

# pp 反应中的色偶极子级联及其强子化\*

赵晋全 王 群 谢去病\*\*

(山东大学物理系, 济南 250100)

**摘要** 利用 Lund 组的色偶极子级联模型描述  $p\bar{p}$  碰撞最初形成的双弦的胶子辐射过程, 用我们的夸克组合律给出了色偶极子链的直生重子和介子产额公式, 计算了质心能量  $\sqrt{s} = 53 \sim 1800 \text{ GeV}$  下的  $p\bar{p}$  反应末态强子产额, 与实验符合很好。

**关键词** 强子化  $p\bar{p}$  反应 双弦 色偶极子级联

长期以来, 人们对高能强子-强子 (h-h)、轻子-强子 (l-h) 与  $e^+e^-$  反应机制之间的共性和区别作过广泛的研究, 早在七十年代, Basile 等<sup>[1]</sup> 就发现, h-h 反应中去掉领头粒子影响后, 其末态粒子特征与  $e^+e^-$  反应非常相似<sup>[1]</sup>. 后来, 在一些普适的假定下, 发展出许多描述 h-h 反应的碎裂模型, 比较流行的有 Dual Parton Model (DPM) 和 Lund-FRITIOF Model (LFM), 它们都可以较好地解释大量实验结果<sup>[2,3]</sup>. 这两类模型都用两条色单态弦来描述低能强子反应, 用多弦来描述随能量的增加贡献越来越大的半硬过程、硬过程, 其中 DPM 根据 Dual Topological Unitarity 引进多弦<sup>[4]</sup>, 而原来只处理双弦的 LFM, 最近也引入在  $e^+e^-$  中发展的色偶极子级联模型 (CDM), 让 h-h 反应中的双弦 (色偶极子) 各自独立辐射胶子形成色偶极子链来统一描述软、硬过程<sup>[5]</sup>.

然而, 上述两个模型的强子化过程都存在重子产生不自然及参数过多等缺点, 而且, 它们未给出与实验符合很好的强子产额<sup>[6]</sup>. 本文利用色偶极子级联模型描述  $p\bar{p}$  碰撞最初形成的两条色单态弦的胶子辐射过程, 然后用我们的无自由参数的夸克组合律<sup>[7]</sup>, 给出色偶极子链直生重子和介子的产额公式, 并计算了质心能量  $\sqrt{s} = 53 \sim 900 \text{ GeV}$  下的  $p\bar{p}$  反应末态强子产额, 发现与现有实验符合较好, 并预言了 Tevatron 能区的强子产额。

## 1 $p\bar{p} \rightarrow$ 双弦

DPM<sup>[4]</sup> 和 VENUS<sup>[8]</sup> 等模型都认为在  $p\bar{p}$  非弹反应中, 由于质子和反质子之间的色相互作用, 最初形成两条色单态弦, 如图 1 所示. 其中  $S_1$  弦是质子 (p) 中带分数动量为  $x_1$  的价夸克  $q_1$  和反质子 ( $\bar{p}$ ) 中带分数动量为  $x_2$  的价夸克  $\bar{q}_1$  形成的;  $S_2$  弦则是由双夸克 (qq) 和双反夸克 ( $q\bar{q}$ ) 形成的. 对质子和反质子, 由于湮灭过程在非弹反应中贡献很小可以忽略, 所以上述  $S_1$

1995-01-27 收稿, 1995-06-05 收修改稿

\* 国家自然科学基金资助项目

\*\* 中国科学院理论物理研究所客座教授

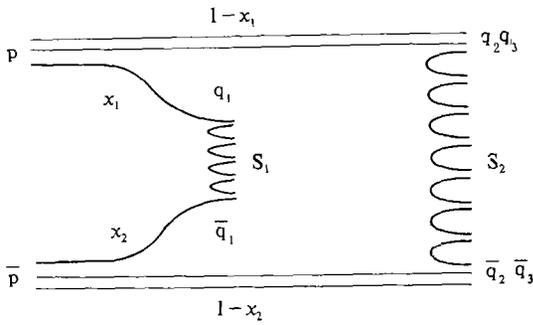


图 1 两条色单态弦

和  $S_2$  是它们之间能构成两条色单态弦的唯一可能.  $S_1$  弦两端是价夸克  $q_1$  和  $\bar{q}_1$ , 根据夸克模型,  $q_1$  味道为  $u$  的几率是  $2/3$ , 为  $d$  的几率是  $1/3$ ,  $\bar{q}_1$  有  $2/3$  的几率是  $\bar{u}$ ,  $1/3$  的几率是  $\bar{d}$ , 除这一点味道差别外,  $S_1$  弦与  $e^+e^-$  反应最初形成的  $q\bar{q}$  弦是一样的.  $p\bar{p}$  系统的质心系总能量为  $\sqrt{s}$ , 则弦  $S_1$  的平均不变质量  $\sqrt{s_{1\text{eff}}}$  为

$$\sqrt{s_{1\text{eff}}} = \sqrt{\langle x_1 \rangle \langle x_2 \rangle} \sqrt{s}. \quad (1)$$

对质子中价夸克动量分布函数, 我们直接采

用深度非弹实验结果的下述参数化形式<sup>[9]</sup>

$$f_u^p(x) = \frac{1}{2} \frac{35}{16} x^{-1/2} (1-x)^3, \quad (2)$$

$$f_d^p(x) = \frac{315}{256} x^{1/2} (1-x)^3, \quad (3)$$

则  $q_1$  的分布函数

$$f^p(x_1) = \frac{2}{3} f_u^p(x) + \frac{1}{3} f_d^p(x). \quad (4)$$

利用 (2) ~ (4) 式即得  $q_1$  的平均分数动量

$$\langle x_1 \rangle = 0.104. \quad (5)$$

因质子中夸克动量分布函数与反质子中的反夸克的相同, 所以  $\bar{q}_1$  的平均分数动量与  $q_1$  相同, 即

$$\langle x_1 \rangle = \langle x_2 \rangle. \quad (6)$$

将 (5), (6) 式代入 (1) 式得到  $S_1$  弦的平均不变质量, 即强子化的有效能

$$\sqrt{s_{1\text{eff}}} = 0.104 \sqrt{s}. \quad (7a)$$

$S_2$  弦与  $S_1$  弦有很大的不同, 因为弦的两端不是点粒子, 而是有空间扩展的复合体. 所以  $S_2$  弦的平均不变质量  $\sqrt{s_2} = \sqrt{(1-x_1)(1-x_2)} \sqrt{s}$  并不能完全用于强子化, 有相当大的部分被含有初始夸克对  $q_2q_3$  及  $\bar{q}_2\bar{q}_3$  的领头粒子带走. 用一个参数  $c$  来表示用于强子化的有效能量占  $S_2$  弦不变质量的分数, 即

$$\sqrt{s_{2\text{eff}}} = c^2 \sqrt{s_2}, \quad (7b)$$

其中  $c$  的物理意义将在后面详细讨论.

## 2 双弦的色偶极子级联

随着能量的提高, 强子碰撞中半硬过程、硬过程越来越重要, 双弦只是初级近似, 还应考虑部分子簇射的影响. Lund 组最近发展了色偶极子级联模型, 用色偶极子级联的直观图象等效地描述微扰量子色动力学的部分子簇射过程, 它根据胶子辐射公式

$$dn = C_F \frac{\alpha_s}{2\pi} dx_1 dx_3 \frac{x_1^2 + x_3^2}{(1-x_1)(1-x_3)} \quad (8)$$

中国科学院 A 辑 (1992) 95, 12

和纵向相空间假定, 定义并给出了质心能量为  $\sqrt{s}$  的  $q\bar{q}$  弦形成的色偶极子链的平均强子多重数量度  $\bar{\lambda}$  和平均色偶极子数  $\bar{N}_d$  为<sup>[10]</sup>

$$\bar{\lambda}(\sqrt{s}) = 2\sqrt{LL_0} \{K_1(2\sqrt{\alpha_0 L_0})I_1(2\sqrt{\alpha_0 L}) - I_1(2\sqrt{\alpha_0 L_0})K_1(2\sqrt{\alpha_0 L})\}, \quad (9)$$

$$\bar{N}_d(\sqrt{s}) = 2\sqrt{\alpha_0 L} \{K_0(2\sqrt{\alpha_0 \kappa_c})I_1(2\sqrt{\alpha_0 L}) + I_0(2\sqrt{\alpha_0 \kappa_c})K_1(2\sqrt{\alpha_0 L})\}. \quad (10)$$

(9) 和 (10) 式中  $I_1, I_0, K_1, K_0$  是 Bessel 函数.  $L = \ln(s/\Lambda^2)$ ,  $L_0 = \ln(s_0/\Lambda^2)$ ,  $\kappa_c = \ln(k_{\text{cut}}/\Lambda^2)$ ,  $\alpha_0 = 6/(11 - 2N_f/N_c)$ ,  $N_f$  是夸克的味道数,  $N_c$  是夸克的颜色数,  $s_0$  是色偶极子的最小质量平方,  $k_{\text{cut}}$  是其辐射胶子的最小横动量,  $\Lambda$  是 QCD 标度. 所以,  $\bar{\lambda}$  和  $\bar{N}_d$  只与  $q\bar{q}$  弦的能量  $\sqrt{s}$  及级联的截断参数  $s_0, k_{\text{cut}}$  有关.

由 (9) 和 (10) 式可以分别计算  $p\bar{p}$  中  $S_1$  弦和  $S_2$  弦的  $\bar{\lambda}$  和  $\bar{N}_d$ . 如前所述,  $S_1$  弦与  $e^+e^-$  中的  $q\bar{q}$  弦相似, 只是两端的夸克味道比例不同, 而强作用与味道无关, 所以  $S_1$  弦辐射胶子形成的这条色偶极子链 (后面简称  $S_1$  链) 的平均强子多重数量度和平均色偶极子数与质心能量为  $\sqrt{s_{\text{eff}}}$  的  $e^+e^-$  反应一样, 分别为  $\bar{\lambda}(\sqrt{s_{\text{eff}}})$  和  $\bar{N}_d(\sqrt{s_{\text{eff}}})$ .

$S_2$  弦的两端不是点粒子, 而是有空间扩展的复合体. 文献[11]中已论证, 当弦辐射横动量为  $k_T$  的胶子时, 其对应 de Broglie 波长  $l = 2\pi/k_T$ . 这时只有复合体中横向扩展大约为  $l/2$  的部分参与发射胶子的相互作用, 这部分占其中一个复合体尺度 (近似于质子的尺度) 的分数为  $c$ . 这里

$$c(k_T) \approx (l/2)/r_p = \pi/(k_T r_p) \equiv \mu/k_T, \quad (11)$$

其中  $\mu \equiv \pi/r_p$ ,  $r_p$  是质子的尺度. 所以  $\sqrt{s_2}$  中用来产生色偶极子链的能量只有  $\sqrt{s_{2\text{eff}}} = c\sqrt{s_2}$ , 其余的  $(1 - c^2)$  部分被领头粒子带走. 因此  $S_2$  形成的这条色偶极子链 (后面简称  $S_2$  链) 产生的强子平均多重数量度和平均色偶极子数即为  $\bar{\lambda}(\sqrt{s_{2\text{eff}}})$  和  $\bar{N}_d(\sqrt{s_{2\text{eff}}})$ .

### 3 夸克组合律的直生重子和介子的产额公式

上节我们利用 CDM 给出  $p\bar{p}$  最初形成的双弦经色偶极子级联产生的色偶极子链, 由于链中的每个色偶极子都被看成色单态, 互相独立地强子化, 因此可以把适用于  $q\bar{q}$  系统的强子化模型分别用到每个色偶极子上. 本节把我们在  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  中发展起来的夸克组合律用到每个色偶极子上, 导出色偶极子链的重子与介子产额公式.

在各种强子化模型中, 我们的夸克组合律在快速度近关联的夸克和反夸克随机组合形成强子的机制下, 无参数地统一描述了重子和介子的产生, 而不必像 Lund-SF 等模型那样必须另外引入 Diquark 及 Popcorn 机制.

对于一个按快速度排列的, 有  $n$  对结构夸克 - 反夸克的序列 (或称组合链), 夸克组合律按照快速度近关联的原则给出了组合成  $B$  个重子,  $B$  个反重子和  $M$  个介子的几率为<sup>[7]</sup>:

$$X_{MB} = \frac{2n(n!)^2(M+2B-1)!}{(2n)! M! (B!)^2} 3^{M-1} \delta_{n, M+3B}, \quad (12)$$

直生介子数  $M(n)$  和重子数  $B(n)$  在  $n \geq 3$  时有很好的线性参数化形式

$$M(n) = \sum_M \sum_B M X_{MB}(n) = an + b, \quad (13a)$$

$$B(n) = \sum_M \sum_B B X_{MB}(n) = (1-a)n/3 - b/3, \quad (13b)$$

其中参数  $a=0.66$ ,  $b=0.56$ . 对于  $n < 3$  时, 有

$$M(n)=n, \quad (14a)$$

$$B(n)=0. \quad (14b)$$

把适用于一条组合链的(13)和(14)式用到色偶极子链中的每个色偶极子上, 就能给出该色偶极子链总的直生重子和介子产额. 为此, 需要知道每个色偶极子中产生的结构夸克对数. 我们注意到在 CDM 中, 一条色偶极子链总的强子多重数量度为  $\lambda$ , 对于单个色偶极子, 其多重数量度为  $\lambda_d$ , 有<sup>[10]</sup>:

$$\lambda = \sum_i^{N_d} \lambda_d, \quad (15)$$

其中  $i$  为色偶极子的序号; 另一方面, 在夸克组合律中一条组合链中的结构夸克对数  $n$ , 同样可作为强子多重数的量度, 因此可以令对应同一物理量的两种理论的量度数值相等

$$\lambda_d = n_i, \quad i=1, \dots, N_d. \quad (16)$$

从而(13)和(14)式就可写成:

对  $\lambda_d > \lambda_0$ ,

$$B(\lambda_d) = ((1-a)\lambda_d - b)/3, \quad (17a)$$

$$M(\lambda_d) = a\lambda_d + b; \quad (17b)$$

对  $\lambda_d \leq \lambda_0$ ,

$$B(\lambda_d) = 0, \quad (18a)$$

$$M(\lambda_d) = \lambda, \quad (18b)$$

其中  $\lambda_0 \sim 3$  是能形成重子的最少夸克数.

对于不同事例, 这组  $\lambda_d (i=1, \dots, N_d)$  值是不同的, 必须知道  $\lambda_d$  的分布  $p(\lambda_d)$  才能得到直生重子和介子产额对不同事例的平均值  $\langle B \rangle$  和  $\langle M \rangle$ . 文献[10]只定义了一条色偶极子链总的多重数量度  $\lambda$  和色偶极子数  $N_d$  的联合分布  $P(\lambda, N_d, L)$ . 下面利用  $P(\lambda, N_d, L)$ ,  $\bar{\lambda}$  和  $\bar{N}_d$  给出  $\langle B \rangle$  和  $\langle M \rangle$  的表达式.

设有  $n_i$  个色偶极子落在  $\lambda_d \rightarrow \lambda_d + \Delta\lambda_d$  区间, 则  $\lambda$  和  $N_d$  的联合分布  $P(\lambda, N_d, L)$  可表示为

$$P(\lambda, N_d, L) = \sum_{\{n_i\}} \delta(\lambda - \sum_i n_i \lambda_d) \delta(N_d - \sum_i n_i) \prod_i [p(\lambda_d) \Delta\lambda_d]^{n_i}. \quad (19)$$

经 Laplace 变换得

$$P(\beta, \gamma; L) = \sum_{\{n_i\}} \prod_i [e^{-\beta\lambda_d - \gamma} p(\lambda_d) \Delta\lambda_d]^{n_i} = \prod_i [1 - e^{-\beta\lambda_d - \gamma} p(\lambda_d) \Delta\lambda_d]^1, \quad (20)$$

取对数后,

$$\ln P(\beta, \gamma; L) = - \sum_i \ln [1 - e^{-\beta\lambda_d - \gamma} p(\lambda_d) \Delta\lambda_d] \approx \int d\lambda_d e^{-\beta\lambda_d - \gamma} p(\lambda_d). \quad (21)$$

根据文献[10],  $\bar{\lambda}$  和  $\bar{N}_d$  可以表示为

$$\bar{\lambda} = - \frac{\partial}{\partial \beta} \ln P(\beta, \gamma; L), \quad (22a)$$

$$\bar{N}_d = -\frac{\partial}{\partial \gamma} \ln P(\beta, \gamma; L). \quad (22b)$$

将(21)式代入(22)式得

$$\bar{\lambda} = \int d\lambda_d p(\lambda_d) \cdot \lambda_d \cdot e^{-\beta\lambda_d \gamma}, \quad (23a)$$

$$\bar{N}_d = \int d\lambda_d p(\lambda_d) e^{-\beta\lambda_d \gamma}. \quad (23b)$$

当  $\gamma \rightarrow 0$  时, (23)式可以写为

$$\bar{\lambda} = \int d\lambda_d p(\lambda_d) \lambda_d e^{-\beta\lambda_d}, \quad (24a)$$

$$\bar{N}_d = \int d\lambda_d p(\lambda_d) e^{-\beta\lambda_d}. \quad (24b)$$

根据(17), (18)和(24)式,  $\langle B \rangle$ 可写为

$$\langle B \rangle = \int_{\lambda_0}^{\infty} d\lambda_d p(\lambda_d) e^{-\beta\lambda_d} \left( \frac{1-a}{3} \lambda_d - \frac{b}{3} \right) = e^{-\beta\lambda_0} \int_0^{\infty} d\lambda'_d e^{-\beta\lambda'_d} \tilde{p}(\lambda'_d + \lambda_0), \quad (25)$$

这里定义

$$\tilde{p}(\lambda_d) \equiv p(\lambda_d) \left( \frac{1-a}{3} \lambda_d - \frac{b}{3} \right), \quad \lambda'_d \equiv \lambda_d - \lambda_0. \quad (26)$$

将  $\tilde{p}(\lambda'_d + \lambda_0)$  在  $\lambda'_d$  处展开, 有

$$\tilde{p}(\lambda'_d + \lambda_0) = \tilde{p}(\lambda'_d) + \lambda_0 \cdot \left. \frac{d}{d\lambda_d} \tilde{p}(\lambda_d) \right|_{\lambda_d = \lambda'_d} + \dots \quad (27)$$

把(27)式代入(25)式, 有

$$\langle B \rangle = e^{-\beta\lambda_0} (1 + \beta\lambda_0) \left( \frac{1-a}{3} \bar{\lambda} - \frac{b}{3} \bar{N}_d \right) + e^{-\beta\lambda_0} \cdot \frac{b\lambda_0}{3} p(0). \quad (28)$$

当  $\beta \rightarrow 0$  并取  $C_0 \equiv p(0) \frac{b\lambda_0}{3}$ , 上式可写为

$$\langle B \rangle = \left( \frac{1-a}{3} \bar{\lambda} - \frac{b}{3} \bar{N}_d \right) + C_0, \quad (29)$$

同样可得出介子的平均多重数

$$\langle M \rangle = a\bar{\lambda} + b\bar{N}_d, \quad (30)$$

其中,  $p(0)$  是分布  $p(\lambda_d)$  的零点值,  $C_0$  是强子化过程中有关重子产生的唯一参数.

#### 4 末态强子的产额

根据 CDM 和夸克组合律得到了色偶极子链的直生重子和介子产额公式, 即(29)和(30)式. 该公式表明, 一条色偶极子链的直生强子产额由该链的平均强子多重数量度  $\bar{\lambda}$  和平均色

偶极子数 $\bar{N}_d$ 决定. 利用(29)和(30)式,可以分别计算 $S_1$ 链和 $S_2$ 链的各种强子产额:

(1)根据(7)式确定 $S_1$ 弦和 $S_2$ 弦的有效能 $\sqrt{s_{1\text{eff}}}$ 和 $\sqrt{s_{2\text{eff}}}$ ,利用第三节的(9)和(10)式分别计算两条色偶极子链的平均强子多重数量度和平均色偶极子数为

$$\bar{\lambda}(\sqrt{s_{1\text{eff}}}) \text{ 和 } \bar{N}_d(\sqrt{s_{1\text{eff}}}), S_1 \text{ 链,} \tag{31a}$$

$$\bar{\lambda}(\sqrt{s_{2\text{eff}}}) \text{ 和 } \bar{N}_d(\sqrt{s_{2\text{eff}}}), S_2 \text{ 链.} \tag{31b}$$

将(31)式代入(29)和(30)式,分别得到 $S_1$ 链和 $S_2$ 链的直生重子和介子产额 $\langle B_1 \rangle, \langle M_1 \rangle, \langle B_2 \rangle, \langle M_2 \rangle$ ,因此 $p\bar{p}$ 反应总的直生重子和介子产额为

$$\langle B \rangle = \langle B_1 \rangle + \langle B_2 \rangle \quad (\text{对于反重子有 } \langle \bar{B} \rangle = \langle B \rangle), \tag{32a}$$

$$\langle M \rangle = \langle M_1 \rangle + \langle M_2 \rangle. \tag{32b}$$

(2)由直生强子的产额,计入各强子的所有可能衰变贡献,得到各种强子 $i$ 的末态产额 $\langle h_i \rangle$ ,这一步骤与我们在文献[7]中计算 $e^+e^-$ 反应轻夸克喷注的强子产额的方法完全相同,即:

$$\langle h_i \rangle = \sum_{j \in M} W_j \cdot Br(j \rightarrow i) \cdot \langle M \rangle + \sum_{j \in B} W_j \cdot Br(j \rightarrow i) \cdot \langle B \rangle + \sum_{j \in \bar{B}} W_j \cdot Br(j \rightarrow i) \cdot \langle \bar{B} \rangle, \tag{33}$$

其中, $Br(j \rightarrow i)$ 是PDG<sup>[12]</sup>中的强子 $j$ 衰变为 $i$ 的衰变分支比, $W_j$ 是强子 $j$ 的归一化权重,且都为已知.

这里有两点需要说明:第一,通常 $p\bar{p}$ 实验只给出不包括领头粒子的快度中心区产额数据,本文从(31)~(33)式得到理论结果也是中心区的强子产额.第二,步骤(1)计算 $S_1$ 和 $S_2$ 链的直生强子产额的过程中,共涉及4个参数 $C_0, s_0, k_{\text{Tcut}}$ 和 $c$ ,其中 $C_0$ 是重子产额(29)式中用于零点修正的强子化阶段的参数,不应随能量变化.本文取 $C_0=0.14$ . $s_0$ 和 $k_{\text{Tcut}}$ 是色偶极子级联过程的两个截断参数,前者是色偶极子的最小质量平方,本文假设它不随能量变化,并取 $s_0=1.5^2$  (GeV)<sup>2</sup>;后者是色偶极子辐射胶子的最小横动量. $c$ 是确定 $S_2$ 链有效能所必须的.本文通过拟合53~900 GeV的实验数据来确定 $k_{\text{Tcut}}$ 和 $c$ ,结果如图2所示.由图2看出, $k_{\text{Tcut}}$ 随能量单调上升, $c$ 单调下降,而1800 GeV的数值是曲线的外推(虚线)结果.

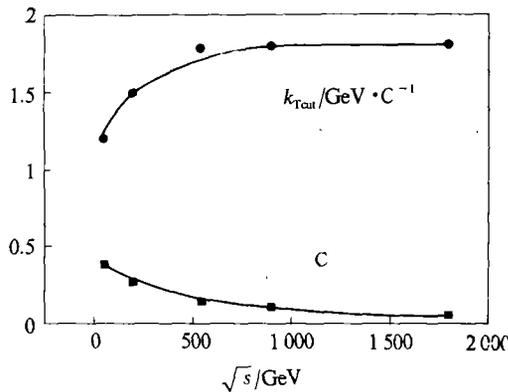


图 2 用实验数据确定的  $k_{\text{Tcut}}$  和  $C$  的结果

$\sqrt{s} = 53 \sim 1800$  GeV 的各种粒子末态产额的理论计算值与现有实验值见表 1.

表 1 各种粒子末态产额的理论值与现有实验值<sup>a)</sup>

$\sqrt{s}$ / GeV	53		200		546		900		1800
粒子末态	实验值	理论值	实验值	理论值	实验值	理论值	实验值	理论值	理论值
全辐射	$10.3 \pm 0.2$	10.2	$20.1 \pm 0.8$	20.2	$27.7 \pm 0.9$	28.0	$33.1 \pm 1.2$	34.2	43.3
			$20.1 \pm 0.4$				$34.1 \pm 0.9$		
$\pi^+ + \pi^-$	$\sim 9.2$	8.95	$\sim 17.5$	17.4	$23.6 \pm 1.0$	24.0	$\sim 27.7$	29.3	37.1
			$17.9 \pm 0.5$				$29.9 \pm 1.0$		

表 1(续)

$\sqrt{s}$ /GeV	53		200		546		900		1 800
粒子末态	实验值	理论值	实验值	理论值	实验值	理论值	实验值	理论值	理论值
$\kappa^+ + \kappa^-$	$0.74 \pm 0.11$	0.85	$1.56 \pm 0.24$	1.72	$2.24 \pm 0.16$	2.37	$3.02 \pm 0.26$	2.92	3.73
			$1.50 \pm 0.18$				$2.74 \pm 0.30$		
$\kappa^0 + \bar{\kappa}^0$	$0.74 \pm 0.11$	0.82	$1.56 \pm 0.24$	1.65	$2.24 \pm 0.16$	2.29	$3.02 \pm 0.26$	2.82	3.60
			$1.50 \pm 0.18$				$2.74 \pm 0.30$		
$\eta$	0.75	0.30	1.6	0.58	3.5	0.79	4.5	0.97	1.22
$p + \bar{p}$	$0.3 \pm 0.05$	0.33	$0.87 \pm 0.28$	0.85	$1.45 \pm 0.16$	1.35	$1.85 \pm 0.46$	1.62	1.99
			$0.5 \pm 0.2$				$1.0 \pm 0.4$		
$n + \bar{n}$	$0.3 \pm 0.05$	0.31	$0.87 \pm 0.28$	0.81	$1.45 \pm 0.16$	1.29	$1.85 \pm 0.46$	1.56	1.93
			$0.5 \pm 0.2$				$1.0 \pm 0.4$		
$\Lambda^0 + \bar{\Lambda}^0 + \Sigma^0 + \bar{\Sigma}^0$	$\sim 0.13$	0.13	$0.40 \pm 0.07$	0.35	$0.53 \pm 0.11$	0.56	$0.88 \pm 0.21$	0.68	0.84
			$0.46 \pm 0.12$				$0.76 \pm 0.16$		
$\Sigma^+ + \Sigma^- + \bar{\Sigma}^+ + \bar{\Sigma}^-$		0.07	$0.20 \pm 0.04$	0.19	$0.27 \pm 0.06$	0.31	$0.44 \pm 0.10$	0.37	0.46
			$0.23 \pm 0.06$				$0.38 \pm 0.08$		
$\Xi^- + \bar{\Xi}^-$		0.003	$0.03^{+0.04}_{-0.02}$	0.01	$0.10 \pm 0.03$	0.015	$0.07^{+0.06}_{-0.03}$	0.02	0.023
$\Xi^0 + \bar{\Xi}^0$		0.003	$0.03^{+0.04}_{-0.02}$	0.01	$0.10 \pm 0.03$	0.015	$0.07^{+0.06}_{-0.03}$	0.02	0.023

a) 表中(1)实验数据格中上面一行的数据来自文献[3],下面一行的来自文献[6], $\Xi$ 值均来自文献[6];(2)实验假定 $^{\text{[1]}}\sigma(p+\bar{p})=\sigma(n+\bar{n})$ ,  $\sigma(\kappa^++\kappa^-)=\sigma(\kappa^0+\bar{\kappa}^0)$ ,  $\sigma(\Lambda)=\sigma(\Sigma^++\Sigma+\Sigma^0)$ ,  $\sigma(\Xi^-+\bar{\Xi}^-)=\sigma(\Xi^0+\bar{\Xi}^0)$ ; (3)全辐射实验值已扣除了 $\sigma(e^++e^-)$

## 5 结果和讨论

由表 1 可见,  $\eta$  和  $\Xi$  粒子与实验不符, 但实验值  $\eta$  是用去掉  $\pi$  产生的  $\gamma$  光子来推算的<sup>[9]</sup>, 不能排除其它途径的  $\gamma$  来源, 而且 546 GeV 的  $\Xi$  实验值明显异常<sup>[6]</sup>. 除此之外, 其余 33 个理论值与其相应的实验值在误差范围内符合.

图 2 中, 参数  $k_{\text{cut}}$  随质心能量单调上升, 反映辐射胶子的平均横动量  $\langle k_T \rangle$  随能量变大, 这与观测到的末态强子平均横动量随能量增大一致<sup>[6]</sup>;  $c$  随能量升高而减小的变化趋势与 (11) 式中  $c \propto 1/k_T$  一致, 表明与  $S_1$  相比,  $S_2$  对中心区的贡献越来越小.

综上所述, 本文利用色偶极子级联模型描述  $p\bar{p}$  碰撞最初形成的两条色单态弦的胶子辐射过程, 用我们的夸克组合律给出了色偶极子链直生重子和介子的产额公式, 计算了  $\sqrt{s}=53 \sim 1800$  GeV 的  $p\bar{p}$  反应末态强子产额, 不仅在更少的可调参数时与实验的符合程度较其它模型要好, 而且可以简明看出, 高能  $p\bar{p}$  反应与  $e^+e^-$  湮灭一样, 需要考虑主要由胶子辐射引起的多部分子态, 其强子化过程可以用夸克组合律作统一处理, 主要区别来自  $p\bar{p}$  反应存在端点有空间扩展的  $S_2$  弦.

**致谢** 作者感谢本课题组同志的热情支持和有益讨论.

## 参 考 文 献

- 1 Basile M, Bonvicini G, Cara Romeo G *et al.* The leading effect explains the forward-backward multiplicity correlations in hadronic interactions. *Lettere al Nuovo Cimento*, 1983, 38: 359 ~ 366
- 2 Giacomelli G. Inclusive and semi-inclusive hadron interactions at ISR and collider energy. *International Journal of Modern Physics*, 1990, A5: 223 ~ 297
- 3 Christoph G G. Particle production at collider energies. *International Journal of Modern Physics*, 1989, A4: 1 527 ~ 1 680
- 4 Capella A, Sukhatme U, Tan C-I *et al.* Dual parton model. *Phys Rep*, 1994, 236: 225 ~ 329
- 5 Andersson B, Gustafson G, Pi H. The FRITIOF model for very high energy hadronic collisions. *Z Phys*, 1993, C57: 485 ~ 494
- 6 UA5 Collab, Ansorge R E, Asman B *et al.* Hyperon production at 200 and 900 GeV c.m. energy. *Nucl Phys*, 1989, B328: 36 ~ 58
- 7 Xie Q B, Liu X M. Quark production rule in  $e^+e^- \rightarrow$  two jets. *Phys Rev*, 1988, D38: 2 169 ~ 2 177
- 8 Werner K. The VENUS model. *Phys Rep*, 1993, 232: 87 ~ 299
- 9 Dar A, Israel H. The quark-parton model production of low  $P_T$  particles in nuclei. In: Van de Walle R T ed. *Partons in Soft-Hadronic Processes, Proceedings of the Europhysics Study Conference, Italy, 1981*. Singapore: World Scientific, 1981. 243 ~ 278
- 10 Gustafson G. Multiplicity distributions in QCD cascades. *Nucl Phys*, 1993, B392: 251 ~ 278
- 11 Andersson B, Gustafson G, Lönnblad L *et al.* Coherence effects in deep inelastic scattering. *Z Phys*, 1989, C43: 625 ~ 632
- 12 Review of particle properties. *Phys Rev*, 1994, D50: 1 196 ~ 1 226