

多重产生的层子-胶子机制和 平均带电多重数

谢去病
(山东大学物理系)

摘 要

假定高能强子碰撞在产生 N 对层子的同时,还伴随着产生了与这些层子的键数成正比的胶子,就得到 N 和层子-层子质心系释放能 Q 的函数关系:

$$N = (\alpha^2 + \beta Q)^{\frac{1}{2}} - \alpha.$$

由它算出的平均带电多重数 $\langle n_{ch} \rangle_{\text{理}}$,与目前所有的 pp 、 $\pi^{\pm}p$ 、 $K^{\pm}p$ 碰撞的实验数据相比较,证明在广阔的能区内都很符合,并定量地解释了介子-质子和质子-质子的能量——带电多重数关系的差别.得出的层子平均能量也与其它理论给出的层子有效质量的平均值相近.

一、引 言

高能碰撞中,产生的强子平均多重数 $\langle n \rangle$ 随能量的增加,并不与碰撞的释放能成比例,而是慢得多.对于这一基本事实,一直没有满意的解释.现有各种唯象模型提供的多重数——能量关系,都不能描述已有的广阔能区上 pp 碰撞的平均带电强子多重数 $\langle n_{ch} \rangle_{\text{实}}$ (见[1]).更不能解释 pp 碰撞与 $\pi^{\pm}p$ 、 $K^{\pm}p$ 碰撞的 $\langle n_{ch} \rangle_{\text{实}}$ ——能量关系之间的细微然而明显的差别.

我们早曾指出^[2],研究高能碰撞的一个主要目的,是探明基本粒子结构.“但实验上从碰撞结果所观察到的现象,主要是多粒子产生.因此,粒子多重产生过程的特征,……应把它看成是由核子构造深处给出的信号,并和核子构造的模型联系起来加以研究.”在对这些结构一无所知时,用各种唯象的多重产生机制整理实验资料,指导实验研究是必须的.但当对强子结构有些初步发现后,就要毫不迟疑的用到多重产生中来,检验并发展它.多重产生极其复杂的现象,也只有从更深层次的结构及其互相作用出发,才能得到理解.

强子结构的层子(或夸克)模型在解释其它现象取得明显成功后,Anisovich等在1973年提出一个多重产生的夸克模型^[3].假定多重产生过程分三步进行:首先,分属于两个人射强子中的两个层子或反层子发生了碰撞,平均产生了 N 对层子-反层子对,入射

强子中的其它层子只是“旁观者”。第二步,原有的层子与这新生的 N 对层子,按通常层子模型所允许的各种统计和自旋可能性,组合成“直接”产生的强子。最后,“直接”组合的那些短寿命共振粒子,强衰变成实验所直接测到的长寿命强子。这个模型,第一次预言了各种强子的相对产额,预言直接产生的主要是矢量介子。当这些预言由 CERN 几个实验组证实后^[4-6],在国际上引起很大震动。进一步的实验又证实了这个图象对次级强子纵、横动量谱来源的独特预言^[7]。

上述模型定量或定性地解释了许多的多重产生现象,但是,却没有给出也不能给出多重数随能量变化这一基本关系^[8]。我们发现,这一表面的不足反映了模型的一个重要缺陷:在上述模型中,最关键的是第一步;这里两个人射层子发生碰撞的结果,把它们按照通常高能强子碰撞时动量近似分配给它们携带的那部分释放能,全部用来产生了 N 对新层子。但是,认为入射层子携带的那部分释放能只是用于产生了 N 对层子就必然导致两个基本困难:首先,必然导致 N 随 Q (层子质心系中的总释放能)线性增长,因而与平均带电多重数 $\langle n_{ch} \rangle$ 随 Q 增长的基本实验事实矛盾,在文献 [9] 中从实验来引入 $N(Q)$ 关系,只是回避这一困难;其二,无从解释这些新产生的层子和反层子为什么不会自由逃逸。

近些年大量的理论分析认为,层子之间还应该胶子,而胶子也只存在于层子之间。但胶子的存在和影响,除在轻子深度非弹过程中有所显示外,尚未揭示出更多明显证据。考虑到层子与胶子之间的相互依存、相互作用关系,胶子主要以层子或反层子间相互作用键的形式起作用,因此我们认为,在这种键的数目不发生改变的过程中,的确很难独立显示出胶子的存在;但在这种键的数目发生剧烈改变的多重产生过程中,则应该能独立显示出胶子的影响,并在处理时单独考虑。为了检验这种影响,并克服现在多重产生层子(夸克)模型前述的两个基本困难,本文提出多重产生的层子-胶子协同产生机制,即假定当两个人射层子在发生碰撞后,在产生 $2N$ 个 (N 对)层子和反层子的同时,还伴随产生了与它们间键的数目成正比的胶子。这样就从理论上直接得出了 $N(Q)$ 函数关系。从这个理论上的 $N(Q)$ 关系就可直接算出各类强子碰撞、各种能量下产生的平均带电多重数 $\langle n_{ch} \rangle$, 及各种次级强子的绝对产额及其它一些物理量,与实验比较。比较的结果表明,理论与实验符合的情况出乎意料的好。本文只介绍了与 $\langle n_{ch} \rangle$ 的比较。

下面先介绍多重产生的层子-胶子协同产生机制,及由此得到的层子质心系中释放能 Q 与 N 的函数关系(第二节)。用负电荷强子平均多重数 $\langle n_- \rangle$ 的实验数据,定出上述 $N(Q)$ 函数关系中的两个参数(第三节)。然后用这公式算出各种能量下 pp 、 π^+p 、 K^+p 碰撞的平均带电强子多重数 $\langle n_{ch} \rangle_{理}$, 与已发表的所有实验值相比较。表明与加速器实验的大量数据在误差范围内完全符合,与宇宙线的少量 $\langle n \rangle_{\infty}$ 表明的趋势也一致(第四节)。介子-质子、质子-质子 $\langle n_{ch} \rangle_{\infty}$ 与能量关系的差别,也由介子和核子层子结构的不同,而得到定量解释(第五节)。 $N(Q)$ 函数中两个参数,反映多重产生的层子-胶子机制中,给予每个层子(或反层子)及胶子键的平均能量,对此作了简单讨论(第六节)。

二、层子-胶子协同产生机制与 $N(Q)$ 函数

在现有的多重产生层子模型中,由于不考虑胶子,入射强子的动量和能量全部由构成

入射强子的价层子平均携带着。发生高能碰撞时,除罕见的大横动量事例或强子与重核的碰撞外,在强子-强子的一般多重产生过程中,都只是束粒子中的一个层子(或反层子)与靶粒子中的一个层子(或反层子)参加了碰撞,把它们携带的那部分释放能仅仅用于产生了 N 对新层子,而未考虑产生胶子。但是,在强子多重产生过程中,看来如不考虑胶子,就很难解释为什么看不到自由层子,就很难说明轻子深度非弹实验,就很难克服多重产生模型前述基本困难。

现在我们假定,入射强子的动量和能量是由构成它们的价层子及键胶子所携带,两个人射层子(或反层子)发生碰撞时,为了使新产生的层子与反层子之间都有超强作用,就必须在产生 $2N$ 个层子与反层子的同时,伴随产生与它们间键的数目

$$\frac{2N(2N-1)}{2!} = N(2N-1) \quad (1)$$

成正比的胶子。入射层子发生碰撞时所带来的那部分释放能,无非是分给了这 N 对新层子及构成这 $N(2N-1)$ 个键所必须的胶子。由此得出基本的 $N(Q)$ 关系。

按照多重产生的层子模型,接着将发生所有层子、反层子随机组合成强子,需要的键数将迅速减少,越来越过剩的胶子将转变为后来放出的强子的动能,对直接强子的能谱给出特有的影响,但这个影响还要受到第三步衰变过程强烈的干扰,比较复杂,以后再专题讨论。

现在,我们把层子-胶子键协同产生机制具体化。

令: Q ——入射层子质心系 CM_q 中系统初态的总释放能。

γ ——两个人射层子碰撞时所带来的那部分释放能与总释放能的比例。

ε_q ——产生一个层子或反层子所需的平均能量。

ε_g ——产生一个相互作用键的胶子所需要的平均能量。

根据上述物理图象就直接得出:

$$\gamma Q = 2\varepsilon_q N + \varepsilon_g N(2N-1). \quad (2)$$

令

$$a \equiv \frac{2\varepsilon_q}{\gamma}; \quad b \equiv \frac{\varepsilon_g}{\gamma},$$

即得:

$$Q = aN + bN(2N-1), \quad (3)$$

或:

$$Q = a'N + b'N^2,$$

其中,

$$\left. \begin{aligned} a' &\equiv a - b = \frac{1}{\gamma} (2\varepsilon_q - \varepsilon_g) \quad (\text{GeV}) \\ b' &\equiv 2b = \frac{2\varepsilon_g}{\gamma} \quad (\text{GeV}) \end{aligned} \right\} \quad (3)'$$

由 ε_q 、 ε_g 的物理意义, a' 必须为实数, b' 必须为 ≥ 0 的实数。

由(3)式反解 N ,并抛弃无物理意义的负根解,得:

$$N = (\alpha^2 + \beta Q)^{\frac{1}{2}} - \alpha, \quad (4)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \frac{a'}{2b'} \quad \text{可取任意实数} \\ \beta &= \frac{1}{b'} \geq 0 \quad (\text{GeV}^{-1}) \end{aligned} \right\} \quad (4)'$$

这就是从我们的层子-胶子协同产生机制得出的 $N(Q)$ 函数。

从得出 $N(Q)$ 函数的上述过程即可看出:

1. $N(Q)$ 函数的形式 (4) 式, 与发生碰撞的粒子的类型无关。

2. 对于不同类型的入射粒子, 当其所包含的价层子(或反层子)个数不同时, 仅有的差别是:

(i) 入射层子质心系 CM_q 与入射粒子质心系 CM 的关系将不同(实验已证实多重产生是在它们的 CM_q 对称参考系中发生的, 见 [13] 及 [8] 的评述), 因而 Q 与 CM 系的总能量 \sqrt{s} 之间的关系不同。

(ii) γ 值将不同, 因而使 (4) 式中参数 β 值不同。

从 (2) 式则可看出, ε_q 与 ε_g 是普适参数, 可由与实验的比较定出。决定 N 的是 γ 与 Q , 只要正确给出 \sqrt{s} 与 Q 的关系, Q 是已知的, γ 则对各类过程的初始条件起决定作用。

CM_q 与 CM 的关系及 γ 值, 取决于两个入射层子(或反层子)在发生碰撞前一瞬间实际携带的入射强子动量和能量的比率。在已有的高能强子碰撞的夸克模型中, 由于不考虑胶子, 假定入射强子的全部动量和动能全部由价层子平均携带着。但这种既简单又得到实验支持的“动量近似”, 我们不能直接引用。因为我们要考虑胶子, 而入射强子中的键胶子也会携带部分动量和动能。在入射层子碰撞前一瞬间, 入射强子中原来处于等价地位的几个价层子已分为入射层子及“旁观者”。计算 CM_q 与 CM 关系及 γ 值, 要求从运动学上把键胶子的动量和能量按这种划分进行归属。不同的归属情况将得出不同的结果, 必须从物理上分析那种归属情况是合理的。

对入射介子, 存在一个胶子键, 它的动量、动能有三种可能的归属情况: (i) 归“旁观者”。相当于键胶子全部由“旁观者”吸收, “旁观者”与入射层子之间不再有相互作用; (ii) 归入射层子。相当键胶子全部由入射层子吸收, “旁观者”与入射层子间亦不再相互作用; (iii) 胶子键继续作用于“旁观者”与入射层子之间, 相当于两者各分胶子键所带入射动量和动能的一半。由于 (i) 和 (ii) 将使“旁观者”成为自由层子, 这是不可能的, 因此只有 (iii) 为合理。结论是相当入射层子与“旁观者”各带入射介子的一半动量和能量。

对入射重子, 存在三个胶子键, 它的动量、能量也有三种可能的归属情况: (i) 除两个“旁观者”之间继续存在一个键之外, 另外两个键的胶子全部被入射层子吸收; (ii) 另外两个键的全部胶子全部被“旁观者”吸收; (iii) 三个胶子键继续作用于这三个层子之间, 相当于每个价层子各分一个胶子键所带的入射动量和动能。由于 (i) 和 (ii) 都使两个“旁观者”失去与碰撞中心区的联系, 丧失形成碎裂强子的可能, 与事实矛盾。因而只有 (iii) 为合理。结果相当入射层子及每个“旁观者”各带入射重子三分之一的动量和动能。

上述结果与“动量近似”的结果一样, 证明在键的数目不改变的现象或过程中, 的确可

象通常夸克模型那样忽略胶子。现在,我们求出 πp 、 Kp 、 pp 碰撞的 $Q-\sqrt{s}$ 关系和 γ 值,它也适用于任何介子-重子及重子-重子。

由于 πp 碰撞时,每个价层子的动量 q_π 是 π 介子动量的一半,靶质子中每个价层子的动量 q_p 是整个质子动量 P_p 的 $1/3$ 。所以在 CM_q 系中

$$q_\pi = q_p; \text{ 而 } P_p = \frac{3}{2} P_\pi$$

与 CM 系不同。 CM_q 系的总能为:

$$E = \varepsilon_\pi + \varepsilon_p = \sqrt{m_\pi^2 + P_\pi^2} + \sqrt{m_p^2 + \left(\frac{3}{2} P_\pi\right)^2}$$

与 CM 系中相应总能 $\sqrt{s} = \sqrt{(\varepsilon_\pi + \varepsilon_p)^2 - \frac{1}{4} P_\pi^2}$ 的关系为:

$$\frac{E}{\sqrt{s}} = \frac{\varepsilon_\pi + \varepsilon_p}{\sqrt{(\varepsilon_\pi + \varepsilon_p)^2 - \frac{1}{4} P_\pi^2}},$$

取 π 介子质量 $m_\pi = 0.140\text{GeV}$; 质子质量 $m_p = 0.938\text{GeV}$ 即得

$$E \approx \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{25 + \frac{36}{s - 1.5}}}} \sqrt{s}, \quad (5)$$

当 $\sqrt{s} > 4\text{GeV}$ 时, $E \approx \frac{5}{2\sqrt{6}} \sqrt{s} = 1.02 \sqrt{s}$ 。

对 Kp 碰撞,进行同样分析并取 $m_K = 0.494\text{GeV}$ 即得

$$E \approx \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{25 + \frac{28}{s - 2.4}}}} \sqrt{s}, \quad (5)'$$

当 $\sqrt{s} > 5\text{GeV}$ 时, $E \approx \frac{5}{2\sqrt{6}} \sqrt{s} = 1.02 \sqrt{s}$ 。

对 pp 碰撞,束粒子与靶粒子都含三个价层子,显然 CM_q 系与 CM 系重合, $E = \sqrt{s}$ 。

因此, CM_q 系的总释放能 $Q = E - m_a - m_b$ (m_a 、 m_b 分别为束粒子与靶粒子之静质量)与 CM 系的总能 \sqrt{s} 的关系,在介子-重子及重子-重子碰撞中是不同的。

例如,对

$$\pi p \text{ 碰撞: } Q = E - m_\pi - m_p, \quad (6)$$

$$Kp \text{ 碰撞: } Q = E - m_K - m_p, \quad (6)'$$

上两式中之 E , 分别按 (5) 及 (5)' 算出

$$pp \text{ 碰撞: } Q = \sqrt{s} - 2m_p. \quad (6)''$$

另外,根据前面讨论的结果,由于入射粒子的总释放能 Q 也可以看成由入射粒子的价层子(或反层子)所平均携带,因此, πp 、 Kp 碰撞时,两个人射层子碰撞时所能提供多重

产生的释放能将为 $2/5Q$, 即:

$$\gamma_{\pi p} = \gamma_{Kp} = \frac{2}{5}.$$

对于 pp 碰撞, 同样的讨论则得

$$\gamma_{pp} = \frac{1}{3}.$$

所以, 如果 (4) 式中的 $\beta = \frac{1}{b'} = \frac{\gamma}{2\varepsilon_g}$ 是由 pp 碰撞定出, 则对于 πp 、 Kp 碰撞, 因为其

$$\beta' \equiv \frac{\gamma_{\pi p}}{2\varepsilon_g} = \frac{\gamma_{\pi p}}{\gamma_{pp}} \frac{\gamma_{pp}}{2\varepsilon_g},$$

只需代以

$$\beta' = \frac{\gamma_{\pi p}}{\gamma_{pp}} \beta = \frac{6}{5} \beta. \quad (7)$$

三、参数 α 、 β 的确定

$N(Q)$ 函数中的两个参数, 需要由实验确定. pp 碰撞产生的带负电强子的平均多重数 $\langle n_- \rangle$, 与 N 的关系最直接, 而且测量时本底带来的误差小. N 与气泡室测量的 $\langle n_- \rangle_b$ 、电子学工具测量的 $\langle n_- \rangle_e$ 之间的对应关系, 已由文献 [9] 给出:

对于 $N = 1-15$ 的范围, 可以表示成:

$$\left. \begin{aligned} \langle n_- \rangle_b &= 0.57N (\pm 5\%), \\ \langle n_- \rangle_b &= 1.125 (\pm 0.5\%), \\ \langle n_- \rangle_e & \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

或写成: $N = 1.75 \langle n_- \rangle_b = 1.56 \langle n_- \rangle_e$,

其中脚标 b 表示用气泡室测量的, e 表示用电子学工具测量的.

为了尽可能准确地确定参数, 应该采用最可靠的 $\langle n_- \rangle$ 实验数据, 即根据直接测量的各种负强子平均多重数相加起来得出的 $\langle n_- \rangle$ 值. 但现在只在很少的几个能量下进行过各种负强子平均数的测量, 我们采用目前公认较可靠的、能量间距又较大的三组数据^[10,11]:

s (GeV ²)	Q (GeV)	$\langle n_{\pi^+} \rangle$	$\langle n_{\pi^-} \rangle$	$\langle n_{K^+} \rangle$	$\langle n_{K^-} \rangle$	$\langle n_p \rangle$	$\langle n_{\bar{p}} \rangle$	$\langle n_- \rangle$	$\langle n_{ch} \rangle$
46.8	4.97	1.89	1.08	0.13	0.033	1.64	0.0040	1.12 _b	4.777
960	29.9	4.04	3.44	0.40	0.29	1.34	0.11	3.84 _e	9.62
2025	42.7	4.63	4.04	0.46	0.34	1.41	0.15	4.53 _e	11.03

用 (8) 式算出三个 $Q-N$ 值:

$$Q = 4.97; \quad N = 1.96 \quad (\pm 5\%);$$

$$Q = 29.9; \quad N = 5.99 \quad (\pm 5\%);$$

$$Q = 42.7; \quad N = 7.07 \quad (\pm 5\%).$$

代入 (3) 式, 得到两组合理的 a' 、 b' 值, 取其平均, 得:

$$\left. \begin{aligned} a' &= 1.66, \\ b' &= 0.447(\text{GeV}), \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

由此得(4)式中的参数 α 、 β 为:

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \frac{a'}{2b'} = 1.86, \\ \beta &= \frac{1}{b'} = 2.24(\text{GeV}^{-1}), \end{aligned} \right\} \quad (9)'$$

Q 以 GeV 为单位, 重子-重子碰撞的 $N(Q)$ 公式为:

$$N = (3.46 + 2.24Q)^{\frac{1}{2}} - 1.86, \quad (10)$$

对于介子-重子碰撞, 相应以(7)式代入, 其 $N(Q)$ 公式为:

$$N = \left(3.46 + \frac{6}{5} \times 2.24Q\right)^{\frac{1}{2}} - 1.86. \quad (11)$$

由于用实验 $\langle n_- \rangle$ 值确定 α 、 β 的过程中, 从(8)中带进 $\pm 5\%$ 的误差, 因此, 按(10)式和(11)式由 Q 计算 N 时, 也允许 N 有 $\pm 5\%$ 的误差.

四、与 $\langle n_{\text{ch}} \rangle$ 实验资料的比较

在多重产生的层子模型中, 任何终态强子的多重数都是 N 的单值函数^[9]. 因此, 原则上可以用我们的 $N(Q)$ 公式算出任何能量下产生的各种强子产额, 去与实验比较, 以检验本文提出的机制. 但目前各种能量下的高能碰撞实验, 绝大多数只测量了带电强子的平均多重数 $\langle n_{\text{ch}} \rangle_{\text{实}}$. 文献[1]全面收集了迄今得到的 $\langle n_{\text{ch}} \rangle_{\text{实}}$ 实验资料, pp 碰撞的 $\langle n_{\text{ch}} \rangle_{\text{实}}$, 从实验室动量 $P_L = 4\text{GeV}/c$ 直到 $12300\text{GeV}/c$, 包括广阔的能区, 除宇宙线超高能的几个数据外, 测量都较准确. $\pi^{\pm}p$ 和 $K^{\pm}p$ 碰撞的 $\langle n_{\text{ch}} \rangle_{\text{实}}$ 也较丰富. 其它粒子碰撞的 $\langle n_{\text{ch}} \rangle_{\text{实}}$ 则能区窄, 误差大. 现在把我们理论所预言的 pp、 $\pi^{\pm}p$ 、 $K^{\pm}p$ 的 $\langle n_{\text{ch}} \rangle_{\text{理}}$ 与这些实验资料进行比较.

对于 pp、 $\pi^{\pm}p$ 、 $K^{\pm}p$ 高能非弹性碰撞, 始态的两个强子都是带电粒子, 新产生的带电强子了, 由于电荷守恒, 正负各半, 故末态平均带电多重数:

$$\langle n_{\text{ch}} \rangle = 2\langle n_- \rangle + 2. \quad (12)$$

利用 N 和 $\langle n_- \rangle$ 的关系(8)式, 注意到绝大多数 $\langle n_{\text{ch}} \rangle_{\text{实}}$ 来自气泡室测量, 得:

$$\langle n_{\text{ch}} \rangle_{\text{理}} = 2 \times 0.57N + 2 = 1.14N + 2, \quad (13)$$

式中的 N , 对 pp 和 $\pi^{\pm}p$ 、 $K^{\pm}p$ 碰撞分别由(10)式和(11)式计算. 实验资料全部引自文献[1]. 比较结果如下:

1. pp 碰撞

(i) P_L 由 $4\text{GeV}/c$ — $1500\text{GeV}/c$ 加速器能量下的所有 38 个实验数据中, 34 个数据完全在误差范围内与 $\langle n_{\text{ch}} \rangle_{\text{理}}$ 一致. 能量最低的三个数据与 $\langle n_{\text{ch}} \rangle_{\text{理}}$ 的微小偏离是预料到的, 因为这时 $N < 1$, (8)式需要修正, 在这样广阔能量范围内 $\langle n_{\text{ch}} \rangle_{\text{理}}$ 与 $\langle n_{\text{ch}} \rangle_{\text{实}}$ 一致, 是其它模型都没能做到的. 也表明在这个能量范围内, 多重产生的根本机制相同. 不少文献(如[1]、[11]等)根据已有模型都不能统一描写整个能区上 $\langle n_{\text{ch}} \rangle_{\text{实}}$ 的能量变化, 就怀疑 100

GeV/c 以下有某种“低能效应”或“阈效应”引起了不同机制, 是没有根据的。

(ii) 属于宇宙线的五个 $\langle n_{ch} \rangle_{\text{实}}$ 数据, 有四个与 $\langle n_{ch} \rangle_{\text{理}}$ 不符, 可能有两个原因。首先, 这五个 $\langle n_{ch} \rangle_{\text{实}}$ 值来自不同的宇宙线实验组^[1], 实验及数据处理方法的不同造成了明显人为的不规则涨落。其次 (13) 式所用的关系式 (8), 本来只适用于 $N \leq 15$, 我们外推它计算这几个点时未加修正。但文献 [8] 根据较多的宇宙线超高能 $\langle n \rangle$ 的数据指出, $\langle n \rangle$ 随能量的变化应在 $s^{1/2}$ 和 $s^{1/4}$ 之间。超高能资料的这一趋势与我们 $N(Q)$ 关系的结果则完全一致。图 1 给出 pp 碰撞的 $\langle n_{ch} \rangle_{\text{理}}-Q$ 曲线及 [1] 中全部 $\langle n_{ch} \rangle_{\text{实}}$ 点的比较。图 2 给出超高能 $\langle n \rangle_{\text{实}} \sim s$ 分布与各种 $\langle n \rangle_{\text{理}}$ 曲线的比较。

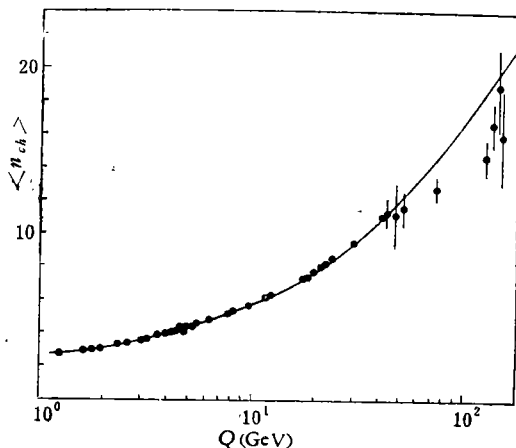


图 1 pp 碰撞的 $\langle n_{ch} \rangle_{\text{实}}$ 与 $\langle n_{ch} \rangle_{\text{理}}$ 的比较, 实线为理论曲线

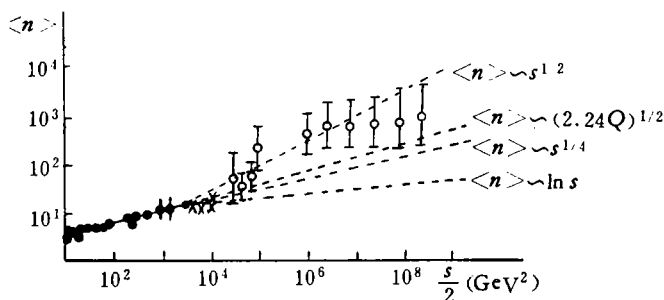


图 2 宇宙线给出的平均多重数 $\langle n \rangle-s$ 关系的趋势^[8], \times, \bar{x} 为实验点, 我们的 $N(Q)$ 关系给出的 $\langle n \rangle-s$ 关系在 $s^{1/4}$ 与 $s^{1/2}$ 两系渐近线之间

2. π^+p 和 K^+p 碰撞(见图 3)

(i) 对 π^+p, K^+p 碰撞, $\langle n_{ch} \rangle_{\text{实}}$ 在误差范围内全部与 $\langle n_{ch} \rangle_{\text{理}}$ 相符。

(ii) 对 π^-p, K^-p 碰撞, 当 $N \geq 2$ 以后 $\langle n_{ch} \rangle_{\text{实}}$ 在误差范围内全部与 $\langle n_{ch} \rangle_{\text{理}}$ 符合。当 $N < 2$ 时, $\langle n_{ch} \rangle_{\text{实}} < \langle n_{ch} \rangle_{\text{理}}$ 。这可能由于能量低时 π^- 或 K^- 与靶质子之间的电荷交换效应不能忽略, 而我们计算所用的 $\langle n_{ch} \rangle_{\text{理}} = 2\langle n_- \rangle + 2$, 并未考虑电荷交换效应, 电荷交换效应将使上式中所加的常数 < 2 , 使 $\langle n_{ch} \rangle_{\text{理}}$ 变小。

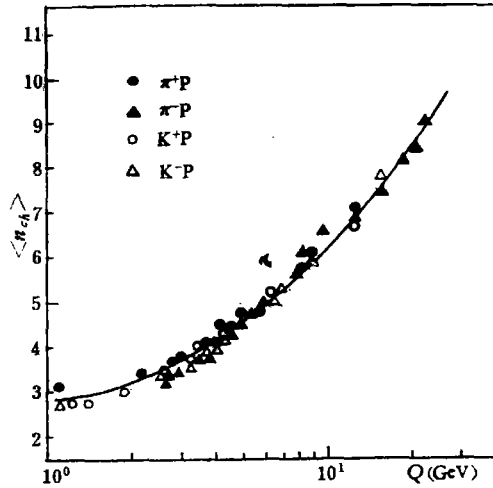


图3 $\pi^\pm p$ 、 $K^\pm p$ 碰撞的 $\langle n_{ch} \rangle_{\text{实}}$ 与 $\langle n_{ch} \rangle_{\text{理}}$ 的比较实线为理论曲线

五、介子-介子与质子-质子 $\langle n_{ch} \rangle$ - Q 关系的差别

现在大家都注意到这一重要现象：对不同类型粒子的非弹性碰撞，它们的 $\langle n_{ch} \rangle_{\text{实}}$ 都是 CM 系释放能 Q' 的普适函数。但都没注意它们之间有什么差别，为什么有差别？

从我们在第二节中进行的分析则清楚看到，虽然新激发 N 对层子及相应胶子的机制与入射粒子类型无关，但结构不同的入射粒子将对多重产生提供出不同的初始条件：在同样的 CM 系总释放能 Q' 值下，与多重产生直接相关的 CM_q 系的 Q 值可能不同；其中能用于产生新的层子对和胶子键的部分 γ 也可能不同。因此，对于 pp 碰撞：

$$\langle n_{ch} \rangle = 1.14(3.46 + 2.24Q)^{\frac{1}{2}} + 0.14, \tag{14}$$

对于 $\pi^\pm p$ 、 $K^\pm p$ 碰撞则为

$$\langle n_{ch} \rangle = 1.14 \left(3.46 + \frac{6}{5} \times 2.24Q \right)^{\frac{1}{2}} + 0.14, \tag{14}'$$

而且这时 $Q \approx 1.02 \sqrt{s} - m_\pi$ (或 m_K) - $m_p \approx Q'$ 。

可见，应该有：

(i) 当 \sqrt{s} 小时，由于介子-质子 CM 系与 CM_q 系的差别可忽略， $Q' \approx Q$ 。同时

$$\sqrt{3.46 + 2.24Q} \approx \sqrt{3.46 + \frac{6}{5} \times 2.24Q}.$$

因而同一 Q' 的 pp 与 $K^\pm p$ 、 $\pi^\pm p$ 碰撞的 $\langle n_{ch} \rangle$ 近似相等。这正是大家已经注意到的现象。

(ii) 实际上 $\sqrt{3.46 + \frac{6}{5} \times 2.24Q} \approx \sqrt{3.46 + 2.24Q}$ (除非 $Q = 0$)。而且其差值随

1) 本工作完成后，看到 Anisovich 从介子、质子层子结构出发讨论 $\pi^\pm p$ 与 pp 碰撞 $\langle n_{ch} \rangle$ 差别的工作 [14]。他们沿用只适用于 $P_L > 100 \text{ GeV}/c$ 的半经验关系 $\langle n_{ch} \rangle = a + b \ln s$ ，预言 $P_L = 100 - 500 \text{ GeV}/c$ 时，将有 $\langle n_{ch} \rangle_{\pi^\pm p} - \langle n_{ch} \rangle_{pp} \approx 0.4$ 的差别。但未能象本文那样，从理论的 $N(Q)$ 关系出发，对这种差别随能量的变化关系作出系统的预言。

Q 的增加而增加。因此预料 $\pi^\pm p$ 、 $K^\pm p$ 的 $\langle n_{ch} \rangle$ ，将系统高于同样 Q 值时 pp 的 $\langle n_{ch} \rangle$ 值。而且这种偏离将正比 \sqrt{Q} 增大。在 $\pi^\pm p$ 、 $K^\pm p$ 、 pp 的情况下，由于 $\langle n_{ch} \rangle_{\text{实验}}$ 能区大、误差小，应该能观察到这种细致而又明显的规律性差别。

(iii) 把 $\pi^\pm p$ 、 $K^\pm p$ 的 Q 值缩小 $6/5$ 倍以后所对应的 $\langle n_{ch} \rangle$ 值，应与 pp 碰撞的 $\langle n_{ch} \rangle - Q$ 关系相同。这是由于介子-质子碰撞时，入射层子带来的释放能比 pp 碰撞时大 $6/5$ 倍，因而产生同样 $\langle n_{ch} \rangle$ 所需总 Q 值比 pp 时小 $6/5$ 。因此，当把 $\langle n_{ch} \rangle_{\text{实验}} - Q$ 图形中的 $\pi^\pm p$ 、 $K^\pm p$ 的 $\langle n_{ch} \rangle$ 值换成对 $6/5Q$ 作图时，所有实验点应落到 pp 碰撞 $\langle n_{ch} \rangle_{\text{实验}}$ 实验点同一条曲线上。

在图 4 中，我们先按通常做法，把 pp 、 $K^\pm p$ 、 $\pi^\pm p$ 的 $\langle n_{ch} \rangle_{\text{实验}}$ 相对 Q' 画出(图中 \bullet 、 \square 、 \diamond 点)，再把 $\pi^\pm p$ 、 $K^\pm p$ 的 $\langle n_{ch} \rangle_{\text{实验}}$ 相对 $6/5Q$ 画出(图中 \blacksquare 、 \blacklozenge 点)。由图清楚看出，事实完全证实了上述预言。

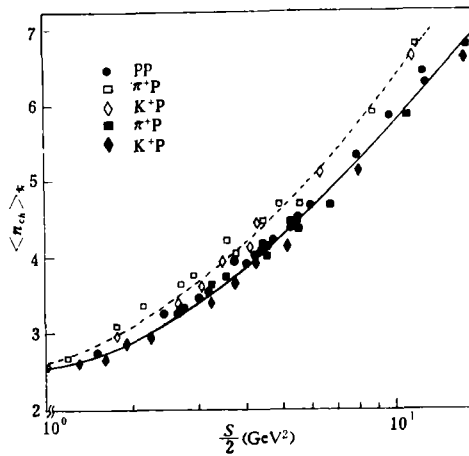


图 4 入射粒子的层子结构对 $\langle n_{ch} \rangle - Q$ 关系的影响

六、结 束 语

本文提出的层子-胶子协同产生机制，不仅克服了多重产生层子模型中一些基本困难，而且定量解释了现有加速器能区 pp 、 $\pi^\pm p$ 、 $K^\pm p$ 的全部 $\langle n_{ch} \rangle$ 实验规律，还正确给出了长寿命强子的绝对产额及其随入射能量的变化^[16]。表明这种机制是确有可能的。在 $N(Q)$ 函数中的两个参数，反映多重产生时给予每个新生层子(或反层子)及胶子键的平均能量，其数值显然灵敏依赖于确定这些参数的实验数据。本文从实验定出 $\epsilon_q = 235\text{MeV}$ ； $\epsilon_g = 78\text{MeV}$ 。最近文献 [15] 得到非奇异层子(或反层子)的有效质量 $m_u = m_d \sim 140\text{MeV}$ ，奇异层子(或反层子)的 $m_s \sim 670\text{MeV}$ 。文献 [9、12] 得到多重产生中 s 层子对的产生几率为非奇异层子的 0.4 倍，由此得出产生的层子平均有效质量 $m \sim 230\text{MeV}$ ，略小于我们的 ϵ_q 值。 ϵ_g 的存在在我们的机制中是非常重要的，但现在很难与其它结果比较。从 (2) 式看到，在我们的机制中，虽然 $\epsilon_g \simeq \frac{\epsilon_q}{3}$ ，但胶子的总能量占中心区总能量 γQ 的比率，迅速

随 $\frac{N(2N-1)}{2N}$ 增长, 当中心区的 $\langle n_{ch} \rangle_{\#} \sim 3$ 时, 胶子的能量即占中心区总能量的一半左右。

作者感谢余寿绵、何祚麻、王政之同志进行的讨论。

参 考 文 献

- [1] E. Albini et al., *Nuovo Cimento*, **32A** (1976), 101.
- [2] 谢去病, 山东大学学报, **3** (1960), 26.
- [3] V. V. Anisovich, V. M. Shekhter, *Nucl. Phys.*, **B55** (1973), 455.
- [4] H. Kirk et al., *Nucl. Phys.*, **B128** (1977), 397.
- [5] J. Bartke et al., *Nucl. Phys.*, **B118** (1977), 360.
- [6] G. Janesio et al., *Nucl. Phys.*, **B114** (1977), 1.
- [7] H. Grasslir et al., *Nucl. Phys.*, **B132** (1978), 1.
- [8] И. В. Андреев, И. М. Дремин, *УФН*, **122**, В1 (1977), 37.
- [9] V. N. Gumann, V. M. Shekter, *Nucl. Phys.*, **B99** (1975), 523.
- [10] M. Antinucci et al., *Lett. Nuovo Cimento*, **6** (1973), 121.
- [11] R. Slansky, *Phys. Reports V110* **3** (1974), 101.
- [12] В. Н. Гуман, В. М. Шехтер, *Ядерная Физика*, **24**, 3 (1976), 647.
- [13] M. Deutchann, Proc. of the Amsterdam Intern. Conference of Elementary Particles (1972), 153.
- [14] В. В. Анисович, *Ядерная Физика*, **27**, 5 (1977), 108.
- [15] J. F. Guinon et al., *Phys. Rev. Lett.*, **63B** (1976), 81.
- [16] 谢去病, pp 碰撞中次级强子绝对产额与 $L=1$ 介子产生规律, (未发表).

STRATO-GLUON MECHANISM FOR HADRONIC MULTIPLE PRODUCTION AND AVERAGE CHARGED MULTIPLICITY

XIE QU-BING

(Shandong University)

ABSTRACT

By assuming that in a high energy hadronic collision process, N pairs of stratoms are produced together with gluons, the number of which is supposed to be proportional to the number of "bonds" between any two stratoms, we are able to get a relation between the Q -value and the number of pairs $N: N = (\alpha^2 + \beta Q)^{\frac{1}{2}} - \alpha$.

The average charged multiplicity $\langle n_{ch} \rangle_{\text{theo}}$ is calculated, and is compared with the experiments. The data of pp , $\pi^{\pm}p$, $K^{\pm}p$ collisions all coincide with the theoretical curve in a wide range of energies. The deviation between the energy vs. charged multiplicity relations for meson-proton and proton-proton collision processes are explained quantitatively. The average straton mass estimated from the theory is in good agreement with that given by other authors.