

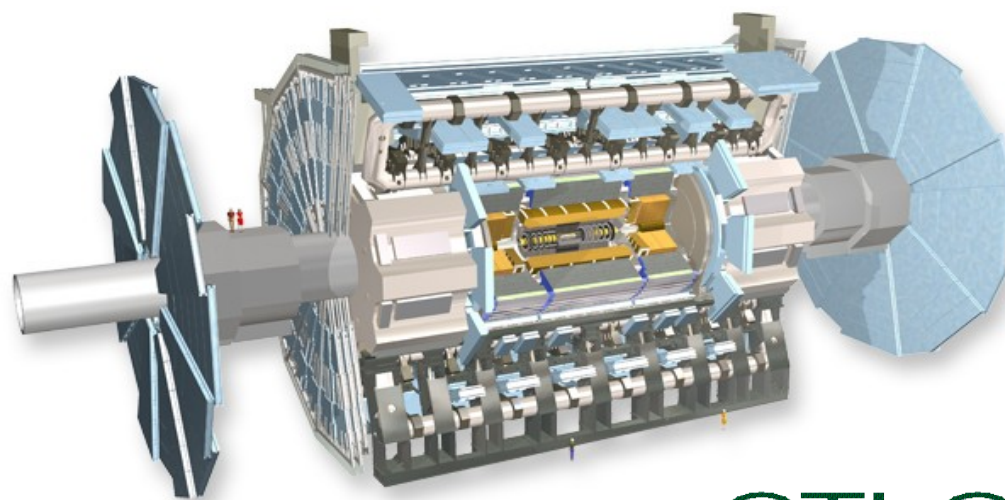
Rapport de stage

effectué au LPNHE, du 28 Mai au 29 Juin 2007

*Participation à l'étude du quark top dans l'expérience
ATLAS située sur le collisionneur protons-protons au LHC*



LPNHE Paris 6-7



ATLAS
LPNHE Paris 6-7

I- Le contexte du stage

1) Le LPNHE

Le LPNHE (Laboratoire de Physique Nucléaire et des Hautes Energies) dépend de l'Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules (IN2P3, institut du CNRS) et des universités de Paris 6 et 7. Il est composé d'un groupe de 62 chercheurs et de 49 ITA (Ingénieurs, Techniciens, Administration). C'est un laboratoire dédié à la physique des particules et des astroparticules.

La physique des particules est l'étude des constituants de la matière ainsi que des interactions fondamentales. Il existe un modèle qui décrit ces interactions et ces constituants élémentaires: le modèle standard. Celui-ci est actuellement la base théorique permettant la description de la matière à l'aide d'un nombre limité de particules et d'interactions (faible, forte, électromagnétique et gravitationnelle). Ce modèle regroupe les particules élémentaires en deux types: les constituants de la matière qui sont des fermions et les particules d'interaction qui sont des bosons.

Parmi les fermions (voir figure 1), on peut distinguer les leptons (le plus connu est l'électron) qui existent à l'état libre, des quarks. Les quarks n'existent pas à l'état libre, ils se regroupent par deux ou par trois pour former des mésons ou des baryons (dont les plus célèbres sont le proton et le neutron). Les mésons et les baryons forment le groupe des hadrons.

Les bosons (voir figure 1) décrivent, quant à eux, les interactions fondamentales. Les gluons véhiculent l'interaction forte, qui s'exerce entre les quarks (et les maintient liés dans les hadrons). Les photons, particules de masse nulle, véhiculent l'interaction électromagnétique. Les bosons W et Z⁰ sont vecteurs de l'interaction faible (qui rend par exemple compte de la radioactivité). L'interaction gravitationnelle serait décrite par une particule non encore observée appelée graviton. Ce modèle est complété par le boson de Higgs qui serait responsable de la masse de toutes les particules et dont la recherche fait l'objet de nombreux travaux.

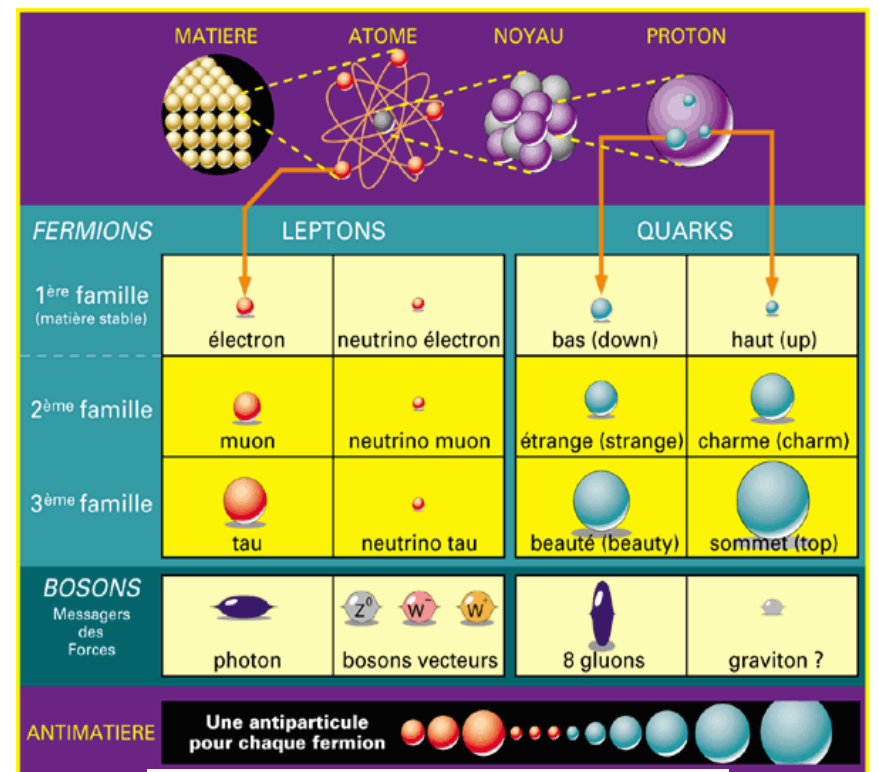


figure 1. Les particules élémentaires

Pour étudier ce modèle et tester ses limites, il faut produire des particules et étudier leurs désintégrations. Pour ce faire, on utilise des collisions qui ont lieu à haute énergie et qu'on réalise avec des accélérateurs. Puis on étudie les produits de ces collisions avec des détecteurs.

Le LPNHE participe à des expériences de physique des particules et d'astroparticules, ce dernier terme désignant des rayons cosmiques de très haute énergie. Ces expériences sont dans tous les cas de grandes collaborations internationales. Elles ont lieu auprès d'accélérateurs de particules ou sur des sites observationnels répartis dans le monde entier. Par ailleurs, le LPNHE abrite une petite équipe de théoriciens en phénoménologie des particules. Certaines de ces expériences prennent déjà des données. Par exemple, D0 accumule des données sur le quark top et la recherche du Higgs, Babar sur la violation de la symétrie CP entre matière et antimatière et sur les mésons beaux. Dans le domaine des astroparticules, de grandes installations au sol comme AUGER et HESS étudient des gerbes atmosphériques engendrées par des photons à haute énergie. D'autres expériences sont à l'étude ou en cours de construction comme le satellite SNAP ou les expériences basées auprès du LHC (Large Hadron Collider), accélérateur protons-protons basé au CERN (Centre Européen pour la Recherche Nucléaire) qui délivrera ses premières collisions en mai 2008.

2) Le groupe ATLAS

Dans le cadre de ce stage, j'ai travaillé au sein du groupe ATLAS (A Toroidal LHC AparatuS), un des quatre détecteurs principaux du LHC. Ce détecteur est construit et étudié par une collaboration internationale d'environ 2000 physiciens venant de 34 pays différents.

Le LHC, accélérateur circulaire de 27 km de circonférence, permettra l'étude des produits de collision protons-protons à 14 TeV dans le centre de masse. Les expériences ATLAS, CMS, ALICE et LHCb situées au LHC (voir figure 2) présentent un intérêt majeur puisqu'elles permettront de contraindre le modèle standard, en validant ou non ses prédictions, et de voir s'il existe une physique au delà de celui-ci.

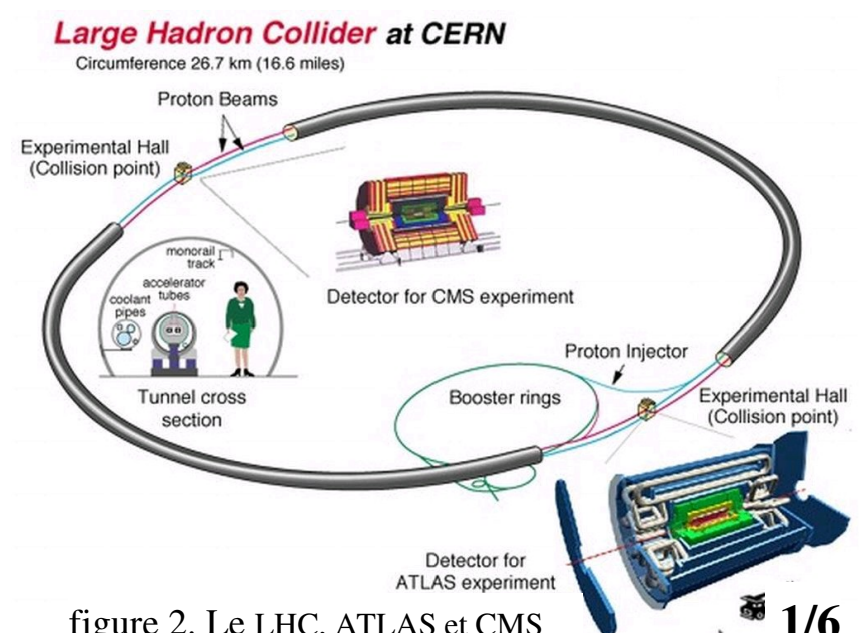


figure 2. Le LHC, ATLAS et CMS

Le détecteur ATLAS (voir figure 3) mesure 44m de long pour 22m de haut. Il permettra l'étude de divers sujets comme la physique du quark top, l'étude des paires de bosons Z^0 ou W ou encore la recherche du boson de Higgs. Il est constitué de plusieurs couches concentriques (voir figure 4) entourant l'axe du faisceau (lieu des collisions). La majeure partie de la détection se fait dans le tonneau (*i.e.* le cylindre) mais l'on peut aussi détecter des particules dans les bouchons (parties planes fermant le cylindre). On peut considérer qu'ATLAS est composé de quatre sous-détecteurs. Le détecteur interne (ou détecteur de traces), plongé dans un champ magnétique, permet de déterminer le lieu des vertex primaires (points de collision) et secondaires (points de désintégration), ainsi que la trajectoire des particules chargées et leurs impulsions (le rayon de courbure de la trace permet de remonter à l'impulsion). La couche suivante est formée par le calorimètre électromagnétique qui permet de mesurer l'énergie des particules électromagnétiques légères (photons et électrons). Ensuite vient le calorimètre hadronique qui permet la détection des quarks. Ceux-ci, lorsqu'ils sont produits, s'hadronisent en jets qui déposent leur énergie dans ce calorimètre. Enfin, la couche externe est formée par le spectromètre à muons qui mesure leur impulsion grâce à un champ toroidal d'axe orthogonal à celui du solénoïde du détecteur interne.

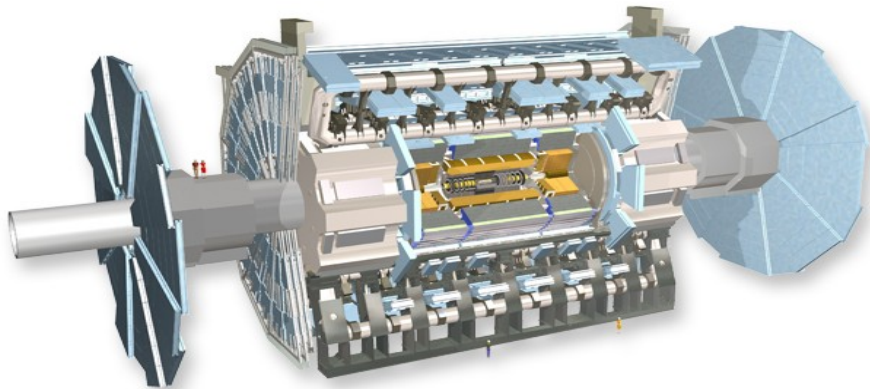


figure 3. Le détecteur ATLAS vu en coupe

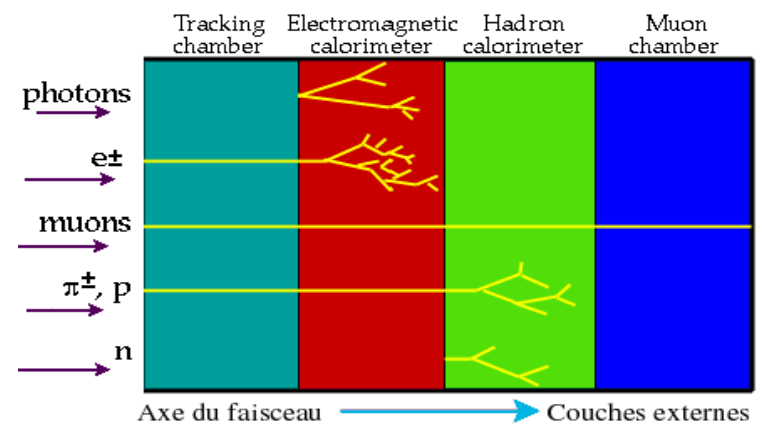


figure 4. Schéma de principe d'un détecteur de particules

Un des nombreux défis qui s'imposent aux chercheurs du groupe ATLAS est la calibration des divers sous-détecteurs et la préparation à l'analyse des données qui seront récoltées. Au cours de ce stage, j'ai pu me familiariser avec cette préparation à l'analyse de données et ainsi avoir une idée de ce que peuvent être les ressources informatiques nécessaires à la mise en route d'une analyse de physique avec un collisionneur de particules tel que le LHC. Je m'attacherai ici à décrire le travail nécessaire à la reconstitution de la masse du quark top et, en particulier, à la sélection du canal:

$$t\bar{t} \rightarrow b\bar{b} W^+ W^- \rightarrow e\nu \mu\nu_\mu b\bar{b}$$

II- Vue d'ensemble du signal $t\bar{t}$

1) L'étude du quark top

Le quark top est le plus lourd des quarks et le dernier à avoir été découvert (1995). C'est donc encore un vaste sujet d'étude. On étudie aussi le quark top parce que sa masse et celle du boson W permettent de remonter à celle du boson de Higgs, particule qui explique, théoriquement, l'existence de toute masse. Mais le top présente aussi un intérêt pour certaines théories au delà du modèle standard. Lors des collisions protons-protons dans le LHC, les gluons et les quarks des protons vont interagir pour former une paire top-antitop ($t\bar{t}$). La section efficace prévue par le modèle standard pour la production de $t\bar{t}$ est $\sigma(t\bar{t}) = 833$ pb, ce qui représente un événement $t\bar{t}$ dans le détecteur toutes les demi secondes. Le quark top est trop instable pour former un hadron (durée de vie: 10^{-24} s), ce qui permet l'étude de sa masse via celle de ses produits de désintégration. Le quark top se désintègre en un W et un quark b. Ensuite, plusieurs scénarii sont possibles. En effet, les W se désintègrent soit en une paire de quarks soit en lepton et un neutrino. Donc il existe trois possibilités:

- le canal hadronique (44%) : les deux W se désintègrent en quarks légers qui s'hadronisent en jets
- le canal semileptonique (45%) : un W se désintègre en quarks, l'autre en un lepton et un neutrino
- le canal dileptonique (11%) : les deux W se désintègrent en un lepton et un neutrino

Le canal hadronique, pour lequel on doit reconstruire six jets, est très brouillé par les bruits de fond, d'une part combinatoires, mais aussi provenant du fait qu'on attend des jets n'ayant pas de rapport avec notre signal dans un collisionneur hadronique.

Le canal semileptonique reste encore brouillé mais la présence d'un lepton à haute énergie rend l'identification de l'événement plus aisée que pour le canal hadronique. De plus, malgré la présence d'énergie transverse manquante (on ne peut pas identifier les neutrinos qui n'interagissent pas, ou très peu, avec la matière), la reconstruction de la masse du top est facilitée par la présence des hadrons.

Le canal dileptonique est intéressant parce qu'il présente une signature très caractéristique, du fait de la présence de deux leptons isolés à haute énergie. Mais la présence des deux neutrinos implique une haute énergie transverse manquante, ce qui rend la reconstruction de la masse du top assez délicate. Le groupe dans lequel j'ai travaillé étudie ce dernier canal avec, pour les leptons, un muon et un électron.

2) Simulation du signal et coupures de sélection

Pour l'instant, le LHC n'est pas encore entré en fonctionnement. Ainsi, afin de préparer l'analyse de données réelles, les chercheurs avec lesquels j'ai fait ce stage travaillent sur des simulations informatiques des collisions. Cette analyse préalable permet l'élaboration de critères appelés "coupures de sélection". Par la suite, lors de l'arrivée des premières données délivrées par le collisionneur, les physiciens pourront comparer les données réelles et les données simulées. La concordance entre ces deux types de données révélera la compréhension que les physiciens ont du détecteur ATLAS et les divergences permettront de remettre en question les simulations Monte Carlo du détecteur, afin de les rendre les plus réalistes possible. Tout cela permettra, à terme, une analyse plus précise des données physiques mises en jeu lors des processus de physique des particules.

Quand on traite un événement (toute collision donnant lieu à de l'activité dans le détecteur), on commence par reconstruire et identifier les particules qui ont traversé le détecteur. Par exemple, pour identifier un électron, on étudie la zone du détecteur où il dépose de l'énergie et la forme de ce dépôt; on pourra alors dire, avec plus ou moins de certitude, qu'on était en présence d'un électron avec telle impulsion, telle trace associée à son passage et tel angle avec l'axe du faisceau. Puis on tente de comprendre quelle réaction a eu lieu. Par conséquent, afin de sélectionner correctement une réaction, on impose aux particules détectées de respecter certains critères.

Ainsi, pour les réactions $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b} W^+ W^- \rightarrow e\nu \mu\nu_\mu b\bar{b}$, les premiers critères de sélection sont la présence d'un électron, d'un muon, de deux jets (issus des b) et d'énergie transverse manquante.

III- Sélection du signal $t\bar{t}$ en dileptons avec le détecteur ATLAS

1) L'environnement software

Les données sur lesquelles Sophie Trincaz – Duvoid travaille ont déjà subi de nombreux traitements de reconstruction et de calibration. Elles sont prêtes pour une exploitation graphique. On traite ces données grâce à un environnement de programmation c++. Concrètement, on exploite des fichiers avec des variables précises (comme le nombre d'électrons détectés) et on effectue des coupures de sélection en fonction des critères que l'on a choisis (par exemple, on garde des événements avec un électron). On crée ainsi des histogrammes que l'on exploite avec le logiciel graphique ROOT.

Les programmes de simulation et de reconstruction sont en constante évolution, on affine toujours les valeurs des variables et fréquemment on passe à une nouvelle version de programme. Un des buts de ce stage était d'observer les similitudes et les différences entre une ancienne et une nouvelle version. Ceci m'a permis, avec ma responsable de stage, de modifier des morceaux de code afin d'adapter les anciennes variables aux critères plus fins apportés par cette nouvelle version. De plus, j'ai pu créer les histogrammes et graphes correspondant à la nouvelle version et ainsi observer les différences avec l'ancienne, tout en adaptant certains critères de sélection. Les graphes qui suivent sont issus des programmes que j'ai écrits.

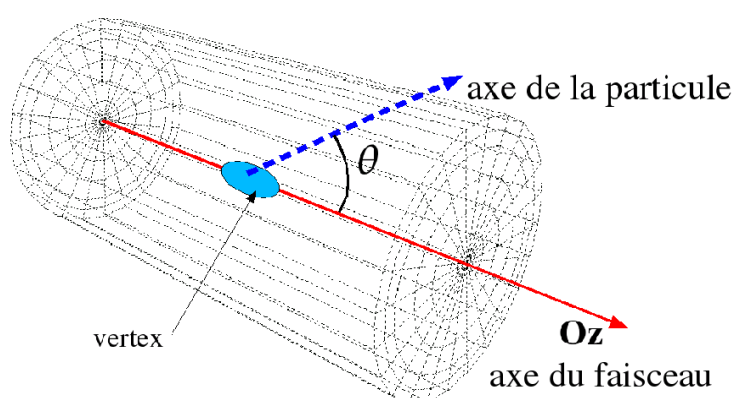
2) Sélection du signal $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b} W^+ W^- \rightarrow e\nu \mu\nu_\mu b\bar{b}$

a) La signature du signal $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b} W^+ W^- \rightarrow e\nu \mu\nu_\mu b\bar{b}$

Les variables P_t et η :

P_t est l'impulsion transverse. Lors de la désintégration de $t\bar{t}$, les leptons et les jets possèdent une grande impulsion. Afin de sélectionner le signal et de rejeter le bruit de fond, on applique la coupure $P_t > 20 \text{ GeV}/c$ (dans le référentiel du détecteur) sur ces particules.

figure 5. Schéma du détecteur



η est la pseudo-rapacité. Cette variable mesure l'angle entre la trajectoire des particules et l'axe du faisceau. η est fonction de l'angle θ (voir figure 5) via la formule suivante:

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

La coupure appliquée sur les leptons et les jets est $|\eta| < 2,5$, ce qui correspond à un angle $\theta = 16^\circ$. Concrètement, on coupe ce qui est détecté au niveau du bouchon (partie plane qui ferme le cylindre) dont la calibration est très délicate.

On impose aussi le fait que les charges de l'électron et du muon soient opposées (dans le détecteur interne, les trajectoires des particules chargées ne sont pas courbées dans le même sens). On impose aux jets de ne pas être identifiés comme des électrons ou des photons. On demande aussi que les leptons soient bien identifiés suivant de multiples critères.

Enfin, on effectue une coupure finale sur l'impulsion transverse totale **HT** ($HT = Pt_{\text{électron}} + Pt_{\text{muon}} + Pt_{\text{Jet1}} + Pt_{\text{Jet2}}$) soit $HT > 210 \text{ GeV}/c$, ce qui est révélateur de la grande quantité d'énergie déposée dans le détecteur pour ces événements $t\bar{t}$.

Lors de mon stage, j'ai aussi travaillé sur les critères d'identification des leptons et, pour ce faire, j'ai utilisé des événements $Z^0 \rightarrow e^+ e^-$ et $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

b) Tests sur l'identification des électrons pour $Z^0 \rightarrow e^+ e^-$:

Pour tester les critères d'identification des électrons, on utilise des événements simulés $Z^0 \rightarrow e^+ e^-$. Nous avons sélectionné les électrons suivant trois critères: la coupure sur **Pt**, la coupure sur η et le critère **isEM()**. Ce dernier critère correspond à la détection de l'électron dans le détecteur interne et dans le calorimètre électromagnétique, ainsi qu'à la correspondance spatiale de la trace (détecteur interne) et du dépôt d'énergie (calorimètre). Afin de mesurer l'efficacité d'identification des électrons dans le canal $Z^0 \rightarrow e^+ e^-$, j'ai tracé l'histogramme correspondant à la masse du Z^0 avant coupure sur **isEM()** et après coupure. La répartition des Z^0 autour de $91 \text{ GeV}/c^2$ (masse théorique du Z^0) est modélisée par une gaussienne. On modélise le bruit de fond par un polynôme d'ordre 2. On ajuste alors la répartition des Z^0 par la gaussienne ajoutée au polynôme. L'aire de la gaussienne est proportionnelle au nombre de Z^0 . On définit alors l'efficacité d'identification ϵ comme le rapport du nombre de Z^0 reconstruits avant coupure sur **isEM()** par le nombre de Z^0 après coupure.

On obtient ici une efficacité $\epsilon = 63\%$ (voir figure 6). L'efficacité obtenue pour l'ancienne version du programme de reconstruction était de 76% (voir figure 7). Cette différence s'explique par le fait que les nouvelles simulations modélisent mieux ATLAS: il y a plus de matière avant les calorimètres donc moins d'électrons sont détectés et l'efficacité diminue.

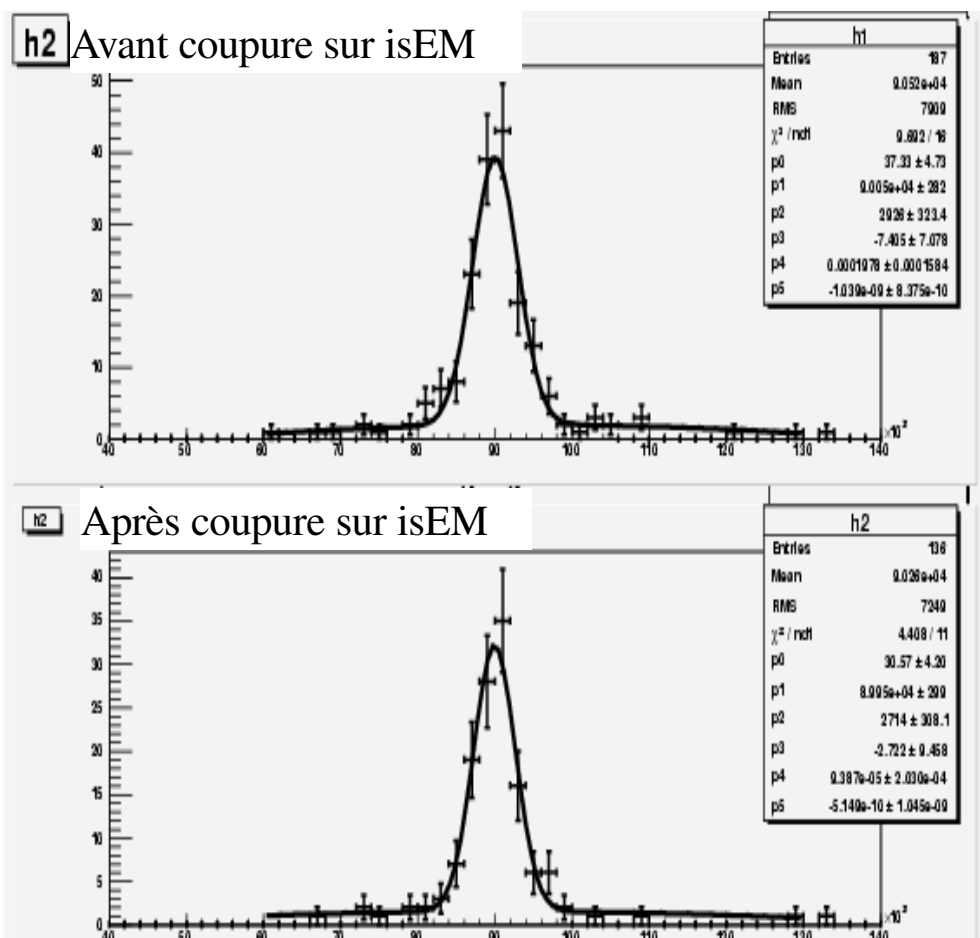


figure 6. Répartition des paires d'électrons selon leur masse
ANCIENNE VERSION

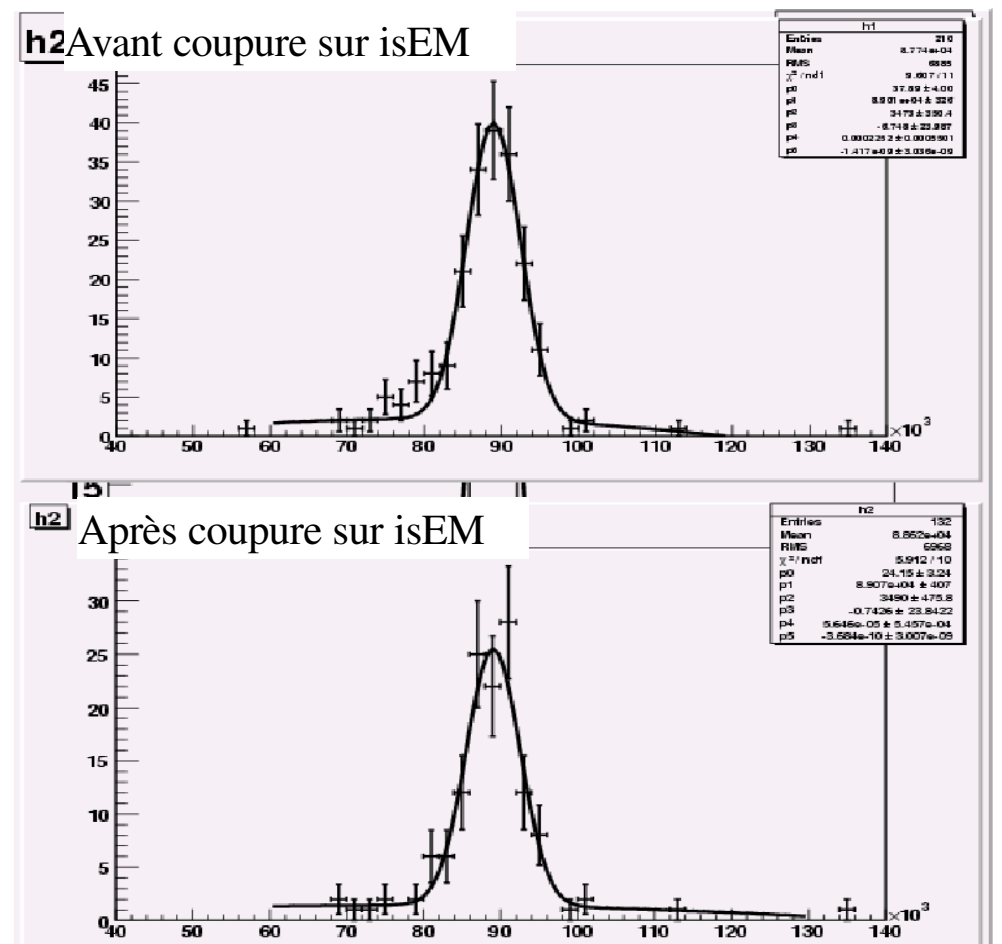


figure 7. Répartition des paires d'électrons selon leur masse
NOUVELLE VERSION

c) Tests sur l'identification des muons pour $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$:

Pour tester les critères d'identification des muons, on utilise des événements simulés $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Nous avons sélectionné les muons suivant cinq critères: la coupure sur **Pt**, la coupure sur η , le critère **isCombinedMuon()** (présence de traces de muons dans le détecteur interne et dans le spectromètre à muons) et des coupures sur les variables appelées "matchChi2OverDoF" et "fitChi2OverDoF".

matchChi2OverDoF est la variable contenant le χ^2 correspondant à l'interpolation linéaire entre les diverses traces du détecteur interne et le dépôt d'énergie dans le spectromètre. **fitChi2OverDoF** est la variable contenant le χ^2 correspondant à l'ajustement des traces et du dépôt sélectionnés par la précédente coupure.

J'ai travaillé à l'amélioration des coupures sur les deux variables précédentes. Ainsi, comme pour les électrons, j'ai tracé des graphes de ces variables en fonction de la masse du Z^0 reconstruit. La figure 8 montre le graphe réalisé pour **matchChi2OverDoF**. On constate que pour des valeurs de **matchChi2OverDoF** supérieures à 5 la masse du Z^0 est centrée sur sa valeur théorique, ce qui indique la présence de bons muons. On suivra alors la prescription de la communauté en effectuant la coupure **matchChi2OverDoF** < 30. De même, on effectue la coupure **fitChi2OverDoF** < 30. On conserve ainsi 99,4% des muons (voir figure 9).

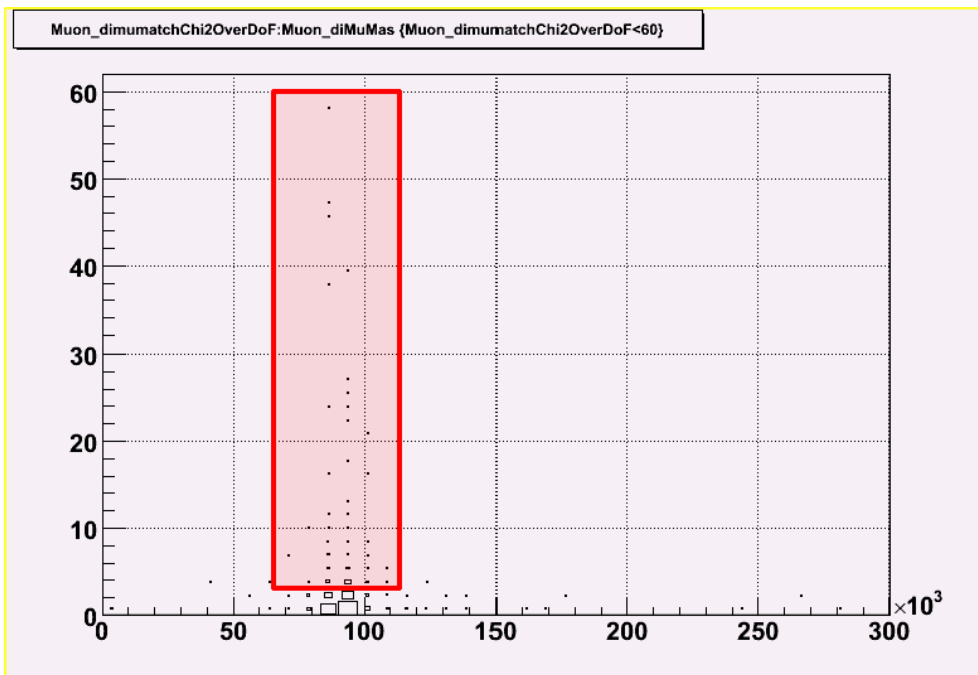


figure 8. **matchChi2OverDoF** en fonction de la masse de la paire

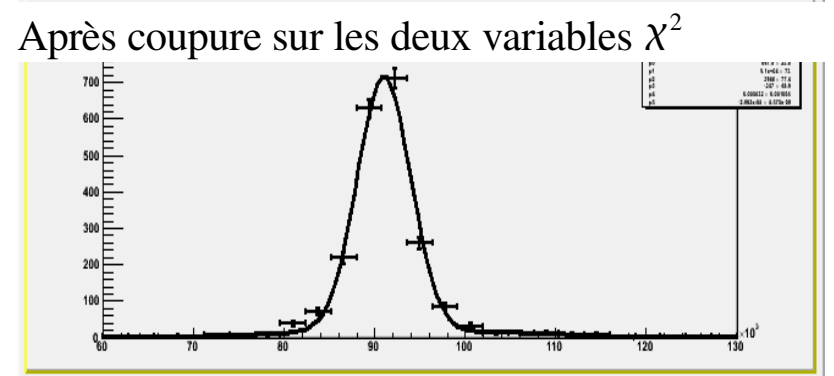
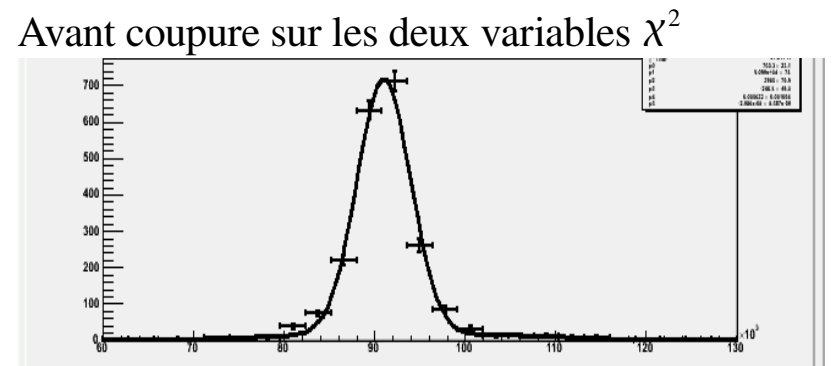


figure 9. Répartition des paires selon leur masse

La figure 10 montre la répartition de la variable **matchChi2OverDoF**. On observe un pic en dessous de 0,1 qui semble étonnant vue l'allure générale de l'histogramme.

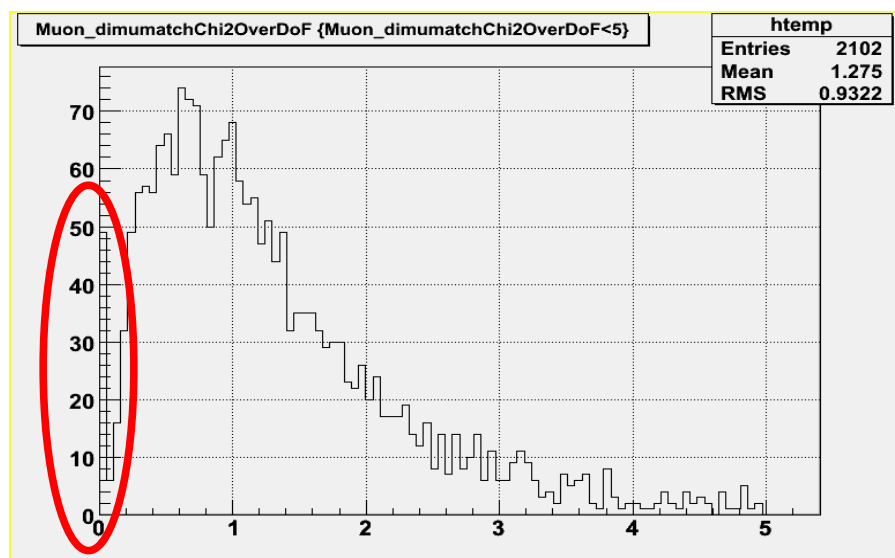


figure 10. Répartition des paires en fonction de **matchChi2OverDoF**

En affinant l'analyse sur cette variable, on constate qu'elle est répartie uniformément sur l'axe de masse du Z^0 pour des valeurs inférieures à 0,02 (voir figure 11). Ce dernier point est caractéristique du bruit de fond, on effectuera donc la coupure **matchChi2OverDoF** < 0,02, ce qui améliorera la pureté du signal.

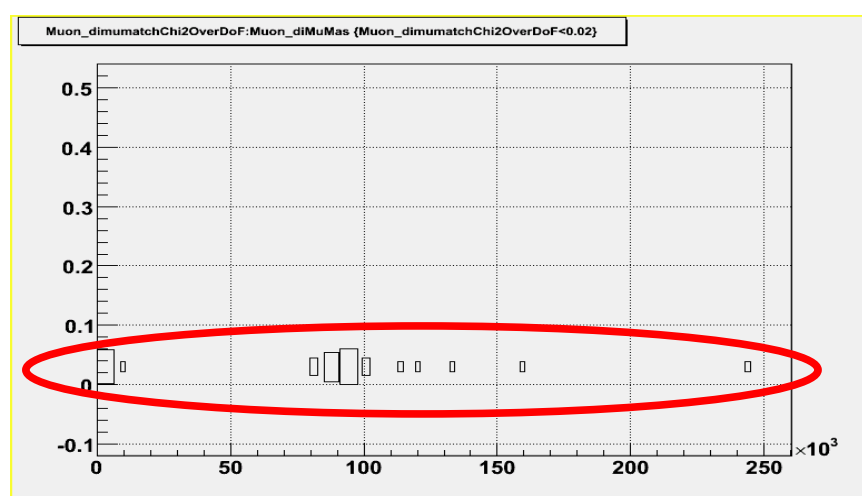


figure 11. **matchChi2OverDoF** en fonction de la masse de la paire, pour **matchChi2OverDoF** < 0,02

J'ai effectué, en plus de ce qui a été dit précédemment, un travail assez important de compréhension de ces variables dont tous les résultats ne peuvent apparaître ici. En annexe, se trouvent un programme et un histogramme en trois dimensions reflétant une partie de ce travail.

IV- Conclusion

L'exposé qui a été fait ici sur la sélection du signal $t\bar{t}$ en dileptons (électron et muon) est loin d'être exhaustif. Il existe de nombreuses variables étudiées par le groupe de recherche dans lequel j'ai été intégré qui permettent d'augmenter la pureté du signal. Par exemple, le travail de sélection qui a été approfondi pour les électrons et les muons sera aussi effectué pour les jets. C'est d'ailleurs ce à quoi je vais me consacrer en juillet. De même, une partie des fichiers qui contiennent ce qui a été généré par la simulation n'était pas lisible. Pour accéder à cette information, il faut une modification profonde du code qui n'est pas encore achevée. Cette information est nécessaire pour affiner les coupures de sélection dans la mesure où elle permet une étude comparée de ce que nous sélectionnons et de ce qui est effectivement généré. Ces travaux permettraient de mesurer le rapport signal sur bruit et ainsi d'avoir une meilleure précision lors des mesures réelles d'ici quelques mois.

Je n'ai pas pu, dans ce rapport, décrire l'ensemble du travail effectué durant ces dernières semaines. En particulier, le but premier de ce stage était le changement de version et sa validation. Il a donc fallu passer de nombreuses heures à modifier le code. La simulation en physique est astreinte à ces modifications parfois fastidieuses, mais il ne faudrait pas penser qu'elles ne présentent qu'un intérêt informatique. Elles permettent de comprendre les données qui sont manipulées, d'adapter les outils d'analyse qui sont mis à disposition en fonction de l'évolution des ressources, ce qui mène à une analyse de physique plus fine. Une fois ce code mis à jour, il m'a fallu comparer les variables de l'ancienne et de la nouvelle version qui ne se réduisent pas à celles que j'ai pu montrer ici. Comprendre pourquoi telle ou telle variable a évolué n'est pas toujours aisé et pourtant cette démarche est essentielle à la compréhension de ce qui se passe dans le détecteur. Ceci a d'ailleurs été montré dans la partie sur les électrons. De plus, afin de comprendre le signal de $t\bar{t}$, il a fallu travailler sur ceux de $Z^0 \rightarrow e^+ e^-$ et $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Il a fallu comprendre comment les signaux auxquels nous avons accès sont générés. Il a aussi fallu comprendre ce qui passe dans l'accélérateur et dans le détecteur. Une collaboration comme celle qui travaille sur ATLAS est nécessairement fragmentée afin de traiter chaque type de problème qui se pose, de l'élaboration du détecteur à l'analyse de physique en passant par la collection du signal. Pourtant une vision d'ensemble est essentielle à l'assemblage du puzzle et c'est ce qui m'a captivé tout au long de ce stage.

Je pense que ce stage a été très enrichissant. D'une part, j'ai pu être initié à la physique des particules et observer ce qu'est un travail de recherche, mais j'ai aussi pu participer à la vie d'un laboratoire au quotidien. J'ai par exemple eu l'occasion d'assister à de nombreuses conférences sur des sujets divers touchant à l'astrophysique et à la physique des particules. Je dois avouer que cela m'incite encore plus à m'orienter vers la recherche dans la mesure où c'est par définition une voie en perpétuel mouvement, où l'on affine constamment les connaissances relatives à son domaine et à ceux qui le jouxtent. Enfin, un autre événement intéressant se profile, puisque j'ai l'occasion d'aller faire une visite au CERN le 5 juillet.

Remerciements:

Je tiens à remercier Sophie Trincaz-Duvoid pour m'avoir permis de faire ce stage. J'ai eu l'occasion d'entrevoir ce que pouvait être le monde de la recherche et ce dans une ambiance très agréable (raison pour laquelle je le prolonge). De plus, Sophie Trincaz-Duvoid a toujours pris la peine de répondre à mes nombreuses questions, elle a su m'orienter pas à pas vers des travaux de plus en plus complexes et elle m'a incité à comprendre la physique sous-jacente à ce code auquel je ne comprenais rien au premier abord. Je me sens grandi du fait de son exigence et de sa compétence. Je tiens aussi à remercier Pietro Cavalleri pour son aide et sa disponibilité lorsque j'étais bloqué. Enfin je remercie Didier Lacour pour sa constante bonne humeur et pour son attention lorsque Sophie Trincaz-Duvoid était en déplacement.

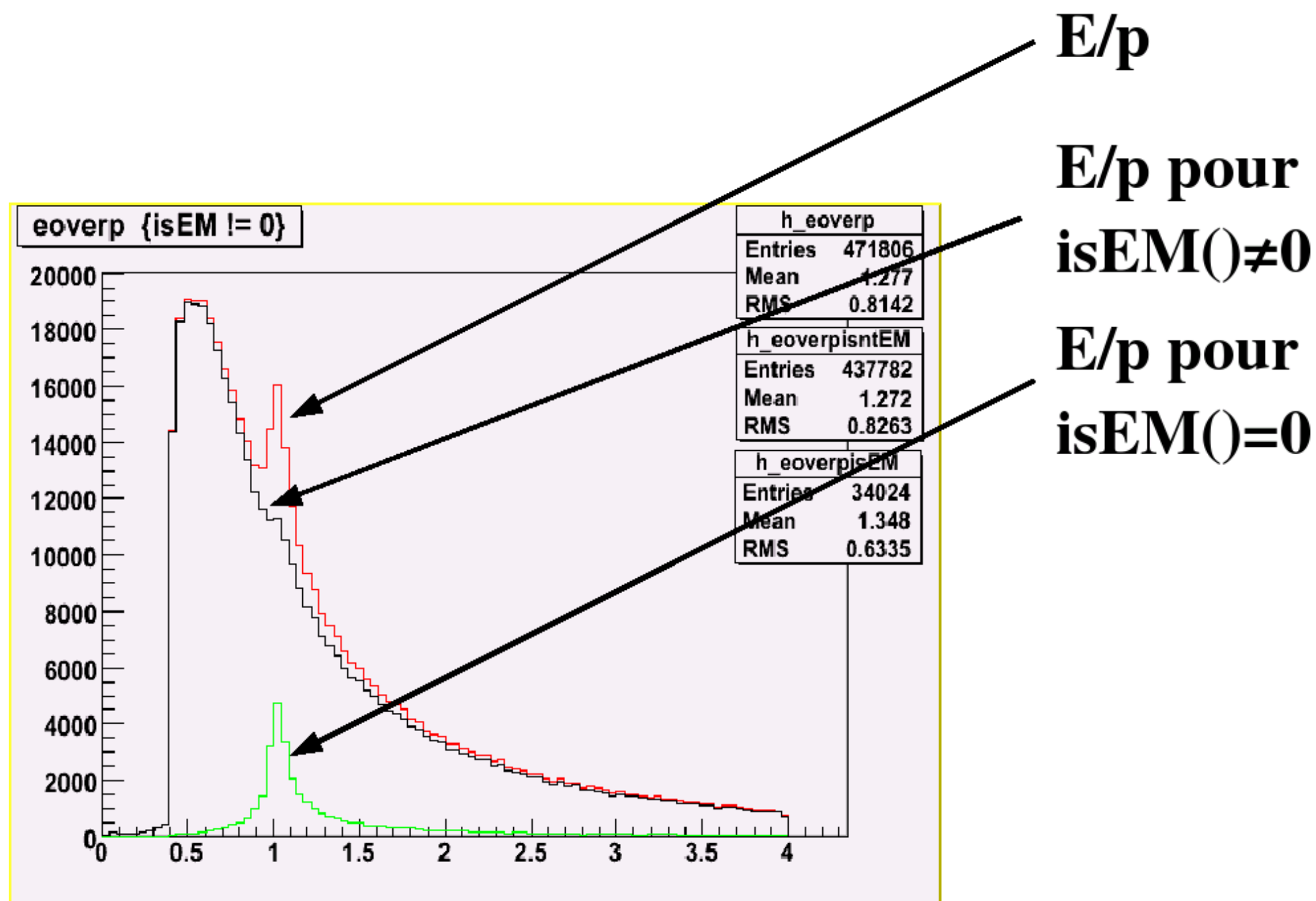
V- Annexe

Les trois feuilles qui constituent cette annexe sont, selon moi, de bons exemples du travail que j'ai pu réaliser durant ce stage, à savoir la compréhension des variables étudiées et des coupures, la création de programmes et la comparaison entre l'ancienne et la nouvelle version des données.

Compréhension des variables et des coupures:

Les électrons qui sont détectés possèdent a priori une impulsion très grande devant leur masse ($0,5 \text{ MeV}/c^2$). La relation d'Einstein $E^2 = p^2 + m^2$ devient alors $|E/p| \approx 1$. Donc une coupure sur **isEM()** devrait induire la présence d'un pic en 1 pour la quantité $|E/p|$ lorsqu'elle est appliquée à un électron.

Ici, on a appliqué sur les électrons détectés les coupures sur **Pt** et **η** puis tracé trois courbes: E/p , E/p avec **isEM()** $\neq 0$ et E/p avec **isEM()** = 0. On observe bien la présence d'un pic en 1 pour ce dernier histogramme.



La variable **isEM()** est donc, aux vues de ces histogrammes, une variable primordiale à la sélection des électrons puisque, d'une part, la courbe de E/p pour **isEM()** = 0 est très piquée (peu de bruit de fond est sélectionné) mais aussi parce que la courbe de E/p pour **isEM()** $\neq 0$ est très lisse, ce qui signifie que nous n'avons pas "oublié" d'électrons en appliquant notre coupure.

Création de programmes:

Voici le programme tapé pour tracer l'influence des coupures appliquées à **matchChi2OverDoF** et à **fitChi2OverDoF** sur l'identification des Z^0 pour le canal $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

```

{
TFile *file = new TFile("AANT.1206.tbar.root");
TTree *tree = (TTree*)file->Get("CollectionTree");
TH1F *h2=new TH1F("h2","h2",35,60e3,130e3);
TH1F *h1=new TH1F("h1","h1",35,60e3,130e3);
TF1 *ffit1 = new TF1("ffit1", "gaus(0)+pol2(3)",60e3,130e3);
TF1 *ffit2 = new TF1("ffit2", "gaus(0)+pol2(3)",60e3,130e3);

float matchcut, fitcut;
Int_t nf=25;
Int_t jf=0;
Int_t nm=25;
Int_t jm=0;
Int_t np=nf*nm;
Int_t N=0;
Double_t *rx=0, *ry=0, *rz=0;
Double_t *ex=0, *ey=0, *ez=0;
Double_t *rxm=0, *rym=0;
Double_t *exm=0, *eym=0;
Double_t *rxm=0, *rym=0;
Double_t *exm=0, *eym=0;

rx = new Double_t[np];
ry = new Double_t[np];
rz = new Double_t[np];
ex = new Double_t[np];
ey = new Double_t[np];
ez = new Double_t[np];

rxm = new Double_t[nm];
rym = new Double_t[nm];
exm = new Double_t[nm];
eym = new Double_t[nm];

rx = new Double_t[nf];
ry = new Double_t[nf];
ex = new Double_t[nf];
ey = new Double_t[nf];

tree->Draw("Muon_diMuMas>>h1");

//fit de la gaussienne sans cut

/* TCanvas *Ch1=new TCanvas ("Ch1","Ch1",1);
h1->Draw();*/
ffit1.SetParameters(800,91e3,10e3,0,0,0);
h1.Fit("ffit1");
float f1=fabs(ffit1.GetParameter(0))*(ffit1.GetParameter(2));
float incert1=sqrt(pow(ffit1.GetParameter(0)*ffit1.GetParError(2),2)+
pow(ffit1.GetParameter(2)*ffit1.GetParError(0),2));

FILE *p1;
p1=fopen("newdonnee_fitmatchcut.txt","w");

//boucle sur les differentes valeurs de fitcut et matchcut

for(float i=0.;i<nm;i++) {
for(float j=0.;j<nf;j++) {
matchcut=1.6+i*0.2;
fitcut=1.1+j*0.05;
char coupure[100];
sprintf(coupure,"Muon_dimumatchChi2OverDoF<%f && Muon_dimufitChi2OverDoF<%f",matchcut,fitcut);
TCut cut1 = coupure;
tree->Draw("Muon_diMuMas>>h2",coupure);
tree->Draw("Muon_dimumatchChi2OverDoF>>h3");
tree->Draw("Muon_dimufitChi2OverDoF>>h4");

//fit de la gaussienne avec cut

/* TCanvas *Ch2=new TCanvas ("Ch2","Ch2",1);
h2->Draw();*/
ffit2.SetParameters(800,91e3,10e3,0,0,0);
h2.Fit("ffit2");
float f2=fabs(ffit2.GetParameter(0))*(ffit2.GetParameter(2));
float valeur = f2/f1;

float incert2=sqrt(pow(ffit2.GetParameter(0)*ffit2.GetParError(2),2.)+pow(ffit2.GetParameter(2)*ffit2.GetParError(0),2.));
float incertitude=sqrt(pow(incert2/f1,2.)+pow(f2*incert1/pow(f1,2.),2.));
fprintf(p1,"%f %f %f %f\n",matchcut,fitcut,valeur,incertitude);

rx[N] = matchcut;
ry[N] = fitcut;
rz[N] = valeur;
ex[N] = 0.;
ey[N] = 0.;
ez[N] = incertitude;

if(fitcut==2.0 || j==18 ){
rxm[jm] = matchcut;
rym[jm] = valeur;
exm[jm] = 0.;
ezm[jm] = incertitude;
jm++;
}

if(matchcut==5.2 || i==18.0){
rx[jf] = fitcut;
ry[jf] = valeur;
ex[jf] = 0.;
ez[jf] = incertitude;
jf++;
}

N++;
}
}

fclose(p1);

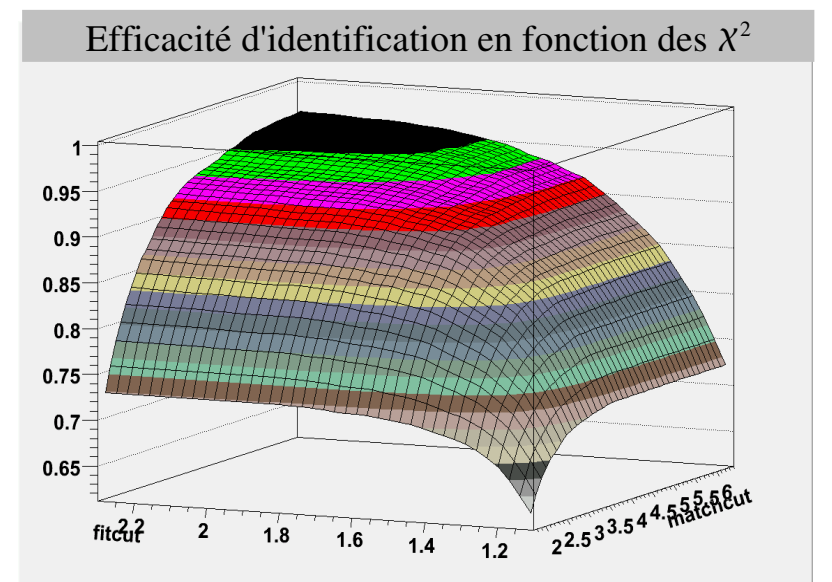
//Creation des graphes

TCanvas *C1=new TCanvas ("C1","C1",1);
TGraph2DErrors *dte = new TGraph2DErrors(np, rx, ry, rz, ex, ey, ez);
dte->SetTitle("Efficacite d'identification de Z");
dte->GetXaxis()->SetTitle("matchcut");
dte->GetYaxis()->SetTitle("fitcut");
dte->Draw("surf1");

TCanvas *C2=new TCanvas ("C2","C2",1);
TGraphErrors *dtmatch = new TGraphErrors(nm, rxm, rym, exm, ey);
dtmatch->SetTitle("Efficacite d'identification de Z pour fitcut=2.0");
dtmatch->GetXaxis()->SetTitle("matchcut");
dtmatch->SetMarkerStyle(21);
dtmatch->Draw("ALP");
C2->SetGrid();

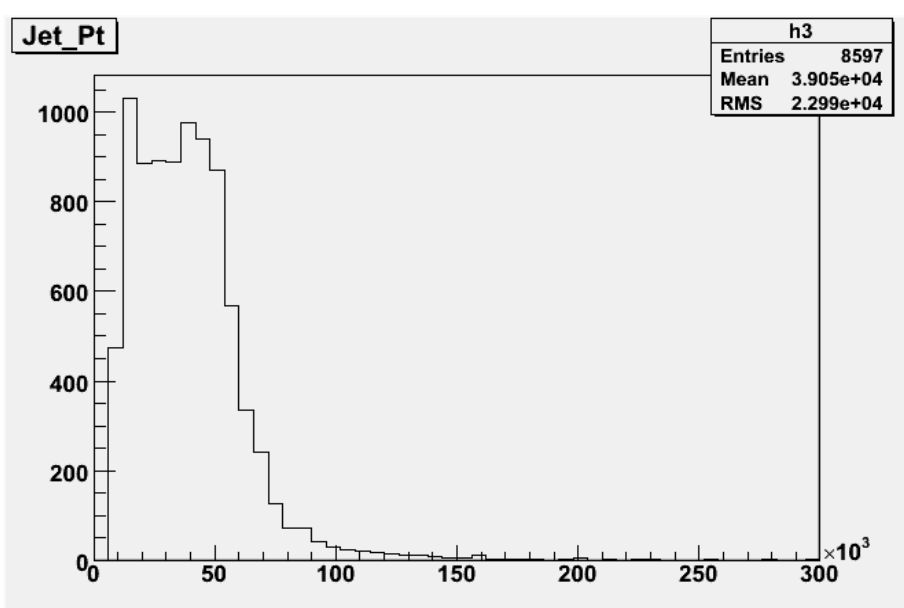
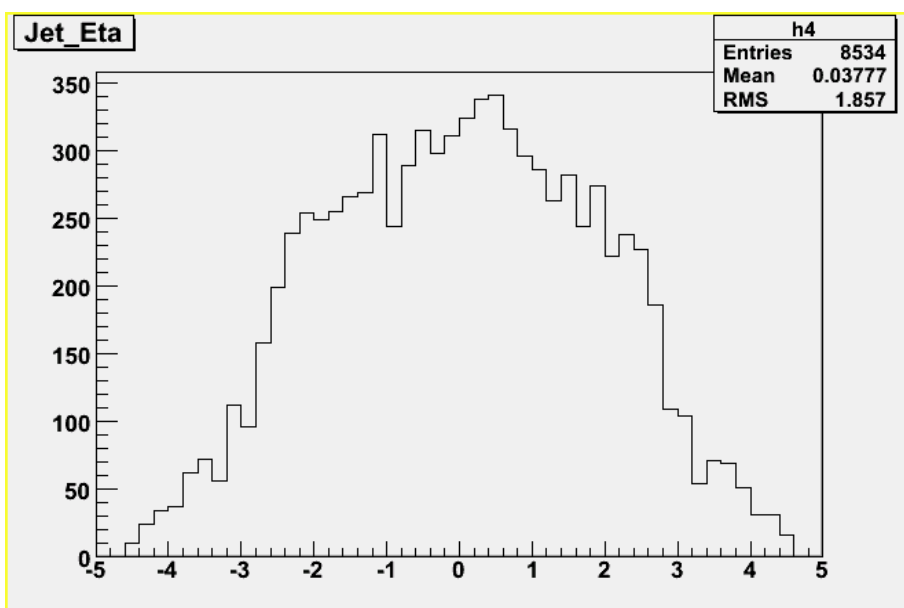
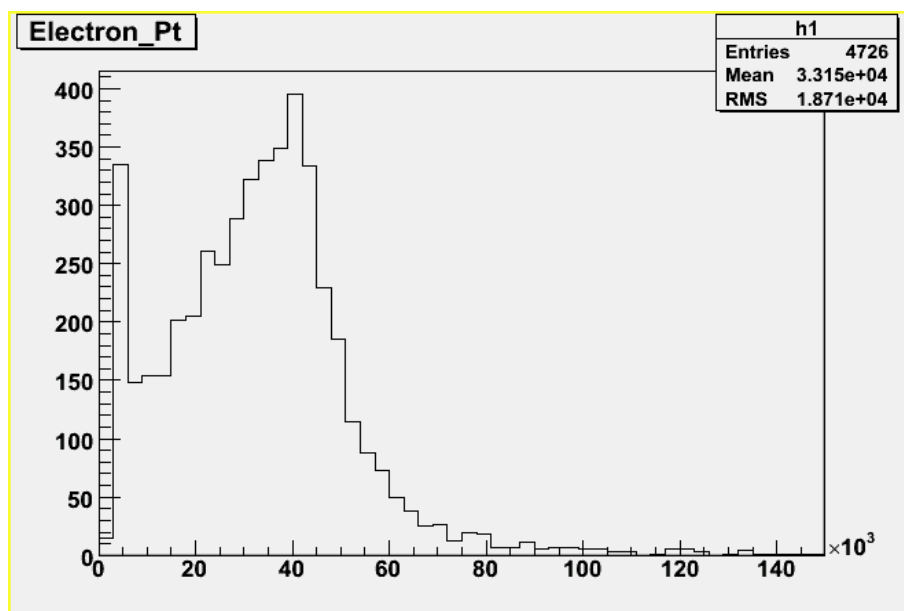
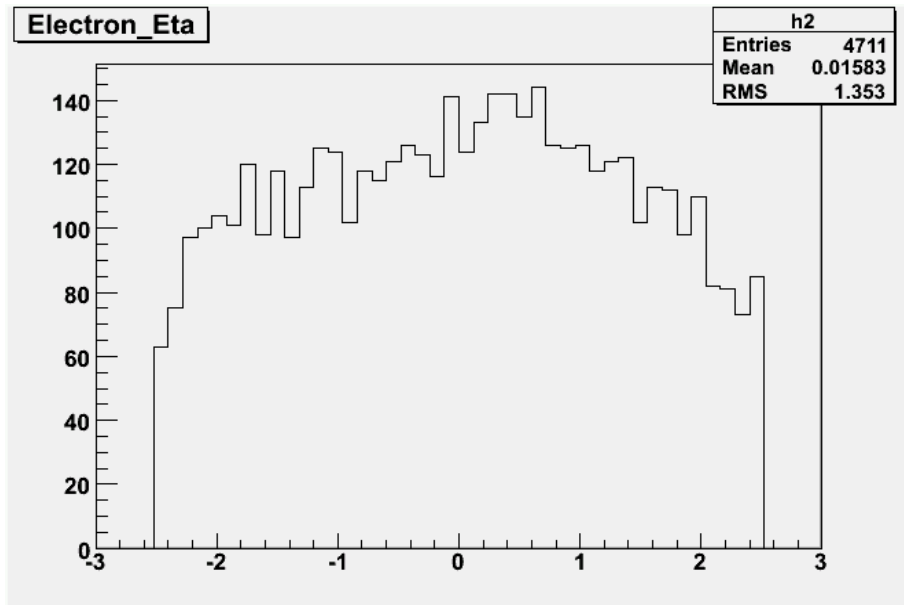
TCanvas *C3=new TCanvas ("C3","C3",1);
TGraphErrors *dtfit = new TGraphErrors(nf, rxf, ryf, exf, eyf);
dtfit->SetTitle("Efficacite d'identification de Z pour matchcut=5.2");
dtfit->GetXaxis()->SetTitle("fitcut");
dtfit->SetMarkerStyle(21);
dtfit->Draw("ALP");
C3->SetGrid();
}

```



Voici une partie du travail effectué pour les jets et les électrons. On ne montre que les variables **Pt** et η . On pourra discuter, lors de la présentation, des différences observées...

ANCIENNE VERSION



NOUVELLE VERSION

