

γ, p 碰撞生两个大 $P_T \gamma$ 的反应截面的 QCD 预言

罗 马

(南开大学)

摘 要

我们在 γ - p 质心系里用微扰 QCD 方法计算了 $\gamma + p \rightarrow 2\gamma_{(xP_T)}$ 反应的双微分截面 $\frac{d^2\sigma}{dx_T dx_L}$, 并分析了它的两种可能的背景 ($\gamma + p \rightarrow \gamma + q(\bar{q})$ 和 $\gamma + p \rightarrow \gamma + q(\bar{q})$). 文中指出, 利用该反应所具备的大 P_T 光生和直接光子对出射过程的双重特点, 可以把这两种背景大大压低. 计算结果表明, 用 QCD 预言的 $\gamma + p \rightarrow 2\gamma_{(xP_T)}$ 反应不但具有本底干净的显著特点, 而且在相当大的 (x_T, x_L) 范围内, 计算得到的反应截面可以在目前的实验精度下测量. 因而, 在实验上精确测定此过程, 对于检验 QCD 是有意义的.

一、引 言

由于实验上辨认和测量光子的技术不断提高, 对双光子出射过程近来已有研究^[1]. J. Parisi 等人^[2]指出, 对 $hh \rightarrow \gamma\gamma X$ 类型反应(其中 h 代表强子, X 代表除光子外的其它粒子)的研究很有希望, 理由是:

i) 从理论上讲, 它与包含 $\gamma\gamma$ 碰撞机制的 $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + 2_{(xP_T)}\text{jet}$ 过程等价, 而后一种过程已经被一些理论物理学家研究过了, 实验上又确实发现了后一种过程的事例.

ii) 利用两个大 P_T (≥ 3 GeV) 末态光子的横向动量大小相等, 方向相反的特点(简记为 $K'_T = P'_T$, 其中 K'_T 和 P'_T 代表两个末态光子的横向动量), 可以把各种由非直接光子出射机制造成的本底大幅度压低(直接与非直接光子的定义见下文).

iii) 由于它的截面表达式中不包括碎裂函数, 所以理论分析也比较简单.

我们觉得, 如果用高能光子作双光子出射反应的炮弹, 情况会更好. 分析如下:

$\gamma + p \rightarrow 2\gamma_{(xP_T)}$ 的主要过程的反应机制如图 1(a) 所示.

在这个反应中, 入射光子首先强子化, 然后再与质子中的部分子发生类点相互作用, 生成两个大 P_T 的末态光子.

一般都把反应中的部分子-部分子或 γ -部分子类点相互作用部分称为“子过程”. 在我们这个反应里, 子过程的反应式为: $q + \bar{q} \rightarrow 2\gamma_{(xP_T)}$. 由于过程直接形成的末态光子

称为“直接光子”，否则称为“间接光子”，相应的过程称为“间接光子出射”过程。

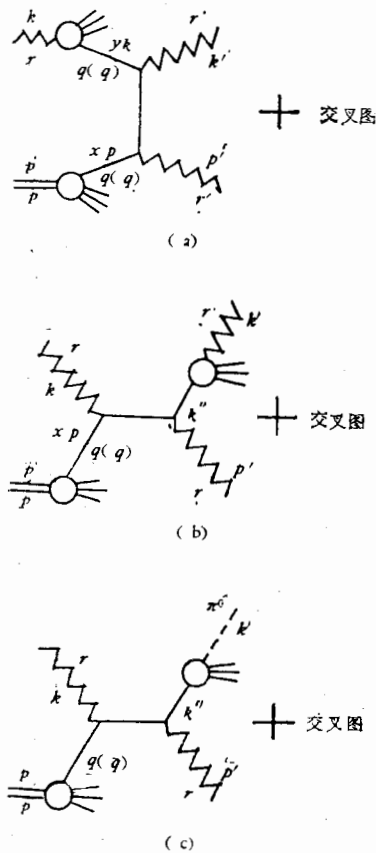


图 1

Smearing 干扰, 现在又因 Δ 的存在而招来了间接光子的背景。普遍认为, 高能入射光子的部分子横向动量比强子的小, 所以我们这个反应有可能得到比 $hh \rightarrow \gamma\gamma X$ 过程更准确的 QCD 预言。

能对这个反应构成较大干扰的背景过程只有两种, 其中第一种的反应机制如图 1 (b) 所示。

在这个过程中, 入射光子直接与质子里的夸克(或反夸克)发生类点相互作用, 生成一个大 P_T 直接光子和一个大 $P_T q$ (或 \bar{q}), 再从这个 q (\bar{q}) 中碎裂出一个间接光子 ($\gamma + q(\bar{q}) \rightarrow \gamma + q(\bar{q})$)。这种过程称为“直接-间接光子出射”。如图 1(b) 所示, 该过程的大 P_T

末态 $q(\bar{q})$ 在碎裂出一个间接光子的同时还要碎裂出一些强子, 而形成一个大 P_T 喷注。所以, “有大 P_T 喷注碎片相伴随”是间接光子区别于直接光子的一个重要的实验标识。原则上讲, 如果我们能把有大 P_T 喷注碎片伴随的末态光子鉴别出来(测量喷注碎片的动量可以获得大 P_T 喷注的信息), 那末这种直接-间接光子出射的背景就可以排除。但实际上, 当大 P_T 末态部分子把自身的绝大部分动量传给间接光子时(大约 80% 以上)^[4], 剩下

由于 $\gamma + p \rightarrow 2\gamma_{(大P_T)}$ 属于大 P_T 光生, 所以避免了纯强子碰撞过程的很多不确定因素的影响。例如, 在 $hh \rightarrow \gamma\gamma X$ 反应截面的表达式中包含两个强子结构函数, 而我们这里却只有一个, 另一个换成了可以用 QCD 直接算出的光子结构函数。从实验上看, 检验一个强子结构函数要比检验两个强子结构函数的乘积简单得多。此外, 大 P_T 光生过程的其它优点, 诸如: 产生大 P_T 事例的效率^[3], Smearing 干扰小^[3] 等等, 在我们的反应中也都有所体现。另一方面, 反应 $\gamma + p \rightarrow 2\gamma_{(大P_T)}$ 的两个末态都是直接光子, 所以 Parisi 等人所列举的 $hh \rightarrow \gamma\gamma X$ 的三条优点自然也适用于我们的反应。尤其是第 ii) 条, 在我们这里表现得更加突出。本来, 所谓“两个末态光子的横向动量大小相等, 方向相反”的结论是在“初态的粒子中的部分子与母体共线(即入射部分子的横向动量为零)”的假定下得出的, 但实际上, 入射部分子不可能没有横向运动, 根据动量守恒原理, 两个末态直接光子的横向动量的大小也要发生偏离。这样, 用来排除间接光子出射背景的实验判据就从一个点 ($K_T^+ = P_T^-$) 扩展成了一个区间: $|K_T^+ - P_T^-| \lesssim 2\Delta$ (其中 Δ 表示子过程质心的横向动量的最大值)。

众所周知, 入射部分子的横向动量本来就会造成

的碎片只具有很小的动量,以至实验无法测出。可见彻底清除这种背景的影响非常困难,但大大地削弱它还是可能的。这种排除间接光子本底的方法常用于单光子出射过程^[5,6],与上述 Parisi 等人所推荐的方法相比,它的主要优点是,基本上不受入射部分子横向动量的影响。为了便于后文引用,我们姑且称之为“碎片动量法”,而称 Parisi 等人所述的方法为“动量比较法”。

按照直接光子出射过程的惯例,我们还分析了第二种背景即 π^0 的背景。其反应机制如图 1(c) 所示,只不过从大 $P_T q$ (\bar{q}) 中碎裂出来的不是 γ 而是 π^0 。

π^0 之所以能对直接光子出射过程构成干扰是因为它可以衰变成两个光子 ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$),在绝大多数情况下(大约 80%)^[4],探测器能把这两个光子区分开,这样的 π^0 自然不会与直接光子相混淆。但也有大约 20% 的 π^0 生成两个十分靠近的 γ , 或者一个 γ 能量很高而另一个能量极低,以至被实验误判为一个直接光子。

二、微分截面

我们在光子-质子质心系里讨论问题,并忽略轻夸克(和轻的反夸克)以及靶质子的质量^[5,6]。

先来算图 1(a) 的贡献。令:

$K = (\mathbf{K}, K_0)$ 表示入射光子的四动量,

$P = (\mathbf{P}, P_0)$ 表示靶质子的四动量。

显然, $K_0 = |\mathbf{K}|$, $P_0 = \sqrt{|\mathbf{P}|^2 + m_p^2} \doteq |\mathbf{P}|$, $\mathbf{K} = -\mathbf{P}$, $K_0 = P_0$; $yK = (y\mathbf{K}, yK_0)$ 表示入射 γ 中参加相互作用的部分子的四动量 ($0 < y < 1$), $xP = (x\mathbf{P}, xP_0)$ 表示质子中参加相互作用的部分子的四动量 ($0 < x < 1$)。

定义:

$$\left. \begin{aligned} x_T &= \frac{K'_T}{E} = \frac{P'_T}{E}, \quad x_L = \frac{K'_L}{E}, \quad x_J = \frac{P'_L}{E}, \\ a_L &= \sqrt{x_T^2 + x_L^2}, \quad a_J = \sqrt{x_T^2 + x_J^2}. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

其中, K'_L 和 P'_L 分别表示两个末态光子动量 \mathbf{K}' 和 \mathbf{P}' 在入射光子束方向(简称轴向)的投影值, K'_T 和 P'_T 分别表示两个末态光子的动量在垂直于轴向的平面上的投影值。其中,

$$E = k_0 = p_0 = \frac{1}{2}\sqrt{S}, \quad S = (p + k)^2. \quad (2)$$

图 1(a) 的双微分截面为:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{dx_T dx_L} \Big|_{\gamma+P \rightarrow 2\gamma(xP_T)} &= \int dx_J \frac{\pi\alpha^2 x_T}{Sx^2 y^2 a_L a_J} \cdot \left(\frac{a_L - x_L}{a_J - x_J} + \frac{a_J - x_J}{a_L - x_L} \right) \\ &\times \sum_q e_q^2 x [q^P(x, Q^2) + \bar{q}^P(x, Q^2)] y q^{\gamma}(y, Q^2) \end{aligned} \quad (3)$$

其中:

$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{1}{2} (a_L + a_J - x_L - x_J), \\ y &= \frac{1}{2} (a_L + a_J + x_L + x_J). \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

$q^p(x, Q^2)$ 和 $\bar{q}^p(x, Q^2)$ 是质子中 q 和 \bar{q} 的分布函数, $q^r(y, Q^2)$ 是光子的 q (或 \bar{q}) 的分布函数.

再来分析由“直接-间接光子出射”过程造成的本底.

如图 1(b) 所示, 我们用: $K'' = (\mathbf{k}'', k_0'')$ 表示子过程的末态夸克(或反夸克)的四动量, $\mathbf{k}' = (\mathbf{k}', k_0')$ 表示从末态 q (或 \bar{q}) 中碎裂出来的间接光子的四动量.

定义: $x_T = \frac{K_T'}{E}, x_L = \frac{x_L'}{E}, a_L = \sqrt{x_T^2 + x_L'^2},$

假定 $\mathbf{k}' \parallel \mathbf{k}'',$ 令

$$z = \frac{|\mathbf{k}'|}{|\mathbf{k}''|}. \quad (5)$$

其它参数的含义与以前一样.

这时有:

$$x = \frac{a_L - x_L}{2z - x_L - a_L}. \quad (6)$$

图 1(b) 的双微分截面为:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{dx_T dx_L} \Big|_{\substack{r q \rightarrow r q \\ r \bar{q} \rightarrow r \bar{q}}} &= \int dz \frac{2\pi\alpha^2}{S} \cdot \frac{x_T}{x^2 z^2 a_L (2z - x_L - a_L)} \\ &\cdot \left(\frac{2z}{2z - x_L - a_L} + \frac{2z - x_L - a_L}{2z} \right) \cdot \sum_q e_q^4 x \\ &\cdot [q^p(x, Q^2) + \bar{q}^p(x, Q^2)] \cdot z D_q^r(z, Q^2) \end{aligned} \quad (7)$$

其中 $D_q^r(z, Q^2)$ 是 $q \rightarrow r$ 或 $\bar{q} \rightarrow r$ 的碎裂函数. 前面讲过, 并非所有的直接-间接光子出射过程都能构成双光子出射的背景, 只有那些被实验误判为直接光子的事例才对本底有贡献, 所以在分析本底时, (7) 式中 z 的积分限不是从 0→1, 而要对 z 的下限取截断, 截断的数值与预估的实验精度以及所选用的排除间接光子的实验依据有关. 此事后面还要另作讨论.

图 1(c) 的双微分截面为:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{dx_T dx_L} \Big|_{\substack{r q \rightarrow r q \\ r \bar{q} \rightarrow r \bar{q}}}^{\pi^0} &= \int dz \frac{2\pi\alpha^2}{S} \cdot \frac{x_T}{x^2 z (2z - x_L - a_L)} \\ &\cdot \left(\frac{2z}{2z - x_L - a_L} + \frac{2z - x_L - a_L}{2z} \right) \sum_q e_q^4 x \\ &\cdot [q^p(x, Q^2) + \bar{q}^p(x, Q^2)] D_q^{\pi^0}(z, Q^2) \end{aligned} \quad (8)$$

这里, $k'' = (\mathbf{k}'', k_0'')$ 表示子过程末态 $q(\bar{q})$ 的四动量, $\mathbf{k}' = (\mathbf{k}', k_0')$ 表示从末态 $q(\bar{q})$ 中碎裂出来的 π^0 的四动量,

$$x_T = \frac{k_T'}{E}, x_L = \frac{k_L'}{E}, a_L = \sqrt{x_T^2 + x_L'^2}, z = \frac{|\mathbf{k}'|}{|\mathbf{k}''|},$$

$D_q^{\pi^0}(z, Q^2)$ 是 $q \rightarrow \pi^0$ 或 $\bar{q} \rightarrow \pi^0$ 的碎裂函数, 其它参数的含义和主过程的一样.

这时仍有:

$$x = \frac{a_L - x_L}{2z - x_L - a_L} \quad (9)$$

和截面(7)一样,这里也有一个对 z 的下限取截断的问题,具体取法也放到后面讨论。

三、数值计算

取 $E_{\gamma}^{\text{lab}} \sim 150 \text{ GeV}$ 和 100 GeV , 相当于 $S \sim 300 \text{ GeV}^2$ 和 200 GeV^2 (这两种能量正好与 CERN 和 Fermi Lab 所能提供的光子束相对应), $\alpha_s \sim 0.5$, $\Lambda \sim 0.5 \text{ GeV}$, $Q_0^2 \sim 1.8 \text{ GeV}^2$, $Q^2 \sim xyS$ (当光子直接参加类点相互作用时, $Q^2 \sim xS$).

我们采用 A. J. Buras 和 K. J. P. Gaemers 对质子结构函数所作的参数化方法^[7], 并忽略 c 夸克及 \bar{c} 反夸克的贡献^[6]. 光子结构函数及 $q \rightarrow \gamma$ (或 $\bar{q} \rightarrow \gamma$) 的碎裂函数采用 Llewellyn Smith 的结果^[8], 并加以参数化^[6].

$$\begin{cases} yq_{2/3}^{\gamma}(y, Q^2) = \frac{\alpha}{\pi} (0.078 + 0.215y)(1-y)^{0.1} \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right) \\ yq_{1/3}^{\gamma}(y, Q^2) = \frac{1}{4} yq_{2/3}^{\gamma}(y, Q^2) \\ zD_{2/3}^{\gamma}(z, Q^2) = \frac{\alpha}{\pi} (0.2596 - 0.0909z)(1-z)^{0.25} \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right) \\ zD_{1/3}^{\gamma}(z, Q^2) = \frac{1}{4} zD_{2/3}^{\gamma}(z, Q^2) \end{cases}$$

其中 $q_{2/3}^{\gamma}(y, Q^2)$ (或 $q_{1/3}^{\gamma}(y, Q^2)$) 表示, 分动量为 y , 电荷数为 $\frac{2}{3}$ (或 $\frac{1}{3}$) 的夸克或反夸克的光子结构函数. 而 $D_{2/3}^{\gamma}(z, Q^2)$ (或 $D_{1/3}^{\gamma}(z, Q^2)$) 表示, 分动量为 z , 电荷数为 $\frac{2}{3}$ (或 $\frac{1}{3}$) 的夸克或反夸克碎裂成光子的碎裂函数. $\alpha \doteq \frac{1}{137}$ 是电磁作用的精细结构常数.

为了参数化的方便, 我们砍掉了这两种函数在低动量(即小 y 或小 z) 区的陡峭部分. 对于光子碎裂函数来说, 由于截面(7)要对 z 的下限取截断($z \geq 0.8$, 详见后文), 所以低 z 区的 $D_q^{\gamma}(z, Q^2)$ 的行为与我们的计算无关; 对于光子结构函数, 由于低 y 区的人射部分对大 P_T 末态的贡献很小, 所以这种简化对计算结果并无实质性的影响. 此外, 光子结构函数的超过领头对数(beyond Leading Log)计算^[9]在低 y 区给出了非常大的修正(当 $y \rightarrow 0$ 时, $q^{\gamma} \rightarrow -\infty$), 这说明文献[8]给出的曲线在低 y 区不可靠. π^0 的碎裂函数采用 Feynman-Field 的结果^[10]. 具体参数式见文献[6]. 该结果忽略了碎裂函数对 Q^2 的依赖关系. 由于 π^0 碎裂函数只在背景计算中出现, 这样作只会在大 Q^2 处高估本底. 由于我们的 Q^2 并不很大, 所以不足为患.

公式(3)里 x_j 的积分区间由下面的不等式组确定:

$$\begin{cases} 0 < a_j < 1 \\ 0 < x < 1 \\ 0 < y < 1 \\ \bar{s} \equiv \ln \left[\ln(Q^2/\Lambda^2) / \ln\left(\frac{Q_0^2}{\Lambda^2}\right) \right] > 9 \end{cases} \quad (10)$$

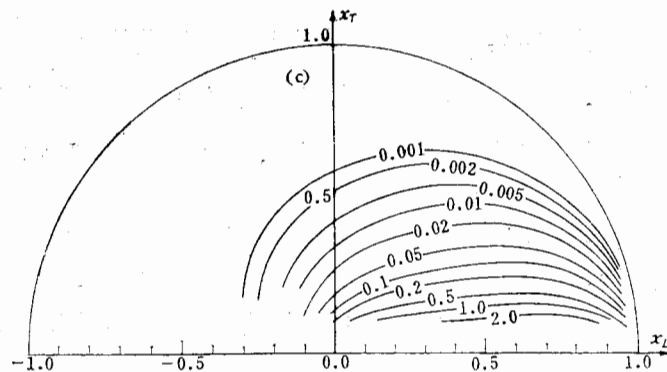
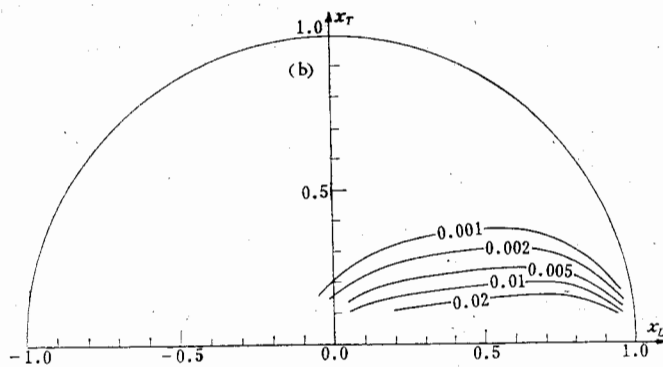
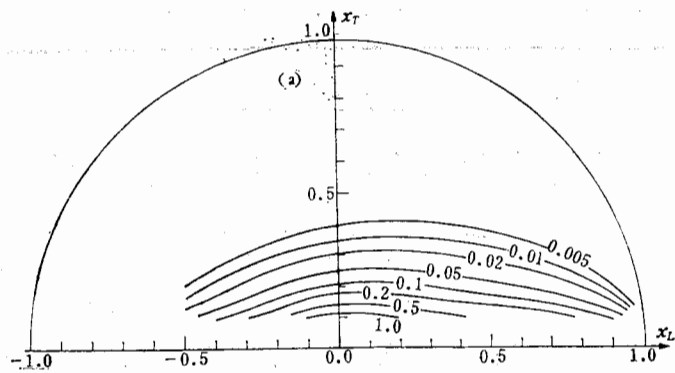


图 2(a) $S = 300\text{GeV}^2$

$$\frac{d^2\sigma}{dx_T dx_L} (\gamma + p \rightarrow 2\gamma + p_T)$$

单位: nb

(b) $S = 300\text{GeV}^2$

$$\frac{d^2\sigma}{dx_T dx_L} (\gamma + p \rightarrow \gamma + q(\bar{q}))$$

单位: nb

(c) $S = 300\text{GeV}^2$

$$\frac{d^2\sigma}{dx_T dx_L} (\gamma + p \rightarrow \gamma + q(\bar{q}))$$

单位: nb

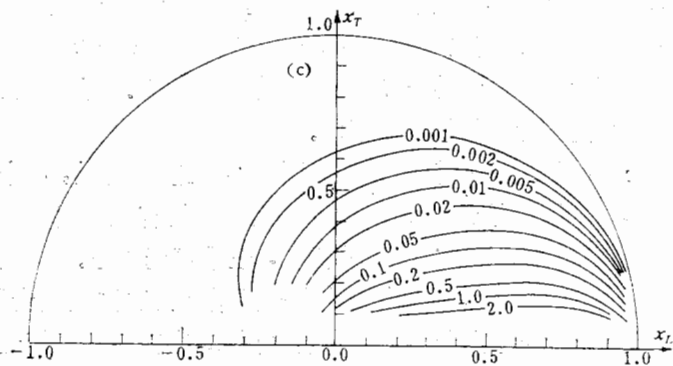
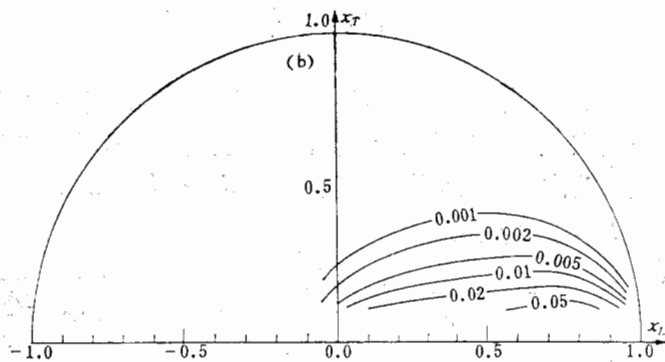
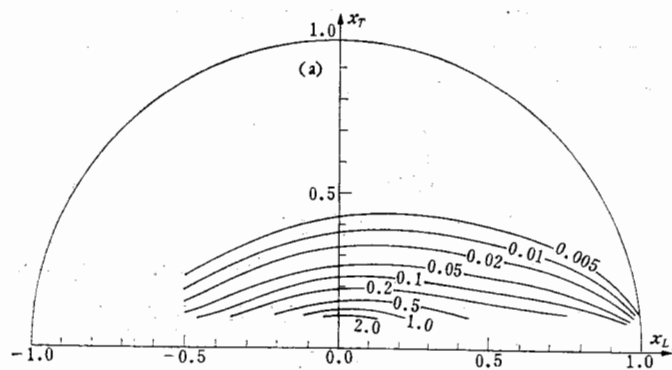


图 3(a) $S = 200\text{GeV}^2$

$$\frac{d^2\sigma}{dx_T dx_L} (\gamma + p \rightarrow 2r + p_T)$$

单位: nb

(b) $S = 200\text{GeV}^2$

$$\frac{d^2\sigma}{dx_T dx_L} (\gamma + p \rightarrow \gamma + q(\bar{q}))$$

单位: nb

(c) $S = 200\text{GeV}^2$

$$\frac{d^2\sigma}{dx_T dx_L} (\gamma + p \rightarrow \gamma + q(\bar{q}))$$

单位: nb

公式 (7) 和 (8) 里 z 的积分区间由下式确定:

$$\begin{cases} 0 < x < 1 \\ s > 0 \\ 0.8 < z < 1 \end{cases} \quad (11)$$

这里把 z 的积分截断值取成常数 (0.8), 显然是假定在实验上用“碎片动量法”来识别间接光子, 且只有当 $q(\bar{q})$ 的 80% 以上的动量被碎裂出的 γ 或 π^0 带走时, 才可以构成本底。

算出的双微分截面的数值结果见图 2 和图 3。

四、讨 论

比较图 2(a) 与图 2(b) 以及图 3(a) 与图 3(b), 可知图 1(b) 对主过程的本底的贡献确实是微不足道的, 尤其在 $x_L < 0.5$ 时更是这样。如果打算在实验中用“动量比较法”排除间接光子, 那么就要把公式 (7) 里 z 的截断式换成 $|K'_T - P'_T| \lesssim 2\Delta$ 。

$$\text{由 } \begin{cases} |K'_T - K''_T| \lesssim 2\Delta \\ z = \frac{|\mathbf{k}'|}{|\mathbf{k}''|} = \frac{K'_T}{K''_T} \Rightarrow 1 - \frac{K'_T}{K''_T} \lesssim \frac{2\Delta}{K''_T} \Rightarrow z \gtrsim \frac{1}{1 + \frac{2\Delta}{E x_T}} \end{cases}$$

如果忽略高能光子中部分子的横向动量, 那末子过程质心的横向动量就只能从靶粒子的 Parton 上获取, 故 $\Delta \sim \langle K_T \rangle$ ($\langle K_T \rangle$ 表示质子里部分子的横向动量的平均值)。根据文献 [11], $\langle K_T \rangle \sim 0.24 - 0.38 \text{ GeV}$ 。若取 $\langle K_T \rangle = 0.25 \text{ GeV}$, 则 $2\Delta \sim 0.5 \text{ GeV}$ 。当 $S = 300 \text{ GeV}^2$ 时, 算出 $x_T = 0.3$ 处 (相当于 $K'_T = 2.6 \text{ GeV}$) 的 $z \gtrsim 83\%$ 。可见在目前的实验条件下, 这两种方法排除间接光子背景的效能差不多。

图 2(c) 和图 3(c) 中给出的 π^0 背景看起来比较大, 但前面讲过, 这个结果还要消去 80% 才是真正的本底, 所以也不足为患, 不过这时主截面的有效区要取小一点 (大约是 $x_L < 0.2$)。应当指出, 用“动量比较法”排除 π^0 背景, 效果可能更好。原因是: 由 π^0 衰变出的两个光子的动量一般比较接近, 故每个间接光子的动量几乎比直接光子小了一半, 这时若用动量比较法来挑选直接光子对出射的事例, 则由 π^0 衰变出的间接光子的绝大部分都会被排除。实际上, 我们不妨在使用碎片动量法的同时, 增加一条 $|K'_T - P'_T| \lesssim 2\Delta$ 的条件。由于我们本来就要对两个同时产生的末态光子的动量作测量, 所以这样作并不会给实验观测带来新的麻烦, 效果却好了许多。总之, 我们认为, $\gamma + p \rightarrow 2\gamma_{xP_T}$ 的 QCD 预言可望在 $x_T > 0.1$ 和 $x_L < 0.2$ 的区域内得到比较好的实验数据的支持。

结论: 用微扰 QCD 预言的 $\gamma + p \rightarrow 2\gamma_{(xP_T)}$ 反应具有本底干净的突出特点, 其反应截面的数值也在很大的 (x_T, x_L) 区域内达到了 0.1 nb (目前实验能够探测到的最小光子截面大约是这个值)^[4]。预料, 随着光子探测技术的不断改进, 这个反应有可能成为检验 QCD 的一个重要实验。

本文是在中国科学院高能物理所的杜东生副教授的指导下完成的, 这里深表谢意; 高能所黄涛副教授、东方晓老师也提供了帮助, 在此一并表示谢意。

参 考 文 献

- [1] E. Amaldi et al., *Phys. Lett.*, **77B** (1978), 240;
84B (1979), 360; *Nucl. Phys.*, **B150** (1979), 326;
J. H. Cobb et al., *Phys. Lett.*, **78B** (1978), 519;
R. M. Baltrusaitis et al., *Phys. Lett.*, **88B** (1979), 372;
M. Diakonon et al., *Phys. Lett.*, **87B** (1979), 292;
Phys. Lett., **91B** (1980), 296.
- [2] C. Carimalo et al., *Phys. Lett.*, **98B** (1981), 105.
- [3] J. F. Owens, *Phys. Rev.*, **D21** (1980), 54.
- [4] D. Treille and P. Weilhammer, Private Communication With T. S. Tu
- [5] H. Feitesch and P. Minkowski, *Phys. Lett.*, **69B** (1977), 316.
- [6] Tung-Sheng TU and Chi-min WU, *Nucl. Phys.*, **B156** (1979), 493.
- [7] A. J. Buras and K. J. P. Gaemers, *Nucl. Phys.*, **B132** (1978), 249.
- [8] C. H. Llewellyn Smith, *Phys. Lett.*, **79B** (1978), 83.
- [9] W. A. Bardeen and A. J. Buras, *Fermilab PUB* 79-91 (1978).
- [10] R. D. Field and R. P. Feynman, *Nucl. Phys.*, **B136** (1978), 1
- [11] Katsuji JGUCHI and Akira NIEGAWA, *Prog. Theor. Phys.*, Vol. 64 No. 3 (1980), 1093.

QCD PREDICTION FOR THE REACTION $\gamma + p \rightarrow 2\gamma + X$

LUO MA

(Nankai University)

ABSTRACT

In the framework of the perturbative QCD, the two-fold differential cross section $\frac{d^2\sigma}{dx_T dx_L}$ of the reaction $\gamma + p \rightarrow 2\gamma + X$ and its two backgrounds ($\gamma + p \rightarrow \gamma + q(\bar{q}) + X$, $\gamma + p \rightarrow \gamma + q(\bar{q}) + X$) are calculated in c. m. s.. The results show that, in a large range of (x_T, x_L) , the calculated reaction cross section can be measured in current laboratory condition. And due to the properties of this reaction, i. e., large P_T photoproduction and direct photon pair emission, all of the backgrounds can be greatly suppressed.