

# 非饱和势模型关于 $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow h's$ 的 Monte-Carlo 模拟\*

王 群 谢去病 陈鄂生

(山东大学物理系 济南 250100)

1993 年 7 月 1 日收到

## 摘 要

根据非饱和势模型对  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow h's$  过程作了全面的 Monte-Carlo 模拟。采用一个近似于快度均匀分布的相对纵动量分布, 并利用一个与非饱和势模型相一致的方法处理了重粒子衰变。最后把 Monte-Carlo 模拟结果同 29 和 35 GeV 的实验作了比较。

**关键词** 强子化, 夸克, 部分子, Monte-Carlo 模拟。

## 1 引 言

近十年来,随着实验的发展,多重产生领域的研究也逐渐深入,但有许多基本问题仍需解决。在  $e^+e^-$  湮没中,产生强子事例的过程主要分为两个阶段:部分子簇射阶段和强子化阶段。现在的问题是,各模型的事例产生器不仅对强子化阶段的处理方法不同,而且对部分子簇射过程的处理也不完全相同。QCD 矩阵元方法是处理部分子簇射过程的严格方法,但由于 QCD 矩阵元方法在对高阶过程计算的困难,各模型都未采用它。为了与各自碎裂模型相衔接或保持一致,各模型分别采用了互不相同的唯象 QCD 模型,并引进了各模型所特有的机制和参数<sup>[1-3]</sup>,即在部分子簇射阶段,各模型的产生器的处理并非相同,这就给研究碎裂过程对末态性质的影响带来了困难。最近,文献[4]比较了 90 和 200 GeV 能量下事例产生器 Jetset 和 Herwig 产生的末态强子事例的特性,发现并不是象人们所预期的那样,随着能量的升高末态越来越决定于部分子簇射过程,而是在很高能量下,碎裂模型的影响仍是重要的。因此,各种强子化模型及其 Monte-Carlo 模拟(以下简称 MC)研究对揭示强子产生的真正机理仍有着重要意义。

本文根据非饱和势模型对  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow h's$  过程作了全面的 MC 模拟。 $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  的碎裂过程是强子化的基本过程, Lund 模型就是在这个过程的基础上构造出强子化前部分子簇射所产生的各种多部分子态 ( $q\bar{q}g, q\bar{q}gg$  等)的碎裂图像的。有了对这一过程的

\* 国家自然科学基金和中国科学院理论物理所开放基金资助。

模拟作为基础,非饱和势模型可以推广到多分子态的碎裂,继而给出  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}, q\bar{q}g, q\bar{q}gg$  etc.  $\rightarrow h's$  的整个碎裂图像.非饱和势模型对  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow h's$  的 MC 研究是建造完整的事例产生器的基础.

在此采用了一个独特的抽样方法,它是从快度均匀分布近似得到的,操作简单,效率较高.为了得到末态强子事例必须估计重粒子衰变的贡献,但由于当前实验上对重粒子的衰变所知甚少,各种强子化模型对其衰变有不同的处理.我们采用了与非饱和势模型一致的方法处理重粒子衰变,得到末态强子的各种谱.最后对计算结果作了讨论,并同 29—35GeV 的有关实验作了比较.

## 2 MC 模拟的物理背景

### 2.1 $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow h's$ 的物理过程

#### 2.1.1 初始夸克对的产生

$e^+e^-$  湮没为虚光子或  $Z^0$ , 产生具有一定味道的初始夸克  $q_f\bar{q}_f (f = u, d, s, c, b)$ , 这个过程可由弱电统一标准模型描述.

#### 2.1.2 部分子演化过程

QCD 矩阵元方法是描写此过程的严格方法,但这个方法存在高阶计算的困难,而且对较弱过程微扰 QCD 是否成立或者微扰 QCD 在什么条件下不再成立仍不很清楚,所以各模型分别采用不同的唯象 QCD 模型.我们采用非饱和势模型直接给出此过程结束强子化之前  $q_f$  和  $\bar{q}_f$  真空激发出的结构夸克的平均数.

#### 2.1.3 强子化过程

这一过程至今只能通过各种强子化模型来处理.本文采用非饱和势模型.

#### 2.1.4 衰变

直接产生的强子大多数是不稳定的,它们要衰变成稳定的强子.这个阶段的模拟主要依据实验给出的各种不稳定粒子的衰变分支比.

### 2.2 非饱和势模型概述

夸克产生律和组合律是非饱和势模型的两个基本内容<sup>[5-7]</sup>.

夸克产生律给出部分子演化过程中产生的结构夸克对数目平均值  $\langle N \rangle$  的计算方法.由于夸克产生过程是一个随机过程,所以我们假定通过 QCD 真空激发新产生的夸克对数目  $N$  满足泊松分布:

$$P(N) = e^{-\langle N \rangle} \langle N \rangle^N / N!, \quad (2.1)$$

$\langle N \rangle$  由夸克产生律给出,

$$\langle N \rangle = (\alpha^2 + \beta Q)^{1/2} - \alpha, \quad (2.2)$$

其中  $\beta \equiv 1/(2\langle V \rangle)$ ,  $\alpha \equiv \beta m - 1/4$ ,  $\langle V \rangle$  是夸克之间强作用势  $V$  的平均值,  $V$  被假定是非饱和的.  $m$  为  $N$  对轻夸克的平均质量.  $Q$  为有效能,对于  $q_f\bar{q}_f$  是  $u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$  的轻夸克 jet,  $Q = \sqrt{s}$ ; 对于  $c, b$  jet,  $Q$  是总能  $\sqrt{s}$  扣除初始夸克末态一对重粒子的能量后剩余的有效能量.

夸克组合律描述通过 QCD 真空激发新产生的  $N$  对夸克及原有的一对初始夸克如何组合成强子。假定夸克在组合成强子时遵守快度近关联, 即强子由快度最近的夸克组成。我们把  $N+1$  个夸克和  $N+1$  个反夸克按快度从小到大排成一列, 从快度最小的一端起将邻近的夸克组合成强子, 例如,

$$\begin{array}{cccccccccccccccc} \bigcirc & \bullet & \bullet & \bullet & \bullet & \bigcirc & \bigcirc & \bigcirc & \bullet & \bigcirc & \bullet & \bigcirc & \bigcirc & \bigcirc & \bullet & \bullet \\ 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 & 7 & 8 & 9 & 10 & 11 & 12 & 13 & 14 & 15 & 16 \end{array}$$

$$\rightarrow M_1(1,2)B_1(3,4,5)B_2(6,7,8)M_2(9,10)M_3(11,12)M_4(13,15)M_5(14,16) \quad (2.3)$$

上式中第一行中  $\bigcirc$  表示夸克,  $\bullet$  表示反夸克; 第二行数字是该夸克或反夸克在序列中的序号; 第三行表示按夸克组合律组合成的强子, 括号内的数字是组合成该强子的夸克或反夸克序号。

### 3 非饱和势模型关于 $e^+e^- \rightarrow q_f \bar{q}_f \rightarrow h's$ 的 MC 模拟

要做  $e^+e^- \rightarrow q_f \bar{q}_f \rightarrow h's$  的 MC 计算, 必须正确地模拟事例产生的全部物理过程, 而且在实现具体过程的 MC 抽样中, 要优化抽样方法, 提高抽样效率。表 1 是 MC 模拟的流程, 它与第二节所述的物理过程相对应。本节叙述 MC 各部分的实现及某些重要的抽样方法。

表 1 Monte-Carlo 模拟的流程

次序	过程	依据
1	$e^+e^- \rightarrow \gamma/Z^0 \rightarrow q_f \bar{q}_f$ ( $f = u, d, s, c, b$ )	弱电统一理论
2	通过强作用产生 $N$ 对轻夸克, 按 $1:1:\lambda$ 的比例抽样确定这 $N$ 对夸克中 $u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$ 的数目	夸克产生律和奇异抑制机制
3	(1) 把这 $(N+1)$ 对夸克随机排成一列, 头尾是初始夸克 $q_f \bar{q}_f$ (2) 按本文第三节的第 2 小节的抽样确定 $(N+1)$ 对夸克的纵动量分数 (3) 按公式(3.6)抽取 $(N+1)$ 对夸克的横动量 (4) 把由步骤(1)排成一列夸克按组合律组合成强子, 强子的纵动量分数及横动量是组分夸克相应量之和 (5) 由直生强子的能量守恒确定 $P_L$ , 从而得到直生强子的四动量	夸克组合律和强子系统能量守恒
4	直生强子衰变成末态强子	实验测得的衰变分支比

#### 3.1 夸克产生

初始夸克对的产生过程对应表 1 的第 1 步。  $q_f, \bar{q}_f$  ( $f = u, d, s, c, b$ ) 的相对产生几率

$$P_f = R_f(s) / \sum_{f=u,d,s,c,b} R_f(s), \quad (3.1)$$

$R_f(s)$  由弱电统一标准模型<sup>[8]</sup>计算:

$$\begin{aligned} R_f(s) = & 3[1 + \alpha_s/\pi + 1.41(\alpha_s/\pi)^2 + 64.84(\alpha_s/\pi)^3] \\ & \cdot [q_f^2 \bar{q}_f^2 + 2q_e v_e q_f v_f R_e(\chi(s)) + (v_e^2 + \alpha_s^2)(v_f^2 + \alpha_s^2)|\chi(s)|^2], \quad (3.2) \end{aligned}$$

其中,

$$\chi(s) = s\{4\sin^2\theta_w(1 - \sin^2\theta_w)[s - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z]\}^{-1}, \quad (3.3)$$

$M_Z$  和  $\Gamma_Z$  分别为  $Z^0$  的质量和  $Z^0$  的共振宽度,  $\theta_w$  为温伯格角,

$$\alpha_f = \text{sign}(q_f), \quad (3.4)$$

$$v_f = \alpha_f - 4q_f\sin^2\theta_w, \quad (3.5)$$

$q_f$  是夸克所带电荷,  $f = u, c$  时,  $q_f = 2/3$ ;  $f = d, s, b$  时,  $q_f = -1/3$ ; 对于电子,  $q_e = -1$ .

QCD 真空激发产生的轻夸克对平均数  $\langle N \rangle$  由公式(2.2) 决定, 其中三种夸克对数目之比为  $u\bar{u} : d\bar{d} : s\bar{s} = 1 : 1 : \lambda$ ,  $\lambda$  是奇异抑制因子, 取值为 0.3. 对于确定的  $\langle N \rangle$ , 每个事例的  $N$  按 Poisson 分布抽样.

### 3.2 夸克四动量抽样

大多数强子化模型处理  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  过程时都用了快度均匀分布的近似. 尤其是近年发展起来的 Dipole Model<sup>[9]</sup>, 对一个偶极子系统的碎裂是以快度均匀分布作为基本假定的. 本文在  $N$  对夸克和反夸克的四动量抽样中也采用纵向相空间近似(快度均匀分布近似), 即新产生的夸克沿 jet 轴的纵向方向的动量分布为快度均匀分布.

纵向相空间近似给夸克的四动量抽样带来了很大方便, 使我们能够独立地抽取夸克的横动量和纵动量. 由纵向相空间近似, 可以写出  $2N + 2$  个夸克或反夸克(以下把夸克或反夸克简称夸克)体系的动量分布:

$$\begin{aligned} dp(p_1, \dots, p_{2N+2}) \sim & \left[ \prod_{i=1}^{2N+2} (dp_{\parallel i} / E_i) \delta \left( \sum_{i=1}^{2N+2} p_{\parallel i} \right) \right] \\ & \cdot \left[ \prod_{i=1}^{2N+2} \exp(-p_{\perp i}^2 / (2\sigma^2)) \delta \left( \sum_{i=1}^{2N+2} p_{\perp i} \right) dp_{\perp i}^2 \right], \end{aligned} \quad (3.6)$$

其中,  $E_i = (p_{\parallel i}^2 + p_{\perp i}^2 + m_i^2)^{1/2} = (p_{\parallel i}^2 + m_i^2)^{1/2}$  是第  $i$  个夸克的能量,  $m_i$  是它的横质量. 这里我们假设了横动量服从横动量守恒条件下的高斯分布. 纵动量分布为

$$dp(p_{\parallel 1}, \dots, p_{\parallel 2N+2}) \sim \prod_{i=1}^{2N+2} (dp_{\parallel i} / E_i) \delta \left( \sum_{i=1}^{2N+2} p_{\parallel i} \right), \quad (3.7)$$

因  $dp_{\parallel i} / E_i = dy_i$ ,  $y_i$  是夸克的快度, 故上式相当于快度均匀分布. 上述处理虽然分别保证了夸克系统的纵向与横向动量守恒, 但不要求所有的夸克都在质壳上, 因而可以不要求夸克系统满足能量守恒, 只要求它们组成的强子系统满足四动量守恒. 采用一个与纵向相空间近似相容的, 类似于快度均匀分布的夸克  $q_i$  相对纵动量 ( $x_i$ ) 的分布:

$$f(x_i) = 1/(x_i^2 + b^2)^{1/2}, \quad (3.8)$$

其中  $b$  为可调参量,  $x_i$  的定义为

$$x_i = 2p_{\parallel i} / \sum_{i=1}^{2N+2} |p_{\parallel i}| - 2p_{\parallel i} / p_L, \quad (3.9)$$

且满足以下两个条件:

$$\sum_{i=1}^{2N+2} |x_i| = 2 \quad (\text{归一条件})$$

$$\sum_{i=1}^{2N+2} x_i = 0 \quad (\text{纵动量守恒})$$

这样,就把  $2N + 2$  个夸克的  $x_i (i = 1, \dots, 2N + 2)$  分布函数写为

$$dp(x_1, \dots, x_{2N+2}) \sim G(x_1)G(x_2)d|x_1|d|x_2| \cdot \prod_{i=3}^{2N+2} [d|x_i|/(x_i^2 + b^2)^{1/2}] \delta\left(\sum_{i=1}^{2N+2} x_i\right) \delta\left(\sum_{i=1}^{2N+2} |x_i| - 2\right) \quad (3.10)$$

这里  $G(x_1)$  和  $G(x_2)$  分别是两个初始夸克的  $x_i$  分布函数,当初始夸克是轻夸克时,它们与之后强作用产生的  $2N$  个轻夸克不可区分,满足相同的  $x_i$  分布,即,

$$G(x_i) = 1/(x_i^2 + b^2)^{1/2}, \quad (i = 1, 2) \quad (3.11)$$

当初始夸克是重夸克  $c$  或  $b$  时,选取广泛采用并与实验较为符合的 Peterson's 分布:

$$G(x_i) \sim \{x_i[1 - 1/x_i - \varepsilon_{c,b}/(1 - x_i)]^2\}^{-1}, \quad (i = 1, 2) \quad (3.12)$$

其中  $\varepsilon_{c,b}$  是可调参量.

为了实现夸克相对纵动量分布的抽样,根据文献[10]得,

$$dp(x_1, \dots, x_{2N'}) \sim \sum_{n=1}^{2N'-1} C_{2N'}^n W(N', n, \xi, \eta) \left(\prod_{i=1}^n d\xi_i\right) \left(\prod_{j=1}^{2N'-n} d\eta_j\right) \\ 0 < \xi_i < 1 (i = 1, \dots, n), \quad -1 < \eta_j < 0 (j = 1, \dots, 2N' - n), \quad (3.13)$$

其中,

$$W(N', n, \xi, \eta) = 1/[D_i(n, \xi)D_b(2N' - n, \eta)], \quad (3.14)$$

$$x_i = b \operatorname{sh}(Y_1 \xi_i), \quad x_{n+j} = b \operatorname{sh}(Y_2 \eta_j), \quad (3.15)$$

$$D_i(n, \xi) = Y_1 \left| \sum_{i=1}^n b \xi_i \operatorname{ch}(Y_1 \xi_i) \right|,$$

$$D_b(2N' - n, \eta) = Y_2 \left| \sum_{j=1}^{2N'-n} b \eta_j \operatorname{ch}(Y_2 \eta_j) \right|, \quad (3.16)$$

$Y_1$  及  $Y_2$  满足以下方程:

$$\sum_{i=1}^n b \operatorname{sh}(Y_1 \xi_i) = 1 - \sigma_1, \quad (3.17)$$

$$\sum_{j=1}^{2N'-n} b \operatorname{sh}(Y_2 \eta_j) = -1 - \sigma_2. \quad (3.18)$$

对于轻夸克 jet,  $N' = N + 1, \sigma_1 = \sigma_2 = 0$ . 对于重夸克  $c, b$  jet,  $N' = N, \sigma_1 = x_1, \sigma_2 = x_2$ , 这里  $x_1$  和  $x_2$  分别表示按(3.12)式抽样得到的初始重夸克的相对纵动量分数,通常我们假定  $x_1 > 0, x_2 < 0$ .

### 3.3 夸克组合成强子及其四动量确定

抽取了横动量和相对纵动量分数的  $2N + 2$  个夸克按照夸克组合律组合成直生强子(介子和重子),每个直生强子的  $p_{th}$  和纵动量分数  $x_h$  是其组成夸克的相应量之和. 由直生强子的能量守恒

$$\sqrt{s} = \sum_h E_h = \sum_h (p_{th}^2 + p_{th}^2 + m_h^2)^{1/2}$$

$$= \sum_h \left[ (p_L/2)^2 \left( \sum_{i \in h} x_i \right)^2 + \left( \sum_{i \in h} p_{T,i} \right)^2 + m_h^2 \right]^{1/2} \quad (3.19)$$

可以求得  $p_L$ ; 再由  $x_i = p_{Ti}/p_L$ , 可以得  $p_{Ti}$ . 这样我们就得到直生强子的四动量. 以上对应表 1 的第 3 步中的第 4 小步.

### 3.4 衰变

这是 MC 模拟的最后一部分, 对应于表 1 的步骤 4. 对于轻强子的衰变, 主要依据 PDG<sup>[4]</sup> 粒子表中的衰变分支比. 对重强子 (其中重夸克是初始夸克) 的衰变, 到目前为止, 人们所知甚少. 通常一个带有重夸克  $Q$  的介子主要衰变方式为旁观者方式. 对于重子, 情况也相似.

对于多重产生的 MC 模拟, 我们需要知道重夸克强子衰变成什么粒子, 分支比大致是多少. 为此, 我们提出一个简单的模型, 以便对重夸克强子的衰变作统一地处理. 在此模型中, 我们采用旁观者的衰变方式. 另外还假定在重夸克衰变过程中, 通过隧道效应 (同强子化过程一致), 由真空激发出三种轻夸克对的比例仍为  $u\bar{u}:d\bar{d}:s\bar{s} = 1:1:\lambda$ . 所以在重粒子衰变中出现的夸克包括重夸克衰变产生的夸克, 旁观者夸克和由真空激发出的夸克. 同时假设上述夸克也按夸克组合律组合成强子.

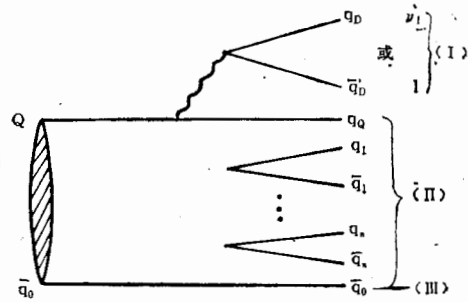


图 1 本文所采用的重介子 ( $Q\bar{q}_0$ ) 衰变模型的示意图

$Q$  是重夸克  $c$  或  $b$ ,  $\bar{q}_0$  是轻反夸克. (I) 部分为重夸克的衰变产物,  $q_Q, q_{\bar{0}}$  和  $\bar{q}_0$  是  $c$  或  $b$  无轻子衰变的夸克;  $q_Q, \nu_l, l$  是半轻子衰变产物 (II) 部分是真空激发的轻夸克对 ( $n = 0, 1, 2$ ) (III) 部分为旁观者夸克. 对重子 ( $Qq_0q_{02}$ ) 本图只需把  $\bar{q}_0$  换成  $q_{01}q_{02}$  作为旁观者即可.

图 1 是重粒子的衰变示意图. 在部分 (I) 中, 对于  $Q = c$ , 忽略卡比波抑制的衰变道,  $q_Q = s$ ;  $q_{\bar{0}}$  和  $\bar{q}_0$  为  $u\bar{d}$ ;  $l_1, \nu_l$  可以是  $\bar{e}\nu_e$  或  $\bar{\mu}\nu_\mu$ ; 对于  $Q = b$ , 忽略卡比波抑制的衰变道,  $q_Q = c$ ;  $q_{\bar{0}}$  和  $\bar{q}_0$  可以是  $d\bar{u}$  或  $s\bar{c}$ ;  $l, \nu_l$  可以是  $e\bar{\nu}_e, \mu\bar{\nu}_\mu$  或  $\tau\bar{\nu}_\tau$ . 根据电弱理论和 QCD<sup>[11]</sup>, 可以估计出重夸克衰变分支比 (忽略卡比波抑制衰变道):

$$c \rightarrow u\bar{d}(0.72), \bar{e}\nu_e(0.14), \bar{\mu}\nu_\mu(0.14);$$

$$b \rightarrow \bar{u}d(0.54), \bar{c}s(0.11), e\bar{\nu}_e(0.16), \mu\bar{\nu}_\mu(0.16), \tau\bar{\nu}_\tau(0.03)$$

只考虑到四体衰变, 所以在部分 (II) 中真空激发出的轻夸克对数限于  $n = 0, 1, 2$  三种情况. 并分别引入不激发夸克对, 激发出 1 对和 2 对夸克的几率  $p_0, p_1$  和  $p_2$  三个参数. 通过夸克组合律及这三个可调参数, 能统一地描述重粒子的衰变, 并且最终得到能与实验比较的 MC 结果.

## 4 结果与讨论

多 jet 事例的判别同采用的判据及其取值有关, 实验上一般采用 Jade 算法定义的  $y_{cut}$  判据<sup>[4]</sup>. 在给定能量与  $y_{cut}$  值的条件下, 多 jet 事例是各种部分子组态贡献的混

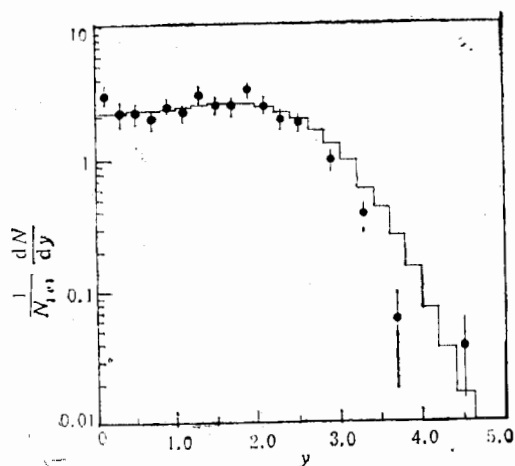


图2  $\sqrt{s} = 35\text{GeV}$  c-jet 中末态粒子的快度分布  
阶梯图是本文的计算结果,实验值取自文献[12]。

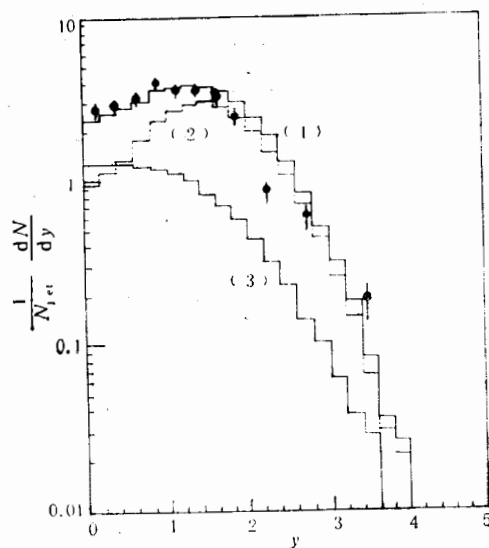


图3  $\sqrt{s} = 29\text{GeV}$  的 b-jet 快度分布  
阶梯图(1)–(3)是本文的结果。(1)是 b-jet 的末  
态粒子的快度分布;(2)是 b 粒子的衰变贡献;(3)是  
b-jet 中非领头粒子的贡献.实验值取自文献[13]。

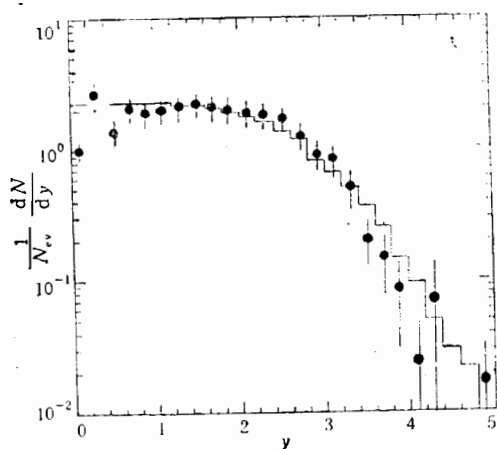


图4  $\sqrt{s} = 29\text{GeV}$  轻夸克 jet 的快度分布  
阶梯图是本文的结果,实验值取自文献[12]。

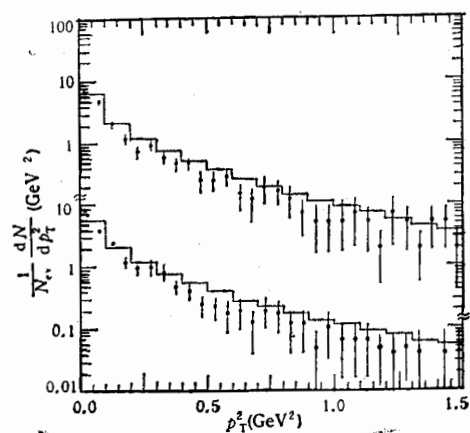


图5  $\sqrt{s} = 29\text{GeV}$  c-jet 的  $p_T^2$  分布(上)和  
轻夸克 jet 的  $p_T^2$  分布(下)  
阶梯图是本文计算结果,实验值取自文献[12]。

合<sup>[15]</sup>。虽然实验不能区分分子态,而且实验测量的基本上是平均 jet 事例,但在能量较低的情况下,  $e^+e^- \rightarrow h's$  事例大部分是 2-jets 事例,而且在  $y_{cut}$  值较小时主要是由  $q\bar{q}$  分子态贡献的。本文计算的是较低能量下的  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow h's$  事例的末态强子谱;并且,把计算结果同 29 和 35 GeV 能量下的平均 jet 实验作了比较,从上面的讨论可知,平均 jet 的实验同  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow h's$  的计算结果是有一定的可比性的,图 2—6 中计算结果同实验基本相符正说明了这一点。

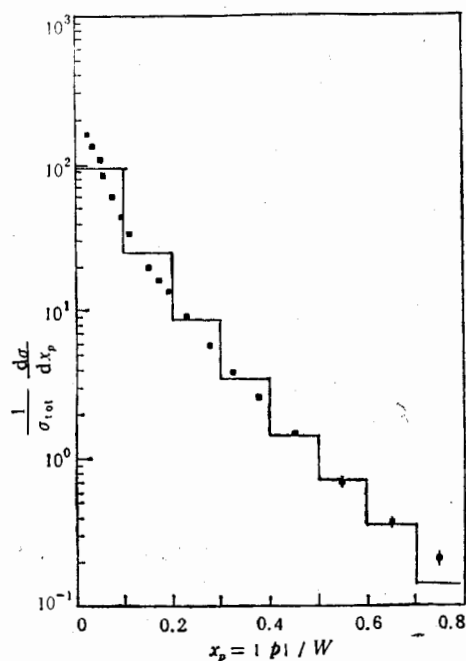


图 6  $\sqrt{s} = 34\text{GeV}$  的相对动量分布  
阶梯图是本文计算结果,实验值取自文献[13].

从快度分布看出,我们的计算结果在小快度区和实验结果基本符合,但在大快度区稍有偏差,这种偏差可能是因为计算结果未考虑多部分子态所引起的。

$e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow h's$  事例 MC 模拟是建立完整  $e^+e^- \rightarrow h's$  事例产生器的基础。对  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow h's$  事例的模拟,进一步考虑硬胶子辐射,可以推广到多 jets 事例,这样整个事例产生器就更加完善了,这是下一步的工作。

### 参 考 文 献

- [1] T. Sjostrand, *Inter. J. Mod. Phys.*, **A3**(1988) 751.
- [2] G. Marchesini and B. R. Webber, *Nucl. Phys.*, **B238**(1984)1.
- [3] Z. Physics at LEP1, CERN 89-08, **Vol. 3**(September 1989).
- [4] Jiri Chyla and Jiri Rames, *Z. Phys.*, **C57**(1993)475.
- [5] Xie Qubing and Liu, Ximing *Phys. Rev.*, **D38** (1988)2169.
- [6] 谢去病、刘希明,高能物理与核物理, **11**(1987)834.
- [7] 谢去病等,高能物理与核物理, **8**(1984)642.
- [8] M. Dine and J. Sapirstein, *Phys. Rev. Lett.*, **43**(1979)668;  
K. G. Chetyrkin et al., *Phys. Lett.*, **B85**(1979)277;  
W. Celmaster and R. J. Gonsalves, *Phys. Rev. Lett.*, **44**(1980)560;  
S.G. Gorishny et al., *Phys. Lett.*, **B212**(1988) 238.
- [9] G. Gustafson and U. Pettersson, *Nucl. Phys.*, **B306**(1988) 746;  
B. Anderson et al., *Z. Phys.*, **C44** (1989) 455, 461;  
*Nucl. Phys.*, **B339**(1990) 393.
- [10] 赖晓平等,高能物理与核物理, **15**(1991)1069.
- [11] Charm Physics, CCAST (World Lab), Symposium/Workshop proceedings (Vol. 2) 219, Gordon and Breach Science Publisher.
- [12] M. Althoff et al., TASSO Collab., *Z. Phys.*, **C22**(1984) 307; *Phys. Lett.*, **B135**(1984) 243.



- [13] M. Sakuda et al., DELCO Collab., *Phys. Lett.*, **B152**(1985) 399; P. Kesten et al., *Phys. Lett.*, **B161**(1985)412.  
[14] Particle Data Group, *Phys. Lett.*, **239B**(1990).  
[15] P. Abreu et al., DELPHI Collab., *Z. Phys.*, **C56**(1992) 63.

## Monte-Carlo Simulations of Process $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow h's$ Under Unsaturated Model

Wang Qun Xie Qubing Chen Esheng

(*Physics Department, Shandong University, Jinan 250100*)

Received on July 1, 1993

### Abstract

Monte-Carlo simulations of the process  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow h's$  according to the unsaturated model were performed. A kind of longitudinal momentum distribution similar to the constant rapidity distribution in momentum sampling and a particular method to deal with decays of hadrons which contain heavy quarks were used. At the end of this paper we compare results of our MC simulations to experiments.

**Key words** hadronization, quark, parton, Monte-Carlo simulation.