对应的“圆锥喷注”而言, 17GeV 是刚开始出现三喷注事件的最低能量. 而这正好是实验上开始观察到三喷注的能量. 这表明, 转变点 ($k_t = 7.76\text{GeV}$) 所对应的“圆锥喷注”和实验上可观察的喷注一致.

4 结论

在本文中, 用蒙特卡罗模拟方法, 研究了质心系能量为 91.2GeV 的 e^+e^- 碰撞中产生的二喷注事件的单喷注. 计算了单个喷注内部 3 个变量 y, p_t, φ 的一维二阶阶乘矩. 通过分别拟合投影饱和公式, 得到了饱和指数 γ_y, γ_{p_t} 和 γ_φ 随 y_{cut} 变化的关系. 存在着一个显著的转变点: $\gamma_\varphi = \gamma_{p_t} \neq \gamma_y$, 和这一转变点对应的 $k_t(y_{cut})$ 值处, 单个喷注内部的动力学起伏在横平面 (φ, p_t) 是各向同性的, 而在纵-横平面 (y, p_t) 和 (y, φ) 是各向异性的, 即喷注锥在横平面显圆形. 这种圆锥形的喷注就是物理上可观测的喷注. 所得到的转变点对应的 y_{cut} 值是物理上合理的挑选喷注的截断参数, 与之对应的 k_t 值是确定物理喷注的标度.

这些结论和文献[1]中研究二喷注事件整体的动力学起伏所得到的结论定性上一致. 这证明了在那篇文献中用二喷注事件整体的研究作为分别研究两个喷注的近似方法是合理的. 本文的结果对于研究单个夸克喷注内部的动力学起伏比文献[1]的结果更为精确.

在仔细研究了二喷注事件中的单喷注内部的动力学起伏的特征后, 进而可研究多喷注事件中的夸克喷注与胶子喷注内部的动力学起伏的特征. 相应的工作正在进行中.

参考文献 (References)

- 1 LIU Lian-Shou, CHEN Gang, FU Jing-Hua, Phys. Rev., 2001, **D63**:054002
- 2 Brandt S, Peyrou Ch, Sosnowski R et al. Phys. Lett., 1964, **D12**:57
- 3 Dokshitzer Yu L. J. Phys., 1991, **G17**:1537
- 4 LÜ Yan, YANG Li-Jian, YANG Li-Ping. HEP & NP, 2001, **25**(11):1077 (in Chinese)
(吕葵, 杨利建, 杨丽平等. 高能物理与核物理, 2001, **25**(11):1077)
- 5 Bialas A, Peschanski R. Nucl. Phys., 1986, **B273**:703
- 6 Ochs W. Phys. Lett., 1990, **B347**:101
- 7 WU Yuan-Fang, LIU Lian-Shou. Science in China, 1995, **A38**:435
- 8 Ochs W. Z. Phys., 1991, **C50**:339
- 9 LIU Lian-Shou, ZHANG Yang, DENG Yue. Z. Phys., 1997, **C73**:535
- 10 LIU Lian-Shou, WU Yuan-Fang. Multiparticle Production in High Energy Collisions. Shanghai: Shanghai Scientific and Technical Publishers, 1998
- 11 Dokshitzer Yu L, Leder G D, Moretti S et al. JHEP, 1997, **08**:001

Monte Carlo Study for the Dynamical Fluctuations Inside a Single Jet in 2-Jet Events *

ZHANG Kun-Shi¹ YIN Jian-Wu² CHEN Gang LIU Chao LIU Lian-Shou¹⁾

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

1 (Department of Physics, Jingzhou Teacher's College, Hubei 434104, China)

2 (Department of Physics, Huanggang Teacher's College, Hubei 438000, China)

Abstract The dynamical fluctuations inside a single jet in the 2-jet events produced in e^+e^- collisions at 91.2 GeV have been studied using Monte Carlo method. The results show that, the anisotropy of dynamical fluctuations inside a single jet changes remarkably with the variation of the cut parameter y_{cut} . A transition point ($\gamma_{p_t} = \gamma_{\varphi} \neq \gamma_s$) exists, where the dynamical fluctuations are anisotropic in the longitudinal-transverse plan and isotropic in the transverse planes. It indicates that the y_{cut} corresponding to the transition point is a physically reasonable cutting parameter for selecting jets and, meanwhile, the relative transverse momentum k_t at the transition point is the scale for the determination of physical jets. This conclusion is in good agreement with the experimental fact that the third jet (gluon jet) was historically first discovered in the energy region 17—30 GeV in e^+e^- collisions.

Key words jet, dynamical fluctuations, soft and hard processes

Received 29 March 2001

* Supported by Educational Commission of Hubei Province and National Natural Science Foundation of China (19975018)

1) E-mail: liuls@iopp.cnu.edu.cn