

在 $p\bar{p}$ 反应中的夸克对产生率、奇异抑制因子和重子介子比*

陈鄂生 陈岩

(山东大学物理系 济南 250100)

1994-05-30 收稿

摘 要

利用夸克统计模型和强子产额的实验数据,研究了 $p\bar{p}$ 反应中的夸克对产生率、奇异抑制因子和重子介子比,得到了这些量随能量 \sqrt{s} 的变化规律。

关键词 $p\bar{p}$ 反应,夸克对产生率,重子介子比。

1 引 言

在 高能 $p\bar{p}$ 反应中测量到的末态强子是反应中新产生的夸克对及原有夸克、反夸克组合的直生强子及其衰变产物。在能量 \sqrt{s} 一定的 $p\bar{p}$ 反应中,平均新产生了多少对夸克?其中奇异夸克对 $s\bar{s}$ 的数目同非奇异夸克对 $u\bar{u}$ 或 $d\bar{d}$ 的数目之比——奇异抑制因子 λ 取什么值?夸克在组合成直生强子时形成的重子数目同介子数目之比如何?这些都是理论与实验工作者十分感兴趣的问题。

设 $p\bar{p}$ 反应中分别来自 p 与 \bar{p} 中的初始夸克 q 与 \bar{q} 发生强作用,从真空中平均激发产生了 N 对夸克,其中 $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ 与 $s\bar{s}$ 的相对权重分别为 1, 1 与 λ 。这 N 对新产生的夸克同原有的一对夸克相互组合成强子——中心区强子。 $p(\bar{p})$ 中没有参与作用的一对“旁观者”夸克 $qq(\bar{q}\bar{q})$ 从中心区取得一个夸克(反夸克)形成领头重子(反重子)。旁观者 $\bar{q}\bar{q}(qq)$ 也有可能从中心区取得一对 $\bar{q}\bar{q}(qq)$ 形成一对领头介子。由于领头粒子具有很大的动量,实验上可以将它们同中心区强子区别开来。扣除领头粒子从中心区带走的一对或两对夸克,中心区近似地有 N 对夸克。设这 N 对夸克形成了 B 个直生重子, $\bar{B} = B$ 个直生反重子与 M 个直生介子。由夸克数守恒得

$$2N = 2M + 3(B + \bar{B}) = M(2 + 3\alpha), \quad \alpha = \frac{B + \bar{B}}{M}. \quad (1)$$

α 为直生重子及反重子数目同直生介子数目之比。如已知 N 与 α , 则 M , B 与 \bar{B} 分别由下式决定

$$M = \frac{2N}{2 + 3\alpha}, \quad B = \bar{B} = \frac{N\alpha}{2 + 3\alpha}. \quad (2)$$

* 国家自然科学基金资助项目。

Anisovich 等人根据夸克统计模型, 在 $N \rightarrow \infty$ 条件下推导出 $\alpha = 1/3$, 并在此基础上给出末态 K 介子数目同 π 介子数目之比的计算公式^[1]

$$\frac{K}{\pi} = \frac{12\lambda + 4\lambda^2}{31 + 12\lambda + 3\lambda^2 + f\left(\frac{16}{3} + 4\lambda + \frac{8}{3}\lambda^2\right)}, \quad (3)$$

其中

$$f = \frac{4 + 4\lambda + \lambda^2}{5 + 5\lambda + 3\lambda^2 + \lambda^3}. \quad (4)$$

利用公式(3)、(4), 由 K/π 的实验值可求出 λ . 这是目前测定 λ 的主要方法之一. 文献 [2] 利用此方法测得 $\sqrt{s} = 200, 546$ 与 900GeV $p\bar{p}$ 反应的 λ 分别为 $0.29 \pm 0.05, 0.30 \pm 0.03$ 与 0.33 ± 0.03 . 然而应该强调的是在目前 pp 与 $p\bar{p}$ 反应的能量条件下, 反应中新产生的夸克对数目 N 并不很大, 即使对于 $\sqrt{s} = 900\text{GeV}$ 的 $p\bar{p}$ 反应, 仍有 $N < \langle n_{ch} \rangle = 35.6$. 因此对于 $\sqrt{s} \leq 900\text{GeV}$ 的 pp 与 $p\bar{p}$ 反应, α 取常数值 $1/3$ 是很值得怀疑的, 何况已有很多实验材料表明, 在现有反应能量范围内 α 是随能量的增加而增加的. 在本文中我们将 α 看成是一个待定参数, 它同 N, λ 一起包含在末态强子产额 $\langle \pi^+ + \pi^- \rangle$, $\langle K^+ + K^- \rangle$ 与 $\langle p + \bar{p} \rangle$ 的计算公式中. 通过上述强子产额的实验值同理论值比较来确定 α, N 与 λ , 研究这些参数随能量变化的规律. 我们是在夸克统计模型的基础上计算末态强子产额的. 近来实验已经证实, 在重子产生中存在很强的“自旋抑制效应”, 即反应中 $\frac{3^+}{2}$ 重子的产生几率同 $\frac{1^+}{2}$ 重子产生几率之比不等于自旋态数目之比 $\left(2 \times \frac{3}{2} + 1\right) / \left(2 \times \frac{1}{2} + 1\right) = 2$, 而约等于 0.3 . 这一效应是早期夸克统计模型未曾考虑的. 我们在强子产额的计算中考虑了这一效应.

2 末态强子产额的计算公式

按照夸克统计模型, 中心区 N 对夸克组合成直生强子, 包括 36 重态介子与 56 重态重子(反重子). 在 36 重态介子中, 1^- 介子的数目同 0^- 介子的数目之比等于由自旋态数目之比决定的 3 . 在 56 重态重子(反重子)中, 由于存在“自旋抑制效应”, $\frac{3^+}{2}$ 重子(反重子)的数目同 $\frac{1^+}{2}$ 重子(反重子)的数目之比 β 不等于由自旋态数目之比决定的 2 , 而是按文献 [3] 由下式决定

$$\beta = \frac{1 + \lambda}{3 + 2\lambda}. \quad (5)$$

对 $\lambda = 0.2 - 0.4$, (5) 式给出 $\beta = 0.35 - 0.37$. 这个结果同实验相符. 36 重态介子的权重同 56 重态重子(反重子)的权重之比取决于 α . 令介子 π^+ 与重子 p 的相对权重分别为 1 与 γ . 在表 1 中列出了所有 36 重态介子与 56 重态重子(反重子)的相对权重. 令

$$A = 16 + 16\lambda + 4\lambda^2, \quad (6)$$

$$C = 2 + 4\beta + (4 + 3\beta)\lambda + 2(1 + \beta)\lambda^2 + \beta\lambda^3. \quad (7)$$

A 是所有直生介子相对权重之和, γC 是所有重子相对权重之和,也是所有反重子相对权重之和. γ 值由 $\alpha = \frac{B + \bar{B}}{M} = \frac{2\gamma C}{A}$ 确定为

$$\gamma = \frac{\alpha A}{2C}. \quad (8)$$

表1还给出各种末态强子的相对权重. 这是计入短寿命粒子衰变的贡献后算出的结果. 计算中用到的粒子衰变方式及衰变分支比取自文献[4]. 考虑到重子衰变时保持重子数守恒,并且平均一个直生重子衰变成末态质子与中子的几率近似相等,所以末态质子或中子的相对权重为 $\gamma C/2$. 由表1中末态强子的相对权重得到末态(中心区)强子产额的计算公式:

表1 中心区强子的相对权重

| 强子 | 直生强子 相对权重 | 末态强子相对权重 |
|--|--------------------------------------|--|
| $\pi^+ \pi^-$ | 1 | $10.46 + 6.74\lambda + 1.69\lambda^2 + \gamma[3.34\beta + (2.76 + 2.96\beta)\lambda + (2.28 + 3.62\beta)\lambda^2 + 0.96\beta\lambda^3]$ |
| π^0 | 1 | $11.10 + 6.51\lambda + 2.55\lambda^2 + \gamma[1.34\beta + (2.46 + 4.10\beta)\lambda + (3.42 + 4.76\beta)\lambda^2 + 1.36\beta\lambda^3]$ |
| $K^+ K^-$ | λ | $4\lambda + 1.47\lambda^2$ |
| $K^0 \bar{K}^0$ | λ | $4\lambda + 1.03\lambda^2$ |
| η | $\frac{1}{3} + \frac{2}{3}\lambda^2$ | $0.76 + 0.93\lambda^2$ |
| η' | $\frac{2}{3} + \frac{1}{3}\lambda^2$ | $\frac{2}{3} + \frac{1}{3}\lambda^2$ |
| $\rho^+ \rho^-$ | 3 | $3 + 0.13\lambda^2$ |
| ρ^0 | 3 | $3.20 + 0.23\lambda^2$ |
| ω | 3 | $3.02 + 0.01\lambda^2$ |
| $K^{*+} K^{*0} \bar{K}^{*0} K^{*-}$ | 3λ | 3λ |
| ϕ | $3\lambda^2$ | $3\lambda^2$ |
| $p\bar{p}\bar{n}$ | γ | $\gamma C/2$ |
| $\Lambda \bar{\Lambda}$ | $\gamma\lambda$ | $[(2 + 2.76\beta)\lambda + 2(1 + \beta)\lambda^2 + \beta\lambda^3]\gamma$ |
| $\Sigma^+ \Sigma^- \bar{\Sigma}^+ \bar{\Sigma}^- \Sigma^0 \bar{\Sigma}^0$ | $\gamma\lambda$ | $(1 + 0.12\beta)\lambda\gamma$ |
| $\Delta^{++} \Delta^+ \Delta^0 \Delta^-$ $\bar{\Delta}^{++} \bar{\Delta}^+ \bar{\Delta}^0 \bar{\Delta}^-$ | $\gamma\beta$ | $\gamma\beta$ |
| $\Sigma^{*+} \Sigma^{*0} \Sigma^{*-}$ $\bar{\Sigma}^{*+} \bar{\Sigma}^{*0} \bar{\Sigma}^{*-}$ | $\gamma\beta\lambda$ | $\gamma\beta\lambda$ |
| $\Xi^{*0} \Xi^{*-} \bar{\Xi}^{*0} \bar{\Xi}^{*-}$ | $\gamma\beta\lambda^2$ | $\gamma\beta\lambda^2$ |
| $\Omega^- \bar{\Omega}^+$ | $\gamma\beta\lambda^3$ | $\gamma\beta\lambda^3$ |

$$\begin{aligned} \langle \pi^+ + \pi^- \rangle &= \frac{4N}{(2+3\alpha)A} (10.46 + 6.74\lambda + 1.69\lambda^2) \\ &\quad + \frac{2\alpha N}{(2+3\alpha)C} [3.34\beta + (2.76 + 2.96\beta)\lambda \\ &\quad + (2.28 + 3.62\beta)\lambda^2 + 0.96\beta\lambda^3], \end{aligned} \quad (9)$$

$$\langle K^+ + K^- \rangle = \frac{4N}{(2+3\alpha)A} (4\lambda + 1.47\lambda^2), \quad (10)$$

$$\langle p + \bar{p} \rangle = \frac{\alpha N}{2+3\alpha}, \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \langle n_{ch} \rangle &= \langle \pi^+ + \pi^- \rangle + \langle K^+ + K^- \rangle + \langle p + \bar{p} \rangle \\ &= \frac{4N}{(2+3\alpha)A} (10.46 + 10.74 + 3.16\lambda^2) \\ &\quad + \frac{2\alpha N}{(2+3\alpha)C} \left[\frac{C}{2} + 3.34\beta + (2.76 + 2.96\beta)\lambda \right. \\ &\quad \left. + (2.28 + 3.62\beta)\lambda^2 + 0.96\beta\lambda^3 \right]. \end{aligned} \quad (12)$$

3 N, α 与 λ 值的确定

表 2 给出 5 种能量 $p\bar{p}$ 与 pp 反应长寿命带电粒子产额的实验值(不包括领头粒子), 其中 $\sqrt{s} = 27.4\text{GeV}$ 的 pp 反应实验数据取自文献[5], 其他实验数据取自文献[6]。由公式(9)–(11)得

$$\begin{aligned} \frac{\langle \pi^+ + \pi^- \rangle}{\langle p + \bar{p} \rangle} &= \frac{4}{\alpha A} [10.46 + 6.74\lambda + 1.69\lambda^2] \\ &\quad + \frac{2}{C} [3.34\beta + (2.76 + 2.96\beta)\lambda \\ &\quad + (2.28 + 3.62\beta)\lambda^2 + 0.96\beta\lambda^3], \end{aligned} \quad (13)$$

$$\frac{\langle K^+ + K^- \rangle}{\langle p + \bar{p} \rangle} = \frac{4}{\alpha A} (4\lambda + 1.47\lambda^2). \quad (14)$$

将 $\langle \pi^+ + \pi^- \rangle$, $\langle K^+ + K^- \rangle$ 及 $\langle p + \bar{p} \rangle$ 实验值代入(13)与(14)式, 求出 α 与 λ , 然后由(12)式算出 N 。所得 α, λ 与 N 的值均列入表 2。

由于在中心区夸克中混入了一对非奇异的初始夸克 $q\bar{q}$, 这就使我们确定的奇异抑制因子 λ 比由真空激发产生的夸克的 λ_0 要大。设由真空激发产生的夸克对 $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ 与 $s\bar{s}$ 的数目分别为 N_u, N_d 与 N_s , 它们的相对比例为 $1:1:\lambda_0$ 。 λ 同 λ_0 的关系由下式决定

$$\lambda = \frac{N_s}{\frac{1}{2}(2N_u + 1)} = \frac{N_s}{N_u + \frac{1}{2}} = \frac{\lambda_0}{1 + \frac{1}{2N_u}}. \quad (15)$$

利用 $N \approx 2N_u + N_s = N_u(2 + \lambda_0)$, 消去(15)式中的 N_u , 得

$$\lambda_0 = \frac{(N+1)\lambda}{N-0.5\lambda}. \quad (16)$$

表2中也列入了由(16)式确定的 λ_0 值。

表2 长寿命带电粒子产额实验值及 $\alpha N\lambda$ 值的确定

| \sqrt{s} (GeV) | 27.4 | 53 | 200 | 546 | 900 |
|-------------------------------|-------------------|------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|
| 反应类型 | pp | p \bar{p} | p \bar{p} | p \bar{p} | p \bar{p} |
| $\langle\pi^+ + \pi^-\rangle$ | 7.44 ± 0.19 | 9.20 ± 0.23 | 17.5 ± 0.9 | 23.6 ± 1.0 | 27.7 ± 1.3 |
| $\langle K^+ + K^-\rangle$ | 0.555 ± 0.027 | 0.74 ± 0.11 | 1.56 ± 0.24 | 2.24 ± 0.16 | 3.02 ± 1.20 |
| $\langle p + \bar{p} \rangle$ | 0.126 ± 0.004 | 0.30 ± 0.05 | 0.87 ± 0.28 | 1.45 ± 0.16 | 1.85 ± 0.46 |
| $\langle n_{ch} \rangle$ | 8.12 ± 0.19 | 10.24 ± 0.23 | 19.93 ± 0.97 | 27.29 ± 1.03 | 32.57 ± 1.40 |
| λ | 0.21 ± 0.01 | $0.23^{+0.07}_{-0.06}$ | $0.27^{+0.17}_{-0.14}$ | $0.29^{+0.05}_{-0.02}$ | $0.33^{+0.25}_{-0.21}$ |
| α | 0.041 ± 0.001 | $0.08^{+0.02}_{-0.01}$ | $0.13^{+0.06}_{-0.03}$ | 0.16 ± 0.02 | $0.17^{+0.06}_{-0.04}$ |
| N | 6.4 ± 0.2 | 8.2 ± 0.2 | 16.4 ± 1.0 | 22.8 ± 0.9 | $27.3^{+1.5}_{-2.1}$ |
| λ_0 | 0.25 ± 0.01 | $0.26^{+0.08}_{-0.07}$ | $0.29^{+0.18}_{-0.15}$ | $0.30^{+0.05}_{-0.02}$ | $0.34^{+0.26}_{-0.22}$ |

4 讨 论

4.1 文献[7]研究了各种能量、各种类型粒子反应中的奇异抑制因子 λ_0 ,得出 λ_0 为普适常数的结论,并给出 $\lambda_0 = 0.29 \pm 0.02$ 。根据强作用真空激发产生夸克对的流管模型, λ_0 应为普适常数。我们确定的 $\sqrt{s} = 53-900$ GeV p \bar{p} 反应中的 λ_0 值在实验误差范围内同上述结论一致。

4.2 α 值随能量 \sqrt{s} 增大而增大,并且 α 值远比 Anisovich 在 $N \rightarrow \infty$ 条件下确定的 $\alpha = 1/3$ 要小。因此在目前实验的能量范围内, α 取常数 $1/3$ 是不合适的。假定 $N \rightarrow \infty$, $\alpha = 1/3$ 是正确的。我们通过对 α 实验值的拟合,得到 α 随 N 变化的如下经验公式

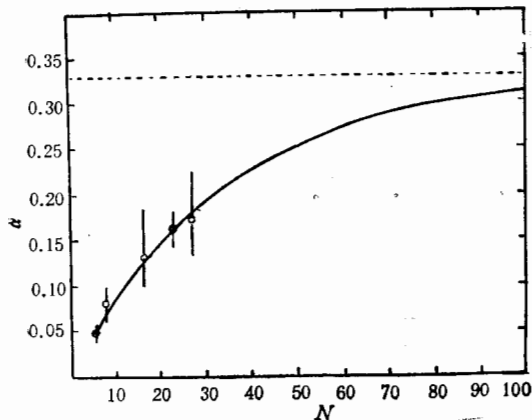
$$\alpha = \frac{1}{3} (1 - e^{-0.028N}). \quad (17)$$

图1给出由(17)式确定的曲线 $\alpha \sim N$ 及 α 的实验值。

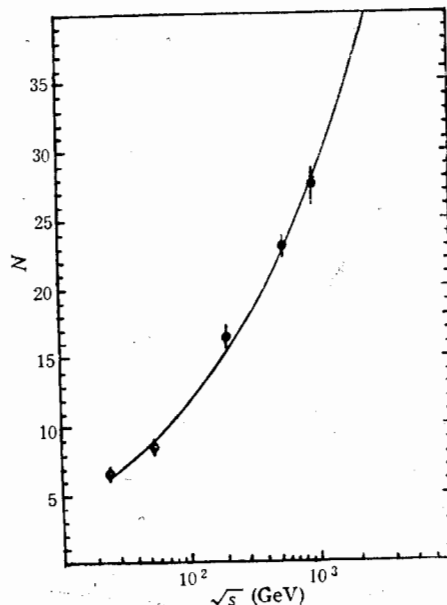
4.3 Webber 根据量子色动力学(QCD),在次领头(next-to-leading)近似下推导出 e^+e^- 湮没中平均带电粒子多重数 $\langle n_{ch} \rangle$ 的计算公式

$$\langle n_{ch} \rangle = a\alpha_s^{0.4915} \exp(2.265/\sqrt{\alpha_s}), \quad (18)$$

其中强作用耦合常数 α_s 由能量平方 s 按下式算出^[8]

图 1 α 随 N 的变化

实线为公式(17),虚线为 Anisovich 的计算结果.

图 2 N 随 \sqrt{s} 的变化

$$\alpha_s = \frac{12\pi}{23\ln(90.7s)} - \frac{4176\pi\ln\ln(90.7s)}{12167\ln^2(90.7s)}. \quad (19)$$

(18)式中的常数因子 a 不能由 QCD 计算. 取 $a = 0.059$, 由(18)与(19)式算出的 $\langle n_{ch} \rangle$ 在 $\sqrt{s} = 10-93\text{GeV}$ 范围内同实验值符合得很好^[9]. 由于在 e^+e^- 湮没中产生的夸克对数目 N 正比于 $\langle n_{ch} \rangle$, 故(18)与(19)式也是 N 的计算公式. 考虑到 $p\bar{p}(pp)$ 反应同 e^+e^- 湮没反应中夸克对产生的机制相似, 反应中新产生的夸克对都是由一对初始夸克对之间的强作用从真空中激发出来的. 所不同的只是, 对于 e^+e^- 湮没反应, 一对初始夸克几乎将反应的全部能量 \sqrt{s} 用来产生新夸克对, 而对于 $p\bar{p}(pp)$ 反应, 一对初始夸克仅将反应能量 \sqrt{s} 的一部分 $\sqrt{s}_{\text{eff}} = k\sqrt{s}$ ($k < 1$) 用来产生新夸克对. 我们选择 $k = 1/3$, $a = 0.05$, 由(18)与(19)式得到 N 的计算公式

$$N = 0.05\alpha_s^{0.4915} \exp(2.265/\sqrt{\alpha_s}), \quad (20)$$

$$\alpha_s = \frac{12\pi}{23\ln(10.08s)} - \frac{4176\pi\ln\ln(10.08s)}{12167\ln^2(10.08s)}. \quad (21)$$

由(20)与(21)式算出的曲线 $N \sim \sqrt{s}$ 如图 2 实线所示. 所有 N 的实验值均在实验误差范围内同 N 的计算值一致.

4.4 设奇异抑制因子 λ_0 为普通常数, 并且取 $\lambda_0 = 0.3$. 考虑到一对初始夸克是非奇异的, 由(16)式得中心区实际的奇异抑制因子为

$$\lambda = \frac{N\lambda_0}{N+1+0.5\lambda_0} = \frac{0.3N}{N+1.15}. \quad (22)$$

β , α 与 N 的值分别由(5), (17)与(20)及(21)式决定. 利用公式(9)–(12)可以计算各种能量 \sqrt{s} 的 $p\bar{p}$ 反应末态粒子产额 $\langle \pi^+ + \pi^- \rangle$, $\langle K^+ + K^- \rangle$, $\langle p + \bar{p} \rangle$ 与 $\langle n_{ch} \rangle$. 对于

$\sqrt{s} \geq 900 \text{ GeV}$, $\lambda \approx 0.3$, $A = 21.16$, $\beta = 0.36$, $C = 5.2185$,

$$\langle \pi^+ + \pi^- \rangle = \frac{N}{2 + 3\alpha} (2.388 + 1.034\alpha), \quad (23)$$

$$\langle K^+ + K^- \rangle = \frac{0.2518N}{2 + 3\alpha}, \quad (24)$$

$$\langle p + \bar{p} \rangle = \frac{\alpha N}{2 + 3\alpha}, \quad (25)$$

$$\langle n_{ch} \rangle = \frac{N}{2 + 3\alpha} (2.640 + 2.034\alpha). \quad (26)$$

在表3中给出 $\sqrt{s} = 900, 1800$ 与 10^4 GeV $p\bar{p}$ 反应中末态粒子产额 $\langle \pi^+ + \pi^- \rangle, \langle K^+ + K^- \rangle, \langle p + \bar{p} \rangle$ 与 $\langle n_{ch} \rangle$ 的计算值(不包括领头粒子)。目前对 $\sqrt{s} = 1800$ 及 10^4 GeV 的 $p\bar{p}$ 反应,尚无实验数据。期待今后的实验对我们理论计算结果所作的检验。

表3 $p\bar{p}$ 反应末态粒子产额计算值(圆括号内为实验值)

| $\sqrt{s} (\text{GeV})$ | N | α | $\langle \pi^+ + \pi^- \rangle$ | $\langle K^+ + K^- \rangle$ | $\langle p + \bar{p} \rangle$ | $\langle n_{ch} \rangle$ |
|-------------------------|--|--|---|--|---|---|
| 900 | $\begin{matrix} 27.86 \\ (27.3^{+1.5} \\ -2.1) \end{matrix}$ | $\begin{matrix} 0.178 \\ (0.17^{+0.06} \\ -0.04) \end{matrix}$ | $\begin{matrix} 28.27 \\ (27.7 \pm 1.3) \end{matrix}$ | $\begin{matrix} 2.77 \\ (3.02 \pm 1.2) \end{matrix}$ | $\begin{matrix} 1.96 \\ (1.85 \pm 0.46) \end{matrix}$ | $\begin{matrix} 33.01 \\ (32.57 \pm 1.40) \end{matrix}$ |
| 1800 | 35.98 | 0.212 | 35.59 | 3.44 | 2.89 | 41.92 |
| 10^4 | 65.41 | 0.280 | 61.67 | 5.80 | 6.45 | 73.92 |

参 考 文 献

- [1] V. V. Anisovich and V. M. Shekhter, *Nucl. Phys.*, **B55** (1973) 455; **B63** (1973) 542;
V. V. Anisovich and V. M. Shekhter, *Phys. Lett.*, **B52** (1974) 217.
- [2] UA5 Collab. R. E. Ansorge et al., *Phys. Lett.*, **B199** (1987) 311.
- [3] 谢去病, 高能物理与核物理, **16**(1992)22.
- [4] Particle Data Group., *Phys. Rev.*, **D45** (1992) II, 1.
- [5] M. Aguilar-Benitez et al., *Z. Phys.*, **C50** (1991) 405.
- [6] Christoph Geich-Gimbel, *Int. Journ. of Modern Phys.*, **A4** (1989) 1527.
- [7] P. K. Malhotra and R. Orave, *Z. Phys.*, **C17** (1983) 85.
- [8] B. R. Webber, *Phys. Lett.*, **B143** (1984) 501.
- [9] P. V. Chliapnikov and V. A. Vrarov, *Phys. Lett.*, **B251** (1990) 192.

Production Rate of Quark Pairs, Strangeness Suppression Factor and Ratio of Baryon to Meson in $p\bar{p}$ Collisions

Chen Esheng Chen Yan
(*Shandong University, Jinan 250100*)

Received 30 May 1994

Abstract

Using the statistical quark model and the experimental data of hadron yields, we investigate the production rate of quark pairs, the strangeness suppression factor and the ratio of baryon to meson in $p\bar{p}$ collisions. The changes of these quantities with the energy \sqrt{s} are obtained.

Key words $p\bar{p}$ collision, production rate of quark pairs, ratio of baryon to meson.