



FACULTÉ DES SCIENCES APPLIQUÉES MA2 - PHYSIQUE

CONTRIBUTION À L'ANALYSE DES
PREMIÈRES DONNÉES DE L'EXPÉRIENCE
CMS AU LHC.

PROMOTEURS : SPARENBERG JEAN-MARC ET VANLAER PASCAL

ALALUF DAVID

Mémoire de fin d'études présenté en vue de l'obtention
du titre d'ingénieur civil physicien

UNIVERSITÉ LIBRE DE BRUXELLES

ANNÉE ACADÉMIQUE 2009-2010

Table des matières

0	Introduction	4
1	Particules élémentaires et leurs interactions	6
1.1	Les interactions fondamentales	6
1.2	Les leptons	8
1.3	Les quarks	9
1.4	Structure des hadrons	9
2	Présentation du projet LHC	13
2.1	Le détecteur CMS	14
2.1.1	Détecteur de traces	18
2.1.2	Calorimètre électromagnétique	22
2.1.3	Calorimètre hadronique	24
2.1.4	Chambres à muons	24
3	Physique des collisions proton-proton au LHC	26
3.1	Le processus de Drell-Yan	26
3.1.1	Motivation	26
3.1.2	Aperçu théorique	27
3.1.3	Bruit de fond	28
3.2	Section efficace d'un processus	30
3.2.1	Section efficace partonique	30
3.2.2	Section efficace hadronique	31
3.2.3	Les fonctions de distribution de partons	32
3.3	Corrections d'ordre supérieur	34
3.4	Analyse cinématique du processus de Drell-Yan	35
3.4.1	Distributions cinématiques	36
	$\sqrt{s} = 900$ GeV	36
	$\sqrt{s} = 7$ TeV	44
3.4.2	Section efficace et acceptance	48

4	Étude de la production de particules étranges à 900 GeV	50
4.1	Reconstruction et sélection des évènements	52
4.1.1	Reconstruction de la trace	52
4.1.2	Sélection des évènements	53
4.1.3	Reconstruction des V_0	53
4.1.4	Identification des V_0	54
4.2	Simulations Monte Carlo et données du CERN	61
4.2.1	Sélection des V_0	61
4.2.2	Distributions cinématiques des V_0	65
4.3	Temps de vie	68
4.3.1	Méthode	70
4.3.2	Correction à une dimension	71
4.3.3	Correction à deux dimensions	74
	Conclusion	76

Remerciements

Je tiens à remercier les différentes personnes qui m'ont soutenu de près ou de loin pour la réalisation de ce projet de fin d'études.

En effet, dès le premier jour j'ai été chaleureusement accueilli et intégré par toute l'équipe. J'aimerais remercier Barbara Clerbaux, Pierre Marage, Jean-Marc Sparenberg, Anne-Sophie Kalbfleisch, Vincent Dero, Laurent Favart et Otman Charaf pour l'aide et les précieux conseils qu'ils m'ont apportés, ainsi que Laurent Thomas pour toutes les nuits que nous avons passées ensemble au labo (à travailler)!

Je remercie tout particulièrement Mr. Pascal Vanlaer pour l'attention et le temps qu'il m'a accordés tout au long de mon travail.

Grâce à vous tous, cette expérience m'a été très enrichissante à tous les niveaux.

Résumé

Dans ce travail, nous avons dans un premier temps étudié la cinématique de production du Boson Z se désintégrant dans le canal di-électronique lors du processus de Drell-Yan. Cette étude a été menée à des énergies de 900 GeV, 7 TeV et 10 TeV dans le centre de masse de la collision proton-proton. Les données analysées ont été fournies par le programme de simulation Monte Carlo, PYTHIA. Les distributions cinématiques obtenues nous ont permis de comprendre l'évolution de l'acceptance du détecteur ainsi que la section efficace du processus de Drell-Yan.

Dans un second temps, nous nous sommes intéressés à la production de particules neutres étranges, les V_0 , lors de l'évènement sous-jacent du processus de Drell-Yan. Nous avons analysé les distributions cinématiques de ces particules étranges, sur base de simulations de reconstruction de particules générées par Monte Carlo et de coupures faites sur les masses invariantes pour tenter d'identifier ces V_0 . Nous avons également comparé ces résultats aux toutes premières données à 900 GeV, récoltées en 2009 dans l'expérience CMS au LHC. Par après, nous avons étudié l'efficacité de reconstruction des produits de désintégration de ces particules étranges. Nous avons finalement présenté une méthode de reconstruction du temps de vie des V_0 et comparé les résultats obtenus à la moyenne mondiale. Nous avons terminé ce travail en proposant l'étude de certains aspects encore mal compris.

Chapitre 0

Introduction

Le LHC (Large Hadron Collider) est le plus grand (27 km de circonférence) et le plus puissant accélérateur de particules jamais construit. Il permettra de produire des collisions entre deux faisceaux de protons à haute énergie dans le but de comparer les prédictions théoriques à l'expérience.

Le modèle standard [1] de la physique des particules est le modèle qui constitue à ce jour la meilleure description des constituants élémentaires de la matière et de leurs interactions. Un des principaux aspects, encore non découverts, du modèle standard est le boson de Higgs [2]. La découverte de cette particule est l'un des objectifs majeurs du LHC. Par ailleurs, d'autres modèles, supersymétriques ou à dimensions supplémentaires, prédisent l'existence de nouvelles particules qui pourraient être détectables au LHC si leur masse est de l'ordre du TeV¹. Ces théories sont appelées BSM (Beyond Standard Model). En particulier, le groupe de Bruxelles s'intéresse à la recherche du boson Z' , particule similaire au boson Z médiateur de l'interaction faible, mais plus massive.

Le premier chapitre de ce travail introduit les différents concepts théoriques de la physique des particules que nous utiliserons tout au long de cette étude.

Dans le second chapitre, nous décrirons les différents composants du détecteur CMS utilisé pour l'expérience du LHC qui nous intéresse ici. Cette description nous permettra d'appréhender les différents aspects utiles à l'étude de la reconstruction des particules par le détecteur.

1. Dans ce travail nous définirons la vitesse de la lumière comme référence des vitesses, $c := 1$.

Le troisième chapitre de ce document est ensuite consacré au processus $q\bar{q} \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow e^-e^+$, dit de Drell-Yan, intervenant dans la découverte du Z' . En effet, la section efficace différentielle du processus de Drell-Yan prédite par le modèle standard présente une queue de distribution à hautes masses invariantes et constitue un bruit de fond irréductible pour la recherche du Z' . Il est dès lors intéressant d'analyser l'allure de la section efficace différentielle à ces masses invariantes et de la comparer aux résultats prédits afin d'éventuellement mettre en évidence la signature d'une nouvelle physique. D'autre part, l'étude du boson Z permet de calibrer en détail le détecteur et la sélection des évènements opérés pour mettre en évidence le Z' .

Dans le cadre de ce travail, nous nous intéresserons donc plus particulièrement à la cinématique de production du boson Z et des électrons à des énergies de 900 GeV, 7 TeV et 10 TeV dans le centre de masse des collisions proton-proton. Nous utiliserons pour ce faire des simulations par méthode de Monte Carlo. Nous comparerons ensuite les différentes distributions cinématiques obtenues à ces énergies. Nous étudierons également l'évolution de la section efficace du processus de Drell-Yan à ces énergies, ainsi qu'un paramètre qualifiant la proportion des évènements observables, appelé *acceptance*.

Le LHC a commencé à fournir ses premières données en Novembre 2009, mais à ce jour (Mai 2010) un seul candidat Z se désintégrant en une paire d'électrons a été détecté.

Dans le dernier chapitre de ce travail, nous nous sommes donc plutôt intéressés à la production de particules étranges de petites impulsions transverses produites abondamment lors des collisions proton-proton à une énergie de 900 GeV dans le centre de masse. L'objectif à moyen terme est de comprendre l'évènement sous-jacent superposé au processus de Drell-Yan. La première étape de cette étude consiste à reconstruire le temps de vie de ces particules étranges et de retrouver la moyenne mondiale actuelle dans le but de contrôler la sélection de ces particules dans le détecteur. Pour ce faire, nous analyserons des simulations de reconstruction des particules générées par la méthode de Monte Carlo, que nous comparerons aux toutes premières données récoltées dans l'expérience CMS au LHC.

Chapitre 1

Particules élémentaires et leurs interactions

Dans ce chapitre, nous abordons les différentes particules fondamentales de la nature [3], leurs interactions et la structure des particules sensibles à l'interaction forte, les hadrons.

1.1 Les interactions fondamentales

Quatre interactions fondamentales sont responsables de tous les phénomènes physiques observés dans l'univers, chacune se manifestant par une force dite force fondamentale. Ces quatre interactions sont :

- L'interaction électromagnétique entre les particules chargées.
- L'interaction faible responsable entre autres de la désintégration du neutron.
- L'interaction forte responsable des forces entre particules qui possèdent une charge de couleur, c'est-à-dire les quarks et les gluons.
- La gravitation.

La physique tente de représenter les interactions fondamentales à partir d'un nombre de concepts aussi petit que possible. On peut regrouper certaines de ces interactions en théories unifiées. L'interaction faible et l'interaction électromagnétique sont unifiées à hautes énergies dans le modèle de Glashow-Weinberg-Salam pour former l'interaction électrofaible. Cependant à basse énergie, la symétrie qui relie ces interactions est brisée et les deux interactions semblent distinctes. La chromodynamique quantique (QCD) est la théorie qui décrit les interactions fortes.

Le modèle standard est un modèle qui regroupe la description de l'interaction forte, faible et électromagnétique, ainsi que l'ensemble des particules élémentaires qui constituent la matière. C'est une théorie quantique des champs compatible avec les principes de la mécanique quantique et de la relativité restreinte. Cependant, il n'existe pas encore de théorie quantique de la gravité satisfaisante bien que la supergravité, la théorie des cordes et des supercordes soient de bons candidats. De plus, le modèle standard est insatisfaisant à plusieurs égards, par exemple les interactions faibles, électromagnétiques et fortes ne sont pas unifiées. Par ailleurs, le modèle standard ne propose pas d'explication au déficit de matière visible que les mesures récentes ont révélé. L'un des objectifs majeurs du LHC est de mettre en évidence des signes de physique au delà du modèle standard et d'aider à comprendre la physique des particules à très haute énergie. Un autre aspect important est la découverte du boson de Higgs prédit par le modèle standard.

En théorie quantique des champs, chaque interaction fondamentale est transmise par l'échange de bosons virtuels, appelé boson **médiateur**.

Le boson médiateur de l'interaction électromagnétique est le photon, celui de l'interaction forte est le gluon et ceux de l'interaction faible sont les particules W^\pm et le Z^0 . Le graviton, particule hypothétique, serait le médiateur de la gravitation quantique. Le boson de Higgs ne véhicule pas d'interaction mais interviendrait dans la description de la brisure de symétrie de l'interaction électrofaible en conférant une masse aux bosons Z et W^\pm .

Interaction forte et confinement

La charge qui correspond à l'interaction forte s'appelle la **charge de couleur**. Il existe trois états de charge, appelés rouge, vert et bleu. Les quarks, particules sensibles à l'interaction forte, portent une charge de couleur. Contrairement à l'interaction électromagnétique, l'interaction forte ne diminue pas avec la distance entre objets colorés. Ceci s'explique en QCD par le fait que les gluons sont également colorés. On n'observe jamais de quarks libres mais seulement des combinaisons "blanches" de deux quarks (couleur et anti-couleur) appelées mésons ou de trois quarks (trois couleurs complémentaires) appelées baryons. Les quarks sont dits "confinés".

Leptons (spin 1/2)			
	$L_e = 1, L_\mu = 0, L_\tau = 0$	$L_e = 0, L_\mu = 1, L_\tau = 0$	$L_e = 0, L_\mu = 0, L_\tau = 1$
Q=-e	e^-	μ^-	τ^-
Q=0	ν_{e^-}	ν_{μ^-}	ν_{τ^-}

TABLE 1.1 – Les 3 familles (saveurs) de leptons. L_e, L_μ, L_τ sont respectivement les nombres leptonique électronique, muonique et tauique. Q est la charge électrique.

1.2 Les leptons

Les leptons (ainsi nommés du fait de leurs masses relativement petites¹) sont des particules caractérisées par les propriétés suivantes :

- Ce sont des particules sensibles à l’interaction électrofaible et gravitationnelle² mais qui n’interagissent pas fortement.
- Ils portent une charge nulle ou égale à -e, la charge de l’électron.
- Ils peuvent être regroupés en 3 ”doublets d’interaction faible”.
- Ils ont un spin $s = 1/2$.

On dénombre trois leptons chargés : l’électron, le muon et le tau. A chacun d’entre eux est associé un neutrino, non chargé électriquement : le neutrino électronique, muonique et tauique.

Un nombre quantique leptonique électronique, muonique et tauique est associé à chaque famille. Chacun des nombres vaut 1 pour la famille à laquelle il est associé (et -1 pour ”l’anti-famille”) et 0 pour les autres particules. Chaque nombre leptonique est conservé séparément.

Les masses des neutrinos sont encore mal connues mais seraient très faibles. La masse de l’électron est de 511 keV, celle du muon d’environ 105 MeV et celle du tau d’à peu près 1.8 GeV.

Le tableau 1.1 résume les différentes paires de leptons et leurs caractéristiques.

1. Le terme ” lepton ” provient du mot grec signifiant ” léger ”
 2. Celle-ci sera à partir de maintenant toujours négligée dans ce travail.

1.3 Les quarks

Les quarks sont les particules fondamentales qui forment les particules sensibles à l'interaction forte, appelés hadrons.

Leurs propriétés sont les suivantes :

- Ils sont sensibles à toutes les interactions.
- Ils portent des charges électriques fractionnaires.
- Ils peuvent être regroupés par paires, au nombre de trois, appelées "doublets d'interaction forte" et ayant des propriétés semblables. On soupçonne que les 3 familles de quarks et de leptons sont reliées par des symétries.
- Ils portent une charge de couleur propre à l'interaction forte.
- Les quarks apparaissent, en 6 saveurs. Du plus léger au plus lourd : le quark up ($\sim 1\text{MeV}$), down, étrange, charmé, bottom et top ($\sim 174\text{ GeV}$ [4]).
- Il ne peuvent jamais être observés libres.

Un quark d'une certaine saveur peut se transformer en un quark d'une autre saveur par interaction faible en émettant un boson W (par exemple la désintégration d'un neutron, représentée à la figure 1.1).

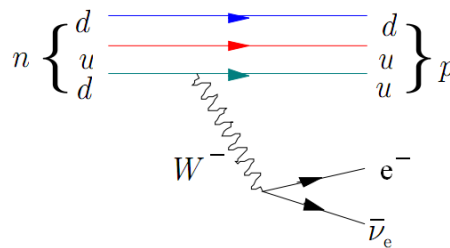


FIGURE 1.1 – Schéma de la désintégration β^- d'un neutron en un proton, un électron et un anti-neutrino électronique.

Les trois familles de quarks sont résumées dans le tableau 1.2.

1.4 Structure des hadrons

Les hadrons sont des états liés de quarks et d'anti-quarks. Ce ne sont donc pas des particules fondamentales. Ils sont sensibles à l'interaction électromagnétique,

CHAPITRE 1. PARTICULES ÉLÉMENTAIRES ET LEURS INTERACTIONS
 1.4. STRUCTURE DES HADRONS

Quarks			
$Q = \frac{2}{3}e$	up (u)	charmé (c)	top (t)
$Q = \frac{-1}{3}e$	down (d)	étrange (s)	bottom (b)

TABLE 1.2 – Les 6 saveurs de quarks : up, down, charmé, étrange, bottom et top, réparties en 3 générations.

Hadrons			
Baryons		Mésons	
proton	p (uud)	pion	π^+ ($u\bar{d}$), π^- ($\bar{u}d$), π^0 ($u\bar{u} / d\bar{d}$)
Lambda	Λ^0 (sud)	Kaon	K^0 ($\bar{s}d$)

TABLE 1.3 – Exemples de hadrons et de leur structure caractérisée par les quarks de valence.

faible et forte. On distingue deux classes de hadrons : les baryons, composés de 3 quarks, et les mésons, composés d'une paire quark anti-quark. Le tableau 1.3 présente les principaux hadrons rencontrés dans ce travail.

On peut voir un hadron comme étant composé de **quarks de valence** (au nombre de deux, $q\bar{q}$, pour les mésons et de trois, qqq , pour les baryons) caractérisant sa nature ainsi que des **quarks et anti-quarks de la mer** présents en quantité non dénombrable dans le hadron. Ces paires de quarks de la mer proviennent de la matérialisation d'un gluon en une paire $q\bar{q}$. Les gluons et les quarks d'un hadron sont désignés par le terme générique **parton**.

Le proton peut être vu comme un équilibre dynamique de quarks, d'anti-quarks et de gluons virtuels. La taille d'un proton est d'environ 1 fm ce qui est la portée de l'interaction forte $R \sim c \cdot \tau_{int. forte} \sim 3 \cdot 10^8 \cdot 10^{-23} \text{m}$. Une vision schématique du proton est présentée à la figure 1.2.

Le tableau 1.4 reprend les différentes interactions et certaines de leurs caractéristiques (comme leur portée, le temps d'interaction typique τ etc.). La figure 1.3 résume les différents types de particules énumérées jusqu'à présent.

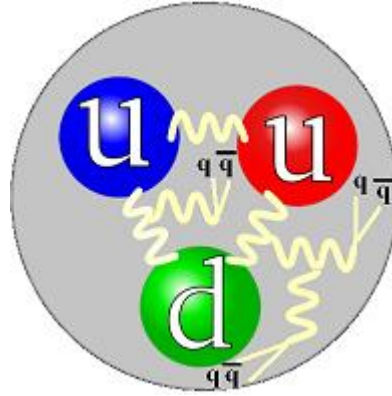


FIGURE 1.2 – Vision schématique du proton. On y voit les trois quarks de valence uud et les quarks de la mer issus de gluons émis pour lier les partons entre eux.

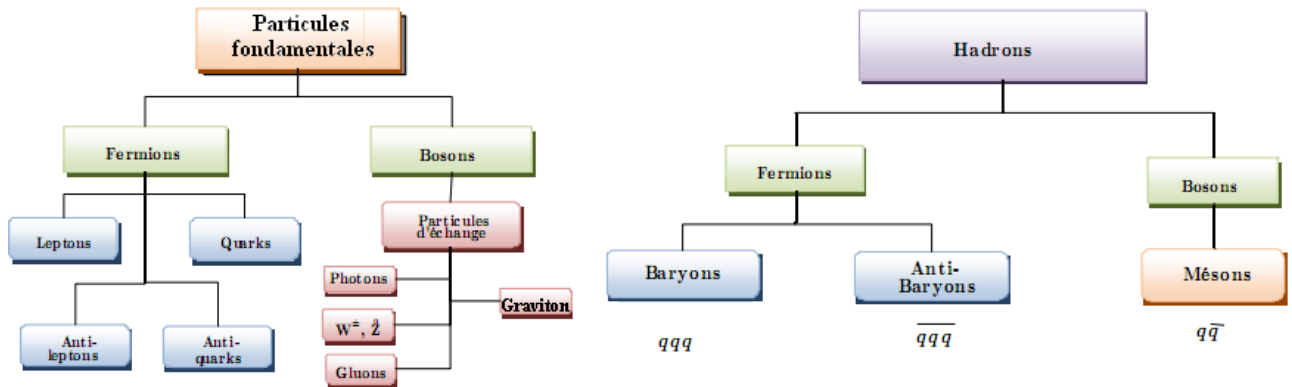


FIGURE 1.3 – Tableau de différents types de particules [5].

CHAPITRE 1. PARTICULES ÉLÉMENTAIRES ET LEURS INTERACTIONS
 1.4. STRUCTURE DES HADRONS

Interaction	Echange	Masse (GeV)	Portée (m)	Source	τ (s)	Couplage
Electromagn.	photon	0	∞	charge élec.	10^{-20}	$\frac{1}{137}$
Forte	8 gluons	0	10^{-15}	charge de couleur	10^{-23}	≈ 1
Faible	Z^0 et W^\pm	91, 80	10^{-18}	charge faible ³	10^{-8}	10^{-17}
Gravité	10 gravitons (?)	0	∞	masse, énergie	/	10^{-40}

TABLE 1.4 – Interactions fondamentales et caractéristiques. L'échelle a été fixée de façon à ce que la constante de couplage forte vaille 1.

Chapitre 2

Présentation du projet LHC

Les accélérateurs de particules permettent de sonder la matière à des échelles de plus en plus petites. La production de nouvelles particules, souvent plus massives, n'est possible qu'en augmentant l'énergie disponible dans le centre de masse de la collision. De plus, une plus grande énergie permet d'explorer la matière plus profondément. En effet, lorsque l'impulsion des particules du faisceau augmente, leur longueur d'onde diminue ($|p| = \frac{h}{\lambda}$) ce qui permet d'avoir un meilleur pouvoir séparateur.

Il existe plusieurs catégories de collisionneurs en fonction des particules qu'ils font collisionner (e^-e^+ , pp , $p\bar{p}$, ep , ions-ions) mais aussi de la forme de l'accélérateur (linéaire ou circulaire). Le LEP est l'ancien accélérateur d'électrons et de positrons du CERN et a permis de mesurer très précisément les masses de bosons Z et W^\pm . Le Tevatron est le collisionneur proton anti-proton utilisé à Chicago au laboratoire Fermilab et a permis la découverte du quark le plus lourd, le *top*.

Le LHC fait collisionner des protons à une énergie de 7 TeV dans le centre de masse, soit 3.5 TeV par faisceau, dans le but de comparer le modèle standard à l'expérience pour éventuellement mettre en évidence de nouvelles particules. Il tournera pendant un an et demi à 7 TeV avant d'augmenter jusqu'à 14 TeV. Cependant lorsque les énergies sont élevées, les collisions se font entre les partons. Deux problèmes se posent alors : les partons qui collisionnent n'emportent qu'une partie de l'impulsion du proton et nous n'avons pas d'information directe sur cette fraction emportée par chaque parton.

Un collisionneur d'électrons ne pose pas ce problème car ces derniers n'ont pas de structure interne. Cependant, on se trouve confronté au problème qu'en accélérant une particule de petite masse dans un accélérateur circu-

laire, la particule se met à rayonner et perd donc l'énergie qu'elle gagne à chaque tour. Un accélérateur linéaire d'électrons n'aurait pas ce problème et est envisagé pour succéder au LHC.

A son intensité maximale, le LHC fera collisionner deux faisceaux constitués de $1,15 \cdot 10^{11}$ protons [6] regroupés en paquets. Ces paquets collisionneront à une fréquence de 40 MHz, soit toutes les 25 ns. Des cavités radio-fréquences judicieusement synchronisées servent à accélérer les paquets et des champs magnétiques intenses sont placés le long de l'accélérateur afin de courber leur trajectoire.

Quatre expériences auront lieu au LHC, à savoir :

- CMS
- ATLAS
- ALICE
- LHC-b

Les deux premières expériences ont été conçues principalement pour rechercher le boson de Higgs et des traces de nouvelles physiques au-delà du modèle standard. ALICE étudiera la formation d'un plasma de quarks et de gluons lors de la collision d'ions. LHC-b étudie la violation de la symétrie CP ¹ à travers l'analyse de mésons. Nous nous focalisons dans ce travail sur le détecteur CMS que nous détaillons ci-dessous.

La figure 2.1 montre la chaîne d'accélération des protons avant d'être injectés dans le LHC. Ils sont d'abord accélérés dans le LINAC2 (accélérateur linéaire) jusqu'à une énergie de 50 MeV. Ils sont ensuite injectés dans un Booster puis envoyés vers le Proton Synchrotron (PS) où ils atteignent une énergie de 25 GeV avant d'être expulsés vers le Super Proton Synchrotron (SPS) où ils sont accélérés jusque 450 GeV. Finalement ils sont injectés par deux entrées opposées dans le LHC où ils atteignent leur énergie finale avant collision.

2.1 Le détecteur CMS

Le détecteur CMS (**Compact Muon Solenoid**) a été conçu dans le but de permettre la détection, la mesure et l'identification précise des particules

1. Transformation simultanée de conjugaison de charge et de la parité.

CHAPITRE 2. PRÉSENTATION DU PROJET LHC
2.1. LE DÉTECTEUR CMS

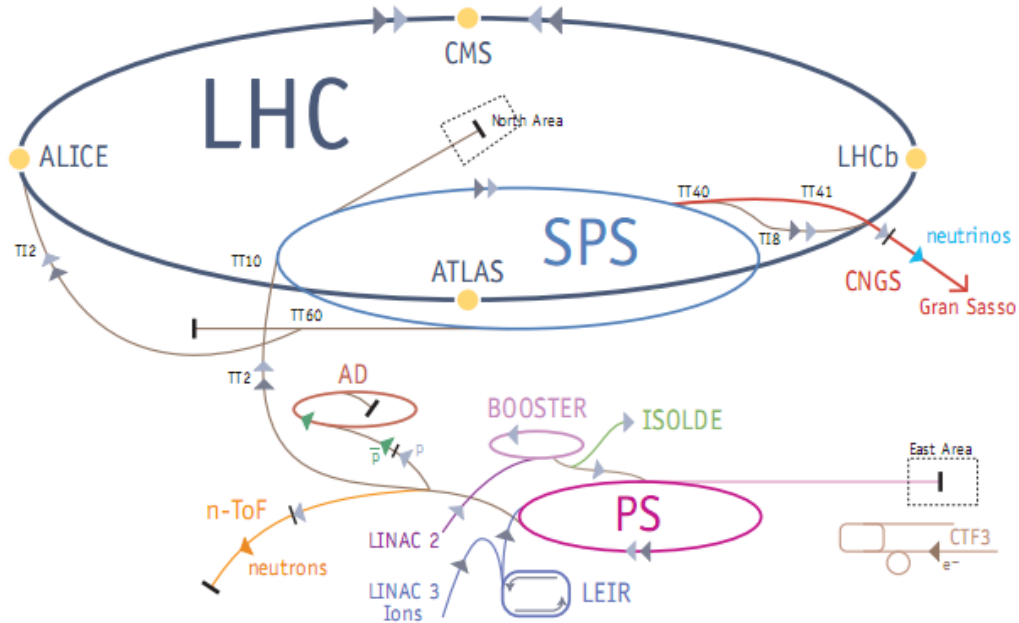


FIGURE 2.1 – Chaîne d'accélération des protons avant d'être injectés dans le LHC. Ils suivent le parcours LINAC2 → Booster → PS → SPS → LHC.

résultant de collisions à hautes énergies. Il est de forme cylindrique et mesure environ 21 m de longueur et 7.5 m de rayon (figure 2.2).

Dans la suite de ce document, nous désignerons :

- L'axe z comme l'axe du CMS, parallèle aux faisceaux de protons
- L'axe y , perpendiculaire à l'axe z et pointant vers le haut
- L'axe x , perpendiculaire aux axes y et z et pointant vers l'avant
- L'angle θ , au centre du détecteur, par rapport à l'axe z
- L'angle ϕ mesurant l'écart par rapport à l'axe x dans le plan xy

Introduisons le paramètre appelé **pseudorapidité** défini comme :

$$\eta = -\ln \tan\left(\frac{\theta}{2}\right). \quad (2.1)$$

Ce paramètre présente un avantage : le nombre de particules émises par unité de pseudorapidité est à peu près constant lors de collisions de hadrons. Le tableau 2.1 présente la conversion de certains angles θ en η .

CHAPITRE 2. PRÉSENTATION DU PROJET LHC
 2.1. LE DÉTECTEUR CMS

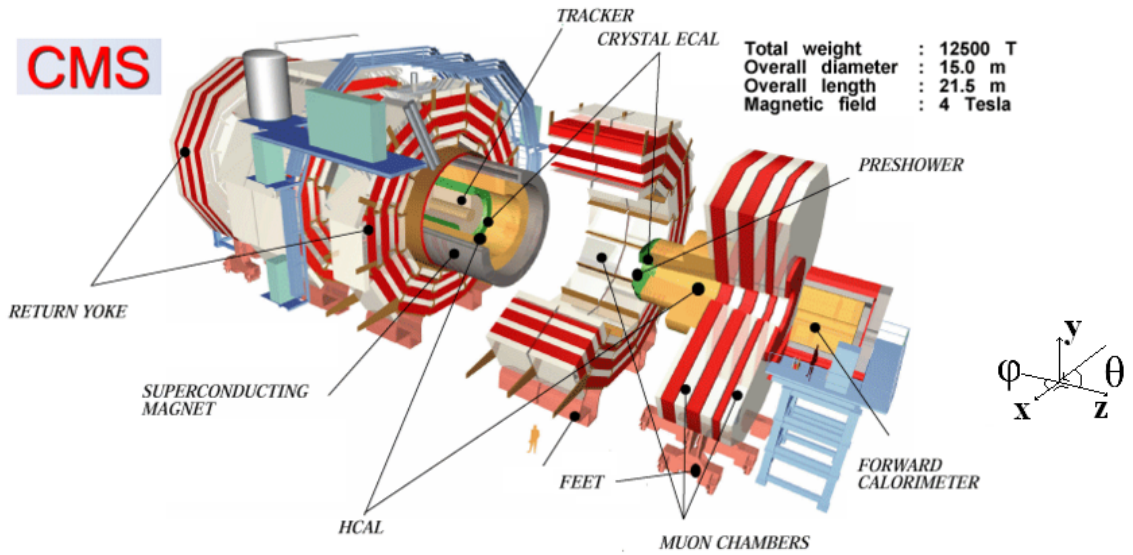


FIGURE 2.2 – Vue éclatée du CMS [7]. Au milieu, la silhouette d’un homme donne l’échelle.

θ [°]	90	80	70	60	50	40	30	20	10	5	0.8
η	0	0.18	0.36	0.55	0.76	1.01	1.32	1.74	2.44	3.13	4.96

TABLE 2.1 – Conversion $\theta \rightarrow \eta$.

Le CMS est composé d'un aimant **solénoïdal** supraconducteur créant un champ magnétique très puissant et homogène de 4 Tesla suivant l'axe z (soit environ 100 000 fois plus puissant que le champ magnétique terrestre). Il est important de générer un champ puissant de manière à ce que la trajectoire des particules chargées jusque 1 TeV de quantité de mouvement soit courbée, ce qui permet de déterminer avec précision la charge et l'impulsion des particules.

Le CMS couvre un large intervalle angulaire, 2π en ϕ (dans le plan transverse xy) et $|\eta| < 5$, afin de pouvoir procéder à des bilans d'énergie transverse. En effet, une nouvelle particule n'interagissant pas dans le détecteur pourrait ainsi se manifester. Il est évidemment impossible de couvrir l'entièreté des 4π d'angle solide à cause de la présence de câbles électriques et des tubes à vide dans lesquels circulent les faisceaux. Certaines régions ne sont donc pas (ou moins bien) couvertes.

Les particules résultant d'une collision vont passer successivement à travers les différentes couches du détecteur CMS. La situation est représentée sur la figure 2.3. On y distingue respectivement le **détecteur de traces** (trajecto-

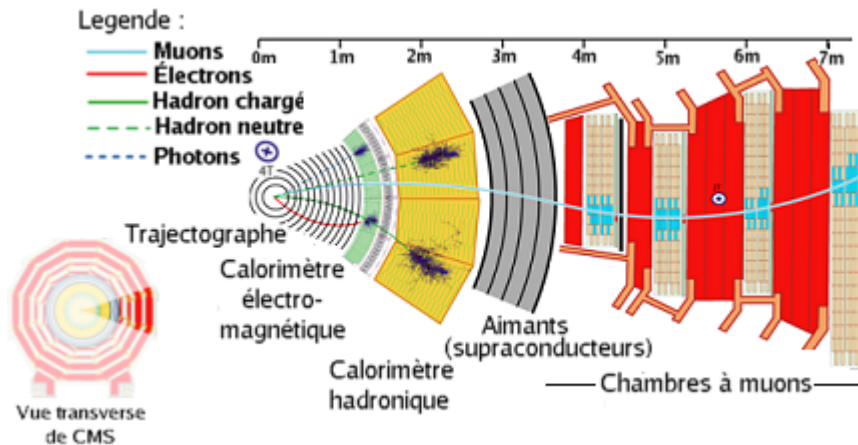


FIGURE 2.3 – Partie d'une vue en coupe (plan xy) du CMS montrant les différentes couches du détecteur.

graphe) le plus proche du faisceau, le **calorimètre électromagnétique** (ou ECAL : Electromagnetic Calorimeter) en vert, le **calorimètre hadronique** (ou HCAL : Hadron Calorimeter) en jaune, le **solénoïde supraconducteur** en gris et les **chambres à muons** placées entre la culasse de l'aimant (en rouge). La figure 2.3 montre également la trajectoire et les dépôts d'énergie

des différentes particules pouvant être détectées par les couches du CMS.

2.1.1 Détecteur de traces

Le détecteur de traces de CMS a été conçu pour fournir une mesure précise des trajectoires des particules chargées émergeant des collisions, ainsi qu'une reconstruction précise des points de désintégration de particules instables appelés **vertex secondaires**.

Le détecteur de traces entoure la zone d'interaction et a une largeur de 5.8 m et un diamètre de 2.5 m. A la luminosité² maximale prévue, $10^{34} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$, il y aura environ 1000 particules, pour plus de 20 collisions proton-proton, traversant le trajectographe à chaque croisement de paquets de protons. Celui-ci se doit donc d'être rapide pour que les trajectoires soient attribuées au bon paquet. Le trajectographe doit contenir un minimum de matière afin de limiter les pertes d'énergie dues au bremsstrahlung, aux collisions multiples et aux interactions nucléaires. Ceci est cependant en conflit avec la nécessité d'un système de refroidissement, de câblage, de support des senseurs etc. Un compromis doit donc être fait. Le détecteur doit de plus être résistant aux radiations.

Toutes ces contraintes physiques et technologiques mènent à un détecteur de traces basé sur une technologie de détecteur à silicium.

Le trajectographe permet de mesurer de l'ordre de 15 points de quelques dizaines de μm de précision appelés (**hits**) le long de la trajectoire de particules chargées émises à $|\eta| < 2.5$. Il est représenté à la figure 2.4. Il comprend :

Le Détecteur à pixel

La figure 2.4 montre aux rayons 4.4, 7.3 et 10.2 cm les trois couches cylindriques (**tonneau**) de modules à pixel entourant le point d'interaction, et les deux couches de **bouchons** de chaque côté. Le détecteur à pixel fournit la mesure de deux coordonnées de trois points le long des traces. Il est composé de 1440 modules soit 66 millions de pixels.

Le Détecteur à pistes

Il se situe à un rayon entre 20 cm et 116 cm et est composé de deux sous-systèmes :

2. C'est une grandeur couramment utilisée dans les détecteurs pour décrire le taux d'évènements attendus par unité de temps et de section efficace. Elle est définie par $L = \frac{N}{\sigma}$.

CHAPITRE 2. PRÉSENTATION DU PROJET LHC
 2.1. LE DÉTECTEUR CMS

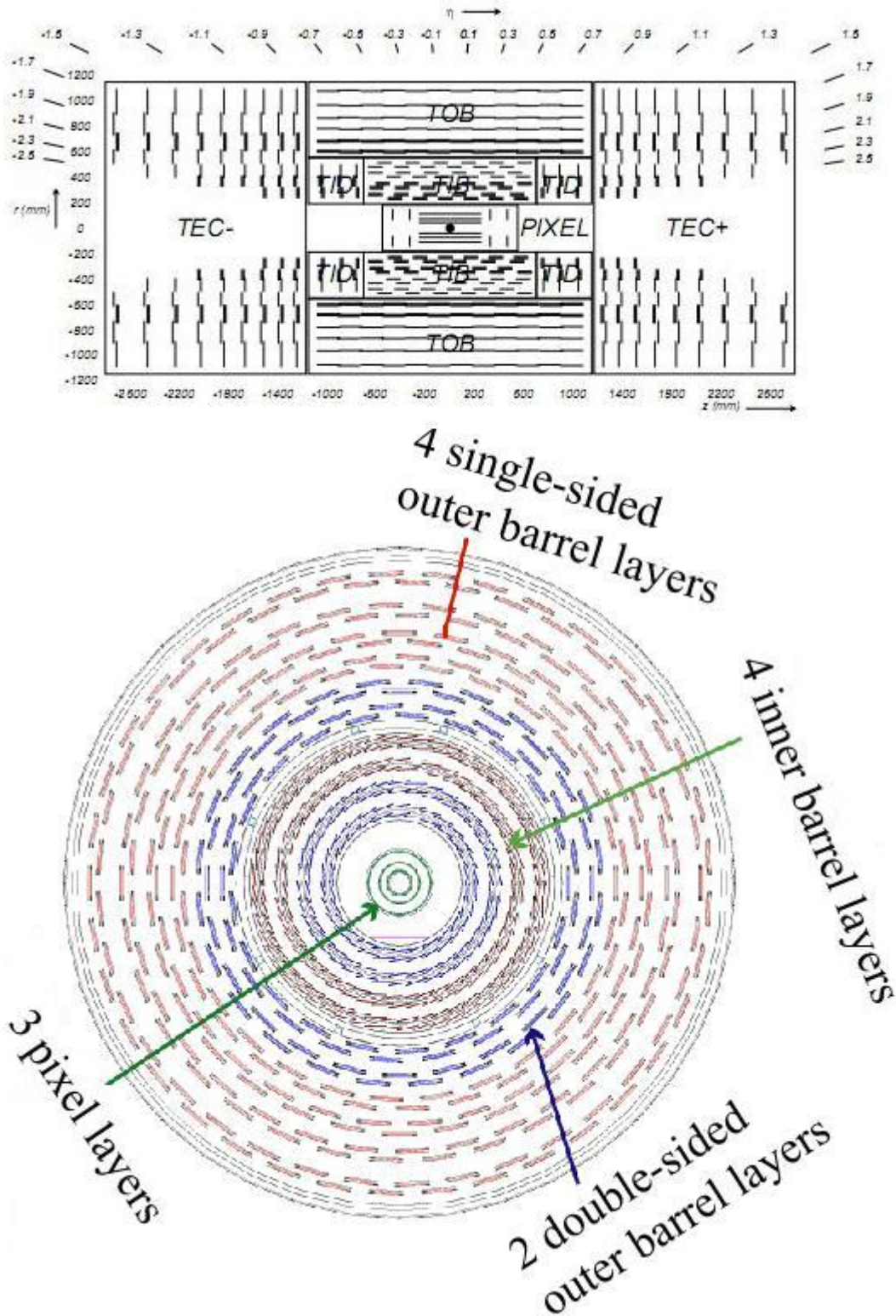


FIGURE 2.4 – Section schématique a) longitudinale et b) transverse du détecteur de traces. Chaque ligne représente un module du détecteur. Les doubles lignes représentent des modules doubles faces.

- Le tonneau interne (TIB : Tracker Inner Barrel) composé de quatre couches à pistes et ses disques internes (TID : Tracker Inner Disk) à trois couches.
- Le tonneau externe (TOB : Tracker Outer Barrel) à six couches, et les neuf couches de bouchons associés (TEC : Tracker EndCaps).

Ce sont des couches à pistes simples ou doubles faces. Le détecteur à pistes contient 15 148 modules à pistes, c'est-à-dire un total de 9.3 millions de pistes.

A mesure que l'on se rapproche de la zone d'impact, le flux de particules émises est de plus en plus dense. Afin de garder une occupation inférieure au pourcent, le détecteur à pixel doit être utilisé dans la région intérieure, en-dessous de 10 cm de rayon, avec une taille de pixel de $100 \times 150 \mu\text{m}^2$ (deux fois l'épaisseur d'un cheveu). En s'éloignant du vertex primaire les tailles des cellules actives peuvent donc augmenter. Des micro-pistes de $10 \text{ cm} \times 80 \mu\text{m}$ sont par exemple utilisées pour un rayon entre 20 cm et 50 cm. ³

Signal

Lorsqu'une particule passe à travers un senseur, elle crée des paires électron-trou, collectées à l'aide d'une source de tension sur les électrodes, ce qui crée une impulsion d'environ 10 ns et permet de détecter le passage d'une particule en un point. Le signal est ensuite amplifié, converti en impulsion lumineuse et transporté par fibre optique sur une distance de 100 m avant d'être traité à l'abri des radiations.

Résolution en impulsion transverse

La figure 2.5 montre la résolution attendue sur l'impulsion transverse (figure a)), et le paramètre d'impact transverse (figure b)) et longitudinal (figure c)) pour des muons de 1, 10 et 100 GeV d'impulsion transverse, en fonction de la pseudorapidité.

La résolution est meilleure, pour des valeurs des valeurs de $|\eta| < 1.6$ grâce à un plus grand bras de levier.

De plus, la figure d) montre la répartition de matière en fonction de η en unités de longueurs de radiations X_0 . Une plus importante quantité de matière aux grands η cause plus de diffusion, ce qui écarte les particules de leur trajectoire initiale et de façon aléatoire ce qui détériore la précision de la mesure de la courbure.

3. Pour une description plus détaillée se référer à [6].

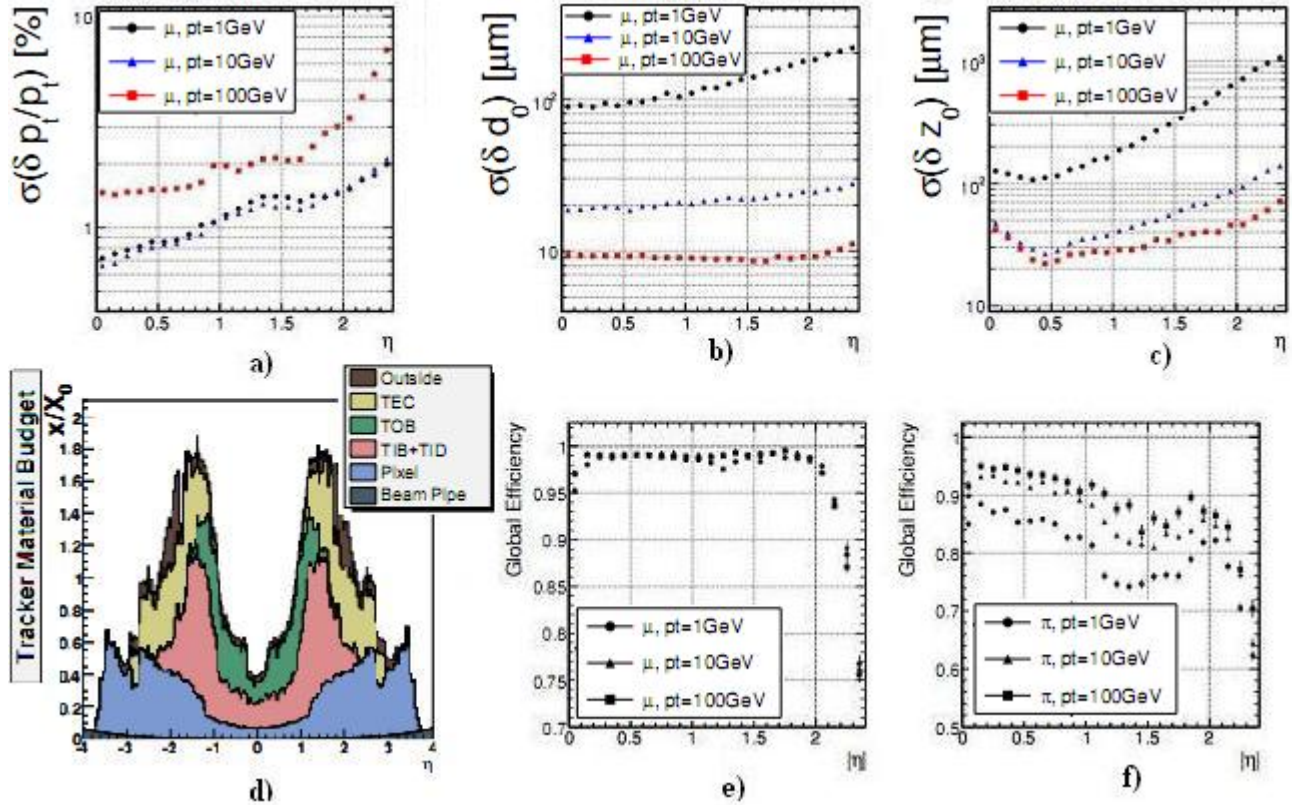


FIGURE 2.5 – Résolution attendue pour des conditions réalistes d’alignement du détecteur de traces après quelques mois de prise de données : a) Impulsion transverse, b) Paramètre d’impact transverse, c) Paramètre d’impact longitudinal, pour des muons de $p_t = 1$ GeV, $p_t = 10$ GeV et $p_t = 100$ GeV. d) Répartition de la matière en fonction de η pour les différents sous-détecteurs. Efficacité globale de reconstruction de la trace pour : e) des muons f) des pions de $p_t = 1$ GeV, $p_t = 10$ GeV et $p_t = 100$ GeV.

On voit que la mesure à une impulsion transverse $p_t = 100$ GeV est moins précise que celle à $p_t \leq 10$ GeV car la trajectoire des particules à grande impulsion transverse sont moins courbées.

Résolution sur le paramètre d'impact

On voit qu'à grand η , la quantité de matière dans le détecteur complique à nouveau l'évaluation du paramètre d'impact. Cette tendance est moins marquée à grande impulsion transverse car les particules sont moins déviées.

Efficacité de reconstruction de la trace

Les figures e) et f) montrent respectivement l'efficacité globale de reconstruction de la trace pour des muons et pour des pions en fonction de η . La trace est mieux reconstruite pour les muons que pour les pions car les muons interagissent moins avec la matière. L'efficacité diminue aux $|\eta| > 2$ à cause d'une moins bonne couverture dans ces zones.

2.1.2 Calorimètre électromagnétique

L'ECAL, dont le rayon interne est d'environ 1.29 m, est le calorimètre du CMS qui s'occupe de détecter la position et l'énergie des photons et électrons par absorption totale des gerbes électromagnétiques développées⁴. Sa fonction est donc essentielle dans la recherche de signatures de phénomènes physiques au delà du modèle standard comme la détection du Z' se désintégrant en deux électrons, du boson de Higgs ou de particules supersymétriques. En effet, le boson de Higgs pourrait se désintégrer notamment en une paire $\gamma\gamma$ ou en une paire ZZ^* , où chaque Z peut se désintégrer en une paire l^+l^- .

Afin d'accomplir au mieux ces différentes fonctions, l'ECAL est formé de trois parties distinctes représentées sur la figure 2.6 :

- Le Tonneau (Barrel), partie principale centrale de forme cylindrique de l'ECAL.
- Les Bouchons (Endcap) aux extrémités.
- L' **initiateur de gerbe** (Preshower), placé devant les bouchons.

Le calorimètre est formé de cristaux scintillants en Tungstène de Plomb (PbWO₄). Lorsque les particules y déposent leur énergie, ils émettent de la

4. Pour une description plus détaillée sur le processus physique du dépôt d'énergie, voir [8] page 1244 à 1246

CHAPITRE 2. PRÉSENTATION DU PROJET LHC
 2.1. LE DÉTECTEUR CMS

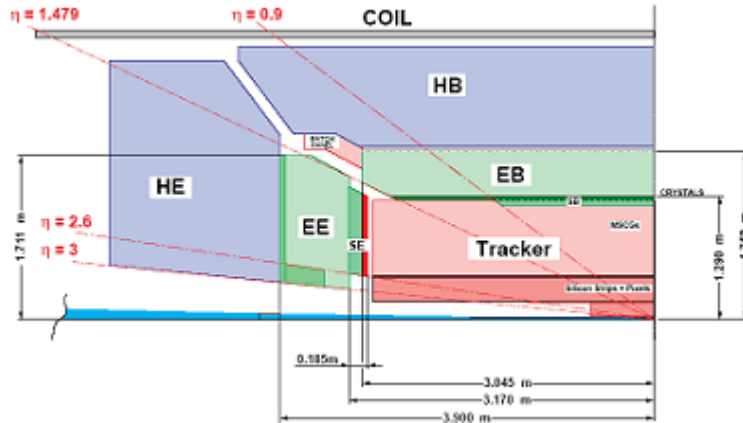


FIGURE 2.6 – Coupe longitudinale (plan yz) du CMS, on y distingue le calorimètre électromagnétique en vert, composé des bouchons (EE), du tonneau (EB) et des Preshower (SE).

lumière. Les cristaux sont donc couplés à un photodétecteur afin de convertir la lumière reçue en signal électrique (figure 2.7).

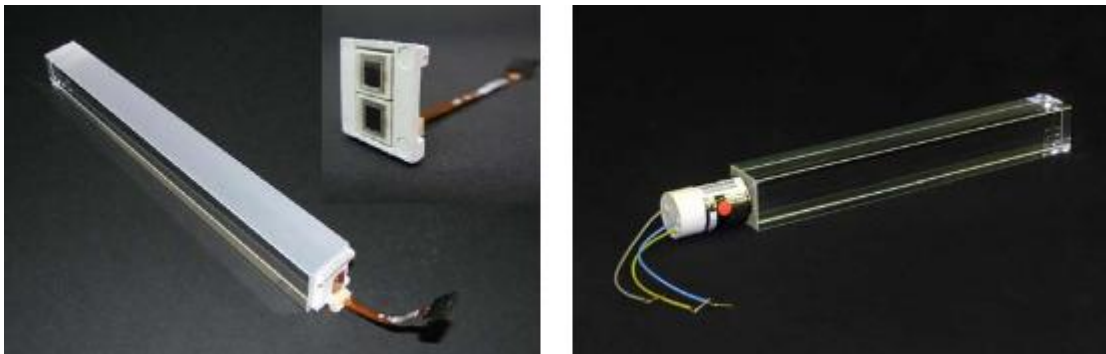


FIGURE 2.7 – Cristal en PbWO4 couplé à son photodétecteur. Cliché de gauche : Cristal du tonneau couplé à une photodiode à avalanche. Cliché de droite : Cristal d'un bouchon couplé à une phototriode à vide.

Le tonneau couvre un intervalle de pseudorapidité $|\eta| < 1.479$. Il est composé de quelques 61 200 cristaux dont la forme varie légèrement en fonction de η .

Les bouchons couvrent une pseudorapidité $1.479 < |\eta| < 3$ et sont composés de 7324 cristaux. Ils se trouvent à une distance d'environ 3m de la

zone d'interaction des protons.

La région intermédiaire entre les bouchons et le tonneau, $1.442 < |\eta| < 1.56$, est moins bien couverte à cause de la transition et des arrivées de câbles.

Le preshower, d'une épaisseur de 20 cm, est placé devant les bouchons. Son rôle est d'identifier les pions neutres (particules de courte durée de vie) devant les bouchons. En effet, ceux-ci peuvent se désintégrer en deux photons de basse énergie mais proches l'un de l'autre de telle sorte qu'ils peuvent être interprétés comme un photon de haute énergie. Ils couvrent une pseudorapidité $1.653 < |\eta| < 2.6$.

2.1.3 Calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique est placé après le ECAL. Il mesure, comme son nom l'indique, la position et l'énergie déposée par les jets de hadrons. Il est lui aussi composé d'un tonneau et de bouchons et couvre une acceptance jusque $|\eta| < 3$. Il comporte également un calorimètre avant (HF) couvrant la zone $3 < |\eta| < 5$.

Le HCAL intervient également lors de la distinction des électrons et des jets, formés principalement de pions chargés et neutres. Les pions neutres se désintègrent en photons laissant un cluster⁵ dans le ECAL. Si une trajectoire de pion chargé coïncide avec le cluster de ce photon, on peut le confondre avec un électron. Afin de distinguer les électrons des jets, des critères de sélection, appelés **coupures**, sont donc effectués sur la proportion d'énergie des électrons déposée dans l'ECAL et dans le HCAL. Les électrons n'atteignent en principe pas le HCAL. Les pions chargés quant à eux déposent principalement leur énergie dans le HCAL plutôt que dans le ECAL.

2.1.4 Chambres à muons

Le muon étant un des produits de désintégration de particules potentiellement nouvelles, il est important que le CMS puisse les identifier. Sa trajectoire est reconstruite par le trajectographe. C'est une particule très pénétrante qui interagit peu avec la matière et passe l'ECAL, le HCAL et la culasse de l'aimant, avant de laisser des signaux dans les chambres à muons. Une trace dans le trajectographe, combinée à un signal dans les chambres à muons est la signature qui permet d'identifier un muon.

5. C'est-à-dire un dépôt d'énergie.

CHAPITRE 2. PRÉSENTATION DU PROJET LHC
2.1. LE DÉTECTEUR CMS

Les muons cosmiques sont en outre utilisés pour la calibration du détecteur.

Chapitre 3

Physique des collisions proton-proton au LHC

3.1 Le processus de Drell-Yan

3.1.1 Motivation

Le Boson Z a une masse bien connue d'environ 91 GeV. Il est produit, comme le photon, lors du processus de Drell-Yan. C'est pourquoi, lorsque l'on représente la section efficace différentielle de ce processus, une résonance apparaît à cette masse invariante. Ce pic va donc nous permettre de calibrer le détecteur.

De plus, le modèle standard prédit que le spectre en masse invariante décroît très rapidement avec celle-ci. L'un des objectifs du LHC est alors d'analyser l'allure du spectre aux masses invariantes élevées, afin d'y observer des signes d'une nouvelle résonance [9] prédite par certains modèles issus de théories de grande unification (GUT) ou de modèles de dimensions supplémentaires. En effet, l'existence d'un boson de jauge (Z') de charge neutre et plus lourd que le boson Z devrait se manifester à hautes énergies par un pic dans le spectre de masse invariante de la même manière que pour le boson Z .

D'autre part, aux énergies que l'on considère (de l'ordre du TeV) le Z' pourrait interférer avec le Drell-Yan de manière constructive en donnant naissance à un pic ou de manière destructive faisant donc apparaître un creux. Il s'agit donc de scruter les différences entre la section efficace du Drell-Yan prédite par le modèle standard à ces hautes énergies et les spectres expérimentaux, dans le but de mettre en évidence une nouvelle physique au-delà du modèle standard.

Les expériences réalisées précédemment repoussent toujours plus loin les limites de la masse invariante du Z' . Le Tevatron [4] a montré que l'expérience était en accord avec le modèle standard jusqu'à environ 1 TeV.

3.1.2 Aperçu théorique

Le processus de Drell-Yan (DY) intervient lors des collisions entre deux hadrons. C'est le processus d'annihilation d'un quark d'un hadron avec un anti-quark de l'autre hadron donnant lieu à une paire lepton anti-lepton. Le processus général est le suivant :

$$q\bar{q} \rightarrow l\bar{l}, \quad (3.1)$$

où l'anti-quark est donc un anti-quark de la mer du hadron et où le quark peut être de valence ou de la mer (figure 3.1).

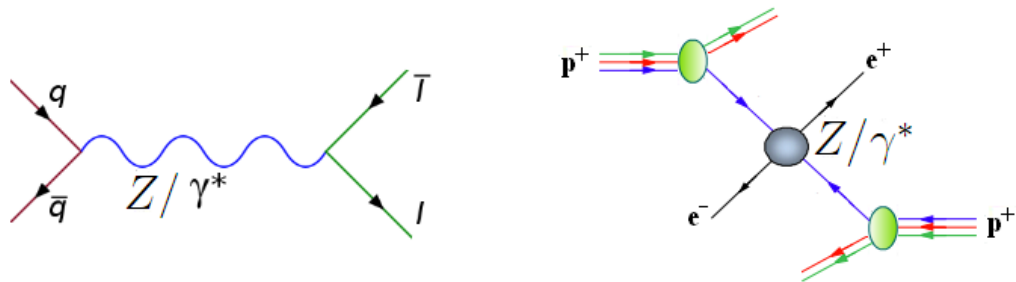


FIGURE 3.1 – Diagramme de Feynman à l'ordre le plus bas du processus de Drell-Yan (à gauche) et schéma de la collision p^+p^+ (à droite).

La particule du milieu du diagramme de Feynman¹ peut être un photon, un boson Z ou encore une éventuelle nouvelle particule comme le Z' pouvant être le médiateur d'une nouvelle interaction. Le boson Z se désintègre en une paire de leptons de charge opposées avec une probabilité de 3.4 % pour chaque type de lepton chargé.

Soit donc la désintégration $Z \rightarrow e^+e^-$, on a :

1. Un diagramme de Feynman représente l'amplitude de probabilité d'un processus via des règles de calcul. Chaque branche correspond à la propagation d'une particule et chaque croisement de branches, appelé vertex, à leur interaction. [10]

$$\begin{aligned}
 p_Z &= p_{e^-} + p_{e^+} \\
 \Rightarrow p_Z^2 &= (p_{e^-} + p_{e^+})^2 \\
 &= ((E_{e^+} + E_{e^-}), (p_{x_{e^+}} + p_{x_{e^-}}), (p_{y_{e^+}} + p_{y_{e^-}}), (p_{z_{e^+}} + p_{z_{e^-}}))^2 \\
 &= ((E_{e^+} + E_{e^-}), (\vec{p}_{e^+} + \vec{p}_{e^-}))^2 \\
 &= E_{total}^2 - \vec{p}_{total}^2 \\
 &= m_Z^2.
 \end{aligned}$$

Plus généralement, la masse invariante du Z s'écrit $m_Z = \sqrt{(\sum_i E_i)^2 - (\sum_i \vec{p}_i)^2}$. Le fait que le Z puisse acquérir une telle masse vient de l'énergie cinétique mise en jeu lors de l'interaction quark anti-quark. L'énergie cinétique des électrons éjectés est largement supérieure à leur énergie de masse. Elle pourra en général être négligée de sorte que, $E = |\vec{p}|$.

On peut donc reconstruire le quadri-vecteur du Z à partir de la cinématique des particules provenant de la désintégration de celui-ci.

3.1.3 Bruit de fond

Le boson Z se désintègre en paire $q\bar{q}$ (figure 3.2) dans 60 % des cas. Nous aurions pu étudier cette situation mais celle-ci est noyée dans le bruit de fond de production de paires de jets à haute énergie. La formation de jets est montrée à la figure 3.3.

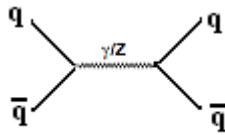


FIGURE 3.2 – Diagramme de Feynman d'une interaction quark anti-quark.

La figure 3.4 montre différentes sections efficaces lors de collisions pp à 14 TeV en fonction de l'énergie transverse ou de la masse de la particule créée. On voit que la section efficace de production d'un Z est d'environ 40 nb^2 et celle de production d'un Z se désintégrant en une paire $l\bar{l}$ d'à peu près 2 nb.

La section efficace de production de jets est de $20\mu\text{b}$ pour le cas le plus

2. 1 barn = 10^{-24} cm^2

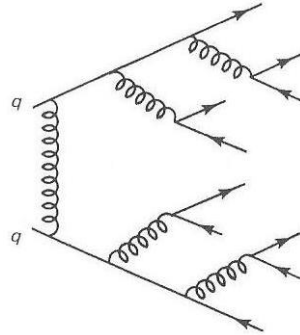


FIGURE 3.3 – Formation de jets.

probable où les jets sont émis avec une impulsion transverse supérieure à 50 GeV, c'est-à-dire du même ordre de grandeur que celle des quarks qui proviendraient de la désintégration d'un boson Z. En comparant cette section efficace à celle de production de quarks, on voit qu'il y a un facteur 1000 entre les processus, ce qui rendrait l'étude de production d'une paire $q\bar{q}$ beaucoup plus délicate.

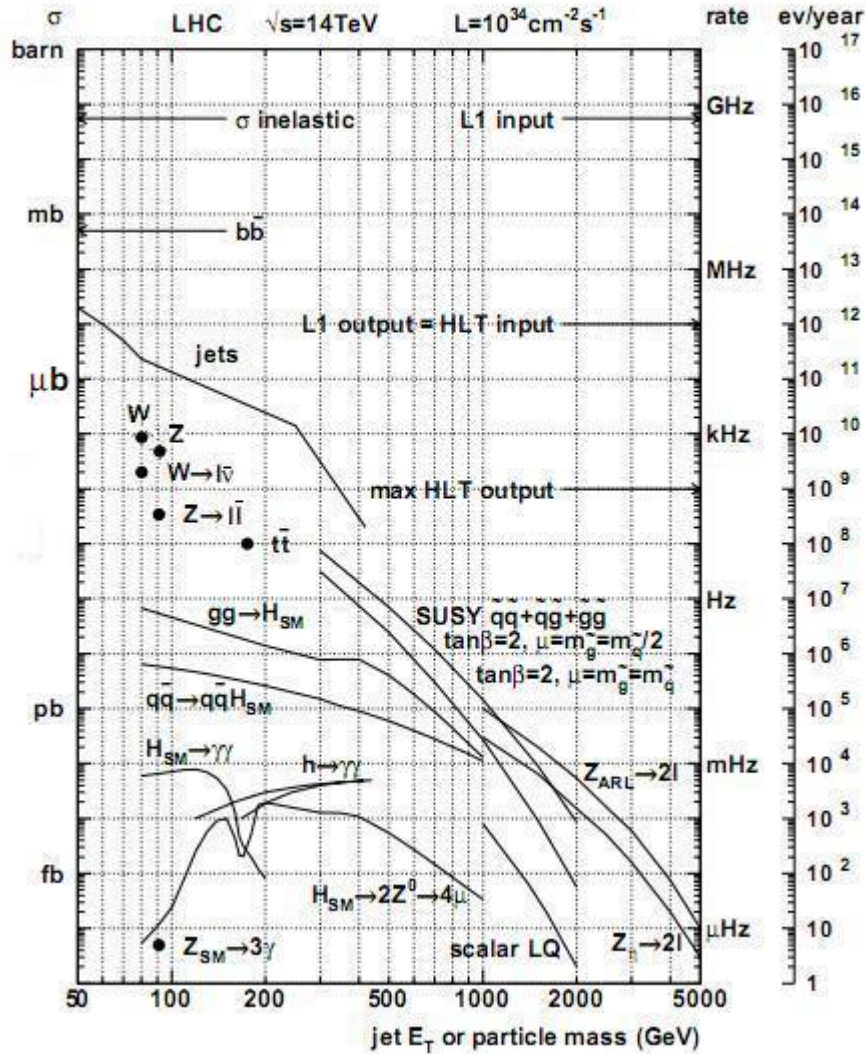


FIGURE 3.4 – Section efficace pp à 14 TeV pour divers processus physiques.

3.2 Section efficace d'un processus

3.2.1 Section efficace partonique

La section efficace différentielle du processus de Drell-Yan s'exprime en fonction de la masse invariante $M_{e^+e^-}$ de la paire électron positron et des variables angulaires d'émission de l'électron et du positron. La section efficace partonique à l'ordre le plus bas est calculée grâce à la contribution des deux

processus qui interfèrent, l'échange d'un photon et d'un boson Z, comme montré sur diagramme de Feynman de la figure 3.1 (à gauche). Comme un diagramme de Feynman représente une amplitude de probabilité, la section efficace partonique, $\sigma(q\bar{q} \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^-)$, sera proportionnelle au carré du module de ce diagramme où le Z et le γ interfèrent car l'état final, $q\bar{q}$, et l'état initial, e^+e^- , sont les mêmes dans les deux cas.

3.2.2 Section efficace hadronique

Une collision proton-proton à haute énergie peut être vue comme l'interaction des partons qui les constituent. On distingue les collisions dites **soft**, où l'énergie dans le système du centre de masse de l'interaction parton-parton est faible, et les collisions dites **dures**, où cette énergie est grande. L'échelle de transition entre le régime "soft" et le régime "dur" correspond aux énergies pour lesquelles un traitement perturbatif de l'interaction de couleur de la chromodynamique quantique, c'est-à-dire un développement des amplitudes d'interaction en puissances de la constante de couplage α_s , est possible. Cette échelle est de l'ordre de quelques GeV. La production d'un boson Z de masse 91 GeV est de type dur. Le processus dur s'accompagne d'interactions soft entre les débris colorés des protons des faisceaux. Ces interactions peuvent produire des particules de quelques centaines de MeV d'énergie en plus des particules de l'état final du processus dur. On les regroupe sous le nom **d'évènement sous-jacent**. Les particules émergent du processus mou ont de petites impulsions transverses par opposition aux particules du processus dur.

Lors d'un processus dur, l'échelle de temps de l'interaction est de l'ordre de $\Delta t \sim \frac{\hbar}{1\text{GeV}}$, soit 10^{-25} secondes. L'équilibre dynamique des quarks et gluons dans les protons en collision est figé pendant l'interaction. A cette échelle d'énergies, les constituants d'un hadron peuvent être considérés comme libres, non-liés entre eux, et les partons des protons des deux faisceaux interagissent de façon indépendante les uns des autres (liberté asymptotique).

La section efficace d'un processus dur peut alors se calculer comme l'intégrale de la section efficace du processus d'interaction parton-parton, qui portent des fractions x_1 et x_2 de la quantité de mouvement des protons en collision, et des fonctions qui décrivent la façon dont l'impulsion du protons est distribuée parmi les partons qui le constituent. Pour le processus de Drell-Yan,

la section efficace s'écrit :

$$\sigma(p^+p^+ \rightarrow e^-e^+) = \sum_i \int dx_1 \int dx_2 f_{q_i}(x_1, Q^2) f_{\bar{q}_i}(x_2, Q^2) \sigma(q_i \bar{q}_i \rightarrow e^-e^+) \quad (3.2)$$

où l'indice i parcourt les 6 saveurs de quarks possibles et où les intégrales portent sur les fractions, de 0 à 1, de l'impulsion que peuvent emporter le quark et l'anti-quark. La section efficace partonique dépend de ces impulsions et est pondérée par les probabilités qu'ont les quarks et anti-quarks d'emporter cette fraction d'impulsion.

Les distributions de partons $f_i(x, Q^2)$ représentent les distributions des fractions d'impulsion emportées par le quark et l'anti-quark³.

3.2.3 Les fonctions de distribution de partons

Les **fonctions de distributions de partons** (PDF) décrivent la manière dont est distribuée l'impulsion d'un hadron de haute énergie parmi les partons qui le constituent.

Bien que les PDF pourraient en principe être établies, certains aspects mal compris sur la force forte empêchent leur calcul. En effet, la formation des hadrons par les partons n'est pas encore claire à cause du confinement de couleur. La réponse à cette question ne peut être obtenue sans la résolution de problèmes non perturbatifs de QCD. Cependant, si la collision est dure, le problème est fortement simplifié étant donné que les partons peuvent être considérés comme des particules libres dans le hadron. Seule la distribution de l'impulsion unidimensionnelle des partons en interaction dans la collision proton-proton est alors nécessaire. Ces distributions sont précisément les PDF. Ces PDF sont connues et sont obtenues par le biais d'ajustements de données expérimentales, pour plusieurs phénomènes physiques, comme la diffusion profondément inélastique et le processus de Drell-Yan, qui peuvent être calculés à l'aide de la QCD perturbative.

Les PDF sont telles que :

$$\sum_j \int x f_j(x) dx = 1 \quad (3.3)$$

où j porte sur tous les types de partons (quark up, down, gluon etc.) qui constituent le hadron. En effet, la somme de la fraction moyenne de l'impulsion emportée par chaque espèce de parton doit être égale à l'unité.

3. Elles dépendent de x mais aussi légèrement de l'échelle Q^2 de l'interaction

Soit à présent $\sqrt{s} = 7$ TeV, l'énergie dans le centre de masse de la collision p^+p^+ au LHC. A ces énergies, la masse du proton (environ 1 GeV) peut être négligée par rapport à son impulsion d'après la relation $E^2 = m_0^2 + \vec{p}^2$, de sorte que $E \approx |\vec{p}|$. En considérant que l'impulsion des protons n'a qu'une composante selon z, nous pouvons écrire les quadrivecteurs de chaque proton dans le centre de masse :

$$p_{p_1^+}^\mu = \left(\frac{E_{CM}}{2}, (p_{x_1}, p_{y_1}, p_{z_1}) \right) = \frac{\sqrt{s}}{2} (1, (0, 0, 1)) \quad (3.4)$$

$$p_{p_2^+}^\mu = \left(\frac{E_{CM}}{2}, (p_{x_2}, p_{y_2}, p_{z_2}) \right) = \frac{\sqrt{s}}{2} (1, (0, 0, -1)). \quad (3.5)$$

Les impulsions du quark et de l'anti-quark s'écrivent :

$$\vec{p}_q = x_1 \vec{p}_{p_1^+} \quad (3.6)$$

$$\vec{p}_{\bar{q}} = x_2 \vec{p}_{p_2^+}, \quad (3.7)$$

La composante longitudinale de l'impulsion du boson Z s'écrit alors par conservation de l'impulsion :

$$p_{zZ} = \frac{\sqrt{s}}{2} (x_1 - x_2). \quad (3.8)$$

Nous obtenons une première relation liant le processus de Drell-Yan à travers l'impulsion longitudinale du Z et les fractions d'impulsion des protons emportées par le quark et l'anti-quark.

Essayons de trouver une seconde relation, liant la masse invariante du Z et les fractions x_1 et x_2 . Dans le centre de masse on a :

$$m_Z^2 = m_q^2 + m_{\bar{q}}^2 + 2(E_q E_{\bar{q}} - \vec{p}_q \vec{p}_{\bar{q}}) \quad (3.9)$$

$$\approx 2(E_q E_{\bar{q}} - \vec{p}_q \vec{p}_{\bar{q}}) \quad (3.10)$$

$$\approx 4E_q E_{\bar{q}}. \quad (3.11)$$

Comme $E_q \approx \frac{\sqrt{s}}{2} x_1$ et $E_{\bar{q}} \approx \frac{\sqrt{s}}{2} x_2$ on obtient :

$$m_Z \approx \sqrt{s x_1 x_2}, \quad (3.12)$$

qui est une deuxième relation liant les fractions d'impulsion emportées par les partons et la masse invariante du Z produit.

En procédant de même pour les électrons, on a :

$$m_Z^2 \approx 2E_{e^-}E_{e^+}(1 - \cos\theta), \quad (3.13)$$

où θ est l'angle formé par la trajectoire des deux électrons dans le laboratoire. La masse des électrons, environ 511 keV, a également été négligée par rapport à leurs impulsions (de l'ordre de la dizaine de GeV). On constate donc que l'on peut déduire la masse invariante du Z en mesurant l'énergie des deux électrons et l'angle entre leurs trajectoires.

Par ailleurs, nous avons vu que l'on peut déduire l'impulsion longitudinale du Z grâce aux lois de conservation. La masse invariante du Z et son impulsion longitudinale nous permettent donc d'accéder aux valeurs de x_1 et x_2 à travers les relations (3.12) et (3.8).

3.3 Corrections d'ordre supérieur

La figure 3.1, vue au chapitre 2, montrait le processus de Drell-Yan dans le canal e^-e^+ à l'ordre le plus bas (dit LO : Leading Order).

Bien que moins probables, des diagrammes d'ordre supérieur contribuent à la section efficace totale du processus de Drell-Yan.

Parmi eux, on distingue :

- La radiation dans l'état initial (Initial State Radiation) où une particule est émise par le quark ou l'antiquark. Un exemple où un quark émet un gluon est montré sur la figure 3.5. Le gluon émis à une certaine quantité de mouvement dans la direction transverse à la direction du quark initial. Par conservation de la quantité de mouvement, le Z et donc le système e^+e^- aura une quantité de mouvement transverse égale et opposée au gluon émis.
- La radiation dans l'état final (Final State Radiation) où un photon est émis par le lepton ou l'antilepton. La figure 3.6 illustre le cas où un électron émet un photon.
- L'émission d'une ou plusieurs particules virtuelles supplémentaires, pouvant changer la section efficace totale, sans pour autant modifier l'état final.

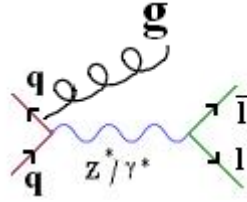


FIGURE 3.5 – Diagramme de Feynman correspondant au processus d’émission d’un gluon dans l’état initial (ISR)

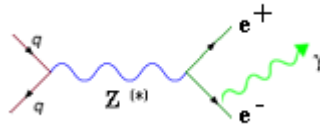


FIGURE 3.6 – Diagramme de Feynman correspondant au processus d’émission d’un photon dans l’état final (FSR).

3.4 Analyse cinématique du processus de Drell-Yan

Dans ce chapitre, nous étudions la cinématique des électrons et des Z issus de la simulation du processus partonique (appelés **générés**). Nous nous intéresserons en particulier à la pseudorapidité η , aux impulsions transverses et longitudinales, aux énergies et aux spectres de masse invariante. Nous comparerons différents histogrammes obtenus avec et sans coupures cinématiques. L’allure des différentes courbes obtenues nous permettra de mieux comprendre la physique des interactions à ces énergies.

Dans ce qui suit nous définirons l’**acceptance** comme le nombre de paires d’électrons, issues d’un Z généré, où chaque électron a une impulsion transverse supérieure à 25 GeV et dont la pseudorapidité, en valeur absolue, est inférieure à 1.442 ou comprise entre 1.56 et 2.5, normalisé par le nombre total de paires d’électrons générées issues d’un Z :

$$Acceptance = \frac{\#paires\ d'e|p_t > 25\ GeV\ dont\ le\ \eta\ de\ chaque\ e\ est\ tel\ que\ |\eta| < 1.442\ ou\ 1.56 < |\eta| < 2.5}{\#total\ de\ paires\ d'e\ generees}$$

Cette définition peut paraître, de prime abord, abstraite. En fait, ces coupures sont justifiées par le fait que les événements que le détecteur pourra

reconstruire avec précision seront ceux où les électrons satisfont ces conditions. On compare donc les distributions générées et celles générées dans l'acceptance.

Les simulations ont été effectuées par la méthode de Monte Carlo à des énergies de 900 GeV et 7 TeV à l'aide du programme **PYTHIA** [11]. Nous avons simulé $N=10\,000$ Z en appliquant une coupure sur la masse invariante minimale générée à $m_Z > 40$ GeV.

3.4.1 Distributions cinématiques

$\sqrt{s} = 900$ GeV

Analysons donc les différents paramètres pertinents pour comprendre la cinématique des électrons et du Z à une énergie totale dans le centre de masse égale à 900 GeV soit 450 GeV par faisceau.

Cinématique du Z

Masse invariante

Commençons par interpréter la figure 3.11. Cet histogramme montre le spectre de masse invariante du boson Z. On y voit un pic en 91 GeV, c'est-à-dire la masse du Z. Ce pic correspond à une résonance de Breit-Wigner.

On distingue deux courbes sur l'histogramme. La courbe rouge est associée aux électrons générés alors que la courbe bleue, plus petite, tient compte uniquement des paires d'électrons tous deux générés dans l'acceptance, ce qui explique pourquoi elle est inférieure à la courbe rouge. Le rapport de l'intégrale des histogrammes doit donc donner l'acceptance. La courbe rouge remonte aux basses masses invariantes. Pour comprendre cela, rappelons-nous que le processus de Drell-Yan fait intervenir l'interférence entre la production d'un Z et d'un photon. La courbe présenterait donc un pic à la masse du photon réel, c'est-à-dire zéro. Cependant, lors de la simulation des Z générés avec le programme PYTHIA, une coupure a été effectuée sur la masse ce lui-ci en $m_Z > 40$ GeV afin de ne garder que les processus faisant intervenir le Z. La courbe bleue quant à elle ne remonte pas car nous avons exigé $p_t > 25$ GeV.

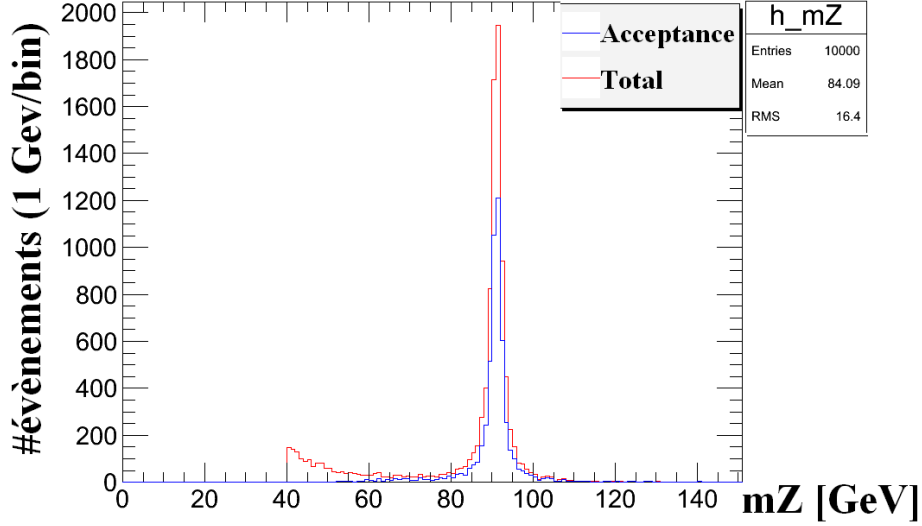


FIGURE 3.7 – Spectre de masse invariante du Z pour des paires d'électrons générées dans l'acceptance (courbe bleue) et pour des paires d'électrons générées (courbe rouge). Simulation à $\sqrt{s} = 900$ GeV.

Impulsion longitudinale

La figure 3.8 représente l'impulsion longitudinale du Z. La distribution est centrée en zéro. Pour comprendre l'allure de cet histogramme, retournons à l'expression (3.8). Si la fraction x_1 de l'impulsion emportée par le quark vaut la fraction x_2 emportée par l'anti-quark, l'impulsion longitudinale du boson Z vaut 0. Cependant, nous avons vu que la relation entre la masse invariante du boson médiateur et les fractions x_1 et x_2 était $m_{\gamma/Z} = \sqrt{x_1 x_2} s$. Pour une masse invariante donnée, il y a donc un degré de liberté à cette équation car pour chaque valeur de x_1 , une valeur de x_2 est fixée, et inversement. En analysant toutes les combinaisons possibles on trouve que la probabilité d'avoir la fraction x_1 et x_2 est maximale si $x_1 \approx x_2$. Ceci explique le pic en zéro. Il y a cependant un étalement de ce pic de part et d'autre de celui-ci. Cet étalement est significatif par rapport à l'énergie des faisceaux (100 GeV par rapport à 450 GeV). Ceci est dû à la plus grande probabilité de trouver un quark emportant une grande fraction de la quantité de mouvement du proton.

En effet, dans le référentiel du centre de masse de la collision $q\bar{q}$, l'impulsion totale est nulle et les électrons sont émis dos-à-dos par conservation de la quantité de mouvement. Cependant, si l'on change de référentiel pour se placer dans le référentiel du laboratoire (donc ici le détecteur CMS), les

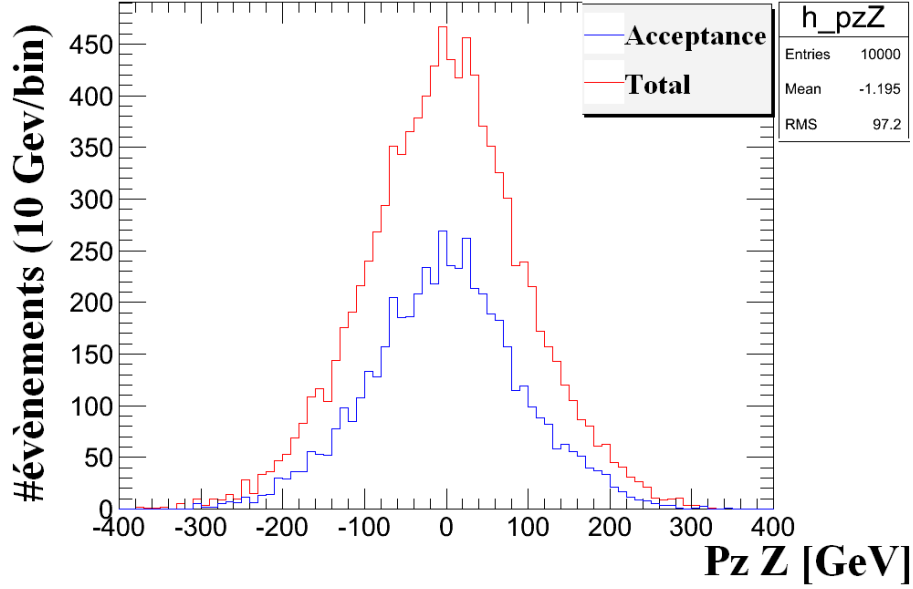


FIGURE 3.8 – Impulsion longitudinale du Z. Simulation à $\sqrt{s} = 900$ GeV.

fonctions de distribution des partons (voir figure 3.9) nous montrent qu’il est plus probable que les quarks qui contribuent à la valence du proton emportent une grande partie de l’impulsion du hadron que l’anti-quark. Etant donné que l’antiquark de la collision $q\bar{q}$ provient nécessairement de la mer, on comprend pourquoi il a, en moyenne, une plus petite fraction d’impulsion que le quark. Ceci entraîne une ”propulsion” (figure 3.10) du système dans la direction du quark, appelée **Boost de Lorentz**, qui provoque à son tour une propulsion des électrons dans la direction du quark.

La distribution des PDF montre que pour des faibles fractions d’impulsion, les distributions des quarks et d’anti-quarks sont proches.

Pseudorapidité

En analysant la pseudorapidité du Z on remarque une allure symétrique. Malgré le fait que l’impulsion longitudinale du Z soit centrée en zéro, on voit que les Z sont principalement émis vers l’avant. En effet, on distingue deux modes en $|\eta| \approx 3$ car la pseudorapidité dépend du rapport entre l’impulsion transverse et longitudinale. Or, l’impulsion transverse du Z est due à un effet du second ordre. Pour s’en convaincre examinons l’impulsion transverse du Z (figure 3.12).

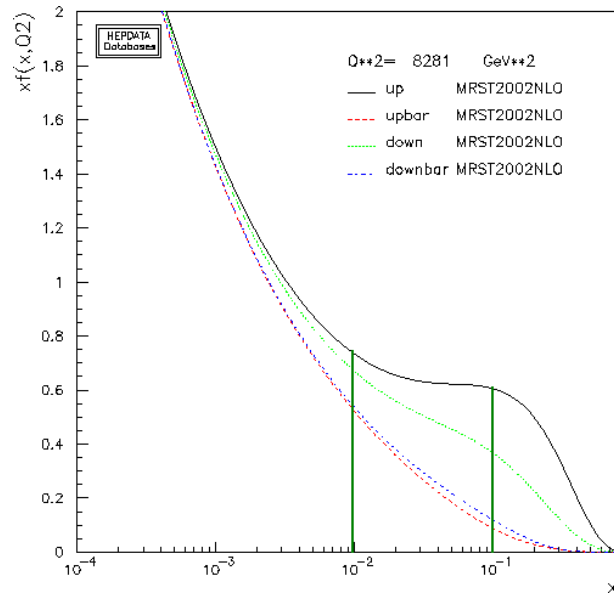


FIGURE 3.9 – Fonctions de distributions [12] des partons. Quark up (courbe noire en trait continu), down (traits verts interrompus), anti-quark up (traits rouges interrompus) et down (traits bleus interrompus).

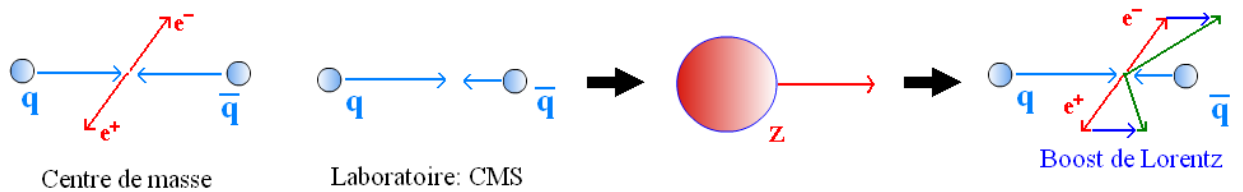


FIGURE 3.10 – Boost de Lorentz lorsqu'on passe du référentiel du Centre de masse à celui du laboratoire lorsqu'une des deux particules emporte une quantité de mouvement supérieure à l'autre. Le Z est boosté dans le référentiel du laboratoire. Les électrons le sont donc également.

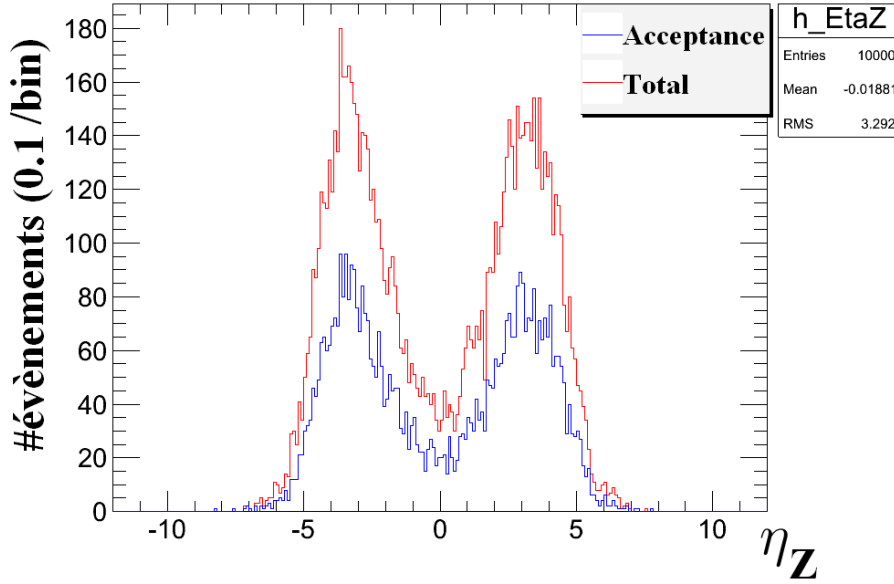


FIGURE 3.11 – Pseudorapidité, η , du Z. Simulation à $\sqrt{s} = 900$ GeV.

Impulsion transverse

On voit un pic pour des impulsions transverses proches de zéro et une queue de distribution qui vient de la radiation d'un gluon par un quark dans l'état initial. Cet histogramme présente une moyenne et un écart-type d'environ 7.6 GeV alors que l'impulsion longitudinale a une moyenne proche de zéro mais un écart-type de 97.27 GeV.

Cinématique des électrons

Impulsion transverse

La figure 3.13 représente l'impulsion transverse, p_t , des électrons générés dans le système du laboratoire. Remarquons d'abord que l'impulsion transverse dans le référentiel du centre de masse sera égale à celle dans le système du laboratoire si le Z n'a pas d'impulsion transverse au préalable, ce que nous considérons pour l'instant.

Nous remarquons que les deux courbes présentent un pic à environ 45 GeV. Ce pic correspond à la situation où l'électron et le positron sont émis,

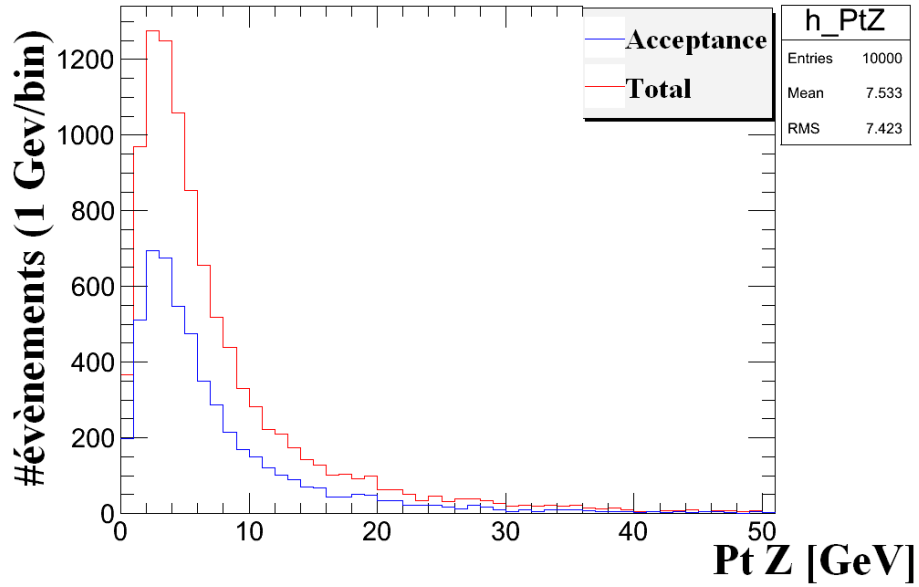


FIGURE 3.12 – Impulsion transverse du Z. Simulation à $\sqrt{s} = 900$ GeV.

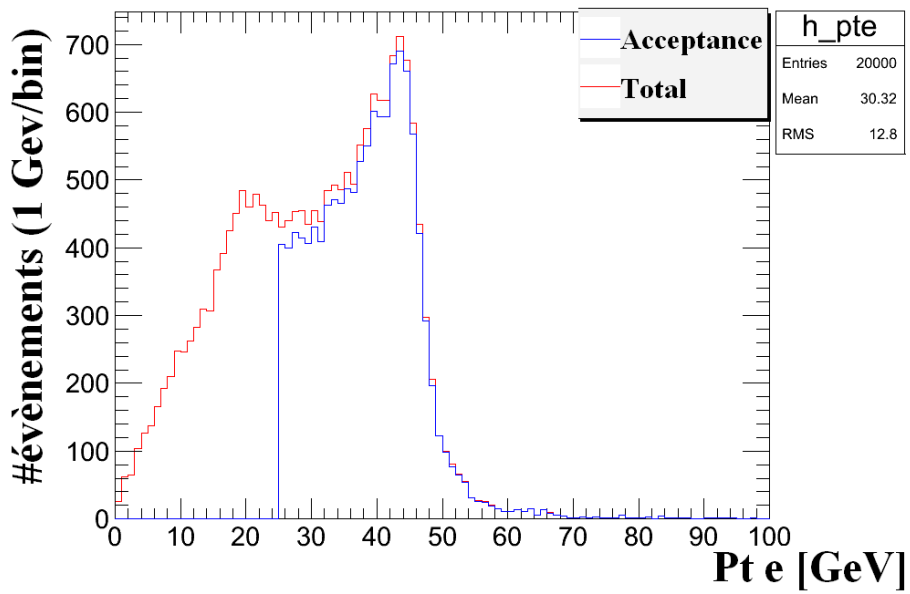


FIGURE 3.13 – Impulsion transverse des électrons. Simulation à $\sqrt{s} = 900$ GeV.

dans le référentiel du centre de masse, perpendiculairement à la trajectoire des faisceaux (c'est-à-dire que $\theta = \pi/2$ par rapport à l'axe z). En effet, l'énergie disponible étant l'énergie de masse du Z , environ 91 GeV, chaque électron emportera une impulsion totale égale, en norme, à 45 GeV. Or, sur le pic l'impulsion transverse d'un électron vaut 45 GeV, c'est-à-dire l'impulsion totale dans le centre de masse. Il n'y a donc pas d'impulsion longitudinale dans le référentiel du centre de masse. La situation est schématisée à la figure 3.14. Ce pic correspondant à un angle $\theta = \pi/2$ s'explique par le fait

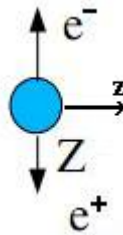


FIGURE 3.14 – Cas le plus favorable : désintégration du Z en une paire électron-positron avec une impulsion transverse égale à 45 GeV et une impulsion longitudinale nulle dans le centre de masse. Ils forment donc un angle $\theta = \frac{\pi}{2}$ avec l'axe z .

que la désintégration du Z est pratiquement isotrope (tous les angles sont équiprobables) et donc uniforme en $\cos\theta$.

La partie du spectre à $p_t < 45$ GeV comporte deux composantes. On constate premièrement une "bosse" en 20 GeV. En se rappelant que nous avons coupé les masses inférieures à 40 GeV lors de la simulation, on comprend que cette bosse est due à la désintégration d'un Z/γ^* d'environ 40 GeV. On observe deuxièmement une décroissance du nombre d'électrons pour des $p_t < 20$ GeV qui représente la situation où les électrons sont émis à un angle $\theta \neq \frac{\pi}{2}$. Cette situation est schématisée à la figure 3.15.

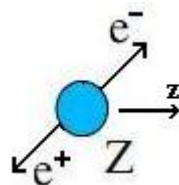


FIGURE 3.15 – Désintégration du Z au repos en une paire d'électrons formant un angle $\theta \neq \frac{\pi}{2}$ par rapport à l'axe z .

La partie à haute énergie du spectre nous montre qu'un des électrons peut également emporter une impulsion transverse supérieure à la moitié de l'énergie de masse du Z. Cela peut paraître surprenant étant donné qu'à priori les électrons ne peuvent emporter une impulsion totale supérieure à la moitié de l'énergie de masse du Z. En particulier, le p_t ne peut donc être supérieur à 45 GeV. Pour comprendre ce phénomène, revenons au spectre de l'impulsion transverse du Z (voir figure 3.12). Nous constatons qu'il peut avoir une impulsion transverse différente de zéro. Un électron peut donc avoir un p_t valant plus de la moitié de l'énergie de masse du Z si celui-ci a déjà une impulsion transverse au préalable, ce qui ajouterait un boost transverse dans le référentiel du laboratoire. Cette situation a lieu lorsque l'un des quarks de la collision de départ (supposé avoir uniquement une impulsion longitudinale) émet un gluon et acquièrent donc une impulsion transverse. Ce phénomène est une correction d'ordre supérieur.

Pseudorapidité

La figure 3.16 présente l'histogramme de la pseudorapidité des électrons. On voit que la grande majorité des électrons est émise dans l'acceptance du détecteur de traces ($|\eta| < 2.5$). On constate également l'effet des coupures effectuées pour simuler les zones de transition entre le tonneau et les bouchons.

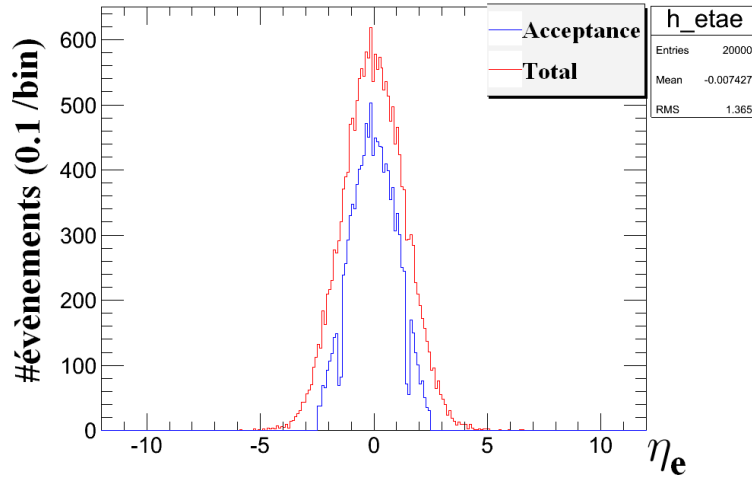


FIGURE 3.16 – Histogramme de la pseudorapidité des électrons. Simulation à $\sqrt{s} = 900$ GeV.

$$\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$$

Cinématique du Z

Masse invariante

Le spectre de masse invariante (figure 3.17) à une énergie de 7 TeV dans le centre de masse a la même allure que celui à 900 GeV. On constate cependant que la courbe bleue est plus éloignée de la courbe rouge à 7 TeV qu'à 900 GeV. On conclut donc que l'acceptance est plus petite lorsque l'on passe de 900 GeV à 7 TeV. Nous en verrons la raison plus bas. On remarque également que la proportion de Z/γ^* produits à faible masse invariante ($m_{Z/\gamma^*} < 60$) est plus petite qu'à 900 GeV.

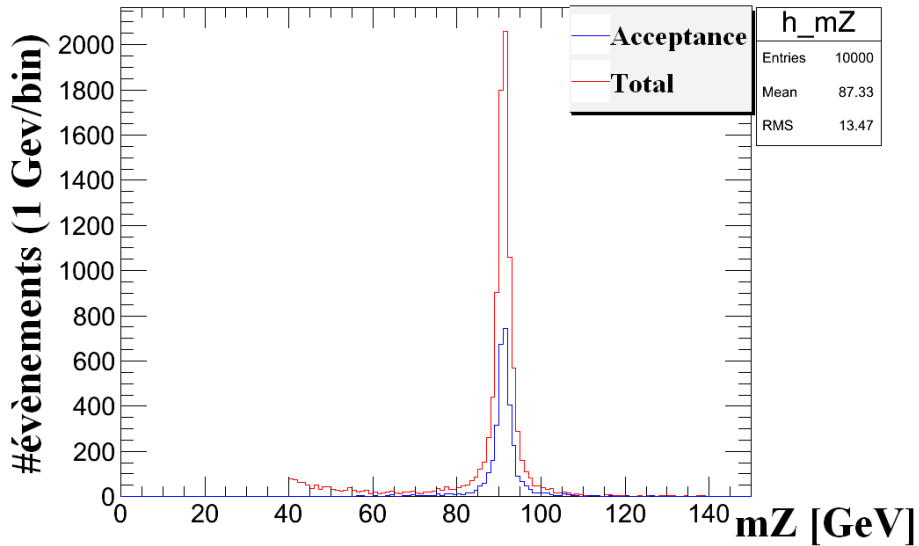


FIGURE 3.17 – Masse invariante du Z. Simulation à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$.

Impulsion longitudinale et Pseudorapidité

Les figures 3.18 et 3.19 montrent respectivement les histogrammes de l'impulsion longitudinale et de la pseudorapidité du Z. Les allures sont similaires à celles obtenues à 900 GeV. On voit cependant qu'en examinant les limites d'étalement de ces spectres, l'étalement est plus important à 7 TeV qu'à 900 GeV dans les deux cas. En effet, à 900 GeV les pseudorapidités et les impulsions longitudinales des Z générés (courbe rouge) s'évalent respectivement

vers des valeurs autour de $|\eta| \approx 7$ et $p_z \approx 300$ GeV alors qu'à 7 TeV elles vont jusque $|\eta| \approx 9$ et $p_z > 1500$ GeV.

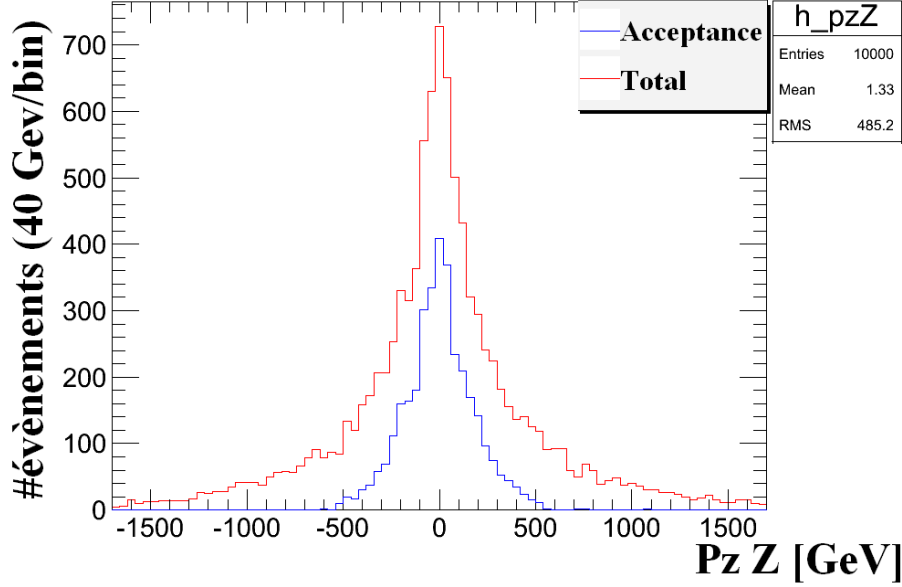


FIGURE 3.18 – Impulsion longitudinale du Z. Simulation à $\sqrt{s} = 7$ TeV.

Le boost du Z le long de l'axe du faisceau est plus grand à 7 TeV qu'à 900 GeV. En effet, la formule (3.8) nous apprend que l'impulsion longitudinale du Z sera d'autant plus grande que la différence entre x_1 et x_2 et que l'énergie dans le centre de masse, \sqrt{s} , est élevée. De plus, l'équation (3.12) montre que $\sqrt{x_1 x_2} = \frac{m_Z}{\sqrt{s}}$ est d'autant plus facile à satisfaire lorsque \sqrt{s} est élevé. A 900 GeV et 7 TeV on a respectivement :

$$\sqrt{x_1 x_2} = \frac{m_Z}{\sqrt{s}} = 0.1 \quad (3.14)$$

$$\sqrt{x_1 x_2} = \frac{m_Z}{\sqrt{s}} = 0.013. \quad (3.15)$$

Pour une valeur de x_1 fixée, la valeur de x_2 sera plus petite à 7 TeV qu'à 900 GeV. L'écart sera donc plus grand à 7 TeV et le Z sera boosté vers l'avant.

Impulsion transverse

On constate également que la courbe en impulsion transverse du Z est étalée sur des valeurs plus importantes en p_t à 7 TeV qu'à 900 GeV (figure 3.20).

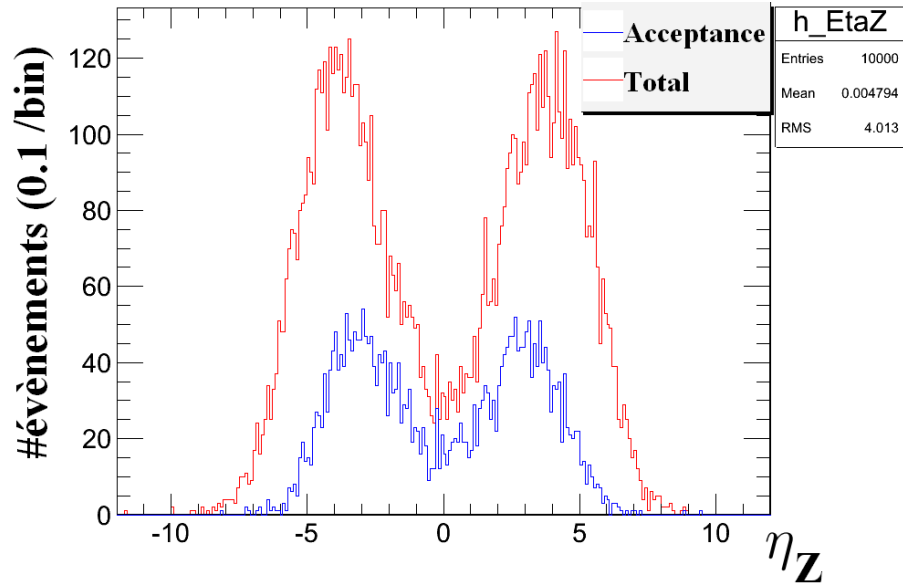


FIGURE 3.19 – Pseudorapidity du Z. Simulation $\sqrt{s} = 7$ TeV.

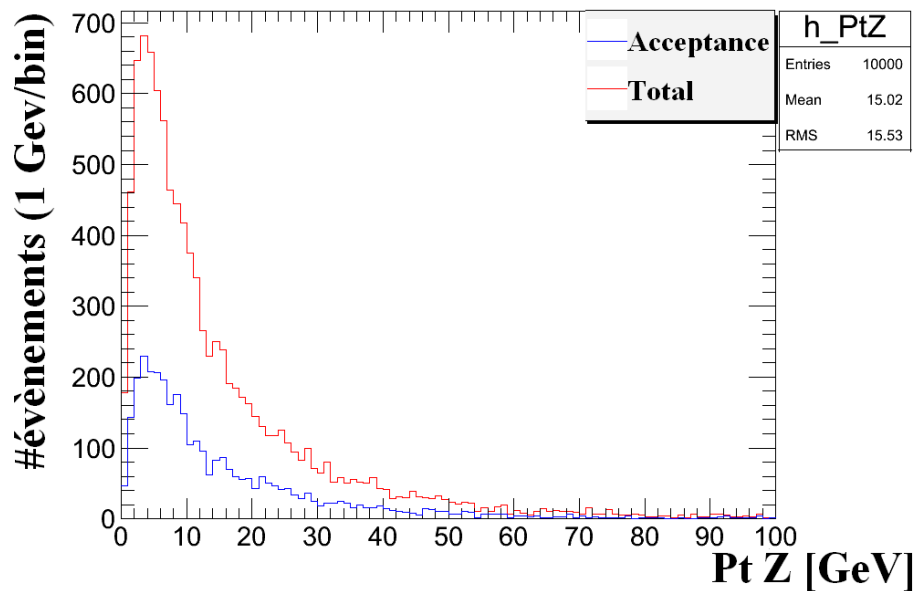


FIGURE 3.20 – Impulsion transverse du Z. Simulation à $\sqrt{s} = 7$ TeV.

Cinématique des électrons

En passant d'une énergie dans le centre de masse de 900 GeV à 7 TeV, on a donc vu que les Z présentent une tendance à être émis davantage vers l'avant. Les électrons subissent donc un boost vers l'avant par rapport au système du laboratoire.

Pseudorapidité

Cet effet d'étalement aux grandes valeurs de η par rapport à une énergie de 900 GeV, est bien visible sur l'histogramme de la pseudorapidité des électrons (figure 3.21). C'est une conséquence de l'impulsion longitudinale du Z/γ^* montré sur la figure 3.18. Une plus grande fraction des électrons sort de la couverture angulaire du détecteur de traces. Ceci explique que l'acceptance totale diminue.

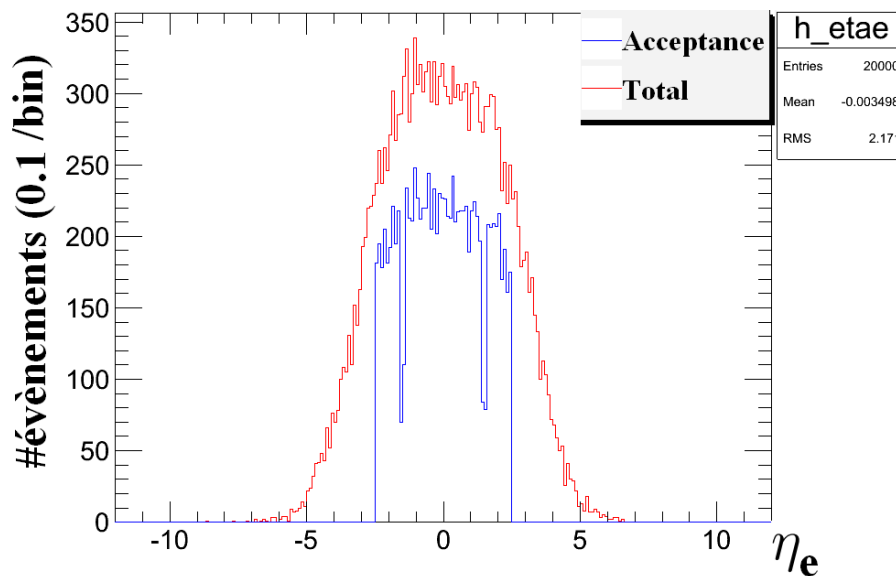


FIGURE 3.21 – Pseudorapidité des électrons. Simulation à $\sqrt{s} = 7$ TeV.

Impulsion transverse

Finalement, la figure 3.22 montre l'impulsion transverse des électrons. L'allure est similaire à celle obtenue à 900 GeV excepté le fait que la composante à $p_t < 45$ GeV est proportionnellement moins importante, la proportion de Z/γ^* produits à faibles masse invariante étant aussi plus faible.

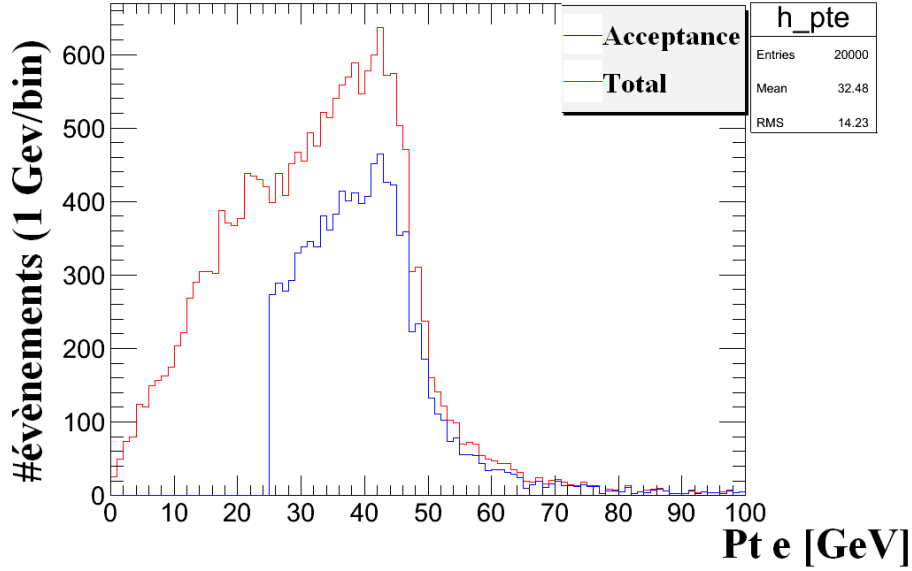


FIGURE 3.22 – Impulsion transverse des électrons. Simulation à $\sqrt{s} = 7$ TeV.

3.4.2 Section efficace et acceptance

Le tableau 3.1 rassemble différents paramètres de la collision pp pour des énergies dans le centre de masse de 900 GeV, 7 TeV et 10 TeV.

La première colonne montre la section efficace générée totale, σ_{gen} , de production d'un Z lors de la collision. On voit qu'elle augmente avec l'énergie. Ceci s'explique par le fait que plus l'énergie des protons est importante, plus l'énergie emportée par les partons sera grande. Il est dès lors plus probable de trouver un quark et un antiquark dont les impulsions satisfont la relation (3.12).

A 900 GeV et 7 TeV nous avons vu respectivement que :

$$\sqrt{x_1 x_2} = 0.1 \quad (3.16)$$

$$\sqrt{x_1 x_2} \approx 0.013. \quad (3.17)$$

Si $x_1 = x_2 := x$, on a donc :

$$x = 0.1 \quad (3.18)$$

$$x \approx 0.013. \quad (3.19)$$

	σ_{gen} [pb]	Acceptance [%]	#TT [%]	#TB [%]	#BB[%]
900 GeV	40.79	52.66 ± 0.5	38.93 ± 0.49	13.21 ± 0.34	0.52 ± 0.07
7 TeV	804.3	33.8 ± 0.47	17.77 ± 0.38	11.68 ± 0.32	4.35 ± 0.2
10 TeV	1231	32.41 ± 0.47	17.25 ± 0.38	10.89 ± 0.14	4.27 ± 0.2

TABLE 3.1 – Colonne 1 :Section efficace générée totale. Colonne 2 : Acceptance. Colonne 3 : Nombre de paires d'électrons où les deux électrons sont dans le tonneau. Colonne 4 : Un des deux électrons est dans le tonneau et l'autre dans les bouchons. Colonne 5 : Les deux électrons sont dans les bouchons. Les énergies sont de 900 GeV, 7 TeV et 10 TeV.

Remarquons en outre que les PDF (Cf. 3.9) des quarks, contrairement à celles des anti-quarks, présentent une bosse vers $x \approx 0.1$ car ils sont présents dans la valence du proton. Ils ont donc une plus grande probabilité d'emporter une fraction d'impulsion élevée.

La deuxième colonne du tableau montre que l'acceptance diminue lorsque l'énergie augmente. Pour comprendre cela, retournons à la définition de l'acceptance (3.4). Les distributions cinématiques nous ont appris que les particules sont éjectées davantage vers l'avant à 7 TeV qu'à 900 GeV.

Les colonnes 3, 4 et 5 montrent respectivement les pourcentages des nombres de paires d'électrons où les deux électrons sont émis dans le tonneau, #TT, où un des deux est émis dans le tonneau et l'autre dans les bouchons, #TB, et enfin où les deux électrons sont émis vers l'avant, dans les bouchons, #BB. Elles nous permettent de mieux comprendre la situation.

A 900 GeV, on voit que #TT vaut environ 39 %. A 7 TeV, #TT ($\approx 17.8\%$) diminue donc au profit du nombre de paires éjectées vers l'avant.

Chapitre 4

Étude de la production de particules étranges à 900 GeV

Nous avons vu (Cf. section 3.2.2) que l'interaction proton-proton peut être décomposée en une partie hard, et une partie soft où les débris de protons interagissent par les champs de couleur pour former des hadrons de petite impulsion transverse. Dans cette section, nous nous intéressons à cette partie de l'interaction appelée événement sous-jacent.

Parmi les particules formées, nous nous focaliserons en particulier sur trois particules neutres étranges, les Kaons Short (K_S^0)¹, les Lambdas (Λ) et les anti-Lambdas ($\bar{\Lambda}$)². Ce choix est d'une part lié à leur abondance et d'autre part dû au fait que leur temps de vie est tel que ces particules sont identifiables dans le détecteur via leurs particules secondaires, qui sont séparées de la zone d'impact pp. N'étant pas chargés, les Kaons et les Lambdas ne laissent pas directement de traces dans le trajectographe. En revanche, ils se désintègrent en deux particules de charges opposées qui laissent une trace. C'est la raison pour laquelle les Kaons, les Lambdas et les anti-Lambdas sont regroupés sous le nom générique de V_0 ³. Le point de désintégration du V_0 est appelé vertex secondaire.

Les V_0 interviennent lors de l'analyse du bruit pour le processus de Drell-Yan. L'analyse de ces particules permettra d'une part de mieux comprendre la collision proton-proton et d'autre part de mieux modéliser l'évènement

-
1. Nous parlerons à présent de Kaons pour désigner un Kaon Short.
 2. Nous parlerons parfois de particules Lambda en faisant allusion aux Lambdas et aux anti-Lambdas.
 3. Zéro pour neutre et V car la trace des deux particules filles est assimilée à la lettre "V".

sous-jacent du processus de Drell-Yan.

Les premières données des collisions à 900 GeV du CERN ont été récoltées en Novembre 2009. Des simulations de collisions à cette énergie ont également été effectuées par la méthode de Monte Carlo. Ces simulations reconstituent l'évènement dur et l'évènement sous-jacent. Elles permettent de reproduire les particules générées ainsi que la réponse et la reconstruction du détecteur. L'objectif est de pouvoir comparer les simulations de reconstruction de particules par le détecteur aux vraies données. L'intérêt est dans un premier temps de s'assurer que l'on comprend bien le détecteur et la reconstruction. Dans un second temps on espère aussi pouvoir reconstruire le spectre de production des V_0 produits lors de la collision.

Les K_S^0 ont une masse d'environ $(497.614 \pm 0.024) \cdot 10^{-3}$ GeV [13] et un temps de vie propre moyen $\tau \approx (0.8953 \pm 0.0005) \cdot 10^{-10} s$. Les Λ quant à eux ont une masse de $1.115683 \pm 6 \cdot 10^{-6}$ GeV et un temps de vie $\tau \approx (2.631 \pm 0.02) \cdot 10^{-10} s$. Ils sont composés respectivement d'un mélange $\bar{s}d/s\bar{d}$ et de quarks sud . Ils appartiennent donc à la famille des mésons et des baryons.

Le Kaon se désintègre à 70% en un pion positif et un pion négatif tandis que le Lambda se désintègre à 64% en un proton et un pion négatif et l'anti-Lambda en un anti-proton et un pion positif [13]. Remarquons que les quarks étranges sont convertis en quark up et down. C'est donc par interaction faible qu'ils se désintègrent car l'étrangeté n'est pas conservée.

La figure 4.1 montre le schéma de la désintégration du Kaon et du Lambda et le tableau 4.1 résume les principales propriétés des V_0 .

	Composition	Désintégration	masse [GeV]	$c\tau$ [cm]
K_S^0	$s\bar{d}/\bar{s}d$	$\pi^+\pi^-$ [69.2 %]	$(497.614 \pm 0.024) \cdot 10^{-3}$	2.6842 ± 0.0015
Λ	sud	$p^+\pi^-$ [63.9 %]	1.115683 ± 6.10^{-6}	7.89
$\bar{\Lambda}$	$\bar{s}\bar{u}\bar{d}$	$\bar{p}\pi^+$ [63.9 %]	1.115683 ± 6.10^{-6}	7.89

TABLE 4.1 – V_0 et principales propriétés : Structure interne, désintégration la plus probable, masse et temps de vie (multiplié par c) dans le référentiel propre du V_0 .

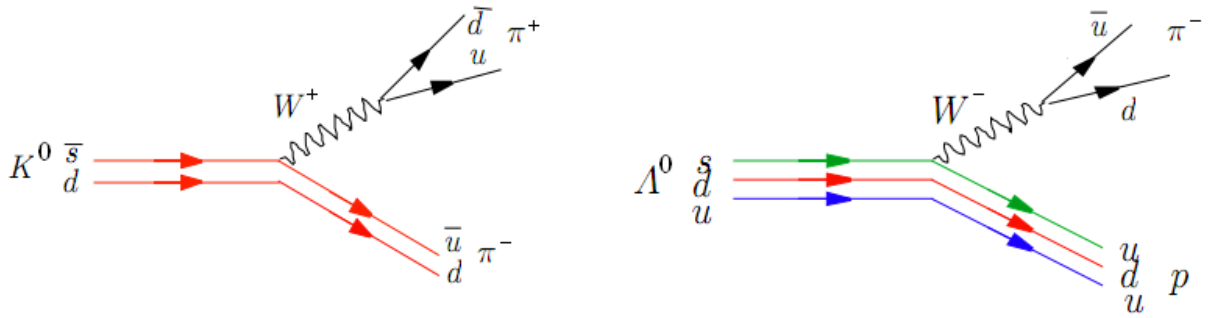


FIGURE 4.1 – Schéma de désintégration du $K_0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ et du $\Lambda \rightarrow p^+\pi^-$.

4.1 Reconstruction et sélection des évènements

La reconstruction des V_0 se fait en deux temps [14] [15] : les traces de toutes les particules chargées de l'évènement sont d'abord reconstruites, puis des paires de traces de charges opposées sont appariées afin de former les candidats V_0 .

4.1.1 Reconstruction de la trace

Cette sous-section décrit la reconstruction des traces produites par la désintégration des V_0 .

L'algorithme de reconstruction d'une trace se fait en trois étapes. La première étape consiste à rechercher trois hits alignés selon une trajectoire hélicoïdale.

Il s'agit ensuite d'essayer d'étendre cette trajectoire initiale en recherchant d'autres hits dans les couches extérieures. Cette étape continue jusqu'à ce qu'on atteigne la couche externe du détecteur. Finalement, un ajustement est effectué afin d'obtenir la meilleure estimation de la trajectoire formée par tous les hits.

Dans CMS, cet algorithme est itéré six fois avec différents critères afin d'augmenter l'efficacité de reconstruction. Après chaque itération, les traces sont triées en fonction de leur "pureté". Les traces ne satisfaisant pas une série de coupures sont retirées de l'échantillon.

4.1.2 Sélection des évènements

Dans l'optique de diminuer au maximum le bruit de fond et de sélectionner les évènements pertinents pour l'étude des traces, les évènements doivent satisfaire un nombre minimum de critères.

Il faut premièrement que le détecteur de traces soit allumé lors des collisions effectuées. De plus, on requiert un signal des BPTX (**Button Beam Pickup**) indiquant le passage d'un paquet de protons de chaque faisceau au point d'interaction. Les BSC (Beam Scintillator Counter), scintillateurs placés aux extrémités du détecteur devant le HF à environ 10m du point d'impact, doivent indiquer la présence d'au moins un hit de chaque côté du détecteur.

Finalement, on exige un minimum de quatre traces de particules associées au vertex primaire de la collision pp.

4.1.3 Reconstruction des V_0

La reconstruction des V_0 nécessite avant tout de sélectionner des "bonnes" traces respectant certains critères. On exige qu'une trace reconstruite présente au minimum six hits dans le détecteur de traces, qu'elle ait un $\chi^2/dof < 5$ et que son paramètre d'impact transverse par rapport à la zone d'interaction des faisceaux soit d'au moins 2σ (où σ inclut les incertitudes liées à la trace et à la zone d'interaction).

À partir de cette collection de traces, des paires de traces de charges opposées et passant à moins de 1 cm l'une de l'autre sont recherchées afin d'essayer de reconstruire le vertex secondaire. Celui-ci doit lui aussi satisfaire à plusieurs contraintes à savoir, une distance transverse minimale de 15σ de la zone d'interaction (où σ inclut les incertitudes sur le vertex et la zone

d'interaction) et un $\chi^2/dll < 7$. On s'assure également que la coordonnée radiale des hits les plus internes des deux traces soit plus grande de au moins 4σ que la coordonnées radiale du vertex secondaire.

Finalement, des coupures sur les masses sont effectuées afin d'identifier si le V_0 est un Kaon, un Lambda ou un anti-Lambda. Une fois que la nature du V_0 a été reconstruite d'autres caractéristiques comme l'impulsion ou le temps de vie peuvent être extraites à partir des informations sur les trajectoires des particules filles.

4.1.4 Identification des V_0

L'étape de reconstruction permet de déterminer la masse invariante du V_0 à partir des lois de conservation - de l'énergie et de la quantité de mouvement - et des masses des particules filles. Comme ces masses ne sont pas mesurées, il est nécessaire de faire une hypothèse sur celles-ci et donc à fortiori sur la nature du V_0 .

La représentation dite d'**Armenteros** [16] nous permet de faire la distinction entre deux particules reconstruites d'hypothèses de masses différentes. Pour cela, plaçons-nous dans le référentiel du laboratoire, en définissant l'axe longitudinal comme la ligne de vol du V_0 . La figure 4.2 illustre la désintégration d'un V_0 en deux particules. Les variables accompagnées du symbole " * " se rapportent au référentiel du centre de masse, par opposition aux autres qui sont associées au référentiel du laboratoire. Nous désignons également les symboles "//", "⊥", "+", "-" respectivement pour les composantes longitudinales et transverses des impulsions par rapport à la ligne de vol du V_0 , pour les filles du V_0 de charge positive ou négative.

Dans ces conditions, définissons la variable :

$$\alpha := \frac{p_{//}^+ - p_{//}^-}{p_{//}^+ + p_{//}^-}, \quad (4.1)$$

proportionnelle à la différence d'impulsion longitudinale des deux filles d'un V_0 , et l'impulsion transverse des filles, p_{\perp} , par rapport à la ligne de vol du V_0 .

En représentant p_{\perp} en fonction de α (voir figure 4.3) on voit que les V_0 se distribuent sur trois arcs associés, nous allons le voir, à différents types de V_0 .

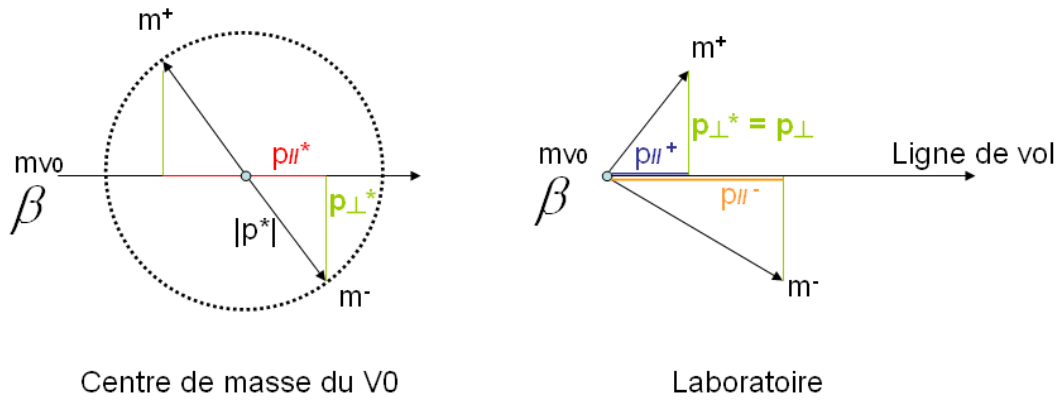


FIGURE 4.2 – Désintégration d'un V_0 . La figure de gauche représente la situation dans le référentiel du V_0 , la figure de droite est représentée dans le référentiel lié au laboratoire.

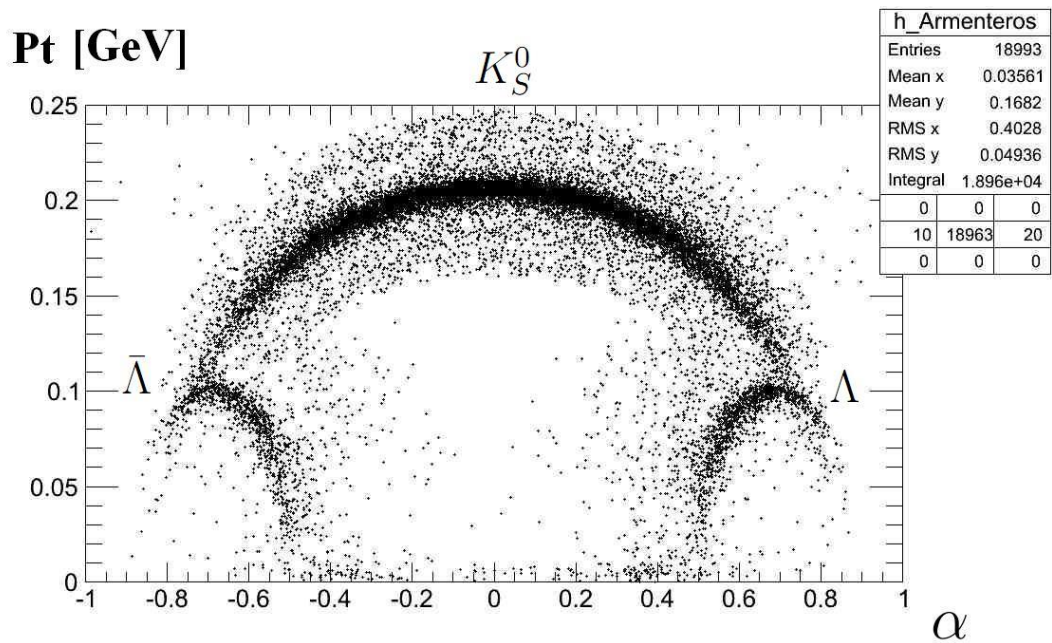


FIGURE 4.3 – Diagramme d'Armenteros : vraies données prises à 900 GeV

L'allure du diagramme s'explique comme suit. Les relations nous permettant de passer du référentiel du centre de masse des produits de la désintégration du V_0 (c'est-à-dire le référentiel du V_0) au référentiel du laboratoire sont les **transformations de Lorentz**, données ci dessous :

$$\begin{pmatrix} E \\ p_{//} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & \beta\gamma \\ \beta\gamma & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E^* \\ p_{//}^* \end{pmatrix} \quad (4.2)$$

Analysons à présent la cinématique des particules filles (protons et pions) provenant des V_0 . Plaçons-nous dans le référentiel du laboratoire et considérons que la ligne de vol du V_0 est l'axe longitudinal.

Appliquons les transformations de Lorentz à $p_{//}^+$ et $p_{//}^-$. On a :

$$p_{//}^+ = \gamma p_{//}^{+*} + \beta\gamma E^{+*} \quad (4.3)$$

$$p_{//}^- = \gamma p_{//}^{-*} + \beta\gamma E^{-*}. \quad (4.4)$$

En substituant ces deux relations dans la définition de α , on obtient :

$$\alpha = \frac{\gamma(p_{//}^{+*} - p_{//}^{-*}) + \beta\gamma(E^{+*} - E^{-*})}{\gamma(p_{//}^{+*} + p_{//}^{-*}) + \beta\gamma(E^{+*} + E^{-*})}. \quad (4.5)$$

De plus, dans le référentiel du centre de masse on a $p_{//}^{+*} = -p_{//}^{-*}$, α devient donc :

$$\alpha = \frac{2\gamma p_{//}^{+*} + \beta\gamma(E^{+*} - E^{-*})}{\beta\gamma(E^{+*} + E^{-*})}. \quad (4.6)$$

Ecrivons à présent l'invariant relativiste du V_0 dans son référentiel. Comme par définition son impulsion est nulle, on a en utilisant la conservation de la quadri-impulsion :

$$E_{V_0}^{*2} = m_{V_0}^2 = (m^+)^2 + (m^-)^2 + 2E^{+*}E^{-*} - 2\vec{p}^{+*}\vec{p}^{-*}. \quad (4.7)$$

On a donc :

$$m_{V_0}^2 = (m^+)^2 + (m^-)^2 + 2E^{+*}E^{-*} + 2|\vec{p}^*|^2 \quad (4.8)$$

$$= (m^+)^2 + (m^-)^2 + 2E^{+*}E^{-*} + 2((E^{-*})^2 - (m^-)^2) \quad (4.9)$$

$$= (m^+)^2 + (m^-)^2 - 2(m^-)^2 + 2E^{-*}(E^{+*} + E^{-*}) \quad (4.10)$$

$$\Rightarrow E^{-*} = \frac{m_{V_0}^2 - (m^+)^2 + (m^-)^2}{2m_{V_0}} \quad (4.11)$$

où $|\vec{p}^*|$ est la norme de l'impulsion de la particule positive (égale à la norme de la particule négative) dans le système du centre de masse.

De même on a :

$$E^{+*} = \frac{m_{V_0}^2 - (m^-)^2 + (m^+)^2}{2m_{V_0}} \quad (4.12)$$

On en déduit donc facilement les relations :

$$E^{+*} - E^{-*} = \frac{(m^+)^2 - (m^-)^2}{m_{V_0}} \quad (4.13)$$

$$E^{+*} + E^{-*} = m_{V_0} = E_{V_0} \quad (4.14)$$

En substituant ces deux dernières relations dans (4.6) on obtient :

$$\alpha = \frac{2p_{//}^{+*}}{\beta m_{V_0}} + \frac{(m^+)^2 - (m^-)^2}{m_{V_0}^2} =: \frac{2p_{//}^{+*}}{\beta m_{V_0}} + \bar{\alpha} \quad (4.15)$$

où nous avons posé $\bar{\alpha} = \frac{(m^+)^2 - (m^-)^2}{m_{V_0}^2}$.

De plus, comme la ligne de vol du V_0 est définie comme étant l'axe longitudinal, le V_0 n'a pas de composante d'impulsion transverse, il n'y a donc pas de Boost dans cette direction et $p_{\perp}^* = p_{\perp}$. Ce qui implique :

$$|\vec{p}^*|^2 = p_{//}^{+*2} + p_{\perp}^2 \quad (4.16)$$

Ce qui mène à la relation entre α et p_{\perp} .

$$\frac{(\alpha - \bar{\alpha})^2}{(2|\vec{p}^*|/\beta m_{V_0})^2} + \frac{p_{\perp}^2}{|\vec{p}^*|^2} = 1. \quad (4.17)$$

Discussion

On constate que cette équation a la forme d'une ellipse centrée en $\bar{\alpha}$, de demi-axes $(2|\vec{p}^*|/\beta m_{V_0})$ et $|\vec{p}^*|$. Une demi-ellipse sera donc associée à chacun des trois V_0 .

Nous reconnaissons (voir figure 4.3) la demi-ellipse des Kaons, du Lambda et de l'anti-Lambda. L'ellipse des Kaons est centrée en zéro car les deux particules filles sont des pions et ont la même masse. De la même manière, l'ellipse de droite correspond aux Lambdas et celle de gauche aux anti-Lambdas. On voit cependant que la demi-ellipse des Kaons coupe symétriquement les demi-ellipses des Lambdas et anti-Lambdas. Ceci a pour conséquence que les points

se trouvant dans les zones de recouvrement sont difficilement identifiables. Ces points correspondent à des candidats "ambigus".

On retrouve facilement les valeurs extrémales de α , en imposant dans (4.17) $p_{\perp} = 0$, car cette situation correspond à celle où les deux particules sont éjectées dos-à-dos sans impulsion transverse par rapport à la ligne de vol.

On obtient donc :

$$\Rightarrow \alpha_{max} = \frac{2|\vec{p}^*|}{\beta m_{V_0}} + \bar{\alpha} \quad (4.18)$$

$$\Rightarrow \alpha_{min} = -\frac{2|\vec{p}^*|}{\beta m_{V_0}} + \bar{\alpha}. \quad (4.19)$$

On en déduit également la demi-largeur de l'intervalle $[\alpha_{min}; \alpha_{max}]$:

$$\alpha_l = \frac{\alpha_{max} - \alpha_{min}}{2} = \frac{2|\vec{p}^*|}{\beta m_{V_0}}. \quad (4.20)$$

La valeur centrale $\bar{\alpha}$ est donc uniquement fixée par les masses des particules en jeu. Par contre, la demi-largeur, α_l de la demi-ellipse dépend de l'impulsion du V_0 dans le laboratoire. Par conséquent, pour une gamme d'impulsions du V_0 donnée, les points (α, p_{\perp}) se répartissent sur une bande continue de demi-ellipses.

Le diagramme d'Armenteros montre également que pour un type de V_0 donné, la densité de V_0 est plus importante à grand p_{\perp} qu'à petit p_{\perp} . La raison est l'isotropie de la direction d'émission dans le système du centre de masse.

On voit cependant que les ellipses associées au Lambda et à l'anti-Lambda atteignent des impulsions transverses maximales égales, alors que l'ellipse associée aux Kaons est plus haute. Pour comprendre cela, cherchons l'impulsion transverse maximale des filles.

Comme $|\vec{p}^*|^2 = p_{\perp}^{*2} + p_{//}^{\pm*2}$, on a les relations $p_{\perp max}^* := p_{\perp max} = p_{// max}^{\pm*} = -p_{// min}^{\pm*} = |\vec{p}^*| \neq p_{// max}^{\pm}$.

Or, la valeur de $|\vec{p}^*|$ est fixée par la conservation de l'énergie :

$$E_{V_0}^{*2} = m_{V_0}^2 = (m^+)^2 + |\vec{p}^*|^2 + (m^-)^2 + |\vec{p}^*|^2 + 2\sqrt{(m^+)^2 + |\vec{p}^*|^2}\sqrt{(m^-)^2 + |\vec{p}^*|^2}. \quad (4.21)$$

Posons $\xi := \frac{m_{V_0}^2 - (m^+)^2 - (m^-)^2}{2}$, on obtient :

$$\xi - |\vec{p}^*|^2 = \sqrt{(m^+)^2 + |\vec{p}^*|^2}\sqrt{(m^-)^2 + |\vec{p}^*|^2}. \quad (4.22)$$

Élevons au carré chaque membre de l'équation et réarrangeons les termes, on obtient directement :

$$|\vec{p}^*| = \sqrt{\frac{\xi^2 - (m^+ m^-)^2}{(m^+)^2 + (m^-)^2 + 2\xi}}. \quad (4.23)$$

En remplaçant les masses par la valeur du pion et/ou du proton, on trouve :

$$|\vec{p}^*|_{K_S^0} = 0.206 \text{ GeV}, \quad (4.24)$$

$$|\vec{p}^*|_{\Lambda^0} = 0.1 \text{ GeV}. \quad (4.25)$$

On voit effectivement que l'ellipse du Kaon et du Lambda présente un maximum en ces valeurs.

L'ellipse du Kaon est symétrique par rapport à son centre. Toutefois, cette caractéristique n'est pas vérifiée pour les ellipses des Lambdas où l'on constate davantage de Λ reconstruits d'un côté que de l'autre. Essayons d'en expliquer la raison.

Supposons par simplicité que le Λ n'a pas de composante selon l'axe z du faisceau, il voyage donc uniquement dans le plan transverse xy. La variable pertinente pour la reconstruction de la courbure est l'impulsion transverse p_{Tlab} . La figure 4.4 illustre la situation. On a donc de façon générale :

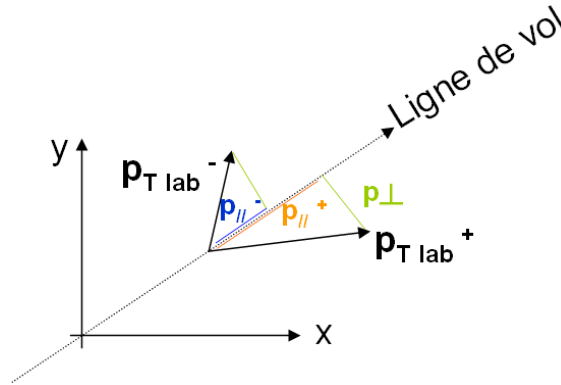


FIGURE 4.4 – Ligne de vol d'un V_0 se désintégrant en deux particules.

$p_{Tlab}^2 = p_{\perp}^2 + p_{//}^2$. Supposons de plus que les deux filles sont émises dos-à-dos par rapport à la ligne de vol. La dernière égalité devient : $p_{Tlab} = p_{//}$.

On écrit grâce aux transformations de Lorentz :

$$p_{//} = \gamma\beta E^* + \gamma p_{//}^* \quad (4.26)$$

$$= \frac{|\vec{p}_{\Lambda}|}{m_{\Lambda}} \sqrt{m^2 + p_{//}^{*2}} + \frac{E_{\Lambda}}{m_{\Lambda}} p_{//}^*. \quad (4.27)$$

De plus, lorsque les filles sont émises dos-à-dos sans impulsion transverse par rapport à la ligne de vol, on a $p_{//}^* = p_{//max}^*$ ou $p_{//}^* = p_{//min}^*$ dépendant du fait que $p_{//}^*$ se réfère à la particule éjectée vers l'avant ou vers l'arrière, les deux ayant une impulsion longitudinale de signe opposée dans le centre de masse : $p_{//max}^* = -p_{//min}^*$. Cette valeur extrême a déjà été calculée et vaut la valeur donnée par la relation (4.23) (au signe près), soit 0.1 GeV pour une des filles et -0.1 GeV pour l'autre.

Nous sommes à présent en mesure de comprendre pourquoi la demi-ellipse du Lambda est asymétrique par rapport à son centre α_c .

Pour cela, prenons une valeur typique pour l'impulsion d'un Lambda par rapport au laboratoire, soit 1 GeV. Comme nous avons supposé p_{\perp} nul, nous nous trouvons aux extrémités de la demi-ellipse, c'est-à-dire en $\alpha = \alpha_{min}$ et $\alpha = \alpha_{max}$. Analysons l'impulsion transverse par rapport au laboratoire, p_{Tlab} , du pion et du proton dans ces deux cas ainsi que le rayon de courbure de ces particules dans un champ magnétique de 4 Tesla.

Cas 1 : α_{min} (pion éjecté vers l'avant)

$$p_{Tlab-p^+} = \frac{1}{1.12} \sqrt{0.938^2 + 0.1^2} - \frac{\sqrt{1.12^2 + 1^2}}{1.12} 0.1 = 711 MeV. \quad (4.28)$$

$$R_T = \frac{p_{Tlab-p^+}}{0.3B} = 62.35 cm \quad (4.29)$$

$$p_{Tlab-\pi^-} = \frac{1}{1.12} \sqrt{0.139^2 + 0.1^2} + \frac{\sqrt{1.12^2 + 1^2}}{1.12} 0.1 = 289 MeV \quad (4.30)$$

$$R_T = \frac{p_{Tlab-\pi^-}}{0.3B} = 25.4 cm. \quad (4.31)$$

Cas 2 : α_{max} (proton éjecté vers l'avant)

$$p_{Tlab-p^+} = \frac{1}{1.12} \sqrt{0.938^2 + 0.1^2} + \frac{\sqrt{1.12^2 + 1^2}}{1.12} 0.1 = 981 MeV \quad (4.32)$$

$$R_T = \frac{p_{Tlab-p^+}}{0.3B} = 86 cm \quad (4.33)$$

$$p_{Tlab-\pi^-} = \frac{1}{1.12} \sqrt{0.139^2 + 0.1^2} - \frac{\sqrt{1.12^2 + 1^2}}{1.12} 0.1 = 19 MeV \quad (4.34)$$

$$R_T = \frac{p_{Tlab-\pi^-}}{0.3B} = 1.7 cm. \quad (4.35)$$

Cet exemple numérique nous montre que dans le premier cas le pion est éjecté vers l'avant dans le centre de masse, il a donc une impulsion longitudinale, $p_{//}^*$, positive ce qui augmente son impulsion transverse par rapport au laboratoire. Son rayon de courbure est de 25 cm dans le plan transverse. Ceci est suffisant pour traverser cinq ou six couches du détecteur de traces et satisfaire les coupures de sélection décrites à la section 4.1.3. En revanche dans le second cas, le pion est éjecté vers l'arrière dans le centre de masse, il a cette fois une impulsion longitudinale négative, ce qui diminue son impulsion transverse par rapport au laboratoire. Il a alors un rayon de courbure de seulement 1.7 cm et ne peut donc être reconstruit. On comprend donc pourquoi moins de V_0 sont reconstruits pour des grandes valeurs absolues de α .

4.2 Simulations Monte Carlo et données du CERN

Nous comparons ici les distributions cinématiques des V_0 pour des Monte Carlo reconstruits mais également pour les premières données collectées au CERN. Ces données correspondent à des collisions à une énergie de 900 GeV dans le centre de masse. Les données expérimentales comptent 216 189 évènements. Parmi eux, on recense 19 673 V_0 reconstruits. En rejetant les évènements présentant moins de quatre traces reconstruites associées au vertex primaire, il reste 186 238 évènements et 18 993 V_0 .

Les mêmes coupures ont été effectuées sur les Monte Carlo reconstruits. Cependant, nous avons généré 6 453 957 évènements Monte Carlo. On recense alors 5 432 690 évènements et 409 971 V_0 ayant passé les coupures.

Sur les histogrammes où les données expérimentales et les Monte Carlo reconstruits sont superposés, une normalisation au nombre de candidats V_0 reconstruits dans les données a été faite pour tenir compte du rapport du nombre d'évènements.

4.2.1 Sélection des V_0

Nous avons vu lors de la reconstruction, que nous étions amenés à formuler une hypothèse quant à la nature du V_0 . Les figures 4.5 a), b) et c) montrent la masse invariante des V_0 en fonction des trois hypothèses respectivement du Kaon, du Lambda et de l'anti-Lambda pour les Monte Carlo et les données. On voit que les simulations Monte Carlo sous-estiment le nombre Lambdas et d'anti-Lambdas produits.

La position des V_0 sur ces graphiques permettent d'avoir une confiance en la validité de l'hypothèse faite sur la nature du V_0 . On voit en effet que ces distributions présentent un pic à la masse invariante supposée ainsi qu'une deuxième composante signalant les cas où l'hypothèse n'est pas vérifiée.

Néanmoins, certains V_0 peuvent satisfaire plusieurs hypothèses en même temps et sont donc ambigus comme nous le constatons sur la figure 4.6 représentant la masse d'un type de V_0 par rapport à un autre pour les données. On a respectivement la masse du Kaon en fonction de la masse du Lambda, la masse de Kaon en fonction de celle de l'anti-Lambda et la masse du Lambda en fonction de l'anti-Lambda.

Ces figures nous permettent également de faire des coupures sur les masses, afin d'avoir un échantillon d'un type donné de V_0 le plus pur possible. Les coupures choisies sont les suivantes (en GeV).

Un V_0 est un :

1. Kaon si : $0.48 < m_{K_S^0} < 0.52$ et $m_\Lambda > 1.17$ et $m_{\bar{\Lambda}} > 1.17$.
2. Lambda si : $m_\Lambda < 1.125$ et $m_{\bar{\Lambda}} > 1.17$ et ($m_{K_S^0} < 0.43$ ou $m_{K_S^0} > 0.57$).
3. anti-Lambda si : $m_{\bar{\Lambda}} < 1.125$ et $m_\Lambda > 1.17$ et ($m_{K_S^0} < 0.43$ ou $m_{K_S^0} > 0.57$).

On dénombre alors 11 292 Kaons, 928 Lambdas et 665 anti-Lambdas dans les données expérimentales. Le nombre de Λ est plus important que celui des $\bar{\Lambda}$ car pour chaque collision pp, il y a conservation du nombre baryonique et de la charge. Dans des collisions $p\bar{p}$, on s'attend donc à observer un nombre de Λ compatible avec celui des $\bar{\Lambda}$, ce qui a été constaté lors de collisions à une énergie $\sqrt{s} = 630$ GeV [17].

Ajoutons à cela le fait que des prédictions de génération de Λ et de $\bar{\Lambda}$ ont été faites [18] pour des collisions pp à une énergie de $\sqrt{s} = 10$ TeV en estimant une asymétrie de 10 % entre la production de Λ par rapport aux $\bar{\Lambda}$.

CHAPITRE 4. ÉTUDE DE LA PRODUCTION DE PARTICULES ÉTRANGES À 900 GEV
 4.2. SIMULATIONS MONTE CARLO ET DONNÉES DU CERN

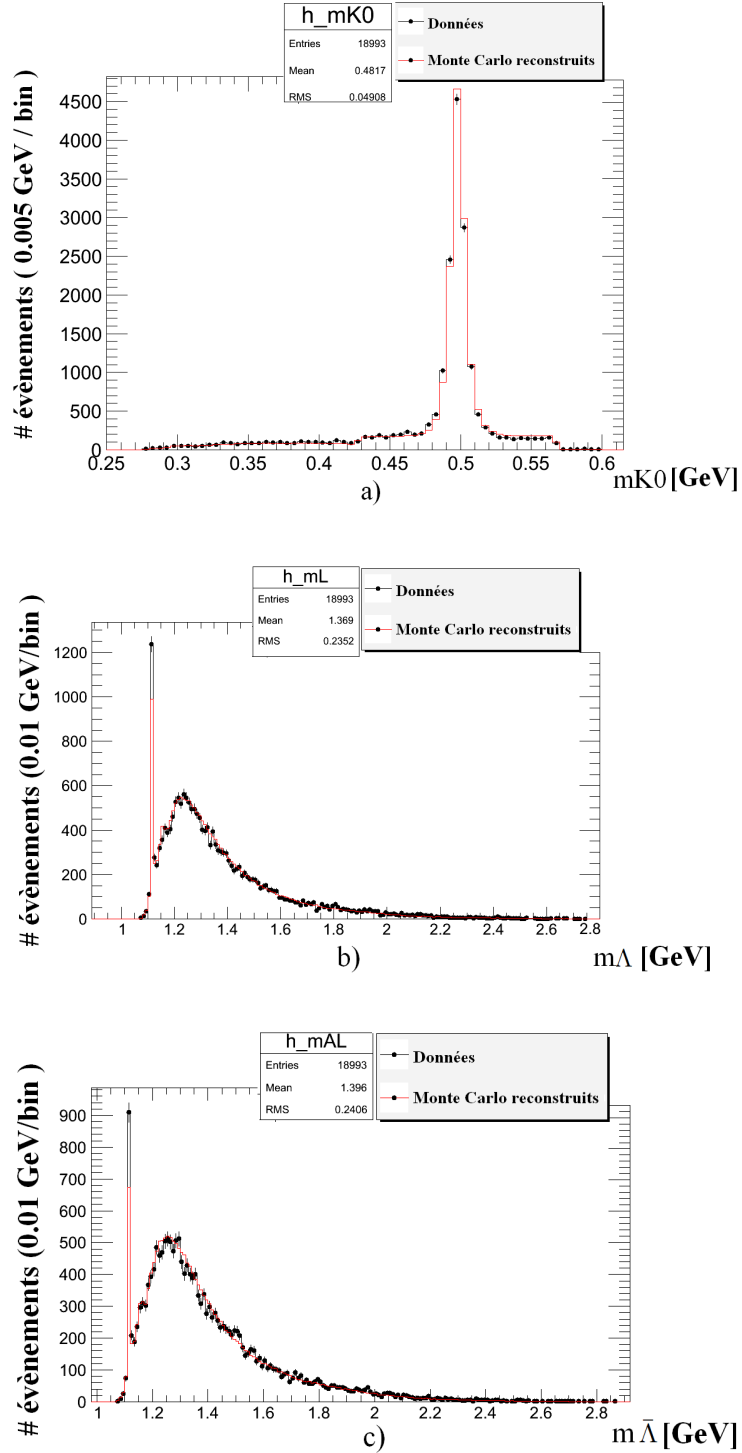


FIGURE 4.5 – Masse invariante des V_0 sous l'hypothèse a) du Kaon, b) du Lambda et c) de l'anti-Lambda pour les Monte Carlo reconstruits (rouge) et les données (noir) à une énergie dans le centre de masse de 900 GeV.

CHAPITRE 4. ÉTUDE DE LA PRODUCTION DE PARTICULES ÉTRANGES À 900 GEV

4.2. SIMULATIONS MONTE CARLO ET DONNÉES DU CERN

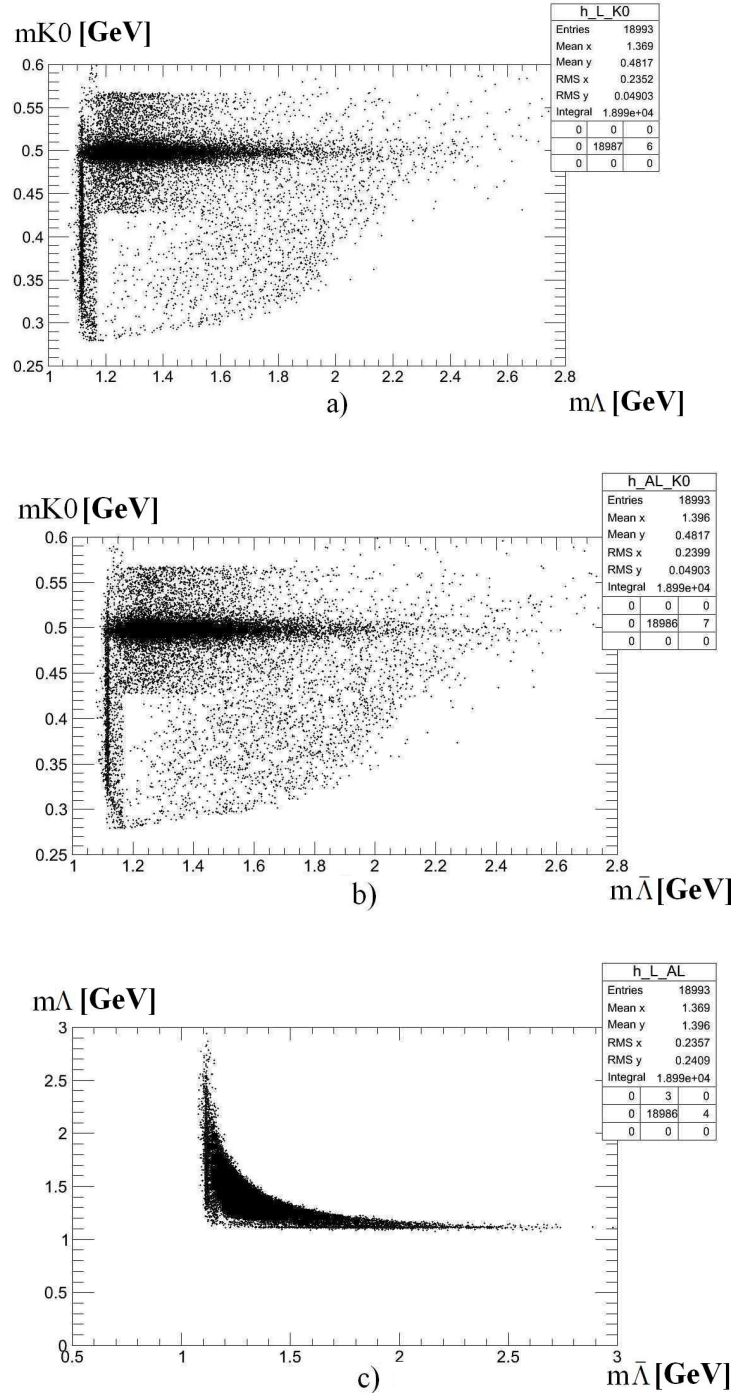


FIGURE 4.6 – Masse invariante a) du Kaon par rapport au Lambda, b) du Kaon par rapport à l’anti-Lambda et c) du Lambda par rapport à l’anti-Lambda pour les données à une énergie dans le centre de masse de 900 GeV.

4.2.2 Distributions cinématiques des V_0

Une fois la sélection effectuée, on peut tracer les différentes distributions des Kaons, des Lambdas et des anti-Lambdas pour les Monte Carlo ainsi que pour les données. Les figures 4.7, 4.8 et 4.9 montrent les distributions de l'impulsion transverse, de la pseudorapidité, de la distance de vol et de la distance de vol transverse. On constate généralement un accord raisonnable entre les distributions Monte Carlo reconstruits et les données. Nous constatons que les distributions de la distance de vol et de la distance de vol transverse présentent un creux pour des valeurs proches de zéro. Les petites distances sont mal reconstruites par le détecteur car les V_0 se désintègrent près du vertex primaire et ne satisfont pas toutes les coupures de sélection décrites à la section 4.1.3. Nous allons voir dans la section suivante l'impact que cela a sur la reconstruction du temps de vie.

CHAPITRE 4. ÉTUDE DE LA PRODUCTION DE PARTICULES ÉTRANGES À 900 GEV
 4.2. SIMULATIONS MONTE CARLO ET DONNÉES DU CERN

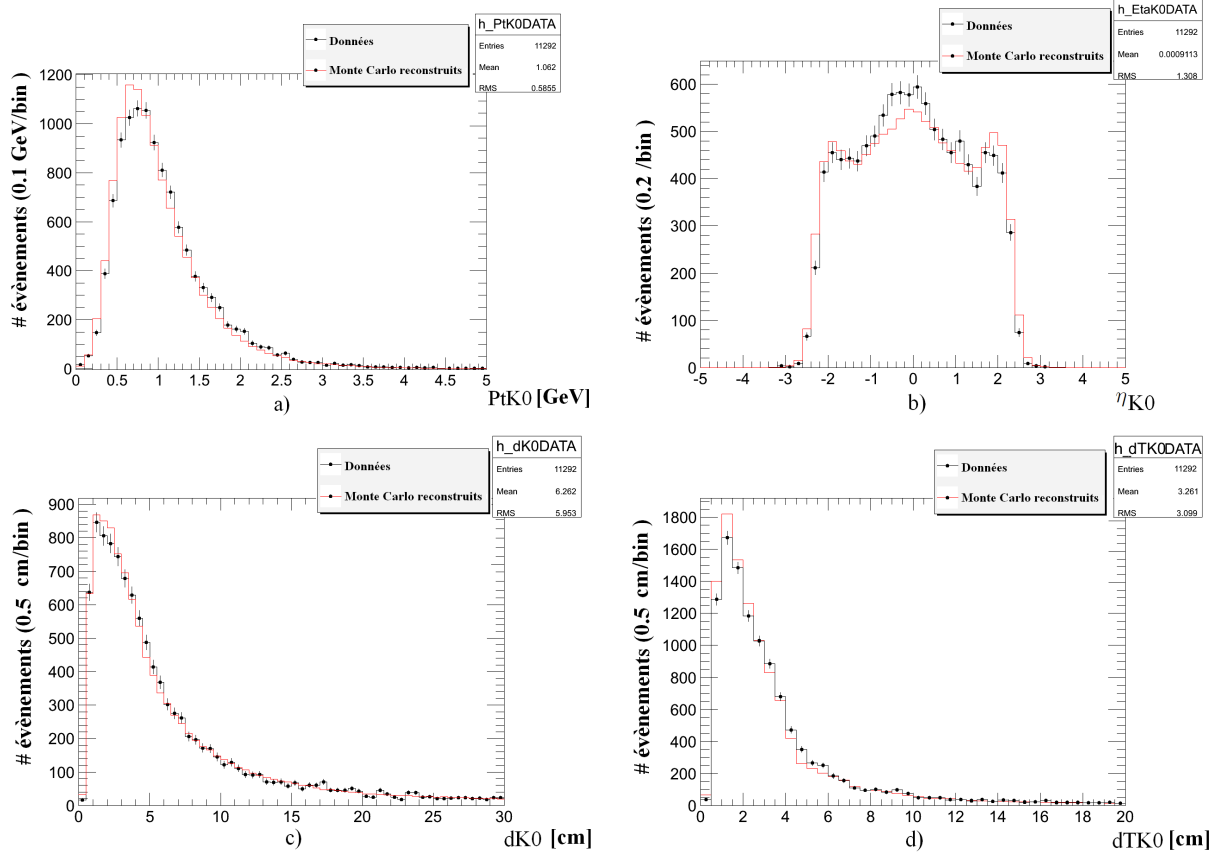


FIGURE 4.7 – Distributions cinématiques des K_S^0 pour les Monte Carlo reconstruits (rouge) et les données (noir) à une énergie dans le centre de masse de 900 GeV : a) impulsion transverse, b) pseudorapidité, c) distance de vol et d) distance de vol transverse.

CHAPITRE 4. ÉTUDE DE LA PRODUCTION DE PARTICULES ÉTRANGES À 900 GEV
 4.2. SIMULATIONS MONTE CARLO ET DONNÉES DU CERN

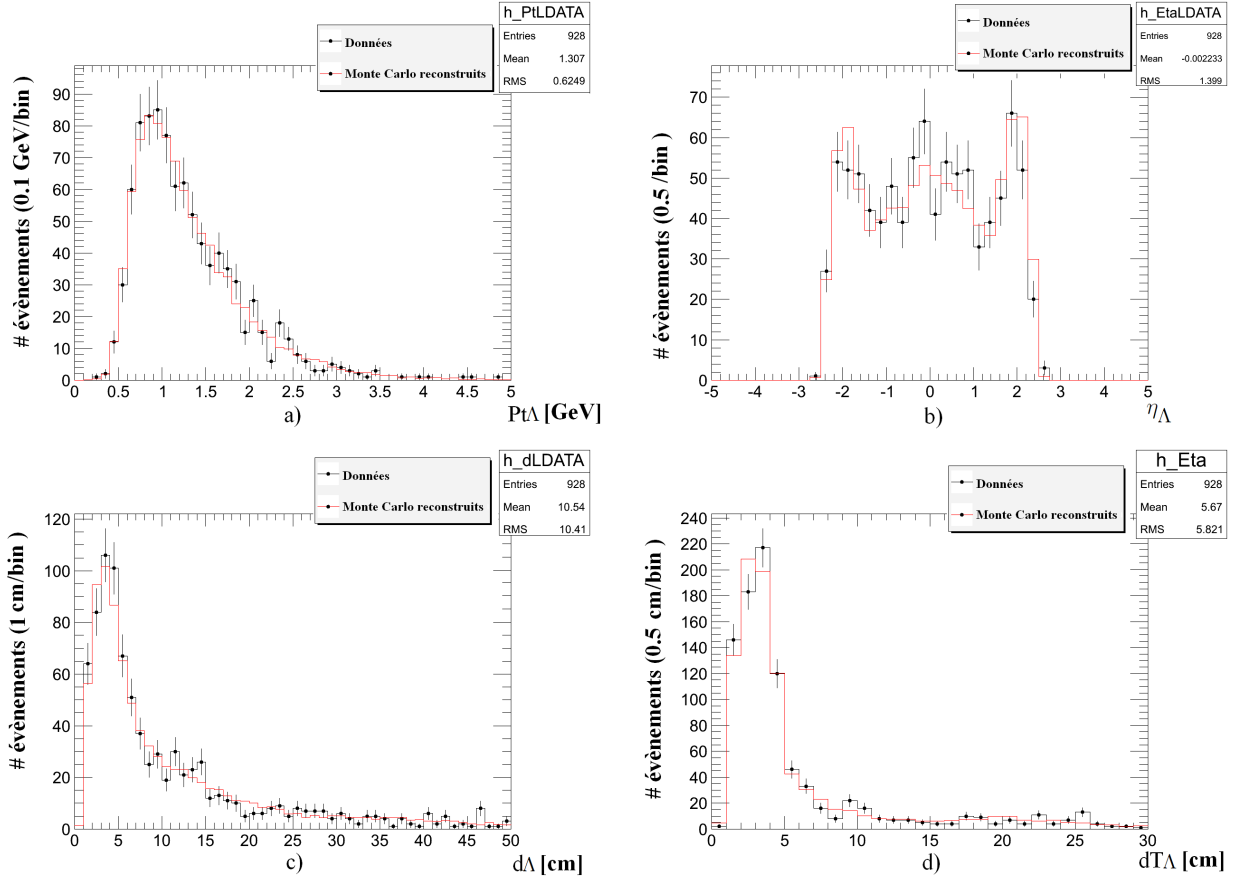


FIGURE 4.8 – Distributions cinématiques des Λ pour les Monte Carlo reconstruits (rouge) et les données (noir) à une énergie dans le centre de masse de 900 GeV : a) impulsion transverse, b) pseudorapidité, c) distance et d) distance transverse.

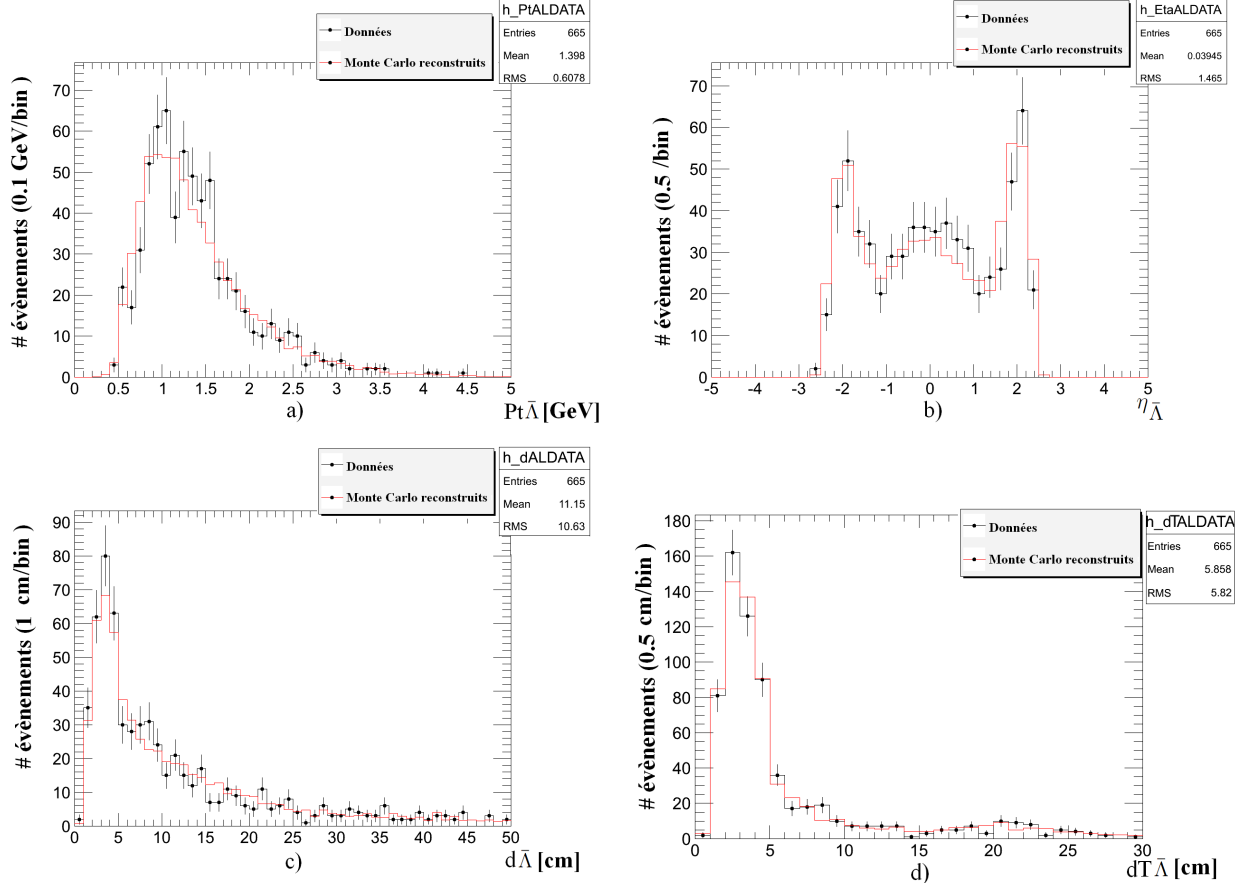


FIGURE 4.9 – Distributions cinématiques des $\bar{\Lambda}$ pour les Monte Carlo reconstruits (rouge) et les données (noir) à une énergie dans le centre de masse de 900 GeV : a) impulsion transverse, b) pseudorapidité, c) distance et d) distance transverse.

4.3 Temps de vie

Dans cette section nous proposons une méthode qui tente de corriger le temps de vie mesuré des Kaons.

La distance parcourue par un V_0 dans le détecteur avant de se désintégrer est directement proportionnelle à son temps de vie. En effet, on a $d_{labo} = \beta\gamma c\tau$. La figure 4.10 montre la distribution non corrigée de $c\tau = d_{labo}/\beta\gamma^4$ reconstruit pour les Kaons, dans les données et les Monte Carlo reconstruits. On

4. Dans la suite, nous parlerons abusivement du temps de vie $c\tau$ [cm].

constate qu'on ne retrouve pas la distribution attendue d'une exponentielle négative.

Ceci introduit le fait que l'efficacité de reconstruction des V_0 n'est pas

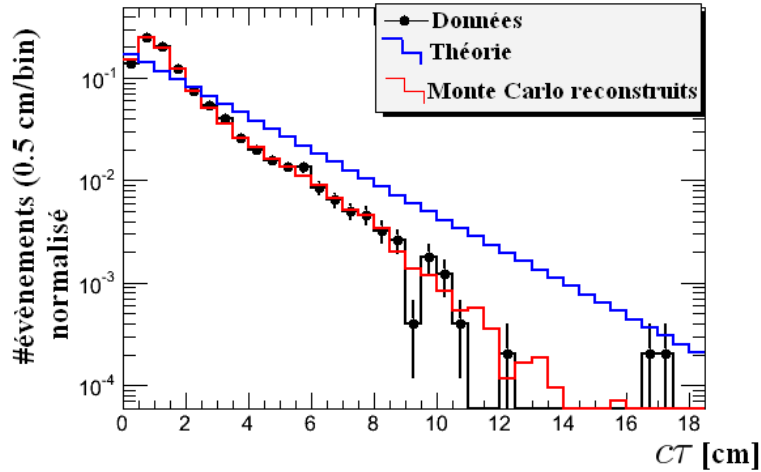


FIGURE 4.10 – Distribution de $c\tau$ [cm] pour les Monte Carlo reconstruits et les données, superposées à un temps de vie théorique de paramètre $c\tau = 2.6842$. Les données ont été prises à 900 GeV.

constante en fonction de $c\tau$. En particulier, on s'attend à ce que l'efficacité dépende de la distance de vol transverse, car les couches du détecteur sont cylindriques dans le tonneau du détecteur, et aussi parce que seuls les candidats V_0 significativement séparés de la ligne des faisceaux dans le plan transverse sont conservés (voir section 4.1.3). On va donc paramétrer l'efficacité, $\epsilon(d_T)$, en fonction de la distance de vol transverse $d_T = (\beta\gamma)_T c\tau$ et ensuite pondérer chaque valeur de $c\tau$ par $\frac{1}{\epsilon(d_t)}$ dans la distribution du temps de vie.

En comparant la distribution corrigée à une distribution exponentielle décroissante de paramètre $c\tau = 2.6842$ cm, on pourra évaluer dans quelle mesure on comprend l'efficacité de reconstruction des V_0 . Ceci constitue la toute première étape d'une analyse de la production de particules étranges au LHC.

4.3.1 Méthode

Nous proposons donc de pondérer, évènement par évènement, la distribution du temps de vie des données

$$c\tau = \frac{(d_T - 0.5 \text{ cm})m_{K_0}}{p_T} \quad (4.36)$$

par l'efficacité de reconstruction, et par la suite d'effectuer un ajustement d'une exponentielle décroissante sur la distribution corrigée.

Remarquons que nous faisons intervenir le terme $(d_T - 0.5 \text{ cm})$ dans $c\tau$ car nous avons rejetés (voir section 4.1.3) les évènements dont la distance transverse du vertex secondaire par rapport à la zone d'impact est inférieure à 15σ (où $\sigma \approx 300\mu m$).

Cependant, si l'on applique une correction en fonction de d_T afin de corriger les effets du détecteur comme discuté précédemment, nous devons nous assurer que l'efficacité ne dépende pas de l'impulsion transverse, p_t , c'est-à-dire l'autre variable intervenant dans le temps de vie $c\tau$. La figure 4.11 montre l'efficacité de reconstruction en fonction de l'impulsion transverse pour $p_t > 0.2 \text{ GeV}$.

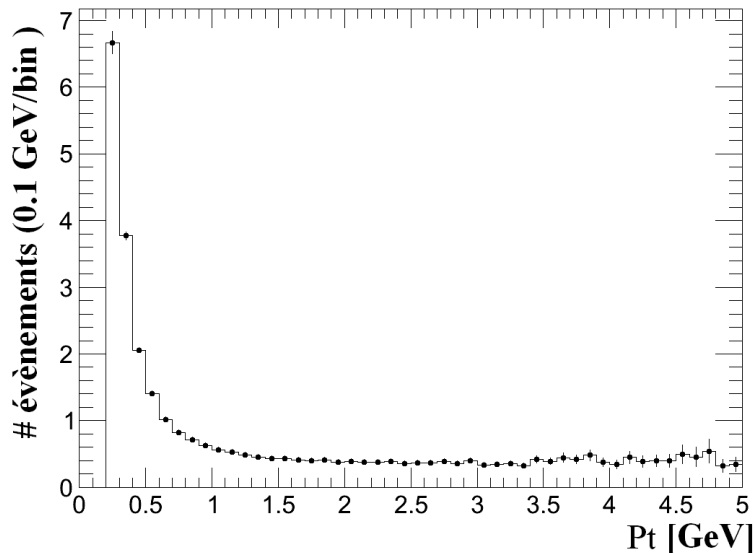


FIGURE 4.11 – Facteur de correction en fonction de l'impulsion transverse à une énergie dans le centre de masse de 900 GeV.

Deux solutions s'offrent alors à nous. La première repose sur une correction à deux dimensions et la deuxième consiste à appliquer une correction en

fonction de la distance de vol transverse uniquement, en se restreignant à un intervalle où la correction par rapport à p_t est à peu près constante. On voit sur la figure précédente que c'est le cas pour $p_t \gtrsim 1.5$ GeV.

Le facteur correctif s'obtient en comparant une simulation de Monte Carlo **générés** avec les Monte Carlo **reconstruits**. Pour obtenir une correction en fonction de l'impulsion transverse, il suffit de diviser les deux histogrammes d'impulsion transverse. La correction en fonction de la distance transverse est plus délicate. Comme nous n'avons pas accès au temps de vie dans les Monte Carlo générés, on tire aléatoirement un temps, t , distribué comme une exponentielle négative de paramètre τ . On en déduit alors l'histogramme de la distance transverse de vol des Monte Carlo générés par la relation $d_{Tlabo} = (\beta\gamma)_T ct$ et on le divise par celui des Monte Carlo reconstruits pour obtenir la correction en fonction de d_{Tlabo} .

4.3.2 Correction à une dimension

La discussion précédente motive donc le choix d'une coupure en $p_t > 1.5$ GeV pour ce qui est de la correction à une dimension, c'est-à-dire en fonction de d_T . La figure 4.12 montre (en rouge) le rapport entre la distribution des Monte Carlo générés (en noir) et reconstruits (en bleu), $\frac{1}{\epsilon(d_T)}$, en fonction de d_T . C'est par ce facteur que nous allons pondérer la distribution du temps de vie des données. On y voit la structure en couches du détecteur : les rayons des couches successives du tonneau (4.4, 7.3 et 10.2 cm pour le détecteur à pixels, puis 25 cm pour la première couche de détecteurs au silicium). On voit également l'effet de la coupure à 15σ sur d_T .

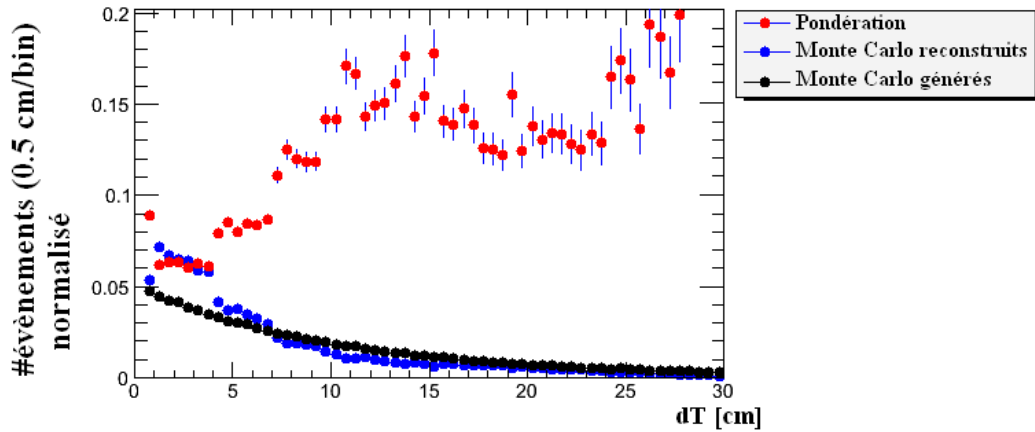


FIGURE 4.12 – Le facteur de correction (points rouges) est représenté en fonction de la distance de vol transverse. Il a été normalisé par dix par soucis de clarté. Les Monte Carlo générés (points noirs) et Monte Carlo reconstruits (points bleus), normalisés. Ces histogrammes ont été réalisés pour des impulsions transverses supérieures à 1.5 GeV. L'énergie dans le centre de masse est de 900 GeV.

Deux autres coupures cinématiques en $|\eta| < 1.5$ et $d_T > 0.5$ cm sont également appliquées. La coupure en η nous permet d'analyser les V_0 émis dans le tonneau et la coupure en distance transverse a été justifiée dans la sous-section précédente.

Il s'agit ensuite d'appliquer le facteur de correction trouvé sur les données. Le résultat est montré à la figure 4.13 dans le cas des Kaons. On y distingue le temps de vie corrigé des données, un ajustement exponentiel entre 1 et 8.5 cm et la moyenne mondiale mesurée.

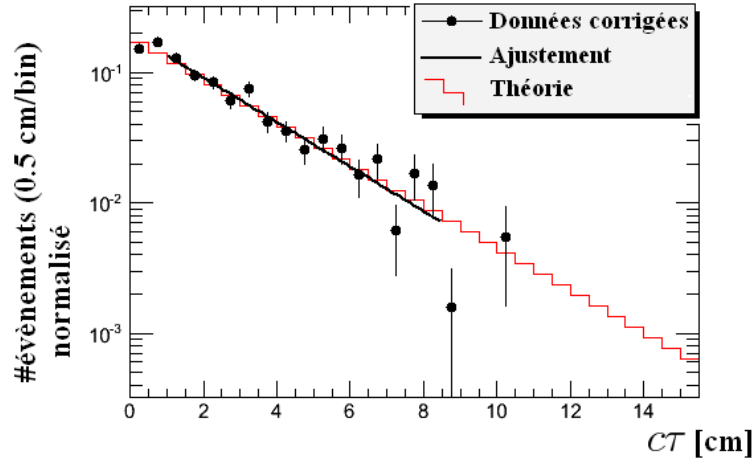


FIGURE 4.13 – Temps de vie théorique des Kaons (traits en escalier rouge), correction à 1 dimension des données (points noirs) et ajustement exponentiel (droite noire). Les données ont été obtenues à une énergie de 900 GeV dans le centre de masse.

L'ajustement donne un temps de vie $c\tau_{mes} \approx 2.58 \pm 0.17$ cm à comparer à la moyenne mondiale mesurée égale à 2.68 cm.

Ce même facteur de correction a également été appliqué sur les Kaons en distinguant le cas où le pion positif est éjecté vers l'avant de celui où c'est le pion négatif qui est propulsé vers l'avant. Le résultat est montré à la figure 4.14. Nous obtenons des valeurs ajustées très proches l'une de l'autre. On a respectivement 2.79 ± 0.2 et 2.78 ± 0.23 cm. On constate donc en général un accord raisonnable.

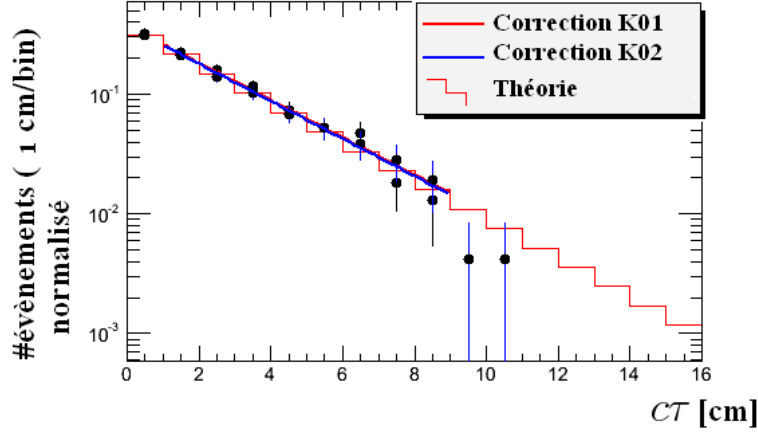


FIGURE 4.14 – Temps de vie théorique des Kaons (traits en escalier rouge), correction des données (points noirs) et ajustement exponentiel (droite rouge et bleue) dans le cas où le π^+ ou le π^- est émis vers l'avant. Les données ont été obtenues à une énergie de 900 GeV dans le centre de masse.

4.3.3 Correction à deux dimensions

Nous appliquons à présent une correction en fonction des deux paramètres. Les coupures effectuées sont dans ce cas : $d_t \geq 0.5$ cm, $|\eta| < 2.4$ et $p_t > 0.2$ GeV. De plus, afin d'éviter les facteurs correctifs trop importants, nous avons également coupé les corrections supérieures à 1000. La figure 4.15 montre la corrélation entre la correction en fonction de l'impulsion transverse et la distance transverse.

En appliquant cette correction en fonction de p_t et d_t sur les données, nous obtenons le résultat présenté à la figure 4.16. Un ajustement a également été fait pour finalement obtenir un temps de vie de 2.48 ± 0.0068 cm, où l'erreur n'est que statistique. En corrigeant à deux dimensions, on peut utiliser l'échantillon des Kaons pour lesquels l'efficacité n'est pas constante en fonction de l'impulsion transverse ce qui réduit grandement l'erreur statistique. Néanmoins d'une part le résultat est en désaccord avec la moyenne mondiale et d'autre part l'ajustement d'une exponentielle négative est mauvais (voir figure 4.16) ce qui montre qu'il y a une erreur systématique qui n'est pas encore comprise à ce stade.

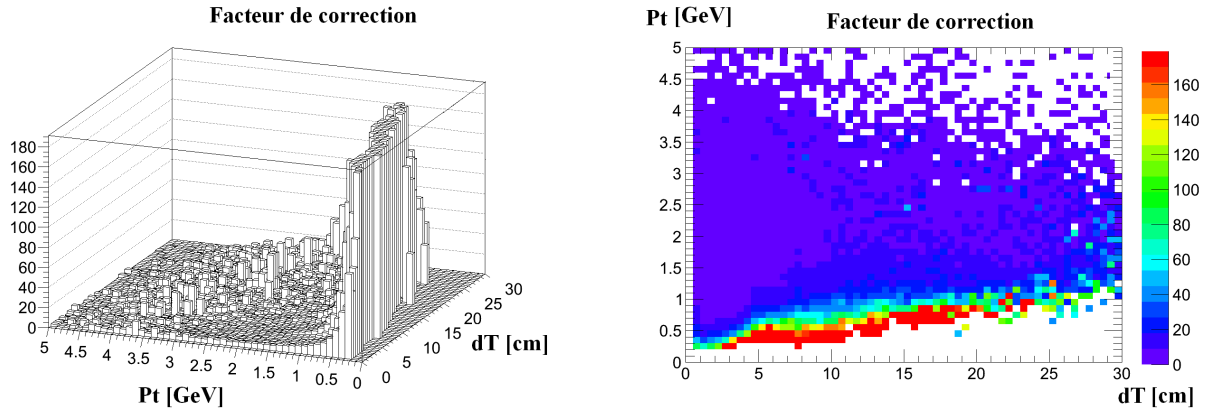


FIGURE 4.15 – Facteur de correction entre les Monte Carlo générés et reconstruits en fonction de l’impulsion transverse et de la distance transverse pour des données à une énergie de 900 GeV dans le centre de masse.

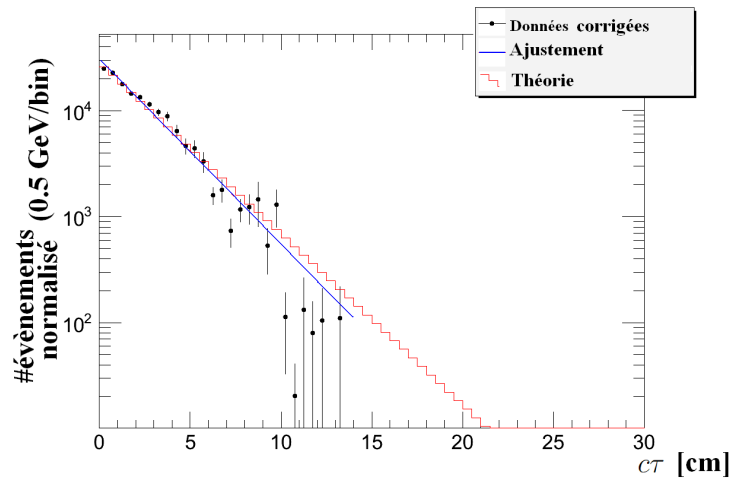


FIGURE 4.16 – Temps de vie théorique des Kaons (traits en escalier rouge), correction à 2 dimensions des données (en noir) et ajustement exponentiel (droite bleue). Les données ont été obtenues à une énergie de 900 GeV dans le centre de masse.

Conclusion

Au cours de ce mémoire nous nous sommes d'abord intéressés au processus de Drell-Yan. Sur base de bosons Z , générés par des simulations Monte Carlo (programme PYTHIA) et se désintégrant dans le canal e^+e^- , nous avons analysé et comparé les distributions cinématiques du Z et des électrons à des énergies de 900 GeV, 7 TeV et 10 TeV dans le centre de masse de la collision proton-proton. Nous nous sommes intéressés à l'évolution de la section efficace du processus de Drell-Yan ainsi qu'à l'acceptance à ces différentes énergies. Les analyses nous ont appris que l'acceptance du détecteur diminue lorsque l'on augmente l'énergie des faisceaux. Nous avons vu que cette diminution était due au fait que lorsque l'énergie dans le centre de masse augmente, l'impulsion longitudinale du boson Z augmente également, et donc qu'une plus grande fraction des électrons produits lors de sa désintégration sort de la couverture angulaire du détecteur de traces. Nous avons par la même occasion étudié la proportion d'électrons émis dans le tonneau du détecteur et/ou dans les bouchons.

Dans un second temps, nous avons abordé l'analyse de la production des particules étranges K_S^0 , Λ et $\bar{\Lambda}$ dans les collisions proton-proton à 900 GeV. Nous avons analysé les premières données récoltées dans l'expérience CMS au CERN en 2009. Le dernier chapitre de ce travail nous a permis de mieux comprendre la production de ces particules apparaissant lors de l'évènement sous-jacent du processus de Drell-Yan. L'analyse des évènements sélectionnés nous a permis de mettre en évidence certains des biais expérimentaux dans la détection des particules étranges. Pour cela nous avons étudié la configuration des particules secondaires produites par les désintégrations $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ et $\Lambda \rightarrow \pi^-p$. Nous avons identifié une inefficacité de reconstruction importante lorsqu'une des particules secondaires a une quantité de mouvement transverse inférieure à 200 MeV.

Nous avons ensuite sélectionné des candidats K_S^0 bien reconstruits et réalisé la distribution de leur temps de vie propre. Pour cela, il a fallu estimer l'effi-

cacité de reconstruction en fonction de variables pertinentes (distance de vol transverse, quantité de mouvement transverse du Kaon) sur base de simulations détaillées du détecteur et pondérer la distribution des temps de vie prise dans les données par l'inverse de cette efficacité. Nous avons observé que l'efficacité dépendait du nombre de points mesurés le long des trajectoires des particules filles dans les couches les plus internes du détecteur de traces. Un ajustement a ensuite été appliqué sur les données corrigées dans le cas d'une correction en fonction de la distance de vol transverse. Nous avons obtenu un temps de vie corrigé de 2.58 ± 0.17 cm. Une vérification a également été appliquée dans le cas où le Kaon émet le pion positif vers l'avant et dans le cas où le pion négatif est émis vers l'avant. Nous avons obtenu respectivement 2.79 ± 0.2 et 2.78 ± 0.23 cm. Nous avons constaté que ces résultats étaient compatibles avec la moyenne mondiale 2.6842 ± 0.0015 cm [13]. Nous avons ensuite appliqué une correction à deux dimensions, en fonction de la distance de vol transverse et de l'impulsion transverse, ce qui nous a permis d'inclure un échantillon beaucoup plus grand de Kaons. La valeur de l'ajustement obtenu pour le temps de vie est 2.48 ± 0.0068 cm, en désaccord avec la moyenne mondiale, ce qui montre un biais systématique encore à comprendre.

A présent, les prochaines étapes consisteraient dans un premier temps à mieux comprendre la reconstruction des Kaons de petite impulsion transverse. Il conviendrait ensuite d'étudier la fonction de correction des temps de vie des Lambdas et des anti-Lambdas. Mon travail constitue une toute première étape dans l'étude de la production de particules étranges lors des collisions proton-proton avec le détecteur CMS.

Bibliographie

- [1] HALZEN, Francis, Alan D. MARTIN. 1996. *Quarks and Leptons : An Introductory Course in Modern Particle Physics*. ISBN 0-471-88741-2. John Wiley & Sons : United States of America.
- [2] Higgs, Peter W. 1964. "Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons" in *Physical Review Letters* vol. 13 . 508509.
- [3] GREEN, Dan. 1994. *Lectures in Particules Physics*. World Scientific : Singapore.
- [4] Tevatron at Fermilab : Search for high-mass resonances in the di-electron channel at D0, <http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/WWW/results/np.htm>. Dernière consultation le 6 Mai 2010.
- [5] MARLEAU, L. 1998. *Introduction à la physique des particules*. Scientific Workplace.
- [6] CMS collaboration. 2008. *The CMS experiment at the CERN LHC* . JINST.3.S08004.
- [7] The Compact Muon Solenoid Experiment, <http://cms.web.cern.ch/cms/Detector/Designed/index.html>. Dernière consultation le 2 Mai 2010.
- [8] FABJAN, Christian W., Fabiola GIANOTTI . 2003. "Calorimetry for particles physics" dans *Review of Modern Physics* 75/1279-1286. s.l : American Physical Society. 43p.
- [9] CMS Collaboration. 2006 . *Search for high mass resonances decaying into an electron pair in CMS at 10 TeV with 100pb⁻¹*. CMS PAS EXO-O9-006.
- [10] AITCHISON I. J. R., A. J. G. HEY. 2002. *Gauge Theories in Particle Physics volume 1 : From Relativistic Quantum Mechanics to QED*. New York : Francis & Taylor Group.
- [11] ATLAS Collaboration. 1999. *Atlas detector and physics performance : Technical design report*.
- [12] Durham University. Parton Distribution Functions. <http://durpdg.dur.ac.uk/hepdata/pdf.html> . Dernière consultation le 3 Mai 2010.

- [13] AMSLER C. et al. (Particle Data Group). 2009. The Review of Particle Physics. <http://pdg.lbl.gov/>. Dernière consultation le 3 Mai 2010.
- [14] CMS tracking and b-tagging groups. " Tracking and vertexing results from first collisions" in *CMS interval note CMS*. AN-2010/055.
- [15] CMS Collaboration. 2010. *Transverse-momentum and pseudorapidity distributions of charged hadrons in pp collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ and $\sqrt{s} = 2.36$ TeV*, JHEP 1002/041.
- [16] Luis LIMA FRANCÊS. 1992. " Thèse : Etude de la polarisation des Lambdas produits dans les collisions proton-Tungstène à 200 GeV dans l'expérience WA85".
- [17] BOCQUET, G. et al. 28 Nov 1995. *Inclusive Production of Strange Particles in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 630$ GeV with UA1*, Phys. Lett. B. 366 441. 10p.
- [18] BECATTINI, F. , P. CASTORINA, A. MILOV, H. SATZ. 15/12/2009. "Predictions of hadrons abundances in pp collisions at the LHC" in *arXiv :0912.2855v1 [hep-ph]*. 4p.