

# 胶子辐射效应对形成乳胶室团状结构现象的影响

郭可尊 丁林垵

(中国科学院高能物理研究所)

## 摘 要

夸克-夸克散射机制已被证明是形成乳胶室团状结构现象的原因之一。这里,采用一种近似的  $Q^2$  依赖方法,计入胶子参与的物理过程,以研究胶子辐射效应对形成乳胶室团状结构现象的影响。叙述了计算的方法并给出了 Monte-Carlo 模拟的结果。

## 一、引 言

工作[1]、[2]采用夸克-夸克散射模型<sup>[3]</sup>于  $10^{15}-10^{16}$ eV 能区的宇宙线强子作用,通过这种作用在大气层中传播的 Monte-Carlo 模拟,定性地证明: 夸克硬散射所形成的大横动量(以下称大  $P_T$ )强子喷注,是形成乳胶室双团型事例的原因之一。

工作[3]指出,在解释  $10^{12}$ eV 能区加速器大  $P_T$  实验的主要特征时,夸克-夸克散射模型是成功的。但当实验作细了,再用这个模型解释某些物理量的关联,解释另侧喷注(away side jet)的具体结构时,就不大成功了<sup>[4]</sup>。这是因为,上述模型没有计入胶子参与的物理过程。按照 QCD 理论,在组元粒子次过程中必须计入胶子辐射所引起的修正,包括硬散射次过程前后,夸克韧致辐射胶子,胶子产生正反夸克对等效应。这些效应,表现为强子中夸克、胶子的分布函数,夸克、胶子的碎裂函数以及有效耦合常数对  $Q^2$  的依赖( $Q^2$  是碰撞过程的某个特征动量)。计入这些效应之后, QCD 很好地描写了加速器强子碰撞实验的大  $P_T$  现象<sup>[4]</sup>。

宇宙线实验涉及更高的能量和更大的动量传递, QCD 微扰论应该更为适用。为了分析超高能区的大  $P_T$  现象,应该把 QCD 所描写的大  $P_T$  过程纳入超高能宇宙线传播的 Monte-Carlo 模拟。但是,由于上面提到的  $Q^2$  依赖,给散射和碎裂过程几个主要随机量的取样带来很大困难。这就是近年来 QCD 大  $P_T$  过程一直未被引入宇宙线超高能作用的模拟计算的主要原因。这里,我们在模拟计算中计入胶子参与的过程,近似地采用平均  $Q^2$  代替真实  $Q^2$ ,目的是和工作[1]、[2]的结果相比较,估计胶子辐射效应对形成乳胶室团状

结构现象的影响。

## 二、方 法

在以下叙述中,分别以  $g, q$  表示胶子和夸克。

### 1. 部分子硬散射产生大 $P_T$ 喷注的总截面

超高能 NN 和  $\pi N$  (N 表示核子) 作用中, 通过  $q-q, q-g, g-g$  硬散射产生大  $P_T (\geq 2\text{GeV}/c)$  喷注的总截面, 应该用 QCD 计算。本工作开始时, 还没有得到这个截面, 仍沿用 Feynman 等用夸克-夸克散射给出的截面值并外推至超高能区, 具体见[1]。

### 2. 强子碰撞能区和平均 $Q^2$

取初级宇宙线粒子为质子, 积分谱为  $I(>E_0) \propto E_0^{-1.7}$ 。为在 5500m 甘巴拉山高度得到总观测能量  $\sum E_\gamma \geq 100\text{TeV}$  的  $\gamma$  族, 初级质子的能量应取自  $3 \times 10^{14}\text{eV} - 10^{16}\text{eV}$ 。乳胶室  $\gamma$  线的观测阈能为  $2\text{TeV}$ , 故室上方最后一次强子碰撞的下限能量可取为  $10\text{TeV}$ 。所以, 在模拟中要处理的强子碰撞, 分布在  $10^{13} - 10^{16}\text{eV}$  能区。

$Q^2$  有不同的取法。我们取

$$Q^2 = x_a x_b S \quad (1)$$

其中  $x_a, x_b$  分别是部分子  $a, b$  在碰撞强子质心系的动量份额,  $S$  是强子质心系的总能量平方。由于  $x_a x_b S = \hat{s}(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u})$  是次过程  $a + b \rightarrow c + d$  的 Mandelstam 变量), 能量守恒又给出  $\hat{s} \geq 4P_T^2$  ( $P_T$  是散射后部分子的横动量, 即喷注横动量), 我们得到

$$Q^2 \geq 4P_T^2. \quad (2)$$

在  $P_T \geq 2\text{GeV}/c$  区域, 可以用幂律表示  $P_T$  的分布, 幂指数随初能增加而减小。假设超高能区  $P_T$  的分布为  $P_T^{-4}$ , 则在  $P_T \geq 2\text{GeV}/c$  的区域,  $\langle P_T \rangle \simeq 3\text{GeV}/c$ 。由 (2),  $\langle Q^2 \rangle \geq 36 (\text{GeV}/c)^2$ 。在本计算中, 我们取  $\langle Q^2 \rangle = 70 (\text{GeV}/c)^2$ 。

### 3. N、 $\pi$ 中夸克和胶子的分布函数

工作[5]在解释  $10^{14}\text{eV}$  的宇宙线实验现象时, 采用了一组参量化分布函数:

$$G_q(x, Q^2) = G_q^{\text{FF}}(x) \cdot \exp[\alpha(x) + \beta(x) \ln Q^2/Q_0^2], \quad (3)$$

$$G_g(x, Q^2) = G_g(x) \cdot \exp[\alpha(x) + \beta(x) \ln Q^2/Q_0^2],$$

其中  $G_q(x, Q^2)$  是夸克在强子中的分布函数,  $q$  分别取  $u, d, s, \bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$  夸克。  $G_q^{\text{FF}}(x)$  表示 Field 和 Feynman (简称 FF) 的夸克分布函数<sup>[6]</sup>。  $G_g(x, Q^2)$  是胶子在强子中的分布函数。  $G_g(x)$  取作

$$G_g(x) = \begin{cases} 3(1-x)^2/x, & \text{对 N.} \\ 2(1-x)^3/x, & \text{对 } \pi. \end{cases} \quad (4)$$

(3) 中,  $\alpha(x), \beta(x)$  分别为

$$\alpha(x) = 2.1x^2 - 0.13x + 0.83 \sqrt{x} - 0.34^4 \sqrt{x} - 0.083,$$

$$\beta(x) = 0.19x - 1.2 \sqrt{x} + 0.49^4 \sqrt{x} + 0.12. \quad (5)$$

本工作即采用这一组分布函数, 并取  $Q_0^2 = 4(\text{GeV}/c)^2$ .

#### 4. 夸克和胶子的碎裂函数

同样地, 分别取夸克和胶子的碎裂函数为:

$$\begin{aligned} D_q(Z, Q^2) &= D_q^{\text{FF}}(Z) \cdot \exp[\alpha(Z) + \beta(Z) \ln Q^2/Q_0^2], \\ D_g(Z, Q^2) &= D_g^{\text{FF}}(Z) \cdot \exp[\alpha(Z) + \beta(Z) \ln Q^2/Q_0^2]. \end{aligned} \quad (6)$$

其中

$$D_g(Z) = 4(1-Z)^3/Z, \quad (7)$$

$$\alpha(Z) = 0.7Z^2 - 0.13Z + 0.83\sqrt{Z} - 0.34\sqrt{Z} - 0.083, \quad (8)$$

$$\beta(Z) = 0.19Z - 1.2\sqrt{Z} + 0.49\sqrt{Z} + 0.12,$$

$$Q_0^2 = 4(\text{GeV}/c)^2.$$

#### 5. 有效耦合常数和散射截面

有效耦合常数

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{33 - 2n_f} \frac{1}{\ln(Q^2/\Lambda^2)}, \quad (9)$$

这里  $n_f$  是夸克味的数目(我们取  $n_f = 3$ ), 质量标度  $\Lambda$  取  $0.4\text{GeV}/c$ . 将  $\langle Q^2 \rangle = 70(\text{GeV}/c)^2$  代入,  $\alpha_s(\langle Q^2 \rangle) = 0.23$ .

用乳胶室观测宇宙线超高能作用, 一般只能记录质心系向前小角度区的次级粒子. 这时, 一般有  $\hat{s}, -\hat{u} \gg -\hat{t}^{[5]}$ , QCD 描写的  $a + b \rightarrow c + d$  过程的散射截面可以化简为

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} \simeq T \frac{\pi\alpha_s^2(Q^2)}{\hat{t}^2}, \quad (10)$$

其中,  $T$  是数值常数, 唯有它依赖于过程类型:

$$T = \begin{cases} 8/9 & \text{对 } qq \rightarrow qq, \quad q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}, \\ 0 & \text{对 } q\bar{q} \rightarrow gg, \quad gg \rightarrow q\bar{q}, \\ 2 & \text{对 } gq \rightarrow gq, \quad g\bar{q} \rightarrow g\bar{q}, \\ 9/2 & \text{对 } gg \rightarrow gg. \end{cases} \quad (11)$$

#### 6. 部分子硬散射过程的模拟

在每一次强子碰撞中, 由大  $P_T$  喷注总截面与强子碰撞总截面之比值, 决定发生大  $P_T$  部分子散射过程的几率. 在大  $P_T$  过程发生时, 又按 (11) 给出的  $T$  值判定过程的类型. 接着, 由胶子或夸克的分布函数 (3) 对  $x_a, x_b$  取样, 由散射截面 (10) 对  $\hat{t}$  取样, 并用碎裂函数 (6) 处理胶子或夸克碎裂为强子喷注的过程.

其余的模拟、跟踪方法与工作 [1] 相同.

### 三、结 果

模拟计算共得到  $\sum E_\gamma \geq 100\text{TeV}$  的  $\gamma$  族 295 个. 经过靶图扫描, 发现确有相似于实验的双团以及多团结构事例. 仍取 Chacaltaya 实验组判断双团事例的标准:

表1 模拟得到的满足条件(12)的二团结构事例

事例号	$E_1(\text{TeV})$	$E_2(\text{TeV})$	$R_{12}(\text{cm})$	$\chi_{12}(\text{TeV} \cdot \text{cm})$	是否由强子喷注形成
1-49	24.7	82.5	4.0	180.6	是
3-56	307.8	13.5	3.3	212.7	是
4-41	39.2	86.7	3.6	209.9	否
4-126	142.2	6.7	4.2	129.6	是
8-3	30.0	154.1	3.0	203.9	是
10-10	206.8	5.1	5.4	175.4	是
13-59	63.6	26.0	3.0	122.0	是
14-252	31.6	251.4	2.0	178.2	否
15-64	453.9	4.5	4.4	198.9	否
15-194	209.8	3.4	6.9	184.3	是
16-58	35.3	99.4	1.7	100.7	是

$$E_1 + E_2 \geq 80\text{TeV}, R_{12} \geq 5\langle r_1 \rangle \text{ 及 } 5\langle r_2 \rangle, \quad (12)$$

$$\chi_{12} = \sqrt{E_1 E_2} \cdot R_{12} \geq 100\text{TeV} \cdot \text{cm},$$

其中  $E_1$ 、 $E_2$  分别是两个团的能量， $\langle r_1 \rangle$ 、 $\langle r_2 \rangle$  分别是两个团的能量计权平均半径， $R_{12}$  是两团能量中心的距离。按照(12)，挑出  $\gamma$  族 11 个(表1)。我们看到，双团事例在总的  $\gamma$  族事例中约占4%，其中 $\sim 3/4$  由部分子硬散射形成。

#### 四、结论和讨论

1. 本工作所得到的双团事例，与工作[1][2]所得到的同类事例具有相同的形态和特征，即一般有一个团是由大  $P_T$  的部分子碎裂形成。

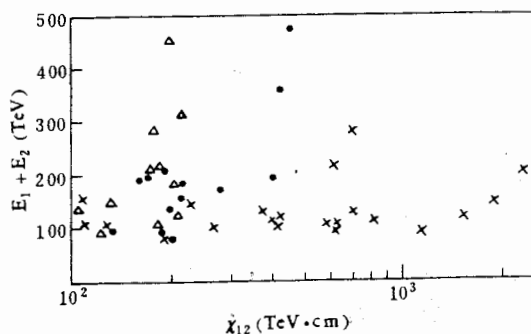


图1 二团结构事例的  $E_1 + E_2$  与  $\chi_{12}$  的关系  
 ×——实验，Chacaltaya 组；●——夸克-夸克  
 散射模型，工作[1]；Δ——计入胶子辐射效  
 应，本工作

2. 图1表示本工作给出的双团事例的  $E_1 + E_2$  与  $\chi_{12}$  的关系。图中同时标出了实验和工作[1]给出的事例。和工作[1]相比较，这里的  $\langle E_1 + E_2 \rangle$  由 49.1TeV 降为 44.1TeV， $\langle \chi_{12} \rangle$  由 241TeV·cm 降为 164TeV·cm，事例率也略有减少。这是因为计入胶子韧致辐射

效应之后, 分布函数和碎裂函数都随  $Q^2$  增大而变陡, 于是, 低动量部分子出现的几率增大, 喷注中强子的平均数目增多, 平均动量减小, 导致团的能量有所下降, 双团事例率有所降低. 所以, 上述量的差别, 正是由胶子辐射引起的.

3. 本工作计算阶段结束后, 工作[7]给出了超高能下 QCD 大  $P_T$  喷注总截面, 比本工作所用的总截面大得多. 使用新的总截面, 预期可以在模拟中获得较多的双团事例, 包括一部分  $\chi_{12}$  值较大的事例. 但是实验上观察到的少量  $\chi_{12}$  很大的事例(例如  $\chi_{12} \sim 3000 \text{TeV} \cdot \text{cm}$ ), 估计仍不能被 QCD 大  $P_T$  喷注所解释, 它们可能联系于未知的更大  $P_T$  产生的过程.

吴济民同志对本工作提出了很有帮助的建议, 谨表示感谢.

### 参 考 文 献

- [1] 丁林垲、朱清棋、郭可尊, 高能物理与核物理, 6(1982), 657.
- [2] 丁林垲、荆贵茹, 高能物理与核物理, 7(1983), 129.
- [3] R. P. Feynman, R. D. Field, G. C. Fox, *Nucl. Phys.*, B128(1977), 1.
- [4] R. P. Feynman, R. D. Field, G. C. Fox, *Phys. Rev.*, D18(1978), 3320.
- [5] T. Shibata, *Phys. Rev.*, D22(1980), 100.
- [6] R. D. Field, R. P. Feynman, *Phys. Rev.*, D15(1977), 2590.
- [7] L. K. Ding, K. Kasahara, S. Torii, T. Yuda, ICR-Report 107-83-1.

## INFLUENCE OF GLUON RADIATION ON THE FORMATION OF CLUSTER PHENOMENA OBSERVED IN EMULSION CHAMBERS

GUO KE-ZUN DING LIN-KAI

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

### ABSTRACT

The quark-quark scattering mechanism has been shown as one of the sources of cluster phenomena observed in the emulsion chamber experiments. In order to study the influence of gluon radiation on cluster formation, the physical processes involving gluons are included by an approximate  $Q^2$  dependence. The calculation method is described and the results of Monte-Carlo simulation are given.