

# 重子产生中“自旋抑制”的原因及普适性\*

谢去病

(山东大学物理系, 济南 250100)

## 摘 要

高能反应中, 自旋  $\frac{3}{2}^+$  重子的产生与  $\frac{1}{2}^+$  重子相比, 受到反常的极强抑制。

本文证明这是夸克味道守恒的结果: 多重产生中奇异夸克抑制

$$\lambda = \frac{\langle N_s \rangle}{\langle N_u \rangle} < 1,$$

决定了十重态重子只能以确定比例  $\beta$  与八重态重子一起产生, 而且

$$\beta = \frac{1 + \lambda}{3 + 2\lambda}.$$

## 一、引 言

高能反应中重子的产生, 与介子相比, 更直接地反映强子化过程的机制。近几年的实验研究, 尤其高能  $e^+e^-$  反应中重子产生的研究, 发现一系列很难用已有模型解释的特征和规律, 受到格外重视<sup>[1]</sup>。其中一个很难理解的规律是, 虽然直接产生的  $\frac{3}{2}^+$  和  $\frac{1}{2}^+$  重子与直接产生的介子一样满足奇异数相对抑制的  $SU_f(3)$  对称, 连奇异抑制因子  $\lambda$  都相同, 但  $1^-$ 、 $0^-$  介子比例大体满足  $SU(6)$ ,  $\frac{3}{2}^+$ 、 $\frac{1}{2}^+$  重子的相对比例  $\beta$ , 远不是  $SU(6)$  要求的  $\beta \approx 2$ , 却只有 0.3 左右, 表现出极强的“自旋抑制”。图 1 给出实验测量值及现有模型比较<sup>[2]</sup>。目前各种模型都是从某种质量效应来解释这种抑制。Webber 模型直接用十重态与八重态重子质量差引起运动学相空间减小, 根本不足以导致如此严重的  $SU(6)$  破坏。从图 1 看到唯一能大体符合的是 Lund 模型, 但这是靠取  $\lambda = 0.3$  外还任意调整四个“双夸克质量”参数得到的<sup>[2]</sup>, 即使如此,  $\frac{\Sigma^{*+}}{\Sigma^0}$  仍不相符。尤其是, 另外的重子-反重子味道关联检验, 已明确排除这种以类点“双夸克”为主的重子产生机制<sup>[3,4]</sup>。

实际上, 强子产生过程中, 夸克的质量效应早已通过奇异夸克抑制因子  $\lambda$ , 以及直接产生的强子具有  $\lambda$  相对抑制的  $SU_f(3)$  对称, 完整地体现出来: 正由于味道  $\nu$  的夸克质量  $m_\nu$  不同, 因而在 QCD 真空激发中产生几率<sup>[5]</sup>

本文 1991 年 2 月 19 日收到。

\* 国家自然科学基金资助课题。

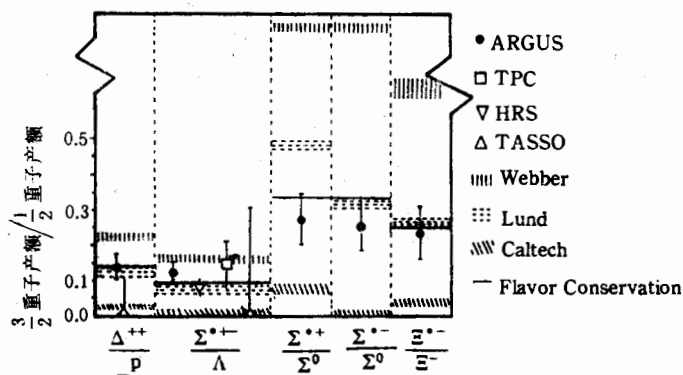


图 1 十重态与八重态重子的截面之比

实验点及其它模型的计算值引自文献[2]。黑实线是本文味道守恒的结果

$$p_s \propto e^{-\lambda m_s^2} \quad (1)$$

不同。用结构夸克质量代入(1), 知  $p_u = p_d$ , 而  $p_c, p_b$  则完全可忽略, 而奇异夸克  $s$  的产生则相对  $p_u = p_d$  受到抑制, 抑制因子为:

$$\lambda = \frac{p_s}{p_u} = \frac{\langle N_s \rangle}{\frac{1}{2} (\langle N_u \rangle + \langle N_d \rangle)} = \frac{\langle N_s \rangle}{\langle N_u \rangle}. \quad (2)$$

正因为新产生的夸克和反夸克中,  $s$  (或  $\bar{s}$ ) 的几率  $p_s$  或数目  $\langle N_s \rangle$  是  $u$  或  $d$  ( $\bar{u}$  或  $\bar{d}$ ) 的  $\lambda$  倍, 因而直接产生的介子或重子, 就只满足奇异数相对抑制的  $SU_3(3)$  对称, 即  $J^{PC}$  相同的各  $SU_3(3)$  多重态, 产生率(或产额)相同, 但凡多包含一个  $s$  或  $\bar{s}$  的强子, 产生率也相应乘  $\lambda$  倍。当然这里暗含一个基本要求, 即强子产生过程中夸克味道守恒<sup>1)</sup>。事实上, 至今的实验一直就是在这基础上来测定奇异夸克的抑制因子。而从不同介子、重子定出的  $\lambda$  在误差范围一致, 就是强子产生中存在  $\lambda$  抑制  $SU_3(3)$  对称及夸克味道守恒 (即  $\frac{s}{u} = \lambda$  不变<sup>2)</sup>) 的极好证明。

从动力学理论来看, 由于色力与味道无关, 因此包括强子化在内的任何强作用过程, 夸克味道必须守恒, 或者说  $\frac{s}{u} = \lambda$  不能变。但在产生任何强子  $SU_3(3)$  多重态时, 是否都能自动满足呢? 在第二节中我们将看到, 产生介子时, 的确总是自动满足的。而对  $\frac{3^+}{2}$ 、 $\frac{1^+}{2}$  重子, 只有两者以确定比例  $\beta = \frac{1+\lambda}{3+2\lambda}$  产生, 才能满足, 自然导致严重的  $SU(6)$  破坏和“自旋抑制”。第三节把第二节的理论预言与现有  $e^+e^-$  和  $h-h$  反应中重子产生的实验结果作了比较, 表明无任何可调参数, 即与已有实验一致。

1) 为避免重复, 本文下面提到的强子、介子、重子, 都是指强子化直接产生的强子、介子、重子。而不是指它们衰变后的长寿命粒子或“未态”强子。众所周知, 弱衰变中夸克味道不再守恒。

2) 今后, 我们也象其它文献一样, 简单用  $s, u$  表示  $\langle N_s \rangle, \langle N_u \rangle$ 。

## 二、味道守恒决定了 $\frac{3^+}{2}$ 、 $\frac{1^+}{2}$ 重子的比例

因量子色动力学 (QCD) 与夸克味道无关, 强子化过程中夸克味道必须守恒, 即强子化前  $s$  与  $u$  (或  $d$ ) 夸克的比例  $\frac{s}{u} = \lambda$ , 与后面产生的介子、重子中存在的  $\frac{s}{u}$  比例, 必须相等。否则将出现某种味道(如  $s$ ) 过剩或不足, 这是不可能也不允许的。

先看产生介子的情况。无论产生  $L=0$  的  $0^-$ ,  $1^-$  介子, 或  $L=1$  的  $0^+$ ,  $1^+$ ,  $2^+$  介子, 都是  $SU_f(3)$  的九重态。夸克味道成份都是  $u\bar{d}$ ,  $u\bar{u}$ ,  $d\bar{d}$ ,  $d\bar{u}$ ,  $s\bar{u}$ ,  $s\bar{d}$ ,  $u\bar{s}$ ,  $u\bar{d}$ ,  $s\bar{s}$ , 只是  $J^{PC}$  不同及  $SU_f(3)$  单态及  $I_3 = 0$  而  $I = 1, 0$  的三个态的混合比可能不同。注意到每种  $J^{PC}$  九重态中含  $s$  或  $\bar{s}$  的介子产生率差  $\lambda$  倍, 即存在  $\lambda$  抑制的破缺  $SU_f(3)$  对称, 故所含  $u$  夸克数(与  $\bar{u}$ 、 $d$ 、 $\bar{d}$  数相同)及  $s$  夸克数(与  $\bar{s}$  数同)分别为:

$$u: 2 + \lambda, \quad (3)$$

$$s: 2\lambda + \lambda^2. \quad (4)$$

其中  $\lambda^2$  项来自含有  $s\bar{s}$  成分的介子, 例如  $\eta, \eta'$  或  $\phi$ 。从(3)(4)可见, 每个  $J^{PC}$  九重态介子中,  $u$ 、 $s$  夸克数目的比率都是

$$\frac{s}{u} = \lambda. \quad (5)$$

自动保持了产生夸克的味道比。在全部强子是介子时, 当然也自动保证了味道守恒。

既然介子产生不改变  $s/u$  比例, 重子产生时也必须保证  $\frac{s}{u} = \lambda$ , 否则  $s$  夸克不足或过剩, 是味道守恒不允许的。我们象目前所有模型一样, 只考虑  $\frac{1^+}{2}$  八重态和  $\frac{3^+}{2}$  十重态重子的产生。它们能否各自满足  $\frac{s}{u} = \lambda$  呢?

同样, 根据奇异抑制破缺的  $SU_f(3)$  对称, 如果令八重态重子中的质子和中子  $p(uud)$ 、 $n(udd)$  的产生权重为 1, 则  $\Sigma^+(uus)$ 、 $\Sigma^0(uds)$ 、 $\Lambda(uds)$ 、 $\Sigma^-(dds)$  的权重为  $\lambda$ ,  $\Xi^0(uss)$ 、 $\Xi^-(dss)$  的权重为  $\lambda^2$ 。而八重态重子中的  $u$  夸克数(与  $d$  相同)与  $s$  夸克数则为:

$$u: 3 + 4\lambda + \lambda^2, \quad (6)$$

$$s: 4\lambda + 4\lambda^2. \quad (7)$$

其比率为

$$\frac{s}{u} = \lambda \left( \frac{4 + 4\lambda}{3 + 4\lambda + \lambda^2} \right) = \frac{4\lambda}{3 + \lambda}. \quad (8)$$

可见, 只要  $\lambda < 1$  (即  $m_s > m_u$ ), 无论  $\lambda$  取何值, 总是

$$\frac{4}{3 + \lambda} > 1, \quad (9)$$

即

$$\frac{s}{u} > \lambda. \quad (10)$$

不满足味道守恒。

对十重态重子, 同样取  $\Delta^{++}(uuu)$ ,  $\Delta^+(uud)$ ,  $\Delta^0(udd)$ ,  $\Delta^-(ddd)$  权重为 1, 则  $\Sigma^{*+}(uus)$ ,  $\Sigma^{*0}(uds)$ ,  $\Sigma^{*-}(dds)$  的权为  $\lambda$ ,  $\Xi^{*0}(uss)$ ,  $\Xi^{*-}(dss)$  的权为  $\lambda^2$ ,  $\Omega^-(sss)$  的权为  $\lambda^3$ , 类似得:

$$u: 6 + 3\lambda + \lambda^2, \quad (11)$$

$$s: 3\lambda + 4\lambda^2 + 3\lambda^3, \quad (12)$$

$$\frac{s}{u} = \lambda \left( \frac{3 + 4\lambda + 3\lambda^2}{6 + 3\lambda + \lambda^2} \right) < \lambda. \quad (13)$$

也不能单独满足味道守恒。而且, 如果八重态与十重态重子以任意比率产生, 也是味道守恒所不允许。保证味道守恒的唯一可能是两者以确定比例  $\beta = \left( J - \frac{3}{2} \right) / \left( J - \frac{1}{2} \right)$

产生,  $\beta$  值满足

$$\frac{s}{u} = \lambda \left[ \frac{(4 + 4\lambda) + (3 + 4\lambda + 3\lambda^2)\beta}{(3 + 4\lambda + \lambda^2) + (6 + 3\lambda + \lambda^2)\beta} \right] = \lambda, \quad (14)$$

即

$$\beta = \frac{1 + \lambda}{3 + 2\lambda}. \quad (15)$$

可见, 由于强作用中味道守恒或  $\frac{s}{u} = \lambda$  不变, 使  $\frac{1}{2}^+$ 、 $\frac{3}{2}^+$  重子只能以 (15) 确定的比例产生, 不允许以  $SU(6)$  对称的  $\beta \approx 2$  或任何其它比例产生。因  $\lambda < 1$ , 由 (15) 决定  $\beta$  也小于 1。因此重子与介子不同, 有严重  $SU(6)$  破坏。 $\beta$  值完全按 (15) 由奇异抑制因子  $\lambda$  决定。这一规律与反应的类型和能量无关, 应该是普适的。

从下面的论证可以更清楚看出  $\beta$  与  $\lambda$  关系式 (15) 的普适性。我们知道, 高能反应中产生的介子与重子的比例以及它们的绝对产额, 是随反应类型及能量的不同而不同的。能否正确反映或预言这些变化, 始终是对各种唯象模型的重要检验。但只要强子产生具有  $\lambda$  抑制的  $SU_3(3)$  对称, 所包含的夸克味道比例便与绝对产额无关, 最多与产生的介子、重子比例有关。令这一比值为  $\alpha$ , 重子中八重态与十重态的比例仍为  $\beta$ 。则从式 (3)、(4)、(6)、(7)、(11)、(12) 立即得出, 在所有产生的强子(所有介子和重子)中包含的  $s$ 、 $u$  夸克数目之比为:

$$\frac{s}{u} = \lambda \left[ \frac{\alpha(2 + \lambda) + (4 + 4\lambda) + (3 + 4\lambda + 3\lambda^2)\beta}{\alpha(2 + \lambda) + (3 + 4\lambda + \lambda^2) + (6 + 3\lambda + \lambda^2)\beta} \right].$$

味道守恒要求上式方括号恒等于一, 即得所有带  $\alpha$  的项, 即与介子相关的项, 便完全自动消失, 仍回到 (15) 式的结果。这清楚表明, (15) 式的关系不仅与介子、重子绝对产额无关, 也与其比例  $\alpha$  无关。完全来自味道守恒对产生十重态和八重态重子比例的要求, 它由八重态、十重态  $SU_3(3)$  结构特征决定, 与反应的类型和能量无关。

### 三、实验检验结果

从上节看到, 重子产生的自旋抑制  $\beta$ , 是味道守恒的结果, 按(15)式由奇异抑制  $\lambda$  决定, 与反应的类型及能量无关. 因此在任何反应和能量下, 都可由测出的  $\lambda$  算出十重态与八重态的比值, 接受实验检验. 图 2、3 给出迄今各种反应和能量下测量的  $\lambda$  值<sup>[6]</sup>. 从图 2 可见,  $e^+e^-$  反应的  $\lambda$  在  $10 \text{ GeV} < \sqrt{s} < 40 \text{ GeV}$  间, 都是  $\sim 0.3$ , 不随  $\sqrt{s}$  变化. 代入(15)得  $\beta = 0.36$ . 注意实验测量的  $\frac{1}{2}^+$  重子产额已包括  $\frac{3}{2}^+$  重子衰变的贡献, 它可由粒子数据表[7]给出的衰变分支比算出, 从而求出与实验相应的各种  $\frac{3}{2}^+$ 、 $\frac{1}{2}^+$  产额比, 例如:

$$\frac{\Sigma^{*-}}{\Sigma^-} = \frac{\beta}{1 + \beta + 0.09\lambda\beta} = 0.26. \quad (16)$$

$$\frac{\Sigma^{*-}}{\Sigma^0} = \frac{\Sigma^{*+}}{\Sigma^0} = \frac{\beta}{1 + 0.12\beta} = 0.34. \quad (17)$$

$$\frac{\Sigma^{*\pm}}{2\Lambda} = \frac{\Sigma^{*-}}{\Lambda} = \frac{\beta}{2 + 2.76\beta + 2(1 + \beta)\lambda + \beta\lambda^2} = 0.09. \quad (18)$$

$$\frac{\Delta^{++}}{P} = \frac{2\beta}{2 + 4\lambda + 2\lambda^2 + \beta(4 + 3\lambda + 2\lambda^2 + \lambda^3)} = 0.138. \quad (19)$$

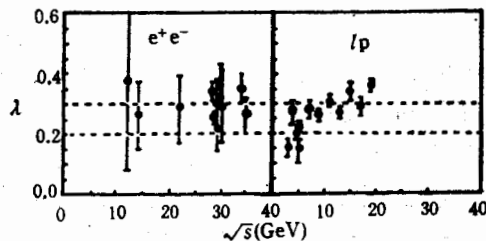


图 2 在  $e^+e^-$  湮没(左方)及深度非弹轻子-核子反应的夸克喷注(右方)测出的奇异夸克抑制因子  $\lambda$ . 见[2]或[8]

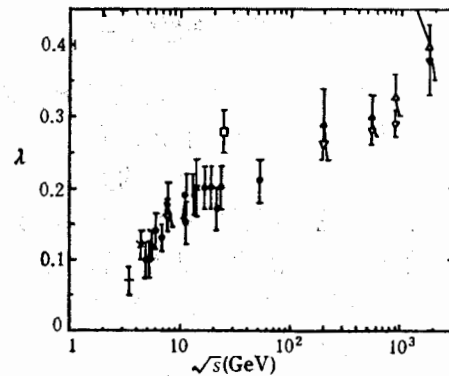


图 3 在强子-核子碰撞中测量的奇异抑制因子  $\lambda$ . 这时  $\lambda$  随质心总能量变化. 数据引自文献[8]

○  $K^+p$  NA 22    ×  $K^-p$     ●  $pp$     □  $pp$  NA  
23    ▽  $\bar{p}p$  ( $s\bar{s}$ )    △  $\bar{p}p$  ( $A\bar{K}$ ) +  $\pi^-p$

等等. 图 1 中实线是我们的理论值, 它们都和实验符合很好.

图 3 列出各种强子-强子反应在不同能量下的  $\lambda$  实验值. 当  $\sqrt{s}$  由  $\sim 4 \text{ GeV}$  增至  $1.8 \text{ TeV}$  时,  $\lambda$  值由  $\sim 0.1$  增至  $\sim 0.35$  左右. 注意到即使 QCD 真空激发的各种味道夸克的比率(1)不随  $\sqrt{s}$  改变, 在  $h-h$  反应或  $l-h$  反应中, 从产生强子中按(2)式测量的

$\langle N_u \rangle$ 、 $\langle N_s \rangle$ , 不仅包括按 (1) 激发的夸克, 还包含初态强子的夸克成分。随  $\sqrt{s}$  增加, 前者所占比率越来越大,  $\lambda$  随  $\sqrt{s}$  的这种变化不难理解<sup>[8]</sup>。至今虽还未看到  $h-h$  反应中  $\frac{3}{2}^+$  重子产额的实验报导, 但最近 UA5 已公布了 200—900 GeV 范围  $p\bar{p}$  反应中  $\Xi^-$ 、 $\Lambda$  产额数据, 它已包含  $\frac{3}{2}^+$  的衰变贡献, 可以检验与由图 3 测的  $\lambda$  按 (15) 求出的  $\beta$  是否矛盾。从图 3 看到, SPS 在 200, 546, 900 GeV 三个能量下测出的  $\lambda$  都在 0.3 附近, 但误差很大。幸运的是从 (15) 看出,  $\lambda$  实际只确定  $\beta$  的小量, 因而对  $\lambda$  变化并不灵敏。例如  $\lambda$  在 0.24—0.34 范围内变化时,  $\beta$  取两位有效数值都是 0.36。

按计算 (16)—(19) 类似方法, 得到  $\Xi^-$  和  $\Lambda$  的产额比为:

$$\frac{\Xi^-}{\Lambda} = \frac{(1 + \beta + 0.09\lambda\beta)\lambda}{2 + 2.76\beta + 2(1 + \beta)\lambda + \beta\lambda^2} \quad (20)$$

事实上, 至今当实验用  $\frac{1}{2}^+$  重子比或  $\frac{K}{\pi}$  等介子比确定  $\lambda$  时, 都象 (20) 式一样, 既包含  $\lambda$  又含有  $\beta$ ,  $\beta$  值的确定有很大任意性。味道守恒得出的 (15) 式, 使  $\beta$  不再是独立参数, 消除了这种任意性。例如, 把 (15) 代入 (20) 即得:

$$\frac{\Xi^-}{\Lambda} = \frac{(4 - 0.91\lambda - 3\lambda^2 - 0.09\lambda^3)\lambda}{8.76 + 6\lambda - 7.76\lambda^2 - 6\lambda^3 - \lambda^4} \quad (21)$$

将大大提高实验测定  $\lambda$  值的可靠程度。以目前  $e^+e^-$  及 SPS 能区  $p\bar{p}$  反应得到的  $\lambda \sim 0.3$  代入 (21), 得理论值

$$\frac{\Xi^-}{\Lambda} = 0.10 \quad (22)$$

$p\bar{p}$  和  $e^+e^-$  反应  $\Upsilon$  共振区产生的  $\Xi^-$ 、 $\Lambda$  粒子都没有粲重子的衰变贡献。可直接与 (22) 比较。最近 ARGUS 组给出  $\Upsilon$  共振区的  $\frac{\Xi^-}{\Lambda} = 0.090 \pm 0.016$ <sup>[9]</sup>。UA5 给出在  $p\bar{p}$ ,  $\sqrt{s} = 200, 546, 900$  GeV 时  $\frac{\Xi^-}{\Lambda}$  分别为  $0.065 \pm 0.069$ ;  $0.189 \pm 0.107$ ;  $0.092 \pm 0.062$ <sup>[10]</sup> 都与 (22) 预言的 0.10 不矛盾。在  $e^+e^- \rightarrow h's$  连续区, 最初电弱作用产生的  $c, b$  夸克, 将有部分几率形成  $c, b$  重子, 它们最终都将通过  $\Lambda$ 。有  $\sim 27\%$  几率衰变为  $\Lambda$ <sup>[7]</sup>, 引起  $\Lambda$  比率增大,  $\frac{\Xi^-}{\Lambda}$  下降。HRS 组和 Tasso 组最近测量的  $\Xi^-/\Lambda$  分别为  $0.083 \pm 0.017$ <sup>[2]</sup> 和  $0.064 \pm 0.014$ <sup>[11]</sup>, 反映了这一趋势。但  $c, b$  重子的产生和衰变规律, 依赖于具体模型, 在此不作讨论。

作者感谢与陈鄂生、刘希明、王群、田丽丽同志的讨论, 尤其是与赵光达教授的深入讨论。

### 参 考 文 献

- [1] A. Rescher, Proc. of the XXIV Inter. Conf. on High Energy Phys. Munich, West Germany, 1988, edited by R. Kotthaus and J. Kuhn (Springer, Berlin, 1988).  
 [2] W. Hofmann, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci., 38 (1988), 279.

- [3] ARGUS Collaboration, H. Albrecht et al, *Z. Phys.*, **C43** (1989), 45.
- [4] Liang Zuo-tang and Xie Qu-bing, *Phys. Rev.*, **D43** (1991), 751.
- [5] 陈鄂生、谢去病, *中国科学*, **A33** (1990), 377. 或英文版 **A33** (1990), 751.
- [6] W. Kittel, Nijmegen Preprint HEN 336/90 或 A. Wroblewski, "Soft Hadronic Physics," Proc. of the XXV Int. Conf. on High Energy Physics, Singapore 1990, 即将出版.
- [7] Particle Data Group, *Phys. Lett.*, **B239** (1990).
- [8] 谢去病等: "奇异抑制因子的能量依赖," 尚未发表.
- [9] ARGUS Collaboration, H. Albrecht et al, *Z. Phys.*, **C39** (1988), 177.
- [10] UA5 Collaboration, B. A. Ansorge et al, CERN Preprint CERN-EP/89-41.
- [11] Tasso Collaboration, W. Braunschweig et al, *Z. Phys.*, **C45** (1989), 209.

## The Origin and Universality of Spin Suppression in Baryon Production

XIE QUBING

(Department of Physics, Shandong University, Jinan 250100)

### ABSTRACT

In high energy reactions the production of Spin 3/2 baryons is strongly suppressed in comparison with that of 1/2 baryons. We show that it results from the flavor conservation, so that the strangeness suppression factor  $\lambda = \langle N_s \rangle / \langle N_u \rangle$  completely determines the ratio of decuplet to octet, and  $\beta = (1 + \lambda) / (3 + 2\lambda)$ . The universality of this relation is emphasized.