

pp 碰撞中次级强子的绝对产额 与 $L=1$ 介子的产生规律

谢 去 病

(山 东 大 学)

摘 要

从文献[1]中得到的 $N(Q)$ 关系出发,在多重产生夸克模型^[2,3]基础上,给出了理论上系统计算 pp 碰撞中次级强子绝对产额的方法. 研究了 $L=1$ 介子的产生规律,发现只要假定它们在产生时具有类似 $L=0$ 介子的 $SU(6)$ 破缺对称,两者就将以 1:3 的普适比例产生. 这样算出的各种次级强子产额与已有实验都符合很好,并使近来争论较多的 η/ω 、 η'/η “反常”问题自然得到解决.

一、引 言

Anisovich 等提出的多重产生夸克模型^[2],以简明的图象把适用于低能现象的夸克模型推广到高能多重产生,第一次预言了各 36 重态介子间及 56 重态重子间的相对产额. 这些预言,除 η/ω 、 η'/η 反常外,已为近来大量实验所证实^[4-11]. 显然,若能进一步预言各种入射能量下次级强子的绝对产额,对发展理论和指导实验,当然都更有意义. Guman 等提出过一套按 Anisovich 模型计算绝对产额的方法^[3],但由于现有模型给不出新产生的夸克对的平均数 N 与碰撞释放能的关系,作为整个计算起点的这一基本关系,只好完全靠实验来定,使结果成了半经验性质. 而所算出的绝对产额,除他们据以定出 $N(Q)$ 关系的 $\langle\pi\rangle$ ($\langle n_{-}\rangle \simeq \langle\pi^{-}\rangle$) 及奇异夸克抑制参数 λ 的 $\langle K^{-}\rangle$ 外,其余都与实验有不小偏离,他们认为这是由于未考虑相对轨道角动量 $L > 0$ 强子产生的影响.

在文献[1]中我们分析上述模型的困难后,提出了层子-胶子协同产生机制,由这机制得出的 $N(Q)$ 关系,使系统从理论上计算各种入射能量下次级强子的绝对产额成为可能. 在第二节,给出了我们在^[2,3]基础上发展的一套计算 pp 碰撞次级强子绝对产额的方法.

近来实验得到 $\langle f \rangle / \langle \rho^0 \rangle \sim 0.2$, 显然,不考虑 $L=1$ 介子的产生及其对 $L=0$ 介子的贡献,就不可能正确预言次级强子产额. 但至今实验和理论都没有给出 $L=1$ 介子的产生规律: 它们是否也有 $L=0$ 介子那种 $SU(6)$ 破缺对称? 它们与 $L=0$ 介子有无一定比例? 有的话,比例多大? 等等. 第三节中,从对已有的个别 $L=1$ 介子产额的分析,发现假定在所有 $L=1$ 介子产生时有类似 $L=0$ 介子的 $SU(6)$ 对称是有根据的,并在这假定下,由 $\langle f \rangle / \langle \rho^0 \rangle \sim 0.2$ 与 Q 无关的事实,得到 $L=0, 1$ 的介子将以 3:1 的普适比

例产生, 并给出了能计算各种能量下所有 $L = 0$ 强子及 $L = 1$ 介子绝对产额的理论公式。

在第四节, 我们把上述理论公式算出的产额与已有的实验数据作了比较。pp 碰撞下有 \bar{p} 、 K^- 、 K^+ 、 π^- 、 π^+ 等长寿命带电粒子的较丰富产额数据, 及其它 $L = 0, 1$ 介子的个别能量下的少量数据, 除极个别外, 都和理论符合很好。过去在只考虑 $L = 0$ 强子产生时出现的 λ 取值不能自洽的现象也得到了解决。特别是 η/ω 、 η'/η “反常”问题, 也由高激发态贡献的 η 而得到了自然解释。

二、计算方法

我们在 [2, 3] 基础上发展的多重产生层子-胶子模型的物理图象与计算方法, 在 [1, 12] 中已有介绍, 它假定高能强子-强子碰撞的小横动量多重产生过程分三步进行: 首先, 分属于两个入射强子的两个层子(或反层子)发生了碰撞, 把它们携带的那部分释放能 rQ 变成了新产生的 N 对层子的动能和构成它们之间 $N(2N-1)$ 个键所需的位能。入射强子中的其它价层子, 在这过程中只是“旁观者”; 第二步, 所有入射强子中的价层子与新产生的 N 对层子, 按通常层子模型所允许的各种统计、自旋可能性, 组合成“直接”产生的强子; 最后, “直接”组合成的那些短寿命粒子, 迅速衰变成长寿命粒子。按这图象, pp 碰撞中各种次级强子的绝对产额可按以下步骤算出:

1. 用我们在 [1] 得到的 $N(Q)$ 关系; 算出入射能 \sqrt{s} (质心系总能) 下, 新产生的层子对的平均数:

$$N = (3.46 + 2.24Q)^{\frac{1}{2}} - 1.86, \quad Q = \sqrt{s} - 2m_p \quad (1)$$

其中 Q 为反应的总释放能, m_p 为质子质量。由 Q 按 (1) 计算的 N 值, 有 5% 的允许误差。

2. 按 [3] 的方法, 算出碰撞中心区 $N + 2$ 个层子 (N 个新层子, 两个入射层子) 与 N 个反层子, 随机组合成反重子 $\bar{B}(\bar{q}\bar{q}\bar{q}$ 系) 的平均数 $\langle n(\bar{B}) \rangle$:

$$\langle n(\bar{B}) \rangle = \sum_{a+3b=N} b w_{ab}, \quad (2)$$

其中 w_{ab} 为 N 个反层子 \bar{q} 组合为 b 个反重子, 其余 $a = N - 3b$ 个组合为介子 M 的几率。

$$w_{ab} = \frac{X_{ab}}{\sum_{a+3b=N} X_{ab}},$$

$$\begin{aligned} X_{ab} = & \frac{1}{2} \left[\frac{(a+2b)! 3^{a-1}}{(a-1)! b!(b+1)!} + \frac{1}{b!(b+1)!} Y(a-1, 2b) \right] \\ & + \frac{(a+2b-1)! 3^{a-3}}{2(a-3)! b!(b+2)!} + \frac{1}{b!(b+1)!} Y(a-3, 2b+1) \\ & + \frac{(a+2b)! 3^a}{a! b! b!} + \frac{(a+2b-1)! 3^{a-2}}{(a-2)! b!(b+1)!}, \end{aligned}$$

其中

$$Y(p, q) = \sum_{r=0}^p \frac{(q+r)!}{r!} 3^r,$$

在 X_{ab} 、 $Y(p, q)$ 中, 3 的幂小于零的项为零。显然, 直接组合的介子 M、重子 B 的总数为

$$\langle n(M) \rangle = N - 3\langle n(\bar{B}) \rangle; \quad \langle n(B) \rangle = 2 + \langle n(\bar{B}) \rangle.$$

但 \bar{q} 与 q 组合的 M 有两种: 其中 q 为“旁观者”的叫碎裂介子, 平均数以 $\langle n(M1) \rangle$ 表示; 不含“旁观者”的是中心区直接组合的介子, 以 $\langle n(M0) \rangle$ 表示。

$$\langle n(M1) \rangle = \frac{11N^2 - 3N - 2}{4(N+1)(2N+1)} + 2D(N), \quad (3)$$

$$\langle n(M0) \rangle = \langle n(M) \rangle - \langle n(M1) \rangle. \quad (4)$$

三个 q 组合的 B 有三种: 含两个“旁观者” q 的碎裂重子 $\langle n(B2) \rangle$; 含一个“旁观者”的碎裂重子 $\langle n(B1) \rangle$; 不含“旁观者”, 全由碰撞中心区 q 组合的重子 $\langle n(B0) \rangle$:

$$\langle n(B2) \rangle = \frac{(N+2)(5N+2)}{2(N+1)(2N+1)} - D(N), \quad (5)$$

$$\langle n(B1) \rangle = \frac{N+2}{4(2N+1)}, \quad (6)$$

$$\langle n(B0) \rangle = \langle n(B) \rangle - \langle n(B2) \rangle - \langle n(B1) \rangle, \quad (7)$$

式(3)、(5)中的

$$D(N) = \frac{N!(N+2)!}{(2N+2)!} \sum_{p=0}^{N-3} \frac{(2p+4)!}{p!(p+4)!}.$$

3. 算出上述中心区直接产生的介子 $\langle n(M0) \rangle$ 、反重子 $\langle n(\bar{B}) \rangle$ 、重子 $\langle n(B0) \rangle$ 中, 直接产生的碎裂介子 $\langle n(M1) \rangle$ 、重子 $\langle n(B2) \rangle$ 、 $\langle n(B1) \rangle$ 中, 各种粒子的相对权重。在 $L=0$ 的强子满足奇异层子 s (或 \bar{s}) 受相对抑制的 $SU(6)$ 对称假定下, [2] 中已用 $SU(6)$ 波函数算出入射质子 P 直接碎裂的 $\langle n(M1) \rangle$ 、 $\langle n(B2) \rangle$ 、 $\langle n(B1) \rangle$ 中第 i 种介子或重子的相对权重 C_{pM1} 、 $C_{pB1}^{(2)}$ (即 [2] 中 $C_{pB1}^{(\frac{3}{2})}$)、 $C_{pB2}^{(1)}$ (即 [2] 中 $C_{pB2}^{(\frac{1}{2})}$)。将直接引用; $\langle n(M0) \rangle$ 、 $\langle n(\bar{B}) \rangle$ 、 $\langle n(B0) \rangle$ 中各种介子、反重子、重子的相对权重 $C_i(M0)$ 、 $C_i(\bar{B})$ 、 $C_i(B0)$, 则用 $SU(6)$ 波函数分别算出:

$$C_i(\bar{B}) = (2J_i + 1)\lambda^a, \quad (8)$$

$C_i(M0)$ 除特殊的混合态 η 、 η' 分别为

$$C_\eta = \frac{1}{3} + \frac{2}{3}\lambda^2; \quad C_{\eta'} = \frac{2}{3} + \frac{\lambda^2}{3},$$

其它也可表示为:

$$C_i(M0) = (2J_i + 1)\lambda^a. \quad (9)$$

$C_i(B0)$ 则必须在按(8)计算后, 再对属于同一电荷多重态的粒子, 修正入射层子的影响^[2]。

在所有 $L=0$ 强子 i 的各权重 $C_i(M0)$ 、 $C_i(\bar{B})$ 、 $C_i(B0)$ 、 C_{pM1} 、 $C_{pB1}^{(2)}$ 、 $C_{pB2}^{(1)}$ 中, 包含一个统一的奇异层子抑制参数“ λ ”, [3] 中由 $\langle K^- \rangle$ 定出 $\lambda = 0.4$, 在下面我们所有计算中也一律取此值。式(8)、(9)中的 J_i 为 i 粒子总自旋。 a 为该粒子成分中奇异价层子

s 和 \bar{s} 的总个数。例如 $\varphi(ss)$ 介子, $J_\varphi = 1, a = 2$, 由 (9) 得其权重 $C_\varphi = 3\lambda^2 = 0.48$ 。

如果在多重产生中 $L=1$ 的所有介子 (J^{PC} 为 $2^{++}, 1^{++}, 0^{++}, 1^{+-}$) 具有 $L=0$ 介子类似的 $SU(6)$ 对称, 我们同样可按上述办法得出其中第 i' 个粒子的权重 $C_{i'}(M0)$ 和 $C_{\rho M_i}$ 。例如, 其 $C_{i'}(M0)$ 也可表示为:

$$C_{i'}(M0) = (2J_{i'} + 1)\lambda'^a. \quad (10)$$

这时 λ' 表征 s 或 \bar{s} 与任何 \bar{q} 或 q 以相对轨道角动量 $L = 1$ 组合成介子时, 相对非奇异层子的抑制度。它与 $L = 0$ 时的 λ 值是否相同, 需由事实判定。

4. 绝对产额 $\langle j \rangle_{\mathbf{M}}$ 的计算

从上述结果可立即得出 pp 碰撞中直接产生的任一强子 i 的产额:

$$\text{介子 } j: \langle j \rangle_{\mathbf{M}} = \frac{C_j(M0)}{\sum_i C_i(M0)} \langle n(M0) \rangle + \frac{C_{\rho M_j}}{\sum_i C_{\rho M_i}} \langle n(M1) \rangle; \quad (11)$$

$$\text{反重子 } j: \langle j \rangle_{\mathbf{B}} = \frac{C_j(\bar{B})}{\sum_i C_i(\bar{B})} \langle n(\bar{B}) \rangle; \quad (12)$$

$$\text{重子 } j: \langle j \rangle_{\mathbf{B}} = \frac{C_j(B0)}{\sum_i C_i(B0)} \langle n(B0) \rangle + \frac{C_{\rho B_j}^{(1)}}{\sum_i C_{\rho B_i}^{(1)}} \langle n(B1) \rangle + \frac{C_{\rho B_j}^{(2)}}{\sum_i C_{\rho B_i}^{(2)}} \langle n(B2) \rangle. \quad (13)$$

5. 总的绝对产额 $\langle j \rangle$

直接产生的共振粒子, 都按确定分支比强衰变, 实验测量的 $\langle j \rangle$ 是包括所有强衰变贡献的总产额。如 (11)–(13) 式所有六项直接产生的短寿命 M, \bar{B}, B , 都能强衰变产生 π , $\langle \pi \rangle$ 也就必须计及所有这些贡献。定义 $Br(i \rightarrow j)$ 为强子 i 衰变为 j 的“加权”分支比:

$$Br(i \rightarrow j) = \sum_{\alpha} Br(i \rightarrow \alpha) \cdot n_j(\alpha).$$

α 表示不同的衰变道, $Br(i \rightarrow \alpha)$ 是 i 衰变为末态 α 的分支比, $n_j(\alpha)$ 为末态 α 中 j 强子的数目。显然所有 $Br(i \rightarrow j)$ 都可用 P, D, G 材料^[3]算出。并注意到 $i = j$ 时 $Br(i \rightarrow j) = 1$ 自动表示了 j 的直接产生项, 因而 $\langle j \rangle$ 的一般表达式可以写成:

$$\begin{aligned} \langle j \rangle = & \frac{\sum_i C_i(M0) Br(i \rightarrow j)}{\sum_i C_i(M0)} \langle n(M0) \rangle + \frac{\sum_i C_i(\bar{B}) Br(i \rightarrow j)}{\sum_i C_i(\bar{B})} \langle n(\bar{B}) \rangle \\ & + \frac{\sum_i C_i(B0) Br(i \rightarrow j)}{\sum_i C_i(B0)} \langle n(B0) \rangle + \frac{\sum_i C_{\rho M_i} Br(i \rightarrow j)}{\sum_i C_{\rho M_i}} \langle n(M1) \rangle \\ & + \frac{\sum_i C_{\rho B_i}^{(1)} Br(i \rightarrow j)}{\sum_i C_{\rho B_i}^{(1)}} \langle n(B1) \rangle + \frac{\sum_i C_{\rho B_i}^{(2)} Br(i \rightarrow j)}{\sum_i C_{\rho B_i}^{(2)}} \langle n(B2) \rangle. \quad (14) \end{aligned}$$

三、 $L = 1$ 介子的产生

研究 $L = 1$ 介子的产生, 有重要意义. [2] 预言的 $L = 0$ 介子产生规律, 引起测量矢量介子的热潮, 除已初步证实有 $s(\bar{s})$ 相对抑制的 $SU(6)$ 对称外, 发现 f 对 π 的产额和动量谱有不小影响^[9], 需要对所有 $L = 1$ 介子的产生进行研究. 理论上, 只有弄清 $L = 1$ 介子产生规律, 才能进一步检验和发展多重产生机制, 并通过 $L = 0, 1$ 介子产生的共性和差别, 了解 q, \bar{q} 间作用的特征.

从上节看到, 若 $L = 1$ 介子的产生具有 λ' 表征的相对破缺 $SU(6)$ 对称, 其产额将由 (11) 式给出

$$\langle j' \rangle = \langle j' \rangle_{\text{R}} = \frac{C_{j'}(M0)}{\sum_{j'} C_{j'}(M0)} \langle n(M0) \rangle + \frac{C_{\rho M_{j'}}}{\sum_{j'} C_{\rho M_{j'}}} \langle n(M1) \rangle.$$

在同一能量下, $J_{j'}, a$ 相同而同位旋第三分量 $I_3 = 0$ 的粒子, 如 A_2^0 与 f , $C_{j'}(M0)$ 和 $C_{\rho M_{j'}}$ 都相等, 故产额必相等. 而且这一结论与入射粒子种类无关. 另外, 正反粒子湮灭反应中产生的同一电荷多重态的粒子, 如 A_2^+, A_2^0, A_2^- , 产额必等. 不久前 $9.1 \text{ GeV}/c$ $p\bar{p}$ 湮灭中测得 $\langle A_2^+ \rangle = 0.082 \pm 0.027$, $\langle f \rangle = 0.064 \pm 0.005$, 在误差范围内相等^[11]. 因此我们假定 $L = 1$ 介子的产生确有这种 $SU(6)$ 对称. 并按前节方法写出所有 $L = 1$ 介子的 $C_{j'}(M0)$ 、 $C_{\rho M_{j'}}$ 值 (表 1), 其中 λ' 值由最近 [15] 测的 $f, K^{*0}(1430), \bar{K}^{*0}(1430)$ 相对产

表 1 $L = 1$ 介子的权重 $C_{j'}(M0)$ 、 $C_{\rho M_{j'}}$ 与衰变分支比

$J^{PC}_{j'}$	$C_{j'}(M0)$	$C_{\rho M_{j'}}$	衰变	$J^{PC}_{j'}$	$C_{j'}(M0)$	$C_{\rho M_{j'}}$	衰变
A_2^+	5	20		δ^+	1	4	
A_2^0	5	15	见[13]	δ^0	1	3	$\eta\pi \sim 100$
A_2^-	5	10		δ^-	1	2	
$2^{++}f$	5	15	见[13]	$0^{++}e$	1	3	$\pi\pi \sim 100$
K^{*+}	$5\lambda'(0.25)$	$20\lambda'(1)$				$4\lambda'(0.2)$	
K^{*0}	$5\lambda'(0.25)$	$10\lambda'(0.5)$	见[13]	$x?$	$\lambda'(0.05)$	$2\lambda'(0.1)$?
K^{*-}	$5\lambda'(0.25)$	0				0	
\bar{K}^{*0}	$5\lambda'(0.25)$	0				0	
f'	$5\lambda'^2(0.01)$	0	?	$s?$	$\lambda'^2(\sim 0)$	0	?
A_1^+	3	12		B^+	3	12	
A_1^0	3	9	见[13]	B^0	3	9	见[13]
A_1^-	3	6		B^-	3	6	
$1^{++}D$	3	9	$\eta\pi\pi \sim 100$?			?
Q^+	$3\lambda'(0.15)$	$12\lambda'(0.6)$		1^+			
Q^0	$3\lambda'(0.15)$	$6\lambda'(0.3)$	$K\pi\pi \sim 100$?			?
Q^-	$3\lambda'(0.15)$	0					
\bar{Q}^0	$3\lambda'(0.15)$	0					
$E?$	$3\lambda'^2(<0.01)$	0	?	?			?

额定出为

$$\frac{\langle K^{*0}(1430) \rangle}{\langle f \rangle} = \frac{\langle \bar{K}^{*0}(1430) \rangle}{\langle f \rangle} = \lambda' \simeq 0.05,$$

比 λ 小一个量级, 值得重视.

计算 $L = 1$ 介子对 $L = 0$ 介子产额贡献时, 要知道衰变分支比, D, Q, δ, x 实验确定有两种可能衰变, 分支比可由理论分析 (如 [16]) 给出. 从表 1 看到还有部分粒子不仅衰变方式, 连本身也未确定, 但正巧大都权重很小本来就可忽略, 而只计算 $A_2, f, K^*(1430), A_1, D, Q, \delta, \varepsilon, B$ 的贡献, 所以:

$$\sum_{i'} C_{i'}(M0) = 45 + 32\lambda' = 46.6,$$

$$\sum_{i''} C_{\rho M_{i''}} = 135 + 48\lambda' = 137.4.$$

另外, 近来报道了 $\langle f(L = 1) \rangle / \langle \rho^0(L = 0) \rangle$ 的实验数据:

表 2

反 应	$P_L(\text{GeV}/c)$	$Q(\text{GeV})$	$\langle f \rangle / \langle \rho^0 \rangle$	数据来源
K^-p	10	3.03	0.18 ± 0.06	[8]
K^-p	16	4.16	0.21 ± 0.06	[8]
K^+p	32	6.55	0.26 ± 0.15	[21]
π^-p	16	4.48	0.19 ± 0.03	[5]
π^+p	16	4.48	0.21 ± 0.03	[5]
pp	405	25.7	0.33 ± 0.18	[22]
pp	1500	51.1	0.24 ± 0.10	[6]

它们在误差内一致, 都在 0.18—0.22 之间, 或写成 0.20 ± 0.02 . f 与 ρ^0 同属 $I_3 = 0$ 粒子, 其相对几率 $\langle f \rangle / \langle \rho^0 \rangle$ 与反应类型无关, 因此这事实表明 $\langle f \rangle / \langle \rho^0 \rangle = 0.20$ 与 Q 无关. 然而, 在 $SU(6)$ 对称条件下, $\langle f \rangle / \langle \rho^0 \rangle$ 与 Q 无关直接导致所有 $L = 0, 1$ 的介子以普适比例产生!

以 $(1-x): x$ 表示 q, \bar{q} 按 $L = 0, 1$ 组合成介子的普适比例 (忽略了更高轨道激发态), 即可由 pp 反应 $Q = 51.1 \text{ GeV}$ 时 $\langle f \rangle / \langle \rho^0 \rangle = 0.2$ 定出 x , 由于 $\langle f \rangle$ 没有高激发态衰变的贡献, $\langle \rho^0 \rangle$ 有 $L = 1$ 介子衰变的贡献, 由 (11) 和 (14) 式:

$$\langle f \rangle = x \frac{C_f(M0)}{\sum_{i'} C_{i'}(M0)} \langle n(M0) \rangle + x \frac{C_{\rho f}}{\sum_{i''} C_{\rho M_{i''}}} \langle n(M1) \rangle, \quad (15)$$

$$\langle \rho^0 \rangle = \left[(1-x) \frac{C_{\rho^0}(M0)}{\sum_i C_i(M0)} + x \frac{\sum_{i'} C_{i'}(M0) Br(i' \rightarrow \rho^0)}{\sum_{i''} C_{i''}(M0)} \right] \langle n(M0) \rangle$$

$$+ \left[(1-x) \frac{C_{\rho\rho^0}}{\sum_i C_{\rho M_i}} + x \frac{\sum_{i'} C_{\rho M_{i'}} Br(i' \rightarrow \rho^0)}{\sum_{i'} C_{\rho M_{i'}}} \right] \langle n(M1) \rangle. \quad (16)$$

两式右边 x 以外的所有数值, 都可按前节的公式算出, 两式左边实验已给出 $\langle f \rangle / \langle \rho^0 \rangle = 0.20$, 从而算出 $x = 0.25$, $(1-x) = 0.75$ (因 $\langle f \rangle / \langle \rho^0 \rangle = 0.20$ 有 10% 的误差, x 也允许有 10% 的误差, 但为了检验是否有严格的 3:1 规律, 在以下计算中, 都不考虑这个允许误差). 即 $q\bar{q}$ 总是以大约 3:1 组合为 $L = 0$ 及 1 的介子. 于是次级强子 $\langle j \rangle$ 的一般公式 (14) 可进一步写成:

$$\begin{aligned} \langle j \rangle = & \left[0.75 \frac{\sum_i C_i(M0) Br(i \rightarrow j)}{\sum_i C_i(M0)} + 0.25 \frac{\sum_{i'} C_{i'}(M0) Br(i' \rightarrow j)}{\sum_{i'} C_{i'}(M0)} \right] \langle n(M0) \rangle \\ & + \left[0.75 \frac{\sum_i C_{\rho M_i} Br(i \rightarrow j)}{\sum_i C_{\rho M_i}} + 0.25 \frac{\sum_{i'} C_{\rho M_{i'}} Br(i' \rightarrow j)}{\sum_{i'} C_{\rho M_{i'}}} \right] \langle n(M1) \rangle \\ & + \frac{\sum_i C_i(\bar{B}) Br(i \rightarrow j)}{\sum_i C_i(\bar{B})} \langle n(\bar{B}) \rangle + \frac{\sum_i C_i(B0) Br(i \rightarrow j)}{\sum_i C_i(B0)} \langle n(B0) \rangle \\ & + \frac{\sum_i C_{\rho\bar{B}_i}^{(1)} Br(i \rightarrow j)}{\sum_i C_{\rho\bar{B}_i}^{(1)}} \langle n(B1) \rangle + \frac{\sum_i C_{\rho\bar{B}_i}^{(2)} Br(i \rightarrow j)}{\sum_i C_{\rho\bar{B}_i}^{(2)}} \langle n(B2) \rangle. \quad (17) \end{aligned}$$

当然, B 、 \bar{B} 的高轨道角动量态及 $L \geq 2$ 的介子也应有一定几率, 但由于至今没有 pp 碰撞 B 、 \bar{B} 高激发态产生的任何资料, $L \geq 2$ 介子只有 g^0 的个别数据, 无从入手. 尤其即使在现有加速器最高能量下, $\langle n(\bar{B}) \rangle$ 、 $\langle n(B0) \rangle$ 本来就比 $\langle n(M0) \rangle$ 小一个量级, $\langle g^0 \rangle$ 也比 $\langle f \rangle$ 小一个量级^[15], 因此它们的产生和影响完全可作为更高级的修正, 暂不考虑. 这也利于集中检验 $L = 1$ 介子的产生规律.

四、与实验的比较

可按 (17) 式算出所有 $L = 0$ 的次级强子及 $L = 1$ 的介子绝对产额与实验比较. 现在实验有不同能量下 pp 碰撞产生的带电长寿命粒子 π^- , π^+ , K^- , K^+ , \bar{p} , p 的较精确数据, 短寿命的 $L = 0, 1$ 介子虽还只有部分粒子在个别能量下的数据, 但对理论能提供重要检验, 我们都作了比较. $\langle p \rangle_*$ 中包含不属于多重产生的弹性衍射贡献, 不能与 (17) 的计算结果直接比较, 没有列出.

1. $\langle \bar{p} \rangle$ $\langle \bar{p} \rangle$ 在理论上最单纯: a) 只有 $\langle n(\bar{B}) \rangle$ 项的贡献; b) 与介子产生的任何假定无关; c) 对 ' λ ' 值不敏感. 可直接检验导出 $\langle n(\bar{B}) \rangle$ 的 $N(Q)$ 关系 (1) 和层子组合计算法 (2). 理论值按 (17) 和 (8) 式及 [13] 的 Δ 衰变分支比, 即得:

$$\langle \bar{p} \rangle = \frac{\sum_i C_i(\bar{B}) Br(i \rightarrow \bar{p})}{\sum_i C_i(\bar{B})} \langle n(\bar{B}) \rangle = \frac{5}{15.088} \langle n(\bar{B}) \rangle = 0.331 \langle n(\bar{B}) \rangle. \quad (18)$$

图 1 给出理论值(实线)与实验值(全部取自[17])的比较,在允许误差范围内完全符合。

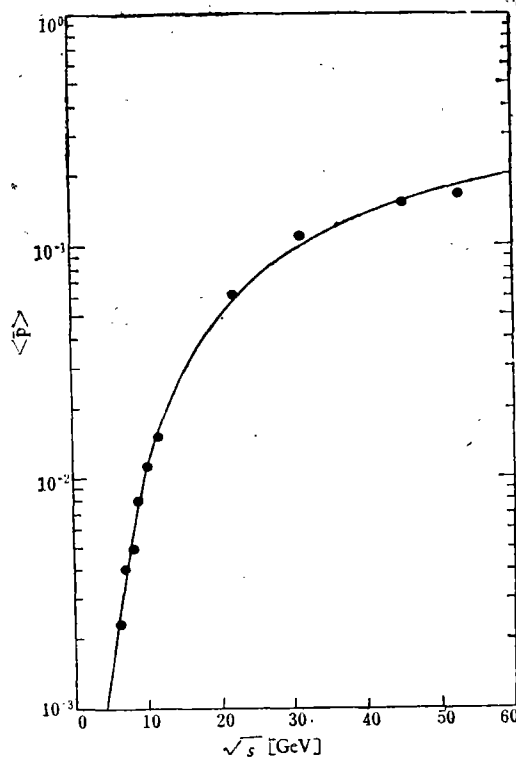


图 1

2. $\langle K^- \rangle$ 与 $\langle K^+ \rangle$ 由于 56 重态的重子、反重子都不强衰变成 K , (17) 式后面四项为零,得:

$$\begin{aligned} \langle K^- \rangle = & \left[0.75 \frac{\sum_i C_i(M0) Br(i \rightarrow K^-)}{\sum_i C_i(M0)} + 0.25 \frac{\sum_{i'} C_{i'}(M0) Br(i' \rightarrow K^-)}{\sum_{i'} C_{i'}(M0)} \right] \langle n(M0) \rangle \\ & + 0.25 \frac{\sum_{i'} C_{pM_{i'}} Br(i' \rightarrow K^-)}{\sum_{i'} C_{pM_{i'}}} \langle n(M1) \rangle = 0.063 \langle n(M0) \rangle + 0.002 \langle n(M1) \rangle \end{aligned} \quad (19)$$

$$\langle K^+ \rangle = \left[0.75 \frac{\sum_i C_i(M0) Br(i \rightarrow K^+)}{\sum_i C_i(M0)} + 0.25 \frac{\sum_{i'} C_{i'}(M0) Br(i' \rightarrow K^+)}{\sum_{i'} C_{i'}(M0)} \right] \langle n(M0) \rangle$$

$$\begin{aligned}
 & + \left[0.75 \frac{\sum_i C_{PM_i} Br(i \rightarrow K^+)}{\sum_i C_{PM_i}} + 0.25 \frac{\sum_{i'} C_{PM_{i'}} Br(i' \rightarrow K^+)}{\sum_{i'} C_{PM_{i'}}} \right] \langle n(M1) \rangle \\
 & = 0.063 \langle n(M0) \rangle + 0.068 \langle n(M1) \rangle. \quad (20)
 \end{aligned}$$

它们直接依赖 $L = 1$ 介子产生情况, 实验上又有较系统数据, 最适于检验 $L = 1$ 介子产生规律. 从(19)式看到, P 虽不能直接碎裂成 $s\bar{u}$ 介子 K^- 、 $K^{*-}(892)$ 、 $K^{*-}(1430)$ 或 $s\bar{d}$ 介子 \bar{K}^0 、 $\bar{K}^{*0}(892)$ 、 $\bar{K}^{*0}(1430)$, 但碎裂的 A 、 f 仍能通过 $K\bar{K}$ 衰变道贡献 K^- , 所以碎裂贡献并不为零, 又小到对 $\langle K^- \rangle$ 基本没影响, 因此 $\langle K^- \rangle$ 能集中检验 $L = 1$ 介子在 $\langle n(M0) \rangle$ 中产生的规律, $\langle K^+ \rangle$ 则着重检验 $\langle n(M1) \rangle$ 中的产生规律.

图2、3给出理论实验比较情况, 实线按(19)、(20)算出, 实验值引自[17]. 可见除个别点, 都符合很好. 图2中虚线为取 $\lambda' = \lambda = 0.4$ 计算的结果, 与实验不符. 图2、3中的点划线是不考虑 $L = 1$ 介子贡献算出的, 这时若调整 λ' 使 $\langle K^- \rangle$ (或 $\langle K^+ \rangle$) 与实验一致, $\langle K^+ \rangle$ (或 $\langle K^- \rangle$) 便更偏离, 不能用同一 λ 值自洽, 这正是[3]中出现的状况. 由于 $\frac{\langle K^+ \rangle}{\langle K^- \rangle}$ 与 λ 取值无关, 更说明不考虑 $L = 1$ 介子, 就是 $\langle K^\pm \rangle$ 也不能解释.

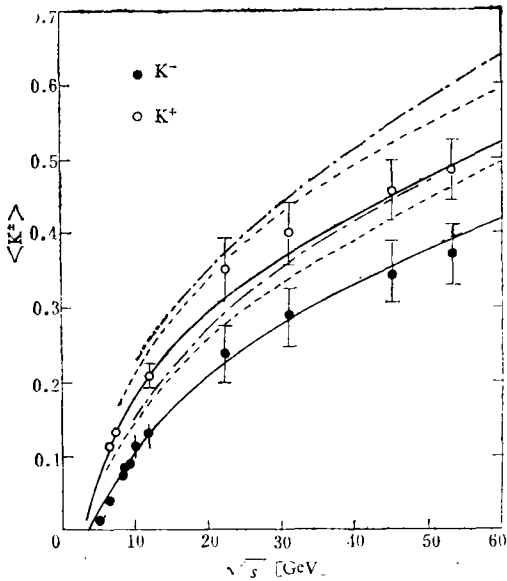


图 2

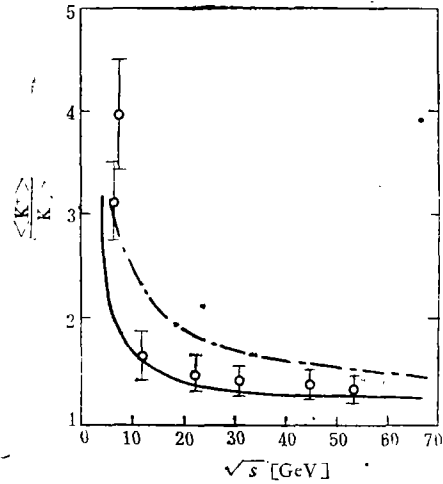


图 3

3. $\langle \pi^- \rangle$ 与 $\langle \pi^+ \rangle$ 显然(17)中各项对 $\langle \pi^\pm \rangle$ 都有贡献:

$$\begin{aligned}
 \langle \pi^- \rangle = & 0.535 \langle n(M0) \rangle + 0.503 \langle n(M1) \rangle + 0.271 \langle n(\bar{B}) \rangle \\
 & + 0.285 \langle n(B0) \rangle + 0.148 \langle n(B1) \rangle + 0.022 \langle n(B2) \rangle, \quad (21)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \langle \pi^+ \rangle = & 0.535 \langle n(M0) \rangle + 0.670 \langle n(M1) \rangle + 0.285 \langle n(\bar{B}) \rangle \\
 & + 0.271 \langle n(B0) \rangle + 0.312 \langle n(B1) \rangle + 0.265 \langle n(B2) \rangle. \quad (22)
 \end{aligned}$$

图4、5给出理论(实线)与实验值[17]的比较. 除个别点外, 也符合很好. 当取 $\lambda' = \lambda$ 时, $\langle \pi^\pm \rangle$ 改变不大. 不考虑 $L = 1$ 介子产生的贡献, 则所有计算值明显低于实验值.

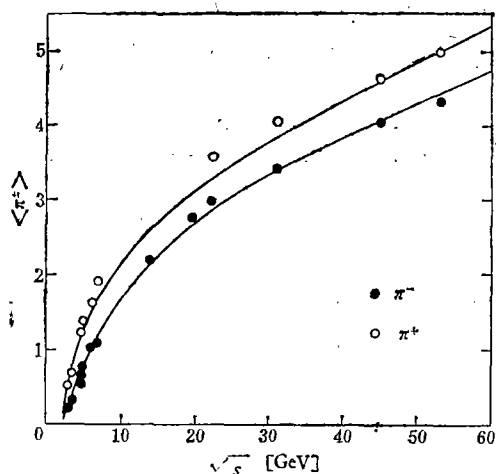


图 4

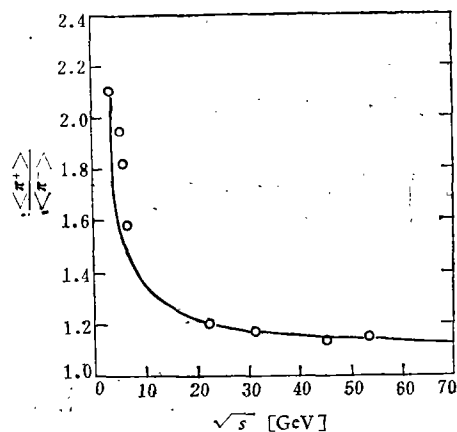


图 5

4. 共振介子 $L = 0, 1$ 共振介子产额的实验数据还很少, 但可对第三节提出的产生规律作更直接检验. 对 π, K 以外的 $L = 0$ 介子, (17) 式简化为:

$$\langle j \rangle = \left[0.75 \frac{C_j(M0)}{\sum_i C_i(M0)} + 0.25 \frac{\sum_{i'} C_{i'}(M0) Br(i' \rightarrow j)}{\sum_{i'} C_{i'}(M0)} \right] \langle n(M0) \rangle + \left[0.75 \frac{C_{PM_j}}{\sum_i C_{PM_i}} + 0.25 \frac{\sum_{i'} C_{PM_{i'}} Br(i' \rightarrow j)}{\sum_{i'} C_{PM_{i'}}} \right] \langle n(M1) \rangle. \quad (23)$$

对 $L = 1$ 的介子 j' , 则进一步简化为:

$$\langle j' \rangle = 0.25 \left[\frac{C_{j'}(M0)}{\sum_{i'} C_{i'}(M0)} \langle n(M0) \rangle + \frac{C_{PM_{j'}}}{\sum_{i'} C_{PM_{i'}}} \langle n(M1) \rangle \right], \quad (24)$$

其中 $\langle n(M0) \rangle$ 的项是中心区粒子, $\langle n(M1) \rangle$ 的项为碎裂粒子.

表 3 给出 $\sqrt{s} = 53$ GeV pp 碰撞中测出的部分介子产额与按 (23)、(24) 算出的理论值的比较:

表 3

粒 子	ρ^0	ω	η	f	$K^{*0}(1430)$	$\bar{K}^{*0}(1430)$	$K^{*0}(892) + \bar{K}^{*0}(892)$
理 论	1.01 ± 0.05	1.31 ± 0.07	0.44 ± 0.02	0.20 ± 0.01	0.009	0.008	0.59 ± 0.03
实 验	1.19 ± 0.25	1.59 ± 0.28	0.92 ± 0.58	0.29 ± 0.16	0.017 ± 0.01	0.011 ± 0.006	1.14 ± 0.35
		[6]				[15]	[6]

可见前六组数据都在误差范围内一致. 最后一个与理论不符的 $\langle K^{*0}(892) + \bar{K}^{*0}(892) \rangle$ 实验值, 正是近来 [19] 指出有问题的, [19] 测量了 $\sqrt{s} = 19.6$ GeV pp 碰撞

中的 $\langle K^{*+}(892) \rangle = 0.22$, 理论值对 $\langle K^{*+}(892) \rangle$ 亦为 0.22.

图 6 给出几个能量下测得的中心区 ρ^0 产额 (全部引自 [18]) 与理论值 $\langle \rho^0 \rangle_e$ 的比较, 也都在误差范围内一致.

5. η 和 η' “反常”问题 πp 碰撞中测得 $\frac{\langle \eta \rangle}{\langle \omega \rangle} = 0.39 \pm 0.03$; $\frac{\langle \eta' \rangle}{\langle \eta \rangle} = 0.05 - 0.10$ 与 [2] 预言的 $\frac{\langle \eta \rangle}{\langle \omega \rangle} = 0.14$; $\frac{\langle \eta' \rangle}{\langle \eta \rangle} = 1.7$ 偏离很大, η 、 η' 的性质本来比较特别, 现又正巧在它上面出了问题, 于是重新引起对其性质的争议, 试图从各种角度解释“反常”的原因(如

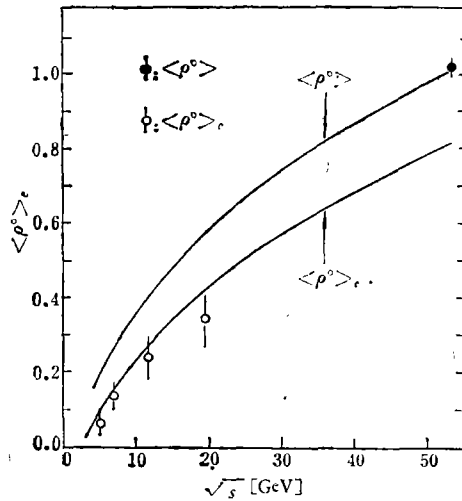


图 6

[20, 4, 14]). 但当我们用 (17) 式统一计算时, 这是很自然的结果. 由 [13] 可算出 $Br(i' \rightarrow \eta') = 0$; 而 $Br(\eta' \rightarrow \eta) = 0.66$; $Br(A_2 \rightarrow \eta) = 0.15$; $Br(K^*(1420) \rightarrow \eta) \approx 0.03$; $Br(D \rightarrow \eta) \approx 1$; $Br(\delta \rightarrow \eta) \approx 1$, 所以:

$$\langle \eta' \rangle = 0.023 \langle n(M0) \rangle + 0.026 \langle n(M1) \rangle, \quad (25)$$

$$\langle \eta \rangle = 0.075 [\langle n(M0) \rangle + \langle n(M1) \rangle], \quad (26)$$

$$\langle \omega \rangle = 0.154 \langle n(M0) \rangle + 0.286 \langle n(M1) \rangle. \quad (27)$$

对 πp , pp 反应, 上述式子相同, 但同样 Q 值下 $\langle n(M0) \rangle$ 、 $\langle n(M1) \rangle$ 、 $\langle n(M1) \rangle / \langle n(M0) \rangle$ 数值不同. 现仍以 pp 反应为例: 当 $\sqrt{s} = 53 \text{ GeV}$ 时算出 $\frac{\langle \eta \rangle}{\langle \omega \rangle} = 0.43$ 与实验值^[6]一致. 而 $\frac{\langle \eta' \rangle}{\langle \eta \rangle} = 0.31$ 不再是 [2] 预言的 1.7. 可见“反常”是 [2] 未考虑高激发态的贡献, 但 $L = 0$ 介子中, 这种贡献对 η 正好非常突出. 我们全面考虑这种贡献后, 问题就自然得到解释.

感谢杨洪、卢兆铭、曲立湖同志计算上的协助.

参 考 文 献

- [1] 谢去病, 高能物理与核物理, **3**(1979), 520.
- [2] V. V. Anisovich et al., *Nucl. Phys.*, **B55**(1973), 455.
- [3] V. N. Guman et al., *Nucl. Phys.*, **B99**(1975), 523.
- [4] H. Kirk et al., *Nucl. Phys.*, **B128**(1977), 397.
- [5] J. Bartke et al., *Nucl. Phys.*, **B118**(1977), 360.
- [6] G. Janeso et al., *Nucl. Phys.*, **B124**(1977), 1.
- [7] H. Grässler et al., *Nucl. Phys.*, **B132**(1978), 1.
- [8] P. Schmitz et al., *Nucl. Phys.*, **B137**(1978), 13.
- [9] P. Granet et al., *Nucl. Phys.*, **B140**(1978), 389.
- [10] K. Bockmann et al., *Nucl. Phys.*, **B140**(1978), 235.
- [11] M. Markytan et al., *Nucl. Phys.*, **B143**(1978), 263.
- [12] 谢去病, 山东大学学报(自然科学版), **3-4**(1978), 146.
- [13] Particle Data Group, *Phys. Lett.*, **75B**(1978).
- [14] 王政之, 高能物理与核物理, **3**(1979), 122.
- [15] A. Böhm et al., *Phys. Rev. Lett.*, **41**(1978), 1761.
- [16] Ch. De. LA Vaissiere, *Nuovo Cimento*, **44A**(1978), 481.
- [17] M. Antinucci et al., *Lett. Nuovo Cimento*, **V6**(1973), 121.
- [18] V. Blobel et al., *Phys. Lett.*, **48B**(1974), 73; R. Singer et al., *Phys. Lett.*, **60B**(1976), 385; A. Sheng et al., *Nucl. Phys.*, **B115**(1976), 189.
- [19] R. Singer et al., *Nucl. Phys.*, **B135**(1978), 265.
- [20] N. H. Fuchs, *Lett. Nuovo Cimento*, **V20**(1977), 103.
- [21] P. Granet et al., *Nucl. Phys.*, **B140**(1978), 389.
- [22] A. Suzuki et al., *Lett. Nuovo Cimento*, **V24**(1979), 449.

THE ABSOLUTE YIELD OF THE SECONDARY HADRONS IN pp COLLISIONS AND THE RULE OF $L=1$ MESON PRODUCTION

XIE CHU-BING

(Shandong University)

ABSTRACT

Based on the quark model of multiple production, starting from the $N(Q)$ relation obtained by the author in [1], a systematic method of calculating the absolute yield of secondary hadrons is given. After an analysis of the few data about the production of $L=1$ mesons, it is found that if the production of $L=1$ mesons has the same $SU(6)$ broken symmetry as that of $L=0$ mesons the ratio of their yield would be 1:3. The yield of hadrons so calculated are in agreement with the experimental data. The current problem of η/ω , η'/η anomaly is also solved as a by-product.