LPNHE août 2006

UNIVERSITÉ PARIS VII - DENIS DIDEROT
UFR de PHYSIQUE

RAPPORT DE STAGE

présenté par

Thomas GRUNENBERGER

Étude de la sélection des muons avec le détecteur ATLAS au LHC : exemple du Z $\rightarrow\ \mu^+\ \mu^-$.

Directeur de stage : Didier Lacour

Remerciements

Je remercie Pascal Debu, directeur du LPNHE, pour m'avoir acceuilli dans son laboratoire ainsi que Philippe Schwemling, chef du groupe Atlas, pour m'avoir permis d'intégrer son équipe pendant cette période. Le fait d'avoir pu assister aux réunions du groupe aura été très intstructif et m'aura permis de voir les différents problèmes rencontrés par une équipe de chercheurs faisant partie d'une collaboration internationale.

Ma reconnaissance va à Didier Lacour, mon directeur de stage. J'ai apprécié tant sa confiance et la liberté qu'il m'a laissée dans l'organisation et dans les méthodes employées pour écrire le programme que sa patience pour comprendre et répondre à mes questions souvent mal formulées. Ses conseils m'auront permis d'être plus organisé dans mon travail. Je suis très heureux d'avoir pu apprendre autant de choses pendant ce stage et le voyage au Cern restera gravé dans ma mémoire.

Je remercie Sophie Trincaz pour son aide et le temps passé à relire mon programme, à m'expliquer mes erreurs et pour m'avoir poussé à être plus rigoureux.
Je remercie également Frederic Derue pour son aide indirecte sous forme de tutorial qui m'aura permis, avec beaucoup d'effort, de pouvoir comprendre et utiliser le logiciel ROOT.

Je n'oublie pas les stagiaires et thésards que j'ai cotoyés, Andres, Pietro, Florent, Nicolas et Pauline, pour la bonne ambiance et leur aide sur diverses questions qu'ils m'ont apportés.

Table des matières

Introduction

La physique des particules s'apprête à inaugurer un nouvel accélérateur : le LHC (Large Hadron Collider). Il devrait apporter une réponse à l'origine de la masse des particules en détectant le boson de Higgs. Parmi les quatre détecteurs construits au LHC, ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) est l'une des deux expériences généralistes chargées de le détecter. Ce boson a différentes voies de désintégration dont plusieurs mettent en jeu des muons. Les voies de désintégration dont les produits ne sont constitués que de muons ont un intérêt particulier : tous les produits de désintégration pouvant être détectés et mesurés avec une grande précision, la reconstruction de la particule mère est grandement facilitée.

Ce rapport sera consacré à l'étude de la sélection des muons dans ATLAS. L'objectif sera de reconstruire le boson Z à partir du canal de désintégration Z $\rightarrow$ μ^+ μ^- .

Dans un premìer temps, nous présenterons le Modèle Standard, qui décrit les différents types de particules existantes et les relations qu'elles entretiennent.

Le second chapitre sera une description de l'expérience ATLAS. Les éléments le constituant seront expliqués avec une attention particulière portée sur le spectromètre à muons. Nous expliquerons comment sont reconstruits les muons en partant des traces détectées par les différents sous détecteurs. Les combinaisons de données recueillies amenant à un gain dans l'efficacité de reconstruction des muons seront expliquées. De plus, ce second chapitre détaillera les étapes de simulation nécessaires à l'obtention de données similaires à celles qui seront obtenues avec ATLAS. Nous expliquerons l'utilité de la simulation et les prévisions qu'elle permet.

Enfin le troisième chapitre portera sur la sélection des muons. Nous expliquerons les méthodes de sélection choisies dans le but de reconstruire le Z. Les différents critères de sélection seront identifiés et optimisés. Nous expliquerons comment combiner les informations contenues dans les données pour obtenir la meilleure efficacité de reconstruction du Z. .

1 Le Modèle Standard

La physique des particules a pout but la description détaillée des différents éléments constituant notre univers au niveau le plus fondamental et des relations qu'ils entretiennent. Les différentes découvertes nous ont montré que la matière pouvait être décrite à l'aide d'un nombre limité de briques élémentaires. De même, un nombre restreint d'interactions fondamentales a été identifié : l'interaction électromagnétique, l'interaction faible, l'interaction forte et l'interaction gravitationnelle. Le cadre théorique réunissant les constituants de la matière et les interactions qui les lient est le Modèle Standard.

Le Modèle Standard cumule les succès dans la description des résultats expérimentaux obtenus ces dernières décennies. Ce modèle suppose que les particules n'ont pas de masse intrinsèque. C'est dans les années 60 que Brout, Englert et Higgs proposèrent un mécanisme dynamique qui donnerait aux particules leur masse. Sa version minimale est associée au Modèle Standard sous le nom de mécanisme de Higgs et implique l'existence d'un boson : le boson de Higgs (il peut y en avoir plusieurs dans les versions supersymétriques). Les prédictions faites à l'aide de ce mécanisme concernant les masses de certaines particules[1] sont en très bon accord avec les résultats expérimentaux. Mais le boson de Higgs n'a pour l'instant pas été découvert. Sa recherche constitue donc un enjeu considérable pour la validité du Modèle Standard et du mécanisme de Higgs. Néanmoins, la théorie peut s'avérer fausse et une nouvelle physique pourrait être découverte.

Le Modèle Standard regroupe les particules en deux types : les fermions et les bosons. Les fermions étant les constituants de la matière et les bosons les particules d'interaction.

1.1 Les constituants de la matière

Le Modèle Standard repose sur le fait que toute la matière peut être décrite par un nombre limité de constituants élémentaires de spin 1/2 appelés fermions. Les fermions peuvent être regroupés en trois familles, contenant chacune deux leptons et deux quarks (voir tableau 1). La différence essentielle entre les trois familles se situe au niveau de la masse des particules les constituant. Par exemple l'électron (e), le muon (μ) et le tau (τ) ont les mêmes propriétés de charges et de spin mais ont des masses très différentes dont la hiérarchie n'est pas comprise.

	fermions	
	leptons	quarks
1re *famille* (matière stable)	ν_e	u
	e	d
2^{e} *famille*	ν_μ	c
	μ	s
3^{e} *famille*	ν_τ	t
	τ	b

TAB. 1 – *Les différentes familles de fermions.*

[1] les masses du W et du Z prédites sont respectivement d'environ 80 GeV/c^2 et 90 GeV/c^2 pour des masses mesurées de 82 ± 1,5 GeV/c^2 et 92 ± 2 GeV/c^2.

Parmi les fermions, seuls les leptons existent à l'état libre. Les quarks sont des particules fondamentales possédant une charge fractionnaire et n'existant pas à l'état libre. C'est la chromodynamique quantique (QCD) qui décrit le fait qu'ils n'existent pas à l'état libre mais s'associent pour former des hadrons. Deux types de hadrons existent : les mésons, constitués d'une paire de quark-antiquark, de spin entier, et les baryons, constitués de trois quarks, de spin demi-entier. Pour conserver le principe d'exclusion de Pauli, un nouveau nombre quantique a été introduit : la couleur, qui possède trois valeurs possibles. Les masses des différents quarks sont déduites des masses des hadrons qu'ils constituent. Le quark top est instable et sa durée de vie ($10^{-24}s$) est très faible. Il se désintègre donc avant de s'hadroniser. Sa masse peut être déduite de l'étude de ses produits de désintégration. Le tableau 2 résume les propriétés des différents fermions. De plus, chaque fermions possède sa propre antiparticule.

		particule		caractéristiques	
		nom	symbole	charge($\times$e)	masse(mc^2)
fermions	leptons	électron	e^-	-1	0,511 MeV
		muon	μ^-	-1	105 MeV
		tau	τ^-	-1	1,77 GeV
		neutrino électronique	ν_e	0	$>$ 3 eV
		neutrino muonique	ν_μ	0	$>$ 0,19 MeV
		neutrino tauique	ν_τ	0	$>$ 18,2 MeV
	quarks	up	u	+2/3	1,5 à 4 MeV
		down	d	-1/3	4 à 8 MeV
		strange	s	-1/3	80 à 130 MeV
		charm	c	+2/3	1,15 à 1,35 GeV
		beauty	b	-1/3	4,1 à 4,4 GeV
		top	t	+2/3	178,0 $\pm$4,3 GeV

TAB. 2 – *Caractéristiques des constituants de la matière.*

1.2 Les particules d'interaction

Les interactions entre les constituants de la matière sont réalisées par l'échange de particules élémentaires de spin entier : les bosons (voir tableau 3). Chaque boson est caractéristique d'une interaction fondamentale.

L'interaction forte agit entre les quarks. Elle est la cause de leur confinement à l'intérieur des hadrons. Les gluons, au nombre de huit, véhiculent cette interaction. Ils sont de masse nulle et possèdent un spin 1. La portée de cette interaction est de l'ordre de $10^{-15}m$

L'interaction électromagnétique agit sur les particules possédant une charge électrique. Cette force est attractive entre des particules de charges opposées et répulsive entre des particules de charges identiques. C'est le photon, particule de masse nulle, qui véhicule cette interaction de portée infinie.

L'interaction faible agit sur tous les fermions. Elle rend compte de la désintégration β et est véhiculée par trois bosons : W^+, W^-, Z^0 .

Enfin l'interaction gravitationnelle, qui est présentée dans le tableau 3, n'est pas inclue dans le Modèle Standard. Il s'agit de la plus faible des interactions et elle agit sur tous les fermions de masse non nulle. Le graviton, particule de spin 2 et de masse nulle, véhiculerait cette interaction. Il n'est pour le moment qu'une hypothèse.

		caractéristiques		
	nom	charge ($\times e$)	masse (mc^2)	interaction
bosons	gluon	0	0	forte
	photon	0	0	électromagnétique
	Z^0	0	91 GeV	faible
	W^+	1	80 GeV	
	W^-	-1	80 GeV	
	graviton	0	0	gravitationnelle

TAB. 3 – *Caractéristiques des particules d'interaction : les bosons.*

2 Le détecteur ATLAS au LHC

Le Modèle Standard est largement vérifé expérimentalement. Seul le boson de Higgs n'a pas été découvert. De plus des mesures précises sur les propritétés du quark top apporteraient des contraintes fortes sur les modèles théoriques. Un nouvel accélérateur et de nouveaux détecteurs sont donc nécessaires pour compléter et étendre les différents modèles.

2.1 Le LHC

C'est sur le site du CERN à Genève que le LHC (Large Hadron Collider), le nouvel accélérateur, est construit. L'énergie disponible dans le centre de masse et la luminosité[2] seront beaucoup plus élevées que celles des accélérateurs actuellement en fonction. En effet, une grande montée en énergie est nécessaire pour tester les prédictions du Modèle Standard, voir ses éventuelles limites de validité et découvrir, s'il existe, le boson de Higgs. Le LEP, ancien accélérateur du CERN, était limité dans sa montée en puissance par le rayonnement synchrotron. Ce rayonnement, émis par les particules accélérées, est inversement proportionnel à la puissance quatrième de la masse des particules. Pour monter à des énergies plus élevées, il est nécessaire d'utiliser des particules plus lourdes. Le choix des protons répond à cette nécessité. Chaque faisceau aura une énergie de 7 TeV et l'énergie perdue par rayonnement synchrotron sera seulement de 7 keV par tour. Le Tevatron, accélérateur du Fermilab situé à Brookhaven aux Etats-Unis, utilise déjà des hadrons. Mais le choix de faire collisionner des protons et des anti-protons, dont la production et le stokage sont difficiles, limite sa luminosité. Le LHC sera donc un collisionneur proton-proton.

Le LHC, qui fonctionnera à partir de la fin 2007, est un accélérateur circulaire de protons (figure 1) de 27 km de circonférence. Quatre expériences de physique exploiteront les collisions produites par le LHC : ATLAS, CMS, ALICE et LHC-B.

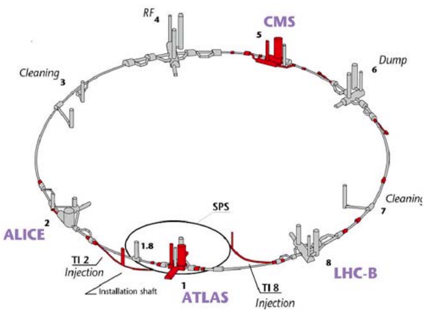


FIG. 1 – *Ce schéma du LHC présente l'emplacement des quatre expériences : ATLAS, ALICE, CMS et LHC-B. Le SPS, qui servira à accélérer les particules jusqu'à 450 GeV, est aussi visible.*

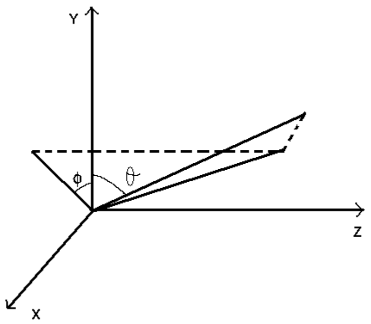
[2] La luminosité intervient dans le calcul du nombre d'évènements se produisant lors d'une collision. N=σL, N étant le nombre d'évènements, σ la section efficace et L la luminosité. Elle dépend des nombreux paramètres caractérisant l'accélérateur.

Chaque paquet de protons a une énergie de 7 TeV, ce qui correspond à une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 14$ TeV. L'énergie au niveau de chaque parton[3] sera en moyenne de 1 TeV. Le LHC est construit dans le tunnel du LEP afin de limiter les coûts. L'injection des protons se fera grâce aux plus petits accélérateurs existant comme le SPS. Les protons seront injectés à une énergie de 450 GeV dans l'anneau principal puis accélérés jusqu'a 7 TeV. Les protons sont rassemblés en 2835 paquets de 1,05 $\times 10^{11}$ protons. Chaque paquet est séparé du suivant par une disance de 7,48 mètres, correspondant à un intervalle de temps de 24,95 nanosecondes, ce qui définit la période de croisement des faisceaux. Cette période est la plus courte jamais atteinte.
L'accélération se fait par des cavités accélératrices et des aimants supraconducteurs pour courber la trajectoire. Les aimants produisent un champ magnétique de 8,4 Tesla et sont maintenus à une température de 1,9 Kelvin pour obtenir un champ magnétique intense (effet supraconducteur).

2.2 L'expérience ATLAS

L'expérience ATLAS (figure 3) est l'une des quatre expériences en cours de construction au CERN. Ce détecteur est construit par une collaboration internationale d'environ 2000 physiciens de 150 universités et laboratoires, provenant de 34 pays. La construction d'un tel détecteur (44m de long pour 22m de haut) est un défi technologique pour la communauté scientifique. L'expérience ATLAS a été conçue afin d'aborder un large éventail de sujets : la physique de quark top, l'étude de paires de bosons W ou Z, la recherche du boson de Higgs et de phénomènes plus exotiques comme l'existence de dimensions supplémentaires.

Le système de coordonnées utilisé dans le détecteur est présenté sur la figure 2. L'axe x pointe du centre des interactions vers le centre de l'accélérateur circulaire. L'axe y pointe vers le haut et l'axe z est défini par l'axe du faisceau. L'angle azimutal ϕ est défini dans le plan (x,y) et l'angle polaire θ autour de l'axe z. On utilise aussi la pseudo-rapidité η qui est un angle défini par : $\eta = -ln\ tan\frac{\theta}{2}$. Les grandeurs transverses, définies dans le plan (x,y) sont notées en indice t, comme l'impulsion transverse P_t.



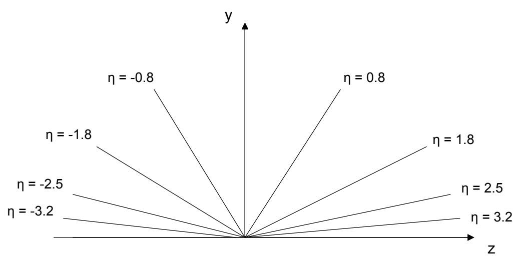


FIG. 2 – *Système de coordonnées utilisé pour le détecteur ATLAS*

[3]les partons sont les différents éléments constituant les hadrons : les quarks et gluons.

Le détecteur est présenté sur la figure 3. Les faisceaux se croisent au centre du détecteur, ce qui définit le point d'interaction (appelé vertex primaire). Autour de ce point se trouvent successivement le détecteur interne, le système de calorimétrie puis le détecteur de muons.

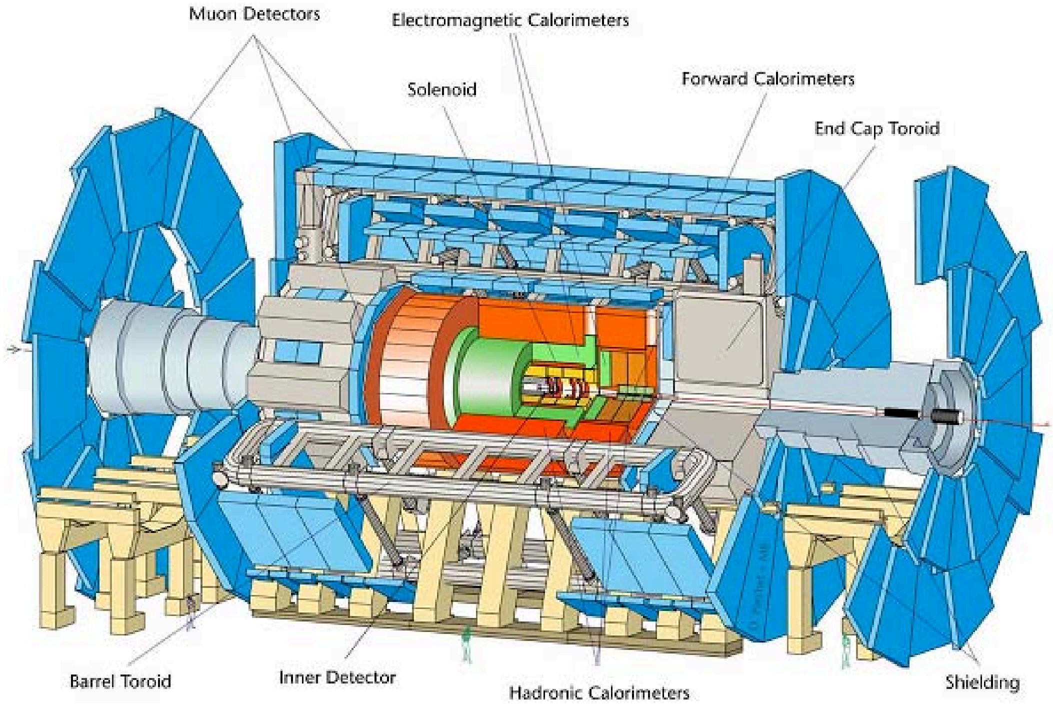


FIG. 3 – *Le détecteur ATLAS. En partant du centre on trouve le détecteur interne plongé dans un champ magnétique solénoïdal, un calorimètre électromagnétique, un calorimètre hadronique et un spectromètre à muons.*

2.2.1 Le détecteur interne

Le détecteur interne a pour rôle de déterminer la trajectoire des particules chargées et l'origine des vertex primaires (collisions) et secondaires (désintégrations de particules). Il est donc aussi appelé trajectographe interne Comme le détecteur interne baigne dans un champ magnétique solénoïdal, il peut mesurer l'impulsion des particules chargées. La trajectoire des particules chargées est courbée dans le plan $r\theta$. Le trajectographe interne couvre la région de pseudo-rapidité $|\eta| < 2,5$.

2.2.2 Les calorimètres

Autour du trajectographe interne se trouve le système de calorimétire (visible sur la figure 3) composé d'un calorimètre électromagnétique et d'un calorimètre hadronique.

Le calorimètre électromagnétique.

Le calorimètre électromagnétique permet de mesurer l'énergie des particules de nature électromagnétique (électrons, positrons, photons). Il peut également être utilisé pour détecter les muons.
Le principe de fonctionnement est de freiner les électrons, les positrons et les photons avec un matériau lourd, le plomb, puis de détecter les particules secondaires produites en mesurant les charges créées dans l'argon liquide par ionisation. Ces particules secondaires sont produites par rayonnement de freinage (bremsstrahlung) pour les électrons et par création de paires électron-positron pour les photons. Tant que leur énergie est suffisante, le phénomène continue en cascade et donne lieu à une gerbe électromagnétique (figure 4). Les caractéristiques de la gerbe permettent l'identification des particules.

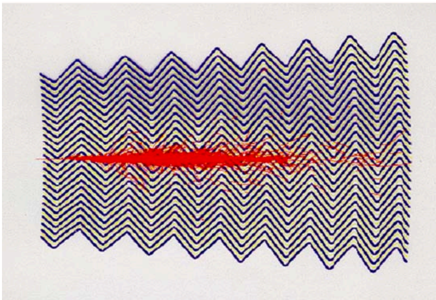


FIG. 4 – *simulation d'une gerbe électromagnétique dans le calorimètre.*

Le calorimètre hadronique.

Le calorimètre hadronique permet de mesurer l'énergie des jets, signature expérimentale des quarks et gluons (rappelons que les quarks et gluons ne sont pas observables directement). Les particules incidentes vont créer une gerbe en interagissant avec le materiau absorbeur (du fer). L'étude de ces jets permet d'identifier les particules et de connaître leurs caractéristiques.

2.2.3 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons (figure 5) permet de mesurer l'impulsion des muons indépendamment du détecteur interne grâce à un champ magnétique toroïdal qui l'englobe. Ce champ magnétique est orthogonal au champ solénoïdal du détecteur interne. Il courbe la trajectoire des particules dans le plan rz. Le champ magnétique est créé par des bobines supraconductrices disposées suivant l'axe r et entourant tout le détecteur. Le spectromètre possède des chambres de précision et des chambres de déclenchement. Les chambres de précision sont constituées de

MDT (Monitored Drift Tube) et de chambres à cathodes de rubans CSC (Cathodes Strips Chambers) :
Les MDT permettent une reconstruction des traces avec une précision de 300 μm par point de mesure. Il y a au total 1194 modules MDT couvrant $5500m^2$.
Les CSC sont utilisées dans les régions à grande pseudorapidité $2 \leqslant \ |\eta| \leqslant 2{,}7$ car le flux des particules est trop important et ne permet plus d'utiliser les MDT. La résolution spatiale de ces chambres est de l'ordre de 50 à 70 μm. La surface des 32 chambres CSC représente 27 m^2.

Le volume de données est trop grand pour pouvoir être enregistré totalement. Une sélection rapide des évènements est donc nécessaire. Les chambres de déclenchement sont utilisées en association avec les calorimètres pour sélectionner les évènements ayant un interêt pour les recherches d'ATLAS. Elles sont constituées de chambres à plaques résistives RPC (Resistive Plate Chambers) et de chambres à gap fin TGC (Thin Gap Chambers) :
Les RPC sont parallèles aux MDT et donnent, très rapidement, une image grossière de la mesure des MDT. Elles sont néanmoins utilisées pour la reconstruction des traces dans le programme de reconstruction. Leur résolution spatiale est de l'ordre du cm.
Les TGC sont des chambres analogues aux CSC et sont situées dans les régions à grande pseudorapidité.

Le spectromètre à muons constitue un appareil de mesure très performant pour les particules à grande impulsion transverse (P_t). Il peut cependant mersurer les muons sur une gamme allant de quelques GeV/c à plusieurs TeV/c avec une précision allant de 2% pour les particules de P_t inférieur à 250 GeV/c jusqu'à 10% pour les particules de P_t égal à 1 TeV/c. La dégradation de résolution pour les très grandes impulsions transverses est dûe à la faible courbure des traces.

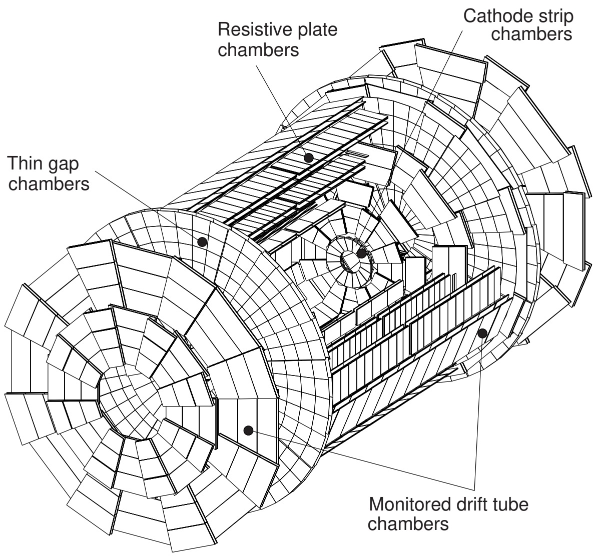


FIG. 5 – *Spectromètre à muons. On peut voir les différentes chambres de précision et de déclenchement. Les MDT occupent une surface très importante et englobent tout le détecteur.*

2.3 La reconstruction des muons dans ATLAS

En traversant ATLAS, le muon passe par tous les appareils de détection et y laisse une trace (figure 6). Les deux systèmes de reconstruction de trace de grande précision que sont le trajectographe interne et le spectromètre à muons associés au calorimètres fournissent des signaux pouvant servir à l'identification et à la mesure des caractéristiques du muon.

La combinaison des données possibles dépend de la trajectoire du muon consideré :
les données du détecteur interne et des segments de spectromètre traversés sont combinées pour améliorer l'efficacité de reconstruction des muons de basse impulsion transverse. Mais ces muons ont une trajectoire très courbe. De plus, ils n'ont pas tous une énergie suffisament grande en sortant des calorimètres pour être détectés par le spectromètre. Néanmoins, la combinaison des données permet d'améliorer l'efficacité de reconstruction de ces muons.

Pour les muons ayant une impulsion transverse supérieure, leur trajectoire est moins courbe et ils passent par tous les élements du détecteur. Les données du détecteur interne, du calorimètre et du spectromètre peuvent être combinées pour obtenir les caractéristiques recherchées et la trajectoire de la particule avec une grande précision.

La combinaison des mesures effectuées dans le spectromètre et celles du trajectographe interne ont deux effets principaux :
- elle améliore la résolution sur l'impulsion dans l'intervalle 20 GeV/c $< P_t <$ 100 GeV/c
- elle permet le rejet des muons provenant des interactions secondaires et de ceux résultant de la désintégration en vol des π et des κ

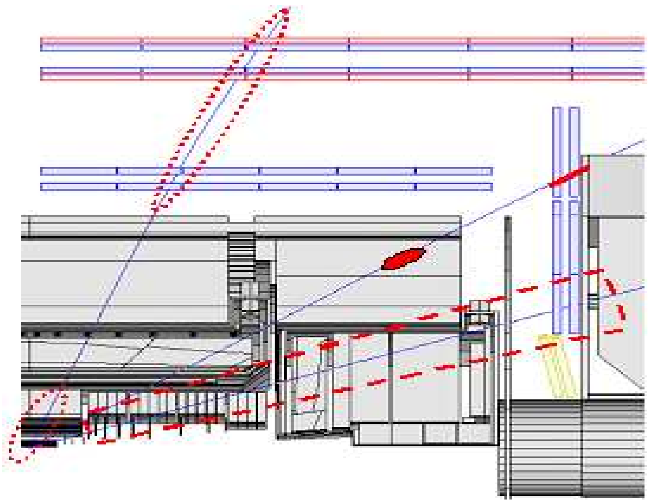


FIG. 6 – *Les différentes trajectoires de muons les font passer dans plusieurs sous détecteurs. Les traces qu'ils y laissent peuvent être combinées pour obtenir une meilleure identification et améliorer l'efficacité de leur reconstruction.*

2.4 La simulation

La simulation numérique en physique des particules occupe une place importante. Les expériences mettant souvent plusieurs années pour être construites, le travail effectué à l'aide de la simulation permet une exploitation rapide des résultats et une vérification des capacités du détecteur. La simulation pour ATLAS se décompose en cinq étapes :
- la génération
- la simulation
- la digitisation
- la reconstruction
- l'analyse des données

La génération est l'étape lors de laquelle les données des collisions et les différents processus physiques sont générés. Les logiciels utilisés peuvent fournir des données réalistes ou des données d'un certain type seulement suivant les besoins ultérieurs. Il est par exemple plus simple de tester la détection d'un certain type de particule si nous savons qu'un grand nombre de ces particules est présent dans le lot consideré. Les données de la génération sont accessibles et cela permet, par exemple, de calculer l'efficacité de reconstruction d'une particule. L'efficacité de reconstruction est le rapport du nombre de particules générées sur le nombre de particules reconstruites.
La simulation est l'étape où le détecteur et l'expérience sont simulés. Les traces des particules dans les différents sous détecteurs, les dépots d'énergie et tous les effets des particules sur le détecteur sont simulés.
La digitisation est l'étape où les différents paramètres du détecteur sont inclus dans le programme de simulation. Les données telles que la tension appliquée ou le temps sont enregistrées. La simulation et la digitisation amènent aux "Raw data", données brutes obtenues à la sortie du détecteur sous la forme d'un courant électrique. Le même type d'informations brutes sera obtenu lors de l'utilisation d'ATLAS.
La reconstruction est l'étape où les différents paramètres analysables sont calculés. L'énergie, la position, l'impulsion transverse, sont ici extraits des données brutes. Ces informations peuvent être analysées avec le logiciel ROOT et le language C++.
La dernière étape est l'analyse des données. Ici nous pouvons vérifier que le détecteur fait bien ce qu'on lui demande, il est possible de connaître le taux de particules reconstruites et de tester les logiciels de reconstruction.
Ces différentes étapes aboutissent à des données similaires à celles qui seront obtenues lors de la mise en fonction du détecteur. La simulation permet donc une meilleure connaissance des logiciels qui seront utilisés et leur optimisation. Le détecteur entrant en fonction en 2007, des données simulées sont utilisées pour ce rapport.

3 Le canal de désintégration Z $\rightarrow\ \mu^+\ \mu^-$

Le mode de désintégration Z $\rightarrow\ \mu^+\ \mu^-$ représente environ 3.367% [1] des désintégrations du Z. La reconstruction de ces bosons peut être effectuée à l'aide des muons reconstruits par combinaisons de données (voir 2.3). L'identification des muons issus d'un même boson Z nécessite plusieurs étapes et l'application de certains critères de sélection sur les muons.

Le premier critère de sélection est lié aux limites technologiques et à la construction même du détecteur. Le flux de particules dans l'axe du faisceau étant très important, l'identification de particules situées proche de l'axe est compliquée et incertaine. Les quelques muons ayant une trajectoire proche de l'axe sont indiscernables des autres particules. Un coupure suivant η (voir figure 2) est donc nécessaire. Des données sont enregistrées jusqu'à $|\eta| \approx 2.9$ mais pour une meilleur pureté[4] dans la liste des muons fournit, il ne sera gardé que les particules ayant un η inférieur à 2.5 en valeur absolue à l'entrée du spectromètre à muons.

Le second critère est lié à la particule mère dont sont issus les muons. La masse d'un Z au repos étant d'environ 91 GeV/c^2 et celle d'un muon d'environ 105 MeV/c^2 les muons issus de la désintégration du Z auront une impulsion très importante. Pour des raisons de saturation dans l'axe du faisceau, le détecteur ne mesure pas toutes les composantes de l'impulsion mais l'impulsion transverse[5]. C'est donc sur cette composante de l'impulsion que la seconde coupure se fera. Un des muons issu de la désintégration du Z a une forte probabilité d'avoir une impulsion transverse (P_t) supérieure à 20 GeV/c. Cette valeur, communément utilisée, n'est pas liée à l'instrumentation et permet de conserver un grand nombre d'évènements tout en éliminant les muons ayant une autre origine. Ainsi il est possible qu'une valeur différente donne une meilleure efficacité de reconstruction du Z. Le travail presenté dans ce rapport sera dédié à la recherche de la meilleure coupure sur l'impulsion transverse des muons issus de la désintégration d'un Z.

3.1 Description de la méthode

Le boson Z a une durée de vie trop courte (3.10^{-25} seconde) pour pouvoir parcourir une longue distance et être directement détecté. Seuls les produits de sa désintégration peuvent être détectés. Ainsi, l'efficacité de sa reconstruction dépendra de l'efficacité de reconstruction de tous ses produits de désintégration c'est à dire de la paire de muons.
L'efficacité (ϵ) de la reconstruction des bosons Z s'écrit donc :

$$\epsilon_z = \epsilon_{muon1} \times \epsilon_{muon2}$$

avec ϵ_{muon1} et ϵ_{muon2} l'efficacité de reconstruction respectivement du muon 1 et 2.

[4] La pureté est le rapport du nombre de particules détectées comme étant d'un certain type sur le nombre de particules de ce type contenu dans ce lot. Pour plus d'explication voir le chapitre 2.4

[5] les grandeurs transverses sont définies dans le plan perpendiculaire à l'axe de faisceau

Il existe plusieurs possibilités pour trouver la meilleure coupure[6] sur l'impulsion transverse. La plus simple est d'appliquer la même coupure sur les deux muons et de la faire varier. Mais la majorité des évènements pris en compte seront communs aux deux coupures (puisqu'une coupure à 20 GeV/c sélectionne tous les muons ayant une impulsion transverse supérieure à 20 GeV/c, tous ceux ayant une impulsion transverse supérieure à 21 GeV/c, correspondant à une coupure à 21 GeV/c, sont aussi sélectionnés). Par conséquent, le résultat du calcul de l'efficacité sera pratiquement identique. Le manque de statistiques différentes entre les coupures ne permet pas de conclusion.
Puisque l'efficacité varie peu entre deux points proches, nous allons calculer des efficacités pour des muons ayant une impulsion transverse contenu dans un certain intervalle. En isolant cette efficacité nous pourrons comparer les effets des différentes coupures (sachant que plus la coupure sera élevée plus le nombre d'évènements perdus sera grand).
Le but est de trouver une coupure offrant le meilleur compromis entre l'efficacité et le nombre d'évènements pris en compte.

Les différences entre les efficacités de reconstruction du Z ne dépendant que de l'impulsion transverse des muons, son efficacité peut se réécrire :

$$\epsilon_{z(20-20)} = \epsilon_{20} \times \epsilon_{20}$$

où z(20-20) signifie que le boson Z se désintègre en deux muons d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV/c.

$$\epsilon_{z(20-coupure)} = \epsilon_{20} \times \epsilon_{coupure}$$

où z(20-coupure) signifie qu'il se désintègre en un muon d'impulsion transverse supérieur à 20 GeV/c et en un muon dont l'impulsion transverse est comprise dans l'intervalle de coupure choisie.

Par soucis de clarté et comme les différents Z utilisés par la suite se désintégreront tous avec un muon ayant une impulsion transverse supérieure à 20 GeV/c, la notation suivante sera utilisée :
z(20-20) sera écrit z20
z(20-coupure) sera écrit zcut.
De plus, les indices gen et reco seront utilisés pour différencier les particules générées des particules reconstruites.

3.2 Sélection des muons dans le bloc vérité

L'accès au bloc vérité[7] donne la possibilité de connaître toutes les informations concernant les évènements se produisant au niveau du détecteur, notament le nombre de Z se désintégrant en une paire de muons que le programme de reconstruction devrait détecter. Pour y avoir accès il faut appliquer les mêmes critères de sélection sur les muons issus des bosons Z que ceux utilisés pour le reconstruire.

[6] valeur minimale de l'impulsion transverse retenue pour prendre en compte le muon.
[7] voir chapitre 2.4

Donc les Z conservés (figure 7) devront se désintégrer en une paire de muons. La trajectoire des muons doit les amener, au niveau du spectromètre à muons, à avoir un η inférieur à 2,5 en valeur absolue et l'un des deux muons devra avoir son impulsion transverse supérieure à 20 GeV/c.

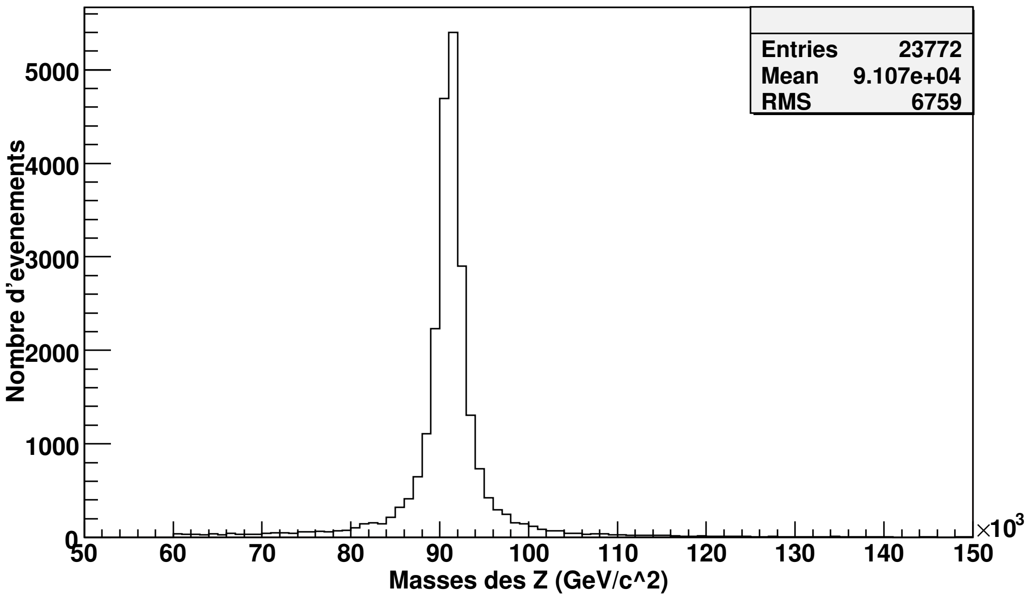


FIG. 7 – *Distribution de la masse des bosons Z se désintégrant en une paire de muons répondant aux critères nécessaires à la reconstruction des Z. Certains Z ont une masse très éloignée de 91 GeV/c^2. Le nombre important de bosons (indiqué par le nombre d'entrées) obtenu en lisant tous les fichiers disponibles permettra de conserver une statistique suffisante pour la suite du travail.*

La méthode utilisée pour reconstruire les Z (voir 3.3) ne permet pas de distinguer les Z ayant une masse éloignée de 91 GeV/c^2 du bruit présent. A la vue de la figure 7 et toujours dans le but de ne garder que les Z que nous pourrons reconstruire, une première coupure grossière a été appliquée. Seul les Z ayant une masse comprise entre 86 et 94 GeV/c^2 sont conservés. Sur cette sélection, un ajustement par la somme d'une fonction gaussienne et d'un polynôme du second degré est effectué.
Le résultat de cet ajustement (figure 8) donne une valeur de l'écart type[8] $\sigma \approx 1$ GeV/c^2. Pour prendre en compte la majorité des évènements, l'intervalle de masse conservé est la valeur du pic de la gaussienne plus ou moins deux sigma soit :

$$91 \pm 2 \text{ GeV}/c^2$$

[8]L'écart type est un critère de dispersion. Il mesure l'écart à la moyenne observée. Le détail de son calcul peut être trouvé à l'adresse suivante :
http://fr.wikipedia.org/wiki/%C3%89cart_type

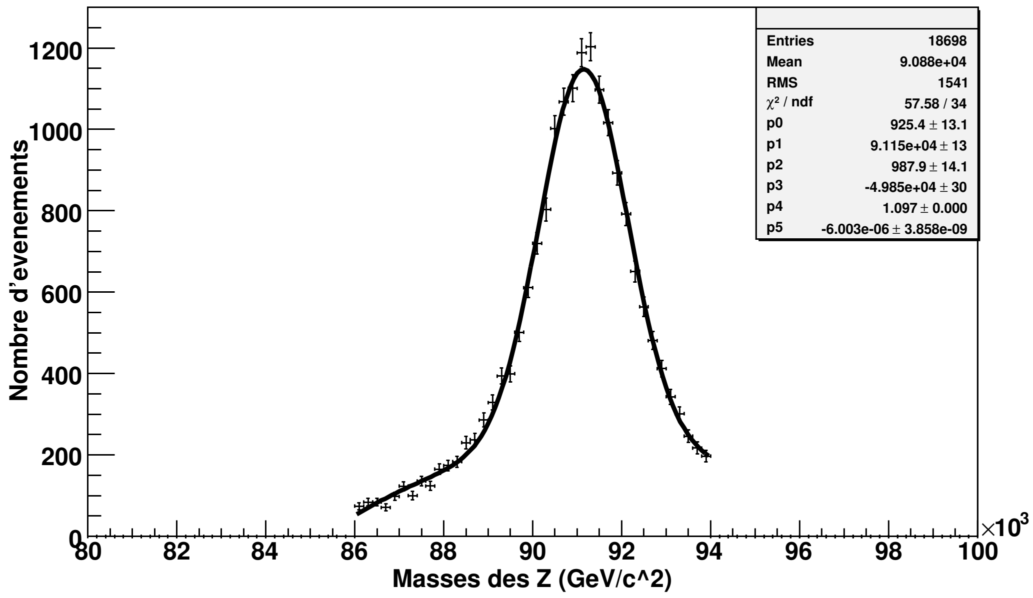


FIG. 8 – *Ajustement de la distribution des masses des bosons Z par une fonction gaussienne et un polynôme du second degré. Les différents paramètres sont affichés sur la courbe. p0, p1 et p2 sont respectivement la hauteur, la valeur du pic central et l'écart type de la gaussienne. p3, p4 et p5 sont les trois paramètres du polynôme. La valeur de l'écart type de la gaussienne est : $\sigma \approx 1$ GeV/c^2. Pour prendre en compte la majorité des évènements, l'intervalle de masse autour du pic central choisi sera 2σ soit 91 $\pm$ 2 GeV/c^2.*

Une fois cette sélection sur les Z effectuée, l'étude de l'impulsion transverse du second muon est possible. L'enregistrement de toutes les valeurs des impulsions transverses n'est pas utile dans la recherche de la meilleure coupure. Néanmoins des bornes assez larges doivent être conservées pour être sûr de trouver la valeur optimale de la coupure et pour comprendre l'évolution de l'efficacité en fonction de la coupure. Les valeurs 10 et 40 GeV/c sont retenues pour la recherche de cet optimum.
La valeur 10 GeV/c est une limite basse très en dessous de la valeur communément retenue (20 GeV/c) mais ces premières efficacités nous montrerons en quoi une valeur trop basse de la coupure ne permet pas d'obtenir une bonne reconstruction.
La valeur 40 GeV/c est une limite supérieure très au dessus de 20 GeV/c et prendre une valeur plus haute n'aurait pas grand intérêt vu le peu d'évènements restant au dessus. De plus, plus les muons sont énergétiques, plus leur efficacité de reconstruction augmente. Un muon dont l'impulsion transverse est par exemple de 100 GeV/c sera beaucoup plus facilement détecté qu'un muon dont l'impulsion transverse est de 10 GeV/c.

La largeur choisie pour les intervalles à l'intérieur desquels sera calculée l'efficacité était initialement de 5 GeV/c. Cette première courbe a permis de voir où se situait la valeur optimale de la coupure. Les données étant suffisament importantes dans cette zone, la largeur des intervalles est réduite à 2.5 GeV/c.

De plus, tous les muons dont l'impulsion transverse est supérieure à 20 GeV/c sont enregistrés. Ils seront nécessaires pour le calcul de ϵ_{z20}

La figure 9 présente l'un des histogrammes dans lesquels sont enregistrés les Z dont l'un des muons issus de sa désintégration a son impulsion transverse comprise dans un intervalle de 2,5 GeV/c situé entre 10 et 40 GeV/c.
Les données obtenues sont résumées dans le tableau 4 dans la partie 3.4.3.

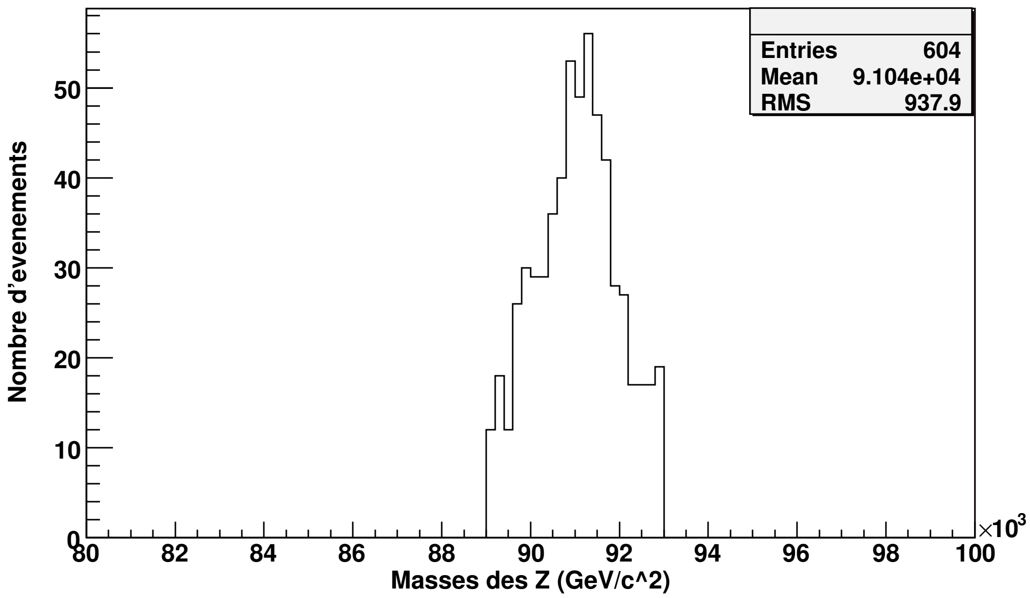


Fig. 9 – *Histogramme contenant les valeurs des masses des bosons Z qui se sont désintégrés en deux muons dont l'un a un P_t supérieur à 20 GeV/c et l'autre un P_t compris entre 25 et 27.5 GeV/c. Le nombre de Z (604 ici) reste suffisament grand pour que la méthode de calcul de l'efficacité choisie soit valable.*

3.3 Reconstruction des Z

La reconstruction des Z nécessite trois étapes :

1. La sélection des muons suivant leur impulsion transverse.
2. L'association des autres muons avec ceux-ci pour former toutes les paires de particules possibles dont celle formant le Z.
3. L'isolation de la bonne paire de muons.

Pour une question d'optimisation, la recherche de bosons Z n'est effectuée que si le bloc vérité nous indique qu'un Z, correspondant à tous les critères[9]nous assurant que sa reconstruction est possible, est présent dans le lot de particules que l'on considère.

1. Parmi les muons identifiés, nous sélectionnons ceux ayant une impulsion transverse supérieure à 20 GeV/c et un η inférieur à 2.5 en valeur absolue. Les données enregistrées par le spectromètre à muons permettent le calcul des différentes composantes de leur impulsion, leur impulsion totale ainsi que leur énergie :

$$P = P_t \times cosh(\eta) \qquad E = \sqrt{M^2 + P^2}$$
$$P_x = P_t \times cos(\phi)\ ;\ P_y = P_t \times sin(\phi)\ ;\ P_z = P_t \times sinh(\eta)$$

où P_t est l'impulsion transverse, P l'impulsion totale et P_x, P_y et P_z ses différentes composantes, E l'énergie totale du muons et M sa masse. La masse du muon utilisée est : $M = 105.658357$ GeV/c^2[3]

2. A ce muons sont associés tous les autres pour former des paires. Nous calculons la masse invariante de chaque paire de particules :

L'impulsion totale de la particule mère est :

$$P_{tot} = \sqrt{(P_{x1} + P_{x2})^2 + (P_{y1} + P_{y2})^2 + (P_{z1} + P_{z2})^2}$$

où les indices 1 et 2 correspondent au premier et second muon
La masse invariante de la particule mère est :

$$M_z = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - P_{tot}^2}$$

En réalisant ce calcul pour tous les muons sélectionnés et en limitant notre boucle pour que les paires des muons ne soient pas comptées deux fois, nous obtenons des particules reconstruites parmi lesquelles se trouve peut-être le Z que nous recherchons (si l'un des deux muons issus du Z n'a pas été détecté, le boson ne sera pas reconstruit).

3. Parmi les nombreuses particules reconstruites se trouve peut-être le boson Z dont le bloc vérité nous indique la présence.
L'efficacité étant le rapport du nombre de particules reconstruites sur le nombre de particules générées, nous devons enregistrer toutes les particules reconstruites dans un histogramme correspondant à celui où est enregistré le boson Z du bloc vérité.

---
[9]voir 3.2

Une fois tous les fichiers lus, nous obtenons des histogrammes contenant de nombreuses particules reconstruites dont certaines sont peut être des bosons Z.
La distribution de masse de particules réelles peut être modélisée par une gaussienne. Le bruit de fond généré par les autres paires de muons se distribue de façon homogène sur la courbe. Ainsi, un ajustement de la courbe par une fonction gaussienne et un polynôme du second degré permettra de séparer les paires de muons issus d'un Z des autres paires. Le nombre de Z sera le nombre de particules contenues sous la gaussienne.

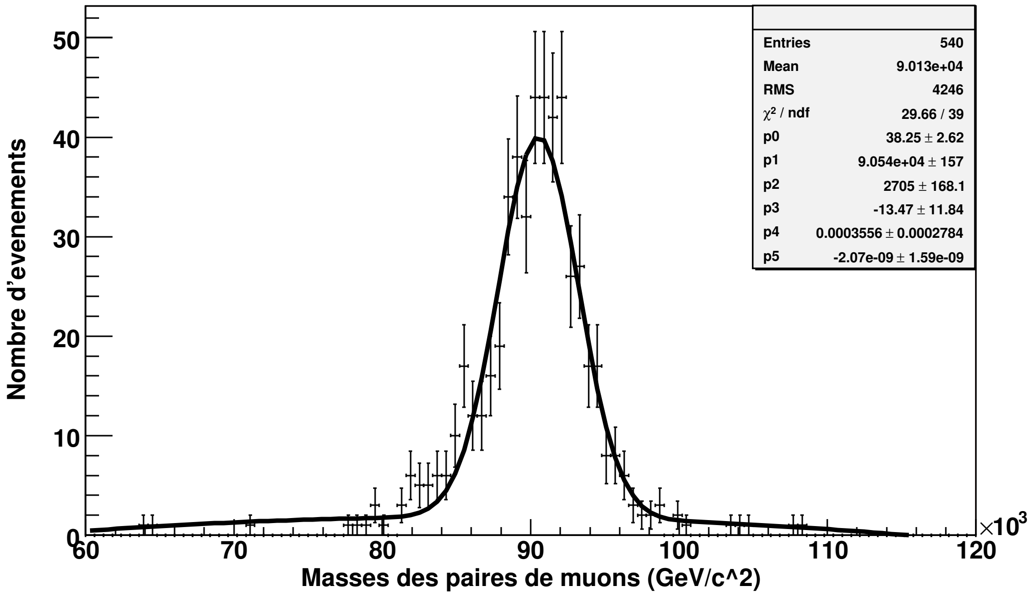


FIG. 10 – *Ajustement par une fonction gaussienne et un polynôme du second degré des données d'un histogramme. Cet histogramme regroupe toutes les paires de muons comprenant un muon dont l'impulsion transverse est supérieure à 20 GeV/c et un muon dont l'impulsion transverse est conprise entre 25 et 27.5 GeV/c.*

Les différents paramètres obtenus par l'ajustement (voir figure 10) permettent le calcul du nombre de paires de particules situées sous la gaussienne.

Nous devons calculer l'intégrale d'une gaussienne de hauteur h et d'écart type σ.
En partant du résultat suivant :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} h\ e^{-\alpha\ x^2}\ = h\ \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}}$$

Le changement de variable $z = \sqrt{2\alpha}\sigma x$

soit $x^2 = \frac{z^2}{2\sigma^2\alpha}$ et $dz = \sqrt{2\alpha}\sigma dx$ permet d'obtenir l'intégrale recherchée :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} he^{\frac{-z^2}{2\sigma^2}} = \sigma h\sqrt{2\pi}$$

Cette intégrale est égale à l'aire de la gaussienne. Puisque nous travaillons sur des histogrammes, cette aire ne suffit pas pour nous donner le nombre de bosons Z. Il faut encore diviser cette valeur par l'amplitude des classes (il s'agit de la largeur des segments horizontaux).

Cette valeur est égale à 600 pour tous les histogrammes.

Malgré la lecture de tous les fichiers disponibles, le nombre d'évènements, pour les premiers histogrammes, n'est pas assez important pour qu'un ajustememt puisse être réalisé. Le premier histogramme retenu sera donc celui de 17.5 - 20 GeV/c.

Les données obtenues sont résumées dans le tableau 4 dans la partie 3.4.3.

3.4 Calcul de l'efficacité de la coupure et incertitudes

3.4.1 Efficacité

Nous avons vu que $\epsilon_{coupure} = \frac{\epsilon_{zcut}}{\sqrt{\epsilon_{z20}}}$

Or $\epsilon_{zcut} = \frac{zcut_{reco}}{zcut_{gen}}$ et $\epsilon_{z20} = \frac{z20_{reco}}{z20_{gen}}$

Donc $\epsilon_{coupure} = \frac{zcut_{reco}}{zcut_{gen}} \times \sqrt{\frac{z20_{gen}}{z20_{reco}}}$

Les Z générés ont été obtenus à l'aide des données issus du bloc vérité (voir 3.2).
Les Z reconstruits ont été obtenus à l'aide du programme de reconstruction des muons et de la méthode expliquée en 3.3. L'utilisation des données obtenues précédements permet l'obtention d'une efficacité de reconstruction des Z pour des muons ayant une impulsion transverse contenue dans un certain intervalle.

3.4.2 Incertitudes

Soit une fonction f ayant j paramètres x_i. L'incertitude Δf sur la fonction f est obtenue par la formule suivante :

$$(\Delta f)^2 = \sum_{i=1} (\frac{\partial f}{\partial x_i})^2 \ (\Delta x_i)^2$$

où Δx_i est l'incertitude sur le paramètre x_i.

Notre efficacité de coupure $\epsilon_{coupure}$ possède 4 paramètres qui sont :
- le nombre de Z reconstruits suivant la coupure, $zcut_{reco}$.
- le nombre de Z générés suivant cette même coupure, $zcut_{gen}$.
- le nombre de Z reconstruits avec une double coupure à 20 GeV, $z20_{reco}$.
- le nombre de Z générés suivant cette double coupure, $z20_{gen}$.

Calculons tout d'abord les différentes dérivées partielles :

$$\frac{\partial \epsilon_{coupure}}{\partial zcut_{reco}} = \frac{1}{zcut_{gen}} \times \sqrt{\frac{z20_{gen}}{z20reco}}$$

$$\frac{\partial \epsilon_{coupure}}{\partial zcut_{gen}} = \frac{zcut_{reco}}{zcut_{gen}^2} \times \sqrt{\frac{z20_{gen}}{z20_{reco}}}$$

$$\frac{\partial \epsilon_{coupure}}{\partial z20_{gen}} = \frac{zcut_{reco}}{zcut_{gen}} \times \frac{1}{2}\frac{1}{\sqrt{z20_{gen} \times z20reco}}$$

$$\frac{\partial \epsilon_{coupure}}{\partial z20_{reco}} = \frac{zcut_{reco}}{zcut_{gen}} \times \frac{1}{2}\sqrt{\frac{z20_{gen}}{z20_{reco}^3}}$$

En appliquant la formule des incertitudes on obtient donc :

$$(\Delta\epsilon)^2 = (\frac{\partial \epsilon_{coupure}}{\partial zcut_{reco}})^2(\Delta zcut_{reco})^2 + (\frac{\partial \epsilon_{coupure}}{\partial zcut_{gen}})^2(\Delta zcut_{gen})^2$$

$$+(\frac{\partial \epsilon_{coupure}}{\partial z20_{reco}})^2(\Delta z20_{reco})^2 + (\frac{\partial \epsilon_{coupure}}{\partial z20_{gen}})^2(\Delta z20_{gen})^2$$

De part la méthode utilisée, les formules d'incertitudes pour tous les Z reconstruits et pour tous les Z générés seront identiques.

L'incertitude des Z générés est une erreur statistique. L'incertitude sur ce nombre est donc la racine carrée de ce nombre.

L'incertitude des Z reconstruits provient de la méthode utilisée pour les trouver c'est-à-dire l'ajustement par une gaussienne.

la formule utilisée pour calculer l'aire de la gaussienne est :

$$A = \sigma h \sqrt{2\pi}$$

Donc l'incertitude sur l'aire de la gaussienne est :

$$(\Delta A)^2 = 2\pi((\Delta h\sigma)^2 + (\Delta\sigma h)^2)$$

Les données de l'ajustement étant accompagnées des incertitudes sur chaque paramètre, il est possible de calculer les incertitudes sur tous les points de la courbe.

3.4.3 Courbe obtenue

P_t (GeV/c)	>20	17,5 - 20	20 - 22,5	22,5 - 25	25 - 27,50
Z générés	14390	279	364	502	604
Z reconstruits	11134,9	74,287	219,999	340,780	432,267
efficacité(ϵ)	0,773794	0,266262	0,604393	0,678845	0,715674
$\epsilon/\sqrt{\epsilon_{P_t>20}}$		0,302686	0,687079	0,771716	0,813584
Incertitudes		0,076262	0,092584	0,081019	0,082325

P_t (GeV/c)	27,5-30	30-32,5	32,5-35	35-37,5	37,5-40
Z générés	739	888	1011	1199	1331
Z reconstruits	528,143	631,411	722,525	944,374	1012,45
efficacité(ϵ)	0,714673	0,711048	0,714664	0,787635	0,760669
$\epsilon/\sqrt{\epsilon_{P_t>20}}$	0,812446	0,808326	0,812436	0,89539	0,864734
Incertitudes	0,070983	0,06920	0,063805	0,056671	0,051802

TAB. 4 – *Résumé des différentes données nécessaires pour obtenir la courbe d'efficacité recherchée. Pour chaque intervalle d'impulsion transverse sont affichés : le nombre de Z générés, le nombre de Z reconstruits, l'efficacité, l'efficacité de reconstruction du Z et les incertitudes sur cette dernière.*

La courbe obtenue (figure 11) peut être spéparée en deux parties : une partie où l'efficacité est croissante (jusqu a environ 25 GeV/c) et une partie où l'efficacité est constante (à partir de 25 GeV/c).
La croissance de l'efficacité est dûe au fait que plus l'impulsion transverse est élevée plus l'efficacité de reconstruction est proche de un. Le plateau visible après 25 GeV/c indique que l'efficacité de reconstruction atteint une valeur proche du maximum. L'impulsion transverse du muon n'a plus une grande importance dans l'efficacité de reconstruction.
La recherche du meilleur compromis entre une bonne efficacité et le maximum d'évènements pris en compte nous amène donc à chercher la valeur la plus basse de ce plateau. La valeur de 26 GeV/c sera donc retenue.

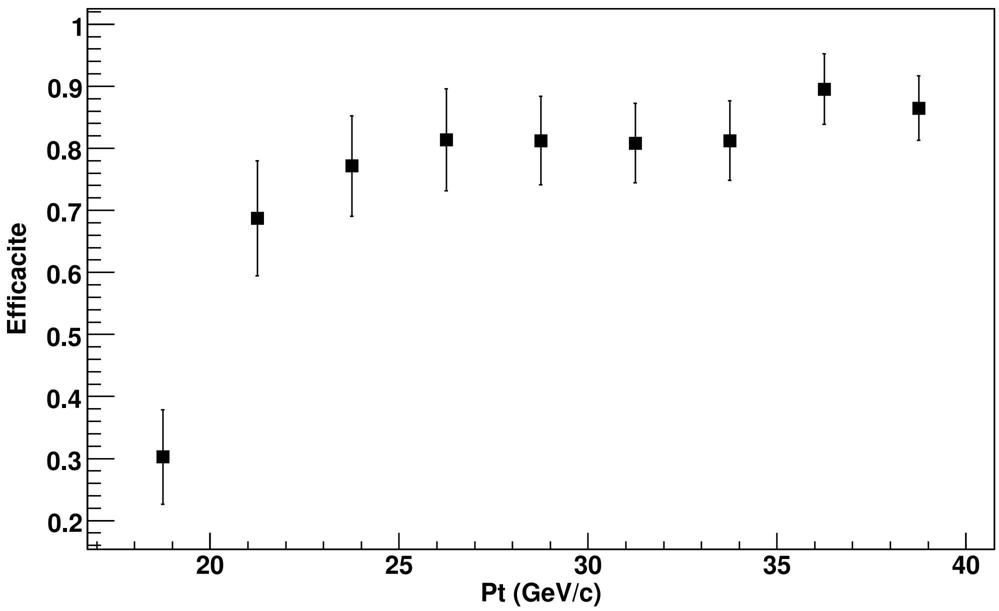


FIG. 11 – *Efficacité de reconstruction du boson Z suivant la coupure de l'impulsion transverse. Les différents points calculés sont placés au milieu de leur intervalle.*

4 Conclusion

L'étude de la sélection des muons pour le canal de désintégration Z $\rightarrow$ μ^+ μ^- aura permis d'identifier les difficultés rencontrées dans la reconstrution des particules et d'établir une méthode donnant une bonne efficacité de reconstrution.
Les deux critères de sélection retenus pour cette étude sont la valeur de la pseudorapidité η au niveau du spectromètre à muons et la valeur de l'impulsion transverse (P_t) des muons.
La valeur de $|\eta|$ retenue est 2,5. Seuls les muons possédant une trajectoire les amenant au niveau du spectromètre à un $|\eta|$ $<$ 2,5 sont retenus. Cette sélection permet d'obtenir une meilleure pureté dans le lot de particules considerées.
Pour trouver quelle limite inférieure de l'impulsion transverse permet d'obtenir la meilleure efficacité de reconstruction du boson Z, nous avons calculé les efficacités de reconstruction pour des muons ayant leur impulsion transverse contenue dans des intervalles de 2,5 GeV/c entre 10 et 40 GeV/c. Pour calculer ces efficacités nous avons dû appliquer les mêmes critères de sélection sur le bloc vérité et sur les muons reconstruits. La méthode de reconstruction nécessite deux étapes principales :
- La création de toutes les paires de muons d'un même évènement.
- L'isolement, par un ajustement de la courbe obtenue, de la seule paire de particules correpondant au boson Z.

Le calcul de ces efficacités nous a permis de trouver la valeur de la meilleure coupure sur l'impulsion transverse. En dessous de 25 GeV/c, l'efficacité de reconstruction n'est pas optimale et croît avec la valeur de la coupure choisie. A partir d'environ 26 GeV/c, l'efficacité de reconstruction atteint un plateau et ne varie plus. Sa valeur est d'environ 80%.

En conclusion, la valeur optimale pour la coupure sur l'impulsion transverse est d'environ 26 GeV/c. Elle permet de conserver le maximum d'évènements tout en ayant la meilleure efficacité.

Le programme et les méthodes utilisés dans ce rapport pourront être transposés à la recherche d'autres particules se désintégrant en deux muons. De nouveaux critères sur la sélection des muons, notament au niveau du calorimètre électromagnétique, pourrons être ajoutés afin d'obtenir une meilleure efficacité.

Références

[1] The European Physical Journal , Review of Particle Physics vol.3 number 1-4 1998, page 232.

[2] *http : //en.wikipedia.org/wiki/Z_boson*

[3] The European Physical Journal , Review of Particle Physics vol.3 number 1-4 1998, page 228.

Thèse de Marc ESCALIER, Recherche expérimentale de la brisure spontannée de symétrie électrofaible dans le canal H $\rightarrow\ \gamma\ \gamma$ et d'une solution a problème de hiérarchie dans ATLAS. ORSAY num 7855.

Thèse d'Emmanuel BUSATO, Recherche de la production électrofaible du quark top dans le canal électro+jets dans l'expérience D0 auprès du Tevatron.

http ://www-lpnhep.in2p3.fr/
http ://lpnhe-atlas.in2p3.fr/Atlas/index.html
http ://public.web.cern.ch/Public/Welcome.html
http ://atlas.ch/
http ://atlas.web.cern.ch/Atlas/index.html