

Université Libre de Bruxelles  
Faculté des Sciences Appliquées

Année académique 2005 - 2006



# Etude du spectre des paires d'électrons dans CMS

Mémoire de fin d'études  
présenté par Thomas Lessinnes  
en vue d'obtenir le grade  
d'ingénieur civil physicien

Directeur de mémoire : Prof. D. Baye

Co-directrice de mémoire : Dr. B. Clerbaux



Université Libre de Bruxelles  
Faculté des Sciences Appliquées

Année académique 2005 - 2006



# Etude du spectre des paires d'électrons dans CMS

Effet des fonctions de distribution des partons sur la production de gravitons  
liés à des dimensions spatiales supplémentaires

Mémoire de fin d'études  
présenté par Thomas Lessinnes  
en vue d'obtenir le grade  
d'ingénieur civil physicien

Directeur de mémoire : Prof. D. Baye

Co-directrice de mémoire : Dr. B. Clerbaux



# Table des matières

<b>Table des matières</b>	<b>v</b>
<b>1 Introduction</b>	<b>1</b>
<b>2 Dispositif expérimental</b>	<b>5</b>
2.1 Le collisionneur LHC . . . . .	5
2.2 Le détecteur CMS . . . . .	9
2.2.1 Système de coordonnées . . . . .	9
2.2.2 Objectifs du détecteur . . . . .	9
2.2.3 Description du détecteur . . . . .	11
2.3 Le calorimètre électromagnétique (ECAL) . . . . .	14
2.3.1 Description géométrique . . . . .	14
2.3.2 Les cristaux . . . . .	16
2.3.3 Calorimètre de pied de gerbe . . . . .	16
2.3.4 Résolution en énergie . . . . .	17

<b>3</b>	<b>Processus de production de gravitons lourds au LHC et fonctions de distribution des partons</b>	<b>19</b>
3.1	Introduction au modèle de Randall et Sundrum . . . . .	20
3.2	Production de gravitons lourds au LHC et fonctions de distribution des partons . . . . .	23
3.3	Théorème de factorisation et fonctions de distribution des partons	24
3.3.1	Théorème de factorisation . . . . .	25
3.3.2	Diffusions profondément inélastiques et modèle des quarks et des partons . . . . .	26
3.3.3	Application du théorème de factorisation à d'autres processus "durs" . . . . .	31
3.4	Paramétrisations des fonctions de distribution des partons . . . . .	31
3.4.1	Ajustement des paramètres . . . . .	33
3.4.2	Fonctions de distribution des quarks et des gluons . . . . .	35
<b>4</b>	<b>Caractéristiques des gravitons générés</b>	<b>39</b>
4.1	Impulsion longitudinale du graviton . . . . .	40
4.2	Nature des partons en interaction . . . . .	44
4.3	Rapport des sections efficaces des processus $u\bar{u} \rightarrow G$ , $d\bar{d} \rightarrow G$ , $q\bar{q} \rightarrow G$ en général et $gg \rightarrow G$ . . . . .	47
4.4	Distribution de l'impulsion transverse du graviton . . . . .	50

<b>5</b>	<b>Section efficace de production de gravitons</b>	<b>53</b>
5.1	Détermination de la section efficace totale . . . . .	54
5.2	Incertitudes sur la section efficace $\sigma$ liées aux fonctions de distribution des partons . . . . .	57
5.3	Nombre d'événements $pp \rightarrow G \rightarrow e^+e^-$ attendus dans CMS . . .	59
5.4	Perspectives du travail . . . . .	60
	<b>Conclusions</b>	<b>63</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>66</b>
	<b>Liste des figures</b>	<b>71</b>
	<b>Liste des tables</b>	<b>75</b>



# Chapitre 1

## Introduction

Le Modèle Standard de la physique des particules élémentaires est un des plus importants résultats de la physique du XXème siècle [1] et [2]. En effet, il présente un tableau de toutes les particules élémentaires connues à ce jour et décrit parfaitement toutes les interactions jouant un rôle au niveau microscopique, à l'exclusion de la gravitation. Malgré de nombreuses tentatives, aucune expérience n'a pu à ce jour le prendre en défaut. Cependant, le Modèle Standard, pour doter les particules de masse, introduit une particule qui n'a encore jamais été observée : le boson de Higgs. La découvrir est l'objectif principal du collisionneur de hadrons en construction au CERN : le LHC (Large Hadron Collider) qui sera mis en fonctionnement en 2007-2008, avec une énergie dans le référentiel du centre de masse de 14 TeV.

Cependant plusieurs problèmes subsistent. Le Modèle Standard n'offre pas de théorie unifiée des interactions électrofaible et forte, malgré la similitude de leurs structures mathématiques (théories de jauge locales non-abéliennes). D'autre part, se pose le problème dit "de la hiérarchie". L'échelle de brisure des interactions faible et électromagnétique est de l'ordre de 100 GeV alors que celle des interactions électrofaible et forte est de l'ordre de  $10^{15}$  GeV. Le problème de la hiérarchie se formule comme suit : Pourquoi y a-t-il cet écart

de plus de douze ordres de grandeur ? Enfin, il n’y a pas à ce jour de théorie quantique de la gravitation. De plus, cette dernière apparaît comme étant beaucoup plus faible que les trois autres interactions.

De nombreux modèles ont été proposés pour rencontrer ces différents problèmes. Certains postulent l’existence d’une supersymétrie entre bosons et fermions ; d’autres, inspirés par les théories des supercordes, invoquent un univers à plus de quatre dimensions. Cette approche pourrait fournir une solution au dernier problème du paragraphe précédent. En effet, la faiblesse de la gravitation ne serait qu’apparente ; toutes les particules connues à ce jour seraient “enfermées” dans l’univers à quatre dimensions que nous connaissons, et seuls les gravitons pourraient se mouvoir dans les dimensions supplémentaires. De ce fait la gravitation, dont l’intensité serait en réalité comparable à celle des autres interactions, nous apparaîtrait faible car elle serait, pour nous, “diluée” dans les dimensions supplémentaires : son boson médiateur (le graviton) pourrait s’échapper de l’hypersurface à quatre dimensions dans laquelle nous vivons. Certains de ces modèles supersymétriques ou à dimensions supplémentaires prédisent l’existence de nouvelles particules qui seraient détectables au LHC puisque leur masse serait de l’ordre du  $\text{TeV}^1$ .

Deux expériences sont en cours de construction au LHC afin d’étudier la physique à l’échelle du  $\text{TeV}$  : ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) et CMS (Compact Muon Solenoid) [3]. Ces deux détecteurs sont dits *universels* car ils ont été conçus pour couvrir tout le domaine angulaire et mesurer avec la plus grande précision possible les paramètres des particules qui les traversent (électrons, photons, muons, jets de hadrons, neutrinos, etc.). Ceci permettra d’étudier un grand nombre de phénomènes différents, les objectifs premiers étant la découverte du boson de Higgs et la recherche d’une nouvelle physique au-delà du Modèle Standard. Les contraintes sur la construction de ces détecteurs viennent en particulier des possibilités d’observation du boson de Higgs, qui pourrait notamment se désintégrer en une paire de photons ou en-

---

<sup>1</sup>Dans ce travail, nous suivons la convention de dénoter la vitesse de la lumière  $c = 1$ .

core en une paire de bosons  $Z_0$  qui se désintégreraient à leur tour en deux paires d'électron-positron. C'est pourquoi le calorimètre électromagnétique de CMS, c'est-à-dire la partie du détecteur en charge de la mesure des électrons et des photons, présente une excellente résolution en énergie ainsi qu'en position.

Le laboratoire de Physique des Particules de l'ULB-VUB prévoit de tirer parti de ce calorimètre pour étudier les paires électron-positron présentant une très grande impulsion transverse (plusieurs centaines de GeV). Ceci devrait permettre la mise en évidence, si elles existent, des résonances lourdes prédites par certains modèles impliquant des dimensions supplémentaires [4] et [5]. Cette analyse requiert différentes études préparatoires. En effet, il faut d'une part étudier la réponse attendue du détecteur à de telles énergies, qui sont supérieures à celles considérées pour la plupart des études préparatoires à l'acquisition des données à CMS. D'autre part, il convient d'étudier l'observabilité des phénomènes visés, compte tenu des sections efficaces des processus et de la luminosité attendue au LHC [6]. Parmi les incertitudes affectant les sections efficaces figurent celles portant sur les paramétrisations des distributions de fractions d'impulsion du proton emportées par les quarks et les gluons interagissant ("fonctions de distributions de partons").

Ce mémoire est consacré à l'étude de l'influence des incertitudes affectant les fonctions de distribution des partons sur l'observabilité de gravitons lourds (dont la masse est supérieure à 1 TeV) associés à des dimensions supplémentaires.

Le plan de mon mémoire est le suivant. Le chapitre 2 présente le collisionneur LHC, le détecteur de particules CMS et plus particulièrement son calorimètre électromagnétique. Le chapitre 3 décrit le modèle à une dimension spatiale supplémentaire de Randall et Sundrum et introduit les fonctions de distribution des partons et leur paramétrisation. Mes résultats quant à la cinématique de la réaction  $pp \rightarrow G$  sont présentés au chapitre 4 : distribution des impulsions longitudinales et transverses des gravitons et nature des partons

en interaction. Enfin, le dernier chapitre traite de la section efficace de production de gravitons se désintégrant en paires d'électrons et positrons ainsi que des erreurs sur cette grandeur liées aux fonctions de distribution des partons. La fin du chapitre 5 présente le nombre attendu de gravitons produits dans le canal  $e^+e^-$  dans le détecteur CMS, ainsi qu'une discussion sur les effets de la sélection des événements et de l'acceptance du détecteur.

# Chapitre 2

## Dispositif expérimental

Ce chapitre présente le collisionneur de protons LHC (Large Hadron Collider) du CERN ainsi que le détecteur CMS (Compact Muon Solenoid) qui y sera installé, et plus particulièrement le calorimètre électromagnétique ECAL (Electromagnetic CALorimeter) de cette expérience.

### 2.1 Le collisionneur LHC

Le collisionneur LHC est en cours de construction au CERN. Il est installé dans l'ancien tunnel du LEP (Large Electron Positron collider) et aura donc une circonférence de vingt-sept kilomètres. Cinq expériences seront installées autour du collisionneur (voir figure 2.1). ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) et CMS (Compact Muon Solenoid) seront des détecteurs universels qui auront notamment pour objectifs la découverte du boson de Higgs, la découverte d'éventuelles particules supersymétriques ou d'autres manifestation d'une nouvelle physique et l'étude de précision de la physique du quark top. L'expérience LHCb est consacrée à l'étude de la violation de la symétrie CP dans les systèmes de mésons B. ALICE (A Large Ion Collider Experiment)

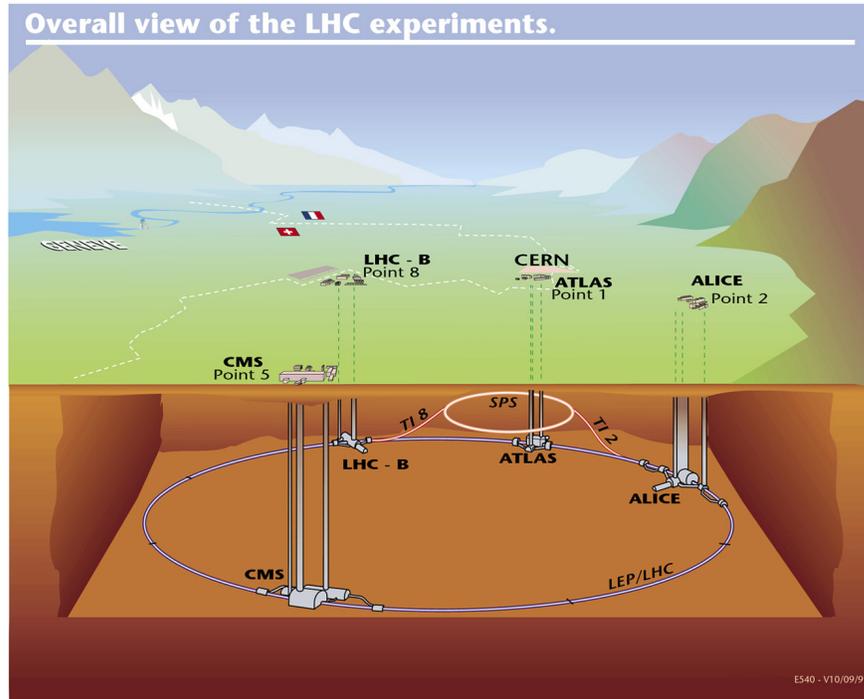


FIG. 2.1 – Vue schématique du tunnel du LHC situé à 100 m sous terre, et disposition des expériences CMS, LHCb, ATLAS et ALICE. TOTEM sera installé de part et d'autre du point d'interaction 5 (l'emplacement de CMS).

étudiera le plasma de quarks et gluons lors de collisions d'ions lourds. Enfin TOTEM (Total Cross Section, Elastic Scattering and Diffraction Dissociation) sera installé à proximité de CMS et aura pour objectif principal de mesurer la section efficace totale de la collision proton-proton.

L'objectif du LHC étant la mise en évidence du boson de Higgs et la découverte de nouveaux phénomènes, il a été conçu pour atteindre une énergie de l'ordre du TeV dans le centre de masse. De telles énergies ne peuvent être atteintes à l'heure actuelle que par un collisionneur de protons ou un collisionneur de protons et d'antiprotons. En effet, les pertes d'énergie par rayon-

nement synchrotron dans un accélérateur circulaire sont proportionnelles à la quatrième puissance de l'énergie des particules :  $\frac{(E/m)^4}{R}$  où  $E$  est l'énergie des particules accélérées,  $m$ , leur masse et  $R$  le rayon de courbure de l'accélérateur. Ceci exclut la construction d'un accélérateur circulaire d'électrons au-delà des énergies du LEP ( $E \sim 100$  GeV) car, pour des raisons financière et de génie civil, il est difficilement envisageable d'augmenter  $R$ . Le LHC et son complexe de pré-accélérateurs sont présentés à la figure 2.2.

Des études préparatoires sont néanmoins menées pour la mise en fonctionnement vers 2018 d'un collisionneur linéaire d'électrons et positrons : l'International Linear Collider (ILC) qui disposera, dans le référentiel du centre de masse, d'une énergie de 500 GeV à 1 TeV . A plus long terme, des études sont également menées au sujet d'accélérateurs circulaires de muons.

Le collisionneur Tevatron de protons et antiprotons du Fermi National Accelerator Laboratory (Fermilab) à Chicago fournit déjà une énergie de 2 TeV dans le référentiel du centre de masse des particules en collision. Cependant, la difficulté de produire des antiprotons limite la luminosité à  $50 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  [7]. Celle prévue au LHC est de  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  [7], soit deux cent fois supérieure. En phase de fonctionnement nominal, la luminosité intégrée sur une année du LHC s'élèvera à  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ . Les choix effectués pour la conception du LHC permettent donc à la fois d'obtenir une énergie dans le centre de masse septante fois supérieure à celle du LEP et une luminosité deux cent fois supérieure à celle du Tevatron.

Le choix d'un collisionneur de protons (ou de protons et d'antiprotons) présente cependant certains désavantages. En effet, une collision de protons est beaucoup moins "propre" qu'une collision électron-positron. En effet, la présence dans le proton d'autres constituants que ceux impliqués dans l'interaction "dure" induit une nature complexe de l'état final. En outre, à haute luminosité, une moyenne de 20 interactions proton-proton se produira à chaque croisement des faisceaux, c'est-à-dire toutes les 25 nanosecondes.

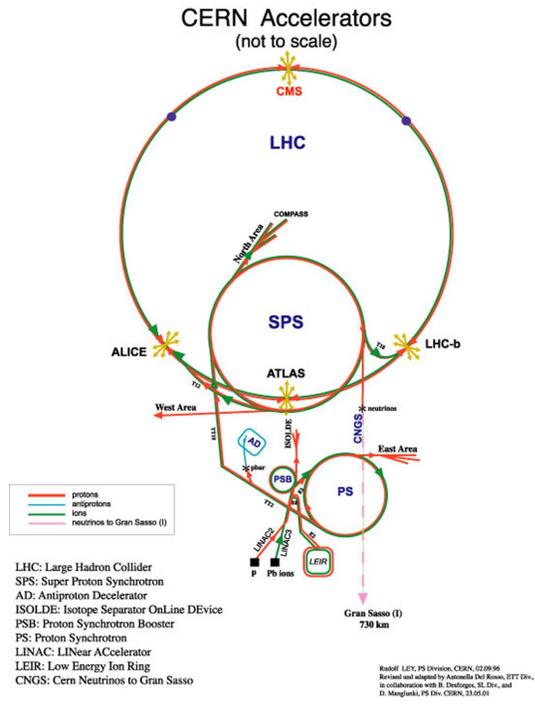


FIG. 2.2 – Complexe de préaccélération des protons. Les protons seront accélérés progressivement en passant d’anneaux en anneaux de plus grands rayons avant d’acquies leur énergie finale dans le LHC même.

## 2.2 Le détecteur CMS

Comme cela a déjà été mentionné, CMS est un des deux détecteurs universels du LHC. Dans cette section, nous commencerons, afin de faciliter la suite de la discussion, par en donner le système de coordonnées. Nous récapitulerons ensuite ses objectifs et nous finirons par en donner une rapide description.

### 2.2.1 Système de coordonnées

L'origine du système de coordonnées est le point de collision nominal à l'intérieur de l'expérience. L'axe  $y$  pointe verticalement vers le haut. L'axe  $x$  pointe radialement vers le centre du LHC. Le repère étant dextrogyre, l'axe  $z$  est tangent au LHC et sa direction est fixée par ce qui précède (il pointe en direction des montagnes du Jura à partir du point d'insertion 5 du LHC). L'angle azimutal  $\phi$  est mesuré depuis l'axe  $x$  dans le plan  $x-y$ . L'angle polaire  $\theta$  est mesuré depuis l'axe  $z$ . La pseudorapidité  $\eta$  est définie par l'équation<sup>1</sup> :

$$\eta = -\ln \tan \theta/2. \quad (2.1)$$

La composante selon l'axe  $z$  d'une grandeur  $A$  est dite longitudinale et notée  $A_z$ . Les composantes perpendiculaires à cet axe sont dites transverses et notées  $A_t$  (par exemple, nous parlerons souvent de l'impulsion transverse  $\vec{p}_t$ ).

### 2.2.2 Objectifs du détecteur

L'objectif principal de CMS est la mise en évidence expérimentale du mécanisme de brisure spontanée de symétrie de Brout-Englert-Higgs. La limite

---

<sup>1</sup>Il est intéressant d'avoir en tête quelques équivalences entre  $\eta$  et  $\theta$  pour la lecture de la suite de ce texte. Ainsi,  $\eta = 1, 5$  (respectivement 2,5 et 5) correspond à  $\theta = 25, 2^\circ$  (respectivement  $\theta = 9, 4^\circ$  et  $\theta = 0, 8^\circ$ )

actuelle sur la masse du boson de Higgs est  $m_H > 114 \text{ GeV}$ . D'autre part, la plupart des modèles de particules supersymétriques (SUSY) prédisent l'existence d'un nombre quantique conservé lors des interactions avec la matière "standard". Les chaînes de désintégration de particules SUSY conduiraient donc à la production de particules s'échappant du détecteur sans interagir, et se manifestant sous forme d'une importante énergie transverse manquante. Pour observer de tels phénomènes, le détecteur doit donc être hermétique.

D'après le TDR (Technical Design Report) de CMS [3], on peut résumer les principales exigences relatives au détecteur comme suit : afin de rencontrer les objectifs du programme de physique au LHC, CMS doit

- être muni d'un détecteur de traces capable de déterminer avec précision l'impulsion des particules chargées ;
- fournir la masse invariante d'une paire de photons ou d'une paire électron-positron avec une résolution de l'ordre du pourcent à 100 GeV et une couverture géométrique de  $|\eta| < 2.5^2$  ;
- déterminer la direction des photons, reconstruire la position de leur vertex de première interaction, les différencier des pions neutres ;
- pouvoir isoler efficacement les photons et leptons à grande luminosité ;
- avoir une bonne précision sur l'énergie transverse manquante d'un événement ainsi que sur la reconstruction de la masse invariante d'une paire de jets. Ceci requiert un calorimètre hadronique présentant une couverture en pseudorapidité  $|\eta| < 3^3$  ;
- pouvoir identifier les muons et avoir une bonne résolution sur leur impulsion sur une grande ouverture en pseudorapidité ( $|\eta| < 2.5$ ) ;
- avoir une résolution sur la masse invariante des paires de muons de l'ordre du pourcent à 100 GeV ;
- déterminer sans ambiguïté la charge des muons et des électrons dont l'impulsion est inférieure à 1 TeV.

---

<sup>2</sup>Ceci correspond selon la formule (2.1) à  $4, 7^\circ < \theta < 175, 3^\circ$ .

<sup>3</sup>Ceci correspond selon la formule (2.1) à  $0, 4^\circ < \theta < 179, 6^\circ$ .

### 2.2.3 Description du détecteur

La structure générale du détecteur CMS est présentée à la figure (2.3). En partant du tube à vide et en allant vers l'extérieur du détecteur, on rencontre tout d'abord le détecteur de traces qui est divisé en deux parties. Le détecteur de vertex à pixels est constitué d'un fût composé de trois couches et, à chaque extrémité, de deux disques percés en leur centre. Les rayons moyens des trois couches du fût sont 4,4 cm, 7,3 cm et 10,2 cm. Les deux disques les plus éloignés sont à  $|z| = 46.5$  cm. La taille d'un pixel est de l'ordre de  $100 \times 150 \mu\text{m}^2$ . Sa résolution spatiale sur la position des vertex reconstruits est d'environ dix microns pour les coordonnées radiale ( $r$ ) et azimutale ( $\phi$ ), et de vingt microns pour la coordonnée longitudinale ( $z$ ).

La seconde partie du détecteur de trace consiste en un senseur au silicium qui permet de déterminer les positions successives des particules chargées au cours de leur trajectoire avec une résolution d'environ  $24 \mu\text{m}$ . Comme les trajectoires des particules chargées sont courbées par le champs magnétique de 4 teslas présent dans le détecteur (nous y reviendrons au cours de cette section), ceci permet de déduire leur impulsion. La résolution sur l'impulsion transverse des particules chargées déterminée par le détecteur de trace présente une dépendance linéaire en la valeur de cette impulsion transverse :

$$\frac{\Delta P_t}{P_t} = \alpha P_t. \quad (2.2)$$

Pour des particules de “faibles” énergies (en deça de quelques dizaine de GeV), la principale source d'erreur vient de ce que les particules subissent des déflexions lorsqu'elles traversent le matériau du détecteur de trace. Lorsque l'énergie augmente, la principale source d'erreur devient l'erreur sur l'estimation du rayon de courbure de la particule. On peut montrer que dans ce cas,  $\alpha = 1,11 \cdot 10^{-4} \text{ GeV}^{-1}$ .

Comme le flux de particules décroît lorsqu'on s'éloigne du centre du détecteur, les différentes couches du détecteur de traces utilisent des technologies différentes et ont des composants de plus en plus grands.

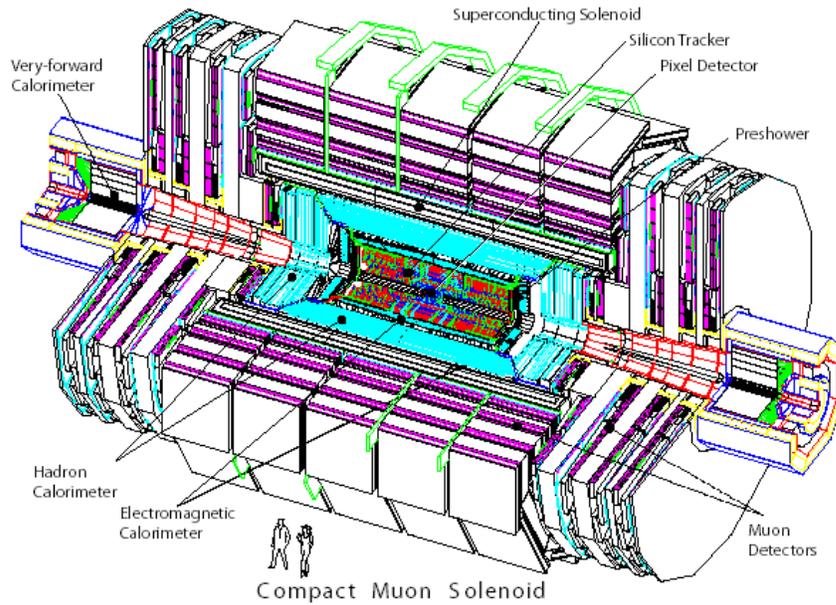


FIG. 2.3 – La structure en couches de CMS avec en partant du point d'interaction et en allant vers l'extérieur du détecteur, le détecteur de trace (reconstruction de la position du vertex et détermination de l'impulsion des particules chargées), le calorimètre électromagnétique (détermination de l'énergie et des positions des électrons et des photons), le calorimètre hadroniques (détermination de l'énergie et des positions des hadrons), le solénoïde superconducteur (permettant de courber la trajectoire des particules chargées afin d'en mesurer l'impulsion et de déterminer le signe de leur charge) et, finalement, les chambres à muons (permettant d'identifier les muons et le signe de leur charge).

Autour du détecteur de traces se trouve le calorimètre électromagnétique, qui est l'objet de la section suivante. Il est lui-même enfermé dans le calorimètre hadronique (HCAL). Le fût du HCAL couvre l'intervalle en pseudorapidité  $|\eta| < 1.4$ . La segmentation est telle que  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,087 \times 5^\circ$ . Les bouchons couvrent une pseudorapidité  $1.3 < |\eta| < 3.0^4$  et présentent, eux aussi, une segmentation de  $5^\circ$  en  $\phi$  et de  $0,087$  en  $\eta$ .

Le calorimètre hadronique est lui-même placé à l'intérieur d'un aimant solénoïdal supraconducteur de 13 m de long et 5,9 m de diamètre interne. Celui-ci produit un champ magnétique de 4 teslas qui permettra notamment la mesure de l'impulsion des particules chargées dans le détecteur de traces. La relation entre le champ magnétique appliqué ( $B$ ), le rayon de courbure des trajectoires des particules ( $R$ ) et leur impulsion transverse ( $P_t$ ) peut s'écrire :

$$P_t = 0,3 B R. \quad (2.3)$$

La culasse de l'aimant est instrumentée de manière à identifier les muons.

La section efficace totale de la collision entre deux protons dont l'énergie disponible dans le centre de masse vaut 14 TeV est de l'ordre de 100 mb. A la luminosité nominale de  $10^7 \text{ mb}^{-1}\text{s}^{-1}$  correspondant aux  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  annoncés dans le chapitre présentant le collisionneur, le détecteur observera donc un taux d'interaction proche de  $10^9$  événements par seconde. Le système de déclenchement en temps réel devra réduire ce nombre à 100 événements par seconde pour le stockage et l'analyse ultérieure. Le temps entre le croisement de deux paires de paquets de protons étant de 25 ns, les particules produites lors d'une collision voyageant à une vitesse proche de celle de la lumière auront parcouru 7,5 m (le rayon de CMS) lorsque les paquets de protons suivants collisionneront. A la luminosité nominale, une moyenne de vingt collisions se superposeront aux événements intéressants. Par conséquent, pour éviter que les particules de différents événements survenus lors de la même collision de

---

<sup>4</sup>Ceci correspond à  $\theta \in [5, 7^\circ; 30, 5^\circ] \cup [149, 5^\circ; 174, 3^\circ]$ .

paquets de protons ne se confondent entre elles ou avec celles provenant du croisement d'autres paquets, le détecteur doit présenter une grande granularité et une grande vitesse de lecture.

## 2.3 Le calorimètre électromagnétique (ECAL)

Certaines théories de la physique au-delà du Modèle Standard prédisent l'existence de bosons lourds dont la masse invariante serait de l'ordre de quelques centaines de GeV ou même du TeV. Deux cas sont envisageables : soit ces particules sont stables, ne couplent pas à la matière ordinaire et seront observées comme énergie et impulsion transversale manquantes lors de la reconstruction d'un événement ; soit elles peuvent se désintégrer en particules plus légères, par exemple en une paire de quarks, de leptons ou de photons.

Le calorimètre électromagnétique ECAL est le composant de CMS permettant la mesure de l'énergie des photons et des électrons [8].

### 2.3.1 Description géométrique

L'ECAL est divisé en trois parties : le fût et deux bouchons. En face de chaque bouchon se trouve un dispositif de pied de gerbe ("preshower").

Le fût possède un rayon de 1,29 m [8] couvre la région  $|\eta| < 1.479$ . Il est constitué de 61200 cristaux pyramidaux tronqués de  $\text{PbWO}_4$ , montés de sorte que la projection en  $|\eta|$  et  $\phi$  fasse un angle de  $3^\circ$  avec le vecteur issu du point d'interaction nominal. Ces cristaux ont respectivement une longueur de radiation  $X_0$ , un rayon de Molière et une densité de 0,89 cm, 2,2 cm et  $8,2 \text{ gcm}^{-1}$ . Les faces frontale, c'est-à-dire la plus proche du point d'interaction, et arrière de chacun d'entre eux présentent respectivement une surface de  $22 \times 22 \text{ mm}^2$  et  $26 \times 26 \text{ mm}^2$ . La distance entre ces deux faces est de 230 mm. Cette longueur correspond à 25,8 fois la longueur de radiation  $X_0$ .



FIG. 2.4 – Photographie d'un supermodule du calorimètre ECAL montrant les modules qui le composent.

Les cristaux sont enserrés dans une structure alvéolaire de fibre de verre et ainsi assemblés en sous-modules par groupes de cinq paires. Ces sous-modules sont ensuite réunis en modules. Enfin, quatre modules sont joints dans un réseau d'aluminium pour former un supermodule ; le long de l'axe des faisceaux, le calorimètre est formé de deux supermodules, qui couvrent chacun un domaine en  $\phi$  de  $20^\circ$  (cf. figure 2.4). Le centre de la face frontale de chaque cristal se trouve sur une enveloppe cylindrique de 1,29 m de rayon, compté à partir de l'axe du faisceaux.

Les bouchons couvrent la région  $1.479 < |\eta| < 3.0$ . Chacun d'eux devrait se trouver, lors du fonctionnement du solénoïde à 3144 mm de part et d'autre du point d'interaction nominal. Ils sont constitués de deux parties symétriques comportant chacune 3662 cristaux qui ont une face avant (respectivement arrière) d'une surface de  $28,62 \times 28,62 \text{ mm}^2$  (respectivement  $30 \times 30 \text{ mm}^2$ ) et sont longs de 220 mm, c'est-à-dire la distance de 24,7 fois la longueur de radiation  $X_0$ .

### 2.3.2 Les cristaux

Lorsque des photons ou des électrons traversent les cristaux de l'ECAL, ils peuvent se convertir en paires  $e^+e^-$  ou émettre des photons de rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) susceptibles de se matérialiser à leur tour en paires d'électrons-positrons. Ceci donne lieu à la formation d'une gerbe électromagnétique. Les atomes excités se dés excitent en émettant un rayonnement de scintillation. Les photodiodes à avalanche ATP, dans le cas du fût, ou les phototriodes à vide VPT, dans le cas des bouchons, qui sont collées sur les faces arrières des cristaux reçoivent la lumière émise et, sur base de cette information, reconstruisent l'énergie de la particule initiatrice de la gerbe.

Pour les cristaux de tungstate de plomb utilisés dans CMS, le spectre de scintillation se trouve entre le bleu et le vert, avec un large maximum autour de 450 nm. Leurs caractéristiques permettent d'allier compacité du détecteur et granularité fine. En outre, le temps de dés excitation par scintillation est du même ordre de grandeur que le temps entre deux croisements des paquets de protons au LHC : environ 80% de la lumière est émise en 25 ns. En moyenne 4,5 photoélectrons par MeV sont collectés dans les photodiodes.

### 2.3.3 Calorimètre de pied de gerbe

L'objectif principal de ce composant est d'identifier les pions neutres traversant les bouchons dans la région  $1.653 < |\eta| < 2.6$ . D'autre part, il aidera à la séparation entre photons et particules ionisantes. Enfin, il améliorera la détermination de la direction des particules puisqu'il présente une granularité supérieure à celle des bouchons. Il s'agit d'un calorimètre par échantillonnage composé d'une série de paires de couches : des senseurs en silicium sont placés entre des feuilles de plomb, qui permettent d'initier une gerbe électromagnétique quand elles sont traversées par un photon ou un électron. Les senseurs mesurent l'énergie déposée ainsi que le profil transversal de la gerbe. L'épaisseur de ce

calorimètre situé devant les premiers senseurs correspond à  $2 X_0$ . Ensuite, il y a une épaisseur de  $1 X_0$  avant d'atteindre le second plan de senseurs. De la sorte, la gerbe électromagnétique commence avant le second plan de senseurs pour 95% des particules incidentes.

### 2.3.4 Résolution en énergie

La résolution en énergie du calorimètre ECAL peut s'écrire :

$$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2 = (a/\sqrt{E})^2 + (\sigma_n/E)^2 + b^2, \quad (2.4)$$

où  $a/\sqrt{E}$  est un terme stochastique (photostatistique, fluctuation des gerbes...),  $\sigma_n/E$  est un terme de bruit (bruit de lecture de l'électronique) et  $b$  est une constante. Lorsque l'énergie de la particule est supérieure à 500 GeV,  $b$  est le terme dominant dans l'expression (2.4). Pour ces énergies,  $\Delta E/E \simeq 0,6\%$ .



## Chapitre 3

# Processus de production de gravitons lourds au LHC et fonctions de distribution des partons

Ce travail est consacré à l'étude de l'influence de la paramétrisation des fonctions de distribution des partons sur les sections efficaces attendues de production de gravitons dans le cadre du modèle à une dimension spatiale supplémentaire de Randall et Sundrum. Dans ce chapitre, le modèle de Randall et Sundrum est introduit. Ensuite, les canaux de production de gravitons sont présentés. Le sous-chapitre suivant traitera des fonctions de distribution des partons. Enfin, la dernière partie est consacrée à la présentation de l'évolution de ces fonctions de distribution en fonction de l'échelle de l'interaction et à leurs comparaisons.

## 3.1 Introduction au modèle de Randall et Sundrum

Le contraste entre les approches fondamentalement différentes de la théorie de la relativité générale d'Einstein et du Modèle Standard de la physique des particules pose le problème de parvenir à décrire l'ensemble des observations physiques dans le cadre d'une théorie unique. En ce sens, les théories des cordes qui invoquent des univers à 10 ou 11 dimensions sont parmi les plus prometteuses. Malheureusement, elles sont actuellement hors de portée des tests expérimentaux. Néanmoins, d'autres modèles supposent également que notre univers est doté de plus de quatre dimensions. Certains d'entre eux prédisent des phénomènes observables au LHC. A l'évidence, ces dimensions supplémentaires ne peuvent être totalement équivalentes à celles que nous connaissons déjà. En effet, au plan macroscopique, nous évoluons dans un monde quadri-dimensionnel. L'hypothèse que ces dimensions supplémentaires sont compactes et de longueurs caractéristiques petites par rapport aux longueurs déjà explorées à ce jour permettrait d'expliquer ce paradoxe apparent. Pour un observateur emprisonné dans une hypersurface à quatre dimensions, un champ scalaire sans masse dans un univers à 5 dimensions se traduirait par un ensemble de champs scalaires massifs déterminés, dépendant du détail des hypothèses théoriques [9].

Dans le cas où l'on ne considère qu'une seule dimension supplémentaire compactifiée, on peut définir un nombre quantique entier dont chaque valeur correspond à un état de masse et donc à un champ quadridimensionnel. Cet ensemble de champs à quatre dimensions peut être ordonné par ordre de masses croissantes ; on l'appelle alors "tour de Kaluza-Klein". Ainsi, l'observation d'une série de résonances reproduisant une séquence en accord avec l'une de ces théories pourrait constituer une mise en évidence de dimensions supplémentaires.

Le modèle de Randall et Sundrum [4] est l'une de ces théories. Afin de

résoudre le problème de la hiérarchie, il postule que les échelles de grandeur de toutes les interactions sont de l'ordre du TeV (brisure de symétrie électrofaible) et, par conséquent, il prédit l'apparition d'une nouvelle physique à l'échelle du TeV, qui sera précisément à la portée du LHC. Le modèle suppose que les particules du Modèle Standard évoluent dans une hypersurface à 4 dimensions plongée dans un univers qui en possède 5 (appelé "bulk"). La métrique de l'espace est donnée par l'équation :

$$ds^2 = e^{-2kr_c\phi} n_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu + r_c^2 d\phi^2, \quad (3.1)$$

où  $x^\mu$  sont les coordonnées de l'espace quadridimensionnel habituel,  $0 \leq \phi \leq \pi$  la coordonnée pour la dimension supplémentaire,  $k$  la courbure de l'espace-temps à 5 dimensions (supposée de l'ordre de grandeur de la masse de Planck  $k \sim M_{Pl}$ ) et  $r_c$  le rayon de compactification de la dimension supplémentaire, qui est déterminé dans le modèle et doit être de l'ordre de  $10^{-32}$  m [4]. Ce très petit rayon de compactification permet de ne pas altérer la loi de Newton à des distances accessibles aux expériences gravitationnelles actuelles. Dans [4], Randall et Sundrum montrent que des excitations fondamentales de spin 2 pourvues de masses de l'ordre de grandeur de l'échelle électrofaible (TeV) apparaissent. Ces excitations sont identifiées aux gravitons, et le champ correspondant se déploie dans l'espace à 5 dimensions. Comme annoncé ci-dessus, ce champ est observé dans l'hypersurface quadridimensionnelle du Modèle Standard comme une tour de Kaluza-Klein. Ici, les états de masse sont représentés sur la figure (3.1) et sont donnés par l'équation :

$$m_n = k x_n e^{-kr_c\pi}, \quad (3.2)$$

où  $x_n$  est la  $n^{ieme}$  racine de la fonction de Bessel  $J_1$  [4].

L'échelle de la gravitation ( $\Lambda_\pi$ ) est donnée par l'équation :

$$\Lambda_\pi = M_{Pl} e^{-kr_c\pi}. \quad (3.3)$$

Deux paramètres contrôlent les propriétés du modèle : la masse de la première résonance de la tour de Kaluza-Klein du graviton, et la constante

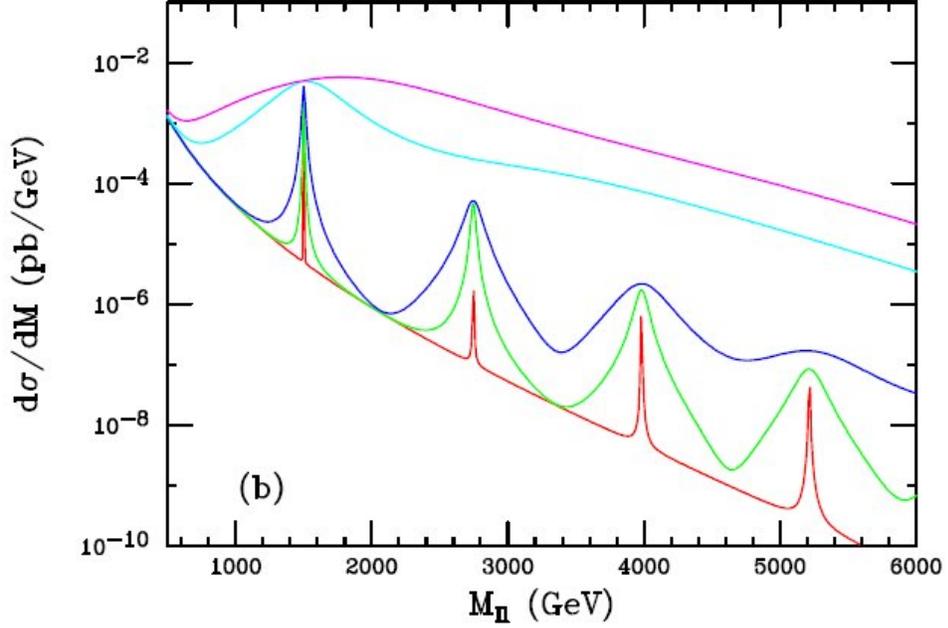


FIG. 3.1 – Section efficace de production d’une tour de Kaluza-Klein de gravitons dont la masse de l’état fondamental vaut  $M_G = 1500$  GeV et pour des valeurs de  $c = k/M_{Pl}$  valant de haut en bas : 1, 0.5, 0.1, 0.05 et 0.01 [11].

de couplage  $c = k/M_{Pl}$ , qui détermine l’intensité des couplages du graviton aux particules du Modèle Standard, ainsi que la largeur de la résonance ( $\Gamma$ ) qui suit la relation :

$$\Gamma = \rho m_n x_n^2 \quad (3.4)$$

où  $\rho$  est une constante dépendant du nombre de canaux de désintégration ouverts.

Ces paramètres sont contraints théoriquement pour qu’une nouvelle hiérarchie n’apparaisse pas entre  $M_{Electrofaible}$  et  $\Lambda_\pi$  [4] :  $c \leq 0,1$  et  $\Lambda_\pi \leq 10$  TeV.

Les contraintes expérimentales les plus importantes proviennent du Tevatron et imposent :  $M_G > 200$  GeV pour  $c = 0,01$  et  $M_G > 535$  GeV pour  $c = 0,1$  [11]. Le LHC ouvrira de nouvelles fenêtres dans l’espace  $(M_G, c)$ .

## 3.2 Production de gravitons lourds au LHC et fonctions de distribution des partons

Au LHC, les gravitons seront (s'ils existent) produits par l'annihilation de deux partons, constituants des protons. Il existe deux possibilités pour la création de gravitons :  $q\bar{q} \rightarrow G$  et  $gg \rightarrow G$ . Elles correspondent aux deux diagrammes de la figure (3.2). Couleur et saveur doivent être conservées au cours de ces processus. Par conséquent, comme le graviton ne possède ni saveur ni couleur, les quark et anti-quark du diagramme de droite doivent être de même saveur et de couleurs opposées. La paire de gluons doit être de couleurs opposées.

L'interaction gravitationnelle étant universelle, d'autres canaux de production existent en théorie. Ainsi une paire lepton antilepton peut créer un graviton de même qu'une paire de photons. Toutefois, le proton étant constitué de quarks et de gluons, les deux canaux représentés sur la figure sont pertinents pour le LHC.

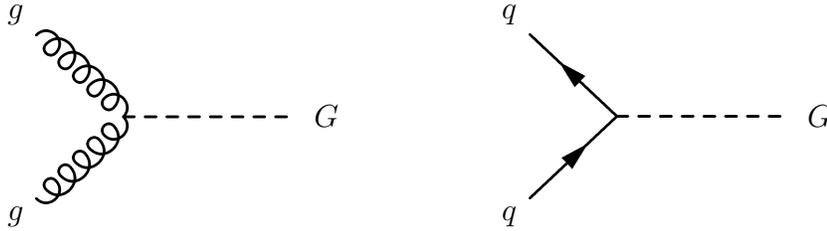


FIG. 3.2 – Diagrammes de production de gravitons : canaux  $gg \rightarrow G$  et  $q\bar{q} \rightarrow G$ .

Si l'on suppose que les impulsions respectives de ces partons sont colinéaires à celles des protons (axe  $z$ ), nous avons, dans le référentiel du centre de masse des protons, la relation :

$$\begin{aligned}
 E_{tot} &= \sqrt{\vec{p}_1^2 + m_1^2} + \sqrt{\vec{p}_2^2 + m_2^2} \\
 &= \sqrt{\vec{p}_G^2 + M_G^2},
 \end{aligned}
 \tag{3.5}$$

où  $\vec{p}_1$  et  $m_1$  ( $\vec{p}_2$  et  $m_2$ ) sont l'impulsion et la masse du parton issu du proton 1 (2) dont l'impulsion est dirigée dans le sens de l'axe  $z > 0$  ( $< 0$ ), et où  $\vec{p}_G$  et  $m_G$  sont l'impulsion et la masse du graviton. En définissant  $x_i = p_{z_i}/p_z$  comme la fraction de l'impulsion du proton portée par le parton  $i$  (avec  $i = 1, 2$ ),  $\vec{p} = p_z \vec{1}_z$  l'impulsion du proton 1,  $-\vec{p}$  l'impulsion du proton 2 et en négligeant les masses des partons devant les énergies mises en jeu, les relations (3.5) peuvent s'écrire :

$$\begin{aligned} E_{tot} &= \sqrt{x_1^2 \vec{p}^2} + \sqrt{x_2^2 (-\vec{p})^2} \\ &= (x_1 + x_2) |\vec{p}| \\ &= \sqrt{\vec{p}_G^2 + M_G^2}. \end{aligned} \tag{3.6}$$

D'autre part la conservation de l'impulsion s'écrit :

$$\vec{p}_G = (x_1 - x_2) \vec{p}. \tag{3.7}$$

On obtient donc la relation :

$$M_G^2 = 4 x_1 x_2 \vec{p}^2, \tag{3.8}$$

où  $s = 4 \vec{p}^2$  est le carré de l'énergie disponible dans le référentiel du centre de masse de la collision entre protons, soit donc :

$$M_G = \sqrt{s x_1 x_2}. \tag{3.9}$$

Avec  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$  au LHC, on a les relations entre  $x_1$  et  $x_2$  données à la table (3.1). On a donc besoin, pour calculer la section efficace de création d'une résonance de masse donnée, de connaître la distribution de l'impulsion des partons qui constituent les protons en collision.

### 3.3 Théorème de factorisation et fonctions de distribution des partons

L'importance pratique des fonctions de distribution des partons est due notamment à leur rôle dans les processus de physique des hautes énergies

$M_G$ (GeV)	$x_1 \cdot x_2$	$\sqrt{x_1 x_2}$
250	0,0003	0,018
1000	0,005	0,071
1500	0,011	0,107
2000	0,020	0,143
2500	0,031	0,179
3000	0,046	0,214
3500	0,063	0,250
4000	0,082	0,286
4500	0,103	0,321

TAB. 3.1 – Valeurs du produit  $x_1 \cdot x_2$  et de  $\sqrt{x_1 \cdot x_2}$  pour différentes masses  $M_G$  du graviton.

impliquant de petites distances d’interaction (processus dits “durs”) définies par l’échelle ( $\sqrt{Q^2}$ ).

### 3.3.1 Théorème de factorisation

Lors d’une expérience à haute énergie ( $E \gg m_P$ , où  $m_P$  est la masse du proton), dans le référentiel de l’interaction, les partons sont figés dans le proton en raison de l’effet relativiste de dilatation du temps. On peut donc supposer que la structure du proton est constante au cours d’une interaction “dure”, à haute énergie, et que deux échelles de temps différentes régulent d’une part le processus “dur”, et d’autre part l’évolution de la structure du proton.

Le *théorème de factorisation* permet de séparer le calcul des interactions “dures” en une partie non perturbative, devant être déterminée par l’expérience, et une partie perturbative pouvant être calculée dans le cadre de la chromodynamique quantique [12].

### 3.3.2 Diffusions profondément inélastiques et modèle des quarks et des partons

A titre d'exemple, la diffusion profondément inélastique d'un électron sur un proton est décrite par le diagramme (3.3), en supposant que le boson médiateur est un photon.

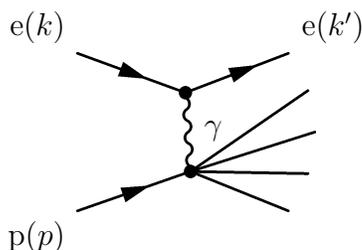


FIG. 3.3 – Diffusion profondément inélastique électron proton ;  $p$ ,  $k$  et  $k'$  sont respectivement les quadri-impulsions du proton et de l'électron avant diffusion et de l'électron après diffusion.

Définissons  $p$  et  $k$  les quadri-impulsions du proton et de l'électron avant la collision,  $k'$  la quadri-impulsion de l'électron après collision,  $q = k' - k$  la quadri-impulsion transférée et les invariants  $Q^2 = -q^2$ ,  $y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k}$  et  $x = \frac{Q^2}{2p \cdot q}$ . L'invariant  $Q^2$ , la virtualité du photon, définit l'échelle de l'interaction. La section efficace du processus peut s'écrire, en toute généralité :

$$\frac{d^2\sigma(x, Q^2)}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \left( \frac{1-y}{x} F_2(x, Q^2) + y^2 F_1(x, Q^2) \right), \quad (3.10)$$

où  $F_1$  et  $F_2$  sont deux observables, appelées “fonctions de structures” du proton ; elles ne dépendent que des deux invariants indépendants  $x$  et  $Q^2$  [13].

En 1969, on observe que la section efficace de ce processus semble ne pas dépendre de l'échelle  $\sqrt{Q^2}$ , sinon par le facteur cinématique  $1/Q^4$  (figure (3.4)). C'est la propriété d'“indépendance d'échelle” (“scaling” en anglais).

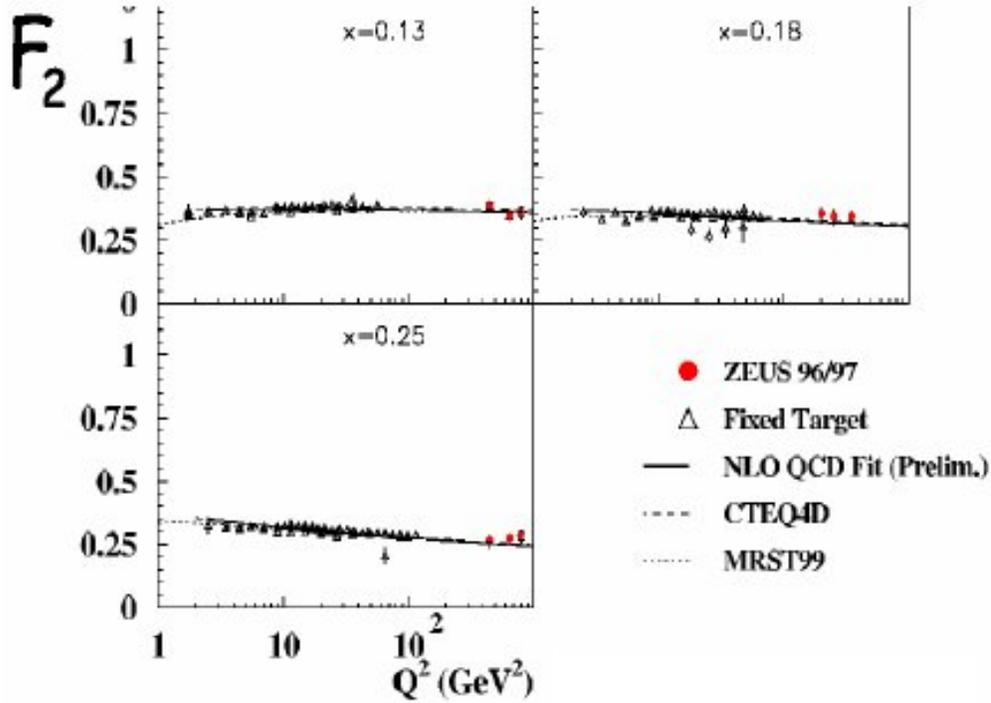


FIG. 3.4 – Indépendance d'échelle de l'observabe  $F_2$  lors de diffusions inélastiques proton électron.

Pour expliquer ce phénomène, on suppose alors que l'interaction a lieu sur des constituants ponctuels du proton : les quarks (“quark parton model”).

En se plaçant dans le référentiel de Breit, c'est-à-dire dans le référentiel où le photon est purement de type espace, on peut montrer que la fraction de l'impulsion du proton portée par le quark qui interagit est égale à l'invariant  $x = \frac{Q^2}{p \cdot q}$ .

Compte tenu du théorème de factorisation entre le processus “dur” et la structure du proton, on définit la densité de présence  $f_i(x)$  pour chaque quark

de saveur  $i$  portant une fraction  $x$  de l'impulsion du proton, et on peut écrire la section efficace de diffusion profondément inélastique électron-proton comme la somme des sections efficaces de diffusion sur les quarks :

$$\sigma(e p) = \sum_i \int dx f_i(x) \sigma(e q_i). \quad (3.11)$$

Dans le cadre du modèle des quarks et des partons, les observables  $F_1(x, Q^2)$  et  $F_2(x, Q^2)$  ne dépendent que de  $x$  et s'écrivent en fonction des densités de partons  $f_i(x)$  :

$$F_2(x) = \sum_i e_i^2 x f_i(x) \quad (3.12)$$

et

$$F_1(x) = \frac{1}{2x} F_2(x), \quad (3.13)$$

où  $e_i$  est la charge électrique du quark de saveur  $i$ .

On peut donc, dans ce modèle, interpréter  $x$  comme la fraction d'impulsion du proton portée par le quark impliqué dans l'interaction inélastique et exprimer les observables physiques  $F_1(x)$  et  $F_2(x)$  en termes des fonctions de distributions des quarks.

Dans un référentiel en mouvement rapide par rapport au proton ceci constitue une interprétation de  $x$  et des fonctions de structure à l'ordre 0 en  $\alpha_s$  (constante de couplage de l'interaction forte).

Cependant, alors que de nouvelles fenêtres de l'espace  $(x, Q^2)$  sont couvertes par les expériences, une dépendance des observables  $F_1$  et  $F_2$  en l'échelle  $(\sqrt{Q^2})$  apparaît (cf. figure (3.5)).

Cette brisure de l'indépendance d'échelle s'explique dans le cadre de la chromodynamique quantique. Outre les quarks, celle-ci fait en effet intervenir les gluons dans le proton.

Lorsque  $Q^2$  augmente, la résolution du photon augmente. Le processus devient donc sensible à l'émission de gluons virtuels (figure (3.6)). A l'ordre

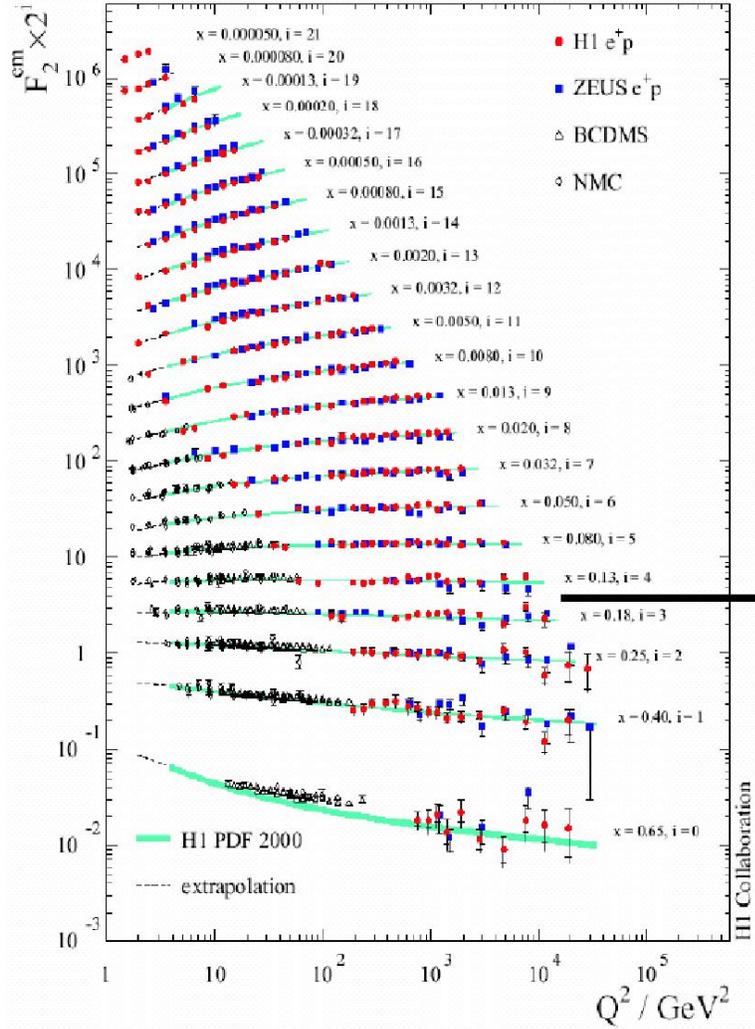


FIG. 3.5 – Evolution en  $Q^2$  de la fonction de structure du proton  $F_2(x, Q^2)$ .



FIG. 3.6 – Emission et réabsorption d’un gluon virtuel par un quark.

supérieur en la constante de couplage forte  $\alpha_s$ , la fraction d’impulsion portée par le quark diminue donc lorsque  $Q^2$  augmente.

La distribution des quarks dans le proton dépend donc, à l’ordre “dominant” en  $\alpha_s$ , des deux invariants  $x$  et  $Q^2$ . Il convient aussi d’introduire pour les gluons une fonction de distribution  $G(x, Q^2)$ .

La chromodynamique quantique permet de déterminer l’évolution avec  $Q^2$  des fonctions de distribution des partons :

$$\begin{aligned} \frac{df_i(x, Q^2)}{d \log Q^2} &= \frac{\alpha_s(Q^2)}{2 \pi} (P_{ii} \otimes f_i(x, Q^2) + P_{ig} \otimes G(x, Q^2)) \\ \frac{dG(x, Q^2)}{d \log Q^2} &= \frac{\alpha_s(Q^2)}{2 \pi} (P_{gi} \otimes f_i(x, Q^2) + P_{gg} \otimes G(x, Q^2)) \end{aligned} \quad (3.14)$$

en utilisant la notation :

$$P_{ij} \otimes f_i(x, Q^2) = \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} f_i(\xi, Q^2) P_{iq}\left(\frac{x}{\xi}\right) \quad (3.15)$$

et où  $P_{ij}(z)$  est la densité de probabilité qu’un parton de type  $i$  émette un parton de type  $j$  emportant une fraction  $z$  de son impulsion (“splitting functions”).

### 3.3.3 Application du théorème de factorisation à d’autres processus “durs”

Outre la diffusion profondément inélastique, le théorème de factorisation s’applique à d’autres réactions pour lesquelles il est possible d’identifier un processus “dur” mettant en jeu des partons. Il s’applique en particulier à la production de jets à grande impulsion transverse lors de collisions de protons comme sur la figure (3.7), à un processus de Drell-Yan de création de paires de leptons montré sur le diagramme (3.8) ou encore à la production de résonances lourdes (par exemple un graviton dans le modèle de Randall et Sundrum) (3.9).

## 3.4 Paramétrisations des fonctions de distribution des partons

En raison du théorème de factorisation, les fonctions de distribution des partons, indépendantes du processus “dur”, mesurées et paramétrées dans une certaine réaction, peuvent être utilisées pour prédire les sections efficaces d’autres réactions. En outre, si la paramétrisation a été effectuée à une certaine échelle (une certaine valeur de  $Q^2$ ), la chromodynamique quantique permet de les calculer pour une autre valeur de  $Q^2$  (cf. (3.14)).

Deux groupes de physiciens se sont spécialisés dans la paramétrisation des distributions de partons : CTEQ [14] et MRST [15].

La paramétrisation du groupe MRST a pour échelle de départ  $Q_0^2 = 2 \text{ GeV}^2$  et la forme suivante pour les quarks de valence, pour le total des quarks de la mer et pour les gluons :

$$\begin{aligned}xu(x, Q_0^2) &= A_u(1-x)^{\nu_u}(1 + \varepsilon_u\sqrt{x} + \gamma_u x)x^{\delta_u} \\xd(x, Q_0^2) &= A_d(1-x)^{\nu_d}(1 + \varepsilon_d\sqrt{x} + \gamma_d x)x^{\delta_d}\end{aligned}$$

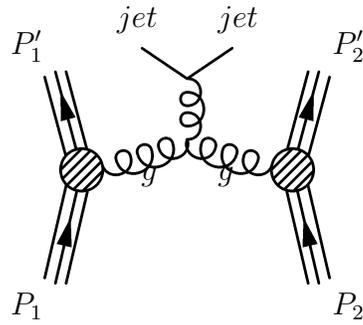


FIG. 3.7 – Production de jets à grande impulsion transverse lors de la collision de protons.

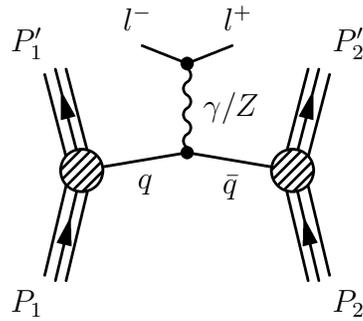


FIG. 3.8 – Processus de Drell-Yan (création d'une paire de leptons par désintégration d'une paire  $q\bar{q}$ ).

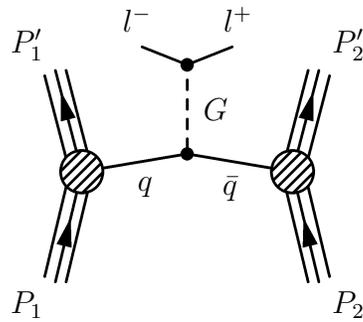


FIG. 3.9 – Processus de production d'une résonance lourde (par exemple, production de gravitons dans le cadre du modèle de Randall et Sundrum).

$$xS(x, Q_0^2) = A_S(1-x)^{\nu_S}(1 + \varepsilon_S\sqrt{x} + \gamma_S x)x^{\delta_S} \quad (3.16)$$

$$xg(x, Q_0^2) = A_g(1-x)^{\nu_g}(1 + \varepsilon_g\sqrt{x} + \gamma_g x)x^{\delta_g}, \quad (3.17)$$

où  $xu$  (respectivement  $xd$ ,  $xS$ ,  $xg$ ) est la fonction de distribution des quarks  $u$  (respectivement quarks  $d$ , des partons de la mer (Sea), des gluons).

De plus, ils utilisent la relation :

$$\kappa = \frac{s(x)}{\bar{u}(x) + \bar{d}(x)} \simeq 0,4 \quad (3.18)$$

où  $s$ ,  $\bar{u}$  et  $\bar{d}$  sont les fonctions de distributions des quarks  $s$ , antiquarks  $\bar{u}$  et antiquarks  $\bar{d}$ .

Le groupe CTEQ utilise une paramétrisation semblable où la forme  $(1 + \varepsilon\sqrt{x} + \gamma x)$  est remplacée par  $(1 + \gamma x^\varepsilon)$ . L'échelle de départ est  $Q_0^2 = 1,69 \text{ GeV}^2$ .

### 3.4.1 Ajustement des paramètres

Les données provenant de jets à grande impulsion transverse du Tevatron ainsi que de diffusions profondément inélastiques sur cibles fixes ou en collisionneurs (HERA à DESY) imposent des contraintes sur les paramétrisations des fonctions de distribution des partons. En effet, les prédictions de la chromodynamique quantique sur certaines observables de ces expériences sont issues de calculs faisant appel à ces paramétrisations. L'ajustement des paramètres s'effectue en veillant à l'adéquation de ces prédictions et des valeurs mesurées par les expériences.

A titre d'exemple, nous avons présenté en (3.3.2) comment les fonctions de structure du proton mesurées par diffusion inélastique  $ep$  nous informent au sujet des fonctions de distribution des partons. A cette occasion, nous avons vu que l'interprétation de l'observable  $F_2$  joue un rôle dans la façon dont ses

mesures contraignent les fonctions de distribution des partons. En effet, dans le cadre du modèle des quarks et des partons, on pouvait établir la relation (3.12) :  $F_2(x) = \sum_i e_i^2 x f_i(x)$  et  $F_2$  ne dépendait pas de l'invariant  $Q^2$ . Nous avons vu que si l'on passait à l'ordre supérieur de calcul en  $\alpha_s$ , on obtenait des prédictions différentes (déplacement vers les  $x$  inférieurs et dépendance en  $Q^2$ ).

Le problème de l'ajustement des paramètres peut se ramener à un problème de minimisation d'une fonction  $\chi^2$  du type :

$$\chi^2 = \sum_{\text{experiences}} \sum_{i=1}^{N_e} \frac{(D_i - T_i)^2}{\sigma_i^2}, \quad (3.19)$$

où  $N_e$  est le nombre de mesures effectuées par l'expérience  $e$ ,  $D_i$  le résultat de la mesure d'une observable,  $T_i$  la valeur prédite à un certain ordre de calcul (dépendante de la paramétrisation des fonctions de distribution des partons) et  $\sigma_i$  une évaluation de l'erreur sur la mesure ainsi que sur la prédiction théorique.

Dans l'article du groupe CTEQ concernant leur paramétrisation CTEQ6M [16], on peut lire : "Le problème typique est qu'un grand nombre de données provenant de beaucoup d'expériences différentes, qui ne sont pas nécessairement compatibles au sens statistiquement strict, sont comparées à un modèle théorique pourvu de nombreux paramètres, qui a ses propres incertitudes théoriques."

La principale différence entre les conclusions des deux groupes concerne la fonction de distribution des gluons. Le groupe CTEQ a orienté son ajustement de manière à être plus proche des données concernant de grandes valeurs de  $x$  (jets à grande impulsion transverse du Tevatron) alors que MRST garde une plus grande flexibilité pour les très faibles valeurs de  $x$  et  $Q^2$ . C'est pourquoi j'ai choisi d'effectuer les modélisations présentées aux chapitres 4 et 5 avec la paramétrisation la plus récente du groupe CTEQ.

### 3.4.2 Fonctions de distribution des quarks et des gluons

Les paramétrisations CTEQ6.1M des fonctions de distribution des quarks  $u$ ,  $\bar{u}$ ,  $d$  et  $\bar{d}$  à l'échelle  $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$  sont représentées sur la figure (3.10).

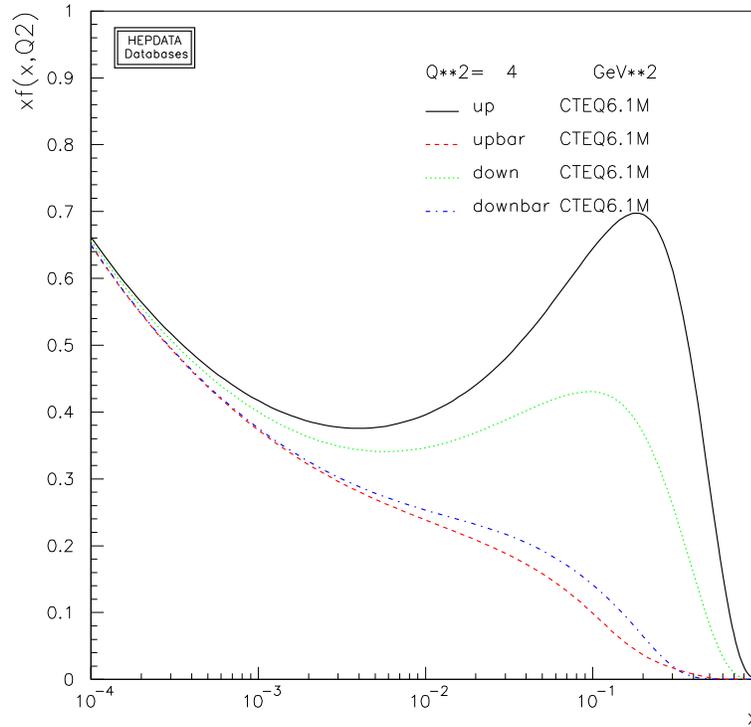


FIG. 3.10 – Fonctions de distributions des quarks  $u$ ,  $\bar{u}$ ,  $d$  et  $\bar{d}$  à l'échelle  $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$ , selon la paramétrisation CTEQ6.1M [17].

Les quarks  $\bar{u}$  étant issus de la mer, c'est-à-dire créés par matérialisation de gluons en une paire  $u\bar{u}$ , on peut considérer que la contribution de la mer au quark  $u$  est donnée par la distribution du quark  $\bar{u}$  (de même pour les quarks  $d$  et  $\bar{d}$ ).

Le pic dans chacune des courbes des quarks  $u$  et  $d$  correspond à la contribution de la valence. On constate sur la figure (3.10) que, après soustraction

de la contribution de la mer, l'amplitude de ces deux pics est approximativement dans le rapport 2 pour 1 en faveur du quark  $u$ . Ceci correspond aux deux quarks  $u$  et à l'unique quark  $d$  de valence dans le proton :

$$\begin{aligned} \int_0^1 dx [u(x) - \bar{u}(x)] &= 2 \\ \int_0^1 dx [d(x) - \bar{d}(x)] &= 1 \end{aligned} \quad (3.20)$$

D'autre part, lorsque  $x < 0,01$ , les courbes des quarks  $u$  et  $d$  rejoignent celles des quarks  $\bar{u}$  et  $\bar{d}$ . La valence est donc située aux relativement grandes valeurs de  $x$  (0,03 - 0,5), tandis que les partons de la mer, de même que les gluons, dominent aux valeurs  $x \leq 0,03$ .

Les distributions des quarks de la mer  $\bar{u}$ ,  $\bar{d}$ ,  $s$  et celle des gluons sont présentées à la figure (3.11).

Les distribution des quarks de la mer sont étroitement liées à celle des gluons.

Nous pouvons à présent établir les effets dus à la dépendance en l'échelle  $Q^2$  des fonctions de distribution des partons, sur les sections efficaces des processus  $q\bar{q} \rightarrow G$  et  $gg \rightarrow G$ . En effet, dans le cas de la production d'un graviton, les fonctions de distributions des partons doivent être évaluées à l'échelle dominée par la masse  $M_G$  du graviton.

Sur la figure (3.12) où sont représentées les distributions des quarks  $u$ ,  $d$  et  $\bar{u}$  ainsi que des gluons pour  $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$  et pour  $Q^2 = M_G^2 = 10^6 \text{ GeV}^2$ , on remarque que les courbes se déplacent vers de plus faibles valeurs de  $x$  lorsque  $Q^2$  augmente.

Comme on le verra, le domaine en  $x$  et la nature des partons intervenant dans la production des gravitons dépendent fortement de la masse de celui-ci.

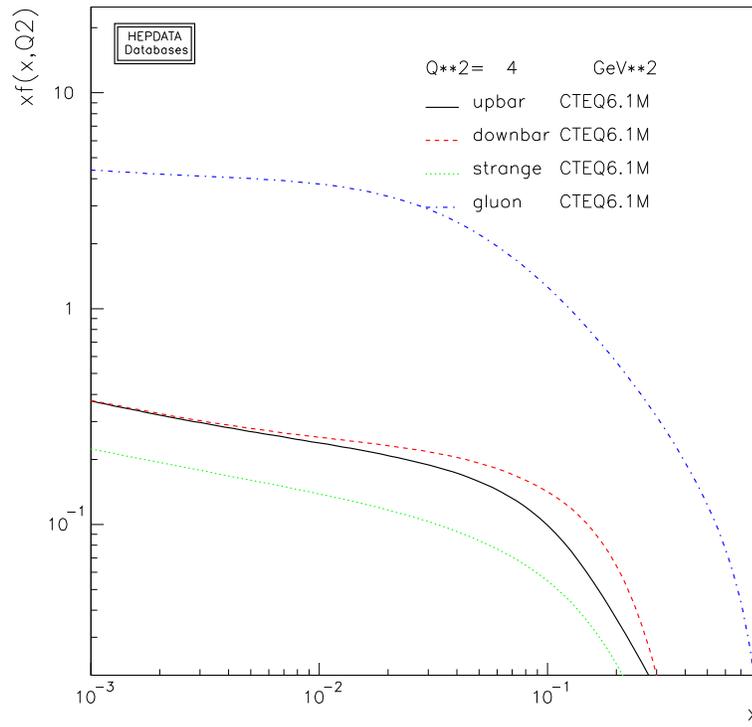


FIG. 3.11 – Fonctions de distributions des quarks de la mer  $\bar{u}$ ,  $\bar{d}$ ,  $s = \bar{s}$  et des gluons à l'échelle  $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$  selon la paramétrisation CTEQ6.1M [17].

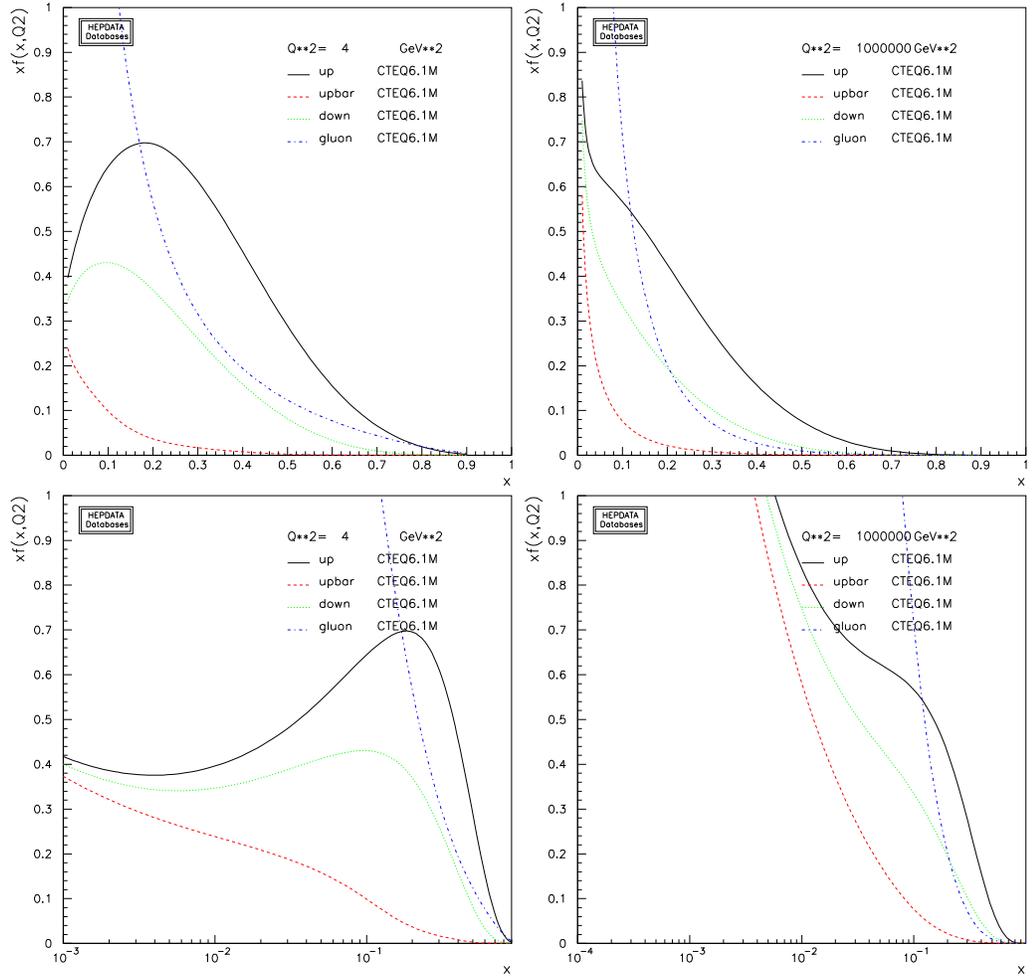


FIG. 3.12 – Fonction de distribution paramétrées par CTEQ6.1M des quarks  $u$ ,  $d$ ,  $\bar{u}$ , et des gluons aux échelles  $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$  et  $Q^2 = 10^6 \text{ GeV}^2$  en échelles linéaires au-dessus et avec l'échelle  $x$  logarithmique en dessous.

# Chapitre 4

## Caractéristiques des gravitons générés

PYTHIA est un générateur d'événements écrit sous le langage de programmation FORTRAN destiné à la modélisation de collisions de particules dans les expériences de physique des hautes énergies actuelles et à venir.

Après avoir spécifié le type de particules collisionnant (ici, proton-proton), l'énergie disponible dans le référentiel du centre de masse (14 TeV au LHC) et les paramétrisations des fonctions de distribution des partons (ici la dernière paramétrisation du groupe CTEQ : CTEQ6.1M), l'utilisateur doit renseigner le ou les processus qu'il souhaite étudier ainsi que leurs paramètres. Une liste des processus implémentés par les développeurs de PYTHIA est disponible dans [18]. Parmi ceux-ci, se trouvent les processus 391 :  $f\bar{f} \rightarrow G$  et 392 :  $gg \rightarrow G$  qui correspondent à la création de gravitons par annihilation de paires de fermions (391) et de paires de gluons (392) selon le modèle de Randall et Sundrum. On peut également choisir le canal de désintégration du graviton (ici  $G \rightarrow e^+e^-$ ).

Le programme va alors chercher par méthode de Monte-Carlo des partons susceptibles de créer un graviton. D'une part, il calculera les paramètres de

l'interaction "dure" et d'autre part, il effectuera la fragmentation des protons ainsi que l'hadronisation jusqu'à l'obtention de particules stables.

A la sortie de `PYTHIA` on reçoit donc des événements ayant chacun créé un graviton et contenant quelques centaines de particules dans l'état final. Les résultats consistent pour chaque événement en une liste de particules dont on connaît l'impulsion, l'énergie, le type et la filiation.

En utilisant `PYTHIA` j'ai modélisé, 5000 collisions proton proton disposant d'une énergie de 14 TeV dans le référentiel du centre de masse et créant chacune un graviton selon le modèle de Randall et Sundrum. Ceci a été effectué pour  $c = \kappa/M_{Pl} = 0, 1$  et pour différentes valeurs de  $M_G$  : 250 GeV, 1000 GeV, 2500 GeV et 4500 GeV. Les résultats correspondant à  $M_G = 250$  GeV sont donnés à titre indicatif. En effet, nous avons vu au chapitre 3.1 que la limite expérimentale actuelle est  $M_G > 690$  GeV pour la constante de couplage  $c = 0, 1$ . Ces résultats sont cependant utiles puisqu'ils permettent de mettre en évidence l'influence du paramètre  $M_G$  sur la cinématique de la réaction.

Afin d'analyser ces données, j'ai utilisé le programme d'analyse de base de données et graphique `ROOT` développé en langage `C++` par les physiciens et informaticiens du CERN [19] et adaptée à l'analyse et la présentation de données de physique des particules.

Avant d'entrer dans le coeur du sujet, remarquons que tous les résultats et distributions présentés dans ce chapitre et dans le suivant ont été obtenus en utilisant la paramétrisation `CTEQ6.1M` des fonctions de distribution des partons.

## 4.1 Impulsion longitudinale du graviton

Dans le référentiel du centre de masse des protons, l'impulsion longitudinale du graviton est sa composante parallèle à la direction de propagation des

protons :

$$\vec{p}_{\parallel} = |x_1 - x_2| \vec{p} \quad (4.1)$$

où  $\vec{p}$  est l'impulsion d'un des deux protons, c'est-à-dire, au LHC :  
 $|\vec{p}_{\parallel}| = |p_z| = |x_1 - x_2| 7 \text{ TeV}$  (voir équation (3.7)).

Les distributions de l'impulsion longitudinale du graviton obtenues par cette modélisation sont portées pour les quatre valeurs de  $M_G$  à la figure (4.1). En moyenne, les gravitons présentent l'impulsion longitudinale donnée à la table (4.1). Pour les valeurs de  $M_G$  étudiées, la contrainte  $M = \sqrt{x_1 x_2 s}$  est essentiellement satisfaite par des partons d'impulsions assez différentes.

On constate que l'écart-type des distributions de la figure (4.1) augmente avec  $M_G$ . Pour expliquer cette variation, il faut se reporter aux distributions de la fraction du proton portée par les partons qui sont parents directs du graviton. Elles sont représentées à la figure (4.2).

De façon générale, en raison de la relation  $M_G = \sqrt{x_1 x_2 s}$ , deux partons parents d'un même graviton se placent de part et d'autre de l'axe vertical  $\log x = \log (M_G/\sqrt{s})$ . Cet axe est donc un axe de symétrie de la distribution. Nous avons vu qu'une grande impulsion longitudinale du graviton correspond à une grande différence entre les fractions d'impulsions des protons portées par ses parents directs ( $|p_z| = |x_1 - x_2| 7 \text{ TeV}$ ). On voit sur la figure (4.2) que quand,  $M_G$  augmente, la distribution se déplace vers de plus grandes valeurs de  $\log x$ . Par conséquent, l'écart  $|x_1 - x_2|$  augmente lorsque  $M_G$  augmente. Dans le cas  $M_G = 250 \text{ GeV}$ , on constate que l'écart extrême en  $x$  vaut approximativement  $10^{-0,5} - 10^{-3} \simeq 0,32$ . Dans le cas  $M_G = 4500 \text{ GeV}$ , on trouve  $10^{-0,1} - 10^{-1} \simeq 0,69$ . Ceci explique donc l'élargissement des distributions d'impulsions longitudinales du graviton lorsque sa masse augmente.

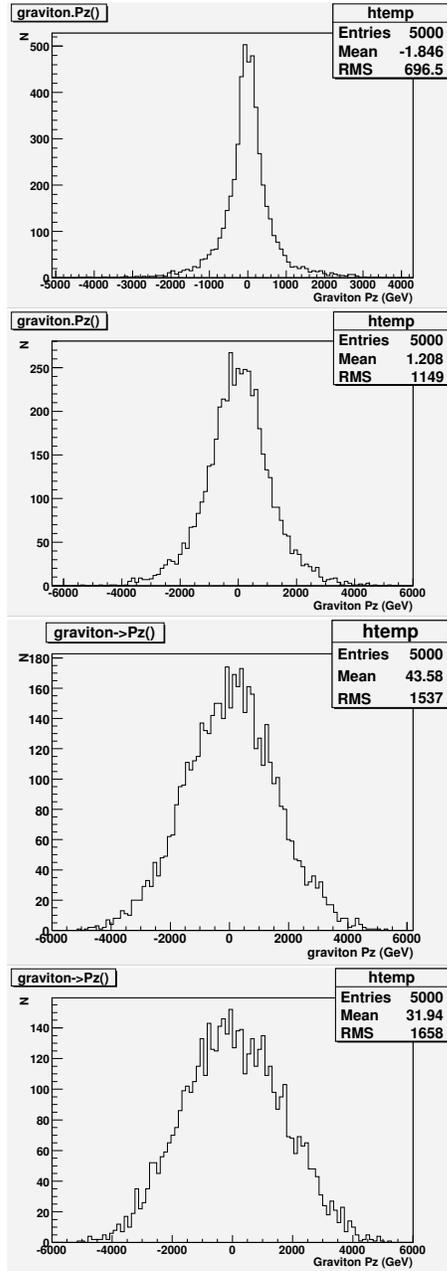


FIG. 4.1 – Distributions des impulsions longitudinales de 5000 gravitons générés pour  $M_G = 250$  GeV, 1000 GeV, 2500 GeV et 4500 GeV (de haut en bas).

$M_{graviton}$ GeV	$\langle  p_z  \rangle$ GeV	$\langle  x_1 - x_2  \rangle$	$\sqrt{x_1 x_2}$
250	455,5	0,065	0,018
1000	871	0,124	0,071
2500	1222	0,174	0,179
4500	1340	0,192	0,321

TAB. 4.1 – Moyennes des impulsions longitudinales  $|p_z|$  et valeur de  $\sqrt{x_1 x_2}$  pour différentes masses du graviton.

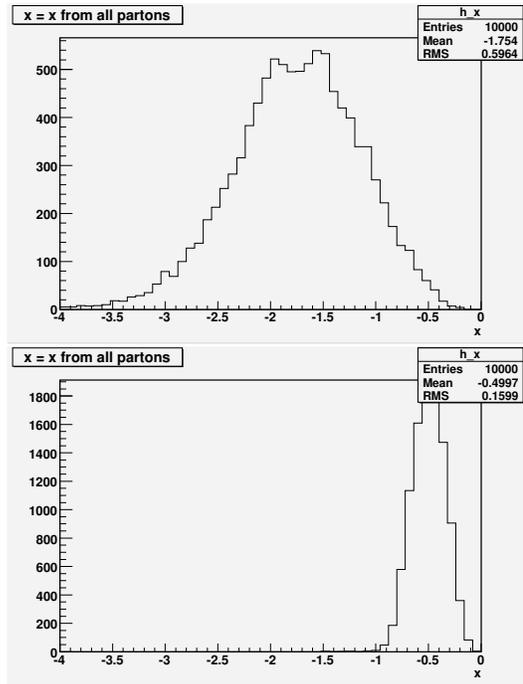


FIG. 4.2 – Distributions du logarithme en base 10 de la fraction d'impulsion du proton portée par les partons parents directs du graviton pour  $M_G = 250$  GeV (en haut) et  $M_G = 4500$  GeV (en bas).

## 4.2 Nature des partons en interaction

La figure (4.3) présente le nombre de gravitons produits par les différents canaux pour les masses  $M_G = 250 \text{ GeV}$  et  $M_G = 4500 \text{ GeV}$ . On observe que, à petite masse, le canal  $gg$  domine très fortement, alors que à grande masse, les canaux  $u\bar{u}$  et  $d\bar{d}$  sont presque aussi importants que le canal  $gg$ .

Les paramétrisations CTEQ6M1 des fonctions de distribution des quarks  $u$  et  $\bar{u}$  ainsi que du gluon sont présentées sur la figure (4.4) pour  $Q^2 = 10^6 \text{ GeV}^2$ . Les deux barres verticales correspondent aux valeurs de  $x$  telles que  $x_1 = x_2$  (c'est-à-dire  $x = M_G/\sqrt{s}$ ) pour  $M_G = 250 \text{ GeV}$  et  $M_G = 4500 \text{ GeV}$ .

Pour  $M_G = 250 \text{ GeV}$ , pour une fraction de l'impulsion proche de  $M_G/\sqrt{s} \simeq 0,017$ , la probabilité de présence des gluons dans le proton domine nettement celle des quarks. La distribution en  $x$  des partons parents du graviton favorise donc le processus  $gg \rightarrow G$  ce qui est en accord avec la partie supérieure de la figure (4.2).

Par contre, pour  $M_G = 4500 \text{ GeV}$ , la probabilité qu'un gluon porte une fraction de l'impulsion du proton supérieure à  $M_G/\sqrt{s} \simeq 0,32$  est plus faible (cf. figure (4.4)) que celle des quarks  $u$  et  $d$ . Cependant, les distributions des antiquarks sont également faibles pour les grands valeurs de  $x$ . Ceci explique que globalement, la contribution du canal  $gg \rightarrow G$  soit moins importante que dans le cas  $M_G = 250 \text{ GeV}$ , mais qu'elle reste cependant comparable à celle du canal  $q\bar{q} \rightarrow G$

- Si nous récapitulons ce dernier paragraphe, lorsque  $M_G$  augmente,
- la domination du canal  $gg \rightarrow G$  s'atténue,
  - les canaux  $q\bar{q} \rightarrow G$  ne peuvent fournir qu'un anti-quark de faible impulsion,
  - celui-ci doit être contrebalancé par un quark de grande impulsion.

Par conséquent, les partons parents des gravitons de grande masse portent des fractions de l'impulsion du proton très différentes. Ceci permet de comprendre la figure (4.2) à partir des fonctions de distribution des partons.

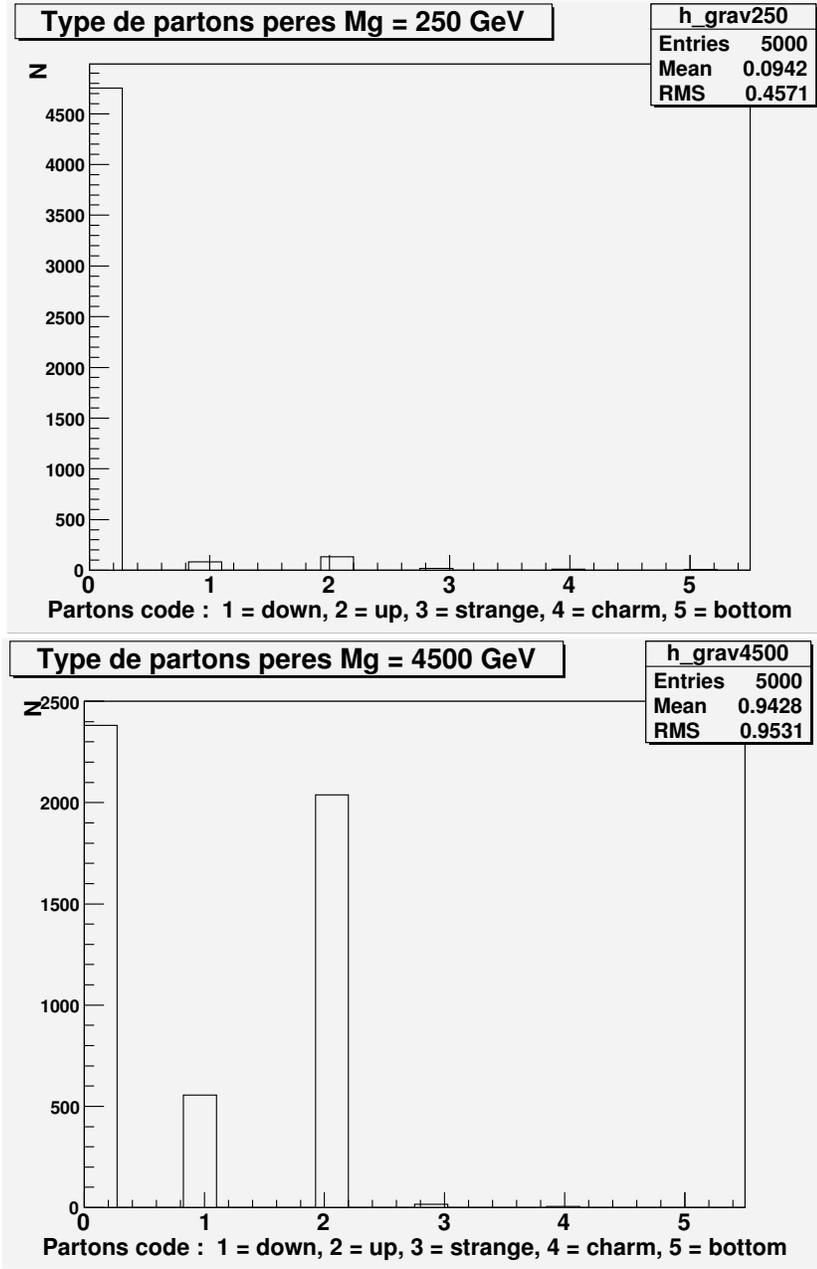


FIG. 4.3 – Nombre de gravitons produits par chacun des six canaux  $gg \rightarrow G$  (bin 0),  $d\bar{d} \rightarrow G$  (bin 1),  $u\bar{u} \rightarrow G$  (bin 2),  $s\bar{s} \rightarrow G$  (bin 3),  $c\bar{c} \rightarrow G$  (bin 4) et  $b\bar{b} \rightarrow G$  (bin 5) pour  $M_G = 250$  GeV et  $M_G = 4500$  GeV.

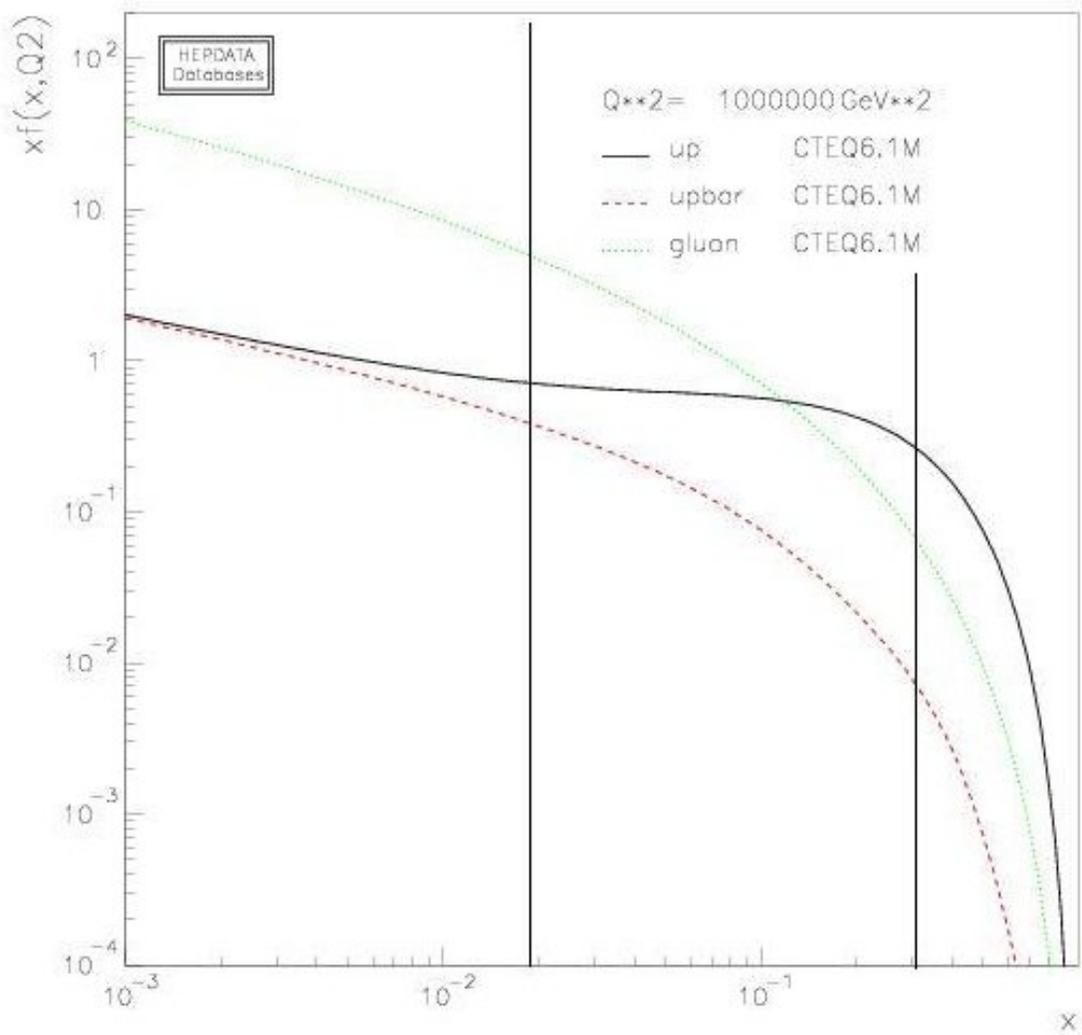


FIG. 4.4 – Paramétrisation CTEQ6.1M des fonctions de distribution des gluons et des quarks  $u$  et  $\bar{u}$  pour  $Q^2 = 10^6 \text{ GeV}^2$  où ont été ajoutées les droites verticales représentant les valeurs  $x$  telles que  $x_1 = x_2$  pour  $M_G = 250 \text{ GeV}$  et  $4500 \text{ GeV}$ .

### 4.3 Rapport des sections efficaces des processus $u\bar{u} \rightarrow G$ , $d\bar{d} \rightarrow G$ , $q\bar{q} \rightarrow G$ en général et $gg \rightarrow G$

Dans cette section, nous expliquons plus en détail la figure (4.3). Dans la ligne directe de ce qui a été énoncé dans la section précédente, on assiste à une augmentation avec  $M_G$  des contributions des canaux  $u\bar{u} \rightarrow G$  et  $d\bar{d} \rightarrow G$  par rapport au canal  $gg \rightarrow G$ . Le rapport des sections efficaces des processus  $q\bar{q} \rightarrow G$  et  $gg \rightarrow G$  suit la table (4.2).

Outre les variations du rapport entre les sections efficaces des canaux  $q\bar{q}$  et  $gg$ , la figure (4.3) exhibe une variation des rapports des sections efficaces des processus impliquant différents types de quarks. Pour traiter cette information, reprenons les mêmes figures mais sans porter le gluon et pour les quatre valeurs du paramètre  $M_G$  (figure (4.5)).

Le rapport  $\sigma_{s\bar{s}} + \sigma_{c\bar{c}} + \sigma_{b\bar{b}} / \sigma_{u\bar{u}} + \sigma_{d\bar{d}}$  diminue au fur et à mesure que la masse de la première résonance de Kaluza-Klein du graviton augmente (cf. table(4.3)). Ce mécanisme est similaire à celui qui fait s'atténuer la domination des gluons.

Contrairement aux cas  $u\bar{u} \rightarrow G$  et  $d\bar{d} \rightarrow G$ , les quarks  $s$ ,  $c$  et  $b$  ne peuvent pas porter une fraction élevée de l'impulsion du proton. En effet, ils sont tous des quarks de la mer, qui est directement liées aux gluons. Si la contribution du canal  $gg \rightarrow G$  décroît alors celles des canaux  $s\bar{s} \rightarrow G$ ,  $c\bar{c} \rightarrow G$  et  $b\bar{b} \rightarrow G$  doivent décroître aussi.

Enfin, la figure (4.5) montre que le rapport  $\frac{\sigma_{u\bar{u} \rightarrow G}}{\sigma_{d\bar{d} \rightarrow G}}$  croît avec  $M_G$  (cf. aussi table (4.4)).

La figure (3.12) montre en effet que la fonction de distribution du quark up s'étend d'avantage vers les grandes valeurs de  $x$  que celle du quark down. Ceci est dû à la présence dans le proton de 2 quarks  $u$  pour 1 quark  $d$ .

$M_G$ GeV	$\frac{N_{q\bar{q}\rightarrow G}}{N_{gg\rightarrow G}}$
250	0,05
1000	0,3
2500	0,6
4500	1,1

TAB. 4.2 – Rapport des sections efficaces des canaux  $q\bar{q} \rightarrow G$  et  $gg \rightarrow G$ .

$M_G$ GeV	$\frac{N_{s\bar{s}\rightarrow G}+N_{c\bar{c}\rightarrow G}+N_{b\bar{b}\rightarrow G}}{N_{u\bar{u}\rightarrow G}+N_{d\bar{d}\rightarrow G}}$
250	0,159
1000	0,038
2500	0,023
4500	0,008

TAB. 4.3 – Rapport des sections efficaces des canaux  $s\bar{s} \rightarrow G$ ,  $c\bar{c} \rightarrow G$ ,  $b\bar{b} \rightarrow G$  et  $u\bar{u} \rightarrow G$ ,  $d\bar{d} \rightarrow G$ .

$M_G$ GeV	$\frac{N_{u\bar{u}\rightarrow G}}{N_{d\bar{d}\rightarrow G}}$
250	0,62
1000	1,77
2500	1,91
4500	3,67

TAB. 4.4 – Rapport des sections efficaces des canaux  $u\bar{u} \rightarrow G$  et  $d\bar{d} \rightarrow G$ .

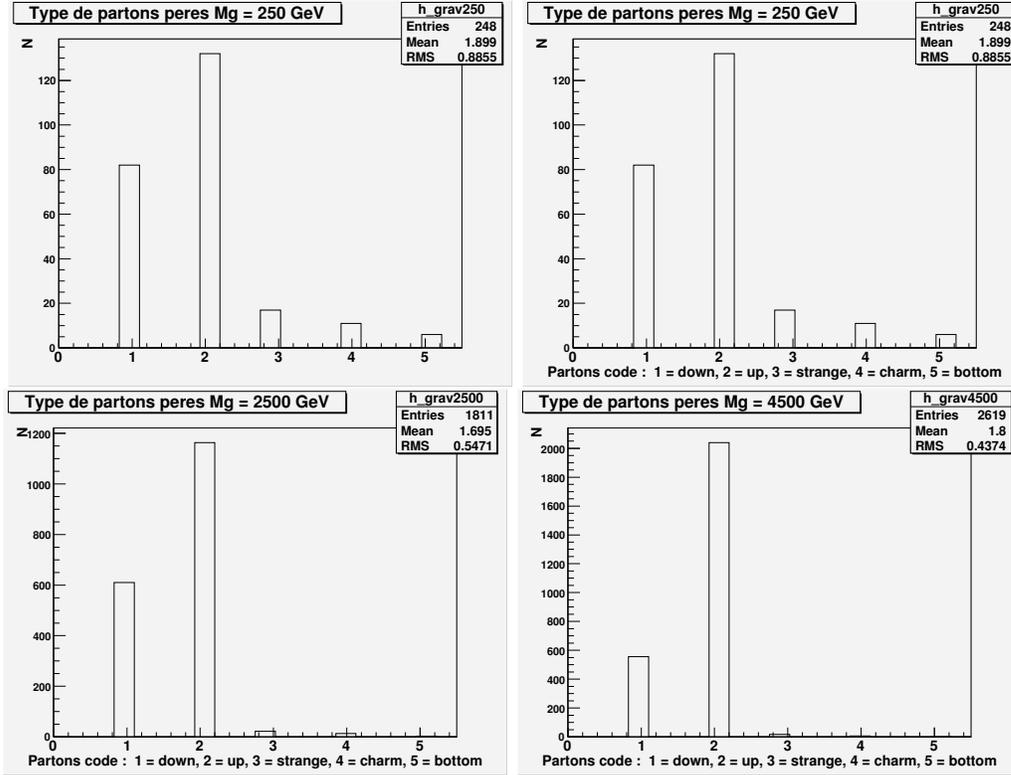


FIG. 4.5 – Nombre de gravitons produits par chacun des 5 canaux  $d\bar{d} \rightarrow G$  (bin 1),  $u\bar{u} \rightarrow G$  (bin 2),  $s\bar{s} \rightarrow G$  (bin 3),  $c\bar{c} \rightarrow G$  (bin 4) et  $b\bar{b} \rightarrow G$  (bin 5) pour  $M_G = 250, 1000, 2500$  et  $4500$  GeV.

## 4.4 Distribution de l'impulsion transverse du graviton

Les distributions d'impulsions transverses des gravitons modélisés sont présentées à la figure (4.7) pour  $M_G = 1000$  GeV et  $M_G = 2500$  GeV. On constate que les distributions présentent de longues queues. Les gravitons possèdent donc en moyenne une impulsion transverse de l'ordre de 150 GeV. Ceci est dû à l'influence d'effets aux ordres supérieurs de radiation de gluons par un des partons de l'état initial (cf. figure (4.6)).

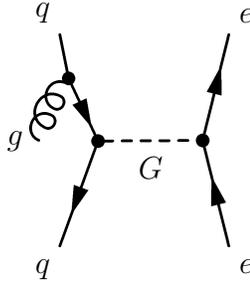


FIG. 4.6 – Effet à l'ordre supérieur : radiation de l'état initial. Dans le cas de la figure, cet effet confère une impulsion transversale au quark et à travers lui, au graviton.

On trouve en effet dans un grand nombre de ces événements un parton dans l'état final dont l'impulsion transverse compense celle du graviton. Si l'on exclut les particules issues de la désintégration du graviton ainsi que ses parents directs et que l'on cherche alors la particule qui possède l'impulsion transverse la plus grande et que l'on appelle cette impulsion transverse  $\vec{P}_t$ , on peut construire la distribution de la grandeur  $P_{t_3} = \sqrt{(\vec{P}_t + \vec{P}_{t_G})^2}$ .

On observe à la figure (4.8) que, en effet, la distribution de la variable  $P_{t_3}$  est sensiblement plus étroite que celle de l'impulsion transverse des gravitons :  $\langle P_{t_3} \rangle \simeq 50$  GeV pour  $\langle P_{t_G} \rangle \simeq 140$  GeV. Ceci confirme que la radiation d'un gluon de grande impulsion transverse explique à elle seule, dans de nombreux cas, l'impulsion transverse du graviton.

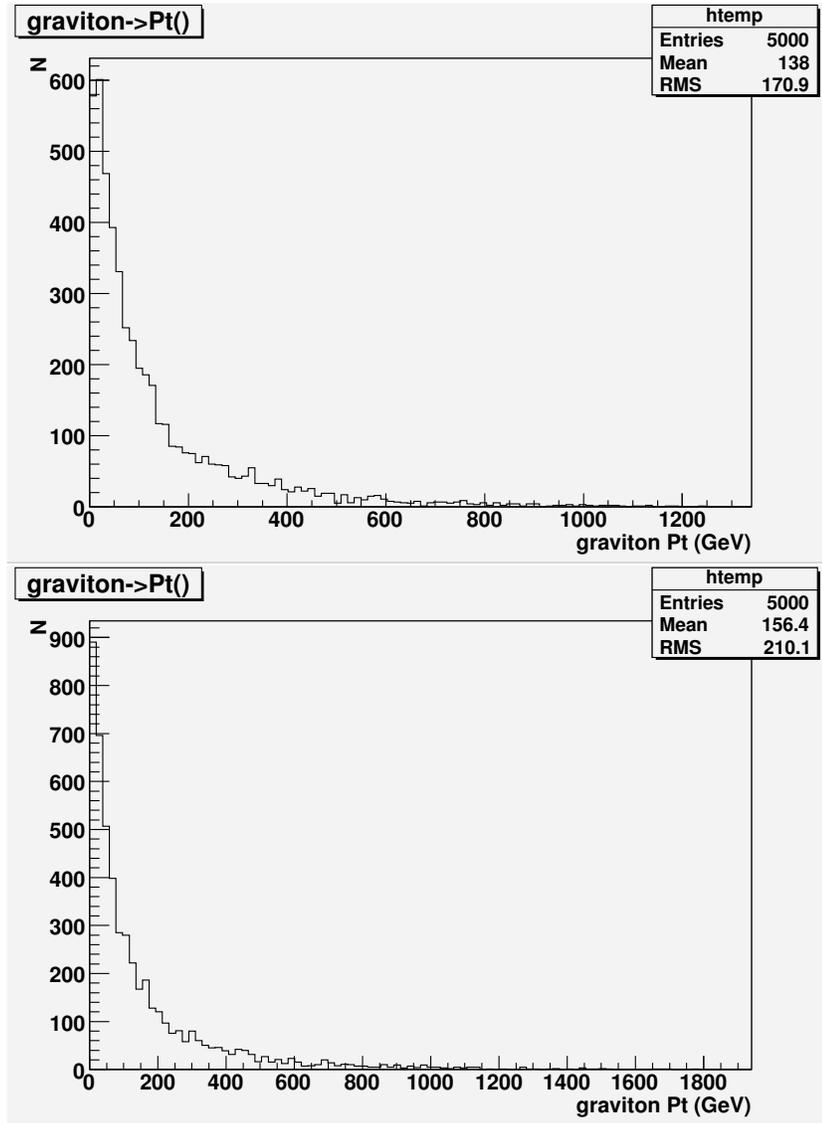


FIG. 4.7 – Distributions des impulsions transverse de 5000 gravitons générés dans les cas  $M_G = 1000$  GeV et 2500 GeV.

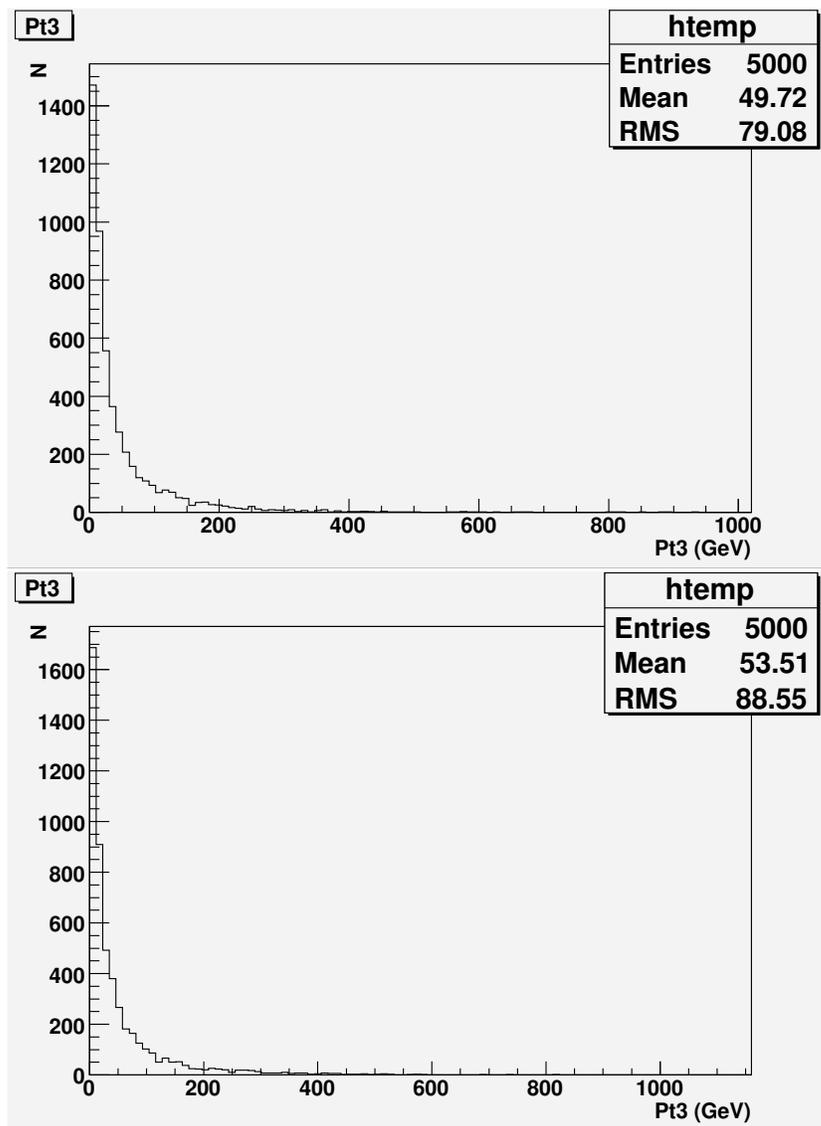


FIG. 4.8 – Distributions de la variable  $P_{t_3}$  pour  $M_G = 1000$  GeV et 2500 GeV.

# Chapitre 5

## Section efficace de production de gravitons

Ce chapitre est consacré à la détermination de la section efficace totale de production de gravitons dans le cadre du modèle à une dimension spatiale supplémentaire de Randall et Sundrum. Il présente également une estimation des erreurs sur cette section efficace liées aux incertitudes sur les paramétrisations des fonctions de distribution des partons. Enfin, il présente une étude préalable concernant le nombre d'événements attendus dans le détecteur.

Pour ce faire nous utiliserons la même modélisation qu'au chapitre précédent. En effet, le générateur d'événements PYTHIA fournit une estimation de la section efficace des processus sélectionnés. Il s'agit d'un calcul par méthode de Monte-Carlo de la convolution des fonctions de distribution des partons et de l'amplitude des résonances  $gg \rightarrow G \rightarrow e^+e^-$  et  $q\bar{q} \rightarrow G \rightarrow e^+e^-$  [18]. Dans la suite nous nous concentrerons exclusivement sur la section efficace totale :

$$\sigma = \sigma_{pp \rightarrow G \rightarrow e^+e^-}.$$

Comme au chapitre 4, tous les résultats de ce chapitre ont été obtenus en utilisant la paramétrisation CTEQ6.1M des fonctions de distribution des partons.

## 5.1 Détermination de la section efficace totale

Cette section présente les résultats quant à la section efficace totale de production de gravitons lors d'une collision de deux protons dans le cadre du modèle de Randall et Sundrum et en supposant que, dans le référentiel du centre de masse des protons, l'énergie de la collision est de 14 TeV. La section efficace totale est estimée à partir du nombre d'événements générés par PYTHIA. Il est alors important de travailler sur un échantillon d'événements suffisamment grand pour obtenir une bonne estimation de  $\sigma$ . Les données proviennent de plusieurs modélisations contenant chacune 5000 événements pour  $c = 0, 1$  et chacune des deux valeurs de  $M_G$  : 1000 et 2500 GeV. La section efficace calculée pour la valeur  $M_G$  et la valeur de départ  $i$  du générateur de nombres pseudo-aléatoires est notée  $\sigma_i(M_G)$ . La moyenne arithmétique des  $\sigma_i(M_G)$  fournit une estimation  $\bar{\sigma}(M_G)$  de la section efficace qui peut s'écrire :

$$\bar{\sigma}(M_G) = \frac{1}{k} \sum_{i=1}^k \sigma_i(M_G) \quad (5.1)$$

où  $k$  est la population de l'échantillon.

Pour  $M_G = 1000$  GeV et  $M_G = 2500$  GeV, avec  $k=8$ , on obtient les résultats présentés à la table (5.1), soit  $\bar{\sigma} = 819$  fb pour  $M_G = 1000$  GeV et  $\bar{\sigma} = 4, 39$  fb pour  $M_G = 2500$  GeV. On constate que la section efficace est environ 200 fois inférieure lorsque la masse de la première résonance de la tour de Kaluza-Klein du graviton passe de 1000 GeV à 2500 GeV. A la figure (5.1), on voit que les fonctions de distribution des partons sont décroissantes quand  $x$  augmente (à l'échelle  $Q^2 \simeq M_G^2$ ) : la probabilité de trouver un parton portant une grande valeur de  $x$  dans le proton diminue quand  $x$  augmente. Or, nous savons depuis la table (3.1) que  $\sqrt{x_1 \cdot x_2}|_{M_G=1000 \text{ GeV}} = 0, 071$  et que  $\sqrt{x_1 \cdot x_2}|_{M_G=2500 \text{ GeV}} = 0, 179$ . La section efficace de production  $\sigma_{pp \rightarrow G \rightarrow e^+ e^-}$  diminue donc quand la masse du graviton augmente.

$M_G$ [GeV]	$\bar{\sigma}(M_G)$ [fb]	$\bar{\sigma}(M_G)/\bar{\sigma}(1000 \text{ GeV})$
1000	819	100%
2500	4,39	0,53%

TAB. 5.1 – Sections efficaces totales de production de gravitons  $\sigma_{pp \rightarrow G \rightarrow e^+e^-}$  au LHC dans le cadre du modèle à une dimension supplémentaire de Randall et Sundrum pour  $c = 0, 1$  et  $M_G = 1000$  et  $2500$  GeV.

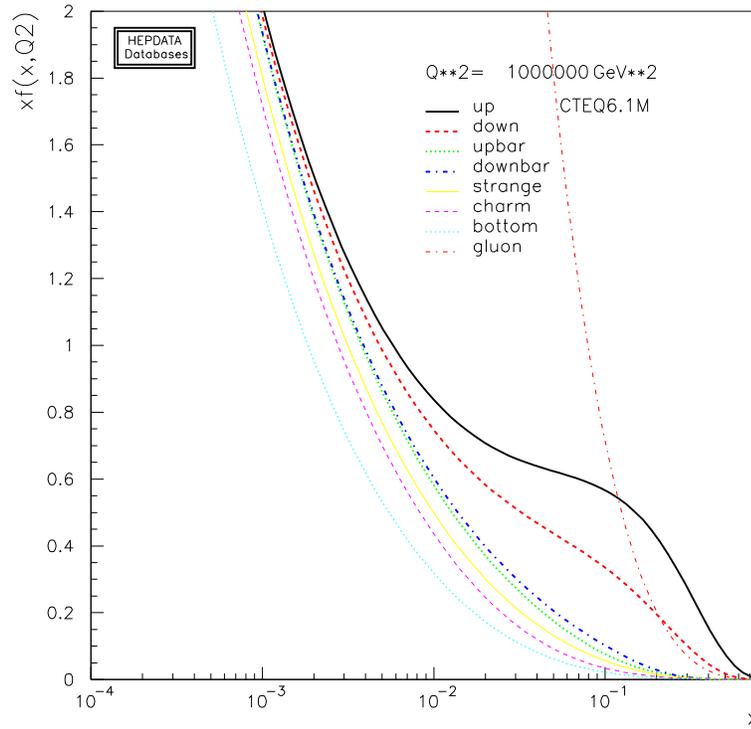


FIG. 5.1 – Fonctions de distribution des partons selon la paramétrisation CTEQ6.1M à  $Q^2 = 10^6 \text{ GeV}^2$ .

$M_G$ [GeV]	$\sigma$ [fb]	$\delta\sigma$ [fb]	$\delta\sigma/\sigma$
1000	819	4,23	0,5%
2500	4,39	0,016	0,4%

TAB. 5.2 – Incertitudes sur la section efficace totale de production de gravitons liées à la méthode de Monte-Carlo utilisée dans PYTHIA et basée sur 5000 événements pour  $M_G = 1000$  et  $2500$  GeV.

Pour estimer  $\sigma$ , nous avons utilisé une statistique de 8 fois 5000 événements. L'erreur statistique sur la section efficace  $\sigma$  est donnée par :

$$\delta\sigma = \frac{1}{\sqrt{8}} \sqrt{\frac{1}{8-1} \sum_{i=1}^8 (\sigma_i - \bar{\sigma})^2}, \quad (5.2)$$

où  $\sigma_i$  est la valeur de la section efficace totale  $\sigma$  obtenue pour une valeur de départ  $i$  du générateur de nombres pseudo-aléatoires. Ceci a été effectué pour  $M_G = 1000$  GeV et  $2500$  GeV et les résultats sont présentés à la table (5.2). Nous obtenons donc des erreurs statistiques relatives inférieures au pourcent.

Finalement, notons que les sections efficaces obtenues à la table (5.1) ont été obtenues avec la condition optimiste :  $c = 0,1$ . Cette valeur est la plus grande envisageable dans l'état des contraintes établies sur le modèle (cf. fin du paragraphe 3.1). L'autre cas extrême serait de considérer que cette constante vaut  $c = 0,01$ . En première approximation, on peut considérer que la section efficace dépend quadratiquement de la constante de couplage  $c$ . Par conséquent, dans cet autre cas, on s'attend à observer 100 fois moins de gravitons. De plus, on voit dans la table que la section efficace de production de gravitons décroît très rapidement avec  $M_G$ . Une étude rapide (c'est-à-dire basée sur 5000 événements) pour  $c = 0,1$  et  $M_G = 3500$  et  $4500$  GeV ainsi que pour  $c = 0,01$  et  $M_G = 2500$  GeV mène à la table (5.3). On constate que la section efficace décroît effectivement rapidement avec la masse et quadratiquement (facteur 100) avec la constante de couplage.

$M_G$ (GeV)	$c = 0,01$	$c = 0,1$
1000	8,1 fb	819 fb
2500	0,044 fb	4,39 fb
3500	-	0,39 fb
4500	-	0,044 fb

TAB. 5.3 – Sections efficaces totales de production de gravitons  $\sigma_{pp \rightarrow G \rightarrow e^+e^-}$  au LHC dans le cadre du modèle à une dimension supplémentaire de Randall et Sundrum pour et  $M_G = 1000, 2500, 3500$  et  $4500$  GeV et pour  $c = 0,01$  et  $0,1$ .

## 5.2 Incertitudes sur la section efficace $\sigma$ liées aux fonctions de distribution des partons

Cette deuxième section traite de l'incertitude sur la section efficace liée aux fonctions de distribution des partons. Lorsque, dans le chapitre 3, nous avons introduit les fonctions de distribution des partons, nous avons mentionné les principales données permettant d'en établir une paramétrisation ainsi que les formes de ces paramétrisations utilisées par les groupes CTEQ et MRST. Cependant, une fois la forme de la paramétrisation choisie et après que l'on a établi le meilleur ajustement des paramètres, subsiste le problème de déterminer les erreurs. En effet, comme nous allons le voir ici dans le cas de la section efficace de production de gravitons, ces erreurs induisent des incertitudes sur les prédictions de certaines observables physiques.

La méthode utilisée par les groupes CTEQ et MRST pour effectuer ce calcul est la méthode de la matrice hessienne [23] et [20]. Elle suppose que la fonction de  $\chi^2$  à minimiser présente une dépendance quadratique en les paramètres de l'ajustement :

$$\Delta\chi^2 = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n H_{ij} (a_i - a_i^0) (a_j - a_j^0), \quad (5.3)$$

où  $a_k^0$  est la valeur nominale (c'est-à-dire au meilleur ajustement) du paramètre  $a_k$  ( $k = 1, 2, \dots, n$ ),  $n$  est le nombre de paramètres indépendants et  $H$  est la matrice hessienne. L'erreur sur une observable  $F$  liée aux fonctions de distribution des partons peut donc s'écrire :

$$(\Delta F)^2 = \Delta\chi^2 \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \frac{\partial F}{\partial a_i} C_{ij}(a_1, \dots, a_n) \frac{\partial F}{\partial a_j}, \quad (5.4)$$

où  $C_{ij}(a) = (H^{-1})_{ij}$  est la covariance des paramètres  $a_k$  et où  $\Delta\chi^2$  est la variation autorisée de la fonction  $\chi^2$ .

Cependant, pour améliorer la stabilité numérique des calculs, on est amené à diagonaliser la matrice hessienne  $H$  ou son inverse  $C$ . L'interprétation physique d'une erreur sur un des paramètres de l'ajustement n'est donc pas directe puisque ces paramètres sont des combinaisons linéaires des paramètres introduits en (3.4).

Ainsi, le groupe CTEQ fournit  $20 \times 2 + 1$  paramétrisations des fonctions de distribution des partons. L'une d'entre elles correspond à la valeur centrale du meilleur ajustement et les  $20 \times 2$  autres correspondent aux paramétrisations obtenues pour les deux valeurs extrêmes de chacun des 20 paramètres choisis par le groupe. L'erreur sur une grandeur  $F(S)$  où  $S$  est une paramétrisation des fonctions de distribution des partons peut donc s'écrire :

$$(\Delta F_{\pm})^2 = \sum_{i=1}^{n^{\pm}} [F(S_i^{\pm}) - F(S_0)]^2, \quad (5.5)$$

où  $S_0$  est la paramétrisation la mieux ajustée,  $\{S_i^+\}$  (respectivement  $\{S_i^-\}$ ) sont les paramétrisations telles que  $F(S_i^+) \geq F(S_0)$  (respectivement  $F(S_i^-) \leq F(S_0)$ ) et où  $n^+$  (respectivement  $n^-$ ) est le nombre d'éléments de l'ensemble  $\{S_i^+\}$  (respectivement  $\{S_i^-\}$ ).

J'ai généré 5000 événements pour chacune de ces 41 fonctions de distributions de partons dans les deux cas  $M_G = 1000$  GeV et  $M_G = 2500$  GeV. En

$M_G$ [GeV]	$\sigma$ [fb]	$\Delta\sigma^+$ [fb]	$\Delta\sigma^-$ [fb]	$\Delta\sigma^+/\sigma$	$\Delta\sigma^-/\sigma$
1000	819	102,5	86,2	12,8%	10,1%
2500	4,39	1,17	0,97	26,6%	22,0%

TAB. 5.4 – Valeurs, pour  $M_G = 1000$  GeV et 2500 GeV de la section efficace totale de production de gravitons d’après le modèle de Randall et Sundrum à une dimension spatiale supplémentaire ainsi que les incertitudes absolues et relatives liées aux fonctions de distribution des partons paramétrées par CTEQ6.1M.

utilisant la méthode décrite ci-dessus et en particulier l’équation (5.5), on peut, en remplaçant  $F$  par la section efficace  $\sigma$ , construire la table (5.4).

Nous obtenons une erreur relative sur la section efficace de production de gravitons de  ${}^{+12,8}_{-10,1}\%$  à  $M_G = 1000$  GeV et de  ${}^{+26,6}_{-22,0}\%$  à  $M_G = 2500$  GeV. Les fonctions de distribution des partons étant moins bien contraintes pour les grandes valeurs de  $x$ , on constate que l’erreur relative sur l’estimation de la section efficace de production du graviton augmente lorsque  $M_G$  augmente.

### 5.3 Nombre d’événements $pp \rightarrow G \rightarrow e^+e^-$ attendus dans CMS

La luminosité attendue au LHC est de  $1 \text{ fb}^{-1}$  après quelques mois de fonctionnement,  $10 \text{ fb}^{-1}$  après une année de prises de données effective et de  $60 \text{ fb}^{-1}$  après 3 ans. En tenant compte des sections efficaces présentées dans la première colonne de la table (5.1), on s’attend donc à observer au LHC les nombres de gravitons se désintégrant en paires  $e^+e^-$  indiqués dans la table (5.5).

Le bruit de fond attendu pour ces événements est essentiellement dû au processus de Drell-Yan de création d’une paire de leptons à partir d’un boson

$M_G$ [GeV]	$\bar{\sigma}(M_G)$ [fb]	$N$ quelques mois $\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$ [gravitons]	$N$ 1 an $\mathcal{L} = 10 \text{ fb}^{-1}$ [gravitons]	$N$ 3 ans $\mathcal{L} = 60 \text{ fb}^{-1}$ [gravitons]
1000	819	819	8190	49140
2500	4,39	4,39	43,9	263,4

TAB. 5.5 – Nombre de gravitons attendus dans CMS via le canal  $pp \rightarrow G \rightarrow e^+e^-$  après quelques mois, 1 an et 3 ans de fonctionnement du LHC dans le cadre du modèle à une dimension supplémentaire de Randall et Sundrum pour  $c = 0, 1$  et  $M_G = 1000$  et  $2500$  GeV.

$\gamma$  ou  $Z$  créé par l'annihilation d'une paire  $q\bar{q}$  [6]. La simulation effectuée par B. Clerbaux (ULB), T. Mahmoud (ULB) et P. Miné (LLR Ecole Polytechnique) dans [6] prédit qu'avec une luminosité intégrée de  $60 \text{ fb}^{-1}$  (c'est-à-dire après 3 ans de fonctionnement du LHC) environ 2,27 résonances dont la masse se situerait dans la fenêtre  $[2, 37 \text{ TeV}; 2, 6 \text{ TeV}]$  seraient produites via ce processus de Drell-Yan. Ce nombre est largement inférieur aux 263 gravitons attendus si le modèle devait se vérifier. Le canal  $pp \rightarrow G \rightarrow e^+e^-$  est donc très prometteur.

## 5.4 Perspectives du travail

Remarquons cependant qu'afin d'avoir une évaluation du nombre de gravitons susceptibles d'être observés dans CMS, une étude plus approfondie devrait tenir compte des effets liés au détecteur [6] et [21].

Il faudra tout d'abord s'assurer que ces événements sont retenus par le système de déclenchement de CMS dont nous avons parlé en (2.2.3).

Ensuite, il faut être capable d'identifier, parmi le grand nombre d'événements enregistrés contenant souvent des jets hadroniques (c'est-à-dire un très grand nombre de particules), ceux qui contiennent une paire d'électrons issue d'une

résonance lourde. Pour ce faire, des critères de sélection ont été mis au point. Seuls les événements présentant des électrons *isolés*, c'est-à-dire non inclus dans des jets seront considérés. De plus, pour identifier ces électrons on demande que la particule de haute énergie candidate initie une gerbe dans l'ECAL et que cette gerbe ne s'étende pas jusqu'à l'HCAL ceci afin de rejeter les jets hadroniques.

Ces critères de sélection induisent deux complications. D'une part ils mènent à la perte de certains événements qui auraient pu être intéressants et d'autre part, le signal souffrira d'une certaine contamination. Le premier effet peut par exemple être illustré par un cas où les électrons possèderaient une énergie telle que les gerbes qu'ils initieraient dans l'ECAL s'étendraient trop loin dans le HCAL conduisant à la réjection de l'événement. D'autre part, un exemple d'événement considéré comme signal et n'en étant pourtant pas serait le cas, très rare, d'un jet hadronique qui laisserait une trace dans l'ECAL mais serait arrêté avant d'atteindre le HCAL.

En outre, il faudra compter avec les problèmes de reconstruction de l'énergie de ces électrons de très grande impulsion [21]. En effet, il faudra calibrer l'ECAL pour la reconstruction d'énergies de l'ordre du TeV. Ce dernier point constitue un défi. En effet, il n'y a pas de résonance connue (c'est-à-dire prédite par le Modèle Standard) à de telles énergies sur laquelle baser la calibration. De plus, l'électronique de lecture des cristaux de l'ECAL, très brièvement présentée au paragraphe 2.3.2, est saturée lorsque des électrons possédant une énergie de 1,7 TeV (respectivement 3 TeV) sont arrêtés dans le fût (respectivement dans les bouchons).

La compréhension détaillée des effets dûs au détecteur, au système de déclenchement et à la sélection d'événements constitue le programme de recherche du groupe de Bruxelles. La dernière question présentée dans ce paragraphe et traitant de la saturation a déjà été résolue par le groupe dans [21] et [22].

Enfin, j'ai effectué des études préalables quant au nombre de particules stables créées lors d'une collision  $pp$  donnant naissance à un graviton. En moyenne, ce nombre ne change pratiquement pas avec  $M_G$  (variation de quelques pourcents entre les cas  $M_G = 1000$  GeV et  $M_G = 4500$  GeV). J'ai obtenu que, en moyenne, environ 250 particules stables sont créées par l'interaction proton proton donnant naissance au graviton. En moyenne 127 d'entre elles sont dans l'acceptance géométrique de l'ECAL ( $|\eta| < 2,5$  et environ 50 ont une impulsion transverse suffisante ( $p_t > 0,53$  GeV) pour l'atteindre (cf équation (2.3)). En queue de distribution, ce nombre peut s'élever à 200. De plus, une étude sur le nombre de particules incluses dans un cône ayant pour axe l'impulsion des électrons émis lors de la désintégration du graviton montre que dans la plupart des cas, les électrons ne seront pas accompagnés d'autres particules émises lors de l'interaction des deux protons parents des gravitons dans un carré de  $5 \times 5$  cristaux de l'ECAL. Ces 25 cristaux correspondent à la surface nécessaire à la reconstruction de l'énergie des électrons [22].

Les sections efficaces et les nombres d'événements attendus présentés dans ce chapitre ne concernent donc que le phénomène physique (s'il existe) de production de paires d'électrons via la désintégration d'un graviton selon le modèle de Randall et Sundrum, mais une étude plus approfondie doit être menée pour déterminer plus précisément le nombre attendu d'événements observables dans le détecteur, en prenant en compte toutes les conditions expérimentales.

# Conclusions

La phase de fonctionnement du LHC débutera en principe à la fin de 2007. Ce collisionneur de protons fournira une énergie de  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$  dans le référentiel du centre de masse de la collision. CMS, l'une des expériences qui y seront installées, sera un détecteur universel dont l'objectif premier sera la mise en évidence du boson de Higgs. Comme il s'agit d'une machine de découverte, elle est particulièrement bien conçue pour la recherche d'une nouvelle physique au-delà du Modèle Standard : supersymétrie, théories de grande unification, théories impliquant l'existence de dimensions supplémentaires, etc. La découverte d'une résonance de grande masse mettrait en évidence une telle physique (quelle qu'elle soit).

Le modèle à une dimension spatiale supplémentaire de Randall et Sundrum est un de ces candidats au titre de théorie au-delà du Modèle Standard. S'il était avéré au LHC, il constituerait alors une solution au problème de la hiérarchie. Il prédit l'apparition de résonances lourdes (tours de Kaluza-Klein) de spin 2 identifiées au graviton et notamment susceptibles de se désintégrer en paires d'électrons.

Les fonctions de distribution des partons, bien connues pour de petites valeurs de  $x$ , le sont beaucoup moins pour les valeurs mises en jeu lors de la production de telles masses ( $> \text{TeV}$ ). Elles auront cependant une influence directe sur la cinématique de ces événements (s'ils ont lieu). Le groupe CTEQ en a effectué la paramétrisation la plus proche des données disponibles pour

de grandes valeurs des invariants  $Q^2$  (échelle de la réaction) et  $x$  (ici interprété comme la fraction d'impulsion du proton portée par le parton).

En utilisant le générateur d'événements PYTHIA et la paramétrisation CTEQ 6.1M des fonctions de distribution des partons, j'ai modélisé 5000 collisions proton-proton disposant d'une énergie de 14 TeV dans le référentiel du centre de masse et produisant des gravitons selon le modèle de Randall et Sundrum pour  $c = 0, 1$  et  $M_G = 250, 1000, 2500$  et 4500 GeV.

La première partie de mon travail a porté sur l'étude de la cinématique de la réaction et sur la détermination des canaux de production dominants. J'ai montré sur base de ces données, que la distribution de l'impulsion longitudinale des particules massives (ici le graviton) produites lors de la collision  $pp$  s'élargit lorsque leur masse augmente (ici la masse  $M_G$  de la première résonance de la tour de Kaluza-Klein). De plus, j'ai étudié la dépendance en  $M_G$  du rapport des sections efficaces de différents canaux de production du graviton :  $gg, u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$  etc. On observe une croissance relative des canaux impliquant des quarks de valence :  $u\bar{u} \rightarrow G$  et  $d\bar{d} \rightarrow G$  quand  $M_G$  augmente. La dépendance en  $M_G$  de la cinématique du processus se situe au niveau de la condition :  $M_G = \sqrt{x_1 x_2 s}$  où  $x_1$  et  $x_2$  sont les fractions d'impulsion longitudinale des protons portées par les partons parents directs du gravitons. Les fonctions de distribution des quarks  $u$  et  $d$  s'étendent vers de plus grandes valeurs de  $x$  que celles des partons exclusivement issus de la mer (c'est-à-dire quarks  $\bar{u}, \bar{d}, s, c, b$  et gluons). Ceci explique que le rapport des sections efficaces des canaux  $u\bar{u} \rightarrow G$  et  $d\bar{d} \rightarrow G$  versus  $mer \rightarrow G$  augmente avec  $M_G$ . De plus, cela fournit une explication de la croissance avec  $M_G$  de l'écart-type de la distribution de l'impulsion longitudinale du graviton pour ces canaux (un quark  $u$  ( $d$ ) de grande impulsion interagit avec un quarks  $\bar{u}$  ( $\bar{d}$ ) de faible impulsion).

J'ai également observé que les gravitons possèdent une impulsion transverse non négligeable de l'ordre de 150 GeV en moyenne et pouvant s'élever jusqu'à 600 GeV et que celle-ci peut s'expliquer par un effet à l'ordre supérieur en  $\alpha_s$  d'émission d'un parton de l'état initial ou final.

La seconde partie de mon travail était destinée à l'estimation de la section efficace totale du processus  $pp \rightarrow G \rightarrow e^+e^-$  selon le modèle de Randall et Sundrum. J'ai obtenu pour  $c = 0, 1$  et respectivement pour  $M_G = 1000$  et  $2500$  GeV, les sections efficaces 819 et 4,4 fb. Enfin, j'ai estimé l'incertitude sur cette section efficace liée aux fonctions de distribution des partons pour les mêmes paramètres du modèle. J'ai obtenu des erreurs relatives de  ${}^{+12,8}_-{}_{10,1}\%$  et  ${}^{+26,6}_-{}_{22,0}\%$ . La dépendance en  $M_G$  de la section efficace s'explique par la décroissance rapide des fonctions de distribution des partons avec  $x$  et la condition :  $M_G = \sqrt{x_1 x_2 s}$ . L'augmentation de l'erreur sur la section efficace attendue avec la masse  $M_G$  s'explique par les incertitudes affectant la connaissance des distributions des partons, surtout à grand  $x$ .

Une étude plus complète devrait effectuer la modélisation pour différentes valeurs du paramètre  $c$  du modèle, inclure l'étude systématique des effets liés à la réponse du détecteur CMS (simulation sous GEANT), étudier systématiquement les bruits de fond afin d'obtenir des résultats quand à la signification du signal, étudier les distributions angulaires des particules produites lors de la désintégration de la résonance afin de déterminer son spin.



# Bibliographie

- [1] M.E. Peskin, D.V. Schroeder “*An Introduction To Quantum Field Theory*”, Addison Wesley Publishing Company (1995)
- [2] D.H. Perkins, “*Introduction to High Energy Physics*”, Press Syndicate of The University of Cambridge, 4ème Edition (2000)
- [3] CMS Coll., D. Acosta et al., “*CMS Physics TDR Volume1*”, *CERN/LHCC* 2006-001 (2006)
- [4] L. Randall, R. Sundrum, “*A Large Mass Hierarchy from a Small Extra Dimension*”, *Phys. Rev. Lett.* 83 (1999) 3370, hep-ph/9905221
- [5] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, G. Dvali, “*The Hierarchy Problem and New Dimensions at a Millimeter*”, *Phys. Lett.* B429 (1998) 263, hep-ph/9803315; T.G. Rizzo, “*Testing the nature of Kaluza-Klein excitations at future lepton colliders*”, *Phys. Rev.* D61 (2000) 055005, hep-ph/9909232
- [6] B. Clerbaux, T. Mahmoud, C. Collard, P. Miné, “*Search with the CMS detector for heavy resonances decaying into an electron pair*”, CMS AN 2006-045, CMS note en preparation
- [7] Particle Data Group, “*Review of particle physics*”, *Phys. Lett.* B592 (2004) 1, <http://pdg.lbl.gov>
- [8] B. Borgia et al., “*The Electromagnetic Calorimeter Technical Design Report*”, *CERN/LHCC CMS TDR 4* (2006), <http://cmsdoc.cern.ch/cms/TDR/ECAL/ecal.html>; B.Borgia et al., “*The Electromagnetic Calorimeter Technical Design Report*”, *CERN/LHCC CMS TDR 4* (1997)

- [9] T.G. Rizzo, “*Pedagogical Introduction to Extra Dimensions*”, SLAC Summer Institute on Particle Physics (SSI04), Aug. 2-13, 2004, hep-ph/0409309; J. Hewett, M. Spiropulu, “*Particle Physics Probe Of Extra Spacetime Dimensions*”, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 52 (2002) 397, hep-ph/0205106
- [10] C. Collard, M.-C. Lemaire, “*Search with CMS detector for Randall-Sundrum excitations of gravitons decaying into electron pairs*”, CMS NOTE 2004-024
- [11] H.Davoudiasl, J. Hewett, T. Rizzo, Phys. Rev., “*Experimental Probes of Localized Gravity : On and Off the Wall*”, Phys. Rev. D63 (2001) 075004, hep-ph/0006041
- [12] R.S. Thorne, “*Parton Distribution*”, Int. J. Mod. Phys. A19 (2004) 1074, hep-ph/0309343
- [13] P. Marage, “*Structure function and parton distribution parameterisations*”, talk given at Joint Dutch-Belgian-German Graduate School, (2005), [http://homepages.ulb.ac.be/~pmarage/texel\\_fin.pdf](http://homepages.ulb.ac.be/~pmarage/texel_fin.pdf)
- [14] <http://www.phys.psu.edu/~cteq/>
- [15] <http://durpdg.dur.ac.uk/hepdata/mrs.html>
- [16] J. Pumplin, D.R. Stump, J. Huston, H.L. Lai, P. Nadolsky, W.K. Tung, CTEQ Coll. “*New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis*”, JHEP 0207 (2002) 012, hep-ph/0201195
- [17] <http://durpdg.dur.ac.uk/hepdata/pdf3.html>
- [18] T. Sjöstrand, L. Lönnblad, S. Mrenna, P. Skands, “*Pythia 6.2 Physics and Manual*”, LU-TP 01-21 (2002), <http://www.thep.lu.se/torbjorn/PYTHIA/PYTHIA6206.pdf>
- [19] R. Brun, F. Rademakers, “*ROOT, An Object Oriented Data Analysis Framework*”, Nucl. Instrum. and Methods A389 (1997) 81, <http://root.cern.ch/>

- [20] A.D. Martin, R.G. Roberts, W.J. Stirling, R.S. Thorne, MRST Coll., “*Uncertainties of predictions from parton distributions. I : experimental errors*”, Eur. Phys. C28 (2003) 455, hep-ph/0211080
- [21] B. Clerbaux, T. Mahmoud, C. Collard, M.-C. lemaire, V. Litvin, “*TeV electron and photon saturation studies*”, CMS AN 2005-049, CMS note 2006-004
- [22] B. Clerbaux, Sh. El Gammal, T. Mahmoud, P. Marage, “*Energy corrections for TeV electrons and photons*”, CMS note in preparation
- [23] D. Stump, J. Huston, J. Pumplin, W.K. Tung, H.L. Lai, S. Kuhlmann, J.F. Owens, CTEQ Coll., “*Inclusive Jet Production, Parton Distributions, and the Search for New Physics*”, JHEP 0310 (2003) 046, hep-ph/0303013



# Table des figures

2.1	Vue schématique du tunnel du LHC situé à 100 m sous terre, et disposition des expériences CMS, LHCb, ATLAS et ALICE. TOTEM sera installé de part et d'autre du point d'interaction 5 (l'emplacement de CMS). . . . .	6
2.2	Complexe de préaccélération des protons. Les protons seront accélérés progressivement en passant d'anneaux en anneaux de plus grands rayons avant d'acquérir leur énergie finale dans le LHC même. . . . .	8
2.3	La structure en couches de CMS avec en partant du point d'interaction et en allant vers l'extérieur du détecteur, le détecteur de trace (reconstruction de la position du vertex et détermination de l'impulsion des particules chargées), le calorimètre électromagnétique (détermination de l'énergie et des positions des électrons et des photons), le calorimètre hadroniques (détermination de l'énergie et des positions des hadrons), le solénoïde superconducteur (permettant de courber la trajectoire des particules chargées afin d'en mesurer l'impulsion et de déterminer le signe de leur charge) et, finalement, les chambres à muons (permettant d'identifier les muons et le signe de leur charge). . . . .	12
2.4	Photographie d'un supermodule du calorimètre ECAL montrant les modules qui le composent. . . . .	15

3.1	Section efficace de production d'une tour de Kaluza-Klein de gravitons dont la masse de l'état fondamental vaut $M_G = 1500$ GeV et pour des valeurs de $c = k/M_{Pl}$ valant de haut en bas : 1, 0.5, 0.1, 0.05 et 0.01 [11]. . . . .	22
3.2	Diagrammes de production de gravitons : canaux $gg \rightarrow G$ et $q\bar{q} \rightarrow G$ . . . . .	23
3.3	Diffusion profondément inélastique électron proton; $p$ , $k$ et $k'$ sont respectivement les quadri-impulsions du proton et de l'électron avant diffusion et de l'électron après diffusion. . . . .	26
3.4	Indépendance d'échelle de l'observabe $F_2$ lors de diffusions inélastiques proton électron. . . . .	27
3.5	Evolution en $Q^2$ de la fonction de structure du proton $F_2(x, Q^2)$ . . . . .	29
3.6	Emission et réabsorption d'un gluon virtuel par un quark. . . . .	30
3.7	Production de jets à grande impulsion transverse lors de la collision de protons. . . . .	32
3.8	Processus de Drell-Yan (création d'une paire de leptons par désintégration d'une paire $q\bar{q}$ ). . . . .	32
3.9	Processus de production d'une résonance lourde (par exemple, production de gravitons dans le cadre du modèle de Randall et Sundrum). . . . .	32
3.10	Fonctions de distributions des quarks $u$ , $\bar{u}$ , $d$ et $\bar{d}$ à l'échelle $Q^2 = 4$ GeV <sup>2</sup> , selon la paramétrisation CTEQ6.1M [17]. . . . .	35
3.11	Fonctions de distributions des quarks de la mer $\bar{u}$ , $\bar{d}$ , $s = \bar{s}$ et des gluons à l'échelle $Q^2 = 4$ GeV <sup>2</sup> selon la paramétrisation CTEQ6.1M [17]. . . . .	37

3.12	Fonction de distribution paramétrées par CTEQ6.1M des quarks $u, d, \bar{u}$ , et des gluons aux échelles $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$ et $Q^2 = 10^6 \text{ GeV}^2$ en échelles linéaires au-dessus et avec l'échelle $x$ logarithmique en dessous. . . . .	38
4.1	Distributions des impulsions longitudinales de 5000 gravitons générés pour $M_G = 250 \text{ GeV}$ , $1000 \text{ GeV}$ , $2500 \text{ GeV}$ et $4500 \text{ GeV}$ (de haut en bas). . . . .	42
4.2	Distributions du logarithme en base 10 de la fraction d'impulsion du proton portée par les partons parents directs du graviton pour $M_G = 250 \text{ GeV}$ (en haut) et $M_G = 4500 \text{ GeV}$ (en bas). . .	43
4.3	Nombre de gravitons produits par chacun des six canaux $gg \rightarrow G$ (bin 0), $d\bar{d} \rightarrow G$ (bin 1), $u\bar{u} \rightarrow G$ (bin 2), $s\bar{s} \rightarrow G$ (bin 3), $c\bar{c} \rightarrow G$ (bin 4) et $b\bar{b} \rightarrow G$ (bin 5) pour $M_G = 250 \text{ GeV}$ et $M_G = 4500 \text{ GeV}$ . . . . .	45
4.4	Paramétrisation CTEQ6.1M des fonctions de distribution des gluons et des quarks $u$ et $\bar{u}$ pour $Q^2 = 10^6 \text{ GeV}^2$ où ont été ajoutées les droites verticales représentant les valeurs $x$ telles que $x_1 = x_2$ pour $M_G = 250 \text{ GeV}$ et $4500 \text{ GeV}$ . . . . .	46
4.5	Nombre de gravitons produits par chacun des 5 canaux $d\bar{d} \rightarrow G$ (bin 1), $u\bar{u} \rightarrow G$ (bin 2), $s\bar{s} \rightarrow G$ (bin 3), $c\bar{c} \rightarrow G$ (bin 4) et $b\bar{b} \rightarrow G$ (bin 5) pour $M_G = 250, 1000, 2500$ et $4500 \text{ GeV}$ . . . .	49
4.6	Effet à l'ordre supérieur : radiation de l'état initial. Dans le cas de la figure, cet effet confère une impulsion transversale au quark et à travers lui, au graviton. . . . .	50
4.7	Distributions des impulsions transverse de 5000 gravitons générés dans les cas $M_G = 1000 \text{ GeV}$ et $2500 \text{ GeV}$ . . . . .	51
4.8	Distributions de la variable $P_{t_3}$ pour $M_G = 1000 \text{ GeV}$ et $2500 \text{ GeV}$ .	52

5.1	Fonctions de distribution des partons selon la paramétrisation CTEQ6.1M à $Q^2 = 10^6 \text{ GeV}^2$ . . . . .	55
-----	---	----

# Liste des tableaux

3.1	Valeurs du produit $x_1 \cdot x_2$ et de $\sqrt{x_1 \cdot x_2}$ pour différentes masses $M_G$ du graviton. . . . .	25
4.1	Moyennes des impulsions longitudinales $ p_z $ et valeur de $\sqrt{x_1 x_2}$ pour différentes masses du graviton. . . . .	43
4.2	Rapport des sections efficaces des canaux $q\bar{q} \rightarrow G$ et $gg \rightarrow G$ . . . . .	48
4.3	Rapport des sections efficaces des canaux $s\bar{s} \rightarrow G, c\bar{c} \rightarrow G, b\bar{b} \rightarrow G$ et $u\bar{u} \rightarrow G, d\bar{d} \rightarrow G$ . . . . .	48
4.4	Rapport des sections efficaces des canaux $u\bar{u} \rightarrow G$ et $d\bar{d} \rightarrow G$ . . . . .	48
5.1	Sections efficaces totales de production de gravitons $\sigma_{pp \rightarrow G \rightarrow e^+e^-}$ au LHC dans le cadre du modèle à une dimension supplémentaire de Randall et Sundrum pour $c = 0, 1$ et $M_G = 1000$ et $2500$ GeV. . . . .	55
5.2	Incertitudes sur la section efficace totale de production de gravitons liées à la méthode de Monte-Carlo utilisée dans PYTHIA et basée sur 5000 événements pour $M_G = 1000$ et $2500$ GeV. . . . .	56
5.3	Sections efficaces totales de production de gravitons $\sigma_{pp \rightarrow G \rightarrow e^+e^-}$ au LHC dans le cadre du modèle à une dimension supplémentaire de Randall et Sundrum pour et $M_G = 1000, 2500, 3500$ et $4500$ GeV et pour $c = 0, 01$ et $0,1$ . . . . .	57

- 5.4 Valeurs, pour  $M_G = 1000$  GeV et 2500 GeV de la section efficace totale de production de gravitons d'après le modèle de Randall et Sundrum à une dimension spatiale supplémentaire ainsi que les incertitudes absolues et relatives liées aux fonctions de distribution des partons paramétrées par CTEQ6.1M. . . . . 59
- 5.5 Nombre de gravitons attendus dans CMS via le canal  $pp \rightarrow G \rightarrow e^+e^-$  après quelques mois, 1 an et 3 ans de fonctionnement du LHC dans le cadre du modèle à une dimension supplémentaire de Randall et Sundrum pour  $c = 0, 1$  et  $M_G = 1000$  et 2500 GeV. 60