

# $e^+e^-$ 湮没轻夸克事例的奇异抑制

刘希明 孙旭滨

(山东大学物理系 济南 250100)

**摘要** 按照夸克组合模型, 通过分析给出  $e^+e^- \rightarrow q_0\bar{q}_0 \rightarrow h's$  过程轻味夸克 jet 事例中各种粒子的产生几率以及相对比值. 给出奇异、非奇异粒子多重数比率  $\gamma$  与奇异抑制因子  $\lambda$  之间的关系, 不需要假设奇异抑制因子改变, 能够解释粒子比率增大的实验.

**关键词** 夸克几率 奇异抑制 奇异非奇异粒子比率

## 1 引言

通常把高能反应过程奇异强子产生几率低于非奇异强子的现象称为奇异抑制现象, 对这一问题的研究最早始于粒子物理与核物理<sup>[1]</sup>. 文献 [2] 指出相对论重离子碰撞中“奇异抑制增大”可作为夸克胶子等离子体 (QGP) 存在的证据, 因而对奇异抑制现象的理论分析与实验测量得到人们极大关注, 并开展了大量系统的研究工作, 目前对奇异抑制的研究已经成为粒子物理与核物理的重要问题<sup>[3]</sup>之一. 理论上把奇异夸克  $s\bar{s}$  与非奇异夸克  $u\bar{u}$  或  $d\bar{d}$  的产生几率之比称为奇异抑制因子  $\lambda$ ,  $\lambda = P_{s\bar{s}}/P_{u\bar{u}}$ , 真空激发产生新夸克的几率由“隧道效应”给出, 与夸克质量有关<sup>[4]</sup>:

$$P_u : P_d : P_s = e^{-km_u^2} : e^{-km_d^2} : e^{-km_s^2}, \quad (1)$$

因为  $ud$  夸克质量相等 (表示为  $m = m_u = m_d$ ) 因而其产生几率也相等, 按照 (1) 式得到奇异抑制因子与夸克质量的关系为

$$\lambda = \frac{2P_{s\bar{s}}}{P_{u\bar{u}} + P_{d\bar{d}}} = \exp[-k(m_s^2 - m^2)], \quad (2)$$

因为奇异夸克  $s$  的质量比  $ud$  夸克质量大, 其产生几率受到抑制, 因此奇异抑制因子的取值范围是  $0 < \lambda < 1$ , 这个预言得到大量实验的证实.

由于不存在自由夸克, 实验上只能通过测量奇异强子与非奇异强子平均多重数的比率  $\gamma$  间接得到奇异抑制因子. 按照强子结构的夸克模型, 含有奇异夸克  $s(\bar{s})$  的强子包括介子与重子, 如  $\phi(s\bar{s})$ ,  $K(q\bar{s})$ ,  $\Lambda(qqs)$ ,  $\Xi(qss)$ ,  $\Sigma(qqs)$ ,  $\Omega(sss)$ , 以及相应的共振粒子  $K^*$ ,  $\Sigma^*$ ,

$\Xi^*$  等与反粒子 (这里  $q=u=d$ ). 通过奇异与非奇异赝标介子多重数比率  $\frac{1}{4}(K^0\bar{K}^0 + K^\pm)/\frac{1}{3}(\pi^0 + \pi^\pm)$ , 矢量介子多重数比率  $\frac{1}{4}(K^{*0}\bar{K}^{*0} + K^{*\pm})/\frac{1}{2}(\rho + \omega)$ , 八重态重子比率  $\Xi^-/\frac{1}{3}(\Sigma^0 + \Sigma^\pm)$ , 十重态重子比率  $\frac{1}{2}\Sigma^{*\pm}/\Delta^{++}$ ,  $\Xi^{*0}/\frac{1}{2}\Sigma^{*\pm}$ ,  $\Omega^-/\Xi^{*0}$  等都可以间接的得到奇异抑制因子. 由于共振态粒子都要发生衰变, 实验上测量的多重数是包括这些衰变贡献的, 利用多重数比率间接得到奇异抑制因子时要考虑这些衰变贡献, 例如

$$\begin{aligned} \gamma_{\bar{u}} &= \frac{\bar{d}s\bar{s}}{\bar{u}\bar{d}\bar{s}} = \frac{\bar{\Xi}^- + 0.5\bar{\Xi}^*(1530)}{\bar{\Lambda} + \bar{\Sigma}^0 + 0.92\bar{\Sigma}^*(1385)}, \\ \gamma_u &= \frac{dss}{uds} = \frac{\Xi^- + 0.5\Xi^*(1530)}{\Lambda + \Sigma^0 + 0.92\Sigma^*(1385)}, \\ \gamma_{\bar{u}u} &= \frac{\bar{d}s\bar{s} + dds}{\bar{u}\bar{d}\bar{s} + uds} = \frac{\bar{\Xi}^- + 0.5\bar{\Xi}^*(1530) + \Xi^- + 0.5\Xi^*(1530)}{\bar{\Lambda} + \bar{\Sigma}^0 + 0.92\bar{\Sigma}^*(1385) + \Lambda + \Sigma^0 + 0.92\Sigma^*(1385)}, \end{aligned} \quad (3)$$

高能  $e^+e^-$ ,  $PP(\bar{P})$ ,  $AA$  反应对奇异抑制进行了大量实验研究, 测量了大量奇异粒子与非奇异粒子比率. 如 10GeV 附近的 ARGUS 实验组<sup>[5]</sup> 给出的结果是  $0.37 \pm 0.04$ , 91GeV 的 LEP 能区 ALEPH 实验组<sup>[6]</sup> 测量的直生矢量介子多重数比率有  $\langle K^{*0} \rangle / \langle \rho^0 \rangle = 0.29 \pm 0.01 \pm 0.05$ ,  $\langle \phi \rangle / \langle K^{*0} \rangle = 0.29 \pm 0.01 \pm 0.04$ , 以及奇异超子平均多重数比率  $\langle \Xi^- \rangle / \langle \Sigma^0 \rangle = 0.36 \pm 0.10$ , 对 LEP 能区的平均值是  $0.290 \pm 0.015$ . OPAL 实验组对轻味夸克<sup>[7]</sup> jet 测量的结果是  $0.422 \pm 0.049 \pm 0.059$ , 虽

然误差比较大,但这些结果之间的差别是明显的.相对论重离子碰撞的 STAR 实验组<sup>[8]</sup>测量的矢量介子多重数比率  $\phi/K^*0 = 0.49 \pm 0.05 \pm 0.12$  明显高于  $e^+e^-$  湮没实验结果.

如果参与强子化的夸克、反夸克的几率都满足(1)式,或者所有夸克、反夸克都是强相互作用新产生的,实验测量的粒子比率就是(2)式定义的奇异抑制因子.然而即使背景简单的  $e^+e^-$  湮没也包括电弱与强作用产生几率不同的两种夸克产生机制,而  $PP(\bar{P})$ ,  $AA$  比较复杂的碰撞过程,参加强子化的夸克还包括了入射强子自身携带的净夸克.因此探索奇异抑制因子是否增大,首先分析实验结果与理论预言之间的区别,分析强作用机制以外产生夸克对抑制因子的影响是十分必要的.对奇异抑制这一复杂问题的研究只能依靠模型,如结构夸克模型、化学势模型等,而这些研究大都采用对  $e^+e^-$ ,  $PP(\bar{P})$ ,  $AA$  3种不同反应相互对照的方法,首先探索与相对论重离子碰撞过程有很多相似特征的  $PP(\bar{P})$  碰撞过程奇异抑制是否增大<sup>[9]</sup>.本文利用夸克组合模型(QCM)探索  $e^+e^-$  湮没电弱过程产生的夸克对奇异抑制的影响,不需要其他假设,能够解释 OPAL 粒子比率偏高的实验.这个方法也可进一步探索  $PP(\bar{P})$  与相对论重离子碰撞过程的奇异抑制现象.

## 2 $e^+e^-$ 湮没平均事例

高能粒子反应的多粒子产生过程首先产生许多夸克、反夸克对,由这些夸克组合成直生强子.夸克组合模型<sup>[10]</sup>认为强子化过程产生的强子的几率与夸克几率和强相互作用机制有关,我们<sup>[11]</sup>给出介子( $q_i\bar{q}_j$ )、重子( $q_iq_jq_k$ )的产生几率分别与夸克质量的关系是

$$P(q_i\bar{q}_j) = A \exp(-km_i^2) \exp(-km_j^2) = a \exp(-bm_{ij}), \quad (4)$$

$$P(q_iq_jq_k) = A' \exp(-km_i^2) \exp(-km_j^2) \exp(-km_k^2) = a' \exp(-bm_{ijk}), \quad (5)$$

式中  $a, a'$  是与强相互作用有关的普实常数,  $m_{ij}, m_{ijk}$  则是介子、重子的结构夸克质量和.事实上具体过程夸克的产生几率要比(1)式复杂得多,对于  $e^+e^- \rightarrow h's$  夸克的产生分为电弱与强作用两个不同的阶段.在质心能量足够高时,电(弱)过程产生的一对初始夸克  $q_0\bar{q}_0$  进一步通过强相互作用产生新生轻味夸克对  $q\bar{q}$ .所有这些夸克在强作用下组合成各种强子,形成强子

喷注(称之为  $q_0\text{jet}$ ).显然不同  $q_0\text{jet}$  中平均夸克的几率是不同的.设在一定质心能量  $\sqrt{s}$  时  $e^+e^-$  湮没后新产生了  $N$  对夸克,其中  $u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$  夸克的数目分别是  $Ne^{-km_u^2}, Ne^{-km_d^2}$  与  $Ne^{-km_s^2}$ .这样初始夸克为  $u_0\bar{u}_0$  的  $u_0\text{jet}$  事例中轻夸克  $u, d$  与  $s$  平均产生几率为

$$\begin{cases} P_u(u_0) = p_{\bar{u}}(u_0) = \frac{1}{2(N+1)}(Ne^{-km_u^2} + 1) \\ P_d(u_0) = p_{\bar{d}}(u_0) = \frac{1}{2(N+1)}Ne^{-km_d^2} \\ P_s(u_0) = p_{\bar{s}}(u_0) = \frac{1}{2(N+1)}Ne^{-km_s^2} \end{cases}, \quad (6)$$

把上式夸克味道  $ud$  互换,就得到  $d_0\text{jet}$  事例平均夸克产生几率,  $s_0\text{jet}$  事例中轻夸克的平均产生几率分别为

$$\begin{cases} P_u(s_0) = p_{\bar{u}}(s_0) = \frac{1}{2(N+1)}Ne^{-km_u^2} \\ P_d(s_0) = p_{\bar{d}}(s_0) = \frac{1}{2(N+1)}Ne^{-km_d^2} \\ P_s(s_0) = p_{\bar{s}}(s_0) = \frac{1}{2(N+1)}(Ne^{-km_s^2} + 1) \end{cases}, \quad (7)$$

反夸克几率与夸克相等.显然初始夸克味道不同的  $q_0\text{jet}$  中  $uds$  夸克的平均几率是不相同的,如  $u_0\text{jet}$  中  $P_u(u_0) > P_d(u_0)$ ,且所有几率都与夸克对数  $N$  有关,仅当夸克对数  $N \rightarrow \infty$  时,3种  $q_0\text{jet}$  事例中轻味夸克  $uds$  的几率才满足(1)式.在  $N$  比较小时(质心能量  $\sqrt{s}$  较低时),不同味道夸克几率的差别非常明显.显然,由此组合成的介子、重子几率也不再满足  $SU(3)$  味道对称,而且在不同  $q_0\text{jet}$  中几率也不同,所有介子、重子的产生几率都与初始夸克  $q_0(\bar{q}_0)$  的味道以及夸克对数  $N$  有关.而由奇异强子如非奇异强子多重数确定的比率,也必然与具体粒子的味道、不同初始夸克  $q_0(\bar{q}_0)$ ,以及夸克对数  $N$  有关.

下面以  $\phi(s\bar{s})/K(u\bar{s})$  为例说明多重数比率与初始夸克  $q_0(\bar{q}_0)$  及夸克对数  $N$  的关系.按照(4)式,利用(6), (7)式,容易得到它们的产生几率.对于  $u_0\text{jet}$ ,  $\phi$  介子的产生几率是

$$\begin{aligned} \phi(u_0) &= P_s(u_0)P_{\bar{s}}(u_0) = A \left[ \frac{1}{2(N+1)}e^{-km_s^2} \right]^2 = \\ &= a \left[ \frac{N}{2(N+1)} \right]^2 e^{-b2m_s}, \end{aligned} \quad (8)$$

由于  $d_0\text{jet}$  与  $u_0\text{jet}$  满足  $ud$  味道交换对称性,因此  $\phi$  介子产生几率相等  $\phi(d_0) = \phi(u_0)$ .在  $s_0\text{jet}$  中  $\phi$  介子的

产生几率是

$$\begin{aligned} \phi(s_0) = & a \left[ \frac{N}{2(N+1)} \right]^2 e^{-2bm_s} + \\ & a \frac{2N}{[2(N+1)]^2} \exp\left(\frac{-bm_s(m_s+2m)}{m_s+m}\right) + \\ & a \left[ \frac{1}{2(N+1)} \right]^2 \exp\left(\frac{-2bm_s}{m_s+m}\right), \end{aligned} \quad (9)$$

由此可以看出  $s_0$  jet 中  $\phi$  介子的产生几率大于  $u_0$  jet 和  $d_0$  jet 中的产生几率. 同样 K 介子的产生几率也不完全相同, 在  $u_0$  jet 或  $d_0$  jet 中是

$$\begin{aligned} K^\pm(u_0) = K^0(d_0) = & a \left[ \frac{N}{2(N+1)} \right]^2 e^{-b(m_s+m)} + \\ & a \frac{N}{[2(N+1)]^2} \exp\left(\frac{-bm_s(m_s+2m)}{m_s+m}\right), \end{aligned} \quad (10)$$

$$K^0(u_0) = K^\pm(d_0) = a \left[ \frac{N}{2(N+1)} \right]^2 e^{-b(m_s+m)}, \quad (11)$$

在  $s_0$  jet 中 K 介子的产生几率则是

$$\begin{aligned} K^\pm(s_0) = K^0(s_0) = & a \left[ \frac{N}{2(N+1)} \right]^2 e^{-b(m_s+m)} + \\ & a \frac{N}{[2(N+1)]^2} \exp\left(\frac{-bm(m+2m_s)}{m_s+m}\right). \end{aligned} \quad (12)$$

可以看出味道相同的介子在不同  $q_0$  jet 中产生几率是不同的, 由此得到介子之间的比率  $\gamma$  也会不同. 利用 (2) 式定义的奇异抑制因子, 把比率  $\gamma$  中与夸克质量有关的因子用  $\lambda$  表示, 可以更清楚看出  $\gamma$  与奇异抑制因子  $\lambda$  的区别. 如

$$\frac{\phi(u_0)}{K^\pm(u_0)} = \frac{\phi(d_0)}{K^0(u_0)} = \frac{N e^{-2b(m_s-m)}}{N + e^{bm^2/(m+m_s)}} = \frac{N\lambda}{N + e^{km^2}}, \quad (13)$$

$$\frac{\phi(u_0)}{K^0(u_0)} = \frac{\phi(d_0)}{K^\pm(d_0)} = e^{-b(m_s-m)} = e^{-k(m_s^2-m^2)} = \lambda. \quad (14)$$

$$\frac{\phi(s_0)}{K^\pm(s_0)} = \frac{\phi(s_0)}{K^0(s_0)} = \lambda + \frac{e^{km^2}}{N^2\lambda + N e^{km^2}}. \quad (15)$$

以上结果可以看出, 在确定的  $q_0$  jet 中, 不同介子比率  $\gamma$  一般不相同, 如  $u_0$  jet 中  $\phi/K^\pm \neq \phi/K^0$ ; 相同味道介子在不同  $q_0$  jet 中之间的比率一般也不相同, 如  $\phi/K^\pm(u_0) \neq \phi/K^\pm(s_0)$  等; 大部分介子比率  $\gamma$  不等于奇异抑制因子  $\lambda$ . 介子之间的比率  $\gamma$  一般是与能量 (夸克对数  $N$ ) 有关的, 仅当  $N \rightarrow \infty$  时, 所有比率  $\gamma$  才趋于  $\lambda$ . 按照同样的方法, 也可以得到其他介子、重子的产生几率, 以及相应的奇异、非奇异强子之间的比率, 上面分析的差别同样存在, 对于重子情况更加明显. 利用上面的这些关系, 利用实验上测量的比率  $\gamma$ , 可以

确定奇异抑制因子  $\lambda$ , 反之, 也可以预言各种粒子比率与实验比较. 总之, 奇异与非奇异强子之间的比率  $\gamma$  一般并不是通常的奇异抑制因子, 而且不同强子之间的比率也不完全相等, 把个别粒子之间的比率  $\gamma$  看成奇异抑制因子  $\lambda$  是不全面的. 事实上各种奇异、非奇异粒子之间的比率可以分成  $u/s$  与  $d/s$  两类, 都可以用平均夸克产生几率表示成  $\gamma_u = P_s/P_u$  与  $\gamma_d = P_s/P_d$ , 它们都是夸克质量 (奇异抑制因子  $\lambda$ ) 与夸克对数  $N$  的函数. 显然这两个比率在不同的  $q_0$  jet 中是不同的, 对其取平均

$$\begin{cases} \gamma_u = \sum_{q_0} P(q_0) \gamma_u(q_0) \\ \gamma_d = \sum_{q_0} P(q_0) \gamma_d(q_0) \end{cases}, \quad (16)$$

其中初始夸克产生几率  $P(q_0)$  在质心能量  $\sqrt{s}$  比较低时与夸克所携带电荷平方成正比, 在 LEP 能区由电弱理论给出为  $f_i:f_c:f_b = 0.61:0.17:0.22$ . 虽然  $u_0$  jet 与  $d_0$  jet 中平均夸克几率是关于  $ud$  交换对称的, 但因  $P(u_0) \neq P(d_0)$ , 这样 (16) 式得到的平均比率也不相等:  $\gamma_u \neq \gamma_d$ . 图 1 中给出了取  $\lambda=0.30$  时计算的  $\gamma_u, \gamma_d$  随夸克对数  $N$  变化的曲线, 在  $N$  不是很大时两者的区别比较明显, 且  $\gamma_d > \gamma_u > \lambda$ , 在  $N$  很大时  $\gamma_u \approx \gamma_d \approx \lambda$ . 虽然目前实验误差较大难以对这个预言作出直接检验, 但文献 [12] 得到的粒子比率随能量的变化趋势是与此非常一致的. 按照以上讨论, 在下面的计算 91 GeV 粒子比率时取  $\lambda=0.30$ , 这与目前的世界平均值一致.

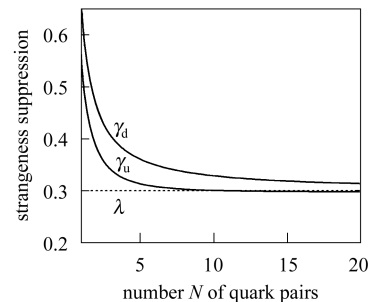


图 1 平均奇异与非奇异粒子比率  $\gamma$  随能量 ( $N$ ) 的变化

### 3 轻味 jst 领头粒子产率

$q_0$  jet 中含有初始夸克  $q_0(\bar{q}_0)$  的粒子称为领头粒子 (介子或重子), 领头粒子的性质反映了初始夸克强子化的信息. 领头介子  $M(\bar{q}_0 q_f)$  必定含有一个新生的夸克  $q_f$  或  $M(q_0 \bar{q}_f)$  含有一个反夸克  $\bar{q}_f$ , 研究领头介子之间的比率也可以探索奇异抑制现象. QCM 模型中认为, 初始夸克  $q_0(\bar{q}_0)$  动量大而处于  $N$  对夸克、反夸克快度序列的领头位置,  $q_0$  能够与新生的反夸克  $\bar{q}$  或

夸克  $qq$  组合成领头介子或领头重子. 能够组合成领头介子  $M(q_0\bar{q}_f)$  的序列包括  $q_0\bar{q}_f \cdots$  与  $q_0q\bar{q}_f \cdots$  两种情况, 而组合成领头重子的序列只有  $q_0qq \cdots$  一种. 领头介子  $M(q_0\bar{q}_f)$ 、重子  $B(q_0q_iq_j)$  的产生几率分别是

$$\begin{cases} P^{q_0}(q_0\bar{q}_f) = \frac{1}{2}P_f + \frac{1}{2}\frac{N}{2N-1}P_f \\ P^{q_0}(q_0q_iq_j) = \frac{1}{2}\frac{N-1}{2N-1}P_iP_j \end{cases}, \quad (17)$$

当  $\bar{q}_f$  为不同味道时, 上式给出  $q_0$  jet 事例中各种不同味道的领头介子(同样给出重子)的相对产率, 例如 3 种  $q_0$  jet 中  $K$  介子的产生几率分别是

$$\begin{cases} K^\pm(u_0) = \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2}\frac{N}{2N-1}\right)e^{-km_s^2} \\ K^0(d_0) = \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2}\frac{N}{2N-1}\right)e^{-km_s^2} \\ K^\pm(s_0) = K^0(s_0) = \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2}\frac{N}{2N-1}\right)e^{-km_s^2} \end{cases}, \quad (18)$$

可见所有领头介子的产生率都与夸克对数  $N$  和夸克质量有关. 其他领头介子、重子的相对产率同样可以给出.

#### 4 小结与讨论

以上给出  $e^+e^- \rightarrow q_0\bar{q}_0 \rightarrow h's$  过程不同  $q_0$  jet 事例中的粒子与领头粒子产生几率都不完全相同, 是与  $q_0(\bar{q}_0)$  也与夸克对数  $N$  有关的. 利用这些结果可以预言与解释奇异与非奇异粒子的比率的实验. OPAL 实验组<sup>[7]</sup>首次测量了  $u_0$  jet ( $d_0$  jet) 与  $s_0$  jet 中领头与平均事例  $K^\pm(K^0)$  介子多重数比率, 得到的平均结果是  $0.422 \pm 0.049 \pm 0.059$ . 按照上面的讨论显然这个比率  $\gamma$  并不是通常的奇异抑制因子  $\lambda$ , 粒子比率  $\gamma$  大并不意味着奇异抑制一定大. 首先分析比较简单的领头粒子情况, 利用式 (18) 给出的  $K$  介子产生几率, 得到两种  $q_0$  jet 中  $K$  介子的比率都是相同的, 均为奇异抑制因子

$\lambda$ . 虽然实验结果  $K^\pm(u_0)/K^\pm(s_0) = 0.506 \pm 0.172 \pm 0.140$  与  $K_s^0(d_0)/K_s^0(s_0) = 0.593 \pm 0.140 \pm 0.160$  误差比较大, 但与  $\lambda=0.30$  在误差范围内是基本一致的.

$K^\pm, K^0\bar{K}^0$  介子的多重数包括直接产生的和矢量介子  $K^*, \phi$  的衰变贡献, 矢量介子的衰变分支比由粒子物理手册<sup>[13]</sup>给出,  $K, K^0$  总的多重数可分别表示为

$$\begin{aligned} K &+ 0.485\phi + \frac{1}{3}K^* + \frac{2}{3}K^{*0}, \\ K^0 &+ 0.344\phi + \frac{2}{3}K^* + \frac{1}{3}K^{*0}. \end{aligned} \quad (19)$$

利用 (8)–(19) 式, 就可以分别计算出 3 种  $q_0$  jet 中  $K^\pm, K^0\bar{K}^0$  介子的产生几率, 以及它们之间的比率, 与实验的比较列在表 1 中. 计算时取奇异抑制因子为  $\lambda=0.30$ , 显然不需要假定奇异抑制因子增大, 计算的粒子比率能够解释实验测量的粒子比率  $\gamma$  变大的现象.

表 1 轻微夸克 jet 中介子比率

$K^\pm(u_0)/K^\pm(s_0)$		$K_s^0(d_0)/K_s^0(s_0)$	
实验	理论	实验	理论
$0.513 \pm 0.060 \pm 0.078$	0.458	$0.381 \pm 0.069 \pm 0.034$	0.445

总之,  $e^+e^-$  湮没后夸克产生包括弱电与强相互作用两种不同机制与不同的几率, 而真空激发产生的  $uds$  轻味夸克数目则随质心能量而增加, 这必然导致各种粒子产生几率、粒子之间的比率与初始夸克  $q_0\bar{q}_0$  以及反应能量有关. 个别奇异与非奇异粒子比率  $\gamma$  在很高能量时才是通常的奇异抑制因子  $\lambda$ , 在目前实验能区两者之间不能够简单等同起来. 对于  $pp(\bar{p})$  碰撞以及相对论重离子碰撞过程, 入射的强子都带有自身初始净味轻夸克, 这些夸克与强相互作用新生夸克一起强子化为介子与重子, 同样不能把粒子比率与抑制因子简单的等同起来, 两者的差别会比  $e^+e^-$  湮没更明显. 现有的重离子实验已经表明许多现象只能依靠组合模型给出解释, 因此利用 QCM 模型探索重离子碰撞过程奇异抑制现象是非常有意义的.

#### 参考文献(References)

- Hoffmann W. Nucl. Phys., 1988, **A52B**: 337c; Bialkowska H et al. Z. Phys., 1992, **C55**: 347; Gazdzicki M et al. Z. Phys., 1996, **C71**: 55
- Hafelski J, Muller B. Phys. Rev. Lett., 1982, **48**: 1066
- Stephan Pall. Nucl. Phys., 2000, **A663&664**: 74c–84c
- Pavel et al. Z. Phys., 1991, **C51**: 119
- Albrecht H et al. Phys. Rep., 1996, **276**: 1
- Barate R et al(ALEPH Collab). Phys. Rep., 1998, **294**: 1
- Abbiendi G et al(OPAL Collab). Eur. Phys. J., 2000, **C16**: 407–421
- Adler C et al. Phys. Rev., 2002, **C66**: 061901
- Stephan Pall. Nucl. Phys., 2000, **A663&664**: 74c–84c
- Zimanyi J et al. Phys. Lett., 2000, **B472**: 243–246; XIE Qu-Bing, LIU Xi-Ming. Phys. Rev., 1988, **D38**: 2169–2177
- LIU Xi-Ming et al. HEP & NP, 2004, **28**(1): 11–16; **28**(10): 1026–1032 (in Chinese) (刘希明等. 高能物理与核物理, 2004, **28**(1): 11–16; **28**(10): 1026–1032)
- Becattini et al. Phys. Rev., 2001, **C64**: 024901
- Particle Data Group. Eur. Phys. J., 2000, **C15**: 226

## Strangeness Suppression in $e^+e^-$ Light Flavour Jets

LIU Xi-Ming SUN Xu-Bin

(Department of Physics, Shandong University, Ji'nan 250100, China)

**Abstract** From the simple physical picture of quark combination model, we obtain the generate probabilities of various particles and relative ration in  $e^+e^- \rightarrow q_0\bar{q}_0 \rightarrow h's$  process, and find that the relationship between the ration of strange hadron to unstrange hadron  $\gamma$  and the strangeness suppression factor  $\lambda$ . Our results can be used to explain particle ration enhancement observed in experiments without assumption of strangeness suppression factor enhancement.

**Key words** probability of quark, strangeness suppression, ration of strange hadron to unstrange hadron