第11卷 第2期　　高能物理与核物理　　Vol. 11, No. 2
1987 年 3 月　　HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS　　Mar., 1987

高能强子反应中的重子介子比[1)]

谢去病　　刘希明
（山 东 大 学）

摘　　要

最近，Sp$\bar{p}$S 实验揭示出一个重要现象：末态中的重子/介子比例，随总能量显著增加．目前流行的理论还不能解释这一现象．本文利用强子非衍反应的“三火球模型”与我们提出的“夸克组合律”结合，对这一事实作出了自然解释；并对更高能区作了预言．

一、引　　言

高能强子碰撞时产生许多次级粒子，这些次级粒子的种类、数量与能量分布，以及关联等，给出了强子反应机制与强子化规则的重要信息．$UA5$[3] 给出的 540 GeV p$\bar{p}$ 反应产额数据表明：当能量由 53 GeV 增加到 540 GeV 时，平均重子、反重子数 $\langle B+\bar{B}\rangle$ 的增长远快于平均介子数 $\langle M\rangle$（以及平均带电粒子多重数 $\langle n_{ch}\rangle$）的增长，这一实验事实，在理论上还没给出合理解释．既然强子由夸克组成，高能强子碰撞必然首先产生许多夸克与反夸克，然后这些夸克与反夸克进一步强子化，组成许多新的强子．只有解决了这些夸克与反夸克按照什么规则、组合成多少重子与介子(以后简称夸克组合律)，才可以进一步得出它们的产额．研究其随能量的变化．

文献[1]认为高能强子非衍碰撞首先形成三个火球，然后这三个火球各自独立地产生末态强子，这一模型曾成功地解释了多重数分布中有关 KNO 标度无关性的许多现象[1]．如果这个图象是合理的，与适当的夸克组合律结合，应该能对上述实验特征做出解释．

在第二节，我们首先分析各种夸克组合律对重子数 $\langle B\rangle$、介子数 $\langle M\rangle$ 之比 $\langle B\rangle/\langle M\rangle$ 的影响，将看到现有的一些组合律，即使与火球模型结合，也不能反映 $\langle B\rangle/\langle M\rangle$ 随能量的变化．我们曾在 [2] 中按照夸克组合中快度近关联要求得出的夸克组合律，给出了计算N对夸克与反夸克组合成重子与介子的公式，利用这个组合律与适当的火球模型结合，则可能解释上述事实．在第三节，利用这个组合律进一步分析火球的个数与大小对 $\langle B\rangle/\langle M\rangle$ 的影响，很清楚看出，只有在三火球模型[1]下，得出的结果基本上与实验资料一致，反映了 $\langle B+\bar{B}\rangle/\langle M\rangle$ 随能量显著增长的实验特征． 并对更高能量下的 $\langle B+\bar{B}\rangle/\langle M\rangle$ 作了预言．

本文 1986 年 4 月 5 日收到．
1）国家自然科学基金资助的课题．

Vol. 11, No. 2
Mar., 1987

二、夸克组合律与重子介子比

文献 [3] 给出的实验结果表明，重子与介子的产额比是明显随能量增高的．如当能量由 53GeV 增加到 540 GeV 时，末态粒子中 K 介子占的比例由～9％增加到～12％，绝对产额比约为 3.6；$\langle B+\bar{B}\rangle$ 由～5％增至～9％，产额比约为 5.1 倍；比值 $\langle B+\bar{B}\rangle/\langle K\rangle$，后者约是前者的一倍半．

现有的一些夸克组合律，得到的重子数 B 与介子数 M 大都与夸克对数 N 成正比．如 Anisovich 等得出介子数 M 与重子数 B 之比值 $M/B=6$[4]，正如早已指出的[7]，这种讨论最多能适用于极限能量(即 $N\to\infty$)，对现有的加速器能区并不适用；diquarks 真空激发的 Lund[5] 模型及 T. Meyer[6] 模型等，把重子与反重子产生看成双夸克对真空激发的结果，并假定双夸克对与夸克对的几率 $P(\text{diquark, pairs})/P(\text{quark pairs})=$ 常量，显然也不能反映 $\langle B\rangle/\langle M\rangle$ 随能量 $\sqrt{s}$ 的变化．事实上，所有这些模型都是重子数 B、介子数 M 与夸克对数 N 成正比的特例．若用 a_1、a_2 表示比例常数，则

$$M=a_1N,\quad B=a_2N \tag{1}$$

上式的直接结果当然是 B/M 与 N 无关，即与能量 $\sqrt{s}$ 无关．类似 [1] 若强子反应首先形成一些火球，火球的个数用 u 表示，每个火球产生的 N_i 对夸克与反夸克都按上述正比组合律产生 M_i 个介子与 B_i 个重子，并用 $f(N_i)$ 表示 N_i 的几率分布函数，则一定能量 $\sqrt{s}$ (即一定的 $\langle N\rangle$，可由理论与实验比较确定 $\langle N\rangle$ 与能量 $\sqrt{s}$ 的定量关系)下，产生的总的介子数 $\langle M\rangle$ 与总的重子数 $\langle B\rangle$ 由下式给出．

$$\begin{aligned}\langle M\rangle&=\sum_i^u\int a_1N_if(N_i)dN=a_1\sum_i^u\int N_if(N_i)dN\\ \langle B\rangle&=\sum_i^u\int a_2N_if(N_i)dN=a_2\sum_i^u\int N_if(N_i)dN\end{aligned} \tag{2}$$

注意到 (2) 中积分 $\int N_if(N_i)dN=\langle N_i\rangle$，且 $\sum_i^u\langle N_i\rangle=\langle N\rangle$，所以这时 $\langle M\rangle$、$\langle B\rangle$ 是与火球个数无关的．如一个火球 ($u=1$) 与多个火球 ($u>1$)，$\langle B\rangle$ 都是 $a_2\langle N\rangle$．因此，即使考虑了火球的不同个数及火球的大小，由 (2) 得出的不同能量下的结果都是：$\frac{\langle B_2\rangle}{\langle B_1\rangle}=\frac{\langle M_2\rangle}{\langle M_1\rangle}=\frac{\langle N_2\rangle}{\langle N_1\rangle}=\frac{\langle n_{ch2}\rangle}{\langle n_{ch1}\rangle}$ (实验上给出的是平均带电粒子多重数而不是 $\langle N\rangle$，但可以证明，对新生粒子，$\langle n_{ch}\rangle\simeq\langle N\rangle$ 是近似相等的[11]．因此本文中的 $\langle n_{ch}\rangle$ 都是指非衍事例的带电粒子多重数减去带头粒子)，根本不可能有 $\frac{\langle B_2\rangle}{\langle M_2\rangle}>\frac{\langle B_1\rangle}{\langle M_1\rangle}$．也就是说，正比组合律即使与强子反应的某种火球机制结合，也不可能对上述实验特征做出解释．

我们曾在 [2] 中指出，夸克组合中快度近关联的要求，实际上与 QCD 的基本要求一致．把快度近关联作为夸克组合成强子的唯一原则，并与慢强子早产生这一相对论运动学的结果一起，唯一地确定了夸克组合律．并由此直接给出 N 对夸克与反夸克随机组合

成 m 个介子与 b 个重子的几率是:

$$X_{mb}(N) = \frac{2N(N!)^2(m+2b-1)!}{(2N)!m!(b!)^2} 3^{m-1} \tag{3}$$

式中 m 与 b 满足关系 $m+3b=N$. 由此得出 N 对夸克与反夸克组合成的重子数 $B(N)$ 与介子数 $M(N)$ 分别是

$$\begin{aligned} B(N) &= \sum_{b=0}^{[N/3]} bX_{ab}(N) = \sum_{b=0}^{[N/3]} b \cdot \frac{2N(N!)(N-b-1)!}{(2N)!(N-3b)!(b!)^2} 3^{N-3b-1}, \\ M(N) &= N - 3B(N). \end{aligned} \tag{4}$$

(4) 在 $N<3$ 时自然得出

$$B(N) = 0, \ M(N) = N; \tag{5}$$

在 $N \geqslant 3$ 对 (4) 计算结果表明, $B(N)$、$M(N)$ 与 N 近似为线性关系,即

$$B(N) = \alpha_2 N - \beta_2, \ M(N) = \alpha_1 N + \beta_1. \tag{6}$$

式中参数化常数 $\alpha_1 \simeq 0.65$、$\beta_1 \simeq 0.64$, 而 $\alpha_2 = \frac{1}{3}(1-\alpha_1)$, $\beta_2 = \frac{1}{3}\beta_1$. 用 (6) 代替复杂的 (4) 式,有利于简明看出总的 $\langle B\rangle$、$\langle M\rangle$ 与火球个数的关系.

仍用 u 表示火球的个数, $f(N_i)$ 表示火球 i 的夸克对数 N_i 的分布函数. 则在此组合律下, 一定能量 $\sqrt{s}$ (即一定 $\langle N\rangle$) 下产生的总的平均介子数 $\langle M\rangle$ 与总的平均重子数 $\langle B\rangle$ 是

$$\begin{aligned} \langle M\rangle &= \sum_i^u \int M(N_i)f(N_i)\,dN \simeq \sum_i^u \int (\alpha_1 N_i + \beta_1)f(N_i)dN = \alpha_1\langle N\rangle + u\beta_1 \\ \langle B\rangle &= \sum_i^u \int B(N_i)f(N_i)\,dN \simeq \sum_i^u \int (\alpha_2 N_i - \beta_2)f(N_i)dN = \alpha_2\langle N\rangle - u\beta_2 \end{aligned} \tag{7}$$

由 (7) 式清楚看到, $\langle M\rangle$、$\langle B\rangle$ 不仅与 $\langle N\rangle$ (即 $\sqrt{s}$) 而且与火球的个数 u 有关,所以 $\langle B\rangle/\langle M\rangle$ 也与 $\langle N\rangle$ 且与 u 有关. 即

$$\frac{\langle B\rangle}{\langle M\rangle} = \frac{\alpha_2\langle N\rangle - u\beta_2}{\alpha_1\langle N\rangle + u\beta_1} \tag{8}$$

同时,不同能量 $\sqrt{s_2}$ (或 $\langle N_2\rangle$)、$\sqrt{s_1}$ (或 $\langle N_1\rangle$) 下重子数 $\langle B\rangle$ 之比不仅与能量而且与 u 有关,随着 u 的变大,比值 $\langle B_2\rangle/\langle B_1\rangle$ 也随着变大. 因

$$\frac{\langle B_2\rangle}{\langle B_1\rangle} = \frac{\alpha_2\langle N_2\rangle - u\beta_2}{\alpha_2\langle N_1\rangle - u\beta_2} = 1 + \frac{\alpha_2(\langle N_2\rangle - \langle N_1\rangle)}{\alpha_2\langle N_1\rangle - u\beta_2} \tag{9}$$

而且这个比值随 u 的变大,愈大于 $\langle N_2\rangle/\langle N_1\rangle$.

$$\frac{\langle B_2\rangle}{\langle B_1\rangle} - \frac{\langle N_2\rangle}{\langle N_1\rangle} = \frac{\beta_2(\langle N_2\rangle - \langle N_1\rangle)u}{\langle N_1\rangle(\alpha_2\langle N_1\rangle - u\beta_2)} > 0 \tag{10}$$

由于 $\langle n_{ch}\rangle \simeq \langle N\rangle$ 近似相等,因而当 u 变大时, $\langle B_2\rangle/\langle B_1\rangle$ 也将更大于 $\langle n_{ch2}\rangle/\langle n_{ch1}\rangle$.

上述 (7)—(10), 虽然是由每个火球的 $N_i \geqslant 3$ 时 (4) 的线性近似式(6)得到的,但可以证明整个 (4) 式都有这些性质. 可见,夸克组合律 (4) 与适当的火球模型结合,就完全可能说明上述 $\langle B+\bar{B}\rangle/\langle M\rangle$ ($\langle\bar{B}\rangle = \langle B\rangle$) 随能量显著变化的实验事实.

三、三火球模型与重子介子比

我们进一步分析火球的个数、大小及分布函数 $f(N_i)$ 对比值 $\langle B\rangle/\langle M\rangle$ 的影响.

当火球 i 的 $N_i < 3$ 时，(7) 式积分中 $M(N_i)$、$B(N_i)$ 应取 (5)，近似得出 $\langle M_i\rangle = \langle N_i\rangle$、$\langle B_i\rangle = 0$，且此结果与 $f(N_i)$ 的函数形式有关. 火球的大小对介子数 $\langle M\rangle$、重子数 $\langle B\rangle$，及其比值 $\langle B\rangle/\langle M\rangle$，都有直接影响.

文献 [1] 认为火球产生的带电粒子多重数的分布是

$$f(n_i) = \frac{4n_i}{\langle n_i\rangle^2}\exp\left(-\frac{2n_i}{\langle n_i\rangle}\right) \tag{11}$$

式中 i 表示不同火球，这个以平均带电粒子多重数 $\langle n_i\rangle$ 为参量的函数写成 $f(n_i, \langle n_i\rangle)$，在 $n_i = \frac{1}{2}\langle n_i\rangle$ 时取得最大值. 当 n_i 偏离 $\frac{1}{2}\langle n_i\rangle$ 时其值迅速减少. 函数 $f(n_i, \langle n_i\rangle)$ 可以看成火球 i 中夸克对数 N_i 的分布函数 $f(N_i, \langle N_i\rangle)$，$(N_i \simeq n_i)$. 仍用 u 表示火球的个数，由此分布函数以及 (4) 得到一定能量 $\sqrt{s}$（一定 $\langle N\rangle$）下产生的总的平均介子数 $\langle M\rangle$ 与平均重子数 $\langle B\rangle$ 是

$$\langle M\rangle = \sum_i^u \int M(N_i) f(N_i, \langle N_i\rangle) dN, \quad \langle B\rangle = \sum_i^u \int B(N_i) f(N_i, \langle N_i\rangle) dN \tag{12}$$

注意到 $M(N_i)$、$B(N_i)$ 在 $N_i = 3$ 左右与 N_i 的不同关系 ((5),(6))，以及 $f(N_i, \langle N_i\rangle)$ 对 $\langle N_i\rangle$ 的依赖性，由 (12) 式得到的 $\langle M\rangle$、$\langle B\rangle$ 不仅与火球个数且与火球大小的关系更加突出. 表 1 给出的火球个数与大小不同时的 $\langle p + \bar{p}\rangle$ 值说明了这一点.

文献 [1] 认为三个火球的平均带电粒子多重数分别满足下面关系

$$\begin{aligned} \langle n_{C^*}\rangle &= \alpha\langle n_{\mathrm{ch}}\rangle \\ \langle n_{T^*}\rangle = \langle n_{P^*}\rangle &= \frac{1}{2}(1-\alpha)\langle n_{\mathrm{ch}}\rangle \end{aligned} \tag{13}$$

式中 $C^* \cdot T^* \cdot P^*$ 分别表示中心、靶与束火球，α 是一个与能量有关的参数，当 $\sqrt{s} \geqslant 63$GeV 时 [1] 给出关系 $(1-\alpha)\langle n_{\mathrm{ch}}\rangle = 6.8$，与 (13) 一起定出 $\langle n_{T^*}\rangle = \langle n_{P^*}\rangle = 3.4$ 与 $\langle n_{\mathrm{ch}}\rangle$ 无关，而 $\langle n_{C^*}\rangle = \langle n_{\mathrm{ch}}\rangle - 6.8$ 随 $\langle n_{\mathrm{ch}}\rangle$ 的大小而改变. 此时火球大小的差别仅表现为 $\langle n_{C^*}\rangle$ 的不同(当能量低于 63 GeV 时，通过理论与实验的比较火球大小可完全确定). 利用 $\langle N_i\rangle \simeq \langle n_i\rangle$，不同能量下每个火球对应的 $\langle N_i\rangle$ 也即完全确定. 在三火球模型下 (12) 式进一步写成

$$\begin{aligned} \langle M\rangle &= 2\int M(N) f(N, \langle N_{T^*}\rangle) dN + \int M(N) f(N, \langle N_{C^*}\rangle) dN \\ \langle B\rangle &= 2\int B(N) f(N, \langle N_{T^*}\rangle) dN + \int B(N) f(N, \langle N_{C^*}\rangle) dN \end{aligned} \tag{14}$$

至此，利用 (13)、(14) 式可求出任一能量 $\sqrt{s}$ 下的 $\langle M\rangle$ 与 $\langle B\rangle$，按 P. D. G.[10] 给出的材料还可进一步求出各种粒子产额. 我们计算了 (ISR, SPS) 能量下的 $\langle p + \bar{p}\rangle$，作为比较，分别取 $u = 1, 4$ (用 (12) 式)与三火球 (用 (14) 式) 几种情况，理论与实验

的比较见表 1.

表 1 ⟨p + p̄⟩ 产额及比值与实验[3]比较

	一个火球	完全相同四火球	三火球	实验
540GeV	2.01	1.45	1.67	1.5
53GeV	0.65	0.20	0.32	0.3
比值	3.09	7.25	5.22	5.0

这些结果清楚表明：只有三火球模型[1]与夸克组合律[2]结合，得出的产额及其随能量的变化才能与实验资料一致.

按照相同的办法计算了 540 GeV 与 53 GeV 时末态粒子中 $\frac{\langle B+\bar{B}\rangle}{\langle K\rangle}$ 之比值，前者约为后者的二倍，基本与实验结果一致，反映了重子/介子比例随总能量显著增加这一重要特征.

最近，[8、9] 给出了 200 GeV、630 GeV 与 900 GeV 时 $p\bar{p}$ 反应的初步结果. 按照相同的方法计算了这些能量以及更高能量时的$\langle B+\bar{B}\rangle/\langle M\rangle$、$\langle p+\bar{p}\rangle$，其相对比值见表 2.

表 2 不同能量下 $\langle B+\bar{B}\rangle/\langle M\rangle$、$\langle p+\bar{p}\rangle$ 相对比值

能量 $\sqrt{s}$ (GeV)	53	200	540	630	900	2000	10000	40000
$\langle B+\bar{B}\rangle/\langle M\rangle$	1	1.9	2.2	2.3	2.4	2.5	2.7	2.9
$\langle p+\bar{p}\rangle$	1	3.6	5.2	5.8	6.8	9.3	16.1	24.9

由于计算时没有考虑高能时胶子 *jet* 的产生以及对 K 介子的较多贡献，我们得出的 $\langle B+\bar{B}\rangle/\langle M\rangle$ 之相对比值比实验值略高.

感谢与西德孟大中（T. C. Meng）教授及梁作堂同志进行的有益讨论.

参 考 文 献

[1] Liu Lian-sou and Meng Ta-chung., *Phys. Rev.*, **D27**(1983), 2640; Cai XU, Liu Lian-sou and Meng Ta-chung., *Phys. Rev.*, **D29**(1984), 869; Chou Kung-chao, Liu Lian-sou and Meng Ta-chung., *Phys. Rev.*, **D28** (1983), 1080.
[2] 谢去病，墨文川，李裕发，高能物理与核物理，**8**(1984)，642.
[3] K. Alpgard et al., *Phys. Lett.*, **121B**(1983), 209.
[4] V. V. Anisovch and V. M. shekhter., *Nucl. Phys.*, **B55**(1973), 455.
[5] G. Inclman CERN-TH/3986/84.
[6] T. Meuer Z. Phys. C-Particles and Field, **12**(1982), 77.
[7] V. V. Anisovich et al., *Sov. Phys. Usp*, **27**(1984), 901; V. N. Guman et al., *Nucl. Phys.*, **B99**(1975), 523.
[8] J. G. Rushbrooke et al CERN preprint CERN-EP/85-124.
[9] J. A. Appel et al., CERN preprint CERN-EP/85-136.
[10] Particle Data Group., *Review of Modern Physics*, **56**(1984).
[11] 谢去病，墨文川，高能物理与核物理，**5**(1981)，55.

THE RATIO OF BARYON TO MESON IN HIGH ENERGY HADRONIC REACTION

Xie Qu-bing　Liu Xi-ming

(*Shandong University*)

Abstract

Recently an important feature has been revealed in experiment by Sp$\bar{p}$S: the ratio of baxyon to meson in final particles rises remarkably with the increases of energy, which can not be explained by the current theories. By combination of the "three fireball model" of the nondiffractive hadron-hadron collision and the "quark combination" we proposed caller, this can be explained naturally. and further, some predictions for high energy range are made.