

高能反应末态强子产率的普适质量关系

刘希明¹⁾ 张学尧 王海龙

(山东大学物理系 济南 250100)

摘要 最近实验上发现高能粒子反应末态强子多重数与其质量之间满足简单普适经验公式. 计算了 e^+e^- 湮没与 $pp(\bar{p})$ 反应过程的直生介子与重子多重数, 与经验公式中的参数完全一致. 对经验公式中与反应能量有关的参数给出合理解释, 并讨论了质量普适关系的原因.

关键词 普适质量关系 直生介子重子数 高能反应

1 引言

高能反应的多粒子产生过程提供了部分子碎裂成强子的重要信息, 一直是高能物理研究的重要领域之一. 初始夸克演化的强相互作用阶段原则上可以用量子色动力学 QCD 计算, 然而微扰 PQCD 不再适用带色的部分子(夸克与胶子)碎裂为无色强子的强子化过程, 这一复杂过程目前只能借助唯象模型描写. 这些模型大都是在 $SU(3)$ 对称性基础上进一步引入如奇异抑制、十重态重子和矢量介子抑制等参数, 并考虑粒子的自旋、同位旋量子数, 以及高激发态粒子衰变贡献后, 给出各种末态粒子的产生比率. 其中比较成功的如 Lund 弦碎裂模型^[1]、Webber 团碎裂模型^[2]等, 相应的 Monte Carlo 程序中包含有很多自由参数, 特别是在 Jetset7.4 程序中描述重子产生还要引入附加的“Diquark”和“popcorn”机制, 以及相对应的双夸克与夸克的产生比率(qq/q)等. 然而粒子的质量 m 是区分粒子的基本物理量, 因此高能反应末态粒子多重数与其质量之间是否存在普适的简单规律是人们十分感兴趣的问题. 修正的 Lund 弦模型(UCLA)^[3]利用了 QCD 面积律以及纵向相空间近似, 给出的碎裂函数中就包含了与质量有关的因子 $\exp(-bm^2)$, 只需 5 个可调参数比 Lund 弦模型更好的解释了实验结果. 最近 P. V. Chiapnikov 等^[4]分析了 LEP 能区 e^+e^- 湮没末态强子多重数实验结果, 发现一个非常简单普适的经验规律. 这个经验规律表明 $SU(3)$ 九重态赝标介子与矢量介子, 八重态重子与十重态重子的末态多重数 $\langle n \rangle$ 仅由其质量 m 、自旋 J 与同位旋 I 决定, 对各种粒子都满足一个简单关系

$$\langle n \rangle = A \frac{2J+1}{2I+1} \exp(-bm^2), \quad (1)$$

2000-06-12 收稿

1) E-mail: xmliu@sdu.edu.cn

式中参数 $b = 3.872 \pm 0.027(\text{GeV}/c^2)^{-2}$ 是由拟合实验数据给出的, 与反应质心能量 \sqrt{s} 无关的, 对各种反应 (e^+e^- , $pp(\bar{p})$) 都适用的普适常数. 但公式中的参数 A 随反应质心能量变化, 而且与高能反应的具体过程有关. 这一简单公式拟合高能 e^+e^- , $pp(\bar{p})$ 以及 quark-gluon plasma 过程末态粒子多重数实验时, 需要利用实验数据确定出参数 A , 给出的末态粒子多重数的预言与实验结果基本一致. 由于经验公式非常简单, 曾多次在国际多粒子动力学会议上引起人们的关注. 但公式本身不可能给出参数 A 随反应质心能量的关系, 也不能解释其物理意义. 本文的目的就是通过计算证明参数 A 就是高能反应直接产生的平均介子与平均重子数目 $\langle M+B \rangle$, 并通过详细的计算给出了 e^+e^- 湮没以及 $pp(\bar{p})$ 反应过程中参数 A 与反应质心能量的数值关系

2 直生介子与重子多重数

我们在研究 $e^+e^- \rightarrow h's$ 湮没的强子化过程时, 按照夸克组合成强子时与 QCD 基本要求相一致的快度近关联原则, 给出了计算直接产生的平均介子数 $\langle M \rangle$ 与重子数 $\langle B \rangle$ 的解析公式^[5] (称为夸克组合律 QCM), 不需要任何参数完全确定了直生强子的产生规律. 结合夸克产生律^[5] 解释了 e^+e^- , $pp(\bar{p})$ 反应过程的一系列实验^[6] 现象. e^+e^- 湮没后弱电作用产生的一对初始夸克 $q_0\bar{q}_0$ 之间通过色相互作用进一步真空激发产生新的夸克对 $q\bar{q}$, N 对夸克满足 Poisson 分布

$$P(\langle N \rangle, N) = \frac{\langle N \rangle^N}{N!} e^{-\langle N \rangle}, \quad (2)$$

平均夸克对数 $\langle N \rangle$ 与真空激发有效能量 Q 有关, 夸克产生律按照能量守恒要求给出简单关系^[5] 是

$$\langle N(Q) \rangle = (\alpha^2 + \beta Q)^{1/2} - \alpha. \quad (3)$$

式中 $\alpha \equiv \beta \bar{m} - \frac{1}{4}$, $\bar{m} = 0.36\text{GeV}$ 是夸克平均质量, 唯一的参数 β 与夸克之间的平均作用势能有关, 拟合实验给出 $\beta = 3.6\text{GeV}^{-1}$. N 对夸克之间的强相互作用最终组合成直生强子. 夸克产生律给出 N 对 $q\bar{q}$ 组合为 M 个介子、 B 个重子的几率是

$$P_{MB}(N) = \frac{2N(N!)^2(M+2B-1)!}{(2N)!m!(B!)^2} 3^{M-1} \delta_{N, M+3B}, \quad (4)$$

由此给出直生介子数目是

$$M(N) = \sum MP_{MB}(N), \quad (5)$$

在 $N \geq 3$ 时, 上式可以参数化为简单线性形式

$$M(N) = cN + d, \quad (6)$$

其中参数化系数 $c = 0.662$, $d = 0.581$. 按照强子结构的夸克模型要求直生重子数目 $B(N)$ 与直生介子数目 $M(N)$ 满足夸克数目守恒条件 $M(N) = N - 3B(N)$, 这给出在 $N \geq 3$ 时 $B(N)$ 的参数化形式是

$$B(N) = \frac{1-c}{3}N - \frac{d}{3}, \quad (7)$$

利用以上各式就可计算出一定有效质心能量 Q 时 e^+e^- 湮没产生的平均直生介子与重子多重数分别是

$$\langle M \rangle = \sum P(\langle N \rangle, N) M(N), \quad \langle B \rangle = \sum P(\langle N \rangle, N) B(N). \quad (8)$$

3 e^+e^- 湮没过程

高能 e^+e^- 湮没后通过电弱作用产生的一对初始夸克 $q_0\bar{q}_0$ 为轻夸克 uds 或重夸克 cb 的几率由弱电理论统一给出. 如在 LEP 能区时的计算结果为 $f_u : f_c : f_b = 0.61 : 0.17 : 0.22$, 在低能区则是初始夸克携带电荷的平方. 初始夸克为重夸克时由于其质量 M_Q 大, 抑制了进一步辐射部分子的有效相空间, 导致初始重夸克事例伴随产生的部分子多重数比相同能量下轻夸克事例多重数低, 要用不同办法进行处理. 最近几年发展起来的微扰 QCD 模型^[7] (PQCD) 与色偶极子模型^[8] (CDM) 由于相空间分析简单直观, 被广泛用来处理重夸克碎裂. PQCD 模型给出质心能量为 \sqrt{s} 时重夸克事例真空激发产生的夸克对数 $\langle N \rangle_Q$ 与轻夸克事例产生的夸克对数 $\langle N \rangle_l$ 之间存在简单关系:

$$\langle N(\sqrt{s}) \rangle_Q = \langle N(\sqrt{s}) \rangle_l - \langle N(\sqrt{e}M_Q) \rangle_l, \quad (9)$$

式中 $\langle N(\sqrt{e}M_Q) \rangle_l$ 即是重夸克质量效应引起的影响. $\langle N(\sqrt{s}) \rangle_l$ 与 $\langle N(\sqrt{e}M_Q) \rangle_l$ 都可以利用(3)式统一计算. 然后利用以上各式可以分别计算出不同味道初始夸克事例直生的平均介子与重子多重数. e^+e^- 湮没事例总的平均介子、重子多重数则是对不同初始夸克味道事例的平均, 即有关系

$$\langle M \rangle = f_u \cdot \langle M \rangle_u + f_c \cdot \langle M \rangle_c + f_b \cdot \langle M \rangle_b, \quad (10)$$

$$\langle B \rangle = f_u \cdot \langle B \rangle_u + f_c \cdot \langle B \rangle_c + f_b \cdot \langle B \rangle_b. \quad (11)$$

在图 1 中我们给出计算的平均介子与重子多重数 $\langle M+B \rangle$ 随质心能量 \sqrt{s} 的变化曲线, 并与文献[4]拟合实验得到的参数 A 做了比较, 两者是完全一致的. 由此可以看出经验公式(1)中的参数 A 就是直接产生的介子与重子多重数. 图中还给出拟合实验测量的带电粒子多重数 $\langle n_{ch} \rangle$ 的曲线, 可以发现 $\langle n_{ch} \rangle$ 与 $\langle M+B \rangle$ (也即参数 A) 之间仅差一个比例常数.

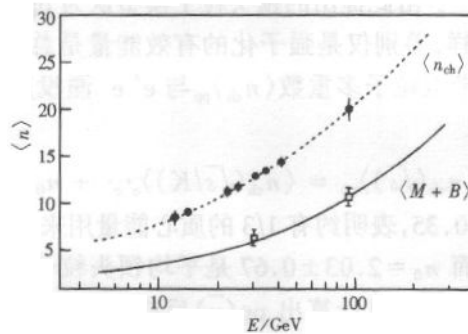


图 1 $\langle M+B \rangle$ 和 $\langle n_{ch} \rangle$ 随能量 \sqrt{s} 的变化曲线
—平均介子与多重数 $\langle M+B \rangle$, ...带电粒子多重数 $\langle n_{ch} \rangle$.

为进一步检验高能区也满足关系 $\langle M+B \rangle = A$,利用上面的“夸克产生律”公式计算出 LEP2 能区直生介子与重子多重数 $\langle M+B \rangle$,并作为经验公式中的参数 A ,进一步给出 $\sqrt{s} = 130\text{GeV}, 161\text{GeV}, 174\text{GeV}$ 3 个质心能量下各种末态粒子平均多重数. 在表 1 中与文献[4]经验公式给出的预言结果进行了比较,发现两者基本一致.

表 1 LEP2 能区粒子多重数

粒子	$\sqrt{s} = 130\text{GeV}$		$\sqrt{s} = 161\text{GeV}$		$\sqrt{s} = 174\text{GeV}$	
	本文 预言	经验公式	本文 预言	经验公式	本文 预言	经验公式
π^{\pm}	18.9	19.4 ± 0.5	21.1	21.0 ± 0.5	21.9	21.7 ± 0.6
K^0	2.43	2.51 ± 0.12	2.70	2.72 ± 0.13	2.81	2.80 ± 0.14
$\eta + \eta'$	1.20	1.23 ± 0.05	1.34	1.33 ± 0.05	1.39	1.37 ± 0.06
ρ^0	1.28	1.32 ± 0.05	1.42	1.43 ± 0.06	1.48	1.48 ± 0.06
$K^{*0}(892)$	0.84	0.88 ± 0.04	0.97	0.96 ± 0.04	1.01	0.99 ± 0.04
$\phi + \omega$	1.56	1.60 ± 0.06	1.73	1.73 ± 0.07	1.80	1.78 ± 0.07
p	0.84	0.86 ± 0.03	0.94	0.93 ± 0.04	0.97	0.95 ± 0.04
Λ	0.41	0.42 ± 0.02	0.46	0.45 ± 0.02	0.47	0.47 ± 0.02
Σ^+	0.071	0.070 ± 0.003	0.079	0.076 ± 0.004	0.082	0.078 ± 0.004
Ξ^-	0.030	0.031 ± 0.002	0.033	0.034 ± 0.002	0.034	0.035 ± 0.002
$\Delta^{*+}(1232)$	0.072	0.073 ± 0.004	0.079	0.079 ± 0.004	0.082	0.081 ± 0.004
$\Sigma^{*+}(1385)$	0.021	0.021 ± 0.001	0.023	0.022 ± 0.002	0.024	0.023 ± 0.002
$\Xi^{*0}(1530)$	0.0057	0.0058 ± 0.0004	0.0064	0.0063 ± 0.0005	0.0066	0.0065 ± 0.0005
Ω^-	0.002	0.0021 ± 0.0002	0.0023	0.0022 ± 0.0002	0.0023	0.0023 ± 0.0002

4 $pp(\bar{p})$ 反应

高能 $pp(\bar{p})$ 反应的多粒子产生过程比 e^+e^- 湮没复杂. 但早在 70 年代 Basile 等就发现,当去掉领头粒子影响后,末态粒子的运动学特性(如多重数分布、多重数的能量关系等)与 e^+e^- 湮没非常相似^[9]. 由此提出的领头粒子模型认为 $pp(\bar{p})$ 反应的中心区与 e^+e^- 湮没的强子化过程完全一样,差别仅是强子化的有效能量是总质心能量的一部分. 文献[10]发现 $pp(\bar{p})$ 反应末态带电粒子多重数 $\langle n_{ch} \rangle_{pp}$ 与 e^+e^- 湮没产生的 $\langle n_{ch} \rangle_{e^+e^-}$ 之间满足相同的能量关系,即有

$$\langle n_{ch}(\sqrt{s}) \rangle_{pp} = \langle n_{ch}(\sqrt{s}/K) \rangle_{e^+e^-} + n_0, \quad (12)$$

式中比例系数 $K = 3.33 \pm 0.35$,表明约有 1/3 的质心能量用来强子化产生末态粒子,其余部分被领头粒子所携带. 而 $n_0 = 2.03 \pm 0.67$ 是平均领头粒子多重数. 按照这个简单关系,利用上面的(2)–(8)式就可以计算出 $pp(\bar{p})$ 反应过程直生介子、重子多重数 $\langle M+B \rangle$. 在图 2 中给出了计算的 $\langle M+B \rangle$ (也即公式(1)中的参数 A)随质心能量的关系. 为了与实验比较检验,我们进一步计算了 $pp(\bar{p})$ 反应的末态带电粒子多重数 $\langle n_{ch} \rangle_{pp}$,在图 3 中给出与实验结果的比较,两者符合的非常好.

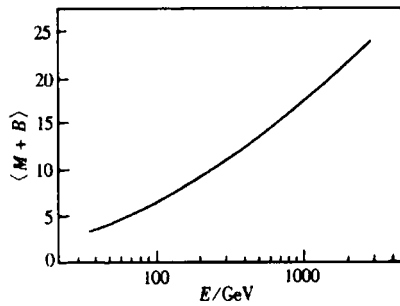


图 2 $pp(\bar{p})$ 反应直生介子重子多重数 $\langle M+B \rangle$ 与能量 \sqrt{s} 的关系

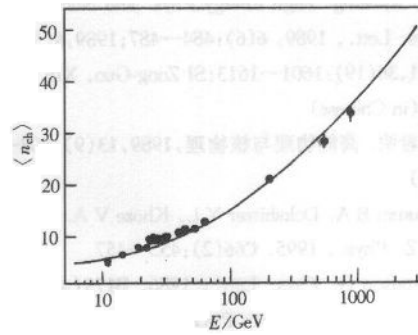


图 3 $pp(\bar{p})$ 反应末态带电粒子多重数与实验的比较

5 小结与讨论

把经验公式(1)中与能量有关的参数 A 理解为直生强子(介子与重子)多重数是很自然的. 因为高能强子反应产生的强子包括 $SU(3)$ 九重态赝标与矢量介子、八重态与十重态重子(以及产率很低的其他高激发态强子), 其中共振态强子都要衰变为稳定粒子(稳定粒子是实验上直接测量到的末态粒子). 按照破缺 $SU(6)$ 对称性给出 $SU(6)$ 多重态的相对权重 p_i , 用 $Br(j \rightarrow i)$ 表示共振态粒子 j 衰变为稳定粒子 i 的衰变分支比, 由此给出末态稳定粒子 i 的平均多重数是

$$\langle n_i \rangle = \langle A \rangle \sum_j p_j Br(j \rightarrow i), \tag{13}$$

这里的 $\langle A \rangle$ 是直生强子多重数(即直生介子与重子多重数), $\sum_j p_j Br(j \rightarrow i)$ 是包括衰变贡献在内的粒子 i 的权重, 与经验公式中的常数因子 $\frac{2J+1}{2I+1} \exp(-bm^2)$ 一样与反应能量以及具体过程无关, 对各种反应都是普适成立的. 显然把经验公式中的因子 A 解释为直生强子多重数是很自然的. 由 $SU(6)$ 对称性得到的权重是直接从夸克味道波函数出发, 考虑了强子自旋 J 以及奇异抑制效应. 而经验公式同样考虑强子自旋统计影响, 但直接由强子质量出发给出相对权重, 两者之间的本质联系是需要进一步研究的问题.

参考文献(References)

- 1 Andersson B et al. Phys. Rep., 1983, **97**:31
- 2 Marchesini G, Webber B R. Nucl. Phys., 1994, **B238**:1
- 3 Chun S B, Buchanan C D. Phys. Lett., 1993, **B308**:153
- 4 Chliapnikov P V et al. Phys. Lett., 1995, **B345**(2):313—320; Szczkowski M. Phys. Lett., 1995, **B359**(2):387—392; Szczkowski M, Wilk G. Phys. Lett., 1996, **B374**:225—230; Chliapnikov P V, Uvarov V A. Phys. Lett., 1996, **B381**:483—485
- 5 XIE Qu-Bing, LIU Xi-Ming. Phys. Rev., 1988, **D38**(7):2169—2177

- 6 LIU Xi-Ming. High Energy Phys. and Nucl. Phys. , 1989, **13**(9):803—806(in Chinese); LIU Xi-Ming. Chinese Phys. Lett. , 1989, **6**(6):484—487;1989, **6**(5):193—196; LIU Xi-Ming, WANG-Qun. Chinese Science Bulletin. , 1991, **36**(19):1601—1613; SI Zong-Guo, XIE Qu-Bing. High Energy Phys. and Nucl. Phys. , 1999, **23**(5):445—458(in Chinese)
(刘希明. 高能物理与核物理, 1989, **13**(9):803—806; 司宗国, 谢去病. 高能物理与核物理, 1999, **23**(5):445—458)
- 7 Schumm B A, Dokshitzer Y L, Khoze V A. Phys. Rev. Lett. , 1992, **69**(21):3025—3028; Petrov V A, Kisselev A V. Z. Phys. , 1995, **C66**(2):453—457
- 8 Gustafson G. Phys. Lett. , 1986, **B175**(4):453—456; Gustafson G. Nucl. Phys. , 1993, **B392**(1):251—278; Andersson B, Dahlgvist P, Gustafson G. Phys. Lett. , 1988, **B214**(4):604—608; Gustafson G. Nucl. Phys. , 1988, **B306**(4):746—758.
- 9 Basile M et al. Lettere al Nuovo Cimento. , 1983, **38**:359
- 10 Chliapnikov P V, Uavrov V A. Phys. Lett. , 1990, **B325**:192

Universal Mass Dependence of Final Hadron Yields in High Energy Reactions

LIU Xi-Ming¹⁾ ZHANG Xue-Rao WANG Hai-Long

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

Abstract Recently experiments found that multiplicities of final state particles in high energy reactions and their masses satisfy a simple universal experienced formula. In this paper the multiplicities of directly produced mesons and baryons in e^+e^- annihilation and $pp(\bar{p})$ reaction are calculated and are in complete agreement with the parameter in the experienced formula. And we can give a reasonable interpretation of parameters that are relevant to energy. The reasons of the mass universal relation are discussed.

Key words universal mass dependence, directly production rates of mesons and baryons, high energy reaction

Received 12 June 2000

1)E-mail: xmliu@sdu.edu.cn