

γ -p 碰撞中质子内胶子分布对 QED 康普顿效应所产生的影响

陆景贤

(中国科学院高能物理研究所)

摘 要

本文运用量子色动力学微扰理论讨论了 γ -p 碰撞中质子内胶子分布对康普顿效应的影响。计算结果表明质子中胶子分布函数按幂次变化对康普顿的 QED 计算影响不大,可以采用方便的胶子分布函数形式来进行估算。

一、引 言

QED 的康普顿效应早就由 Bjorken 和 Paschos 在简单的部份子模型中讨论过^[1], QED 的康普顿效应的特点是入射光子作为点粒子与靶相互作用,并把它全部能量传递给末态强子注和光子。末态的光子和强子注都可能有的横动量。在 γ -p 质心系中,朝前方向无光子碎裂出来的碎片。在某些时候光子不像一个点粒子而更象强子,即光子首先强子化,在大横动量过程中,入射光子首先分解为部份子再与靶核作用,这类过程有许多给出与 QED 康普顿效应同样的观察结果,要测量高能下的康普顿效应必须对上述本底加以扣除,这个问题在文献[2]中已做过讨论,但[2]中对质子内胶子分布的影响只讨论了胶子分布函数取 $G(x, Q_0^2) \sim \frac{(1-x)^{10}}{x}$ 的情形,而这种胶子分布在 $x \rightarrow 0$ 时似乎太陡了。文献[3, 4]中指出 $G(x, Q_0^2) \sim \frac{(1-x)^5}{x}$ 也是合理的,而文献[5]中干脆在整个计算中不考虑 Q^2 的依赖关系而取 $G(x, Q^2) \sim \frac{(1-x)^5}{x}$ 或者取 $\frac{(1-x)^7}{x}$,到底质子中不同胶子分布对 QED 康普顿效应的本底有多大影响与区别呢? 这个问题对精确测量康普顿效应是有意义的,而且是实验工作者颇有兴趣的问题。

二、微分截面的计算

由于本文着重讨论质子中胶子分布函数的变化对康普顿效应所带来的影响,所以只对图 1(a) (b) (c) 进行讨论和计算。

由 [2] 我们直接得到图 1(a) 的微分截面为

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{dx_T dx_L} \Big|_{\substack{qg \rightarrow q\gamma \\ \bar{q}g \rightarrow \bar{q}\gamma}} &= \int_{-1}^1 dx_j \frac{2\pi\alpha\alpha_s}{3E^2} \frac{x_T}{a_j x_L} \\ &\cdot \left[\frac{2x}{a_L - a_j} + \frac{a_L - x_L}{2x} \right] \\ &\cdot \frac{1}{16x^2 y^2} xG^p(x, Q^2) \sum e_q^2 [q^r(y, Q^2) \\ &+ \bar{q}^r(y, Q^2)]. \end{aligned} \quad (1)$$

其中 $a_L = \sqrt{x_T^2 + x_L^2}$, $a_j = \sqrt{x_T^2 + x_j^2}$,

$$x = \frac{1}{2} [a_L + a_j - x_L - x_j],$$

$$y = \frac{1}{2} [a_L + a_j + x_L + x_j]. \quad (2)$$

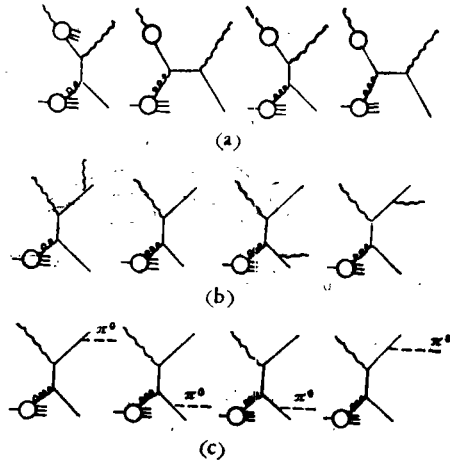


图 1 强子化的光子和质子碰撞的低阶费曼图 (只讨论质子中胶子与光子碰撞)

$xG^p(x, Q^2)$ 是质子中胶子分布函数, 本文采用文献 [3] 中的分布函数形式, 并取 $xG^p(x, Q^2) \sim (1-x)^5$.

$q^r(y, Q^2)$ 是光子中 quark 的分布函数, 本文采用文献 [6] 的分布函数形式.

图 1(b) 的贡献 [2]

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{dx_T dx_L} \Big|_{\substack{rs \rightarrow q\bar{q} \\ \bar{q}q \rightarrow r}} &= \int_{0.8}^1 dz \frac{\pi\alpha\alpha_s}{4E^2} \frac{x_T}{z a_L (2z - x_L - a_L)} \left[\frac{a_L + x_L}{2z - x_L - a_L} \right. \\ &\left. + \frac{2z - x_L - a_L}{a_L + x_L} \right] \cdot \frac{1}{x^2} xG^p(x, Q^2) \sum e_q^2 [D_q^r(z, Q^2) + D_{\bar{q}}^r(z, Q^2)]. \end{aligned} \quad (3)$$

其中 $x = \frac{a_L - x_L}{2z - x_L - a_L}$, $a_L = \sqrt{x_T^2 + x_L^2}$.

$D_q^r(z, Q^2)$ 和 $D_{\bar{q}}^r(z, Q^2)$ 为 $q \rightarrow r$ 和 $\bar{q} \rightarrow r$ 的碎裂函数, 本文采用 [6] 中的形式.

图 1(c) 的贡献 [2]

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{dx_T dx_L} \Big|_{\substack{rs \rightarrow p\bar{q} \pi^0 \\ \bar{r}g \rightarrow \bar{q} \pi^0}} &= \int_{0.8}^1 dz \frac{\pi\alpha\alpha_s}{4E^2} \frac{x_T}{z a_L (2z - x_L - a_L)} \cdot \left[\frac{a_L + x_L}{2z - x_L - a_L} \right. \\ &\left. + \frac{2z - x_L - a_L}{a_L + x_L} \right] \frac{1}{x^2} \cdot xG^p(x, Q^2) \cdot \sum e_q^2 [D_q^{\pi^0}(z, Q^2) + D_{\bar{q}}^{\pi^0}(z, Q^2)]. \end{aligned} \quad (4)$$

这里的 z 和 x 的定义与 [3] 中相同.

$D_q^{\pi^0}(z, Q^2)$ 和 $D_{\bar{q}}^{\pi^0}(z, Q^2)$ 是 $q(\bar{q}) \rightarrow \pi^0$ 的碎裂函数, 本文采用文献 [7] 中所表示的形式.

本文在计算中取 $\Lambda \sim 0.5\text{GeV}/c$, $Q^2 \sim xys$, s 从 $50\text{GeV}^2 - 300\text{GeV}^2$, $\alpha_s \sim 0.3$. 全部的计算均在 γ - p 质心系中进行, 计算的结果表明在图 2—12 中, 微分截面的单位是 nb (这里微分截面都是指双重微分截面). 最后我们还直接用 $xG^p(x, Q^2) \sim (1-x)^5$ 和 $(1-x)^7$ 对公式 (1)、(3)、(4) 作了计算, 计算结果也画在上述图中.

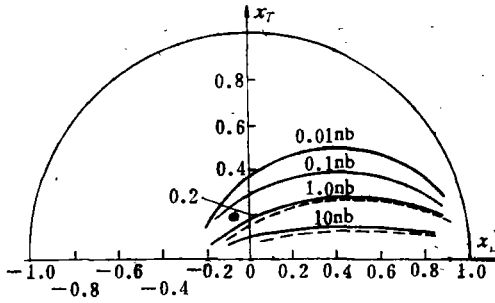


图2 $s = 300 \text{ GeV}^2$ 时, $\frac{d^2\sigma}{dx_T dx_L} \Big|_{q_s \rightarrow q_T}$ 各种截面分布图, 虚线是 [2] 的结果

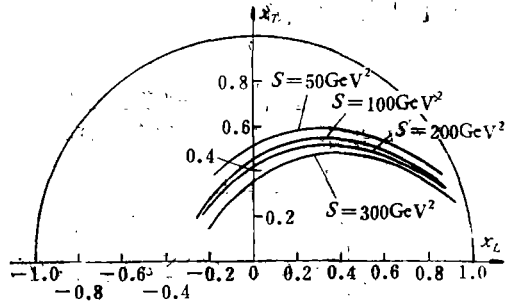


图3 $\frac{d^2\sigma}{dx_T dx_L} \Big|_{q_s \rightarrow q_T} = 0.1 \text{ nb}$ 时不同能量分布图

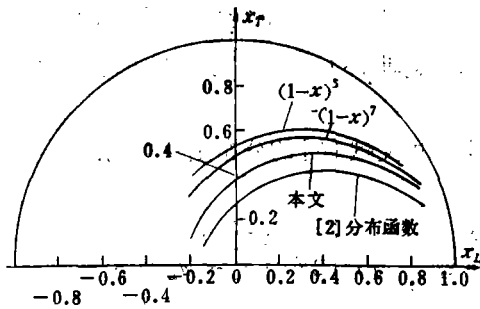


图4 $s = 500 \text{ GeV}^2$ 时, $\frac{d^2\sigma}{dx_L dx_T} \Big|_{q_s \rightarrow q_T} = 0.01 \text{ nb}$ 时的不同胶子分布函数截面分布图

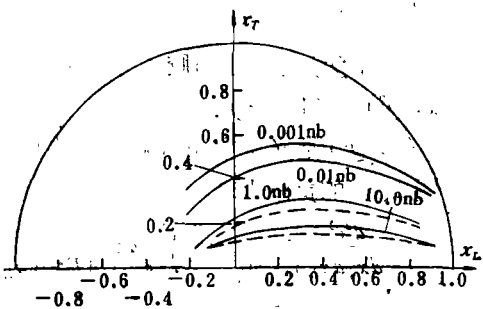


图5 $s = 300 \text{ GeV}^2$ 时, $\frac{d^2\sigma}{dx_T dx_L} \Big|_{\nu_s \rightarrow q\bar{q}}$ 各种截面分布图, 虚线是 [2] 的结果

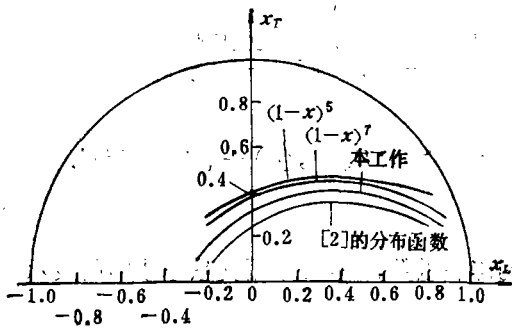


图6 $s = 300 \text{ GeV}^2$ 时, $\frac{d^2\sigma}{dx_T dx_L} \Big|_{q_s \rightarrow q\bar{q}}$ = 0.1 nb 时不同分布函数分布图

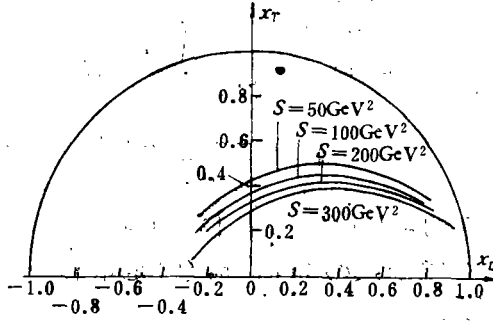


图7 $\frac{d^2\sigma}{dx_T dx_L} \Big|_{\nu_s \rightarrow q\bar{q}}$ = 0.1 nb 时不同能量分布图

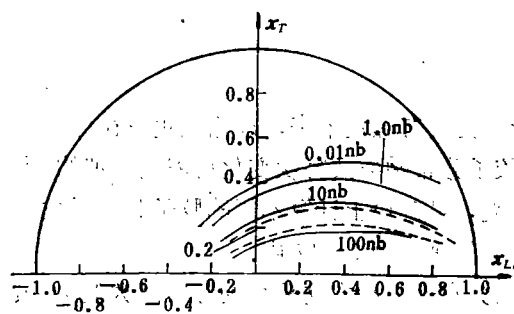


图 8 $s = 300\text{GeV}^2$ 时 $\frac{d^2\sigma}{dx_T dx_L} \Big|_{\gamma_B \rightarrow \gamma\gamma} \Big|_{\gamma \rightarrow \gamma\gamma} \Big|_{\gamma \rightarrow \gamma\gamma} = 0$ 各种截面分布图,虚线是 [2] 的结果

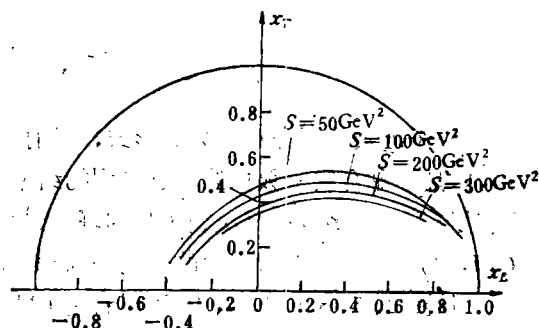


图 9 $\frac{d^2\sigma}{dx_T dx_L} \Big|_{\gamma_B \rightarrow \gamma\gamma} \Big|_{\gamma \rightarrow \gamma\gamma} \Big|_{\gamma \rightarrow \gamma\gamma} = 1.0\text{nb}$ 不同能量分布图

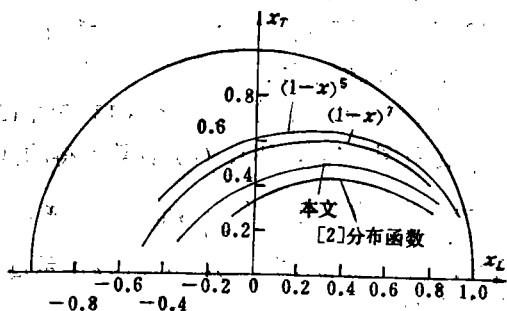


图 10 $s = 300\text{GeV}^2$ 时, $\frac{d^2\sigma}{dx_T dx_L} \Big|_{\gamma_B \rightarrow \gamma\gamma} \Big|_{\gamma \rightarrow \gamma\gamma} \Big|_{\gamma \rightarrow \gamma\gamma} = 0.1\text{nb}$ 时不同分布函数分布图

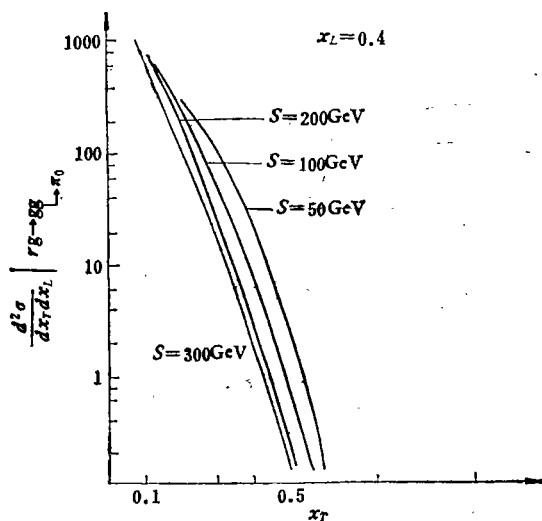


图 11 $x_L = 0.4$ 时 $\frac{d^2\sigma}{dx_T dx_L} \Big|_{\gamma_B \rightarrow \gamma\gamma} \Big|_{\gamma \rightarrow \gamma\gamma} \Big|_{\gamma \rightarrow \gamma\gamma} = 0$ 截面随 x_T, s 分布图

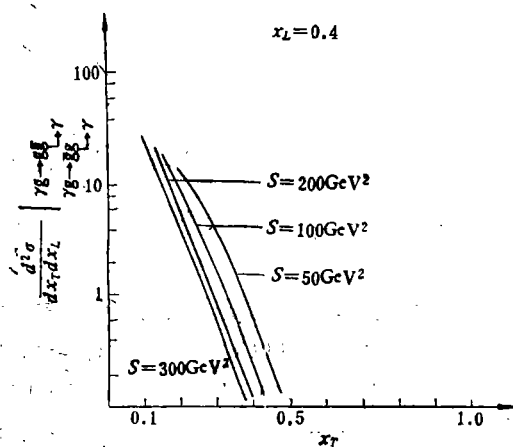


图 12 $x_L = 0.4$ 时 $\frac{d^2\sigma}{dx_T dx_L} \Big|_{\gamma_B \rightarrow \gamma\gamma} \Big|_{\gamma \rightarrow \gamma\gamma} \Big|_{\gamma \rightarrow \gamma\gamma} = 0$ 截面随 x_T, s 分布图

三、讨论

质子内胶子的分布函数的形式,目前实验上并没有确定下来,理论上也正在讨论之中,但是用贴合实验数据的方法得到的结果是胶子分布函数按幂次变化可能是合理的.本文对胶子分布函数按幂次变化中的幂次进行改变,从理论上计算不同的胶子分布函数对 QED 的康普顿散射所产生的影响,并将其计算结果画在图 2-12 中.

从图 2、5、8 和 4、6、10 可以看到 [2] 中的分布函数和本文采用的分布函数幂次虽然不同,但对其截面影响不很显著. 它们的贡献基本上在同一个数量级. 这就说明,由 QCD 微扰论计算 (1)、(3)、(4) 的截面对幂次 n 在 10 范围内的变化不是太敏感. 由此就提供我们一个依据,即可以选择实验上比较方便引用的分布函数来估算,将计算值与实验测得的结果进行比较,从而进一步检验和确定胶子分布函数形式.

从图 3、7、9 和 11、12 可以明显看到随着 s 增大微分截面减小. 当 $x_L = 0.4$ 时截面随 x_T 的迅速增加而近似地以对数线性下降.

图 13 是 QED 计算所得的康普顿散射截面. 将图 13 与图 12、5、8 比较可以看到当 $x = 0.1$ 时用 QCD 微扰论对图 1(a), (b), (c) 计算所得的截面和 QED 计算所得结果之比大约是 $\frac{1}{10}$, 当 $x = 0.2$ 时它们之比为 $\frac{1}{100}$, 而且随着 x 的迅速增加这个比值迅速减小, 这里进一步可以看到, 在 x_T 增大时图 1(a), (b), (c) 所示过程对 QED 的康普顿散射测量影响不大, 不会构成对 QED 测量的严重本底.

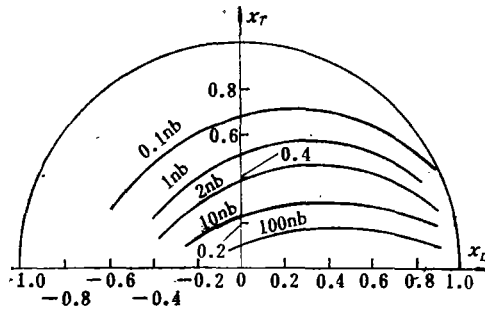


图 13 $s = 300 \text{ GeV}^2$ 时 QED 的康普顿散射 $\frac{d^2\sigma}{dx_T dx_L}$ 不同截面分布图

由于我们所用的量子色动力学微扰论只在 $P_T \geq 1-2 \text{ GeV}$ 时才有效, 所以

对 $s = 300 \text{ GeV}^2$ 时 当 $x_T > 0.1$;

对 $s = 200 \text{ GeV}^2$ 时 当 $x_T > 0.14$;

对 $s = 100 \text{ GeV}^2$ 时 当 $x_T > 0.2$;

对 $s = 50 \text{ GeV}^2$ 时 当 $x_T > 0.28$,

本文计算工作才有意义.

作者对吴济民, 杜东生两同志的有益讨论表示感谢.

参 考 文 献

- [1] J. D. Bjorken and E. A. Paschos, *Phys. Rev.*, **185**(1969), 1975.
- [2] Feng-Sheng Tu, Chi-min Wu, *Nucl. Phys.*, **B156**(1979), 493.
- [3] A. J. Buras and K. J. F. Gaemers., *Nucl. Phys.*, **B132**(1978), 249.
- [4] B. A. Gordon et al., *Phys. Rev.*, **D20**(1979), 2645.
- [5] H. Fritsch and P. Minkoski, *Phys. Lett.*, **69B**(1977), 316.
- [6] C. H. Llewellyn Smith, *Phys. Lett.*, **79B**(1978), 83.
- [7] R. D. Field and R. F. Feynman, *Nucl. Phys.*, **B136**(1978), 1.

**THE INFLUENCE OF THE GLUON DISTRIBUTION FUNCTION
IN PROTON ON THE QED COMPTON EFFECT
IN γ -p COLLISIONS**

LU JING-XIAN

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

The influence of the gluon distribution in proton on the Compton effect in γ -p collisions is discussed using perturbative QCD. Computing results show that the Compton effect is not sensitive to the power variation of the gluon distribution function. One can use the appropriate form for gluon distribution function to estimate the cross sections.