



Département de PHYSIQUE

## Mémoire de Master

Spécialité: Physique théorique

*Intitulé*

# **Théorie des photons directs et calcul de la section efficace inclusive**

Présentée par

**YESSAD Kahina**

Soutenu le: **05/06/2016**

Devant le Jury composé de:

<b>Président</b>	<b>: M<sup>r</sup> BELABBAS Abdelmoumene</b>	<b>MCB</b>	<b>U. Bejaïa</b>
<b>Examineur</b>	<b>: M<sup>r</sup> GHARBI Abdelhakim</b>	<b>MCA</b>	<b>U. Bejaïa</b>
<b>Rapporteur</b>	<b>: M<sup>r</sup> BEKLI Mohamed Reda</b>	<b>MCB</b>	<b>U. Bejaïa</b>

**Promotion 2015/2016**

## DEDICACE

*J E DÉDIE CE MODESTE TRAVAIL :*

À MA MÈRE

À MON PÈRE

À MES FRÈRES

À MA SŒUR

À MON FIANCÉ

À TOUTE MA FAMILLE

À TOUS MES AMIS

## REMERCIEMENTS

En tout premier lieu, je tiens à remercier *MON DIEU* notre créateur pour m'avoir donné la force et le courage pour accomplir ce modeste travail.

Je tiens à remercier particulièrement mon respectable encadreur *Dr. BEKLI MOHAMED REDA*, pour ses précieux conseils, son aide et orientations, pour le temps et les efforts qu'il a dépensé afin que ce travail voit le jour.

Je remercie *Dr. BELABBAS A.MOUMENE*, de nous avoir fait l'honneur de présider ce jury, ainsi que *Dr. GHARBI ABDELHAKIM*, d'avoir accepté d'examiner mon modeste travail.

Je remercie également mes parents, mes frères, ma sœur, mon fiancé ainsi que ma tante *Y. Tighilt*, pour leur soutien physique et moral.

Sans oublier de remercier toute ma famille universitaire : professeurs et étudiants en particulier ma promotion de Master en physique théorique de 2016 et tous mes amis.

**TABLE DES MATIERE**

<b>INTRODUCTION GENERALE</b>	<b>1</b>
<b><u>CHAPITRE I : PHOTONS DIRECTS, CHRODYNAMIQUE QUANTIQUE</u></b>	<b>5</b>
<b>I.1. INTRODUCTION.....</b>	<b>6</b>
<b>I.2. CHRODYNAMIQUE QUANTIQUE.....</b>	<b>6</b>
<b>I.3. FACTORISATION .....</b>	<b>9</b>
<b>I.4. PHOTONS PROMPTS (ISOLES).....</b>	<b>10</b>
<b>I.4.1. LES PHOTONS DIRECTS.....</b>	<b>10</b>
<b>I.4.2. LES PHOTONS DE FRAGMENTATION.....</b>	<b>11</b>
<b>I.4.3. LES PHOTONS DE RAYONNEMENT D'ETAT INITIAL et D'ETAT FINAL.....</b>	<b>11</b>
<b>I.4.4. LES PHOTON ISSUS DU PLASMA DE QUARKS ET DE GLUONS.....</b>	<b>11</b>
<b>I.5. PRODUCTION DE PHOTONS DIRECTS.....</b>	<b>12</b>
<b>I.6. CONCLUSION.....</b>	<b>14</b>
<b><u>CHAPITRE II : CINEMATIQUE DU PHOTON DIRECT</u></b>	<b>15</b>
<b>II.1. INTRODUCTION.....</b>	<b>16</b>
<b>II.2. CINEMATIQUE DU PHOTON DIRECT.....</b>	<b>16</b>
<b>II.2.1. CALCUL DES VARIABLES DE MANDESTLAM.....</b>	<b>17</b>
<b>II.2.2. EXPRESSION DE LA SECTION EFFICACE INCLUSIVE.....</b>	<b>18</b>
<b>II.2.2.1. SOUS PROCESSUS <math>qg \rightarrow \gamma q</math> .....</b>	<b>19</b>
<b>A. PROCESSUS <math>p\bar{p} \rightarrow \gamma + X</math>.....</b>	<b>21</b>
<b>B. PROCESSUS <math>pp \rightarrow \gamma + X</math>.....</b>	<b>21</b>
<b>II.2.2.2. SOUS Processus <math>q\bar{q} \rightarrow \gamma g</math>.....</b>	<b>21</b>
<b>A. Processus <math>\bar{p}p \rightarrow \gamma + X</math> .....</b>	<b>22</b>
<b>B. Processus <math>pp \rightarrow \gamma + X</math> .....</b>	<b>23</b>
<b>II.3. CONCLUSION .....</b>	<b>23</b>
<b><u>CHAPITRE III : CALCUL de LA SECTION EFFICACE INCLUSIVE</u></b>	<b>24</b>
<b>III.1.INTRODUCTION.....</b>	<b>25</b>

## Table des matières

---

III.2. TEVATRON .....	25
III.3. LE LHC .....	25
III.4. PROCESSUS $P\bar{P}$ .....	26
III.4.1 Pour $\sqrt{s} = 1,8 \text{ TeV}$ .....	26
III.4.2 pour $\sqrt{s} = 1,96 \text{ TeV}$ .....	27
III.4.3 COMPARAISON ENTRE LES SECTION EFFICACES CALCULEES POUR $\sqrt{s} = 1,8 \text{ GeV}$ et $\sqrt{s} = 1,96 \text{ GeV}$ .....	28
III.5. PROCESSUS $PP$ .....	29
III.5.1 pour $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ .....	29
III.5.2 pour $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ .....	30
III.5.3 COMPARAISON ENTRE LA SECTION EFFICACEE POUR $\sqrt{s} =$ $7 \text{ TeV}$ ET POUR $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ .....	31
III.7 VARIATION DE LA SECTION EFFICACE INCLUSIVE EN FONCTION DE L'ECHELLE DE LA FACTORISATION.....	31
III.7.1 PROCESSUS $P\bar{P}$ POUR $\sqrt{s} = 1,96 \text{ TeV}$ .....	31
III.7.2 PROCESSUS $PP$ POUR $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ .....	32
III.8 CONCLUSION.....	33
CONCLUSION GENERALE	34
<u>ANNEXE 1</u> : FeynCalc ET SES CONVENTIONS	35
<u>ANNEXE 2</u> : CALCULS DES AMPLITUDES DE DIFFUSION	36
II.1 SOUS PROCESSUS $qg \rightarrow qp$ .....	36
II.2 SOUS PROCESSUS $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$ .....	38
<u>ANNEXE 3</u> : CALCUL LA SECTION EFFICACE INCLUSIVE	42
III.1 PROCESSUS $P\bar{P}$ .....	42
III.2 PROCESSUS $PP$ .....	43

## INTRODUCTION GENERALE

Le fait de se limiter à un petit nombre d'éléments fondamentaux comme constituants de toutes choses matérielles, aussi complexes soient-elles, est longtemps resté une hypothèse purement philosophique dont les premières traces remontent incontestablement à la Grèce antique. Il aura fallu attendre plus de deux millénaires et la découverte des atomes pour que cette conjecture se matérialise en un fait scientifique établi.

Rapidement, ce caractère élémentaire de la matière a volé en éclats avec les découvertes successives du noyau (Rutherford, 1911), des protons (Rutherford, 1919) et neutrons (Chadwick, 1932), et enfin des quarks qui y sont confiné. Dans le début des années trente, l'état des connaissances se limitait au fait que le noyau est composé de protons et de neutrons qui sont considérés, avec l'électron et le photon, comme des particules élémentaires. La stabilité du noyau est la question qui se pose, car il devrait s'éclater par la répulsion coulombienne des protons. Les physiciens sont donc obligés d'admettre l'existence d'une interaction qu'ils appellent interaction nucléaire forte.

Les années cinquante voient le développement des accélérateur de particules et au début des années soixante, une centaine des particules sensibles à l'interaction forte, appelées hadrons, ont été découvertes dans les accélérateurs.

Les hadrons peuvent être séparés en 2 groupes : les mésons, de spin entier et les baryons, de spin demi-entier. En 1961, pour mettre de l'ordre à ce nombre d'hadrons toujours croissant, M. Gell-Mann et Y. Ne'eman vont réussir à décrire le spectre de particules observées à partir du groupe SU(3) [groupe des matrices unitaire et de déterminant 1]. En 1964 au Brookhaven National Laboratory, N. Samios et son groupe ont découvert le modèle eigfold qui permet la prédiction du baryon  $\Omega^-$ . Mais aucune particule appartenant à la représentation fondamentale de SU(3), appelée triplet ne fut découverte.

En 1964, M. Gell-Mann et indépendamment S. Zweig proposent le modèle des quarks. Dans ce modèle, les hadrons sont des particules composites et non plus des particules élémentaires. Ils sont formés de particules élémentaires, appelées quarks, qui appartiennent à la représentation fondamentale SU(3) [1].

Les processus de diffusion à grande impulsion transverse (Pt) constituent un moyen privilégié pour étudier la structure des hadrons, des interactions, et de leurs constituants (quarks et gluons). Les processus contenant un photon direct dans l'état final présente de nombreux avantages, parmi lesquelles on peut citer :

- Le petit nombre de sous processus, ce qui facilite les calculs théoriques.
- Un couplage quark-photon simple et bien connu, semblable à l'interaction électron-photon.
- Le photon est détecté directement, ce qui n'est pas le cas quand on s'intéresse à produits de diffusion tel que les quarks et les gluons, qui constituent le.

# Introduction générale

---

- Les caractéristiques cinématiques du photon (angle et énergie) peuvent être mesurées avec précision.

Le travail effectué dans ce mémoire a pour objectif le calcul de la section efficace inclusive en fonction de l'impulsion transverse de la production de photons directs suite à la collision proton-proton ( $p - p$ ), et proton-anti proton ( $p - \bar{p}$ ). Il est partagé en trois chapitres :

Dans le premier chapitre, des considérations théoriques sont présentées sur la chromodynamique quantique (rappel des règles de Feynman en QED, et également en QCD), le théorème de factorisation, les différentes catégories de photon prompt (photon direct, photon des fragmentations, les photons de rayonnements d'états initial et finale, et les photons issus du plasma de quarks et de gluons), et finalement les processus production du photon direct.

Dans le second chapitre on décrit les différentes variables cinématiques nécessaires dans le calcul de la section efficace inclusive de la production de photons directs suite à la collision proton-proton ( $p - p$ ), et proton-anti proton ( $p - \bar{p}$ ).

Dans troisième, et dernier chapitre, on présente des calculs que nous avons obtenus pour la variation de la section efficace inclusive en fonction de l'impulsion transverse, et de l'échelle de Factorisation-Renormalisation, et cela pour les deux processus physique proton-proton ( $p - p$ ) et proton-antiproton ( $p - \bar{p}$ ). Des comparaisons avec les différents résultats expérimentaux publiés ces dernières années sont également effectuées.

Le mémoire se termine par une conclusion générale.

Dans les Annexes on présente les différentes étapes de calculs des amplitudes de sous processus  $qg \rightarrow qp$  et  $q\bar{q} \rightarrow Y + g$  en utilisant FeynCalc version 8.1.0, et le calcul de la section efficace inclusive de deux processus proton-proton  $p - p$  et proton-anti proton  $p - \bar{p}$ ,

# CHAPITRE I

PRODUCTION DES PHOTONS DIRECTS DANS LE CADRE DE LA QCD PERTURBATIVE



## PRODUCTION DES PHOTONS DIRECTS DANS LE CADRE DE LA QCD PERTURBATIVE

### I.1. INTRODUCTION :

La description des collisions hadron-hadron repose sur l'utilisation conjointe du modèle des partons et de la chromodynamique quantique. La chromodynamique quantique est une théorie des champs qui décrit les interactions fortes en termes de couplage entre champs de matière (quarks) et champs de jauge (gluons).

Dans ce chapitre nous allons rappeler les règles de Feynman de la QED, ainsi que les contributions apportées par celles de la QCD, puis nous allons aborder le théorème de factorisation et les différents types de photons prompts, dont le photon direct et sa production.

### I.2. CHROMODYNAMIQUE QUANTIQUE :

Le calcul d'ordre supérieur en QCD [2] introduit des corrections au modèle des partons. Ces corrections permettent d'expliquer par exemple les violations d'invariance d'échelle observées dans les expériences de diffusion profondément inélastique (DIS). Le modèle de proton [3] « corrigé » prend en compte le fait qu'il peut y avoir corrections radiative. Les interactions de QCD sont décrites par des champs de matière (fermions), les quarks triplets de couleurs ('rouge', 'bleu' et 'vert'), et les vecteurs de l'interaction (bosons), les gluons octets de couleur. L'existence des gluons à l'intérieur du nucléon avait été suggérée par les mesures des expériences de diffusion profondément inélastique.

Mais d'abord, on va commencer par donner un bref rappel sur l'Electrodynamique Quantique (QED) [4]:

➤ Lagrangienne de la QED est donné par :

$$L_{QED} = \bar{\Psi} (i \not{D} - m) \Psi - \frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} \quad (1.1)$$

Où :

$F^{\mu\nu}$  est le tenseur du champ électromagnétique, défini par:

$$F^{\mu\nu}(x) = \partial^\mu A^\nu(x) - \partial^\nu A^\mu(x) \quad (1.2)$$

$D_\mu$  est la dérivé covariante, définie par :

$$D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu \quad (1.3)$$

$\Psi(x)$  est la transformation de jauge locale, est définie par :

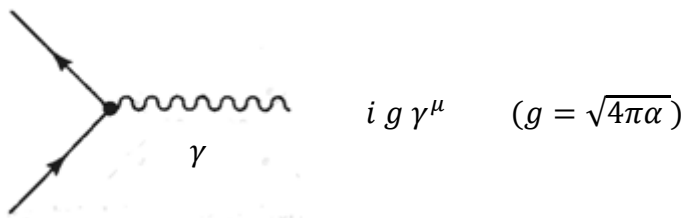
$$\begin{cases} \Psi(x) \rightarrow \Psi'(x) = e^{ie\alpha(x)}\Psi(x) \\ \bar{\Psi}(x) \rightarrow \bar{\Psi}'(x) = e^{-ie\alpha(x)}\bar{\Psi}(x) \end{cases} \quad (1.4)$$

Conjointement, on applique une transformation de Jauge sur le champ bosonique comme suit :

$$A_\mu(x) \rightarrow A'_\mu(x) = A_\mu(x) + \partial_\mu\alpha(x) \quad (1.5)$$

Après remplacement et simplifications, on remarque que lagrangien de la QED est invariant par transformation de Jauge Locale.

A partir du  $L_{QED}$  donné précédemment, on déduit l'expression du vertex electron-photon :



➤ Le Lagrangien de la QCD [5] est donné par :

$$L_{QCD} = \bar{\psi} (i \not{D} - m) \psi - \frac{1}{2} Tr F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \quad (1.6)$$

Avec :

$$\Psi = \begin{pmatrix} \Psi_R \\ \Psi_G \\ \Psi_B \end{pmatrix}$$

$F^{\mu\nu}$  est l'analogue du tenseur électromagnétique. Il est défini par:

$$F_{\mu\nu}^\alpha = \partial_\mu A_\nu^\alpha - \partial_\nu A_\mu^\alpha + g f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c \quad (1.7)$$

$f^{abc}$  est totalement antisymétrique.

$D_\mu$  est la dérivé covariante, elle est définie par :

$$D_\mu = \partial_\mu - igA_\mu^b(x)T^b \quad (1.8)$$

$T^b$  est donné par :

$$T^b = \frac{\lambda^b}{2} T^b = \frac{\lambda^b}{2} \quad (1.9)$$

où  $\lambda^b$  sont les huit matrices de Gell-Mann, elle sont définies par :

$$\lambda^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}; \lambda^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}; \lambda^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}; \lambda^4 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix};$$

$$\lambda^5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}; \lambda^6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}; \lambda^7 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}; \lambda^8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix};$$

Appliquant la transformation de Jauge Locale conjointement aux champs de matière et les champs bosoniques:

$$\Psi \rightarrow \Psi + ig\alpha\Psi \tag{1.10}$$

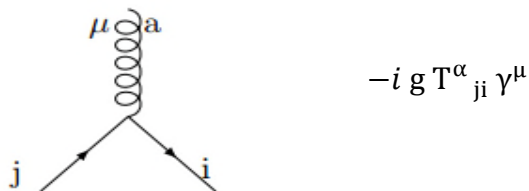
$$A_x \rightarrow A_x + \partial_\mu\alpha - ig[A_\mu, \alpha] \tag{1.11}$$

avec :  $A_\mu = A_\mu(x)T$

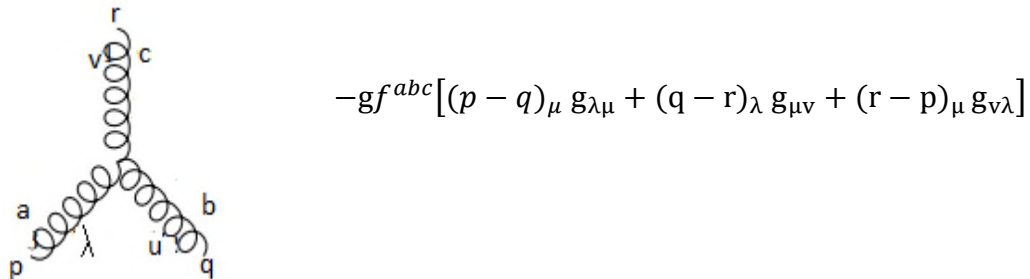
Après remplacement et simplifications, on remarque que lagrangien de la QCD est invariant par transformation de Jauge Locale.

A partir du  $L_{QCD}$  donné précédemment on déduit les règles de Feynman de la QCD et qui sont les suivantes :

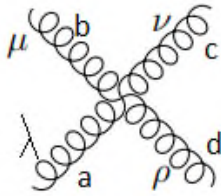
➤ Le couplage fermion-gluons :



➤ Le couplage à trois gluons :



➤ Le couplage à 4 gluons :



$$-ig^2 [f^{abc} f^{cde} (g_{\lambda\nu} g_{\mu\rho} - g_{\lambda\rho} g_{\mu\nu}) + f^{ace} f^{bde} (g_{\lambda\mu} g_{\nu\rho} - g_{\lambda\rho} g_{\mu\nu}) + f^{ade} f^{bce} (g_{\lambda\mu} g_{\mu\rho} - g_{\lambda\rho} g_{\mu\rho})]$$

### I.3. FACTORISATION :

Le théorème de factorisation [6] permet de séparer les processus de diffusion en trois parties différentes et qui permet de déterminer la section efficace  $\sigma_{AB \rightarrow X}$  :

- Distribution de partons dans l'état initial.
- Diffusion dur parton-parton.
- Fragmentation des partons sortants en hadrons.

La section efficace de production de photons directs lors des collisions proton-proton (Fig. I.1) peut se calculer en sommant sur tous les processus durs possibles et en intégrant sur les fractions d'impulsion  $x_a$  et  $x_b$  des partons  $a$  et  $b$  au sein des hadrons A et B. Ainsi, à l'aide du théorème de factorisation on peut écrire la section efficace de deux hadrons en interactions  $\sigma_{AB \rightarrow X}$  comme suit:

$$\sigma_{AB \rightarrow X} = \sum_{a=q, \bar{q}, g} \sum_{b=q, \bar{q}, g} \int dx_a dx_b f_{a/A}(x_a) f_{b/B}(x_b) \sigma_{ab \rightarrow X}(x_a, x_b) \quad (1.12)$$

$\sigma_{AB \rightarrow X}$  est la sections efficace d'interaction entre les hadrons. Fonctions de structure  $f_{a/A}(x_a)$  et  $f_{b/B}(x_b)$  sont des distributions qui décrivent la probabilité pour qu'un parton d'impulsion  $p_a$ , on  $p_b$ , porte ne fraction de l'impulsion du parton  $p_a = X_a p_A$ , on  $p_b = X_b p_B$  respectivement :

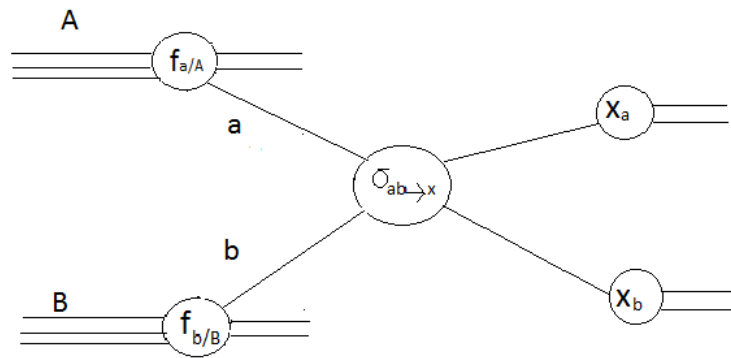


Figure I.1 : Collision  $p - p$  dans le modèle des partons.

Dans le modèle des partons naïf les distributions partoniques sont invariantes d'échelle.

Pour rendre compte de la violation d'invariance d'échelle, il est nécessaire de prendre en compte les processus d'ordre supérieurs, de rayonnement et d'embranchement partoniques, décrite dans cadre Chromodynamique quantique [7].

Dans ce qui suit, les variables sans dimensions de Mandelstam ( $s, t, u$ ) sont considéré comme largement supérieures par rapport à l'échelle de Masse des Hadron ( $\approx 1\text{GeV}$ ).

#### I.4. PHOTONS PROMPTS (ISOLES) :

Les Photons prompts sont l'ensemble de photons produits dans une collision proton-proton. Cette production peut être engendrée par plusieurs mécanismes [8]. Ainsi, la terminologie relative aux photons prompts (isolés) peut recouvrir jusqu'à 4 sous catégories [9]:

##### I.4.1. LES PHOTONS DIRECTS :

Il s'agit photons de hautes énergies qui sont issus directement du processus partonique initiale, dit dur. C'est fait l'objet de ce mémoire. [10]

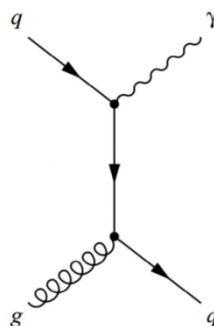
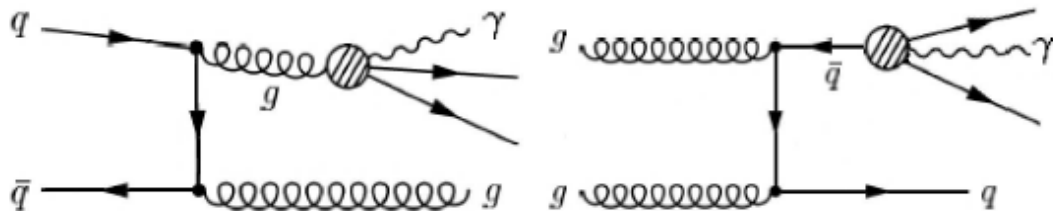


Figure I.2 : Production les photons directs

### I.4.2. LES PHOTONS DE FRAGMENTATION :

Il s'agit des photons provenant de la fragmentation d'un parton dur. En effet, lorsque deux partons (un quark et un gluon) entrent en collision, le plus probable est qu'ils subissent une diffusion élastique et donnent deux partons (un quark et un gluon). Par la suite, le quark ou gluon vont fragmenter. La plupart des fragments sont des quarks, des anti-quarks et des gluons de plus basse énergie accompagnés de photons [11].

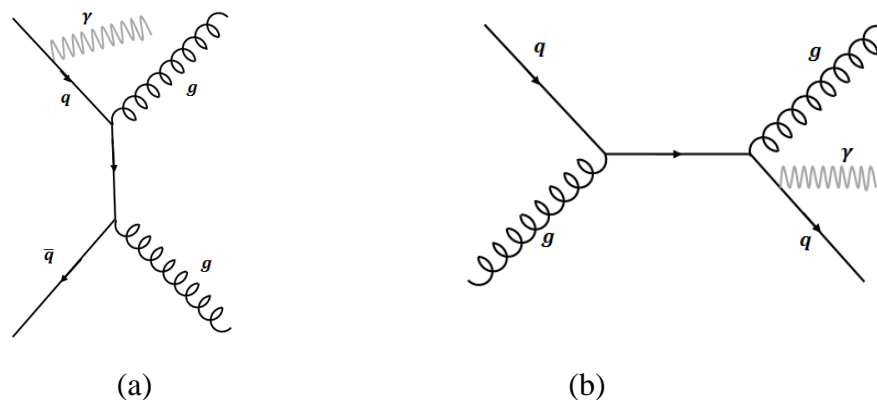


**Figure I.3 :** diagramme de production de photons

de fragmentation au premier ordre.

### I.4.3. LES PHOTONS DE RAYONNEMENT D'ETAT INITIAL ET D'ETAT FINAL :

Ces photons sont émis par un parton sur la voie d'entrée (état initial) ou sortant de l'interaction (état final) [12].



**Figure I.4 :** diagramme de production de photons prompts par rayonnement d'état initial (a) et d'état final (b)

### I.4.4. LES PHOTON ISSUS DU PLASMA DE QUARKS ET DE GLUONS :

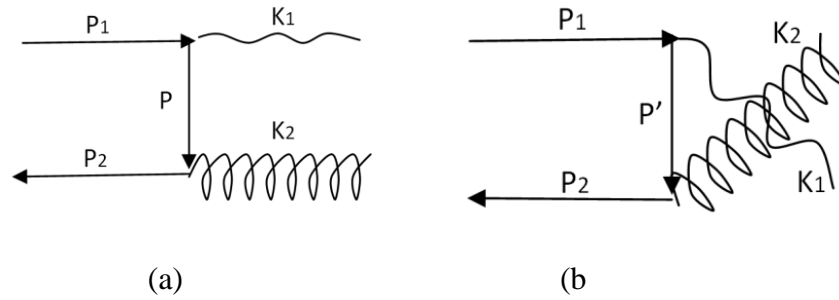
La phase des partons qui serait créée lors des collisions d'ions lourds émet également des photons thermiques d'énergie modérée. Ces photons ont été observés au RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) et LHC (Large Hadron Collider) [13].

**I.5. PRODUCTION DE PHOTONS DIRECTS :**

Dans ce qui suit on s'intéresse à la production de photons directs suite à la collision de deux hadrons. Les sous-processus qui interviennent sont, au niveau partonique, les réactions d'annihilation et la réaction de diffusion de type Compton [14].

Par convention, on considère que les collisions se produisent suivant l'axe  $X_3$ .

Le premier sous processus considéré ici est la réaction d'annihilation  $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$  [15] représenté par les diagrammes suivants :

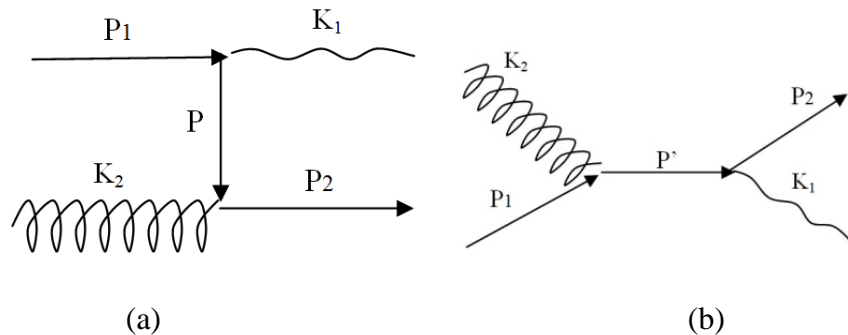


**Figure. I.5 :** Diagrammes de Feynman pour l'interaction quark-antiquark avec émission d'un seul photon.

$$M_A^a = -ieqg_s \bar{v}^{(s)}(2)(c_2^+)_i \gamma_\mu \left(\frac{\lambda^a}{2}\right)_{ij} \frac{\not{P} + M_q}{P^2 - M_q^2} \gamma_\alpha u^{(s)}(1)(c_1^+)_j (\varepsilon_{2\mu}^* a_2^{a\ell}) \varepsilon_{1\alpha}^* \tag{1.13}$$

$$M_A^b = -ieqg_s \bar{v}^{(s)}(2)(c_2^+)_i \gamma_\mu \frac{\not{P}' + M_q}{P'^2 - M_q^2} \gamma_\alpha \left(\frac{\lambda^a}{2}\right)_{ij} u^{(s)}(1)(c_1^+)_j (\varepsilon_{2\mu}^* a_2^{a\ell}) \varepsilon_{1\alpha}^* \tag{1.14}$$

Le second sous processus considéré est la réaction de diffusion de type Compton  $qg \rightarrow q\gamma$  ou  $\bar{q}g \rightarrow \bar{q}\gamma$  représenté par les diagrammes suivants :



**Figure I.6 :** Diagrammes de Feynman pour l'interaction quark-gluon avec émission d'un seul photon

$$M_C^a = -ieqg_s \bar{u}^{(s)}(2) (c_2^+)_i^m \gamma_\mu \left( \frac{\lambda^a}{2} \right)_{ij} \frac{\not{P}' + M_q}{P'^2 - M_q^2} \gamma_\alpha u^{(s')}(1) (c_1^+)_j^n (\varepsilon_{2\mu} a_2^{al}) \varepsilon_{1\alpha}^* \quad (1.15)$$

$$M_C^b = -ieqg_s \bar{u}^{(s)}(2) (c_2^+)_i^m \gamma_\mu \frac{\not{P}' + M_q}{P'^2 - M_q^2} \gamma_\alpha \left( \frac{\lambda^a}{2} \right)_{ij} u^{(s')}(1) (c_1^+)_j^n (\varepsilon_{2\alpha} a_2^{al}) \varepsilon_{1\mu}^* \quad (1.16)$$

Les indices  $A$  et  $C$  désignent les processus d'annihilation et de type Compton, respectivement. Les  $\lambda$  représentent les huit matrices de Gell-Mann.

Vecteurs  $c$  et  $a$ , de trois et huit composants, servent à décrire l'état de couleurs des quarks et des gluons, respectivement.

$$c = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \text{ pour rouge, } c = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \text{ pour bleus, } c = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \text{ pour vert.}$$

$$a = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \text{ pour } |1\rangle, \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \text{ pour } |2\rangle, \dots, \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \text{ pour } |8\rangle.$$

L'amplitude totale est la somme des sous amplitudes :

$$M_A = M_A^a + M_A^b \quad (1.18)$$

$$M_C = M_C^a + M_C^b \quad (1.19)$$

La section efficace est obtenue en calculant d'abord l'amplitude au carrée et En moyennant sur les couleurs et les polarisations des quarks et des bosons de l'état initial, en sommant sur les couleurs et les polarisations des quarks et des bosons de l'état final :

$$S_A = \frac{1}{3^2} \sum_{m,n=1}^3 \sum_{l=1}^8 \frac{1}{2^2} \sum_{s,s'=1}^2 \sum_{\varepsilon_1, \varepsilon_2=1} |M_A|^2 \quad (1.20)$$

$$S_C = \frac{1}{3} \sum_{m,n=1}^3 \frac{1}{8} \sum_{l=1}^8 \frac{1}{2^2} \sum_{s,s'=1}^2 \sum_{\varepsilon_1, \varepsilon_2=1} |M_C|^2 \quad (1.21)$$

Les facteurs de couleurs peuvent être calculés séparément :

$$f_A = \frac{1}{3^2} \sum_{m,n=1}^3 \sum_{l=1}^8 \left| (c_2^+)_i^m \left( \frac{\lambda^a}{2} \right)_{ij} (c_1^+)_j^n a_2^{al} \right|^2 = \frac{4}{9} \quad (1.22)$$



$$f_C = \frac{1}{3} \sum_{m,n=1}^3 \sum_{l=1}^8 \left| (c_2^+)_i^m \left(\frac{\lambda^a}{2}\right)_{ij} (c_1^+)_j^n a_2^{al} \right|^2 = \frac{3}{18} \quad (1.23)$$

On calcule par la suite la section efficace différentielle de chaque sous processus :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{St}{(8\pi)^2} \frac{S}{s} \frac{|\vec{P}_f|}{|\vec{P}_i|} \quad (1.24)$$

Pour calculer la section efficace inclusive de la production de photons directs suite à la collision proton-proton, ou proton-antiproton voir (Annexe 3), on applique le théorème factorisation suivant :

$$E_\gamma \frac{d^3\sigma}{dp_\gamma^3} = \frac{1}{\pi} \sum \int \frac{dx_a}{x_a} F_{a/A}(x_a, \mu_F^2) \int \frac{dx_b}{x_b} F_{b/B}(x_b, \mu_F^2) \hat{s} \frac{d\hat{\sigma}(\hat{s}, \mu_R^2)}{d\hat{t}} \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}) \quad (1.25)$$

Les PDF (Parton Distribution Fonction) utilisé dans nos calculs sont les MSTW2008 [16]. Concernant le paramètre de renormalisation et factorisation, on les prend souvent égales à l'impulsion transverse :  $\mu_F = \mu_R = P_T$

## I.6. CONCLUSION :

Dans le présent chapitre, après avoir introduit le lagrangien de la QED et de la QCD, nous avons directement déduit les règles de Feynman nécessaires dans nos calculs.

Après avoir également introduit la notion de photons prompts, nous nous sommes intéressés aux processus de production de photons directs et à la détermination de la section efficace partonique en passant par le calcul des amplitudes et des facteurs de couleurs.

# CHAPITRE II

## CINEMATIQUE DU PHOTON DIRECT

## CINEMATIQUE DU PHOTON DIRECT

## II.1. INTRODUCTION :

Dans ce second chapitre, nous allons introduire les différentes variables cinématique nécessaires dans le calcul de la section efficace inclusive de la production de photons directs suite à la collision proton-proton, et proton-anti proton.

## II.2. CINEMATIQUE DU PHOTON DIRECT :

Soit une interaction entre deux hadrons,  $A+B \rightarrow \gamma + X$ , où A et B sont les états initiaux de hadrons et  $\gamma$  est le photon observé, à les trois impulsions  $P_A$ ,  $P_B$  et  $P_\gamma$ , respectivement (Fig. II.1) [17]

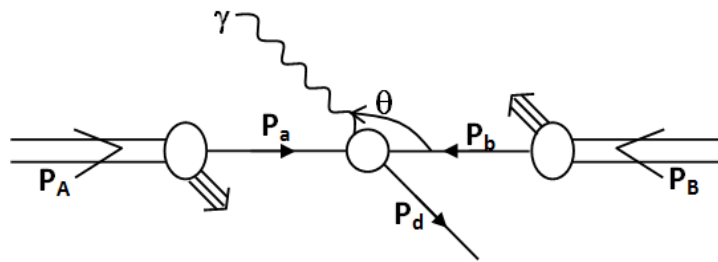


Figure II.1 : Schéma représentant de l'interaction entre deux hadrons [18]

Au niveau partonique, chaque gluon ou quark porte une fraction de l'impulsion totale du hadron, de telle sorte que :

$$p_a = X_a p_A \quad \text{et} \quad p_b = X_b p_B$$

$$\text{Où, } \begin{cases} 0 < X_a < 1 \\ 0 < X_b < 1 \end{cases}$$

Les variables de Mandelstam [17] sont définies par :

$$s = (p_A + p_B)^2 \quad (2.1)$$

$$t = (p_A - p_\gamma)^2 \quad (2.2)$$

$$u = (p_B - p_\gamma)^2 \quad (2.3)$$

Avec :

- $s$  : est le carré de l'énergie au centre de masse.
- $t$  : est le moment de transfert de la particule A vers  $\gamma$ .
- $u$  : est le moment de transfert de la particule B vers  $\gamma$ .

Au centre de masse, et suite au principe de conservation des impulsions, on peut écrire :

$$\vec{P}_A + \vec{P}_B = 0$$

pour les très hautes énergies, on peut négliger le terme de masse, d'où :

$$P_A^\circ = P_B^\circ = |P_A| = |P_B| \quad (2.4)$$

On déduit les deux identités qui vont nous servir dans les prochains calculs :

$$p_A^2 = 0 \quad \text{et} \quad p_B^2 = 0$$

### II.2.1. CALCUL DES VARIABLES DE MANDESTLAM

#### ➤ Calcul de s :

Après simplification, l'équation (2.1) devient :

$$s = (p_A + p_B)^2 = 4p_A^{\circ 2} \quad (2.5)$$

D'où :

$$p_A^{\circ 2} = \frac{s}{4} \Rightarrow p_A^\circ = \frac{\sqrt{s}}{2} = p_B^\circ = |p_A| = |p_B|$$

#### ➤ Calcul de t :

Après de simple calculs, l'équation (2.2) devient :

$$t = (p_A - p_\gamma)^2 = p_A^2 + p_\gamma^2 - 2p_A p_\gamma = -2p_A p_\gamma \quad (2.6)$$

Puisque :  $p_A^2 = 0$  et  $p_\gamma^2 = 0$ , résultat obtenu de ces deux égalités :

$$\begin{cases} p_A^2 = p_A^{\circ 2} - \|\vec{p}_A\|^2 = 0 \\ p_\gamma^2 = p_\gamma^{\circ 2} - \|\vec{p}_\gamma\|^2 = 0 \end{cases} \quad (2.7)$$

On déduit :

$$p_A p_\gamma = p_A^\circ p_\gamma^\circ - \vec{p}_A \vec{p}_\gamma = p_A p_\gamma - p_A p_\gamma \cos \theta = p_A p_\gamma (1 - \cos \theta) \quad (2.8)$$

En remplaçant le produit  $p_A p_\gamma$  (équation 2.8) dans  $t$ , on obtient :

$$t = -2|p_A||p_\gamma|(1 - \cos \theta) = -2\frac{\sqrt{s}}{2} p_\gamma (1 - \cos \theta) \quad (2.9)$$

D'où :

$$t = -2\sqrt{s} p_\gamma \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) = -2\sqrt{s} \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \frac{p_T}{\sin \theta} = -2\sqrt{s} \frac{p_Y \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}{2 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (2.10)$$

On peut simplifier l'expression précédant (2.10) de  $t$  de la manière suivante :

$$t = -\frac{s X_T}{2} \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (2.11)$$

$$\text{Où : } p_T = p_\gamma \sin \theta \quad \text{et} \quad X_T = \frac{2p_T}{\sqrt{s}}$$

En posant  $y = -\ln(\tan \frac{\theta}{2})$  l'expression de  $t$  devient:

$$t = -\frac{s}{2} X_T e^y \quad (2.12)$$

Avec  $y$  est la pseudo-rapacité.

### ➤ Calcul de $u$ :

De la même façon que les calculs précédents, l'équation (2.3) après de simples calculs devient :

$$u = (p_B - p_\gamma)^2 = -2p_B p_\gamma \quad (2.13)$$

Sachant que :

$$p_B p_\gamma = p_B^\circ p_\gamma^\circ + \vec{p}_B \vec{p}_\gamma + p_B p_\gamma (1 + \cos \theta) \quad (2.14)$$

En remplace équation (2.14) dans expression de  $u$ , en suivant les mêmes étapes que pour le calcul de  $t$ , la valeur de  $u$  est ainsi simplifiée :

$$u = -2 p_B p_\gamma = p_B p_\gamma (1 + \cos \theta) = -\sqrt{s} \frac{p_T}{\sin \theta} (1 + \cos \theta) = -\frac{s}{2} X_T \cot \frac{\theta}{2} \quad (2.15)$$

D'où,

$$u = -\frac{s}{2} X_T e^y \quad (2.16)$$

A partir des résultats précédent, il est donc possible d'exprimes les variables de Mandelstam partonique en fonction de  $s$ ,  $t$ ,  $u$  et de pseudo rapidité  $y$  :

$$\bullet \hat{s} = (p_a + p_b)^2 = 2p_a p_b = 2 X_a X_b p_A p_B = X_a X_b s \quad (2.17)$$

$$\bullet \hat{t} = (p_a - p_\gamma)^2 = -2p_a p_\gamma = -2 X_a p_A p_\gamma = -\frac{s}{2} X_a X_T e^{-y} \quad (2.18)$$

$$\bullet \hat{u} = (p_b - p_\gamma)^2 = -2p_b p_\gamma = -2 X_b p_B p_\gamma = X_b u = -\frac{s}{2} X_b X_T e^y \quad (2.19)$$

On résume, on peut écrire :

$$\hat{s} = X_a X_b s ; \quad \hat{t} = -\frac{s}{2} X_a X_T e^{-y} ; \quad \hat{u} = -\frac{s}{2} X_b X_T e^y$$

### II.2.2. EXPRESSION DE LA SECTION EFFICACE INCLUSIVE :

La section efficace de photon direct produit du processus Nucléon-Nucléon (NN) [19] ou bien Nucléon-anti nucléon ( $N\bar{N}$ ) [20] :

$$E_\gamma \frac{d\sigma}{d^3p_\gamma} = \frac{1}{\pi} \int \frac{dX_a}{X_a} F_{a/A}(X_a, \theta^2) \int \frac{dX_b}{X_b} F_{b/B}(X_b, \theta^2) \hat{s} \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}) \quad (2.20)$$

La fonction delta, qu'on introduit uniquement dans le cas où on néglige les masse des particules, ce qui est justifier à hautes énergies,  $p$  peut être réécrite comme suit :

$$\delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}) = \delta(X_a X_b - \frac{s}{2} X_a X_T e^{-y} - \frac{s}{2} X_b X_T e^y)$$

D'où

$$\delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}) = \delta(X_b \{X_a s - \frac{s}{2} X_T e^y\} - \frac{s}{2} X_a X_T e^{-y}) \quad (2.21)$$

On obtient finalement:

$$\delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}) = \frac{1}{X_a s - \frac{s}{2} X_T e^y} \delta(X_b) - \frac{\frac{s}{2} X_a X_T e^{-y}}{X_a s - \frac{s}{2} X_T e^y} \quad (2.22)$$

De là, on déduit la relation  $X_a$  et  $X_b$  suivante :

$$X_b = \frac{X_a X_T e^{-y}}{2X_a + X_T e^y} = X_a \frac{X_T \tan \frac{\theta}{2}}{2X_a - X_T \cot \frac{\theta}{2}} \quad (2.23)$$

Par la suite, on remplace (2.23) dans l'expression de la section efficace inclusive précédente :

$$E \frac{d\sigma}{d^3p_\gamma} = \frac{2}{\pi} \int_{X_1}^1 \frac{dX_a}{2X_a - X_T \cot \frac{\theta}{2}} F_{a/A}(X_a, \theta^2) F_{b/B}(X_b, \theta^2) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} \quad (2.24)$$

Avec :

$$X_b = X_a \frac{X_T \tan \frac{\theta}{2}}{2X_a - X_T \cot \frac{\theta}{2}}; \quad X_1 = X_1 \frac{\cot \frac{\theta}{2}}{2 - X_T \tan \frac{\theta}{2}}$$

Où:

$$F(x) = xP(x) \quad (2.25)$$

A représente la :

$F(x)$  :Fonction de structure et

$P(x)$  : la distribution des moments.

Concernant les bornes d'intégration, elle sont déduites en imposant la condition :

$$X_b = X_a \frac{X_T \tan \left( \frac{\theta}{2} \right)}{2X_a - X_T \cot \left( \frac{\theta}{2} \right)} \leq 1$$

$$\text{D'où, } X_a X_T \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \leq 2X_a - X_T \cot\left(\frac{\theta}{2}\right) \rightarrow X_a \geq \frac{X_T \cot\left(\frac{\theta}{2}\right)}{2 - X_T \tan\left(\frac{\theta}{2}\right)} = X_1$$

### II.2.2.1. Sous processus $qg \rightarrow \gamma q$ :

La section efficace différentielle du sous-processus de type Compton est donnée par (voir Annexe 2) :

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} = e_q^2 \frac{\pi \alpha \alpha_s}{\hat{s} \hat{t}} \frac{1}{3} \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{-\hat{s} \hat{u}} = e_q^2 \sigma_1(\hat{s}, \hat{u}) \quad (2.26)$$

$$\text{Où : } \hat{s} = (p_q + p_g)^2 ; \hat{u} = (p_q - p_\gamma)^2$$

a/ 1<sup>ère</sup> cas :

$$\text{❖ Si } q \text{ provient de } A \rightarrow p_q = X_a p_A \quad (2.27)$$

$$\text{❖ Si } g \text{ provient de } B \rightarrow p_g = X_b p_B \quad (2.28)$$

Des équations (2.27) et (2.28), on déduit:

$$\hat{s} = (X_a p_A + X_b p_B)^2 = 2X_a X_b p_A p_B = X_a X_b s \quad (2.29)$$

$$\hat{u} = (X_a p_A - p_\gamma)^2 = -2X_a p_A p_\gamma = X_a t \quad (2.30)$$

$$\hat{t} = (X_b p_B - p_\gamma)^2 = -2X_b p_B p_\gamma = X_b u \quad (2.31)$$

b/ 2<sup>ème</sup> cas :

$$\text{❖ Si } q \text{ provient de } B \rightarrow p_q = X_b p_B \quad (2.32)$$

$$\text{❖ Si } g \text{ provient de } A \rightarrow p_g = X_a p_A \quad (2.33)$$

Des équation (2.32) et (2.33), on déduit :

$$\hat{s} = (X_a p_A + X_b p_B)^2 = X_a X_b s \quad (2.34)$$

$$\hat{u} = (X_b p_B - p_\gamma)^2 = -2X_b p_B p_\gamma = X_b u \quad (2.35)$$

$$\hat{t} = X_a t \quad (2.36)$$

Il est possible de fixer les notations comme suit :

$$\hat{s} = X_a X_b s ; \quad \hat{u} = X_b u \quad ; \quad \hat{t} = X_a t$$

En remplaçant les expressions  $\hat{s}$ ,  $\hat{u}$  et  $\hat{t}$  dans équation (2.26), on déduit la section efficace dans les deux cas a et b :

$$\text{a/ } \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} = e_q^2 \sigma_1(\hat{s}, \hat{t}) \quad (2.37)$$

$$\text{b/ } \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} = e_q^2 \sigma_1(\hat{s}, \hat{u}) \quad (2.38)$$

On déduit directement l'expression de la section efficace inclusive en tenant compte des fonctions de structure des gluons et des quarks UP, DOWN, STRANGE, et de leurs antiparticules.

**A. Processus  $p\bar{p} \rightarrow \gamma + X$  : ( $A = \bar{p}, B = p$ )**

La section efficace inclusive est donnée par : (voir Annexe 3)

$$E_\gamma \frac{d\sigma_1}{d^3p_\gamma} = \frac{2}{\pi} \int_{X_1}^1 \frac{dX_a X_a X_b}{2X_a - X_T \cot(\frac{\theta}{2})} \left[ \{4 u_{\bar{p}}(X_a) + d_{\bar{p}}(X_a) + s_{\bar{p}}(X_a) + 4 \bar{u}_p(X_a) + \bar{d}_p(X_a) + \bar{s}_p(X_a)\} g(X_b) \frac{1}{9} \sigma_1(\hat{s}, \hat{t}) + g(X_a) \{4 u_p(X_b) + d_p(X_b) + s_p(X_b) + 4 \bar{u}_p(X_b) + \bar{d}_p(X_b) + \bar{s}_p(X_b)\} \frac{1}{9} \sigma_1(\hat{s}, \hat{u}) \right] \quad (2.39)$$

**B. Processus  $pp \rightarrow \gamma + X$  : ( $A = p, B = p$ )**

La section efficace inclusive est donnée par: (Annexe 3)

$$E_\gamma \frac{d\sigma}{d^3p_\gamma} = \frac{2}{\pi} \int_{X_1}^1 \frac{dX_a X_a X_b}{2X_a - X_T \cot(\frac{\theta}{2})} \left[ \{4 u_p(X_a) + d_p(X_a) + s_p(X_a) + 4 \bar{u}_p(X_a) + \bar{d}_p(X_a) + \bar{s}_p(X_a)\} g(X_b) \frac{1}{9} \sigma_1(\hat{s}, \hat{t}) + g(X_a) \{4 u_p(X_b) + d_p(X_b) + s_p(X_b) + 4 \bar{u}_p(X_b) + \bar{d}_p(X_b) + \bar{s}_p(X_b)\} \frac{1}{9} \sigma_1(\hat{s}, \hat{u}) \right] \quad (2.40)$$

Il est clair que :

$$E_\gamma \frac{d\sigma_1}{d^3p_\gamma}(pp \rightarrow \gamma X) = E_\gamma \frac{d\sigma}{d^3p_\gamma}(p\bar{p} \rightarrow \gamma X) \quad (2.41)$$

Mais pour  $U_p = U_{\bar{p}}$  ,  $d_p = d_{\bar{p}}$  , .....etc.

**II.2.2.2. Sous Processus  $q\bar{q} \rightarrow \gamma g$  :**

La section efficace différentielle du sous-processus de type annihilation est donnée par ( voir Annexe 2) :

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} = e_q^2 \frac{\pi \alpha_s}{\hat{s}^2} \frac{8}{q} \frac{\hat{u}^2 + \hat{t}^2}{\hat{t} \hat{u}} = e_q^2 \sigma_2(\hat{u}, \hat{t}) \quad (2.42)$$

Où :

$$\hat{s} = (p_q + p_{\bar{q}})^2 ; \hat{u} = (p_{\bar{q}} + p_\gamma)^2 ; \hat{t} = (p_q + p_\gamma)^2$$

a/ 1<sup>ere</sup> cas :

$$\diamond \text{ Si } q \text{ provient de } A \rightarrow p_q = X_a p_A \quad (2.43)$$

$$\diamond \text{ Si } \bar{q} \text{ provient de } B \rightarrow p_{\bar{q}} = X_b p_B \quad (2.44)$$

Des équations (2.43) et (2.44), on déduit :

$$\hat{s} = (X_a p_A + X_b p_B)^2 = X_a X_b s \quad (2.45)$$



$$\hat{t} = (X_a p_A - p_\gamma)^2 = -2X_a p_A p_\gamma = X_a t \quad (2.46)$$

$$\hat{u} = (X_b p_B - p_\gamma)^2 = -2X_b p_B p_\gamma = X_b u \quad (2.47)$$

b/ 2<sup>ème</sup> cas :

$$\diamond \text{ Si } \bar{q} \text{ provient de } A \rightarrow p_{\bar{q}} = X_a p_A \quad (2.48)$$

$$\diamond \text{ Si } q \text{ provient de } B \rightarrow p_q = X_b p_B \quad (2.49)$$

Des équations (2.48) et (2.49), on déduit :

$$\hat{s} = (X_a p_A + X_b p_B)^2 = X_a X_b s \quad (2.50)$$

$$\hat{t} = (X_b p_B - p_\gamma)^2 = -2X_b p_B p_\gamma = X_b u \quad (2.51)$$

$$\hat{u} = (X_a p_A - p_\gamma)^2 = -2X_a p_A p_\gamma = X_a t \quad (2.52)$$

Il est possible de fixer les notations comme suit:

$$\hat{s} = X_a X_b s \quad ; \quad \hat{t} = X_a t \quad ; \quad \hat{u} = X_b u$$

En remplaçant les expressions de  $\hat{s}$ ,  $\hat{u}$  et  $\hat{t}$  dans l'équation (2.42) on déduit la section efficace dans les deux cas a et b :

$$a/ \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} = e_q^2 \sigma_2(\hat{s}, \hat{t}) \quad (2.53)$$

$$b/ \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} = e_q^2 \sigma_2(\hat{s}, \hat{u}) \quad (2.54)$$

### A. Processus $\bar{p}p \rightarrow \gamma + X$ : ( $A = \bar{p}$ ; $B = p$ )

La section efficace inclusive est donnée par :

$$E \frac{d\sigma}{d^3 p_\gamma} = \frac{2}{\pi} \int_{X_1}^1 \frac{dX_a X_a X_b}{2X_a - X_T \cot \theta / 2} \left[ \left\{ 4u_{\bar{p}}(X_a) \bar{u}_p(X_b) + d\bar{p}(X_a) \bar{d}_p(X_b) + s_{\bar{p}}(X_a) \bar{s}_p(X_b) \right\} \frac{1}{9} \sigma_2(\hat{u}, \hat{t}) + \left\{ 4\bar{u}_{\bar{p}}(X_a) u_p(X_b) + \bar{d}\bar{p}(X_a) d_p(X_b) + \bar{s}_{\bar{p}}(X_a) s_p(X_b) \right\} \frac{1}{9} \sigma_2(\hat{t}, \hat{u}) \right]$$

Ou, d'une manière équivalente:

$$E \frac{d\sigma}{d^3 p_\gamma} = \frac{2}{\pi} \int_{X_1}^1 \frac{dX_a X_a X_b}{2X_a - X_T \cot \theta / 2} \left[ \left\{ 4\bar{u}_p(X_a) \bar{u}_{\bar{p}}(X_b) + \bar{d}p(X_a) \bar{d}_{\bar{p}}(X_b) + \bar{s}_p(X_a) \bar{s}_{\bar{p}}(X_b) \right\} \frac{1}{9} \sigma_2(\hat{u}, \hat{t}) + \left\{ 4u_p(X_a) u_{\bar{p}}(X_b) + dp(X_a) d_{\bar{p}}(X_b) + s_p(X_a) s_{\bar{p}}(X_b) \right\} \frac{1}{9} \sigma_2(\hat{t}, \hat{u}) \right] \quad (2.55)$$

**B. Processus  $pp \rightarrow \gamma + X$  : (A = p; B = p)**

La section efficace inclusive est donnée par :

$$E \frac{d\sigma}{d^3 p_\gamma} = \frac{2}{\pi} \int_{x_1}^1 \frac{dx_a x_a x_b}{2x_a - x_T \cot \theta / 2} \left[ \left\{ 4u_p(x_a)\bar{u}_p(x_b) + d_p(x_a)\bar{d}_p(x_b) + s_p(x_a)\bar{s}_p(x_b) \right\} \frac{1}{9} \sigma_2(\hat{u}, \hat{t}) + \left\{ 4\bar{u}_p(x_a)u_p(x_b) + \bar{d}_p(x_a)d_p(x_b) + \bar{s}_p(x_a)s_p(x_b) \right\} \frac{1}{9} \sigma_2(\hat{t}, \hat{u}) \right] \quad (2.56)$$

Voir (Annexes B)

**II.3. CONCLUSION :**

Dans ce second chapitre, nous avons introduit les différentes variables cinématique nécessaires dans le calcul de la section efficace inclusive de la production de photons directs.

Le fait de travailler à haute énergie, nous a permis de négliger la masse des particules et de déduire des expressions simples et compactes.

Vers la fin nous avons déduit l'expression de la section efficace inclusive pour les deux processus physique proton-proton et proton-antiproton que nous allons utiliser dans le prochain chapitre.

Notons que dans le programme que nous avons réalisé (Voir Annexe 3) nous avons utilisé les fonctions de structure MSTW 2008, en incluant, en plus du gluon, cinq types : UP, DOWN, STRANGE, CHARM, BOTTON, et leurs antiparticules, sauf le quark TOP, est trop lourd pour qu'il soit produit significativement.

# CHAPITRE III

## CALCUL DE LA SECTION EFFICACE INCLUSIVE

## CALCUL DE LA SECTION EFFICACE INCLUSIVE

### III.1.INTRODUCTION :

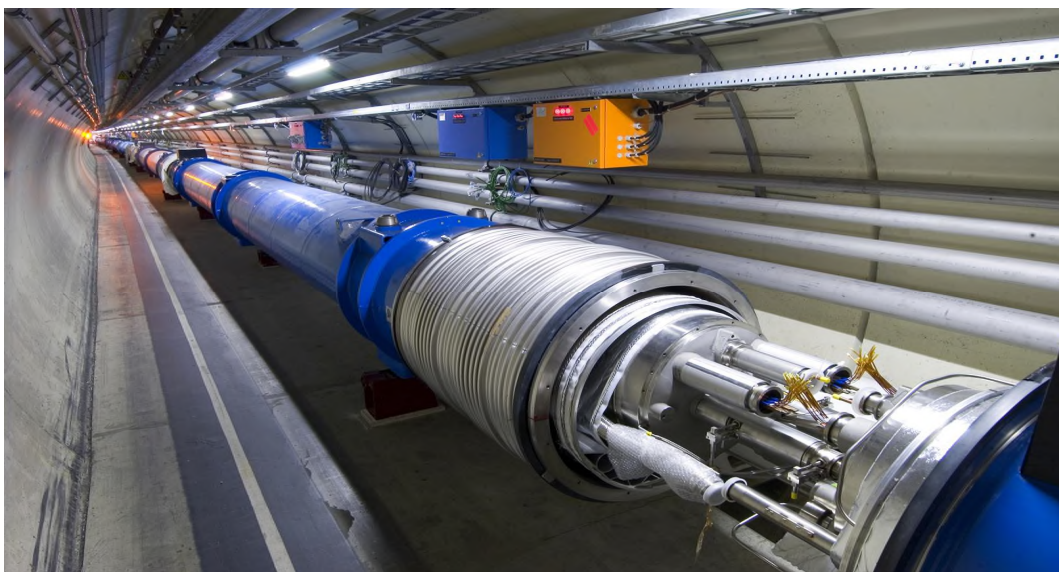
Dans ce chapitre, on présente les résultats obtenus pour la variation de la section efficace inclusive en fonction de l'impulsion transverse de production de photons directs suite aux collisions de type  $pp$  et  $p\bar{p}$ , et pour différentes valeurs des constantes de factorisation et de renormalisation. On a également effectué des comparaisons avec différents résultats expérimentaux publiés ces dernières années.

### III.2. TEVATRON :

Le collisionneur Tevatron et ses deux détecteurs  $D\phi$  et CDF (Collider Detector at Fermilab) font partie d'un complexe Fermilab, situé à Batavia dans l'Illinois (USA). Le Tevatron est la dernière étape d'un système d'accélération permettant la collision de protons et d'antiprotons avec une énergie au centre de masse qui atteint de  $1.96\text{ TeV}$  peut être réalisée. Des détecteurs des collaborations CDF et  $D\phi$  sont installés pour l'identification des particules produites lors des collisions et la mesure de leur énergie et leur direction [21]

### III.3. LE LHC :

Le LHC (Large Hadron Collider), avec ces quatre détecteurs dont ATLAS et CMS, est un collisionneur de protons qui a été conçu pour utiliser les infrastructures existantes de l'ancien accélérateur (LEP) du CERN (l'organisation européenne de la recherche nucléaire). L'utilisation de deux faisceaux de protons circulant en sens contraires permet de lever la limitation rencontrée au Tevatron. Au LHC l'énergie atteindra  $7\text{ TeV}$  par faisceau avec une luminosité nominale de collisions de  $10^{34}\text{ Hz/cm}^2$ . Des énergies beaucoup plus importantes par rapport aux énergies atteintes au Tevatron [22].



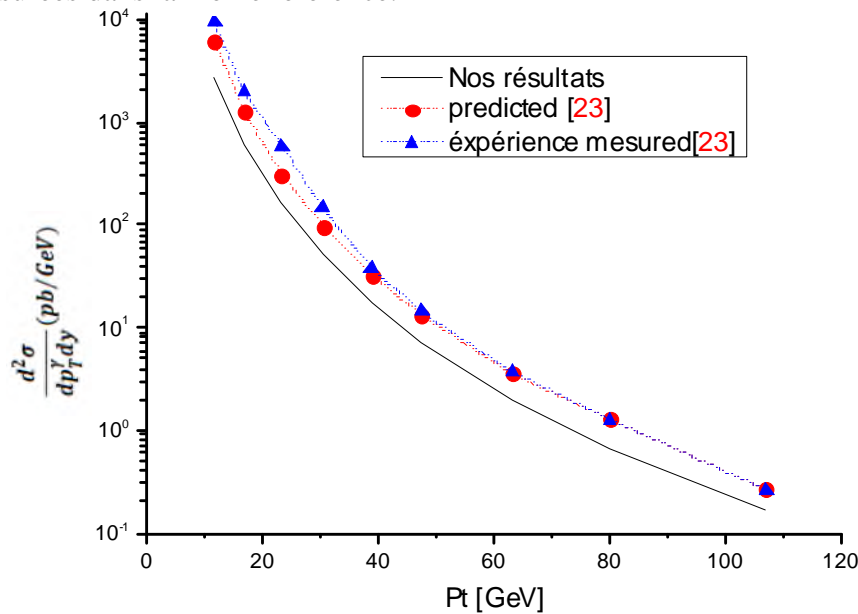
**Figure III.1 :** Tunnel du LHC avec tube contenant les électroaimants supraconducteurs.

### III.4. PROCESSUS $p\bar{p}$ :

Nous avons calculé la section efficace inclusive en fonction de l'impulsion transverse  $Pt$  dans une gamme qui s'étend de 100 à 500  $GeV$ , pour le processus  $p\bar{p}$  pour différentes valeurs de  $\sqrt{s}$  et  $\mu_f$  et tracé les résultats obtenus. Le calcul numérique est réalisé sous Mathematica et en utilisant les fonctions de structure de MSTW 2008.

#### III.4.1 Pour $\sqrt{s} = 1,8 TeV$ :

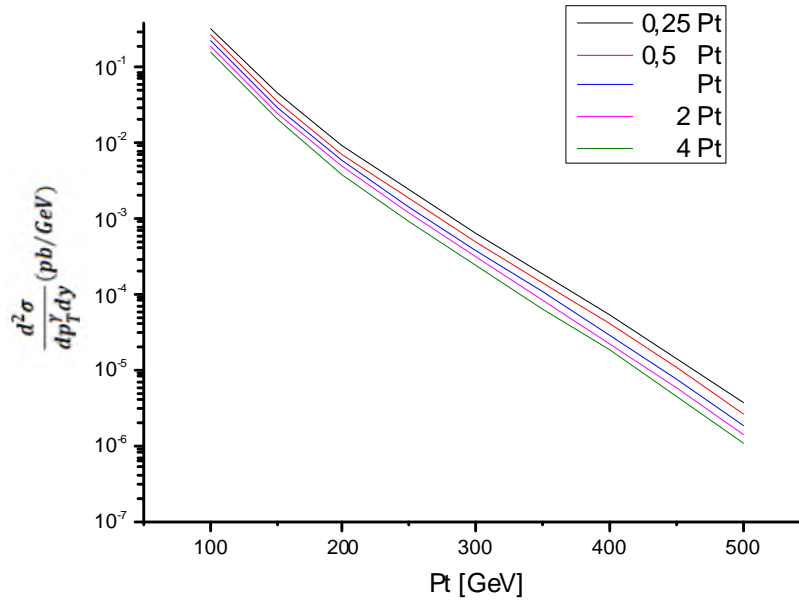
La figure III.2 représente une comparaison effectuée entre nos résultats obtenus avec le modèle présenté dans les chapitres précédents et ceux calculés et mesurés au Tevatron et donnés dans la référence [23]. On constate que la section efficace diminue d'une manière monotone avec l'augmentation de l'énergie transverse même chose constatée pour les résultats publiés en [23]. Il est à noter que nos résultats sont légèrement inférieurs et que la marge varie de 56% à 37% par rapport aux valeurs calculées et de 71% à 37% par rapport aux valeurs mesurées dans la même référence.



**Figure III.2 :** Section efficace inclusive calculée en fonction de l'énergie transverse, pour

$\sqrt{s} = 1,8 TeV$  Et  $\mu_f = 1 Pt$ , comparée aux résultats calculés et mesurés en [23].

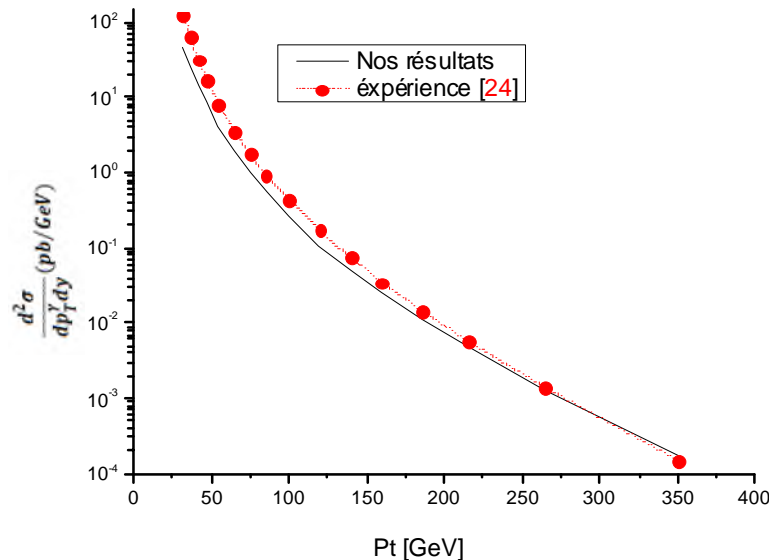
Dans la figure III.3, nous avons tracé la section efficace inclusive calculée en fonction de l'énergie transverse, pour  $\sqrt{s} = 1,8 TeV$  et  $\mu_f = 0.25 Pt, 0.5 Pt, 1 Pt, 2 Pt$  et  $4 Pt$ . On constate que la section efficace diminue d'une manière monotone avec l'augmentation de l'énergie transverse et avec l'augmentation de  $\mu$ . Il est clair que la contribution relative de  $\mu$  est légèrement plus importante à haute énergie transverse.



**Figure III.3:** Section efficace inclusive calculée en fonction de l'énergie transverse, pour  $\sqrt{s} = 1,8 \text{ TeV}$  et  $\mu_f = 0.25 \text{ Pt}, 0.5 \text{ Pt}, 1 \text{ Pt}, 2 \text{ Pt}$  et  $4 \text{ Pt}$ .

**III.4.2 pour  $\sqrt{s} = 1,96 \text{ TeV}$  :**

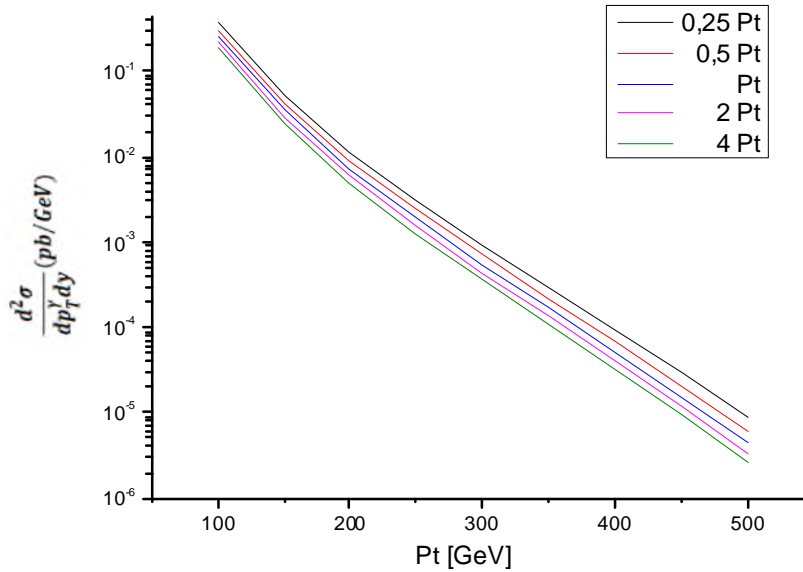
La figure III.4 représente une comparaison effectuée entre nos résultats obtenus avec le modèle présenté dans les chapitres précédents, et ceux mesurés dans la référence [24]. Il est à noter que nos résultats sont légèrement inférieurs et que la marge varie de 63% à 12% par rapport aux valeurs mesurées dans la même référence.



**Figure III.4 :** Section efficace inclusive calculée en fonction de l'énergie transverse, pour  $\sqrt{s} = 1,96 \text{ TeV}$  et  $\mu_f = 1 \text{ Pt}$ , comparée aux résultats mesurés en [24].

Dans la figure III.5, nous avons tracé la section efficace inclusive calculée en fonction de l'énergie transverse, pour  $\sqrt{s} = 1,96 \text{ TeV}$  et  $\mu_f = 0.25 \text{ Pt}, 0.5 \text{ Pt}, 1 \text{ Pt}, 2 \text{ Pt}$  et  $4 \text{ Pt}$ .

On peut constater que la section efficace diminue avec l'augmentation de l'énergie transverse et avec l'augmentation de  $\mu$ . Il est clair que la contribution relative de  $\mu$  est légèrement plus importante à haute énergie transverse.



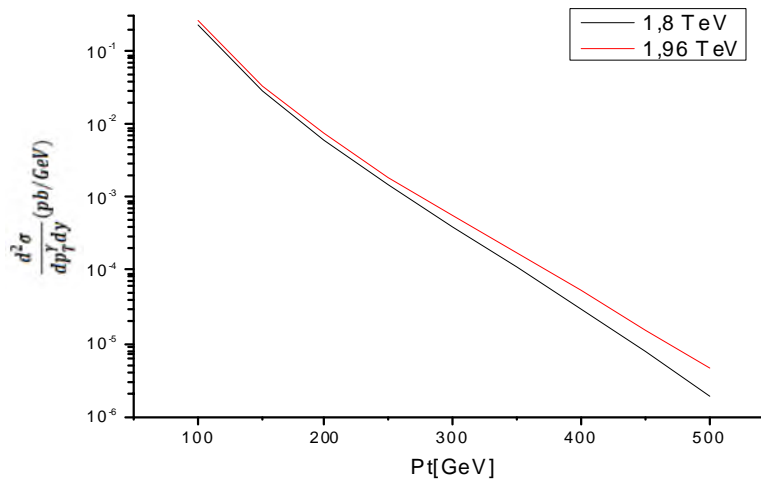
**Figure III.5 :** Section efficace inclusive calculé en fonction de l'énergie transverse, pour

$$\sqrt{s} = 1,96 \text{ TeV} \text{ et } \mu_f = 0.25 \text{ Pt}, 0.5 \text{ Pt}, 1 \text{ Pt}, 2 \text{ Pt}, 4 \text{ Pt}$$

### III.4.3 COMPARAISON ENTRE LES SECTION EFFICACES CALCULEES POUR

$\sqrt{s} = 1,8 \text{ TeV}$  et  $\sqrt{s} = 1,96 \text{ TeV}$  :

Lorsque l'énergie au centre de masse  $\sqrt{s}$  passe de 1,8 TeV à 1,96 TeV la section efficace augmente. Cette augmentation est plus importante à haute énergie transverse, comme cela est montré à la figure III.6.



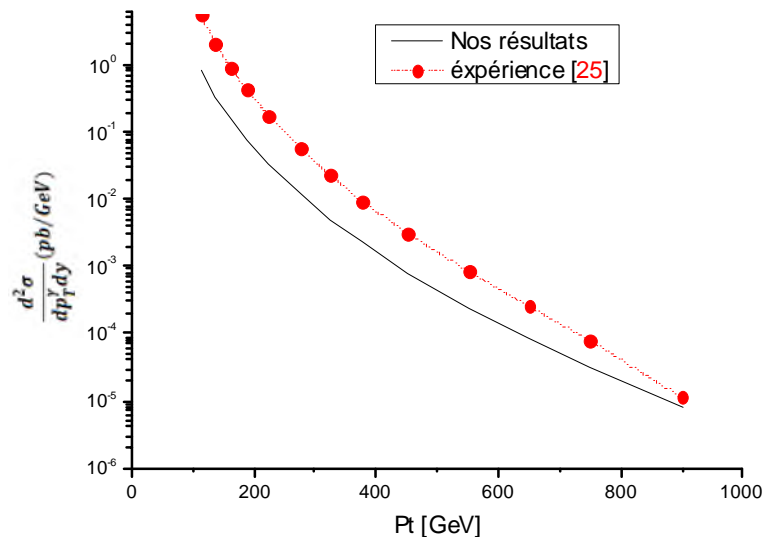
**Figure III.6 :** Comparaison de la section efficace inclusive calculée pour  $\sqrt{s} = 1,8 \text{ TeV}$  et  $\sqrt{s} = 1,96 \text{ TeV}$

### III.5. PROCESSUS PP :

Nous avons calculé la section efficace inclusive en fonction de l'impulsion transverse  $P_t$  pour le processus  $pp$  et pour différentes valeurs de  $\sqrt{s}$  et de  $\mu_f$ . Nous avons par la suite tracé les courbes des résultats obtenus.

#### III.5.1 pour $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ :

La figure III.7 représente une comparaison effectuée entre nos résultats obtenus avec le modèle présenté dans les chapitres précédents, et ceux mesurés dans la référence [25]. On constate que la section efficace diminue d'une manière monotone avec l'augmentation de l'énergie transverse même chose constatée pour les résultats publiés en [25]. Il est à noter que nos résultats sont légèrement inférieurs et que la marge varie de 84% à 63% par rapport aux valeurs mesurées dans la même référence.

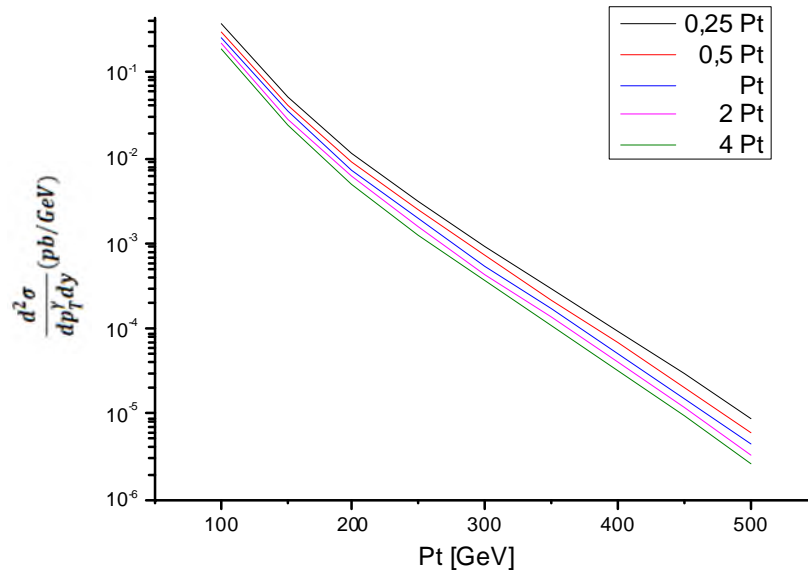


**Figure III.7 :** Section efficace inclusive calculée en fonction de l'énergie transverse, pour  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  et  $\mu_f = 1 \text{ Pt}$ , comparée aux résultats mesurés en [25].

Dans la figure III.8, nous avons tracé la section efficace inclusive calculée en fonction de l'énergie transverse, pour  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  et  $\mu_f = 0.25 \text{ Pt}, 0.5 \text{ Pt}, 1 \text{ Pt}, 2 \text{ Pt}$  et  $4 \text{ Pt}$ .

On constate que la section efficace diminue avec l'augmentation de l'énergie transverse et avec l'augmentation de  $\mu$ . Il est clair que la contribution relative de  $\mu$  est légèrement plus importante à haute énergie transverse.



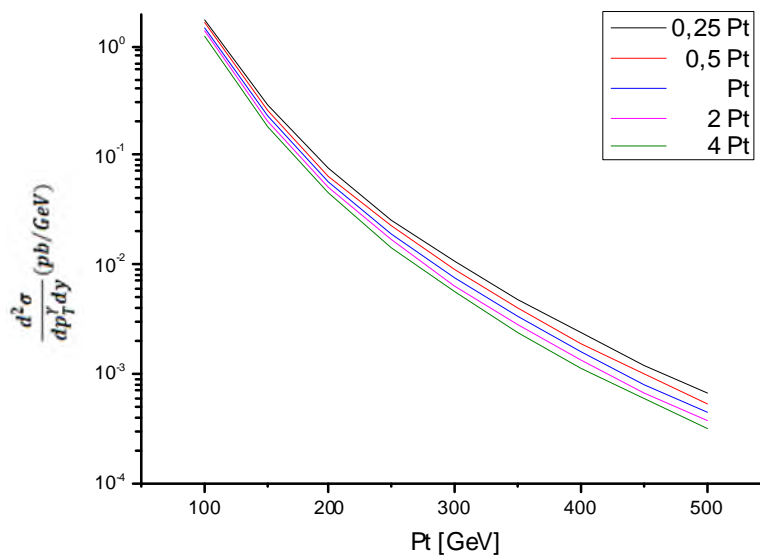


**Figure III.8:** Section efficace inclusive calculé en fonction de l'énergie transverse, pour  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  et  $\mu_f = 0.25 \text{ Pt}, 0.5 \text{ Pt}, 1 \text{ Pt}, 2 \text{ Pt}$  et  $4 \text{ Pt}$ .

**III.5.2 pour  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  :**

Dans la figure III.9, nous avons tracé la section efficace inclusive calculée en fonction de l'énergie transverse, pour  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  et  $\mu_f = 0.25 \text{ Pt}, 0.5 \text{ Pt}, 1 \text{ Pt}, 2 \text{ Pt}$  et  $4 \text{ Pt}$ .

On constate que la section efficace diminue avec l'augmentation de l'énergie transverse et avec l'augmentation de  $\mu$ . Il est clair que la contribution relative de  $\mu$  est légèrement plus importante à haute énergie transverse.

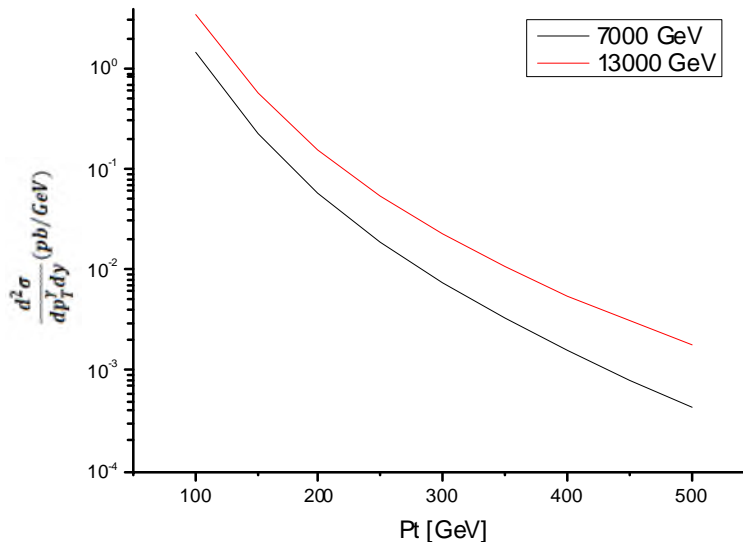


**Figure III.9 :** Section efficace inclusive calculé en fonction de l'énergie transverse, pour

$$\sqrt{s} = 13 \text{ TeV Et } \mu_f = 0.25 \text{ Pt}, 0.5 \text{ Pt}, 1 \text{ Pt}, 2 \text{ Pt et } 4 \text{ Pt}.$$

### III.5.3 COMPARAISON ENTRE LA SECTION EFFICACE POUR $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV ET POUR } \sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ :

Lorsque l'énergie au centre de masse  $\sqrt{s}$  passe de 7 TeV à 13 TeV. Cette augmentation est plus importante à haute énergie transverse, comme cela est montré à la figure III.10



**Figure III.10:** Comparaison de la section efficace inclusive calculée pour  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  et  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$

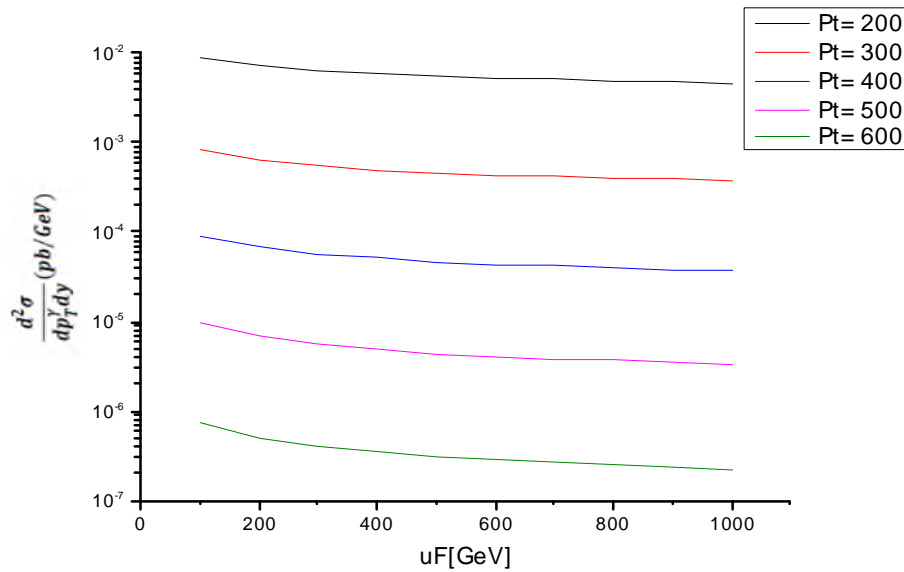
### III.7.VARIATION DE LA SECTION EFFICACE INCLUSIVE EN FONCTION DE L'ECHELLE DE LA FACTORISATION:

Dans ce qui suit, on présente la variation de la section efficace inclusive en fonction de l'échelle de la factorisation pour différentes valeurs d'impulsions transverses, dans une gamme qui s'étend de 100 à 1000 GeV, pour les processus  $p - p$  et  $p - \bar{p}$ .

Le taux de variation de la section efficace inclusive, pour une impulsion transverse donnée, par rapport à l'échelle de factorisation est définie comme suit :  $\frac{\sigma_{initial} - \sigma_{final}}{\sigma_{initial}}$

#### III.7.1. PROCESSUS $P\bar{P}$ POUR $\sqrt{s} = 1,96 \text{ TeV}$ :

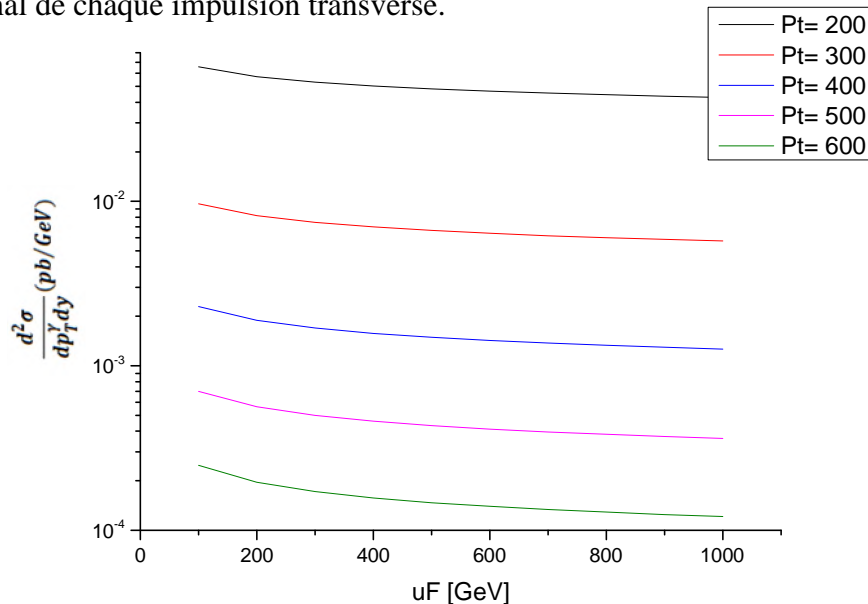
Dans la figure III.11, nous avons tracé la section efficace inclusive calculée en fonction de l'échelle de la factorisation, pour différentes valeurs d'impulsions transverse  $Pt = 200, 300, 400, 500, 600 \text{ GeV}$ . On constate que la section efficace diminue d'une manière linéaire, avec l'augmentation de  $Pt$ . Il est à noter que la marge varie de 49% à  $Pt=200 \text{ GeV}$ , et de 70% à  $Pt= 600 \text{ GeV}$  par rapport aux états initial et final de chaque impulsion transverse.



**Figure III.11:** Section efficace inclusive calculé en fonction de l'échelle de la factorisation pour  $\sqrt{s} = 1,96 \text{ TeV}$

### III.7.2. PROCESSUS $PP$ POUR $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ :

Dans la figure III.12, nous avons tracé la section efficace inclusive calculée en fonction de l'échelle de factorisation, pour différentes valeurs d'impulsions transverse  $Pt = 200, 300, 400, 500, 600 \text{ GeV}$ . On constate que la section efficace diminue d'une manière linéaire, avec l'augmentation de  $Pt$ . Il est à noter que nos résultats sont nettement inférieurs et que la marge varie de 35% à  $Pt=200 \text{ GeV}$ , et de 51% à  $Pt= 600 \text{ GeV}$  par rapport aux états initial et final de chaque impulsion transverse.



**Figure III.12 :** Section efficace inclusive calculée en fonction de l'échelle de la factorisation pour  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$

**III.8 CONCLUSION :**

Dans ce chapitre nous avons comparé nos résultat de calculs des deux processus physique  $pp$  et  $p\bar{p}$ , avec les différentes données expérimentales obtenues au LHC à 7 TeV, et au Tevatron à 1.8 et 1.96 TeV.

Nous avons ainsi remarqué un écart considérable entre nos résultats et les données expérimentales, à basses impulsions transverses. Cela est probablement dû à d'autres sous processus qu'on n'a pas tenu en considération, tel que la fusion de deux gluons.

Par contre a large impulsion transverse, nous avons remarqué un accord presque parfait entre nous résultats et les donnée expérimentales, ce qui prouve que les sous-processus dominants dans ce cas, sont ceux étudié dans ce mémoire : sous processus de type compton et d'annihilation.

## CONCLUSION GENERALE

L'objectif principal de ce travail est le calcul de la section efficace inclusive de production de photons directs suite à collision proton-proton  $pp$  et proton-anti proton  $p\bar{p}$ .

Mais avant, dans le premier chapitre, après avoir introduit le lagrangien de la QED et de la QCD, nous avons directement déduit les règles de Feynman nécessaires dans nos calculs. Nous avons également introduit la notion de photons prompts, et nous nous sommes intéressés particulièrement aux processus de production de photons directs et à la détermination de la section efficace partonique en passant par le calcul des amplitudes et des facteurs de couleurs.

Par la suite, dans le second chapitre, nous avons introduit les différentes variables cinématique nécessaires dans le calcul de la section efficace inclusive de la production de photons directs.

Le fait de travailler à haute énergie, nous a permis de négliger la masse des particules et de déduire des expressions simples et compactes. En suite nous avons déduit l'expression de la section efficace inclusive pour les deux processus physique proton-proton et proton-antiproton que nous allons utiliser dans le prochain chapitre.

Il est important de noter que dans le programme que nous avons réalisé, nous avons utilisé les fonctions de structure MSTW 2008, en incluant, en plus du gluon, cinq types : UP, DOWN, STRANGE, CHARM, BOTTON, et leurs antiparticules, sauf le quark TOP, est trop lourd pour qu'il soit produit significativement.

Par la suite, nous avons réalisé plusieurs calculs pour les deux processus physique  $pp$  et  $p\bar{p}$  et de les comparés avec données expérimentales obtenues au LHC à 7 TeV, et au Tevatron à 1.8 et 1.96 TeV.

Nous avons ainsi remarqué un écart considérable entre nos résultats et les données expérimentales, à basses impulsions transverses. Cela est probablement dû à d'autres sous processus qu'on n'a pas tenu en considération, tel que la fusion de deux gluons.

Par contre a large impulsion transverse, nous avons remarqué un accord presque parfait entre nous résultats et les donnée expérimentales, ce qui prouve que les sous-processus dominants dans ce cas, sont ceux étudié dans ce mémoire : sous processus de type Compton et d'annihilation.

Comme perspective, il est intéressant d'élargir nos calculs en tenant compte des diagrammes d'ordre supérieurs et d'analyser la contribution des différents paramètre de renormalisation, de factorisation, et autres.

## Annexe 1 :

### I. FeynCalc et ses conventions :

#### I.1. Conventions de FeynCalc 8.1.0

FeynCalc est un progiciel libre sous Mathematica destiné aux calculs algébriques de la physique des hautes énergies dans le cadre du modèle standard de la physique des particules.

La règle de sommation des polarisations des photons de FeynCalc est la suivante :

$$\sum_{pol.} \varepsilon_{\mu}^*(K) \varepsilon_{\nu}(K) = -g_{\mu\nu}$$

Bien évidemment, cette égalité n'est valable que lorsqu'on l'associe à un élément de matrice M invariant de jauge.

La métrique utilisée par défaut est celle de Bjorken et Drell.

La normalisation des vecteurs de polarisation des bosons, et des spineurs  $u$  et  $v$  des fermions, sont définies par défaut comme suit :

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\mu}^*(K) \varepsilon_{\mu}(K) &= -1 \\ \sum_s \bar{u}(P) u(P) &= Tr[\gamma.P + m] = 4m \\ \sum_s \bar{v}(P) v(P) &= Tr[\gamma.P - m] = -4m \end{aligned}$$

**Annexe 2 :****II. CALCULS DES AMPLITUDES DE DIFFUSION**

Dans ce qui suit, l'un des programmes qu'on a utilisé dans le calcul des amplitudes de diffusion du sous processus  $qg \rightarrow qp$  Et  $q\bar{q} \rightarrow gY$

**II.1. SOUS PROCESSUS  $qg \rightarrow qp$  :**

```
<< HighEnergyPhysics`FeynCalc`

Loading FeynCalc from C:\Program Files\Wolfram
Research\Mathematica\8.0\AddOns\Applications\HighEnergyPhysics

FeynCalc 8.1.0 For help, type ?FeynCalc, open FeynCalcRef8.nb or visit
www.feyncalc.org

Loading FeynArts, see www.feynarts.de for documentation

FeynArts 3.4 patched for use with FeynCalc

Sous processus  $qg \rightarrow qp$  :

Mq = 0 ;

Gstrong = Sqrt[4 Pi as] ; El = Sqrt[4 Pi ae] ;

SetMandelstam[s, t, u, P1, K2, -P2, -K1, 0, 0, 0, 0] ;

Expression des amplitudes :

MM11 =
-i SpinorUBar[P2, Mq].(DiracMatrix[μ]).(Mq+DiracSlash[P1-K1]) PropagatorDenominator[-K1+P1, Mq].
(DiracMatrix[α]).SpinorU[P1, Mq]*PolarizationVector[K2, μ]*
ComplexConjugate[PolarizationVector[-K1, α]] /. {PropagatorDenominator[-K1+P1, 0] → u^-1}

i ε_α^*(K1) ε_μ(K2) u(P2).γ^μ.  $\frac{-(\gamma \cdot (K1 - P1))}{u}$  .γ^α.u(P1)
```

**MM12 =**

$$-i \text{SpinorUBar}[P2, Mq] \cdot (\text{DiracMatrix}[\alpha]) \cdot ((Mq + \text{DiracSlash}[P1 + K2]) \text{PropagatorDenominator}[K2 + P1, Mq]) \cdot (\text{DiracMatrix}[\mu]) \cdot \text{SpinorU}[P1, Mq] \cdot \text{PolarizationVector}[K2, \mu] \cdot \text{ComplexConjugate}[\text{PolarizationVector}[-K1, \alpha]] /. \{\text{PropagatorDenominator}[K2 + P1, 0] \rightarrow s^{-1}\}$$

$$i \varepsilon_{\alpha}^*(K1) \varepsilon_{\mu}(K2) \bar{u}(P2) \cdot \gamma^{\alpha} \cdot \frac{\gamma \cdot (K2 + P1)}{s} \cdot \gamma^{\mu} \cdot u(P1)$$

**M1 = MM11 + MM12**

$$i \varepsilon_{\alpha}^*(K1) \varepsilon_{\mu}(K2) \bar{u}(P2) \cdot \gamma^{\alpha} \cdot \frac{\gamma \cdot (K2 + P1)}{s} \cdot \gamma^{\mu} \cdot u(P1) + i \varepsilon_{\alpha}^*(K1) \varepsilon_{\mu}(K2) \bar{u}(P2) \cdot \gamma^{\mu} \cdot \frac{-(\gamma \cdot (K1 - P1))}{u} \cdot \gamma^{\alpha} \cdot u(P1)$$

**Calcul du complexe conjugué d'amplitude :**

**M2 = ComplexConjugate[M1] /. {μ → a1, α → b1}**

$$\frac{i \varepsilon_{a1}^*(K2) \varepsilon_{b1}(K1) \varphi(P1) \cdot \gamma^{b1} \cdot (\gamma \cdot (K1 - P1)) \cdot \gamma^{a1} \cdot \varphi(P2)}{u} - \frac{i \varepsilon_{a1}^*(K2) \varepsilon_{b1}(K1) \varphi(P1) \cdot \gamma^{a1} \cdot (\gamma \cdot (K2 + P1)) \cdot \gamma^{b1} \cdot \varphi(P2)}{s}$$

**Somme sur les polarisations :**

**MM2d = M1 M2 ; M3 = DoPolarizationSums[MM2d] // Contract**

$$\frac{\varphi(P1) \cdot \gamma^{\alpha} \cdot (\gamma \cdot K1 - \gamma \cdot P1) \cdot \gamma^{\mu} \cdot \varphi(P2) \varphi(P2) \cdot \gamma^{\alpha} \cdot (\gamma \cdot (K2 + P1)) \cdot \gamma^{\mu} \cdot \varphi(P1)}{s u} - \frac{\varphi(P2) \cdot \gamma^{\mu} \cdot (\gamma \cdot (K1 - P1)) \cdot \gamma^{\alpha} \cdot \varphi(P1) \varphi(P1) \cdot \gamma^{\mu} \cdot (\gamma \cdot K2 + \gamma \cdot P1) \cdot \gamma^{\alpha} \cdot \varphi(P2)}{s u} + \frac{\varphi(P1) \cdot \gamma^{\alpha} \cdot (\gamma \cdot K1 - \gamma \cdot P1) \cdot \gamma^{\mu} \cdot \varphi(P2) \varphi(P2) \cdot \gamma^{\mu} \cdot (\gamma \cdot (K1 - P1)) \cdot \gamma^{\alpha} \cdot \varphi(P1)}{u^2} + \frac{\varphi(P1) \cdot \gamma^{\mu} \cdot (\gamma \cdot K2 + \gamma \cdot P1) \cdot \gamma^{\alpha} \cdot \varphi(P2) \varphi(P2) \cdot \gamma^{\alpha} \cdot (\gamma \cdot (K2 + P1)) \cdot \gamma^{\mu} \cdot \varphi(P1)}{s^2}$$

**Somme sur les spins :**

**M4 = FermionSpinSum[M3, ExtraFactor → 1 / 4]**

$$\frac{\text{tr}((\gamma \cdot P1) \cdot \gamma^{\alpha} \cdot (\gamma \cdot K1 - \gamma \cdot P1) \cdot \gamma^{\mu} \cdot (\gamma \cdot P2) \cdot \gamma^{\alpha} \cdot (\gamma \cdot (K2 + P1)) \cdot \gamma^{\mu})}{4 s u} - \frac{\text{tr}((\gamma \cdot P1) \cdot \gamma^{\mu} \cdot (\gamma \cdot K2 + \gamma \cdot P1) \cdot \gamma^{\alpha} \cdot (\gamma \cdot P2) \cdot \gamma^{\mu} \cdot (\gamma \cdot (K1 - P1)) \cdot \gamma^{\alpha})}{4 s u} + \frac{\text{tr}((\gamma \cdot P1) \cdot \gamma^{\alpha} \cdot (\gamma \cdot K1 - \gamma \cdot P1) \cdot \gamma^{\mu} \cdot (\gamma \cdot P2) \cdot \gamma^{\mu} \cdot (\gamma \cdot (K1 - P1)) \cdot \gamma^{\alpha})}{4 u^2} + \frac{\text{tr}((\gamma \cdot P1) \cdot \gamma^{\mu} \cdot (\gamma \cdot K2 + \gamma \cdot P1) \cdot \gamma^{\alpha} \cdot (\gamma \cdot P2) \cdot \gamma^{\alpha} \cdot (\gamma \cdot (K2 + P1)) \cdot \gamma^{\mu})}{4 s^2}$$

**Calcul de la trace :**

**MMMM = M4 /. DiracTrace → Tr // Contract**



$$\frac{2\left(-4\left(\frac{s^2}{4} + \frac{t^2}{4} - \frac{u^2}{4}\right) - 4\left(-\frac{s^2}{4} + \frac{t^2}{4} + \frac{u^2}{4}\right) - 2st - 2tu\right)}{su} - \frac{2s}{u} - \frac{2u}{s}$$

$$\text{M22} = (1 / (64 \text{Pi } s)) * (1 / \text{Pcmi}^2) * \text{MMMM} /. \{\text{Pcmi} \rightarrow \text{Sqrt}[s] / 2\}$$

$$\frac{2\left(-4\left(\frac{s^2}{4} + \frac{t^2}{4} - \frac{u^2}{4}\right) - 4\left(-\frac{s^2}{4} + \frac{t^2}{4} + \frac{u^2}{4}\right) - 2st - 2tu\right)}{su} - \frac{2s}{u} - \frac{2u}{s}$$

$$16 \pi s^2$$

$$\text{M24} = \text{TrickMandelstam}[\text{M22}, \{s, t, u, 2 \text{Mq}^2\}];$$

$$\text{M25} = (3 / 18) (\text{E1} * \text{Qq} * \text{Gstrong})^2 * \text{M24} // \text{FullSimplify}$$

$$\frac{\pi \alpha e \alpha s \text{Qq}^2 (s^2 + u^2)}{3 s^3 u}$$

$$\text{Msm} = \text{M25} /. \{u \rightarrow -(s/2) (\cos[\theta] + 1), t \rightarrow -(s/2) (1 - \cos[\theta])\} // \text{FullSimplify}$$

$$\frac{\pi \alpha e \alpha s \text{Qq}^2 (\cos(\theta) (\cos(\theta) + 2) + 5)}{6 s^2 (\cos(\theta) + 1)}$$

## II.2. SOUS PROCESSUS $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$ :

```
<< HighEnergyPhysics`FeynCalc`
Loading FeynCalc from C:\Program Files\Wolfram
Research\Mathematica\8.0\AddOns\Applications\HighEnergyPhysics
FeynCalc 8.1.0 For help, type ?FeynCalc, open FeynCalcRef8.nb or visit
www.feyncalc.org
Loading FeynArts, see www.feynarts.de for documentation
FeynArts 3.4 patched for use with FeynCalc
Processus  $q\bar{q} \rightarrow \gamma + g$  :
Mq = 0;
Gstrong = Sqrt[4 Pi alpha]; E1 = Sqrt[4 Pi alpha];
SetMandelstam[s, t, u, P1, P2, -K1, -K2, 0, 0, 0, 0];
```

**Expression des amplitudes :****MM11 =**

```

-i ħ SpinorVBar [P2, Mq] . (DiracMatrix[μ]) .
  ((Mq + DiracSlash [P1 - K1])
   PropagatorDenominator [-K1 + P1, Mq]) .
  (DiracMatrix[α]) . SpinorU [P1, Mq] *
  ComplexConjugate [PolarizationVector [-K2, μ]] *
  ComplexConjugate [PolarizationVector [-K1, α]] /.
  {PropagatorDenominator [-K1 + P1, 0] → u^-1}

```

$$-i \varepsilon_{\alpha}^*(K1) \varepsilon_{\mu}^*(K2) \bar{v}(P2) \cdot \gamma^{\mu} \cdot \frac{-(\gamma \cdot (K1 - P1))}{u} \cdot \gamma^{\alpha} \cdot u(P1)$$

**MM12 =**

```

-i ħ SpinorVBar [P2, Mq] . (DiracMatrix[α]) .
  ((Mq + DiracSlash [P1 - K2])
   PropagatorDenominator [-K2 + P1, Mq]) .
  (DiracMatrix[μ]) . SpinorU [P1, Mq] *
  ComplexConjugate [PolarizationVector [-K2, μ]] *
  ComplexConjugate [PolarizationVector [-K1, α]] /.
  {PropagatorDenominator [-K2 + P1, 0] → t^-1}

```

$$-i \varepsilon_{\alpha}^*(K1) \varepsilon_{\mu}^*(K2) \bar{v}(P2) \cdot \gamma^{\alpha} \cdot \frac{-(\gamma \cdot (K2 - P1))}{t} \cdot \gamma^{\mu} \cdot u(P1)$$

**M1 = MM11 + MM12**

$$-i \varepsilon_{\alpha}^*(K1) \varepsilon_{\mu}^*(K2) \bar{v}(P2) \cdot \gamma^{\alpha} \cdot \frac{-(\gamma \cdot (K2 - P1))}{t} \cdot \gamma^{\mu} \cdot u(P1) -$$

$$i \varepsilon_{\alpha}^*(K1) \varepsilon_{\mu}^*(K2) \bar{v}(P2) \cdot \gamma^{\mu} \cdot \frac{-(\gamma \cdot (K1 - P1))}{u} \cdot \gamma^{\alpha} \cdot u(P1)$$

**Calcul du complexe conjugué d'amplitude :****M2 = ComplexConjugate [M1] /. {μ → a1, α → b1}**

$$\frac{i \varepsilon_{a1}(K2) \varepsilon_{b1}(K1) \varphi(P1) \cdot \gamma^{a1} \cdot (\gamma \cdot (K2 - P1)) \cdot \gamma^{b1} \cdot \varphi(-P2)}{t} - \frac{i \varepsilon_{a1}(K2) \varepsilon_{b1}(K1) \varphi(P1) \cdot \gamma^{b1} \cdot (\gamma \cdot (K1 - P1)) \cdot \gamma^{a1} \cdot \varphi(-P2)}{u}$$

Somme sur les polarisations :

**MM2d = M1 M2**

$$\left( - \frac{i \varepsilon_{a1}(K2) \varepsilon_{b1}(K1) \varphi(P1) \cdot \gamma^{a1} \cdot (\gamma \cdot (K2 - P1)) \cdot \gamma^{b1} \cdot \varphi(-P2)}{t} - \frac{i \varepsilon_{a1}(K2) \varepsilon_{b1}(K1) \varphi(P1) \cdot \gamma^{b1} \cdot (\gamma \cdot (K1 - P1)) \cdot \gamma^{a1} \cdot \varphi(-P2)}{u} \right) \\ \left( -i \varepsilon_{\alpha}^*(K1) \varepsilon_{\mu}^*(K2) \bar{v}(P2) \cdot \gamma^{\alpha} \cdot \frac{-(\gamma \cdot (K2 - P1))}{t} \cdot \gamma^{\mu} \cdot u(P1) - i \varepsilon_{\alpha}^*(K1) \varepsilon_{\mu}^*(K2) \bar{v}(P2) \cdot \gamma^{\mu} \cdot \frac{-(\gamma \cdot (K1 - P1))}{u} \cdot \gamma^{\alpha} \cdot u(P1) \right)$$

**M3 = DoPolarizationSums [MM2d] // Contract**

$$\frac{\varphi(P1) \cdot \gamma^{\alpha} \cdot (\gamma \cdot K1 - \gamma \cdot P1) \cdot \gamma^{\mu} \cdot \varphi(-P2) \varphi(-P2) \cdot \gamma^{\alpha} \cdot (\gamma \cdot (K2 - P1)) \cdot \gamma^{\mu} \cdot \varphi(P1)}{t u} + \frac{\varphi(-P2) \cdot \gamma^{\mu} \cdot (\gamma \cdot (K1 - P1)) \cdot \gamma^{\alpha} \cdot \varphi(P1) \varphi(P1) \cdot \gamma^{\mu} \cdot (\gamma \cdot K2 - \gamma \cdot P1) \cdot \gamma^{\alpha} \cdot \varphi(-P2)}{t u} + \frac{\varphi(P1) \cdot \gamma^{\alpha} \cdot (\gamma \cdot K1 - \gamma \cdot P1) \cdot \gamma^{\mu} \cdot \varphi(-P2) \varphi(-P2) \cdot \gamma^{\mu} \cdot (\gamma \cdot (K1 - P1)) \cdot \gamma^{\alpha} \cdot \varphi(P1)}{u^2} + \frac{\varphi(P1) \cdot \gamma^{\mu} \cdot (\gamma \cdot K2 - \gamma \cdot P1) \cdot \gamma^{\alpha} \cdot \varphi(-P2) \varphi(-P2) \cdot \gamma^{\alpha} \cdot (\gamma \cdot (K2 - P1)) \cdot \gamma^{\mu} \cdot \varphi(P1)}{t^2}$$

Somme sur les spins :

**M4 = FermionSpinSum [M3, ExtraFactor → 1 / 4]**

$$\frac{\text{tr}((\gamma \cdot P1) \cdot \gamma^\alpha \cdot (\gamma \cdot K1 - \gamma \cdot P1) \cdot \gamma^\mu \cdot (\gamma \cdot P2) \cdot \gamma^\alpha \cdot (\gamma \cdot (K2 - P1)) \cdot \gamma^\mu)}{4 t u} +$$

$$\frac{\text{tr}((\gamma \cdot P1) \cdot \gamma^\mu \cdot (\gamma \cdot K2 - \gamma \cdot P1) \cdot \gamma^\alpha \cdot (\gamma \cdot P2) \cdot \gamma^\mu \cdot (\gamma \cdot (K1 - P1)) \cdot \gamma^\alpha)}{4 t u} +$$

$$\frac{\text{tr}((\gamma \cdot P1) \cdot \gamma^\alpha \cdot (\gamma \cdot K1 - \gamma \cdot P1) \cdot \gamma^\mu \cdot (\gamma \cdot P2) \cdot \gamma^\mu \cdot (\gamma \cdot (K1 - P1)) \cdot \gamma^\alpha)}{4 u^2} +$$

$$\frac{\text{tr}((\gamma \cdot P1) \cdot \gamma^\mu \cdot (\gamma \cdot K2 - \gamma \cdot P1) \cdot \gamma^\alpha \cdot (\gamma \cdot P2) \cdot \gamma^\alpha \cdot (\gamma \cdot (K2 - P1)) \cdot \gamma^\mu)}{4 t^2}$$

Calcul de la trace :

**MMM = M4 /. DiracTrace → Tr // Contract**

$$\frac{2 \left( -4 \left( \frac{s^2}{4} + \frac{t^2}{4} - \frac{u^2}{4} \right) - 4 \left( \frac{s^2}{4} - \frac{t^2}{4} + \frac{u^2}{4} \right) - 2 s t - 2 s u \right)}{t u} + \frac{2 t}{u} + \frac{2 u}{t}$$

**M22 = (1 / (64 Pi s)) \* (1 / Pcmi ^ 2) \* MMM /. {Pcmi → Sqrt[s] / 2}**



### Annexe 3

Dans ce que suit, les deux programmes qu'on a utilisé dans le calcul de la section efficace inclusive des deux processus : proton-anti proton  $p - \bar{p}$  et proton-proton  $p - p$ .

### III. Calcul la section efficace inclusive :

#### III.1 PROCESSUS $P\bar{P}$ :

```

Clear["Global`*"]

pdfpath = "C:/pdfp/";
SetDirectory[pdfpath];

<< mstwpdf.m;

Mathematica package for MSTW PDFs
by Graeme Watt <Graeme.Watt(at)cern.ch>.
For information on usage, see ?ReadPDFGrid and ?xf.

prefix = pdfpath <> "Grids/mstw2008lo";
Timing[ReadPDFGrid[prefix, 0]]

PDF grid read from C:/pdfp/Grids/mstw2008lo.00.dat

{14.462, Null}

q = Pt; Pt = 200; S = 1960^2;

Qq = 1;  $\theta = \text{Pi} / 2$ ; ih = 0; y = 0;
upv[x_] = xf[ih, x, q, 2];
dnv[x_] = xf[ih, x, q, 1];
usea[x_] = xf[ih, x, q, -2];
dsea[x_] = xf[ih, x, q, -1];
str[x_] = xf[ih, x, q, 3];
sbar[x_] = xf[ih, x, q, -3];
chm[x_] = xf[ih, x, q, 4];
cbar[x_] = xf[ih, x, q, -4];
bot[x_] = xf[ih, x, q, 5];
bbar[x_] = xf[ih, x, q, -5];
glu[x_] = xf[ih, x, q, 0];
phot[x_] = xf[ih, x, q, 13];

```

```

Nc = 3; Nf = 6; μ0 = 91.187621; as0 = 0.11847; ae0 = 1/128.936; λ = Sqrt[μ0^2 E^(-12 Pi / ((11 Nc - 2 Nf) as0))]; bb = (11 Nc - 2 Nf) / (12 Pi); as[q_] = 1 / (bb Log[q^2 / λ^2]);
ae[q_] = ae0 / (1 - ae0 Log[q^2 / μ0^2] / (3 Pi));

```

$$\sigma c[s_-, t_-, u_-] = -\frac{\pi Q q^2 (s^2 + u^2) ae[q] as[q]}{3 s^3 u};$$

$$\sigma a[s_-, t_-, u_-] = \frac{8 \pi Q q^2 (t^2 + u^2) ae[q] as[q]}{9 s^2 t u};$$

```

XT = 2 Pt / Sqrt[S] // FullSimplify; X1 = XT (E^y / (2 - XT E^(-y))); Xb = Xa XT (E^(-y) / (2 Xa - XT E^y)) // FullSimplify;

```

```

Fact = 2 / (9 Pi (2 Xa - XT E^y)) // FullSimplify;

```

```

U = -(S/2) XT E^y // FullSimplify; T = -(S/2) XT E^(-y) // FullSimplify;

```

```

Ic = (4 upv[Xa] + dnv[Xa] + str[Xa] + 4 chm[Xa] + bot[Xa] + 4 usea[Xa] + dsea[Xa] + sbar[Xa] + 4 cbar[Xa] + bbar[Xa]) glu[Xb] σc[Xa Xb S, U Xb, T Xa] +
glu[Xa] (4 upv[Xb] + dnv[Xb] + str[Xb] + 4 chm[Xb] + bot[Xb] + 4 usea[Xb] + dsea[Xb] + sbar[Xb] + 4 cbar[Xb] + bbar[Xb]) σc[Xa Xb S, T Xa, U Xb];

```

```

Ia = (4 usea[Xa] usea[Xb] + dsea[Xa] dsea[Xb] + sbar[Xa] sbar[Xb] + 4 cbar[Xa] cbar[Xb] + bbar[Xa] bbar[Xb]) σa[Xa Xb S, T Xa, U Xb] +
(4 upv[Xa] upv[Xb] + dnv[Xa] dnv[Xb] + str[Xa] str[Xb] + 4 chm[Xa] chm[Xb] + bot[Xa] bot[Xb]) σa[Xa Xb S, U Xb, T Xa];

```

```

II = Fact (Ic + Ia) ;

```

```

σ = NIntegrate[II, {Xa, X1, 1}] (1.9731) ^ 2 10 ^ (-28) ;

```

**$\sigma P_{\text{typb000}} = 2 \text{ Pi Pt } \sigma 10^{(36)} // N$**

```

0.0073139

```

## III.2 PROCESSUS PP:

```

Clear["Global`*"]

```

```

pdfpath = "C:/pdfp/";

```

```

SetDirectory[pdfpath];

```

```

<< mstwpdf.m;

```

```

Mathematica package for MSTW PDFs

```

```

by Graeme Watt <Graeme.Watt(at)cern.ch>.

```

```

For information on usage, see ?ReadPDFGrid and ?xf.

```

```

prefix = pdfpath <> "Grids/mstw20081o";
Timing[ReadPDFGrid[prefix, 0]]

PDF grid read from C:/pdfp/Grids/mstw20081o.00.dat

{12.683, Null}

```

**Pt = 150; q = Pt; S = 7000^2;**

```

Qq = 1; y = 0; e = Pi / 2; ih = 0;
upv[x_] = xf[ih, x, q, 2];
dnu[x_] = xf[ih, x, q, 1];
usea[x_] = xf[ih, x, q, -2];
dsea[x_] = xf[ih, x, q, -1];
str[x_] = xf[ih, x, q, 3];
sbar[x_] = xf[ih, x, q, -3];
chm[x_] = xf[ih, x, q, 4];
cbar[x_] = xf[ih, x, q, -4];
bot[x_] = xf[ih, x, q, 5];
bbar[x_] = xf[ih, x, q, -5];
glu[x_] = xf[ih, x, q, 0];
phot[x_] = xf[ih, x, q, 13];

```

```

Nc = 3; Nf = 6; mu = 91.187621; as0 = 0.11847; ae0 = 1/128.936; h = Sqrt[mu^2 E^-12 Pi / ((11 Nc - 2 Nf) as0)]; bb = (11 Nc - 2 Nf) / (12 Pi); as[q] = 1 / (bb Log[q^2 / h^2]);
ae[q] = ae0 / (1 - ae0 Log[q^2 / mu^2] / (3 Pi));

```

$$\sigma c[s_, t_, u_] = -\frac{\pi Qq^2 (s^2 + u^2) ae[q] as[q]}{3 s^3 u};$$

$$\sigma a[s_, t_, u_] = \frac{8 \pi Qq^2 (t^2 + u^2) ae[q] as[q]}{9 s^2 t u};$$

```

XT = 2 Pt / Sqrt[S] // FullSimplify; Xl = XT (E^y / (2 - XT E^(-y))); Xb = Xa XT (E^(-y) / (2 Xa - XT E^y)) // FullSimplify;

```

```

Fact = 2 / (9 Pi (2 Xa - XT E^y)) // FullSimplify;

```

```

U = -(S/2) XT E^y // FullSimplify; T = -(S/2) XT E^(-y) // FullSimplify;

```

```

Ic = (4 upv[Xa] + dnv[Xa] + str[Xa] + 4 chm[Xa] + bot[Xa] + 4 usea[Xa] + dsea[Xa] + sbar[Xa] + 4 cbar[Xa] + bbar[Xa]) glu[Xb] oc[Xa Xb S, U Xb, T Xa] +
    glu[Xa] (4 upv[Xb] + dnv[Xb] + str[Xb] + 4 chm[Xb] + bot[Xb] + 4 usea[Xb] + dsea[Xb] + sbar[Xb] + 4 cbar[Xb] + bbar[Xb]) oc[Xa Xb S, T Xa, U Xb];

Ia = (4 upv[Xa] usea[Xb] + dnv[Xa] dsea[Xb] + str[Xa] sbar[Xb] + 4 chm[Xa] cbar[Xb] + bot[Xa] bbar[Xb]) oa[Xa Xb S, T Xa, U Xb] +
    (4 usea[Xa] upv[Xb] + dsea[Xa] dnv[Xb] + sbar[Xa] str[Xb] + 4 cbar[Xa] chm[Xb] + bbar[Xa] bot[Xb]) oa[Xa Xb S, U Xb, T Xa];

II = Fact (Ic + Ia) ;

σ = NIntegrate[II, {Xa, X1, 1}] (1.9731) ^2 10 ^ (-28) ;

σPtypb00 = 2 Pi Pt σ 10 ^ (36)

0.227156

```



## BIBLIOGRAPHIE

- [1] P. Aurenche. *La QCD et son histoire : partons d'un bon pied !*, cours à l'Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire, Maubuisson, 2005, 2006. <cel-00093000>
- [2] R. Ichou. *Etude de la production de photons isolés en collisions proton-proton avec la calorimètre EMCAL de l'expérience ALICE au LHC*. Thèse de Doctorat université de Nantes 2010.
- [3] A. W. Thomas et W. Weise et. *The Structure of the Nucleon*, Ed. Wiley-VCH, Berlin, 2001.
- [4] F. Muheim. *Quantum Electrodynamics*. Nuclear and particle physics, cours en ligne, [www2.ph.ed.ac.uk/~muheim/teaching/np3/lect-qed.pdf](http://www2.ph.ed.ac.uk/~muheim/teaching/np3/lect-qed.pdf).
- [5] D. Griffiths. *Introduction to Elementary Particles*, Ed. Wiley-VCH Verlag G m b H et co.k Ga A, Weinkein, 2008.
- [6] A. David. *Contribution à l'analyse des premières données l'expérience CMS au LHC*. Mémoire de fin d'étude, Université Libre de Bruxelles, 2009-2010.
- [7] J.R. Forshaw et R.G. Roberts. *Direct photon production of jets in the  $k_T$ -factorisation prescription*, phys. Let. B 335, pp 494, 1994.
- [8] R. P. TEYNMAN. *Very high-energy collisions of hadrons*. *Phys.Rev.Lett*, vol. 23, pp. 1417, 1969.
- [9] A. Mas. *Mesure de la production des photons isolés dans les collisions p-p à  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  avec le détecteur ALICE*, physique Nucléaire théorique [nucl-th]. Ecole des Mines de Nantes, 2013. Français. <NNT : 2013 EMNA0121>. <tel-00952893>
- [10] N. Sato. *Threshold resummation in direct photon production and its implications on the large-x gluon PDF*, arXiv : 1309.7995 [hep-ph].
- [11] A. Gehrmann-De Ridder. *Photon Fragmentation at LEP*. Universitat Karlsruhe, arXiv: 9810507 [hep-ph].
- [12] P.Gupta , B.C. Choudhary, S. Chatterji and S. Bhattacharya. *Study of direct photon plus jet production in CMS experiment at  $\sqrt{s} = 17 \text{ TeV}$* . *Eur. Phys. J. C* 53, pp 49, 2008.
- [13] R. G. de Cassagnac. *Le Plasma de Quarks et de Gluons Sondes prédites et étudiées au SPS*, cours de l'école Joliot-Curie de physique nucléaire, 2005.

## Bibliographie

---

- [14] R. Engel et J. Ranft. *Hadronic photon-photon interactions at high energies*. Phys. Rev. D54, pp 4244,1996.
- [15] S. Compbell. *Photon production from gluon mediated quark-anti-quark annihilation at confinement*. Phy. Rev. C 92, 2015.
- [16] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thorne, and G. Watt, *Parton distributions for the LHC*, Eur. Phys. J. C 63, pp 189, 2009.
- [17] J. F. Owens. *Large-momentum-transfer production of direct photons, jets, and particles*. Flodida State University. Rev. Mod. Phys. 59, 1987.
- [18] T. Horaguchi. Prompt Photon Production in Proton-Proton Collisions at  $\sqrt{s} = 200\text{GeV}$ , these doctorat, Tokyo Institute of Technology, fevrier 2006.
- [19] J. W. Norbury. *Nucleon-Nucleon Total Cross Section*. NASA Technical Reports server (Ntrs), mars 2008.
- [20] F. Lazzi et al. *Antinucleon-nucleon annihilation cross section measurements at low energies*, Nucl. Phys. A 558, pp 137 C, 2002.
- [21] A. Lucotte. La recherche du Higgs au TeVatron Run II, conferences and seminars in HEP, Grenoble, 2001.
- [22] D. Contardo et F. Ledroit. Les premiers résultats du LHC, Image de la physique, 2011.
- [23] B. Abbott et al. *Isolated Photon Cross Section in  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.8\text{TeV}$* , phys. Rev. D 89, volume 052004, pp 2786, March 2000.
- [24] T. Aaltonen et al. (CDF Collaboration). *Measurement of the Inclusive Isolated Prompt Photon Cross Section in  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.96\text{TeV}$  using the CDF Detector*, phys. Rev. D 80, pp. 111106, 2009.
- [25] G. Aad et al. (ATLAS Colaboration). *Measurement of the inclusive isolated prompt photons cross section in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$  with the ATLAS detector using  $4.6\text{fb}^{-1}$* , phys. Rev. 989, pp. 052004, 2014