

关于 P 的结构模型(部分子分布)的检验*

何 祯 民

(河北师范大学物理系 石家庄 050016)

林 仲 金

(厦门大学物理系 厦门 361005)

秦 克 诚 彭 宏 安¹⁾

(北京大学物理系 北京 100871)

1994-02-08 收稿

摘 要

用不同的 P 部分子模型计算了高能 $P + P(\bar{P})$ 对撞中双重 P 交换对 J/ψ 产生过程的贡献。对以胶子为主的 Ingelman-Schlein 模型,高能时截面随能量 \sqrt{S} 以 $\ln S$ 或 $\ln^2 S$ 平稳增加。在 TeV 能区 $\sigma(S) \sim 10^2 - 10^3 \text{nb}$ 。对于认为 P 类似于 $C = +1$ 同位旋标量光子的 Donnachie-Landshoff 模型,截面随 \sqrt{S} 行为复杂些,而 $\sigma(S)$ 值仅为 $1 - 3 \text{nb}$,比前者小 2—3 个量级。因此如果认为两模型采用的参数值可靠,则此过程是检验它们的有效方法。文章就此作了质疑式的简短讨论。

关键词 P 的结构,双重 P 交换, I-S 模型, D-L 模型。

1 引 言

熟知高能强作用软过程中带真空量子数的 Regge 极点 Pomeron (P) 起十分重要作用。但从 QCD 考察其动力学性质和结构时,虽有很多讨论至今仍不甚清楚^[1]。近年来 CERN、DESY 等发表了高能 $P + P(\bar{P})$ 、 $e + P$ 对撞中 P (或 \bar{P}) 作衍射散射时关于末态大 p_T 喷注、 B 介子产生和快度分布大间隙等典型强作用硬过程的数据^[2]。对这类过程的分析都必然涉及到 P 的结构(部分子分布)的问题。目前对此有两种截然不同的方案。其一是认为 P 中以胶子为主的 Ingelman-Schlein (I-S) 模型^[3]。另一个是认为 P 类似 C 宇称为正的同位旋标量光子,其中以 $q(\bar{q})$ 为主的 Donnachie-Landshoff (D-L) 模型^[4]。在深度非弹散射实验中由于胶子没有味道,这两种模型得出大致相同的结果。有人^[4]认为最好通过产生中等 p_T 值的喷注实验区分它们。本文指出超高能 $P + P(\bar{P})$ 对

* 国家自然科学基金、国家教委博士点基金、河北省自然科学基金资助。

1) 中国科学院理论物理所客座研究人员。

撞中双重 P 交换 (DPE) J/ψ 产生过程可能也是区分它们的有效方法, 因为在 TeV 能区两种模型得到的截面有数量级上的差异. 我们计算了从 SP \bar{P} S 到 LHC 能区 $\sigma(S)$ 随 \sqrt{S} 变化并绘出相应图形. 由于对 P 的了解还不够, 两种模型都有可议之处, 对此作了简短的讨论.

2 DPE 程式和 I-S 的 P 结构模型

在前面的文章^[5]中对有关 $P + P(\bar{P})$ 的 DPE 过程运动学、物理机制和基本程式已作详细描述, 这里只给出简要的步骤与公式. 对应图 1, $P + P(\bar{P})$ 的 DPE 运动学要求

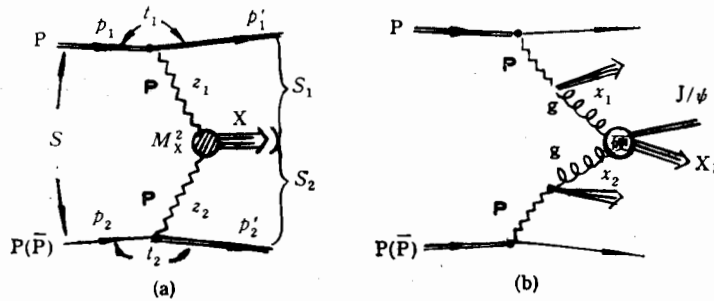


图 1

P 纵向动量分数 $0 < z_i < 0.1$ (对应 $x_{F,i} \equiv \frac{2p_{i\parallel}}{\sqrt{S}} \gtrsim 0.9$), 而动量转移 $|t_i| \lesssim 1 \text{ GeV}^2$, 它比 S, S_i 和 M_X^2 至少小两个量级. 因此有

$$\begin{cases} M_X^2 \approx (1 - |x_{F,1}|)(1 - |x_{F,2}|)S \approx z_1 z_2 S \\ S_1 = (1 - |x_{F,2}|)S \approx \frac{M_X^2}{(1 - |x_{F,1}|)}, S_2 = (1 - |x_{F,1}|)S \approx \frac{M_X^2}{(1 - |x_{F,2}|)} \end{cases} \quad (1)$$

按照 Regge 极点理论的规则和可因子化性得知

$$S_1 S_2 \frac{d^4 \sigma}{dS_1 dS_2 dx_1 dx_2} = \frac{1}{4} \sigma_{PP}^T(t_1, t_2, M_X^2) g_N^2(t_1) g_N^2(t_2) \left(\frac{S}{S_1}\right)^{2(\alpha_P(t_1)-1)} \left(\frac{S}{S_2}\right)^{2(\alpha_P(t_2)-1)} \quad (2)$$

其中 $g_N^2(t) = g_N^2(0)e^{R_N^2 t}$ 是 PPP 耦合“常数”, σ_{PP}^T 是 P-P 总截面, 实验表明 $M_X^2 \gg m_N^2$ 时它基本上与 t_i 无关, 只是 M_X^2 的函数. $\alpha_P(t) \approx 1 - 0.25 \text{ GeV}^{-2} t$ 是 P 的 Regge 轨迹.

对 $P + P(\bar{P}) \rightarrow P + P(\bar{P}) + J/\psi + X$ 半单举 (semi-inclusive) 硬过程, 其 DPE 产生对应图 1(b), 相应截面就是在(2)式右边用 $\sigma_{PP \rightarrow J/\psi + X}(M_X^2)$ 顶替 $\sigma_{PP}^T(M_X^2)$ 即得. 再对式中的 $t_i (i = 1, 2)$ 积分并利用(1)式后得

$$\frac{d\sigma}{dM_X^2} = \frac{\sigma_{PP \rightarrow J/\psi + X}(M_X^2) g_N^4(0)}{8 M_X^2 \alpha_P' \left(2 \alpha_P' \ln \left(\frac{S}{M_X^2}\right) + R_N^2\right)} \ln \left(\frac{2 \alpha_P' \ln \frac{(1-c)S}{M_X^2} + R_N^2}{2 \alpha_P' \ln \frac{1}{(1-c)} + R_N^2} \right) \quad (3)$$

其中 c 为 $x_{P,i}$ 的下限, 取为 0.9. 下面要给定 P 的部分子分布函数, 它与硬子过程截面卷积就得(3)式中的 $\sigma_{PP \rightarrow J/\psi X_h}(M_X^2)$.

近些年来人们普遍认为 P 中胶子占了重要地位. 对于 P 是全部由胶子组成的 I-S 模型, 类比核子中胶子分布, 而得出较常用的几种胶子分布是

$$\begin{cases} G_{0r}^P(x) = 42(1-x)^5, & G_{0h}^P(x) = 6(1-x) \\ G_{\frac{1}{2}}^P(x) = \frac{15}{4} \frac{1}{\sqrt{x}} (1-x) \\ G_{1r}^P(x) = \frac{6}{x} (1-x)^5, & G_{1h}^P(x) = \frac{2}{x} (1-x). \end{cases} \quad (4)$$

值得注意文献 [3] 中假定 P 和通常强子一样, 这些分布都满足归一化的动量求和规则

$$\int_0^1 x G^P(x) dx = 1.$$

由胶子-胶子融合产生 J/ψ 有图 2(a)、(b) 两个子过程, 相应的硬子过程在文献 [5]

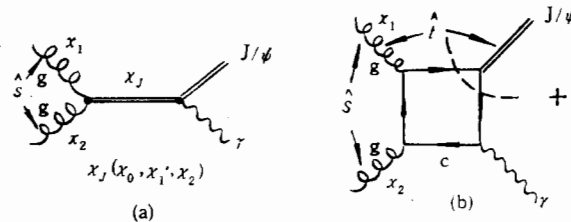


图 2

中给出, 它们是

$$d\hat{\sigma}_{J/\psi}^{(a)}(\hat{s}) = \sum_{J=0}^2 \frac{(2J+1)}{8m_X^3} \Gamma(\chi_J \rightarrow gg) B(\chi_J \rightarrow J/\psi \gamma) \delta\left(\frac{\hat{S}}{m_X^2} - 1\right) \quad (5a)$$

$$\begin{aligned} d\hat{\sigma}_{J/\psi}^{(b)}(\hat{s}) = & \frac{5\alpha_s^3(m_j^2) |R_J(0)|^2}{9m_j^3} \left\{ \frac{2(r+1)}{r^2(r-1)} - \frac{4 \ln r}{r(r-1)^2} + \frac{2(r-1)}{r(r+1)^2} \right. \\ & \left. + \frac{4 \ln r}{(r+1)^3} \right\} \quad (r \equiv \hat{s}/m_j^2) \end{aligned} \quad (5b)$$

由(4)和(5)分别作各种卷积得出相应的 DPE 截面

$$\sigma_{PP \rightarrow J/\psi X_h}(M_X^2) = \int_0^1 dx_1 G^P(x_1) \int_0^1 dx_2 G^P(x_2) d\hat{\sigma}_{J/\psi}(\hat{s}) \quad (6)$$

再将(6)代入(3)式对 M_X^2 积分得出 I-S 模型时 $P + P(\bar{P}) \rightarrow P + P(\bar{P}) + J/\psi + X$ 的截面

$$\sigma(S) = \int_{M_{XT}^2}^{0.01S} dM_X^2 \frac{d\sigma}{dM_X^2} = \int_1^{0.01S/M_{XT}^2} du \frac{d\sigma}{du} \left(u \equiv \frac{M_X^2}{M_{XT}^2}\right) \quad (7)$$

积分下限是图 2 子过程的阈值 M_{XT}^2 (分别为 m_X^2 和 m_j^2).

3 D-L 的 P 结构模型和有关的截面

Donnachie 和 Landshoff 由 h-h 截面中的夸克截面求和规则、高能 $P + P(\bar{P})$ 的

总截面随 \sqrt{s} 增加、小 $|z|$ 时 $\frac{d\sigma}{dz}$ 的分布以及单衍和双衍过程的分析并结合 P 结构的场论模型^[6]研究,提出了在与夸克耦合时 P 相当于 $C = +1$ 的同位旋标量光子的看法. 与光子时相似, P 一方面可直接与 $q(\bar{q})$ 耦合(但非点作用), 另一方面它的部分子分布也是由两部分组成: 即点状耦合型和类强子型(如 γ^* 中矢量为模型)两种. 相应地, 就 DPE 的 J/ψ 产生讲也有两种不同方式: 以图 3(a) 和图 4(a) 表出的遍举 (exclusive) 方式和通过 P 的夸克分布函数、运用第二节目式并由图 5 表出的半单举方式.

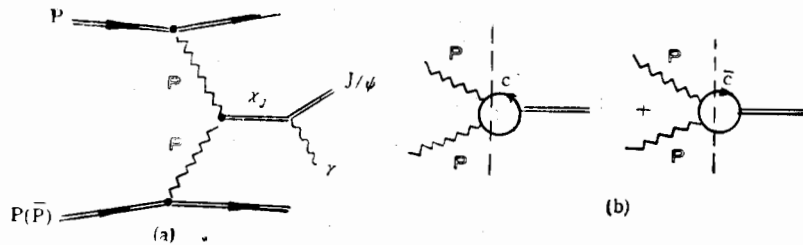


图 3

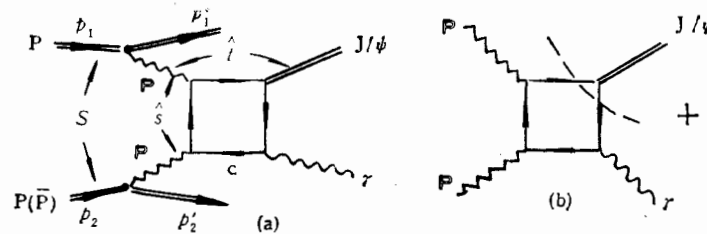


图 4

下面先讨论图 4(a) 表出的遍举过程. 这里 P 既然类似光子(与夸克有 γ_μ 耦合), 则图 4 表出的硬子过程与胶子融合 $g + g \rightarrow J/\psi + \gamma$ 的对应. 在文献[7]中已对后者仔细描述, 故可直接写出图 4(b) 的矩阵元^[1]:

$$M = 2NAe_c(M_a + M_b + M_c)_{\alpha\beta\rho} \epsilon_\alpha(P_1) \epsilon_\beta(P_2) \epsilon_\rho(\gamma) \quad (8)$$

其中 N 是考虑到 P 有一定大小 ($R_P \sim 0.05\text{fm}$) 引入的抑压因子^[8], A 是 J/ψ 在色单态模型^[7]时与 $c(\bar{c})$ 耦合常数, e_c 是 c 夸克电荷. 对照图 4(b) 标出的符号,

$$M_{\alpha,\alpha\beta\rho} = \frac{8}{(\hat{\beta} - m_c^2)(\hat{i} - m_c^2)} \text{Tr}\{\hat{\epsilon}^J(i\hat{\beta} - m_c)\gamma_\rho(i(\hat{\beta} + \hat{k}) + m_c)\gamma_\beta(i(\hat{\beta} - \hat{q}_1) - m_c)\gamma_\alpha\}$$

分别在 M_a 中作 ($q_1 \rightleftharpoons q_2, \alpha \rightleftharpoons \beta$) 和 ($q_2 \rightleftharpoons -k, \beta \rightleftharpoons \rho$) 替换后就得到 M_b 和 M_c 表达式.

有一点要强调: 由于 P 不是与守恒流耦合^[2], 所以在对它的极化矢量求和时不像对胶子、光子那样得出简洁的 δ 型函数, 代之的是相应的人射 $P(\bar{P})$ 的散射张量^[8], 由图 4(a)

1) P 与夸克间的耦合常数 β_c 已吸收到 P 的有效传播子中.
2) P 只能以内线“粒子”出现, 在求极化张量时它与虚光子内线的对应.

知它们是

$$\begin{aligned} \sum \varepsilon_\mu(\mathbf{P}_i) \varepsilon_\nu^*(\mathbf{P}_i) &\equiv L_{i,\mu\nu} = \frac{1}{4m_N^2} \text{Tr}(\hat{p}'_i + m_N) \gamma_\mu (\hat{p}_i + m_N) \gamma_\nu \\ &= -(p_i \cdot p'_i - m_N^2) \delta_{\mu\nu} + (p_{i\mu} p'_{i\nu} + p'_{i\mu} p_{i\nu}) \quad i = 1, 2. \end{aligned} \quad (9)$$

由(8)式和文献[8]中给定的关于 \mathbf{P} 运算的 Feynman 规则得图 4(a) 的矩阵 \mathcal{M} 的平方是

$$|\mathcal{M}|^2 = |D_{\mathbf{P}}(t_1) D_{\mathbf{P}}(t_2)|^2 L_{1,\alpha\alpha'} L_{2,\beta\beta'} M_{\alpha\beta\rho} M_{\alpha'\beta'\rho'}^* \sum \varepsilon_\rho \varepsilon_{\rho'}^* \quad (10)$$

其中 $D_{\mathbf{P}}(t) = 3\beta_0^2 \left(\frac{\omega}{E}\right)^{1-2\alpha_{\mathbf{P}}(t)} F_N(t)$ 为有效 \mathbf{P} 传播子, 而

$$F_N(t) = \frac{4m_N^2 - 2.8t}{4m_N^2 - t} \left(1 - \frac{t}{0.7\text{GeV}^2}\right)^{-2}$$

是核子的电形状因子.

$$\omega_i \equiv (p_{i0} - p'_{i0}), \quad E = p_{i0} = \frac{\sqrt{S}}{2}.$$

对应图 4(a), $\mathbf{P} + \mathbf{P}(\bar{\mathbf{P}}) \rightarrow \mathbf{P} + \mathbf{P}(\bar{\mathbf{P}}) + \mathbf{J}/\psi + \mathbf{X}$ 微分截面为

$$\begin{aligned} d\sigma &= \frac{1}{4[(p_1 \cdot p_2)^2 - m_N^4]} (2\pi)^4 \bar{\Sigma} |\mathcal{M}|^2 \delta^4(p_i - p_j) \\ &\times \frac{d^3 p'_1}{(2\pi)^3 2E'_1} \frac{d^3 p'_2}{(2\pi)^3 2E'_2} \frac{d^3 k}{(2\pi)^3 2k_0} \frac{d^3 p_j}{(2\pi)^3 2E_j} \end{aligned} \quad (11)$$

简单运算知 p'_1, p'_2 的相空间因子可改写为:

$$\frac{d^3 p'_1}{2E'_1} \frac{d^3 p'_2}{2E'_2} = \frac{\pi^2 S}{4(p_1 \cdot p_2)^2} dt_1 dt_2 d\omega_1 d\omega_2 \simeq \frac{\pi^2}{S} dt_1 dt_2 d\omega_1 d\omega_2$$

对末态相空间积分, 得出图 4(a) 过程总截面

$$\begin{aligned} \sigma(S) &= \frac{1}{8S^2} \int_{-1}^0 dt_1 \int_{-1}^0 dt_2 \int_{m_{J/2}}^{\frac{\sqrt{S}}{20}} d\omega_1 \int_{m_{J/2}}^{\frac{\sqrt{S}}{20}} d\omega_2 \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3 2k_0} \int \frac{d^3 p_j}{(2\pi)^3 2E_j} \\ &|D_{\mathbf{P}}(t_1) D_{\mathbf{P}}(t_2)|^2 \bar{\Sigma} |m|^2 \delta^4(q_1 + q_2 - p_j - k) \end{aligned} \quad (12)$$

其中

$$|m|^2 = L_{1,\alpha\alpha'} L_{2,\beta\beta'} M_{\alpha\beta\rho} M_{\alpha'\beta'\rho'}^*. \quad (\text{已对光子极化求和}) \quad (13)$$

由于 \mathbf{P} 不是与守恒流耦合, 大大增加了计算 $|m|^2$ 的复杂性, 经过冗长的代数运算得知它可表为 s, t, \hat{u} 变量的标量函数之和. 让其中正比于 m_N^2 的项近似为零后可将它进一步简化. 它和(10)式代入(12)式得出图 4 的截面最终表达式¹⁾

$$\begin{aligned} \sigma(S) &= 47.5N^2 \int_{-1}^0 dt_1 \int_{m_{J/2}}^{\frac{\sqrt{S}}{20}} d\omega_1 \frac{(1.257 - t_1)^2}{(3.52 - t_1)^2 (0.7 - t_1)^4} \omega_1 \left(\frac{2\omega_1}{\sqrt{S}}\right)^{-t_1} \\ &\cdot \int_{-1}^0 dt_2 \int_{m_{J/2}}^{\frac{\sqrt{S}}{20}} d\omega_2 \frac{(1.257 - t_2)^2}{(3.52 - t_2)^2 (0.7 - t_2)^4} \omega_2 \left(\frac{2\omega_2}{\sqrt{S}}\right)^{-t_2} f\left(\frac{4\omega_1 \omega_2}{m_j^2}\right) \end{aligned} \quad (14)$$

1) 本文对 N^2 的取值和文献[8]一样取为 0.01, 但这取值的依据可以质疑, 见本文末的说明.

而 $f(r) \left(r \equiv \frac{4\omega_1\omega_2}{m_j^2} \right)$ 是一长串在分子上带 $\ln r$ 项的有理分式之和。将它与相应守恒流结果 ((5b) 式的花括号) 对照, 二者的分母项完全相同; 且在有效的 r 积分区间, $f(r)$ 与它相差不太大。

与图 3(a) 相应的遍举过程的计算步骤与上面图 4(a) 的相同, 只是计算量要小一点。但由于 [8] 在讨论 Odderon (近年来提出可能存在的 C 宇称为负的真空量子数 Regge 极点) 时, 计算了与图 3(a) 相应的矩阵元和微分截面 $\frac{d\sigma}{dp_j}$, 因此将它拿来对 p_j 积分就得出我们需要的结果。

D-L 模型也给出了 P 的夸克分布函数, 因而它有半单举过程的贡献。对于 DPE 时半单举 J/ψ 产生, 在 α_s 最低阶由图 5(a) 给出¹⁾。

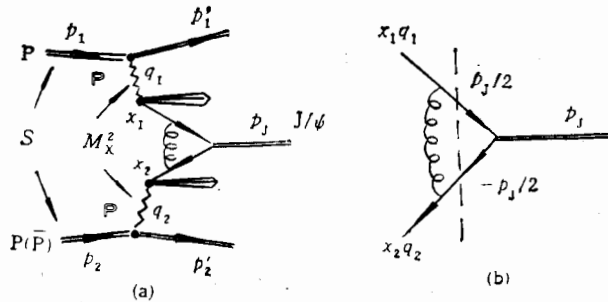


图 5

这模型中 P 的类光子型 $c(\bar{c})$ 夸克分布函数是^[4,9]

$$F_{c/P}^I(x) = \frac{1}{3} C_c \pi x(1-x) \frac{\mu_0^2}{\mu_0^2(1-x) + m_c^2} \quad (15)$$

其中 $C_c = 0.045$, $\mu_0 = 1.1\text{GeV}$, $m_c = 1.5\text{GeV}$ 。

而模型中 P 的类强子型 $c(\bar{c})$ 夸克分布函数是^[4,9]

$$F_{c/P}^{II}(x, z) = 0.02 \left(\frac{-z}{-z + 0.36} \right) [\alpha_P^0(-z + 0.36)]^{-\epsilon} x^{-\epsilon} (1-x)^5 \frac{\mu_0^2}{\mu_0^2(1-x) + m_c^2}$$

其中 $\epsilon = 0.085$ 。考虑到衍射的运动学条件 ($|z| \lesssim 1\text{GeV}^2$ 且为负) 和 $F_{c/P}^{II}(x, z)$ 对 z 是缓变函数, 在计算时可将它近似为:

$$F_{c/P}^{II}(x) = 0.85 \times 10^{-2} x^{-\epsilon} (1-x)^5 \frac{\mu_0^2}{\mu_0^2(1-x) + m_c^2} \quad (16)$$

它是 $z = -0.2\text{GeV}^2$ 时的表达式。

注意到 J/ψ 用了色单态模型, 对应图 5(b) 有

$$M_{ji} = g^2 A \bar{v}(x_2 q_2) \gamma_\nu \frac{\lambda_\beta}{2} \frac{\epsilon^J(\hat{p}_j + m_j)}{2\sqrt{2}} \frac{\lambda_\alpha}{2} \gamma_\mu u(x_1 q_1) \frac{\delta_{\alpha\beta} \delta_{\mu\nu}}{\left(x_1 q_1 - \frac{p_j}{2}\right)^2 - i\epsilon} \quad (17)$$

1) 通常对 J/ψ 粒子均采用非相对论色单态模型, 要求与它耦合的 $c(\bar{c})$ 夸克内线的动量绝对值均为 J/ψ 动量值的一半, 即 $p_j/2$ 。因此由两个 P 引出的 $c(\bar{c})$ 夸克对间必须先经过胶子交换才能满足上述运动学上的要求。

经过运算得出

$$\Sigma |M_{fi}|^2 = \frac{64A^2\pi^2\alpha_i^2}{81\left(x_1q_1 - \frac{p_J}{2}\right)^2} \left[\frac{5}{2}m_J^4 + 6x_1x_2(q_1 \cdot q_2)m_J^2 - 4x_1x_2(q_1 \cdot p_J)(q_2 \cdot p_J) \right] \quad (18)$$

代入图 5(b) 的子过程 $c + \bar{c} \rightarrow J$ 截面公式

$$d\hat{\sigma}_{c\bar{c} \rightarrow J}(\hat{s}) = \frac{1}{\sqrt{(x_1q_1 + x_2q_2)^2 - m_c^4}} \Sigma |M_{fi}|^2 (2\pi)^4 \delta^4(x_1q_1 + x_2q_2 - p_J) \frac{d^3p_J}{(2\pi)^3 2E_J}$$

积分后得到

$$\hat{\sigma}_{c\bar{c} \rightarrow J}(\hat{s}) = \frac{2 \cdot 4^5 \pi^2 \alpha_i^2 |R_J(0)|^2}{9 \sqrt{3} m_J^3} \delta(\hat{s} - m_J^2) \quad (19)$$

其中 $A^2 = \frac{|R_J(0)|^2}{2\pi m_J}$, 而 $\hat{s} = (x_1q_1 + x_2q_2)^2 \approx 4\omega_1\omega_2x_1x_2 = x_1x_2M_X^2$, 它与(15)或(16)式卷积就是 $P + P \rightarrow J/\psi + X'$ 半单举截面:

$$\sigma_{PP \rightarrow J/\psi X}(M_X^2) = \int_0^1 dx_1 F_{c/P}(x_1) \int_0^1 dx_2 F_{\bar{c}/P}(x_2) \hat{\sigma}_{c\bar{c} \rightarrow J}(\hat{s}) \quad (20)$$

将(20)式代入(3)式, 再类似(7)式对 M_X^2 求积后, 就得到 D-L 模型下 $P + P(\bar{P})$ 的 DPE 半单举 J/ψ 产生截面表达式:

$$\begin{aligned} \sigma^I(S) = & 9.73 \times 10^2 \int_1^{\frac{S}{960}} d\mu \frac{1}{\mu^3 \left(\ln\left(\frac{S}{\mu}\right) + 4.74 \right)} \ln \left(\frac{\ln\left(\frac{S}{\mu}\right) + 2.435}{9.303} \right) \\ & \cdot \int_{\frac{1}{\mu}}^1 dx \frac{(1-x)(1-\mu x)}{x(1-0.35x)(0.35-\mu x)} \end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \sigma^{II}(S) = & 3.007 \cdot \int_1^{\frac{S}{961}} d\mu \frac{1}{\mu^{5.915} \left(\ln\left(\frac{S}{\mu}\right) + 4.74 \right)} \ln \left(\frac{\ln\left(\frac{S}{\mu}\right) + 2.435}{9.303} \right) \\ & \cdot \int_{\frac{1}{\mu}}^1 dx \frac{(1-x)^5(1-\mu x)^5}{x^5(1-0.35x)(0.35-\mu x)} \end{aligned} \quad (22)$$

以上截面表达式均以 nb 为单位.

4 结果与讨论

从上面讨论的两种模型算得的截面 $\sigma(S)$ 随能量 \sqrt{S} 的变化, 分别由图 6 和图 7 表出. 在图 6 中标明了 1 到 5 数字的曲线分别对应 I-S 模型(4)式胶子分布中取 $G_{0h}^P, G_{0v}^P, G_{\frac{1}{2}}^P, G_{1h}^P$ 和 G_{1v}^P 时的结果. 在文献[5]中论证了, 小 x 处有 $\frac{1}{x}$ 行为的 G_P^P 型分布其截面在 $\sqrt{S} \gtrsim 1\text{TeV}$ 时以 $\ln^2 S$ 增加. 同样可得知对小 x 处有 $\frac{1}{\sqrt{x}}$ 奇异性的 $G_{\frac{1}{2}}^P$ 型分布也

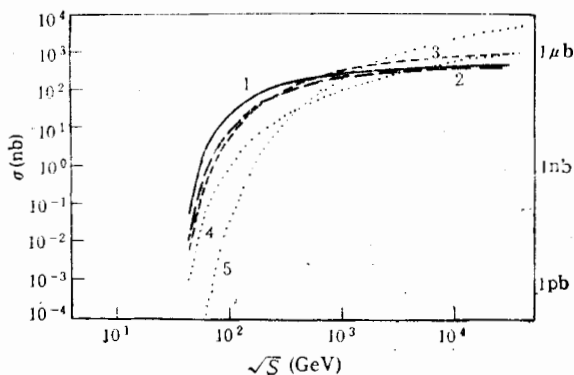


图 6

有这种行为; 只是对 G_P^* 这种小 x 处无奇异的胶子分布在 TeV 能区以上时截面是 $\ln S$ 型增加。由图 6 看出在这能区内, 它们的数值虽然有所不同, 但都在 10^2 到 10^3 nb 之间。

与它形成明显对照, 由图 7 给出的 D-L 模型的截面都小得多。在两个遍举过程的贡献中, 用 $J = 0, 1, 2$ 标出的三曲线分别对应图 3(a) 中 χ_J 的三种 ($J = 0, 1, 2$) 中间态时的结果, 它们之和是标上 Σ 的曲线; 由图 4(a) 代表的另一个遍举过程的结果是 F 曲线。由(21)和(22)式给出的半单举截面分别由曲线 I 和 II 表出。这几条曲线的行为很不相同, 但在高能 TeV 区间它们都在 3nb 以下, 比 I-S 模型的结果小 2—3 个量级。因此如果认为这两个模型所

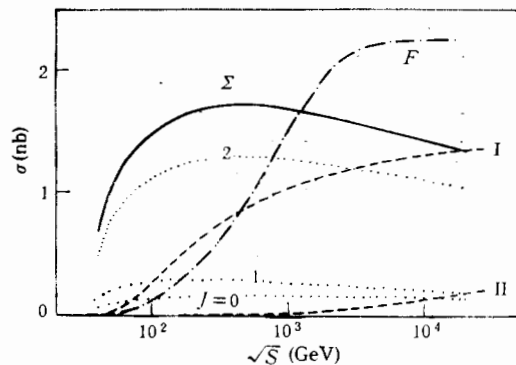


图 7

用的各参数值基本上可信, 那么通过高能 $P + P(\bar{P}) \rightarrow P + P(\bar{P}) + J/\psi + X$ 过程的截面测量, 能判断出那种 P 结构模型反映了客观实际。

但现今人们对 P 的基本属性和动力学结构都缺乏深层次上的了解, 这也就反映在这两种 P 模型都有可议之处, 下面分别简单讨论一下:

I-S 模型是将长期以来人们试图用 QCD 讨论 P 的结构得到的某些结论具体化、并将它与核子结构类比而得出的唯象模型。其中的薄弱环节不在于断言 P 中以胶子为主, 而是假定了 P 和通常强子一样, 其部分子(胶子)分布也满足归一化的动量求和规则。这显然是论据不足的。但是如果放弃这点, 则在此模型中无法确定出胶子分布。

D-L 模型是根据对大量高能强子-强子软过程作唯象分析得出的。它很依赖于强子散射总截面关系中引出的“夸克截面求和规则”。正是由于这点才提出 P 类似 $C = +1$ 的光子, 因此(和光子一样) P 中不存在部分子分布动量求和规则。但这模型用到了高能强作用中 P 的黑度与质子的黑度是一样的假定, 由它才推论出 P 的半径 R_P 的大小; 后者影响本文(8)式及其截面中引入的抑压因子 N^2 。如果 N^2 值有大的改动, 将大大变更这模型得出的截面值。此外现在已有些文章对“夸克截面求和规则”提出了质疑, 无

疑地将对这模型带来影响。

以上讲到的两点质疑同样影响到检验 P 结构(部分子分布)的其它实验。看来现今有关 P 结构问题,无论是从理论上还是从实验上讲,都处于初级探索阶段。

参 考 文 献

- [1] F. E. Low, *Phys. Rev.*, **D12** (1975) 163;
S. Nussinov, *Phys. Rev. Lett.*, **34** (1975) 1286; *Phys. Rev.*, **D14** (1976) 246;
P. V. Landshoff & O. Nachtmann, *Z. Phys.*, **C35** (1987) 405.
- [2] UA8, R. Bonino et al., *Phys. Lett.*, **211B** (1988) 239;
UA1, K. Wacker et al., *Phys. Lett.*, **311B** (1993) 317;
UA8, A. Brandty et al., *Phys. Lett.*, **297B** (1992) 417;
ZUES, D. Allen et al., DESY 93—093 预印本.
- [3] G. Ingelman, P. E. Schlein, *Phys. Lett.*, **152B** (1985) 256.
- [4] A. Donnachie, P. V. Landshoff, *Nucl. Phys.*, **B303** (1988) 634.
- [5] 彭宏安、何祯民、秦克诚, *高能物理与核物理*, 18(1994)1078.
彭宏安、秦克诚、何祯民, *高能物理与核物理*, 19(1995)34.
- [6] P. V. Landshoff and O. Nachtmann, *Z. Phys.*, **C35** (1987) 405;
O. Nachtmann, *Ann. Phys.*, **209** (1991)436.
- [7] E. L. Berger, D. Jones, *Phys. Rev.*, **D23** (1981) 1521;
R. Baier, R. Ruckl, *Z. Phys.*, **C19** (1983) 251.
- [8] A. Schafer, L. Mankiewicz, O. Nachtmann, *Phys. Lett.*, **272B** (1991) 419;
E. Stein, A. Schafer, *Phys. Lett.*, **300B** (1993) 403.
- [9] A. Donnachie, P. V. Landshoff, CERN-TH5020/88 预印本.

On the Test of Pomeron Structure (Parton Distribution Functions)

He Zhenmin

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

Lin Zhongjin

(Department of Physics, Xiamen University, Xiamen 361005)

Qin Kecheng Peng Hongan

(Department of Physics, Peking University, Beijing 100871)

Received 8 February 1994

Abstract

The contributions of the double Pomeron exchange to the J/ψ production in high energy $p+p(\bar{p})$ collisions are calculated using different models for parton distribution functions inside the Pomeron(P). For the Ingelman-Schlein model in which gluons dominate in partons, the cross sections in high energy increase smoothly with \sqrt{S} as $\ln^2 S$ or $\ln S$. The total cross section $\sigma(S)$ is about 10^2 — 10^3 nb in the TeV energies. For the Donnachie-Landshoff model in which the P are considered as something like isoscalar photons with $C = +1$ the cross section behavior increasing with energy \sqrt{S} is a little bit complicated. In same energy range, the cross sections are only 1—3nb which are smaller than that of the former case by 2—3 order of magnitude. So, if we assume the parameters of the above models are reliable, then these J/ψ production processes should be a good place for testing these models.

Key words structure of Pomeron, double Pomeron exchange, Ingelman-Schlein model, Donnachie-Landshoff model.