

高能强子反应的末态粒子产额

谢去病 刘希明
(山东大学)

摘 要

本文利用作者提出的强子非衍反应的“三火球模型”与“夸克组合律”结合的形象,在 0^- 与 1^- 介子的不同相对权重下,进一步计算了高能强子反应的末态粒子产额.得出的长寿命粒子产额与现有实验资料都基本一致,说明 0^- 与 1^- 介子的相对权重对末态粒子产额的影响并不灵敏.

一、引 言

高能强子反应所涉及的许多问题中,各种粒子的产额一直是重要的研究方面,而各种长寿命粒子的产额,由于可直接与实验比较,是对各种模型重要考验之一.在[1]中我们利用强子非衍反应的“三火球模型”^[2]与我们提出的“夸克组合律”^[3]结合,自然解释了末态粒子中,重子数 $\langle B \rangle$ 、介子数 $\langle M \rangle$ 之比 $\langle B \rangle / \langle M \rangle$ 随总能量 \sqrt{S} 显著增加的实验事实^[4].按这图象,一定能量 \sqrt{S} (也即一定平均夸克对数 $\langle N \rangle$)下 $\langle B \rangle$ 、 $\langle M \rangle$ 分别为

$$\langle B \rangle = 2 \int B(N) f(N, \langle N_{T^*} \rangle) dN + \int B(N) f(N, \langle N_{C^*} \rangle) dN, \quad (1)$$

$$\langle M \rangle = 2 \int M(N) f(N, \langle N_{T^*} \rangle) dN + \int M(N) f(N, \langle N_{C^*} \rangle) dN.$$

其中

$$B(N) = \sum_{b=0}^{[N/3]} b X_{mb}(N) = \sum_{b=0}^{[N/3]} b \frac{2N(N!)^2(N-b-1)!}{(2N)!(N-3b)!(b!)^2} 3^{N-3b-1},$$

$$M(N) = N - 3B(N),$$

分别是 N 对夸克与反夸克平均组合成的重子数和介子数, $X_{mb}(N)$ 是 N 对夸克、反夸克组合成 m 个介子、 b 个重子的几率. $f(N, \langle N \rangle)$ 是火球中夸克对数 N 的分布函数, $\langle N_{C^*} \rangle$ 、 $\langle N_{T^*} \rangle$ (= $\langle N_{p^*} \rangle$)分别是中心火球、靶(束)火球的平均夸克对数,按三火球模型^[2].

$$\langle N_{C^*} \rangle \simeq \langle n_{c^*} \rangle = \alpha \langle n_{ch} \rangle, \quad (2)$$

$$\langle N_{T^*} \rangle \simeq \langle n_{p^*} \rangle = \frac{1}{2} (1 - \alpha) \langle n_{ch} \rangle.$$

α 是一与能量有关的参数, 反映三个火球的相对大小。这里平均带电粒子多重数 $\langle n_{ch} \rangle$ 是指非衍事例的带电粒子多重数 $\langle n_{nd} \rangle$ 减去带头粒子^[4], 因而本文中的末态粒子也不包括带头粒子。

利用(1)中的 $\langle B \rangle$ 、 $\langle M \rangle$ 可进一步计算各种末态粒子的产额, 在第二节简单说明计算方法。第三节介绍由实验给出的 $\langle n_{ch} \rangle$ 确定平均夸克对数 $\langle N \rangle$ 的方法。第四节, 取 0^- 、 1^- 介子, $(1/2)^+$ 、 $(3/2)^+$ 重子之间的不同相对权重计算了末态长寿命粒子产额, 与已有实验数据作了比较, 并作了简单讨论。

二、末态粒子产额

强子反应直接产生的粒子包括各种介子、重子与反重子。用 $C_\alpha(M)$ 表示各个介子之间的相对权重, $C_\alpha(B)$ 及 $C_\alpha(\bar{B})$ 表示各种重子或反重子的相对权重。由总的介子数 $\langle M \rangle$ 、重子数 $\langle B \rangle$, 可求出直接产生的某一种介子、重子的产额 $\langle M_\beta \rangle_{\text{直}}$ 、 $\langle B_\beta \rangle_{\text{直}}$ 分别是:

$$\langle M_\beta \rangle_{\text{直}} = \frac{C_\beta(M)}{\sum_\alpha C_\alpha(M)} \cdot \langle M \rangle, \quad \langle B_\beta \rangle_{\text{直}} = \frac{C_\beta(B)}{\sum_\alpha C_\alpha(B)} \cdot \langle B \rangle \quad (3)$$

注意到直接产生的各种共振粒子都按确定的衰变分支比强衰变, 实验上直接测量到的强子 $\langle \beta \rangle$ 是包括了上述强衰变贡献的总产额。定义 $Br(\alpha \rightarrow \beta)$ 为强子 α 强衰变为强子 β 的“加权”分支比, 即 $Br(\alpha \rightarrow \beta) = \sum_j Br(\alpha \rightarrow j) \cdot n_\beta(j)$, 这里 j 表示不同的衰变道, $Br(\alpha \rightarrow j)$ 是 α 衰变为末态 j 的分支比, $n_\beta(j)$ 是末态 j 中强子 β 的数目。显然, 所有 $Br(\alpha \rightarrow \beta)$ 都可以由 P.D.G^[7] 材料算出, 并注意到 $\alpha = \beta$ 时, $Br(\alpha \rightarrow \beta) = 1$ 自动表示了 β 的直接产生项。于是即可求出各种长寿命强子的总产额。如重子 β 的总产额(反重子 $\bar{\beta}$ 与重子相等) $\langle B_\beta \rangle$ 是

$$\langle B_\beta \rangle = \frac{\sum_\alpha C_\alpha(B) \cdot Br(B_\alpha \rightarrow B_\beta)}{\sum_\alpha C_\alpha(B)} \cdot \langle B \rangle \quad (4)$$

注意到直接产生的短寿命的介子、重子与反重子, 都能够在强衰变中生成 π 介子, 因而 $\langle \pi \rangle$ 也就要计及所有这些贡献, 即

$$\langle \pi \rangle = \frac{\sum_\alpha C_\alpha(M) \cdot Br(M_\alpha \rightarrow \pi)}{\sum_\alpha C_\alpha(M)} \cdot \langle M \rangle + \frac{\sum_\alpha C_\alpha(B) \cdot Br(B_\alpha \rightarrow \pi)}{\sum_\alpha C_\alpha(B)} \cdot \langle B \rangle + \frac{\sum_\alpha C_\alpha(\bar{B}) \cdot Br(\bar{B}_\alpha \rightarrow \pi)}{\sum_\alpha C_\alpha(\bar{B})} \cdot \langle \bar{B} \rangle \quad (5)$$

其它长寿命介子的总产额则是

含的
态粒
介子

而各种
]中我们
了末态
事实^[4].

(1)

夸克组
 $\langle N_c^* \rangle$,

(2)

$$\langle M_\beta \rangle = \frac{\sum_\alpha C_\alpha(M) \cdot Br(M_\alpha \rightarrow M_\beta)}{\sum_\alpha C_\alpha(M)} \cdot \langle M \rangle \quad (6)$$

以上所有强子的相对权重中,都包括一个统一的奇异夸克抑制因子 $\lambda = p_s/p_u$,可由实验确定.如[6]通过对实验资料的分析后得出,对于各种反应, $\lambda = 0.29 \pm 0.02$,与能量无关(对 $\sqrt{s} = 540 \text{ GeV } p\bar{p}$ 反应[13]得出 $\lambda = 0.30 \pm 0.03 \pm 0.03$),与 e^+e^- 湮灭不同实验组^[14]得出的平均结果 $\lambda = 0.33 \pm 0.2$ 一致.

但是,反应直接产生的 0^- 与 1^- 介子的相对权重,及 $(1/2)^+$ 与 $(3/2)^+$ 重子的相对权重,目前还没有确定的结果.最早如 Anisovich 等^[11]按 $SU(6)$ 对称给出分别是 1:3 与 1:2.再考虑到上面讲到的奇异夸克 s (或反夸克 \bar{s}) 受相对抑制的事实,就可进一步根据各个强子的 $SU(6)$ 波函数求出各个介子之间及各个重子之间的相对权重^[12].例如对各种 36 重态重子或反重子之间的相对权重 $C_\alpha(B)$ 、 $C_\alpha(\bar{B})$ 是:

$$C_\alpha(B) = C_\alpha(\bar{B}) = (2J_\alpha + 1)\lambda^a \quad (7)$$

36 重态介子除混合态 η 、 η' 分别是

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

其它也可以表示成:

$$C_\alpha(M) = (2J_\alpha + 1)\lambda^a \quad (8)$$

(7) 与 (8) 式中 J_α 是强子 α 的自旋, a 是该强子中所含 s 与 \bar{s} 的总数目,如介子 $\phi(s\bar{s})$, $J = 1$, $a = 2$, 因而 $C_\phi(M) = 3\lambda^2$.

Andersson 等^[12]则取 0^- 与 1^- 介子之间的相对权重是 1:1, 由此得出各种 36 重态介子之间的相对权重是

$$C_\alpha(M) = \lambda^a \quad (9)$$

三、确定夸克对数 $\langle N \rangle$

最近三火球模型利用多重数矩的实验数据进一步计算了各种能量 \sqrt{s} 下的 α 值^[17], 利用上面(2)可计算出每个火球的带电粒子多重数. 因此,利用(1)–(9)式计算末态粒子产额,只需由理论与实验比较,确定该能量 \sqrt{s} 下的平均夸克对数 $\langle N \rangle$.

利用(1)–(9)可以计算一定 $\langle N \rangle$ 下的各种末态粒子产额. 反之,也可求出与任一末态粒子产额对应的 $\langle N \rangle$. 因此,把实验上测量到的某种粒子产额作为依据,就可求出与之对应的 $\langle N \rangle$. 实验上大都给出一定能量下的 $\langle n_{ch} \rangle$, 由 $\langle n_{ch} \rangle$ 确定 $\langle N \rangle$, 只需由(1)–(9)式计算出一定 $\langle N \rangle$ 下的 $\langle \pi^\pm \rangle$ 、 $\langle K^\pm \rangle$ 、 $\langle p + \bar{p} \rangle$, 使下式成立的 $\langle N \rangle$ 即为所求.

$$\langle \pi^\pm \rangle + \langle K^\pm \rangle + \langle p + \bar{p} \rangle = \langle n_{ch} \rangle \quad (10)$$

这里,略去了为数极小的 $\langle \Sigma^\pm \rangle$ 、 $\langle Q^- \rangle$ 等. 实验上测出了 63 GeV 以下与 540 GeV 时的 $\langle n_{ch} \rangle$, 最近,文献[8]报道了 200 GeV、900 GeV 时的 $\langle n_{ch} \rangle$ 结果. 更高能量时 $\langle n_{ch} \rangle$ 与 \sqrt{s} 的关系现在还没有一个可信理论,文献[8]中给出的两个经验公式

以
90
利

〈

权
值
接
合
在

$$\langle n_{ch} \rangle = (2.96 \pm 0.70) - (0.112 \pm 0.211) \ln S + (0.173 \pm 0.15) \ln^2 S, \quad (6)$$

$$\langle n_{ch} \rangle = (-6.55 \pm 1.43) + (6.89 \pm 1.70) S^{(0.43 \pm 0.10)},$$

以及较早的经验公式^[15] 都较好的与已有实验符合,但在更高能区存在明显差别,如 900 GeV 时,文献[8]中的后一式与实验符合的比较好。如果可以外推到更高能区,则可以利用此经验公式确定更高能量下的 $\langle N \rangle$ 。

利用上述方法,确定出各种能量下的 $\langle N \rangle$,结果表明,在 $\langle n_{ch} \rangle$ 的实验误差允许范围内 $\langle N \rangle \simeq \langle n_{ch} \rangle$ 。

四、结果与讨论

按照上面的方法计算了 ISR、SPS 能量下各种末态粒子产额。取 0^- 与 1^- 介子的相对权重为 1:3 或 1:1, $(1/2)^+$ 与 $(3/2)^+$ 重子的相对权重为 1:2 或 1:1, $\lambda = 0.3$ 几种不同值,表 1 给出理论分别算出的末态产额与实验^[4] 的比较。显然有些 1^- 介子、 $(3/2)^+$ 重子直接产额改变比较大,但长寿命 0^- 介子、 $(1/2)^+$ 重子产额变化不很显著,基本与实验结果符合¹⁾,与 e^+e^- 湮灭实验分析结果^[16] 一样,并不能对 0^- 与 1^- 介子的相对权重作出准确判据。在下面的计算结果中,仅取 0^- 与 1^- 介子、 $(1/2)^+$ 与 $(3/2)^+$ 重子的相对权重是 1:3 与 1:2。

表 1 0^- 、 1^- 介子、 $(1/2)^+$ 、 $(3/2)^+$ 重子相对权重对产额的影响

	$\sqrt{S} = 53 \text{ GeV}$				$\sqrt{S} = 540 \text{ GeV}$			
	实验 ^[4]	$V/p=3$ $\frac{3^+}{2}/\frac{1^+}{2}=2$	$V/p=1$ $\frac{3^+}{2}/\frac{1^+}{2}=2$	$V/p=1$ $\frac{3^+}{2}/\frac{1^+}{2}=1$	实验 ^[4]	$V/p=3$ $\frac{3^+}{2}/\frac{1^+}{2}=2$	$V/p=1$ $\frac{3^+}{2}/\frac{1^+}{2}=2$	$V/p=1$ $\frac{3^+}{2}/\frac{1^+}{2}=1$
$\langle \pi^\pm \rangle$	9.0	8.80	8.66	8.60	22.3	22.54	22.10	21.98
$\langle K^\pm \rangle$	0.75	0.95	1.02	1.02	2.5	2.32	2.47	2.51
$\langle K^0 + \bar{K}^0 \rangle$	0.70	0.92	1.00	1.00	2.7	2.25	2.42	2.46
$\langle \rho^\pm \rangle$		2.13	1.58	1.58		5.21	3.83	3.90
$\langle K^{*0} \rangle$		0.64	0.48	0.48		1.56	1.15	1.17
$\langle \omega \rangle$		1.07	0.81	0.81		2.62	1.95	1.99
$\langle \phi \rangle$		0.096	0.071	0.071		0.23	0.17	0.17
$\langle p + \bar{p} \rangle$	0.3	0.33	0.42	0.36	1.5	1.67	1.89	1.87
$\langle \Lambda + \bar{\Lambda} \rangle$	0.1	0.14	0.19	0.17	0.5	0.73	0.83	0.87
$\langle \Sigma^\pm \rangle$	0.02	0.025	0.032	0.040	0.125	0.12	0.14	0.21
$\langle \Delta^{++} + \bar{\Delta}^{++} \rangle$		0.13	0.17	0.12		0.67	0.76	0.62
$\langle \Sigma^{*0} \rangle$		0.040	0.051	0.036		0.20	0.23	0.19

表 2、3 分别给出 λ 不同取值对末态产额的影响,及与实验^[4] 的比较,取 $\lambda = 0.3$ 是与

1) [4] 的实验产额未给出误差,所以我们给出的计算结果,也未列出由 $\langle n_{ch} \rangle$ 实验值确定 $\langle N \rangle$ 带人的误差。

[6,13]一致, $\lambda = 0.23$ 是与[4,9]一致。比较表明, $\lambda = 0.3$ 更符合实际,因此在下面的计算中,我们只取 $\lambda = 0.3$ 。

表 2 与实验资料^[4]比较 ($\lambda = 0.30$)

	540 GeV $ \eta < 3$		540 GeV $ \eta < 5$		53 GeV $ \eta < 5$	
	实验	理论	实验	理论	实验	理论
K^\pm	1.8	1.66	2.5	2.32	0.75	0.95
$p + \bar{p}$		1.45	1.5	1.67	0.3	0.33
$\Sigma^\pm + \bar{\Sigma}^\pm$		0.22	0.25	0.25	0.04	0.05
π^\pm		16.60	22.3	22.54	9.0	8.80
$\Lambda + \bar{\Lambda}$	0.35	0.63	0.5	0.73	0.1	0.14
$K^0 + \bar{K}^0$	2.0	1.61	2.7	2.25	0.7	0.92
$n + \bar{n}$		1.45	1.5	1.67	0.3	0.33
η		0.53	3.5	0.74	1.1	0.31
π^0		8.79	10.1	11.94	4.2	4.6

表 3 与实验资料^[4]比较 ($\lambda = 0.23$)

	540 GeV $ \eta < 3$		540 GeV $ \eta < 5$		53 GeV $ \eta < 5$	
	实验	理论	实验	理论	实验	理论
K^\pm	1.8	1.30	2.5	1.81	0.75	0.72
$p + \bar{p}$		1.53	1.5	1.76	0.3	0.35
$\Sigma^\pm + \bar{\Sigma}^\pm$		0.17	0.25	0.20	0.04	0.036
π^\pm		16.88	22.3	22.88	9.0	8.99
$\Lambda + \bar{\Lambda}$	0.35	0.51	0.5	0.76	0.1	0.11
$K^0 + \bar{K}^0$	2.0	1.27	2.7	1.76	0.7	0.74
$n + \bar{n}$		1.53	1.5	1.76	0.3	0.35
η		0.53	3.5	0.74	1.1	0.31
π^0		8.93	10.1	12.12	4.2	4.78

当能量由 22 GeV 增至 540 GeV^[10,4]时, $\langle p + \bar{p} \rangle$ 产额比约是 12.3,而 $\langle K^\pm \rangle$ 产额比约是 5.2,图 1 给出 $\langle \bar{p} \rangle$ 、 $\langle K^- \rangle$ 、 $\langle \pi \rangle$ 随能量的变化以及与现有实验资料的比较。

表 4、5 给出对更高能量时末态强子产额的预言,表中共振粒子为直接产额,长寿命粒子产额包括了共振粒子衰变贡献。

由于没有考虑 $L = 1$ 介子产生以及对 η 介子的衰变贡献^[9],因而 $\langle \eta \rangle$ 值低于实验值。 $L > 0$ 的共振粒子的产生及其对长寿命粒子产额的影响,我们将另文讨论。在用实验值 $\langle n_{ch} \rangle$ 确定 $\langle N \rangle$ 的过程中, $\langle n_{ch} \rangle$ 带有一定的误差,因而我们得出的结果带有相应的误差。

下面的计

5

论

.95

.33

.05

.80

.14

.92

.33

.31

.6

论

72

35

036

99

11

74

35

31

'8

额比约

长寿命

验值.

实验值

误差.

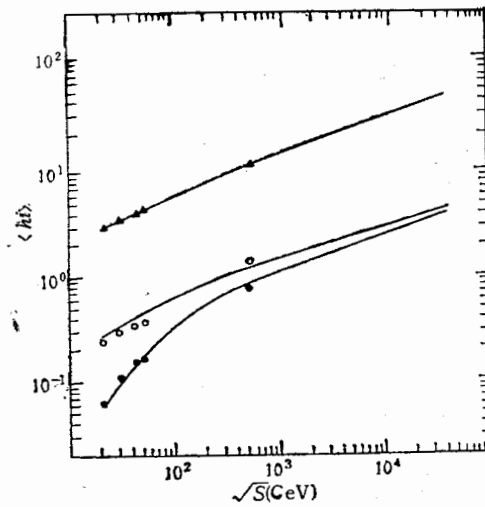


图 1 图中实验点取之[10,4],实线是我们的理论预言

▲ $\langle \pi^- \rangle$ ○ $\langle K^- \rangle$ ● $\langle p^- \rangle$

表 4 各种介子产额 ($\lambda = 0.30$)

	200 GeV	630 GeV	900 GeV	2000GeV	10000 GeV	40000 GeV
π^\pm	17.20	24.41	27.63	35.41	57.51	85.64
π^0	9.12	12.93	14.64	18.75	30.43	45.30
K^\pm	1.79	2.50	2.82	3.58	5.75	8.51
$K^0 + \bar{K}^0$	1.74	2.43	2.73	3.47	5.58	8.26
e^\pm	4.04	5.63	6.34	8.05	12.94	19.15
e^0	2.16	3.01	3.39	4.31	6.92	10.24
ω	2.03	2.83	3.19	4.05	6.51	9.64
ϕ	0.18	0.25	0.29	0.36	0.58	0.86
$K^{*\pm}$	1.21	1.69	1.90	2.42	3.88	5.74

表 5 各种重子产额 ($\lambda = 0.30$)

	200 GeV	630 GeV	900 GeV	2000GeV	10000 GeV	40000 GeV
$p + \bar{p}$	1.13	1.86	2.18	2.96	5.16	7.97
$\Lambda + \bar{\Lambda}$	0.50	0.81	0.95	1.29	2.26	3.48
Σ^\pm	0.085	0.14	0.16	0.22	0.38	0.59
$\Delta^{++} + \bar{\Delta}^{++}$	0.45	0.74	0.87	1.18	2.07	3.19
$\Sigma^{*\pm}$	0.14	0.22	0.26	0.35	0.62	0.96
$\Xi^* + \bar{\Xi}^{*-}$	0.041	0.067	0.078	0.11	0.19	0.29
Ω^-	0.0061	0.010	0.012	0.016	0.028	0.043

作者感谢与梁作堂同志的讨论。

参 考 文 献

- [1] 谢去病, 刘希明, 高能物理与核物理, **11**(1987), 192.
- [2] Liou Lian-sou and Meng Ta-chung, *Phys. Rev.*, **D27** (1983), 2640.
- [3] 谢去病, 墨文川, 李裕发, 高能物理与核物理 **8**(1984), 642.
- [4] K. Alpgard et al., *Phys. Lett.*, **121B** (1983), 209.
- [5] 谢去病, 高能物理与核物理 **4**(1980), 466.
- [6] O. K. Malhpra and R. Orava, *Z. Phys.*, **C17**(1983), 85.
- [7] Particle Data Group, Review of Particle properties, *Phys. Lett.* **170B** (1986).
- [8] J. G. Rushbrooke et al., CERN-EP/85-124.
- [9] W. Kettel, Proc. X Inter. Sym. on Multiparticle Dynamics (1981).
- [10] M. Antinucci et al., *Lett Nuovo Cimento*, **6**(1973), 121.
- [11] V. V. Anisovich et al., *Nucl. Phys.* **B55**(1973), 455
- [12] B. Andersson et al., *Phys. Rep.*, **97**(1983), 31.
- [13] G. J. Alner et al., *Nucl. Phys.*, **B258** (1985), 505.
- [14] Tasso Collaboration, M. Althoff et al., *Z. Phys.*, **C27**(1983), 27;
 JADE Collaboration, W. Bartel et al., *Z. Phys.*, **C20**(1983), 187;
 TPC Collaboration, H. Aihara et al., *Phys. Rev. Lett.*, **53**(1984), 2378;
 HRS Collaboration, M. Derrick et al., *Phys. Lett.*, **158B** (1985), 519;
 EMC Collaboration, M. Arneodo et al., *Phys. Lett.*, **150B** (1985), 458.
- [15] W. Thome et al., *Nucl. Phys.*, **B129**(1977), 365.
- [16] HRS Collaboration, M. Derrick et al., *Phys. Lett.*, **158B** (1985), 519.
- [17] 蔡昂等, “多重数矩的能量依赖性与三火球模型”. 私人通讯, 将发表.

THE YIELDS OF FINAL PARTICLES IN HIGH ENERGY HADRON REACTION

XIE QU-BING, LIU XI-MING
 (Shandong University)

ABSTRACT

Using the earlier proposed picture of combining the “three fire-ball model” of non-diffractive hadronic reaction and “quark combination”, yields of final hadrons are calculated further with different relative weights of 0^- to 1^- meson. The result of long-life particles is in consistent with the data and is nonsensitive to the 0^- to 1^- meson ratio.