

γ -p 碰撞中 J/ψ 的硬衍射产生*

阎占元 段春贵 张玉敏 何祯民

(河北师范大学物理系 石家庄 050016)

摘要 按着重夸克偶素产生的 NRQCD 因子化方案, 计入 $q\bar{q}$ 的色八重态产生机制, 采用 L. Alvero 等给出的三组 Pomeron 的部分子分布函数, 在 $\sqrt{s} = 200\text{GeV}$, $4\text{GeV} < p_T < 10\text{GeV}$ 条件下计算并讨论了 $\gamma + p \rightarrow p + J/\psi + X$ 过程中 J/ψ 的产生截面. 该截面的大小受 NRQCD 的长程矩阵元的影响很大, 但该截面与单举截面的比值很少受这种影响. 如果能消除长程矩阵元的影响, 则该比值的大小只与 Pomeron 的流因子及部分子分布函数有关.

关键词 硬衍射 玻密子 部分子分布 色八重态

1 引言

早在 60 年代人们就知道, 强子-强子作用中, 带真空量子数的 Regge 轨迹 Pomeron (\mathbb{P}) 在总截面随 \sqrt{s} 缓慢增加、小 $|t|$ 时 $\frac{d\sigma}{dt}$ 的分布和单(双)衍射离解等高能软过程中起重要的作用^[1-3]. 在 QCD 的框架下 Pomeron 被认为是一无色的实体, 它导致深度非弹性散射末态在快度分布上有一段区域内没有粒子形成, 这种特殊的实验现象被 ZEUS 和 HI 合作组^[4,5] 发现. G. Ingelman 和 P. E. Schlein^[6] 指出, 硬衍射过程可以用来研究 Pomeron 的性质. 他们假定 Pomeron 具有部分子结构, 主要成份是胶子, 并且对于 $p\bar{p}$ 和 γ -p 过程可以按因子化方案来计算: 参加硬衍射过程的强子发出一个 Pomeron, 这个 Pomeron 放出一个部分子参加硬子过程, 结果产生大 p_T 的喷注. 最近, J. C. Collion^[7] 等证明了, 对于轻子引发的衍射硬散射过程和衍射喷注直接光生过程, 因子化成立, L. Alvero 等^[8] 采用这种方案研究了深度非弹性衍射散射 (DDIS) 和光生衍射过程, 拟合实验结果给出了三套 Pomeron 的部分子分布函数.

对于 $q\bar{q}$ 的产生, 以前人们通常在色单态模型 (CSM) 下研究, CSM 只考虑具有和末态介子相同的量子数的 $q\bar{q}$ 的贡献. 实验结果表明, 对 J/ψ 的产生, 理论结果比实验数据低 80—30 倍 ($5\text{GeV} < p_T < 18\text{GeV}$)^[9]. 为了解决这个矛盾, 基于非相对论量子力学 (NRQCD) 因子化表述的色八重态机制被提出了^[10]. 与 CSM 的基本假设不同, 这个机制假定, $q\bar{q}$ 可

1999-07-06 收稿

* 国家自然科学基金和河北省自然科学基金资助

以在色八重态产生,然后辐射或吸收带色的胶子而结合成末态无色介子. NRQCD 利用两套标度 $\alpha_s, v^2, q\bar{q}$ 产生过程中的短程部分用 PQCD 计算,用 α_s 标度;长程部分用 v 来标度,目前长程部分的作用用实验拟合的参数来表现. NRQCD 的计数规则可以决定各态贡献的大小.

本文按照重夸克偶素产生的 NRQCD 因子化方案,计入 $q\bar{q}$ 的色八重态产生机制,采用 L. Alvero 等给出的三组 Pomeron 的部分子分布函数,在 $\sqrt{s} = 200\text{GeV}, 4\text{GeV} < p_T < 10\text{GeV}$ 条件下计算并讨论了 $\gamma + p \rightarrow p + J/\psi + X$ 过程中 J/ψ 的产生截面. 我们计入了 $^3S_1^{(8)}, ^1S_0^{(8)}, P_J^{(8)} (J = 0, 1, 2)$ 三种色八重态的贡献. 因为 $^1S_0^{(8)}$ 态及 $P_J^{(8)}$ 态是 α_s^2, v^7 级, $^3S_1^{(8)}$ 态是 α_s^3, v^7 级,色单态 $^3S_1^{(1)}$ 是 α_s^3, v^3 级,所以从 α_s 与 v^2 的数量级上分析,上述色八重态的贡献不能忽略.

计算结果表明, J/ψ 硬衍射产生的截面的大小受色八重态长程矩阵元的选取的影响很大,但该截面与单举截面的比值很少受这种影响. 如果能消除长程矩阵元的影响,则比值的大小只与 Pomeron 的流因子及部分子分布函数有关. 本文的计算结果与未来实验数据相对照可以对所用 Pomeron 的结构函数及 NRQCD 进行有效的检验.

2 计算方法

2.1 费曼图与因子化

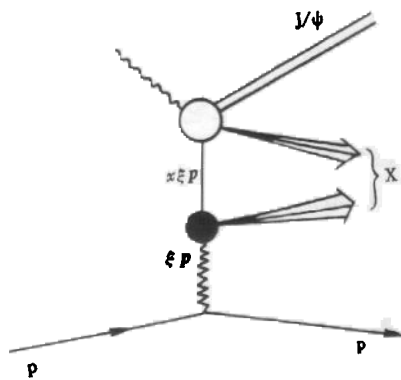


图 1 $\gamma + p \rightarrow p + J/\psi + X$ 过程费曼图

$\gamma + p \rightarrow p + J/\psi + X$ 过程的费曼图如图 1. 质子 p 放出一个 Pomeron, p 的动量转移为 $|t \equiv (p - p')^2|$, Pomeron 放出一个部分子与 γ 光子参加硬子过程产生 J/ψ . 硬子过程的费曼图如图 2. 其中的各个过程的矩阵元的平方 P. Ko 等^[11] 已经算出. 只要给矩阵元绝对值的平方乘以 $\frac{1}{16\pi s^2}$ 即可得到子过程的微分截面.

按照已证明的因子化定理,这个过程的微分截面可以表示为

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

其中 ξ 为 Pomeron 携带 p 的动量分数, $f_{\mathbb{P}/p}(\xi, t)$ 是 Pomeron 的流因子, L. Alvero 等假设为

$$f_{\mathbb{P}/p}(\xi, t) = \int_{-1}^0 dt \frac{9\beta_0^2}{4\pi^2} \left[\frac{4m_p^2 - 2.8t}{4m_p^2 - t} \left(\frac{1}{1 - t/0.7} \right)^2 \right]^2 \xi^{1-2\alpha(t)}, \quad (2)$$

其中 $\beta_0 \simeq 1.8\text{GeV}^{-1}$, $m_p \simeq 0.94\text{GeV}$, $\alpha(t) = \alpha_{\mathbb{P}} + 0.25t$, $\alpha_{\mathbb{P}}$ 是被拟合的数据. $f_{q,\bar{q},g/\mathbb{P}}(x_1, Q^2)$ 是 Pomeron 的部分子分布函数.

L. Alvero 等认为 Pomeron 中 u, \bar{u}, d, \bar{d} 具有相同的分布,其他味道的夸克成份可以忽

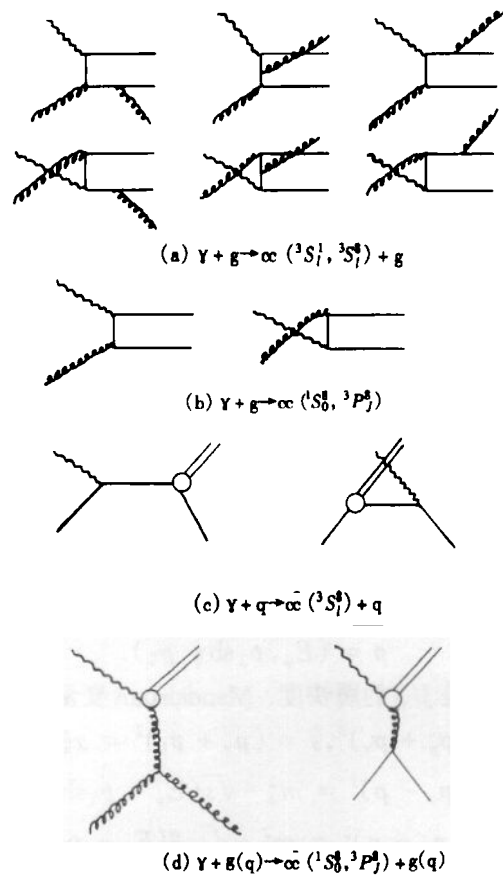


图 2 各种硬子过程费曼图

略,他们给出的 Pomeron 的部分子分布函数为:

$$\begin{aligned} x f_{q/P}(x, Q^2) &= a_q [x(1-x) + \bar{a}_q(1-x)^2], \\ x f_{g/P}(x, Q^2) &= a_g x(1-x). \end{aligned} \tag{3}$$

拟合深度非弹性衍射散射实验和光生衍射实验所得的参数值如表 1.

表 1 Pomeron 的部分子分布函数的参数

α_P	a_q	a_g	\bar{a}_q
1.08	0.565	15.4	-0.113
1.14	0.292	9.7	-0.159
1.19	0.175	6.7	-0.191

$d\hat{\sigma}/d\hat{t}$ 是硬子过程的微分截面,其中关于色八重态的长程矩阵元我们采用 P. Cho 等人的结果^[12]:

$$\begin{aligned} \langle 0 | O_8^{J\psi} [{}^3S_1] | 0 \rangle &= 6.6 \times 10^{-2} \text{GeV}^3 \\ \frac{\langle 0 | O_8^{J\psi} [{}^1S_0] | 0 \rangle}{3} + \frac{1}{m_c^2} \langle 0 | O_8^{J\psi} [{}^3P_0] | 0 \rangle &= 2.2 \times 10^{-2} \text{GeV}^3 \\ \langle 0 | O_8^{J\psi} [{}^3P_J] | 0 \rangle &= (2J+1) \langle 0 | O_8^{J\psi} [{}^3P_0] | 0 \rangle, (J=1,2), \end{aligned} \tag{4}$$

其中 $m_c = 1.5\text{GeV}$ 为 c 夸克的质量. 由于长程矩阵元 $\langle 0 | O_8^{J/\psi} [^1S_0] | 0 \rangle$ 与 $\langle 0 | O_8^{J/\psi} [^3P_0] | 0 \rangle$ 不是独立的, 取两种极限情况:

$$\begin{aligned} \langle 0 | O_8^{J/\psi} [^1S_0] | 0 \rangle &= 6.6 \times 10^{-2} \text{GeV}^3 \\ \langle 0 | O_8^{J/\psi} [^3P_0] | 0 \rangle &= 0. \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \langle 0 | O_8^{J/\psi} [^3P_0] | 0 \rangle &= 4.95 \times 10^{-2} m_c^2 \text{GeV}^3 \\ \langle 0 | O_8^{J/\psi} [^1S_0] | 0 \rangle &= 0. \end{aligned} \quad (6)$$

2.2 J/ψ 的 p_T 分布

在 γ 和 p 的质心系中, γ, p, IP 以及由 Pomeron 出来参与硬子过程的部分子的四动量可表示为

$$\begin{aligned} \mathbf{p}_\gamma &= \frac{\sqrt{s}}{2} (1, -1, \mathbf{0}), \mathbf{p}_p = \frac{\sqrt{s}}{2} (1, 1, \mathbf{0}), \\ \mathbf{p}_\text{IP} &= \frac{\sqrt{s}}{2} \xi (1, 1, \mathbf{0}), \mathbf{p}_1 = \frac{\sqrt{s}}{2} x \xi (1, 1, \mathbf{0}). \end{aligned} \quad (7)$$

J/ψ 的四动量表示为

$$\mathbf{p} = (E_\psi, p_T \text{sh} \eta, \mathbf{p}_T). \quad (8)$$

其中 $E_\psi^2 = m_\psi^2 + p_T^2 \text{ch}^2 \eta$, η 是 J/ψ 的赝快度. Mandelstam 变量为

$$\begin{aligned} s &= (\mathbf{p}_p + \mathbf{p}_\gamma)^2, \hat{s} = (\mathbf{p}_\gamma + \mathbf{p}_1)^2 = x \xi s, \\ \hat{t} &= (\mathbf{p}_\gamma - \mathbf{p})^2 = m_\psi^2 - \sqrt{s} (E_\psi + p_T \text{sh} \eta), \\ \hat{u} &= (\mathbf{p}_1 - \mathbf{p})^2 = m_\psi^2 - \sqrt{s} x \xi (E_\psi - p_T \text{sh} \eta), \end{aligned} \quad (9)$$

利用 $\hat{s} + \hat{t} + \hat{u} = m_\psi^2$ 可求得

$$x = \frac{\sqrt{s} (E_\psi + p_T \text{sh} \eta) - m_\psi^2}{\xi s - \xi \sqrt{s} (E_\psi - p_T \text{sh} \eta)}. \quad (10)$$

为了得到微分截面的 p_T 分布情况, 把(1)式写为

$$d\sigma = f_{\text{IP}/p}(\xi, t) f_{q, \bar{q}, g/\text{IP}}(x_1, Q^2) \frac{d\hat{\sigma}_J}{dt} \left(\frac{x, \hat{t}}{\eta, p_T} \right) d\xi dt d\eta dp_T, \quad (11)$$

其中 J 为雅可比行列式:

$$J \left(\frac{x, \hat{t}}{\eta, p_T} \right) = \frac{2s \xi p_T^2 \text{ch} \eta [(E + p_T \text{sh} \eta) - m_\psi^2]}{E [\xi s - \sqrt{s} \xi (E - p_T \text{sh} \eta)]^2}, \quad (12)$$

求总截面时积分区间为:

$$-1 \leq \eta \leq 1, \xi_{\min} \leq \xi \leq 0.05, -1 \leq t \leq 0, \xi_{\min} = \frac{E + p_T \text{sh} \eta - m_\psi^2 / \sqrt{s}}{\sqrt{s} - E + p_T \text{sh} \eta}. \quad (13)$$

3 计算结果与讨论

3.1 用三组 Pomeron 部分子分布函数计算的结果的比较

本文采用 L. Alvero 等拟合实验数据给出的流因子及三组 Pomeron 部分子的分布函

数对上述过程进行了计算. 必须指出的是, L. Alvero 等拟合光生实验数据时, 第三组分布函数与实验符合得最好, 第二组最差. 我们计算的 $B \frac{d\sigma}{dp_T}$ ($B=0.0594$ 为 $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ 的衰变分支比) 随 p_T 的变化曲线见图 3 (以 $^3S_1^{(1)}$ 为例), 其中用第三组分布函数计算的曲线最低, 用第二组计算的曲线最高, 两者在 $p_T=4\text{GeV}$ 时相差约 5%, 在 $p_T=10\text{GeV}$ 时相差约 11.6%, 用第一组分布函数计算的结果居于中间. 下面均以第三组分布函数的计算结果为例来讨论.

3.2 各态对微分截面的贡献

图(4)为 $\gamma+p \rightarrow p+J/\psi+X$ 过程中各态对 $B \frac{d\sigma}{dp_T}$ 的贡献随 p_T 的变化曲线, 质心系能量 $\sqrt{s}=200\text{GeV}$, 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 p_j 态. 图中下面四条曲线为硬衍射过程 J/ψ 产生的微分截面, 可以看出 $^3S_1^{(8)}$ 态的贡献最小. $^1S_0^{(8)}, ^3P_J^{(8)}$ 态的贡献在 $p_T > 4.5\text{GeV}$ 后均超过了 $^3S_1^{(1)}$ 态的贡献. 为了比较方便, 我们还计算了上述各态对单举过程的微分截面的贡献(图 4 中上面的 4 条曲线).

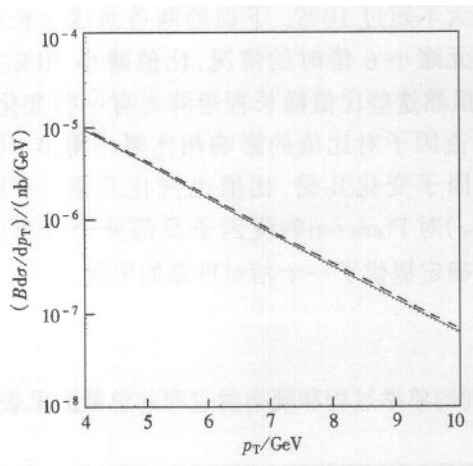


图 3 微分截面 $B \frac{d\sigma}{dp_T}$ 随 p_T 的变化曲线
(仅考虑 $^3S_1^{(1)}$ 态的贡献)

—, ---, ... 分别对应 Pomeron 的一、二、三组部分子分布函数.

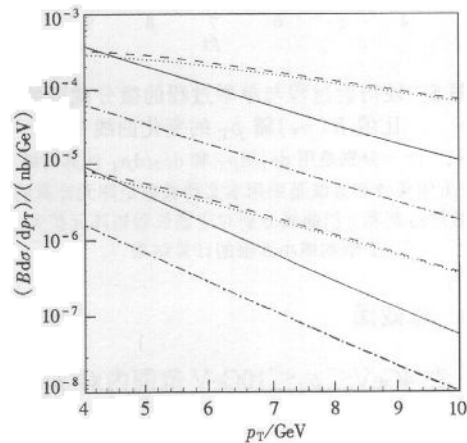


图 4 微分截面 $B \frac{d\sigma}{dp_T}$ 随 p_T 的变化曲线
(包括图 2 所有硬子过程的贡献)

—S11, —·—·—S18, ---S08, ...P.

3.3 长程矩阵元对计算结果的影响

应当说明, 色八重态的长程矩阵元对各态的贡献影响很大. 但目前见到的长程矩阵元相差也很大, 例如: $^1S_1^{(8)}$ 态的长程矩阵元, M. Beneke 等^[13] 得到的长程矩阵元为 0.0112, 相当本文所用值的六分之一. 为了检验 Pomeron 的部分子分布函数, 应尽量减小长程矩阵元的影响. 于是我们计算了硬衍射过程与单举过程的微分截面的比值 $R(p_T)$:

$$R(p_T) = \frac{d\sigma^{\text{diff}}/dp_T}{d\sigma^{\text{incl}}/dp_T} \quad (14)$$

对应于长程矩阵元的两种极限情况,上式中二微分截面均有下列两种不同的表式:

$$\frac{d\sigma_1}{dp_T} = \frac{d\sigma(^3S_1^{(1)})}{dp_T} + \frac{d\sigma(^3S_1^{(8)})}{dp_T} + \frac{d\sigma(^1S_0^{(8)})}{dp_T}, \quad (15)$$

$$\frac{d\sigma_2}{dp_T} = \frac{d\sigma(^3S_1^{(1)})}{dp_T} + \frac{d\sigma(^3S_1^{(8)})}{dp_T} + \frac{d\sigma(^3P_J^{(8)})}{dp_T}. \quad (16)$$

当给长程矩阵元乘以一个 1/6—2 的系数后,比值的变化如图 5.

实线表示用 $\frac{d\sigma_1}{dp_T}$ 计算的 R 值,虚线表示用

$\frac{d\sigma_2}{dp_T}$ 计算的 R 值. 可见,对于上述两种极限情

况, $R(p_T)$ 值基本不变. 中间两条曲线是采用本文所用的长程矩阵元得到的 R 值. 上面的两条曲线为长程矩阵元扩大 2 倍时的情况,比值增大不超过 10%. 下面的两条曲线为长程矩阵元缩小 6 倍时的情况,比值减小 20% 左右. 虽然这些比值随长程矩阵元有一些变化,但与流因子对比值的影响相比要小得多. 因为流因子变化几倍,比值也变化几倍. 所以 $R(p_T)$ 对 Pomeron 的流因子及部分子分布函数的确定提供了一个相对可靠的依据.

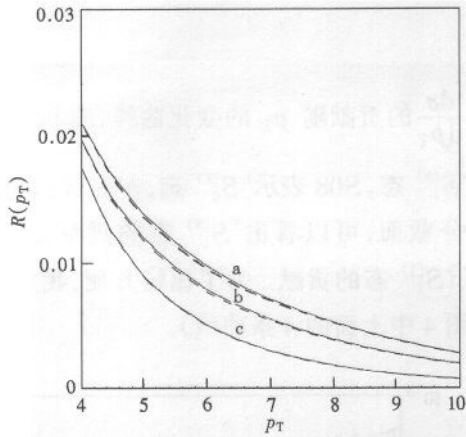


图 5 硬衍射过程与单举过程的微分截面的比值 $R(p_T)$ 随 p_T 的变化曲线
一, --- 分别是用 $d\sigma_1/dp_T$ 和 $d\sigma_2/dp_T$ 计算的结果; b 组实线和虚线是采用本文的长程矩阵元计算的结果; a 组和 c 组曲线分别对应该长程矩阵元扩大 2 倍和缩小 6 倍的计算结果.

3.4 总截面

在 $4\text{GeV} \leq p_T \leq 10\text{GeV}$ 范围内对 p_T 积分得到的单举过程和硬衍射过程的总截面见表 2.

表 2

	$\alpha_P = 1.19$				$\alpha_P = 1.14$				$\alpha_P = 1.08$			
	$^3S_1^1$	$^3S_1^8$	$^1S_0^8$	$^3P_J^8$	$^3S_1^1$	$^3S_1^8$	$^1S_0^8$	$^3P_J^8$	$^3S_1^1$	$^3S_1^8$	$^1S_0^8$	$^3P_J^8$
σ_{Diff}	0.0116	0.002	0.0185	0.0166	0.0111	0.0019	0.0176	0.0158	0.0109	0.0019	0.0172	0.0154
σ_{Incl}	0.599	0.102	1.124	1.032	0.599	0.102	1.124	1.032	0.599	0.102	1.124	1.032
$\sigma_{\text{Diff}}/\sigma_{\text{Incl}}$	0.019	0.0196	0.0165	0.0164	0.0185	0.0186	0.0157	0.0156	0.0182	0.0186	0.0153	0.0152

在表 2 中,列出了用三组不同的 Pomeron 部分子分布函数得到的各态的单举过程和硬衍射过程的总截面及比值 $\sigma_{\text{Diff}}/\sigma_{\text{Incl}}$. 从表 2 中可以得到,对于两种长程矩阵元的极限情况,

$$\sigma_{\text{Diff}}(^3S_1^1) + \sigma_{\text{Diff}}(^3S_1^8) + \sigma_{\text{Diff}}(^1S_0^8) = 0.0321\text{nb},$$

$$\sigma_{\text{Diff}}(^3S_1^1) + \sigma_{\text{Diff}}(^3S_1^8) + \sigma_{\text{Diff}}(^3P_J^8) = 0.0302\text{nb}.$$

作为本文的预言,未来实验的硬衍射总截面应在 0.0302—0.0321nb 之间. 这有待于实验的检验.

总之,本文用三套 Pomeron 的部分子分布函数对 $\gamma + p \rightarrow p + J/\psi + X$ 过程中 J/ψ 产生

的微分截面及总截面进行了计算. 这些截面受色八重态的长程矩阵元的影响很大; 又计算了硬衍射截面与单举截面的比值, 这个比值受长程矩阵元影响较小, 它是个检验色八重态理论的一个较好的因子. 用 L. Alvero 等给出的 Pomeron 的部分子分布函数计算的硬衍射总截面应在 0.0302—0.0321nb 之间. 本文的计算结果与未来实验数据比较可以检验硬衍射过程的因子化及 Pomeron 的结构函数.

本文从选题到成稿都得到了北京大学物理系彭宏安教授与博士生徐家胜先生的有益指导与帮助, 深表感谢.

参考文献 (References)

- 1 Irving A C et al. Phys. Rep. ,1977, **34**:117
- 2 Goulianos K. Phys. Rep. ,1983, **101**:169
- 3 Goulianos K. Nucl. Phys. B. Proc. Suppl. ,1990, **12**:100
- 4 Ahmed T et al(HI Collab). Phys. Lett. ,1995, **B348**:681
- 5 Derrick M et al(ZEUS, Collab). Phys. Lett. ,1993, **B315**:418
- 6 Ingelman G, Schlein P E. Phys. Lett. ,1995, **B152**:256
- 7 Collins J C. Phys. Rev. ,1998, **D57**:3051
- 8 Alvero L, Collins J C, Terron J et al. hep-ph/9805268
- 9 Abe F et al (CDF Collab). Phys. Rev. Lett. ,1997, **79**:572
- 10 Bodwin G T, Braaten E, Iepage G P. Phys. Rev. ,1996, **D51**:1125
- 11 Ko P, Lee J, Song H S. Phys. Rev. ,1996, **D54**:4312
- 12 Cho P, Leibovich A K. Phys. Rev. ,1996, **D53**:6203
- 13 Benecke M, Krämer M. Phys. Rev. ,1997, **D55**:R5269

J/ψ Production in Hard Diffractive γ -p Collision *

YAN ZhanYuan DUAN ChunGui ZHANG YuMin HE ZhenMin

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

Abstract In the frame of color-octet mechanism and according to NRQCD factorization of $q\bar{q}$ production, using three sets of parton distribution function of Pomeron given by L. Alvero et al. , the cross section of J/ψ in $\gamma + p \rightarrow p + J/\psi + X$ process is calculated and discussed with the $\sqrt{s} = 200\text{GeV}$, $4\text{GeV} < p_T < 10\text{GeV}$. Our results show that the NRQCD matrix elements had a great influence on cross sections, but a little influence on the ratio of diffractive cross section to inclusive cross section. If the influence is eliminated, the ratio is only related to the flux factor and parton distribution functions of Pomeron.

Key words hard diffractive, Pomeron, parton distribution, color-octet

Received 6 July 1999

* Supported by National Natural Science Foundation of China and Natural Science Foundation of Hebei Province