

高能 e^+e^- 湮没中长寿命带电粒子的产额*

陈鄂生

(山东大学物理系, 济南 250100)

摘 要

根据 e^+e^- 湮没中夸克的产生律与组合律, 本文计算了高能 $e^+e^- \rightarrow h'$ 反应中三种长寿命带电粒子的产额及平均带电粒子多重数 $\langle n_{ch} \rangle$, 计算结果同实验相符.

一、引 言

文献[1]给出了 e^+e^- 湮没中夸克的强子化模型——夸克的产生律与组合律, 并根据这一强子化模型计算了 e^+e^- 湮没中带电粒子多重数 $\langle n_{ch} \rangle$ 和各种强子的产额, 得到了同实验相符的结果. 根据这一强子化模型, 还研究了 e^+e^- 湮没中重子反重子关联, 半单举分布, 粲介子的产生以及胶子的碎裂等, 都得到了同实验相符的结果^[2]. 这说明文献[1]的强子化模型是成功的. 但是文献[1]在计算 e^+e^- 湮没中第一对(初始)夸克 $q_i\bar{q}_i$ ($i = u, d, s, c, b$) 的产生截面时, 只考虑了 e^+ 与 e^- 之间的电磁作用, 没有考虑同时存在的弱作用. 利用电弱统一标准模型可以计算初始夸克对 $q_i\bar{q}_i$ 的产生截面 $\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma, Z^0 \rightarrow q_i\bar{q}_i)$. 计算表明, 当 e^+e^- 对撞质心系能量 $\sqrt{s} \leq 40\text{GeV}$ 时, 弱作用对这一截面的贡献相对电磁作用来说可以忽略不计. 但是当 $\sqrt{s} > 40\text{GeV}$ 时, 弱作用对截面的贡献同电磁作用的贡献相比变得比较明显, 并且随着能量的增大, 愈来愈明显. 特别是当能量接近 Z^0 共振能量 m_Z ($\sim 91\text{GeV}$) 时, 前者远远超过后者. 当能量 $\sqrt{s} < 40\text{GeV}$ 时, 仅由电磁作用决定的不同味道初始夸克对产生的几率之比 $P_u:P_d:P_s:P_c:P_b = 4:1:1:4:1$, 同能量 \sqrt{s} 无关. 当 $\sqrt{s} > 40\text{GeV}$ 时, 由电磁作用和弱作用共同决定的不同味道初始夸克对产生几率之比随能量升高而改变. 当 $\sqrt{s} = m_Z$ 时, $P_u:P_d:P_s:P_c:P_b = 7:9:9:7:9$. 在计算强子产额时, 不同味道初始夸克对的产生几率 P_i 是重要的依据. 由于文献[1]只考虑电磁作用, 它所给出的强子产额计算值只适用于 $\sqrt{s} < 40\text{GeV}$. 这一能区正是前一阶段实验测量强子产额的主要能区. 最近在 CERN 新建成的大型正负电子对撞机 (LEP) 上工作的 ALEPH 与 DELPHI 实验组, 以及在日本正负电子对撞机上工作的 TOPAZ 实验组, 分别给出了 $\sqrt{s} = 91$ 及 $50-60\text{GeV}$ 的带电粒子多重数 $\langle n_{ch} \rangle$ 的实验值. 不久, 这些实验组还将给出相应能区各种强子产额的实验值. 因此很有必要在

本文1992年2月1日收到.

* 国家自然科学基金资助.

文献[1]的基础上,利用电弱统一标准模型给出的各种味道初始夸克对产生的几率,算出 $\sqrt{s} > 40\text{GeV}$ 的高能区带电粒子多重数 $\langle n_{ch} \rangle$ 和各种强子产额,以便在新的能区检验这一强子化模型。

近年来实验发现,在 e^+e^- 湮没为强子的反应中, $\frac{3}{2}^+$ 重子的产生相对 $\frac{1}{2}^+$ 重子受到很强的抑制^[3]。根据 $SU(6)$ 对称,自旋为 J 的粒子产生的几率应正比于自旋态数目 $2J + 1$ 。实验测量表明,在 e^+e^- 湮没为强子的反应中, 1^- 与 0^- 直生介子产生的相对比例基本上符合 $SU(6)$ 对称要求的 3:1, 而 $\frac{3}{2}^+$ 与 $\frac{1}{2}^+$ 直生重子产生的相对比例却远远不同于 $SU(6)$ 对称要求的 2:1, 大约是 0.3:1。文献 [3] 证明了这种自旋抑制是夸克味道守恒的结果,并计算出 $\frac{3}{2}^+$ 重子相对 $\frac{1}{2}^+$ 重子的产生比例 $\beta = (\lambda + 1)/(2\lambda + 3)$, 其中 λ 是多重产生中奇异夸克抑制因子。已知 λ 的实验值为 0.3, 将 $\lambda = 0.3$ 代入上式得 $\beta = 0.36$, 同 β 的实验值相符。本文在计算强子产额时采用了文献 [3] 给出的 β 理论值 0.36。

由于目前对含有重夸克 c 或 b 的粒子衰变分支比实验研究得很不充分,因此在计算末态强子产额时如何计入重粒子衰变的贡献,就成为一个重要的问题。本文对此问题作了比较细致的考虑。

二、各种味道夸克喷注出现的几率

e^+e^- 湮没为强子的过程比较复杂。 e^+e^- 在电磁作用和弱作用下先转换成一味道为 i 的初始夸克对 $q_i\bar{q}_i$, 然后这一对夸克在分离时由于它们之间的强作用又从真空中激发出许多对新的夸克 q,\bar{q} , 最后所有这些夸克在强作用下组合成强子,形成沿相对方向分离的两个强子喷注。一对初始夸克在它们产生的同时有一定几率先辐射一个硬胶子,然后重复上述形成一对强子喷注的强子化过程。根据量子色动力学(QCD),由夸克产生的这一硬胶子将不断辐射出新的胶子,所有胶子最终将转化为一对对夸克 q,\bar{q} , 并组合成强子,形成另一强子喷注。这就是实验发现 e^+e^- 湮没中有少数三喷注事例的原因。由味道 i 的初始夸克 $q_i\bar{q}_i$ 形成的强子喷注(包括双喷注与三喷注)记为 i 夸克喷注。 i 夸克喷注出现的几率 P_i 就是 i 味道初始夸克对 $q_i\bar{q}_i$ 产生的几率,由反应截面 $\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma, Z^0 \rightarrow q_i\bar{q}_i; g)$ 决定,其中 g 表示已计入 q_i 或 \bar{q}_i 辐射胶子 g 的辐射修正。定义相对截面

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

其中

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

是由量子电动力学计算的反应 $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ 最低级近似截面。(2)式中的 α 是精细结构常数, 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 α_s^2 , α_s 是强作用耦合常数),以及夸克 q_i 的质量效应, $R(q_i)$ 的计算公式为^[4]

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

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. $F_{\mu}(\mu = V, A)$ 是同能量 \sqrt{s} , 夸克 q_i 的电荷 Q_i 与速度 β_i , 弱作用耦合常数 G_F , Z^0 粒子质量 m_Z 与宽度 Γ_Z 以及温伯格角 θ_W 等有关的函数. $C_k^{\mu}(k = 1, 2, 3)$ 同 β_i 与 N_f 有关, N_f 是能量为 \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. α_s 是同 \sqrt{s} , N_f 与 QCD 标

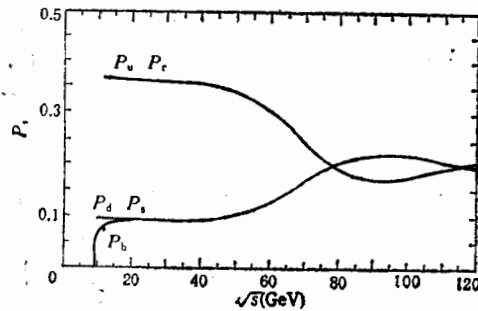


图1 五种夸克喷注出现的几率 P_i

度参数 $\Lambda_{\overline{MS}}^{(N_f)}$ 有关的函数. 我们在文献[4]中对 F_{μ} , C_k^{μ} 与 α_s 的计算式以及式中所有参数值的选择作了详细的介绍. i 夸克喷注出现的几率

$$P_i = R(q_i) / \sum_{i=u,d,c,b} R(q_i). \quad (4)$$

按照文献[4]所确定的如下参数值: $m_Z = 91.16 \text{ GeV}$, $\Gamma_Z = 2.534 \text{ GeV}$, $\sin^2 \theta_W = 0.230$, $\Lambda_{\overline{MS}}^{(5)} = 0.22 \text{ GeV}$, $m_u = m_d = 0.34 \text{ GeV}$, $m_s = 0.45 \text{ GeV}$, $m_c = 1.5 \text{ GeV}$, $m_b = 4.73 \text{ GeV}$,

$G_F = 1.1663 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$, 我们计算了 $\sqrt{s} = 10-120 \text{ GeV}$ 的 P_i . 计算结果如图1所示. 由图1看出, 只在 $\sqrt{s} = 10-40 \text{ GeV}$ 的能量范围内 P_i 同 \sqrt{s} 近似无关. 文献[5]给出 $\sqrt{s} = 91 \text{ GeV}$ 的 $P_c = 0.148 \pm 0.044^{+0.043}_{-0.038}$, $P_b = 0.220 \pm 0.016 \pm 0.024$. 这两个实验值同我们计算的 $P_c = 0.170$ 与 $P_b = 0.220$ 相符.

三、真空激发的平均轻夸克对数目

根据“隧道效应”, 一对初始夸克 $q_i \bar{q}_i$ 从真空中强作用激发出一对质量为 m_v 的夸克 $q_v \bar{q}_v$ 的几率为^[6]

$$N_v \propto e^{-k m_v}, \quad (5)$$

其中 k 是同强作用有关的常数. 将五种夸克的质量分别代入(5)式, 令 N_i/N_u 等于实验测定的奇异夸克抑制因子 $\lambda = 0.3$, 定出常数 k , 从而得到五种夸克产生的几率之比为

$$N_u : N_d : N_s : N_c : N_b = 1 : 1 : 0.3 : 10^{-13} : 10^{-134}. \quad (6)$$

由此可见, 根据“隧道效应”, 在新产生的夸克中重夸克对 $c\bar{c}$ 与 $b\bar{b}$ 完全可以忽略不计, 真空激发的夸克对全部是轻夸克对 $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ 与 $s\bar{s}$, 并且它们之间的相对比例是 $1:1:\lambda$. 由“隧道效应”得到的上述结论已得到实验证实, 文献[5]根据粲粒子中的 c 夸克与美粒子中的 b 夸克仅来自初始夸克而测定的 P_c 与 P_b 同理论计算值一致, 就是一个很好的证据.

为了计算一对初始夸克 $q_i \bar{q}_i$ 从真空中激发出的平均轻夸克对的数目 $\langle N \rangle$, 引入有效能 Q , 它是 $q_i \bar{q}_i$ 用于真空激发产生新夸克对的能量. 实验表明, 对于初始夸克对为轻夸克对 $u\bar{u}, d\bar{d}$ 与 $s\bar{s}$ 的事例, 在末态强子中无法根据强子的能量判断出其中的夸克是初始夸

克, 还是新产生的夸克。可以认为初始夸克对几乎将它所具有的全部能量 \sqrt{s} 都用来激发产生新的夸克对。因此对于轻夸克喷注, 有效能 $Q_1 \approx \sqrt{s}$ 。对于重夸克喷注, 实验发现末态含有重夸克的一对强子带有初始重夸克对能量 \sqrt{s} 的大部分。这说明有效能 Q_c 或 Q_b 只是 \sqrt{s} 中的小部分。实验测量的粲介子与美介子平均分数动量分别是 $\langle x \rangle_c = 0.58$ 与 $\langle x \rangle_b = 0.75$, 同 \sqrt{s} 无关。Peterson 等根据重夸克对从真空中激发出一对轻夸克时几乎不改变原有动量的观点, 用量子力学方法推导出重粒子分数动量的分布函数^[7]

$$\frac{d\sigma}{dx} \sim \frac{1}{x \left(1 - \frac{1}{x} - \frac{\epsilon}{1-x}\right)^2}, \quad (7)$$

其中 ϵ 是同重夸克质量有关的参数。大量实验表明, 选择合适参数 ϵ , 公式(7)同实验数据相符。Peterson 公式自然解释了 $\langle x \rangle_c$ 与 $\langle x \rangle_b$ 同 \sqrt{s} 无关。粒子的分数能量 Z 与分数动量 x 的定义是

$$Z \equiv E/E_{\max} = 2E/\sqrt{s}, \quad x \equiv p/p_{\max} = P / \left[\left(\frac{\sqrt{s}}{z} \right)^2 - M^2 \right]^{1/2}. \quad (8)$$

其中 E, p 与 M 分别是粒子的能量、动量与质量。由(8)及 $E^2 = p^2 + M^2$ 得到 Z 与 x 的如下关系式

$$Z = [x^2 + 4M^2(1-x^2)/s]^{1/2}. \quad (9)$$

近似地认为平均值 $\langle Z \rangle$ 与 $\langle x \rangle$ 也满足关系式(9),

$$\langle Z \rangle = [\langle x \rangle^2 + 4M^2(1-\langle x \rangle^2)/s]^{1/2}. \quad (10)$$

有效能

$$Q = \sqrt{s}(1-\langle Z \rangle) = \sqrt{s} \{1 - [\langle x \rangle^2 + 4M^2(1-\langle x \rangle^2)/s]^{1/2}\}. \quad (11)$$

对 c -喷注, 令 $M = 2\text{GeV}$, $\langle x \rangle = 0.58$, 得

$$Q_c = \sqrt{s} [1 - (0.336 + 10.624/s)^{1/2}]. \quad (12)$$

对 b -喷注, 令 $M = 5.27\text{GeV}$, $\langle x \rangle = 0.75$, 得

$$Q_b = \sqrt{s} [1 - (0.563 + 48.658/s)^{1/2}]. \quad (13)$$

文献[1]假定由有效能 Q 产生的 $\langle N \rangle$ 对夸克之间的相互作用势是非饱和的, 令新产生的夸克之间的平均相互作用势能为 \bar{V} , 平均夸克质量为 \bar{m} , 由能量守恒公式

$$Q = 2\langle N \rangle \bar{m} + \langle N \rangle (2\langle N \rangle - 1) \bar{V}, \quad (14)$$

得到

$$\langle N \rangle = (\alpha^2 + \beta Q)^{1/2} - \alpha, \quad (15)$$

其中

$$\beta = 1/(2\bar{V}), \quad \alpha = \beta \bar{m} - 1/4, \quad (16)$$

轻夸克平均质量 $\bar{m} = 0.34 \times 2/(2+\lambda) + 0.45\lambda/(2+\lambda) = 0.36(\text{GeV})$. \bar{V} 作为可调参数, 文献[1]取 $\bar{V} = 0.11\text{GeV}$. 由(16)式得 $\beta = 4.7\text{GeV}^{-1}$, $\alpha = 1.44$. 于是在轻夸克喷注中平均轻夸克对数目

$$\langle N \rangle_1 = (1.44 + 4.7\sqrt{s})^{1/2} - 1.44. \quad (17)$$

在 c-喷注中,平均轻夸克对数目(不包括一对粲粒子中的轻夸克)

$$\langle N \rangle_c = \{1.44 + 4.7[1 - (0.336 + 10.624/s)^{1/2}]\}^{1/2} - 1.44. \quad (18)$$

在 b-喷注中,平均轻夸克对数目(不包括一对美粒子中的轻夸克)

$$\langle N \rangle_b = \{1.44 + 4.7[1 - (0.563 + 48.658/s)^{1/2}]\}^{1/2} - 1.44. \quad (19)$$

四、强子产额的计算公式

N 对轻夸克 $q_i \bar{q}_i$ 在强作用下相互组合成一定数目的强子,设其中介子数目为 M , 重子数目为 B ,反重子数目为 \bar{B} . 由于强作用下重子数守恒, N 对夸克组成的重子数目一定等于反重子数目, $B = \bar{B}$. 在夸克组成强子前后夸克总数应保持不变, M 与 B 满足关系式

$$2N = 2M + 6B. \quad (20)$$

文献[8]根据快速度近关联的夸克组合规则,利用计算机模拟方法,得到了 M 及 B 同 N 的如下关系式:

$$\begin{aligned} B(N) = \bar{B}(N) &= 0.114N - 0.243, & M(N) &= 0.658N + 0.685, & N &\geq 3 \\ B(N) = \bar{B}(N) &= 0, & M(N) &= N, & N &< 3 \end{aligned} \quad (21)$$

由于由(21)中 $N \geq 3$ 的两式计算的 $B\bar{B}$ 和 M 不能严格满足夸克数守恒条件(20),因此本文在利用(21)式时已将 $M(N)$ 中的常数项 0.685 修正为 0.729. 通常认为夸克对数目 N 满足泊松分布

$$P(N) = \frac{\langle N \rangle^N e^{-\langle N \rangle}}{N!}, \quad (22)$$

其中 $\langle N \rangle$ 是平均夸克对数目. 由 $\langle N \rangle$ 一定的夸克组合成的平均重子数 $\langle B \rangle$, 平均反重子数 $\langle \bar{B} \rangle$ 与平均介子数 $\langle M \rangle$ 分别由下式决定

$$\begin{aligned} \langle B \rangle = \langle \bar{B} \rangle &= \sum_{N=3} P(N) B(N) = \sum_{N=3} \frac{(0.114N - 0.243) \langle N \rangle^N e^{-\langle N \rangle}}{N!}, \\ \langle M \rangle &= \sum_N P(N) M(N) = \sum_{N=1}^2 \frac{\langle N \rangle^N e^{-\langle N \rangle}}{(N-1)!} + \sum_{N=3} \frac{(0.658N + 0.729) \langle N \rangle^N e^{-\langle N \rangle}}{N!}. \end{aligned} \quad (23)$$

当 $\langle N \rangle > 5$ 时,(23)式可以近似表示为

$$\begin{aligned} \langle B \rangle = \langle \bar{B} \rangle &= 0.114\langle N \rangle - 0.243, \\ \langle M \rangle &= 0.658\langle N \rangle + 0.729. \end{aligned} \quad (24)$$

利用公式(17)与(23),可以算出给定能量 \sqrt{s} 的 e^+e^- 湮没中轻夸克喷注内平均介子数 $\langle M \rangle_1$ 及平均重子数 $\langle B \rangle_1$. 利用公式(18)(19)与(23),可以算出重夸克喷注中不包括一对领头重粒子的平均介子数 $\langle M \rangle_c$ 与 $\langle M \rangle_b$ 及平均重子数 $\langle B \rangle_c$ 与 $\langle B \rangle_b$. 在上述 $\langle M \rangle_\mu$ ($\mu = 1, c, b$) 个介子中,根据 $SU(6)$ 对称并考虑奇异夸克抑制因子 λ ($\lambda = 0.3$), 直生介子(由夸克直接组合成的介子,不包括来自其他短寿命粒子衰变的贡献) M_i 出现的几率 $C(M_i)$ 正比于 $(2J_i + 1)\lambda^{\alpha_i}$, 其中 J_i 是介子 M_i 的自旋, α_i 是介子 M_i 中含有的奇异夸克数. 表1给出了各种直生介子的产生几率 $C(M_i)$. 对于直生重子,除了考虑奇异夸克抑制之外,还要考虑“自旋抑制”. 在 $\langle B \rangle_k$ ($k = 1, c, b$) 个重子中,重子 B_i 出现的几率

$C(B_i)$ 正比于 $\beta_i \lambda^{\alpha_i}$, 其中 α_i 是重子 B_i 中含有的奇异夸克数, $\beta_i = 1$ (B_i 为 $\frac{1}{2}^+$ 重子时) 或 0.36 (B_i 为 $\frac{3}{2}^+$ 重子时)。表 1 也给出了各种直生重子的产生几率 $C(B_i)$ 。

表 1 直生介子与重子的权重

h_i	J_i	α_i	$(2J_i + 1)\lambda^{\alpha_i}$	$C(h_i)$	h_i	J_i	β_i	α_i	$\beta_i \lambda^{\alpha_i}$	$C(h_i)$
$\pi^+\pi^-\pi^0$	0	0	1	0.048	n, p	1/2	1	0	1	0.203
$K^0\bar{K}^0K^+K^-$	0	1	0.3	0.014	Λ	1/2	1	1	0.3	0.061
η	0	4/3	0.2	0.097	$\Sigma^-\Sigma^0\Sigma^+$	1/2	1	1	0.3	0.061
η'	0	2/3	0.45	0.022	$\Xi^-\Xi^0$	1/2	1	2	0.09	0.018
$\rho^+\rho^-\rho^0$	1	0	3	0.145	$\Delta^-\Delta^0\Delta^+\Delta^{++}$	3/2	0.36	0	0.36	0.069
$K^{*0}\bar{K}^{*0}K^{*+}K^{*-}$	1	1	0.9	0.043	$\Sigma^{*+}\Sigma^{*0}\Sigma^{*-}$	3/2	0.36	1	0.108	0.021
ω	1	0	3	0.145	$\Xi^{*+}\Xi^{*0}$	3/2	0.36	2	0.032	0.006
ϕ	1	2	0.27	0.013	Ω^-	3/2	0.36	3	0.010	0.002

实验测量到的强子产额包括来自其他短寿命强子衰变的贡献。为了将计算的强子产额同实验值比较,要计入其他强子衰变的贡献。除了 π 介子,所有介子(0^- 与 1^- 介子)都只有来自介子衰变的贡献,没有来自重子衰变的贡献(K 介子有来自 Ω 重子衰变的很小贡献,完全可以忽略不计),而且只有来自直生介子直接衰变的贡献,没有多次相继衰变的贡献。令 $F(M_i)$ 表示在 $\langle M \rangle_\mu$ ($\mu = 1, s, b$) 个直生介子中平均一个直生介子产生的 M_i 介子的数目,包括直生 M_i 介子及由其他短寿命粒子衰变产生的 M_i 介子,

$$F(M_i) = C(M_i) + \sum_j C(M_j)B(M_j \rightarrow M_i), \quad M_i \neq \pi^+, \pi^-, \pi^0, \quad (25)$$

其中 $B(M_j \rightarrow M_i)$ 是一个介子 M_j 衰变成介子 M_i 的个数。例如 η' 衰变成 η 的方式有二种: $\eta' \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ 与 $\eta' \rightarrow \eta\pi^0\pi^0$, 分支比分别为 0.441 与 0.205, 从而 $B(\eta' \rightarrow \eta) = 0.441 + 0.205 = 0.646$, 而 η' 衰变成 π^0 的方式主要是 $\eta' \rightarrow \eta\pi^0\pi^0$, 所以 $B(\eta' \rightarrow \pi^0) \simeq 2 \times 0.205 = 0.41$ 。 π 介子除了有来自其他介子衰变的贡献,还有来自重子衰变的贡献。在对 π 介子有贡献的各种介子衰变方式中,有直接衰变的,也有二次相继衰变的(如 $\eta' \rightarrow \eta \rightarrow \pi^+\pi^-$)。平均一个直生介子产生的 $\pi^{0,\pm}$ 数目

$$F(\pi^{0,\pm}) = C(\pi^{0,\pm}) + \sum_{M_k \neq \pi^{0,\pm}} F(M_k)B(M_k \rightarrow \pi^{0,\pm}). \quad (26)$$

在对 π 介子有贡献的各种重子衰变方式中,有直生重子的直接衰变,也有多次相继的衰变。令 $G(\pi^{0,\pm})$ 表示平均一个直生重子产生的 $\pi^{0,\pm}$ 数目, $D(\pi^{0,\pm})$ 表示平均一个直生反重子产生的 $\pi^{0,\pm}$ 数目, $D(\pi^\pm) = G(\pi^\mp)$, $D(\pi^0) = G(\pi^0)$ 。计算 $G(\pi^{0,\pm})$ 要同计算平均一个直生重子产生的 B_i 重子数目 $G(B_i)$ 同时进行。对于 $B_i \neq \Lambda, p, n$ 的所有重子, B_i 只有来自其他直生重子直接衰变的贡献。

$$G(B_i) = C(B_i) + \sum_{B_j \neq B_i} C(B_j) B(B_j \rightarrow B_i), \quad B_i \neq \Lambda, p, n. \quad (27)$$

重子 Λ 有来自其他重子直接衰变和二次相继衰变的贡献。

$$G(\Lambda) = C(\Lambda) + \sum_{B_k \neq \Lambda, p, n} G(B_k) B(B_k \rightarrow \Lambda). \quad (28)$$

重子 p 与 n 有来自其他重子直接衰变及二次和三次相继衰变的贡献, π 介子除此之外还有四次相继衰变的贡献。

$$\begin{aligned} G(p) &= C(p) + \sum_{B_k \neq p, n} G(B_k) B(B_k \rightarrow p), \\ G(n) &= C(n) + \sum_{B_k \neq p, n} G(B_k) B(B_k \rightarrow n), \\ G(\pi^{0,\pm}) &= \sum_k G(B_k) B(B_k \rightarrow \pi^{0,\pm}). \end{aligned} \quad (29)$$

对反重子, 平均一个直生反重子产生的反重子 \bar{B}_i 的数目 $D(\bar{B}_i) = G(B_i)$. 表 2 列出了各种介子与重子的 $F(M_i)$, $G(B_i)$ 及 $G(\pi^{0,\pm})$.

表 2 各种强子 h_i 的 $F(h_i)$ 与 $G(h_i)$

h_i	π^+	π^-	π^0	K^+	K^-	K_s^0	K_L^0	η	η'	ρ^+	ρ^-
$F(h_i)$	0.595	0.595	0.615	0.064	0.064	0.062	0.062	0.024	0.022	0.145	0.145
h_i	ρ^0	K^{*+}	K^{*-}	K^{*0}	\bar{K}^{*0}	ω	ϕ				
$F(h_i)$	0.151	0.043	0.043	0.043	0.043	0.145	0.013				
h_i	n	p	Λ	Σ^+	Σ^0	Σ^-	Ξ^-	Ξ^0	Δ^{++}	Δ^+	Δ^0
$G(h_i)$	0.498	0.502	0.221	0.060	0.060	0.060	0.023	0.023	0.069	0.069	0.069
h_i	Δ^-	Σ^{*+}	Σ^{*0}	Σ^{*0}	Ξ^{*0}	Ξ^{*-}	Ω	π^+	π^-	π^0	K^-
$G(h_i)$	0.069	0.021	0.021	0.021	0.006	0.006	0.002	0.146	0.342	0.250	0.001

在重夸克喷注中, 强子的产额还有来自一对含有初始重夸克的领头粒子衰变的贡献。令 $K_c(h_i)$ 表示 c-喷注中一对粲粒子衰变对强子 h_i 产额的贡献, $K_b(h_i)$ 表示 b-喷注中一对美粒子衰变对强子 h_i 产额的贡献。在轻夸克喷注中, 由于不存在重粒子, $K_l(h_i) = 0$. 三种夸克喷注中各种强子的产额可统一表示为

$$\begin{aligned} \langle M_i \rangle_\mu &= \langle M \rangle_\mu F(M_i) + K_\mu(M_i), \quad M_i \neq \pi^+, \pi^-, \pi^0, \\ \langle \pi^{0,\pm} \rangle_\mu &= \langle M \rangle_\mu F(\pi^{0,\pm}) + 2G(\pi^{0,\pm}) \langle B \rangle_\mu + K_\mu(\pi^{0,\pm}), \\ \langle B_i \rangle_\mu &= \langle \bar{B}_i \rangle_\mu = \langle B_i \rangle_\mu G(B_i) + K_\mu(B_i), \\ \mu &= 1, c, b. \end{aligned} \quad (30)$$

在 e^+e^- 湮没中强子 $h_i (h_i = M_i, B_i)$ 的产额

$$\langle h_i \rangle = \sum_{\mu=1,c,b} \langle h_i \rangle_\mu P_\mu, \quad (31)$$

其中 $P_1 = P_u + P_d + P_s$ 是三种轻夸克喷注出现的几率总和, P_c 与 P_b 是 c-喷注与 b-喷注出现的几率。由于目前对重粒子及其衰变特性了解得尚不充分, $K_c(h_i)$ 与 $K_b(h_i)$ 是

未知的。这就给 $\langle h_i \rangle$ 的计算带来了困难。

五、长寿带电粒子产额

文献[9]给出了 $\sqrt{s} = 29\text{GeV}$ 的 e^+e^- 湮没的 c-喷注事例与 b-喷注事例中三种带电粒子产额的实验值:

$$\begin{aligned} \langle \pi^+ + \pi^- \rangle_c &= 10.8 \pm 0.9, \quad \langle K^+ + K^- \rangle_c = 2.0 \pm 0.5, \quad \langle p + \bar{p} \rangle_c = 0.6 \pm 0.5, \\ \langle \pi^+ + \pi^- \rangle_b &= 13.8 \pm 1.0, \quad \langle K^+ + K^- \rangle_b = 1.7 \pm 0.6, \quad \langle p + \bar{p} \rangle_b = 0.7 \pm 0.6. \end{aligned}$$

利用这些产额值,由 $\mu = c$ 与 b 的(30)式可以求出

$$\begin{aligned} K_c(\pi^+ + \pi^-) &= 4.7 \pm 0.9, \quad K_c(K^+ + K^-) = 1.4 \pm 0.5, \quad K_c(p + \bar{p}) = 0.1 \pm 0.5, \\ K_b(\pi^+ + \pi^-) &= 9.5 \pm 1.0, \quad K_b(K^+ + K^-) = 1.3 \pm 0.6, \quad K_b(p + \bar{p}) = 0.4 \pm 0.6. \end{aligned}$$

在上述六个参数中,除 $K_c(p + \bar{p})$ 与 $K_b(p + \bar{p})$ 因误差太大无法确定其值外,其余四个参数值可确定为 $K_c(\pi^+ + \pi^-) = 4.7$, $K_c(K^+ + K^-) = 1.4$, $K_b(\pi^+ + \pi^-) = 9.5$, $K_b(K^+ + K^-) = 1.3$. $K_c(p + \bar{p})$ 与 $K_b(p + \bar{p})$ 的值可以通过下面的分析得出. 在 c-喷注中,领头的 $c(\bar{c})$ 夸克有可能同 $N = \langle N \rangle_c + 1$ 对轻夸克中的一个 $\bar{q}_\mu(q_\mu)$ 组合成粲介子 $M_c(\bar{M}_c)$,也有可能同其中两个 $q_\mu q_\nu(\bar{q}_\mu \bar{q}_\nu)$ 组合成粲重子 $B_c(\bar{B}_c)$. 根据我们在文献[2]所列的第二篇文章推导的 $c(\bar{c})$ 夸克同 N 对轻夸克组合成 $B_c(\bar{B}_c)$ 与 $M_c(\bar{M}_c)$ 的几率之比

$$f_c = (N - 1)/(3N - 1) = \langle N \rangle_c / (3\langle N \rangle_c + 2), \quad (32)$$

得到领头的 $c(\bar{c})$ 夸克变成粲重子 $B_c(\bar{B}_c)$ 的几率为 $f_c / (1 + f_c) = \langle N \rangle_c / (4\langle N \rangle_c + 2)$. 由于在重子衰变反应中重子数守恒,当 $c(\bar{c})$ 夸克变成粲重子 $B_c(\bar{B}_c)$ 后,不管按什么方式衰变,它最终要变成一个质子 $p(\bar{p})$ 或中子 $n(\bar{n})$, 并且变成 $p(\bar{p})$ 与 $n(\bar{n})$ 的几率近似相等. 因此在 c-喷注中, $B_c(\bar{B}_c)$ 对质子产额 $\langle p \rangle \langle \bar{p} \rangle$ 的贡献为 $0.5\langle N \rangle_c / (4\langle N \rangle_c + 2)$, B_c 与 \bar{B}_c 对产额 $\langle p + \bar{p} \rangle$ 的贡献为 $\langle N \rangle_c / (4\langle N \rangle_c + 2)$, 即

$$K_c(p + \bar{p}) = \langle N \rangle_c / (4\langle N \rangle_c + 2). \quad (33)$$

对领头的 $b(\bar{b})$ 夸克作类似的分析,得到

$$K_b(p + \bar{p}) = \langle N \rangle_b / (4\langle N \rangle_b + 2). \quad (34)$$

尽管由于 $\langle N \rangle_c$ 与 $\langle N \rangle_b$ 同能量 \sqrt{s} 有关而使 $K_c(p + \bar{p})$ 与 $K_b(p + \bar{p})$ 同 \sqrt{s} 有关,但是这种依赖关系很不明显. 例如与 $\sqrt{s} = 20, 50, 90\text{GeV}$ 相应的 $K_c(p + \bar{p}) = 0.220, 0.236, 0.240$, $K_b(p + \bar{p}) = 0.210, 0.232, 0.237$. 当 $\sqrt{s} \rightarrow \infty$ 时, $K_c(p + \bar{p}) = K_b(p + \bar{p}) = 0.25$. 因此可近似地认为 $K_c(p + \bar{p})$ 与 $K_b(p + \bar{p})$ 为常数. 已知三种长寿带电粒子的 K_c 与 K_b , 这些粒子的产额计算公式为

$$\begin{aligned} \langle \pi^+ + \pi^- \rangle &= \sum_{\mu=1,c,b} \{ [F(\pi^+) + F(\pi^-)] \langle M \rangle_\mu + 2[G(\pi^+) \\ &\quad + G(\pi^-)] \langle B \rangle_\mu + K_\mu(\pi^+ + \pi^-) \} P_\mu, \\ \langle K^+ + K^- \rangle &= \sum_{\mu=1,c,b} \{ [F(K^+) + F(K^-)] \langle M \rangle_\mu + K_\mu(K^+ + K^-) \} P_\mu, \end{aligned} \quad (35)$$

$$\langle p + \bar{p} \rangle = \sum_{\mu=1, c, b} [2G(p)\langle B \rangle_{\mu} + K_{\mu}(p + \bar{p})] P_{\mu},$$

其中 $K_1(p + \bar{p}) = 0$ 。平均带电粒子多重数

$$\langle n_{ch} \rangle = \langle \pi^+ + \pi^- \rangle + \langle K^+ + K^- \rangle + \langle p + \bar{p} \rangle. \quad (36)$$

六、结果与讨论

根据公式(35),我们计算了 $\sqrt{s} = 10-120\text{GeV}$ 的 e^+e^- 湮没中三种长寿命带电粒子的产额 $\langle \pi^+ + \pi^- \rangle$ $\langle K^+ + K^- \rangle$ 与 $\langle p + \bar{p} \rangle$,并在图2中将计算值同实验值作了比较。可以看出,计算值同实验值基本相符。图3将由(36)式计算的平均带电粒子多重数 $\langle n_{ch} \rangle$ 同实验值作了比较,计算的 $\langle n_{ch} \rangle \sim \sqrt{s}$ 曲线在 $\sqrt{s} = 10-91\text{GeV}$ 的很宽能量范围

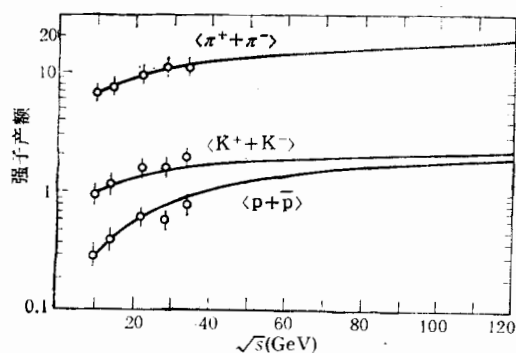


图2 三种长寿命带电粒子的产额 $\langle \pi^+ + \pi^- \rangle$ $\langle K^+ + K^- \rangle$ 与 $\langle p + \bar{p} \rangle$

图中 $\sqrt{s} = 10, 29\text{GeV}$ 的实验值取自文献[10],其他实验值取自文献[11].

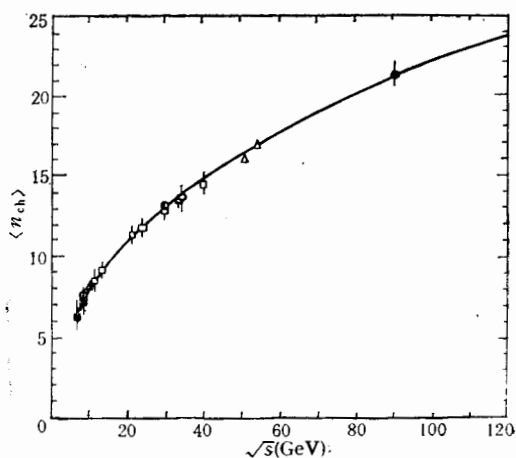


图3 平均带电粒子多重数 $\langle n_{ch} \rangle$

图中实线为理论计算曲线实验数据取自文献[12]

● ALEPH △ TOPAZ □ TASSO
○ JADE ■ LENA ▲ CLEO

内同实验值符合得很好。

本文在文献[1]基础上完成,得到[1]的作者谢去病与刘希明的支持和帮助,为此深表感谢。

参 考 文 献

- [1] 谢去病与刘希明, *Phys. Rev.*, **D38**(1988), 2169.
- [2] Liang Zuo-Tang and Xie Qu-Bing, *Phys. Rev.*, **D43**(1991), 751.
陈鄂生与谢去病, *中国科学 A 辑*, **33**(1990), 377.
赖小平等, *高能物理与核物理*, **14**(1990), 24.
刘希明, *高能物理与核物理*, **14**(1990), 31.
- [3] 谢去病, *高能物理与核物理*, **16**(1992), 22.
- [4] 陈鄂生与李明明, *高能物理与核物理*, **15**(1991), 981.
- [5] ALEPH Collab., D. Decamp et al., *Phys. Lett.*, **B244**(1990), 551.
- [6] A. Casher et al., *Phys. Rev.*, **D20**(1979), 732.
- [7] C. Peterson et al., *Phys. Rev.*, **D27**(1983), 105.
- [8] 陈之江等, *高能物理与核物理*, **12**(1988), 742.
- [9] TPC/Two-Gamma Collab., H. Alhara et al., *Phys. Lett.*, **B184**(1987), 299.
- [10] Particle Data Group, *Phys. Lett.*, **B239**(1990), III. 73.
- [11] TASSO Collab., M. Althoff et al., *Z. Phys.*, **C27**(1985), 27.
- [12] ALEPH Collab., D. Decamp et al., *Phys. Lett.*, **B234**(1990), 209.

Average Yields of Long-Lived Charged Particles in High Energy e^+e^- Annihilation

CHEN ESHENG

(Department of Physics, Shandong University, Jinan 250100)

ABSTRACT

Based on the quark production rule and quark combination rule, the average yields of long-lived charged particles and average charged multiplicities in high energy e^+e^- annihilation have been studied. The calculated yields of hadrons, average charged multiplicities and their energy dependences are all consistent with the available data.