

UNIVERSITÉ LIBRE DE BRUXELLES

FACULTÉ DES SCIENCES

DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE

Étude de la section efficace
Drell-Yan à faible impulsion
transverse du boson Z dans les
interactions proton-proton au LHC
à $\sqrt{s} = 8$ TeV

Auteur :
Laurent LENAERTS

Promoteur :
Pr. Laurent FAVART

Copromotrice :
PhD. Anastasia
GREBENYUK

Mémoire présenté en vue de l'obtention du diplôme de Master en
Sciences Physiques

Année académique 2014–2015

Curiosité

"Ne fait pas ci, ne fait pas ça, n'y touche pas"
Ou alors : "Tu comprendras quand tu seras grand"
Voire : "Ne parlons pas de ça pendant le repas."
Mais combien de fois l'entendons-nous ? soyons franc.

Aujourd'hui on s'étonne que le succès
Ne vient que des modèles, préconçus, standards,
Tout ne sera que conformisme à l'excès.
Métro, boulot, dodo ; faire à manger dare-dare.

Si enfin pour une fois on se laissait aller.
À l'aise, visiter sa rue ou son jardin,
Observer la vie dans l'herbe, s'y affaler,
Oublier la mode, Abercrombie, Cardin.

À ce moment-là vous la découvrez enfin
Cette petite voix qui vous pose questions
Sur ceci, sur celà. Ah ! L'esprit enfantin.
"Comment naissent les étoiles ? Qu'est-ce qu'un cation ?"

On lui attribue le fait d'être un gros défaut
Mais au contraire c'est la plus grande qualité
Partageons-la, protégeons-la, il nous en faut
Pour réaliser toutes les possibilités.

Hugo Bengal

Résumé

L'étude se porte sur la section efficace différentielle du processus Drell-Yan en fonction de l'impulsion transverse, pour des valeurs de celle-ci faibles par rapport à la masse du boson Z . Du point de vue théorique, le formalisme de Collins-Soper-Sterman est introduit, séparant en deux parties, perturbative et non-perturbative due à l'effet de resommation de gluons de petites impulsions transverses. La partie perturbative est calculable et la partie non-perturbative est universelle et doit être mesurée. Le présent travail s'inscrit dans l'étude de cette universalité et la compréhension qu'il en est faite à travers des comparaisons entre les mesures basées sur les données 2012 du détecteur CMS, les simulations Monte-Carlo et les calculs ResBos. La section efficace différentielle est mesurée aux petites valeurs de l'impulsion transverse. En observant la position du maximum de la section différentielle en fonction de l'impulsion transverse selon la masse invariante du processus dur, il est observé une évolution croissante.

Mots-clé : Drell-Yan, boson Z , Resommation, Section efficace différentielle, Impulsion transverse, Formalisme CSS, ResBos, CMS, LHC.

Abstract

The study concern the Drell-Yan differential cross section following the transverse momentum, for weak value in comparison of the Z boson mass. For the theory, the Collins-Soper-Sterman formalism is introduced, wich divide in two parts, perturbative and non-perturbative due to the resummation of small transverse momentum gluons. The perturbative part is calculable and the non-perturbative is universal and must be measured. This present work look for this universality and the understanding of it through the 2012 data range of the CMS detector, the Monte-Carlo simulations and ResBos. The differential cross section is measured with the small values of transverse momentum. Observing the position of the maximum of the differential cross section following the invariant mass of the hard process, a growing evolution is observed.

Keywords : Drell-Yan, Z boson, Resummation, Differential cross section, Transverse momentum, CSS formalism, ResBos CMS, LHC.

Remerciements

Je souhaite tout d'abord remercier Laurent Favart, un promoteur fort sympathique, pour ses conseils et son aide précieuse dans les moments parfois les plus incertains. Remerciements également à Pascal Vanlaer et à Thomas Hambye, mes relecteurs, dont les remarques pertinentes m'ont permis de me préparer au mieux pour la défense et la précision de certains points.

Je tient également à remercier Alexandre Léonard pour son aide lorsque mes compétences informatiques faisaient défaut. Remerciement à Fengwangdong Zhang pour ses observations avisées lors des réunion de groupe. Sans oublier Joshua Isaacson et C.P. Yuan, que je n'ai pas eu la chance de rencontrer, pour leur aide, précieuse bien qu'indirecte pour les données ResBos.

Enfin, pour terminer en beauté, je tiens tout particulièrement à remercier Anastasia Grebenyuk, affectueusement appelée Nastja, pour son aide, ses conseils et sa patience. Elle qui lorsque j'avais une question et que je demandais si je pouvais passer à son bureau ne prenait pas la peine de répondre pour venir directement au mien pour m'aider. Elle qui lorsque je n'avais pas de question venait quand même, tous les jours, pour voir où en était mon travail et voir si je n'avais aucun problème. Pour cela, tout ce que je peux dire c'est "mille fois merci !".

Table des matières

Résumé	iv
Abstract	v
Remerciements	vi
Introduction	1
1 Les Fondements de la QCD	3
1.1 Le Modèle Standard	3
1.1.1 Théorie lagrangienne	3
1.1.2 Unification électro-faible	3
1.1.3 Constantes de couplage	4
1.2 Liberté Asymptotique et Confinement	4
1.2.1 La course de la constante de couplage QCD et Renormalisation	4
1.2.2 Confinement	6
1.2.3 Liberté asymptotique	6
1.3 Fonctions de distribution	7
1.4 Théorème de factorisation	7
2 Le processus Drell-Yan	9
2.1 Sections efficaces	9
2.1.1 Passage du mode partonique au mode protonique	9
2.1.2 À l'ordre le plus bas (LO)	10
2.1.3 Contribution du Z	11
2.1.4 Corrections perturbatives QCD (NLO)	11
2.2 Distribution en impulsion transverse	13
2.2.1 Mesure de l'impulsion transverse	13
2.2.2 Mouvements de Fermi	14
2.2.3 Développement perturbatif	14
2.3 Resommation et Formalisme Collins-Sopper-Sterman	16
2.4 ResBos	19
2.5 Ce qui nous intéresse, et un peu plus...	20

3	Les Monte-Carlo	23
3.1	Pythia	23
3.1.1	Processus dur	23
3.1.2	Gerbes partoniques	23
3.1.3	Interaction multipartonique	24
3.1.4	Hadronisation	24
3.2	MadGraph	24
3.3	POWHEG	25
3.4	Geant4	25
4	Dispositifs expérimentaux	27
4.1	L'Organisation européenne pour la recherche nucléaire	27
4.2	Le LHC	28
4.2.1	Chaîne d'injection	28
4.2.2	Luminosités instantanée et intégrée	28
4.3	CMS	30
4.3.1	Repère spatial et variables cinétiques	30
4.3.2	Les différentes parties	31
4.3.3	Reconstruction	36
4.3.4	Le système à muons	37
4.3.5	Les jets	38
5	Analyse des données	41
5.1	Données réelles et simulées	41
5.2	Sélections des Données	41
5.2.1	Les coupures	42
5.2.2	Les différents canaux de bruit de fond	43
5.2.3	Corrections aux simulations	43
5.3	Distributions de contrôle	46
5.4	Unfolding	47
5.4.1	Raisons d'utilisation	47
5.4.2	Effets de mise en forme des données	47
5.4.3	Principe de fonctionnement	50
5.4.4	Biais	50
5.5	Traitement en différentes masses invariantes	53
5.6	Incertitudes	53
6	Résultats	61
6.1	Observation générale	61
6.2	Observations particulières	64
	Conclusion	67

Bibliographie	70
Liste des figures	73
Liste des tableaux	75

Attention : Il s'agit ici de la version du 25/10/2015, version qui comporte quelques corrections concernant les conclusions. Pour obtenir la version présentée au jury en juin 2015 adressez-vous à Laurent Lenaerts (lenaertslaurent@gmail.com) ou à Laurent Favart (lfavart@ulb.ac.be).

Introduction

En Sciences, les scientifiques classent les différents événements qu'ils observent dans le but d'établir des liens entre ces derniers, d'établir quels sont les différents effets observés, déduire comment l'ensemble se construit, et enfin prédire les résultats de demain. La physique des particules est un des petits grains de la vigne que forme la Science.

Il est apparu qu'il existe quatre différentes interactions entre les particules. Par ordre d'importance : l'interaction forte, l'interaction électromagnétique, l'interaction faible, et l'interaction gravitationnelle. Les trois premières s'incrivent dans le cadre du Modèle Standard alors que la quatrième reste un mystère aux petites échelles.

Le processus étudié ici est le Drell-Yan. Il consiste en l'annihilation d'un quark et d'un anti quark en un boson vecteur, γ^* ou Z , qui se désintègre en une paire de leptons chargés. Central par bien des qualités, il est très bien connu et facile à étudier de par sa grande abondance et la faible proportion de bruit de fond. Un bon nombre de caractéristiques sont très bien connues comme la distribution en masse invariante avec une facilité pratique dûe au pic du Z qui lui donne une utilité expérimentale non négligeable de calibration des détecteurs, de calculs d'incertitudes, et autres. Aussi bien connu du côté théorique, son étude permet une bonne vérification des modèles et des simulations Monte-Carlo. Ses qualités font aussi ses défauts, car si le bruit de fond est faible pour lui, il est un bruit de fond important pour d'autres mesures comme celles sur le boson H , l'étude du quark top, de la recherche de la super-symétrie, de la matière noire, et plein d'autres choses encore.

Ici l'intérêt se porte sur la section efficace du Drell-Yan et plus particulièrement sur la distribution aux faibles impulsions transverses du boson vecteur produit, Z ou γ^* . Dans ce régime, un bon nombre d'effets et réactions entrent en jeu avec leurs modèles, comme la resommation de gluons et le modèle Collins-Soper-Sterman ; une bonne compréhension de ces derniers éléments permettra une plus grande précision en les modèles théoriques et les analyses expérimentales.

La présente étude se portera sur le comportement de cette section efficace en fonction de l'échelle d'énergie. Comment évolue-t-elle avec la masse invariante, sera la question à laquelle nous tenterons de répondre.

Pour ce faire, il est bon de passer d'abord par un rappel de qu'est-ce que la chromodynamique quantique et dans quoi elle s'inscrit avant d'étudier plus en détails les aspects théoriques qui concerneront la présente recherche. Une brève description du fonctionnement des simulations Monte-Carlo suivra, ainsi qu'une description des ou-

tils pratiques, accélérateurs et détecteurs. Enfin viendra l'analyse des données et les résultats qui en auront découlé.

Chapitre 1

Les Fondements de la QCD

1.1 Le Modèle Standard

1.1.1 Théorie lagrangienne

À l'heure actuelle, la grande partie des théories en physique des hautes énergies se regroupe sous la bannière du Modèle Standard (MS) lui-même basé sur la théorie quantique des champs. La théorie quantique des champs s'inscrit dans le cadre de la théorie des variations d'Euler-Lagrange et toutes les règles physiques se regroupent dans ce que l'on appelle la densité lagrangienne, fonctionnelle locale des champs en action et de leurs dérivées, à partir de laquelle se construit l'action :

$$S = \int d^4x \mathcal{L}(\psi(x), \partial_\mu \psi(x))$$

La théorie des variations suit le principe de moindre action, c'est-à-dire que les fonctions $\psi(x)$ sont celles qui minimisent S . C'est à partir de ce formalisme et de l'application de la seconde quantification que l'on obtient dans une approche perturbative l'ensemble des règles du MS, les règles de Feynman.

Grâce à la théorie lagrangienne, un grand nombre de prédictions théoriques ont été réalisées, et l'une d'entre elles est l'implication de la théorie des groupes de transformation. Plus particulièrement c'était la théorie des champs de jauge qui fut mise en avant. Le théorème de Noether énonce qu'à toutes symétries de la densité lagrangienne correspond un courant conservé, et inversement. Et il fut exigé une symétrie de jauge qui fut à l'origine de l'apparition de terme d'interactions dans le lagrangien.

1.1.2 Unification électro-faible

Les recherches théoriques ont montré que le lagrangien faisant apparaître à la fois les interactions faible et électromagnétique était lié à un groupe de symétrie, lui-même produit des deux groupes de symétries faible et électromagnétique : $SU(2) \times U(1)$

Ce lagrangien ne faisait pas apparaître de manière explicite le terme d'interaction

purement électromagnétique qui doit être identifié au photon tel qu'il apparaît dans le lagrangien électromagnétique simple. Il apparaissait deux interactions à courant neutre, a^μ et $W^{3\mu}$ qui liaient les leptons avec leurs neutrinos respectifs. Or les neutrinos ne sont pas soumis à l'électromagnétisme car de charge nulle.

L'astuce fut alors de réaliser une rotation entre les deux interactions pour reconstruire le photon sous le terme A^μ :

$$\begin{pmatrix} W^{3\mu} \\ a^\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z^\mu \\ A^\mu \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

Apparaissait alors aussi l'expression mettant en avant l'existence du Z . L'angle de rotation θ_W est appelé *angle de mélange*, qui permet donc de faire cette recombinaison linéaire.

Cela mène aussi à la conclusion suivante, les interactions faible et électromagnétique sont liées. Le processus Drell-Yan est un processus électro-faible faisant intervenir le Z ou inclusivement le *gamma*.

1.1.3 Constantes de couplage

Les trois forces fondamentales du Modèle Standard, l'interaction Forte, l'interaction faible, et l'électromagnétisme, sont associées chacune à un paramètre sans dimension apparaissant dans le lagrangien faisant intervenir chacune d'entre elles. Ce paramètre est appelé la constante de couplage de l'interaction. Le terme de constantes est un peu mal choisi car leurs valeurs varient avec l'échelle d'énergie Q^2 . La table 1.1 reprend les valeurs des constantes de couplages forte, faible et électromagnétique.

Interaction	Nom de la constante	Symbole	Valeur
Interaction Forte	-	α_S	0,1184
Électromagnétisme	Constante de structure fine	α_{EM}	$\sim 1/129$
Interaction faible	Angle de mélange	θ_W	0,23146

TABLE 1.1 – Valeurs des constantes de couplage des trois interactions fondamentales à $Q^2 = M_Z^2 = (91.19 \text{ GeV})^2$ [12].

1.2 Liberté Asymptotique et Confinement

1.2.1 La course de la constante de couplage QCD et Renormalisation

Comme dit précédemment, la constante de couplage n'est pas une constante à proprement parler, mais elle dépend généralement de l'échelle d'énergie Q^2 . Lorsque l'on étudie une variable quelconque R en faisant un développement perturbatif, les séries en perturbation doivent être renormalisées pour retirer les divergences ultraviolettes,

c'est-à-dire lorsque l'échelle tend vers l'infini, présentes par exemple sur les corrections de boucle au propagateur du gluon comme illustré sur la figure 1.1.

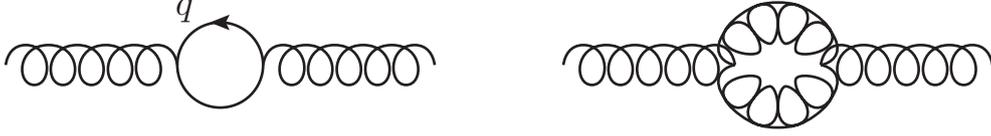


FIGURE 1.1 – Corrections de boucle quark à gauche et gluon à droite pour le propagateur d'un gluon [4].

Pour ce faire il est introduit une seconde échelle μ , qui agit comme coupure sur les bornes d'intégration, par exemple :

$$\int_0^\infty \frac{dq}{q} \rightarrow \int_0^\mu \frac{dq}{q} \quad (1.2)$$

La variable R dépend alors du rapport Q^2/μ^2 et par conséquent n'est pas constante. Cela mène aussi au fait que le couplage renormalisé α_S dépend du choix fait pour la valeur du paramètre μ que l'on appelle *échelle de renormalisation*.

Cependant μ est un paramètre arbitraire et le lagrangien QCD ne fait aucunement mention de ce paramètre. Autrement dit R ne peut dépendre de la valeur de μ . Si R est une variable sans dimension, elle ne peut dépendre que du rapport Q^2/μ^2 et du couplage α_S renormalisé. Cela veut dire que [1, 4] :

$$\mu^2 \frac{d}{d\mu^2} R(Q^2/\mu^2, \alpha_S) = \left[\mu^2 \frac{\partial}{\partial \mu^2} + \mu^2 \frac{\partial \alpha_S}{\partial \mu^2} \frac{\partial}{\partial \alpha_S} \right] R = 0 \quad (1.3)$$

Pour réécrire cette équation de manière plus compact, notons

$$t = \ln \left(\frac{Q^2}{\mu^2} \right), \quad \beta(\alpha_S) = \mu^2 \frac{\partial \alpha_S}{\partial \mu^2}$$

de ce fait l'équation 1.3 peut s'écrire comme :

$$\left[-\frac{\partial}{\partial t} + \beta(\alpha_S) \frac{\partial}{\partial \alpha_S} \right] R(e^t, \alpha_S) = 0 \quad (1.4)$$

qui se résoud en introduisant α_S comme fonction nouvelle via :

$$t = \int_{\alpha_S(\mu)}^{\alpha_S(Q)} \frac{dx}{\beta(x)} \quad (1.5)$$

1.2.2 Confinement

Que ce soit dans la matière ou dans le vide, l'interaction électromagnétique montre un effet particulier que l'on appelle écrantage. Cet effet d'écrantage aux petites échelles est induit par les corrections virtuelles de création et annihilation permanentes de paires de fermions. Cela a pour effet de diminuer la charge perçue avec la distance.

Dans le cas de l'interaction forte (QCD), c'est exactement le contraire qui se produit, un effet d'anti-écrantage. Alors que deux électrons, à force qu'ils s'éloignent l'un de l'autre, ils subissent une diminution de leur constante de couplage α_{EM} pour atteindre de manière asymptotique avec la distance le cas limite où $\alpha_{EM} = 1/137$. Dans la même situation, la constante de couplage des interactions fortes α_S explose. Cela a pour effet que si l'on écarte deux quarks, l'interaction entre eux va s'intensifier au point de créer de nouvelles particules, quarks et gluons. Cela a pour conséquence aussi que les quarks ne peuvent voyager seuls et doivent toujours faire partie d'une structure plus grande, c'est-à-dire un hadron. On appelle ce fait le confinement des quarks.

1.2.3 Liberté asymptotique

Mais il y a encore autre chose de fort particulier. Si α_S augmente avec la distance, cela signifie qu'elle diminue avec l'échelle d'énergie en jeu. En présence d'une échelle dure, c'est-à-dire à haute valeur de Q^2 , les quarks seront de moins en moins soumis à l'interaction forte et disposeront donc d'une plus grande liberté et seront moins confinés. C'est ce que l'on appelle la liberté asymptotique.

L'ensemble des effets engendrés par la variation des valeurs des constantes de couplage est représenté sur la figure 1.2 qui fait la comparaison entre le cas électromagnétique et le cas de l'interaction forte.

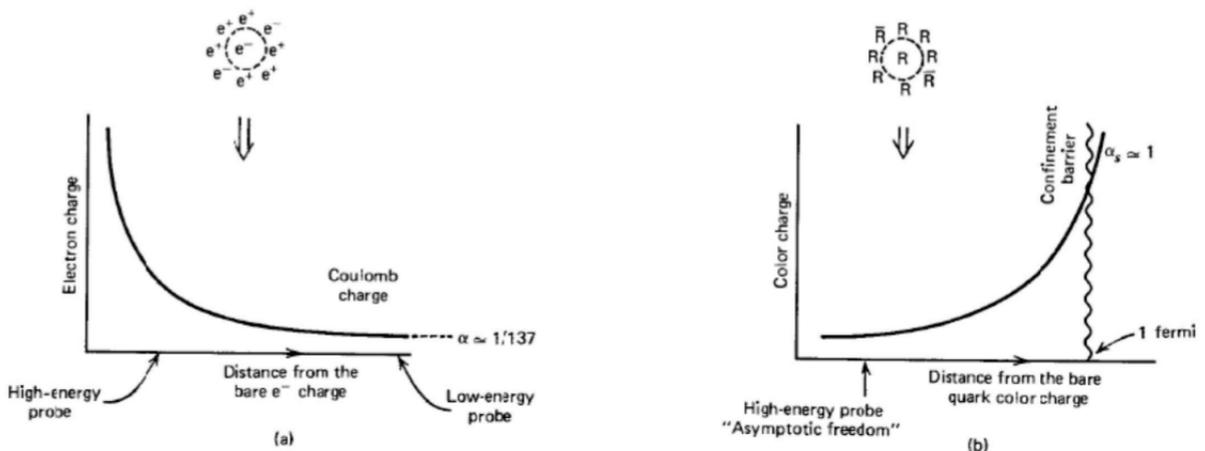


FIGURE 1.2 – Représentation de l'évolution des constantes de couplage électromagnétique, à gauche, et forte, à droite, avec les différents effets les concernant [4].

1.3 Fonctions de distribution

Le plus souvent on représente les hadrons par leurs quarks de valences, par exemple : $p = uud$. Mais la réalité est tout autre et se limiter à cette interprétation pose de gros problèmes. Les premières mesures datent de 1967 avec une longue série d'expériences de diffusion profondément inélastique d'électrons sur protons. Il a fallu introduire dans l'étude cinématique des interactions sur hadrons des fonctions inconnues que l'on appelle *fonctions de structure (PDF)* qui représentent la structure interne du proton.

L'indépendance de ces fonctions de structure en l'échelle d'énergie servira à motiver le modèle des partons de Feynman. Les objets internes constituant le proton sont ponctuels et n'interagissent pas entre eux. Ces partons seront plus tard identifiés aux quarks et aux gluons.

L'étude sur les densités de quarks montra qu'il fallait ajouter la contribution de paires $q\bar{q}$ aux petites fractions d'impulsion, car la densité de partons menait à des divergences. Cet ensemble de quarks de faibles fractions d'impulsion fut appelé quarks de la mer. Ce résultat a son importance car il explique la possibilité de nombreux processus dans les interactions proton-proton, comme par exemple le Drell-Yan qui fait intervenir un quark et un anti-quark de mêmes saveurs.

1.4 Théorème de factorisation

Comme on l'a vu, il y a deux régimes distincts en fonction de l'échelle d'énergie Q^2 . Pour une faible valeur d' α_S , un développement perturbatif est possible pour permettre le calcul de grandeurs physiques. On fait alors un développement en série de l'observable physique d'intérêt suivant la constante de couplage forte : c'est la QCD perturbative ou pQCD. Pour les plus hautes valeurs d' α_S le développement n'est évidemment plus possible et cela affecte les calculs de sections efficaces.

Le théorème de factorisation démontre que les sections efficaces peuvent se factoriser, au moins jusqu'à l'ordre $1/Q^2$, en une partie décrivant l'interaction à courte distance $\hat{\sigma}$ calculable par la QCD perturbative et une autre caractérisant l'interaction à longue distance et regroupant les effets non perturbatifs dans les PDFs [14]. De manière générale [1, 4] :

$$\sigma_{hh' \rightarrow X(Q)}(Q) = \sum_{a,b=q,\bar{q},g} \int_0^1 dx_1 dx_2 f_{a/h}(x_1, \mu_F) f_{b/h'}(x_2, \mu_F) \hat{\sigma}_{ab \rightarrow X(Q)}(x_1, x_2, Q, \mu_F, \alpha(\mu_R)) \times \theta(x_1 x_2 p_h \cdot p_{h'} - Q^2) \quad (1.6)$$

où l'échelle de renormalisation est μ_R . Le paramètre μ_F , appelé *échelle de factorisation*, est un paramètre arbitraire qui marque la limite entre les longues et les courtes distances. Cela veut dire que les partons décrivant la structure du proton ont été évolués jusqu'à l'échelle d'énergie μ_F . L'échelle μ_F doit être du même ordre de grandeur que l'échelle Q qui caractérise l'interaction parton-parton. Très souvent il est choisi que

$$\mu_R = \mu_F = Q.$$

L'équation 1.6 n'est valable évidemment que dans les cas où Q^2 est asymptotiquement grand, ou, de manière pratique, que Q^2 est plus grand que quelques GeV.

Chapitre 2

Le processus Drell-Yan

Le processus Drell-Yan dans sa plus simple expression consiste en la réaction suivante : un quark et un anti-quark s'annihilent en formant un boson vecteur neutre Z ou un photon virtuel γ^* . Ce dernier se désintègre ensuite en un couple leptons anti-leptons de même nature. Autrement dit, la réaction consiste en $q + \bar{q} \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow l + \bar{l}$. Les deux quark et anti-quark sont bien entendu issus des deux protons mis en collision. Le reste des composants des protons peut donner lieu à d'autres processus d'interaction forte en cascade qui se présente sous la forme de deux jets émis dans le sens des faisceaux de protons, et de directions opposées [2].

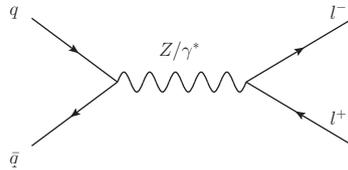


FIGURE 2.1 – Diagramme de Feynman du Drell-Yan à l'ordre dominant.

2.1 Sections efficaces

2.1.1 Passage du mode partonique au mode protonique

De manière générale, on peut écrire la section efficace d'un processus en fonction de la cinétique des éléments de base. Dans le cas présent ces éléments sont les partons $q\bar{q}$ mais il est impossible de savoir à l'avance leurs énergie-impulsions avant la réaction. Comme les deux quarks en question font chacun partie d'un tout, les deux protons, et que l'on connaît l'énergie-impulsion de ce tout, grâce au théorème de factorisation, on peut supposer que le parton emporte dans le processus une fraction x_i de l'impulsion P_i du proton i . Autrement dit $p_i = x_i P_i$.

Seulement il faut aussi tenir compte des fonctions de distribution des partons dans le proton. Si l'on se limite à l'ordre le plus bas et que l'on suppose que $M \ll M_Z$ alors

les fonctions de distribution sont indépendantes de M : $f_{q/\bar{q}}(x_i)$. Mais ici la recherche se concentre autour de M_Z et ces approximations ne sont plus valables.

Si $\hat{\sigma}_{q\bar{q} \rightarrow l^+l^-}$ est la section efficace au niveau partonique, pour plus de lisibilité les grandeurs associées à ce niveau sont munies du couvre-chef $\hat{}$, alors le théorème de factorisation nous permet d'établir le lien suivant avec le niveau protonique $\sigma_{pp \rightarrow l^+l^-}$:

$$\sigma_{pp \rightarrow l^+l^-} = \sum_q \int dx_1 dx_2 f_q(x_1, M^2) f_{\bar{q}}(x_2, M^2) \hat{\sigma}_{q\bar{q} \rightarrow l^+l^-}(\hat{s} = Q^2) \quad (2.1)$$

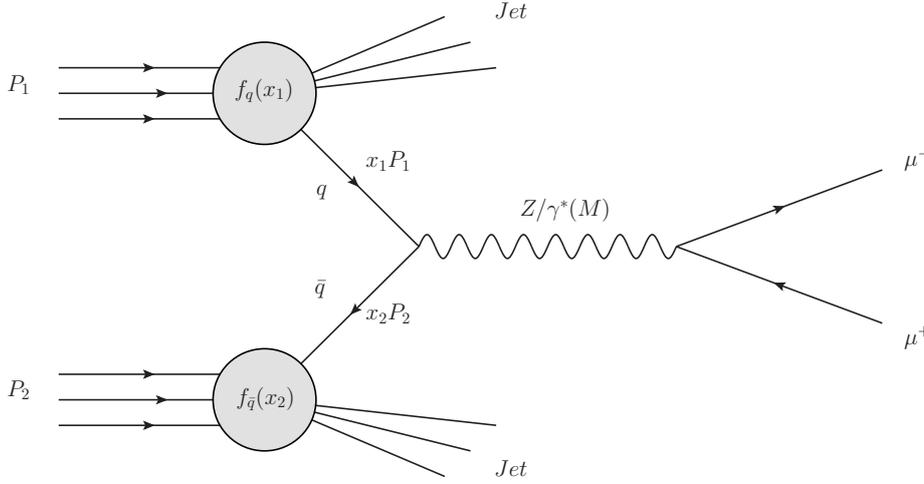


FIGURE 2.2 – Processus Drell-Yan produisant deux muons avec prise en compte des fractions d'impulsions des quarks par rapport aux protons et des fonctions de distribution.

2.1.2 À l'ordre le plus bas (LO)

La section efficace du Drell-Yan dans son expression la plus simple peut être obtenue à partir de la section efficace de $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$, tout en incluant un facteur $1/N_c = 1/3$ tenant compte de l'état de couleur initial des quarks, Q_q étant la charge du quark q . Pour commencer de manière simple, on se place dans un régime où M , la masse invariante, est petite par rapport à la masse du boson Z . Si $M \ll M_Z$ on peut mettre de côté la contribution du Z pour le moment. On peut montrer que :

$$\hat{\sigma}(q(p_1)\bar{q}(p_2) \rightarrow l^+l^-) = \frac{4\pi\alpha^2}{3\hat{s}} \frac{1}{N_c} Q_q^2 \quad (2.2)$$

où $\hat{s} = (p_1 + p_2)^2 = x_1x_2s$ est l'énergie dans le référentiel du centre de masse des deux quarks. Si nous passons à l'expression différentielle en M^2 , la masse invariante du photon virtuel, nous avons :

$$\frac{d\hat{\sigma}}{dM^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{3M^2} \frac{1}{N_c} Q_q^2 \delta(\hat{s} - M^2) \quad (2.3)$$

Si maintenant nous devons tenir compte des fractions d'impulsion des quarks par rapport aux protons :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dM^2} &= \int_0^1 dx_1 dx_2 \sum_{q=1}^{N_f} \{f_q(x_1)f_{\bar{q}}(x_2) + f_{\bar{q}}(x_1)f_q(x_2)\} \frac{d\hat{\sigma}}{dM^2}(q\bar{q} \rightarrow l^+l^-) \\ &= \frac{4\pi\alpha^2}{3M^2} \frac{1}{N_c} \int_0^1 dx_1 dx_2 \delta(x_1 x_2 s - M^2) \left[\sum_{q=1}^{N_f} \{f_q(x_1)f_{\bar{q}}(x_2) + f_{\bar{q}}(x_1)f_q(x_2)\} \right] \end{aligned} \quad (2.4)$$

La somme sur les N_f saveurs de quarks et le terme $f_{\bar{q}}(x_1)f_q(x_2)$ spécifient les contributions supplémentaires des différents couples anti-quark–quark.

2.1.3 Contribution du Z

Aux plus hautes énergies, il n'est plus possible d'ignorer la contribution du Z . La largeur du Z étant petite par rapport à sa masse ($M_Z = 91$ GeV et $\Gamma_Z = 2, 50$ GeV) on peut considérer que la particule est relativement stable [1].

On peut montrer que :

$$\hat{\sigma}^{q\bar{q} \rightarrow Z} = \frac{\pi}{3} \sqrt{2} G_F M_Z^2 (V_q^2 + A_q^2) \delta(\hat{s} - M_Z^2) \quad (2.5)$$

où V et A sont les couplages vectoriels et axiaux respectifs des quarks.

Si maintenant nous mettons tout ensemble, c'est-à-dire la contribution du photon, du Z et de leur interférence, tout en tenant compte de la désintégration en deux leptons :

$$\hat{\sigma}(q\bar{q} \rightarrow l^+l^-) = \frac{4\pi\alpha^2}{3\hat{s}} \frac{1}{N_c} \left[Q_q^2 - 2Q_q V_l V_q \mathcal{S}_{\gamma/Z}(\hat{s}) + (A_l^2 + V_l^2)(A_q^2 + V_q^2) \mathcal{S}_Z(\hat{s}) \right] \quad (2.6)$$

où le terme de contribution du Z s'exprime comme :

$$\mathcal{S}_Z(\hat{s}) = \left[\frac{\sqrt{2} G_F M_Z^2}{4\pi\alpha} \right]^2 \frac{\hat{s}^2}{(\hat{s} - M_Z^2) + \Gamma_Z^2 M_Z^2} \quad (2.7)$$

et le terme d'interférence comme :

$$\mathcal{S}_{\gamma/Z}(\hat{s}) = \frac{\sqrt{2} G_F M_Z^2}{4\pi\alpha} \frac{\hat{s}(\hat{s} - M_Z^2)}{(\hat{s} - M_Z^2)^2 + \Gamma_Z^2 M_Z^2} \quad (2.8)$$

2.1.4 Corrections perturbatives QCD (NLO)

À l'ordre suivant de QCD, le NLO, il faut faire un développement perturbatif en α_S correspondant aux premières corrections virtuelles et réelles au niveau partonique.

Fermions			Q_f	V_f	A_f
u	c	t	$+\frac{2}{3}$	$(+\frac{1}{2} - \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W) \sim +0,191$	$+\frac{1}{2}$
d	s	b	$-\frac{1}{3}$	$(-\frac{1}{2} + \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W) \sim -0,345$	$-\frac{1}{2}$
ν_e	ν_μ	ν_τ	0	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$
e	μ	τ	-1	$(-\frac{1}{2} + 2 \sin^2 \theta_W) \sim -0,036$	$-\frac{1}{2}$

TABLE 2.1 – Table de la charge et des différents couplages vectoriels V_f et axiaux A_f des fermions fondamentaux [1].

Et réécrivant l'équation 2.4 au niveau partonique :

$$M^4 \frac{d\hat{\sigma}}{dM^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{3N_c} \tau \hat{\mathcal{F}}(\tau) \quad (2.9)$$

où

$$\tau = \frac{M^2}{\hat{s}} \quad (2.10)$$

Si l'on se met dans le cadre de la QCD perturbative, la fonction $\hat{\mathcal{F}}$ peut être développée en terme de α_S :

$$\hat{\mathcal{F}}(\tau) = \hat{\mathcal{F}}_0(\tau) + \frac{\alpha_S}{2\pi} \hat{\mathcal{F}}_1(\tau) + \dots \quad (2.11)$$

Il y a différentes corrections au NLO, chacune apportant des singularités. La figure 2.3 montre les différentes contributions en $\mathcal{O}(\alpha_S)$:

- les corrections avec *gluons virtuels* qui font intervenir des boucles à l'ordre dominant ($\hat{\mathcal{F}}_1^{q\bar{q},V}$),
- les émissions de *gluons réels*, de type $q(p_1) + \bar{q}(p_2) \rightarrow \gamma^* + g(k)$ ($\hat{\mathcal{F}}_1^{q\bar{q},R}$),
- et les corrections *quark-gluon scattering* $q(p_1) + g(p_2) \rightarrow \gamma^* + q(k)$ prises avec leur équivalent $\bar{q}g$ ($\hat{\mathcal{F}}_1^{qg}$).

Les trois types de singularités sont :

- les divergences **ultraviolettes (UV)** qui viennent des corrections de boucles, lorsque l'énergie du parton émis tend vers l'infini,
- les divergences **infrarouges (IR)** qui viennent des contributions réelles et virtuelles à cause d'émissions de gluon soft, c'est-à-dire de très faible énergie. Ce genre de singularité se produit dans le cas d'émission de particules sans masse, lorsque l'énergie tend alors vers zéro, on parle donc de singularité de masse,
- et les divergences **collinéaires** qui sont introduites lorsque l'impulsion transverse k_T du gluon par rapport au quark dont il est issu, tend vers zéro.

Les divergences UV sont traitées par renormalisation avec l'utilisation de différentes techniques. La plus simple est de les absorber dans la renormalisation de la constante de couplage les divergences, ou celle de la régularisation dimensionnelle [1]. Les divergences IR concernent tous les diagrammes virtuels et réels. Ces divergences apparaissent à

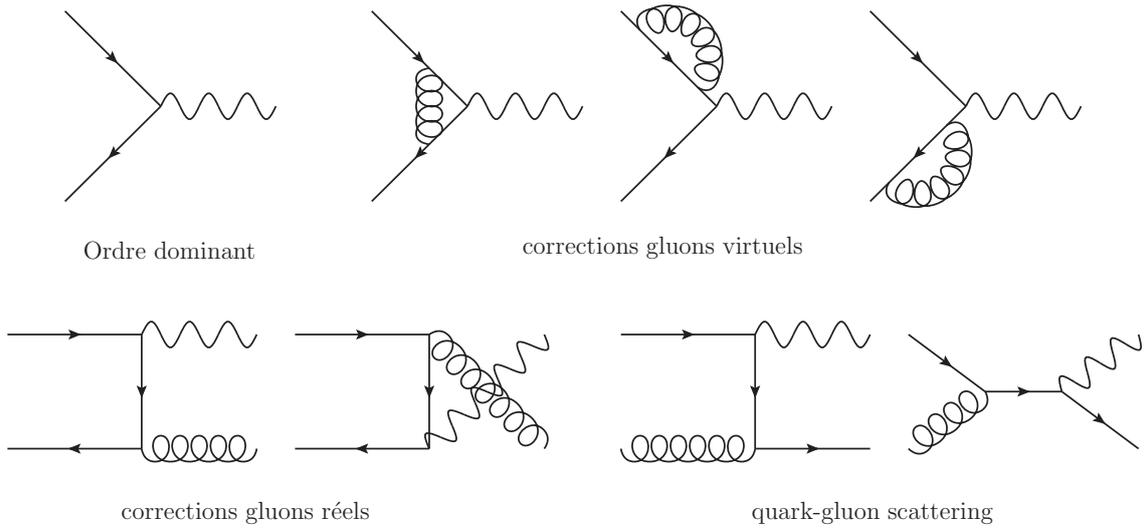


FIGURE 2.3 – Diagrammes aux LO et NLO participant au Drell-Yan, les flèches représentent les quarks et anti-quarks, l’ondulation le Z/γ^* , et les serpentins les gluons [1].

chacun individuellement mais elles s’annulent entre elles lorsque les diagrammes sont mis en interférences. Les divergences collinéaires sont elles absorbées dans la définition des PDFs.

2.2 Distribution en impulsion transverse

2.2.1 Mesure de l’impulsion transverse

Étudier l’impulsion transverse du processus Drell-Yan fait intervenir des éléments de la QCD tant perturbative que non-perturbative. Ici, elle est étudiée via la production de deux muons de charges opposées. L’impulsion transverse du système $\vec{p}_T^{\mu\mu}$ est définie comme l’impulsion des deux muons qui peut être transposée comme le p_T du Z/γ^* :

$$\vec{p}_T^{\mu_1} + \vec{p}_T^{\mu_2} = \vec{p}_T^{\mu\mu} = \vec{p}_T^Z \quad (2.12)$$

Au LO, dans l’approche de factorisation de QCD habituelle, l’impulsion transverse du boson vecteur devrait être nulle. Mais ce n’est qu’une approximation. Si un des quarks émettait un gluon il faudrait clairement que $\vec{p}_T^{\mu\mu} \propto \vec{p}_T^g$, comme sur la figure 2.4.

D’autre part, il faudrait regarder l’éventuel mouvement intrinsèque des partons dans les protons.

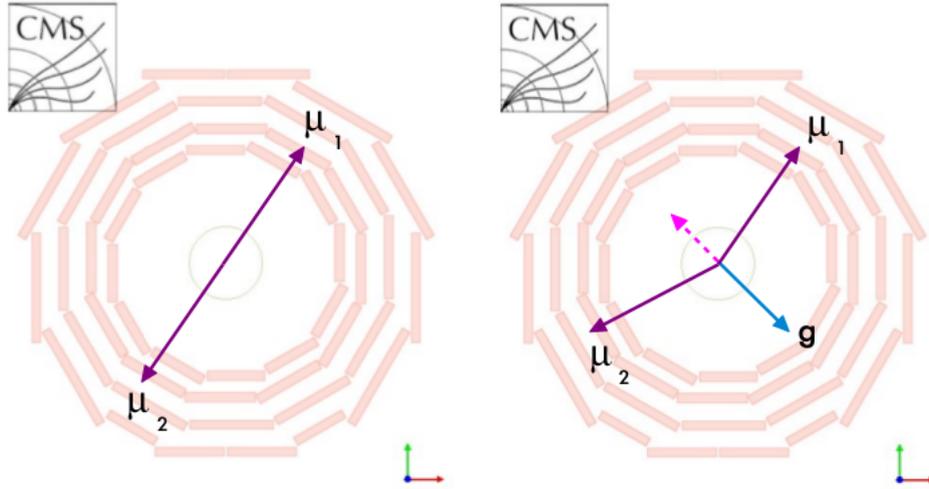


FIGURE 2.4 – Drell-Yan produisant deux muons. À gauche la contribution au LO et à droite au NLO, en vue d’une coupe transversale du détecteur CMS. Au NLO, un gluon, comme exemple ici, ou un quark est émis amenant une impulsion transverse au système muon–muon. Le gluon, ou le quark, sera observé sous la forme d’un jet. [7].

2.2.2 Mouvements de Fermi

Les quarks dans les hadrons ne sont pas totalement immobiles par rapport au centre de masse de ces derniers. Ils sont généralement soumis à ce que l’on appelle le mouvement de Fermi, mouvement intrinsèque des quarks dans les hadrons. Cela vient tout simplement du fait que l’incertitude d’Heisenberg est d’application : $\Delta x \cdot \Delta p > \hbar/2$. En prenant par exemple Δx comme le rayon de charge du proton qui vaut 0,87 fm, on a que :

$$\Delta p > \frac{\hbar}{2\Delta x} = 113,43 \text{ (MeV)} \quad (2.13)$$

Or il a été montré expérimentalement que l’impulsion de Fermi prenait la forme d’une gaussienne [1] :

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d^2\sigma}{d^2k_T} = \frac{b}{2\pi} \exp\left(-\frac{b k_T^2}{2}\right) \quad (2.14)$$

centrée sur $(\pi/4b)^{\frac{1}{2}} = 760 \text{ MeV}$. Ce qui montre que les mouvements de Fermi ne sont pas les seuls à l’origine des impulsions transverses [1].

2.2.3 Développement perturbatif

Les bosons Z sont produits avec une impulsion transverse relativement petite, c’est-à-dire que $p_T \ll M_Z$. Pour des raisons pratiques on parlera du Z mais ça sous-entend qu’il s’agit aussi du photon virtuel. Cependant les événements ont une distribution également à plus forte p_T que ceux attendus par les mouvements de Fermi. Les mécanismes principaux sont les processus $q\bar{q} \rightarrow Zg$ et $qg \rightarrow Zq$ qui font partie des corrections NLO.

En calculant les éléments de matrice exprimés avec les variables de Mandelstam qui représentent les différents diagrammes possibles :

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

$$\hat{t} = (q_Z - p_q)^2$$

$$\hat{u} = (p_g + p_q)^2$$

avec le carré de la masse invariante du Z , $q_Z^2 = M_Z^2$, nous avons, en négligeant la contribution du photon :

$$\overline{\sum} |\mathcal{M}^{q\bar{q} \rightarrow Zg}|^2 = \pi \alpha_S \sqrt{2} G_F M_Z^2 (V_q^2 + A_q^2) \frac{8 \hat{t}^2 + \hat{u}^2 + 2M_Z^2 \hat{s}}{9 \hat{t} \hat{u}} \quad (2.15)$$

$$\overline{\sum} |\mathcal{M}^{qg \rightarrow Zq}|^2 = \pi \alpha_S \sqrt{2} G_F M_Z^2 (V_q^2 + A_q^2) \frac{1 \hat{s}^2 + \hat{u}^2 + 2M_Z^2 \hat{t}}{3 - \hat{s} \hat{u}} \quad (2.16)$$

Les pôles à $\hat{t} = 0$ et $\hat{u} = 0$ dans les éléments de matrice causent à l'ordre dominant une divergence en $p_T \rightarrow 0$. Cela vient de l'émission de gluons softs dans le processus $q\bar{q} \rightarrow Zg$. De manière générale la section efficace des corrections réelles s'expriment comme

$$\frac{d\sigma^R}{dp_T^2} = \left(A \frac{\ln(M^2/p_T^2)}{p_T^2} + B \frac{1}{p_T^2} + C(p_T^2) \right) \quad (2.17)$$

avec A et B comme coefficients calculables et C comme fonction intégrable. Les différentes corrections virtuelles ne contribuent que pour $p_T \rightarrow 0$, autrement dit : $d\sigma^V/dp_T^2 \propto \delta(p_T^2)$, et leurs contributions amènent une prescription "plus" :

$$\frac{d\sigma^{R+V}}{dp_T^2} = \alpha_S \left(A \left[\frac{\ln(M^2/p_T^2)}{p_T^2} \right]_+ + B \left[\frac{1}{p_T^2} \right]_+ + \overline{C}(p_T^2) \right) \quad (2.18)$$

de manière à ce que l'intégration soit finie,

$$\int dp_T^2 \frac{d\sigma^{R+V}}{dp_T^2} = \alpha_S \int dp_T^2 \overline{C}(p_T^2) \quad (2.19)$$

La prescription "plus" est un outil de régularisation. Brièvement, pour une fonction f suffisamment lisse :

$$\int_0^1 dx \frac{f(x)}{(1-x)_+} = \int_0^1 dx \frac{f(x) - f(1)}{1-x} \quad (2.20)$$

avec

$$\frac{1}{(1-x)_+} = \frac{1}{1-x} \text{ pour } 0 \leq x \leq 1 \quad (2.21)$$

À très faible impulsion transverse, les mouvements intrinsèques des quarks et gluons ne peuvent être oubliés et sont la partie non-perturbative du développement. À plus hautes valeurs de p_T , une approche purement perturbative devrait être adéquate [1].

Cependant, la relativement faible valeur de p_T par rapport à la masse invariante du

boson impose de garder les termes d'ordre supérieurs de la série. En particulier l'émission de plusieurs gluons softs devient plus importante. Les contributions dominantes à chaque ordre ont la forme :

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma^{NLO}}{dp_T^2} \simeq \frac{1}{p_T^2} \left[A_1 \alpha_S \ln \frac{M^2}{p_T^2} + A_2 \alpha_S^2 \ln^3 \frac{M^2}{p_T^2} + \dots + A_n \alpha_S^n \ln^{2n-1} \frac{M^2}{p_T^2} + \dots \right] \quad (2.22)$$

avec les coefficients A_i calculables et de l'ordre de l'unité. L'expansion perturbative en α_S n'est praticable que si les échelles de masse et impulsion transverse sont du même ordre, sinon les ordres supérieurs sont non-négligeables, car si $p_T \ll M$,

$$\alpha_S \ln^2 \frac{M^2}{p_T^2} \gtrsim 1 \quad (2.23)$$

Dans ce cas l'expansion perturbative n'est pas appropriée, une manière de faire serait d'utiliser la resommation. En théorie des perturbations, les contributions des logarithmes de l'équation 2.22 peuvent être resommées à tous les ordres et donnent

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma^{NLO}}{dp_T^2} &\simeq \frac{d}{dp_T^2} \exp \left(-\frac{\alpha_S}{2\pi} C_F \ln^2 \left(\frac{M^2}{p_T^2} \right) \right) \\ &= \frac{\alpha_S}{\pi} C_F \frac{\ln \frac{M^2}{p_T^2}}{p_T^2} \exp \left(-\frac{\alpha_S}{2\pi} C_F \ln^2 \left(\frac{M^2}{p_T^2} \right) \right) \end{aligned} \quad (2.24)$$

fonction qui s'éteint à $p_T = 0$. C_F est la constante de couleur 4/3. Cependant, ce résultat n'est pas tout à fait correct. En particulier, il oublie l'émission multiple de gluons softs, raison pour laquelle il faut introduire un autre formalisme.

2.3 Resommation et Formalisme Collins-Soper-Sterman

Afin d'assurer la conservation de l'impulsion transverse sans imposer d'ordonnement en p_T , on passe à l'espace de Fourier en introduisant un paramètre vectoriel bidimensionnel \vec{b} , le paramètre d'impact, qui est la variable conjuguée de \vec{p}_T :

$$\delta^{(2)} \left(\sum_{i=1}^n \vec{k}_{Ti} - \vec{p}_T \right) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int d^2b e^{-i\vec{b} \cdot \vec{p}_T} \prod_{i=1}^n e^{i\vec{b} \cdot \vec{k}_{Ti}} \quad (2.25)$$

pour l'émission de n gluons ayant chacun une impulsion \vec{k}_{Ti} .

C'est dans ce cadre qu'est proposé le formalisme de resommation de Collins-Soper-Sterman (CSS). Dans ce formalisme, la section efficace du Drell-Yan produit par deux hadrons A et B et donnant X , n'importe quelle particule, est calculé de la manière

suivante :

$$\frac{d\sigma_{AB}}{dM^2 dp_T^2 dy} \simeq \underbrace{\int \frac{d^2b}{(2\pi)^2} e^{i\vec{p}_T \cdot \vec{b}} \widetilde{W}_{AB}(b, M, x_1, x_2)}_{\text{Terme resummé } \widetilde{W}} + \underbrace{Y(p_T, M, x_1, x_2)}_{\text{Terme } Y} \quad (2.26)$$

$$Y = \left(\frac{d\sigma_{AB}}{dM^2 dp_T^2 dy} \right)_{\text{ordre fixé}} - \left(\frac{d\sigma_{AB}}{dM^2 dp_T^2 dy} \right)_{\text{asymptotique}} \quad (2.27)$$

où y est la rapidité, x_1 et x_2 les fractions d'impulsion des deux quarks, $\widetilde{W}_{AB}(b)$ est la section efficace resumée à petit p_T et le terme Y qui est obtenu en soustrayant les termes apportant des singularités du résultat exact à ordre fixé. Il permet de faire la jointure entre les deux approches ; il donne une contribution négligeable aux petites valeurs de p_T mais devient dominant quand $p_T^2 \sim M^2$. La figure 2.5 montre les différentes contributions des termes \widetilde{W} et Y décomposé.

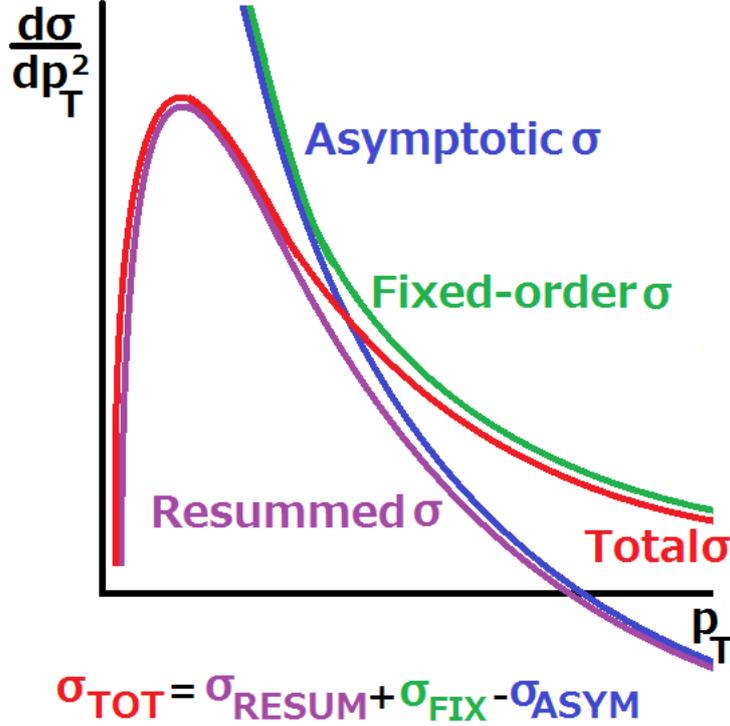


FIGURE 2.5 – Les différentes contributions du terme resummé, à ordre fixé et asymptotique. La section efficace à ordre fixé représente le cas où les émissions de gluons softs ne sont pas prises en compte et domine aux grandes valeurs de p_T . La section efficace asymptotique de la resommation doit être soustraite à la section efficace à l'ordre fixé pour éviter un double comptage [17].

\widetilde{W} peut s'exprimer comme :

$$\widetilde{W}_{AB}(b) = \sum_{q\bar{q}} \sigma_0^{q\bar{q}} e^{-S(b,M)} [\mathcal{P}_q(x_1, b_*) \mathcal{P}_{\bar{q}}(x_2, b_*) + \mathcal{P}_{\bar{q}}(x_1, b_*) \mathcal{P}_q(x_2, b_*)] \quad (2.28)$$

où $\sigma_0^{q\bar{q}}$ est la section efficace au LO au niveau partonique donnée par l'équation 2.5. Les fonctions \mathcal{P} expriment un produit de convolution entre les fonctions de distribution des partons avec des coefficients de Wilson calculables. Brièvement les coefficients de Wilson expriment les variations de saveurs des quarks dans divers processus. L'exposant est défini comme :

$$S(b, M) = \int_{(b_0/b)^2}^{M^2} \frac{d\mu^2}{\mu^2} \left[\mathcal{A}(\alpha_S(\mu)) \ln \left(\frac{M^2}{\mu^2} \right) + \mathcal{B}(\alpha_S(\mu^2)) \right] \quad (2.29)$$

avec $b_0 = 2e^{\gamma_E} \approx 1, 123$, une constante sans dimension, γ_E étant la constante d'Euler.

De manière plus générale, la fonction \widetilde{W} peut se factoriser en une partie perturbative $\widetilde{W}_{AB}^{pert}$ et une partie non-perturbative \widetilde{W}_{AB}^{NP} .

$$\widetilde{W}_{AB}(b) = \widetilde{W}_{AB}^{pert}(b_*) \cdot \widetilde{W}_{AB}^{NP}(b) \quad (2.30)$$

avec

$$b_* = \frac{b}{\sqrt{1 + (b/b_{max})^2}} \quad (2.31)$$

Des ajustements des paramètres aux données montrent que b_{max} est de l'ordre de 1 GeV⁻¹. Le facteur b_* , qui établit la limite entre les régimes perturbatif et non-perturbatif, n'excède jamais b_{max} , ce qui fait que $\widetilde{W}_{AB}^{pert}(b_*)$ peut être calculé en théorie des perturbations pour toutes valeurs de b_* [16].

La partie non perturbative constitue une fonction universelle qui doit être approximée par des modèles phénoménologiques contenant des paramètres mesurables. La dépendance en l'échelle M^2 est prédite par l'équation du groupe de renormalisation. Elle peut être réécrite comme ceci :

$$\widetilde{W}_{AB}^{NP}(b) = \exp \left[-F_1(b) \ln \left(\frac{M^2}{M_0^2} \right) - F_q(x_1, b) - F_{\bar{q}}(x_2, b) \right] \quad (2.32)$$

où les fonctions F_1 , F_q , et $F_{\bar{q}}$ doivent être extraites expérimentalement avec la contrainte que

$$\widetilde{W}_{AB}^{NP}(b=0) = 1 \quad (2.33)$$

Une autre manière de faire est de réorganiser l'équation 2.28 en séparant la puissance dominante $\widetilde{W}_{AB}^{LP}(b)$ d'une exponentielle non perturbative $e^{-\mathcal{F}_{NP}(b,M)}$ qui absorbe les termes que l'on écarte.

$$\widetilde{W}_{AB}(b) = \widetilde{W}_{AB}^{LP}(b) \cdot e^{-\mathcal{F}_{NP}(b,M)} \quad (2.34)$$

Pour $b \rightarrow 0$, l'approximation perturbative sera retrouvée : $\widetilde{W}_{AB}^{LP} \rightarrow \widetilde{W}_{AB}^{pert}$ parce que $\mathcal{F}_{NP} \rightarrow 0$. Pour des valeurs de b de l'ordre de 1 GeV⁻¹, on ne garde que la première contribution puissance écartée dans l'expression de \mathcal{F}_{NP} , elle est proportionnelle à b^2 :

$$\mathcal{F}_{NP} \approx b^2(a_1 + a_2 \ln(M/M_0) + a_3 \phi(x_1) + a_3(x_2)) + \dots \quad (2.35)$$

où a_1 , a_2 et a_3 sont des coefficients de magnitudes plus petites que 1 GeV^2 , et $\phi(x)$ est une fonction sans dimension. La dépendance de ϕ en les différents saveurs de quark est négligée car les régions analysées sont dominées par les présences des quarks u et d . L'on peut réécrire \mathcal{F}_{NP} de manière plus simple encore :

$$\mathcal{F}_{NP} = a(M)b^2 \quad (2.36)$$

La valeur de $a(M)$ a été étudiée par [15] à différentes valeurs de M , et leurs résultats à la figure 2.6 confirment le comportement en $\ln(M)$ prédit et que les dépendances en x sont faibles.

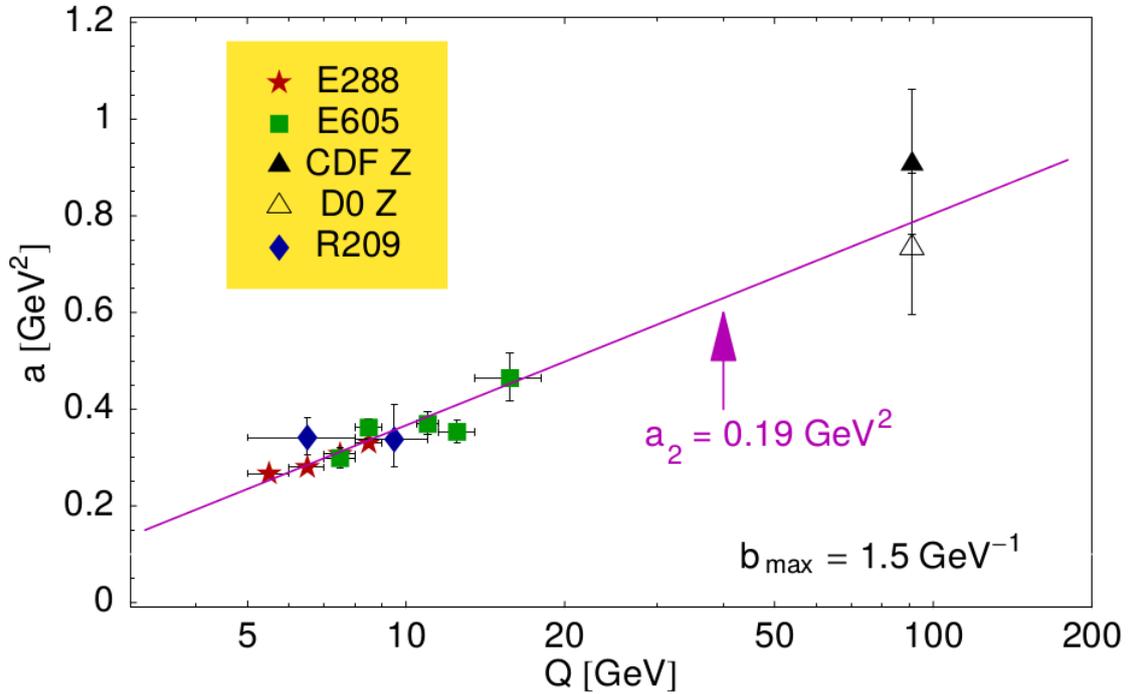


FIGURE 2.6 – Mesure du paramètre a en fonction de l'échelle d'énergie Q , par utilisation des mesures du processus Drell-Yan de différentes expériences [15].

2.4 ResBos

Le principe de ResBos, pour *Resummed Boson*, est un programme de calcul de section efficace spécialisé sur la resommation d'émissions de gluons doux à faible p_T^Z dans le cadre du Drell-Yan. Il tient compte de la désintégration du boson vecteur mais n'inclut pas de description de l'activité hadronique dans les événements. Comme les faibles p_T^Z sont ce qui nous intéresse ici, une comparaison sera faite entre les observations réelles et les prédictions de ResBos. La version utilisée fonctionnant au NLO+NNLL, introduit la paramétrisation Brock–Landry–Nadolsky–Yuan (BLNY), NNLL signifiant "next-next-leading-log" en référence au développement en termes logarithmiques de la

section efficace de l'équation 2.29. Cela signifie en fait que les fonctions \mathcal{A} et \mathcal{B} sont développées chacune jusqu'à $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$ [22].

En réalité il existe différentes paramétrisations, celle utilisée ici est la paramétrisation BLNY ayant une forme gaussienne. Le réarrangement des termes de l'équation 2.32 suivant cette paramétrisation donne :

$$\exp b^2 \left[-g_1 - g_2 \ln \left(\frac{M}{2M_0} \right) - g_1 g_3 \ln(100x_1 x_2) \right] \quad (2.37)$$

2.5 Ce qui nous intéresse, et un peu plus...

Dans le cadre des études sur la distribution faible impulsion transverse, ces dernières pour l'instant ne se sont concentrées que sur des échelles d'énergie bien plus petite que celles étudiées ici. La supposition que \mathcal{F}_{NP} soit universelle doit bien entendu être vérifiée à toutes les échelles de masse invariante. Il est nécessaire aussi de vérifier s'il existe des variations avec le niveau d'énergie donné aux protons dans les collisionneurs.

Apporter une mesure supplémentaire à la figure 2.6 par calcul des paramètres de la paramétrisation BNLN demanderait beaucoup de temps et d'analyses ce qui ne peut être fait ici. Nous nous limiterons donc à une étude plus qualitative. Une comparaison entre les données réelles, les données simulées par Monte-Carlo, et les données ResBos sera faite dans le cadre de ce présent travail.

Très récemment, la collaboration ATLAS a publié une étude comparable [26] mais aux lieux d'étudier le processus Drell-Yan et le boson Z , ils ont utilisé la production de boson H . Ils ont observé un comportement similaire aux faibles impulsions transverses que les modèles théoriques ne prenaient pas en compte. Leurs observations se trouvent sur la figure 2.7. Mais pour le moment c'est à prendre avec précaution car le nombre d'événements n'est pas très élevé. C'est une nouvelle fenêtre qui pour l'instant commence juste à s'ouvrir.

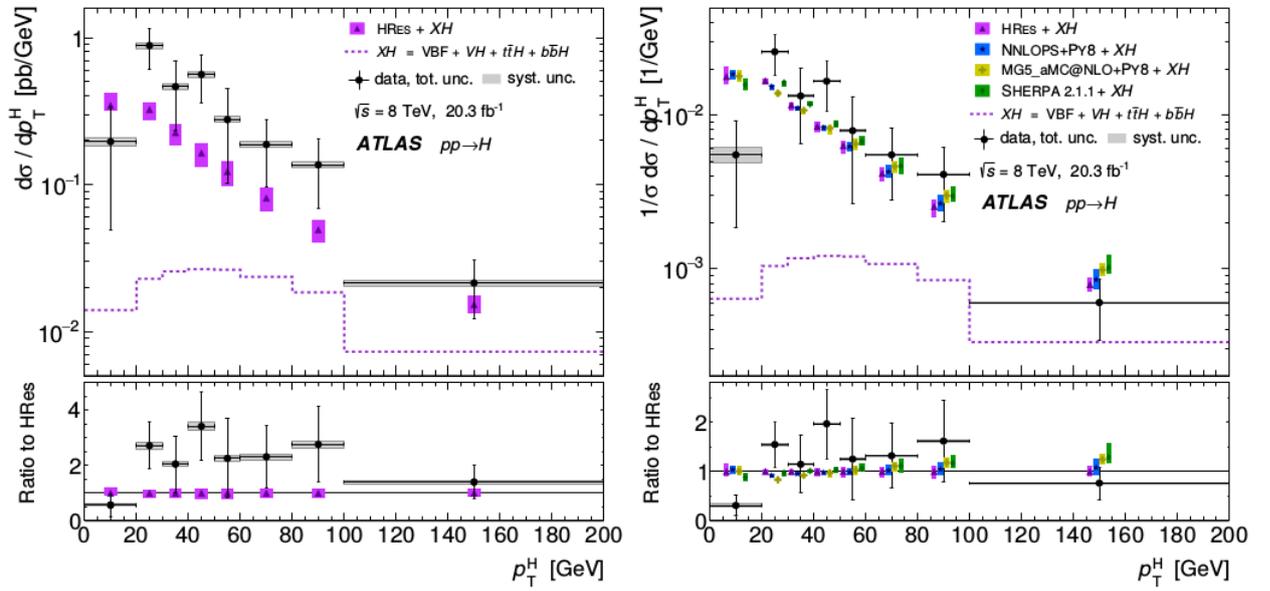


FIGURE 2.7 – Sections efficace différentielle, à gauche, et normalisée, à droite, pour la production de boson scalaire en fonction de son impulsion transverse, mesurées en combinant les canaux $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ [26].

Chapitre 3

Les Monte-Carlo

Face à la complexité d'une part des prédictions pour des observables comme la section efficace différentielle Drell-Yan, et l'espace des phases où elle est mesurée, et d'autre part de l'appareillage utilisé et donc des effets expérimentaux qu'il faudra corriger, une simulation précise du signal attendu s'impose. Pour ce faire on utilise ce que l'on appelle des Monte-Carlo, programmes de simulation fonctionnant sur la génération aléatoire d'événements. Les programmes les plus connus sont *MadGraph*, *Pythia*, *Sherpa*, et *Powheg*.

Chacun de ces Monte-Carlo a son mode de fonctionnement, bien que similaires sur un bon nombre de points, il existe des différences entre eux, sur ce qu'ils peuvent faire, et sur ce qu'ils prennent en compte.

3.1 Pythia

Pythia est un générateur avec une large gamme de possibilité de processus. C'est un générateur au *tree-level* qui génère tout aussi bien le processus en question par calcul des éléments de matrice associés que d'éventuelles gerbes partoniques, ce qui permet d'avoir un calcul précis des événements possibles.

3.1.1 Processus dur

Le processus dur est le processus réduit à sa plus simple expression et à ses éventuelles corrections. Le résultat du calcul de l'élément de matrice est codé de manière directe dans le programme *Pythia*. Cela impose à *Pythia* quelques difficultés, pour la plupart des processus *Pythia* est limité à des processus de type $2 \rightarrow 1$ (par exemple : $q\bar{q} \rightarrow Z/\gamma^*$) et $2 \rightarrow 2$ (par exemple : $q\bar{q} \rightarrow gZ/\gamma^*$).

3.1.2 Gerbes partoniques

Il y a deux types de gerbes partoniques, les FSR et les ISR. Les FSR, pour *Final State Radiation* (radiation de l'état final), concernent les partons présents à la fin du

processus représenté par le diagramme de Feynman. Les FSR consistent en la transformation d'un parton en un autre par émission d'un parton tiers. Elles sont généralement simulées comme une suite de production de partons, chacun emportant une fraction z de l'énergie du parton de départ. Il est possible de ne pas les inclure dans les données d'analyse. Des fois, comme dans la présente recherche, nous disposons de deux groupes de données, l'un tenant compte des FSR, l'autre n'y tenant pas compte. Nous avons utilisé le premier groupe car plus proche de la réalité.

Les ISR, pour *Initial State Radiation* (radiation de l'état initial) concernent les partons présents au début du processus. La démarche est semblable à celle des FSR, mais est plus complexe. Si l'on reprenait le principe des FSR c'est-à-dire regarder la production de particules et voir si l'énergie du parton après les ISR permet le processus dur, cela serait extrêmement inefficace. L'astuce est de faire le chemin inverse, simuler le processus dur et remonter jusqu'à l'état initial en repondérant l'événement généré, tout en prenant compte des PDFs.

3.1.3 Interaction multipartonique

Il est possible que, lorsque les deux protons entrent en interaction, il n'y ait pas seulement un seul processus mais d'autres faisant intervenir d'autres partons composant les protons. C'est particulièrement le cas aux hautes énergies. Le principe n'est pas bien connu et met en cause le théorème de factorisation de QCD ; il est actuellement étudié.

3.1.4 Hadronisation

Lorsque l'échelle d'énergie est proche d'une valeur limite (Λ_{QCD}), la constante de couplage α_S n'est plus suffisamment petite par rapport à l'unité et le développement perturbatif ne tient plus. En fait, les partons produits par le processus dur et les gerbes partoniques se recombinent pour former des particules sans couleur : les hadrons.

Il faut utiliser des modèles phénoménologiques pré-établis comme le modèle *Lund string* pour Pythia. L'idée est de relier deux partons par une corde dont l'énergie est proportionnelle à sa longueur. Lorsque les partons ont atteint une distance limite, la corde se "casse" et l'énergie qu'elle contient devient suffisante pour créer une paire $q\bar{q}$. Et ainsi de suite jusqu'à la formation d'un hadron complet de couleur blanche. L'ensemble des hadrons formés est appelé jet hadronique.

Tous ces éléments sont représentés sur la figure 3.1.

3.2 MadGraph

MadGraph est un générateur qui ne calcule que les éléments de matrice et ne génère que des événements suivant la section efficace calculée au niveau partonique. Il ne génère aucunement de gerbe partonique ni d'hadronisation. Il fonctionne également au *tree-level* mais permet une plus grande possibilité de simulation de processus dur par

rapport à Pythia. Il peut simuler un événement pouvant avoir jusqu'à quatre partons dans l'état final, par exemple dans le cas du Drell-Yan [13].

MadGraph doit être utilisé avec un autre générateur pour générer un processus tenant compte des gerbes partoniques et de l'hadronisation, et donc représenter la réalité. Dans le cas présent, c'est une combinaison avec Pythia qui est utilisée.

3.3 POWHEG

POWHEG, pour *POsitive Weight Hardest Emission Generator* est un générateur au NLO. Cela veut dire qu'il est spécialement conçu pour bien décrire l'ordre dominant (LO) et, en particulier, l'ordre suivant (NLO) dans le cadre d'émission de quarks lourds. Il tient donc compte des corrections de boucles. Dans le cas présent, Powheg est utilisé pour des simulations de processus durs de bruits de fond concernant le quark top. Pour ce qui est des gerbes partoniques et de l'hadronisation il est aussi couplé avec Pythia [8, 21].

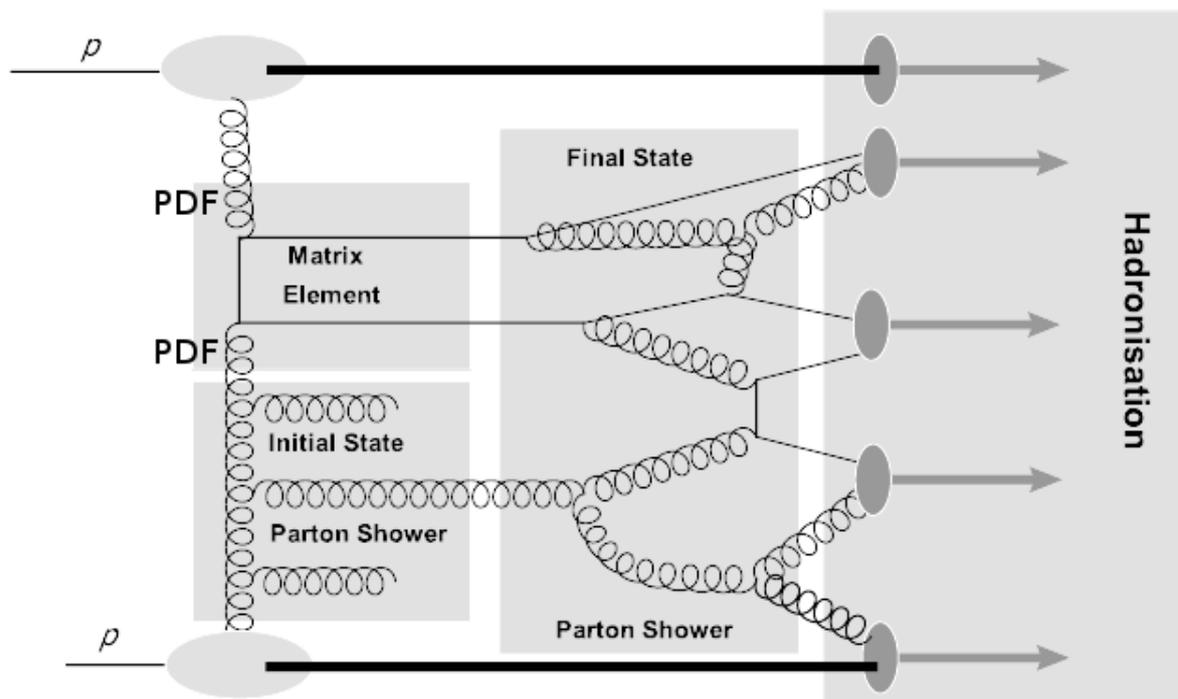


FIGURE 3.1 – Représentation des différents éléments de calcul dans les Monte-Carlo. L'élément de matrice correspond au processus dur [8].

3.4 Geant4

Geant4, pour *GEometry ANd Tracking* permet de simuler par processus Monte-Carlo l'effet des particules dans la matière. Il est utilisé pour simuler le détecteur.

Toutes les données simulées par MadGraph, Pythia ou PowHeg sont ensuite utilisées sous forme d'une liste de quadri-vecteurs pour simuler les observations qui en seront faites par le détecteurs. Geant4 simule les interactions successives des particules dans les différentes couches de matière qui constituent le détecteur, pour en simuler les impacts, permettant de reconstruire les traces, les dépôts d'énergie, l'ionisation, bruit, etc... et rend alors les données sous forme de signaux digitaux qui seront ensuite traités comme s'il s'agissait de données réelles [8].

Chapitre 4

Dispositifs expérimentaux

4.1 L'Organisation européenne pour la recherche nucléaire

Le CERN, comme il est appelé traditionnellement, fut fondé en 1954 et fut l'une des toutes premières collaborations européennes. Il est situé en grande partie près de Genève en Suisse, et en France, chose bien visible sur la figure 4.1. Le but avoué est de mettre en commun les moyens des différents pays participants pour créer un cadre propice à la recherche fondamentale en physique des particules.

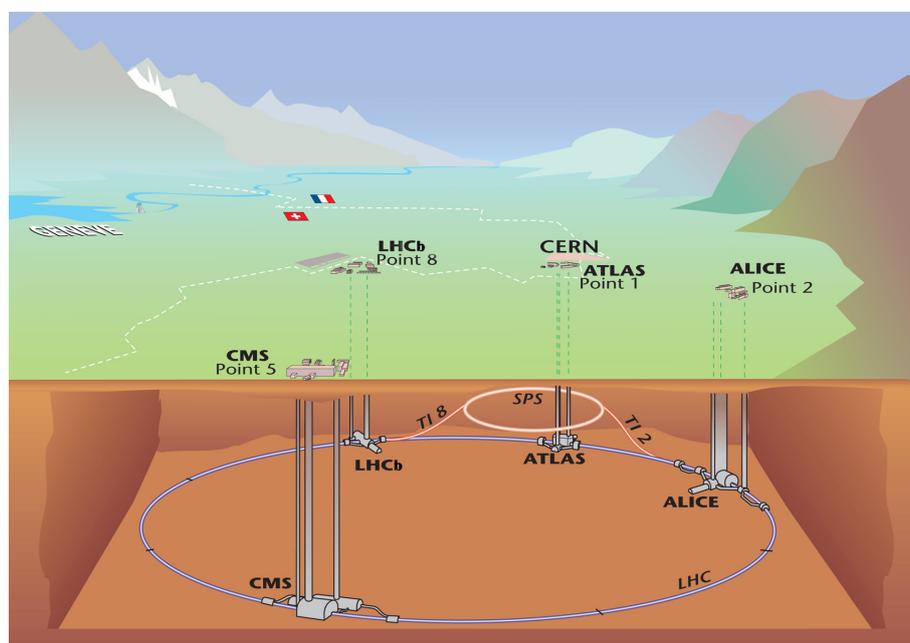


FIGURE 4.1 – Le CERN et les principales expériences du LHC entre la Suisse et la France [27].

4.2 Le LHC

Le *Large Hadron Collider* est à ce jour le plus grand et le plus puissant accélérateur de particules construit. Enfoui sous terre à une profondeur variant entre 50 et 175 mètres, en moyenne 100 m ; sa circonférence est de 27 km et se dessine à cheval sous la frontière franco-suisse. Les raisons de cet enfouissement sont à la fois d'ordre économique et pratique. En effet, il est plus économique de creuser un tunnel abritant une telle machine sans devoir racheter tout le terrain en surface. D'autre part l'écorce terrestre offre une certaine protection contre les rayons cosmiques qui risqueraient de perturber les mesures [6].

4.2.1 Chaîne d'injection

Les particules ne sont pas directement injectées dans le LHC, elles sont accélérées petit à petit dans différents accélérateurs avant d'être envoyées dans le grand collisionneur. Les protons sont extraits d'atomes d'hydrogène que l'on a ionisé. Ils sont ensuite introduits dans un accélérateur linéaire qui leur donne une première impulsion, le Linac 2. Ensuite il sont progressivement accélérés dans le Proton Synchrotron Booster dit PSB ou plus simplement Booster, juste après dans le Proton Synchrotron dit PS, puis dans le Super Proton Synchrotron dit SPS, pour enfin être envoyés dans le LHC et y subir une dernière accélération avant d'être mis en collision [9].

Tous les protons initiaux ne sont pas mis en collision, il y a quelques pertes mais surtout une partie des faisceaux peut être envoyée vers d'autres expériences qui demandent moins d'énergie et ce avant même d'entrer dans le SPS. La figure 4.2 montre l'ensemble du complexe d'accélération et quelques expériences au CERN.

Au cours de leur accélération, les protons se regroupent en petits paquets appelés bunches. Il y a plus de 2800 paquets formés, chacun comptant près de cent milliards de protons. Ces paquets entrent en collision aux lieux dédiés spécifiquement à cela, dont au centre du détecteur CMS.

Dans le cadre de la présente recherche, les protons avaient été accélérés pour obtenir une énergie de collision dans le référentiel du centre de masse de 8 TeV. Autrement dit, chaque faisceau accélère les protons jusqu'à 4 TeV de manière à ce qu'au final $\sqrt{s} = 8$ TeV.

4.2.2 Luminosités instantanée et intégrée

Il est bon ici d'introduire la luminosité. Cette grandeur représente le taux de collisions par unité de temps qui se produisent aux croisements des faisceaux. Dans le cas présent, la luminosité instantanée se définit comme :

$$L = f.n.\frac{N^2}{A} \tag{4.1}$$

CERN Accelerator Complex

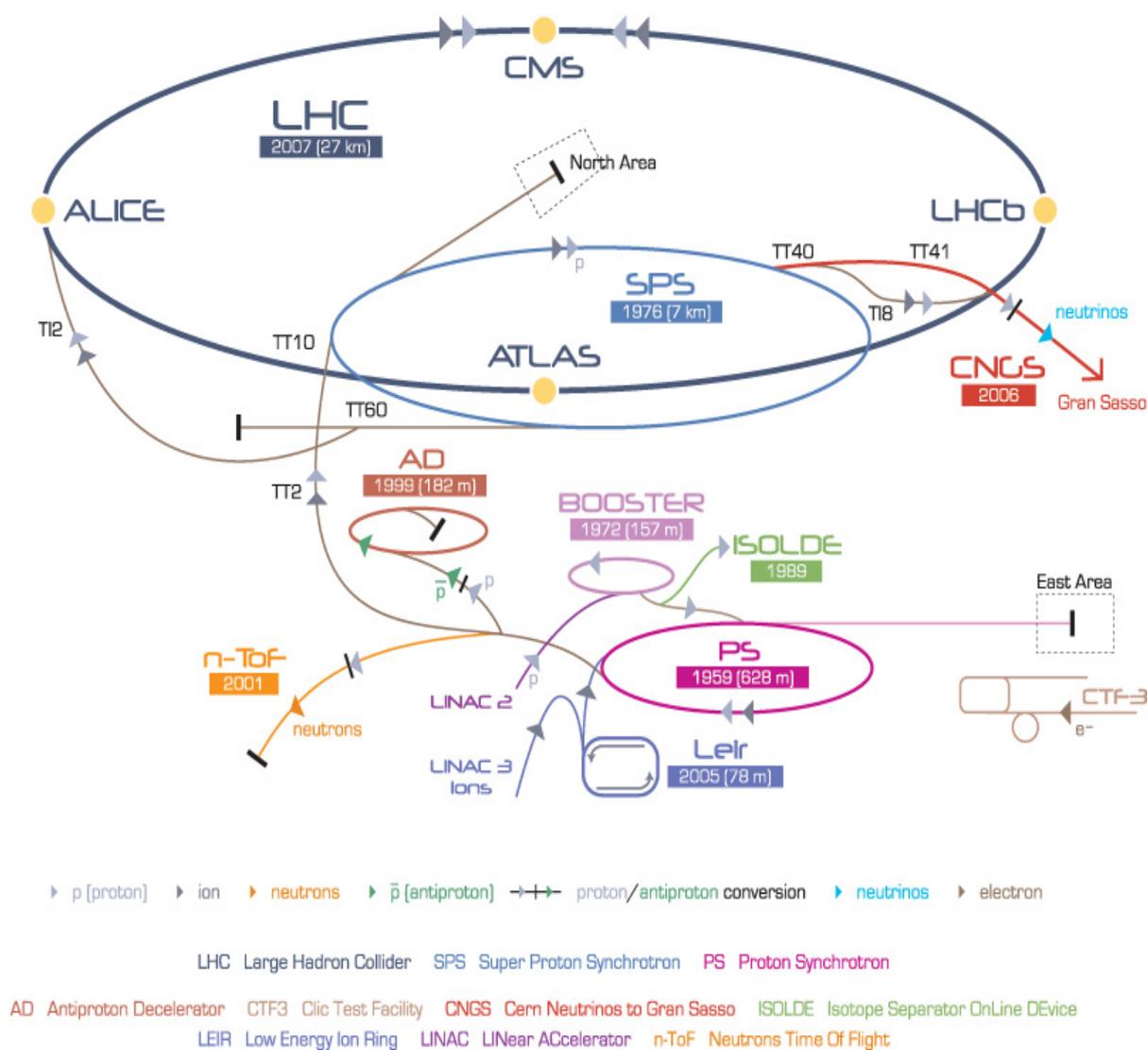


FIGURE 4.2 – Ensemble des différents accélérateurs du CERN. En dessous des noms il est possible de découvrir l’année de mise en service et la circonférence des accélérateurs circulaires [27].

où f est la fréquence de révolution ($f \simeq 11$ kHz), n est le nombre de paquets qui se croisent au point d’interaction ($n \simeq 2800$), N est le nombre de particules dans un paquet ($N \simeq 10^{11}$) et A est la surface efficace de croisement des deux faisceaux ($A \simeq 10^{-5}$ cm²). Cependant il est préférable d’utiliser la luminosité intégrée qui est fiable à la quantité de données analysées :

$$\mathcal{L}_{int} = \int \mathcal{L} dt \quad (4.2)$$

Dans le cas présent $\mathcal{L}_{int} = 19,6 \pm 0,5 \text{ fb}^{-1}$, intégrée sur l'année 2012. Le nombre d'événements \mathcal{N} d'un processus est le produit de cette luminosité intégrée et de la section efficace de ce même processus σ .

$$\mathcal{N} = \sigma \times \mathcal{L}_{int} \quad (4.3)$$

Ces valeurs ont leur importance car il sera nécessaire d'avoir une bonne prise en compte des différents canaux de bruit de fond qui seront normalisés à la luminosité, et de bien comparer les prédictions théoriques et les résultats expérimentaux en superposant les simulations Monte Carlo et les données prises par CMS.

4.3 CMS

Le détecteur CMS, pour *Compact Muon Solenoid* est le détecteur d'une des quatre grandes expériences du LHC, avec ATLAS, LHCb et ALICE. Situé sur le site de Messy, du côté français, CMS se veut polyvalent, c'est-à-dire conçu pour couvrir divers aspects de la physique des particules. Le détecteur est en forme de tonneau, fermé par deux bouchons, pour optimiser la surface couverte par les différentes parties et sous détecteurs et le raccord informatique nécessaire aux transferts d'information tout en tenant compte de l'entrée des faisceaux dans le détecteur. Ses mensurations sont les suivantes : 21 m de long , 15 m de large et 15 m de haut, le tout pour un poids de 12 500 tonnes, voir figure 4.3 [6].

4.3.1 Repère spatial et variables cinétiques

Une convention définit le système de coordonnées utilisé dans CMS ; l'axe X est parallèle au sol en direction du centre du cercle dessiné par le tracé du LHC, l'axe Y point vers le zénith, et l'axe Z se retrouve donc dans l'axe des faisceaux, le tout formant une base dextrogyre. On appellera plan transverse le plan XY, car transverse aux faisceaux. L'origine de ce repère est placée au point de rencontre des faisceaux, au centre du détecteur.

Une fois ce repère cartésien défini, on le transforme en un repère sphérique : sont définis, r la distance à l'origine, l'angle azimutal ϕ par rapport à l'axe Y dans le plan transverse ($-\pi \leq \phi \leq \pi$), et l'angle polaire θ par rapport à l'axe Z ($0 \leq \theta \leq \pi$).

Seulement lorsque le trajet d'une particule est reconstruit ce qui nous intéresse est sa quadri-impulsion $P^\mu = (E, p_x, p_y, p_z)$. On redéfinit donc la quadri-impulsion selon ce qu'il est possible de mesurer. On utilisera l'énergie E , l'impulsion transverse p_T , la pseudo-rapacité η et l'angle azimutal ϕ .

- **L'énergie E** est mesurée directement à partir des dépos d'énergie laissés dans les calorimètres pour la majorité des particules. Pour les muons, cela se fait par mesure de leur impulsion et de leur identification correcte car ces derniers traversent l'ensemble du détecteur.

- L'**impulsion transverse** p_T est directement mesurée grâce aux trajectographes, selon la courbure des trajectoires reconstruites. Comme les lignes du champ magnétique à l'intérieur du solénoïde sont parallèles aux faisceaux, la force de Laplace qui est appliquée aux particules chargées ne dépend que de l'impulsion transverse aux lignes de champ, c'est-à-dire transverse à l'axe Z. L'on pourrait se demander comment faire dans le cas de particules neutres. Les mesures pour ces dernières se feront via les angles polaire et azimutal, et les dépôts d'énergie dans les calorimètres.
- L'**angle azimutal** ϕ est directement l'angle azimutal de l'impulsion dans le repère sphérique.
- La **pseudo-rapacité** η nous vient en fait d'une autre variable appelée rapidité y . La rapidité est très utile car elle se trouve être un invariant de Lorentz selon un boost dans l'axe des faisceaux. Elle est définie de la manière suivante : $y = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{E+p_z}{E-p_z} \right]$ où p_z est l'impulsion longitudinale à l'axe Z. Dans le cas présent, les particules sont toutes considérées comme ultra-relativistes ce qui permet de montrer que $y = -\ln \left[\tan \frac{\theta}{2} \right]$ qui est la définition de la pseudo-rapacité : $\eta = -\ln \left[\tan \frac{\theta}{2} \right]$. On peut aussi considérer la pseudo-rapacité comme une relecture de l'angle polaire θ dans le repère sphérique.

4.3.2 Les différentes parties

Suivant ce que l'on veut mesurer, on utilisera différents types de détecteurs, chacun ayant son rôle. Ces derniers sont installés de manière concentrique et dans un ordre bien précis. En partant du centre pour aller vers l'extérieur nous avons :

- Les **traceurs** qui permettent de reconstituer les trajectoires des particules chargées. Ces derniers doivent être extrêmement précis car au plus proche du vertex primaire. Les particules chargées laissent un signal dans chaque morceau des sous-détecteurs qu'elles traversent, et ces signaux permettent une reconstruction des traces. Ces détecteurs-ci sont conçus de telle manière à ce que chaque particule chargée laisse dix signaux [5].
- Les **calorimètres** qui permettent de mesurer l'énergie des particules. Ces derniers se divisent en deux catégories : les calorimètres hadronique et électromagnétique. Ils se basent tous deux sur le même principe : lorsqu'une particule, chargée ou non, entre dans le calorimètre, elle interagit avec la matière de celui-ci pour produire d'autres particules qui interagiront ainsi de suite jusqu'à épuisement de l'énergie de la particule originelle. Ensuite, chaque partie du calorimètre renvoie un signal proportionnel à l'énergie qui y est déposée. Les calorimètres électromagnétiques se basent sur les interactions du même nom pour mesurer l'énergie des photons et des électrons par productions respectives de paires électron-positron et de rayonnements de freinage. Les calorimètres hadroniques se basent eux sur les interactions fortes pour détecter les hadrons. Il s'agit là d'une méthode destructive, les particules disparaissent dans le processus

de mesure.

- L'**aimant supraconducteur** crée dans la partie centrale un champ magnétique d'une intensité de 4 teslas. Le but de ce champ magnétique est de courber les trajectoires des particules chargées, les particules neutres ne subissant pas ses effets. La courbure des trajectoires reconstituées dans les détecteurs de traces permet de mesurer l'impulsion transverse à ce champ de ces particules. Pour être dans son régime supraconducteur, l'aimant doit être refroidi jusqu'à atteindre une température de 4 degrés kelvins. Il s'agit d'un champ de type solénoïde. Cela veut dire que les lignes de champ sont parallèles aux faisceaux pour éviter de les influencer.
- Les **chambres à muons** servent, comme leur nom l'indique, à détecter les muons. Ces muons sont les seuls leptons chargés capables de traverser l'ensemble du détecteur. Les muons en traversant les chambres laissent une ionisation, les charges produites sont alors attirées vers une anode/cathode et, qui lorsqu'elles l'atteignent, produisent un signal.

Le tout est régi par ce que l'on appelle un système de déclenchement, ou trigger, qui sert à coordonner et gérer la quantité d'informations enregistrées. La figure 4.3 montre l'ensemble du détecteur, tandis que la figure 4.4 montre un quadran du détecteur vu sous une coupe transversale avec différents exemple d'impact de particules.

Traceurs

Les détecteurs de traces sont les détecteurs les plus précis de CMS. C'est par leur utilisation que l'on peut attribuer à chaque particule chargée une impulsion transverse, un angle azimutal et un angle polaire. Pour pouvoir déterminer l'impulsion avec précision, les traceurs sont plongés dans un champ magnétique très intense. On peut montrer que l'impulsion transverse vaut

$$p_T[\text{GeV}] = 0,3 \cdot B[\text{T}] \cdot R[\text{m}]$$

où B est l'intensité du champ magnétique en teslas et R le rayon de courbure en mètres mesuré par les traceurs.

Selon que l'on soit proche ou non du point de rencontre des faisceaux, on utilisera un type différent de traceur au silicium. Au plus proche des faisceaux, on utilise des détecteurs à pixels. Très précis, il n'en reste pas moins quelques difficultés d'ordre pratique. Il n'est point aisé de relier chaque pixel à l'électronique générale, il y a près de 66 millions de pixels dans CMS [5]. D'autre part ces détecteurs sont soumis à d'importants taux de radiation, lors des collisions mais aussi par radiation rémanente. Pour lutter contre cela, on utilise différentes techniques comme simplement maintenir une faible température, ou utiliser d'autres matériaux plus résistants.

Un peu plus loin du point de collision, il est bon d'utiliser des traceurs à pistes, moins précis mais plus simples à mettre en place. Ils se trouvent plus éloignés car la résolution nécessaire à une bonne reconstruction d'un événement diminue avec la

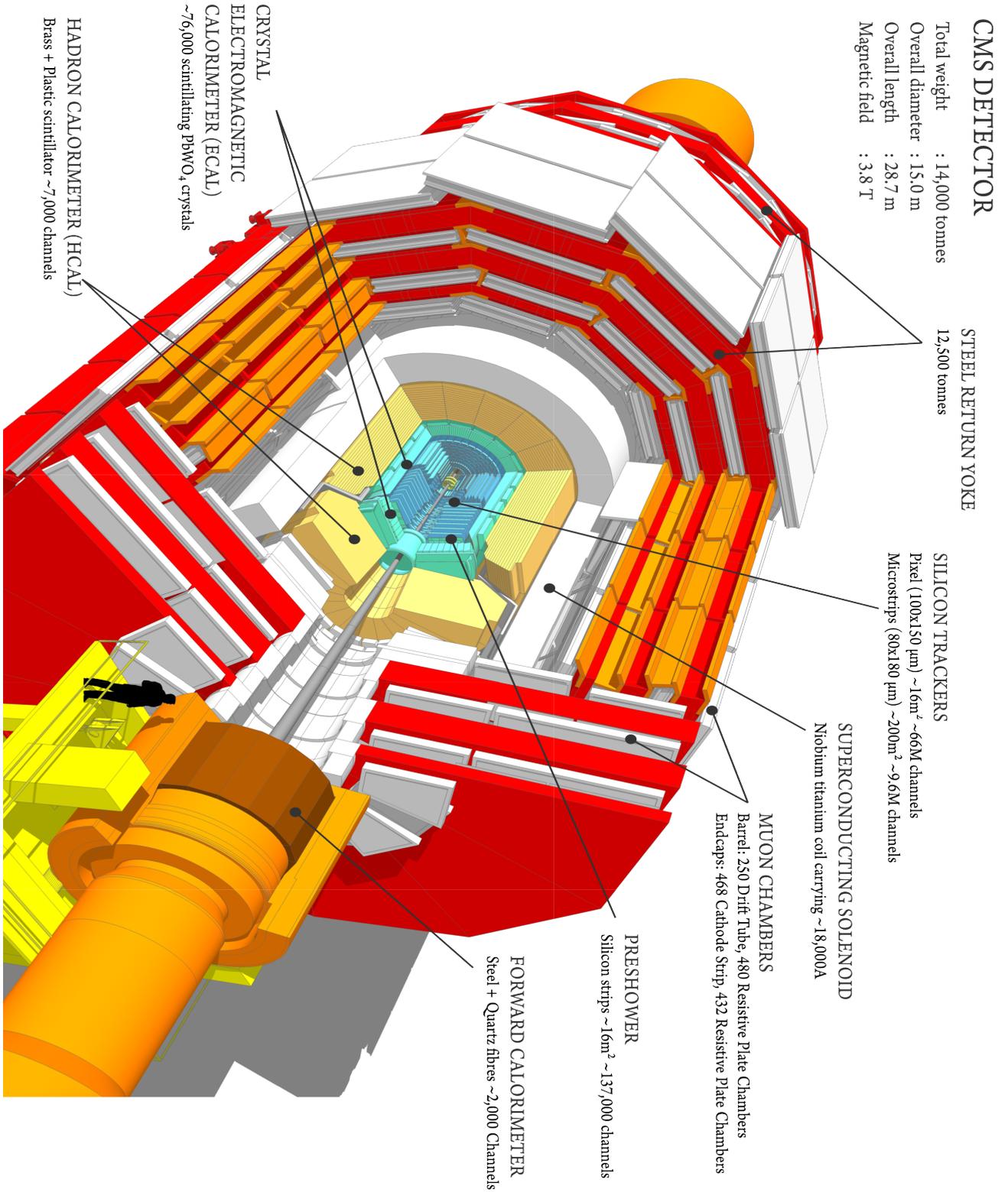


FIGURE 4.3 – Vue globale du détecteur CMS à l'échelle et avec légende sur ses différents composants [27].

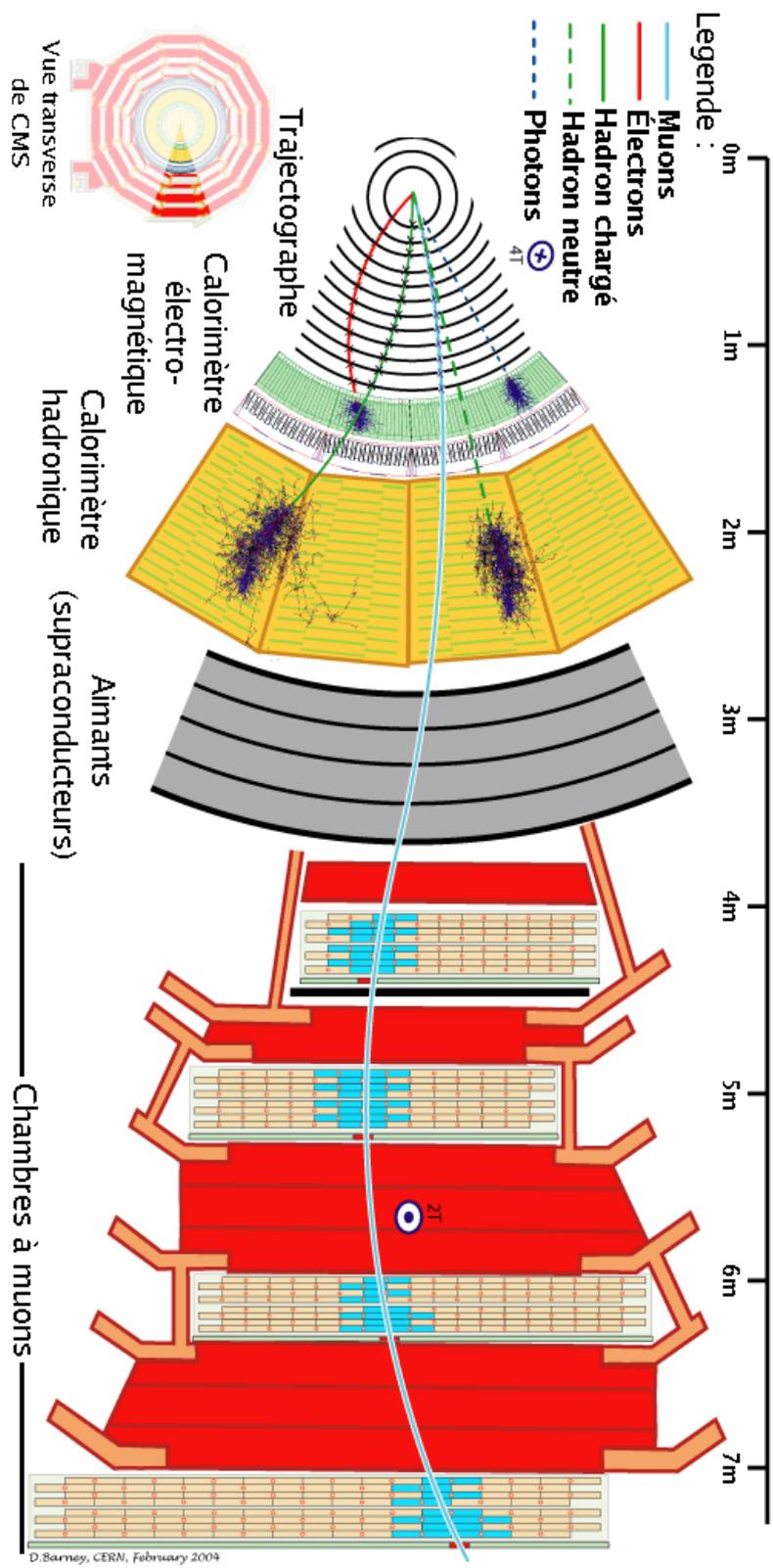


FIGURE 4.4 – Coupe transverse du détecteur CMS et exemples d'impacts de particules de natures différentes [27].

distance par rapport au point de croisement. Pour faire simple, il s'agit d'une suite de pistes au silicium parallèles, réparties sur un plan avec un écart entre elles variant de 80 à 120 μm . Pour avoir une meilleure résolution, on place deux plans l'un au dessus de l'autre de telle manière à ce que les directions des pistes de deux plans forment un angle d'environ 0,1 rad.

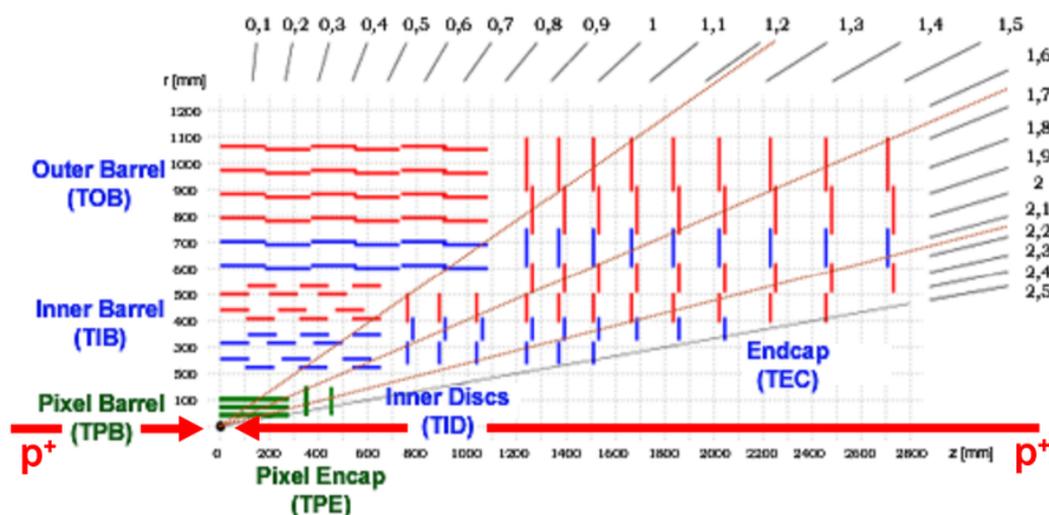


FIGURE 4.5 – Structure des traceurs de CMS [28].

Calorimètres électromagnétiques

Les calorimètres mesurent l'énergie que déposent les particules par interaction avec le milieu. Les calorimètres électromagnétiques détectent principalement les électrons et les photons par les gerbes électromagnétiques qu'ils produisent. Les électrons émettent des photons par rayonnement de freinage, les photons, eux, produisent des paires électrons-positrons. Plus l'énergie de la particule incidente est grande, plus il y aura d'interaction, c'est-à-dire création de particules.

Les calorimètres électromagnétiques de CMS sont composés de 61 200 cristaux de $PbWO_4$ [3]. Ces cristaux font office à la fois de matériel favorisant les interactions et de détecteurs. Les particules chargées laissent chacune derrière elles une ionisation qui produit des photons de scintillation lorsqu'elle se résorbe. Ces photons de scintillation sont détectés par des photomultiplicateurs. Plus la particule incidente est énergétique, plus il y aura de photons de scintillation.

Calorimètres hadroniques

Les calorimètres hadroniques sont comparables aux calorimètres électromagnétiques à ceci près que les interactions fortes induites par le milieu y sont moins nombreuses. Cela impose une plus grande profondeur à ces calorimètres. D'autre part, une partie des composés hadroniques produits, notamment les π^0 , se désintègrent de manière électromagnétique, ce qui implique que les calorimètres hadroniques doivent aussi servir

de calorimètres électromagnétiques. C'est la raison qui fait que les calorimètres électromagnétiques sont englobés dans les calorimètres hadroniques, et non l'inverse. Toutes ces imprécisions amènent au fait qu'ils sont en réalité très peu précis sur leurs mesures.

Leur but premier est de détecter des jets, cet ensemble de particules regroupées et qui sont la marque d'une interaction forte dans les processus en réaction lors de la collision proton-proton.

Chambres à muons

Les chambres à muons sont différents détecteurs selon leur position dans CMS. Leur rôle est de confirmer la présence de muons et d'apporter de la précision à la mesure d'impulsion transverse de ces derniers. Comme les muons ont une place prépondérante ici, l'ensemble des détecteurs qui leur sont dédiés sont décrits un peu plus en détail plus loin.

Système de déclenchement (trigger)

Dans le cas de collisions proton-proton, l'intervalle de temps entre deux collisions est de 25 ns, soit une fréquence de 40 MHz. Selon la luminosité, il peut se produire jusqu'à 20 collisions par croisement de deux paquets. Il va sans dire que la quantité de données est astronomique. Pour cette raison il a fallu créer un système de sélection qui indique quand les données d'un événement sont à enregistrer pour éviter la surcharge d'information. L'ensemble permet de diminuer d'un facteur 10^6 la quantité de données enregistrées. Ce système, aussi appelé *trigger*, se divise en deux étapes distinctes.

D'abord, on trouve ce que l'on appelle le Level-1 (L1) Trigger. Il consiste en une large série d'électronique de programmation logique, notamment des puces de logiques programmables comme les FPGAs. Il utilise grossièrement des données partielles des calorimètres et des chambres à muons. Sa structure est schématisée sur la figure 4.6.

Ensuite, on trouve le High-Level Trigger (HLT) où là, le principe consiste en des logiciels installés sur des milliers de processeurs commerciaux. Le HLT analyse les données dans leur ensemble et fait le tri entre ce qu'il est bon de garder et ce qu'il est bon de rejeter.

4.3.3 Reconstruction

La première chose à faire quand un événement est enregistré est bien entendu de reconstituer cet événement d'un point de vue physique en interprétant les signaux provenant des détecteurs. Les différentes variables reconstituées sont les impulsions transverses, les dépôts d'énergie, le nombre de vertex, etc... pour ensuite les associer pour savoir par exemple quelle trace correspond à tel dépôts d'énergie dans les calorimètres, s'il y a eu une désintégration en vol, repérer les particules neutres,...

Il y a deux grandes étapes : la reconstruction des traces et l'identification. La reconstruction des traces se base sur des algorithmes pour reconstituer les trajectoires

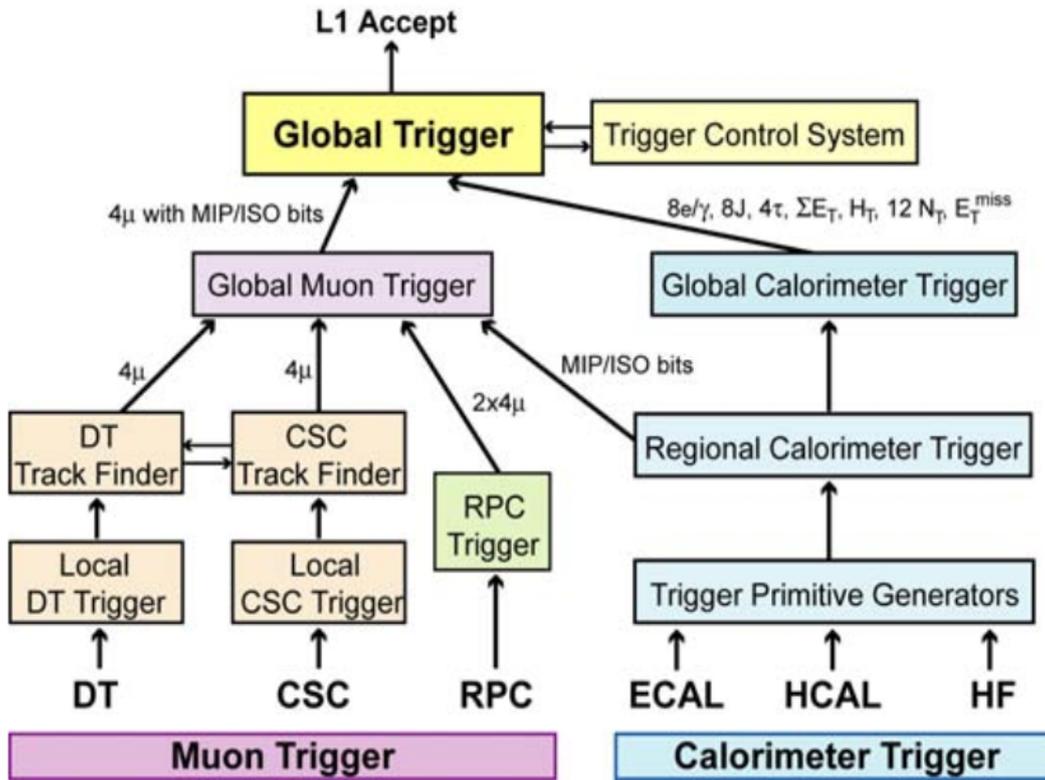


FIGURE 4.6 – Structure du Trigger au Level-1 [3].

des particules chargées grâce aux points d’impact enregistrés dans les trajectographes. Généralement c’est le *filtre de Kalman* qui est utilisé [23].

Après vient l’identification qui se base simplement sur les interactions ou non des particules avec les détecteurs. Les électrons et positrons laissant une trace dans les trajectographes et des dépôts dans les calorimètres électromagnétiques, les muons traversant le tout, tout en laissant des traces dans les traceurs et dans les chambres à muon. Les hadrons neutres, comme le neutron, ne laissant que des dépôts d’énergie dans le calorimètre hadronique, etc...

4.3.4 Le système à muons

Il est bon d’étudier maintenant l’ensemble de l’appareillage spécialement conçu pour les muons puisque ce sont eux qui sont utilisés dans le présent travail. Les muons sont en fait de très bons outils pour reconnaître d’intéressants processus au LHC, comme par exemple un boson H qui se désintégrerait en ZZ qui eux-mêmes donneraient quatre leptons. À CMS, le système a trois fonctions : identification des muons, mesure complémentaire de leur impulsion, et trigger. Il est conçu pour fonctionner à tous les régimes d’énergie du LHC. CMS utilise trois types de chambres. Le système à muons équivaut à 25 000 m² de détecteurs, autant dire qu’il faille que ce soit bon marché, efficace et robuste.

Système des tubes à dérives (DT)

Le DT se trouve dans la partie du tonneau de CMS et conciste en quatre cylindres concentriques autour de la ligne des faisceaux. Trois cylindres sont composés de soixante chambres à dérives, et de septante pour le plus externe. Il y a près de 172 000 canaux sensibles. Il est possible d'utiliser les chambres à dérives malgré le champ magnétique du solénoïde, car la fréquence de détection est supposée faible, et que le champ magnétique local n'est pas trop fort.

La longueur de chaque cellule est de 2,4 m environ et la dimension transverse de la cellule à dérives, c'est-à-dire la distance la plus longue, en distance et en temps, à parcourir pour les charges est de 21 mm car correspondant à un temps de dérives des charges de 380 ns dans un mélange gazeux composé à 85 % d'argon et du reste de dioxyde de carbone. Cette valeur de temps est suffisamment petite pour éviter le recouvrement des événements.

Chambres cathodiques (CSC)

Les chambres cathodiques sont des chambres proportionnelles multifils utilisées pour les bouchons du détecteurs CMS. De forme trapézoïdale couvrant un angle de 10° ou 20°, elles consistent chacune en une superposition en alternance de six plans parallèles de fils et de sept plans conducteurs pour la cathode. La coordonnée ϕ est obtenue en interpolant les charges induites sur les fils.

Resistive Plate Chamber system (RPC)

Les RPCs sont de fins détecteurs à gaz qui combinent de façon pratique résolution spatiale et résolution temporelle; cette dernière est comparable à celle d'un scintillateur. Les RPCs sont capables d'attacher un label temporel à une ionisation plus vite que les 25 ns de temps mises entre la collision de deux paquets de particules dans le détecteur CMS. De ce fait, un trigger basé sur les RPCs peut aisément faire la distinction entre deux collisions de paquets et le bruit de fond.

Les RPCs du tonneau sont collées sur les tubes à dérives de manière à former six cylindres concentriques autour de la ligne des faisceaux. Alors que pour les bouchons il s'agit de trois couches de deux disques concentriques placés entre les chambres à dérives.

La figure 4.7 montre en coupe longitudinale les différents détecteurs et chambre à muons.

4.3.5 Les jets

Intéressons-nous brièvement aux jets, ceux-ci ne sont pas prépondérants dans notre étude mais ils sont tout de même un peu utilisés, comme contrôles ou outils d'analyse.

Un jet hadronique est un ensemble de particules émises de façon plus ou moins groupées des suites d'un processus QCD comme l'émission d'un gluon ou d'un quark.

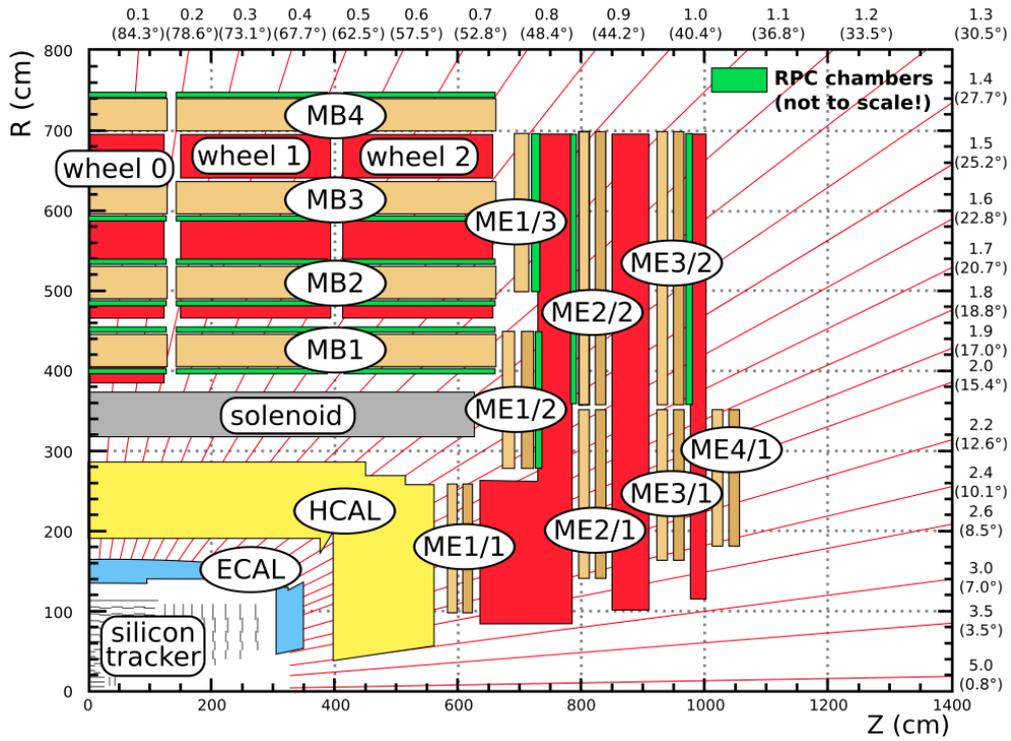


FIGURE 4.7 – Vue en coupe longitudinale des détecteurs de CMS. Les détecteurs MEs sont les CSCs alors que les MBs sont les DTs [29].

Une particularité est qu’une bonne partie des particules du jet sont des hadrons.

Lors qu’une collision a lieu dans CMS et que la trajectoire de chaque particule est reconstituée, dépôts d’énergie mesurés, etc... un algorithme de reconstruction de jets est appliqué pour savoir si des particules peuvent être regroupées ou non pour former un jet. Il existe différents algorithmes dont celui de l’*anti- k_T* qui est utilisé ici. Les algorithmes dépendent tous d’un paramètre arbitraire, par convention le paramètre utilisé dans CMS pour l’*anti- k_T* vaut 0,5.

Chapitre 5

Analyse des données

5.1 Données réelles et simulées

Généralement, les analyses mettent en comparaison deux types de données : les données réelles prises "sur le terrain" qui sont les mesures directes faites avec les accélérateurs et détecteurs, et les données simulées. Le but de cette comparaison est de vérifier les prédictions attendues et les proportions que peut prendre le bruit de fond.

Les simulations sont établies sur plusieurs niveaux. D'abord vient le niveau généré. Il représente les productions théoriques du processus en question simplement par calcul suivant un modèle en particulier. Les événements simulés sont une vision idéalisée des mesures réelles ; en effet il faut tenir compte des imperfections de l'appareillage, des détecteurs. Pour cela, on applique au niveau généré une seconde simulation qui permet de tenir compte de l'effet qu'auraient les détecteurs sur les données générées. Ces simulations traitées donnent le niveau reconstruit "par CMS".

5.2 Sélections des Données

Les données qui ont été analysées ici, datant de 2012, sont les dernières données des collisions proton-proton à $\sqrt{s} = 8$ TeV avant l'arrêt de mise à jour que le LHC vient de terminer récemment. Sur toutes les données qui ont été prises il y a déjà eu un tri entre les données ne pouvant faire intervenir le processus Drell-Yan et celles qui le pourraient. Cependant il ne faut pas se lancer tout de suite dans l'analyse sans faire un tri plus complet et plus poussé. Pour cette raison, il a fallu appliquer un certain nombre de critères, par exemple sous forme de coupures, c'est-à-dire vérifier si une grandeur a atteint un seuil minimal.

Ensuite, il est bon de regarder la proportion que prend le bruit de fond. On considère comme bruit de fond l'ensemble des processus n'étant pas étudiés dont certains événements passeraient l'ensemble des critères de sélection. Il en existe plusieurs, on parlera alors de différents canaux.

5.2.1 Les coupures

Il y a trois types de coupures, celles qui concernent la détection de deux muons isolés, celles qui concernent la cinématique et celles qui concerne la confiance sur la présence d'un boson Z [11]. Ensuite viendront les coupures sur les jets, qui bien que peu étudiés ici, sont utilisés pour quelques contrôles et comparaisons.

Coupures sur la détection

- **Trigger** : Une vérification du système de déclenchement est nécessaire car le trigger initial n'a pas une efficacité de 100%, elle dépend généralement de l'énergie de la particule qui le lance. Des fois, un événement est enregistré alors qu'il y a un doute sur sa pertinence. Pour cette raison on attribue une variable qui permet d'établir si le trigger est fiable ou non. Le but est de vérifier si la particule analysée est bien celle qui a lancé le trigger.
- **Identification** : L'analyse qui a été réalisée ici utilise principalement les données cinématiques des muons produits par la désintégration du Z/γ^* . Cependant certaines particules peuvent être rangée dans la case qui ne leur correspond pas. Sachant qu'un boson Z peut se désintégrer en deux leptons, avec même proportion entre électron, muon et tau. En réalité les muons sont très bien identifiés.
- **Isolement** : Pour éviter les erreurs de mesures, les muons doivent se retrouver relativement isolés par rapport à d'autres particules. Les erreurs possibles seraient que le muon ne soit pas un muon primaire, c'est-à-dire que celui-ci soit issu d'un processus secondaire, comme un jet, voir au-delà comme une désintégration de pions chargés dans les calorimètres hadroniques.

Coupures sur la cinématique

- **Impulsion transverse** : Les muons retenus sont ceux qui montrent un impulsion transverse d'au moins 20 GeV, pour cause de trigger. ($p_T^\mu \geq 20$ GeV)
- **Pseudo-rapidité** : Ne sont gardés que les muons n'étant pas émis trop dans le sens des faisceaux. Le critère est que $|\eta^\mu| \leq 2,4$. Cette condition est en réalité une condition technique, car elle permet une bonne reconstruction de la trace dans les traceurs.

Coupures sur le Z

- **Masse invariante** : Pour avoir un bon échantillon statistique, on se place dans une fenêtre de masse invariante autour du pic du Z à 91 GeV, c'est-à-dire $|M_{\mu\mu} - 91| \leq 30$ GeV.
- **Charge** : Afin de réduire le bruit de fond, on s'assure que les deux muons qui vont être utilisés pour la reconstruction du Z/γ^* aient des charges opposées.

Coupages sur les jets

- **Impulsion transverse** : Le coupure est que $p_T^{jet} \geq 30$ GeV.
- **Pseudorapidité** : la même que pour les muons, $|\eta^{jet}| \leq 2,4$.
- **Isolement** : pour éviter qu'un des muons étudiés soient pris pour des jets, il faut que $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\varphi)^2} > 0,5$. Les différences prises sont celles entre les variable du jet et d'un des muons, vérification faite pour chaque jet avec les deux muons Drell-Yan.

Attention aux jets! les coupures les concernant ne servent à savoir que le nombre de jets et non si l'événement est à rejeter ou non, ce qui est le cas pour les coupures sur les muons et le Z . Si un jet passe toutes les coupures le concernant, l'événement sera considéré comme contenant un jet. Un jet ayant une impulsion transverse de 29 GeV ne sera pas compté mais cela ne veut pas dire qu'il n'existe pas.

Nous ferons la distinction entre les événements ayant au moins 0 jet, c'est-à-dire tous les événements, et les événements ayant au moins 1 jet, c'est-à-dire ayant au moins un jet ayant passé les coupures. On se place alors dans le cadre *inclusif*. Si l'on se place dans le cadre *exclusif* cela veut dire que nous prenons exactement 0 ou 1 jet passant les coupures, ni plus ni moins.

5.2.2 Les différents canaux de bruit de fond

Pour avoir une bonne comparaison entre données et simulations Monte-Cristo, il faut ajouter à ces dernières les contributions des différents types de bruit de fond qui peuvent être pris pour des processus Drell-Yan.

Les canaux qui doivent être pris en compte sont ceux dont la probabilité de produire deux muons n'est pas négligeable. Une fois la sélection faite, on simule ces canaux avec leurs sections efficaces respectives grâce aussi à un générateur monte-carlo, ceux utilisés sont MadGraph et POWHEG, selon le canal, tous les deux couplés à Pythia. En réalité la totalité du bruit de fond est extrêmement faible par rapport aux données Drell-Yan.

La table 5.1 reprend l'ensemble des canaux qui sont utilisés dans cette recherche. La figure 5.1 montre quelques exemples de diagrammes de Feynman pour le bruit de fond. Après, chaque canal sera utilisé en étant normalisé à la luminosité de CMS.

5.2.3 Corrections aux simulations

Comme les simulations sont évidemment imparfaites, et que l'on souhaite faire une comparaison qui soit optimale entr'elles et les données, il est de bon ton de corriger les éventuels défauts qui pourraient survenir et fausser les grandeurs enregistrées de ces premières.

Nom	Représentation	MC dur	#événements	$\sigma(\text{pb}) \times \text{BR}$
Signal				
DYJets	$Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$	MG	30459503	3531.8
Bruit de fond				
ZZJets2L2Nu	$Z \rightarrow 2\nu$ et $Z \rightarrow 2\mu$	MG	954911	17.654×0.04039
WWJets2L2Nu	$2 \times (W \rightarrow \nu + \mu)$	MG	1933235	54.838×0.10608
ZZJets2L2Q	$Z \rightarrow 2\mu$ et $Z \rightarrow 2q$	MG	1936727	17.654×0.14118
ZZJets4L	$2 \times (Z \rightarrow 2\mu)$	MG	4807893	17.654×0.010196
WZJets3LNU	$Z \rightarrow 2\mu$ et $W \rightarrow \mu + \nu$	MG	2017979	33.21×0.032887
WZJets2L2Q	$Z \rightarrow 2\mu$ et $W \rightarrow 2q$	MG	3215990	33.21×0.068258
T_s_channel	$q + \bar{q}' \rightarrow t + \bar{b}$	Pow	259961	3.79
T_t_channel	$q + \bar{q}' \rightarrow t + \bar{b}$	Pow	3747932	56.4
T_tW_channel	$g + q \rightarrow t + W$	Pow	497658	11.1
Tbar_s_channel	$q + \bar{q}' \rightarrow \bar{t} + b$	Pow	139974	1.76
Tbar_t_channel	$q + \bar{q}' \rightarrow \bar{t} + b$	Pow	1935072	30.7
Tbar_tW_channel	$g + \bar{q} \rightarrow \bar{t} + W$	Pow	493460	11.1
TTJets	$g + g \rightarrow t + \bar{t}$	MG	6923750	245
WJets	$W \rightarrow \mu + \nu$	MG	76102995	36703
DYTauTau	$Z \rightarrow 2\tau \rightarrow 4\nu + 2\mu$	MG	30459503	3531.8

TABLE 5.1 – Signal DY et différents canaux de bruit de fond, avec le Monte-Carlo utilisé pour le processus dur, MadGraph (MG) ou Powheg (Pow), avec le nombre d'événements simulés, et avec le produit de la section efficace multipliée par le rapport de branchement.

Les corrections apparaissent groupées sous forme d'un facteur que l'on appelle poids effectif et qui est simplement le produit des facteurs des différentes corrections à appliquer.

Nombre de vertex

S'il y a bien une variable qui est extrêmement difficile à simuler, c'est bien le nombre de vertex reconstitués par les détecteurs de traces. Cette difficulté trouve son origine dans ceci : à chaque croisement de faisceaux il ne se produit pas une seule collision proton-proton donnant une production de particules mais en moyenne une vingtaine. Autrement dit les événements se recouvrent et il faut faire le tri entre qui est qui et qui fait quoi. On appelle cela le Pile-Up, ou dans la langue de Hugo, l'empilement, sous-entendu des événements.

Les erreurs issues de cette incertitude sur le nombre de vertex peut être grande dans certains cas et il est important de la corriger. Pour ce faire, on attribue un poids à chaque événement simulé en fonction du nombre de vertex, poids fait partie du poids effectif de l'événement.

Le poids est calculé à partir du rapport entre la simulation Monte-Carlo additionnée aux canaux de bruit de fond, et les données. Pour ce faire, une fonction polynomiale de degré quatre est utilisée pour ajuster le rapport $(MC_{N_{vtx}} + Bgd_{N_{vtx}})/Data_{N_{vtx}}$ en

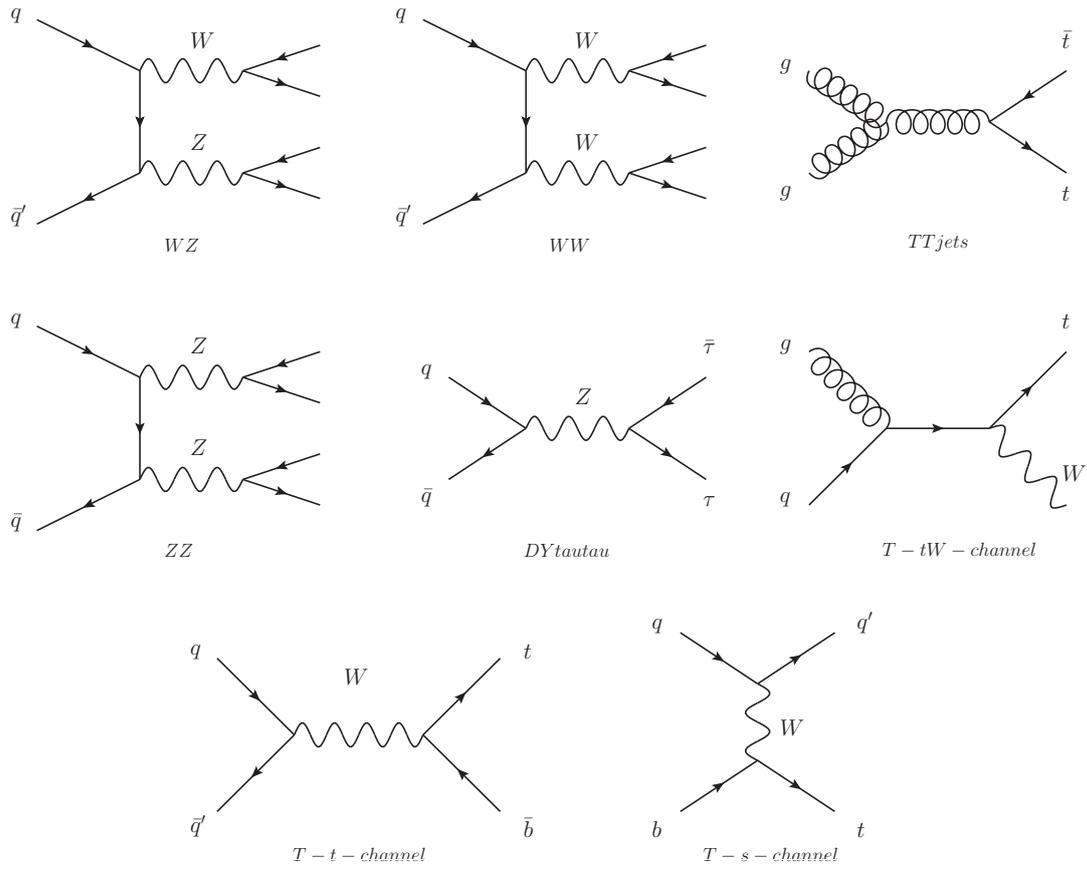


FIGURE 5.1 – Différents diagrammes de Feynman des bruits de fond.

fonction du nombre de vertex. On intègre la fonction sur l'intervalle d'ajustement que l'on divise ensuite par la largeur de cette intervalle pour obtenir un poids moyen permettant la conservation de la section efficace prédite. Enfin le poids final pour cette correction appliqué à chaque événement simulé est égal à la fonction évaluée en la valeur du nombre de vertex simulés divisée par le poids moyen. De manière plus explicite :

$$\begin{aligned}
 F(x) &\xrightarrow{fit} (MC_{N_{vtx}} + Bgd_{N_{vtx}}) / Data_{N_{vtx}} \\
 poids_{moyen} &= \frac{\int_a^b F(x) dx}{b - a} \\
 poids_{final}(N_{vtx}) &= \frac{F(N_{vtx})}{poids_{moyen}} \tag{5.1}
 \end{aligned}$$

La figure 5.2 montre les effets de la correction sur le nombre de vertex par un "avant-après".

Trigger, Identification et Isolement

Une autre correction nous vient de la simulation du détecteur. En effet, la simulation du détecteur n'est pas homogène dans son efficacité et il faut tout aussi bien en tenir

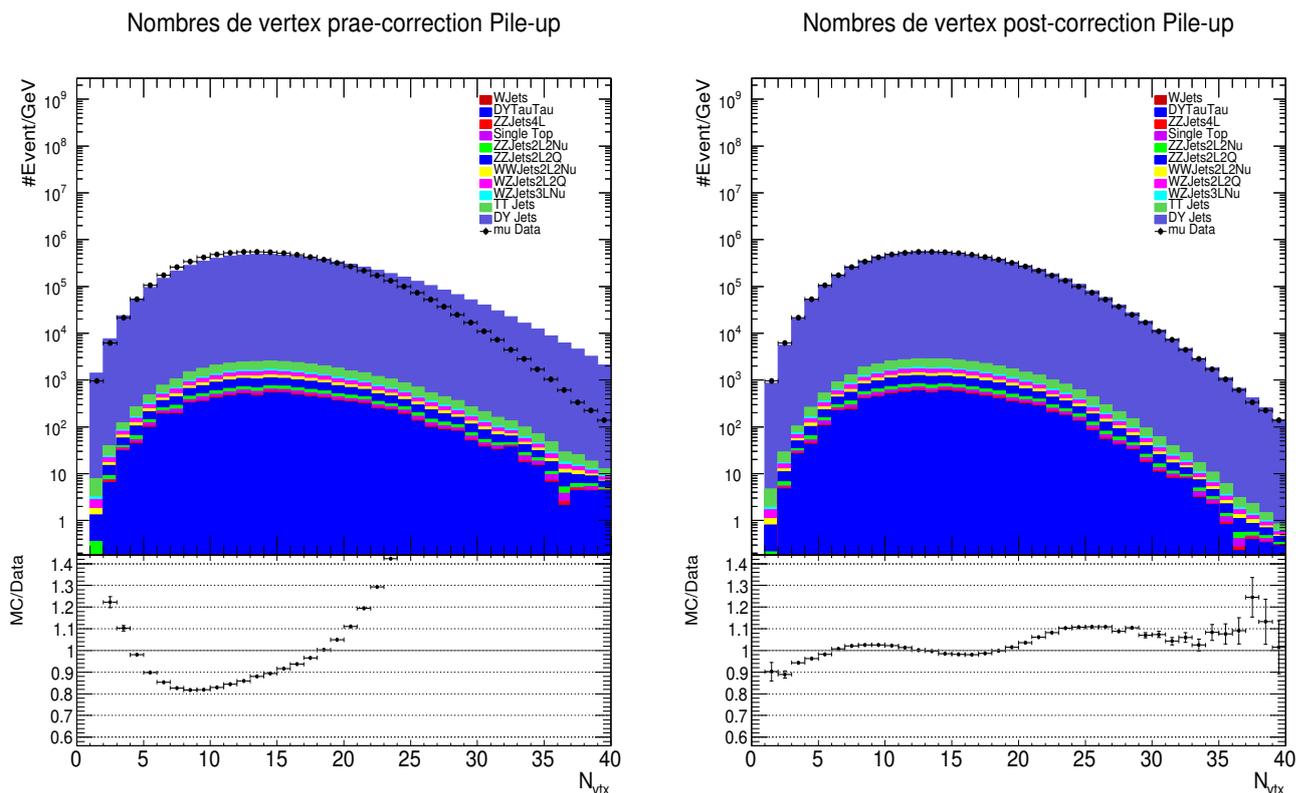


FIGURE 5.2 – Comparaison avant-après correction au nombre de vertex simulés. À gauche la distribution initiale du nombre de vertex. Du rapport MC/Data on tire le facteur de correction. Le résultat de son application sur la même distribution se trouve à droite. Le bruit de fond est sous-entendument additionné au Monte-Carlo.

compte. Les facteurs de correction dépendent ici des impulsions transverses et des pseudo-rapidités des muons utilisés dans l'analyse du Drell-Yan.

La correction sur le trigger dépend conjointement des pseudo-rapidités des deux muons. Ces deux muons ayant normalement passé la coupure sur le trigger, c'est justement sur la mise en ensemble que le facteur est appliqué mais non sur les muons individuellement.

Les corrections sur l'identification et l'isolement sont individuelles à chaque muons et dépendent de la pseudo-rapidité et de l'impulsion transverse de chacun. Le facteur appliqué à l'ensemble de l'événement est tout simplement le produit des deux facteurs individuels et du facteur commun sur le trigger.

Les facteurs de correction sur le trigger vont de 0,91 à 0,98 et ceux sur l'isolement et l'identification de 0,947 à 1,028.

5.3 Distributions de contrôle

Une fois les corrections effectuées, il faut maintenant vérifier si tout a été mis correctement en ordre. Idéalement, si la compréhension de la théorie exprimée dans les

simulations était parfaite, on devrait avoir que la somme des différents canaux de bruit de fond avec les simulations donne exactement les données : $DY_{MC} + \sum_i Bgd_i = DY_{data}$. Ce n'est jamais parfaitement le cas mais l'observation d'un minimum de concordance laisse supposer l'absence d'erreur dans l'analyse. Il est bon de regarder les différentes variables qui nous intéressent et plus particulièrement le rapport $(MC + Bgd)/Data$ qui est plus explicite. Une fois les contrôles satisfaisants, on soustrait le bruit de fond aux données pour le reste de l'analyse. Les figures 5.3 et 5.4 donnent différents histogrammes de contrôle.

Après on n'additionnera pas le bruit de fond au Monte-Carlo mais on le soustraira aux données réelles.

5.4 Unfolding

Pour pouvoir faire abstraction des détecteurs dans notre analyse, il faut analyser les conséquences du passage entre le niveau généré des simulations et le niveau reconstruit. L'opération qu'il faut appliquer s'appelle l'*Unfolding* et peut se faire de différentes manières.

5.4.1 Raisons d'utilisation

Lors de la génération théorique d'un événement, l'ensemble de ses constituants physiques, muons, jets, ... ont un certain nombre de grandeurs cinétiques qui leur sont associées (p_T , η , E , ...). Lors du passage dans la simulation du détecteur, les grandeurs subissent toutes une migration. Parfois même elles peuvent être mises complètement à l'écart si la migration entraîne le fait qu'une valeur ne passe pas une coupure. Un simple exemple : imaginons un muon généré avec $p_T = 21$ GeV, ce dernier doit passer la coupure qui exige que $p_T^\mu > 20$ GeV, mais si la migration lui donne $p_T = 19$ GeV au niveau reconstruit, il ne passera pas la coupure, on parlera d'un *miss*. Dans un autre temps, ce sera l'inverse, le niveau généré d'un événement ne passant pas la coupure mais le niveau reconstruit la passant, on parlera alors d'un *fake*.

5.4.2 Effets de mise en forme des données

L'Unfolding dépend d'une chose en particulier : la manière de visualiser les données. L'analyse des données se base principalement sous leurs mises en forme d'histogramme. En effet le binning, ou découpage selon l'abscisse, a son importance. L'erreur sur l'abscisse d'un bin est égale à la largeur de celui-ci car un bin compte le nombre de fois qu'une grandeur apparaît dans sa largeur, c'est-à-dire avec une valeur comprise entre les valeurs de bord du bin. Au plus un bin est large au plus son erreur d'abscisse sera grande car il met dans le même panier des valeurs de moins en moins comparables. Cela étant au plus un bin est large, au moins il sera affecté par les effets de la migrations des valeurs. Les valeurs se décalant selon l'abscisse, si la migration est trop petite, la valeur

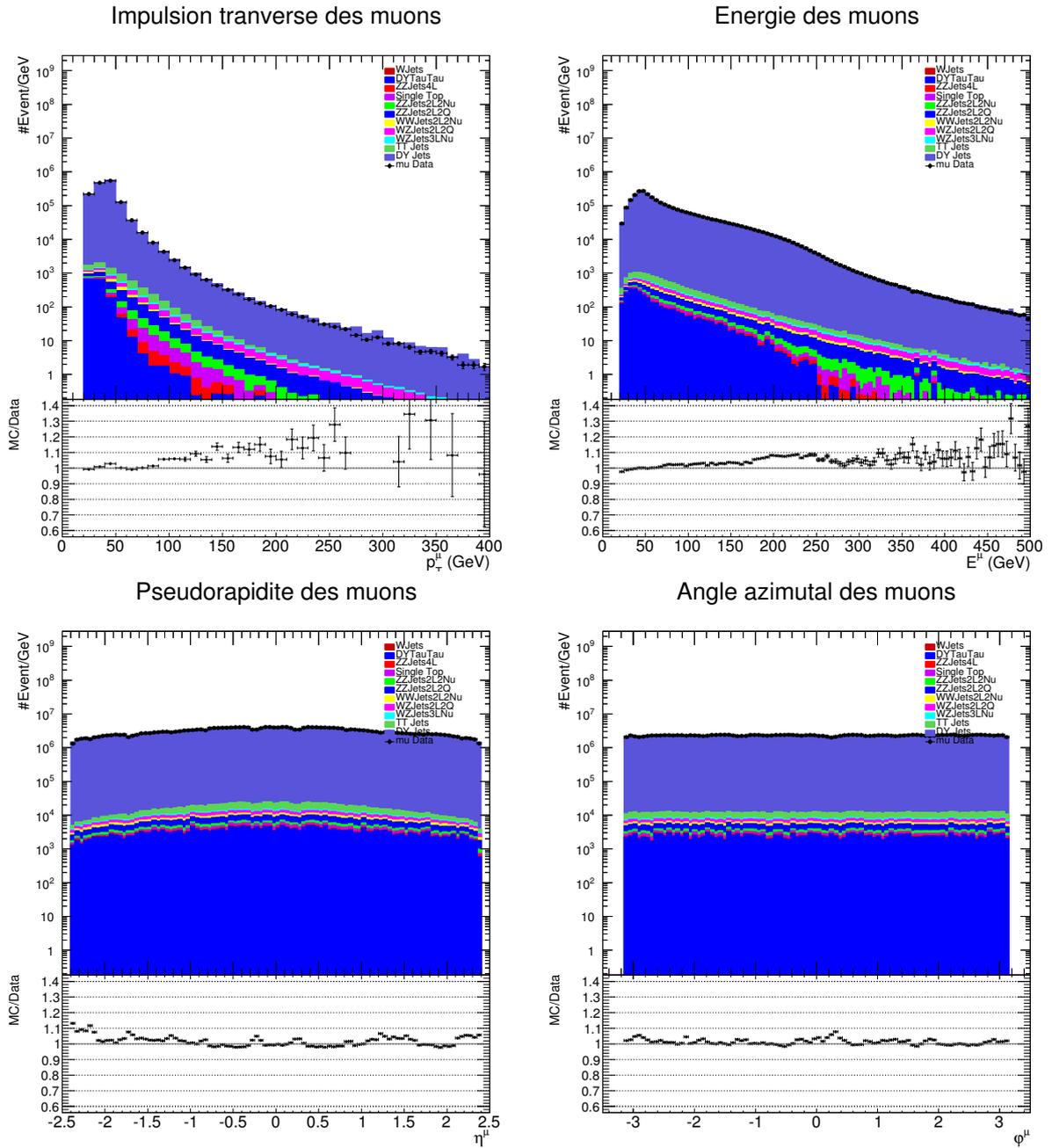


FIGURE 5.3 – Distributions de contrôle pour les muons, avec impulsion transverse, énergie, pseudo-rapidité et angle azimutal.

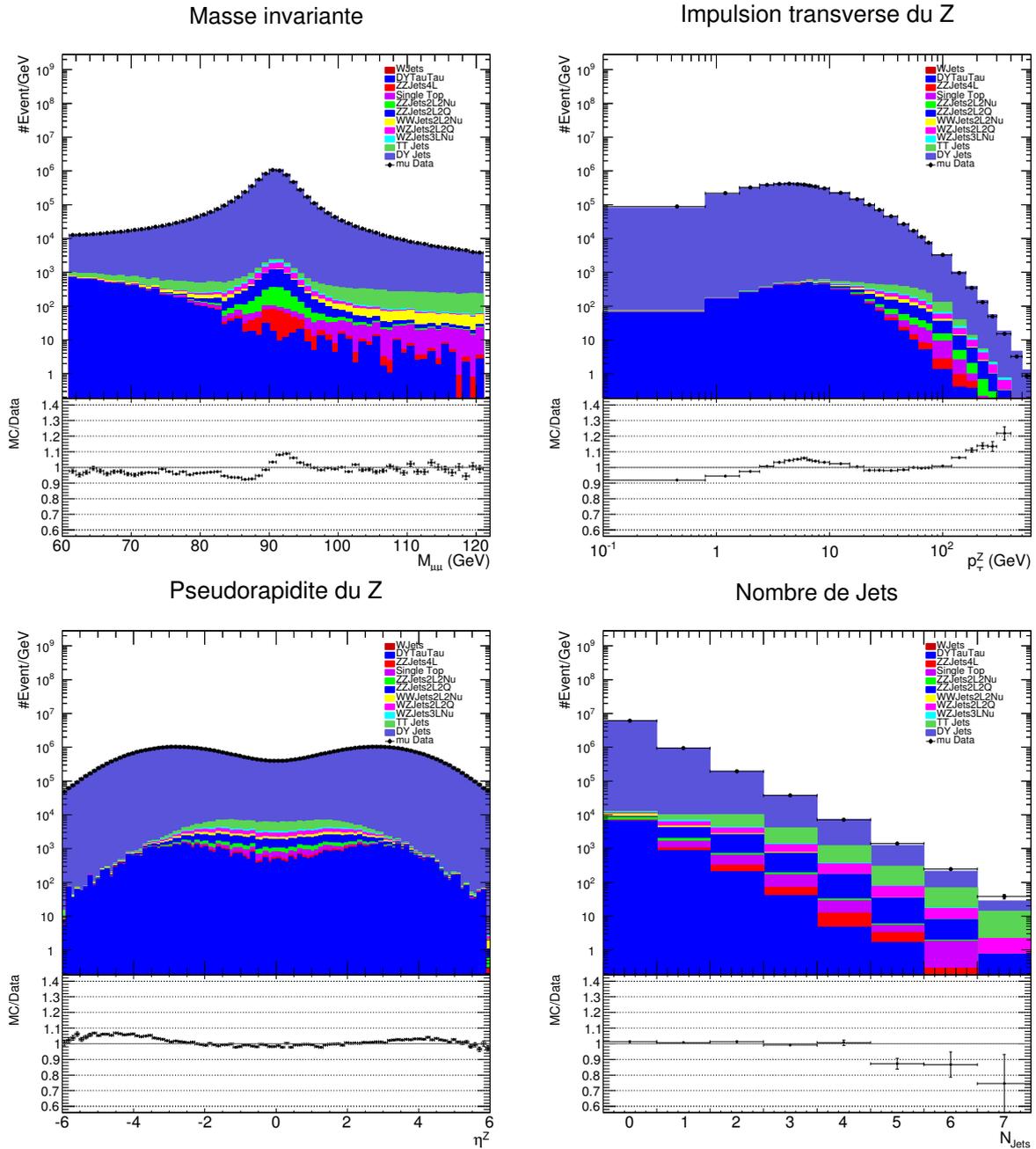


FIGURE 5.4 – Distributions de contrôle pour les bosons vecteurs, avec distribution en masse invariante des deux muons, impulsion transverse, pseudo-rapidité et nombre de jets exclusif.

aura plus de chance de rester dans les limites du bin où elle se trouvait initialement. Les grandeurs ayant le plus de chance de changer de bin sont celles dont la valeur est proche des limites du bin dans lequel elles sont censées se retrouver.

Pour tenir compte de cette dépendance de mise en forme, celle-ci est adaptée de manière à ce qu'environ 50% des valeurs restent dans le même bin. Il faut trouver le compromis entre limiter les effets de la migration, des effets statistiques et la résolution que l'on cherche à obtenir. Des bins trop grands risquent de ne pas apporter de précision satisfaisante.

5.4.3 Principe de fonctionnement

Pour réaliser l'opération, on construit une matrice, dite *de réponse*, qui permet de passer du niveau reconstruit au niveau généré qui sera ensuite appliquée aux données desquelles on a soustrait le bruit de fond. Cela veut dire que les données traitées par unfolding seront des données qui, à incertitude de la méthode près, ne sont pas affectées par les détecteurs.

Pour faire simple, les histogrammes sont représentés sous forme de vecteur, chaque bin étant une coordonnée et le nombre d'événement dans chaque bin la valeur attribuée à sa coordonnée respective. Il y a donc deux vecteurs, *Gen* et *Rec* pour respectivement les niveaux généré et reconstruit. La matrice de réponse U permettant de passer de l'un à l'autre :

$$Gen_i = \sum_j U_{ij} \times Rec_j \quad (5.2)$$

Il existe plusieurs manières de faire pour construire la matrice de réponse. La méthode *BinByBin* qui calcule directement les coefficients de la matrice U en utilisant les deux vecteurs *Gen* et *Rec*, et la méthode *Bayes* qui utilise le théorème de Bayes et est une méthode itérative. Sans rentrer dans les détails car ce n'est pas le sujet ici, rappelons nous juste que le théorème de Bayes énonce que pour deux événements A et B , la probabilité de A sachant B :

$$\mathcal{P}(A|B) = \mathcal{P}(B|A) \frac{\mathcal{P}(A)}{\mathcal{P}(B)} \quad (5.3)$$

avec pour définition :

$$\mathcal{P}(A|B) = \frac{\mathcal{P}(A \cap B)}{\mathcal{P}(B)} \quad (5.4)$$

La figure 5.5 donne deux exemples de matrices de réponse.

5.4.4 Biais

Il est possible qu'il y ait un biais sur la méthode d'Unfolding utilisée. Pour le quantifier, l'Unfolding est appliqué sur le niveau reconstruit des simulations pour voir si l'on retrouve le niveau généré, et ainsi déduire quel est le facteur de confiance. S'il n'y

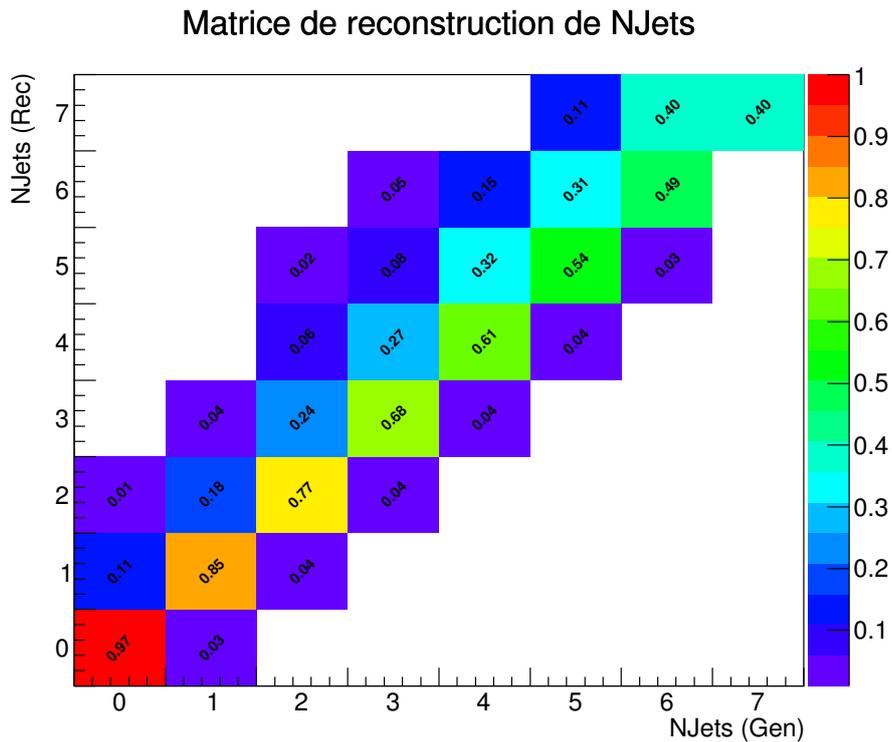
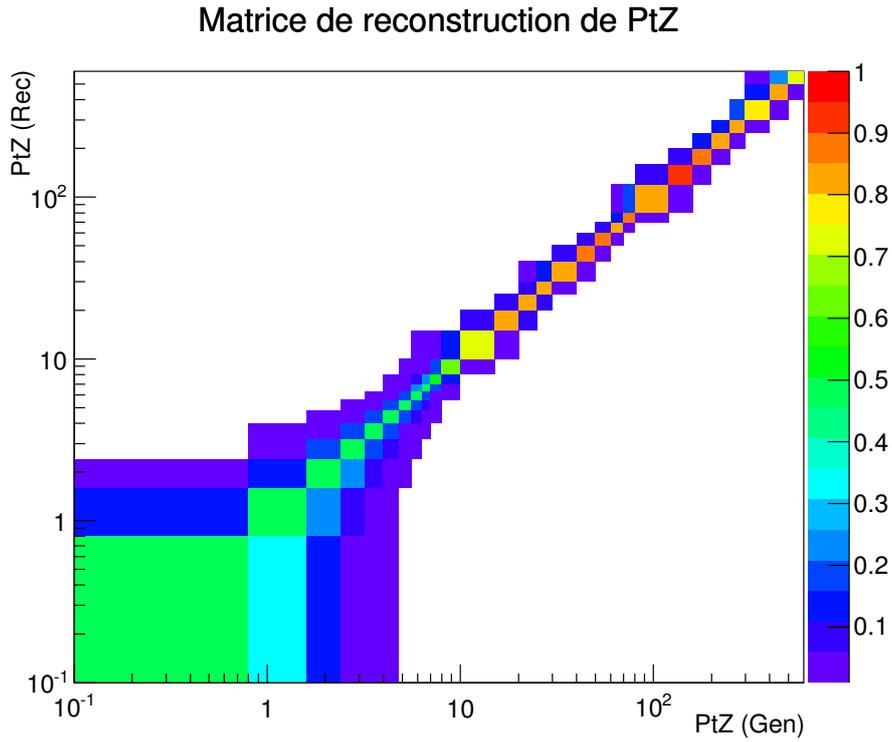


FIGURE 5.5 – Matrices de réponse pour l’impulsion transverse du boson vecteur (en GeV) et pour le nombre de jets. Les valeurs représentées sont les fractions d’événements générés au niveau reconstruit. Par exemple la ligne du bas de la matrice de la variable N_{Jets} exprime que 97% du niveau reconstruit pour 0 jet correspond à 0 jet au niveau généré et 3% correspond à 1 jet au niveau généré. La somme des valeurs sur chaque ligne doit valoir 1, ou presque, les cases avec une valeur non nulle mais inférieure à 1% ne sont pas représentées.

avait aucun biais, le niveau reconstruit unfoldé devrait redonner exactement le niveau généré.

Pour être plus proche de la réalité et éviter d'introduire un nouveau biais dans le calcul du biais total, on applique l'Unfolding à des données simulées reconstruites dont les niveaux générés et reconstruits n'ont pas été utilisés pour établir la matrice de réponse. Pour ce faire les données Monte-Carlo ont été divisées en deux parties de mêmes tailles. L'une d'entre elles servira à construire la matrice de réponse qui lui est associée, avec ses propres niveaux générés et reconstruits, tandis que l'autre sera unfoldée pour voir avec quel facteur de confiance elle redonne le niveau généré de la première. Une dernière chose à prendre en compte est la statistique qui est divisée par deux dans la division du Monte-Carlo, comme le biais calculé est surestimé, il doit être divisé par le facteur $\sqrt{2}$ qui vient de cette division. La figure 5.6 montre un exemple de comparaison entre le niveau Unfoldé d'une partie et le niveau généré de l'autre.

Comparaison Unfolde/genere

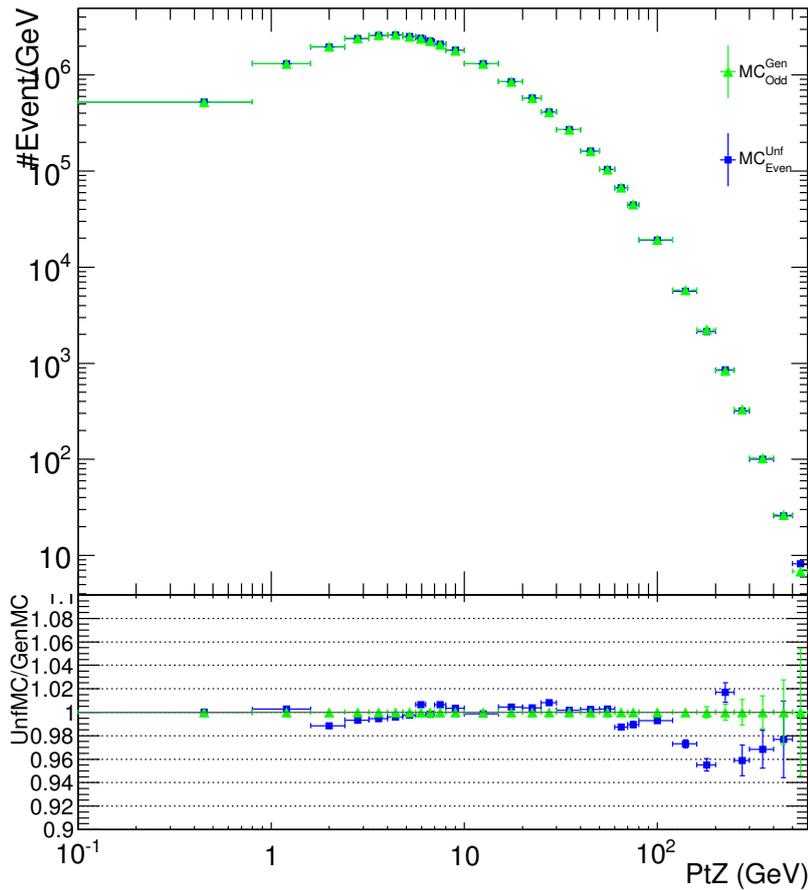


FIGURE 5.6 – Distribution de la section efficace différentielle en p_T avec division du Monte-Carlo en deux parties. En bleu le niveau Unfoldé de la première partie, en vert le niveau généré de la deuxième partie.

5.5 Traitement en différentes masses invariantes

Pour observer la dépendance en M^2 , on divise le spectre de masse invariante en quatre fenêtres d'une même largeur de 15 GeV autour de la masse du Z au repos à 91 GeV (61–76–91–106–121). Dans chaque fenêtre, on se concentre sur la position du maximum de la section efficace différentielle en impulsion transverse $\frac{d\sigma}{dp_T}$ tout simplement pour voir l'évolution de sa position en fonction de l'échelle d'énergie. La section efficace dépend de manière double en cette dernière. En effet la masse invariante M apparaît de manière explicite, et de manière implicite dans α_S , via l'équation 2.24.

Pour déduire la position du maximum, on ajuste l'histogramme sur un petit domaine autour du dit maximum par une parabole, et d'elle on retire sa position. Cette opération est réalisée pour les quatre fenêtres et aussi bien pour les données que les simulations au niveau généré. Ensuite on regarde l'évolution en fonction de la masse invariante. La masse invariante de référence pour chaque fenêtre est la masse moyenne représentée $\langle M^{\mu\mu} \rangle$ et l'erreur sur cette dernière est égale à l'écart-type divisé par la racine carrée du nombre d'événements dans la fenêtre $\frac{\sigma_{RMS}}{\sqrt{n}}$, c'est-à-dire très faible vu la grande statistique [24]. Les figures 5.7, 5.8 et 5.9 montrent les distributions en impulsion transverse pour les quatre fenêtres de masse invariante, pour respectivement les données, les simulations Monte-Carlo et ResBos.

5.6 Incertitudes

Pour calculer correctement l'ensemble des erreurs, il est bon de se rappeler quelles sont les incertitudes diverses qui doivent être prises en compte et comment les calculer pour avoir une bonne évaluation de l'incertitude finale. Il y a bien entendu les deux types d'incertitudes, les systématiques et les statistiques.

Les erreurs statistiques sont relativement simples. Puisque les données sont disposées sous forme d'histogrammes, l'erreur statistique absolue sur chaque bin est simplement égale à \sqrt{n} , où n est le nombre d'événements dans le bin. L'erreur statistique relative vaut donc simplement $1/\sqrt{n}$. Dans la plupart des bins de notre analyse, elles sont très faibles et sont négligeables par rapport aux systématiques. Pour les erreurs systématiques c'est évidemment plus complexe et il faut pour cela étudier les différentes étapes de corrections et d'opérations. Voici rapidement d'où peuvent provenir les erreurs :

- De l'**impulsion des muons** : L'impulsion transverse est la variable cinétique la plus difficile à mesurer pour les muons. D'autant plus que c'est à partir de sa mesure que l'on peut déduire l'énergie. Pour mesurer l'erreur systématique, on fait varier dans les Monte-Carlo l'impulsion transverse d'un certain pourcentage (0,2%) par rapport à sa valeur d'origine pour chaque muon de chaque événement, et ensuite on compare les effets engendrés par la perturbation et les valeurs originelles pour l'ensemble des variables calculées, par exemple la masse invariante sur la figure 5.10. L'erreur moyenne est de 0,6%.

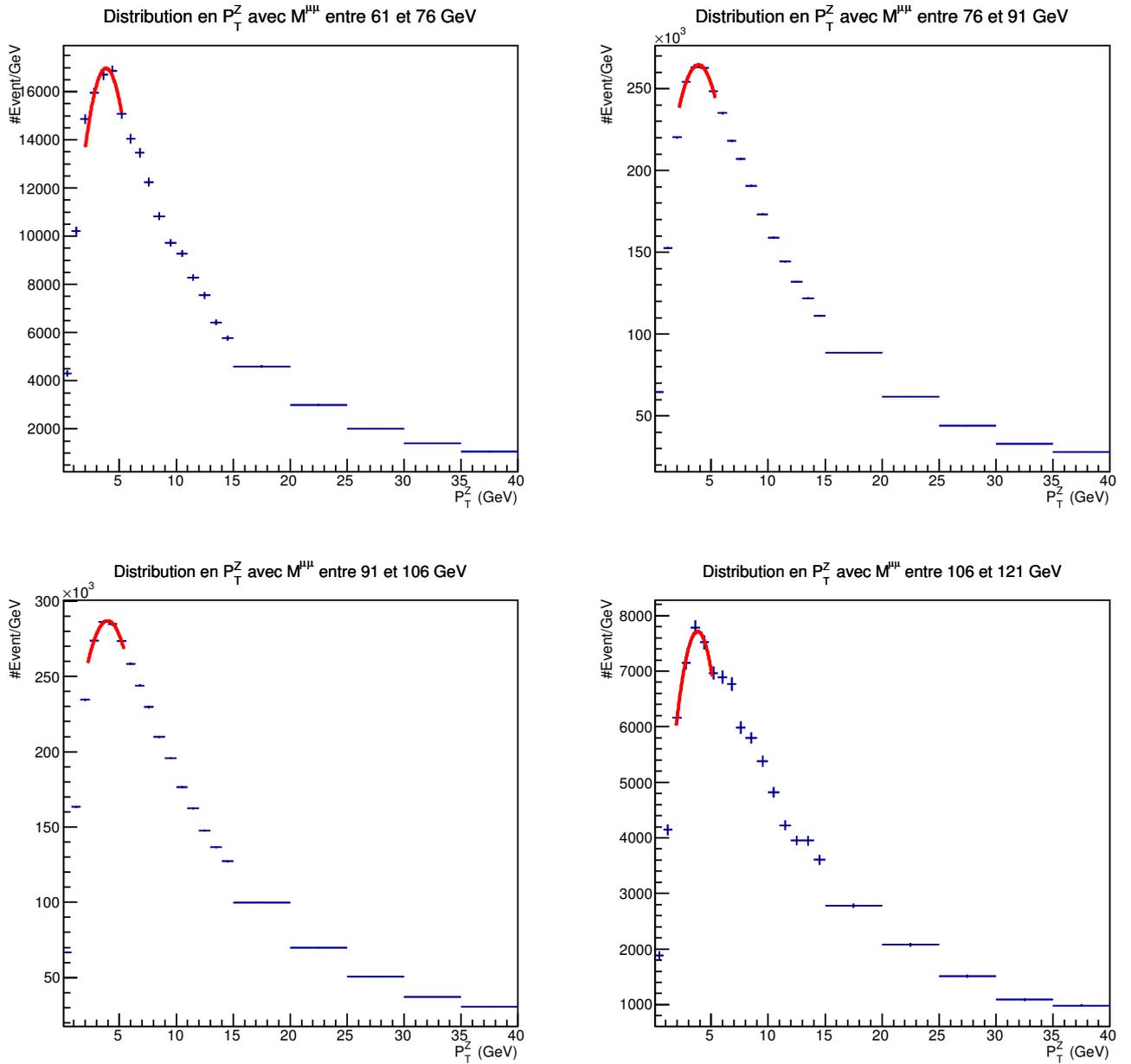


FIGURE 5.7 – Sections efficaces différentielles pour les données réelles dans les quatre fenêtres de masse invariante. Les erreurs sont les statistiques. En rouge se présente la fonction d’ajustement de forme parabolique.

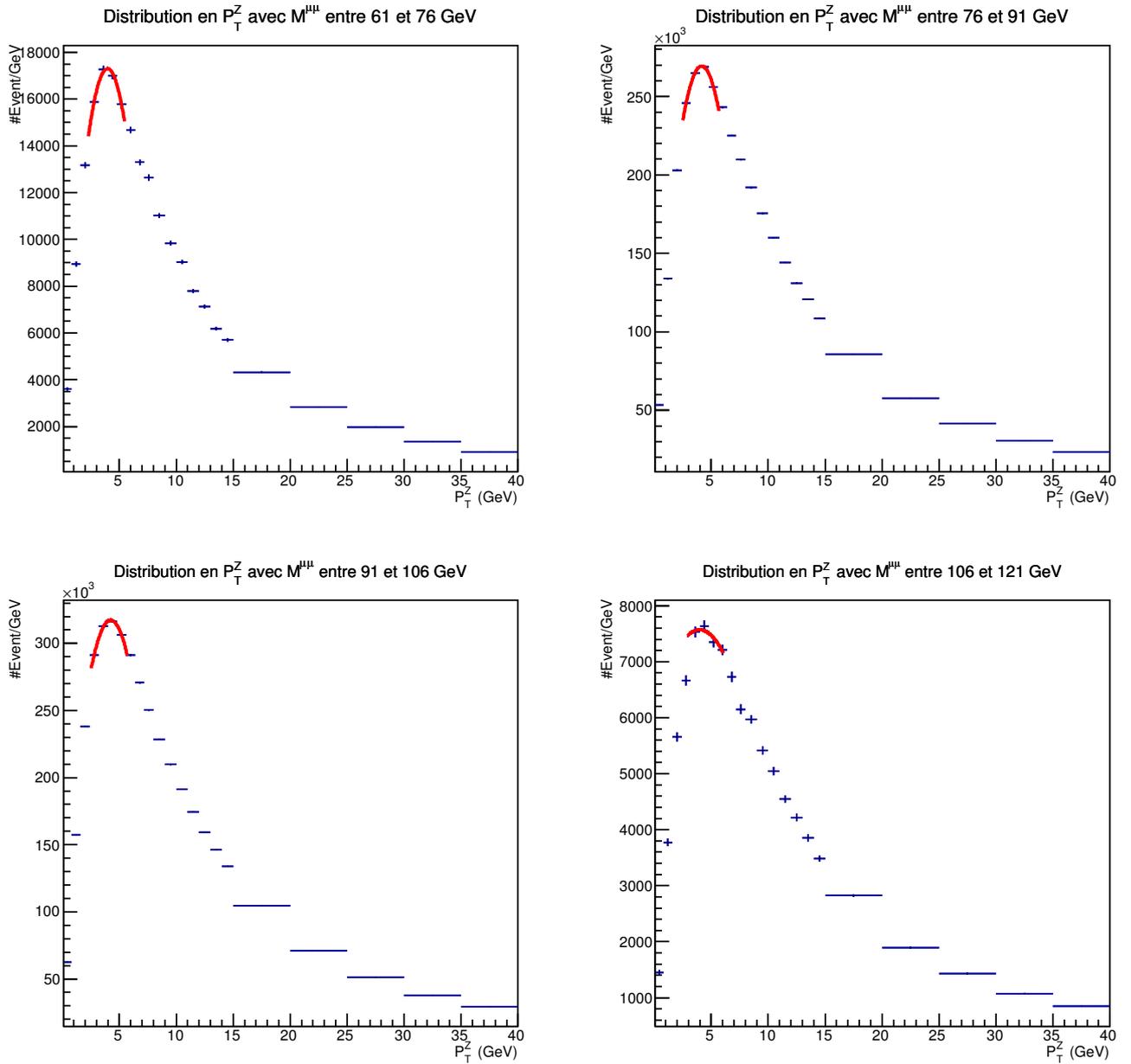


FIGURE 5.8 – Sections efficaces différentielles pour les données simulées dans les quatre fenêtres de masse invariante. Les erreurs sont les statistiques. En rouge se présente la fonction d’ajustement de forme parabolique..

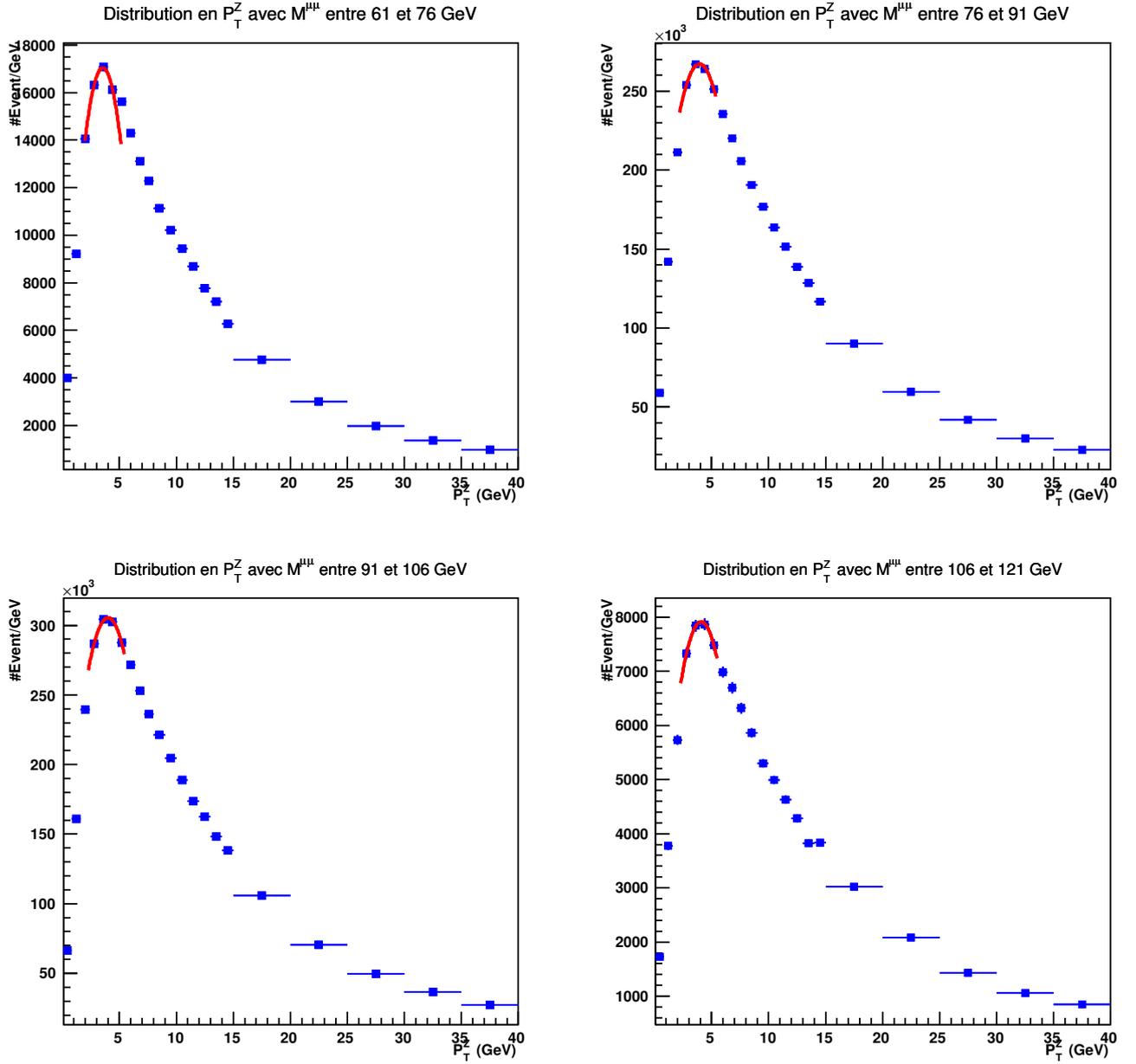


FIGURE 5.9 – Sections efficaces différentielles pour ResBos dans les quatre fenêtres de masse invariante. Les erreurs sont les statistiques. En rouge se présente la fonction d’ajustement de forme parabolique.

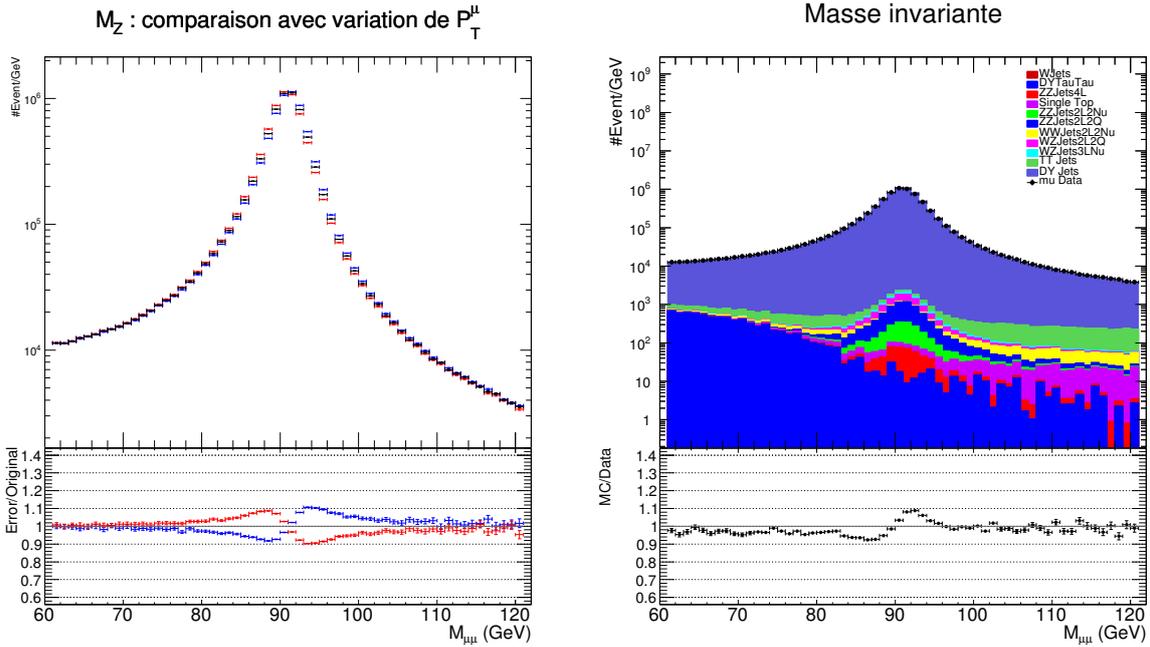


FIGURE 5.10 – Étude des erreurs systématiques dues aux variations de l’impulsion transverse des muons et de leur énergie sur la masse invariante reconstituée, à droite. Sur la gauche distribution de contrôle sur la masse invariante. Attention aux échelles différentes pour une bonne visibilité.

- du **Bruit de fond** : Le bruit de fond étant très faible autour du pic du Z, l’erreur qui en est issue le sera également. Sa valeur est estimée à 0,1% [18]. Elle est considérée comme négligeable.
- des **PDFs** : Les incertitudes sur les PDFs dépendent de l’échelle d’énergie mais autour du pic du Z celle-ci est inférieure à 1%.
- de la **luminosité** : L’erreur sur la luminosité mesurée par CMS pour la prise de données 2012 est établie à 2,6%. En réalité elle n’a pas d’effet sur les mesures proprement dites car il s’agit juste d’une incertitude sur le nombre d’événement et non sur la forme des distributions. Elle n’est pas prise en compte pour l’erreur de la position du pic.
- de l’**efficacité** : L’efficacité reprend deux choses, les facteurs d’échelle et la correction pile-up. Le facteur de correction à l’efficacité reflète les déviations systématiques entre les données réelles et les simulations. L’incertitude sur les facteurs d’échelle est d’environ 1%, et celle sur le pile-up est très faible et est comprise dans l’erreur sur l’Unfolding. La valeur de l’incertitude totale ici est prise à 0,4% [18].
- de l’**Unfolding** (1) : Comme il a déjà été énoncé plus haut, l’incertitude se mesure via la comparaison entre le niveau généré et le niveau reconstruit Unfoldé. L’erreur moyenne est estimée à 1%.

Toutes ces incertitudes concernent l’ensemble des distributions sur tous leurs domaines représentés, c’est à dire sur les bins, et sont résumées dans la table 5.2. Mais ce

que nous cherchons est l'erreur sur la position du pic de la distribution en impulsion transverse. Pour ce faire, il a été observé la variation de la position du pic s'il l'on ajoutait au soustayait les erreurs systématiques sur les bins. La déviation maximale est alors prise comme l'erreur systématique totale sur la position du pic. L'erreur sur le pic à travers cette méthode dépend de la fenêtre de masse invariante considérée.

Les autres corrections qui sont à prendre en compte et qui ne sont pas des systématiques sur les bins pris séparément mais sur l'ensemble proviennent :

- de l'**ajustement direct** : C'est simplement l'erreur dûe à l'ajustement calculé par minimisation du χ^2 .
- de la **fonction d'ajustement** : Selon la forme que l'on donne à la fonction d'ajustement du pic, les valeurs du maximum et les erreurs seront différentes. Les choix s'étant porté sur deux types particuliers de fonctions, parabole et gaussienne, nous prendrons comme erreur absolue la différence maximale entre les positions du maximum pour chacune combinée avec son erreur.
- de l'**Unfolding** (2) : Il s'agit maintenant de comparer la position du pic avant et après Unfolding. Cela est calculé aussi en observant la différence de position du pic entre niveau généré et niveau reconstruit unfoldé pour le Monte-Carlo. Les erreurs ne sont pas très grande et ne dépassent que rarement 1%.
- du **binning** : On le sait, les choix de la tailles des bins des histogrammes ont leur importance pour l'Unfolding, mais il y a un autre effet qui est la position de ces bins pour la fonction d'ajustement sur le pic. Pour étudier cette incertitude, toutes les opérations sont refaites avec un binning semblable mais décalé d'abord vers la gauche, et ensuite vers la droite, d'une même valeur. Les positions des pics sont recalculées et l'incertitude prise est la déviation maximale entre le binning original et les décalés.

Toutes les erreurs ayant été énoncées ici, il ne reste plus qu'à tout mettre en forme et observer ce que nous obtenons. Elle sont résumées dans la table 5.2. Dans cette table, la partie supérieure représente l'erreur moyenne systématique sur chaque bin dans l'ensemble du spectre de masse invariante, de 61 à 121 GeV, et vaut 3,0%. Pour la partie inférieure, la première ligne correspond au calcul fait dans la partie supérieure mais pour chaque fenêtre individuellement.

	Incertitudes relatives par fenêtre			
Moyennes	61–121 (GeV)			
Impulsion des muons	0,6%			
Bruit de fond	1%			
PDF	0.1%			
Luminosité	2,6%			
Unfolding (1)	1%			
Total systématique moyenne	3,0%			
Individuelles	61–76	76–91	91–106	106–121
Total systématique individuelle	1,29%	2,33%	4,87%	11,49%
Ajustement direct	1,69%	0,64%	0,67%	3,66%
Fonction choisie	0,17%	0,14%	0,02%	2,82%
Bining	5,29%	1,75%	1,54%	4,47%
Unfolding (2)	0,17%	2,23%	0,79%	3,43%
Incertitude totale sur le pic	5,71%	3,73%	5,21%	13,61%

TABLE 5.2 – Ensemble des erreurs systématiques moyennes et individuelles. Il est question ici de valeur moyenne, en réalité certaines varie selon les fenêtres. Le calcul final des incertitudes est pris de manière individuel pour chaque fenêtre de masse invariante.

Chapitre 6

Résultats

6.1 Observation générale

Maintenant que tout est dit, regardons les résultats. Tout d'abord regardons la figure 6.1 qui montre les distributions du nombre d'événements en fonction de l'impulsion transverse du boson vecteur pour les données réelles, simulées et ResBos. Les erreurs représentées sont les incertitudes statistiques pour ResBos et Monte-Carlo. Pour les données, elles sont sommées quadratiquement avec les incertitudes systématiques. La figure 6.2 représente la même chose mais pour chaque fenêtre de 15 GeV individuellement.

Comme on peut le voir, il n'y a pas vraiment d'accord entre les données réelles et les données Monte-Carlo. Cela montre que les calculs MadGraph+Pythia ne sont pas adaptés pour décrire correctement les faibles impulsions transverses. ResBos semble donner de meilleurs résultats bien qu'il reste une légère différence. Les derniers points à plus hautes valeurs de p_T n'ont pas été calculés pour ResBos. La divergence pour $p_T > 100$ GeV provient du fait que les simulations sont limitées jusqu'au NLO, les contributions des ordres supérieurs dans les données réelles marquent donc le désaccord à plus haut p_T .

Impulsion transverse

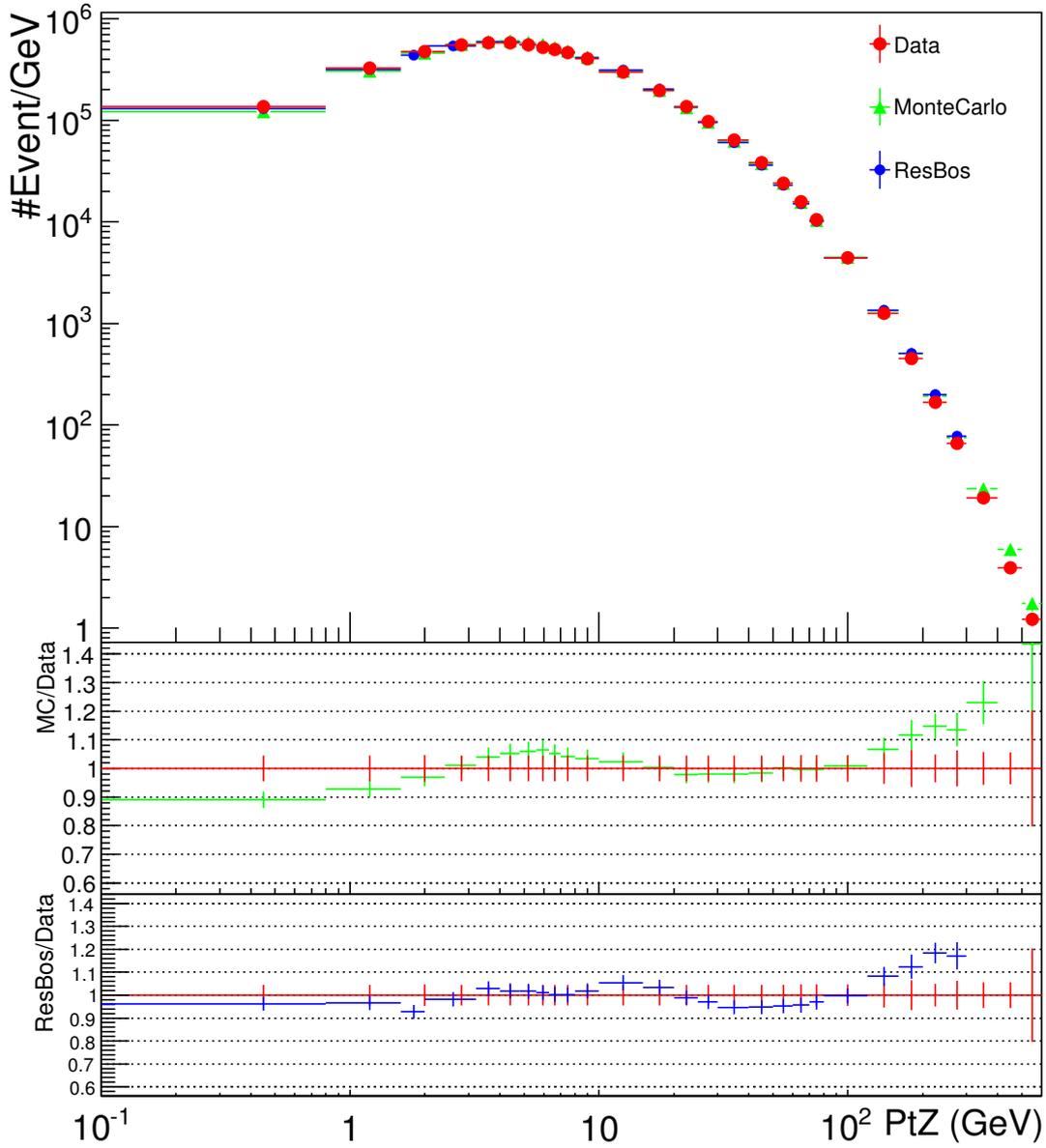


FIGURE 6.1 – Nombre d'événements en fonction de l'impulsion transverse pour l'ensemble du spectre de masse invariante considéré dans ce présent travail. En rouge sont tracées les données réelles, en vert les données Monte-Carlo et en bleu celles de ResBos. En dessous se trouve les rapport $MC/Data$ et $ResBos/Data$.

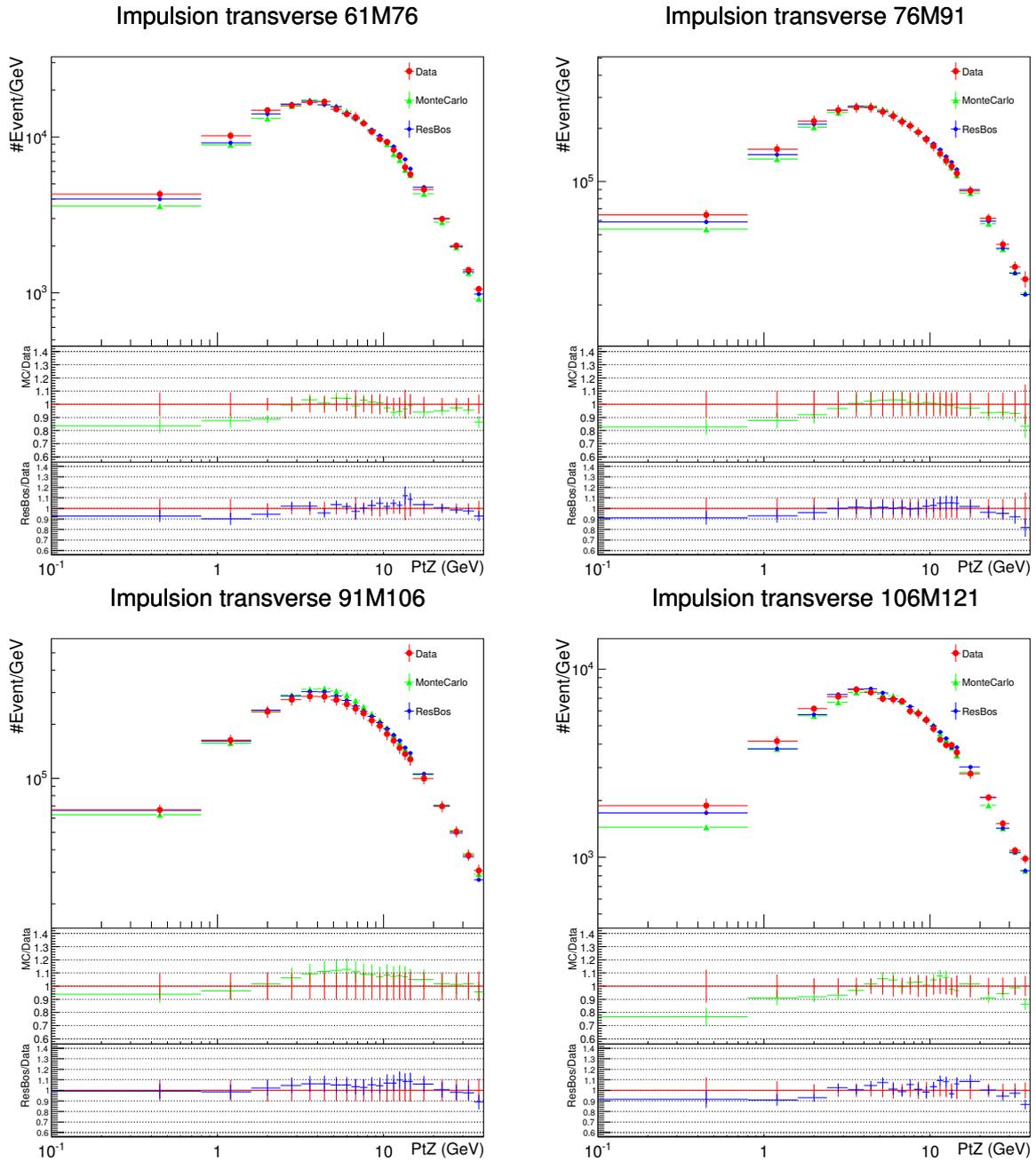


FIGURE 6.2 – Nombre d'événements en fonction de l'impulsion transverse pour chaque fenêtre du spectre de masse invariante considéré dans ce présent travail. En rouge sont tracées les données réelles, en vert les données Monte-Carlo et en bleu celles de ResBos. En dessous se trouve les rapport MC/Data et ResBos/Data.

6.2 Observations particulières

Regardons maintenant les distributions en p_T séparément et en fonction des masses invariantes. Les figures 5.7, 5.8 et 5.9 montrent les quatre fenêtres pour respectivement les données, les simulations et ResBos. Comme on peut le voir, les histogrammes sont comparables dans leurs formes. En rouge se dessine la fonction d'ajustement de forme parabolique sur le pic. Ensuite la position du pic est répertoriée pour chaque fenêtre dans la table 6.1 et mise en évolution dans le graphique de la figure 6.3.

Groupe	Fenêtres de masse invariante (GeV)			
	61–76	76–91	91–106	106–121
Données réelles	3.842 ± 0.219	3.878 ± 0.145	3.980 ± 0.207	3.807 ± 0.518
Monte-Carlo	3.969 ± 0.077	4.174 ± 0.053	4.245 ± 0.046	3.988 ± 0.840
ResBos	3.546 ± 0.182	3.938 ± 0.074	4.002 ± 0.035	4.090 ± 0.172

TABLE 6.1 – Liste des positions des pics de distribution en p_T en GeV, en fonction de la masse invariante. Les erreurs sont les statistiques pour Monte-carlo et ResBos, systématiques et statistiques pour les données réelles.

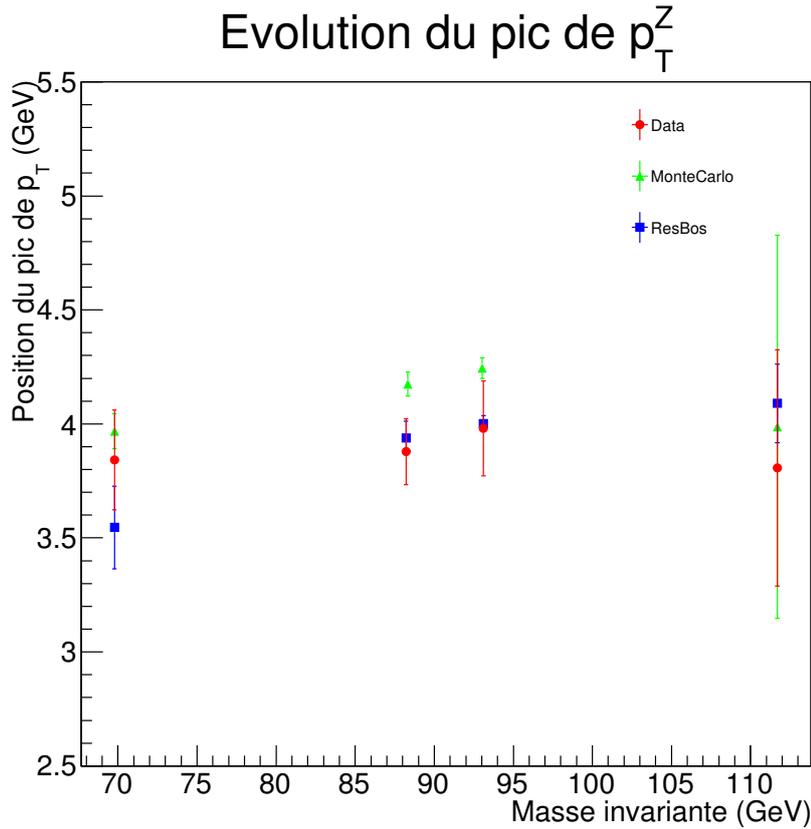


FIGURE 6.3 – Résultats : Graphique d'évolution du pic de la distribution en des événements en p_T en fonction de la masse invariante moyenne pour les quatre fenêtres.

Pour voir s'il existe une dépendance significative en la masse invariante, un ajust-

tement linéaire est fait pour les trois groupes de points. Le Monte-Carlo et ResBos prédisent une dépendance en M avec un coefficient angulaire proche de 0,012 comme sur les ajustements linéaires des figure 6.5 et 6.6, alors que les données sont compatibles avec une dépendance nulle (figure 6.4), l'erreur sur le coefficient angulaire étant d'un ordre plus grand que sa valeur propre. Les valeurs sont reprises dans la table 6.2.

Groupe	coefficient angulaire	ordonnée à l'origine	χ^2
Données réelles	$0,0024 \pm 0,0104$	$3,69 \pm 0,90$	0,218
Monte-Carlo	$0,0117 \pm 0,0038$	$3,15 \pm 0,34$	0,397
ResBos	$0,0131 \pm 0,0056$	$2,78 \pm 0,52$	1,414

TABLE 6.2 – Coefficients angulaires, ordonnées à l'origine et χ^2 pour les ajustements linéaires sur les variation de position des pic en p_T en fonction de la masse invariante.

Les données obtenues ne sont pas assez précises pour tirer une conclusion définitive. Les incertitudes sur les données étant trop grandes, il n'est pas possible de dire que le Monte-Carlo et ResBos sont faux. Des points supplémentaires à plus haute masse invariante pourront sans doute permettre de tirer cela au clair.

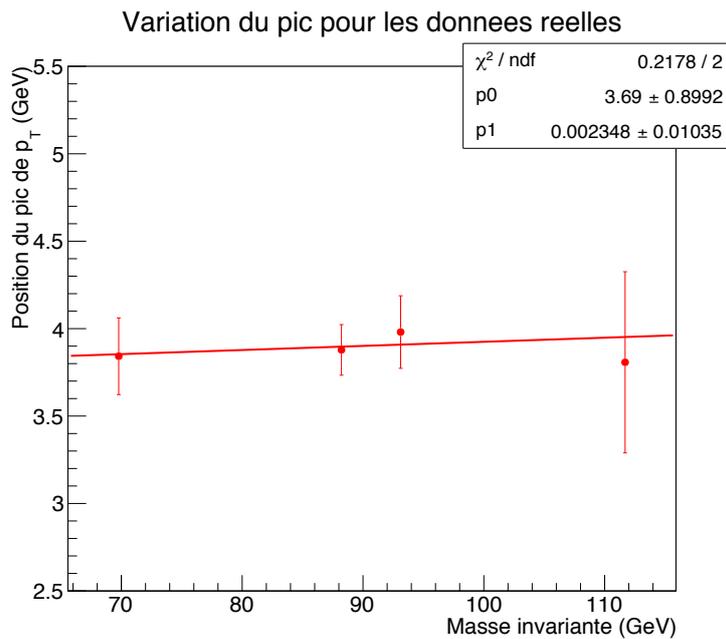


FIGURE 6.4 – Évolution de la position du pic pour les données réelles seules avec l'ajustement linéaire. En haut à droite se trouve les paramètres d'ajustment pour une fonction du type : $y = p_0 + x \times p_1$.

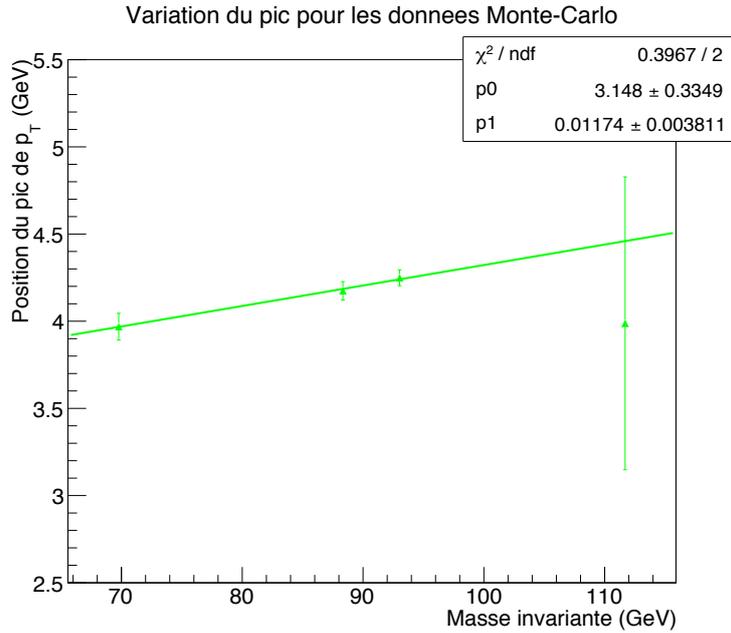


FIGURE 6.5 – Évolution de la position du pic pour les données simulées seules avec l’ajustement linéaire. En haut à droite se trouve les paramètres d’ajustment pour une fonction du type : $y = p_0 + x \times p_1$.

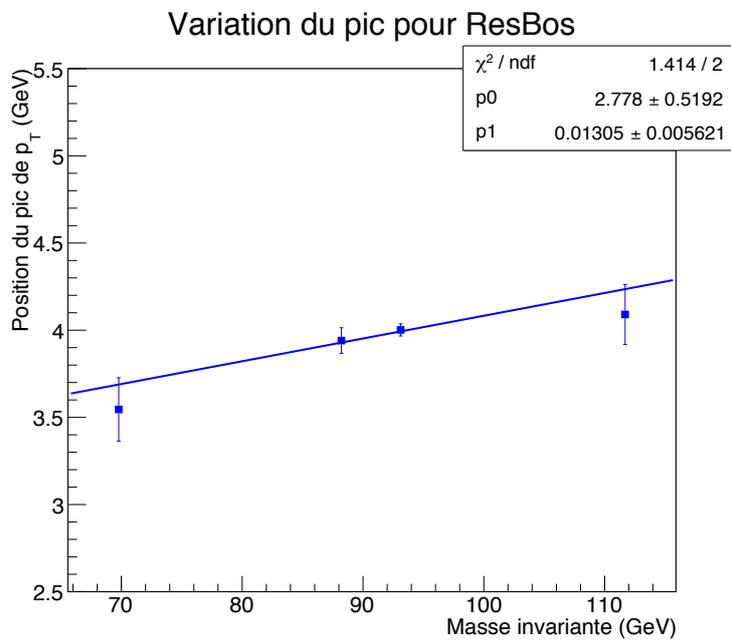


FIGURE 6.6 – Évolution de la position du pic pour ResBos seul avec l’ajustement linéaire. En haut à droite se trouve les paramètres d’ajustment pour une fonction du type : $y = p_0 + x \times p_1$.

Conclusion

Avant de nous quitter, remémorons-nous tout ce qui a été dit précédemment, les motivations, le contexte théorique et l'analyse qui ont mené aux résultats. L'étude du processus Drell-Yan est à la fois pratique et nécessaire. De part l'aisance de son obtention dans diverses expériences, dont celle de CMS au LHC, il est possible d'étudier notre compréhension de la chromodynamique au travers de ce même processus. L'étude à faible impulsion transverse du γ^*/Z fait apparaître des effets perturbatifs et non perturbatifs dans l'expression de la section efficace qu'il est possible de décrire à travers le formalisme de Collins-Soper-Sterman. Comme nous l'avons vu, ce formalisme permet d'exprimer la section efficace aux faibles valeurs de l'impulsion transverse comme un produit d'une fonction perturbative, et d'une fonction non-perturbative qui est universelle, c'est-à-dire indépendante du processus en cours.

Nous avons analysé les données 2012 de CMS pour étudier cette section efficace différentielle en l'impulsion transverse du boson vecteur Z . Un bon nombre d'opérations ont été nécessaires pour obtenir les résultats sur les données comme l'Unfolding permettant de corriger les effets expérimentaux de migration des données. Il a bien fallu aussi calculer les diverses incertitudes et nous avons pu discuter s'il y a accord ou non entre les simulations et les données.

Pour les simulations nous avons utilisé trois programmes différents : les Monte-Carlo MadGraph et Pythia, couplés et générant des événements de manière aléatoire tout en respectant le calcul de la section efficace, et ResBos, calculant directement la section efficace différentielle.

Quand enfin nous eûmes fini l'ensemble du traitement des données pour arriver aux premières comparaisons, nous avons pu observer que les simulations sont en accord avec les données pour une impulsion transverse comprise entre 2 et 100 GeV, les erreurs se recouvrant. En dessous de 2 GeV, les simulations Monte-Carlo s'écartent des données réelles alors que ResBos reste plus en accord avec celles-ci, cela étant les incertitudes se recouvrent. Cela montre d'abord les capacités de prédiction des modèles qui que celles-ci sont très proche de la réalité. Nous avons vu aussi que le désaccord qui se fait au delà de 100 GeV est simplement dû aux limites techniques des simulations.

Puis il a été question de regarder la dépendance de la position du pic de la section efficace différentielle en p_T en fonction de l'échelle de masse. Pour les données réelles, il n'y a pas de dépendance observée de façon significative, contrairement aux observations faites sur les prédictions de ResBos et du Monte-Carlo, qui montrent clairement des

dépendances comparables. Néanmoins, les incertitudes expérimentales sont très grandes et nous permettent de dire qu'une dépendance des données réelles est compatible avec les simulations. Une réduction des incertitudes systématiques et des points supplémentaires à plus haute masse invariante pourront sans doute apporter une réponse plus précise à la question de la dépendance ou non aux échelles proche du TeV.

Pour terminer, rappelons-nous qu'il ne s'agit que d'une approche, certes préliminaire, mais qui ouvre un champ de possibilités, notamment dans l'extraction des paramètres de la paramétrisation BNLY. Cependant, faute de temps, ce ne fut pas le cas ici car cette paramétrisation requière de passer dans l'espace de Fourier. Nous avons ici une autre possibilité de recherche disponible à qui le souhaite.

Bibliographie

- [1] Ellis, Stirling, and Webber. *QCD and Collider Physics*. Cambridge university press edition, 1996.
- [2] S.D. Drell and Tung-Mow Yan. Massive Lepton Pair Production in Hadron-Hadron Collisions at High-Energies. *Phys.Rev.Lett.*, 25 :316–320, 1970.
- [3] S. Chatrchyan et al. The CMS experiment at the CERN LHC. *JINST*, 3 :S08004, 2008.
- [4] Laurent Favart. Physique auprès des collisionneurs (ULB : PHYS-F-477), 2013-2014.
- [5] Pascal Vanlaer and Gilles De Lentdecker. Méthodes expérimentales de la physique des particules (ULB : PHYS-F-420), 2014-2015.
- [6] https://cds.cern.ch/record/1164451/files/CERN_Brochure-2009-003-Fre.pdf. Cern brochure. 2009.
- [7] Samantha Katherine Dooling. Differential Cross Section Measurement of Drell-Yan Production and associated Jets with the CMS Experiment at the LHC. *DESY-THESIS-2015-002*.
- [8] Johannes Hauk. Measurement of Associated Z-Boson and b-Jet Production in Proton-Proton Collisions with the CMS Experiment.
- [9] Pierre Germain. Introduction aux accélérateurs de particules.
- [10] CMS Collaboration. Measurement of the double differential cross section of Z bosons produced in association with jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV. *CMS-PAS-SMP-14-009*, 2014.
- [11] CMS Collaboration. Measurement of the differential production cross section of Z bosons in association with jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV. *CMS-PAS-SMP-13-007*, 2014.
- [12] J. Beringer et al. Review of Particle Physics. *Phys. Rev. D*, 86 :010001, Jul 2012.
- [13] Alexandre Léonard. Measurement of Z boson production in association with jets at the LHC and study of a DAR system for the triple-GEM detector in view of the CMS upgrade, 2015 (to be published).
- [14] Sébastien Gadrat. Etude de la production de charme ouvert et de Drell-Yan dans les collisions p+p à 200 GeV avec le détecteur PHENIX à RHIC. (UNIVERSITE BLAISE PASCAL), 2005.

- [15] Anton V. Konychev and Pavel M. Nadolsky. Universality of the Collins-Soper-Sterman nonperturbative function in gauge boson production. *Phys.Lett.*, B633 :710–714, 2006.
- [16] F. Landry, R. Brock, Pavel M. Nadolsky, and C.P. Yuan. Tevatron Run-1 Z boson data and Collins-Soper-Sterman resummation formalism. *Phys.Rev.*, D67 :073016, 2003.
- [17] Yamamoto Kyoko. Measurement of the Drell-Yan differential cross-section $d\sigma/dp_T^{\mu\mu}$ at high dilepton mass in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector.
- [18] V. Khachatryan et al. Measurements of differential and double-differential Drell-Yan cross sections in proton-proton collisions at 8 TeV. *Eur.Phys.J.*, C75(4) :147, 2015.
- [19] Paolo Nason. A New method for combining NLO QCD with shower Monte Carlo algorithms. *JHEP*, 0411 :040, 2004.
- [20] Stefano Frixione, Paolo Nason, and Giovanni Ridolfi. A Positive-weight next-to-leading-order Monte Carlo for heavy flavour hadroproduction. *JHEP*, 0709 :126, 2007.
- [21] Simone Alioli, Paolo Nason, Carlo Oleari, and Emanuele Re. NLO vector-boson production matched with shower in POWHEG. *JHEP*, 0807 :060, 2008.
- [22] Georges Aad et al. Measurement of the Z/γ^* boson transverse momentum distribution in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector. *JHEP*, 1409 :145, 2014.
- [23] R. Fruhwirth. Application of Kalman filtering to track and vertex fitting. *Nucl.Instrum.Meth.*, A262 :444–450, 1987.
- [24] Glen Cowan. *Statistical Data Analysis, LARENDON PRESS OXFORD*. 2002.
- [25] Mika Vesterinen. Z Boson Transverse Momentum Distribution, and ZZ and WZ Production ... 2012.
- [26] Georges Aad et al. Measurements of the Total and Differential Higgs Boson Production Cross Sections Combining the $H \rightarrow \gamma\gamma$ and $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ Decay Channels at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS Detector. 2015.
- [27] Site internet du CERN. <http://home.web.cern.ch/>.
- [28] Site internet du HEPHY (Institute of High Energy Physics (Austrian Academy of Sciences)). <http://www.hephy.at/en/institute/>.
- [29] Thomas Lenzi. Development and Study of Different Muon Track Reconstruction Algorithms for the Level-1 Trigger for the CMS Muon Upgrade with GEM Detectors. 2013.
- [30] Pierre Germain, Daniel Dekkers, and Django Manglunki. Introduction aux accélérateurs de particules (ULB : PHYS-H-504).

Table des figures

1.1	Corrections de boucle quark à gauche et gluon à droite pour le propagateur d'un gluon [4].	5
1.2	Représentation de l'évolution des constantes de couplage électromagnétique, à gauche, et forte, à droite, avec les différents effets les concernant [4].	6
2.1	Diagramme de Feynman du Drell-Yan à l'ordre dominant.	9
2.2	Processus Drell-Yan produisant deux muons avec prise en compte des fractions d'impulsions des quarks par rapport aux protons et des fonctions de distribution.	10
2.3	Diagrammes aux LO et NLO participant au Drell-Yan, les flèches représentent les quarks et anti-quarks, l'ondulation le Z/γ^* , et les serpentins les gluons [1].	13
2.4	Drell-Yan produisant deux muons. À gauche la contribution au LO et à droite au NLO, en vue d'une coupe transversale du détecteur CMS. Au NLO, un gluon, comme exemple ici, ou un quark est émis ammenant une impulsion transverse au système muon-muon. Le gluon, ou le quark, sera observé sous la forme d'un jet. [7].	14
2.5	Les différentes contributions du terme resommé, à ordre fixé et asymptotique. La section efficace à ordre fixé représente le cas où les émissions de gluons softs ne sont pas prises en compte et domine aux grandes valeurs de p_T . La section efficace asymptotique de la resommation doit être soustaite à la section efficace à l'ordre fixe pour éviter un double comptage [17].	17
2.6	Mesure du paramètre a en fonction de l'échelle d'énergie Q , par utilisation des mesures du processus Drell-Yan de différentes expériences [15].	19
2.7	Sections efficace différentielle, à gauche, et normalisée, à droite, pour la production de boson scalaire en fonction de son impulsion transverse, mesurées en combinant les canaux $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ [26]. . .	21
3.1	Représentation des différents éléments de calcul dans les Monte-Carlo. L'élément de matrice correspond au processus dur [8].	25

4.1	Le CERN et les principales expériences du LHC entre la Suisse et la France [27].	27
4.2	Ensemble des différents accélérateurs du CERN. En dessous des noms il est possible de découvrir l'année de mise en service et la circonférence des accélérateurs circulaires [27].	29
4.3	Vue globale du détecteur CMS à l'échelle et avec légende sur ses différents composants [27].	33
4.4	Coupe transverse du détecteur CMS et exemples d'impacts de particules de natures différentes [27].	34
4.5	Structure des traceurs de CMS [28].	35
4.6	Structure du Trigger au Level-1 [3].	37
4.7	Vue en coupe longitudinale des détecteurs de CMS. Les détecteurs MEs sont les CSCs alors que les MBs sont les DTs [29].	39
5.1	Différents diagrammes de Feynman des bruits de fond.	45
5.2	Comparaison avant-après correction au nombre de vertex simulés. À gauche la distribution initiale du nombre de vertex. Du rapport MC/Data on tire le facteur de correction. Le résultat de son application sur la même distribution se trouve à droite. Le bruit de fond est sous-entendument additionné au Monte-Carlo.	46
5.3	Distributions de contrôle pour les muons, avec impulsion transverse, énergie, pseudo-rapacité et angle azimutal.	48
5.4	Distributions de contrôle pour les bosons vecteurs, avec distribution en masse invariante des deux muons, impulsion transverse, pseudo-rapacité et nombre de jets exclusif.	49
5.5	Matrices de réponse pour l'impulsion transverse du boson vecteur (en GeV) et pour le nombre de jets. Les valeurs représentées sont les fractions d'événements générés au niveau reconstruit. Par exemple la ligne du bas de la matrice de la variable N_{Jets} exprime que 97% du niveau reconstruit pour 0 jet correspond à 0 jet au niveau généré et 3% correspond à 1 jet au niveau généré. La somme des valeurs sur chaque ligne doit valoir 1, ou presque, les cases avec une valeur non nulle mais inférieure à 1% ne sont pas représentées.	51
5.6	Distribution de la section efficace différentielle en p_T avec division du Monte-Carlo en deux parties. En bleu le niveau Unfoldé de la première partie, en vert le niveau généré de la deuxième partie.	52
5.7	Sections efficaces différentielles pour les données réelles dans les quatre fenêtres de masse invariante. Les erreurs sont les statistiques. En rouge se présente la fonction d'ajustement de forme parabolique.	54
5.8	Sections efficaces différentielles pour les données simulées dans les quatre fenêtres de masse invariante. Les erreurs sont les statistiques. En rouge se présente la fonction d'ajustement de forme parabolique.	55

5.9	Sections efficaces différentielles pour ResBos dans les quatre fenêtres de masse invariante. Les erreurs sont les statistiques. En rouge se présente la fonction d'ajustement de forme parabolique.	56
5.10	Étude des erreurs systématiques dues aux variations de l'impulsion transverse des muons et de leur énergie sur la masse invariante reconstituée, à droite. Sur la gauche distribution de contrôle sur la masse invariante. Attention aux échelles différentes pour une bonne visibilité.	57
6.1	Nombre d'événements en fonction de l'impulsion transverse pour l'ensemble du spectre de masse invariante considéré dans ce présent travail. En rouge sont tracées les données réelles, en vert les données Monte-Carlo et en bleu celles de ResBos. En dessous se trouve les rapport MC/Data et ResBos/Data.	62
6.2	Nombre d'événements en fonction de l'impulsion transverse pour chaque fenêtre du spectre de masse invariante considéré dans ce présent travail. En rouge sont tracées les données réelles, en vert les données Monte-Carlo et en bleu celles de ResBos. En dessous se trouve les rapport MC/Data et ResBos/Data.	63
6.3	Résultats : Graphique d'évolution du pic de la distribution en des événements en p_T en fonction de la masse invariante moyenne pour les quatre fenêtres.	64
6.4	Évolution de la position du pic pour les données réelles seules avec l'ajustement linéaire. En haut à droite se trouve les paramètres d'ajustement pour une fonction du type : $y = p_0 + x \times p_1$	65
6.5	Évolution de la position du pic pour les données simulées seules avec l'ajustement linéaire. En haut à droite se trouve les paramètres d'ajustement pour une fonction du type : $y = p_0 + x \times p_1$	66
6.6	Évolution de la position du pic pour ResBos seul avec l'ajustement linéaire. En haut à droite se trouve les paramètres d'ajustement pour une fonction du type : $y = p_0 + x \times p_1$	66

Liste des tableaux

1.1	Valeurs des constantes de couplage des trois interactions fondamentales à $Q^2 = M_Z^2 = (91.19 \text{ GeV})^2$ [12].	4
2.1	Table de la charge et des différents couplages vectoriels V_f et axiaux A_f des fermions fondamentaux [1].	12
5.1	Signal DY et différents canaux de bruit de fond, avec le Monte-Carlo utilisé pour le processus dur, MadGraph (MG) ou Powheg (Pow), avec le nombre d'événements simulés, et avec le produit de la section efficace multipliée par le rapport de branchement.	44
5.2	Ensemble des erreurs systématiques moyennes et individuelles. Il est question ici de valeur moyenne, en réalité certaines varie selon les fenêtres. Le calcul final des incertitudes est pris de manière individuel pour chaque fenêtre de masse invariante.	59
6.1	Liste des positions des pics de distribution en p_T en GeV, en fonction de la masse invariante. Les erreurs sont les statistiques pour Monte-carlo et ResBos, systématiques et statistiques pour les données réelles.	64
6.2	Coefficients angulaires, ordonnées à l'origine et χ^2 pour les ajustements linéaires sur les variation de position des pic en p_T en fonction de la masse invariante.	65