

色八重态对高能 $\pi-p$ 碰撞过程的贡献*

王秀莲^{1,2} 段春贵^{2,3} 王宏民² 何明中⁴

1(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

2(河北师范大学物理系 石家庄 050016)

3(中国高等科学技术中心(世界实验室) 北京 100080)

4(河北师范大学电子系 石家庄 050031)

摘要 利用 $Q\bar{Q}$ 色八重态产生机制, 计算并讨论了色八重态对高能 $\pi-p$ 碰撞过程的贡献. 发现, 在大 P_T 时, 色八重态的贡献不可忽略, 甚至超过色单态的贡献. 计算结果与未来实验比较, 可以检验色八重态产生机制及 π 介子中的胶子分布函数.

关键词 色八重态 色单态模型 胶子分布函数

1 引言

对于 $Q\bar{Q}$ 的产生和衰变, 传统上一直应用色单态模型^[1] 来描述. 但是, 最近 CDF 组的实验表明, 对于 J/ψ 的产生用色单态模型计算得到的结果并不能和实验相符合, 在 $2\text{GeV} < P_T < 8\text{GeV}$ 时, 实验数据要比用色单态模型计算得到的结果高出约 30—80 倍^[2]; 对于 ψ' 的产生, 色单态模型的预言要比实验值低一个数量级以上^[3]. 所以 $Q\bar{Q}$ 产生机制需要进一步探索. 早在 1993 年, Braaten 和 Yuan 在色单态模型基础上, 提出了碎裂机制^[4], 认为重夸克对是通过大 P_T 部分子碎裂得到的. 对于 J/ψ 产生, 用碎裂机制计算得到的结果和 CDF 联合实验组^[5] 得到的数据基本一致, 但是对于 ψ' , 还是存在所谓的“盈余”问题, 即使包含碎裂机制的贡献, ψ' 的产生截面仍然比实验结果低. 让人们重新考虑 $Q\bar{Q}$ 产生机制的另一个重要原因是 r 的产生, 尽管 r 的横动量很低, 但仍表现出实验值高于理论值, 这也使人们想到还有其它的产生机制^[5,6], 所以 1995 年 E. Braaten 和 S. Fleming 提出了 $Q\bar{Q}$ 的色八重态产生机制^[7]. 色八重态产生机制是建立在非相对论量子色动力学(NRQCD)基础之上的, NRQCD 具有两套标度^[8,9], α_s 和 v (夸克对中夸克的相对速度). 从严格的非相对论场论出发, NRQCD 把各种 $Q\bar{Q}$ 态按 v 展开:

$$|\psi_0\rangle = O(1) |Q\bar{Q} [{}^3S_1^{(1)}]\rangle + O(v) |Q\bar{Q} [{}^3P_J^{(8)}]\rangle +$$

2000-07-18 收稿

* 国家自然科学基金和河北省自然科学基金资助

$$O(v^2) | Q\bar{Q} [^1S_0^{(8)}] \rangle + O(v^2) | Q\bar{Q} [^3S_1^{(1,8)}] gg \rangle + O(v^2) | Q\bar{Q} [^3P_J^{(1,8)}] gg \rangle + \dots$$

如果 $Q\bar{Q}$ 的产生只与 v 的阶次有关, 则当 $v \rightarrow 0$ 时, 上式只剩下第一项, 这一项中 $Q\bar{Q}$ 和产生的末态强子具有相同的量子数, 恢复到色单态模型. 但是考虑到 α_s 的阶次和衰变几率, 其它过程不可忽略, 有时甚至会超过色单态的贡献. 因此, ψ_0 可以通过色单态和色八重态两种渠道产生. 另外, NRQCD 把夸克对的产生和强子化过程分为两个过程, 即长程过程和短程过程. 短程过程是指 $Q\bar{Q}$ 的产生过程, 可以用微扰量子色动力学来计算; 长程过程是指 $Q\bar{Q}$ 形成束缚态的过程, 可以用长程矩阵元来表示, 矩阵元的大小由实验来确定. 这样, 相同的长程过程矩阵元能否用来解释其它高能过程重夸克偶素的产生, 可作为检验色八重态产生机制是否普适的一个标准.

1992 年, M. Glück, E. Reya 和 A. Vogt (GRV) 给出了 π 介子中部分子的分布函数^[10]. 但是, 和自由核子相比, 我们对 π 介子中部分子分布情况的了解仍无太大进展, 所以通过对相关 π 产生过程的研究, 可进一步加深人们对 π 介子中部分子分布情况的认识.

在这篇文章中, 我们利用色八重态产生机制, 使用 GRV 给出的质子、 π 介子的部分子分布函数, 计算了色八重态对 $\pi + p \rightarrow J/\psi + \gamma + X$ 过程的贡献, 发现, 在大 P_T 时, 色八重态的贡献不可忽略, 有时甚至超过色单态的贡献. 计算结果与未来实验数据比较可以检验色八重态产生机制及 π 介子中的部分子分布函数.

2 计算方法

对于 $\pi + p \rightarrow J/\psi + \gamma + X$ 过程, 如果要求大横动量 $J/\psi + \gamma$ 协同产生, 它的费曼图如图 1 所示. 在部分子层次, 到领头阶近似, 只有 $g + g \rightarrow J/\psi + \gamma$ 过程起作用^[11], 其具体子过程 (图 2) 为: $g + g \rightarrow \gamma + c\bar{c} (^3S_1^{(1)}$ 或 $^3S_1^{(8)})$ 和 $g + g \rightarrow \gamma + c\bar{c} (^3S_0^{(8)}$ 或 $^3P_J^{(8)})$.

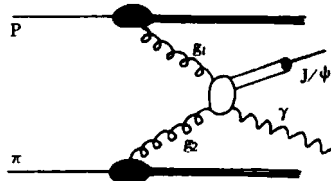


图 1 $\pi + p \rightarrow J/\psi + \gamma + X$ 过程的费曼图

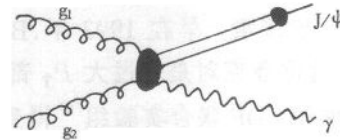


图 2 $g + g \rightarrow J/\psi + \gamma$ 过程的费曼图

在 QCD 领头阶近似下, 如果因子化定理对这个过程适用, 则 $\pi + p \rightarrow J/\psi + \gamma + X$ 过程的微分截面可写为:

$$E \frac{d\sigma}{d^3P} = \iint \frac{G^p(x_a, Q^2) G^\pi(x_b, Q^2)}{x_a x_b} \frac{x_a x_b s}{\pi} \delta(\hat{s} + \hat{t} + a - m_j^2) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} dx_a dx_b, \quad (1)$$

E, P 分别表示 J/ψ 粒子的能量和动量, $G^p(x_a, Q^2), G^\pi(x_b, Q^2)$ 分别是质子中胶子的动量分布函数和 π 介子中的胶子分布函数, x_a, x_b 分别为质子和 π 介子中胶子所携带的动量分数, s 为质心系总能量的平方, $\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}$ 为硬子过程的微分截面. 将(1)对 x_a 积分并运用

动学关系 $E \frac{d\sigma}{d^3P} = \frac{\sin\theta}{2\pi P_T} \frac{d\sigma}{dP_T d\theta}$, 得到

$$\frac{d\sigma}{dP_T d\theta} = \frac{2P_T}{\sin\theta} \int_{x_{b \min}}^1 dx_b \frac{G^p(x_a, Q^2) G^*(x_b, Q^2)}{\left| x_b - \frac{x_T}{2} \tan \frac{\theta}{2} \right|} \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}},$$

其中 $x_T = \frac{2P_T}{\sqrt{s}}$,

$$x_a = \frac{x_T x_b \cot \frac{\theta}{2} + 2m_j^2/s}{2x_b - x_T \tan \frac{\theta}{2}},$$

$$x_{b \min} = \frac{x_T \tan \frac{\theta}{2} + 2m_j^2/s}{2 - x_T \cot \frac{\theta}{2}},$$

θ 是 J/ψ 与入射 π 介子间的夹角. 对 θ 积分, 可得

$$\frac{d\sigma}{dP_T} = \int_0^\pi \int_{x_{b \min}}^1 \frac{2P_T G^p(x_a, Q^2) G^*(x_b, Q^2)}{\sin\theta \left| x_b - \frac{x_T}{2} \tan \frac{\theta}{2} \right|} \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} dx_b d\theta.$$

再对 P_T 积分, 就可得到过程的总截面

$$\sigma = \int_{P_1}^{P_2} \int_0^\pi \int_{x_{b \min}}^1 \frac{2P_T G^p(x_a, Q^2) G^*(x_b, Q^2)}{\sin\theta \left| x_b - \frac{x_T}{2} \tan \frac{\theta}{2} \right|} \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} dx_b d\theta dP_T.$$

上式中积分限 P_1, P_2 受总质心系能量 \sqrt{s} 的限制而取 $P_2 \sim \sqrt{s}$, 考虑到 P_T 截断, 取下限 $P_1 \sim 2\text{GeV}$. 上述子过程的微分截面 $\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}$ 由 P. Ko^[12] 等计算的 $\gamma + g \rightarrow Q\bar{Q} + g$ 的各态的矩阵元

的平方得到, 方法是把 P. KO 等计算的结果中的 s, \hat{t} 交换位置后乘以 $\frac{1}{8}$ 再乘以 $\frac{1}{16\pi s^2}$.

根据 NRQCD 理论,

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} [a(p_1) + b(p_2) \rightarrow (Q\bar{Q})_n(p) + c(p_3) \rightarrow H + c + X] = \frac{1}{C_n M_Q} \frac{d\hat{\sigma}'}{d\hat{t}} \frac{\langle 0 | O_n^H | 0 \rangle}{2J+1},$$

其中 $\frac{d\hat{\sigma}'}{d\hat{t}} = \frac{1}{16\pi s^2} \sum |M[a(p_1) + b(p_2) \rightarrow (Q\bar{Q})_n(p) + c(p_3) \rightarrow H + c + X]|^2$, 所以,

对于 $g + g \rightarrow (c\bar{c})_n + \gamma \rightarrow \gamma + J/\psi + X$ 过程,

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} = \frac{1}{C_n M_Q} \frac{1}{16\pi s^2} \sum |M[g + g \rightarrow (c\bar{c}) [^{2s+1}L_j^{(1,8)}] + \gamma]|^2 \frac{\langle 0 | O_n^{J/\psi} | 0 \rangle}{2J+1}.$$

其中参数

$$C_n = \begin{cases} 2N_c(\text{single}) \\ N_c^2 - 1(\text{color - octet}) \end{cases},$$

$\langle 0 | O_n^{J/\psi} | 0 \rangle$ 是长程矩阵元, 代表从 $c\bar{c} [^{2s+1}L_j^{(1,8)}]$ 到 J/ψ 过程的转变.

对于色单态胶子-胶子融合过程的微分截面,可直接表示为

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(\text{singlet}) = \frac{N_1}{16\pi s^2} \left[\frac{s^2(s-4m_c^2)^2 + \hat{t}^2(\hat{t}-4m_c^2) + a^2(a-4m_c^2)^2}{(s-4m_c^2)(\hat{t}-4m_c^2)(a-4m_c^2)} \right]; \quad (6)$$

$$N_1 = \frac{4}{9}(4\pi\alpha_s^2)(4\pi\alpha)e_c^2 m_c^2 G_1(J/\psi).$$

取 $\alpha = \frac{1}{137}$, $e_c = \frac{2}{3}$, $G_1(J/\psi) = 195\text{GeV}$.

对于色八重态矩阵元,本文取 Beneke, Kramer 用 GRV LO 的部分子分布函数拟合 J/ψ 产生数据而得到的非微扰矩阵元^[13],

$$\langle 0 | O_8^{J/\psi} [{}^3S_1] | 0 \rangle = 1.12 \times 10^{-2} \text{GeV}^3$$

$$\langle 0 | O_8^{J/\psi} [{}^1S_0] | 0 \rangle + \frac{3.5}{m_c^2} \langle 0 | O_8^{J/\psi} [{}^3P_0] | 0 \rangle = 3.9 \times 10^{-2} \text{GeV}^3$$

显然 $\langle 0 | O_8^{J/\psi} [{}^1S_0] | 0 \rangle$ 和 $\langle 0 | O_8^{J/\psi} [{}^3P_0] | 0 \rangle$ 不相互独立,我们取两种极限情况:

(1) ${}^1S_0^{(8)}$ 态饱和情况:

$$\langle 0 | O_8^{J/\psi} [{}^1S_0] | 0 \rangle = 3.9 \times 10^{-2} \text{GeV}^3, \langle 0 | O_8^{J/\psi} [{}^3P_0] | 0 \rangle = 0. \quad (7)$$

(2) ${}^3P_0^{(8)}$ 态饱和情况:

$$\langle 0 | O_8^{J/\psi} [{}^3P_0] | 0 \rangle = 1.11 \times 10^{-2} m_c^2 \text{GeV}^3, \langle 0 | O_8^{J/\psi} [{}^1S_0] | 0 \rangle = 0. \quad (8)$$

并且, $\langle 0 | O_8^{J/\psi} [{}^3P_J] | 0 \rangle = (2J+1) \langle 0 | O_8^{J/\psi} [{}^3P_0] | 0 \rangle$.

对于自由核子和 π 介子中的胶子分布函数拟合实验数据已得出多组方程,我们均取 GRV 的 LO 最新拟合结果^[10,14].

3 结果和讨论

在质心系能量分别为 23GeV, 43GeV 时,计算了 $\pi + p \rightarrow J/\psi + \gamma + X$ 过程的微分截面

$\left. \frac{d\sigma}{dP_T d\theta} \right|_{\theta=\frac{\pi}{2}}$, 结果如图 3 所示,图中 S11 表示 ${}^3S_1^{(1)}$ 态, S18 表示 ${}^3S_1^{(8)}$ 态, S08 表示 ${}^1S_0^{(8)}$

态, P 表示 ${}^3P_J^{(8)}$ 态, $J=1, 2, 3$, 以下所有图类同. 从图中可以看出,各态的微分截面分别随 s 的增大而增大,随 P_T 的增大而减小. 这是因为胶子的分布函数随 x 的变化而变化,

不同的 x 区域对积分的贡献有明显的差异. 当 $\theta = \frac{\pi}{2}$ 时, $x_{b \min} = \frac{9.6 + P_T \sqrt{s}}{s - P_T \sqrt{s}}$, 它随 P_T 的

增大而增大,随 \sqrt{s} 的增大而减小. 当 $x_{b \min}$ 增大时,参与反应的胶子减少;当 $x_{b \min}$ 减小时,

参与反应的胶子增多,从而使微分截面呈相反的变化趋势. 另外,很明显, ${}^3S_1^{(8)}$ 态的贡献

要低于其它态,这是因为,根据 NRQCD 的速度计数规则, ${}^1S_0^{(8)}$, $P_J^{(8)}$ 的产生是 α_s^2, v^7

级, ${}^3S_1^{(1)}$ 态的产生是 α_s^3, v^3 级,而 ${}^3S_1^{(8)}$ 态的产生则是 α_s^3, v^7 级, α_s 和 v^2 是同一数量级,

所以和其它态相比较, ${}^3S_1^{(8)}$ 态会被明显压低. 在小 P_T 时,以色单态贡献为主,随着 P_T

的增大,色八重态的贡献逐渐可以和色单态相比拟,在更大 P_T 时,甚至超过色单态的贡

献. 在色八重态产生机制中,各态的微扰矩阵元由实验定出. 目前,不同实验定出的矩阵元存在着较大的差异,所以色八重态在多大 P_T 时超过色单态的贡献,不同的矩阵元会给出不同的结果.

微分截面 $\frac{d\sigma}{dP_T}$ 是由微分截面 $\frac{d\sigma}{dP_T d\theta}$ 对 θ 积分而得到的. 图 4 给出了两种质心系能量下各态的微分截面 $\frac{d\sigma}{dP_T}$ 随 P_T 的变化曲线,它的大致趋势和 $\frac{d\sigma}{dP_T d\theta}$ 相同,只是在 \sqrt{s}, P_T 相同时, $\frac{d\sigma}{dP_T}$ 的值要比 $\frac{d\sigma}{dP_T d\theta} \Big|_{\theta=\frac{\pi}{2}}$ 的值大,这主要是对 θ 积分给出的. 计算结果更强烈地显示色八重态的贡献要超过色单态的贡献.

对于 $^1S_0^{(8)}$ 饱和时,其总微分截面可表示为

$$\frac{d\sigma}{dP_T} = \frac{d\sigma(^3S_1^{(1)})}{dP_T} + \frac{d\sigma(^3S_1^{(8)})}{dP_T} + \frac{d\sigma(^1S_0^{(8)})}{dP_T},$$

对于 $P_j^{(8)}$ 饱和时,其总微分截面可表示为

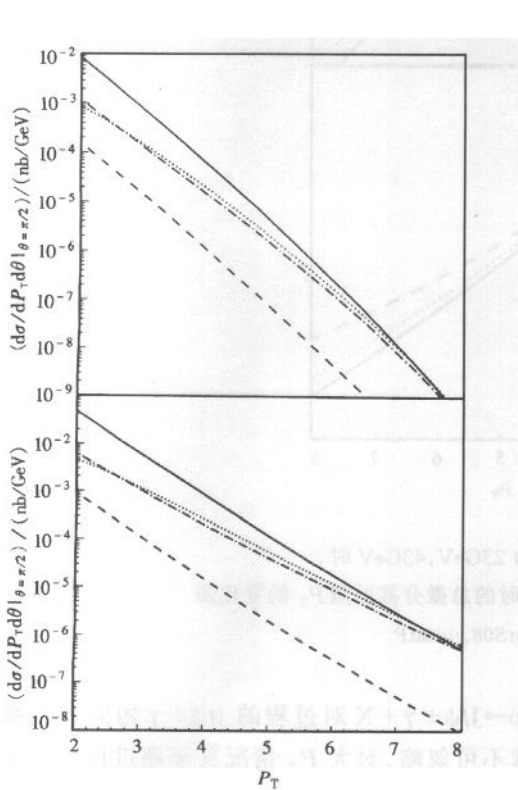


图 3 在质心系能量为 23GeV,43GeV 时微分

截面 $\frac{d\sigma}{dP_T d\theta} \Big|_{\theta=\frac{\pi}{2}}$ 随 P_T 的变化图

— S11, - - - S18, ... S08, - · - P.

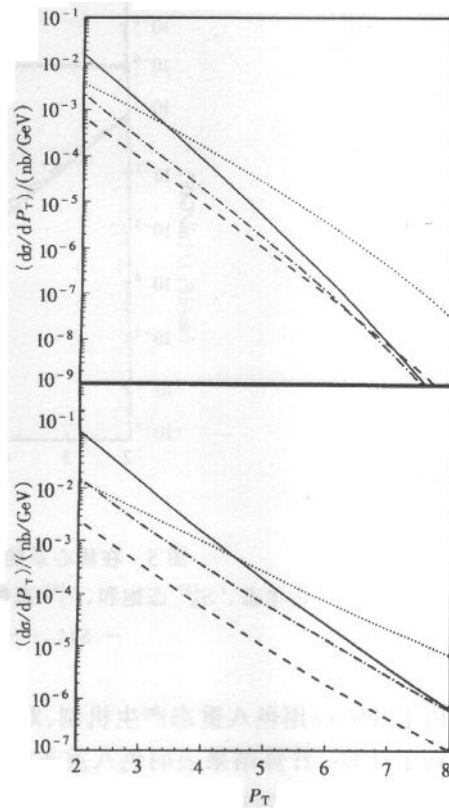


图 4 在质心系能量为 23GeV,43GeV 时微分

截面 $\frac{d\sigma}{dP_T}$ 随 P_T 的变化图

— S11, - - - S18, ... S08, - · - P.

$$\frac{d\sigma}{dP_T} = \frac{d\sigma(^3S_1^{(1)})}{dP_T} + \frac{d\sigma(^3S_1^{(8)})}{dP_T} + \frac{d\sigma(P_J^{(8)})}{dP_T}.$$

图 5 分别给出了在两种能量下,色单态、 $^1S_0^{(8)}$ 态饱和、 $P_J^{(8)}$ 态饱和时的总微分截面,从图中可以看出 $^1S_0^{(8)}$ 态饱和时总微分截面的值最大, $^1S_0^{(8)}$ 态饱和和 $P_J^{(8)}$ 态饱和总微分截面都要超过色单态微分截面. 随着 P_T 的增大,考虑了色八重态贡献的截面与色单态模型给出的结果偏离增大,因此,实验结果与理论结果的对比,可以有效的检验色八重态产生机制.

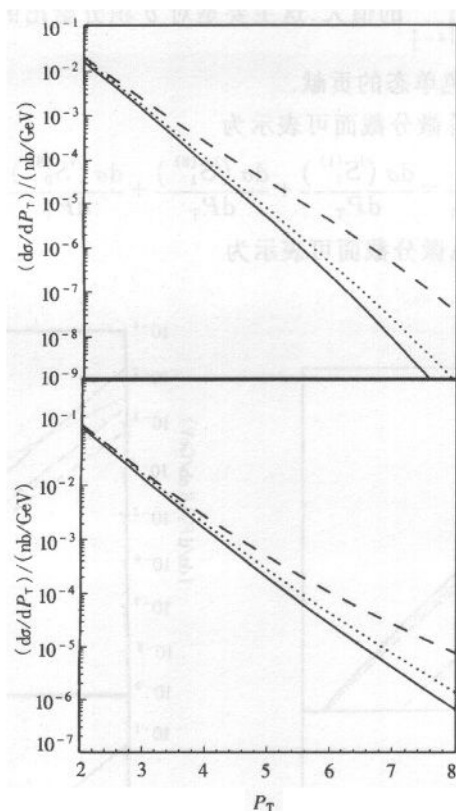


图 5 在质心系能量为 23GeV, 43GeV 时,
色单态、 $^1S_0^{(8)}$ 态饱和、 $P_J^{(8)}$ 态饱和时的总微分截面随 P_T 的变化图
— S11, --- satS08, ... satP.

以上我们应用色八重态产生机制,对 $\pi + p \rightarrow J/\psi + \gamma + X$ 对过程的 $J/\psi + \gamma$ 协同产生截面进行了计算. 计算结果表明色八重态的贡献不可忽略,对大 P_T 情况甚至超过色单态的贡献. 把计算结果和未来实验数据相比较,就可以有效的检验色八重态产生机制及 π 介子中分子的分布函数.

作者感谢北京大学物理系彭宏安教授的有益讨论与指导.

参考文献 (References)

- 1 Berger E L, Jones D. Phys. Rev. , 1981, **D23**:1521
- 2 CDF Callab Abe F et al. Phys. Rev. Lett. , 1997, **79**:572
- 3 CDF Callab Abe F et al. Phys. Rev. Lett. , 1997, **79**:578
- 4 Braaten E, YUAN T C. Phys. Rev. Lett. , 1993, **71**:1673
- 5 Bodwin G T, Braaten E, Lepage G P. Phys. Rev. 1992, **D46**:R3702
- 6 Braaten E, Fleming S. Phys. Rev. Lett. , 1995, **74**:3327
- 7 Braaten E, Fleming S, YUAN T C. Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. , 1996, **46**:197
- 8 Bodwin G T, Braaten E, Lepage G P. Phys. Rev. , 1995, **D51**:1125
- 9 Caswell W E, Lepage G P. Phys. Lett. , 1986, **B167**:437
- 10 Glück M, Reya E, Vogt A. Z. Phys. , 1992, **C53**:651
- 11 Baier R, Ruckl R. Z. Phys. , 1983, **C19**:251
- 12 Ko P, Lee Jungil, SONG H S. Phys. Rev. , 1996, **D54**:4312
- 13 Beneke M, Krämer M. Phys. Rev. , 1997, **D55**:5269
- 14 Glück M, Reya E, Vogt A. Z. Phys. , 1995, **C67**:433

Color-Octet Contributions in High Energy $\pi - p$ Collision Process *WANG Xiu-Lian^{1,2} DUAN Chun-Gui^{2,3} WANG Hong-Min² HE Ming-Zhong⁴*1(Institute of High Energy Physics, CAS, Beijing 100039, China)**2(Department of Physics, Hebei Normal University, Shijiazhuang 050016, China)**3(CCAST (World Lab.), Beijing 100080, China)**4(Department of Electronics, Hebei Normal University, Shijiazhuang 050031, China)*

Abstract In this paper, using the color-octet mechanism of $Q\bar{Q}$, the cross section of high Energy $\pi - p$ Collision process is calculated. We found that the color-octet contributions can not be neglected and are even larger than color-singlet contributions at high P_T . Compared with the future experiments, the parton distribution functions that we have used and $Q\bar{Q}$ color-octet mechanism can be examined.

Key words color-octet, color-singlet model, the gluon distribution function

Received 18 July 2000

* Supported by NSFC and Natural Science Foundation of Hebei Province