



Rapport de stage de 2^eannée

Recherche de Supersymétrie dans le cadre de l'expérience LHCb

Organisme d'accueil :

École Polytechnique Fédérale de Lausanne
Laboratoire de Physique des Hautes Énergies
EPFL SB IPEP LPHE BSP
Cubotron CH-1015 Lausanne

Auteur :

Alexis VALLIER
Filière Physique Nanoscience
alexis.vallier@phelma.grenoble-inp.fr

Maître de Stage :

Prof. Aurélio BAY
Directeur du LPHE
Aurelio.Bay@epfl.ch

Remerciements

Je tiens à remercier le Professeur Aurélio BAY de m'avoir accueilli dans son laboratoire en m'accordant de son temps avec bienveillance . Sans sa générosité je n'aurais pu réaliser cette expérience enrichissante.

Je remercie Stéphane Tourneur pour son aide toujours précieuse, le partage de ses connaissances, et les discussions passionnantes à la pause café. Merci aussi à tous les doctorants du LPHE, toujours prêts à répondre à mes questions. Ils m'ont permis de passer un séjour enrichissant et de découvrir la culture Suisse.

Enfin, je remercie Erika Lüthi et Esther Hoffmann pour leur gentillesse et leur accueil chaleureux.

Sommaire

Introduction	5
1 Le Contexte du stage	6
1.1 Le LPHE	6
1.2 Le LHC	6
1.3 L'expérience LHCb	7
2 Cadre théorique de l'étude	9
2.1 Le modèle standard	9
2.1.1 Fermions : les constituants de la matière	9
2.1.2 Bosons : les vecteurs des interactions fondamentales	9
2.1.3 Les symétries discrètes	10
2.2 Mécanisme de Higgs	10
2.3 Limites du modèle standard	10
2.4 La supersymétrie	10
3 Simulation Monte-Carlo de signal supersymétrique trilepton	12
3.1 Origine du sujet	12
3.2 Objectifs	13
3.3 Outils	13
3.3.1 Pythia	13
3.3.2 Paw	14
3.4 Méthode	14
3.4.1 Génération	14
3.4.2 Analyse et Reconstruction	17
3.4.3 Extraction du signal : Coupures	17
4 Analyse et Résultats	20
4.1 Signal	20
4.2 Bruit	21
4.2.1 Bruit WZ	21
4.2.2 Bruit $t\bar{t}$	21
4.3 Coupures	23
4.3.1 Coupure trilepton	23
4.3.2 Coupure sur $M(Z0)$	23
4.3.3 Coupure d'isolation	26
4.3.4 Coupure sur P_{tmiss}	26
4.4 Section minimale de production du signal	28
Conclusion	29
Bilan personnel	30
A Exemple de listing PYTHIA	31
B Paramètres du MSSM	32

Table des figures

1.1	Le LHC	7
1.2	Le détecteur LHCb,dans le plan vertical	8
3.1	Signal supersymétrique trilepton	12
3.2	Bruit standard trilepton	16
4.1	Distributions Pt et η des 3 leptons du signal	20
4.2	Distributions Pt et η des leptons du bruit WZ	21
4.3	Distributions Pt et η des leptons du bruit $t\bar{t}$	22
4.4	Distribution de la masse du Z^0 reconstruit après coupure trilepton	24
4.5	SNR et efficacité de détection en fonction de la coupure MZO	25
4.6	Distribution de la masse du Z^0 reconstruit après coupure trilepton et MZO	25
4.7	SNR et efficacité de détection en fonction de la coupure d'isolation	26
4.8	Distribution de P_{tmiss}	27
4.9	Distributions de $M(Z^0)$ après toutes les coupures	27

Liste des tableaux

2.1	Particules du modèle standard	11
3.1	Masses des neutralinos et charginos dans le modèle utilisé	15
4.1	Nombre d'événements passant la cascade de coupures	28

Introduction

Dans le cadre de mes études en école d'ingénieur à PHELMA, j'ai effectué mon stage de fin de deuxième année dans un laboratoire de recherche en physique des particules, le *Laboratoire de Physique des Hautes Énergies* (LPHE) de l'*École Polytechnique Fédérale de Lausanne* (EPFL, Suisse). J'ai eu la chance de travailler pendant deux mois et demi dans cette enceinte, expérience très formatrice et consolidant mon projet professionnel. En effet, j'envisage de faire de la recherche dans ce domaine, à la suite du Master2-recherche « Physique Subatomique et Astroparticules » de l'*Université Joseph Fourier* de Grenoble, que je vais suivre dès la prochaine rentrée. Ce document constitue une synthèse du travail effectué au cours de ce stage.

L'objet d'étude fut la détection d'un signal supersymétrique trilepton dans le cadre de l'expérience LHCb. La théorie actuelle expliquant l'ensemble des particules élémentaires détectées à ce jour, appelée Modèle Standard, est incomplète. La Supersymétrie est une théorie proposée pour compléter le modèle standard. Elle conduirait à admettre l'existence de nouvelles particules. Mais cette théorie n'a encore jamais été détectée expérimentalement. Il est donc intéressant de réaliser une simulation Monte-Carlo, pour savoir s'il est possible de détecter un signal supersymétrique dans l'expérience LHCb du CERN. Le signal supersymétrique étudié ici produit trois leptons, issus de bosons Z^0 et W^\pm , eux mêmes issus des particules supersymétriques neutralino et chargino.

Le premier chapitre présente brièvement le cadre du stage, notamment le LPHE et l'expérience LHCb. Le strict nécessaire théorique pour la compréhension de l'étude est abordé dans le deuxième chapitre. Le chapitre suivant expose le sujet, la méthode d'étude et les outils informatiques utilisés. Enfin l'analyse et les résultats qui en découlent sont présentés dans le dernier chapitre.

Chapitre 1

Le Contexte du stage

1.1 Le LPHE

Le Laboratoire de Physique des Hautes Énergies est rattaché à l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL). Il concentre ses recherches dans le domaine des particules élémentaires. Celles-ci ne peuvent être étudiées qu'à haute énergie, soit dans des collisionneurs de particules, soit par l'étude des rayons cosmiques. Le LPHE regroupe, sous la direction du Professeur Aurélio BAY, une trentaine de chercheurs et doctorants et une dizaine de personnes aux services techniques et administratifs.

La plupart des chercheurs travaillent sur l'expérience *LHCb* qui étudie la physique relative au méson B, incluant des phénomènes rares comme la violation CP¹. Elle a notamment conçu une partie du détecteur de cette expérience, présentée plus en détails dans la section 1.3. Une autre partie du laboratoire étudie les neutrinos dans le cadre de l'expérience *IceCube*. Enfin un autre groupe étudie les rayons cosmiques à haute atmosphère pour détecter de la matière noire, dans le cadre de l'expérience *PEBS*.

1.2 Le LHC

Le LHC est le grand collisionneur de hadrons (Large Hadron Collider) du CERN (Centre Européen de Recherche Nucléaire). Se situant à la frontière franco-suisse dans un tunnel circulaire de 27 km de circonférence, il est le plus puissant accélérateur de particules au monde. Il produit des collisions proton-proton actuellement à une énergie dans le centre de masse de 7 TeV. Grâce à l'étude de ces collisions, il devrait permettre de répondre à plusieurs questions cruciales de la physique fondamentale actuelle. L'existence du boson de Higgs devrait être vérifiée, le déséquilibre matière-antimatière dans l'univers devrait être en partie expliqué, et de nouvelles particules (par exemple supersymétriques) pourront être mises en évidence, grâce aux très hautes énergies jamais atteintes. Ces énergies permettent également d'étudier les propriétés des plasmas de quark-gluons, état dans lequel se trouvait l'univers quelques instants après le Big Bang.

Pour permettre ces découvertes, 4 grandes expériences, associées chacune à un détecteur, se répartissent le long du tunnel (fig.1.1) :

ATLAS : A Toroidal Lhc ApparatuS est un détecteur polyvalent conçu pour étudier des phénomènes impliquant des particules massives. Les principaux domaines de recherches associés sont le boson de Higgs et la physique au delà du modèle standard.

CMS : Compact Muon Solenoid est aussi un détecteur polyvalent, associé aux mêmes domaines de recherches que ATLAS. Ces deux expériences diffèrent seulement par le design de leurs détecteurs.

ALICE : A Large Ion Collider Experiment étudie seulement les plasmas de quark-gluons à travers les collisions d'ions lourds Pb-Pb (quelques cycles d'activités du LHC sont dédiés aux collisions d'ions plomb et non de protons).

LHCb : Large Hadron Collider beauty est conçu pour comprendre l'asymétrie matière-antimatière à travers l'étude de violation CP dans des désintégrations comprenant des mésons² B (ie comportant un quark beauté). Cette expérience étant le cadre d'étude de ce stage, elle est plus détaillée dans la section suivante.

1. violation de la symétrie Charge-parité, cf 2.1.3

2. Ensemble formé d'un quark et d'un antiquark, cf 2.1.1

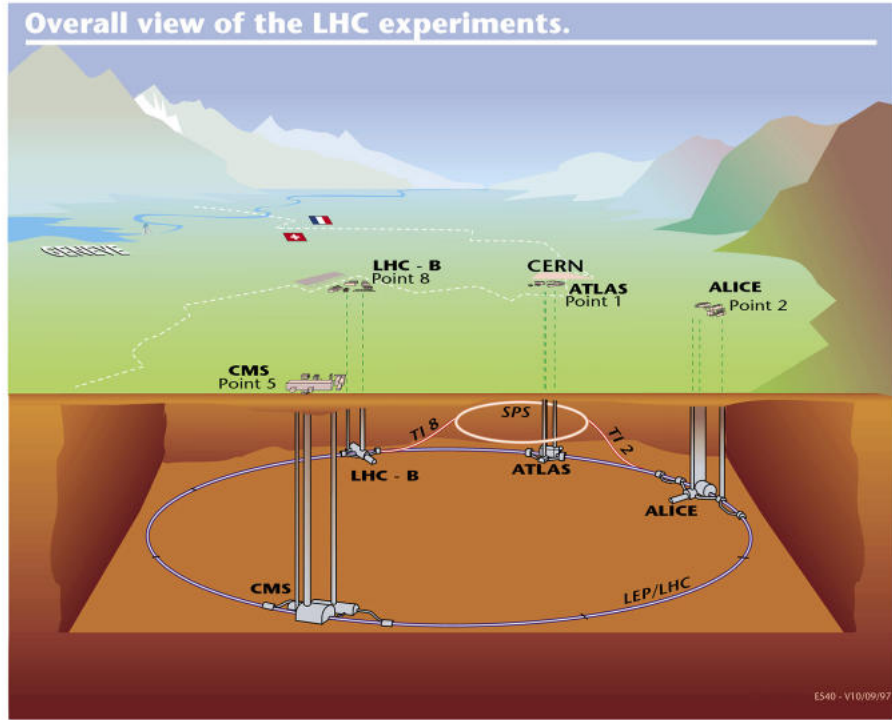


FIGURE 1.1 – Le LHC

1.3 L'expérience LHCb

L'expérience LHCb étudie principalement la violation de la symétrie CP³, qui explique l'asymétrie matière-antimatière de notre univers (il est constitué en grande majorité par de la matière). Cette violation de la symétrie CP s'observe dans différentes désintégrations de mésons B. LHCb résulte d'une collaboration entre plus de 660 scientifiques, venant de 48 laboratoires et universités, de 15 pays différents. Le détecteur se situe en France, à Ferney-Voltaire, 100 m sous terre. Il pèse 5600 tonnes pour 21 mètres de long, 13 de large et 10 de haut.

Les hadrons⁴ comportant des quarks b sont produits avec une quantité de mouvement transverse (dans le plan (x, y) , voir fig 1.2) plus faible que celle longitudinale (le long de l'axe z , axe de collision des protons cf fig 1.2), on parle alors de boost. Comme ces hadrons b sont boostés, ils se situent principalement au voisinage du faisceau, le long de l'axe z . L'acceptance angulaire du détecteur peut donc être faible pour étudier des hadrons b. L'angle caractérisant cette acceptation est l'angle θ , mesurant l'écart angulaire par rapport à l'axe z . L'acceptance LHCb est $15 < \theta < 330 \text{ mrad}$. Pour tenir compte des effets relativistes, l'angle d'une particule par rapport au faisceau est plutôt caractérisé par la pseudorapidité, définie par l'équation (1.1). C'est un invariant relativiste (selon les boosts parallèles à l'axe z) contrairement à θ .

$$\eta = -\ln(\tan(\theta/2)) \quad (1.1)$$

L'acceptance LHCb peut donc aussi être définie par :

$$1,8 < \eta < 4,9 \quad (1.2)$$

Le détecteur permet d'identifier les particules produites lors d'une collision (électrons, muons, photons, hadrons...). Il peut également, par reconstruction des traces des particules dans le détecteur, mesurer leurs caractéristiques énergétiques et cinématiques (impulsion, angle d'éjection...). Notons que la totalité des collisions n'est pas enregistrée, seulement celles considérées comme intéressantes sont enregistrées en déclenchant un système de « Trigger ». S'il n'y avait pas cette sélection par déclenchement, la quantité de données stockées serait de 40 TB/s.

Par souci de concision, la structure et le fonctionnement du détecteur ne seront pas plus détaillés dans ce rapport, puisque n'entrant pas dans le cadre de l'étude développée. Pour plus de détails voir par exemple [1].

3. Symétrie Charge-Parité, cf 2.1.3

4. Ensemble de quarks, cf 2.1.1

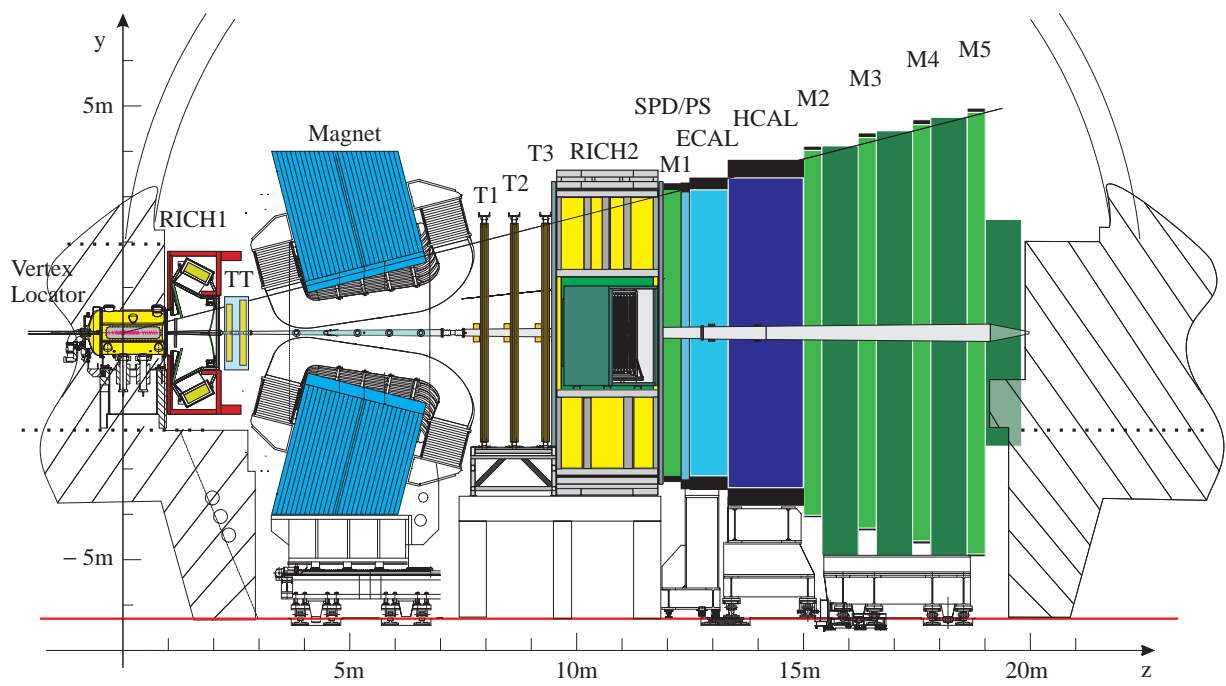


FIGURE 1.2 – Le détecteur LHCb, dans le plan vertical

Chapitre 2

Cadre théorique de l'étude

Avant de considérer le travail développé durant le stage, une brève présentation du cadre théorique dans lequel il s'inscrit semble nécessaire. Ainsi le modèle standard expliquant la Physique des Particules élémentaires, ses limites et une théorie tentant de dépasser ces limites, la Supersymétrie, sont présentés. Cette partie est essentiellement inspirée de [2] et [3].

2.1 Le modèle standard

Le Modèle Standard (MS), issu de la théorie quantique des champs, décrit toutes les particules élémentaires connues à ce jour ainsi que 3 interactions fondamentales régissant notre univers : l'interaction électromagnétique, l'interaction faible et l'interaction forte.

2.1.1 Fermions : les constituants de la matière

Les particules élémentaires qui constituent la matière sont des *Fermions*. Ce sont des particules de spin $\frac{1}{2}$, réparties en deux familles : les *leptons* et les *quarks*.

Les leptons sont régis par les interactions électromagnétique et faible. Au nombre de 6, on distingue 3 leptons chargés négativement, du plus stable au moins stable : l'électron (e^-), le muon (μ^-) et le tau (τ^-). A chacun de ces leptons chargés est associé un lepton neutre, appelé neutrino (électronique ν_e , muonique ν_μ ou tauique ν_τ).

Les quarks sont régis par les interactions électromagnétique, faible et forte. Au nombre de 6, on distingue 3 quarks de charge $Q = \frac{2}{3}e$, où e est la valeur absolue de la charge élémentaire d'un électron, et 3 quarks de charge $Q = -\frac{1}{3}e$. Les quarks de charge $\frac{2}{3}e$ sont (en partant du plus stable) : le up (u), le charm (c) et le top (t). Les quarks de charge $-\frac{1}{3}e$ sont (en partant du plus stable) : le down (d), le strange (s) et le beauty ou bottom (b).

Les antiparticules sont les particules « miroirs » des quarks et des leptons. A chacune de ces particules est associée son antiparticule de mêmes masse, et spin, mais de charge opposée. On compte donc au total 24 fermions, 12 particules et 12 antiparticules. Par exemple l'antiélectron est appelé positron, noté e^+ et l'antiquark top est noté \bar{t} .

Les hadrons sont des systèmes réunissant plusieurs quarks liés par interactions fortes. Un quark ne peut exister seul, d'après la Chromodynamique Quantique (QCD). Parmi les hadrons on distingue deux types, les *Baryons* composés de 3 quarks et les *Mésons* duo d'un quark et d'un antiquark.

2.1.2 Bosons : les vecteurs des interactions fondamentales

Les *bosons* sont des particules de spin entier, qui sont les vecteurs des interactions fondamentales (pour les formes non composites). Les fermions interagissent entre eux en s'échangeant un boson, caractéristique du type d'interaction mise en jeu. On parle alors de boson d'échange, ou de boson de jauge. A ce jour, nous connaissons 5 bosons de jauge : celui de la force électromagnétique, le photon (γ); ceux de la force faible, le W^+ , le W^- et le Z^0 ; et celui de la force forte le gluon (g). Le tableau 2.1 récapitule l'ensemble des particules du modèle standard.

2.1.3 Les symétries discrètes

Le modèle standard est régi par trois symétries discrètes, représentée chacune par une lettre :

C La symétrie de conjugaison de charge remplace la charge d'une particule par son opposée. Elle change donc une particule en son antiparticule.

P La parité est une symétrie spatiale qui renverse les coordonnées spatiales (miroir).

T La symétrie d'inversion temporelle (inversion de la coordonnée temporelle).

Tous les phénomènes décrits par le modèle standard sont invariants par symétrie CPT. En revanche dans quelques rares cas (désintégration des mésons neutres K et B), la symétrie CP est violée. Cette violation n'est pas encore bien expliquée, mais pourrait en revanche être une des raisons du déséquilibre entre matière et antimatière dans notre monde.

2.2 Mécanisme de Higgs

Pour compléter le modèle standard, le mécanisme de Higgs a été ajouté. Initialement développé pour expliquer la brisure de symétrie électrofaible¹, le champ de Higgs permet d'expliquer l'origine de la masse des particules. Une particule massive acquerrait sa masse inertielle en interagissant avec le champ de Higgs, par l'intermédiaire du fameux boson de Higgs (h_0). Ce mécanisme reste hypothétique, puisque pas encore vérifié ou infirmé expérimentalement.

2.3 Limites du modèle standard

Même si le modèle standard décrit bien l'ensemble des résultats expérimentaux connus à ce jour, nous savons qu'il est incomplet et possède des limites.

Il contient beaucoup de paramètres libres (valeurs des masses des particules, constantes de couplage entre les groupes de jauge...), et des divergences apparaissent dans des calculs pour la masse du Higgs. De plus il n'est pas compatible avec la théorie de la Relativité Générale, même si des tentatives de quantifications du champ gravitationnel existent, avec le boson de jauge appelé graviton. De plus il n'explique pas la matière noire, représentant 25% de la masse de l'univers.

De nouvelles théories cherchant à aller au-delà du modèle standard existent. Elle constituent ce qu'on appelle la *Nouvelle Physique*. Nommons par exemple la *Théorie des cordes* ou bien la *Supersymétrie*, qui est l'objet d'étude de ce stage.

2.4 La supersymétrie

La Supersymétrie, Susy pour les intimes, est une théorie élégante qui pallie un grand nombre de limites du MS. Elle introduit un nombre important de particules nouvelles, encore non détectées à ce jour. À toute particule du MS est associée une particule supersymétrique par le biais de l'opérateur supersymétrique Q , qui agit comme suivant :

$$\begin{aligned} Q|boson\rangle &= |fermion\rangle \\ Q|fermion\rangle &= |boson\rangle \end{aligned}$$

Les superpartenaires des bosons sont appelés bosinos, et ceux des fermions les sfermions. Parmi ces nouvelles particules supersymétriques, figurent les neutralinos $\tilde{\chi}_1^0$ et $\tilde{\chi}_2^0$ et les charginos $\tilde{\chi}_1^\pm$ et $\tilde{\chi}_2^\pm$. Ces particules sont précisément celles étudiées lors de ce stage (cf 3.1). Notons que le premier neutralino est notamment un bon candidat pour la matière noire (s'il ne se désintègre pas).

Il existe de nombreux modèles supersymétriques, car de nombreux paramètres sont laissés libres, notamment les constantes de couplages entre les différents champs. Le modèle contenant le moins de paramètres est appelé *Minimal Supersymmetric Standard Model*, ou plus simplement *MSSM*. C'est dans ce modèle que se place l'étude du stage.

1. À haute énergie les interactions faible et électromagnétique peuvent être réunies en une seule, l'interaction électrofaible. À basse énergie, les deux interactions sont distinctes, la symétrie électrofaible est brisée.

THE STANDARD MODEL					
	Fermions			Bosons	
Quarks	u up	c charm	t top	γ photon	Force carriers
	d down	s strange	b bottom	Z Z boson	
Leptons	ν_e electron neutrino	ν_μ muon neutrino	ν_τ tau neutrino	W W boson	
	e electron	μ muon	τ tau	g gluon	
				Higgs* boson	

*Yet to be confirmed

Source: AAAS

TABLE 2.1 – Particules du modèle standard. Seul le boson de Higgs n'a pas été découvert.

Chapitre 3

Simulation Monte-Carlo de signal supersymétrique trilepton : origine et méthode

Cette partie présente d'abord le sujet du stage, quel est son intérêt, quels sont les objectifs qui s'y rapportent ; puis expose la méthode de travail développée au cours de ces deux mois et demi, avec les outils informatiques utilisés.

3.1 Origine du sujet

Dans une présentation [4], le chercheur D.Stuart propose de chercher un certain type de signal supersymétrique (fig 3.1) qui pourrait être émis lors d'une collision au LHC. Ce signal serait issu de l'annihilation d'un quark avec un antiquark.

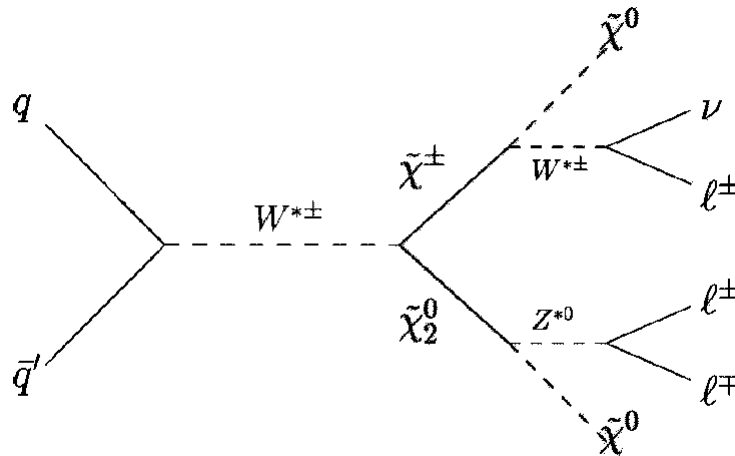


FIGURE 3.1 – Désintégration supersymétrique trilepton, extrait de [4], objet d'étude du stage

Cette annihilation peut créer un boson W^\pm , qui dans un modèle supersymétrique peut se désintégrer en un chargino $\tilde{\chi}^\pm$ et un neutralino $\tilde{\chi}_2^0$. Le chargino se désintègre lui en un boson W^\pm et un neutralino, quant au neutralino $\tilde{\chi}_2^0$, sœur du chargino, il se désintègre en un boson Z^0 et un neutralino. Finalement, le boson W^\pm se désintègre en un lepton chargé l^\pm de même signe que lui et un neutrino ν ; le boson Z^0 donne lui deux leptons chargés de même nature¹ et de charges opposées. La signature du signal est donc **3 leptons chargés** accompagnés de deux neutralinos et d'un neutrino. Comme les neutralinos et le neutrino ne sont pas détectables par le LHCb, la signature expérimentale de ce signal est 3 leptons chargés, accompagnés d'énergie transverse manquante².

1. Par nature est entendu électron, muon ou tau

2. voir 3.4.2 paragraphe *La détermination de P_{tmiss}*

Il est donc intéressant de savoir quelles sont les chances de détecter ce signal, avec cette signature bien précise, dans l'expérience LHCb. Le professeur A. BAY, a donc proposé de réaliser une simulation numérique de type Monte-Carlo, pour étudier ce schéma de désintégration, preuve d'existence de supersymétrie.

3.2 Objectifs

Durant la première phase du stage, environ les trois premières semaines, la simulation de cette étude n'a pas été abordée à proprement parler. Il a tout d'abord été nécessaire de mener une recherche bibliographique, pour une brève remise à niveau des concepts utiles en physique des particules. Le chapitre 2 en est en partie la synthèse. Il a aussi fallu prendre en main les outils informatiques utiles à la simulation désirée (cf 3.3). Ces outils nécessitant un codage en FORTRAN, un apprentissage de ce langage de programmation (grâce notamment à [5]) s'est révélé indispensable. Une fois ces outils maîtrisés, le développement de la simulation a pu commencer avec pour objectifs :

- Génération Monte-Carlo du signal supersymétrique souhaité (fig 3.1).
- Analyse des caractéristiques cinématiques du signal.
- Reconstruction et analyse du Z^0 issu du $\tilde{\chi}_2^0$.
- Étude du bruit pouvant empêcher la détection de signal (génération et analyse).
- Détermination de coupures dans le traitement du signal, pour diminuer le plus possible la sensibilité au bruit.
- Détermination du nombre nécessaire d'événements supersymétriques à détecter à LHCb, permettant de conclure que le signal supersymétrique a été détecté à un niveau 5-sigmas.
- Détermination de la section efficace minimale nécessaire à cette détection.

Pour remplir ces objectifs, plusieurs codes ont été implémentés en FORTRAN 90 et FORTRAN 77 à partir de bibliothèques de fonctions développées par le professeur A. BAY. Le rôle de ces codes est expliqué dans la section 3.4.

3.3 Outils

Avant de présenter la méthode d'étude utilisée à travers les différents codes, une présentation des deux logiciels utilisés pour cette simulation ,PYTHIA et PAW, est nécessaire.

3.3.1 Pythia

PYTHIA est un générateur d'événements Monte-Carlo, relatif à la physique des particules et plus précisément aux collisions de particules à haute énergie. Pour ce qui nous intéresse, il simule la collision proton-proton et génère toutes les particules produites lors de cette collision. D'un point de vue données informatiques, un événement (ie une collision proton-proton produisant des particules) correspond à un listing où figurent toutes les particules produites, rattachées à leurs caractéristiques cinématiques. Un exemple de listing PYTHIA est donné en annexe A.

Pour stocker toutes les informations utiles sur chaque particule issue de la collision, on utilise la structure fortran HEP_PARTICLE développée au sein du LPHE. Elle contient les informations suivantes :

- Le numéro N de la particule considérée dans la liste de toutes celles de l'événement généré.
- Le *Status* de stabilité de la particule (1 pour stable, 2 et 3 pour instable).
- Le numéro d'identité ID de la particule (par ex : 11 pour e^- , 1000023 pour $\tilde{\chi}_2^0$).
- Les numéros *Mother1*, *Mother2* repérant dans le listing les mères de la particule N considérée.
- Les numéros *Daughter1*, *Daughter2* repérant dans le listing les filles de la particule N considérée.
- Le quadrivecteur énergie-impulsion P de la particule.
- La masse M de la particule.
- La charge Q de la particule.
- Le vecteur *Vertex* donnant la position du vertex de désintégration de la particule.
- Le temps T de production de la particule.

Les énergies sont exprimées en GeV , les masses en GeV/c^2 , les impulsions en GeV/c et les distances et temps³ en mm . Des fonctions faisant partie de bibliothèques du LPHE, permettent de calculer des caractéristiques cinématiques utiles à l'étude. Ce sont :

P_t : la quantité de mouvement transverse de la particule, définie par l'équation 3.1.

Φ : l'angle dans le plan transverse (x, y) de la particule.

3. Homogène à une longueur, une fois multiplié par la vitesse de la lumière c .

θ : l'angle entre l'axe longitudinal z et la particule.

η : pseudorapacité de la particule définie dans l'équation 1.1.

$$P_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (3.1)$$

Ce qu'on appelle quantité de mouvement transverse est en réalité la norme du vecteur de quantité de mouvement transverse, défini par $(p_x, p_y, 0)$. Notons que l'axe z est l'axe horizontal correspondant à l'axe du faisceau, et l'origine du repère (x, y, z) correspond au point de collision des protons. Les quantités transverses sont utilisées de préférence, car les protons entrent en collision en étant colinéaires. Ils n'ont donc pas de quantité de mouvement transverse. Par conséquent, les quantités transverses (P_t, ϕ) sont des invariants relativistes, par rapport aux boosts selon l'axe du faisceau.

La dernière version Fortran, PYTHIA 6.4 a été utilisée pour cette simulation. Pour plus de précisions sur son fonctionnement on peut se référer à [6].

3.3.2 Paw

PAW, pour Physics Analysis Workstation, est un logiciel Fortran 77 dédié à la présentation graphique de données. Il permet de traiter des données aussi bien expérimentales, qu'issues de simulation, pour en fournir une analyse statistique et graphique souhaitée. Tous les histogrammes et graphiques de la partie 4 ont été obtenus grâce à ce logiciel. Le manuel [7] apporte plus de précision sur ce logiciel.

3.4 Méthode

Cette section présente la méthode d'étude du signal tripleptonique de la figure 3.1, développée au cours du stage.

3.4.1 Génération

Signal

1. La première étape de la simulation est la génération du signal supersymétrique tripleptonique souhaité. Un premier programme a donc été codé réalisant les opérations suivantes :
 - Initialisation de Pythia selon le MSSM pour générer les événements :

$$\begin{aligned} q + \bar{q}' &\rightarrow \tilde{\chi}_2^0 + \tilde{\chi}_1^\pm \\ q + \bar{q}' &\rightarrow \tilde{\chi}_2^\pm + \tilde{\chi}_2^\mp \end{aligned}$$

- Collision proton-proton à 14 TeV^4 dans le centre de masse.
- Identification de 3 leptons chargés issus d'un Z^0 et d'un W^\pm , eux mêmes issus respectivement d'un $\tilde{\chi}_2^0$ et d'un $\tilde{\chi}^\pm$
- Affichage à l'écran du nombre d'événements générés correspondant au signal, présents dans un angle solide de 4π et dans l'acceptance LHCb
- Construction d'histogrammes représentant les distributions de quantité de mouvement transverse P_t et de pseudorapacité η des leptons chargés identifiés comme étant du signal.

Notons plusieurs remarques importantes. Dans toute l'étude, la modélisation du détecteur se fera seulement de manière géométrique par son acceptance définie à l'équation (1.2). Cela revient à considérer le détecteur comme parfait, pouvant détecter toutes les particules avec certitude, ce qui n'est en réalité bien évidemment pas le cas. Pour une simulation plus précise du détecteur, on peut utiliser le logiciel GÉANT qui simule le fonctionnement du détecteur lors de la détection d'une particule. Ce type d'analyse n'entrera pas dans le cadre cette étude.

Le signal supersymétrique considéré ayant une probabilité faible de se produire⁵ par rapport à des désintégrations plus simples (neutralino se désintégrant en leptons directement, sans passer par un boson Z^0 , par exemple), il a fallu forcer la génération du signal par Pythia en lui fournissant une table de désintégration modifiée. Cette astuce permet d'obtenir un Branching Ratio de 1 pour le signal voulu, puisqu'on force obligatoirement les désintégrations suivantes :

$$\begin{aligned} \tilde{\chi}_1^\pm &\rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + W^\pm \\ \tilde{\chi}_2^\pm &\rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + W^\pm \\ \tilde{\chi}_2^0 &\rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + Z^0 \\ W^\pm &\rightarrow l^\pm + \nu \\ Z^0 &\rightarrow l^\pm + l^\mp \end{aligned}$$

4. énergie maximale que devrait atteindre le LHC fin 2012

5. on parle de Branching Ratio, ou BR

Une simplification a été aussi ajoutée. Les leptons chargés sont soit de type électron soit de type muon. C'est à dire que la désintégration des W^\pm et Z^0 donnant des taus a été désactivée dans la table de désintégration. En effet les taus, qui sont des particules très lourdes, se désintègrent facilement en muons. C'est muons venant de tau pourraient être confondus avec ceux du signal. Donc pour simplifier l'étude, la production de taus est neutralisée. Enfin, les valeurs utilisées des paramètres du MSSM figurent à l'annexe B, elles permettent de fixer les valeurs de la masse des neutralinos et des charginos de l'étude, qui sont données dans la table 3.1.

Particule	$\tilde{\chi}_1^0$	$\tilde{\chi}_2^0$	$\tilde{\chi}_1^\pm$	$\tilde{\chi}_2^\pm$
Masse (GeV/c^2)	57.81	240.49	240.22	807.44

TABLE 3.1 – Masses des neutralinos et charginos dans le modèle utilisé

- La deuxième étape de la génération consiste à se rapprocher des conditions expérimentales. En effet, dans la génération du signal de type 1, on utilise un grand avantage du générateur Monte-Carlo : on connaît exactement les particules mères de n'importe quelle particule considérée. D'un point de vue algorithmique, on a juste à faire une boucle sur le listing Pythia correspondant à l'événement. On demande alors les leptons ayant pour mère un Z^0 ou un W^\pm , ces bosons devant avoir pour mère respectivement, un neutralino et un chargino. Mais bien évidemment, ceci n'est pas possible dans la réalité de l'expérience. On peut seulement détecter les leptons, avec leurs cinématiques, mais la connaissance de la mère n'est pas immédiate et ne peut s'obtenir qu'après un travail d'analyse. Donc pour adopter une démarche identique à celle menée avec des données expérimentales, un deuxième code permet de générer le signal en identifiant les leptons non pas d'après leur mère, mais d'après leurs caractéristiques cinématiques (qui ont été déterminées par la première génération). Cette manière de traiter le signal ne permet pas une identification directe des leptons du signal. De nombreux événements se produisant lors de la collision, génèrent des leptons avec des caractéristiques plus ou moins similaires à ceux du signal. Ces événements parasites constituent ce que l'on appelle le bruit, ou en anglais le « background ». Il est donc indispensable dans toute analyse de signal, de déterminer quel est le bruit dominant.

Bruit Dans cette étude, le bruit est donc constitué par des événements produisant trois leptons chargés, avec des caractéristiques $P_t \eta$ plus ou moins identiques (on espère le moins). Il a donc fallu déterminer quelles sont les sources de bruit. En concertation avec le professeur A. Bay et le chercheur S. Tourneur, il a été estimé qu'il y a deux sources de bruit pour notre signal supersymétrique :

Le bruit WZ : Il s'agit du signal du modèle standard similaire au signal supersymétrique étudié, voir figure 3.2. Un W^\pm et un Z^0 sont produits sans passer par l'intermédiaire des particules supersymétriques $\tilde{\chi}_2^0$ et $\tilde{\chi}^\pm$. Il est donc évident que les trois leptons produits dans ce schéma du modèle standard sont proches de ceux du signal. Ils sont donc probablement difficiles à différencier. Nous considérerons aussi le bruit où, au lieu d'un W^\pm et d'un Z^0 , deux Z^0 sont produits. Ce qui donne non pas 3, mais 4 leptons chargés. La section efficace de production de deux Z^0 est plus faible que celle de $W^\pm Z^0$. Donc, par abus de langage, nous appellerons le bruit WZ l'ensemble des deux bruits décrits précédemment.

Le bruit $t\bar{t}$: Une autre source probable d'événements trilepton et la création de paires de quarks top et anti-top. Les quarks top ayant une masse très élevée ($172 GeV/c^2$ [3]) ils se désintègrent facilement en un W et un quark b . Le b , en se désintégrant, peut donner un lepton chargé. Donc la paire $t\bar{t}$ peut donner trois leptons, deux issus de W , et un de b .

Ce seront donc les deux bruits étudiés dans cette simulation. Une fois les bruits de fond choisis, ils faut les générer avec PYTHIA de la même manière que le signal. Pour le bruit WZ il est demandé à PYTHIA de générer l'annihilation quark-antiquark produisant un W^\pm et un Z^0 , ou sinon deux Z^0 . Pour le bruit $t\bar{t}$, il est demandé de générer l'annihilation quark-antiquark produisant une paire de quarks t et \bar{t} . Les codes générant ces deux bruits sont sensiblement identiques à celui générant le signal (du type 2), seule l'initialisation de PYTHIA change.

L'analyse qui suivra la génération du bruit, permettra de déterminer des méthodes de traitement permettant l'extraction du signal. (cf section 3.4.3).

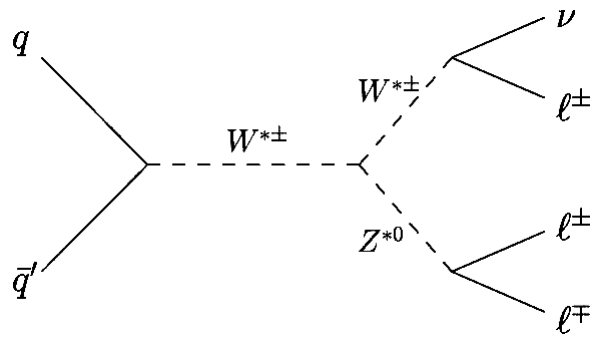


FIGURE 3.2 – Désintégration standard tripleton, extrait de [4], constituant un bruit pour notre signal supersymétrique.

3.4.2 Analyse et Reconstruction

L'analyse des événements générés peut se distinguer en trois étapes : l'analyse des distributions en $P_{t,\eta}$; la reconstruction du Z^0 , accompagnée de la distribution de sa masse; et la détermination de la quantité de mouvement transverse manquante P_{tmiss} . Ceci est réalisé pour le signal et les bruits.

Les distributions en $P_{t,\eta}$ permettent de voir les différences entre le signal et le bruit. Ceci permet d'en déduire des coupures, voir la section suivante 3.4.3.

La reconstruction du Z^0 se fait à partir des deux leptons qui en sont issus. Si nous arrivons à déterminer, sur les trois leptons du signal détecté, les deux qui viennent du Z^0 , alors son quadrivecteur énergie-impulsion s'obtient en sommant ceux des deux leptons. On a donc par conservation du quadrivecteur énergie-impulsion :

$$P_{Z^0} = P_{lepton1} + P_{lepton2} \quad (3.2)$$

Où P représente un quadrivecteur énergie-impulsion. Or la masse invariante s'obtient simplement en prenant la norme du quadrivecteur énergie-impulsion de la particule considérée [2]. Donc la masse du Z^0 s'obtient en faisant :

$$M_{Z^0} = \|P_{Z^0}\| = \|P_{lepton1} + P_{lepton2}\| = \sqrt{(E_{lepton1} + E_{lepton2})^2 - (\vec{p}_{lepton1} + \vec{p}_{lepton2})^2} \quad (3.3)$$

Le plus difficile est donc de déterminer quels sont les deux leptons issus du Z^0 parmi les trois leptons détectés. Pour ce faire, nous appliquons un algorithme de tri, basé sur le fait que les deux leptons issus du Z^0 sont de même nature (électron ou muon) et de charges opposées. Voici son fonctionnement :

- Si les trois leptons ne sont pas tous les trois de même nature :
 - Les deux leptons issus du Z^0 sont obligatoirement les deux de même nature
- Si les trois leptons sont tous de même nature :
 - On cherche les combinaisons donnant une paire de leptons de charges opposées :
 - On garde celle donnant une masse la plus proche de celle du Z^0 .

La détermination de P_{tmiss} est utile puisque nous ne pouvons pas reconstruire le W^\pm . En effet le neutrino qui en est issu n'est pas détecté, car il n'interagit que par l'intermédiaire de l'interaction faible. N'étant pas détecté, nous ne pouvons connaître son quadrivecteur. Donc nous ne pouvons reconstruire celui du W^\pm . En revanche du fait de la collision colinéaire des protons, l'ensemble du système des particules issu de la collision ne possède pas de quantité de mouvement transverse. Donc si on connaît les quadrivecteurs de toutes les particules, qu'on les somme tous, la quantité de mouvement transverse de ce quadrivecteur somme doit être nulle. Autrement dit, le P_t de l'ensemble des particules non détectées est l'opposé de celui des particules détectées. C'est pourquoi la distribution de P_{tmiss} doit être intéressante, en la définissant comme :

$$P_{tmiss} = \sqrt{\left(\sum_{3leptons} p_x\right)^2 + \left(\sum_{3leptons} p_y\right)^2} \quad (3.4)$$

Où les 3 leptons sont ceux détectés, et (p_x, p_y) les composantes transverses de leur impulsion. Ainsi, dans le cas de notre signal supersymétrique, P_{tmiss} est la norme de la quantité de mouvement transverse de l'ensemble $\{\tilde{\chi}^0, \tilde{\chi}^0, \nu\}$. Pour le bruit WZ , P_{tmiss} est la norme de la quantité de mouvement transverse du neutrino. P_{tmiss} apporte donc une information sur les particules que l'on arrive pas à détecter directement.

3.4.3 Extraction du signal : Coupures

Pour pouvoir détecter avec certitude notre signal tripleptonique, il faut pouvoir faire la différence entre les leptons du signal et ceux du bruit de fond. C'est à dire qu'il faut extraire le signal du bruit de fond. Ceci est effectué par une cascade de sélections dans le traitement des leptons détectés. Ces sélections sont appelées *coupures*. Elles doivent être les plus sélectives possibles envers le signal, pour laisser passer un maximum d'événements du signal, tout en coupant un maximum d'événements de bruit. Ainsi elles permettent d'optimiser les rapport $Signal/\sqrt{Bruit}$, ou *snr*.

Il existe de nombreux types de coupures, la première, inévitable pour notre étude, est de demander « 3 leptons chargés ». Voici les cinq autres que nous allons utiliser :

Acceptance : L'acceptance géométrique n'est pas une coupure à proprement parler pour extraire le signal du bruit de fond. Mais elle est indispensable pour tenir compte des caractéristiques géométriques du détecteur. Elle permet de garder les leptons dont la pseudorapidité vérifie la relation (1.2).

P_t : Une coupure sur la quantité de mouvement transverse est souvent formulée pour garder les particules d'un P_t supérieur à une certaine valeur. En effet la plupart des modèles supersymétriques font que les particules ont un haut P_t , par rapport à des schémas du modèle standard avec des bas P_t . Cette coupure doit donc permettre d'éliminer une bonne partie du bruit. La valeur de cette coupure sera déterminée par l'analyse des distributions en P_t .

$M(Z^0)$: Cette coupure consiste à éliminer les événements donnant par reconstruction une masse du Z^0 trop éloignée de sa valeur ($91.1876 \text{ GeV}/c^2$ [3]). Elle devrait donc éliminer une bonne partie du bruit $t\bar{t}$, mais laisser passer en grande partie le bruit WZ .

Isolation : La coupure d'isolation permet de garder seulement les leptons considérés comme isolés. Un lepton est considéré comme isolé s'il est seul dans un cône d'ouverture R dans l'espace (η, ϕ) ⁶, où R est défini par l'équation (3.5).

$$R = \sqrt{d\eta^2 + d\Phi^2} \quad (3.5)$$

Ceci permet d'éliminer les leptons venant de jets. C'est à dire des leptons venant principalement de la désintégration semi-leptonique d'un méson B, qui sont souvent entourés d'autres particules. Cette coupure devrait donc couper un bon nombre d'événements $t\bar{t}$. En effet, sur les trois leptons un doit venir d'une désintégration de méson B à l'intérieur d'un jet, il est donc rarement isolé.

Nous allons donc regarder dans un cône d'ouverture $R = 0.4$ autour des leptons détectés. Nous allons sommer les énergies de toutes les particules se trouvant dans ce cône, y compris le lepton considéré. Si le ratio d'énergie défini par l'équation (3.6), est inférieur à une certaine limite (0,1 par exemple), le lepton sera considéré comme isolé, parce que moins de 10% de son énergie se trouve dans un rayon de 0.4 autour de lui.

$$E_{ratio} = \frac{E_{totale} - E_{lepton}}{E_{lepton}} \quad (3.6)$$

Notons que dans l'algorithme calculant l'énergie totale dans le cône E_{totale} , nous allons considérer seulement les particules, se trouvant dans le cône, chargées et de quantité de mouvement $> 150 \text{ MeV}/c$. De cette sorte nous négligerons les photons pouvant être émis par le lepton (rayonnement de type « brehmstrahlung »). Et les particules ayant une quantité de mouvement $< 150 \text{ MeV}/c$ ne peuvent être détectées. Du fait du fort champ magnétique, elles sont trop déviées pour passer les différentes couches du détecteur.

P_{tmiss} : Toutes les coupures vues jusqu'à maintenant semblent particulièrement adéquates pour couper le bruit $t\bar{t}$, mais pas forcément pour le bruit WZ . En effet, ce bruit et le signal sont de topologies très similaires. Ce qui change, c'est que le signal en plus du neutrino, a deux particules supplémentaires ne pouvant être détectées, les neutralinos. C'est pourquoi, la quantité de mouvement transverse manquante doit être plus importante pour le signal que pour le bruit WZ . Par l'analyse de P_{tmiss} nous pourrions donc déterminer une coupure permettant de garder seulement les événements ayant une P_{tmiss} supérieure à une limite fixée.

Une fois la cascade de coupures appliquée, nous pouvons déterminer les nombres d'événements des bruits WZ et $t\bar{t}$ produits après nos coupures d'analyse. Ils s'obtiennent à partir de la formule (3.7).

$$N_{evts} = \left[\int_{période} \mathcal{L}_{LHCb} dt \right] \cdot \sigma \cdot \epsilon_{coupures} \quad (3.7)$$

Avec :

- $\int_{période} \mathcal{L}_{LHCb} dt$: luminosité intégrée de LHCb qui est proportionnelle au nombre de collision proton- proton sur la période d'activité considérée. Nous prendrons comme valeur de luminosité intégrée 10 fb^{-1} , qui semble convenir pour un fonctionnement entre 5 et 10 ans du LHC à 14 TeV.
- σ : section efficace de production de l'événement considéré.
- $\epsilon_{coupures}$: efficacité totale des coupures (*trilepton, acceptance, $P_t, M(Z^0), isolation$ et P_{tmiss}*), qui correspond au rapport :

$$\text{nombre d'événements passant toutes les coupures / nombre d'événements générés}$$

Et une fois le nombre moyen d'événements de bruit attendu N_B déterminé, nous pouvons en déduire le nombre moyen d'événements de signal $N_S \text{ détecté}$, qu'il faut détecter pour être sûr que c'est bien un signal de nouvelle physique au delà du modèle standard. Pour s'assurer que l'excès éventuel d'événements

6. voir réf. [8]

N_S détecté, par rapport au nombre N_B prédit par le modèle standard seul, est bien réel et non pas dû à une fluctuation statistique du nombre N_B , on doit avoir au minimum :

$$\frac{N_S \text{ détecté}}{\sqrt{N_B}} = 5 \quad (3.8)$$

Ainsi le nombre moyen d'événements de signal détecté vaut 5 fois l'écart type du nombre moyen d'événements de bruit. On parle de détection à *5 sigmas*. C'est le critère utilisé pour affirmer la détection de signal de Nouvelle Physique. En connaissant l'efficacité de détection du signal ϵ_{signal} , on peut en déduire le nombre moyen $N_S \text{ produit}$ d'événements de signal qu'il faut produire sur la période d'activité du LHCb considérée :

$$N_S \text{ produit} = \frac{5\sqrt{N_B}}{\epsilon_{signal}} \quad (3.9)$$

On obtient finalement la section efficace de production du signal minimale, nécessaire pour qu'une observation soit possible à LHCb, en divisant $N_S \text{ produit}$ par la luminosité intégrée.

Chapitre 4

Analyse et Résultats

Ce chapitre fait la synthèse des résultats obtenus par la méthode d'analyse décrite dans le chapitre précédent. Pour chacun des trois types d'événements (signal et bruits), nous avons lancé une génération de 100000 événements, pour une collision proton-proton de 14 TeV dans le centre de masse.

4.1 Signal

Grâce à la génération directe (type 1) du signal, on obtient les distributions de la quantité de mouvements et de la pseudorapidité des trois leptons du signal (fig. 4.1).

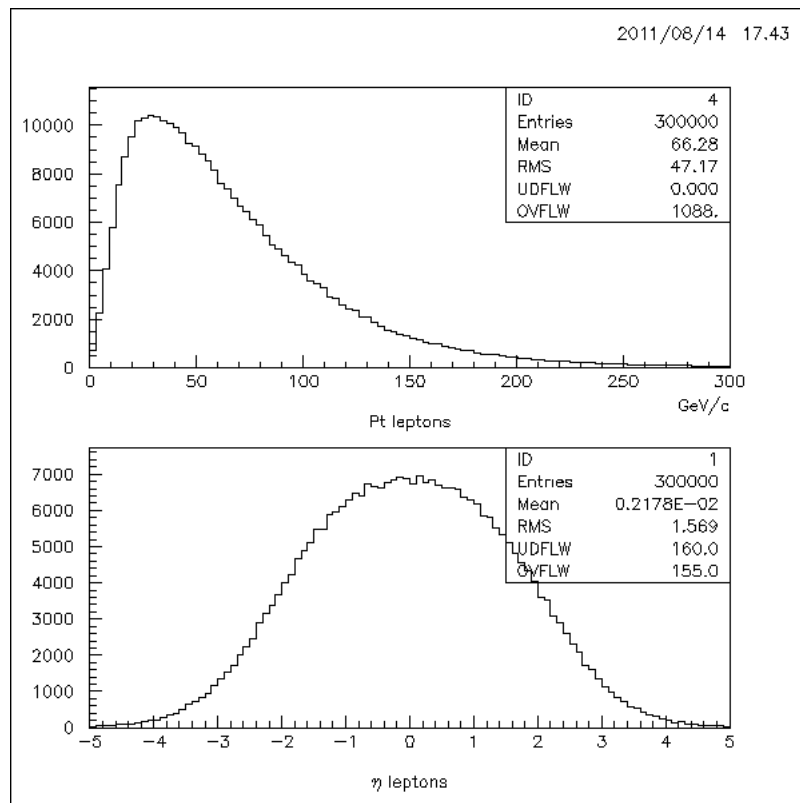


FIGURE 4.1 – Distributions de la quantité de mouvement transverse et de la pseudorapidité des 3 leptons du signal.

Nous remarquons qu'une très grande majorité des leptons du signal possèdent une P_t supérieure à 10 GeV/c , caractéristique qu'il va falloir garder en tête pour la suite de l'analyse.

4.2 Bruit

Maintenant que nous avons généré le signal, il faut générer le bruit. PYTHIA a donc été initialisé pour générer soit des événements WZ , soit des événements $t\bar{t}$. Cette section présente les distributions P_t, η de tous les leptons stables, produits lors de la génération des événements correspondant aux deux bruits.

4.2.1 Bruit WZ

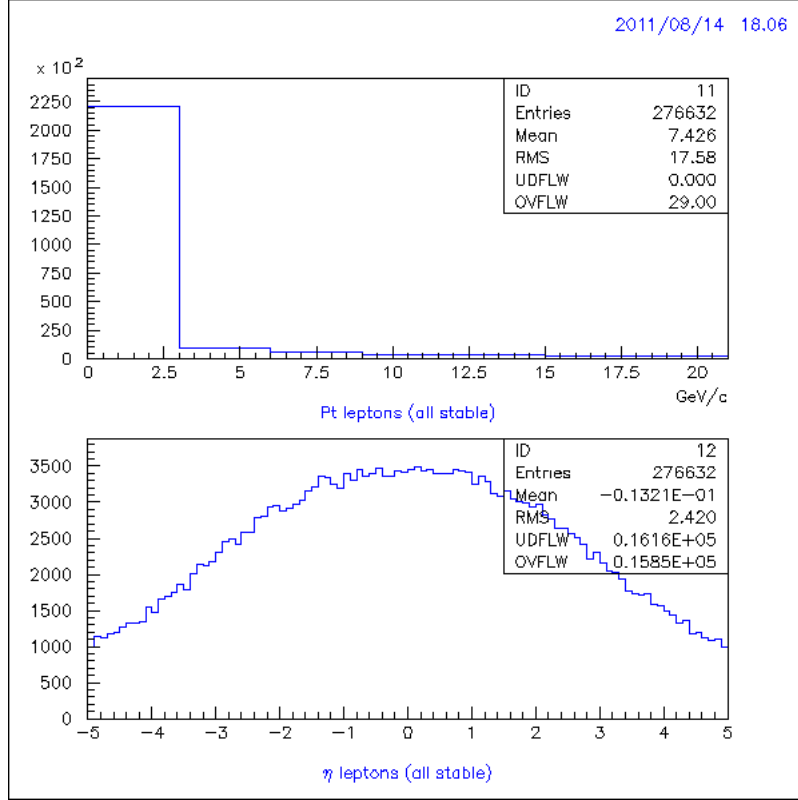


FIGURE 4.2 – Distributions de la quantité de mouvement transverse et de la pseudorapidité de tous les leptons du bruit WZ .

Nous pouvons observer sur la figure 4.2, que presque la quasi totalité des leptons produits lors de la génération du bruit WZ ont une $P_t < 10 \text{ GeV}/c$. Cela vient du fait que les leptons stables générés ici ne sont pas tous issus de la désintégration d'un W^\pm ou d'un Z^0 , mais viennent aussi de mécanismes d'hadronisation. Une coupure en P_t va donc se révéler utile.

4.2.2 Bruit $t\bar{t}$

De même que pour le bruit WZ , nous pouvons observer sur la figure 4.3, que presque la quasi totalité des leptons produits lors de la génération du bruit $t\bar{t}$ ont une $P_t < 10 \text{ GeV}/c$.

Nous pouvons donc établir la génération du signal de type 2¹. Nous choisissons, dans un premier temps, qu'un événement sera retenu comme étant du signal s'il comporte exactement 3 leptons de $P_t > 10 \text{ GeV}/c$. En caractérisant les événements du signal de cette manière, nous obtenons quasiment les mêmes distributions qu'à la figure 4.1, seule la partie $P_t < 10 \text{ GeV}/c$ est absente puisque coupée. Le fait de demander « 3 leptons de $P_t > 10 \text{ GeV}/c$ » constitue en soi une première coupure. Elle fera partie de la coupure que nous appellerons *trilepton* (cf paragraphe 4.3.1).

1. cf point 2 du paragraphe *Signal* de la section 3.4.1

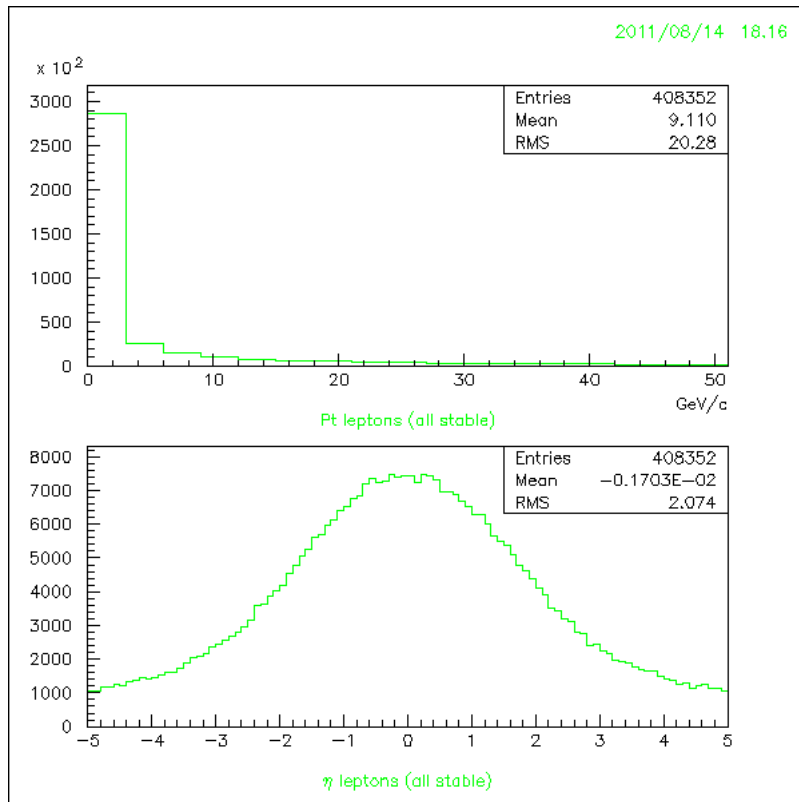


FIGURE 4.3 – Distributions de la quantité de mouvement transverse et de la pseudorapidité de tous leptons du bruit $t\bar{t}$.

4.3 Coupures

Maintenant que les caractéristiques P_t, η du signal et du bruit sont connues, il faut appliquer des coupures. Celles-ci permettent sur l'ensemble des événements générés, de supprimer un maximum d'événements de bruit, tout en gardant un maximum d'événements de signal.

4.3.1 Coupure trilepton

Cette coupure se déduit directement de l'analyse faite en 4.1 et 4.2. À chaque fois, les événements retenus sont ceux où figurent dans le listing des particules produites, **exactement 3 leptons de $P_t > 10 \text{ GeV}/c$** . De plus, nous pouvons rajouter la condition que ces 3 leptons doivent tous figurer dans **l'acceptance de LHCb**.

Sur les 100000 événements générés pour chaque type, **2207** événements du signal passent cette coupure, pour **74** de WZ et **31** de $t\bar{t}$. Ce qui fait que trop de bruit passe encore après cette première coupure. C'est pourquoi une coupure supplémentaire sur la masse du Z^0 reconstruit est appliquée. Elle sera suivie par les coupures d'isolation et de P_{tmiss} .

Compte tenu du relatif faible nombre d'événements de bruit (74 et 31) passant la coupure trilepton en tenant compte de l'acceptance, les valeurs des efficacités de coupures et de rapports $Signal/\sqrt{Bruit}$ auront une forte incertitude statistique. Dans l'idéal il faudrait augmenter le nombre d'événements générés. Le problème est que cela met 40 minutes pour générer un type d'événements, donc 2 heures pour avoir 100000 événements du signal et des deux bruits. Donc pour générer plus d'événements, disons 1 million pour avoir environ 10 fois plus d'événements dans l'acceptance, cela prendrait presque 1 jour (en espérant qu'aucun bug ne survienne pendant les 20h). Pour s'affranchir de cette contrainte de temps, l'ensemble de l'analyse des coupures se fera sur les événements passant la coupure trilepton **sans tenir compte de l'acceptance**. Ce qui permet de considérer **89078** événements de signal, **1326** événements WZ et **2460** événements $t\bar{t}$. Ce qui améliore de manière non négligeable la statistique. En revanche, pour une étude plus rigoureuse, il faudrait déterminer si prendre l'ensemble des événements trileptons sur un angle solide de 4π , plutôt que de prendre uniquement ceux dans l'acceptance, ne biaise pas de manière significative l'étude. Nous considérerons cependant cet effet négligeable.

4.3.2 Coupure sur $M(Z^0)$

La figure 4.4 donne le résultat de l'algorithme de reconstruction du Z^0 appliqué aux événements trileptons dans la totalité des 4π . La résonance autour de $91 \text{ GeV}/c^2$ est flagrante pour le signal et le bruit WZ . En revanche la distribution de $t\bar{t}$ est « plate », signe que l'on n'a pas de Z^0 mis en jeu. L'algorithme de reconstruction fonctionne donc bien, et nous permet de créer une coupure supplémentaire. La coupure MZ^0 va couper tout événement ne donnant pas une masse contenue dans un intervalle d'amplitude ΔM autour de $91,1876 \text{ GeV}/c^2$, masse du Z^0 [3]. Vu la figure 4.4, elle devrait couper un bon nombre d'événements $t\bar{t}$, mais pas beaucoup d'événements WZ .

Il est donc nécessaire de trouver la valeur de l'intervalle ΔM coupant un maximum de bruit, tout en laissant passer le plus de signal. Pour cela on trace l'évolution du rapport signal sur bruit snr (défini par 4.1) en fonction de ΔM . Cette évolution est comparée avec celle de l'efficacité de détection ϵ_{signal} (définie par 4.2) toujours en fonction de ΔM .

$$snr = \frac{N_{signal}}{\sqrt{N_{bruit \ WZ} + N_{bruit \ t\bar{t}}}} \quad (4.1)$$

$$\epsilon_{signal} = \frac{N_{evt}(signal \ passant \ la \ coupure)}{N_{evt}(signal \ généré)} \quad (4.2)$$

Ces évolutions sont représentées sur la figure 4.5. Attention, les valeurs de snr sont particulièrement grandes, car les sections efficaces de production ne sont pas prises en compte. Les valeurs sont obtenues directement à partir des nombres d'événements, sur les 100000 générés, passant les coupures trilepton (sans l'acceptance) et MZ^0 . Ceci constitue donc une simplification de la procédure. Pour une démarche plus correcte, il faudrait tenir compte des sections efficaces de production de chaque type d'événements, et normaliser les histogrammes correspondant (figure 4.5).

L'efficacité de détection augmente avec l'intervalle de coupure ΔM . Ceci est logique puisqu'on laisse passer plus de signal avec une coupure plus large. En revanche le snr augmente jusqu'à une valeur $\Delta M = 8 \text{ GeV}/c^2$ (on laisse passer plus de signal) pour diminuer ensuite (trop de bruit passe). Sans coupure ($\Delta M = \infty$), $snr = 1448$ pour $\epsilon_{signal} = 0,89$. La valeur **8 GeV/c^2** semble donc être un bon compromis de coupure, permettant d'augmenter la sensibilité au signal. Ce sera celle retenue par la suite.

Avec cette nouvelle coupure MZ0, **1877** événements de signal passent dans l'acceptance, pour **60** de bruit WZ et **2** de bruit $t\bar{t}$. Cette coupure est donc particulièrement efficace pour le $t\bar{t}$, puisque de 31 événements passant la coupure triplepton dans l'acceptance, on passe à seulement 2 événements.

Après ces deux coupures, on obtient une distribution de la masse du Z^0 reconstruit représentée figure 4.6. La masse est bien comprise à chaque fois $8 \text{ GeV}/c^2$ autour de celle du Z^0 . Mais encore trop de bruit persiste. L'isolation va permettre d'éliminer encore plus de bruit.

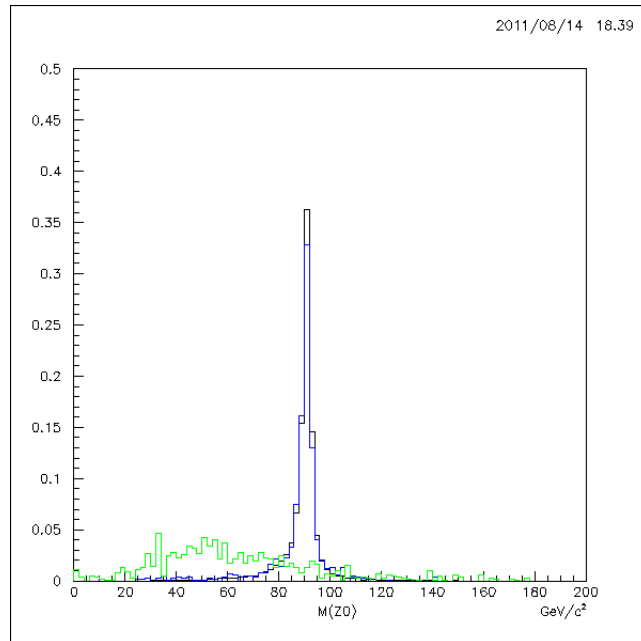


FIGURE 4.4 – Distribution de la masse du Z^0 reconstruit, pour le signal (noir) le bruit WZ (bleu) et le bruit $t\bar{t}$ (vert), après la coupure triplepton sans acceptance. Les histogrammes ont été normalisés (aire=1) pour prendre en compte les différences de nombre d'événements utilisés pour le signal et le bruit

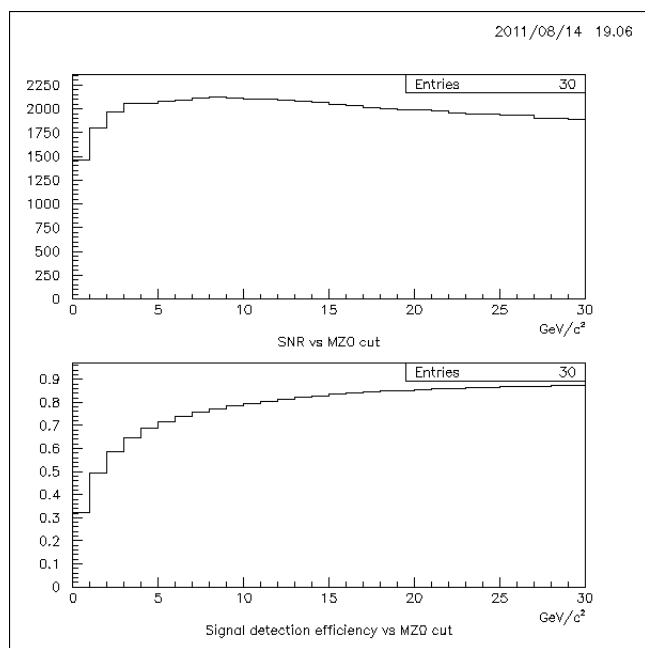


FIGURE 4.5 – Rapport $S/\sqrt{B_{WZ} + B_{t\bar{t}}}$ (en haut) et efficacité de détection du signal (en bas) en fonction de l'intervalle de coupe ΔM de la masse du Z^0

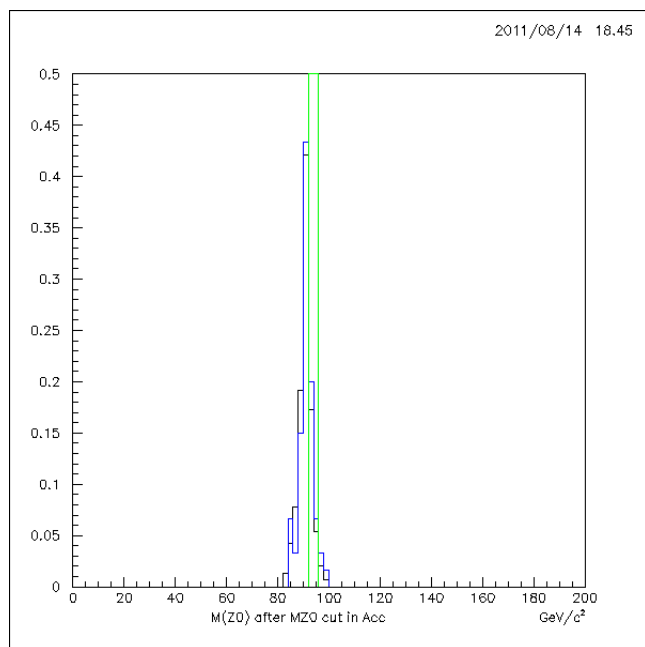


FIGURE 4.6 – Distribution de la masse du Z^0 reconstruit, pour le signal (noir) le bruit WZ (bleu) et le bruit $t\bar{t}$ (vert), après les coupures triplepton avec acceptation et MZ0. Histogrammes normalisés.

4.3.3 Coupure d'isolation

L'isolation va se faire sur le troisième lepton, celui ne venant pas du Z^0 , qui a le plus de chance de ne pas être isolé. Cette coupure coupe donc les événements dont le ratio d'énergie (définie à la formule 3.6) du cône d'isolation est plus grand qu'une certaine limite. Cette limite est déterminée par le même type d'optimisation que celle effectuée pour la coupure MZ0. On trace à la fois le snr et l'efficacité de détection, en fonction du pourcentage d'énergie contenu dans le cône d'isolation. Ce qui donne la figure 4.7 .

Nous pouvons donc en déduire qu'un ratio de **7%** de l'énergie du lepton considéré est une bonne valeur pour la coupure. C'est celle qui sera prise dans la suite de l'analyse.

Après cette quatrième coupure, il reste **1855** événements de signal, **56** de WZ et **1** de $t\bar{t}$, sur les 100000 générés. Il reste donc encore trop de bruit WZ, qu'il faudrait réduire grâce à la dernière coupure sur P_{tmiss} .

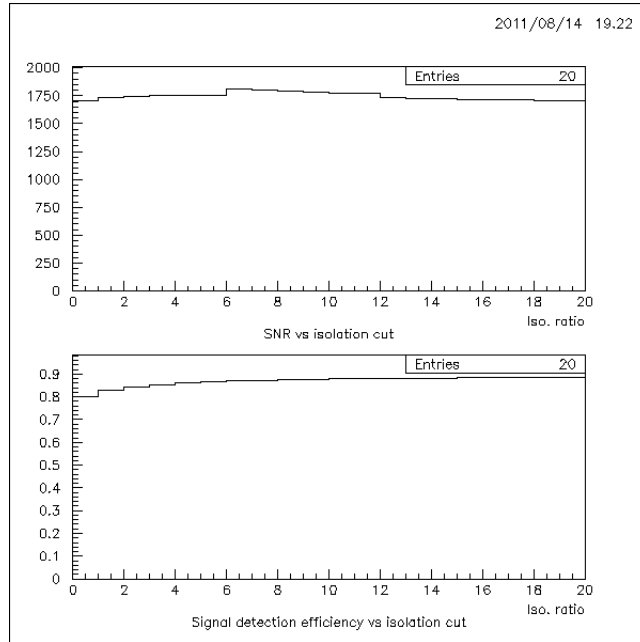


FIGURE 4.7 – Rapport $S/\sqrt{B_{WZ} + B_{t\bar{t}}}$ (en haut) et efficacité de détection du signal (en bas) en fonction du ratio d'énergie dans le cône d'isolation (en pourcentage de l'énergie du lepton) utilisé pour la coupure.

4.3.4 Coupure sur P_{tmiss}

Les distributions de quantité de mouvement transverse manquante obtenues, sont représentées figure 4.8. Ces distributions ont été au préalable normalisées à une aire égale à un, pour s'affranchir de la différence de nombres d'événements utilisés pour le signal et le bruit. La différence entre les deux bruits et le signal est plutôt nette. Alors que le pic de P_{tmiss} se trouve vers $35 \text{ GeV}/c$ pour les deux bruits, le pic du signal se trouve au delà de $80 \text{ GeV}/c$. C'est parce que le signal supersymétrique comporte plus de particules non détectables (deux neutralinos et un neutrino). Une coupure raisonnable apparaît à l'intersection des distributions des bruits, et de la distribution du signal, aux alentours de **70 GeV/c**. Ce sera la valeur prise pour la dernière coupure. Tout événement de P_{tmiss} inférieure à $70 \text{ GeV}/c$ ne sera pas gardé.

Après toutes ces coupures il reste **1282** événements de signal, **10** de WZ et **0** de $t\bar{t}$. Et nous obtenons une distribution finale de $M(Z^0)$ représentée figure 4.9. Il reste une partie de bruit WZ qui est irréductible. Le signal supersymétrique se présente donc comme un excès par rapport au signal standard. Il reste donc à déterminer comment doit être l'excès de signal détecté, pour pouvoir affirmer que cet excès est bien de la Nouvelle Physique, et non une fluctuation statistique du signal standard. Ce qui est fait à la section 4.4.

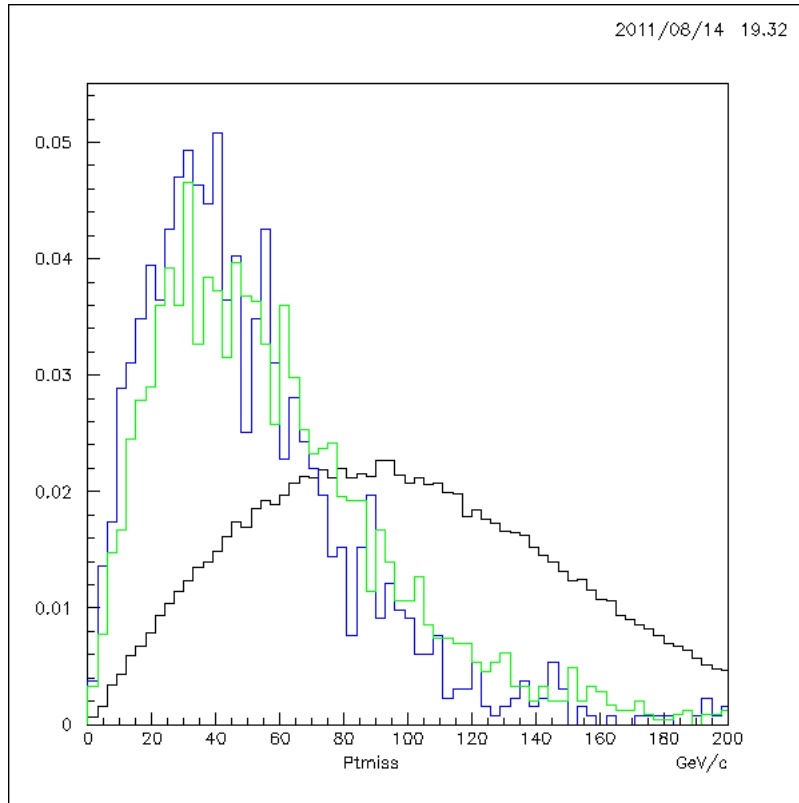


FIGURE 4.8 – Distributions normalisées des quantités de mouvement transverses manquantes. Signal (noir), WZ (bleu), $t\bar{t}$ (vert)

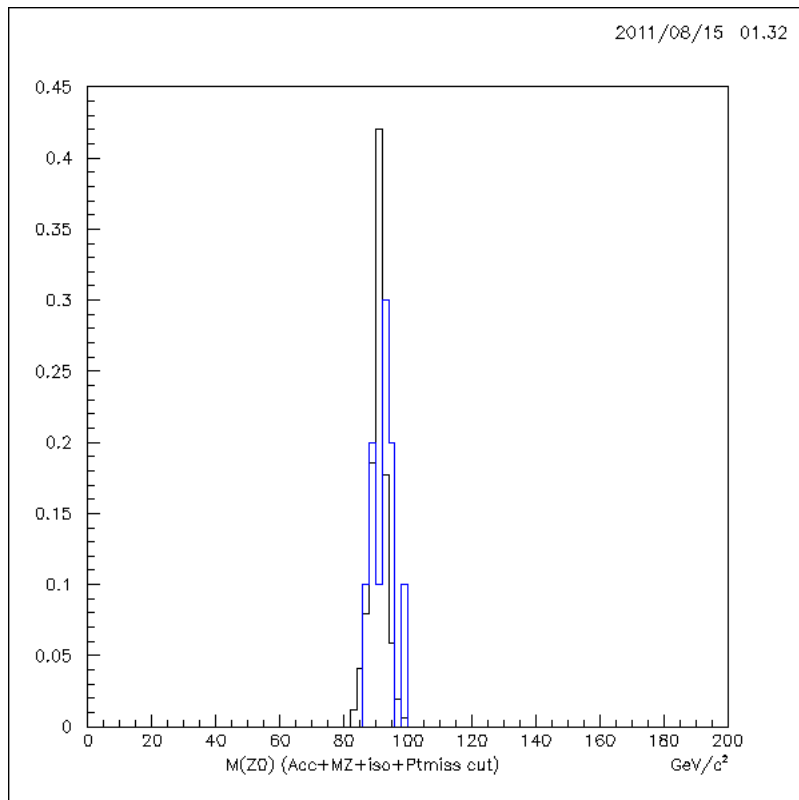


FIGURE 4.9 – Distributions normalisées de la masse du Z^0 reconstruit, après toutes les coupures. Signal (noir), bruit WZ (bleu)

4.4 Section minimale de production du signal

Le tableau 4.1 résume l'action de la cascade de coupures établies lors de l'analyse. Il constitue le point de départ pour calculer la section minimale de production, que le signal doit avoir pour le détecter à 5 sigmas .

Nombre d'événements de :	Signal	Bruit WZ	Bruit $t\bar{t}$
Aucune coupure appliquée	100000	100000	100000
3 leptons de $P_t > 10 \text{ GeV}/c$	89078	1326	2460
+ dans l'acceptance	2207	74	31
$+\Delta M = \pm 8 \text{ GeV}/c^2$	1877	60	2
+ isolation ($E_{ratio} = 7\%$)	1855	56	1
$+P_{tmiss} > 70 \text{ GeV}/c$	1282	10	0
Efficacité détection ϵ	1,282%	0,01%	x

TABLE 4.1 – Nombre d'événements restant sur les 100000 générés, après chacune des coupures, pour le signal et le bruit. Et efficacité de détection associée.

Comme après la dernière coupure il ne reste plus de bruit $t\bar{t}$ sur les 100000 événements générés, nous ne pouvons conclure quant à la valeur de l'efficacité de détection de ce bruit (d'où le x dans le tableau 4.1). La statistique n'est donc pas suffisante. Pour pallier ce manque d'information, nous allons utiliser la même astuce que pour les optimisations des coupures. Nous allons supposer que l'efficacité de la coupure P_{tmiss} appliquée après toutes les autres coupures, est la même que l'efficacité de cette coupure appliquée aux événements trileptons dans un angle solide de 4π . Cette hypothèse nécessite que la coupure P_{tmiss} soit dé-corrélée des autres coupures, ce qui semble raisonnable.

Or sur l'ensemble des 2460 événements trileptons $t\bar{t}$, 769 passent la coupure P_{tmiss} . Donc le nombre moyen d'événements $t\bar{t}$ passant toutes les coupures $n_{t\bar{t}}$ n'est pas 0, mais :

$$n_{t\bar{t}} = 1 \cdot \epsilon_{P_{tmiss}} = \frac{769}{2460} \approx 0,3$$

Ce qui nous permet d'en déduire x :

$$x = \frac{n_{t\bar{t}}}{100000} = 3 \cdot 10^{-4}\%$$

PYTHIA donne la valeur de la section efficace de production des événements WZ et $t\bar{t}$, elles valent :

$$\sigma_{WZ} = 3,778 \cdot 10^{-8} \text{ mb}$$

$$\sigma_{t\bar{t}} = 4,918 \cdot 10^{-7} \text{ mb}$$

Donc en appliquant la formule (3.7), on trouve qu'en considérant une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} à 14 TeV, on détectera en moyenne $N_{WZ} = 37,8$ événements de bruit WZ, et $N_{t\bar{t}} = 15,4$ événements de bruit $t\bar{t}$. Au total cela fait un nombre moyen de bruit de $\mathbf{N_{WZ+t\bar{t}} = 53,2}$

Ce qui nous donne par la formule (3.9), le nombre minimal d'événements supersymétriques qu'il faut produire au LHC, pour conclure que l'excès d'événements détecté correspond bien à un signal supersymétrique :

$$\mathbf{N_{signal} = 2843}$$

Enfin, en divisant par la luminosité intégrée, on obtient la section efficace minimale de production, que l'événement supersymétrique doit avoir pour détecter cette excès à 5 sigmas :

$$\mathbf{\sigma_{min} = 2,84 \cdot 10^{-10} \text{ mb} \approx 0,3 \text{ pb}}$$

Donc d'après cette simulation, pour détecter le signal su persymétrique trileptonique, avec 10 fb^{-1} de données expérimentales à 14 TeV, il faut que la section efficace de production de ce signal soit supérieure à **0,3 pb**.

Il est important de remarquer que toute erreur systématique, due à la détection, a été négligée. Autrement dit, le détecteur a été considéré comme parfait. Seule la contrainte géométrique de l'acceptance a été prise en compte. Pour une étude plus proche de la réalité, il faudrait prendre en compte l'efficacité réelle de détection. En effet, un lepton entrant dans l'acceptance n'est pas sûr d'être détecté à 100 %. Pour en tenir compte, un terme correctif $\epsilon_{detection}$ devrait être ajouté à côté de $\epsilon_{coupures}$ dans la formule (3.7). Ce terme correctif peut être obtenu par une simulation du détecteur avec le logiciel GÉANT, ou par étude de données expérimentales. Ceci n'a pu être abordé durant le stage.

Conclusion

Ce travail était dédié à l'étude du signal supersymétrique trilepton $\tilde{\chi}^\pm \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow Z^0 W^\pm \rightarrow l^\pm l^\mp l^\pm \nu$ dans le détecteur LHCb. Deux sources de bruit trilepton du modèle standard ont été incluses. Le tout a été généré grâce au logiciel PYTHIA.

Le signal et le bruit ont d'abord été générés pour analyser leurs caractéristiques cinématiques P_t et η . Dans la suite de cette analyse des coupures ont été établies pour extraire au maximum le signal supersymétrique du bruit standard. Enfin, grâce à ce processus, il a été estimé que pour pouvoir affirmer la détection à « 5 sigmas » de ce signal supersymétrique, il faut qu'il ait une section efficace de production de 0,3 pb (pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} à 14 TeV). Tout modèle théorique (donnant les mêmes masses de neutralinos et charginos) prédisant une section efficace supérieure ou égale à cette valeur, est donc intéressant à tester dans ces conditions.

Cette étude a seulement été menée au niveau des quadrivecteurs des particules générées. Donc le prolongement de cette simulation serait de prendre en compte tous les effets du détecteur, notamment les interactions avec le champ magnétique. De plus, les τ préalablement neutralisés dans la génération, seraient à inclure pour compléter la simulation. Une piste de coupures permettant d'éliminer les μ venant des τ , serait de regarder le paramètre d'impact. Pour obtenir un traitement du signal plus fin, il serait intéressant de développer une analyse multivariable. Cela permettrait d'avoir des coupures plus sélectives. Enfin, ce type de signal n'est pas le plus adapté à LHCb du fait de son acceptation angulaire réduite. Comme nous avons pu voir, un grand nombre des événements intéressants produits ne passe pas dans cette acceptation. Il serait sans doute plus intéressant d'étudier ce signal dans des détecteurs à grande acceptation angulaire, comme Atlas ou CMS. En revanche, pour utiliser le point fort de LHCb, l'étude d'un signal trilepton venant d'un vertex déplacé semble tout à fait intéressante. Le présent travail en constitue en quelque sorte une étude préliminaire.

Bilan personnel

D'un point de vue personnel ce stage a été très formateur. Il m'a introduit dans le milieu mystérieux, mais passionnant, de la recherche en physique des particules. En deux mois et demi j'ai pu apprendre et comprendre un grand nombre de choses, sur le plan scientifique mais aussi humain.

En physique j'ai approfondi mes connaissances des théories utiles en physique des particules (relativité restreinte, modèle standard, supersymétrie). Cela me stimule d'autant plus pour étudier en profondeur ce domaine, en suivant le Master Physique Subatomique et Astroparticule, dès la rentrée prochaine. En informatique j'ai appris un langage qui m'était entièrement nouveau, le FORTRAN. Je sais maintenant également utiliser le générateur d'événements de physique de haute énergie PYTHIA, ainsi que le logiciel d'analyse de données PAW.

J'ai également acquis des bases de méthodes de travail en recherche : de la recherche bibliographique, à l'analyse de données en passant par les échanges d'idées et le perfectionnement constant des raisonnements et des calculs. J'ai pu travailler de manière autonome, tout en profitant grandement des connaissances et savoir-faire des chercheurs qui m'encadraient.

Enfin, j'ai découvert le milieu de la recherche suisse, avec sa culture, le cadre de travail et le mode de fonctionnement du LHC. Je connais maintenant le quotidien d'un chercheur en physique des particules, et cela me conforte dans mon projet professionnel.

Annexe A

Exemple de listing PYTHIA

```

===== HEPEVT dump =====

```

No	IST	ID	Name	MO1	MO2	DA1	DA2	Px	Py	Pz	E	M
1	3	2212	p+	0	0	0	0	0.00	0.00	7000.00	7000.00	0.94
2	3	2212	p+	0	0	0	0	0.00	0.00	-7000.00	7000.00	0.94
3	3	2	u	1	0	0	0	0.49	0.95	1005.45	1005.46	0.00
4	3	-1	dbar	2	0	0	0	-0.03	2.49	-551.85	551.85	0.00
5	3	2	u	3	0	0	0	0.49	0.95	1005.45	1005.46	0.00
6	3	-1	dbar	4	0	0	0	-0.03	2.49	-551.85	551.85	0.00
7	3	1000037	~chi_2+	5	6	0	0	-217.75	412.25	449.79	1035.20	807.44
8	3	1000023	~chi_20	5	6	0	0	218.21	-408.81	3.82	522.11	240.49
9	3	1000022	~chi_10	7	0	0	0	-34.80	84.98	609.99	619.56	57.81
10	3	24	W+	7	0	0	0	-182.96	327.27	-160.20	415.64	80.67
11	3	1000022	~chi_10	8	0	0	0	162.59	-330.46	-55.75	376.95	57.81
12	3	23	Z0	8	0	0	0	55.62	-78.35	59.57	145.16	91.05
13	3	-13	mu+	10	0	0	0	-127.55	239.14	-153.12	311.29	0.11
14	3	14	nu_mu	10	0	0	0	-55.41	88.14	-7.08	104.35	0.00
15	3	11	e-	12	0	0	0	61.33	-38.67	-1.02	72.51	0.00
16	3	-11	e+	12	0	0	0	-5.71	-39.69	60.59	72.65	0.00
17	2	1000037	~chi_2+	7	0	19	20	-217.75	412.25	449.79	1035.20	807.44
18	2	1000023	~chi_20	8	0	21	22	218.21	-408.81	3.82	522.11	240.49
19	1	1000022	~chi_10	9	0	0	0	-34.80	84.98	609.99	619.56	57.81
20	2	24	W+	10	0	23	24	-182.96	327.27	-160.20	415.64	80.67
21	1	1000022	~chi_10	11	0	0	0	162.59	-330.46	-55.75	376.95	57.81
22	2	23	Z0	12	0	25	26	55.62	-78.35	59.57	145.16	91.05
23	1	-13	mu+	13	0	0	0	-127.55	239.14	-153.12	311.29	0.11
24	1	14	nu_mu	14	0	0	0	-55.41	88.14	-7.08	104.35	0.00
25	1	11	e-	15	0	0	0	61.33	-38.67	-1.02	72.51	0.00
26	1	-11	e+	16	0	0	0	-5.71	-39.69	60.59	72.65	0.00
27	1	2112	n0	2	0	0	0	0.18	-1.01	-2799.91	2799.91	0.94
28	1	2103	ud_1	1	0	0	0	-0.49	-0.95	5994.54	5994.55	0.77
29	1	2	u	2	0	0	0	-0.14	-1.48	-3648.25	3648.25	0.33
30	1	2103	ud_1	2	0	0	0	0.32	1.49	-2066.53	2066.53	0.77

Exemple de listing fourni par PYTHIA correspondant à un événement du type du signal supersymétrique étudié. La première colonne « No » comporte les indices de chaque particule les repérant dans le listing. La colonne « IST » correspond à l'indice de statut de la particule (1=stable, 2 et 3 = instable). La colonne « ID » comporte les numéros d'identité propre à chaque type de particule, celle « Name » leur nom. Les colonnes « MO1 MO2 » comportent les mères de la particule considérée, les colonnes « DA1 DA2 » ses filles. Enfin les dernières colonnes contiennent les composantes des quadrivecteurs énergie-impulsion ainsi que les masses des particules.

Annexe B

Paramètres du MSSM

```
IMSS(1) = 1      ! Initialisation of MSSM
RMSS(1) = 60     ! (80) M1
RMSS(2) = 250   ! (160) M2 SU(2) gaugino mass
RMSS(3) = 500   ! (500) SU(3) gluino mass
RMSS(4) = 800   ! (800) mu higgsino
RMSS(5) = 2     ! (2) tan(beta)
RMSS(6) = 250   ! (250) left slepton
RMSS(7) = 200   ! (200) right slepton
RMSS(8) = 800   ! (800) left squark
RMSS(9) = 700   ! (700) right squark
RMSS(10) = 800  ! (800) left squark
RMSS(11) = 700  ! (700) right sbottom
RMSS(12) = 1000 ! (500) right stop
RMSS(13) = 250  ! (250) Left stau
RMSS(14) = 200  ! (200) right stau
RMSS(15) = 800  ! (800) Bottom trilinear couplinng Ab
RMSS(16) = 400  ! (400) top trilinear couplinng At
RMSS(17) = 0    ! tau trilinear A_tau
RMSS(18) = 0.1  ! Higgs mixing angle alpha (if imss(4)=2)
RMSS(19) = 850  ! (850) pseudoscale higgs mass M_A
RMSS(20) = 0.041 ! (0.041) GUT scale coupling alpha_gut
msel = 0
msub(230) = 1   ! q + qbar' -> ~chi2 + ~chi+-1
msub(234) = 1   ! q + qbar' -> ~chi2 + ~chi+-2
```

Extrait du code FORTRAN initialisant les valeurs des paramètres du *Minimal Supersymmetric Standard Model* utilisées dans cette étude.

Bibliographie

- [1] The LHCb collaboration. *The LHCb Detector at the LHC*. Institute of Physics and SISSA, 2008.
- [2] Donald H. Perkins. *Introduction to High Energy Physics*. Addison-Wesley, 1987.
- [3] K. Nakamura *et al* (Particle Data Group). *Particle Physics Booklet*. IOP Publishing.
- [4] David Stuart. Search for supersymmetry with early lhc data, may 2010. UCLA seminar.
- [5] Micheal Metcaff and John Reid. *Fortran 90/95 explained*. Oxford University Press, 1998.
- [6] Torbjörn Sjöstrand, Leif Lönnblad, Stephen Mrenna, and Peter Skands. *Pythia 6.4 Physics and Manual*. arXiv :hep-ph/0603175, 2006.
- [7] R. Brun, O. Couet, N. Cremel, C. Vandoni, and P. Zancarini. *PAW - Physics Analysis Workstation*. CERN, 1988.
- [8] Aurelio Bay and Cédric Potterat. A b jet "seed" finder. *LHCb-INT-2009-023 V.1*, oct 2009.

Résumé

J'ai effectué mon stage de fin de deuxième année de l'école d'ingénieurs PHELMA au *Laboratoire de Physique des Hautes Énergies* de l' *École Polytechnique Fédérale de Lausanne*, en Suisse. Sous la direction du Professeur Aurélio BAY, une simulation Monte-Carlo a été menée pour déterminer les possibilités de détecter un signal de Supersymétrie dans l'expérience LHCb du CERN. La Supersymétrie est une extension, toujours hypothétique, visant à compléter le Modèle Standard, théorie bien établie actuellement, qui explique la physique des particules élémentaires.

Le signal étudié est issu de la production, lors de collision proton-proton, de deux particules supersymétriques le neutralino et le chargino. En se basant sur le Minimal Supersymmetric Standard Model, ces deux particules se désintègrent en deux bosons un Z^0 et un W^\pm , qui eux se désintègrent pour donner trois leptons et un neutrino. Ce sont ces trois leptons qui constituent le signal potentiellement détectable dans l'expérience LHCb. Le but de cette étude fut, par l'élaboration de codes, de simuler numériquement la production de ce signal accompagné de son bruit de fond. L'analyse des caractéristiques cinématiques (quantité de mouvement transverse, pseudorapidité) des leptons, ainsi que la reconstruction du Z^0 , a permis de déterminer une procédure d'extraction du signal du bruit de fond, augmentant les chances de détection.

Grâce à cette méthode d'analyse, il a été estimé que pour détecter ce signal supersymétrique à LHCb à 5 sigmas, avec 10 fb^{-1} de luminosité intégrée correspondant à des collisions de 14 TeV, il faut que le signal ait une section efficace minimale de production de 0,3 pb. Ce qui laisse envisager de bonnes chances de détection, si la supersymétrie existe.

Abstract

I did my second year internship of the school of engineering PHELMA at the *Laboratory for High Energy Physics* (LPHE), of the Swiss Federal Institute of Technology Lausanne (EPFL). Under the direction of Pr. Aurélio Bay, a Monte-Carlo simulation was carried to determine the detection opportunities of a supersymmetric signal in the LHCb experiment in CERN. Supersymmetry is an hypothesis to go beyond the Standard Model of Particle Physics.

The studied signal comes from two supersymmetric particles, created in a proton-proton collision, the neutralino and the chargino. According to the Minimal Supersymmetric Standard Model, these two particles decay in two Z^0 and W^\pm bosons, which decay in three leptons and one neutrino. These three leptons are the detectable signal in the LHCb experiment. Thus the goal of this study was to simulate the production of this signal with its background. The analysis of the leptons cinematic (transverse momentum, pseudorapidity) and the Z^0 reconstruction, enable to establish an extraction process of the signal from its background.

The minimal production cross section of the signal was estimated to 0.3 pb, to have a detection at a 5-sigma level, with an integrated luminosity of 10^{-1} for 14 TeV collisions. This lets encouraging detection opportunities, if Supersymmetry exists.