

# 在 $\sqrt{s} = 10-178\text{GeV}$ 的 $e^+e^-$ 湮没中 粲介子与美介子的产额\*

陈鄂生

李明明

(山东大学物理系, 济南 250100) (济南大学物理系)

## 摘 要

根据电弱统一标准模型, 本文研究了  $e^+e^-$  湮没中各种味道  $i(i = u, d, s, c, b)$  的夸克喷注产生几率  $P_i \cdot P_i$  是能量  $\sqrt{s}$  的函数. 计算的 5 种夸克喷注产生的几率之比  $P_u:P_d:P_s:P_c:P_b$ , 当  $\sqrt{s} < 30\text{GeV}$  时为 4:1:1:4:1, 当  $\sqrt{s} = m_z = 91.16\text{GeV}$  时为 7:9:9:7:9, 而当  $\sqrt{s} = 78$  与  $117\text{GeV}$  时为 1:1:1:1:1. 利用  $P_c$  与  $P_b$ , 我们计算了  $\sqrt{s} = 10-178\text{GeV}$  的  $e^+e^-$  湮没中粲介子与美介子的产额.

## 一、引 言

研究反应  $e^+e^- \rightarrow h$  中粲强子与美强子产生的规律一直是人们十分重视的问题. 这是因为这些强子中的重夸克来自  $e^+e^-$  湮没中产生的第一对夸克  $c\bar{c}$  或  $b\bar{b}$  (称作初始夸克对), 重强子的产生规律能给出初始夸克强子化的信息, 而初始夸克的强子化正是目前尚不清楚的过程. 陈鄂生与谢去病在文献[1]中根据  $e^+e^- \rightarrow h$  中夸克的产生与组合规律, 计算了  $\sqrt{s} = 10-50\text{GeV}$  粲介子的产额, 得到了同实验相符的结果. 最近在 CERN 新建成的大型正负电子对撞机 (LEP) 上工作的 ALEPH, DELPHI 等 4 个实验组陆续发表了在  $Z^0$  共振区 ( $\sim 91\text{GeV}$ )  $e^+e^-$  湮没反应的各种实验结果. LEP 的第二阶段还将把  $e^+e^-$  对撞能量  $\sqrt{s}$  加大一倍, 提高到  $\sqrt{s} \approx 180\text{GeV}$ . 因此研究 LEP 能区  $e^+e^- \rightarrow h$  的性质, 已成为目前实验与理论工作者十分感兴趣的问题. 本文的目的是将文献[1]计算粲介子产额的能量范围由  $\sqrt{s} = 10-50\text{GeV}$  扩大为  $\sqrt{s} = 10-178\text{GeV}$ , 使之包括 LEP 目前工作能区 ( $\sim 91\text{GeV}$ ) 及以后工作能区 ( $\sim 180\text{GeV}$ ), 同时再计算这一能区美介子的产额. 在文献[1]中, 由于考虑的能量较低 ( $\sqrt{s} \leq 50\text{GeV}$ ), 计算反应截面  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma, Z^0 \rightarrow q\bar{q}g)$  时, 主要考虑电磁作用, 而弱作用只是作为对计算结果的修正因素来考虑的. 当能量  $\sqrt{s} > 50\text{GeV}$  时, 弱作用对截面的贡献变得十分明显, 特别是当  $\sqrt{s}$  接近  $Z^0$  共振能量时, 弱作用的贡献将远远超过电磁作用的贡献. 因此对扩大的能区, 必须同时考虑电磁作用和弱作用, 要采用电弱统一的标准模型. 电弱统一标准模型是

本文 1991 年 1 月 11 日收到.

\* 国家自然科学基金资助.

十分成功的理论。经过前后许多理论工作者的努力,在标准模型的基础上,目前已经得到既考虑初态  $e^+$  与  $e^-$  之间的电磁作用又考虑末态  $q\bar{q}g$  强作用辐射修正的截面  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma, Z^0 \rightarrow q\bar{q}g)$  的计算公式(见第二节)。这个公式包含很多参数,它们不能由理论预言,只能由实验测定。在这些参数中有两个在1990年以前,实验测量得很不准确,它们是  $Z^0$  粒子质量  $m_z$  及其衰变宽度  $\Gamma_z$ 。特别是  $\Gamma_z$ , 1988年粒子特性表<sup>[2]</sup>只给出,  $\Gamma_z < 5.6\text{GeV}$ 。ALEPH等4个实验组所发表的第一批实验结果正是  $m_z$  与  $\Gamma_z$  的精确测量值。这对我们的计算是很有利的。

## 二、初始夸克对 $q_i\bar{q}_i$ 的产生截面

在  $e^+e^-$  湮没中强子的产生可以分为两个过程:(1)  $e^+e^-$  通过电磁作用和弱作用转变为一对初始夸克  $q_i\bar{q}_i$ ; (2) 初始夸克  $q_i\bar{q}_i$  通过它们之间的强作用从真空中激发出许多对新的夸克对  $q_b\bar{q}_b$ , 所有这些夸克在强作用下相互结合成强子。在第一个过程中,根据电弱统一标准模型理论,  $e^+e^-$  不仅可能在电磁作用下通过虚光子  $\gamma$  转变成一对初始夸克  $q_i\bar{q}_i$ , 而且也可能在弱作用下通过中性玻色子  $Z^0$  转变成  $q_i\bar{q}_i$ 。根据强作用量子色动力学(QCD),  $q_i$  或  $\bar{q}_i$  有可能辐射胶子。令  $R(q_i)$  表示  $e^+e^-$  湮没为一对味道为  $i$  的初始夸克  $q_i\bar{q}_i$  (包括可能辐射的胶子  $g$ ) 的相对截面:

$$R(q_i) = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma, Z^0 \rightarrow q_i\bar{q}_i g)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \mu^+\mu^-)}, \quad (1)$$

其中,

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \mu^+\mu^-) = 4\pi\alpha^2/(3s) \quad (2)$$

是由量子电动力学(QED)计算的反应  $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$  的最低级近似截面,  $\alpha$  为精细结构常数,  $s$  是  $e^+e^-$  对撞质心系能量  $\sqrt{s}$  的平方。根据电弱统一标准模型并考虑到QCD辐射修正(精确到  $\alpha_s^3$ ,  $\alpha_s$  为强作用耦合常数)以及夸克  $q_i$  的质量效应,  $R(q_i)$  的计算公式为<sup>[3]</sup>

$$R(q_i) = 3 \sum_{\mu=V,A} F_\mu \left[ 1 + C_1^\mu \frac{\alpha_s}{\pi} + C_2^\mu \left( \frac{\alpha_s}{\pi} \right)^2 + C_3^\mu \left( \frac{\alpha_s}{\pi} \right)^3 \right] \theta(\sqrt{s} - 2m_i), \quad (3)$$

式中因子3来自夸克的三种颜色,  $m_i$  是夸克  $q_i$  的结构质量。  $F_V$  与  $F_A$  分别由下式决定,

$$F_V = \frac{1}{2} \beta_i (3 - \beta_i) \left\{ Q_i^2 - \frac{Q_i G_F (1 - 4\sin^2\theta_w) v_i s m_z^2 (m_z^2 - s)}{4\sqrt{2} \pi \alpha [(m_z^2 - s)^2 + m_z^2 \Gamma_z^2]} \right. \\ \left. + \frac{G_F^2 [1 + (1 - 4\sin^2\theta_w)^2] v_i^2 s^2 m_z^4}{128 \pi^2 \alpha^2 [(m_z^2 - s)^2 + m_z^2 \Gamma_z^2]} \right\}, \quad (4)$$

$$F_A = \frac{\beta_i^3 G_F^2 [1 + (1 - 4\sin^2\theta_w)^2] s^2 m_z^4}{128 \pi^2 \alpha^2 [(m_z^2 - s)^2 + m_z^2 \Gamma_z^2]}, \quad (5)$$

其中  $\beta_i = [1 - (2m_i/\sqrt{s})^2]^{1/2}$  与  $Q_i$  分别是夸克  $q_i$  的速度与电荷;

$$v_i = \begin{cases} 1 - \frac{8}{3} \sin^2\theta_w, & i = u, c \\ -1 + \frac{4}{3} \sin^2\theta_w, & i = d, s, b; \end{cases} \quad (6)$$

$\theta_w$  是温伯格角;  $G_F$  是弱作用耦合常数;  $m_Z$  与  $\Gamma_Z$  分别是  $Z^0$  粒子的质量和衰变宽度. (3) 式中的  $C_k^i$  ( $k=1, 2, 3$ ) 及  $\alpha_i$  分别由以下公式决定:

$$C_1^i = 2\pi^2/(3\beta_i) - (3 + \beta_i)(2\pi^2 - 3)/12, \quad (7)$$

$$C_1^A = 2\pi^2/(3\beta_i) - (1.9 - 4.4\beta_i + 3.5\beta_i^2)(2\pi^2 - 3)/3, \quad (8)$$

$$C_2^i = C_2^A = 1.986 - 0.115N_f, \quad (9)$$

$$C_3^i = C_3^A = 70.985 - 1.2N_f - 0.005N_f^2 - 1.679 \left( \sum_i Q_i \right)^2 / \left( 3 \sum_i Q_i^2 \right), \quad (10)$$

$$\alpha_i = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f)\ln(s/\Lambda^2)} \left\{ 1 - \frac{6(153 - 19N_f)\ln[\ln(s/\Lambda^2)]}{(33 - 2N_f)^2\ln(s/\Lambda^2)} \right. \\ \left. + \frac{36(153 - 19N_f)^2}{(33 - 2N_f)^4\ln^2(s/\Lambda^2)} \left[ (\ln[\ln(s/\Lambda^2)] - 1/2)^2 \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{77139 - 15099N_f + 325N_f^2}{72(153 - 19N_f)^2} - 5/4 \right] \right\}. \quad (11)$$

(11)式中的  $N_f$  是在能量为  $\sqrt{s}$  的  $e^+e^- \rightarrow h$  反应中可能产生的不同味道初始夸克的种类数,  $\Lambda$  是  $\Lambda_{\overline{\text{MS}}}^{(N_f)}$  的缩写, 称作 QCD 标度参数, 它同  $N_f$  有关. 当  $\sqrt{s} > 10\text{GeV}$  时,  $u d s c b$  5 种味道的初始夸克都有可能产生,  $N_f = 5$ ,  $\Lambda = \Lambda_{\overline{\text{MS}}}^{(5)}$ .  $\Lambda$  的值由实验测定.

### 三、参数值的确定

在上述公式中有 4 个重要参数:  $m_Z$ 、 $\Gamma_Z$ 、 $\sin^2\theta_w$  与  $\Lambda$ . 1990 年粒子特性表<sup>[4]</sup>主要根据 ALEPH 等 4 个实验组在 LEP 上测量  $Z^0$  共振曲线所得到的  $m_Z$  与  $\Gamma_Z$  精确值, 给出了它们的如下平均值:  $m_Z = 91.160 \pm 0.031\text{GeV}$ ,  $\Gamma_Z = 2.534 \pm 0.027\text{GeV}$ . 我们取  $m_Z = 91.16\text{GeV}$  及  $\Gamma_Z = 2.534\text{GeV}$ . 文献[5]通过对各种测量方法所得到的  $\sin^2\theta_w$  实验值进行综合分析, 给出了  $\sin^2\theta_w$  的“世界平均值”:  $\sin^2\theta_w = 0.230 \pm 0.0048$ . 最近 ALEPH 实验组<sup>[6]</sup>在给出  $m_Z$  与  $\Gamma_Z$  测量值的同时, 还利用他们测量的  $Z^0 \rightarrow l^+l^-$  的分宽度

$$\Gamma_{l^+l^-} = 83.9 \pm 0.22\text{MeV},$$

得到了  $\sin^2\theta_w$  的直接测量值:  $\sin^2\theta_w = 0.231 \pm 0.008$ , 它同  $\sin^2\theta_w$  的“世界平均值”相符. 这表明  $\sin^2\theta_w$  的“世界平均值”是准确可靠的, 因此我们取  $\sin^2\theta_w = 0.230$ . 文献[4](III54)给出  $\sqrt{s} = 34\text{GeV}$  的  $\alpha_i$  “世界平均值”:  $\alpha_i(34\text{GeV}) = 0.14 \pm 0.02$ . 在公式(11)中令  $\alpha_i = 0.14$ ,  $s = (34\text{GeV})^2$ ,  $N_f = 5$ , 解得  $\Lambda = \Lambda_{\overline{\text{MS}}}^{(5)} = 0.22\text{GeV}$ . 理论预言, 除  $u d s c b$  五种夸克之外, 还应该存在第六种夸克—— $t$  夸克. 但是至今尚未找到  $t$  夸克存在的实验证据. 最近费米实验室根据对  $p\bar{p}$  反应实验数据的分析, 断定如果  $t$  夸克存在, 则它的质量  $m_t > 89\text{GeV}$ <sup>[7]</sup>. 因此在  $\sqrt{s} = 10-178\text{GeV}$  的能量范围内, 肯定只存在五种味道的初始夸克,  $N_f = 5$ ,  $\Lambda = \Lambda_{\overline{\text{MS}}}^{(5)} = 0.22\text{GeV}$ . 对于  $\sqrt{s} > 178\text{GeV}$ , 不

能断定  $t$  夸克是否能够产生,  $\Lambda$  值难以确定. 既然我们只能确定  $\Lambda = \Lambda_{\overline{MS}}^{(5)} = 0.22 \text{ GeV}$ , 那么公式(3)适用的能量范围为  $\sqrt{s} = 10-178 \text{ GeV}$ . 这就是我们选择  $178 \text{ GeV}$  作为能量上限的原因.

在以上截面计算公式中还有五种夸克的质量及弱作用耦合常数  $G_F$  等参数, 它们的取值如下:  $m_u = m_d = 0.34 \text{ GeV}$ ,  $m_s = 0.45 \text{ GeV}$ ,  $m_c = 1.5 \text{ GeV}$ ,  $m_b = 4.73 \text{ GeV}$ ,  $G_F = 1.1663 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ .

#### 四、各种味道夸克喷注出现的几率

实验表明, 在  $e^+e^-$  湮没中产生的强子形成沿相对方向出射的两个喷注, 也存在少数三喷注事例. 这可以解释为总能为  $\sqrt{s}$  的一对初始夸克  $q_i\bar{q}_i$  沿相反方向分离, 依靠它们之间的强作用从真空中激发出许多对新的夸克, 所有这些夸克在强作用下组合成强子, 这些强子自然形成沿相对方向出射的两个喷注. 一对初始夸克有一定的几率先辐射一个硬胶子, 然后再发生上述两喷注的强子化过程. 根据 QCD, 硬胶子又通过不断辐射, 产生很多软胶子. 这些软胶子最终转化为一对对夸克, 形成一个新的强子喷注. 这是少数三喷注事例产生的原因.

由味道为  $i$  的初始夸克  $q_i\bar{q}_i$  所形成的喷注称作  $i$  喷注. 当  $\sqrt{s} > 10 \text{ GeV}$  时, 5 种味道的喷注都有可能出现.  $i$  喷注出现的几率  $P_i$  也就是初始夸克对  $q_i\bar{q}_i$  出现的几率:

$$P_i = R(q_i) / \sum_{i=u,d,s,c,b} R(q_i) = R(q_i)/R(h), \quad (12)$$

其中

$$\begin{aligned} R(h) &= \sum_{i=u,d,s,c,b} R(q_i) = \sum_{i=u,d,s,c,b} \sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma, Z^0 \rightarrow q_i\bar{q}_i g) / \sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \mu^+\mu^-) \\ &= \sigma(h) / \sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \mu^+\mu^-) \end{aligned} \quad (13)$$

是  $e^+e^-$  湮没为强子的相对总截面.  $R(h)$  与  $P_i$  均可由(3)–(13)式算出. 把用标准模型计算的  $R(h) \sim \sqrt{s}$  曲线同  $R(h)$  的实验值比较, 是检验标准模型的重要方法之一. 由于目前  $R(h)$  的实验值主要分布在  $\sqrt{s} < 60 \text{ GeV}$  范围内, 我们在图 1 中将我们计算的  $\sqrt{s} = 10-60 \text{ GeV}$   $R(h) \sim \sqrt{s}$  理论曲线同  $R(h)$  的实验值作了比较. 可以看出, 理论曲线同实验符合得很好. ALEPH 实验组<sup>[8]</sup>用两种方法测量了  $\sqrt{s} = m_Z$  的共振截面  $\sigma^0(h) = 39.1 \pm 1.6 \text{ nb}$  与  $40.9 \pm 1.7 \text{ nb}$ . 我们取其平均值  $\sigma^0(h) = 40.0 \pm 1.7 \text{ nb}$ , 它相应于  $R^0(h) = (3.83 \pm 0.16) \times 10^3$ . 我们计算的  $R^0(h) = 3.84 \times 10^3$ , 同这一实验值完全相符.

我们计算的 5 种味道夸克喷注出现的几率  $P_i$  随  $\sqrt{s}$  变化的曲线表示在图 2 中,  $\sqrt{s}$  的范围是  $10-178 \text{ GeV}$ . 这 5 条曲线有 2 条 ( $P_c$  与  $P_u$ ) 重合, 另外 3 条 ( $P_d$ ,  $P_s$  与  $P_b$ ) 也近似相同. 当  $\sqrt{s} < 30 \text{ GeV}$  时, 弱作用对  $R(q_i)$  的贡献相对电磁作用的来说, 完全可以忽略不计. 这时可以在(4)与(5)两式中令  $G_F = 0$ , 便有  $F_V = \beta_i(3 - \beta_i)Q_i^2/2$  及  $F_A = 0$ . 如果再忽略夸克的质量效应, 令  $m_i = 0$ , 便有  $\beta_i = 1$ ,  $F_V = Q_i^2$ ,

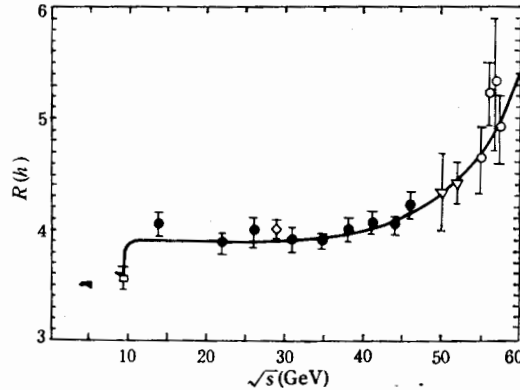


图 1  $R(h)$  的计算值同实验值比较, 实验值取自文献[3]  
 □ CESR, ○ DORIS, △ PETRA, ◇ PEP, × TRISTAN, \* AMY

$C_1^V = 1$ . 于是

$$R(q_i) = 3Q_i^2 \left[ 1 + \frac{\alpha_s}{\pi} + C_2^V \left( \frac{\alpha_s}{\pi} \right)^2 + C_3^V \left( \frac{\alpha_s}{\pi} \right)^3 \right], \quad (14)$$

其中  $C_2^V$  与  $C_3^V$  是同夸克味道  $i$  无关的量. 由此可见, 对于  $\sqrt{s} < 30\text{GeV}$ ,  $P_i$  正比于夸克电荷  $Q_i$  的平方, 5 种夸克喷注出现的几率之比为

$$P_u:P_d:P_s:P_c:P_b = 4:1:1:4:1. \quad (15)$$

当  $\sqrt{s} > 30\text{GeV}$  时, 弱作用对  $R(q_i)$  的贡献开始明显, 它使  $R(q_i)$  随  $\sqrt{s}$  增大而上升, 当  $\sqrt{s} = m_Z$  时  $R(q_i)$  取极大值. 由于  $R(u) \approx R(c)$  与  $R(d) \approx R(s) \approx R(b)$  随  $\sqrt{s}$  变化的速率不同, 因而  $P_i$  之间的比例随之改变. 当

$$\sqrt{s} = m_Z$$

时, 5 种夸克喷注出现的几率之比变为

$$P_u:P_d:P_s:P_c:P_b = 7:9:9:7:9. \quad (16)$$

在  $\sqrt{s} = 78$  与  $117\text{GeV}$  处, 5 种夸克喷注出现的几率相等, 均为 0.2.

DELPHI 实验组<sup>[9]</sup>最近测得  $\sqrt{s} = m_Z$  的  $P_c = 0.162 \pm 0.030 \pm 0.050$ . 我们的计算结果是  $P_c = 0.171$ , 计算值同实验值相符.

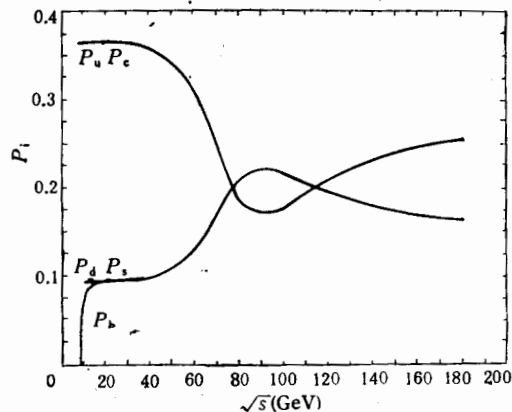


图 2 在  $e^+e^-$  湮没中 5 种夸克喷注出现的几率

### 五、直生粲介子总产额 $\langle M_c + \bar{M}_c \rangle$ 与直生美介子总产额 $\langle M_b + \bar{M}_b \rangle$

根据“隧道效应”, 一对初始夸克  $q_i \bar{q}_i$  由真空强作用激发出一对夸克  $q_j \bar{q}_j$  的几率

$$N_v \sim e^{-km_v^2}, \quad (17)$$

其中  $k$  是同强作用有关的常数,  $m_v$  是夸克  $q_v$  的结构质量. 令  $N_i/N_0$  等于实验测量的奇异夸克抑制因子  $\lambda = 0.3^{[10]}$ , 可以确定常数  $k$ , 从而得到由真空激发出的 5 种味道夸克的几率之比为

$$N_u:N_d:N_s:N_c:N_b = 1:1:0.3:10^{-13}:10^{-134}. \quad (18)$$

由此可见, 一对初始夸克从真空激发出的夸克都是轻夸克, 重夸克  $c$  与  $b$  完全可以忽略不计. 这个结论已得到实验证实. 因此, 重夸克对  $c\bar{c}$  与  $b\bar{b}$  仅以初始夸克对的形式出现. 在  $e^+e^- \rightarrow h$  反应中,  $c$  与  $\bar{c}$  的平均产额  $\langle c + \bar{c} \rangle = 2P_c$ ,  $b$  与  $\bar{b}$  的平均产额  $\langle b + \bar{b} \rangle = 2P_b$ .

一对  $c\bar{c}$  作为领头夸克分别出现在相对出射的两个夸克喷注中, 它们分别同各自喷注中的轻夸克组合成粲强子. 这两个粲强子可以是含有  $c$  的介子  $M_c$  或重子  $B_c$  与含有  $\bar{c}$  的介子  $\bar{M}_c$  或重子  $\bar{B}_c$ . 因此, 在  $e^+e^- \rightarrow h$  反应中直生粲强子的平均产额为

$$\langle M_c + \bar{M}_c \rangle + \langle B_c + \bar{B}_c \rangle = 2P_c, \quad (19)$$

其中  $\langle M_c + \bar{M}_c \rangle$  与  $\langle B_c + \bar{B}_c \rangle$  分别表示直生粲介子与粲重子的产额. 类似地, 在  $e^+e^- \rightarrow h$  反应中直生美强子的平均产额为

$$\langle M_b + \bar{M}_b \rangle + \langle B_b + \bar{B}_b \rangle = 2P_b, \quad (20)$$

其中  $\langle M_b + \bar{M}_b \rangle$  与  $\langle B_b + \bar{B}_b \rangle$  分别表示直生美介子与美重子的平均产额. 我们在文献[1]中给出, 在  $c$  喷注中一对领头夸克  $c\bar{c}$  同轻夸克组合成粲重子与粲介子的几率之比

$$f_c = \sum_{N=1}^{\infty} (N-1) \langle N \rangle_c^N e^{-\langle N \rangle_c} / [(3N-1)N!(1-e^{-\langle N \rangle_c})], \quad (21)$$

及在  $b$  喷注中一对领头夸克  $b\bar{b}$  同轻夸克组合成美重子与美介子的几率之比

$$f_b = \sum_{N=1}^{\infty} (N-1) \langle N \rangle_b^N e^{-\langle N \rangle_b} / [(3N-1)N!(1-e^{-\langle N \rangle_b})], \quad (22)$$

式中  $\langle N \rangle_c$  与  $\langle N \rangle_b$  分别是  $c$  喷注与  $b$  喷注中平均轻夸克对的数目. 它们的计算公式为

$$\langle N \rangle_c = \{\alpha^2 + \beta \sqrt{s} [1 - 4(0.021 + 0.664/s)^{1/2}]\}^{1/2} - \alpha + 1, \quad (23)$$

$$\langle N \rangle_b = \{\alpha^2 + \beta \sqrt{s} [1 - 10.54(0.005 + 0.438/s)^{1/2}]\}^{1/2} - \alpha + 1, \quad (24)$$

其中  $\alpha$  与  $\beta$  是常数:  $\alpha = 1.44$ ,  $\beta = 4.7 \text{ GeV}^{-1}$ . 利用公式

$$\frac{\langle B_c + \bar{B}_c \rangle}{\langle M_c + \bar{M}_c \rangle} = f_c, \quad \frac{\langle B_b + \bar{B}_b \rangle}{\langle M_b + \bar{M}_b \rangle} = f_b \quad (25)$$

及(19)–(21), 可以算出不同能量  $\sqrt{s}$  的  $\langle M_c + \bar{M}_c \rangle$  与  $\langle M_b + \bar{M}_b \rangle$ , 计算结果列于表 2.

## 六、末态粲介子产额

已知能量  $\sqrt{s}$  的直生粲介子产额  $\langle M_c + \bar{M}_c \rangle$  与直生美介子产额  $\langle M_b + \bar{M}_b \rangle$ , 可以计算各种末态粲介子的产额, 它们包括来自其他介子衰变的贡献. 假定直生矢量粲介子 ( $s=1$ ) 与赝标量粲介子 ( $s=0$ ) 的相对权重之比等于它们自旋态数目 ( $2s+1$ ) 之

比:  $V/P = 3$  (这个假定得到实验的支持<sup>[11]</sup>), 并考虑到奇异夸克的抑制因子  $\lambda = 0.3$ , 各种直生粲介子的相对权重如表 1 所示.

表 1 直生粲介子的相对权重

$D^0, \bar{D}^0$ ( $c\bar{u}, \bar{c}u$ ) $s=0$	$D^+, D^-$ ( $c\bar{d}, \bar{c}d$ ) $s=0$	$D_1^+, D_1^-$ ( $c\bar{s}, \bar{c}s$ ) $s=0$	$D^{*0}, \bar{D}^{*0}$ ( $c\bar{u}, \bar{c}u$ ) $s=1$	$D^{*+}, D^{*-}$ ( $c\bar{d}, \bar{c}d$ ) $s=1$	$D_2^{*+}, D_2^{*-}$ ( $c\bar{s}, \bar{c}s$ ) $s=1$
1	1	$\lambda$	3	3	$3\lambda$

以  $\langle D_i \rangle$  与  $\langle D_i^* \rangle (i = 1, 2, 3)$  表示如下末态粲介子产额:

$$\begin{aligned} \langle D_1 \rangle &= \langle D^0 + \bar{D}^0 \rangle, \quad \langle D_2 \rangle = \langle D^+ + D^- \rangle, \quad \langle D_3 \rangle = \langle D_1^+ + D_1^- \rangle, \\ \langle D_1^* \rangle &= \langle D^{*0} + \bar{D}^{*0} \rangle, \quad \langle D_2^* \rangle = \langle D^{*+} + D^{*-} \rangle, \quad \langle D_3^* \rangle = \langle D_2^{*+} + D_2^{*-} \rangle. \end{aligned} \quad (26)$$

$\langle D_i \rangle$  与  $\langle D_i^* \rangle$  的计算公式为

$$\begin{aligned} \langle D_i \rangle &= \frac{\langle M_c + \bar{M}_c \rangle k_i}{8 + 4\lambda} + \sum_{j=1}^3 \frac{\langle M_c + \bar{M}_c \rangle k'_j}{8 + 4\lambda} B(D_j^* \rightarrow D_i) \\ &\quad + \langle M_b + \bar{M}_b \rangle B(B \rightarrow D_i), \end{aligned} \quad (27)$$

$$\langle D_i^* \rangle = \frac{\langle M_c + \bar{M}_c \rangle k'_i}{8 + 4\lambda} + \langle M_b + \bar{M}_b \rangle B(B \rightarrow D_i^*), \quad (28)$$

其中  $k_i$  与  $k'_i$  分别是粲介子  $D_i$  与  $D_i^*$  的相对权重, 如表 1 所示,  $B(D_j^* \rightarrow D_i)$  是矢量粲介子  $D_j^*$  衰变为赝标量介子  $D_i$  的几率,  $B(B \rightarrow D_i)$  与  $B(B \rightarrow D_i^*)$  分别是美介子衰变为  $D_i$  与  $D_i^*$  的几率. 这里的 B 介子不区别  $B^+B^-B^0 \dots$  等, 并且  $B(B \rightarrow D_i)$  还包括了  $B \rightarrow D_j^* \rightarrow D_i$  的贡献. 除包含  $D_j^*$  的  $B(D_j^* \rightarrow D_i)$  外, 其余的  $B(D_j^* \rightarrow D_i)$  以及  $B(B \rightarrow D_i)$  与  $B(B \rightarrow D_i^*)$  都可以由文献[4]查到. 目前实验对  $D_j^*$  衰变特性的研究尚不充分, 但一般都认为象矢量非奇异粲介子百分之百衰变为赝标量非奇异粲介子一样, 矢量奇异粲介子百分之百衰变为赝标量奇异粲介子. 因此, 我们取  $B(D_j^* \rightarrow D_i) = \delta_{ji}$ . 由文献[4] (II12) 查得:  $B(D_1^* \rightarrow D_1) = B(D^{*0} \rightarrow D^0) = 1$ ,  $B(D_2^* \rightarrow D_1) = B(D^{*+} \rightarrow D^0) = 0.55$ ,  $B(D_2^* \rightarrow D_2) = B(D^{*+} \rightarrow D^+) = 0.45$ ,  $B(B \rightarrow D_1) = B(B \rightarrow D^0) = 0.39$ ,  $B(B \rightarrow$

表 2 粲介子与美介子产额计算值

$\sqrt{s}(\text{GeV})$	10.5	29	34.4	60	80	91.16	100	120	140	160	178
$\langle M_c + \bar{M}_c \rangle$	0.593	0.562	0.555	0.468	0.294	0.260	0.266	0.310	0.346	0.366	0.379
$\langle M_b + \bar{M}_b \rangle$	0.161	0.143	0.144	0.196	0.313	0.336	0.324	0.298	0.275	0.262	0.254
$\langle D^0 + \bar{D}^0 \rangle$	0.417	0.401	0.397	0.364	0.303	0.291	0.292	0.307	0.320	0.327	0.332
$\langle D^+ + \bar{D}^- \rangle$	0.191	0.179	0.166	0.153	0.128	0.124	0.125	0.130	0.135	0.138	0.140
$\langle D_1^+ + D_1^- \rangle$	0.102	0.091	0.090	0.085	0.077	0.076	0.077	0.078	0.080	0.081	0.081
$\langle D^{*0} + \bar{D}^{*0} \rangle$	0.193	0.183	0.181	0.153	0.096	0.085	0.087	0.101	0.113	0.119	0.124
$\langle D^{*+} + D^{*-} \rangle$	0.230	0.215	0.213	0.196	0.165	0.159	0.160	0.167	0.173	0.177	0.179
$\langle D_2^{*+} + D_2^{*-} \rangle$	0.058	0.055	0.054	0.045	0.029	0.025	0.026	0.030	0.034	0.036	0.037
$\langle B^0 + \bar{B}^0 \rangle + \langle B^+ + B^- \rangle$	0.140	0.124	0.126	0.171	0.272	0.292	0.282	0.259	0.239	0.228	0.221
$\langle B_1^0 + \bar{B}_1^0 \rangle$	0.021	0.019	0.020	0.026	0.041	0.044	0.042	0.039	0.036	0.034	0.033
$\langle B^{*0} + \bar{B}^{*0} \rangle$	0.053	0.047	0.048	0.064	0.102	0.110	0.106	0.097	0.090	0.085	0.083
$\langle B^{*+} + B^{*-} \rangle$	0.053	0.047	0.048	0.064	0.102	0.110	0.106	0.097	0.090	0.085	0.083
$\langle B_2^{*0} + \bar{B}_2^{*0} \rangle$	0.016	0.014	0.014	0.019	0.031	0.033	0.032	0.029	0.027	0.026	0.025

$D_2) = B(B \rightarrow D^+) = 0.17, B(B \rightarrow D_2^*) = B(B \rightarrow D^{*+}) = 0.22, B(B \rightarrow D_3) = B(B \rightarrow D_3^+) = 0.125$ , 其他  $B = 0$ . 在不同能量下计算的各种末态粲介子产额列于表 2.

## 七、末态美介子产额

假定矢量美介子 ( $s = 1$ ) 与赝标量美介子 ( $s = 0$ ) 的权重之比为 3:1, 考虑到奇异夸克的抑制因子  $\lambda = 0.3$ , 各种直生美介子的相对权重如表 3 所示.

表 3 直生美介子的相对权重

$B^0, \bar{B}^0$ ( $b\bar{d}, \bar{b}d$ ) $s = 0$	$B^+, B^-$ ( $\bar{b}u, b\bar{u}$ ) $s = 0$	$B_2^0, \bar{B}_2^0$ ( $b\bar{s}, \bar{b}s$ ) $s = 0$	$B^{*0}, \bar{B}^{*0}$ ( $b\bar{d}, \bar{b}d$ ) $s = 1$	$B^{*+}, B^{*-}$ ( $\bar{b}u, b\bar{u}$ ) $s = 1$	$B_2^{*0}, \bar{B}_2^{*0}$ ( $b\bar{s}, \bar{b}s$ ) $s = 1$
1	1	$\lambda$	3	3	$3\lambda$

令  $\langle B_i \rangle$  与  $\langle B_i^* \rangle$  ( $i = 1, 2, 3$ ) 表示如下各种末态美介子产额:

$$\begin{aligned} \langle B_1 \rangle &= \langle B^0 + \bar{B}^0 \rangle, \quad \langle B_2 \rangle = \langle B^+ + B^- \rangle, \quad \langle B_3 \rangle = \langle B_2^0 + \bar{B}_2^0 \rangle, \\ \langle B_1^* \rangle &= \langle B^{*0} + \bar{B}^{*0} \rangle, \quad \langle B_2^* \rangle = \langle B^{*+} + B^{*-} \rangle, \quad \langle B_3^* \rangle = \langle B_2^{*0} + \bar{B}_2^{*0} \rangle. \end{aligned} \quad (29)$$

$\langle B_i \rangle$  与  $\langle B_i^* \rangle$  的计算公式为

$$\langle B_i \rangle = \frac{\langle M_b + \bar{M}_b \rangle k_i}{8 + 4\lambda} + \sum_{j=1}^3 \frac{\langle M_b + \bar{M}_b \rangle k'_j}{8 + 4\lambda} B(B_j^* \rightarrow B_i), \quad (30)$$

$$\langle B_i^* \rangle = \frac{\langle M_b + \bar{M}_b \rangle k'_i}{8 + 4\lambda}, \quad (31)$$

式中  $k_i$  与  $k'_i$  分别是赝标量美介子  $B_i$  与矢量美介子  $B_i^*$  的相对权重, 如表 3 所示. 由于目前缺少矢量美介子及其衰变特性的实验数据, 公式(30)中的  $B(B_j^* \rightarrow B_i)$  是未知的. 因此末态赝标量美介子的产额  $\langle B_i \rangle$  无法计算. 已知非奇异矢量粲介子百分之百衰变为非奇异赝标量粲介子, 奇异矢量粲介子百分之百衰变为奇异赝标量粲介子, 我们假定这一规律对美介子也同样成立. 便有

$$\begin{aligned} B(B^{*0} \rightarrow B^0) + B(B^{*0} \rightarrow B^+) &= 1, \quad B(B^{*+} \rightarrow B^0) + B(B^{*+} \rightarrow B^+) = 1, \\ B(B_2^{*0} \rightarrow B_2^0) &= 1, \quad B(B_2^{*0} \rightarrow B^0) = B(B_2^{*0} \rightarrow B^+) = B(B^{*0} \rightarrow B_2^0) \\ &= B(B^{*+} \rightarrow B_2^0) = 0. \end{aligned} \quad (32)$$

由(30)得

$$\langle B^+ + B^- \rangle + \langle B^0 + \bar{B}^0 \rangle = \frac{\langle M_b + \bar{M}_b \rangle 8}{8 + 4\lambda}, \quad (33)$$

$$\langle B_2^0 + \bar{B}_2^0 \rangle = \frac{\langle M_b + \bar{M}_b \rangle 4\lambda}{8 + 4\lambda}. \quad (34)$$

虽然我们无法计算  $\langle B^+ + B^- \rangle$  与  $\langle B^0 + \bar{B}^0 \rangle$ , 但由(33)可以计算它们之和. 在表 2 中给出了不同能量的各种末态美介子产额的计算值.

## 八、结束语

在  $e^+e^-$  湮没中不同味道夸克喷注出现的几率  $P_i$  是一个基本物理量, 它取决于电磁



作用和弱作用,可以由电弱统一标准模型计算. 当  $\sqrt{s} < 30\text{GeV}$  时,弱作用可以忽略,单纯的电磁作用使  $P_i$  正比于  $Q_i^2$ ,且与能量  $\sqrt{s}$  无关. 这时 5 种夸克喷注出现的几率之比为  $P_u:P_d:P_s:P_c:P_b = 4:1:1:4:1$ . 当  $\sqrt{s} > 30\text{GeV}$  时,电弱统一作用使  $P_i$  同能量  $\sqrt{s}$  有关,5 种夸克喷注出现的几率之比随能量改变. 当  $\sqrt{s} = m_Z$  时,  $P_u:P_d:P_s:P_c:P_b = 7:9:9:7:9$ . 当  $\sqrt{s} = 78$  与  $117\text{GeV}$  时,5 种夸克喷注出现的几率相等.

由于重强子中的重夸克来自重夸克喷注中领头的初始夸克对,粲粒子与美粒子的产额同 c 喷注与 b 喷注出现的几率  $P_c$  与  $P_b$  有比较简单的关系. 我们在文献[1]中曾计算了  $\sqrt{s} = 10-50\text{GeV}$  的粲介子产额,现在我们将能量上限扩大到  $178\text{GeV}$ ,同时又计算了美介子产额. 计算结果表明,当  $\sqrt{s}$  由  $34.4\text{GeV}$  变到  $m_Z = 91.16\text{GeV}$  时,粲介子产额减小,美介子产额增加,例如赝标量粲介子总产额  $\langle D^0 + \bar{D}^0 \rangle + \langle D^+ + D^- \rangle + \langle D_s^+ + D_s^- \rangle$  由  $0.653$  变为  $0.491$ ,赝标量美介子总产额  $\langle B^0 + \bar{B}^0 \rangle + \langle B^+ + B^- \rangle + \langle B_s^0 + \bar{B}_s^0 \rangle$  由  $0.144$  变为  $0.336$ . 考虑到当  $\sqrt{s}$  由  $34.4\text{GeV}$  变到  $m_Z = 91.16\text{GeV}$  时,  $e^+e^- \rightarrow h$  的截面由  $0.286\text{nb}$  变为  $40.1\text{nb}$ ,增加 139 倍,在  $e^+e^- \rightarrow h$  反应中赝标量粲介子与美介子的事例数目将分别增加 104 与 324 倍. 因此,在 LEP 能区研究粲介子与美介子的性质,包括它们的产生与衰变规律,是十分有利的. LEP 正负电子对撞机的继续运转,必将对粲粒子物理与美粒子物理的研究作出重要贡献.

我们在低能区计算的粲介子产额同实验相符<sup>[1]</sup>. 高能区特别是 LEP 能区,目前尚无粲介子产额的实验数据. 而对于美介子的实验研究,不论是低能区还是高能区,才刚刚开始. 因此高能区粲介子产额与全能区美介子产额的计算结果,有待于今后实验检验.

### 参 考 文 献

- [1] 陈鄂生,谢去病,中国科学 A 辑,1990,4: 377.
- [2] Particle Data Group, *Phys. Lett.*, **204B** (1988), 1.
- [3] T. Mori et al., *Phys. Lett.*, **218B** (1989), 499.
- [4] Particle Data Group, *Phys. Lett.*, **239B** (1990), III58.
- [5] U. Amaldi et al., *Phys. Rev.*, **D36** (1987), 1385.
- [6] ALEPH Collab., D. Decamp et al., *Phys. Lett.*, **235B** (1990), 399.
- [7] CDF Collab., Preprint Fermilab-Conf-90/138-E, [E-741/CDF].
- [8] ALEPH Collab., D. Decamp et al., *Phys. Lett.*, **231B** (1989), 519.
- [9] DEPHI Collab., Preprint CERN-PPE/90-123, 29 August 1990.
- [10] P. K. Malhotra and R. Orave, *Z. Phys.*, **C17** (1983), 85.
- [11] D. Bortoletto et al. *Phys. Rev.*, **D37** (1988), 1719.

**Yields of Charmed and Beautiful Mesons in  $e^+e^-$   
Annihilation at  $\sqrt{s} = 10\text{--}178\text{GeV}$**

CHEN ESHENG

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

LI MINGMING

(*Department of Physics, Jinan University*)

ABSTRACT

Based on the electroweak unified standard model, the probability  $P_i$  for the production of  $i$ -quark jet ( $i=u, d, s, c$  and  $b$ ) in  $e^+e^-$  annihilation has been studied. The probability  $P_i$  is a function of energy  $\sqrt{s}$ . The calculated component ratios of  $P_u:P_d:P_s:P_c:P_b$  are 4:1:1:4:1 for  $\sqrt{s} < 30\text{GeV}$ , 7:9:9:7:9 for  $\sqrt{s} = m_z = 91.16\text{GeV}$  and 1:1:1:1:1 for  $\sqrt{s} = 78$  and  $117\text{GeV}$ , respectively. Using  $P_c$  and  $P_b$ , we have calculated the yields of charmed and beautiful mesons in  $e^+e^-$  annihilation at  $\sqrt{s} = 10\text{--}178\text{GeV}$ .