

高能 π -p 碰撞 $J/\psi + \gamma$ 硬衍射产生*

段春贵¹ 王秀莲^{1,2} 何祯民¹ 高永华³

1(河北师范大学物理系 石家庄 050016)

2(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

3(石家庄师范专科学校物理系 石家庄 050801)

摘要 用 I-S 模型与夸克偶素的色八重态产生机制,对 π -p 碰撞 $J/\psi + \gamma$ 协同产生的单衍射过程的微分截面及总截面进行计算,结果表明,把 $J/\psi + \gamma$ 协同产生的单衍射过程和单举过程相结合,可以探测 Pomeron 中的胶子成分并对硬衍射因子化进行检验.

关键词 I-S 模型 单衍射 Pomeron 硬衍射因子化

引言

在高能强作用软过程中,具有真空量子数 Regge 的轨迹 Pomeron (IP)起十分重要的作用^[1].但是,Pomeron 的结构以及它和强子相互作用的性质至今仍不清楚.早在 1985 年,Ingelman 和 Schlein^[2]指出,通过硬衍射过程,可以揭示 Pomeron 的性质.他们假定 Pomeron 具有部分子结构,其主要成分是胶子,并且在硬衍射过程中可以用因子化方法来计算相关物理量.这样,就可以通过实验来研究 Pomeron 的部分子结构.1995 年,ZEUS 联合实验组^[3]综合衍射深度非弹性散射中的衍射结构函数和光生喷注截面的实验结果,指出,Pomeron 主要是由胶子组成,并确定了 Pomeron 中硬胶子分数 f_g 的范围: $0.3 \leq f_g \leq 0.8$.1997 年,CDF^[4]联合实验组,通过对 W 衍射产生和双喷注事件的实验研究,进一步给出,Pomeron 中硬胶子分数 $f_g = 0.7 \pm 0.2$,并且这些结果不依赖于 Pomeron 流因子化及动量求和规则.

但是,I-S 模型是建立在硬衍射过程可以因子化基础之上的,硬衍射过程是否可以因子化,至今仍无理论上的严格证明.所以,通过对不同硬衍射产生过程的研究,可以检验硬衍射过程的因子化问题.

在上一篇文章中^[5],我们利用夸克偶素的色八重态产生机制,对 $\pi + p \rightarrow J/\psi + \gamma + X$ (inclusive production,单举过程)进行了研究,发现,色八重态的贡献不可忽略,甚至会超过色单态的贡献.在这篇文章中,利用 I-S 模型与夸克偶素的色八重态产生机制,对 $\pi - p$

2000-10-31 收稿

* 国家自然科学基金(19775051)和河北省自然科学基金资助

碰撞 $J/\psi + \gamma$ 协同产生的单衍射过程: $\pi + p \rightarrow p + J/\psi + \gamma + X$ (single diffractive, SD) 微分截面及总截面进行计算, 结果表明, 尽管 $J/\psi + \gamma$ 协同产生的单衍射截面对色八重态矩阵元依赖很强, 但是, $J/\psi + \gamma$ 协同产生的单衍射过程和单举过程微分截面的比值却不依赖色八重态矩阵元, 只依赖于 Df_g (D 是 Pomeron 流重整化因子). 因此, 通过高能 $\pi - p$ 碰撞 $J/\psi + \gamma$ 协同产生过程反应截面的测量, 有助于进一步了解 Pomeron 的结构并对硬衍射过程因子化进行检验.

2 计算方法

根据 I-S 模型, $\pi + p \rightarrow p + J/\psi + \gamma + X$ 过程分三步进行: 首先, 质子放出一个 Pomeron, 然后, π 介子中的部分子与 Pomeron 中的部分子散射产生类点状的 cc 对和 γ 光子, 最后, cc 对经软化过程相互作用产生 J/ψ . 其中, 具体的子过程只有两个:

$$g + g \rightarrow \gamma + cc({}^3S_1^{(1)} \text{ 或 } {}^3S_1^{(8)}),$$

$$g + g \rightarrow \gamma + cc({}^1S_0^{(8)} \text{ 或 } {}^3P_J^{(8)}).$$

如果这种因子化方法正确, 单衍射 $J/\psi + \gamma$ 协同产生的微分截面可以写为:

$$d\sigma = f_{\mathbb{P}/p}(\xi, t) f_{g/\mathbb{P}}(x_1, Q^2) f_{g/\pi}(x_2, Q^2) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} d\xi dt dx_1 dx_2 d\hat{t}, \quad (1)$$

其中, ξ 是 Pomeron 携带的质子的动量分数, x_1 和 x_2 分别是 Pomeron 中胶子及 π 介子中胶子所携带的动量分数, t 是质子的四动量转移的平方, $\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}$ 为子过程的微分截面, $f_{\mathbb{P}/p}(\xi, t)$ 是 Pomeron 流因子,

$$f_{\mathbb{P}/p}(\xi, t) = \frac{d^2\sigma_{SD}/d\xi dt}{\sigma_{\mathbb{P}/p}(s', t)} = \frac{\beta_1^2(0)}{16\pi} \xi^{1-2\alpha(t)} F^2(t) = K\xi^{1-2\alpha(t)} F^2(t),$$

其中 $K = 0.73\text{GeV}^2$, $\alpha(t) = 1 + 0.115 + 0.26(\text{GeV}^2)t$, $F^2(t) = e^{4.6t}$.

在计算中, 我们应用 Goulianos^[6] 提出的重整化的 Pomeron 流因子, 即

$$f_{\mathbb{P}/p}^{RN}(\xi, t) = Df_{\mathbb{P}/p}(\xi, t),$$

重整化因子 D 定义如下:

$$D = \min(1, 1/N),$$

其中 $N = \int_{\xi_{\min}}^{\xi_{\max}} d\xi \int_{-\infty}^0 dt f_{\mathbb{P}/p}(\xi, t)$, 取 $\xi_{\min} = M_0^2/s$, $M_0^2 = 1.5\text{GeV}^2$, $\xi_{\max} = 0.1$, 在 $\sqrt{s} = 1800\text{GeV}$ 能量下, $D = 1/9$.

为了得到微分截面的 p_T 分布, 运用运动学关系, (1) 式可以改写为

$$d\sigma = f_{\mathbb{P}/p}^{RN}(\xi, t) f_{g/\mathbb{P}}(x_1, Q^2) f_{g/\pi}(x_2, Q^2) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} J\left(\begin{matrix} x_1, x_2, \hat{t} \\ x_1, \eta, p_T \end{matrix}\right) d\xi dt dx_1 d\eta dp_T,$$

其中, η 是 J/ψ 的赝快度, p_T 是 J/ψ 的横动量.

$$\frac{2sx_1x_2\xi p_T^2 \text{ch}\eta}{E[x_1\xi s - \sqrt{s}(E + p_T \text{sh}\eta)]^2}$$

所以, J/ψ 的 p_T 分布可写为:

$$\frac{d\sigma}{dp_T} \equiv \int_{\eta_{\min}}^{\eta_{\max}} d\eta \int_{\xi_{\text{dw}}}^{\xi_{\text{up}}} d\xi \int_{x_{1,\min}}^{x_{1,\max}} dx_1 \int_{-1}^0 dt f_{\mathbb{P}/p}^{\text{RN}}(\xi, t) f_{g/\mathbb{P}}(x_1, Q^2) f_{g/\pi}(x_2, Q^2) \times J\left(\frac{x_1, x_2, t}{x_1, \eta, p_T}\right) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}},$$

$$\text{式中 } x_{1,\min} = \frac{E + p_T \text{sh } \eta - m_\psi^2 \sqrt{s}}{\xi(\sqrt{s} - E + p_T \text{sh } \eta)},$$

$$\xi_{\text{dw}} = \frac{E + p_T \text{sh } \eta - m_\psi^2 \sqrt{s}}{\sqrt{s} - E + p_T \text{sh } \eta}, \quad \xi_{\text{up}} = 0.05.$$

3 计算结果与讨论

在计算过程中,取 $m_c = 1.5\text{GeV}$, $\Lambda_s = 235\text{MeV}$. 因子化标度和重整化标度都取为 J/ψ 的横质量: $Q^2 = m_\tau^2 = (m_\psi^2 + p_T^2)$. 计算中,色八重态矩阵元 $\langle 0 | O_8^{J/\psi} [^3S_1] | 0 \rangle$, $\langle 0 | O_8^{J/\psi} [^1S_0] | 0 \rangle$, $\langle 0 | O_8^{J/\psi} [^3P_0] | 0 \rangle$ 采用 Beneke 和 Kramer 用 GRVLO 部分子结构函数拟合 J/ψ 的产生数据得到结果^[7,8],数值如下:

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

$$\langle 0 | O_8^{J/\psi} [^1S_0] | 0 \rangle + \frac{3 \cdot 5}{m_c^2} \langle 0 | O_8^{J/\psi} [^3P_0] | 0 \rangle = 3.90 \times 10^{-2} \text{GeV}^3.$$

由于长程矩阵元 $\langle 0 | O_8^{J/\psi} [^1S_0] | 0 \rangle$ 和 $\langle 0 | O_8^{J/\psi} [^3P_0] | 0 \rangle$ 不独立,我们取两种极限情况:

$$^1S_0^{(8)} \text{ 态饱和时, } \langle 0 | O_8^{J/\psi} [^1S_0] | 0 \rangle = 3.90 \times 10^{-2} \text{GeV}^3,$$

$$\langle 0 | O_8^{J/\psi} [^3P_0] | 0 \rangle = 0.$$

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

$$\langle 0 | O_8^{J/\psi} [^1S_0] | 0 \rangle = 0.$$

π 介子中的部分子分布函数,采用 GRV LO 的结果^[9],Pomeron 的硬胶子分布函数^[4]取:

$$xf_{g|\mathbb{P}}(x, Q^2) = f_g 6x(1-x), f_g = 0.7 \pm 0.2,$$

f_g 取其中心值 0.7,且忽略 Q^2 对 Pomeron 中胶子分布的影响.

图 1 为 $\pi + p \rightarrow p + J/\psi + \gamma + X$ 过程中 $Bd\sigma/dp_T$ 随 p_T 的变化曲线,质心系能量 $\sqrt{s} = 1800\text{GeV}$,腰快度的积分区间为 $-1 \leq \eta \leq 1$, $B = 0.0594$,为 $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ 衰变分支比. 图中下面 4 条线为硬衍射 J/ψ 产生的微分截面,为了便于比较,在相同的运动系区域内,我们又计算了 $\pi + p \rightarrow J/\psi + \gamma + X$ 过程的 J/ψ 的单举微分截面,即图中上面 4 条曲线,图标和单衍情况一致. 可以看出,在这两个过程中, $^3S_1^{(8)}$ 态的贡献均被明显压低,在 p_T 较小时, $^1S_0^{(8)}$ 态饱和及 $^3P_0^{(8)}$ 态饱和的贡献要比色单态的小,在大 p_T 区域(p_T 在 7GeV 以上),它们的贡献逐渐起主导作用,但是在大 p_T 区域,它们的微分截面要比在小 p_T 区域小得多,对 $4\text{GeV} < p_T < 10\text{GeV}$ 区间积分,可以得到单衍过程和单举过程的总截面. 对 $^1S_0^{(8)}$ 态饱和,单衍时 $B\sigma = 0.19\text{pb}$,单举时 $B\sigma = 21.55\text{pb}$,对 $^3P_0^{(8)}$ 态饱和,单衍时 $B\sigma = 0.18\text{pb}$,单举时 $B\sigma =$

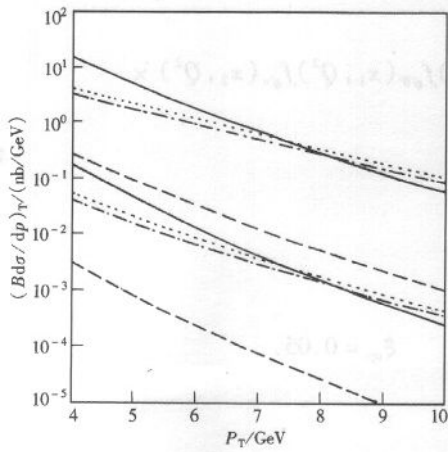


图 1 $\pi + p \rightarrow p + J/\psi + \gamma + X$ 过程中 $Bd\sigma/dp_T$ 随 p_T 的变化曲线

——色单态胶子-胶子融合贡献; ---, ……
 ······分别为 $^3S_1^{(8)}$ 态、 $^1S_0^{(8)}$ 态饱和、
 $^3P_j^{(8)}$ 态饱和的贡献。

20.0pb. 对两种饱和态的情形, 单衍截面和单举截面的比值约为 0.90% .

对于单举过程和单衍射过程的微分截面的比值, 其表示式为:

$$R(p_T) = \frac{d\sigma^{inclusive}}{dp_T} \bigg/ \frac{d\sigma^{SD}}{dp_T},$$

其中, 对 $^1S_0^{(8)}$ 态饱和情况:

$$\frac{d\sigma^{SD}}{dp_T} = \frac{d\sigma^{SD}(singlet)}{dp_T} + \frac{d\sigma^{SD}(^3S_1^{(8)})}{dp_T} + \frac{d\sigma^{SD}(^1S_0^{(8)})}{dp_T};$$

对 $^3P_j^{(8)}$ 态饱和情况:

$$\frac{d\sigma^{SD}}{dp_T} = \frac{d\sigma^{SD}(singlet)}{dp_T} + \frac{d\sigma^{SD}(^3S_1^{(8)})}{dp_T} + \frac{d\sigma^{SD}(^3P_j^{(8)})}{dp_T}.$$

对于同 p_T , $^3P_j^{(8)}$ 态饱和及 $^1S_0^{(8)}$ 态饱和的比值 $R(p_T)$ 是相等的 (见表 1). 随着 p_T 的增大, 比值 $R(p_T)$ 逐渐增大. 给色八重态矩阵元

$$\langle 0 | O_8^{J\psi} [^3S_1] | 0 \rangle, \langle 0 | O_8^{J\psi} [^1S_0] | 0 \rangle + \frac{3.5}{m_c^2} \langle 0 | O_8^{J\psi} [^3P_0] | 0 \rangle$$

乘以一个 $\frac{1}{10} - 2$ 的系数后, 比值 $R(p_T)$ 几乎不发生变化. 这表明 $R(p_T)$ 对色八重态矩阵元的大小依赖性很弱, 只和胶子分数 f_g 及重整化因子 D 有关. 所以通过对 $R(p_T)$ 的测量可以探测 Pomeron 中的胶子密度, 检验硬衍射散射过程因子化.

表 1 R_1 为 $^1S_0^{(8)}$ 态饱和时的比值, R_2 为 $^3P_j^{(8)}$ 态饱和时的比值

p_T	4.0	5.0	6.0	7.0	8.0	9.0	10.0
R_1	86.1	115.9	144.0	169.8	193.6	215.5	235.7
R_2	86.5	116.3	144.2	169.8	193.5	215.2	235.4

本文通过对 $\pi - p$ 碰撞过程 $J/\psi + \gamma$ 协同产生的单衍过程和单举过程微分截面和总截面进行的计算, 发现这些截面受色八重态矩阵元的影响很大, 但是通过计算单举截面和单衍截面的比值, 表明这比值几乎不受色八重态矩阵元的影响, 只与 Pomeron 中胶子分数 f_g 及重整化因子 D 有关. 因此, 通过这个比值的实验测量, 可以了解 Pomeron 的性质, 并对硬衍射因子化假设是否正确进行检验.

作者感谢中国科学院高能物理研究所厉光烈研究员、北京大学物理系彭宏安教授的有益讨论.

参考文献 (References)

1 Goulianos K. Phys. Rep., 1985, 101:169
 2 Ingelman G, Schlein P E. Phys. Lett., 1985, B152:265

- 3 Derrick M et al. *Z. Phys.*, 1995, **C68**:569; *Phys. Lett.*, 1995, **B356**:129
- 4 Abe F et al. *Phys. Rev. Lett.*, 1997, **78**:2698; **79**:2636
- 5 Wang Xiulian et al. *High Energy Physics and Nuclear Physics* 2001, **7**:621 (in Chinese)
(王秀莲等, *高能物理与核物理*, 2001, **7**:621)
- 6 Goulianos K. *Phys. Lett.*, 1995, **B358**:379
- 7 Beneke M, Kramer M. *Phys. Rev.*, 1997, **D55**:R5269
- 8 Gluck M et al. *Z. Phys.*, 1995, **C67**:433
- 9 Gluck M et al. *Z. Phys.*, 1992, **C53**:651

Hard Diffractive Production of $J/\psi + \gamma$ in High Energy π -p Collisions *

DUAN Chun-Gui¹ WANG Xiu-Lian^{1,2} HE Zhen-Min¹ GAO Yong-Hua³

1(Physics Department, Hebei Teachers' University, Shijiazhuang 050016, China)

2(Institute of High Energy Physics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China)

3(Department of physics, Shijiazhuang Teachers' College, Shijiazhuang 050801, China)

Abstract Based on the Ingelman-Schlein model for hard diffractive scattering and the factorization formalism of non-relativistic QCD for quarkonia production we present a study of associated $J/\psi + \gamma$ production through single Pomeron exchange approaching Tevetron energy region. It is found that the p_T distribution of the cross section is sensitive to the color octet matrix elements. But the ratios of the inclusive production cross section to the single diffractive production cross section are not so. The ratios are sensitive to the product Df_g . The experimental measurement of this process at the Tevetron would shed light on the nature of the Pomeron and test the diffractive hard scattering factorization.

Key words I-S model, diffractive production, Pomeron, hard diffractive factorization

Received 31 October 2000

* Supported by The National Natural Science Foundation of China (19775051) and The Natural Science Foundation of Hebei Province