LPNHE–2007
18th June 2007

Préparation des études sur les premières données d'Atlas : reconstruction des leptons du boson Z^0

Anne Cournol

Stage de Master 1, Sciences et technologies, mention physique fondamentale, Université Pierre et Marie Curie - Paris 6

Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Energies de Paris ; CNRS–IN2P3 ; Université Pierre et Marie Curie–Paris 6 ; Université Denis Diderot–Paris7

1 Introduction

Le laboratoire de Physique Nucléaire et des Hautes Energies (LPNHE) situé sur le campus de Jussieu, est un des 18 laboratoires de l'Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules (IN2P3) qui constitue le département de physique nucléaire et corpusculaire du CNRS. Cet institut regroupe plus de 2000 scientifiques impliqués dans une cinquantaine d'expériences nationales et internationales, notamment au travers de partenariats avec le CERN (près de Genève), le Fermilab (près de Chicago), et le Slac (Standford).

Le LPNHE regroupe environ 110 personnes dont 26 chercheurs CNRS et 21 enseignants-chercheurs, principalement impliqués dans les domaines expérimentaux de la physique des hautes énergies, la cosmologie et la physique des astroparticules, au travers de nombreuses expériences telles que Delphi, Nomad, Babar, Auger, Hess, et Atlas. La collaboration Atlas (Air Toroidal Lhc Apparatus System) est l'une des deux expériences généralistes destinées à recupérer leurs données auprès du collisionneur proton-proton LHC (Large Hardon Collider) du CERN. La collaboration Atlas regroupe près de 1800 chercheurs appartenant à environ 150 laboratoires répartis dans 34 pays. Le détecteur est l'un des plus grands et des plus complexes jamais réalisé en physique des particules. La construction d'un tel détecteur (7000 tonnes, 44m de long pour 22m de haut) est un défi technologique pour la communauté scientifique. L'observation directe de nouvelles particules s'effectuera par l'identification de leurs produits de désintégration (électrons, muons, photons, jets ...) ainsi que par la mesure de l'énergie déposée dans le détecteur. Les données, disponibles courant 2008 pourront être utilisées dans des analyses impliquant de multiples thèmes de la physique, notamment la recherche de bosons de Higgs, particule susceptible d'expliquer l'origine des diverses masses des particules élémentaires ou encore l'étude du Modèle Standart de la physique des particules.

Le groupe Atlas au LPNHE, dirigé par Philippe Schwemling est constitué de 14 chercheurs dont 11 permanents, 1 post-doc, 2 thésards et d'une équipe d'une dizaine de techniciens et ingénieurs en informatique, mécanique et électronique. Ce groupe est impliqué dans la réalisation du calorimètre électromagnétique. Il est aussi impliqué dans l'analyse de données prises en faisceau test sur les modules de ce même calorimètre, dans le développement de logiciels permettant la reconstruction des événements et la préparation des analyses de physique.

Dans une première partie, nous présenterons brièvement le Modèle Standard de la physique des particules qui décrit les différents types de particules et intéractions existantes, puis dans une seconde partie nous décrirons l'expérience Atlas ainsi que les étapes de simulation nécéssaires à l'obtention de données similaires à celles qui seront délivrées par le détecteur. Enfin, nous présenterons le travail réalisé au cours du stage, la préparation des études sur les premières données d'Atlas. Nous avons travaillé sur la reconstruction du boson Z^0 à travers deux canaux de désintégration.

2 Le Modèle Standard

Le Modèle Standard de la physique des particules est la théorie actuelle qui permet d'expliquer tous les phénomènes observables à l'echelle des particules. Le Modèle Standard englobe donc toutes les particules connues ainsi que les trois interactions ayant un effet à l'échelle des particules :

- l'interaction électrofaible qui résulte de l'unification de l'interaction électromagnétique et de l'interaction faible véhiculées respectivement par le photon et les bosons vecteurs $W^{\pm}$ et Z;

- l'interaction forte, véhiculée par les gluons qui est responsable de la cohésion des noyaux.

En particulier, on retrouve les quarks u et d, ainsi que l'électron qui forment la matière ordinaire. Les autres particules apparaissent dans des phénomènes violents comme l'intéraction des rayons cosmiques avec l'atmosphère ou dans les collisions effectuées dans les accélérateurs de particules. Le Modèle Standard permet donc d'expliquer tous les phénomènes naturels sauf la gravitation qui, pour l'instant résiste aux théoriciens pour une théorie quantique. Le Modèle Standard est une théorie de champs quantique, c'est donc une théorie à la fois quantique et relativiste.

Fermions	Quarks	$\begin{pmatrix} \text{haut } u \\ \text{bas } d \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \text{charmé } c \\ \text{étrange } s \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \text{top } t \\ \text{beau } b \end{pmatrix}$
	Leptons	$\begin{pmatrix} \text{neutrino } \nu_e \\ \text{électron } e^- \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \text{neutrino } \nu_\mu \\ \text{mu } \mu \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \text{neutrino } \nu_\tau \\ \text{tau } \tau \end{pmatrix}$
Bosons	Bosons de jauge	photon γ - interaction électromagnétique		
		bosons vecteurs $W^{\pm}, Z^0$ - interaction faible		
		gluons g - interaction forte		
	boson de Higgs H ?			

Table 1: *Les particules (fermions) et vecteurs d'intéractions (bosons) du Modèle Standard.*

Ce modèle n'a pas été mis en défaut par les observations expérimentales. Cependant, nous savons qu'il ne constitue pas, à lui seul, la théorie ultime de la physique des particules puisque dans sa forme actuelle, certaines questions importantes restent sans réponse telles que l'absence d'antimatière dans l'univers ou encore la diversité des masses des particules élémentaires.

3 L'expérience Atlas auprès du LHC

3.1 Description de l'expérience

C'est sur le site du CERN à Genève que le LHC (Large Hadron Collider) est construit. Le LHC qui fonctionnera à partir de 2008, est un accélérateur circulaire de protons de 27 km de circonférence. L'énergie disponible dans le centre de masse (14 TeV) et la luminosité[1]

[1] 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.

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, voire ses éventuelles limites de validité et découvrir, s'il existe, le boson de Higgs. La raison principale au choix d'un collisionneur proton-proton est un environment hadronique riche lors des collisions à haute énergie.

Quatre expériences de physique exploiteront les collisions produites par le LHC : ATLAS, CMS, ALICE et LHC-B.

L'expérience ATLAS (cf figure 1) est une des quatres expériences en cours d'élaboration au CERN. 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.

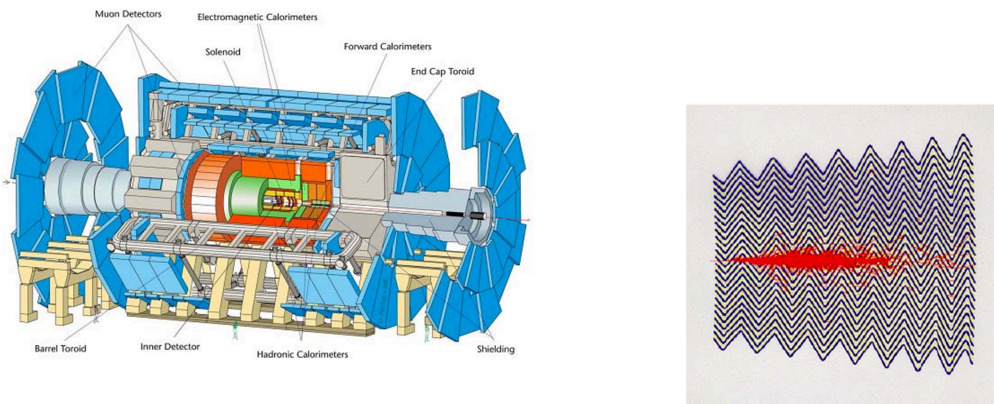

Figure 1: *A gauche : le détecteur ATLAS. En partant du centre on trouve le détecteur interne plongé dans un champ magnétique solénoïdal, un calorimètre électromagnétique, un calorimètre hadronique et un spectromètre à muons. A droite : simulation du passage d'un électron provenant de la gauche à travers le calorimètre électromagnétique (structure en accordéon)*

Le système de coordonnées utilisé dans le détecteur est le suivant : 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 définie par l'axe du faisceau. L'angle azimutal ϕ est défini dans le plan x - y, 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.

Le détecteur interne est composé de trois sous-détecteurs, deux basés sur des couches de silicium (SCT) et un troisième sur un ensemble de pailles (TRT). Il permet d'obtenir un grand nombre de coups pour reconstruire la trajectoire des particules chargées et l'origine des vertex primaires et secondaires (désintégrations de particules). Le détecteur interne baignant dans un champ magnétique solénoïdal, mesure aussi l'impulsion des particules chargées. La trajectoire des particules chargées est courbée dans le plan $r\theta$. Il couvre la région de pseudo-rapidité $|\eta| < 2,5$. Par ailleurs il permet une identification des électrons car ceux-ci interagissent avec les matériaux du détecteur à pailles pour émettre des rayons X. Ce rayonnement de transition est deux fois plus énergétique pour les électrons que pour les pions (méson: assemblage de deux quarks u et d). On définit un seuil bas sur la réponse de chaque paille du TRT. Au dessus de ce seuil, on aura un coup dans le TRT. Ainsi, on attend de l'ordre de 36 coups par trace. On définit aussi un seuil haut, les électrons sont presque seul à l'atteindre et donnent des coups dits de haut seuil dans cette partie du détecteur.

Autour du trajectographe interne se trouve le système de calorimétrie composé d'un calorimètre électromagnétique et d'un calorimètre hadronique:
Le calorimètre électromagnétique permet de mesurer l'énergie et la direction des électrons et des photons. Ce détecteur est consitué d'une alternance de plomb et d'argon liquide. Les électrons et photons interagissent avec le plomb, matériau lourd, et des particules secondaires (électrons) sont produites donnant lieu à une gerbe électromagnétique (cf figure 1). On mesure les charges créées dans de l'argon liquide par ionisation dans différentes cellulles, plusieurs cellules formant un "amas". Pour définir un amas, il existe un algorithme de fenêtre glissante recherchant une cellule énergétique, avec un seuil d'au moins 5 GeV. Autour de cette cellule, on somme les cellules dans un amas de taille 5×5 (5 cellulles en η × 5 cellules en ϕ). Un tel amas peut contenir la gerbe électromagnétique d'un électron. Les caractéristiques de cette gerbe permettent l'identification des particules.
Le calorimètre hadronique est fait de tuiles scintillantes et d'absorbeurs en fer. Il permet de mesurer l'énergie et la direction 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. L'étude de ces jets permet d'identifier les quarks et de connaître leurs caractéristiques (quark léger comme u et d, quark lourd comme b et t).

Le spectromètre à muons est constitué d'un ensemble de chambres (comme des tubes à dérives etc...). Il permet de mesurer de reconstruire et de mesurer l'impulsion des muons. Pour cela, un champ magnétique toroïdal 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 supraconductirces disposées suivant l'axe r et entourant tout le détecteur.

3.2 Lots de données utilisés

Des programmes classiquement utilisés en physique des particules permettent de simuler la physique issue des collisions de faisceaux et de simuler la réponse du détecteur à ces événements. On peut ainsi optimiser certaines parties du détecteur avant la phase de construction, évaluer les performances du détecteur et mettre au point des algorithmes de sélection spécifiques à certaines particules. Le logiciel utilisé par l'expérience Atlas est appelé Athena et est basé sur un langage orienté objet (C++).

D'une collision de deux faisceaux de protons à 14 TeV le générateur Monte Carlo (Pythia) simule la création des particules et des processus qui s'en suivent. Après les cascades de désintégrations, une liste de particules stables est produite. Le programme Geant inclut une description complète de la géométrie du détecteur et permet de simuler la réponse de l'appareillage au passage des particules. Enfin une série d'algorithmes permet d'effectuer le processus inverse et de reconstruire des traces pour les particules chargées et des cellules (et amas de cellules) dans le calorimètre contenant les dépôts d'énergie. L'étape suivante, qui va nous intéresser, est d'identifier ces traces et amas à des particules créées lors de la collision. Nous allons travaillé à ce niveau avec une simulation d'évènements contenant des bosons Z avec des désintégrations $Z^0 \to \mu^+\mu^-$ ou $Z^0 \to e^+e^-$.

4 Etudes sur le canal $Z^0 \to \mu^+\mu^-$

En traversant ATLAS, les muons passent par tous les appareils de détection. Eux seuls sont destinés à atteindre le détecteur le plus externe, le spectromètre à muons. Notre objectif est d'utiliser la valeur très bien connue de la masse du boson Z : 91.1876 $\pm$0.0021 (GeV/c^2),afin d'identifier des lots de muons. Ces muons peuvent servir par la suite pour étudier le spectromètre, par exemple l'alignement des chambres. Nous disposons de l'information verité (simulation Monte Carlo) qui contient les quadrivecteurs des particules générées et leurs types (quark, électron, muons, etc...).

Pour une première étude, nous nous intéresserons à deux variables du bloc vérité : l'impulsion transverse p_T(true) et la pseudorapidité η(true). La figure 2 montre les distributions de p_T (true), à gauche, et de η (true), à droite, pour toutes les particules générées, et pour tous les muons du lot (histogramme hachuré). En se basant uniquement sur la géométrie du spectromètre, la région de l'espace définie par $|\eta(true)| < 2.5$ correspond à la partie tonneau du détecteur. On observe des particules de bas p_T(true) ($<$ 20GeV) en quantité importante : des muons et autres particules provenant de la richesse et de la complexité des collisions hadroniques. Toutes les particules de haut p_T(true) sont dans leur grande majorité des muons (on a vérifié que ces muons sont issus d'un Z). Une sélection naturelle sur le lot de données est donc : $|\eta(true)| < 2.5$, p_T(true) $>$ 20 GeV/c.

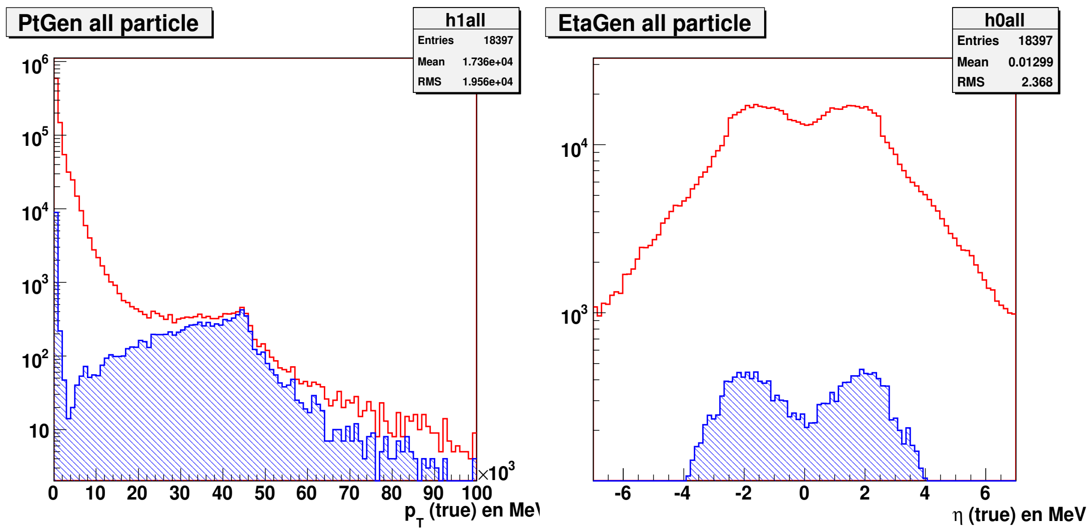

Figure 2: Distributions de l'impulsion transverse p_T (true), à gauche, et de la pseudorapidité η (true), à droite, pour toutes les particules générées (histogramme blanc), pour tous les muons générés (histogramme hachuré).

Ces deux critères nous permettent de conserver une grande majorité des muons candidats à l'analyse. Pour le canal étudié, $Z^0 \to \mu^+\mu^-$, un boson Z se désintègre en une paire muon-antimuon. Les quadrivecteurs énergie-impulsion des deux muons sélectionnés nous permettent de reconstruire la masse invariante de la particule mère dont ils sont issus.

La figure 3 (à gauche) montre la distribution de la masse invariante $M_{\mu-\mu}$ (true) sur les données du bloc vérité. L'histogramme en trait plein correspondant à toutes les paires de muons sélectionnées dans le lot. L'histogramme hachuré correspond à tous les muons avec les critères sur η(true) et p_T(true). Elle correspond à ce que l'on attend, un pic de masse à envrion 90 GeV, soit la masse du boson Z. Sans coupure le pic se démarque déjà d'un bruit de fond contenant des muons ne provenant pas de ce canal de désintegration, et d'autres particules. Avec les restrictions sur η(true) et p_T(true), on fait apparaître deux populations de muons: une centrée sur le pic à 90GeV, les muons sélectionnés sont bien des muons de Z, et l'autre reconstruisant des masses <60 GeV. En effet, le code reconstruisant la masse invariante boucle sur les paires de muons indépendamment les uns des autres. Par exemple, un évènement contenant trois muons (deux provenant d'un Z, plus un quelconque) reconstruira deux masses invariantes n'étant pas dans le pic du Z. À droite on voit le résultat basé sur l'algorithme Muonboys qui reconstruit les traces dans le spectromètre. On reconstruit un pic sans bruit de fond (le lot de données n'en possède pas). Ce pic est quasi centré sur la masse du Z. Ce pic a l'allure d'une gaussienne possédant une certaine largeur qui représente l'incertitude sur la mesure et pouvant être relié à la résolution du détecteur. Lorsqu'on applique les coupures précédentes sur p_T (reconstruit) et η (reconstruit), la largeur de la gaussienne diminue : on est plus précis dans la détermination de la quantité physique reconstruite, ici la masse du boson Z. La valeur moyenne est de 92 GeV et la résolution est de 1.1 GeV; on est trs̀ proche de la vraie valeur.

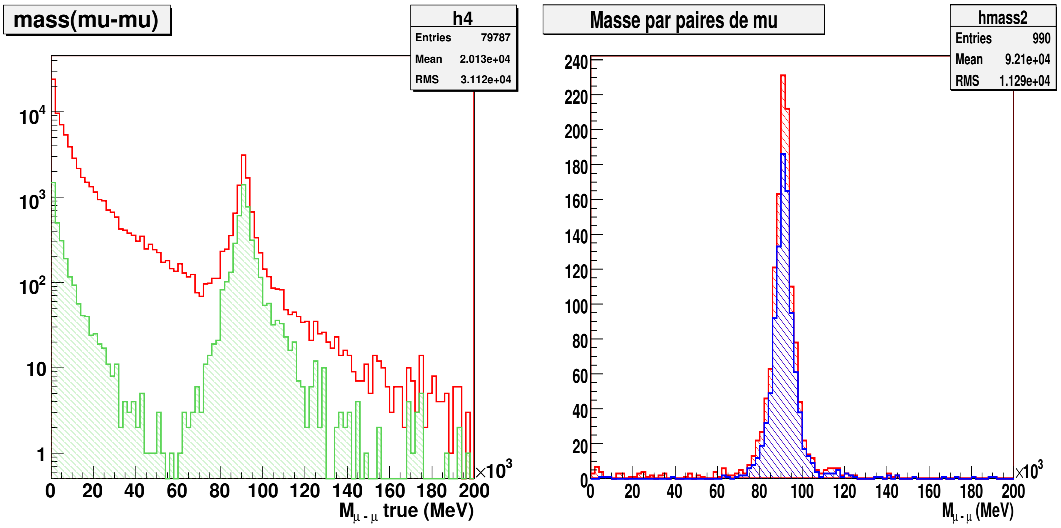

Figure 3: Distributions de masse invariante pour différents critères de sélection: Bloc Vérité (à gauche) et algorithme de reconstruction MuonBoys (à droite).

Nous souhaitons estimer l'efficacité de reconstruction de l'algorithme MuonBoys définie comme le rapport du nombre de vrais muons reconstruit par MuonBoys et sélectionnés sur le nombre de vrais muons correspondant. Cette correspondance se fait par la distance angulaire ΔR définie comme $\sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ entre une particule et une trace. Si cette distance est inférieure à 0.2, on identifie cette trace à la particule générée. Notons que nous pouvons être moins restrictif sur la condition de distance angulaire (la valeur conventionnelle étant 0.2), alors on peut faire correspondre des particules n'étant pas recherchée, l'efficacité augmente, mais notre identification n'est pas correcte. Ici on obtient $\varepsilon = 93.2 \pm 1.5\%$.

Avec une efficacité de l'ordre de 90% on reconstruit donc facilement et correctement la masse de la particule mère, à savoir le boson Z, avec presque pas de bruit de fond pour ce lot de données. On a ainsi un lot très pur de muons qui pourra être accumulé en quelques jours. Ce lot pourra être utilisé en premier lieu pour étudier la réponse du spectromètre á muons.

5 Etudes sur le canal $Z^0 \to e^+e^-$

L'électron laissera un signal dans le trajectographe interne ainsi que dans le calorimètre électromagnétique. Nous allons reproduire le même schéma d'analyse que pour les muons. Nous ferons une étude séparée du détecteur interne et du calorimètre. Enfin, nous combinerons les deux analyses pour une étude plus précise sur l'identification et la mesure des caractéristiques des électrons.

La figure 4 représente la distribution de p_T(true) et η(true) pour toutes les particules générées. L'information vérité nous donne les distributions de ces variables pour les électrons (provenant ou non d'un Z) et les pions. Ici la coupure naturelle (vue précédemment) consiste à sélectionner les particules de $p_T(true) > 20$ GeV et $|\eta|(true) < 2.5$. Contrairement au canal $Z^0 \to \mu^+\mu^-$ oú presque seuls les muons atteignent le spectromètre, ces coupures ne sont pas suffisantes pour ne sélectionner que des électrons de Z, car des pions et autres électrons originaires de la conversion de photon dans la matière, subsistent en quantité non négligeable. L'objet de cette étude sur les

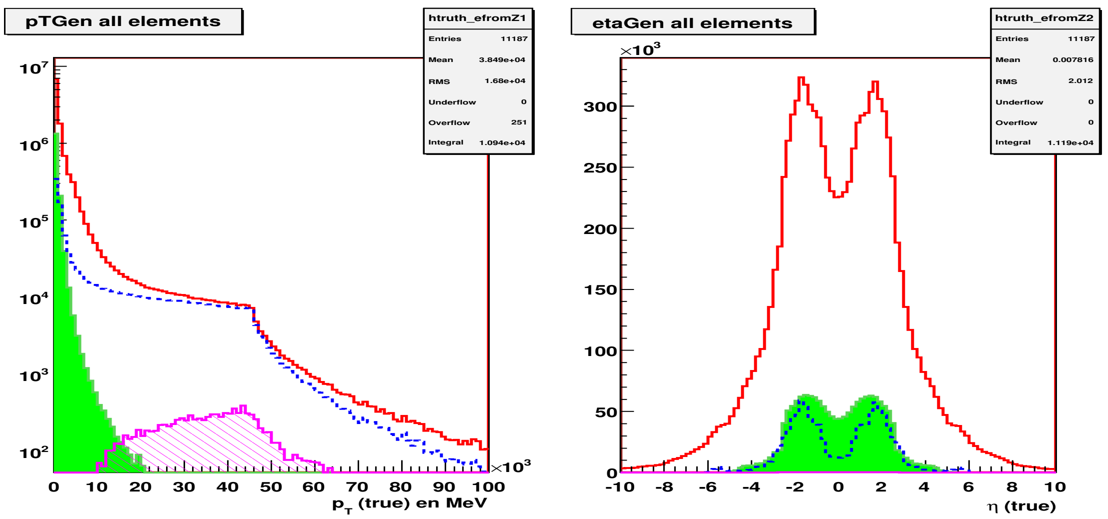

Figure 4: Distributions de p_T (true) (à gauche) et η (true) (à droite) pour toutes les particules (histogramme en trait plein) contenant des électrons (histogramme en pointillé) de Z (histogramme hachuré), et des pions (histogramme plein).

électrons sera de reconstruire les traces correspondantes en identifiant les électrons tout en rejetant les pions en se basant sur différents critères de sélections.

En première partie, nous étudions les distributions des variables relatives au détecteur interne, par correspondance avec la vérité.

Sur la figure 5 (partie gauche), on montre les distributions des variables caractérisant les traces dans le détecteur interne: nPix le nombre de coup dans le détecteur à pixel, nBL

le nombre de coup dans la couche b du détecteur à pixel, nSi le nombre de coup dans le détecteur à silicium, nTRT le nombre de coup dans le TRT. Pour une bonne qualité des traces sélectionnées, nous appliquons les critères suivants : nPix ≥ 2 , nBL ≥ 1 , nSi ≥ 7, nTRT ≥ 1.
Sur la figure 5 (partie droite), on montre la distribution de la variable “fractionTR” pour les pions et les électrons. Cette variable est définie comme le rapport entre le nombre de coups de haut seuil sur le nombre de coup total dans la partie TRT du détecteur interne, soit la fraction du nombre de coups de haute énergie enregistrée par le TRT. Ce rapport doit être plus grand pour les électrons puisque nous avons vu qu'ils déposent dans le TRT deux fois plus d'énergie que les pions. En effet, les histogrammes se recouvrent suffisament peu pour discriminer les pions et pouvoir ainsi les rejeter lors de l'identification des électrons. La coupure retenue est : fractionTR > 0.08.
Les résultats de cette coupure sont résumés dans le tableau 2. La pureté est définie comme

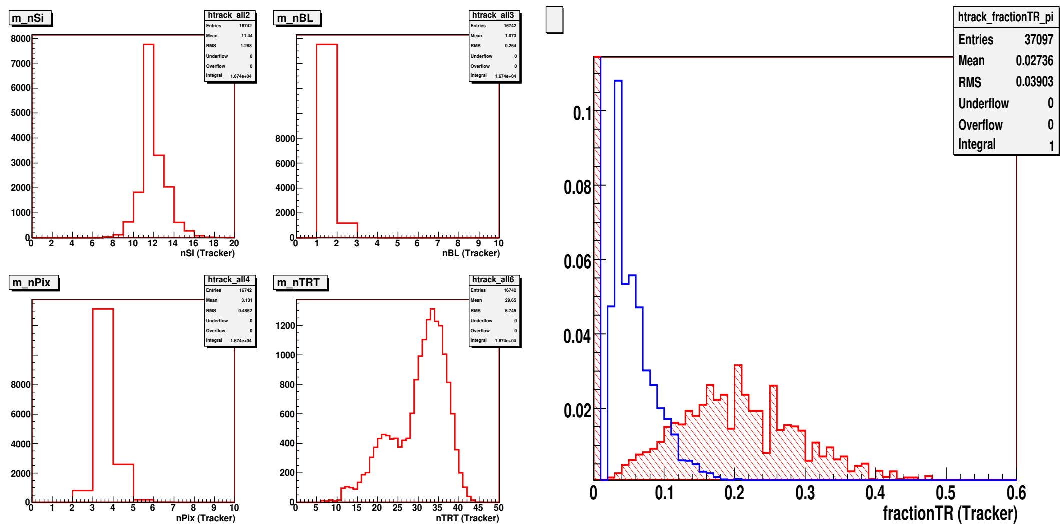

Figure 5: Distribution des variables relatives au détecteur interne. À gauche : nombres de coups dans les différentes couches du détecteur: détecteur à pixel, dans le SCT et dans le TRT. À droite: fraction du nombre de coups de haute énergie dans le TRT pour les électrons (histogramme hachuré) et pour les pions (histogramme en trait plein).

le rapport entre le nombre de vrais électrons selectionnés sur le nombre de candidats sélectionnés. Pour l'étude de la coupures sur la variable fractionTR, on obtient une efficacité de l'ordre de 90%, correspondant au résultat standard référencé par ATLAS, on peut donc être confiant dans notre sélection. En coupant simultanément sur toutes les variables précédentes relatives au détecteur interne, on obtient une efficacité de 65%. Les résultats sont en accord avec ce que l'on attend. Cependant, le lot sélectionné ne contient que 25% de vrais électrons. Nous allons améliorer ce résultat.

En seconde partie, nous effectuons le même travail sur les variables de l'algorithme du calorimètre électromagnétique. Les distributions de ces variables sont représentées sur la figure 6.
-E237/E277 représente le rapport de l'énergie déposée dans un amas de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 7$ cellules par l'énergie déposée dans un amas 7×7. Une caractéristique de l'électron est qu'il produit une gerbe étroite, l'énergie déposée dans un amas 3×7 est équivalente à l'énergie déposé dans l'amas 7×7. E237/E277 est quasiment égal à 1 pour un électron.

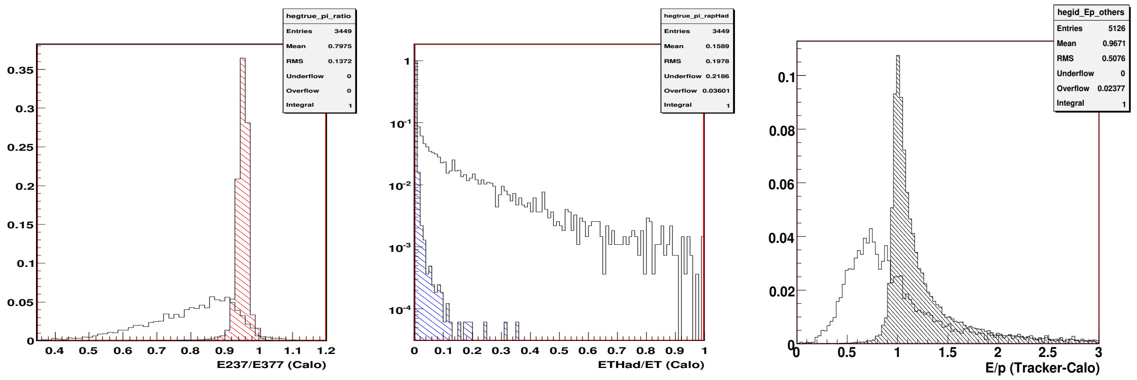

Figure 6: Distribution de E237/E377 (à gauche), EThad/ET (au centre) et E/p (à droite) pour les électrons (histogramme hachuré) et pour les pions (histogramme en trait plein).

-EThad/ET représente la fraction d'énergie déposée dans le calorimètre hadronique. À priori, les électrons produisent une gerbe dans le calorimètre électromagnétique, cependant il est possible que la gerbe atteigne le calorimètre hadronique, alors une partie de l'énergie sera déposée dans celui-ci. Typiquement un électron dépose moins de 2% de son énergie dans le calorimètre hadronique, alors ETHad/ET est inférieur à 0.02 pour l'électron. Ce qui correspond aux histogrammes obtenus.
Les critères suivants : E237/E377 > 0.8 et EThad/ET < 0.02 représentent une série de coupures discriminantes pour la réjection des pions et l'identification des électrons. Les résultats sont résumés dans le tableau 2. L'efficacité des coupures [2] sur les variables du calorimètre est de l'ordre de 99%, de plus, notre lot sélectionné est pur (environ 90%). On peut être confiant dans notre sélection pour la suite.

Enfin, en combinant les analyses sur les deux détecteurs, nous sélectionons des dépôts d'énergie dans le calorimètre qui proviennent d'une trace dans le détecteur interne. Ceci nous permet d'éliminer des informations du calorimètre correspondant au signal d'un photon. La trajectoire du photon, particule neutre, ne sera pas déviée par le champ magnétique, le détecteur interne ne peut donc pas mesurer son impulsion. La variable E/p de la figure 6 représente le rapport de la valeur de l'énergie reconstruite dans le calorimètre sur la valeur de l'impulsion reconstruite dans le détecteur interne. D'après la formule de l'énergie d'une particule relativiste: $E^2 = p^2c^2+m^2c^4$ le rapport E/p est environ égal à 1 pour des particules de masse faible, ce qui est le cas de l'électron (le pion est environ 250 fois plus lourd). Cette variable discrimine les pions par rapport aux électrons. La coupure : E/p > 0.8 est retenue. On obtient (cf tableau 2) une efficacité de l'ordre de 65 %, ce qui était attendu puisque l'on combine toutes les coupures citées précédemment. En contre partie, le lot sélectionné est très pur : il ne contient que des électrons provenant d'un Z. La figure 7 représente cette efficacité en fonction des variables η (en haut) et p_T (en bas). Celle en fonction de p_T est globalement plate, ce qui est en accord avec les résultats standard d'ATLAS. Celle en fonction de η présente des variations qui rendent compte de la quantité de matière dans le calorimètre électromagnétique. Par exemple un électron dans la région $\eta \sim 1.2$ va rencontrer plus de matière (cryostat) que dans la région 0.5, et aura donc en moyenne une gerbe plus large. Idéalement on pourrait optimiser les

[2] il s'agit de l'efficacité d'une sélection définie comme le rapport du nombre de vrais électrons sélectionnés, sur le nombre de vrais électrons avant la sélection

coupures par intervalles de η comme fait pour les résultats standard d'ATLAS. On observe une chute radicale de l'efficacité au dessus de $\eta > 2$. En effet la partie TRT du détecteur interne s'arrête à cette valeur. Nous aurions pu aussi optimiser la coupure sur le TRT par intervalle de η. L'efficacité des coupures (n'incluant pas celle sur p_T et η) calculée pour un électron vaut 65%. Pour reconstruire une paire elle vaut 42%. Le nombre de Z reconstruit par rapport au nombre d'évènements engendrés nous donne l'efficacité sur les coupures incluant p_T et η, cette dernière est de 16%.

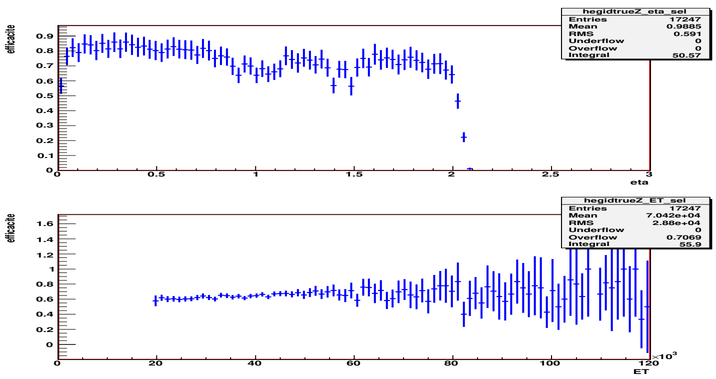

Figure 7: Efficacité des coupures sur l'identification des électrons combinant le détecteur interne et le calorimètre électromagnétique. En haut, en fonction de η, en bas, en fonction de ET.

Table 2: Efficacité (%) d'identification des électrons et pureté (%) du lot sélectionné.

	Trajectographe		calorimètre	combiné
	variables TRT	variables ID		
efficacité (vérité)	95.6 $\pm$ 1.2	65 $\pm$ 0.9	99.7 $\pm$ 0.1	64.9 $\pm$ 1.1
efficacité ($M_Z \in$ [80,100]GeV/c^2)	89.7 $\pm$ 2.3	non calculée	non calculée	62.9 $\pm$ 2.6
pureté	25 $\pm$ 0.6	idem	88.6 $\pm$ 0.3	100 $\pm$ 0.5

La masse du boson Z ayant été calculée très précisemment dans les expériences de physique des particules précédentes, nous nous servons de cette valeur bien connue afin de calculer les efficacités indépendamment de la vérité Monte-Carlo. Dans le code, nous sélectionons le deuxième électron de la paire si cette dernière reconstruit le quadrivecteur du Z dans l'intervalle de masse [80,100] (GeV/c^2). Les résultats sont résumés dans le tableau 2. Les efficacités calculées indépendament de la vérité sont légèrement inférieures à celles calculées grâce à la vérité, mais reste du même ordre pour le TRT et sont égales (à l'incertitude près) pour l'étude combiné. Cette méthode est donc correcte.

Enfin, les histogrammes de la figure 8 nous permettent d'évaluer la qualité de notre reconstruction. On reconstruit la masse invariante du Z (figures du haut) à partir du détecteur interne (à gauche) et du calorimètre électromagnétique (au milieu). À droite, on a identifié les électrons en utilisant les deux détecteurs et la masse invariante est calculée avec les informations du calorimètre uniquement. Ces histogrammes peuvent être ajustés par une gaussienne. Les pics se situent à environ 90 GeV, soit la masse du Z. Ces trois histogrammes ont des largeurs (à mi hauteur) notablement différentes. Ces largeurs,

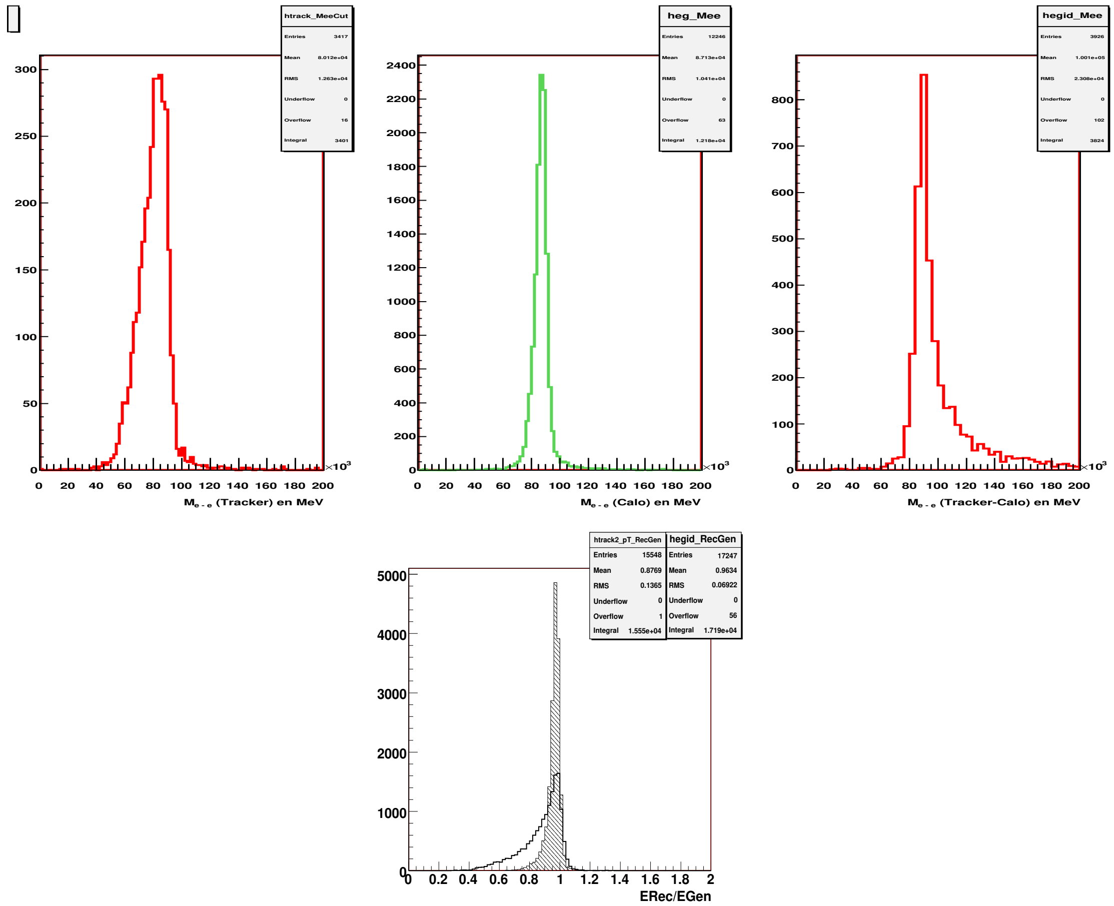

Figure 8: En haut : reconstruction de masse invariante grâce au détecteur interne (à gauche), au calorimètre électromagnétique (a milieu), et en combinant les deux (à droite). En bas : distribution du rapport énergie reconstruite sur générée pour la reconstruction à partir des informations du détecteur interne (histogramme en trait plein) et à partir des informations combinées du détecteur interne et du calorimètre électromagnétique (histogramme hachuré).

directement liées à l'incertitude sur la mesure, représentent la résolution du détecteur utilisé. Celle du détecteur interne est nettement plus large que celle du calorimètre et que celle de la combinaison des deux détecteurs, résultat qui laisserait penser que le détecteur interne est moins précis que le calorimètre et que l'on reconstruit moins précisément la masse du Z, ce qui est faux. Nous verrons pourquoi dans la suite. De plus, les distributions sont asymétriques. On n'observe pas la même queue de distribution de part et d'autre d'un pic. Les queues de droites relatives au détecteur interne et au calorimètre sont peu étalées. En effet, il est impossible de reconstruire plus d'énergie que celle fournie par le Z. Pour expliquer le problème précédent, nous avons représenté la distribution du rapport énergie reconstruite sur énergie générée sur la figure 8 en bas. L'histogramme en trait plein ne réfère qu'aux informations du détecteur interne. L'histogramme hachuré contient des électrons identifiés en combinant les informations du calorimètre électromagnétique et du détecteur interne. On reconstruit sensiblement le même nombre de traces, respectivement environ 15000 et 17000. Ces chiffres sont du même ordre de grandeur, les deux reconstructions sont en accord l'une avec l'autre. Les pics se situent environ à la valeur de 0.95 : notre reconstruction de l'énergie est donc acceptable. Ces histogrammes sont asymétriques. La partie à droite est gaussienne possédant une largeur qui caractérise la résolution du détecteur. On peut observer que la queue coté gauche de la distribution relative à la reconstruction par le détecteur interne s'étale nettement au delá de 0.8. On peut montrer que cet étalement sur la reconstruction de l'impulsion dans le détecteur interne est lié aux pertes d'énergie dans ce dernier. Sous l'action d'un champ magnétique, les trajectoires des particules chargées sont courbées. Elles rayonnent et perdent de l'énergie par rayonnement de freinage (émission de photons). Son impulsion et sa direction sont alors modifiées. Notons qu'il est possible de compenser ces pertes en récupérant l'énergie perdue lors de ce rayonnement. Il s'agirait alors d'identifier les photons correspondant au rayonnement de freinage de particules chargées. L'information relative à cette compensation n'était pas disponible. On remarque par contre que l'énergie est mieux reconstruite dans le calorimètre, avec moins de pertes, c'est à dire sans queue de distribution à gauche. La distribution est alors essentiellement gaussienne, ce qui se reflète dans la distribution de masse invariante.

6 Conclusion

Durant les sept semaines de stage, j'ai pu intégrer le LPNHE, dans un stage encadré par F. Derue. Je le remercie pour sa patience, son écoute, son investissement dans mon stage, ainsi que pour la visite au CERN qui a été une expérience très enrichissante. Tout au long du stage, j'ai été initiée à la complexité d'une expérience de physique des particules, telle l'expérience ATLAS au LHC, en abordant le Modèle Standard d'un point de vue moins "scolaire", et les diverses technologies utilisées par les détecteurs. Par ailleurs, j'ai pu me concentrer sur une analyse typique de physique expérimentale, l'objectif étant la préparation d'une analyse simple sur les premières données. Ce type d'analyse est nécessaire pour la mise en route d'une expérience afin d'atteindre les objectifs fixés par le LHC: entre autres, la découverte du boson de Higgs. Lors de l'analyse de vraies données il s'agit de se baser sur des notions connues afin de comprendre, étaloner, et corriger les systèmes de détection en étudiant des canaux de désintégration précis dont les caractéristiques (telle la valeur de la masse du boson Z) ont été mesurées précisément dans des expériences antérieures. L'analyse numérique, à l'aide du language informatique C++, est indispensable au vu de la quantité de données à traiter. Une grosse partie du temps de travail s'est faite sur le coté programmation. Les difficultés rencontrées m'ont permis de m'améliorer dans ce domaine et comprendre le format de données utilisées pour ATLAS, sans perdre de vue l'objectif physique (et non informatique) du travail. Ce stage a été une initiation à différents aspects abordés dans une analyse de physique afin de comprendre l'environment riche et complexe engendré lors d'une collision proton-proton dans lequel les informations qui nous intéressent sont noyées. J'ai pu comprendre l'intérêt de l'information Monte-Carlo pour extraire les caractéristiques attendues en se basant sur des critères simples (liés par exemple au système de déclenchement), ainsi qu'en utilisant les données reconstruites et réduites (traces, amas ...) relatives aux systèmes de détection. J'ai pu aborder l'étude des performances d'une telle analyse: variables discriminantes, efficacité d'identification, réjection du bruit de fond, pureté du signal utilisé. Enfin, j'ai pu voir comment s'affranchir de l'information "vérité" en utilisant le pic de masse du Z pour ne sélectionner que des lots purs en leptons. Pour conclure, ce stage a été très enrichissant, il m'a permis d'aborder toute la complexité d'un travail de recherche typique effectué dans le cadre d'une expérience en physique des particules.