

UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE (PARIS 6)

THÈSE

en vue d'obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS SCIENCES

Spécialité : Particules, Noyaux et Cosmos (ED 517)

présentée par

Eve Le Ménédeu

**Étude des performances du spectromètre à muons du
détecteur Atlas au LHC, des cosmiques aux collisions.
Mesure de la section efficace de production des dibosons WZ .**

soutenue le 23 septembre 2011, devant la commission d'examen composée de

Daniel Bloch	Rapporteur
Jacques Chauveau	Président du jury
Lucia Di Ciaccio	Examinatrice
Stéphane Lavignac	Examineur
Ahmimed Ouraou	Directeur de thèse
Ludovico Pontecorvo	Examineur
Gérard Sajot	Rapporteur

Résumé

Atlas est une des quatre expériences menées auprès du grand collisionneur de hadrons, le LHC, situé au Cern, à la frontière franco-suisse près de Genève. Le LHC n'a pu délivrer ses premiers événements que fin 2009, avec une énergie maximale de 7 TeV dans le centre de masse. Atlas a donc enregistré un grand nombre de rayons cosmiques les deux années précédentes, ce qui a permis de mieux connaître le détecteur.

La première analyse de cette thèse porte sur l'étude de ces muons de rayons cosmiques en vue d'estimer notamment l'efficacité et la résolution du spectromètre à muons. Par la suite l'efficacité de ce même sous-détecteur est estimée à partir des événements de collisions, plus précisément grâce à une méthode de *Tag and probe* à partir de désintégrations muoniques de bosons Z .

Enfin, en vue de déterminer la section efficace de production des dibosons WZ , une amélioration de l'énergie transverse manquante a été effectuée grâce à une meilleure prise en compte des muons. L'étude des dibosons est enfin présentée : la sélection des événements, l'estimation des bruits de fond et les erreurs systématiques associées. La section efficace mesurée à partir de $1,02 \text{ fb}^{-1}$ de données est donnée ainsi qu'une première estimation des limites sur les couplages anormaux à trois bosons de jauge.

Abstract

ATLAS is one of the four experiments at the Large Hadron Collider (LHC), located at CERN, Geneva. As the LHC only delivered its first collisions in December 2009, at an energy of 7 TeV in the centre-of-mass, ATLAS recorded millions of cosmic events in 2008 and 2009 in order to better understand the detector.

The first part of this PhD thesis deals with these cosmic events in order to estimate the muon spectrometer performances, particularly its efficiency and resolution. Next, using 7 TeV collisions, the efficiency is determined using a "Tag and Probe" method on Z events decaying into muons.

In addition, the missing transverse energy is studied and a clear improvement of its resolution is achieved through a better treatment of the muons.

Finally, muons, missing transverse energy, but also electrons, are used to estimate the production cross-section of WZ dibosons. Event selection, backgrounds estimation and systematics errors are provided. A computation of the WZ cross-section using 1.02 fb^{-1} of data and a first estimation of limits on anomalous triple gauge couplings are also given.

Table des matières

Introduction	11
1 Quelques aspects théoriques	13
1.1 Le Modèle Standard de la physique des particules	13
1.1.1 Les briques élémentaires du Modèle Standard	13
1.1.2 Transformation de jauge	14
1.1.3 L'interaction électromagnétique	16
1.1.4 L'interaction électrofaible	16
1.1.5 Les interactions entre bosons électrofaibles	19
1.1.6 Limites du Modèle Standard	21
1.2 Couplages anormaux	22
1.2.1 Couplages chargés	22
1.2.2 Couplages neutres	23
1.3 Modèles pouvant conduire à des couplages anormaux	24
1.4 Résultats expérimentaux observés et attendus	25
1.4.1 Rappel préliminaire de QCD	25
1.4.2 Production des paires de bosons au LHC et au Tevatron	26
1.4.3 Section efficace de production	27
1.4.4 Les mesures actuelles des limites sur les couplages anormaux	29
2 Le LHC et le détecteur Atlas	33
2.1 Le LHC	33
2.1.1 Présentation du LHC	34
2.1.2 La luminosité	36
2.2 Le détecteur Atlas	39
2.2.1 Axes et coordonnées	39
2.2.2 Performances attendues	40
2.3 Le champ magnétique	41
2.4 Le détecteur interne	42
2.4.1 Le détecteur de vertex	43
2.4.2 Le SCT	44
2.4.3 Le détecteur à rayonnement de transition	45
2.4.4 Matière représentée par le détecteur interne	46
2.5 Les calorimètres	47
2.5.1 Le calorimètre électromagnétique	48
2.5.2 Le calorimètre hadronique	51

2.5.3	Les calorimètres vers l'avant	53
2.6	Le spectromètre à muons	53
2.6.1	Les MDT	54
2.6.2	Les CSC	57
2.6.3	Les RPC	60
2.6.4	Les TGC	61
2.6.5	Alignement des chambres	62
2.7	Les détecteurs à l'avant	64
2.8	Le système de déclenchement	65
2.8.1	Principe	65
2.8.2	Le niveau 1	65
2.8.3	Le niveau 2	68
2.8.4	Le filtre d'événements	69
2.9	La prise de données dans Atlas	69
2.10	Atlas en 2010 - 2011	70
3	Reconstruction des muons et performances associées	73
3.1	Facteurs environnementaux	73
3.1.1	Matière en amont du spectromètre	73
3.1.2	Rappels sur le spectromètre	74
3.1.3	Calibrations des MDT	76
3.1.4	Alignement	77
3.1.5	Champ magnétique	78
3.2	Reconstruction des muons	80
3.2.1	Les segments	80
3.2.2	Les traces <i>standalone</i>	83
3.2.3	Les traces combinées	85
3.2.4	Les traces étiquetées	86
3.2.5	Pour aller plus loin	87
3.3	Performances attendues	88
3.3.1	Efficacité	88
3.3.2	Résolution	89
3.3.3	Échelle en impulsion	91
4	Performances du spectromètre à muons estimées à partir des cosmiques	93
4.1	Les rayons cosmiques	93
4.1.1	D'où viennent-ils?	93
4.1.2	Observation par le détecteur Atlas	94
4.1.3	Quelques adaptations nécessaires	95
4.2	Données et simulation utilisées	98
4.3	Les coupures appliquées	99
4.3.1	Coupures appliquées aux traces reconstruites dans le détecteur interne	99
4.3.2	Coupures appliquées aux traces reconstruites dans le spectromètre à muons	100
4.4	Performances « au niveau des coups »	101
4.4.1	Nombre de coups par chambre	101
4.4.2	Les résidus	101
4.4.3	Résolution des résidus en fonction de l'impulsion transverse	104

4.5	Quelques exemples de résolutions	105
4.6	Détermination de l'efficacité	106
4.6.1	Définition de l'efficacité	106
4.6.2	Efficacité des traces <i>standalone</i> dans les données	107
4.6.3	Efficacité des traces <i>standalone</i> : comparaison données - simulation	108
4.6.4	Efficacité des traces combinées	109
4.7	Détermination de la résolution en impulsion	110
4.7.1	Résolution et énergie perdue à partir de Δp_T et Δp	111
4.7.2	Paramétrisation de la résolution du spectromètre à muons	113
4.7.3	Comparaison des traces <i>standalone</i> et des traces ID	113
4.7.4	Comparaison des traces <i>standalone</i> reconstruites dans les parties haute et basse du spectromètre	116
4.7.5	Résolution des traces reconstruites dans le détecteur interne	118
4.7.6	Résolution des traces combinées	119
4.7.7	Matière manquante dans le détecteur	120
4.8	Pour aller plus loin	122
4.8.1	Les erreurs	122
4.8.2	Les points de diffusion multiple	124
4.8.3	Effet de l'alignement	125
4.8.4	μ^+ versus μ^-	126
4.9	Conclusion	128
5	Performances du spectromètre à muons estimées à partir des collisions	129
5.1	Topologie des événements de collisions (et plus particulièrement de ceux utilisés pour les performances)	129
5.2	Carte utilisée pour les facteurs correctifs	130
5.3	Méthode de <i>Tag and Probe</i>	131
5.4	Sélection des événements	132
5.4.1	Sélection des événements de collision	132
5.4.2	Sélection du <i>tag</i>	133
5.4.3	Sélection de la <i>probe</i>	134
5.4.4	Association <i>probe</i> - muon	134
5.5	Prédictions depuis la simulation et bruits de fond	135
5.6	Résultats	136
5.6.1	Efficacité pour les muons combinés	136
5.6.2	Efficacité pour les muons combinés et étiquetés	139
5.7	Erreurs systématiques	141
5.8	Pour aller plus loin	143
5.8.1	Comparaison avec Muid	143
5.8.2	Effet de la coupure sur $\Delta p/p$	143
5.8.3	Traces à une station	143
5.9	Mises à jour ultérieures	145
5.10	Autres aspects de performances	146
5.10.1	Résolution	147
5.10.2	Taux de « faux » muons	149
5.10.3	Système de déclenchement	150

5.11	Conclusion	150
6	Reconstruction des électrons et des jets	151
6.1	Reconstruction des électrons et performances associées	151
6.1.1	Reconstruction des électrons	151
6.1.2	Identification des électrons	152
6.1.3	Coupures supplémentaires	153
6.1.4	Échelle en énergie	153
6.1.5	Résolution	154
6.1.6	Efficacités	154
6.2	Principe de reconstruction des jets	156
7	Énergie transverse manquante et muons étiquetés	159
7.1	Reconstruction de l'énergie transverse manquante dans Atlas	160
7.1.1	Le terme calorimétrique	160
7.1.2	Le terme muonique	161
7.1.3	Résolution de E_T^{miss}	162
7.2	Prise en compte des muons étiquetés de la collection Staco	162
7.2.1	Événements utilisés et sélection associée	163
7.2.2	Rappels sur les muons étiquetés	163
7.2.3	Muons étiquetés hors de la zone de transition et E_T^{miss}	164
7.3	Élaboration d'une correction pour inclure les muons étiquetés hors zone de transition	165
7.3.1	Première ébauche	165
7.3.2	L'énergie perdue dans les calorimètres	166
7.3.3	Coupures à appliquer	167
7.3.4	Les traces ayant un dépôt calorimétrique catastrophique	170
7.3.5	Correction « finale » proposée	173
7.3.6	Contrôle de la correction	175
7.3.7	Validation, implémentation et améliorations futures	178
7.4	Conclusion	179
8	Section efficace de production des $W^{\pm}Z$ et TGC	181
8.1	Signal et bruits de fond	182
8.1.1	Topologie du signal	182
8.1.2	Bruits de fond	182
8.2	Objets et corrections appliquées	183
8.2.1	Les muons	183
8.2.2	Les électrons	184
8.2.3	L'énergie transverse manquante	185
8.2.4	Les jets	185
8.2.5	Prise en compte de l'empilement	186
8.3	Le déclenchement des événements	186
8.4	Sélection des événements	188
8.4.1	Acceptance du signal	189
8.4.2	Effet des principales coupures sur les distributions	190
8.4.3	Effet de l'ajout des muons étiquetés à la sélection	190
8.5	Estimation des bruits de fond	194

8.5.1	Bruits de fond à partir de la simulation	196
8.5.2	Bruits de fond estimés à partir des données	197
8.5.3	Méthode des <i>fake factors</i>	197
8.5.4	Détermination des <i>fake factors</i>	197
8.5.5	Incertitudes associées aux <i>fake factors</i>	199
8.5.6	Correction liée à l'énergie transverse manquante	199
8.5.7	Estimation des bruits de fond à partir des <i>fake factors</i>	200
8.6	Estimation des erreurs systématiques	201
8.6.1	Les muons	201
8.6.2	Les électrons	202
8.6.3	L'énergie transverse manquante	203
8.6.4	Incertitudes théoriques	203
8.6.5	Résumé des erreurs systématiques	205
8.7	Résultats	205
8.7.1	Événements attendus et observés	205
8.7.2	Les distributions associées	206
8.8	Estimation de la section efficace	207
8.8.1	L'acceptance fiducielle	207
8.8.2	L'acceptance totale	208
8.8.3	Valeurs pour l'acceptance	209
8.8.4	Définition de la section efficace	209
8.8.5	Calcul de la section efficace	210
8.8.6	Calcul des erreurs	211
8.8.7	Résultat final pour la section efficace	212
8.9	Limites sur les couplages à trois bosons de jauge électrofaibles	212
8.9.1	Re-pondération des événements	212
8.9.2	Extraction des TGC	213
8.10	Conclusion	215
	Conclusion	217
	Remerciements	221
	A Liste des échantillons de simulation utilisés pour déterminer l'efficacité de la reconstruction des muons par la méthode de <i>Tag and Probe</i>	223
	B Liste des échantillons de simulation utilisés dans l'analyse des $W^{\pm}Z$	225
	C Effets des erreurs systématiques sur la section efficace	229
	Bibliographie	237

Introduction

Bienvenue

MARGUERITE ABOUET et SINGEON

La physique des particules est aujourd'hui décrite grâce au Modèle Standard, théorie élaborée dans les années 1970. De nombreuses expériences, en particulier auprès des accélérateurs, ont permis d'en vérifier les prédictions. Aujourd'hui, alors que le Tevatron s'arrêtera à la fin du mois, le collisionneur LHC du Cern focalise de nombreuses espérances de découvertes : boson de Higgs, supersymétrie et bien d'autres encore.

La première partie de cette thèse porte sur un rappel du Modèle Standard, suivi de la description des bosons électrofaibles et de leurs auto-couplages. Ces derniers permettent de sonder le Modèle Standard. Des déviations de leurs valeurs par rapport à celles prédites par le Modèle Standard pourraient mener à de la Nouvelle Physique. Le mode de production de ces paires de bosons en collisionneur hadronique est également abordé, ainsi que les valeurs mesurées et attendues pour la section efficace et les limites sur les auto-couplages.

Pendant ma thèse j'ai étudié des collisions produites par le LHC grâce au détecteur Atlas. Ils sont tous deux présentés au deuxième chapitre.

Au troisième chapitre, la reconstruction des muons sera longuement développée, ainsi que les facteurs l'affectant et les performances attendues. Il introduit également les différents types de muons reconstruits ainsi que leurs qualités associées. Ce chapitre introduit les deux suivants.

Le quatrième chapitre porte sur la première partie de ma thèse : l'évaluation des performances du spectromètre à muons d'Atlas à partir des événements cosmiques enregistrés entre 2008 et 2009. Ces études se sont principalement concentrées sur la détermination de l'efficacité et de la résolution de ce détecteur.

Le cinquième chapitre porte sur la seconde analyse de thèse, la détermination de l'efficacité de reconstruction des muons à partir des collisions enregistrées en 2010, soit sur 42 pb^{-1} de données. Pour cela une méthode de *Tag and Probe* est utilisée à partir des événements $Z \rightarrow \mu\mu$.

Le sixième chapitre présente rapidement la reconstruction des électrons et des jets et les performances associées.

Le septième chapitre est une analyse du terme muonique de l'énergie transverse manquante en vue de l'utilisation des muons étiquetés identifiés dans tout le détecteur lors de l'analyse des dibosons. Une correction est alors proposée.

Le huitième et dernier chapitre porte sur l'étude de la production des dibosons $W^\pm Z$. La sélection des événements y est développée ainsi que l'estimation des bruits de fond et la détermination des erreurs systématiques. À partir de ces éléments, la section efficace du processus est calculée et les premières limites sur le couplage à trois bosons de jauge WWZ en sont déduites.

Bonne lecture.

Chapitre 1

Quelques aspects théoriques

Mise en bouche

PHILIPPE DJIAN et JEAN-PHILIPPE PEYRAUD

La physique des hautes énergies est décrite par une théorie appelée le Modèle Standard. Cette théorie, élaborée dans les années 1970, est vérifiée avec une précision remarquable, notamment grâce aux mesures de précision effectuées au LEP¹ pendant la décennie 1990. Bien qu'il soit généralement admis que le Modèle Standard doit être une théorie effective d'une théorie plus générale, il n'a toujours pas été mis en défaut. On n'a pas encore d'indication tangible pour lui choisir un successeur bien que les candidats ne manquent pas.

Après une brève description du Modèle Standard basée notamment sur [1, 2] nous considérerons plus en détail les couplages à trois bosons électrofaibles. Ils font partie des plus belles prédictions de cette théorie. Ils nous permettent à la fois de mieux la comprendre, mais également d'en établir les limites éventuelles. Par exemple, observer ces paires de bosons en trop grand ou trop petit nombre serait une indication claire de nouvelle physique, ce que nous verrons en deuxième lieu. Enfin nous ferons un état des lieux des différentes mesures faites au LEP et au Tevatron avant de considérer les résultats attendus au LHC².

1.1 Le Modèle Standard de la physique des particules

1.1.1 Les briques élémentaires du Modèle Standard

Le Modèle Standard de la physique des particules permet de décrire les interactions entre les différentes particules considérées comme élémentaires aujourd'hui. On les classe en fonction des interactions auxquelles elles sont sensibles, puis par famille (voir tableau 1.1). Seule la première famille constitue la matière ordinaire. On a besoin de phénomènes plus énergétiques pour produire les particules des 2^e et 3^e familles comme les rayons cosmiques ou les collisions en accélérateur.

Parmi toutes ces particules, dites de matière, toutes des fermions, on distingue les quarks et les leptons, dont les caractéristiques sont décrites dans le tableau 1.1. Les premiers sont les seuls fermions sensibles à l'interaction forte, qui assure notamment la cohésion des noyaux atomiques. Parmi les seconds, on remarquera les neutrinos dont la charge est nulle. En conséquence, ils n'interagissent que grâce à l'interaction faible.

1. LEP : *Large Electron Positron collider* ou grand collisionneur électron-positron.

2. LHC : *Large Hadron Collider* ou grand collisionneur de hadrons.

			Petit nom	Charge	Masse
Quarks	1 ^{re} famille	u	up	+2/3	1,5 à 3,3 MeV
		d	down	-1/3	3,5 à 6,0 MeV
	2 ^e famille	s	strange	-1/3	104_{-34}^{+26} MeV
		c	charm	+2/3	$1,27_{-0,11}^{+0,07}$ GeV
	3 ^e famille	b	bottom ou beauty	-1/3	$4,20_{-0,07}^{+0,17}$ GeV
		t	top	+2/3	$171,2 \pm 2,1$ GeV
Leptons	1 ^{re} famille	e	électron	-1	$\sim 0,511$ MeV
		ν_e	neutrino électronique	0	
	2 ^e famille	μ	muon	-1	$\sim 105,658$ MeV
		ν_μ	neutrino muonique	0	
	3 ^e famille	τ	tau	-1	$1\,776,84 \pm 0,17$ MeV
		ν_τ	neutrino tau	0	

TABLEAU 1.1 – Les fermions

Les particules qui véhiculent les interactions, des bosons, sont décrites dans le tableau 1.2. Elles sont de spin entier au contraire des fermions, de spin demi-entier.

Boson	Interaction	Charge	Masse
Photon, γ	électromagnétique	0	0
W^+ et W^-	faible	+1 ou -1	$(80,399 \pm 0,023)$ GeV
Z	faible	0	$(91,1876 \pm 0,0021)$ GeV
8 gluons	forte	couleur	0

TABLEAU 1.2 – Les bosons

Nous allons détailler davantage l'interaction électrofaible qui résulte de l'unification des interactions électromagnétique et faible.

1.1.2 Transformation de jauge

Le Modèle Standard est basé sur l'identification de symétries que l'on traduit sous forme d'invariance d'équations. Les symétries d'espace-temps sont les plus connues : rotation, translation, transformation de Lorentz, etc. Quand une symétrie est identifiée, l'équation ou le lagrangien décrivant l'interaction concernée se doit de la respecter. Son résultat sera ainsi invariant selon la transformation considérée, rotation, translation, etc.

Les symétries précédemment citées sont des symétries globales, ne dépendant pas de la position dans l'espace-temps. Si la symétrie est respectée localement, c'est-à-dire en faisant varier la position dans l'espace-temps, on l'appelle symétrie locale. Une telle symétrie se traduit par l'invariance du lagrangien décrivant la dynamique du système sous une transformation dite de jauge et de la fonction d'onde sous cette transformation locale. Il s'agit le plus souvent de symétries internes au système (la charge électrique dans le cas de l'interaction électromagnétique par exemple). Le Modèle Standard est basé sur de telles symétries.

Une transformation globale de jauge se traduit sur la fonction d'onde par

$$\psi \rightarrow \psi' = e^{i\alpha}\psi. \quad (1.1)$$

Lorsque l'on effectue une telle transformation sur la partie cinématique du lagrangien de Dirac³ donnée par $\mathcal{L}_{D_c} = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi$, on obtient

$$\mathcal{L}'_{D_c} = i\bar{\psi}'\gamma^\mu\partial_\mu\psi' = i\bar{\psi}e^{-i\alpha}\gamma^\mu\partial_\mu e^{i\alpha}\psi = i\bar{\psi}\gamma^\mu e^{-i\alpha}e^{i\alpha}\partial_\mu\psi = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi = \mathcal{L}_{D_c} \quad (1.2)$$

il n'y a pas de terme additionnel, $\mathcal{L}'_{D_c} = \mathcal{L}_{D_c}$, la symétrie est respectée.

Une transformation de jauge locale se traduit quant à elle sur la fonction d'onde par

$$\psi \rightarrow \psi' = e^{i\alpha(x)}\psi \quad (1.3)$$

avec $x = x^\mu$, la coordonnée de l'espace considéré.

Dans ce cas la partie cinématique du lagrangien de Dirac après transformation nous donne :

$$\mathcal{L}'_{D_c} = i\bar{\psi}'\gamma^\mu\partial_\mu\psi' = i\bar{\psi}e^{-i\alpha(x)}\gamma^\mu(i\partial_\mu\alpha(x)e^{i\alpha(x)}\psi + e^{i\alpha(x)}\partial_\mu\psi) = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - \partial_\mu\alpha(x)\bar{\psi}\gamma^\mu\psi. \quad (1.4)$$

Il y a un terme supplémentaire en $\partial_\mu\alpha(x)$, ce qui rend \mathcal{L}_{D_c} non invariant. Une nouvelle dérivée covariante doit alors être définie pour prendre en compte ce terme. Elle s'écrit sous la forme $D_\mu = \partial_\mu - iN_\mu$ où N_μ est un nouveau champ décrivant une interaction. Ce nouveau champ se transforme comme

$$N'_\mu = N_\mu + \partial_\mu\alpha(x). \quad (1.5)$$

La dérivée covariante D_μ remplace alors ∂_μ dans le lagrangien, devenu ainsi invariant.

Dans le cas général, non abélien, le champ N_μ sera représenté sous forme de tenseur, de la dimension n correspondant au groupe de symétrie. Il s'écrira ainsi

$$\mathbf{N}_\mu = \sum_{a=1}^{n-1} N_\mu^a(x)\mathbf{T}^a \quad (1.6)$$

où les $N_\mu^a(x)$ sont des coefficients et caractérisent le champ réel alors que les \mathbf{T}^a sont les générateurs correspondant au groupe de symétrie⁴. Ces champs agissent sous la transformation de jauge comme

$$\mathbf{N}'_\mu = \mathbf{U}\mathbf{N}_\mu\mathbf{U}^\dagger + \frac{i}{g}\mathbf{U}\partial_\mu\mathbf{U}^\dagger \quad (1.7)$$

où g est le couplage caractéristique de la jauge et les matrices \mathbf{U} , de dimension $n \times n$, caractérisent la transformation. Ces matrices sont unitaires, de déterminant 1. On notera également que $\mathbf{N}_\mu^\dagger = \mathbf{N}_\mu$ et $\text{Tr}\mathbf{N}_\mu = 0$. Ces champs de jauge, ou bosons de jauge, responsables de l'interaction sont de spin entier. La fonction d'onde se transforme alors suivant

$$(\psi^i)' = U_j^i(x)\psi^j \quad (1.8)$$

où les indices i et j varient de 0 à n .

3. Le lagrangien de Dirac est en réalité donné par $\mathcal{L}_D = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi + h.c.$ où $h.c.$ représente le conjugué hermitien, sous-entendu dans les expressions suivantes.

4. Il y a autant de bosons de jauge que de générateurs.

1.1.3 L'interaction électromagnétique

La première théorie à laquelle on a appliqué ces transformations de jauge est l'électrodynamique quantique, ou QED⁵. Dans ce cas, la phase de la fonction d'onde ϕ' est donnée par $\alpha(x) = qe\Lambda(x)$ où e est la constante de couplage électromagnétique, q représente la charge du champ que l'on considère et $\Lambda(x)$ est une fonction arbitraire de x^μ . Ce dernier paramètre assure le libre choix de la jauge (Coulomb ou Lorentz par exemple).

La dérivée covariante est alors donnée par

$$D_\mu = \partial_\mu - iqeA_\mu \quad (1.9)$$

où A_μ est le champ de jauge décrivant le photon et qe la constante de couplage et la matrice unité de dimension un est le générateur du groupe de symétrie abélien $U(1)_{em}$. Sa dynamique est décrite par le lagrangien invariant sous la transformation de jauge $A'_\mu = A_\mu + \partial_\mu\Lambda(x)$

$$\mathcal{L}_\gamma = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad \text{avec} \quad F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu. \quad (1.10)$$

Le terme d'interaction $\bar{\psi}D_\mu\psi$ est alors également invariant sous la transformation de jauge. Ceci nous assure que le lagrangien de l'interaction électromagnétique, décrivant l'interaction des fermions (spineurs) avec le photon, sera également invariant. Ce lagrangien est donné par

$$\mathcal{L}_f = \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi. \quad (1.11)$$

Le photon, noté ici A_μ , est donc le boson vecteur de l'interaction électromagnétique. Son spin est de 1. Sa masse est nulle, ce qui

- apparaît dans \mathcal{L}_γ par l'absence de terme de masse en $1/2m_A^2 A_\mu A^\mu$ (un tel terme romprait l'invariance ici) ;
- implique l'absence de polarisation longitudinale (état de spin 0) du photon.

Le lagrangien de l'interaction est finalement donné par

$$\mathcal{L}_{\text{QED}} = \underbrace{i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi}_{\text{cinématique fermion}} + \underbrace{qe\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi}_{\text{interaction photon-fermion}} - \underbrace{m\bar{\psi}\psi}_{\text{masse fermion}} - \underbrace{\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}}_{\text{cinématique photon}}. \quad (1.12)$$

1.1.4 L'interaction électrofaible

L'interaction électrofaible est une autre application des théories de jauge. Aux basses énergies l'interaction faible est décrite par une théorie effective développée par Fermi en 1934. On obtient ainsi une interaction ponctuelle entre quatre fermions décrite grâce la constante de couplage G_F . Après quelques années d'expériences et de recherches il s'est avéré que le couplage de l'interaction faible ne pouvait, contrairement au cas de QED, être décrit par une simple matrice γ^μ . En effet cette interaction n'agit que sur les fermions gauches. Le couplage impliquera ainsi un terme en $\gamma^\mu(1 - \gamma^5)$, appelé couplage vecteur-axial ou V-A.

Le fait qu'il reste un terme en γ^μ et que la constante de couplage soit proche de e a conduit MM. Glashow, Salam et Weinberg à envisager une unification de l'interaction faible et de l'interaction électromagnétique grâce aux groupes de symétrie et aux transformations de jauge. Le groupe de symétrie impliqué est alors $SU(2)_L \times U(1)_Y$.

5. QED : Quantum ElectroDynamics

	T	T^3	Q	Y
Leptons				
$\begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L^- \end{pmatrix}$	1/2	1/2	0	-1
$\begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L^- \end{pmatrix}$	1/2	-1/2	-1	-1
$\begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L^- \end{pmatrix}$	0	0	0	0
$\begin{pmatrix} \nu_{eR} \\ e_R^- \end{pmatrix}$	0	0	-1	-2
$\begin{pmatrix} \nu_{\mu R} \\ \mu_R^- \end{pmatrix}$	0	0	-1	-2
$\begin{pmatrix} \nu_{\tau R} \\ \tau_R^- \end{pmatrix}$	0	0	-1	-2
Quarks				
$\begin{pmatrix} u_L \\ d'_L \end{pmatrix}$	1/2	1/2	2/3	1/3
$\begin{pmatrix} c_L \\ s'_L \end{pmatrix}$	1/2	-1/2	-1/3	1/3
$\begin{pmatrix} t_L \\ b'_L \end{pmatrix}$	0	0	2/3	4/3
$\begin{pmatrix} u_R \\ d'_R \end{pmatrix}$	0	0	-1/3	-2/3
$\begin{pmatrix} c_R \\ s'_R \end{pmatrix}$	0	0	-1/3	-2/3
$\begin{pmatrix} t_R \\ b'_R \end{pmatrix}$	0	0	-1/3	-2/3

TABLEAU 1.3 – Isospin faible (T) et hypercharge (Y) pour les fermions. T^3 est la troisième composante de l'isospin faible et Q la charge électrique. Les neutrinos droits n'ont pour le moment jamais été observés. Pour les quarks on notera la présence de d' , s' et b' : en effet les états propres de masse ne sont pas états propres pour l'interaction faible. La matrice CKM permet de passer des uns aux autres. Pour passer aux anti-particules il faut prendre l'opposé de T^3 , Q et donc Y .

$SU(2)_L$ décrit la symétrie par rapport à l'isospin faible donné dans le tableau 1.3. L'isospin faible est nul pour les fermions droits, ce qui traduit le fait que l'interaction chargée faible n'agit pas sur ces fermions. Dans le cas des leptons aucun neutrino droit n'a pour le moment été observé. Par ailleurs leur très faible masse confère aux neutrinos une hélicité fixée, gauche pour les neutrinos, droite pour les anti-neutrinos. Le secteur des quarks a également sa particularité : les états propres d'interaction faible ne correspondent pas aux états propres de masse ou de saveur. Ces états sont liés par une matrice de mélange, la matrice CKM. Par convention elle n'agit que sur les quarks de charge $-1/3$, soit d , s et b (raison pour laquelle on a d' , s' et b' dans le tableau 1.3).

$SU(2)_L$ possède trois générateurs, donc trois bosons de jauge. La constante de couplage associée à cette partie de l'interaction est g . On obtient ainsi des termes d'interaction du type $ig\mathbf{W}_\mu$, où \mathbf{W}_μ est l'expression condensée des générateurs. En réalité ils s'écrivent :

$$\mathbf{W}_\mu = \sum_{a=1}^3 W_\mu^a \frac{\tau^a}{2} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} W_\mu^3 & W_\mu^1 - iW_\mu^2 \\ W_\mu^1 + iW_\mu^2 & -W_\mu^3 \end{pmatrix} \quad (1.13)$$

où les matrices τ^a sont les matrices de Pauli pour l'isospin⁶.

$U(1)_Y$ ne correspond pas à $U(1)_{em}$: la symétrie n'est plus par rapport à la charge électrique q , mais par rapport à l'hypercharge Y du champ. Elle est définie par $Q = T^3 + Y/2$ où T^3 est la troisième composante de l'isospin faible. Ses valeurs pour les fermions sont également dans le tableau 1.3. Comme dans le cas de $U(1)_{em}$ le groupe $U(1)_Y$ ne possède qu'un générateur, donc un seul boson de jauge, noté B_μ . Le terme d'interaction est alors $ig'YB_\mu$, où g' est la nouvelle constante de couplage.

La dérivée covariante utilisée pour le groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ est ainsi

$$D_\mu = \partial_\mu - ig\mathbf{W}_\mu - ig'\frac{Y}{2}B_\mu. \quad (1.14)$$

Les quatre champs \mathbf{W}_μ et B_μ ne correspondent pas aux bosons observés, ces derniers sont des

6. La notation condensée sous-entend toujours la sommation $\sum_{a=1}^3 W_\mu^a \frac{\tau^a}{2}$.

combinaisons linéaires des premiers. Ainsi les champs

$$W_\mu^\pm = \sqrt{\frac{1}{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \quad (1.15)$$

décrivent les bosons W^+ et W^- alors que W_μ^3 et B_μ décrivent des champs neutres, combinaisons linéaires des champs orthogonaux donnant le photon et le boson Z .

$$A_\mu = B_\mu \cos \theta_W + W_\mu^3 \sin \theta_W \quad (1.16)$$

$$Z_\mu = -B_\mu \sin \theta_W + W_\mu^3 \cos \theta_W \quad (1.17)$$

où θ_W est l'angle de Weinberg, ou angle de mélange, donné par

$$\sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad \text{et} \quad \cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (1.18)$$

dont la valeur expérimentale est $\sin^2 \theta_W = 0,23116 \pm 0.00013$.

A_μ est un champ de masse nulle, le photon, contrairement à W_μ^\pm et Z_μ qui sont massifs. Ces champs n'acquièrent cependant pas leur masse seuls. À de très hautes énergies nous aurions réellement les champs W_μ^i et le champ B_μ , tous de masse nulle. Cependant ce n'est le cas à aucune des énergies que nous considérons, la symétrie est alors considérée comme brisée pour permettre aux bosons W^\pm et Z d'acquérir leur masse.

Différents modèles permettent de briser la symétrie. Le plus simple et le plus connu est le mécanisme de Higgs. Il consiste à introduire un doublet de champs scalaires

$$\hat{\phi} = \begin{pmatrix} \hat{\phi}^+ \\ \hat{\phi}^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{\phi}_1 + i\hat{\phi}_2) \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{\phi}_3 + i\hat{\phi}_4) \end{pmatrix} \quad (1.19)$$

décrit par le lagrangien

$$\mathcal{L}_H = (\partial_\mu \hat{\phi}^\dagger)(\partial^\mu \hat{\phi}) - V(\hat{\phi}) \quad \text{avec} \quad V(\hat{\phi}) = -\mu^2 \hat{\phi}^\dagger \hat{\phi} + \lambda(\hat{\phi}^\dagger \hat{\phi})^2 \quad (1.20)$$

Le choix de l'état fondamental permet de briser la symétrie, autrement dit, le lagrangien respecte toutes les symétries du système, mais pas la solution.

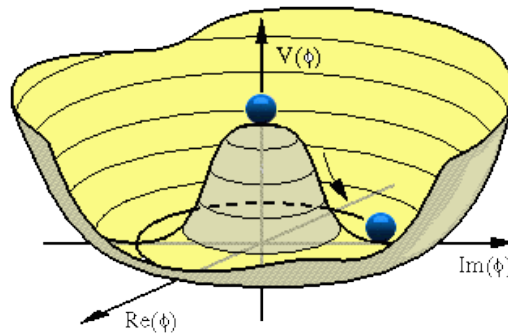


FIGURE 1.1 – Schéma du potentiel de Higgs.

L'état fondamental, aussi appelé « valeur attendue dans le vide (vev) », est donné par

$$\langle \phi \rangle = \langle 0 | \hat{\phi} | 0 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad v = \sqrt{\frac{\mu^2}{2\lambda}}. \quad (1.21)$$

C'est l'interaction des bosons de jauge W_μ et B_μ avec le champ scalaire de Higgs qui leur permet d'acquérir une masse. Cette interaction est décrite par les termes de lagrangien faisant intervenir à la fois le champ de Higgs et les bosons électrofaibles, soit

$$\mathcal{L}_{int\ H-(W,B)} = \frac{g^2}{2} \hat{\phi}^\dagger \hat{\phi} W^{\mu+} W_\mu^- + \frac{g^2 + g'^2}{4} \hat{\phi}^\dagger \hat{\phi} Z^\mu Z_\mu. \quad (1.22)$$

En projetant ces termes sur l'état fondamental du champ de Higgs on obtient alors la relation entre les masses des W et Z et l'angle de Weinberg, soit

$$\frac{M_W}{M_Z} = \cos \theta_W. \quad (1.23)$$

Ces masses peuvent également s'exprimer directement en fonction du champ de Higgs par :

$$M_W^2 = \frac{g^2 v^2}{4} \quad \text{et} \quad M_Z^2 = \frac{(g^2 + g'^2) v^2}{4}. \quad (1.24)$$

Les bosons W et Z ont été découverts et leur masse mesurée. Mais l'existence du boson Higgs, qui fait l'objet de recherches très actives au Tevatron et au LHC, n'est pas encore prouvée. À partir des masses des bosons électrofaibles et des constantes de couplage on peut estimer v à 246 GeV, mais la masse du boson de Higgs n'est pas prédite par le Modèle Standard.

Nous avons donc pour le moment une théorie électrofaible décrite par le groupe de symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Cette symétrie est brisée par le mécanisme de Higgs, ce qui confère des masses à trois des bosons de jauge, les W^\pm et le Z , le photon restant de masse nulle. Ceci nous permet également de faire un lien avec l'approche effective de l'interaction faible grâce à la relation

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2} \quad (1.25)$$

qui lie ainsi la constante de Fermi, la constante de couplage du groupe $SU(2)_L$ et la masse du W .

1.1.5 Le caractère non abélien de $SU(2)_L$ ou les interactions entre bosons électrofaibles

Dans le cas de QED le lagrangien du boson vecteur de l'interaction, le photon, était donné par 1.10. Pour le groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ on a

$$\mathcal{L}_{cin} = -\frac{1}{4} \text{Tr}[\mathbf{W}_{\mu\nu} \mathbf{W}^{\mu\nu}] - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (1.26)$$

avec

$$\mathbf{W}_{\mu\nu} = \partial_\mu \mathbf{W}_\nu - \partial_\nu \mathbf{W}_\mu - g \mathbf{W}_\mu \times \mathbf{W}_\nu \quad (1.27)$$

et

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \quad (1.28)$$

On notera que, dans 1.27, les indices de sommation sont sous-entendus. Le troisième terme n'apparaît pas dans 1.28 car le commutateur $[B_\mu, B_\nu]$ est nul, en d'autres termes $U(1)_Y$ est abélien, contrairement au commutateur $[\mathbf{W}_\mu, \mathbf{W}_\nu] = [W_\mu^a \boldsymbol{\tau}^a, W_\nu^b \boldsymbol{\tau}^b] = i \epsilon^{abc} W_\mu^a W_\nu^b \boldsymbol{\tau}^c$, correspondant au groupe $SU(2)_L$, non abélien. Il n'y a donc pas d'interaction entre les bosons de jauge B , mais il y en a entre les bosons W^i .

On obtient ainsi les couplages à trois bosons décrits par

$$\mathcal{L}_{WWW} = -\frac{g}{2} \epsilon^{abc} (\partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a) W^{b\mu} W^{c\nu} \quad (1.29)$$

$$= i g \cos \theta_W (W_{\mu\nu}^+ W^{\mu-} Z^\nu - W_{\mu\nu}^- W^{\mu+} Z^\nu + Z^{\mu\nu} W^{\mu+} W^{\nu-}) \quad (1.30)$$

$$+ i g \sin \theta_W (W_{\mu\nu}^+ W^{\mu-} A^\nu - W_{\mu\nu}^- W^{\mu+} A^\nu + A^{\mu\nu} W^{\mu+} W^{\nu-}) \quad (1.31)$$

avec $G_{\mu\nu} = \partial_\mu G_\nu - \partial_\nu G_\mu$ où G peut être A (pour γ), Z , W^+ ou W^- .

Les couplages à quatre bosons sont décrits par

$$\mathcal{L}_{4 \text{ bosons}} = \frac{g^2}{4} \epsilon^{abc} \epsilon^{a'b'c} W_\mu^a W_\nu^b W^{\mu a'} W^{\nu b'} \quad (1.32)$$

qui ne sera pas détaillé davantage.

Les vertex donnés par les expressions précédentes sont dessinés sur la figure 1.2 pour les couplages à trois bosons et sur la figure 1.3 pour les couplages à quatre bosons. Le couplage à trois bosons impliquant le photon a pour constante de couplage $e = g \sin \theta_W$, celle du couplage impliquant le Z est $g \cos \theta_W$.

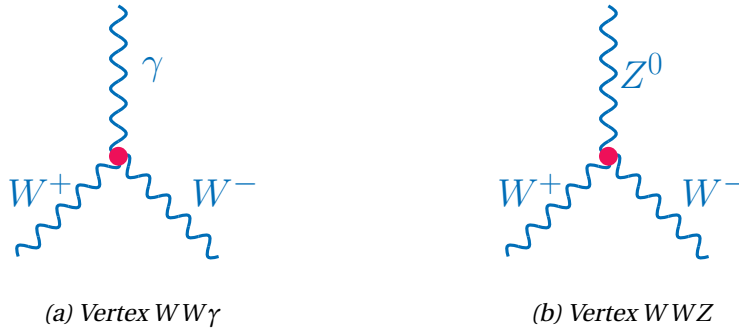


FIGURE 1.2 – Les vertex à trois bosons de jauge électrofaibles.

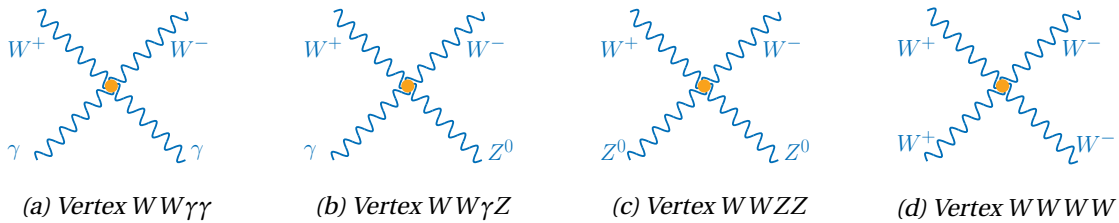


FIGURE 1.3 – Les vertex à quatre bosons de jauge électrofaibles.

En utilisant les combinaisons linéaires données en (1.15) et en (1.16) on obtient les couplages à trois bosons $\gamma W^+ W^-$, $Z W^+ W^-$ et à quatre bosons $\gamma\gamma W^+ W^-$, $\gamma Z W^+ W^-$, $ZZ W^+ W^-$ et $W^+ W^- W^+ W^-$. On remarque ainsi qu'il n'y a pas (au moins au premier ordre de la théorie) de couplage n'impliquant que les bosons neutres.

1.1.6 Limites du Modèle Standard

Le Modèle Standard est jusqu'à présent une théorie très bien vérifiée expérimentalement, en particulier grâce aux mesures de précision faites au LEP. L'observation expérimentale des couplages à trois bosons en est également un des résultats, visible sur la figure 1.4. En effet, si ces couplages n'existaient pas (courbe pointillée magenta) la section efficace WW divergerait. Leur présence se traduit ainsi par une saturation de la section efficace.

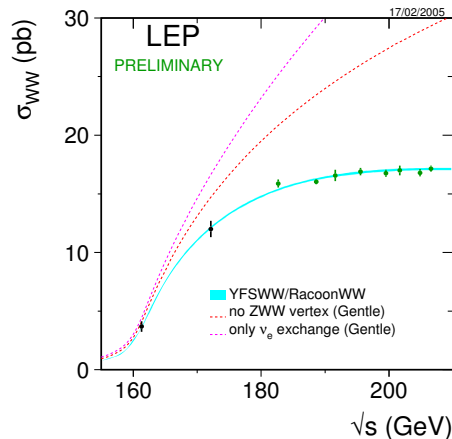


FIGURE 1.4 – Section efficace WW mesurée au LEP. Ce résultat a permis de montrer l'existence des couplages à trois bosons.

Cependant il souffre de limitations, principalement liées à l'utilisation du secteur scalaire. Ainsi on pourra citer, hormis l'absence, à ce jour, de preuve expérimentale de la présence du boson de Higgs,

L'argument de naturalité ou le fait que, en présence de nouvelle physique à une échelle Λ , les corrections à la masse du boson de Higgs d'ordre supérieur sont quadratiquement divergentes. Ainsi la plage permise pour la masse du Higgs ne dépend que du processus de renormalisation choisi et notamment de l'échelle Λ . De fortes compensations entre termes différents de seize ordres de grandeur conduisent alors à l'indépendance par rapport à la valeur de départ donnée par le potentiel $V(\hat{\phi})$ de (1.20). Le Modèle Standard apparaît donc ici comme une théorie effective d'une théorie plus large ;

L'argument de trivialité, qui provient du fait que la constante de couplage λ intervenant dans le potentiel $V(\hat{\phi})$ serait nulle après renormalisation. En effet la prise en compte des ordres supérieurs conduit à redéfinir la constante λ en une constante dépendant logarithmiquement de l'énergie $\lambda(Q)$. Pour une certaine échelle d'énergie, notée Q_0 , il existe un pôle de Landau, la constante λ diverge alors. La seule possibilité pour éviter cette divergence serait d'imposer $\lambda(Q) = 0$, la brisure de symétrie ne peut alors s'effectuer et donne une théorie sans interaction. Ainsi, si l'échelle de nouvelle physique est inférieure à l'échelle du pôle de Landau il n'y a pas de soucis, par contre si elle est au-dessus la théorie sera triviale ;

hiérarchie des masses : on ne comprend pas actuellement pourquoi on aurait une telle hiérarchie entre les masses des différents fermions (voir le tableau 1.1), ni pourquoi l'échelle de Planck⁷ est aussi grande (de l'ordre de 10^{19} GeV), soit $m_W \ll m_P$.

Pour toutes ces raisons diverses extensions et modifications du Modèle Standard sont envisagées.

7. Échelle de Planck : échelle à laquelle la constante gravitationnelle, très faible à nos énergies, devient du même ordre de grandeur que les autres constantes de couplages

1.2 Couplages anormaux

Les couplages à trois bosons, vus ici, mais également ceux à quatre, sont une prédiction directe du Modèle Standard, découlant directement de l'invariance de jauge électrofaible. Toute déviation des valeurs de ces couplages par rapport à celles prédites par le Modèle Standard (en prenant en compte les ordres supérieurs en perturbation) pourrait être un signe de nouvelle physique (NP). Elle pourrait par exemple se traduire par une augmentation (ou une diminution) de section efficace.

Pour estimer les valeurs de ces couplages on essaie de s'affranchir au maximum de toute dépendance aux modèles. Pour cela on suppose que la nouvelle physique est caractérisée par une échelle d'énergie notée Λ_{NP} . Cette échelle devrait être grande devant les échelles en jeu pour la production de dibosons, nous ne sommes ainsi sensibles qu'à des effets virtuels. On utilise alors un lagrangien effectif qui peut s'écrire de manière générale

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \sum_i g_{\text{eff}}^i \mathcal{O}_i(\phi) \quad \text{avec} \quad g_{\text{eff}}^i = \frac{g^i}{\Lambda_{\text{NP}}^{d_i-4}} \quad (1.33)$$

où les opérateurs $\mathcal{O}_i(\phi)$ sont de dimension d_i , construits à partir des champs usuels notés ϕ et affectés d'une constante de couplage g^i [3]. Pour des énergies $E \ll \Lambda_{\text{NP}}$ cette nouvelle physique n'est attendue que dans des observations indirectes comme une légère déviation des couplages à trois bosons. Par contre pour des énergies de l'ordre de Λ_{NP} on ne peut plus tronquer la série. Cependant les champs associés à la nouvelle physique deviennent réels, elle est donc directement observable. L'utilisation du lagrangien effectif n'est donc plus suffisante.

Ces lagrangiens sont donnés ci-dessous sous leur forme la plus générale dans le cas des couplages chargés et des couplages neutres. Le principal avantage de cette notation est son indépendance par rapport aux différents modèles prédisant de la nouvelle physique. Elle est tronquée à l'ordre le plus bas que l'on peut considérer pour chaque opérateur.

1.2.1 Couplages chargés

Dans le cas des couplages chargés, le lagrangien effectif est donné par [4]

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{WWV} = & g_{WWV} \left[i g_1^V (W_{\mu\nu}^+ W^{-\mu} V^\nu - W_{\mu\nu}^- W^{+\mu} V^\nu) + i \kappa_V W_\mu^+ W_\nu^- V^{\mu\nu} + \frac{\lambda_V}{M_W^2} W_{\rho\mu}^+ W^{-\mu}{}_\nu V^{\nu\rho} \right. \\ & - g_4^V W_\mu^+ W_\nu^- (\partial^\mu V^\nu + \partial^\nu V^\mu) + i g_5^V \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} ((\partial^\rho W^{+\mu}) W^{-\nu} - W^{+\mu} (\partial^\rho W^{-\nu})) V^\sigma \\ & \left. + i \frac{\tilde{\kappa}_V}{2} W_\mu^+ W_\nu^- \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} V^{\rho\sigma} + \frac{\tilde{\lambda}_V}{2M_W^2} W_{\rho\mu}^+ W^{-\mu}{}_\nu \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} V^{\nu\rho} \right] \end{aligned} \quad (1.34)$$

avec $g_{WW\gamma} = -e$ et $g_{WWZ} = -e \cot \theta_W$. On a également $G_{\mu\nu} = \partial_\mu G_\nu - \partial_\nu G_\mu$ où G peut être W ou V , et $V = A, Z$ (où A représente le photon).

Dans le modèle standard on a $g_1^V = \kappa_V = 1$ et $\lambda_V = g_4^V = g_5^V = \tilde{\kappa}_V = \tilde{\lambda}_V = 0$, ce qui nous permet donc de retrouver (1.29).

Tous ces nouveaux couplages se comportent différemment face aux symétries discrètes :

- g_1^V , κ_V et λ_V respectent la conjugaison de charge C et la parité P ;
- g_4^V et g_5^V violent C ;
- g_5^V , $\tilde{\kappa}_V$ et $\tilde{\lambda}_V$ violent P ;
- g_4^V , $\tilde{\kappa}_V$ et $\tilde{\lambda}_V$ violent CP.

On notera également que ces couplages sont sans dimension mais associés à des opérateurs de dimension quatre à l'exception des couplages λ_V et $\tilde{\lambda}_V$, associés à des opérateurs de dimension six. Il

est possible d'inclure des opérateurs de dimension plus élevée, en remplaçant V^μ par $\square^n V^\mu$ [5].

Pour le couplage $WW\gamma$, si le photon est réel, l'invariance de jauge électromagnétique impose $g_1^\gamma = 1$ et $g_4^\gamma = g_5^\gamma = 0$.

On peut également retrouver les propriétés des bosons W dans ces couplages, notamment le couplage $WW\gamma$ qui est lié aux propriétés statiques du W :

$$\begin{aligned} Q_W = e g_1^\gamma \quad \mu_W = \frac{e}{2M_W}(g_1^\gamma + \kappa_\gamma + \lambda_\gamma) \quad q_W = -\frac{e}{M_W^2}(\kappa_\gamma - \lambda_\gamma) \\ d_W = \frac{e}{2M_W}(\tilde{\kappa}_\gamma + \tilde{\lambda}_\gamma) \quad \tilde{q}_W = -\frac{e}{M_W^2}(\tilde{\kappa}_\gamma - \tilde{\lambda}_\gamma) \end{aligned} \quad (1.35)$$

où Q_W est la charge électrique, μ_W est le moment magnétique dipolaire, q_W est le moment quadripolaire électrique, d_W est le moment électrique dipolaire et \tilde{q}_W est le moment quadripolaire magnétique[6].

Les déviations par rapport au Modèle Standard sont souvent évaluées grâce aux seuls couplages respectant les symétries C et P, mis sous la forme :

$$\Delta g_1^Z \equiv g_1^Z - 1, \quad \Delta \kappa_\gamma \equiv \kappa_\gamma - 1, \quad \Delta \kappa_Z \equiv \kappa_Z - 1, \quad \lambda_\gamma \quad \text{et} \quad \lambda_Z. \quad (1.36)$$

Des constantes de couplage au-delà du Modèle Standard engendreraient une augmentation de la section efficace de production avec l'énergie de collision. Ce comportement peut éventuellement conduire à une violation de l'unitarité à l'ordre des arbres. Elle est évitée par l'introduction d'un facteur de forme caractérisé par l'échelle d'énergie Λ_{FF} dépendant de celle attendue pour la nouvelle physique. Dans ce cas les couplages anormaux prennent la forme

$$\Delta \kappa(\hat{s}) = \frac{\Delta \kappa}{(1 + \hat{s}/\Lambda_{\text{FF}}^2)^2} \quad (1.37)$$

où $\sqrt{\hat{s}}$ est l'énergie utilisée pour créer la paire de bosons et $\Delta \kappa$ la valeur du couplage pour les basses énergies. Cette paramétrisation est utilisée au Tevatron et au LHC, en prenant par exemple $\Lambda_{\text{FF}} = 2$ ou 3 TeV. Elle peut cependant être considérée comme peu justifiée dans la mesure où on attend des effets directs de la nouvelle physique pour Λ_{NP} .

1.2.2 Couplages neutres

Dans le cas des couplages neutres, le lagrangien effectif dépend de l'état final. Si l'état final est constitué de deux bosons Z sur couche de masse le lagrangien s'écrit

$$\mathcal{L}_{V^0ZZ} = -\frac{e}{M_Z^2} \left[f_4^V (\partial_\mu V^{\mu\beta}) Z_\alpha (\partial^\alpha Z_\beta) + f_5^V (\partial^\sigma V_{\sigma\mu}) \tilde{Z}^{\mu\beta} Z_\beta \right] \quad (1.38)$$

avec $V = Z, \gamma$ (forcément hors couche de masse), $V_{\mu\nu} = \partial_\mu V_\nu - \partial_\nu V_\mu$ et $\tilde{Z}^{\mu\beta} = \frac{1}{2} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} Z^{\rho\sigma}$. Les constantes de couplage f_4^V et f_5^V sont, comme pour les couplages impliqués dans les vertex chargés, sans dimension. La dimension minimale des opérateurs auxquels ils sont associés est de six. Par ailleurs, si un des Z était hors couche de masse, on aurait cinq couplages additionnels $V^0 Z^* Z$ [3].

Le lagrangien décrivant l'interaction au vertex $VZ\gamma$ où on a Z et γ sur couche de masse est

$$\mathcal{L}_{Z\gamma V} = -ie \left[(h_1^V F^{\mu\nu} + h_3^V \tilde{F}^{\mu\nu}) Z_\mu \frac{\square + m_V^2}{m_Z^2} V_\nu + (h_2^V F^{\mu\nu} + h_4^V \tilde{F}^{\mu\nu}) Z^\alpha \frac{\square + m_V^2}{m_Z^4} \partial_\alpha \partial_\mu V_\nu \right]. \quad (1.39)$$

Il n'y a pas de couplage si $s = M_Z^2$ à cause de l'invariance de jauge dans le cas $V = \gamma$ et à cause de la statistique de Bose dans le cas de $ZZ\gamma$. Ces opérateurs associés aux constantes sans dimension $h_{1,3}^V$ sont de dimension six alors qu'elle est de huit pour $h_{2,4}^V$. Dans le cas du Modèle Standard tous ces couplages sont nuls : il n'y a pas de couplage à trois bosons neutres à l'ordre des arbres.

Comme dans le cas des couplages chargés ils se comportent différemment face aux symétries discrètes. Ainsi f_4^V , h_1^V et h_2^V violent la symétrie CP alors que f_5^V , h_3^V et h_4^V la conservent.

1.3 Modèles pouvant conduire à des couplages anormaux

Toute déviation du Modèle Standard vue grâce aux couplages additionnels présentés ci-dessus pourrait donc traduire la présence de nouvelle physique. De nombreuses théories sont alors en compétition. Un des points de départ de ces théories est souvent le mécanisme de brisure de symétrie, qui diffère de celui du Modèle Standard (unique doublet de champs scalaires, voir §1.1.4). Ces modèles prédisent en général de nouvelles particules qui pourraient se coupler aux bosons électrofaibles. Ces particules pourraient intervenir dans des boucles pour modifier les couplages à trois bosons. Les modèles les plus répandus sont :

- la supersymétrie, dans laquelle le secteur scalaire est étendu puisque l'on a au moins deux doublets de Higgs (MSSM, *Minimal Supersymmetric Standard Model*) ;
- la technicouleur, pour laquelle c'est le secteur de jauge qui est étendu avec l'ajout de nouveaux bosons et fermions[3] ;
- les modèles impliquant une symétrie plus vaste, dont des dimensions supplémentaires, comme les modèles à petit Higgs[7, 8] ou ceux à Higgs composite[9] ;
- des modèles sans Higgs pour lesquels des résonances aux bosons de jauge électrofaibles sont prédites[10], etc.

Par des approximations linéaires, notamment adaptées pour les théories faiblement couplées et dans lesquelles on a des scalaires légers comme la supersymétrie, on peut obtenir les limites suivantes sur les variations des constantes de couplages du lagrangien (1.34)[11]

$$\begin{aligned}
 |\Delta\kappa_V|, |\tilde{\kappa}_V| &\lesssim \max \left\{ \left(\frac{m_W}{4\pi\Lambda} \right)^2, \left(\frac{m_W v}{\Lambda^2} \right)^2 \right\} \\
 |\lambda_V|, |\tilde{\lambda}_V| &\lesssim \max \left\{ \left(\frac{g m_W}{4\pi\Lambda} \right)^2, \left(\frac{m_W}{\Lambda} \right)^4 \right\} \\
 |\Delta g_1^V|, |g_{4,5}^V| &\lesssim \frac{m_W^2 v^2}{\Lambda^4} \quad |h_{1,3}^V| \lesssim \frac{m_Z^4}{\Lambda^4} \quad |h_{2,4}^V| \lesssim \frac{m_Z^6}{\Lambda^6}.
 \end{aligned} \tag{1.40}$$

Dans ce cas v est la valeur définie dans (1.21).

Une seconde approche, dite chirale, est considérée pour les modèles sans scalaire léger qui requièrent de grandes constantes de couplage. Dans ces cas l'échelle de Nouvelle Physique attendue est de l'ordre de $\Lambda \sim 4\pi v \sim 3 \text{ TeV}$. L'estimation des couplages est alors effectuée en fonction de leur nombre de dérivées[11]. On obtient alors

$$\begin{aligned}
 |\Delta\kappa_V|, |\tilde{\kappa}_V|, |\Delta g_1^V|, |g_{4,5}^V| &\sim \frac{1}{(4\pi)^2} \simeq 0,006 \\
 |\lambda_V|, |\tilde{\lambda}_V|, |h_{1,3}^V| &\sim \frac{g^2}{(4\pi)^4} \simeq 2 \times 10^{-5} \\
 |h_{2,4}^V| &\sim \frac{g^4}{(4\pi)^6} \simeq 5 \times 10^{-8}.
 \end{aligned} \tag{1.41}$$

Le tableau 1.4 présente les valeurs numériques attendues pour les différents paramètres présentés ci-dessus, pour les modèles pour lesquels ils ont été estimés.

Modèle	$ \Delta\kappa_\gamma $	$ \lambda_\gamma $	$ \tilde{\kappa}_\gamma $
Modèle Standard	0,008 [12, 13]	0,002 [13]	10^{-22} [14, 15]
2HDM (<i>two-Higgs-doublet-model</i>)	0,016 [16]	0,0014 [16]	–
Multi-doublet	–	–	4.10^{-6} [14, 17]
E6	$2,5.10^{-5}$ [18]	0,003 [18]	–
Supersymétrie	0,005 [19]	5.10^{-5} [19]	3.10^{-4} [20]
Technicouleur	0,002 [21]	–	7.10^{-6} [21]
4 ^e génération	–	–	5.10^{-3} [22]

TABLEAU 1.4 – Valeurs calculées pour les paramètres effectifs pour différents modèles théoriques[11].

Ces limites sont données dans le cas du couplage $WW\gamma$. On s’attend à ce qu’elles soient du même ordre de grandeur pour le couplage WWZ .

Enfin, pour ce qui est de la violation de CP, on s’attend à ce qu’elle soit faible, même si la phase de la matrice CKM⁸ est grande. Ceci explique en partie pourquoi les couplages sur lesquels on pose généralement les limites sont ceux qui respectent la conjugaison de la charge, la parité et CP.

1.4 Résultats expérimentaux observés et attendus

1.4.1 Rappel préliminaire de QCD

Le LHC est un collisionneur proton-proton (voir chapitre 2). Aux énergies qu’il doit atteindre ce sont les quarks contenus dans les protons qui interagissent et non plus les protons eux-mêmes. Parmi ces quarks, les quarks de valence donnent leurs principales caractéristiques aux différents hadrons (charge, propriétés de désintégration par l’interaction faible, etc.). Cependant, d’après les propriétés qui découlent de la QCD⁹ (liberté asymptotique et confinement), le proton contient aussi une « mer » de gluons et quarks.

Les gluons sont les bosons de jauge de la QCD, décrite par le groupe de symétrie $SU(3)_c$. La charge sur laquelle agissent les gluons est la charge de couleur. En effet chaque quark porte une couleur ou une anti-couleur. Les gluons portent eux deux couleurs. Cependant nous n’observons rien de « coloré » dans la nature, les quarks n’existent pas seuls ou libres. Ils sont confinés dans les mésons (association de deux quarks) ou dans les hadrons (trois quarks) qui sont « blancs ». Par contre plus on sonde l’intérieur de ces hadrons, avec des énergies sans cesse plus grandes, plus ils sont libres, il s’agit de la liberté asymptotique.

Expérimentalement, plus l’énergie des collisions est importante plus les quarks et les gluons de la mer interagissent. Dans le cas de collisions proton-proton, pour les interactions faisant appel à l’annihilation d’une paire quark–anti-quark (production de bosons Z par exemple), on devra forcément faire appel aux quarks de la mer pour obtenir un anti-quark. Une des limites de l’analyse des collisions hadroniques est donc la précision sur la distribution de ces partons à l’intérieur des hadrons ou PDF, pour *Parton Distribution Function*. Ces dernières ont été très étudiées dans les années 1990-2000, notamment grâce au collisionneur hadron-électron HERA¹⁰ à DESY¹¹. Elles n’ont cependant jamais

8. CKM = Cabibbo, Kobayashi, Maskawa

9. QCD = Chromodynamique quantique

10. HERA = Hadron-Elektron-Ring-Anlage

11. DESY = Deutsches Elektronen-Synchrotron

été explorées aux énergies mises en jeu au LHC et seront ainsi une source d'erreurs systématiques dans les analyses.

L'énergie des collisions entre quarks ou gluons, désignés collectivement comme des partons, notée $\sqrt{Q^2}$, est égale à la masse produite. On la note aussi $\sqrt{\hat{s}}$, pour la distinguer de \sqrt{s} , énergie de collision des protons, soit 7 TeV au LHC en 2010-2011. L'énergie de la collision entre les quarks, qui est notre réelle énergie de collision, est alors notée $\sqrt{\hat{s}} = \sqrt{x_1 x_2 s} = \sqrt{Q^2}$. Dans cette notation, x_1 et x_2 sont les fractions d'énergie du proton emportées par chacun des partons interagissant, et sont déterminées grâce aux fonctions de distribution de partons.

1.4.2 Production des paires de bosons au LHC et au Tevatron

La production de paires de bosons, au LHC comme au Tevatron, se fait grâce à l'interaction d'un quark et d'un anti-quark selon les diagrammes de Feynman représentés sur la figure 1.5.

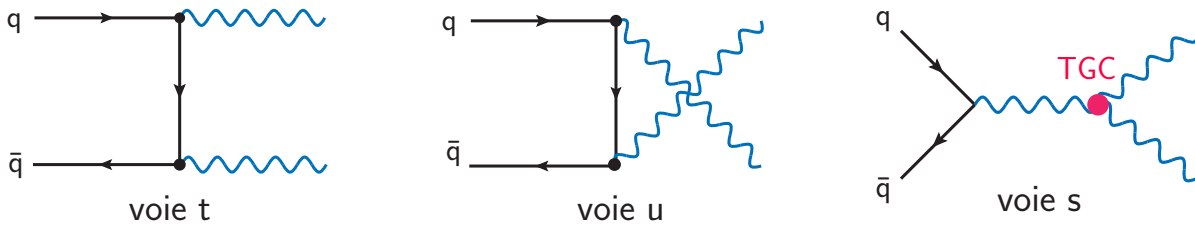
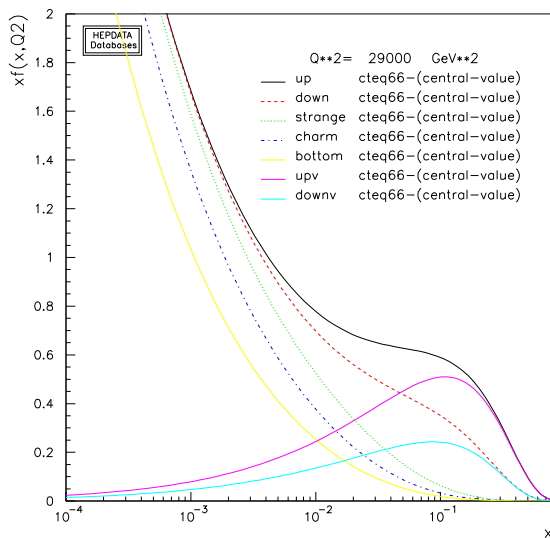
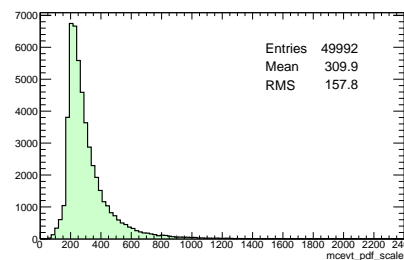
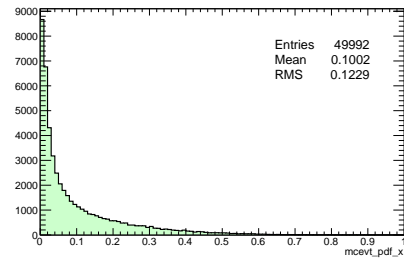


FIGURE 1.5 – Les diagrammes de production des dibosons au LHC.



(a) Fonctions de distribution des quarks (PDF) dans le proton pour $Q^2 = 29\,000\text{ GeV}^2$.



(b) Valeurs de x (symétrique pour les deux protons) dans les échantillons de simulation utilisés en haut, et de $\sqrt{\hat{s}}$ en bas.

FIGURE 1.6 – Fonctions de distributions de partons.

Au Tevatron, comme il s'agit d'un collisionneur $p\bar{p}$ les deux quarks peuvent être de valence. Ce n'est pas le cas du LHC, collisionneur proton-proton. Pour ce dernier l'anti-quark devra venir de la

mer. L'observation se fait pour des bosons de jauge sur couche de masse. Dans le cas des paires WZ on a un boson W de 80 GeV et un Z de 91 GeV dans l'état final. L'état initial doit donc mettre en jeu au moins $Q^2 = (M_W + M_Z)^2 \sim 29\,000 \text{ GeV}^2$. Les PDF correspondant à ce Q^2 sont représentées sur la figure 1.6a.

Pour des valeurs de Q^2 de cet ordre de grandeur les partons dont la fonction de distribution est dominante sont les gluons, non représentés sur la figure 1.6a. Cependant si la fusion de gluons, grâce à des diagrammes en boîte, peut donner au premier ordre en perturbation (NLO) pour QCD les paires de bosons $\gamma\gamma$, ZZ , $Z\gamma$ ou encore W^+W^- , voir la figure 1.7, la conservation de la charge électrique en exclut toute contribution à la production des paires $W^\pm Z$ et $W^\pm\gamma$ [23] à l'ordre dominant (LO) ou à NLO. Cependant l'émission de gluons dans l'état initial est à considérer pour la production de toutes ces paires de bosons.

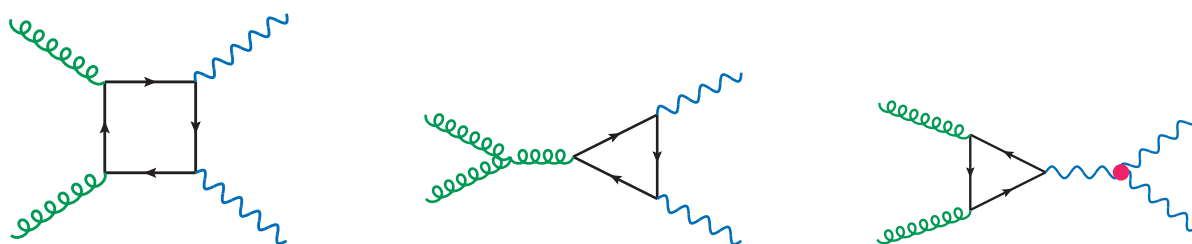


FIGURE 1.7 – Diagrammes impliquant la fusion de gluons pour la production des dibosons.

1.4.3 Section efficace de production

La section efficace de production pour des collisions entre hadrons est donnée par

$$\sigma(h_1 h_2 \rightarrow X; Q) = \sum_{i,j} \int dx_1 dx_2 f_i(x_1) f_j(x_2) d\sigma(i(x_1 h_1) + j(x_2 h_2) \rightarrow X; Q) \quad (1.42)$$

où $f(x_1)$ et $f(x_2)$ sont les PDF relatives aux partons provenant de chacun des deux hadrons, notés h_1 et h_2 , et σ est la section efficace du processus élémentaire considéré, à l'échelle d'énergie Q , donnée par le calcul théorique. La somme sur les i et j permet de prendre en compte tous les partons différents qui peuvent contribuer à la section efficace.

Cette section efficace varie donc en fonction de la nature des collisions et de l'énergie dans le centre de masse. Elle est donnée dans le tableau 1.5 pour le processus qui nous intéresse, la production des paires de bosons électrofaibles, pour le Tevatron (collisions $p\bar{p}$) à 1,96 TeV et pour le LHC (collisions pp) à 7 TeV, énergie dans le centre de masse en 2010-2011 et 14 TeV, énergie nominale. Elle y est donnée dans le cas des calculs NLO, soit au premier ordre des boucles.

On remarquera que les sections efficaces de production sont attendues identiques pour W^+Z et W^-Z au Tevatron alors que cela n'est pas le cas au LHC. Cela vient du fait que, pour le premier, ce sont des protons et des anti-protons qui entrent en collision. En effet, comme la valeur moyenne de x est de 0,1 d'après la figure 1.6b, les quarks impliqués dans les collisions sont majoritairement ceux de valence d'après 1.6a. Or les protons sont constitués de uud , les quarks u sont donc majoritaires. Ils n'interviendront cependant que dans la production des paires W^+Z pour des raisons de conservation de la charge. Les quarks d interviennent quant à eux lors de la production des paires W^-Z . Dans ces deux cas il faut aller chercher l'anti-quark dans la mer. Pour le Tevatron les collisions proton-anti-proton permettent d'avoir la même proportion de quarks u et d'anti-quarks \bar{u} . Il en va de même

	Tevatron ($p\bar{p}$)	LHC (pp)	
	1,96 TeV	7 TeV	14 TeV
WW	11,49	44,92	117,7
WZ	3,44	18,53	51,85
W^+Z	1,72	11,87	31,55
W^-Z	1,72	6,66	20,30
ZZ	1,36	5,96	15,81

TABLEAU 1.5 – Sections efficaces totales en pb prédites à NLO pour les paires de bosons WW , WZ et ZZ au Tevatron et au LHC avec $M_Z > 60$ GeV[24]. L'incertitude théorique sur ces nombres est de 5 % pour les WW et les ZZ et de 7 % pour les WZ . Les calculs sont faits avec le générateur Monte-Carlo MCFM en utilisant le lot de PDF MSTW2008NLO.

pour les quarks d et leurs anti-quarks \bar{d} . Les paires W^+Z et W^-Z sont donc produites en même proportion.

Par ailleurs il y a un facteur de l'ordre de six attendu sur les sections efficaces au LHC par rapport au Tevatron principalement dû à l'énergie des collisions. Pour 1 fb^{-1} on attend donc autant de paires WZ qu'au Tevatron pour 6 fb^{-1} .

Passer de l'ordre des arbres (LO) à NLO augmente la section efficace d'un facteur de l'ordre de 1,7 comme on le voit dans le tableau 1.6. Cela permet également de réduire l'erreur théorique : elle était de l'ordre de 70 % pour l'ordre dominant et passe ainsi à environ 5 %. Les résultats donnés dans ce tableau ont été obtenus avec la dernière version de MCFM (version 6.0) alors que ceux présentés dans le tableau 1.5 ont été obtenus à partir d'une version précédente (version 5.8). Ceci peut expliquer les différences observées dans les sections efficaces.

	σ^{LO} [pb]	σ^{NLO} [pb]
W^+W^-	29,51(1)	47,04(2) $^{+4,3\%}_{-3,2\%}$
W^+Z	6,93(0)	11,88(1) $^{+5,5\%}_{-4,2\%}$
W^-Z	3,77(0)	6,69(0) $^{+5,6\%}_{-4,3\%}$
ZZ	4,17(0)	6,46(0) $^{+4,7\%}_{-3,3\%}$

TABLEAU 1.6 – Comparaison des sections efficaces totales de production des dibosons à LO et à NLO au LHC pour une énergie dans le centre de masse de 7 TeV calculées par MCFM. L'erreur entre parenthèses porte sur l'intégration Monte-Carlo (statistique), la seconde, en pourcentage, ne concernant que les résultats NLO, porte sur l'incertitude théorique due aux différentes échelles[23].

Les sections efficaces sont également représentées sur la figure 1.8. La figure 1.9 représente la section efficace pour un canal leptonique, elle prend donc en compte les rapports de branchement des W et des Z en leptons, donnés dans le tableau 1.7.

Les sections efficaces mesurées au Tevatron sont données dans le tableau 1.8. Elles sont toutes pour le moment en accord avec le Modèle Standard. Pour 6 fb^{-1} l'expérience CDF a obtenu pour la production des paires $W^\pm Z$ une section efficace totale de $4,1 \pm 0,7$ pb et pour les ZZ une section efficace de $1,7 \pm_{-0,7}^{+1,2}$ (stat.) $\pm 0,2$ (syst.) pb[26]. Pour une luminosité de $4,1 \text{ fb}^{-1}$ l'expérience D0 obtient une section efficace pour les WZ de $3,90_{-0,90}^{+1,06}$ (stat. + syst.) $\pm 0,31$ (lumi.) pb[27].

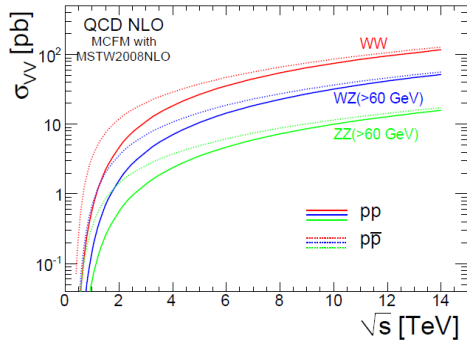


FIGURE 1.8 – Sections efficaces de production à NLO des dibosons pour des collisions $p\bar{p}$ et pp en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Les bosons Z sont créés avec une masse supérieure à 60 GeV[24].

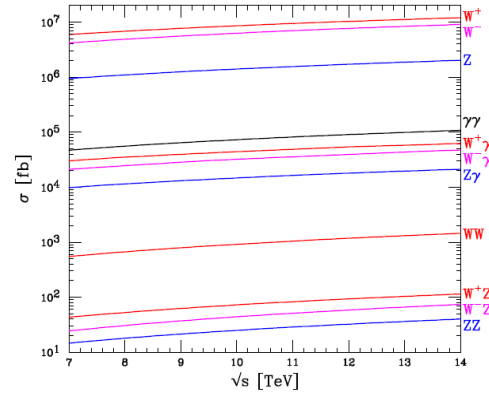


FIGURE 1.9 – Sections efficaces de production à NLO des dibosons au LHC. Elles sont représentées pour une seule désintégration leptonique des W et Z , soit $W \rightarrow \ell\nu$ et $Z \rightarrow \ell^+\ell^-$. Les sections efficaces de production des bosons W et Z sont également représentées à titre de comparaison[23].

W^+	BR [%]
$e^+\nu$	$10,75 \pm 0,13$
$\mu^+\nu$	$10,57 \pm 0,15$
$\tau^+\nu$	$11,25 \pm 0,20$
hadrons	$67,60 \pm 0,27$

Z	BR [%]
e^+e^-	$3,363 \pm 0,004$
$\mu^+\mu^-$	$3,366 \pm 0,007$
$\tau^+\tau^-$	$3,367 \pm 0,008$
$\nu_\ell\bar{\nu}_\ell$	$20,00 \pm 0,06$
hadrons	$69,91 \pm 0,06$

TABEAU 1.7 – Rapports de branchement des bosons de jauge W^\pm et Z [25].

	CDF	D0	prédiction NLO
WW	$12,1^{+1,8}_{-1,7}$ (3,6)	$11,4 \pm 2,2$ (1,0)	$11,7 \pm 0,7$
WZ	$4,1 \pm 0,7$ (~ 6) [26]	$3,90^{+1,06}_{-0,90} \pm 0,31$ (4,1) [27]	$3,7 \pm 0,3$
ZZ	$1,7 \pm^{+1,2}_{-0,7} \pm 0,2$ (~ 6) [26]	$1,6 \pm 0,65$ (1,7)	$1,4 \pm 0,1$

TABEAU 1.8 – Sections efficaces mesurées au Tevatron en pb pour les désintégrations leptoniques des W et Z ([28], excepté lorsque c'est précisé). La luminosité sur laquelle ont été calculées ces sections efficaces sont notées entre parenthèses en fb^{-1} .

1.4.4 Les mesures actuelles des limites sur les couplages anormaux

Les mesures des couplages anormaux sont le plus souvent basées sur trois mesures différentes : la section efficace, la distribution en masse (totale ou transverse selon les cas) ou la distribution en impulsion transverse des bosons produits. Cette dernière distribution peut être vue, dans le cas des paires WZ qui ont été étudiées plus précisément ici, pour différentes valeurs de $\Delta\kappa_Z$, Δg_1^Z et λ_Z sur la figure 1.10. La section efficace permet de voir un effet global de possibles couplages anormaux, cependant les distributions d'impulsion transverse du Z ou de la masse transverse du système WZ sont beaucoup plus sensibles. Ainsi, comme on le voit sur la figure 1.10 le Modèle Standard ne prédit pour ainsi dire pas de Z avec de très grandes impulsions transverses alors que des couplages anormaux peuvent en produire. L'effet sera donc d'autant plus visible.

La meilleure précision obtenue sur les TGC est pour le moment apportée par les mesures effec-

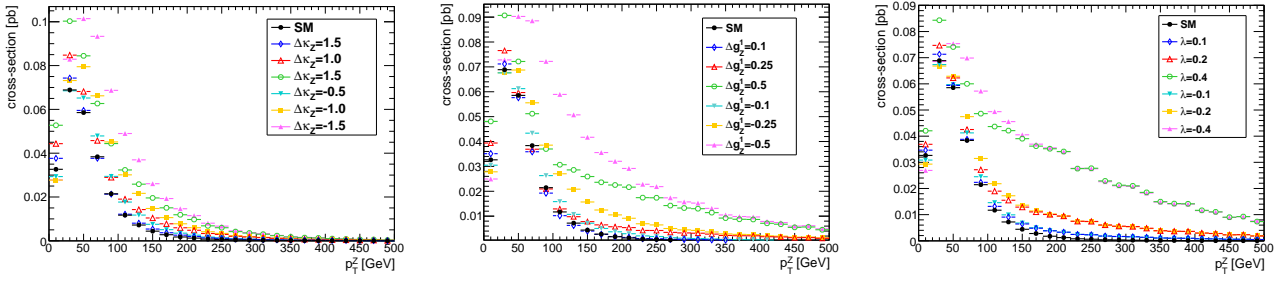


FIGURE 1.10 – Section efficace de production des $W^\pm Z$ en fonction de l'impulsion transverse des bosons Z pour différentes valeurs de couplages anormaux $\Delta\kappa_Z$ (à gauche), Δg_1^Z (au milieu) et λ_Z (à droite)[29]. Dans chacun des cas les déviations positives par rapport au Modèle Standard sont représentées par des symboles vides et les déviations négatives par des symboles pleins. Le Modèle Standard est représenté par les points noirs.

tuées au LEP. Cette meilleure précision s'explique en grande partie par la statistique beaucoup plus importante qui a pu être observée : de l'ordre de 10 000 paires W^+W^- par expérience. Par ailleurs l'environnement du LEP permettait également d'observer de manière plus aisée les désintégrations hadroniques des W . Ces paires W^+W^- permettent ainsi d'accéder aux couplages $WW\gamma$ et WWZ , dont les limites sont données dans le tableau 1.9. La détermination de ces limites prend en compte la section efficace totale de production ainsi que de la section efficace différentielle en fonction de l'angle polaire de production du W^- [30].

Paramètre	Valeur
g_1^Z	$0,984^{+0,022}_{-0,019}$
κ_γ	$0,973^{+0,044}_{-0,045}$
λ_γ	$-0,028^{+0,020}_{-0,021}$
κ_Z	$0,924^{+0,059}_{-0,056} \pm 0,024$
λ_Z	$-0,088^{+0,060}_{-0,057} \pm 0,023$
g_4^Z	$-0,30 \pm 0,17$
g_5^Z	$0,93 \pm 0,09$
$\tilde{\kappa}_Z$	$-0,12^{+0,06}_{-0,04}$
$\tilde{\lambda}_Z$	$-0,09 \pm 0,07$

TABEAU 1.9 – Limites obtenues sur les couplages chargés anormaux à trois bosons de jauge au LEP (source : PDG).

Grâce aux collisions hadroniques il est également possible d'évaluer directement ces couplages grâce à la production des paires $W\gamma$ pour le couplage $WW\gamma$ et des paires WZ pour le couplage WWZ . Ceci a été fait au Tevatron dont les limites obtenues grâce au spectre en impulsion transverse des bosons Z [27] sont présentées dans le tableau 1.10. Les limites obtenues pour le couplage $WW\gamma$ par l'expérience D0 sont également données dans ces mêmes tableaux.

Les limites obtenues grâce au LEP et grâce au Tevatron sont donc compatibles avec le Modèle Standard et ne permettent pas pour le moment l'observation de couplages anormaux.

Enfin les résultats attendus au LHC pour les collisions à l'énergie nominale de 14 TeV sont présentés dans le tableau 1.11. Ces résultats ont été obtenus à partir de la simulation, grâce au spectre en impulsion transverse des bosons Z .

Couplages chargés (D0)	Couplages chargés WWZ (CDF)	Couplages chargés WW γ (D0)
$-0,075 < \lambda_Z < 0,093$	$-0,13 < \lambda_Z < 0,14$	$-0,20 < \lambda_\gamma < 0,20$
$-0,053 < \Delta g_1^Z < 0,156$	$-0,13 < \Delta g_1^Z < 0,23$	$-0,88 < \Delta \kappa_\gamma < 0,96$
$-0,376 < \Delta \kappa_Z < 0,686$	$-0,13 < \Delta \kappa_Z < 1,18$	

TABLEAU 1.10 – Limites à 95 % de degré de confiance obtenues sur les couplages anormaux à trois bosons de jauge au Tevatron (résultats D0 à gauche[27] et CDF au milieu et D0 à droite [31]).

Ajustement de $M_T(W^\pm Z)$ (événements $W^\pm Z$)	Ajustement de $E_T(\gamma)$ (événements $W^\pm \gamma$)
$-0,203 < \Delta \kappa_Z < 0,339$	$-0,43 < \Delta \kappa_\gamma < 0,20$
$-0,028 < \lambda_Z < 0,024$	$-0,09 < \lambda_\gamma < 0,04$
$-0,021 < \Delta g_1^Z < 0,054$	Avec les événements $W^+ W^-$
Ajustement de $p_T(Z)$	$-0,117 < \Delta \kappa_Z < 0,187$
$-0,574 < \Delta \kappa_Z < 0,692$	$-0,108 < \lambda_Z < 0,111$
$-0,093 < \lambda_Z < 0,083$	$-0,355 < \Delta g_1^Z < 0,616$
$-0,106 < \Delta g_1^Z < 0,159$	$-0,240 < \Delta \kappa_\gamma < 0,251$
	$-0,259 < \lambda_\gamma < 0,421$

TABLEAU 1.11 – Limites attendues à 95 % de confiance sur les couplages anormaux au LHC à 14 TeV dans Atlas pour 1 fb^{-1} de données[32]. Comme pour les résultats du Tevatron on a pris $\Lambda = 2 \text{ TeV}$. Les nombres pour l'ajustement de $p_T(Z)$ sont faits avec une incertitude systématique de 7,2 % pour le signal et de 12,0 % pour le bruit de fond.

La sensibilité aux couplages anormaux WWZ en fonction des données accumulées est également donnée dans le tableau 1.12. On y voit que dès 100 pb^{-1} il devrait être possible d'obtenir des limites contraignantes sur ces couplages.

$\mathcal{L}_{\text{int}} [\text{fb}^{-1}]$	$\Lambda [\text{TeV}]$	$\Delta \kappa_Z$	λ_Z	Δg_1^Z
0,1	2	[-0,440 ; 0,609]	[-0,062 ; 0,056]	[-0,063 ; 0,119]
1,0	2	[-0,203 ; 0,339]	[-0,028 ; 0,024]	[-0,021 ; 0,054]
10,0	2	[-0,095 ; 0,222]	[-0,015 ; 0,013]	[-0,011 ; 0,034]
30,0	2	[-0,080 ; 0,169]	[-0,012 ; 0,008]	[-0,005 ; 0,023]
0,1	3	[-0,399 ; 0,547]	[-0,050 ; 0,046]	[-0,054 ; 0,094]
1,0	3	[-0,178 ; 0,281]	[-0,020 ; 0,018]	[-0,017 ; 0,038]
10,0	3	[-0,135 ; 0,201]	[-0,015 ; 0,013]	[-0,013 ; 0,018]
30,0	3	[-0,069 ; 0,131]	[-0,008 ; 0,005]	[-0,003 ; 0,016]

TABLEAU 1.12 – Sensibilités à 95 % de degré de confiance attendues en fonction de la luminosité intégrée enregistrée par Atlas pour des collisions à 14 TeV délivrées par le LHC. Ces nombres ont été obtenus grâce à l'étude de la distribution M_T^{WZ} .

Chapitre 2

Le LHC et le détecteur Atlas

L'accélérateur atomique

Les formidables aventures de Lapinot (tome 9),

LEWIS TRONDHEIM

2.1 Le LHC

C'est avec l'étude des rayons cosmiques qu'a été initiée la physique des particules, notamment avec la découverte du muon et du positron dans les années 1930. Par la suite, pour étudier les différents modèles en compétition en physique des particules, « l'outil » qui s'est révélé le plus efficace depuis les années 1950 est l'accélérateur de particules. Son principal avantage est que nous connaissons l'état initial, et notamment le point d'interaction autour duquel sont placés les détecteurs, bien mieux que dans le cas des rayons cosmiques. Grâce aux faisceaux accélérés il est possible de faire deux types de collisions : sur cible fixe, avec une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = \sqrt{2E_{\text{faisceau}}m_{\text{cible}}}$, ou faisceau contre faisceau. Dans ce dernier cas l'énergie de collision est de $\sqrt{s} = 2E_{\text{faisceaux}}$ et l'accélérateur est alors un collisionneur.

Nous disposons actuellement dans le monde de deux collisionneurs permettant de tester le Modèle Standard à très haute énergie. Le plus ancien, dont l'arrêt est prévu courant 2011, est le collisionneur protons-anti-protons Tevatron du Fermilab aux États-Unis. Son énergie dans le centre de masse est de 1,96 TeV. Les données accumulées à ce jour correspondent à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} (voir §2.1.2). Sa principale découverte jusqu'à présent est le quark *top*. Son concurrent direct est le grand collisionneur de hadrons (LHC), situé au Cern¹ à la frontière franco-suisse près de Genève. Il permet d'observer des collisions protons – protons dont l'énergie nominale est de 14 TeV. Le LHC a réellement commencé à produire des collisions fin 2009. C'est auprès de cet accélérateur qu'est installé le détecteur Atlas. Le fonctionnement du LHC sera donc brièvement détaillé ainsi que ses implications pour la physique. La suite du chapitre consistera en une description d'Atlas et de ses différentes composantes. Le chapitre clôturera sur la prise de données par Atlas.

1. Cern = Organisation européenne pour la recherche nucléaire

2.1.1 Présentation du LHC

Le LHC permet de faire des collisions entre deux faisceaux de protons à une énergie nominale de 14 TeV en quatre points d'interaction où sont situés les principaux détecteurs : Atlas² au point 1, Alice³ au point 2, CMS⁴ au point 5 et LHCb⁵ au point 8, cf. figures 2.1 et 2.2. Il y a également quelques autres expériences plus petites : LHCf⁶, placée à côté d'Atlas et TOTEM⁷, placée à côté de CMS.

2.1.1.a La chaîne d'accélérateurs

Pour parvenir à une énergie de 14 TeV dans le centre de masse, le LHC est précédé de toute une chaîne d'accélérateurs représentée figure 2.1.

Le premier accélérateur, le Linac2, est un accélérateur linéaire qui permet aux protons d'acquérir une énergie de 50 MeV. Ils sont ensuite injectés dans le booster du synchrotron à protons pour atteindre 1,4 GeV et ensuite entrer dans l'un des plus anciens accélérateurs du Cern, le synchrotron à protons, PS, mis en service en 1959. Des protons de 25 GeV en sortent par paquets pour être injectés dans le super synchrotron à protons (SPS) dans lequel ils sont accélérés jusqu'à 450 GeV. Ils sont ensuite introduits dans le LHC qui les amènera à une énergie de 7 TeV.

Le LHC permettant de faire des collisions entre les protons, deux faisceaux tournant en sens inverses sont injectés du SPS dans le LHC en deux endroits, de part et d'autre d'Atlas, voir la figure 2.2.

Il peut également fournir des collisions d'ions lourds, notamment de plomb. L'énergie nominale par faisceau est dans ce cas de 5,5 TeV/u. On notera qu'au lieu d'entrer dans le PS par la chaîne Linac2 – booster ils passent par le Linac3 et un anneau de stockage, le LEIR (*low energy ion ring*). « L'épluchage⁸ » se fait en plusieurs étapes par la traversée de feuilles de carbone.

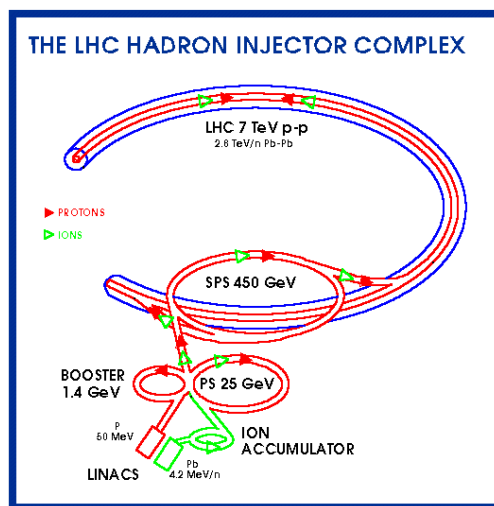


FIGURE 2.1 – Schéma de la chaîne d'accélération du LHC.

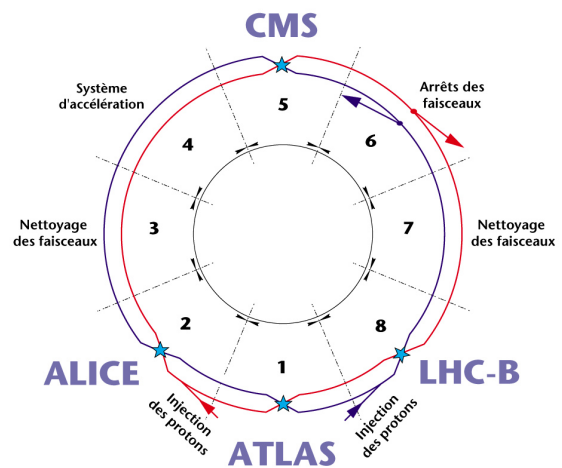


FIGURE 2.2 – Schéma des différents octants du LHC et de leur utilisation.

2. Atlas : *A Toroidal LHC ApparatuS*

3. Alice : *A Large Ion Collider Experiment*

4. CMS : *Compact Muon Solenoid*

5. LHCb : *Large Hadron Collider beauty experiment*

6. LHCf : *Large Hadron Collider forward experiment*

7. TOTEM : *TOTAL Cross Section, Elastic Scattering and Diffraction Dissociation at the LHC*

8. Épluchage : pour obtenir des ions Pb⁸²⁺ par exemple, il faut enlever tous les électrons du cortège atomique du Pb.

2.1.1.b Fonctionnement du LHC

Le LHC est un collisionneur circulaire de 27 km de long situé sous terre à une profondeur moyenne de 100 m entre le Jura et le lac Léman. Il est divisé en huit octants représentés sur la figure 2.2. Au milieu de chaque octant se trouve une section droite de 700 m dont l'utilisation est indiquée sur le schéma. On voit ainsi que le LHC n'est pas un cercle parfait mais alterne des parties circulaires et d'autres droites.

L'accélération est faite grâce à des cavités radio-fréquence situées dans l'octant 4. Ces cavités supraconductrices produisent un champ accélérateur pulsé de 5 MV/m permettant aux protons d'atteindre leur énergie nominale en 20 minutes[33]. Une fois cette énergie atteinte, elles maintiennent les faisceaux à cette énergie en compensant l'énergie perdue à chaque tour. Chaque faisceau traverse huit cavités, maintenues à une température de 4,7 K.

Le LHC étant plus ou moins circulaire il faut maintenir les protons sur une telle orbite. C'est le rôle des aimants dipolaires représentés figure 2.3. Ces 1232 aimants bleus, les plus grands du LHC avec une longueur de l'ordre de 14,3 m, sont le fruit d'un véritable défi technologique, mais constituent également une limite de la machine. En effet, l'énergie maximale que l'on peut donner aux protons dépend de ces aimants en vertu de la formule $Br = p/q$ où B est le champ magnétique de ces aimants, r le rayon de courbure de la particule, p son impulsion et q sa charge. Le rayon de courbure d'un proton dans le LHC est de 2803 m, son impulsion de 7 TeV, les aimants doivent ainsi produire un champ de 8,33 T. C'est pour cela qu'ils sont supraconducteurs, faits dans un alliage de niobium – titane, refroidis par de l'hélium superfluide à 1,9 K. Le champ produit par ces aimants est fortement lié à la température de la masse froide, donc de l'hélium. Cette dernière peut notamment varier grâce à la chaleur induite par le rayonnement synchrotron des protons (de moins en moins négligeable à de telles énergies), à des pertes de luminosité ou aux interactions avec les nuages d'électrons.

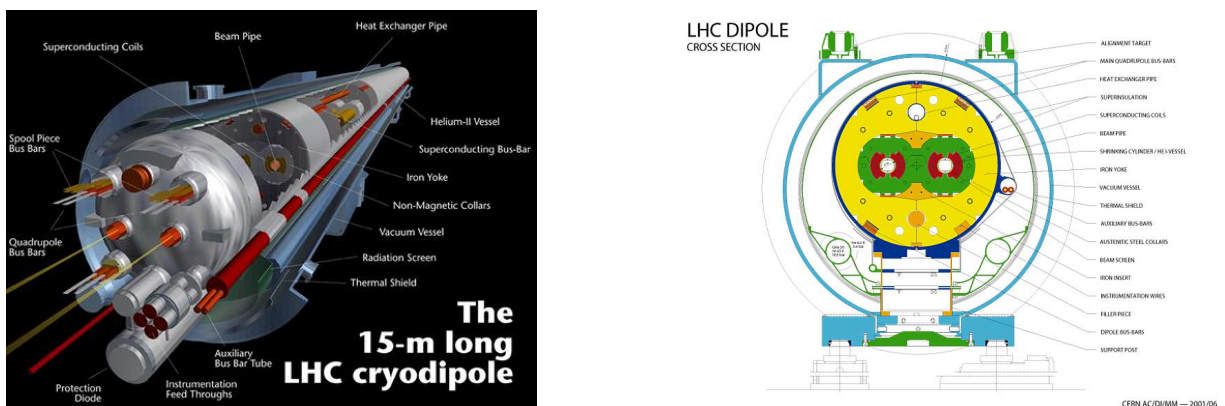


FIGURE 2.3 – Schéma d'un aimant (dipôle) du LHC.

Pour réaliser des collisions en un point précis, mais également pour fournir des paquets de protons les plus concentrés possibles on utilise 392 aimants quadripolaires. À cela on ajoute des sextupôles, des octupôles et des décapôles permettant de faire diverses corrections à la trajectoire des protons. La plupart de ces aimants sont inclus dans les cryostats des dipôles et quadripôles présentés précédemment.

Enfin on notera que les protons traversent tous ces systèmes dans des tubes à vide à une pression de 10^{-13} bar. Il y a deux tubes à vide, un pour chaque direction de faisceau. Ils sont espacés de 195 mm, excepté dans les cavités accélératrices (420 mm) et aux points de collisions.

2.1.1.c Mise en service

Le LHC a été pour la première fois mis en service le 10 septembre 2008. Un incident sérieux lors des tests de montée en courant dans les dipôles le 19 septembre l'a contraint à un arrêt d'un peu plus d'un an. Il a été remis en service le 20 novembre 2009. Les premières collisions à 900 GeV, c'est-à-dire à l'énergie d'injection, ont été observées le 23 novembre 2009, puis quelques collisions à 2,36 TeV à la mi-décembre. En 2010 il a tourné du 30 mars au 29 octobre en mode proton à une énergie au centre de masse de 7 TeV. Il y a également eu trois semaines de collisions Pb – Pb en novembre avec 2,76 TeV par faisceau. Pour l'année 2011, le LHC a redémarré le 24 février après l'arrêt d'hiver. Les collisions ont toujours lieu à 7 TeV dans le centre de masse.

Cette énergie réduite de moitié a été choisie de manière à assurer un fonctionnement en toute sécurité, pour ne pas risquer un incident semblable à celui de 2008. Les connections électriques entre les aimants supraconducteurs, responsables de la panne, seront remplacées lors d'un arrêt prolongé du collisionneur en 2013. Ce n'est qu'après cette réparation qu'un fonctionnement à 14 TeV sera possible. Par ailleurs, les optimisations qui ont été faites permettent d'obtenir aujourd'hui des performances proches des valeurs nominales (excepté en ce qui concerne l'énergie de collision). Ainsi, la luminosité (voir §2.1.2) délivrée par le LHC est en constante amélioration.

2.1.2 La luminosité

Le nombre d'événements attendus dans un collisionneur est donné par $N = \mathcal{L}\sigma$ où σ est la section efficace du processus regardé et \mathcal{L} la luminosité du collisionneur. Ce paramètre aura ainsi une énorme importance dans toute analyse de physique, le connaître avec précision est nécessaire.

La luminosité dépend uniquement des faisceaux qui se croisent. Elle est définie par

$$\mathcal{L} = f \frac{n_1 n_2}{4\pi\sigma_x\sigma_y}$$

où f est la fréquence de révolution des particules dans le collisionneur, n_1 et n_2 les nombres de particules dans chaque paquet collisionnant, σ_x et σ_y les grandeurs caractéristiques du faisceau dans le plan transverse à sa propagation.

On peut également utiliser $\mathcal{L} = \frac{N_b^2 n_b f \gamma}{4\pi\epsilon_n \beta^*} F$, qui fait intervenir des paramètres techniques liés au fonctionnement et à l'optimisation du faisceau[34], où

- N_b est le nombre de particules par paquet,
- n_b le nombre de paquets par faisceau,
- f est la fréquence de révolution des particules,
- γ le facteur relativiste des particules accélérées,
- ϵ_n l'émittance normalisée transverse au faisceau, caractérisant la dispersion / divergence du faisceau dans le plan transverse,
- β^* la fonction β au point de collisions, caractérisant la taille du faisceau,
- F est le facteur de réduction géométrique donné par $F = (1 + (\frac{\theta_c \sigma_z}{2\sigma^*})^2)^{-1/2}$ où θ_c est l'angle de croisement entre les faisceaux, σ_z la RMS de la longueur des paquets et σ^* , la RMS dans le plan transverse du faisceau.

Les paramètres nominaux du faisceau et ceux utilisés en 2010 et au premier semestre 2011 sont donnés dans le tableau 2.1. La valeur du pic de luminosité instantanée attendue ou observée est indiquée dans l'avant-dernière ligne. Son évolution peut également être vue sur la figure 2.4 pour 2010 et 2011. La luminosité instantanée qui y est représentée est la luminosité maximale par jour. Elle a

	nominaux	fin 2010	juillet 2011
E_{faisceau} (TeV)	7	3,5	3.5
N_b	$1,15 \cdot 10^{11}$	$1,2 \cdot 10^{11}$	$> 1,2 \cdot 10^{11}$
n_b	2808	50 à 368 ^a	1380 ^b
f (Hz)	11245	11245	11245
γ	7461	3730	3730
ε_n (μm)	3,75	2,0 à 3,5 ^c	2,5
β^* (m)	0,55	3,5	1,6
θ_c (μrad)	285	170	-120
σ_z (cm)	7,55		6,34
σ^* (μm)	16,7	~ 60	~ 35
$\Delta t_{\text{paquets}}$ (ns)	25	150	50
\mathcal{L} ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	10^{34}	10^{32}	$> 2 \cdot 10^{33}$
\mathcal{L}_{int} (pb^{-1})	–	45	> 2600 (3000)

TABLEAU 2.1 – Paramètres nominaux, de 2010 et attendus pour 2011 pour la luminosité du LHC.

- a. Au maximum 346 collisions par point d'interaction.
b. dépend de $\Delta t_{\text{paquets}}$ · Nombre de paquets au 27/07/2011, pour 1318 collisions.
c. en début de remplissage

beaucoup augmenté pendant ces deux ans, ce qui se voit notamment grâce à l'unité des deux histogrammes : $10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ pour les données acquises en 2010 (à droite) et $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ pour les données acquises en 2011.

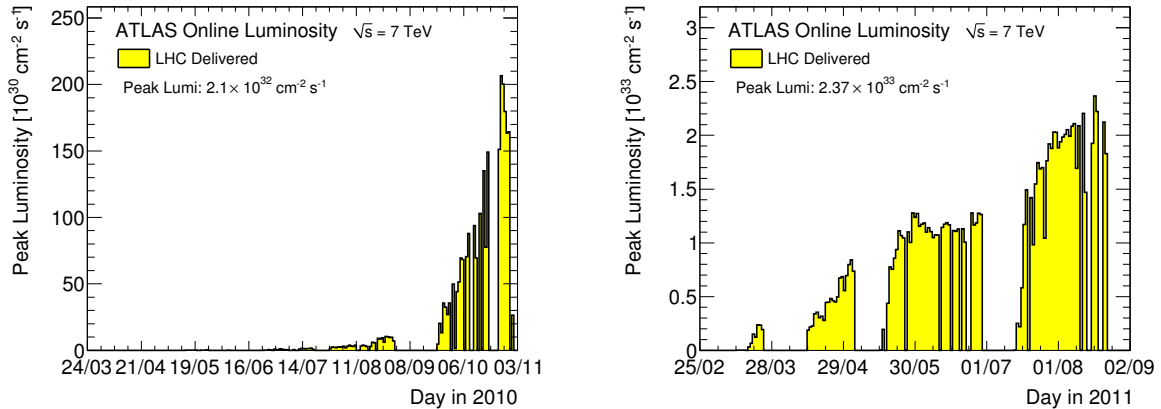


FIGURE 2.4 – Luminosité instantanée du LHC en 2010 à gauche et en 2011 à droite.

La dernière ligne du tableau 2.1 concerne la luminosité intégrée⁹, donnée par $\mathcal{L}_{\text{int}} = \int \mathcal{L} dt$. Le LHC a délivré, avant l'arrêt technique de la fin août, près de $2,7 \text{ fb}^{-1}$ de collisions en faisceaux stables. La progression de la luminosité intégrée en 2011 est montrée sur la figure 2.5. En vert figure sur la même figure la luminosité intégrée enregistrée par Atlas dans ces mêmes conditions de faisceaux, soit plus de $2,5 \text{ fb}^{-1}$. Comme dans le cas de la luminosité instantanée il y a un facteur trois entre la luminosité intégrée accumulée en 2010 et celle accumulée de février à août 2011. Ces figures montrent également qu'Atlas fonctionne bien, ce qui sera davantage développé dans les paragraphes suivants, notamment au 2.10.

9. La luminosité intégrée est donnée en pb^{-1} , qui correspond à 10^{40} m^{-2} .

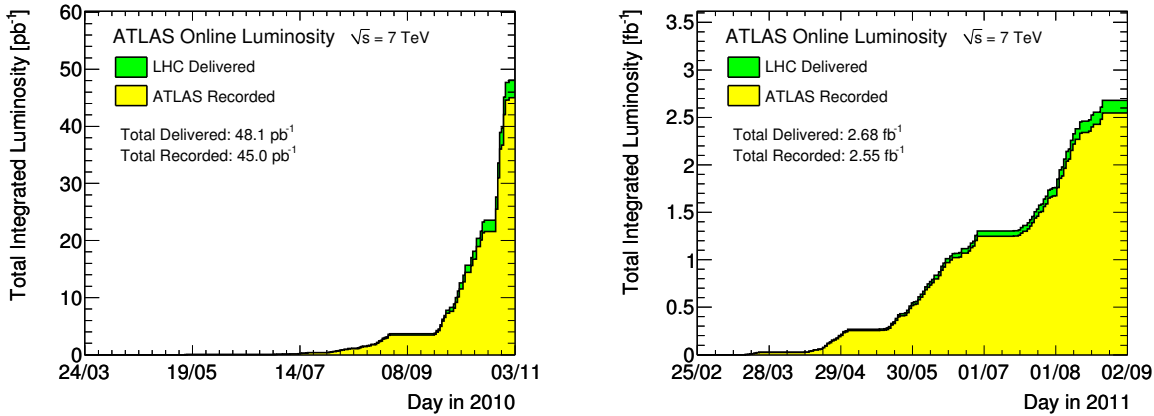


FIGURE 2.5 – Luminosité intégrée délivrée par le LHC pour des collisions en faisceaux stables en vert et luminosité intégrée enregistrée par Atlas en jaune, à gauche pour l’année 2010 et à droite pour l’année 2011.

Les deux faisceaux, une fois accélérés, circulent pendant une dizaine d’heures en moyenne avec une intensité décroissante. La luminosité instantanée est donc variable au cours d’un *run*, c’est-à-dire une courte période de prise de données dont la durée est approximativement la durée de vie des faisceaux (seule la luminosité maximale est représentée sur la figure 2.4). Ceci se traduit par une variation du nombre d’interactions par croisement, noté μ et donné par

$$\mu = \frac{\mathcal{L} \times \sigma_{\text{inel}}}{n_b \times f} \quad (2.1)$$

où σ_{inel} est la section efficace inélastique prise de l’ordre de 71,5 mb à 7 TeV[35]. La valeur maximale du nombre moyen d’interactions par jour est représenté sur la figure 2.6 pour 2010 et 2011. Il était ainsi inférieur à quatre collisions par croisement en 2010 et de l’ordre de douze interactions par croisement en 2011. L’occupation du détecteur augmente donc, ainsi que l’empilement (voir §8.2.5).

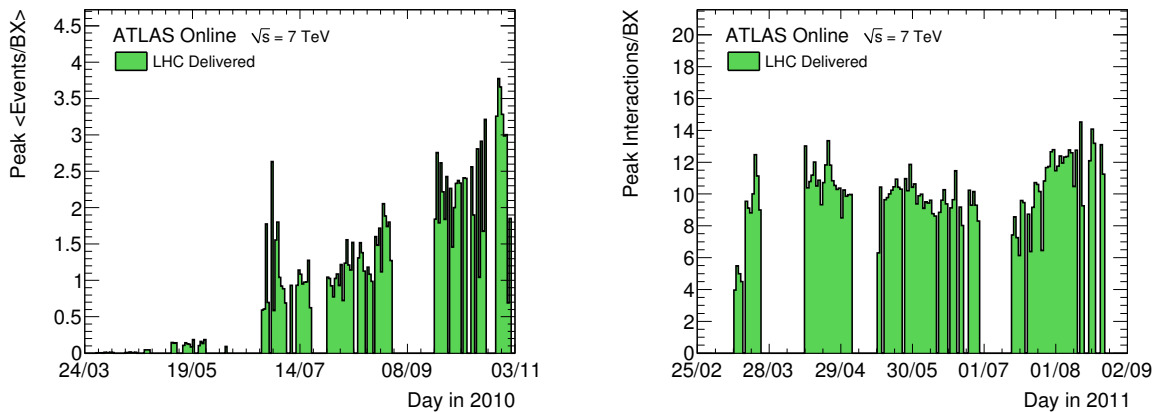


FIGURE 2.6 – Valeur maximale du nombre moyen d’interactions par croisement en 2010 à gauche et en 2011 à droite.

2.2 Le détecteur Atlas

Placé au point de collisions numéro 1 Atlas est le plus gros des détecteurs utilisés auprès du LHC, au Cern. Il s'agit d'un détecteur généraliste, comme son principal concurrent, CMS, situé à l'opposé, au point de collisions numéro 5 du LHC. Atlas sera donc utilisé pour améliorer nos connaissances sur le Modèle Standard (voir le chapitre 1), mais également pour étudier des possibles voies de nouvelle physique.

C'est un détecteur de particules classique, en couches concentriques, cf. figure 2.7. Au centre se trouve le détecteur interne, permettant la reconstruction des traces des particules chargées et des vertex, puis le calorimètre électromagnétique pour la détection des électrons et des photons, le calorimètre hadronique pour la reconstruction des jets, enfin le spectromètre à muons. Une des originalités d'Atlas est la configuration de son champ magnétique. Il est généré par deux types d'aimants supraconducteurs :

- un solénoïde qui produit un champ uniforme parallèle à l'axe des faisceaux et qui baigne le détecteur interne ;
- trois ensembles de bobines produisant un champ toroïdal dans le très grand volume du spectromètre à muons. Le nom de « toroïde à air » est fréquemment utilisé pour le définir, la quantité de matière dans le volume du spectromètre ayant été réduite au minimum nécessaire.

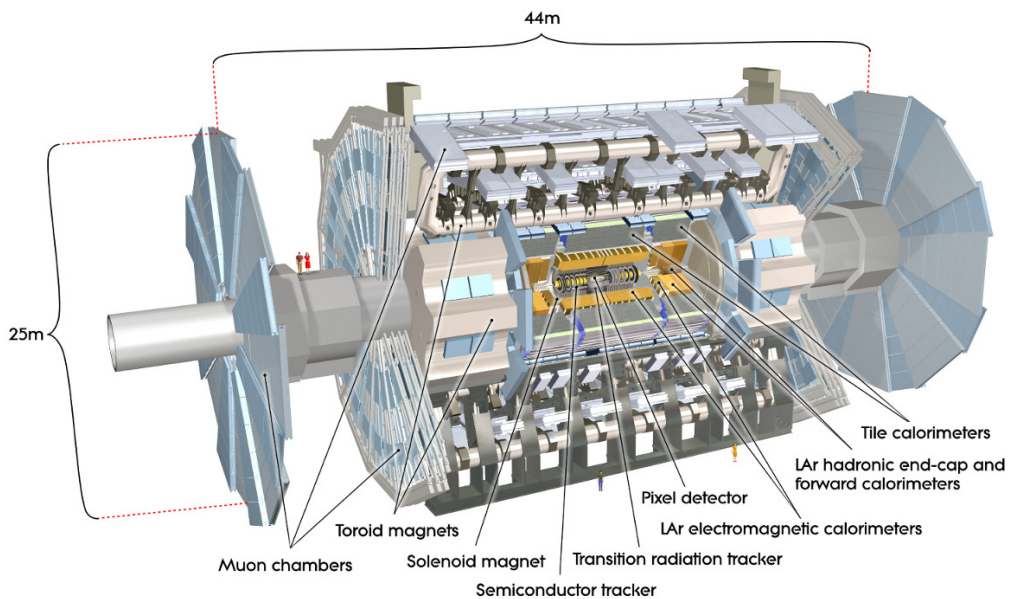


FIGURE 2.7 – Schéma du détecteur Atlas.

2.2.1 Axes et coordonnées

2.2.1.a Le système d'axes

Son origine se situe au centre du détecteur. L'axe x pointe vers le centre du LHC, l'axe y pointe vers la surface et l'axe z est pris suivant l'axe des faisceaux, dirigé de manière à former un trièdre direct avec les deux axes précédents, voir la figure 2.8.

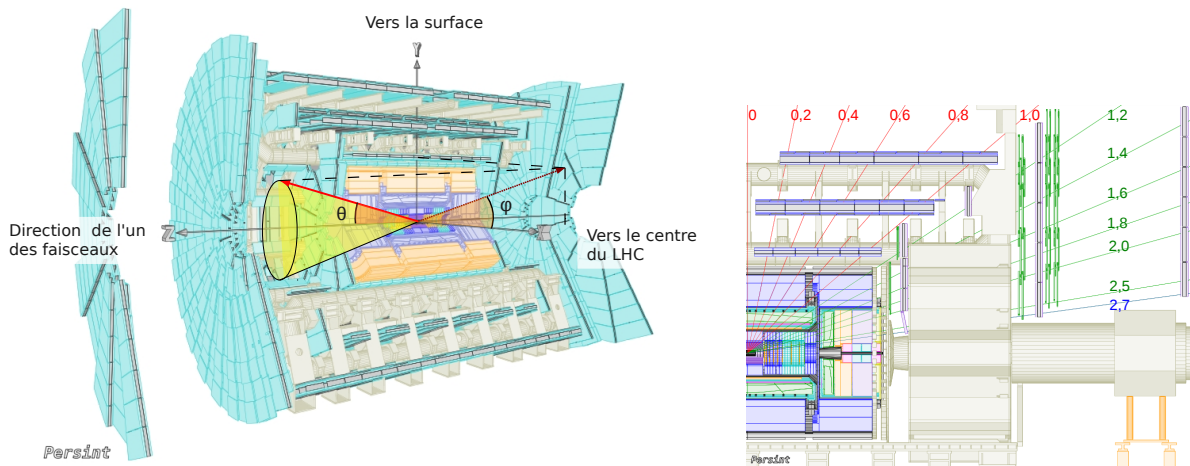


FIGURE 2.8 – À gauche : le système d'axe choisi pour la description du détecteur Atlas. À droite : la correspondance angle – pseudorapacité.

2.2.1.b Le système de coordonnées (R, z, ϕ)

Le détecteur est construit pour estimer l'énergie ou l'impulsion de chaque particule produite lors des collisions. Pour y parvenir on mesure, entre autres, la position de chaque signal laissé par une particule par rapport au point d'interaction, placé près de son centre. Ces positions sont définies grâce à leur rayon R , à leur position le long de l'axe des faisceaux z et à leur angle azimutal ϕ , soit l'angle dans le plan transverse (x, y) . L'angle polaire θ , l'angle par rapport à l'axe z , est déduit des positions en R et z . Ces deux angles sont représentés sur la figure 2.8.

À partir de ces coordonnées nous pouvons remonter à l'impulsion de la particule ayant interagi dans le détecteur. La détermination de cette grandeur, primordiale pour l'analyse des données, est faite par différentes techniques en fonction du détecteur considéré et sera développée par la suite (voir chapitres 3, 6 et 7). Pour caractériser une particule et sa trajectoire nous utiliserons par la suite :

- son impulsion dans le plan transverse notée p_T ;
- son angle azimutal ϕ , noté φ sur la figure 2.8 ;
- sa pseudorapacité, liée à l'angle polaire par $\eta = -\ln\left(\tan\left|\frac{\theta}{2}\right|\right)$;
- ses paramètres d'impact, qui caractérisent sa position la plus proche dans le plan (x, y) de l'origine du repère O , sont donnés par d_0 , la distance dans le plan transverse par rapport à O et z_0 la distance le long de l'axe z . Le signe de d_0 et z_0 dépend de la direction de la particule et de l'origine du repère.

La pseudorapacité est l'approximation à masse nulle de la rapidité $y = \frac{1}{2} \ln \frac{E+p_z}{E-p_z}$. La plupart des particules détectées (électrons, muons, ...) ayant des masses très faibles comparées à leur impulsion l'approximation de masse nulle leur est appliquée par défaut.

2.2.2 Performances attendues

Atlas a été conçu pour permettre une reconstruction précise et non biaisée des différents objets utilisés par les analyses de physique (électrons, muons, jets, énergie transverse manquante, etc.). Les performances attendues sont données dans le tableau 2.2 par sous-détecteur ainsi que leur couverture en η . On notera que la valeur donnée pour le spectromètre à muons, pour les muons de grande

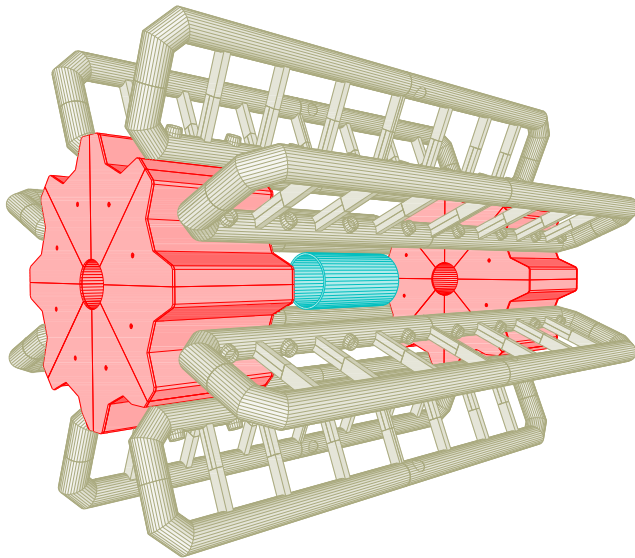
impulsion transverse, est indépendante de la mesure du détecteur interne.

Sous-détecteur	Résolution requise	Couverture en η	
		mesure	déclenchement
Trajectographe	$\sigma_{p_T}/p_T = 0,05 \% p_T \oplus 1 \%$	$ \eta \leq 2,5$	
Calorimètre électromagnétique	$\sigma_E/E = 10 \% / \sqrt{E} \oplus 0,7 \%$	$ \eta \leq 3,2$	$ \eta \leq 2,5$
Calorimètres hadroniques tonneau et bouchons vers l'avant	$\sigma_E/E = 50 \% / \sqrt{E} \oplus 3 \%$	$ \eta \leq 3,2$	$ \eta \leq 3,2$
	$\sigma_E/E = 100 \% / \sqrt{E} \oplus 10 \%$	$3,1 < \eta < 4,9$	$3,1 < \eta < 4,9$
Spectromètre à muons	$\sigma_{p_T}/p_T = 10 \% \text{ à } p_T = 1 \text{ TeV}$	$ \eta \leq 2,7$	$ \eta \leq 2,4$

TABLEAU 2.2 – Objectifs de performances du détecteur Atlas par sous-détecteur. Les énergies, E , et les impulsions transverses, p_T , sont en GeV.

2.3 Le champ magnétique

Le champ magnétique d'Atlas est généré par un système hybride d'aimants supraconducteurs : un solénoïde et 3 toroïdes représentés sur la figure 2.9.



Persint

FIGURE 2.9 – Cryostats contenant les différentes bobines constituant le système d'aimants d'Atlas.

En bleu : le solénoïde, en gris les huit bobines du toroïde central et en rouge les deux cryostats contenant les bobines des toroïdes bouchons.

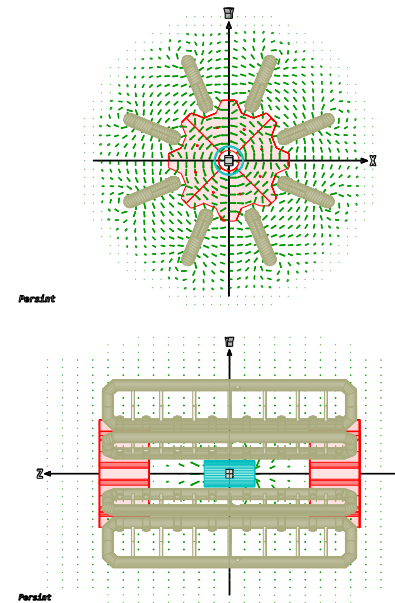


FIGURE 2.10 – Représentation des lignes de champ magnétiques dans le plan $z = 1 \text{ m}$ en haut (toroïde) et dans le plan $x = 0$ en bas (solénoïde).

Le solénoïde est placé dans la partie centrale, autour du détecteur interne dans le vide d'isolation du calorimètre¹⁰. Il délivre un champ uniforme de 2 T orienté dans le sens des z positifs. Pour

10. Le choix de cet emplacement pour le solénoïde a ainsi permis l'économie d'un cryostat et de réduire la quantité de matière sur le trajet des particules.

obtenir un tel champ un courant de 7730 A circule dans ses bobines supraconductrices. Son rôle est de courber les particules chargées dans le détecteur interne afin de mesurer leur impulsion et leur charge. Il permet également d'éviter que les particules de trop basse impulsion ne se propagent dans tout le détecteur. Sous l'action de ce champ elles vont spiraler dans le détecteur interne et ne devraient pas atteindre les calorimètres centraux. Elles devraient cependant atteindre les calorimètres vers l'avant, le plan de courbure des particules étant le plan transverse (x,y) .

Le champ toroïdal est créé grâce à 3 toroïdes : un dans la partie centrale et un dans chaque bouchon. Chacun de ces toroïdes est constitué de 8 bobines supraconductrices parcourues par un courant de 20 400 A pour un champ en sortie compris entre 0,5 et 1 T. Ce champ magnétique est dédié à la mesure de l'impulsion des muons dans le spectromètre. Il courbe ces particules vers l'avant ou l'arrière du détecteur en fonction de leur charge, le plan de courbure contenant l'axe z .

Un des principaux défis de l'expérience est de bien modéliser ce champ magnétique inhomogène. Ceci sera vu plus en détail dans le chapitre 3.

2.4 Le détecteur interne

Le détecteur interne (ID), schématisé sur la figure 2.11, est le détecteur le plus proche du point d'interaction. Il est à l'intérieur du solénoïde et bénéficie donc d'un champ magnétique uniforme de 2 T parallèle à l'axe des faisceaux z . C'est le plus petit détecteur d'Atlas : 6,2 m de long pour un diamètre de 2,1 m, couvrant ainsi la région $|\eta| < 2,5$, mais il comporte le plus grand nombre de voies de lecture.

Les principaux rôles du détecteur interne sont

- la reconstruction des trajectoires de toutes les particules chargées ;
- la mesure précise de l'impulsion des traces chargées et de leurs paramètres d'impact ;
- la reconstruction des vertex primaires et secondaires ;
- l'identification des électrons ;
- l'étiquetage des quarks b et c ainsi que des leptons τ .

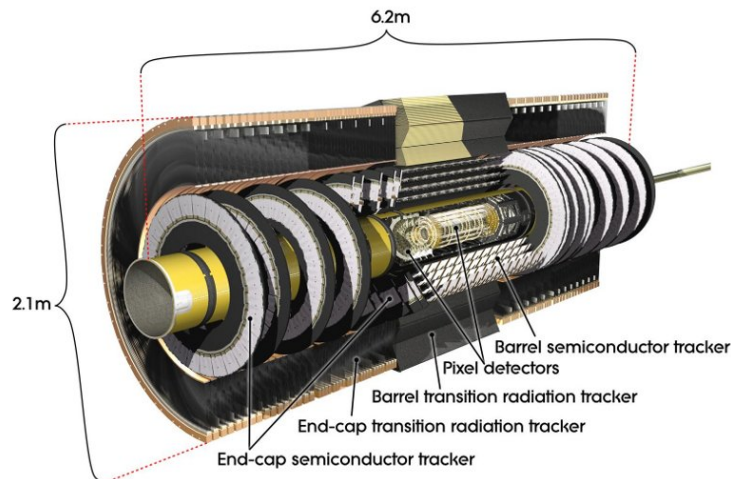


FIGURE 2.11 – Vue d'ensemble du détecteur interne.

Pour cela nous disposons de trois sous-détecteurs : deux sous-détecteurs en silicium, un à pixels,

le détecteur de vertex, et un à micro-pistes, le trajectographe à semi-conducteurs ou SCT¹¹ et le trajectographe à rayonnement de transition ou TRT¹², respectivement en s'éloignant de la ligne de faisceau.

L'une des principales difficultés rencontrées lors de la construction de ce détecteur a été d'assurer la résistance du détecteur au fort taux de radiations attendu à haute luminosité. Malgré cela la durée de vie du détecteur interne n'est que de l'ordre de 10 ans, et même de trois ans pour la couche la plus proche du faisceau. Pour limiter le vieillissement des détecteurs à silicium (pixels et SCT), ils sont continuellement refroidis à une température de $-7\text{ }^{\circ}\text{C}$. Leur tension de polarisation a également été choisie avec précaution et variera en fonction de la durée d'exposition. Le TRT, moins exposé et de technologie très différente, opère à température ambiante.

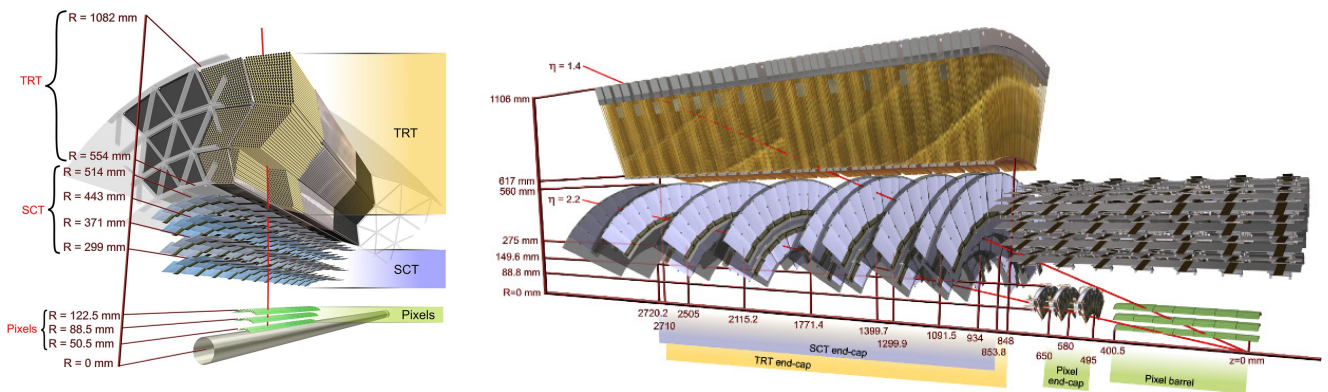


FIGURE 2.12 – Schéma du détecteur interne : à gauche la partie centrale, à droite les bouchons.

2.4.1 Le détecteur de vertex

2.4.1.a Agencement

Le détecteur de vertex est le détecteur le plus proche du point d'interaction. Il couvre la région $|\eta| < 2,5$ avec une acceptation complète en ϕ . Il est détaillé, ainsi que les autres sous-détecteurs du détecteur interne sur la figure 2.12. Sa partie centrale est constituée de trois couches de capteurs à pixels formant des cylindres concentriques autour de la ligne de faisceau. Chaque partie bouchon comprend trois disques de capteurs également centrés sur la ligne de faisceau. Chacun des 1744 capteurs est constitué de 47 232 pixels d'environ $50 \times 400\ \mu\text{m}^2$, ce qui représenté 80,4 millions de voies de lecture.

2.4.1.b Principe de fonctionnement

Les pixels d'Atlas sont des semi-conducteurs n^+n , soit une jonction PN avec des implants n^+ par lesquels se fait la lecture, voir la figure 2.13. Leur épaisseur est de l'ordre de $250\ \mu\text{m}$. La principale limite des pixels est leur vieillissement accéléré dû à leur exposition au fort taux de radiations produites par le hadrons chargés. La structure d'un pixel a donc été optimisée pour le ralentir.

Une particule chargée traverse en moyenne 3 pixels en créant des paires électron – trou sur son passage. Ces paires dérivent vers les électrodes sous l'influence de la différence de potentiel appli-

11. SCT, de son nom en anglais, *SemiConductor Tracker*

12. TRT, de son nom en anglais, *Transition Radiation Tracker*

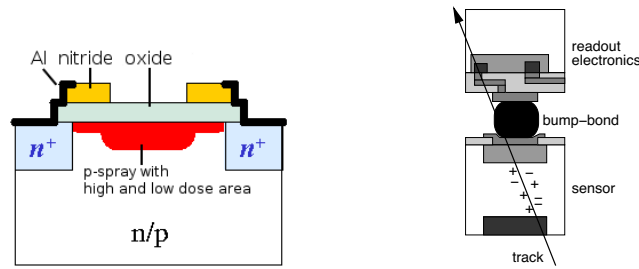


FIGURE 2.13 – À gauche : schéma d'un pixel. Semi-conducteur de type n ou p (en fonction de son vieillissement), implants n^+ , couches oxygénée et p -spray pour accroître la résistance aux radiations. À droite : fonctionnement général d'un pixel avec la bille de lecture et l'électronique.

quée. Le signal généré est alors lu grâce à la bille de lecture et transmis à l'électronique frontale, ce qui est représenté sur la figure 2.13. Les performances de ce détecteur et les contraintes qu'elles induisent sur son alignement sont listées dans le tableau 2.3.

	Précision [μm]	Tolérances sur l'alignement [μm]		
		radiale (R)	axiale (R)	azimutale ($R - \phi$)
Pixels tonneau C1 ^a	10 ($R - \phi$), 115 (z)	10	20	7
	10 ($R - \phi$), 115 (z)	20	20	7
	10 ($R - \phi$), 115 (R)	20	100	7
SCT tonneau	17 ($R - \phi$), 580 (z)	100	50	12
	17 ($R - \phi$), 580 (z)	50	200	21
TRT ^b	130			30

TABLEAU 2.3 – Précision du détecteur interne.

^a. C = couche; 1 à 3 en s'éloignant du faisceau

^b. précision sur le rayon de dérive due à la mesure du temps de dérive

2.4.2 Le SCT

2.4.2.a Agencement

Le SCT est composé de quatre couches cylindriques dans la partie centrale du détecteur et de neuf disques dans chaque partie bouchon, voir la figure 2.12. Il entoure ainsi le détecteur à pixels et assure également la couverture de la région $|\eta| < 2,5$. Il totalise 4088 modules dont les signaux sont extraits par 6,3 millions de voies de lecture.

Chaque module est composé de deux plaques dont l'un des côtés est couvert de 768 pistes d'aluminium de 12 cm de long avec un pas de $80 \mu\text{m}$. Ces plaques sont positionnées dos à dos « en stéréo », de sorte à ce qu'il y ait un angle de 40 mrad entre les pistes des deux plaques, comme on le voit sur la figure 2.14. Cette configuration permet la mesure des trois coordonnées du signal laissé par une particule avec la précision donnée dans le tableau 2.3, R étant donné par le rayon du cylindre. Les pistes étant parallèles au faisceau (à $\pm 20 \text{ mrad}$) dans la partie centrale et le plan de courbure de la trace étant (R, ϕ) , la mesure la plus précise est faite suivant ϕ . Dans les bouchons, les pistes sont radiales et de forme trapézoïdales pour maintenir l'angle ϕ constant sur toute leur longueur. Leur largeur angulaire est ainsi de 40 mrad . Les contraintes sur l'alignement en vue d'atteindre la précision nominale

sont également données dans le tableau 2.3.

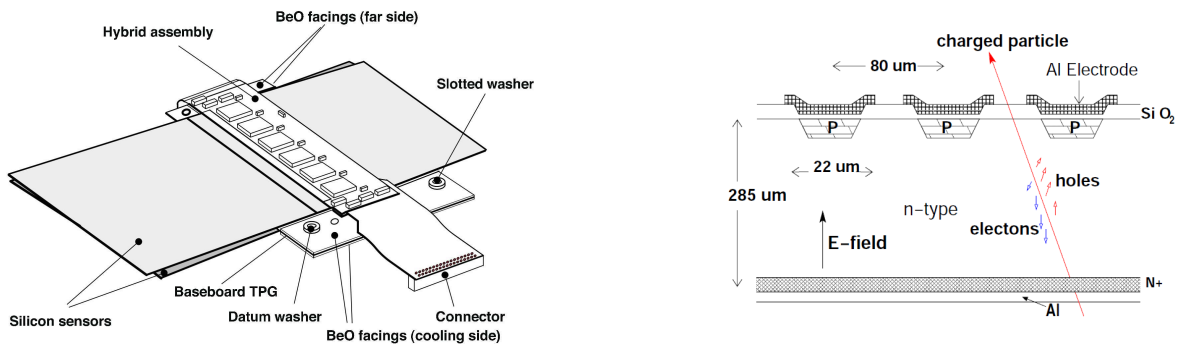


FIGURE 2.14 – Schéma d'un module SCT à gauche : on remarquera l'angle entre les des deux plaques l'une par rapport à l'autre. Son principe de fonctionnement[36] est schématisé à droite.

2.4.2.b Principe de fonctionnement

Les capteurs formant les modules du SCT sont des semi-conducteurs dopés NPN de 285 μm d'épaisseur, schématisés sur la figure 2.14. Une tension de polarisation de 150 V leur est appliquée pour permettre la dérive des paires électron – trou et la création de la zone de déplétion. Cette tension sera augmentée après 10 ans d'utilisation en raison du vieillissement engendré par l'irradiation du détecteur. La lecture est faite grâce aux pistes mentionnées au paragraphe 2.4.2.a.

Une particule chargée laisse en moyenne huit coups dans le SCT, ce qui permet de former quatre points de mesure.

2.4.3 Le détecteur à rayonnement de transition

2.4.3.a Agencement

Le dernier sous-détecteur du détecteur interne est le TRT. Il couvre la région $|\eta| < 2,0$, divisé également en trois parties. Le TRT est constitué de tubes à dérive très fins, de 4 mm de diamètre et de 144 cm de long pour la partie centrale (35 cm pour les parties bouchon), encore appelés pailles. Leur paroi, qui est la cathode, est en polymères, renforcée de fibres de carbone. Ils sont remplis d'un mélange gazeux composé de Xe/CO₂/O₂ en proportion (70/27/3) à une surpression comprise entre 5 et 10 mbar. Ils sont placés parallèlement au faisceau dans la partie centrale et de manière radiale dans les parties bouchon, voir la figure 2.12. L'anode est constituée d'un fil de tungstène de 31 μm de diamètre recouvert d'une couche d'or de 0,5 à 0,7 μm d'épaisseur. La cathode est portée à un potentiel de -1530 V tandis que l'anode est mise à la terre. Comme pour le SCT la coordonnée mesurée avec précision est ϕ .

Entre les pailles se trouve du polypropylène sous forme de fibres dans la partie centrale et de feuilles dans les parties bouchons. C'est ce plastique, aussi appelé « radiateur », qui permet de créer le rayonnement de transition. La partie centrale est schématisée sur la figure 2.15.

2.4.3.b Principe de fonctionnement

Une particule traverse en moyenne plus de 30 pailles, dans lesquelles, si elle est chargée, elle ionise le gaz. Ce signal sera détecté comme étant le signal « normal » vu par une paille de TRT, de seuil

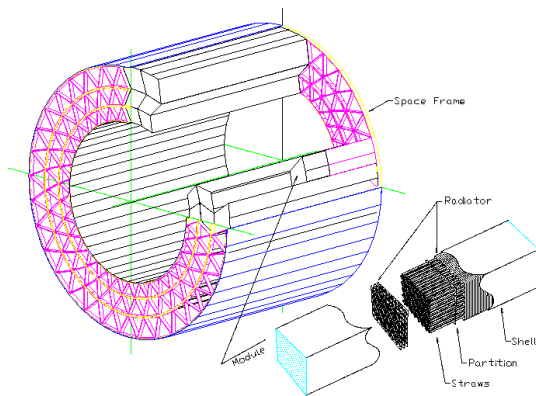


FIGURE 2.15 – Schéma de la partie centrale du TRT et détail d'un module.

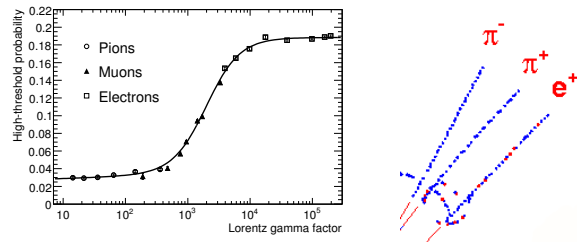


FIGURE 2.16 – À gauche : probabilité de déclencher le seuil haut du TRT en fonction du facteur de Lorentz pour les pions, les électrons et les muons. À droite : traces de pions et d'électrons. Les points rouges sont les coups passant le seuil haut.

0,2 keV. Les particules ayant un grand facteur de Lorentz, $\gamma = E/m$, peuvent en plus déclencher un deuxième signal : le rayonnement de transition, dont le seuil de détection est à 5,5 keV. Il s'agit de l'émission de rayons X par une particule à la traversée de milieux d'indices optiques différents. La probabilité d'émission de rayonnement de transition en fonction du facteur de Lorentz est donnée sur le graphe 2.16. Ainsi un pion d'impulsion 100 GeV aura un facteur de Lorentz de l'ordre de 700 alors que celui d'un électron de 2 GeV sera de 4000. La probabilité que l'électron déclenche un rayonnement de transition est ainsi beaucoup plus élevée que celle du pion, ce qui permet de séparer dans le TRT les électrons des pions. Il s'agit donc d'une propriété importante pour l'identification des électrons.

Le grand nombre de pailles traversées permet de compenser la précision plus faible de ce détecteur lors de la mesure de l'impulsion des particules, voir le tableau 2.3. Le TRT permet également la détection des vertex de V^0 , c'est-à-dire les vertex secondaires produits par des particules neutres de grande durée de vie se désintégrant en deux particules chargées comme le K_S^0 , le Λ ou le $\bar{\Lambda}$.

2.4.4 Matière représentée par le détecteur interne

Même si le détecteur interne comporte peu de matière, il faut en tenir compte pour la suite, à la fois pour la mesure de l'énergie des électrons, des photons et des jets faite par les calorimètres, mais aussi pour l'estimation de l'impulsion des muons. La quantité de matière que représente le détecteur interne est représentée sur la figure 2.17a en longueurs de radiations¹³, notées X_0 et sur la figure 2.17b en longueurs d'interactions¹⁴, notées λ . La quantité de matière avant le calorimètre, c'est-à-dire en prenant en compte le solénoïde est représentée sur la figure 2.17c. Cette quantité est beaucoup plus importante que celle contenue exclusivement dans le détecteur interne : le solénoïde et les cryostats y sont alors pris en compte.

13. Longueur de radiation : cette grandeur représente la quantité de matière nécessaire pour qu'un électron ne conserve que $1/e$ de son énergie initiale, le reste étant perdu par rayonnement de freinage. Cette grandeur s'applique également aux photons. Leurs pertes d'énergie sont alors dominées par la création de paires e^+e^- .

14. Longueur d'interaction : analogue à la longueur de radiation mais pour les hadrons, dominés par des interactions dues à l'interaction forte. En général $\lambda > X_0$.

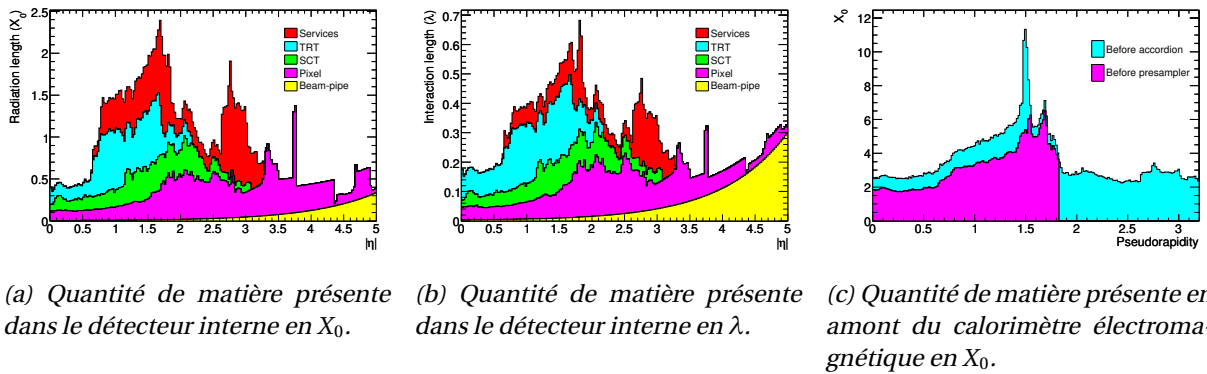


FIGURE 2.17 – Quantité de matière présente dans le détecteur interne et en amont du calorimètre.

2.5 Les calorimètres

La détection des électrons, des photons et des jets est assurée par trois calorimètres différents dans Atlas : le calorimètre électromagnétique, le calorimètre hadronique et le calorimètre vers l'avant, représentés sur la figure 2.18. Il s'agit de calorimètres à échantillonnage dont les absorbeurs et les milieux actifs diffèrent en fonction de leur rôle et de leur exposition aux radiations. On mesure la fraction d'énergie déposée dans le milieu actif pris en sandwich entre les absorbeurs dans lesquels se développe la gerbe électromagnétique ou hadronique.

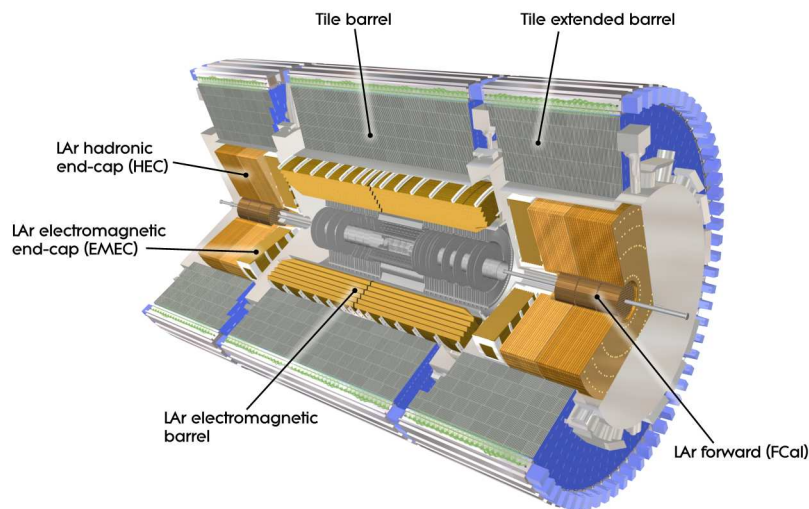
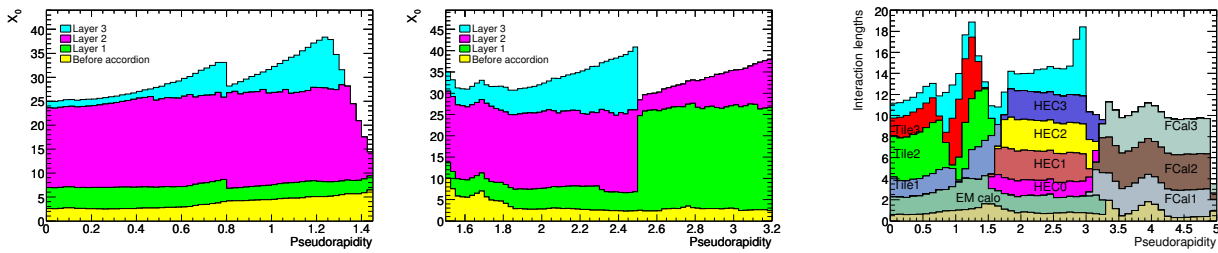


FIGURE 2.18 – Schéma des calorimètres.

Pour que la mesure de l'énergie et de la direction de ces objets soit optimale, les calorimètres doivent pouvoir contenir la gerbe et avoir une grande granularité en η . Le calorimètre électromagnétique fait $22 X_0$ dans la partie centrale et au moins $24 X_0$ dans les parties bouchons. Le calorimètre hadronique représente environ 10λ , voir la figure 2.19. Ces profondeurs sont suffisantes pour que les « fuites » des calorimètres ne dégradent pas sensiblement la résolution en énergie des électrons, des photons et des jets dans le domaine du TeV et que des hadrons très énergétiques ne pénètrent dans le spectromètre à muons.



(a) Quantité de matière présente dans le calorimètre électromagnétique en X_0 . À gauche pour le tonneau, à droite pour les bouchons.

(b) Quantité de matière présente en comptant le calorimètre hadronique en λ .

FIGURE 2.19 – Quantité de matière présente dans les calorimètres.

Par ailleurs, ces calorimètres sont segmentés en profondeur et en η . La granularité est plus fine en η dans la région couverte par le détecteur interne que dans les régions vers l'avant. Ces dernières servent principalement à la reconstruction des jets et de l'énergie transverse manquante.

Les calorimètres servent également au déclenchement de l'acquisition basé sur les électrons, les photons, les jets et l'énergie transverse manquante. Cette fonction est détaillée au §2.8.

2.5.1 Le calorimètre électromagnétique

2.5.1.a Agencement et fonctionnement du calorimètre

Le calorimètre électromagnétique d'Atlas est un calorimètre à échantillonnage dont le milieu actif est de l'argon liquide (LAr). Il est donc contenu dans des cryostats (en gris clair sur la figure 2.18) pour maintenir sa température autour de 88 K. Il tire son originalité de l'arrangement en accordéon de ses électrodes de cuivre et des absorbeurs en plomb. Cette configuration a plusieurs avantages : une couverture complète de ϕ sans recouvrement ni *crack* et une extraction rapide des signaux. Il est formé de trois parties : un tonneau central pour la région $|\eta| < 1,5$ et deux bouchons pour $1,5 < |\eta| < 3,2$.

Dans la partie centrale du détecteur l'accordéon évolue suivant ϕ , ses arêtes sont parallèles à l'axe du faisceau, voir le schéma 2.23 et la photo 2.20. Les angles de pliage varient en fonction du rayon de manière à maintenir constant l'écart entre les couches de plomb. Dans les parties bouchon les vagues sont radiales, elles évoluent dans la direction axiale, voir la photo 2.21. Dans cette partie du détecteur l'espace entre les couches d'absorbeurs augmente avec le rayon, l'amplitude des vagues ainsi que leur angle de pliage varient donc avec le rayon.

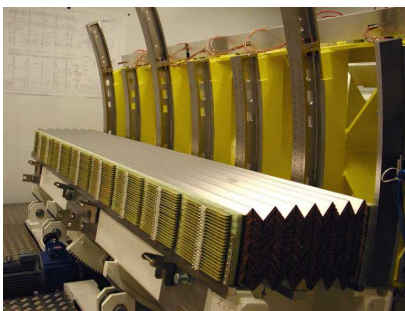


FIGURE 2.20 – Module du calorimètre électromagnétique de la partie centrale.



FIGURE 2.21 – Module appartenant à une des parties bouchon du calorimètre électromagnétique. L'axe du faisceau est vertical.

Dans la partie centrale l'épaisseur de plomb passe de 1,53 mm pour $\eta = 0$ à 1,13 mm à $|\eta| = 0,8$ pour limiter la baisse de la fraction d'échantillonnage. Pour les bouchons elle est de 1,7 mm pour $|\eta| < 2.5$ et de 2,2 mm pour $|\eta| > 2.5$. Les électrodes sont placées entre deux épaisseurs de plomb, maintenues à une distance de 2,1 mm grâce à une structure en nid d'abeille, voir la photo 2.22. Elles sont constituées de trois couches de cuivre séparées par des feuilles de kapton¹⁵ isolantes, cf. le schéma 2.23.

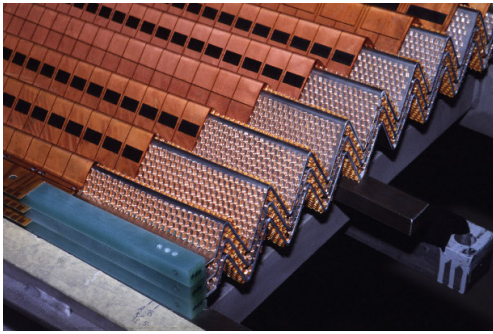


FIGURE 2.22 – Arrangement du calorimètre : les électrodes de cuivre, la structure en nid d'abeille et les plaques d'absorbeur de plomb (gris). Le tout baigne dans l'argon liquide.

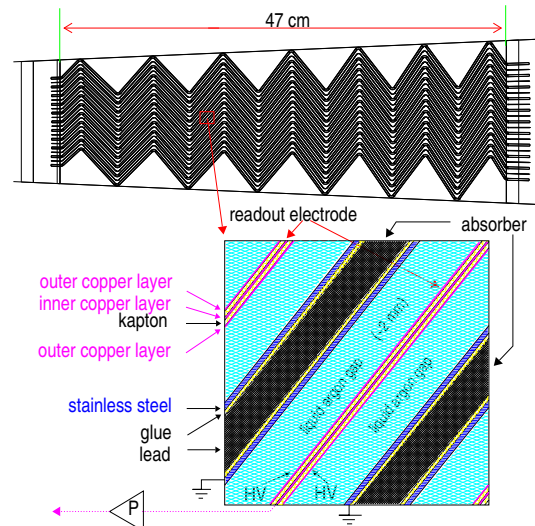


FIGURE 2.23 – Schéma de l'accordéon composant le calorimètre.

Les électrons d'ionisation issus de l'interaction de la gerbe dans l'argon liquide dérivent entre les absorbeurs, mis à la masse, et les électrodes en un temps maximal de 450 ns. Ceci correspond à une différence de potentiel de 2000 V, tension appliquée aux deux électrodes externes. La mesure du signal se fait par couplage capacitif dans l'électrode du milieu. Le signal lu est représenté sur la figure 2.24. Il est échantillonné toutes les 25 ns dans l'électronique frontale (points noirs sur la figure 2.24) et donne en sortie la deuxième courbe du graphique. Sa durée initiale est bien trop longue comparée à la fréquence des interactions prévue dans Atlas, toutes les 25 ns. Par conséquent seul le pic initial, d'une durée de 4×25 ns, soit 4 croisements de faisceaux, est utilisé. Son intégration permet d'obtenir l'énergie de la particule détectée et sa largeur sert à l'identification des croisements de faisceaux. L'utilisation d'une proportion limitée du signal implique la connaissance de la vitesse de dérive des électrons et son contrôle ainsi que la maîtrise hautes tensions appliquées.

2.5.1.b Segmentation du calorimètre

Le calorimètre est également segmenté en quatre couches en profondeur comme le montre la figure 2.25. Chaque couche présente d'une segmentation transversale différente en $\Delta\eta - \Delta\phi$, indiquée sur le schéma pour la partie centrale.

Le pré-échantillonneur a pour rôle d'estimer l'énergie perdue en amont du calorimètre, à la fois dans le détecteur interne et dans la matière morte (bobines, cryostat par exemple), voir la figure 2.17c. La présence du champ magnétique intervient également dans la correction de l'énergie perdue en amont[37]. Le prééchantillonneur est essentiel dans la région de transition

15. kapton : film de polyimide (polymère).

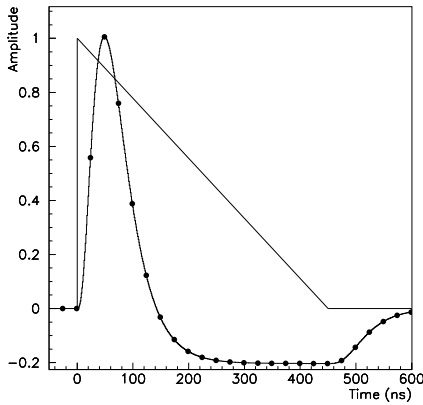


FIGURE 2.24 – Le signal de forme triangulaire représente le courant d'ionisation en sortie d'une cellule du calorimètre, remis en forme par l'électronique frontale pour obtenir la deuxième courbe. Les points noirs indiquent les points d'échantillonnage, toutes les 25 ns.

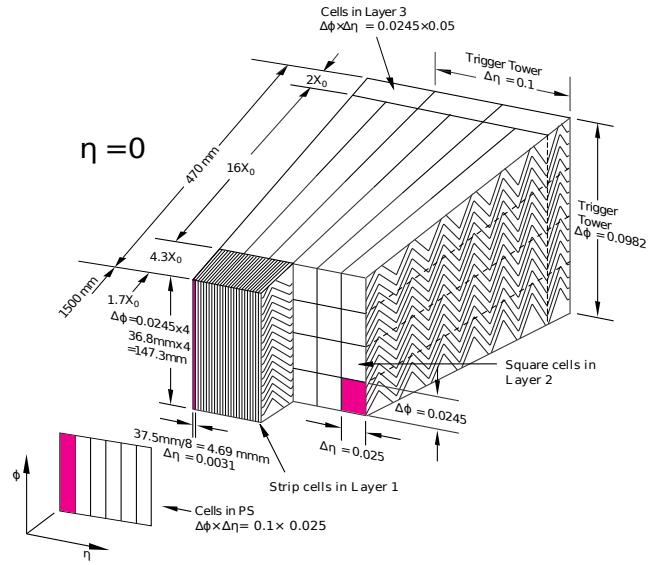


FIGURE 2.25 – Segmentation du calorimètre dans la partie centrale.

car la matière en amont excède $7 X_0$. On lui a d'ailleurs adjoint un scintillateur dans la région $1,0 < |\eta| < 1,6$. À grande pseudorapacité ($|\eta| > 1,8$) il n'est plus nécessaire : il y a beaucoup moins de matière morte et les particules ont en général une plus grande énergie.

Le prééchantillonneur est constitué d'une seule couche d'argon liquide, de 11 mm d'épaisseur dans la partie centrale (5 mm dans les bouchons) délimitée par du verre epoxy, segmentée en cellules de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,025 \times 0,1$. Contrairement aux autres parties du calorimètre, le prééchantillonneur ne contient pas de plomb, ce n'est donc pas un calorimètre à échantillonnage.

La première couche (bandes), d'une profondeur de $4,3 X_0$, assure la précision sur la mesure de la position des électrons et des photons grâce à sa forte granularité en η . Celle-ci est très fine dans la partie centrale ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,0031 \times 0,1$), ce qui permet de s'accorder au mieux avec celle du détecteur interne. Elle est plus grossière à grand η (jusqu'à $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,1$ pour $2,5 < |\eta| < 3,2$), ce qui est suffisant pour reconstruire les jets et l'énergie transverse manquante. Elle permet ainsi d'identifier les particules et notamment de séparer les γ/π^0 des e/π .

La couche centrale, d'une profondeur de $16 X_0$ pour la partie centrale, permet de contenir la plus grande partie de la gerbe et ainsi d'assurer la principale mesure de son énergie. Sa granularité en η est plus grossière que celle de la première couche mais elle est plus segmentée en ϕ , majoritairement on a $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,025 \times 0,025$. À la fin de cette couche, le calorimètre représente déjà au moins $20 X_0$.

La troisième couche, d'une profondeur de $2 X_0$ pour la partie centrale, sert à collecter la fin de la gerbe électromagnétique. Sa segmentation est plus grossière que celle des autres couches : $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,05 \times 0,1$.

On notera également que la région $2,5 < |\eta| < 3,2$ des bouchons ne contient que deux segmentations en profondeur.

2.5.2 Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique utilise deux technologies différentes en fonction de sa position : un calorimètre à tuiles scintillantes dans la partie centrale et un calorimètre à argon liquide dans les bouchons.

2.5.2.a Le calorimètre à tuiles

La partie centrale de ce calorimètre à échantillonnage, de 5,8 m de long, couvre la région $|\eta| < 1,0$. Deux extensions, de 2,6 m de long chacune, ont été ajoutées pour couvrir les régions $0,8 < |\eta| < 1,7$. Chacun de ces tonneaux a un rayon interne de 2,28 m et un rayon externe de 4,25 m, ce qui équivaut à $7,4 \lambda$. Ils sont divisés en 64 modules couvrant ainsi chacun un angle de $2\pi/64$ rad en ϕ (voir la photo 2.26). La partie active de ce calorimètre est constituée de tuiles scintillantes, l'absorbeur passif est en acier. Elles sont disposées périodiquement dans une structure en acier renforcé qui sert également de retour de champ et dans laquelle est insérée l'électronique frontale, voir la figure 2.27.



FIGURE 2.26 – Un des tonneaux étendus lors de sa construction. On remarquera la segmentation dans le plan $R - \phi$.

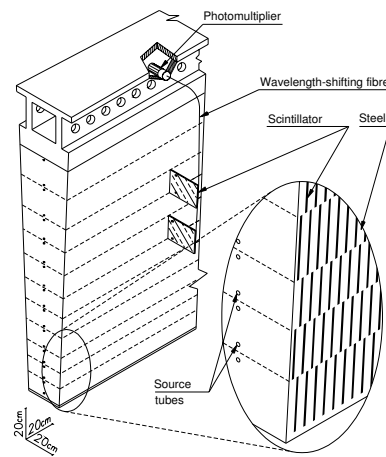


FIGURE 2.27 – Schéma d'un module du calorimètre à tuile : agencement des feuilles d'acier et du scintillateur.

Les tuiles scintillantes sont formées de polystyrène dopé au PTP (1,5 %) et au POPOP (0,044 %). Ces tuiles sont mises en contact à chaque extrémité avec des fibres optiques qui permettent d'en extraire la lumière et de l'acheminer vers deux tubes photomultiplicateurs (PMT) assurant ainsi une mesure redondante, voir la figure 2.28. Ces fibres sont aluminisées à l'extrémité opposée aux PMT pour améliorer la collection de la lumière.

Une particule traversant une tuile scintillante ionise le polystyrène qui émet dans l'ultraviolet. Cette lumière est d'abord progressivement décalée vers le bleu par les fluors¹⁶, puis vers le vert dans la fibre optique. Elle est ensuite convertie en signaux électriques dans les tubes photomultiplicateurs.

La calibration du calorimètre à tuile se fait par trois systèmes intégrés : un système d'injection de charge, des lasers et des sources de ^{137}Cs . Elles permettent de tester l'optique et la numérisation du signal, mais aussi l'uniformité des gains des photomultiplicateurs (qui doit être connue à $\pm 3\%$).

16. Le PTP est le fluor primaire, alors que le POPOP est le secondaire. Ces deux molécules possèdent des propriétés de fluorescence à des longueurs d'onde différentes.

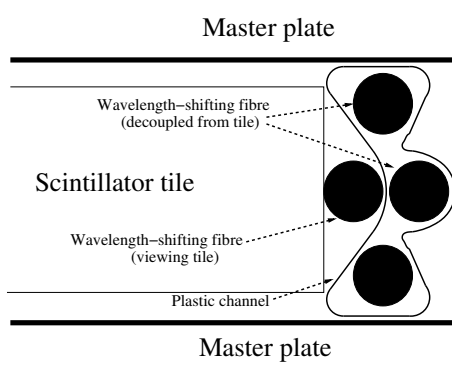


FIGURE 2.28 – À gauche : Contact entre les fibres optiques et les tuiles. Les fibres non couplées à cette tuile sont connectées aux tuiles d’une autre couche en profondeur. À droite : détail d’un module et des branchements fibres optiques – PM. On y voit également le dessin de la segmentation en η et en profondeur.

2.5.2.b Le calorimètre hadronique bouchon

Dans les bouchons, pour résister au plus fort taux de radiations, c’est un calorimètre cuivre – argon liquide qui a été choisi. Il couvre la région $1,5 < |\eta| < 3,2$. Il se trouve dans le même cryostat que le calorimètre électromagnétique et que le calorimètre vers l’avant, comme le montre la figure 2.29 où il est noté HEC. Il comprend deux roues cylindriques de rayon externe 2,030 m formées toutes deux de deux sections longitudinales. Dans l’écart de 8,5 mm entre deux plaques d’absorbeur de cuivre, mises à la masse, se trouvent les électrodes, schématisées sur la figure 2.30. Elles sont portées à 1800 V et baignent dans l’argon liquide. Il y a ainsi quatre zones dans lesquels les électrons dérivent pendant environ 430 ns.

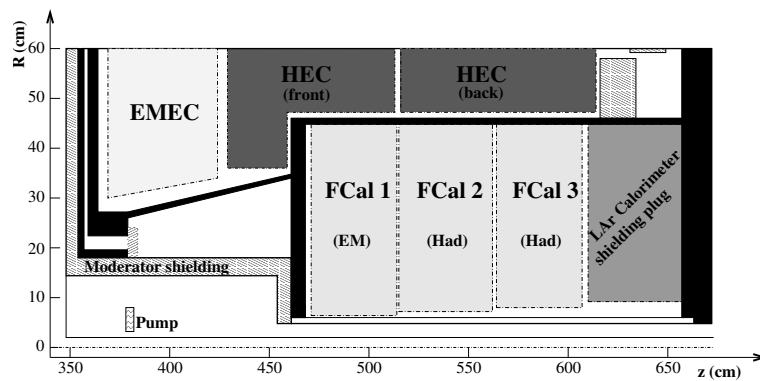


FIGURE 2.29 – Schéma des calorimètres à argon liquide dans les parties bouchons. En noir : le cryostat commun. EMEC = ElectroMagnetic Endcap Calorimeter, HEC = Hadronic Endcap Calorimeter et FCal = Forward Calorimeter.

On notera qu’en plus de reconstruire les jets et de participer à l’estimation de l’énergie transverse manquante, ce calorimètre a aussi la capacité de mesurer toute perte d’énergie par rayonnement et de détecter les muons[38], en particulier dans la région $|\eta| > 2,7$ non couverte par le spectromètre à muons.

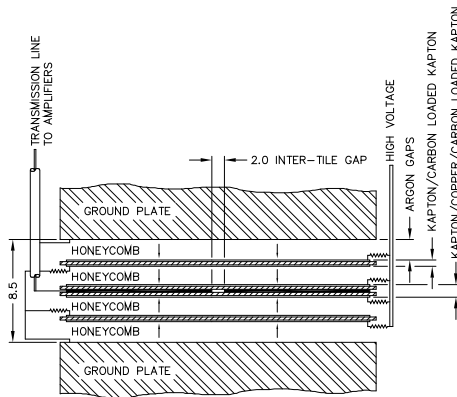


FIGURE 2.30 – Agencement du calorimètre hadronique à argon liquide : l'absorbeur de cuivre et les électrodes.

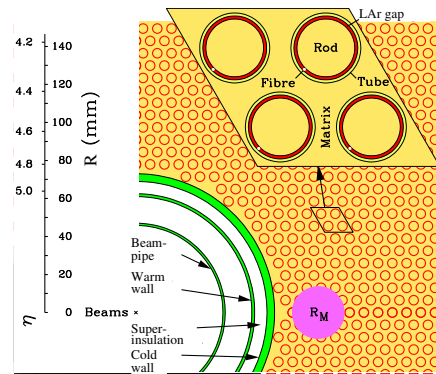


FIGURE 2.31 – Agencement des calorimètres vers l'avant.

2.5.3 Les calorimètres vers l'avant

Couvrant la région $3,1 < |\eta| < 4,9$, ce sont les détecteurs qui voient le flux de particules le plus intense. Leur disposition est représentée sur la figure 2.29 où ils sont notés FCal. Ils sont constitués d'un module électromagnétique et de deux modules hadroniques pour chaque partie bouchon. Leur structure, représentée figure 2.31 est identique : une matrice de cuivre dans laquelle sont insérées les électrodes. Ces dernières sont constituées d'un tube de cuivre mis à la masse à l'intérieur duquel se trouve une tige de cuivre, pour la partie électromagnétique, et de tungstène pour la partie hadronique. La tige est portée à un potentiel de 250 V. L'interstice entre le tube et la tige est rempli d'argon liquide. La taille de cet interstice est maintenue constante à 0,27 mm grâce à une fibre plastique enroulée autour de la tige[39]. Les électrons y dérivent en 61 ns. Le choix du tungstène pour la partie hadronique est dû à un meilleur confinement de la gerbe et à la minimisation de son expansion latérale.

2.6 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons est la partie externe du détecteur. Il est utilisé à la fois pour le déclenchement de l'acquisition et pour l'identification et la mesure des muons, seules particules, hormis les neutrinos, non détectables, à sortir des calorimètres. Aussi les chambres sont divisées en deux catégories : celles qui permettent une mesure précise de l'impulsion à partir de la déflexion des traces dans le champ magnétique et celles qui assurent le déclenchement.

Quatre technologies différentes sont utilisées : la mesure de précision est principalement effectuée par les MDT (*Monitored Drift Tubes*), complétées par les CSC (*Cathode Strip Chambers*) vers l'avant ; le déclenchement est assuré par les RPC (*Resistive Plate Chambers*) dans la partie centrale et par les TGC (*Thin Gap Chambers*) dans les bouchons. Ces chambres couvrent la région $|\eta| < 2,7$.

La déflexion des particules dans le champ toroïdal (voir figure 2.10) se fait dans un plan contenant l'axe z de sorte que la mesure précise doit se faire donc en η et non en ϕ comme dans le détecteur interne (voir §2.4). Une partie des chambres du tonneau sont insérées dans les bobines du toroïde central qui couvre la région $|\eta| < 1,6$ (voir figure 2.38). Les toroïdes bouchons couvrent la région $1,6 < |\eta| < 2,7$. La région $1,4 < |\eta| < 1,6$ est une région de transition dans laquelle le champ vient du tonneau et des bouchons. Il y est très inhomogène comme on peut le voir sur la figure 3.11.

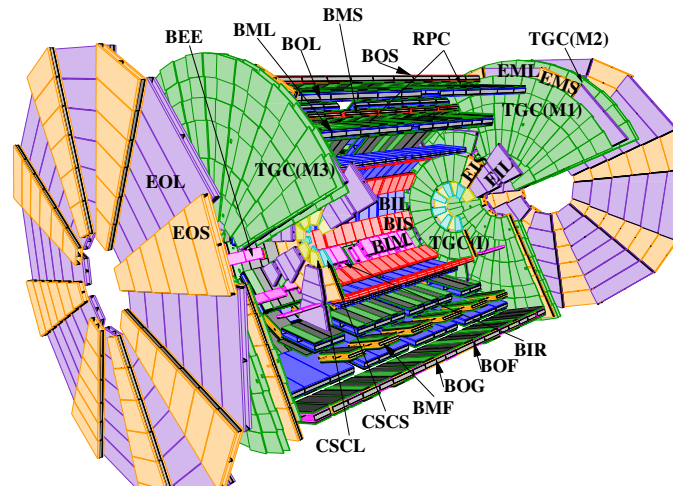


FIGURE 2.32 – Agencement des chambres à muons

2.6.1 Les MDT

Les MDT sont des chambres constituées de tubes à dérives. Elles permettent une mesure précise dans le plan de courbure des traces, c'est-à-dire de la coordonnée η . Pour cela nous verrons le fonctionnement d'un tube, puis leur arrangement en couches pour former les chambres et permettre la mesure de l'impulsion des muons.

2.6.1.a Le tube à dérives

Les tubes à dérives sont les constituants « élémentaires » des MDT. Ce sont des tubes en aluminium de 2,997 cm de diamètre remplis d'un mélange gazeux choisi pour ses propriétés de vieillissement, constitué de 93 % d'argon et de 7 % de CO_2 à une pression de 3 bar. La paroi du tube, épaisse de 0,4 mm, joue le rôle de cathode. Les électrons d'ionisation créés par l'interaction d'une particule avec le mélange gazeux sont collectés sur un fil de tungstène-rhénium plaqué or placé au centre du tube et constituant l'anode. Ce fil a un diamètre de 50 μm et est porté à 3080 V, voir les figures 2.33 et 2.34. Puisque le champ électrique créé est radial, la précision de la mesure ne dépend que faiblement de l'angle incidence du muon, d'autant plus que le signal mesuré est le temps d'arrivée des électrons. Il est composé du temps de dérives des électrons dans le gaz (prédominant) et du temps de propagation dans le fil (beaucoup plus rapide). Le temps de dérives est ensuite converti en « rayon de dérives », r_{min} sur la figure 2.33, qui sera étudié dans le chapitre 3. Le temps de dérives maximal entre les parois du tube et le fil est de 700 ns, mais seuls les électrons créés au plus près du fil servent à la détermination de ce rayon. Ce temps maximal sert cependant à la détermination du temps mort à prendre en compte, de l'ordre de 750 ns[40].

2.6.1.b Les chambres MDT

Les tubes à dérives sont arrangés par couches de 16 à 72 tubes. Ces couches sont ensuite superposées par trois (chambres du milieu et externes) ou quatre (chambres internes). Deux de ces multicouches forment une chambre comme on peut le voir sur la figure 2.35. Les tubes sont placés de manière à mesurer avec précision η , soit la coordonnée dans le plan de courbure, voir la figure 2.36.

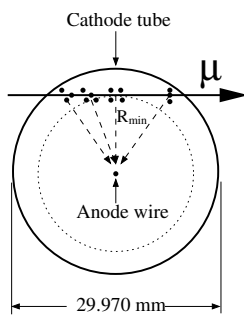


FIGURE 2.33 – Coupe radiale d'un tube à dérive des MDT.

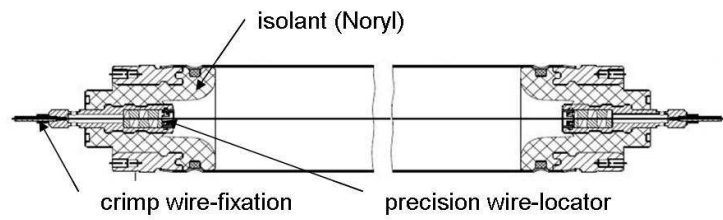


FIGURE 2.34 – Coupe longitudinale d'un tube à dérive des MDT.

La coordonnée ϕ ne peut être déterminée avec précision : la longueur des tubes (jusqu'à 6 m) est selon ϕ , la position du signal le long du fil n'est donc pas connue avec précision. Ce sont les chambres de déclenchement qui fournissent cette coordonnée (voir §2.6.3 et 2.6.4).

La forme des chambres varie en fonction de leur position : elles sont rectangulaires dans la partie centrale et trapézoïdales dans les bouchons (voir figure 2.32). On distingue également deux tailles de secteurs en ϕ : les petits et les grands. Dans la partie centrale, les petits secteurs sont placés autour des bobines du toroïde, voir figure 2.38. Il y a un recouvrement entre les grands et les petits secteurs. La largeur d'un secteur en ϕ a été conservée dans les bouchons pour des questions de symétrie et de simplicité.

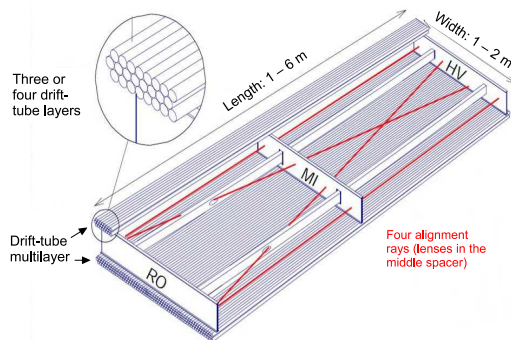


FIGURE 2.35 – Schéma de l'arrangement des MDT en multicouches et les lignes de visée pour l'alignement interne des chambres.

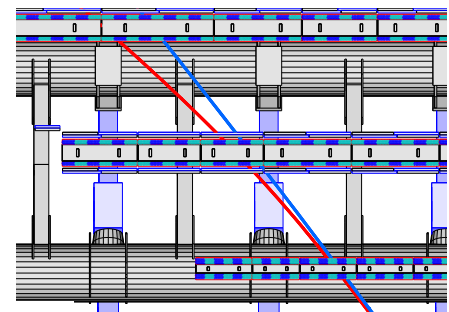


FIGURE 2.36 – Traces d'impulsions 4 GeV en rouge et de 20 GeV en bleu dans la partie centrale du spectromètre.

Des chambres avec des géométries plus particulières (une seule multicouche par exemple) ont également été ajoutées dans les pieds du toroïde où il n'y avait pas la place de mettre les chambres habituelles, ou sur les bobines des toroïdes pour améliorer la couverture. Certaines de ces chambres sont encore à mettre en place.

L'électronique de lecture est placée à l'une des extrémités de la chambre. Son élément de base est la mezzanine. Elle rassemble 24 tubes, une chambre peut ainsi en compter plus de 18. À l'autre extrémité se trouvent les alimentations pour la haute tension.

2.6.1.c Convention de nommage

Les chambres à muons, et plus particulièrement les MDT, portent des noms caractérisant leur emplacement dans le spectromètre. La première lettre désigne leur emplacement général : B pour le

tonneau (*Barrel* en anglais) et E pour les bouchons (*Endcap*). Vient ensuite leur position en fonction de R pour la partie centrale ou de z pour les bouchons : I pour les chambres les plus proches du point d'interaction (*Inner*), puis M (*Medium*) et O (pour *Outer*). La dernière lettre caractérise leur taille : S pour *Small* et L pour *Large*. Certaines chambres ont un autre nom traduisant leurs particularités : BOF, BOG pour les chambres dans les pieds du toroïdes, BEE pour les chambres posées sur les toroïdes bouchons. Dans les bouchons, l'ajout de chambres EES et des EEL pour *Endcap Extra* a commencé en complément de la roue EI, mais un peu décalées. La plupart de ces « noms » sont indiqués sur la figure 2.32.

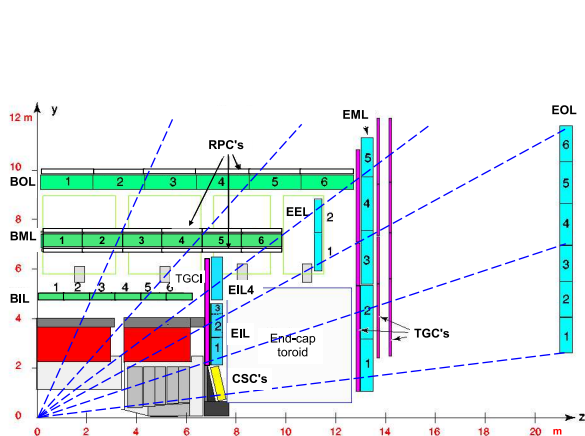


FIGURE 2.37 – Projection suivant l'axe x du spectromètre et numérotation des chambres en η .

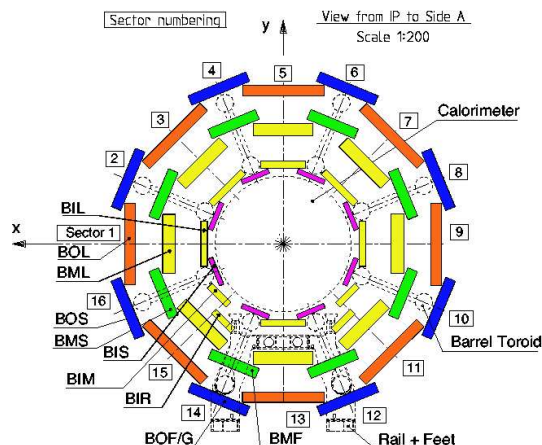


FIGURE 2.38 – Projection suivant l'axe z du tonneau du spectromètre.

À la suite de ces trois lettres se trouve leur position. Le premier chiffre caractérise la position en η présentée sur le schéma 2.37, le deuxième le secteur en ϕ , voir la figure 2.38.

2.6.1.d Performances des MDT

La précision d'un tube est en moyenne de $80\ \mu\text{m}$, mais elle varie en fonction du rayon de dérive, voir la figure 2.39. Elle peut être influencée par la composition du gaz, la précision sur la position du fil (connue à $\sigma < 10\ \mu\text{m}$), son affaissement dû à la gravité (*sagging*), etc. Cette précision varie également en fonction du bruit de fond, et donc de la luminosité attendue. Lors des tests faisceaux de 2003 et 2004, l'effet de l'irradiation due aux γ a également été étudié. Les résultats sont présentés sur le graphe 2.39. L'irradiation provoque ainsi une dégradation de l'ordre de $20\ \mu\text{m}$ de la résolution pour un rayon de dérive de $7,5\ \text{mm}$.

Pour une multi-couche, soit trois ou quatre couches de tubes, la résolution attendue est de $50\ \mu\text{m}$ ou $40\ \mu\text{m}$ respectivement. Pour une chambre entière cela correspond alors à $35\ \mu\text{m}$ ou $30\ \mu\text{m}$. Dans ces cas la résolution peut être détériorée par une mauvaise connaissance de la position des couches de tubes les unes par rapport aux autres. Cette connaissance est l'un des enjeux du système d'alignement présenté §2.6.5. Les déformations des chambres en fonction de la température doivent également être prises en compte. Pour cela entre trois et 28 capteurs de température ont été placés sur chaque chambre. Chaque chambre compte également entre deux et quatre sondes de Hall pour mesurer le champ magnétique.

Les performances des MDT et des autres chambres à muons sont résumées dans le tableau 2.4.

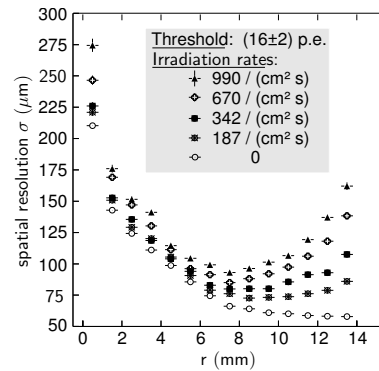


FIGURE 2.39 – Résolution des tubes en fonction du rayon de dérive. Différents niveaux d'irradiation aux γ sont également représentés, montrant que la résolution se dégrade sous irradiation.

Type	Fonction	Résolution (RMS) par chambre			Mesures par trace		Nombre de	
		z/R	ϕ	temps	tonneau	bouchon	chambres	voies
MDT	précision	35 μm	–	–	20	20	1088	339k
CSC	précision	40 μm (R)	5 mm	7 ns	–	4 + 4	32	30700
RPC	déclenchement	10 mm (z)	10 mm	1,5 ns	6	–	544	359k
TGC	déclenchement	2-6 mm (R)	3-7 mm	4 ns	–	9	3588	318k

TABLEAU 2.4 – Résolution des différents types de chambres à muons et nombre de voies de lecture associées.

2.6.2 Les CSC

Les CSC sont le deuxième type de chambres de précision destinées à la mesure de précision. Ces chambres ont été conçues pour résister au flux de particules vers l'avant qui serait trop important pour les MDT (limitées à un flux de 150 Hz/cm²). En effet, elles sont placées dans la région $2 < |\eta| < 2,7$ et sont ainsi les chambres à muons des bouchons les plus proches du point d'interaction et du faisceau. Elles ont ainsi été conçues pour fonctionner à des taux de comptage de l'ordre de 1 kHz/cm². De même que les MDT, les CSC sont des chambres de précision, elles mesurent donc la composante radiale dans le plan de courbure, η . Comme il n'y a pas d'autres chambres associées aux CSC, elles assurent également la mesure de la seconde coordonnée, soit l'angle azimutal ϕ .

2.6.2.a Agencement des CSC

Ce sont des chambres multi-fils proportionnelles dont les cathodes sont des pistes. On compte 32 CSC dans Atlas, 16 par bouchon. Comme les MDT, elles sont segmentées en petits et grands secteurs en ϕ . Elles sont montées sur deux disques de huit chambres chacun, l'un pour les petits secteurs, l'autre pour les grands[40], voir la figure 2.40. Ces roues sont inclinées de 11,59° par rapport à l'axe du faisceau, comme le montre la figure 2.41, pour améliorer leur résolution, voir le §2.6.2.c. Elles sont donc perpendiculaires à la ligne de visée du point d'interaction,

Chaque chambre est constituée de quatre plans de mousse de polyuréthane recouverts de cuivre, voir la figure 2.42. Le revêtement extérieur en cuivre sert de blindage électromagnétique aux chambres alors qu'à l'intérieur il constitue une partie de la cathode. Cette dernière est formée de pistes de cuivre de 17 μm d'épaisseur. L'anode est constituée de fils de tungstène – rhénium (97/3), plaqués à l'or, placés suivant la direction radiale. Ils font 30 μm de diamètre et sont espacés de 2,50 mm. La distance entre les fils (anodes) et les pistes (cathodes) est également de 2,50 mm comme le montre la figure 2.43. Comme deux mesures sont effectuées, une de R , donc de η , et une ϕ , on a des pistes orthogo-

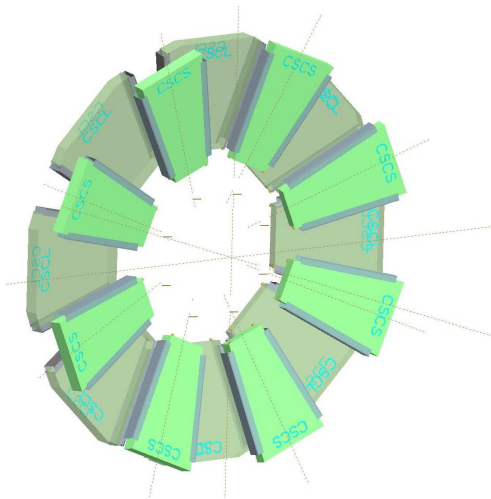


FIGURE 2.40 – Position des CSC : les petits et grands secteurs.

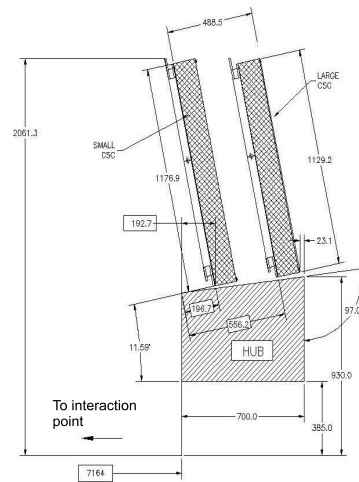


FIGURE 2.41 – Position des CSC : l'inclinaison des CSC par rapport à l'axe du faisceau.

nales positionnées de part et d'autre du plan de fils constituant l'anode, voir les figures 2.42 et 2.43. η étant la coordonnée précise, elle est mesurée par les pistes les plus fines, orthogonales aux fils. La largeur des pistes, leur espacement ainsi que leur nombre varient en fonction des chambres, ce qui est présenté dans le tableau 2.5.

	Petites chambres		Grandes chambres	
Nombre de fils	250		402	
	pistes η	pistes ϕ	pistes η	pistes ϕ
Largeur (mm)	1,602	12,522	1,519	20,604
Espacement (mm)	0,250	0,400	0,250	0,400
Nombre de pistes	766	48	766	48

TABLEAU 2.5 – Dimensions des CSC

2.6.2.b Principe de fonctionnement

Les CSC sont remplies de gaz dont l'ionisation caractérise le passage d'une particule chargée. Ce gaz est ici un mélange d'argon et de dioxyde de carbone dans la proportion 80/20. Il a notamment été choisi pour sa faible sensibilité aux neutrons. Quand une chambre est traversée par une trace en incidence normale il se crée de l'ordre de 90 paires ion – électron. Le gain du gaz est de 6×10^4 . L'avalanche électronique couvre de 3 à 5 pistes en η . Le temps de dérive des électrons est inférieur à 40 ns, ce qui se traduit par une résolution d'environ 7 ns par plan de détection.

La lecture se fait uniquement par les pistes, les anodes n'étant pas lues. La coordonnée η est obtenue par la lecture d'une piste sur trois pour réduire le nombre de voies de lecture. Les pistes intermédiaires sont prises en compte grâce au couplage capacitif avec les pistes adjacentes. Leur charge est estimée grâce à un ajustement gaussien[41]. Le principe de cette lecture est représenté sur la figure 2.44. Le pas de lecture pour les pistes en η des grands secteurs est donc de 5,308 mm pour 5,567 mm dans les petits secteurs. Pour la mesure en ϕ toutes les pistes sont lues, les pas de lecture sont donc de 12,922 mm pour les petits secteurs et de 21,004 mm pour les grands. Ceci représente 31000 canaux de lecture.

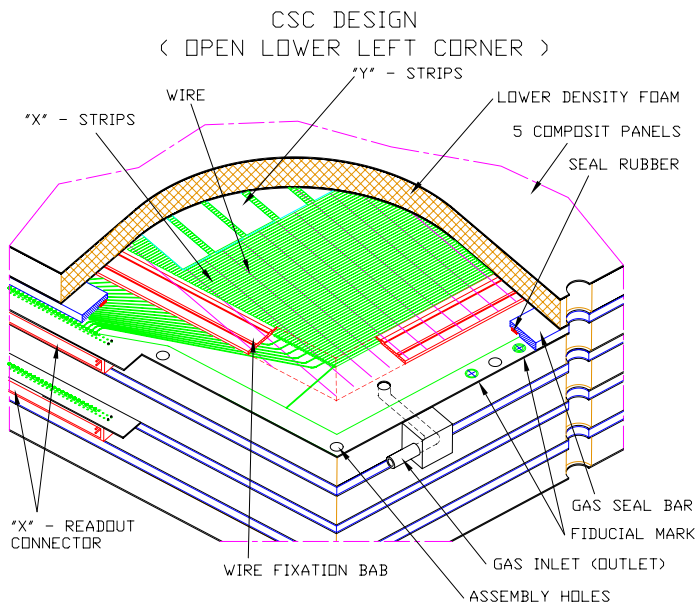


FIGURE 2.42 – Structure des CSC.

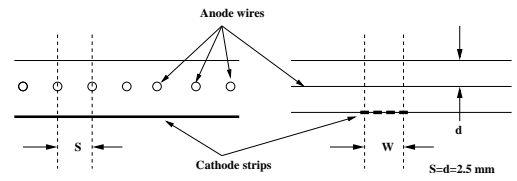
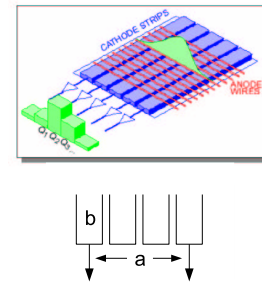
FIGURE 2.43 – Schéma en coupe d'un plan de CSC avec vu des pistes en η , les pistes lues sont celles traversées par les lignes en pointillés.

FIGURE 2.44 – Principe de lecture des CSC.

2.6.2.c Résolution des CSC

La résolution attendue des CSC pour la coordonnée précise η est de $60 \mu\text{m}$ par plan de pistes de précision. Cette précision est atteinte grâce au mode de lecture choisi, c'est-à-dire la mesure relative des charges induites sur les pistes adjacentes, présentée au paragraphe 2.6.2.b. Cette mesure n'est ainsi pas affectée par les variations des conditions extérieures de la chambre (pression du gaz, température, etc.). La mesure de ϕ se fait par contre grâce à une seule piste, sa résolution est alors limitée par la largeur de la piste divisée par $\sqrt{12}$.

Le premier facteur limitant la résolution spatiale des CSC est le bruit électronique dans les pré-amplificateurs. Pour obtenir une meilleure résolution spatiale, il a été choisi d'évaluer la charge sur trois à cinq pistes autour du pic de la distribution. Ainsi seul un petit nombre de pistes participe à la mesure.

La deuxième cause de dégradation de la résolution spatiale des CSC est l'inclinaison des traces sur les CSC et l'angle de Lorentz. En effet l'interpolation de la charge est optimale quand l'avalanche est formée en un point précis du fil. Si elle se forme sur une surface plus étendue, il y a une dégradation du dépôt de la charge. Ceci peut-être causé par un δ -ray¹⁷, des traces inclinées ou une force de Lorentz colinéaire au fil¹⁸. On ne peut corriger l'effet dû à la force de Lorentz mais il ne conduit qu'à une faible dégradation de la résolution. L'effet des traces inclinées est lui diminué grâce à l'inclinaison des chambres, voir la figure 2.41 et le §2.6.2.a.

Pour la mesure de la seconde coordonnée, ϕ , les fils sont parallèles aux pistes. Ces dernières sont plus larges que les pistes mesurant η . La résolution est alors de l'ordre de 5 mm.

Enfin la résolution temporelle attendue des CSC est de l'ordre de 3,6 ns. Cette valeur est obtenue

17. δ -ray : électron d'ionisation capable de provoquer une ionisation secondaire, souvent généré par transfert d'énergie important de la particule ionisante.

18. Le champ magnétique n'étant pas colinéaire au champ électrique autour du fil la force de Lorentz peut être dans la même direction que le fil, et aura pour effet de faire spiraler les électrons d'ionisation.

par la combinaison des quatre plans d'une CSC. En effet pour un plan le temps maximum d'arrivée d'un électron de première ionisation peut aller jusqu'à 20 ns s'il se trouve au plus loin d'un fil.

2.6.3 Les RPC

Les RPC sont les chambres de déclenchement situées dans la partie centrale d'Atlas. Elles assurent une mesure selon les coordonnées η et ϕ . Dans cette partie centrale elles seules assurent la mesure de la coordonnée ϕ .

2.6.3.a Agencement des RPC

Dans chaque secteur en ϕ on trouve trois RPC à l'exception de quelques régions comme la zone des pieds. Deux d'entre elles entourent les MDT de la couche centrale, comme le montre la figure 2.45, la dernière est associée à la chambre la plus externe du secteur. Dans les petits secteurs elle se trouve vers l'intérieur du détecteur, dans les grands, vers l'extérieur. La couche interne (I) est dépourvue de chambres RPC.

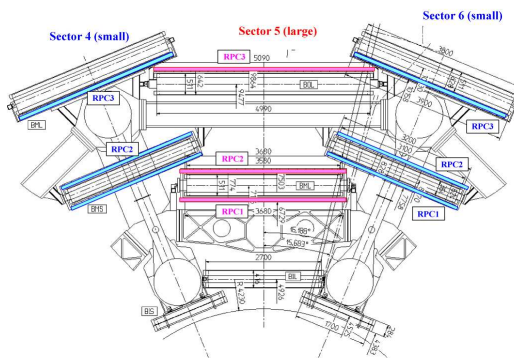


FIGURE 2.45 – Position des RPC (bleu pour les petits secteurs, rose pour les grands) par rapport aux MDT et aux bobines du toroïde central.

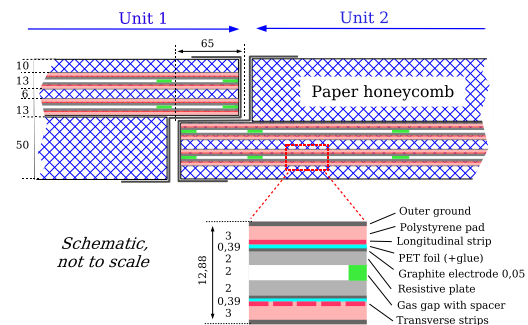


FIGURE 2.46 – Structure des RPC. La haute tension est appliquée sur les électrodes de graphite.

Chaque chambre possède deux couches indépendantes de détecteur mesurant chacune η et ϕ . Une particule traversant les trois stations laissera ainsi six points de mesure en η et six points de mesure en ϕ . Ces points de mesure permettront de faire des coïncidences, de manière indépendante en η et en ϕ , ce qui permettra de déclencher ou non l'acquisition de l'événement, voir le §2.8.

2.6.3.b Principe de fonctionnement

Les RPC sont des détecteurs gazeux dont les électrodes sont plates. Leur structure est représentée sur le schéma 2.46. Elles sont constituées de plaques résistives dont l'écart est maintenu constant à 2 mm par des espaceurs. Le gaz utilisé est un mélange de ($C_2H_2F_4$ /Iso- C_4H_{10} /SF₆) en proportion (94,7/5/0,3). Sur leur face externe se trouvent les électrodes de graphite. La différence de potentiel appliquée est de 9,8 kV (raison pour laquelle les espaceurs sont nécessaires). Dans le cas des RPC, ce ne sont pas les électrodes qui sont lues mais des pistes de lecture en cuivre, séparées des électrodes par une feuille de plastique (PET). Elles sont lues par couplage capacitif et directement reliées à l'électronique de lecture.

Lorsqu'une particule ionisante traverse le détecteur, les électrons primaires n'ont pas à dériver pour entrer dans la zone d'amplification : l'avalanche se crée tout au long du parcours de la particule.

La multiplication des charges se poursuit jusqu'à l'anode. La gain va ainsi dépendre de la distance entre l'électron primaire et l'anode : plus il aura été créé loin de l'anode plus le gain sera important. En moyenne une particule au minimum d'interaction va créer 1 paire ion-électron tous les 100 μm . Le signal en sortie d'une RPC à une largeur de moins de 5 ns avec une gigue¹⁹ de 1,5 ns.

2.6.3.c Performances

Comme pour les autres sous-détecteurs du spectromètre à muons, les performances des RPC sont résumées dans le tableau 2.4. On ajoutera simplement que l'efficacité attendue des RPC est de plus de 97 %. La gigue totale, comptant la propagation du signal dans les pistes de lecture, est inférieure à 10 ns.

2.6.4 Les TGC

Dans les bouchons, un autre type de technologie a été choisi pour assurer le déclenchement et la mesure de la seconde coordonnée, il s'agit des TGC. Elles fonctionnent donc en complément des MDT qui assurent toujours la mesure précise de la coordonnée dans le plan de courbure (R, Z), c'est-à-dire η .

2.6.4.a Agencement des TGC

Les TGC sont organisées en quatre roues. Trois d'entre elles entourent les MDT du milieu (EM), comme on le voit sur la figure 2.47, alors que la dernière roue se place juste devant les MDT les plus proches du point d'interaction (EI). Les chambres sont segmentées en deux parties : bouchon (TiE), couvrant la région $1,05 \leq |\eta| \leq 1,92$ et vers l'avant (TiF), pour la région $1,92 \leq |\eta| \leq 2,4$, les deuxièmes ayant une couleur plus claire sur la figure 2.47. Certaines T4F vont jusqu'à $|\eta| = 2,65$ pour assurer la mesure de ϕ . Il n'y a pas de recouvrement entre les TiE et les TiF.

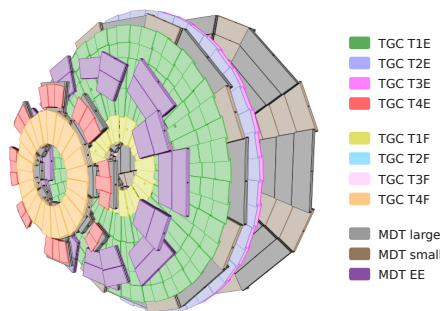


FIGURE 2.47 – Agencement des TGC par rapport aux MDT. Les chambres les plus à l'avant ont une couleur plus claire (pour les T2 et T3 derrière les MDT).

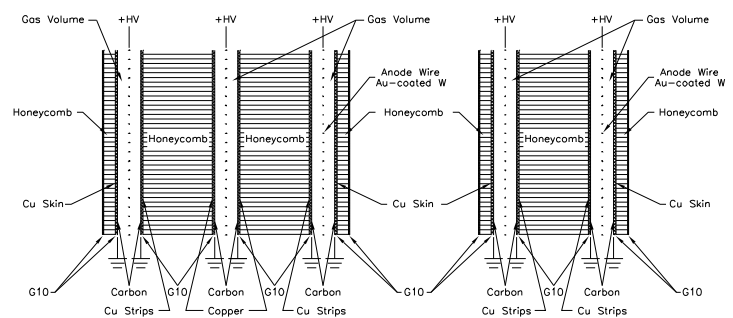


FIGURE 2.48 – Schéma d'un module de TGC triplet (à gauche) et doublet à droite. L'espace entre la cathode et l'anode (gas gap) a été élargi. Les pistes notées Cu strips sont les pistes de lecture.

Il n'y a pas de TGC associées aux MDT les plus à l'extérieur (EO), ce qui se traduit donc par l'absence de mesure en ϕ . Cette valeur peut cependant être déduite par extrapolation de la trace, d'autant qu'il n'y a pas de champ magnétique entre les EM et les EO.

19. Gigue = *jitter* en anglais. Il s'agit ici de la différence de temps entre un électron primaire créé au plus loin de l'anode et celui qui sera créé à 100 μm de la cathode. Cette fluctuation est irréductible.

2.6.4.b Principe de fonctionnement

Chaque chambre est constituée de deux couches de détecteur, appelées doublets à l'exception de la roue T1 qui contient des triplets. Dans les doublets chaque couche de détecteur assure une mesure de la coordonnée radiale (R) et une mesure de la coordonnée azimutale (ϕ). Pour les triplets, il y a trois mesures de R et deux de ϕ comme on le voit sur la figure 2.48.

Les TGC sont des chambres multi-fils proportionnelles. L'anode est constituée de fils de $50\ \mu\text{m}$ de diamètre plaqués cuivre. Ces fils sont lus par groupes de 6 à 31 et donnent ainsi accès à la coordonnée radiale, donc à η . La cathode, mise à la masse, est constituée d'une plaque de FR-4²⁰ dont la face au contact du gaz est en graphite, l'autre étant en cuivre. La face cuivrée de certaines de ces cathodes est segmentée en pistes de lecture pour la coordonnée ϕ . Le gaz utilisé est un mélange de CO_2/n – pentane en proportion (55/45) pour un fonctionnement en mode quasi-saturé avec un gain de l'ordre de 3.10^5 . Le pas entre les fils est de 1,8 mm alors que la distance anode – cathode est de 1,4 mm, ce qui est l'une des principales caractéristiques des TGC. L'anode est portée à un potentiel de $2900 \pm 100\ \text{V}$.

La lecture se fait par l'anode et par certaines cathodes, notées *Cu strips* sur le schéma 2.48. Les signaux sont ensuite amplifiés puis alignés en temps et synchronisés à la fréquence de croisement de faisceaux. Seuls les signaux issus des T1, T2 et T3 servent au déclenchement de l'acquisition, voir §2.8. La roue la plus proche du point d'interaction (T4) est uniquement utilisée pour la mesure de la seconde coordonnée.

2.6.4.c Performances des TGC

Les TGC ont été conçues pour avoir une réponse rapide (rms 4 ns) pour permettre l'identification du croisement de faisceau, une grande efficacité (supérieure à 98 %) et être résistantes aux radiations [42].

La largeur des pistes, mesurant ϕ , varie en fonction du rayon de la roue, leur forme est donc trapézoïdale. Elles couvrent de 2 à 3 mrad, ce qui définit leur résolution. Le nombre de fils dans les groupes variant également en fonction de R , de 6 à 31, ce qui se traduit par des groupes de largeur comprise entre 10,8 mm et 55,8 mm. Les plus fins sont les plus proches de la ligne de faisceau. La résolution par chambre (deux à trois mesures) est donnée dans le tableau 2.4.

2.6.5 Alignement des chambres

Les chambres de précision, MDT et CSC, sont positionnées avec une précision de 5 mm et 2 mrad par rapport à leur position nominale. Or, pour atteindre la résolution nominale sur l'impulsion, leur position doit être connue à mieux que $30\ \mu\text{m}$.

Pour y parvenir l'alignement des chambres est contrôlé en continu par des lignes optiques. Ces dernières permettent d'observer un changement de $20\ \mu\text{m}$ sur la position relative des chambres et d'obtenir leur position absolue à quelques centaines de μm près. Ce système d'alignement permet également de suivre une partie des déformations des chambres. On atteint finalement entre 100 et $200\ \mu\text{m}$ de précision sur la flèche des trajectoires des particules chargées se propageant dans le champ magnétique.

Il y a trois systèmes de lignes optiques différents. Ils sont constitués d'une source de lumière qui peut-être associée à un damier constituant un objet optique, d'une lentille et d'un capteur opto-électrique qui enregistre l'image. L'analyse de cette image fournit quatre paramètres : deux trans-

20. FR-4 : composite de résine epoxy renforcé de fibre de verre servant aux circuits imprimés

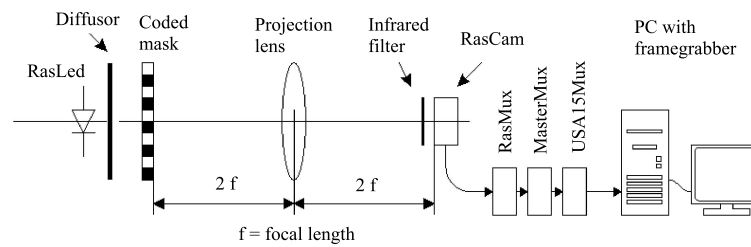


FIGURE 2.49 – Principe de l'alignement des MDT.

lations perpendiculaires à l'axe optique, une rotation autour de cet axe et la position longitudinale le long de l'axe, obtenue par exemple grâce au grossissement optique. Un des systèmes les plus utilisés est présenté sur la figure 2.49.

Les différents types de lignes optiques sont présentés pour le tonneau et les bouchons sur les figures 2.50 et 2.51 ; leur utilisation est détaillée dans le tableau 2.6. L'alignement est ainsi fait entre multicouches d'une chambre, entre chambres adjacentes et de manière projective sur une « tour ». On notera que

- les petites chambres du tonneau ne sont alignées que relativement aux grandes ;
- dans les bouchons, les toroïdes gênant, il est fait grâce à des barres d'alignement, alignées entre elles, par rapport auxquelles sont alignées les chambres.

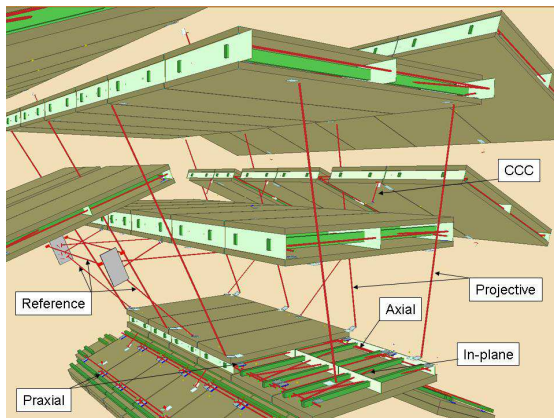


FIGURE 2.50 – Alignement des MDT dans le tonneau.

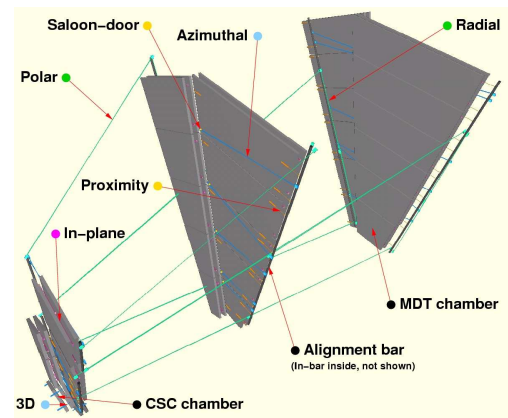


FIGURE 2.51 – Alignement des MDT dans les bouchons.

Tonneau			Bouchons		
Nom	Nombre	Fonction	Nom	Nombre	Fonction
<i>In-plane</i>	2110	déformation des MDT	<i>In-plane</i>	1984	déformations des MDT
<i>Praxial</i>	2006	distance MDT-MDT	<i>In-bar</i>	352	déformation des barres
<i>Axial</i>	1036	planéité MDT-MDT	<i>Radial</i>	96	déformation des barres
<i>Projective</i>	117	alignement des tours	<i>Polar</i>	208	lien barre-barre
<i>Reference</i>	256	lien au toroïde	<i>Azimuthal</i>	736	lien barre-barre
CCC	260	lien petites-grandes chambres	<i>Proximity</i>	2384	liens MDT-barre et MDT-MDT
BIR-BIM	32	lien BIR/BIM	<i>Saloon door</i>	584	lien MDT-barre
			<i>3D sensor</i>	192	lien CSC-barre et CSC-CSC

TABLEAU 2.6 – Les capteurs optiques, leur emplacement et leur rôle

Comme système d'alignement n'est pas suffisant pour atteindre la précision voulue sur la position absolue des chambres, il est complété par des algorithmes utilisant les traces, notamment les traces droites²¹.

2.7 Les détecteurs à l'avant

L'expérience Atlas présente également quelques détecteurs vers l'avant que je vais seulement citer ici ainsi que leur principale utilisation. Davantage d'informations sont disponibles dans [40]. Ils sont illustrés sur la figure 2.52 avec leur position le long de la ligne de faisceau. À ce jour ils ne sont pas encore tous opérationnels.

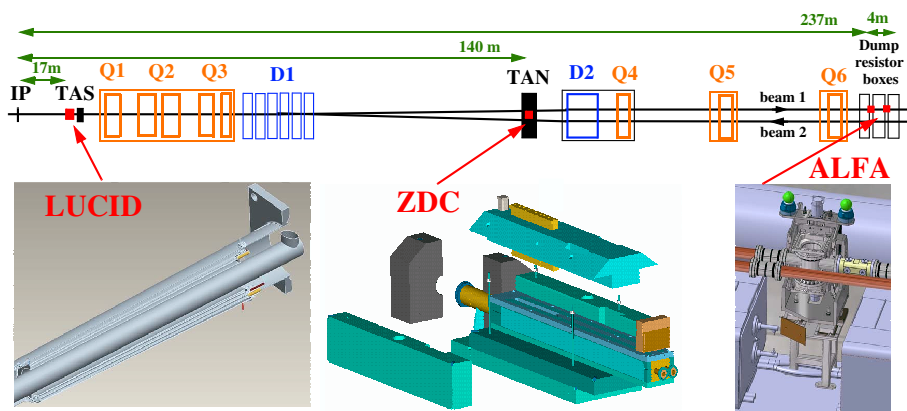


FIGURE 2.52 – Position et schéma des détecteurs à l'avant. IP = point d'interaction, TAS = Absorber Secondaries (collimateur), TAN = Target Absorber Neutral, D = dipôle, Q = quadripôle.

Lucid : pour *L*uminosity measurement using *Ç*erenkov *I*ntegrating *D*etector. Comme son nom l'indique LUCID est utilisé pour la détermination et le contrôle de la luminosité (voir 2.1.2) dans Atlas. Il est composé de deux détecteurs *Ç*erenkov placés à ± 17 m du point d'interaction (IP). Lucid mesure la diffusion inélastique $p - p$ vers l'avant.

ZDC : pour *Z*ero-*D*egree *C*alorimeter. Placés à ± 140 m de l'IP, juste après la séparation du tube à vide en deux tubes, il est principalement utilisé pour détecter les neutrons vers l'avant dans les collisions d'ions lourds.

Alfa : pour *A*bsolute *L*uminosity *F*or *A*TLAS. Grâce à des « pots romains » dans lesquels sont placés des trajectographes à fibres scintillantes. Il doit effectuer une mesure absolue de la luminosité par l'estimation de l'amplitude de diffusion élastique à petit angle. Ils sont placés à ± 240 m de l'IP.

Lucid est le seul de ces détecteurs qui était installé au début des prises de données. ZDC y participe depuis mars 2011 et Alfa est toujours en cours d'installation.

21. Traces droites : obtenues lorsqu'il n'y a pas de champ magnétique dans les toroïdes

2.8 Le système de déclenchement

2.8.1 Principe

Le LHC fournira des collisions toutes les 25 ns à la luminosité nominale de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, ce qui représente un taux d'interaction de l'ordre de 1 GHz. Cependant l'enregistrement des données est limité à un taux de 200 Hz (limitations technologiques et de capacité de stockage). Atlas doit donc être capable de sélectionner efficacement les événements avant leur traitement complet et leur stockage définitif. Les critères de sélection choisis doivent ainsi favoriser la nouvelle physique et rejeter le plus possible les événements de biais minimum²². Sur ces derniers, le facteur de réjection est de l'ordre de $5 \cdot 10^6$. Un des principaux critères pour sélectionner une interaction sera l'énergie déposée dans les calorimètres ou l'impulsion d'un muon. Par ailleurs le système de déclenchement doit également pouvoir prendre sa décision rapidement et identifier le croisement de faisceaux auquel est associé l'événement sélectionné. Un événement en sortie fait en moyenne 1,3 Mo.

Le système de déclenchement d'Atlas est divisé en deux principales étapes : L1 (déclenchement de niveau 1 ou *Level 1*) et HLT (déclenchement de haut niveau ou *High Level Trigger*). Le HLT est lui-même divisé en deux sous-niveaux : le L2 (niveau 2 ou *Level 2*) et l'EF (filtre d'événements ou *Event Filter*). Les performances de ces différents niveaux de déclenchement sont données dans le tableau 2.7.

	Taux en sortie	Temps de prise de décision
L1	75 kHz	2,5 μs
L2	3,5 kHz	40 ms
EF	200 Hz	4 s

TABLEAU 2.7 – Performances des différents niveaux du système de déclenchement.

2.8.2 Le niveau 1

Vu le temps imparti, le niveau 1 du système de déclenchement n'utilise qu'une partie réduite du détecteur pour prendre sa décision. En effet, le détecteur interne n'y est pas utilisé, ni les chambres de précision pour les muons. Dans le cas des calorimètres, c'est une granularité réduite qui est utilisée. La décision finale est prise par le processeur central de déclenchement (CTP). À sa sortie deux types d'informations sont fournies : le seuil en impulsion ou en énergie de la ou des particules qui ont permis le déclenchement et les « régions d'intérêt », ou RoI, dans lesquels elles ont été vues, voir la figure 2.53. Le temps que le L1 prenne sa décision, les données de la RoI sont stockées dans la mémoire tampon, ou *L1 buffer*. Ce temps est également appelé temps de latence, d'une durée de 2,1 μs pour le L1.

2.8.2.a Les calorimètres

Les calorimètres fournissent trois systèmes de déclenchement différents (voir figure 2.53) au L1 dont la décision est prise par deux processeurs :

22. Les événements de biais minimum sont des événements produits par exemple par des interactions QCD « molles ». Ils ont une très grande section efficace. Au contraire les événements que nous recherchons sont des événements provenant de processus durs, contenant des objets de grande impulsion transverse.

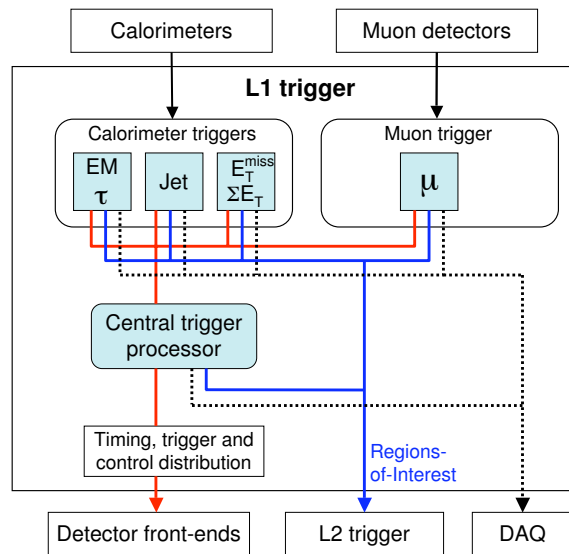


FIGURE 2.53 – Schéma de fonctionnement du système de déclenchement de niveau 1 d'Atlas.

Cluster processor: pour les e , les γ et les τ . Le déclenchement est fait grâce à la lecture de tours de déclenchement de granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,1$ dans la plupart des cas²³ représentées figure 2.54. Il ne prend en compte que le calorimètre électromagnétique dans la région $|\eta| < 2,5$. Il est possible d'appliquer un critère d'isolation sur ces objets dès ce niveau de déclenchement.

Jet/Energy-sum processor: pour les jets, la somme scalaire des énergies transverses et l'énergie transverse manquante. Dans ce cas les tours, d'une granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,2 \times 0,2$, couvrent à la fois les calorimètres électromagnétique et hadronique. Pour l'identification des jets on utilise la région $|\eta| < 3,2$ alors que, pour les énergies, l'acceptance totale est utilisée, soit $|\eta| < 4,9$.

La décision est prise en fonction de la multiplicité de ces objets et des seuils d'énergie qu'ils passent. Les données arrivent au CTP au bout d'environ 1,5 μs . Le temps de latence du « L1Calo » est de l'ordre de 2,1 μs .

La largeur des signaux, de quatre croisements de faisceaux en moyenne, peut provoquer de mauvaises identifications des croisements de faisceaux. Ceci est notamment vrai lorsque les impulsions sont saturées, soit pour des électrons ou des photons de plus de 250 GeV. De tout petits signaux (de l'ordre de 2 ou 3 GeV), juste au-dessus du bruit, peuvent également fausser cette identification.

2.8.2.b Le spectromètre à muons

Le déclenchement de l'acquisition est fait dans le spectromètre à muons grâce aux RPC dans le tonneau et aux TGC dans les bouchons. Ni les MDT, ni les CSC ne sont lues par le L1. Comme dans le cas des calorimètres, la granularité vue par le niveau 1 du système de déclenchement est plus large que celle qui sert à la reconstruction. Le niveau 1 compte six seuils en impulsion transverse, trois à bas p_T , entre 6 et 9 GeV, et trois à haut p_T , compris entre 9 et 35 GeV. Comme pour le « L1Calo », le « L1Muon » a un temps de latence de 2,1 μs .

Les RPC Les RPC ont une résolution typique de $1 \text{ cm} \times 1 \text{ ns}$ et peuvent accepter des flux de particules de 1 kHz/cm^2 . Comme pour les électrons, les régions d'intérêt ont pour dimension $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times$

23. La granularité des tours est plus grande à grand η .

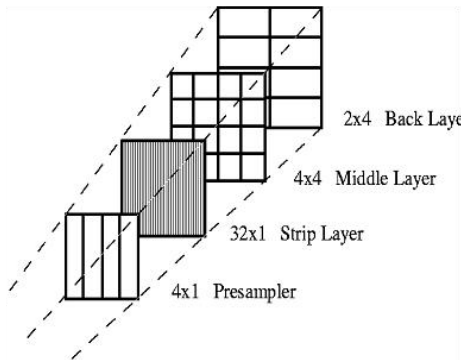


FIGURE 2.54 – Tour de déclenchement calorimétrique.

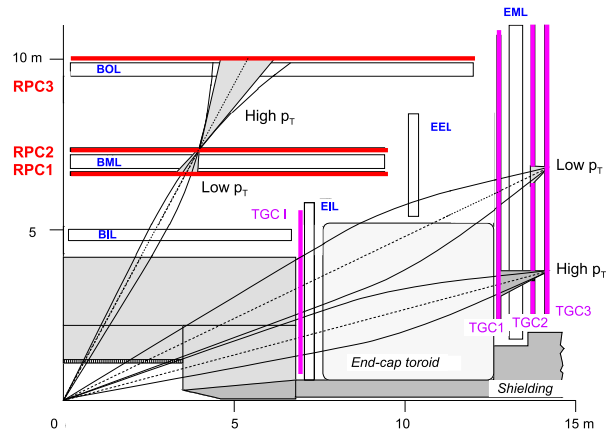


FIGURE 2.55 – Schéma de fonctionnement du trigger muons. Ce schéma est basé sur une ancienne description du spectromètre dans laquelle les CSC ne figuraient pas encore et pour laquelle les TGC1 (maintenant TGC4) étaient plus longues.

0,1 et sont au nombre de 3328. Pour rappel, il y a des recouvrements dans les RPC pour éviter les pertes d'acceptance.

La figure 2.55 présente le principe de fonctionnement du système de déclenchement des muons. Le doublet RPC du milieu (noté RPC2) forme un plan pivot. S'il y a un coup dans ce plan alors on en recherche un dans le premier doublet (RPC1). La « largeur » de la route autorisée pour rechercher ce second coup dépend du seuil de déclenchement considéré. Finalement, si on a trouvé au moins 3 coups sur les quatre possibles dans les RPC1 et RPC2 (deux par doublet), alors l'événement passe le déclenchement de bas p_T .

Le déclenchement des événements de grande impulsion transverse requiert au préalable l'acceptation de l'événement par le déclenchement de bas p_T , puis des coups dans la RPC3. Dans ce cas il faut au moins un coup sur deux.

On notera que, dans les deux cas, ces coïncidences sont faites indépendamment en η et en ϕ pour réduire le taux de faux déclenchements dus aux différents bruits de fond (caverne²⁴, bruit électronique).

Les TGC Leur résolution en temps n'est pas aussi bonne que celle des RPC, mais elle est suffisante pour assurer une efficacité d'identification des croisements de faisceaux de 99 %. Étant placées dans les bouchons, elles doivent cependant faire face à un flux de particules beaucoup plus élevé que les RPC, elles sont donc prévues pour des flux allant jusqu'à 20 kHz/cm². Toutes les TGC ne participent pas au déclenchement : seules les TGC 1, 2 et 3 y participent. La région couverte est donc $1,05 < |\eta| < 2,4$.

Le principe de fonctionnement du déclenchement est proche de celui des RPC. Ici le plan pivot correspond aux TGC3. À partir des coups trouvés dans cette TGC on extrapole une trace d'impulsion infinie jusqu'à l'IP, ce qui permet de définir une « route » dans laquelle on cherche les autres coups. Comme dans le cas des RPC la mesure est faite indépendamment selon R et selon ϕ . Les seuils bas sont déclenchés si trois coups en coïncidence sur quatre sont observés dans les doublets des TGC2 et TGC3 (pour les fils et les pistes). Les seuils hauts le seront si on a une coïncidence d'au moins deux

24. Bruit de fond dans la caverne : radioactivité (n , γ) due à l'activation des matériaux présents dans la caverne.

coups sur trois dans le triplet de fils de la TGC1, voir schéma 2.48, ou au moins 1 coup sur deux dans le doublet de pistes de cette même roue de TGC.

La décision finale est prise en recoupant les informations venant des coïncidences en η et en ϕ ainsi que des informations venant des T4 (pour les situer voir la figure 2.47). Le nombre final de coïncidences requises dépend de la région dans laquelle se trouve le signal, notamment pour garder une efficacité uniforme. La définition des régions d'intérêt est montrée sur la figure 2.56.

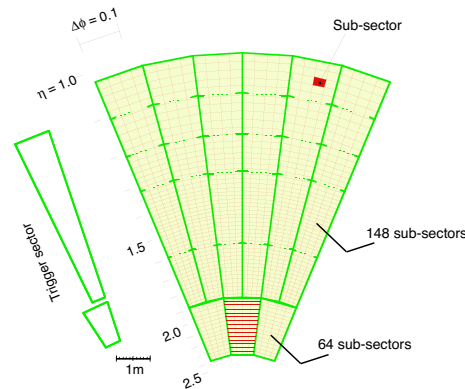


FIGURE 2.56 – Définition des régions d'intérêt dans le cas des TGC : une RoI correspond à un sous-secteur.

2.8.3 Le niveau 2

Le niveau 2 de déclenchement est le premier stade du HLT. Il utilise tous les sous-détecteurs, comme le détecteur interne qui fait ici son entrée dans la chaîne de déclenchement. Les informations de ce dernier sont alors basées sur le détecteur de vertex et sur le SCT. Si des traces y sont trouvées alors la recherche est étendue au TRT. Cependant le L2 n'utilise que les données situées dans les régions d'intérêt que lui a fournies le L1, soit entre 1 et 2 % des données de l'événement.

Comme le L1, il est basé sur des critères inclusifs : par exemple, tout événement ayant un objet d'impulsion transverse au-dessus du seuil considéré sera gardé. Il existe cependant une exception : la sélection d'événements pouvant provenir de la désintégration de hadrons contenant des quarks b , ce qui implique la reconstruction de désintégrations exclusives avec des particules de faible impulsion.

2.8.3.a Les calorimètres

Au niveau 2 du déclenchement calorimétrique c'est toute la granularité du détecteur qui est utilisée, mais uniquement dans les RoI. L'énergie déposée y est mieux reconstruite à partir d'algorithmes recherchant la cellule contenant le plus gros dépôt, puis les cellules adjacentes. Une reconstruction rapide des traces dans le détecteur interne est également faite dans le but de différencier les électrons des photons. Cette identification tient également compte de la forme des dépôts. Le principe est le même pour les τ et les jets, en ajoutant les contributions des calorimètres hadroniques.

2.8.3.b Le spectromètre à muons

À ce niveau on commence à prendre en compte les données des MDT grâce à une calibration préliminaire. Il s'agit là d'une des principales charges du niveau 2 car les MDT représentent beaucoup de données. Les traces sont alors reconstruites grâce à un ajustement. Comme dans le cas des électrons, on reconstruit également rapidement des traces dans le détecteur interne, le but étant de les

combiner avec les traces trouvées dans le spectromètre. Cette procédure permet un premier rejet des désintégrations en vol. Il est également possible d'évaluer l'isolation de la trace dans les calorimètres.

2.8.4 Le filtre d'événements

L'EF est le dernier stade du HLT, mais aussi du système de déclenchement. Il est basé sur les codes de reconstruction hors ligne (*offline*) et prend en compte davantage de calibrations, comme l'énergie des groupes de cellules calorimétriques, la position des différents éléments, etc. De plus on ne se cantonne plus aux RoI : tout l'événement est pris en considération. C'est pourquoi le temps de prise de décision est plus long, de l'ordre de 4 s.

2.9 La prise de données dans Atlas

Le parcours que suivent les données, de la collision à l'exploitation par les analyses est schématisé sur la figure 2.57. Après avoir été sélectionné par le système de déclenchement, un événement est reconstruit. Pendant cette étape des calibrations sont également appelées. Ces dernières peuvent être données continuellement par le détecteur comme les canaux morts pour les calorimètres. D'autres aspects, liés à la qualité des données proviennent de l'*express stream*²⁵ alors que d'autres, ayant des variations plus faibles ou n'ayant pas encore été inclus dans la calibration en continu, sont estimés *offline* pour de plus longues périodes. Toutes ces calibrations sont stockées dans une base de données prévue à cet effet. La calibration des événements est l'étape la plus longue : elle prend environ 36 heures. La reconstruction peut alors commencer. Cette dernière est faite au Cern, au *Tier 0*. Une fois terminée, les données reconstruites sont distribuées dans les différents *Tier 1*, des centres de calcul au nombre de 10, localisés dans différents pays de la collaboration.

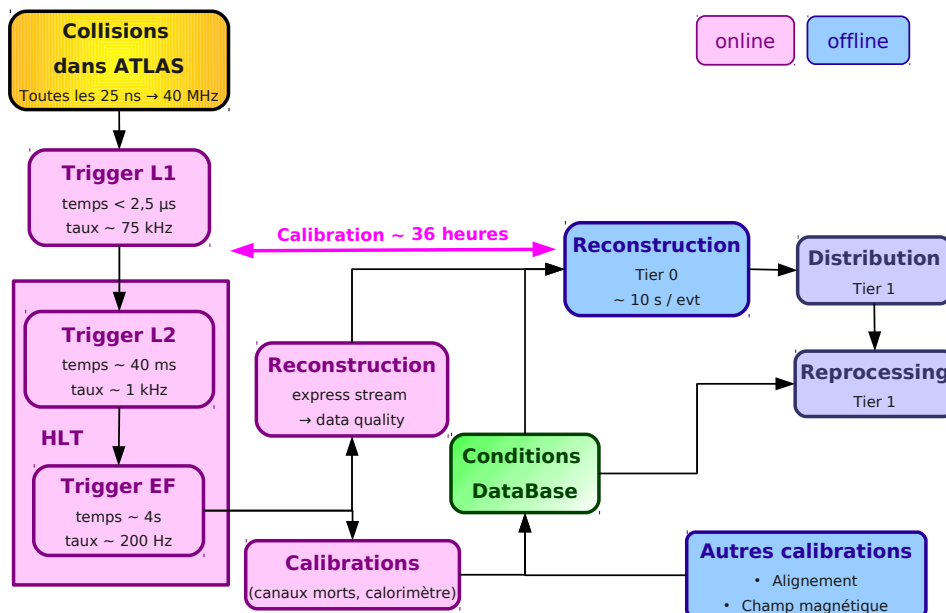


FIGURE 2.57 – Schéma de la prise de données dans Atlas, depuis les collisions jusqu'à leur utilisation.

25. Express stream : reconstruction rapide d'une partie des événements pour contrôler leur qualité et en déduire quelques calibrations supplémentaires à prendre en compte.

L'étape suivante est présentée sur la figure 2.58 : à partir des *Tier 1* les données sont réparties, en fonction des analyses auxquelles elles sont destinées, dans les *Tier 2* (de l'ordre de 35). C'est dans ces *Tier 2* que les analyses sont censées être faites.

Lorsque l'on décide de recommencer la reconstruction sur les données pour prendre en compte les dernières améliorations apportées, par exemple de nouvelles calibrations, cela se fait dans les *Tier 1*. Cette étape est aussi appelée *reprocessing*. Les données sont alors de nouveau distribuées aux *Tier 2*.

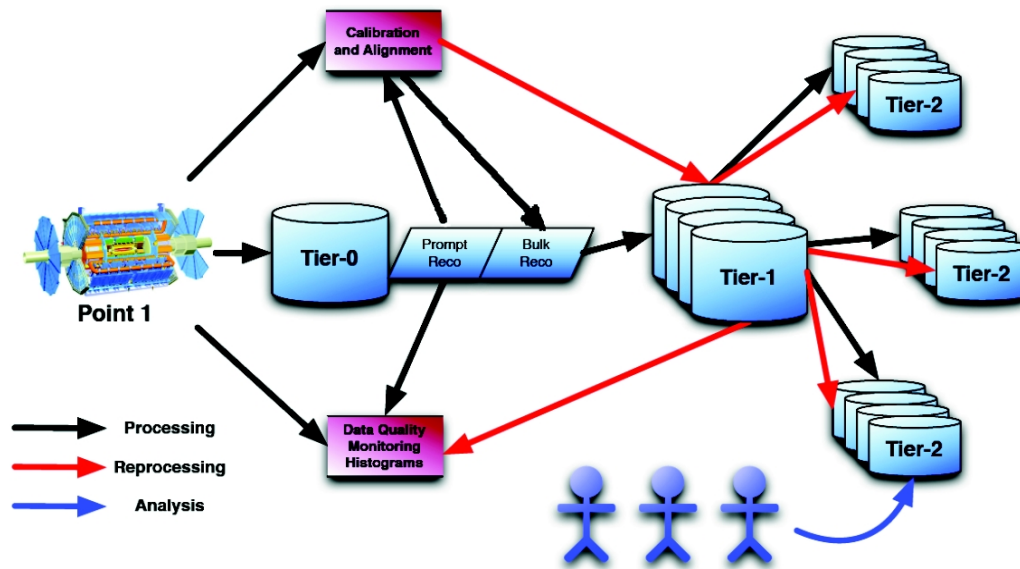


FIGURE 2.58 – Répartition des données et reprocessings.

La simulation est quant à elle majoritairement faite dans les *Tier 1* avant d'être distribuée.

2.10 Atlas en 2010 - 2011

La quantité de données acquise par Atlas depuis le début des collisions a été montrée au §2.1.2. Le détecteur a globalement très bien fonctionné. Une partie des différences que l'on observe entre les données enregistrées et les données délivrées par le LHC est due au temps nécessaire pour mettre les hautes tensions des sous-détecteurs qui en ont besoin et allumer les pré-amplificateurs du détecteur de vertex. Les tableaux 2.59 et 2.60 montrent l'efficacité par sous-détecteur une fois que le détecteur est opérationnel.

L'efficacité du système de déclenchement est quant à elle donnée dans le tableau sur la figure 2.61 pour l'année 2011. L'inefficacité observée pour le déclenchement des jets est due à une mauvaise configuration lors de deux *runs*. Pas d'inquiétude cependant, les jets de grande impulsion transverse ont quand même déclenché et été enregistrés.

Les taux de déclenchement sont représentés pour une période de prise de données (un *run*) de 2010 sur la figure 2.62. Dès 2010 certaines chaînes de déclenchement ont dû être échelonnées (*prescaled*).

Inner Tracking Detectors			Calorimeters				Muon Detectors			
Pixel	SCT	TRT	LAr EM	LAr HAD	LAr FWD	Tile	MDT	RPC	CSC	TGC
99.1	99.9	100	90.7	96.6	97.8	100	99.9	99.8	96.2	99.8

Luminosity weighted relative detector uptime and good quality data delivery during 2010 stable beams in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV between March 30th and October 31st (in %). The inefficiencies in the LAr calorimeter will partially be recovered in the future.

FIGURE 2.59 – Fraction de données de bonne qualité enregistrées par Atlas en 2010 par les différents sous-systèmes lorsque le LHC fournissait des collisions à $\sqrt{s}=7$ TeV à partir de faisceaux stables après la mise en route des trajectographes. Les prises de données couvrent la période allant du 30 mars au 31 octobre, pour une luminosité intégrée enregistrée de 45 pb^{-1} .

Inner Tracking Detectors			Calorimeters				Muon Detectors				Magnets	
Pixel	SCT	TRT	LAr EM	LAr HAD	LAr FWD	Tile	MDT	RPC	CSC	TGC	Solenoid	Toroid
99.9	99.9	100	90.0	91.3	94.8	98.2	99.5	99.7	99.9	99.6	99.6	99.4

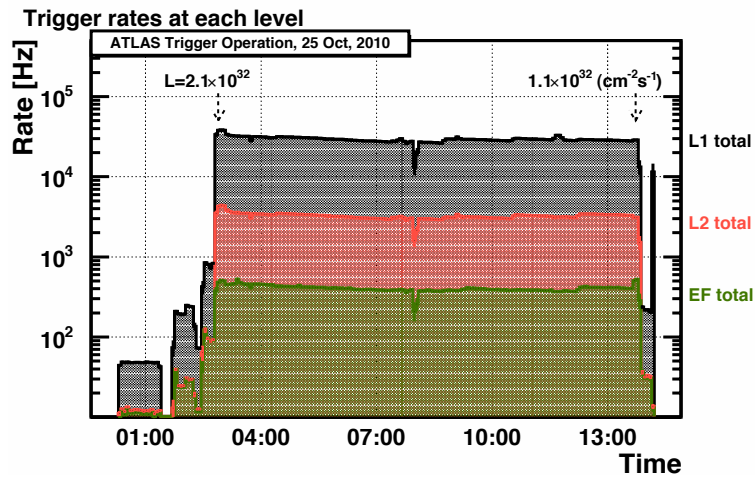
Luminosity weighted relative detector uptime and good quality data delivery during 2011 stable beams in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV between March 13th and August 13th (in %). The inefficiencies in the LAr calorimeter will largely be recovered in the future.

FIGURE 2.60 – Fraction de données de bonne qualité enregistrées par Atlas en 2011 par les différents sous-systèmes lorsque le LHC fournissait des collisions à $\sqrt{s}=7$ TeV à partir de faisceaux stables après la mise en route des trajectographes. Les prises de données couvrent la période allant du 13 mars au 13 août, pour une luminosité intégrée enregistrée de $2,33 \text{ fb}^{-1}$.

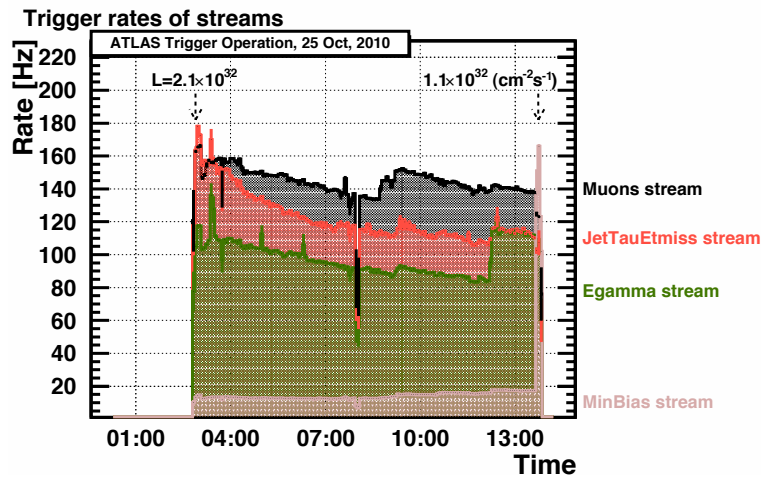
Level 1			High Level Trigger						
Muon	Calo	CTP	electron	photon	muon	tau	jet	b-jet	missing E_T
100	100	100	100	100	100	99.5	97.3	99.5	100

Luminosity weighted relative trigger quality delivery during 2011 stable beams in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV between March 13th and June 29th (in %).

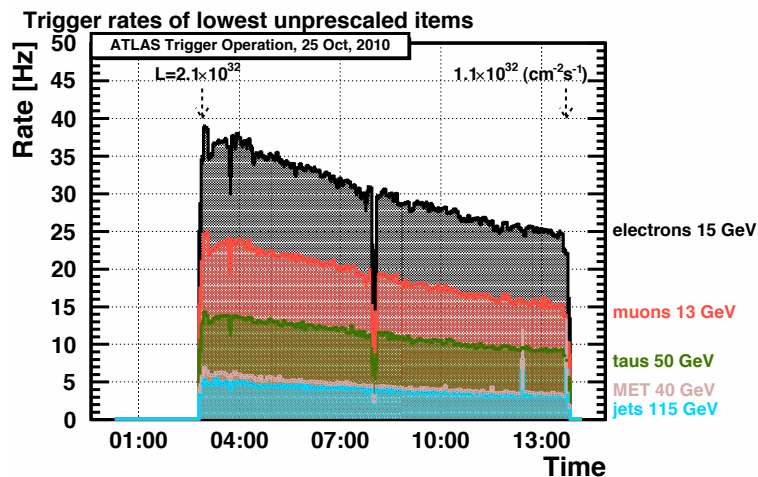
FIGURE 2.61 – Fraction de données de bonne qualité enregistrées par Atlas en 2011 par les différents sous-systèmes du système de déclenchement lorsque le LHC fournissait des collisions à $\sqrt{s}=7$ TeV à partir de faisceaux stables après la mise en route des trajectographes. Les prises de données couvrent la période allant du 13 mars au 29 juin, pour une luminosité intégrée enregistrée de $1,25 \text{ fb}^{-1}$.



(a) Taux en sortie des différents niveaux du système de déclenchement.



(b) Taux en sortie des différents flux destinés à la physique, en sortie du filtre d'événements, les « marches » sont dues au changement de taux de filtrage des événements (prescaling).



(c) Taux en sortie de la chaîne de déclenchement ayant le seuil le plus bas pour chaque flux pour la physique.

FIGURE 2.62 – Taux de déclenchement pour des données prises en 2010. L'enregistrement des données a lieu entre les deux flèches indiquant la luminosité instantanée, c'est pourquoi ces flux destinés à la physique sont nuls avant et après. Le creux à 8 heures correspond à une resynchronisation de la lecture des calorimètres à argon liquide.

Chapitre 3

Reconstruction des muons et performances associées

Quelques pas vers la lumière

BRUNO MARCHAND

Les analyses qui vont suivre reposent en grande partie sur les muons. Ce chapitre va donc traiter des méthodes que l'on utilise dans Atlas pour reconstruire ces particules ainsi que des performances attendues.

Pour rappel, les muons sont des leptons chargés (± 1), de masse 105,658 MeV. Les muons détectés dans le spectromètre à muons d'Atlas ont une impulsion minimale de l'ordre de 3 GeV car ils doivent traverser la matière des calorimètres. Ils seront donc considérés comme ultra-relativistes par la suite. Leurs pertes d'énergie par interaction avec la matière est décrite dans [25]. Elles se font majoritairement par ionisation pour des muons de moins de 100 GeV, puis par des pertes radiatives (rayonnement de freinage par exemple).

Nous attendons tout de même des signaux dans chaque sous-détecteur du détecteur interne, ce qui permettra ainsi d'y reconstruire une trace. Il en est de même pour le spectromètre à muons, conçu pour leur mesure. Compte tenu du grand nombre de X_0 que représentent les calorimètres, tout particulièrement le calorimètre hadronique, on y observera un dépôt d'énergie dû au passage d'un muon. La distribution de ce dépôt est une Landau dont la valeur la plus probable dépend de l'impulsion. Elle est de l'ordre de 3 GeV pour des muons de 10 GeV et atteint des valeurs de l'ordre de 4 GeV vers 100 GeV. Pour ce qui est de la trajectoire des muons, elle sera modifiée par la diffusion multiple dans la matière.

3.1 Facteurs environnementaux

3.1.1 Matière en amont du spectromètre

Connaître avec précision l'emplacement et la quantité de matière en amont du spectromètre à muons permet d'évaluer le mieux possible la perte d'énergie des muons entre le point d'interaction et l'entrée dans le spectromètre. On pourra également mieux prévoir la trajectoire du muon, affectée par les changements de direction dus à la diffusion multiple. La figure 3.1 représente la quantité de matière en amont du spectromètre en longueur d'interaction en fonction de η , la figure 3.2 la montre dans le plan $\eta - \phi$ en nombre de longueurs de radiation, noté X_0 .

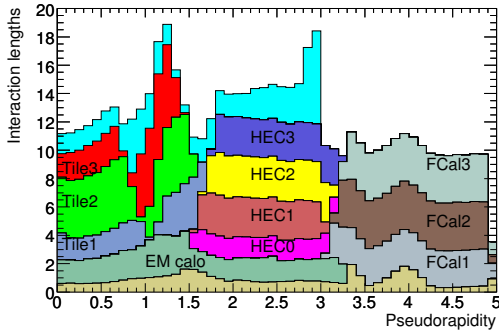


FIGURE 3.1 – Nombre de longueurs d’interaction en amont du spectromètre en fonction de η . La première couche représente la matière du détecteur interne, la dernière la matière entre le calorimètre hadronique et le spectromètre.

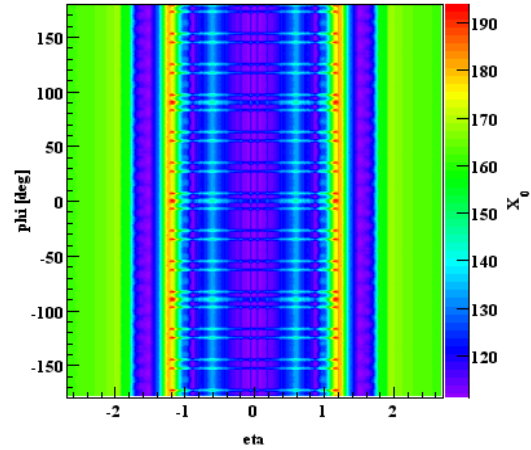


FIGURE 3.2 – Nombre de X_0 en amont du spectromètre dans le plan $\eta - \phi$.

Pour $|\eta| < 0,6$ le nombre de X_0 augmente progressivement. Cette augmentation est principalement due à l’angle des traces qui les fait traverser de plus en plus de matière. La diminution observée entre $0,6 < |\eta| < 1$ correspond à un trou dans le calorimètre hadronique (voir [40] page 137). Vers $|\eta| \sim 1,2$ et $|\eta| \sim 1,7$ se trouvent les alimentations du calorimètre électromagnétique, mais aussi les câbles permettant la transmission des signaux et l’alimentation électrique. Dans les bouchons il y a globalement davantage de matière.

3.1.2 Rappels sur le spectromètre

Le spectromètre à muons d’Atlas couvre la région $|\eta| < 2,7$ pour les chambres de précision et $|\eta| < 2,4$ pour le système de déclenchement. Ce système ayant été décrit dans le paragraphe 2.6 nous n’aborderons ici que certains aspects importants pour la reconstruction des muons.

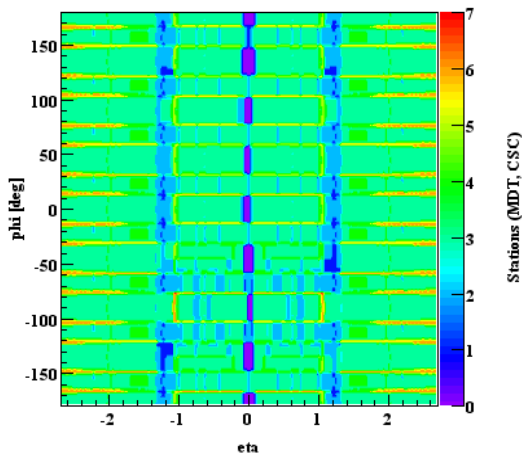


FIGURE 3.3 – Nombre de chambres de précision traversées par un muon d’impulsion infinie dans le plan $\eta - \phi$.

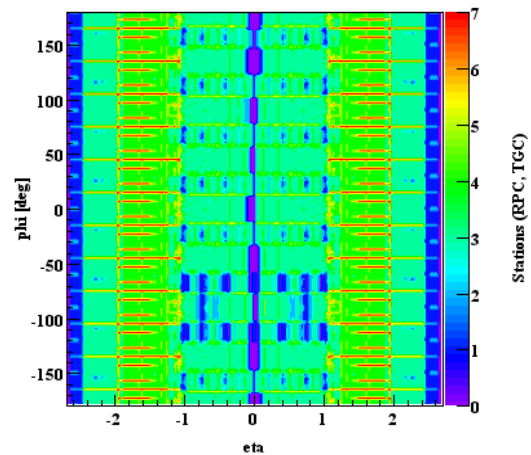


FIGURE 3.4 – Nombre de chambres de déclenchement traversées par un muon d’impulsion infinie dans le plan $\eta - \phi$.

Les figures 3.3 et 3.4 montrent le nombre de chambres traversées par des muons d'impulsion infinie dans le plan $\eta - \phi$. Un déficit de chambres est observé dans la région autour de $\eta = 0$. Il est dû au passage des services venant du détecteur interne et des calorimètres, il n'a donc pas été possible d'y installer de chambre. Ceci affecte davantage les grands secteurs que les petits dans lesquels le trou est plus réduit. Pour ces derniers, la BM est souvent plus petite, laissant un trou au centre. Par contre les BI et BO sont jointives à la limite des secteurs positifs et négatifs (en η). Dans les régions où sont situés les pieds du toroïdes, pour $\phi \sim -70^\circ$ et $\phi \sim -110^\circ$ on trouve au maximum deux chambres de précision et une de déclenchement, la couche intermédiaire (BM) n'ayant pas pu être installée faute de place. Cela concerne les petits secteurs dans lesquels sont les pieds. Ces absences affecteront fortement la reconstruction des traces dans ces régions.

Dans la région de transition entre le tonneau et les bouchons, il manque également certaines chambres (EES et EEL). Certaines EEL ont d'ailleurs été ajoutées au détecteur tardivement pour combler de trop grandes zones non couvertes.

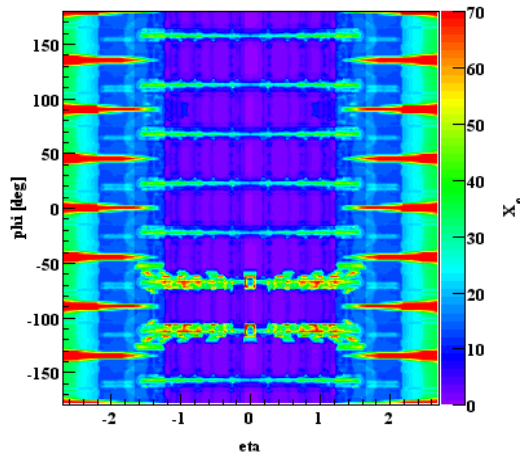


FIGURE 3.5 – Distribution de la matière dans le spectromètre évaluée en X_0 .

Par ailleurs, pour les muons, la traversée de chambres, de leurs supports, mais aussi des aimants et des supports associés, signifie traversée de matière, donc de la diffusion multiple. Les pertes d'énergie associées sont faibles mais prises en compte en même temps que la diffusion multiple. Une carte en $\eta - \phi$ de la distribution de la matière dans le spectromètre est donnée figure 3.5. Les petits secteurs en ϕ de la partie centrale contiennent beaucoup plus de matière que les grands, elle est majoritairement due aux bobines du toroïde, dont on voit la position, périodique en vert sur la figure 3.5. Il y a davantage de matière en bas ($\phi \sim -70^\circ$ et $\phi \sim -110^\circ$) à cause des pieds du toroïde. Dans les bouchons les bobines sont situées dans les secteurs larges, ce qui se traduit par les zones périodiques rouges. À partir de $|\eta| = 1,2$ une augmentation du nombre de X_0 est causée par la traversée du cryostat des toroïdes bouchons et du bouclier pour $|\eta| > 2$. Les autres principaux éléments qui contribuent à la matière morte sont les supports des chambres, les passerelles d'accès et les supports des bobines. Pour finir on remarquera que l'effet de cette matière varie en fonction de son emplacement dans le détecteur. En effet, de la matière située au niveau des chambres médianes aura un impact plus important sur la mesure de l'impulsion que de la matière au niveau des chambres internes ou externes.

3.1.3 Calibrations des MDT

La quantité utilisée lors de la reconstruction est le rayon de dérive. Cependant les MDT mesurent un temps, t_{TDC} , incluant le temps de vol depuis l'IP, le temps de dérive des électrons dans le tube, le temps de propagation le long du fil ainsi que tout retard le long du canal électronique. Ce temps ne peut donc être utilisé directement : il est nécessaire de le transformer en rayon de dérive, mais également de le corriger pour que chaque tube soit en accord avec ses voisins. De plus, la vitesse de dérive n'est pas constante : les électrons accélèrent quand ils se rapprochent du fil, il faut donc, en plus, déterminer la relation entre le temps de dérive et le rayon de dérive, dite relation $r(t)$.

La calibration des MDT consiste en l'application de différentes corrections au temps mesuré, t_{TDC} , par rapport au croisement de faisceaux. La charge déposée, q_{ADC} , est également utilisée ainsi que la position du signal le long du fil, donnée par les chambres de déclenchement. À cela s'ajoutent des paramètres venant du système de contrôle du détecteur :

- les paramètres du gaz (pression, composition) ;
- la valeur de la haute tension et celle du courant ;
- la température locale
- la valeur du champ magnétique, également locale ;
- les paramètres électroniques : seuil TDC et réglages de l'ADC ;
- les paramètres géométriques comme les déplacements et les déformations des chambres.

Cet ensemble de corrections est fait par rapport aux valeurs nominales dans la relation donnant le rayon de dérive à partir du temps de dérive, dite relation $r(t)$.

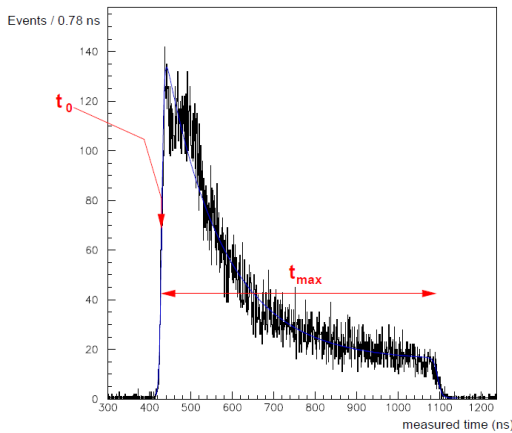


FIGURE 3.6 – Spectre des temps mesurés par une MDT avec définition du temps de départ t_0

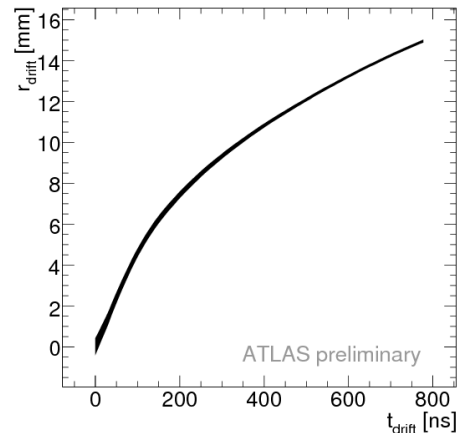


FIGURE 3.7 – Relation $r(t)$ pour les MDT.

La première étape consiste à obtenir le temps de dérive, t_{drift} à partir de t_{TDC} . Pour cela on doit soustraire l'origine des temps (*offset*) de chaque tube, noté t_0 , (voir la figure 3.6) puis appliquer les corrections. Les corrections spécifiques à chaque trace dans l'événement sont par exemple :

- la correction de temps de vol, soit le temps nécessaire au muon pour venir de l'IP à la MDT considérée ;
- la correction du temps de déclenchement (mesuré par rapport au croisement de faisceaux) ;
- la correction du temps de propagation dans le fil de la MDT en amont de l'électronique qui est basée sur la mesure de la seconde coordonnée dans les chambres de déclenchement.

La précision sur le temps de dérive est de l'ordre de 3 ns.

Le rayon de dérive, base de la reconstruction des muons, peut alors être déterminé à partir de

la relation $r(t)$ représentée sur la figure 3.7. Cette relation est obtenue grâce à un ajustement itératif sur les segments reconstruits dans les chambres à partir des rayons de dérive. Cette étape demande plusieurs milliers de muons par chambre. La relation est ainsi modifiée jusqu'à ce que la qualité de l'ajustement soit bonne.

3.1.4 Alignement

L'alignement du spectromètre à muons est fait de deux manières :

- de manière absolue grâce aux données prises sans champ magnétique dans les toroïdes mais pour lesquelles l'impulsion est donnée par le détecteur interne. Cette impulsion est utilisée pour pouvoir prendre en compte la diffusion multiple dans les ajustements ;
- de manière relative grâce au suivi dans le temps des déplacements relatifs par le système optique présenté au §2.6.5. Ces déplacements peuvent être dus à l'action du champ magnétique ou à la température par exemple.

La quantité que l'on utilise généralement pour étudier l'alignement est la flèche (ou sagitta). Dans le cas des données prises sans champ magnétique, la flèche peut être comprise comme l'écart entre la droite obtenue à partir de deux points (un dans les BI et un dans les BO par exemple) et la trace réelle (sa position dans les BM pour l'exemple). Cet écart peut donc être mesuré à différents endroits : BI, BM et BO par exemple. Il permet donc de déduire les corrections d'alignement à appliquer, qu'elles soient dues à une translation de chambre (à gauche sur la figure 3.8) ou à une rotation (à droite sur cette même figure).

Ces défauts dans l'alignement ont été étudiés dans [32]. Ils se traduisent par une détérioration de la résolution du spectromètre ainsi que des quantités physiques reconstruites comme la masse invariante des muons venant du Z. Ces deux distributions sont représentées sur la figure 3.9. Le désalignement y a été très exagéré : des translations sont choisies selon une gaussienne centrée sur zéro de largeur 1 mm et des rotations selon une deuxième gaussienne centrée sur zéro et de largeur 1 mrad (les alignements actuels sont plus de dix fois meilleurs).

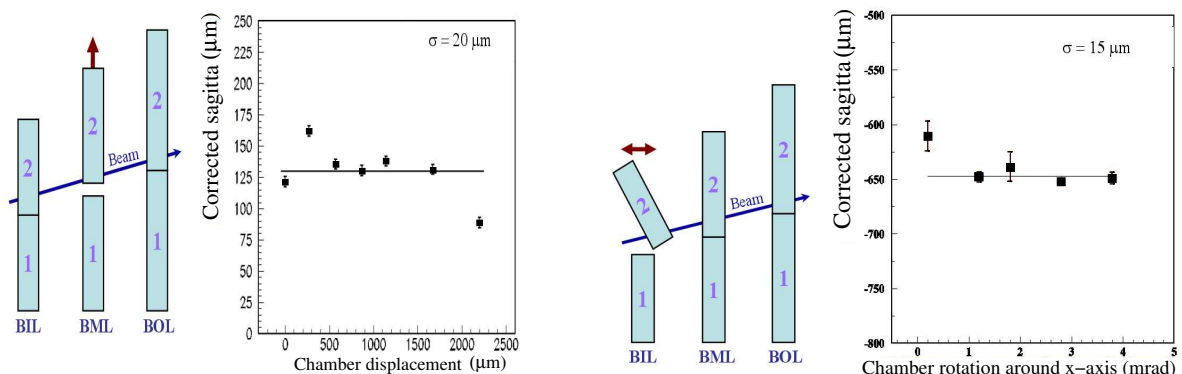


FIGURE 3.8 – Effet d'une translation de chambre sur la flèche à gauche et d'une rotation à droite.

Une des méthodes utilisées pour déterminer les paramètres de l'alignement est la minimisation d'un χ^2 dont les paramètres sont :

- la réponse donnée par le capteur optique ;
- le modèle prédisant la réponse du capteur en tenant compte des corrections d'alignement ;
- l'erreur, qui est ici l'estimation de l'incertitude sur le modèle.

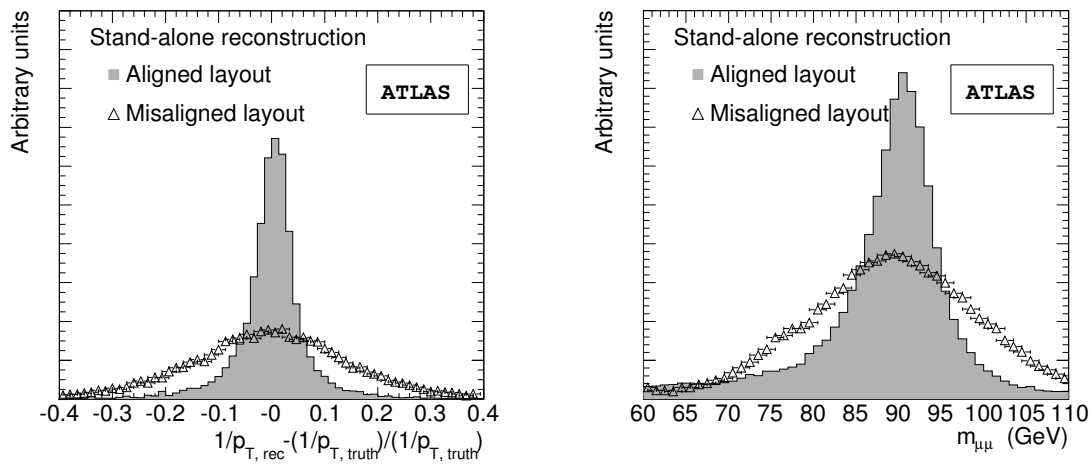


FIGURE 3.9 – Effet d'un mauvais alignement sur la résolution des traces à gauche et sur la masse invariante des muons reconstruits comme venant de bosons Z à droite. Ce mauvais alignement est exagéré : des translations sont choisies suivant une gaussienne centrée sur 0 et de largeur 1 mm et des rotations suivant une autre gaussienne centrée sur 0 de largeur 1 mrad.

Le modèle de chaque capteur prend en compte la géométrie du capteur (dont sa position) et sa calibration. Les paramètres libres sont les corrections d'alignement, qui peuvent également prendre en compte les effets du positionnement imprécis du capteur et des erreurs sur sa calibration.

Certaines parties du détecteur sont plus difficiles à aligner que d'autres, notamment en raison de l'absence de capteurs optiques. Ainsi l'alignement entre le tonneau et les bouchons ne peut être fait que grâce aux traces, notamment lors des prises de données sans champ magnétique. Il en est de même pour l'alignement des chambres BEE, placées sur les cryostats des toroïdes des bouchons, dans la zone de transition.

3.1.5 Champ magnétique

Le système d'aimants utilisé par Atlas a été présenté au paragraphe 2.3. Il est composé d'un solénoïde et de trois toroïdes. La mesure de l'impulsion des traces repose sur ce champ magnétique et son pouvoir de courbure.

La mesure et la précision sur le champ varient en fonction des aimants considérés. Dans le détecteur interne, où le champ est engendré par le solénoïde, la précision sur le champ est déterminée grâce à la mesure de l'échelle sur l'impulsion à partir de résonances de masse connue comme le J/ψ ou les mésons K_s^0 . Ces derniers sont en plus sensibles à la matière présente dans le détecteur interne. La valeur du champ, représentée sur la figure 3.10, est quant à elle obtenue de deux manières :

- en utilisant la carte de champ en 3D qui a été réalisée avant l'insertion du détecteur interne grâce à un appareil conçu à cet effet ;
- grâce à des sondes RMN placées dans la cavité.

La mesure du champ magnétique dans le spectromètre est plus difficile en raison de sa forte inhomogénéité, voir la figure 3.11. Il s'agit également d'une mesure cruciale si l'on ne veut pas que l'incertitude sur le champ magnétique ne domine la résolution du spectromètre. Ainsi on va chercher à réduire le plus possible les sources d'erreurs qui affectent la détermination du champ magnétique :

- les erreurs de mesure du champ magnétique ;

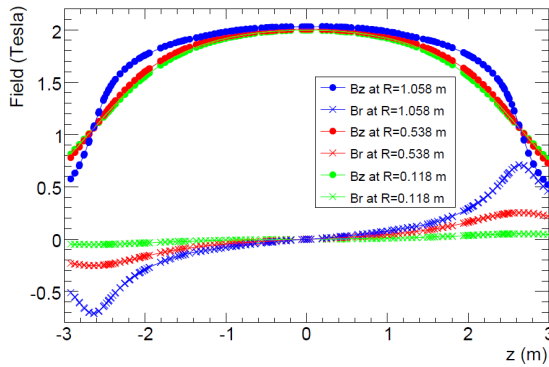


FIGURE 3.10 – Composantes radiale et axiale du champ magnétique du solénoïde en fonction de la position axiale pour différents rayons.

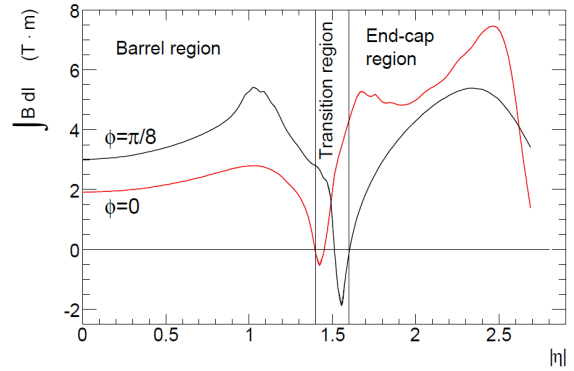


FIGURE 3.11 – Intégrale de champ prédite pour des muons d'impulsion infinie dans un octant du toroïde. L'intégrale est faite entre la BI et la BO. En rouge : $\phi = 0$, en noir : $\phi = \pi/8$.

- les erreurs sur la position relative des bobines par rapport aux chambres qui supportent les sondes de mesure.

Chacune de ces sources d'erreurs ne doit pas dégrader à plus de 3 % en relatif la résolution du spectromètre.

Pour ce faire, 1840 sondes de Hall mesurant le champ dans les trois dimensions ont été placées dans le spectromètre. Leurs emplacements sont schématisés sur la figure 3.12. Elles permettent la mesure du champ avec une précision de 0,2 mT pour $|\vec{B}| \leq 1,4$ T et de 1 mT pour $1,4 < |\vec{B}| < 2,5$ T. La précision sur sa direction est de ± 3 mrad.

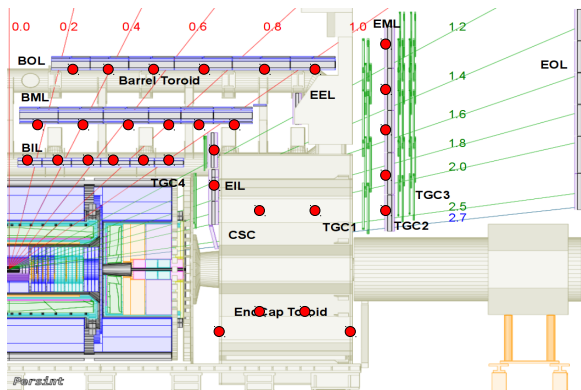


FIGURE 3.12 – Position des sondes de Hall (points rouges) dans le spectromètre. Il y en a 1730 sur les MDT et 64 sur les cryostats des toroïdes bouchons.

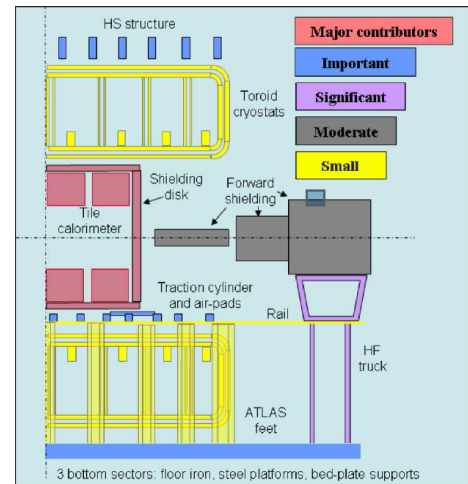


FIGURE 3.13 – Sources de perturbations du champ magnétique.

Le calcul du champ magnétique utilise la loi de Biot et Savart et prend en compte les sources de courant que constituent les bobines du toroïdes. Il est cependant nécessaire de prendre en compte les déformations des bobines et les perturbations du champ dues à la matière magnétique dans le volume du spectromètre, voir la figure 3.13. Ces dernières ont différentes sources :

- le fer dans le calorimètre à tuiles engendre des perturbations de l'ordre de 15 % dans les BI ;

- les échafaudages supportant les chambres à muons externes perturbent en moyenne de 4 mT le champ dans les BO ;
- les blindages et les supports du calorimètre à tuiles dont les perturbations vont jusqu'à 20 mT.

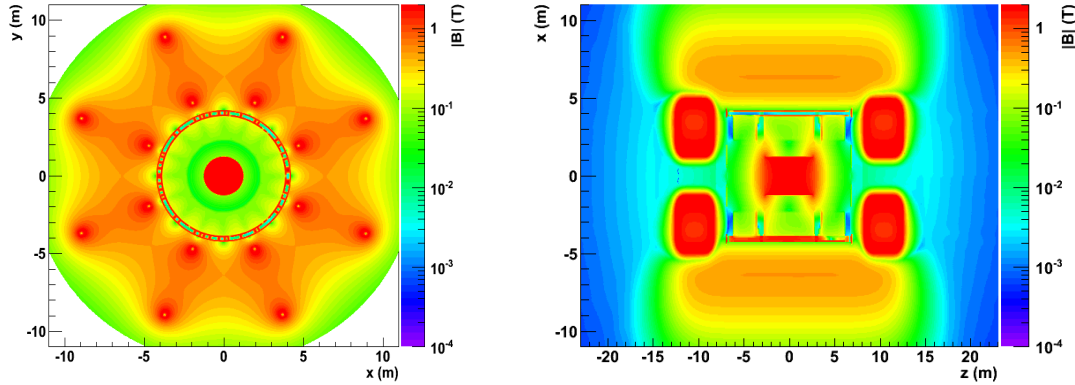


FIGURE 3.14 – Carte du champ magnétique d'Atlas dans le plan (x,y) à gauche et (R,z) à droite.

Les cartes de champ obtenues après tous ces calculs sont représentées sur la figure 3.14. Le champ varie entre 0,15 T et 2,5 T dans la partie centrale, avec une moyenne de 0,5 T. Dans les bouchons, il varie entre 0,2 T et 3,5 T. On remarquera les régions à faible intensité de champ pour $|\eta| = 1,4$ et $|\eta| = 1,6$, comme le montre également la figure 3.11. Il s'agit des zones de transition entre le tonneau et les bouchons. Les contributions des toroïdes de la partie centrale et des bouchons s'y annulent mutuellement. La principale conséquence de cette compensation est la difficulté à mesurer l'impulsion des muons dans cette région.

3.2 Reconstruction des muons

La reconstruction des muons dans le spectromètre d'Atlas se fait grâce à une propagation des trajectoires de proche en proche. En effet, contrairement au détecteur interne dans lequel le champ magnétique solénoïdal permet une expression analytique des trajectoires, il n'en va pas de même pour le spectromètre.

Atlas utilise actuellement deux chaînes d'algorithmes pour y parvenir. Chacune de ces chaînes utilise les mêmes types d'algorithmes de muons pour donner finalement des muons sous trois « formats » : *standalone*, combinés et étiquetés. Les différentes méthodes de reconstruction qui leur sont associées vont être présentées en se focalisant sur une chaîne d'algorithmes, Muonboy/Staco, qui est développée à Saclay. L'autre chaîne d'algorithmes, Moore/Muid, sera abordée au paragraphe 3.2.5.a.

3.2.1 Les segments

La reconstruction des muons commence dans des zones centrées sur les coordonnées η et ϕ données par les chambres de déclenchement RPC et TGC, de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,4 \times 0,4$. Elles sont généralement appelées régions d'activité (ROA) et peuvent différer des régions d'intérêt définies par le système de déclenchement, voir §2.8.

Dans chaque station de la ROA tous les tubes des MDT qui ont réagi sont récupérés. Des segments tangents aux rayons de dérive, obtenus par application des relations $r(t)$ sur les temps t_{TDC} donnés

par ces tubes d'après la procédure décrite au §3.1.3, sont alors construits. Dans le cas des CSC, les segments sont construits grâce à des groupes de pistes en η dont la position et la résolution résultent d'un ajustement, voir §2.6.2.b. Les segments sont illustrés sur la figure 3.15. Les coups selon ϕ , dans les chambres de déclenchement et les CSC, sont également ajoutés au segment. Ils permettent de mieux contraindre sa direction. Les coups en η dans les RPC et les TGC ne sont par contre pas pris en compte.

Ces segments sont considérés comme des portions de trace droite, donc d'impulsion infinie. En effet, à l'échelle d'une chambre, la flèche de cette portion de trace sera considérée comme faible devant celle de la trace finale. Ainsi la hauteur d'une chambre est d'environ 40 cm, le champ magnétique, supposé homogène et constant, y est de l'ordre de 0,5 T, la flèche d'une trace de 10 GeV est donc d'environ 0,3 mm. Cette valeur est à comparer à la flèche dans tout le spectromètre, donc pour une mesure sur un bras de levier de 5 m, qui est l'ordre de 5 cm. La flèche dans la chambre est donc négligeable par rapport à la flèche totale de la trace ($\frac{s_{\text{chambre}}}{s_{\text{trace}}} = \left(\frac{L_{\text{chambre}}}{L_{\text{spectro}}}\right)^2 = \frac{0,4^2}{5^2} < 1\%$). De plus, l'ajustement final s'affranchit des segments en prenant en compte directement les coups dans les détecteurs, la mesure ne souffre donc pas de cette approximation.

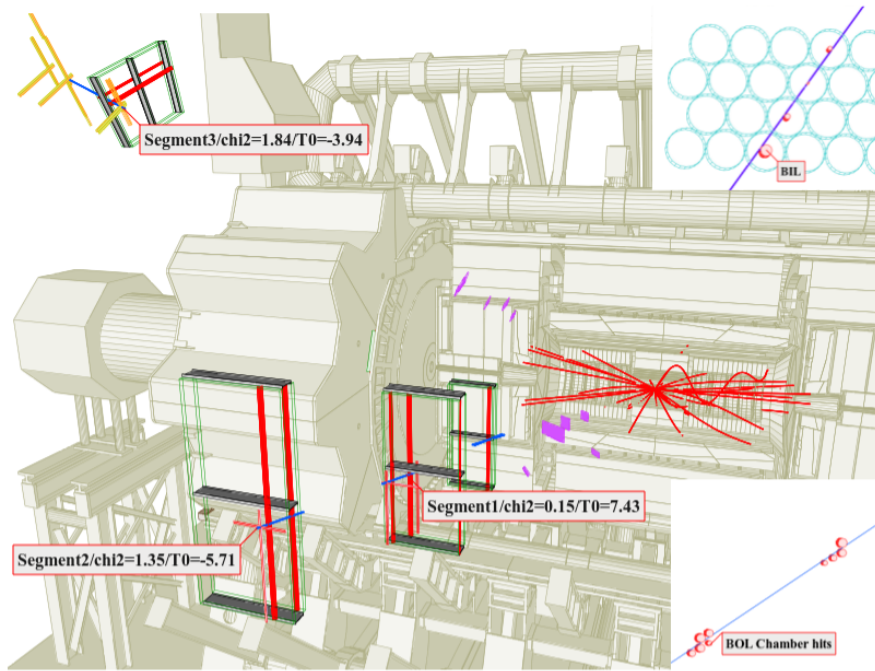


FIGURE 3.15 – Illustration de la reconstruction des segments. Les traits rouges dans les chambres représentent les tubes ayant envoyé un signal, en rose ce sont les pistes RPC ayant réagi et en jaune et orange celles des TGC. Un agrandissement a été fait pour les segments dans la BOL et dans la BIL.

Si aucune mesure de la seconde coordonnée (ϕ) n'a pu être faite par les RPC ou les TGC, plusieurs positions en ϕ sont testées pour les différents segments. Une contrainte lâche est alors requise pour que le segment pointe vaguement vers le point d'interaction.

L'ajustement du segment est évalué grâce à son χ^2 . Si les erreurs étaient purement statistiques il aurait la forme

$$\chi^2 = \sum_i \frac{\Delta x_i^2}{\sigma_i^2} \quad (3.1)$$

où Δx_i est la distance la plus courte entre la trace et le rayon de dérive et σ_i est l'erreur sur chaque tube (c'est-à-dire $80 \mu\text{m}$ pour l'erreur nominale).

Cependant quelques paramètres intrinsèques au fonctionnement du détecteur sont à prendre en compte. Pour les CSC, la position et l'erreur sont données par l'ajustement pour les pistes en η . Pour celles en ϕ c'est la position de la piste qui est utilisée et son erreur est donnée par la largeur de cette dernière divisée par $\sqrt{12}$. Pour les MDT, la définition du χ^2 est un peu plus complexe : un facteur de pénalité peut être affecté en fonction de la valeur du rayon de dérive mesuré et du rayon de dérive attendu. Ce facteur de pénalité, noté P par la suite, dépend

- du temps de dérive : un temps de dérive plus court qu'attendu contribuera moins au facteur de pénalité qu'un signal ayant un temps de dérive plus long qu'attendu, soit un rayon de dérive plus large que celui donné par l'ajustement du segment. En effet dans le premier cas on considère que le signal a pu être masqué par un autre coup venant par exemple d'un δ -ray ou d'un neutron traversant le tube avant le passage du muon, alors que dans le second cas la mesure aurait dû réussir ;
- de l'efficacité de détection de chaque tube touché : si un tube est traversé par la trace mais n'a renvoyé aucun signal un facteur de pénalité lui est affecté.

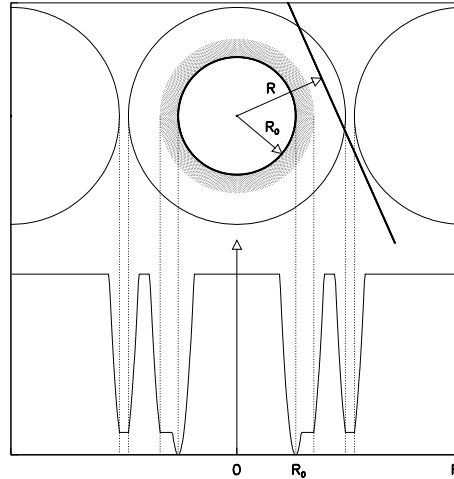


FIGURE 3.16 – Schéma représentant la valeur du facteur de pénalité en fonction de la position du segment par rapport au fil (R) et du rayon de dérive du signal (R_0).

Enfin si un tube est bruyant, il n'est pas compté dans l'ajustement. Notons aussi que les CSC peuvent également avoir un facteur de pénalité si le groupe de pistes attendu n'est pas présent.

Le χ^2 du segment est donc

$$\chi_{\text{CSC}}^2 = \sum_i \max \left(\frac{\Delta x_{i,\text{CSC}}^2}{\sigma_{i,\text{CSC}}^2}, P_i^2 \right) \quad \text{pour les CSC,}$$

$$\chi_{\text{MDT}}^2 = \sum_i \max \left(\frac{\Delta x_{i,\text{MDT}}^2}{\sigma_{i,\text{MDT}}^2}, P_i^2 \right) \quad \text{pour les MDT.} \quad (3.2)$$

Pour les MDT le premier terme n'est utilisé que dans le cas où le tube n'a pas de facteur de pénalité. S'il en a, seul ce facteur est pris en compte, ce que représente le deuxième terme dans le χ^2 . Enfin, si le segment compte des coups selon ϕ leur contribution n'est pas incluse dans le χ^2 .

Les segments à cheval entre les deux multi-couches d'une station et ayant la pénalité la plus faible

sont gardés en priorité. Il y a un deuxième passage avec des pré-requis plus lâches, ne demandant par exemple qu'un segment dans l'une des deux multi-couches ou que le segment ne soit reconstruit que grâce à trois ou quatre rayons de dérive au lieu de six ou huit (voir la description du spectromètre au §2.6).

3.2.2 Les traces *standalone*

3.2.2.a Principe

La deuxième étape de la reconstruction des muons est la construction de traces à partir des segments formés. En résumé on va mettre bout à bout les segments trouvés dans les différentes chambres pour former une trace.

En pratique, une première extrapolation d'un segment est faite vers les autres chambres. Le segment de départ est choisi en fonction de sa localisation dans le détecteur (tonneau ou bouchon par exemple). Les segments suivants sont cherchés dans une zone déterminée par un premier balayage en impulsion et une contrainte projective lâche vers le point d'interaction. Le balayage en impulsion est basé sur une impulsion de départ donnée par la position et l'angle du segment en supposant qu'il est dû à un muon venant de l'IP. À chaque ajout de segment un ajustement des cinq paramètres¹ de la trace est refait. L'ajustement est ainsi amélioré par l'ajout de la nouvelle position et du nouvel angle. Lorsque tous les segments trouvés ont été ajoutés, l'estimation des cinq paramètres est améliorée en prenant en compte non plus les segments mais les coups enregistrés par les différentes chambres. Des pénalités sont attribuées aux différents coups de la même manière que pour les segments (voir §3.2.1). La combinaison finale de signaux est obtenue par la minimisation du χ^2 de cet ajustement. Après chaque nouvel ajustement on vérifie que la seconde coordonnée de chaque signal n'a pas trop bougé². Si c'est le cas le rayon de dérive est réévalué en rappelant la fonction $r(t)$, puis l'ajustement est refait.

Après avoir obtenu une première trace candidate, basée entièrement sur les signaux un autre ajustement est effectué en prenant en compte la matière traversée. Ceci consiste à prendre en compte la diffusion multiple et les pertes d'énergie. Pour cela entre trois et cinq points de diffusion sont autorisés (leur nombre dépend de l'impulsion). On y fait varier la direction de la trace selon l'angle de diffusion donné dans le plan de la mesure de précision. Ces angles sont distribués suivant une gaussienne centrée sur 0, de largeur

$$\theta_{MS} = \frac{0,0136}{p} \sqrt{\Sigma x_0}, \quad (3.3)$$

avec p , l'énergie du muon en GeV et Σx_0 le nombre de X_0 traversés [25]. L'erreur associée à ces angles est donc θ_{MS} . On fait également varier la courbure de la trace en fonction de la perte d'énergie en ces points.

À la fin de cette étape nous avons une trace reconstruite dans le spectromètre, représentée en noir sur la figure 3.17, dont les paramètres sont déterminés à l'entrée du spectromètre. L'ajustement est alors évalué par

$$\chi^2 = \chi_{CSC}^2 + \chi_{MDT}^2 + \chi_{RPC}^2 + \chi_{TGC}^2 + \sum_j S_j^2 \quad \text{avec } S_j = \frac{\alpha_j}{\theta_{MS}} \quad (3.4)$$

1. Ces cinq paramètres sont : deux paramètres donnant la position de la trace sur une surface choisie dans le détecteur, deux angles donnant la direction de la trace et q/p , soit la charge divisée par l'impulsion de la trace.

2. La valeur du déplacement choisie pour le déplacement du signal est d'au moins 6 cm le long du fil. Elle est calculée à partir du temps nécessaire à un électron d'ionisation pour parcourir 80 μm , soit l'erreur associée au rayon de dérive. En considérant la relation $r(t)$ linéaire on obtient $t \sim 2$ ns. On prend comme valeur la distance parcourue dans le fil pendant un dixième de ce temps, soit $d = c \times t/10 \sim 6$ cm.

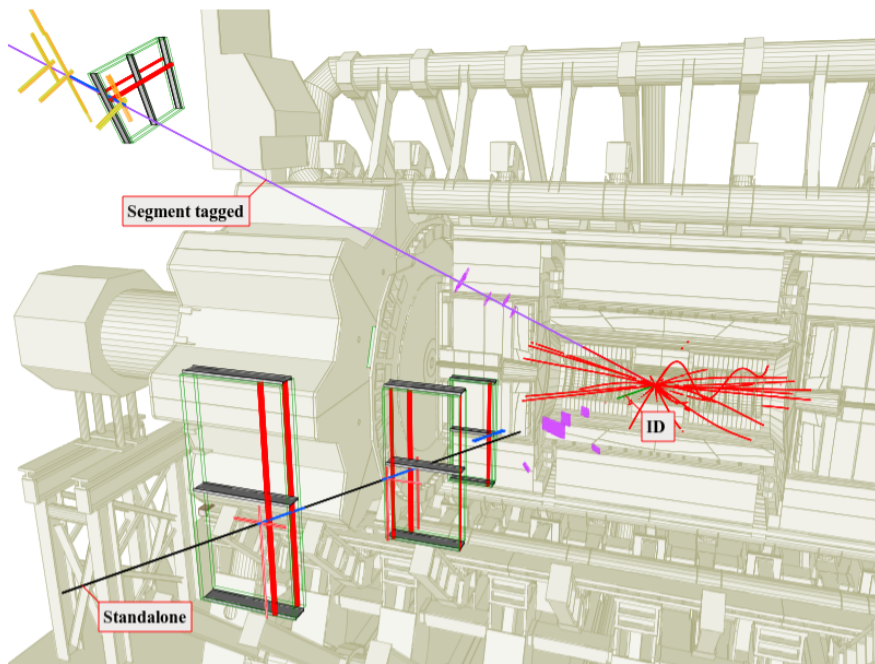


FIGURE 3.17 – Illustration de la reconstruction des traces standalone et étiquetées. Les segments reconstruits dans les chambres sont représentés en bleu, la trace en noir. La trace étiquetée apparaît en violet. Les rectangles violets représentent les dépôts d'énergie laissés dans les calorimètres le long du parcours du muon.

où α_j est la valeur de l'angle de diffusion donnée par l'ajustement et θ_{MS} est donné par (3.3).

Cependant c'est au point d'interaction que nous souhaiterions ces paramètres. Pour les obtenir une extrapolation à rebours est appliquée du spectromètre vers le centre du détecteur. Cette extrapolation implique notamment la prise en compte de la matière des calorimètres. La perte d'énergie entre le point d'interaction et le spectromètre est distribuée suivant une Landau de valeur la plus probable variant avec l'énergie, de l'ordre de 3 GeV. Elle est prise en compte grâce à une paramétrisation. Une prise en compte directe des pertes dans les calorimètres pourrait être envisagée pour les traces isolées en utilisant les mesures des calorimètres le long de la trajectoire extrapolée. Comme l'angle θ_{MS} moyen est zéro, la prise en compte de la diffusion multiple dans les calorimètres n'a pas d'effet sur la trajectoire, mais seulement sur la matrice d'erreurs dont le détail est donné au paragraphe suivant.

Après toutes ces étapes nous avons un muon reconstruit uniquement par le spectromètre, qualifié de *standalone* ou Muonboy, d'après le nom de l'algorithme développé dans la collection Staco.

3.2.2.b Détermination des erreurs associées à la trace *standalone*

Les erreurs associées à la trace *standalone* reconstruite prennent en compte :

- tous les signaux inclus dans la trace ;
- les angles de diffusion multiples, qui sont des paramètres libres de l'ajustement.

Elles sont évaluées grâce au χ^2 qui permet d'optimiser l'ajustement des traces. Le χ^2 est ainsi défini à partir de la distance entre la trace et les mesures (rayon de dérive, position de groupe de pistes, etc.), Δx_i , de l'erreur sur ces mesures σ_i^2 et de la paramétrisation de la diffusion multiple par $S_j = \alpha_j / \theta_{MS}$ où α_j est la valeur de l'angle donnée par l'ajustement et θ_{MS} est donné par (3.3). Il s'écrit

donc

$$\chi^2 = \sum_i \frac{\Delta x_i^2}{\sigma_i^2} + \sum_j S_j^2. \quad (3.5)$$

Or, par définition de la matrice de poids \mathbf{W} , inverse de la matrice de covariance, il peut aussi s'écrire

$$\chi^2 = \sum_k (\Delta p_k)^t \mathbf{W}_{kl} \Delta p_l + \chi_0^2 \quad (3.6)$$

où les p_k sont les paramètres de la trace (cinq paramètres auxquels s'ajoutent entre trois et cinq angles de diffusion). Δp_k est alors le vecteur des différences $p_k - p_k^0$, où p_k^0 est le paramètre minimisant le χ^2 .

Sachant que les Δx_i intervenant dans (3.5) sont des fonctions des paramètres p_k (car $\Delta x_i = x_i(p_k) - x_i^{\text{mesuré}}$), l'équation (3.5) peut être réécrite sous la forme

$$\chi^2 = \sum_{k,l} (\Delta p_k)^t \left[\sum_i \frac{\partial x_i}{\partial p_k} \frac{1}{\sigma_i^2} \frac{\partial x_i}{\partial p_l} + \sum_j \delta_{kj} \delta_{lj} \right] \Delta p_l + \chi_0^2 \quad (3.7)$$

La matrice des poids, \mathbf{W} , est alors obtenue en égalant (3.6) et (3.7).

La première étape consiste donc à calculer les dérivées partielles. Cette étape est faite numériquement en faisant varier les paramètres de la trace et en réévaluant à chaque étape les Δx_i . Contrairement au χ_{\min}^2 caractérisant l'ajustement final de la trace pour lequel les coups dans les MDT peuvent avoir des pénalités, le Δx_i vu ici est considéré gaussien autour de la valeur du rayon de dérive final. Les angles de diffusion interviennent sous forme de δ_{ij} comme ils apparaissent à la fois dans (3.5) et dans le vecteur de paramètres dans (3.6).

La seconde étape est l'inversion de la matrice \mathbf{W} pour obtenir la matrice d'erreur. Cette inversion est faite à partir de la matrice complète de rang 8 à 10 afin de bien prendre en compte les corrélations entre paramètres. La matrice de covariance obtenue est alors réduite à 5×5 pour ne garder que les cinq paramètres caractéristiques de la trace, soit $(d_0, z_0, \theta, \phi, q/p)$.

Le transport de la matrice à travers le calorimètre pour être évaluée au point d'interaction est fait par un calcul numérique. La perte d'énergie y est donnée par la paramétrisation de la valeur la plus probable de la Landau la décrivant. Son erreur est estimée en regardant l'effet d'une variation de sa valeur de $\pm 15\%$. Il en est de même pour les angles de diffusion, au nombre de deux, centrés sur 0 avec une erreur de θ_{MS} correspondant au nombre de X_0 traversés. Les erreurs sont donc plus grandes au point d'interaction qu'à l'entrée du spectromètre, surtout aux basses impulsions. Lors de cette « extrapolation vers l'arrière » (ou *backtracking*) la matière du détecteur interne est négligée : elle représente un X_0 alors que les calorimètres en comptent plus de cent fois plus.

3.2.3 Les traces combinées

Pour améliorer la mesure des muons, notamment pour les impulsions inférieures à 30 GeV, on essaie d'associer une trace *standalone* avec une trace reconstruite dans le détecteur interne. Ceci n'est, bien sûr, effectué que dans les régions en pseudorapidité couvertes par l'ID, soit pour $|\eta| < 2,5$.

Pour la collection Staco, un muon combiné résulte de la combinaison statistique d'une trace ID trouvée dans le cône $\Delta\eta \times \Delta\phi$ de la trace *standalone* avec une impulsion compatible. Cette combinaison prend notamment en compte les erreurs données pour les deux traces indépendamment.

La combinaison est évaluée grâce à son χ^2 calculé par :

$$\chi^2_{\text{match}} = (\mathbf{T}_{\text{MS}} - \mathbf{T}_{\text{ID}})^t (\mathbf{C}_{\text{ID}} + \mathbf{C}_{\text{MS}})^{-1} (\mathbf{T}_{\text{MS}} - \mathbf{T}_{\text{ID}}), \quad (3.8)$$

le vecteur de coordonnées au point d'interaction étant obtenu par

$$\mathbf{T} = (\mathbf{C}_{\text{ID}}^{-1} + \mathbf{C}_{\text{MS}}^{-1})^{-1} (\mathbf{C}_{\text{ID}}^{-1} \mathbf{T}_{\text{ID}} + \mathbf{C}_{\text{MS}}^{-1} \mathbf{T}_{\text{MS}}). \quad (3.9)$$

Dans ces formules \mathbf{T}_{det} est le vecteur contenant les cinq paramètres de la trace dans le sous-détecteur considéré, \mathbf{C}_{det} est la matrice de covariance, représentant les erreurs.

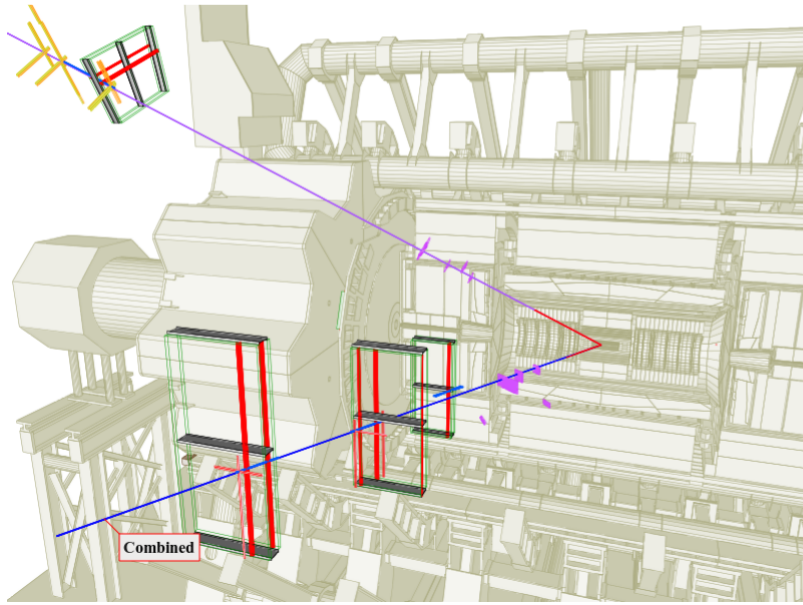


FIGURE 3.18 – Illustration de la reconstruction des traces combinées. La trace bleue résulte de la combinaison d'une trace *standalone*, représentée en noir sur la figure 3.17, et d'une trace dans le détecteur interne (en rouge sur cette même figure).

3.2.4 Les traces étiquetées

Dans certains cas il n'est pas possible de reconstruire une trace *standalone* : manque de chambres comme dans les pieds du toroïde ou dans la région $|\eta| \sim 0$, par laquelle passent les services des autres sous-détecteurs, dans la zone de transition dans laquelle le champ magnétique est très inhomogène voire s'annule, etc. On essaie alors, dans l'acceptance du détecteur interne, d'identifier certaines traces comme des muons. Pour cela une trace reconstruite dans le détecteur interne est extrapolée vers le spectromètre et on regarde si son association avec un segment est possible. En fonction de l'emplacement du segment cette extrapolation ira plus ou moins loin de manière à minimiser le nombre de traces ne correspondant pas à de réels muons. Ainsi l'extrapolation se fait jusqu'aux couches médianes pour $|\eta| < 1,4$, mais jusqu'aux chambres externes dans la région $\eta \sim 0$.

Ces traces sont donc formées d'une trace dans le détecteur interne qui donne la position, la direction et l'impulsion de la trace, et d'un ou plusieurs segments. Elles sont nommées « étiquetées » ou *segment tagged* car le spectromètre ne sert alors qu'à l'identification, pas à la mesure.

Dans la collection Staco, l'algorithme qui les reconstruit s'appelle MuTag. Il n'est appelé que sur les traces ID qui n'ont pas déjà été combinées avec une trace *standalone*.

3.2.5 Pour aller plus loin

3.2.5.a Muid

Muid est la deuxième collection de muons disponible dans Atlas, basée sur l'algorithme Moore. La philosophie de reconstruction des traces est globalement la même à quelques exceptions près :

- lors de l'ajustement de la trace *standalone*, on autorise beaucoup plus de points de diffusion, ce qui conduit également à davantage de paramètres libres ;
- lors de la reconstruction des traces *standalone*, une seule estimation du rayon de dérive est faite. Après la réussite de l'ajustement, ils sont ré-estimés en fonction du résultat obtenu, mais la trace n'est pas de nouveau ajustée ;
- la perte d'énergie dans les calorimètres est estimée grâce à une mesure du dépôt calorimétrique lorsque celui-ci est important et isolé, sinon il s'agit d'une paramétrisation ;
- la combinaison entre les traces *standalone* et les traces ID est faite grâce à un ajustement global de la trace prenant en compte tous les coups déposés dans les deux sous-détecteurs ;
- certaines traces combinées peuvent ne contenir qu'une seule station. Ceci est principalement observé dans la région des EE pour laquelle une seule chambre est disponible. Dans ce cas le segment doit passer un certain nombre de critères de qualité (dont la présence d'un signal dans une TGC) ;
- il y a deux algorithmes qui sont utilisés pour reconstruire les traces étiquetées. Le premier est MuTagIMO dont la logique est la même que celle de MuTag. Le deuxième est MuGirl, qui a une logique différente : toutes les traces ID sont extrapolées vers le spectromètre, on cherche alors si un segment leur correspond. Si oui, ce dernier entre dans l'ajustement de la trace et on extrapole vers la couche de chambre suivante.

L'algorithme Moore donne les traces à l'entrée du spectromètre, elles sont ensuite exprimées au point d'interaction grâce à MuidSA³. Ce dernier applique également une contrainte au point d'interaction. Moore n'appliquant pas cette contrainte, la collection Muid contient beaucoup plus de traces *standalone* que la collection Staco. Ces traces supplémentaires correspondent notamment à des rayons cosmiques.

3.2.5.b Les calotag

Il s'agit de la dernière collection de muons. Contrairement aux autres collections, elle n'utilise pas l'information du spectromètre. En effet, les traces ID sont extrapolées et on regarde les dépôts d'énergie dans les calorimètres (électromagnétique ou hadronique) le long de leur trajectoire. Si ces derniers sont compatibles avec une particule au minimum d'ionisation dans chaque couche, alors on reconstruit un candidat *calomuon*. On applique ensuite un certain nombre de veto pour s'assurer qu'il ne s'agit ni d'un électron, ni d'un hadron. Des critères d'isolation peuvent également être appliqués. Utilisant principalement l'information des calorimètres, cette collection souffre d'un taux de faux muons assez élevé. Elle est cependant la seule à pouvoir entièrement couvrir la région $|\eta| < 0,1$, dans laquelle il manque des chambres à muons mais où l'acceptance du calorimètre à tuiles est complète.

3. MuidSA = Muid *StandAlone*

3.2.5.c Qualité des traces

Les traces sont ensuite classées dans une des trois catégories de qualité : *tight*, *medium* et *loose*, des traces a priori les mieux reconstruites à celles en lesquelles on a un peu moins confiance. Pour la collection Staco, les définitions choisies sont :

tight Toutes les traces combinées, auxquelles on ajoute les traces *standalone* reconstruites dans les régions $|\eta| > 2,5$ (comme il n'y a pas d'autre possibilité de reconstruction de muon en raison de l'absence du détecteur interne). On ajoute également à cette catégorie les traces étiquetées de bonne à très bonne qualité, c'est-à-dire contenant des coups selon la seconde coordonnée, ϕ et/ou plusieurs segments.

medium Toutes les autres traces *standalone* sont dans cette catégorie, ainsi que la majorité des traces étiquetées, ne remplissant pas les conditions pour être *tight* ou *loose*.

loose Les traces étiquetées situées dans les bouchons n'ayant pas de coup en ϕ .

Pour la collection Muid la classification est différente : toutes les traces combinées sont *tight* ainsi que toutes les traces étiquetées ayant été réajustées (MuGirl_refitted). Toutes les autres traces sont *medium*, à l'exception des traces MuTagIMO. Ces dernières sont *loose* si elles contiennent des signaux dans les détecteurs à silicium et *very loose* si elles ne contiennent que des signaux dans le TRT.

3.3 Performances attendues

Les performances attendues pour le spectromètre dépendent de plusieurs facteurs : des facteurs environnementaux présentés ci-dessus ainsi que des méthodes de reconstruction.

3.3.1 Efficacité

L'efficacité du spectromètre est donnée en fonction dans le plan (η, ϕ) sur la figure 3.19 pour les traces *standalone*. Elle est également donnée en fonction de η et de p_T sur la figure 3.20 pour les différents types de traces. Il s'agit de l'efficacité de reconstruction attendue, elle est obtenue à partir de la simulation par comparaison des muons générés et des muons reconstruits.

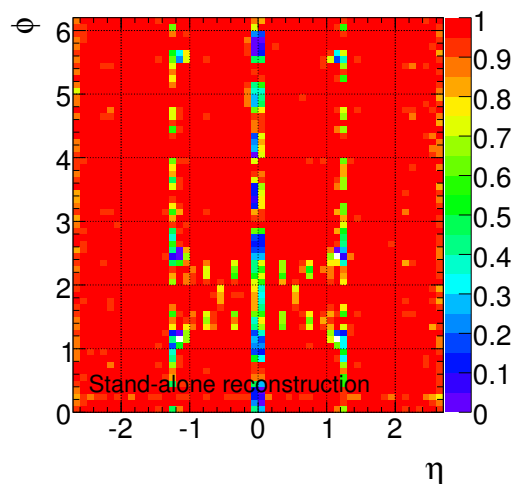


FIGURE 3.19 – Efficacité dans le plan $\eta - \phi$ pour des traces simulées de $p_T = 50\text{GeV}$.

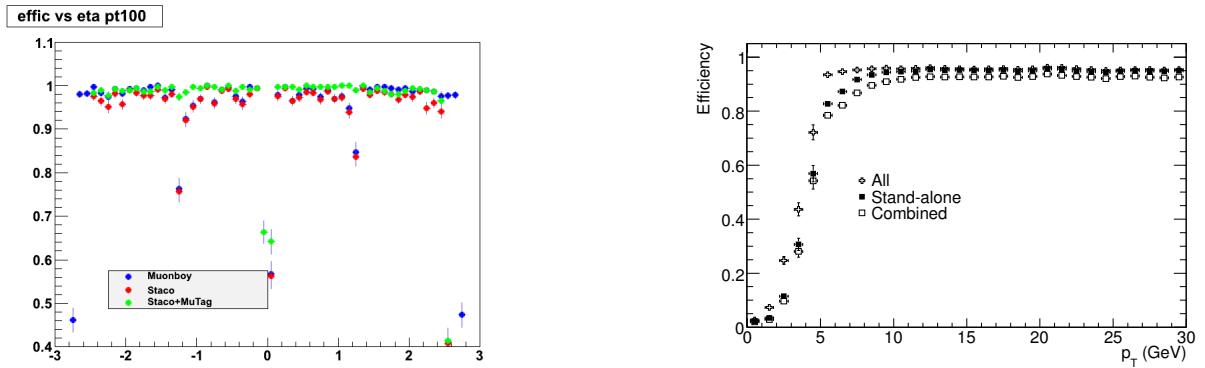


FIGURE 3.20 – À gauche : efficacité du spectromètre en fonction de η pour les traces combinées, étiquetées et standalone. À droite : efficacité en fonction de p_T pour les traces standalone.

Grâce à ces deux figures nous pouvons identifier les principales zones d'inacceptance :

- $\eta \sim 0$: cette zone correspond au passage des services venant des calorimètres et du détecteur interne. Jusqu'à $|\eta| \sim 0,04-0,06$ les traces ne traversent aucune chambre dans les grands secteurs, voir la figure 3.3. Dans les petits secteurs, l'effet est réduit : les muons traversent au moins deux chambres. Les traces étiquetées permettent de récupérer une partie de ces traces.
- $|\eta| \sim 1,2$: il s'agit de la zone de transition. Comme on a pu le voir sur la figure 3.3 toutes les chambres n'ont pas été installées pour le moment dans cette zone. On ne peut donc y reconstruire les traces avec plus d'une MDT. Les traces étiquetées permettent de récupérer ces traces comme on le voit sur la figure 3.20.
- $|\eta| > 2,5$: il n'y a plus de détecteur interne dans cette zone, il n'est donc pas possible de reconstruire des traces combinées ou étiquetées. La reconstruction y est donc assurée uniquement par les traces *standalone*. Ces dernières sont d'ailleurs considérées comme *tight* dans ces régions.
- $\phi \sim -1,2 \text{ rad}$ et $\phi \sim -2,2 \text{ rad}$: il s'agit des zones où se trouvent les pieds du spectromètre (voir figure 2.38). Les grands secteurs ne sont pas touchés, les chambres y étant placées entre les pieds. Dans les petits secteurs, il manque régulièrement les chambres du milieu. Les chambres de déclenchement sont également affectées : les RPC y peuvent être réduites au nombre de une. Les traces étiquetées permettent de récupérer une bonne partie de ces traces.
- $p_T < 3 \text{ GeV}$: la perte moyenne d'énergie des muons dans les calorimètres est de 3 GeV, il est donc difficile de reconstruire des muons ayant une énergie inférieure. On considérera en général des muons de plus de 6 GeV pour prendre en compte les queues de la distribution de ces pertes d'énergie, et plus particulièrement les pertes catastrophiques⁴. De plus, pour ces basses impulsions, la trajectoire peut être compliquée ce qui explique que l'efficacité ne se stabilise que vers 5 ou 6 GeV. D'après la figure 3.20 un muon de 10 GeV à 95 % de chances d'être reconstruit.

3.3.2 Résolution

Les différentes contributions à la résolution sont représentées sur la figure 3.21 en fonction de l'impulsion transverse de la trace, pour des traces se trouvant dans le tonneau.

À basse impulsion, le terme dominant représente les fluctuations de l'énergie perdue dans les calorimètres. Pour les impulsions transverses moyennes, dans l'intervalle où l'on trouvera la majeure

4. La valeur $p_T = 6 \text{ GeV}$ correspond également au premier seuil de déclenchement.

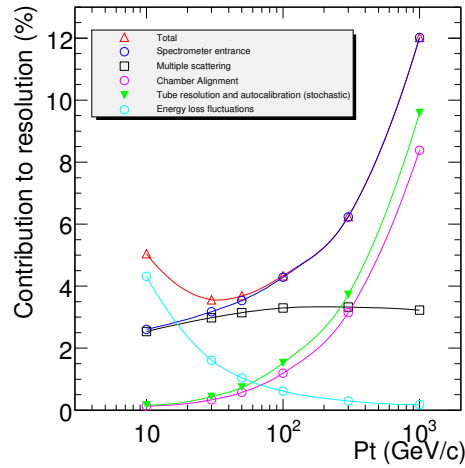


FIGURE 3.21 – Contributions attendues à la résolution du spectromètre en fonction de p_T .

partie des muons provenant des bosons W et Z , le terme dominant est celui de diffusion multiple. Dédit de la formule (3.3), il est proportionnel à la racine carrée de la quantité de matière présente dans le spectromètre, représentée figure 3.5. Enfin, à grande, voire très grande impulsion le terme dominant est dû à la résolution intrinsèque du spectromètre. Il provient de deux principales contributions : l'une vient de l'alignement (représenté comme nominal sur la figure, soit avec une précision de $30 \mu\text{m}$), l'autre vient de la résolution des tubes à dérive, de l'ordre de $80 \mu\text{m}$.

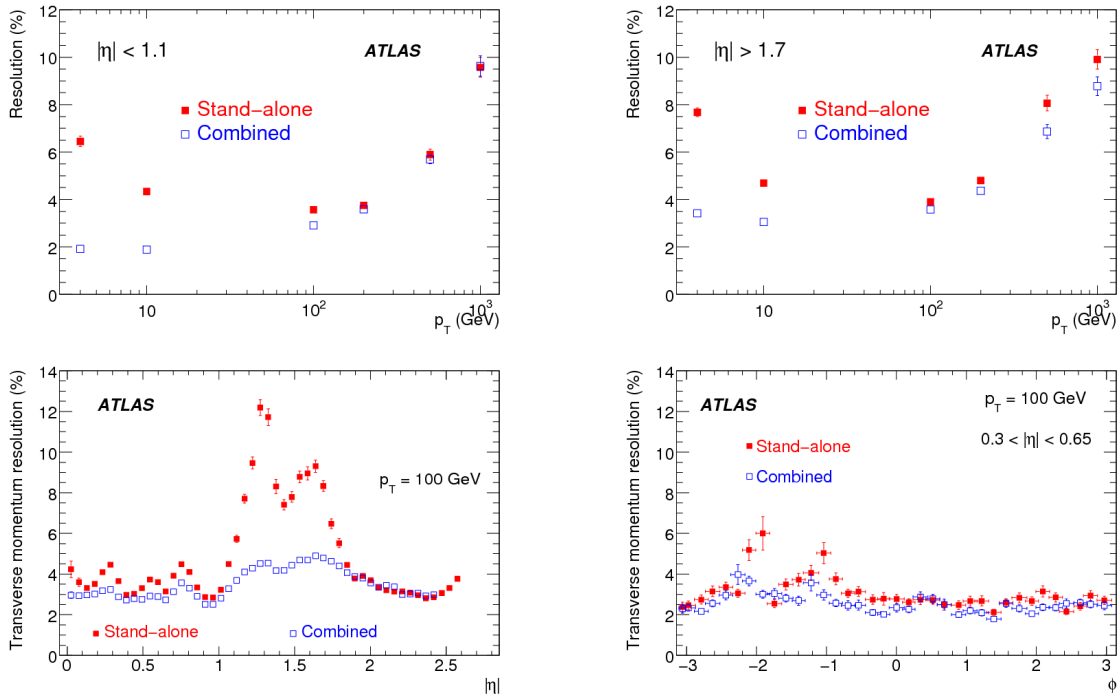


FIGURE 3.22 – Résolution attendue du spectromètre. En haut en fonction de p_T , à gauche dans la partie centrale, à droite dans les bouchons. En bas en fonction de η à gauche et ϕ à droite.

Les graphiques de la figure 3.22 représentent la résolution des traces combinées et celle des traces *standalone* en fonction de p_T , η et ϕ . À basse impulsion transverse, la mesure du détecteur interne est plus précise que celle du spectromètre, la résolution est ainsi bien meilleure pour les traces combinées que pour les traces *standalone*. Au contraire, la résolution du détecteur interne se détériore rapidement au-delà de 100 GeV, c'est la mesure faite par le spectromètre qui l'emporte dans ces domaines d'impulsion. La résolution dans les bouchons souffre d'un terme constant plus élevé que dans la partie centrale. En effet il y a davantage de matière dans cette région, due en partie au toroïde et au « bouclier », voir la figure 3.5.

On notera également que, pour les régions déjà répertoriées comme difficiles pour le spectromètre, en particulier la zone de transition où l'on manque de chambres et où le champ magnétique est très inhomogène, la résolution sur l'impulsion des muons est bien améliorée par une combinaison entre les mesures du spectromètre et du détecteur interne. Il en est de même dans la région des pieds du détecteur (voir le graphique en fonction de ϕ).

Enfin, grâce à la figure 3.23 où la résolution pour des traces de $p_T = 100$ GeV est représentée en fonction de $|\eta|$ et ϕ , on remarque que la résolution du spectromètre est très inhomogène. Elle est ainsi détériorée dans des régions particulières, représentant de l'ordre de 20 % de l'acceptance. Il est donc nécessaire de bien la connaître, notamment en vue de faire des mesure de précision.

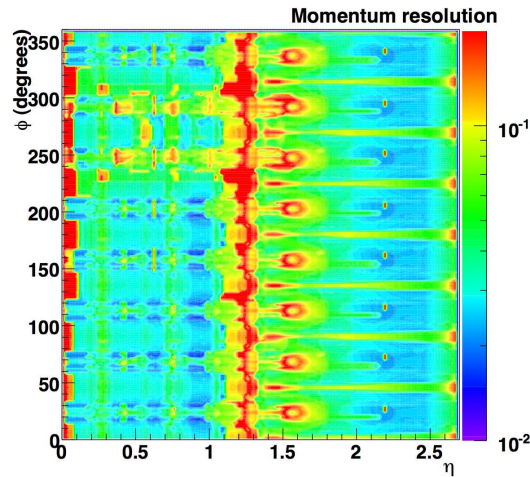


FIGURE 3.23 – Résolution attendue du spectromètre dans le plan $|\eta| - \phi$ pour des muons de $p_T = 100$ GeV.

3.3.3 Échelle en impulsion

La précision sur l'échelle en impulsion attendue pour les muons est de 0,1 % pour des muons de l'ordre de 50 GeV[43]. Ceci se traduit par une précision de 10 MeV pour une trace de 10 GeV et de 100 MeV pour une trace de 100 GeV. Elle est principalement sensible à deux effets principaux :

- la perte d'énergie dans les calorimètres : pour obtenir une précision de 0,1 % sur cette échelle nous devons alors connaître à mieux que 1,5 % près la perte d'énergie moyenne, ce qui correspond à une précision de 50 MeV sur une perte de 3 GeV pour un muon de 50 GeV ;
- le champ magnétique : la contribution du champ doit être petite devant 0,1 %, on voudra donc le connaître à quelques 10^{-4} près.

L'estimation de l'échelle en impulsion peut se faire également à partir du Z .

Chapitre 4

Performances du spectromètre à muons estimées à partir des cosmiques

Comme s'il en pleuvait

Monsieur Jean (tome 5),
PHILIPPE DUPUY et CHARLES BERBERIAN

Le LHC n'ayant pu produire ses premières collisions qu'en décembre 2009, Atlas a enregistré des événements provenant des rayons cosmiques durant la fin de l'année 2008 et une partie de l'année 2009. Ces événements, produisant majoritairement des muons, nous ont permis de mieux comprendre le détecteur, en particulier le spectromètre à muons.

Le chapitre commence par une introduction sur les rayons cosmiques, l'observation qu'on peut en faire dans un détecteur comme Atlas et les adaptations qu'on a dû apporter pour les observer tant au niveau du système de déclenchement qu'au niveau des programmes de reconstruction. Leurs caractéristiques seront décrites avant d'aborder les performances qu'on a pu en déduire : l'efficacité de reconstruction des muons et leur résolution. Enfin, quelques points subsidiaires seront abordés pour introduire des améliorations possibles ou déjà mises en place.

4.1 Les rayons cosmiques

4.1.1 D'où viennent-ils ?

Les rayons cosmiques sont des particules « extra-terrestres » énergétiques arrivant dans la haute atmosphère. Les rayons primaires sont constitués majoritairement de protons, de l'ordre de 80 % [25]. Le reste est constitué de noyaux atomiques, dominé par les noyaux les plus légers, en particulier ceux d'hélium. Une faible proportion d'électrons intervient également. Ces rayons cosmiques proviennent du Soleil, mais également de sources galactiques et extragalactiques. On observe ainsi un spectre en énergie très vaste. Les plus énergétiques pourraient venir de sources extragalactiques comme les noyaux actifs de galaxies ou les quasars. Ils auraient été accélérés par des champs magnétiques résultant des explosions de supernovæ dans notre galaxie.

La plupart de ces rayons cosmiques sont déviés par le champ magnétique terrestre. Certains parviennent cependant à pénétrer dans l'atmosphère où ils interagissent avec les noyaux des molécules la constituant, formant ainsi des gerbes atmosphériques, schématisées sur la figure 4.1. De nombreuses particules sont alors créées comme les pions ou les kaons, qui se désintègrent pour en don-

ner de nouvelles. Les muons et les neutrinos proviennent principalement des désintégrations de ces mésons chargés. Au niveau du sol, la particule chargée la plus abondante est le muon en raison de sa durée de vie assez longue et de son pouvoir de pénétration.

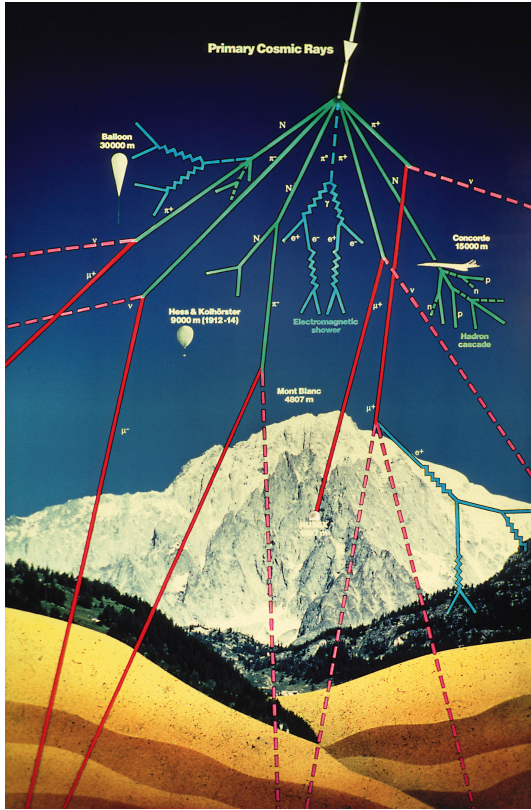


FIGURE 4.1 – Schéma d'une gerbe atmosphérique[44].

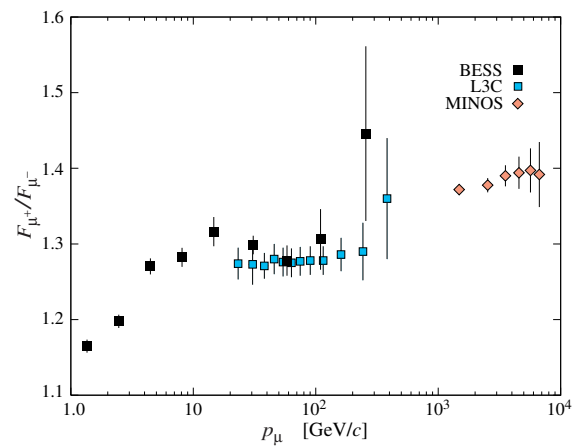


FIGURE 4.2 – Rapport entre le nombre de μ^+ et de μ^- en fonction de leur impulsion[45, 46, 47, 25].

La plupart de ces muons sont créés dans la haute atmosphère (vers 15 km d'altitude) et perdent de l'ordre de 2 GeV en la traversant. L'atmosphère est ainsi considérée comme un calorimètre, propriété exploitée dans des expériences comme Auger ou HESS. L'énergie moyenne des muons au niveau du sol est de l'ordre de 4 GeV. Les moins énergétiques viennent principalement des pions, les autres des kaons[25]. Sur la figure 4.2 on voit la proportion de μ^+ par rapport à celle des μ^- . L'excès de μ^+ reflète les excès de π^+ par rapport aux π^- et celui des K^+ par rapport aux K^- dus au plus grand nombre de protons par rapport aux neutrons dans les rayons cosmiques[25].

4.1.2 Observation par le détecteur Atlas

Pour arriver dans Atlas la plupart des muons provenant des rayons cosmiques sont passés par les puits d'accès comme on le voit sur le schéma 4.3 et sur la figure 4.4. Sur la deuxième figure, on voit clairement la position des deux puits, la plupart des muons passant par le plus large. La distribution en ϕ montre que ces muons traversent le détecteur de haut en bas : son maximum est situé à $-\pi/2$, soit selon l'axe y . Il y a cependant des muons dans presque toute l'acceptance du détecteur. Certains ont donc traversé au moins 100 m de terre. Il s'agit de muons très énergétiques à l'origine. Le spectre des muons observés en p est représenté sur la figure 4.6.

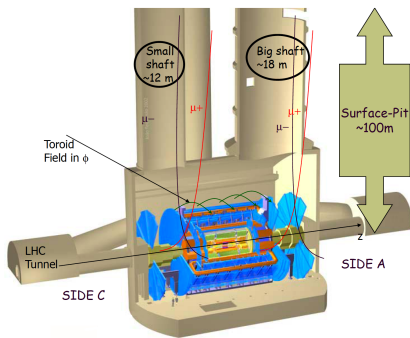


FIGURE 4.3 – Schéma d’Atlas et de sa caverne. Les trajectoire des muons issus des rayons cosmiques sont représentées en fonction de leur charge.

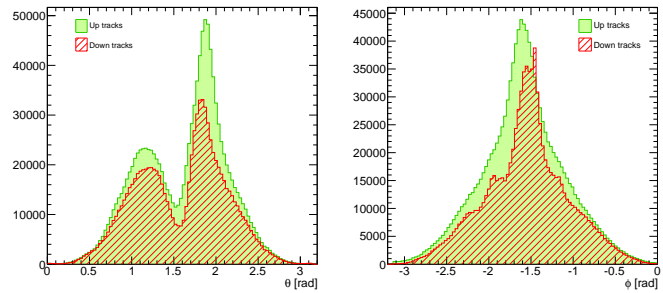


FIGURE 4.4 – Caractéristiques des cosmiques dans la caverne d’Atlas. À gauche, leur distribution selon la coordonnée θ de leur trace : les deux pics représentent les deux puits d’accès. À droite, leur distribution selon la coordonnée ϕ de leur trace, dont le maximum est vers $-\pi/2$: ils proviennent du haut. Up/down tracks : traces dans la partie haute/basse du détecteur.

4.1.3 Quelques adaptations nécessaires

Pour reconstruire les muons issus des rayons cosmiques il a fallu faire quelques adaptations au système de déclenchement ainsi qu’aux algorithmes de reconstruction présentés au chapitre 3.

4.1.3.a Topologie des événements cosmiques

L’observation des muons issus des rayons cosmiques se traduit par des événements proches de ceux représentés sur la figure 4.5.

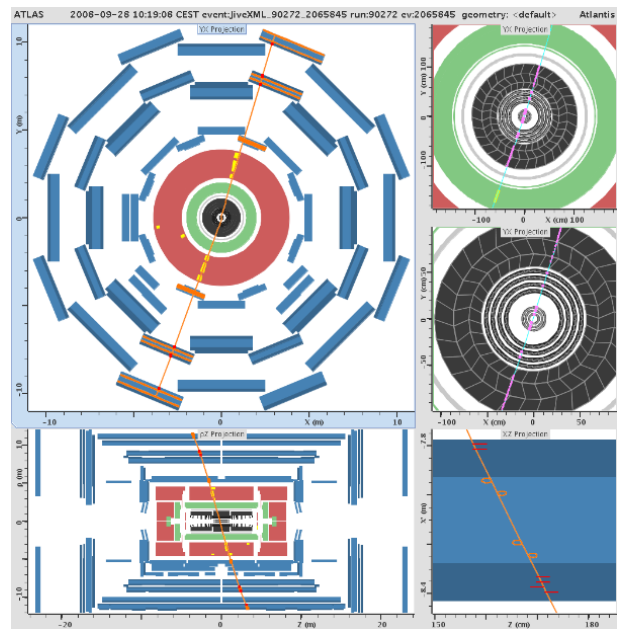
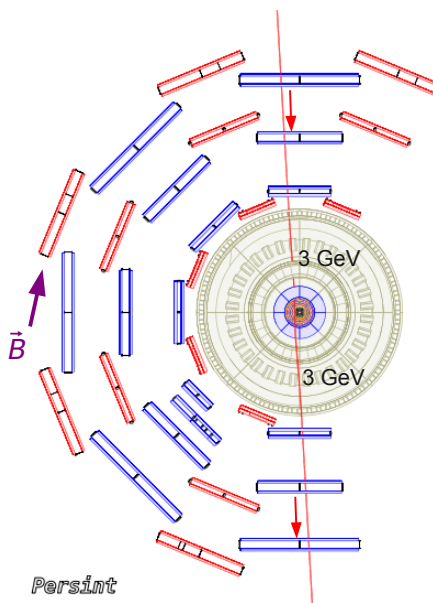


FIGURE 4.5 – À gauche : schéma d’un cosmique dans le détecteur Atlas. Les flèches rouges représentent la direction des traces attendues dans le spectromètre. On attend également des dépôts énergétiques dans les deux parties de calorimètre observées. À droite : un événement cosmique vu par le détecteur Atlas.

Ces événements proviennent donc du haut du détecteur et se propagent vers le bas comme le

montrent les flèches rouges de la figure 4.5. On s'attend alors à, en suivant la progression du muon à travers le détecteur :

- une trace dans la partie haute du spectromètre ;
- un dépôt d'énergie de l'ordre de 3 GeV dans la partie haute des calorimètres ;
- une trace dans la partie haute du détecteur interne ;
- une trace dans la partie basse du détecteur interne ;
- un dépôt d'énergie de l'ordre de 3 GeV dans la partie basse des calorimètres ;
- une trace dans la partie basse du spectromètre

où le terme « partie haute » signifie $y > 0$ et « partie basse » signifie $y < 0$. Par ailleurs, dans le cas des traces reconstruites dans le détecteur interne, il n'y a pas seulement les deux traces citées ci-dessus mais aussi une longue trace reconstruite comprenant les coups des deux demi-traces haute et basse. Les paramètres de cette dernière peuvent donc varier quelque peu. Ces trois types de traces seront utilisés dans les analyses qui suivent.

De plus ces événements peuvent arriver n'importe où dans le détecteur, ne passant pas forcément en son centre, et à tout moment. Ceci conduit à différentes modifications à appliquer au sein du système de déclenchement et aux algorithmes de reconstruction, détaillées ci-après.

4.1.3.b Déclenchement et référence temporelle

Les critères pour permettre le déclenchement de l'acquisition ont dû être modifiés pour s'adapter aux événements cosmiques. Deux chaînes de déclenchement étaient disponibles pour le spectromètre en fonction des chambres : RPC (tonneau) et TGC (bouchons). Les fenêtres en temps de ces deux systèmes ont été élargies, et les coupures (nombre de coïncidences par exemple) ont été relâchées, notamment le critère pointant. De cette manière, même un muon ne passant pas par le centre du détecteur peut déclencher l'acquisition. Les événements provenant majoritairement des puits, il y a davantage d'événements verticaux déclenchés par les RPC que par les TGC.

Par ailleurs ces muons peuvent arriver à tout moment, ce qui les distingue des collisions. Ces dernières se produisent en effet régulièrement et sont prévues par la synchronisation des horloges du LHC et du détecteur. Il n'en est rien pour les cosmiques. En plus de cela, les événements arrivant du haut, la fenêtre d'acquisition a dû être changée et élargie en conséquence. On a pour cela ajouté 25 ns de gigue¹. À cela on ajoute le fait que les chambres de déclenchement, en particulier les RPC, n'étaient pas encore suffisamment précises pour situer correctement l'événement dans le temps. Aussi les algorithmes de reconstruction ont dû mettre en place des ajustements du temps de référence à utiliser. Cette procédure sera expliquée au §4.1.3.e.

Enfin, dans les analyses qui suivent, on a essayé de se placer dans des cas les plus proches possibles des collisions. En effet, seul ce type d'événements nous permet de calibrer le détecteur en vue des collisions. Pour cela on étudie plus particulièrement les traces passant par le détecteur interne. Aussi le système de déclenchement le plus utilisé est celui basé sur le détecteur interne, plus précisément sur le TRT. On requiert ainsi d'avoir au moins une trace passant par ce sous-détecteur.

4.1.3.c Sens de propagation des muons

Atlas a été conçu pour observer des événements de collisions, soit des événements produits en son centre. La trajectoire initialement prévue pour les muons va donc du centre du détecteur vers

1. Gigue = *jitter* en anglais.

l'extérieur. Or la majeure partie des muons issus des rayons cosmiques arrivent par le haut du détecteur et le traversent de haut en bas s'ils ont une énergie suffisante. Ce type d'événement correspond à ce qui est attendu dans le cas des collisions pour la partie basse du détecteur, mais pas pour la partie haute. En effet, dans cette dernière, les muons cosmiques rencontrent d'abord le spectromètre, puis les calorimètres et enfin le détecteur interne avant de poursuivre leur route vers le bas. Pour les reconstruire, il a donc fallu prendre correctement en compte le sens de propagation lors de l'estimation de la perte d'énergie dans les calorimètres. Pour un muon de 12 GeV à l'extérieur du spectromètre, on attend ainsi une énergie de 9 GeV dans le détecteur interne, au lieu de 15 GeV s'il s'agissait d'un muon issu d'une collision. On voit de plus qu'un muon cosmique, s'il est dans l'acceptance des calorimètres, doit les traverser deux fois, une fois en haut et une fois en bas, comme le montre la figure 4.5. Il perd environ 3 GeV par traversée. Pour être observé dans le bas du spectromètre, il doit avoir une impulsion d'au moins 3 GeV dans le détecteur interne (ou 6 GeV avant d'entrer dans le détecteur). Ces muons doivent avoir une énergie supérieure pour pouvoir être observés dans le bas du spectromètre, voir la figure 4.5.

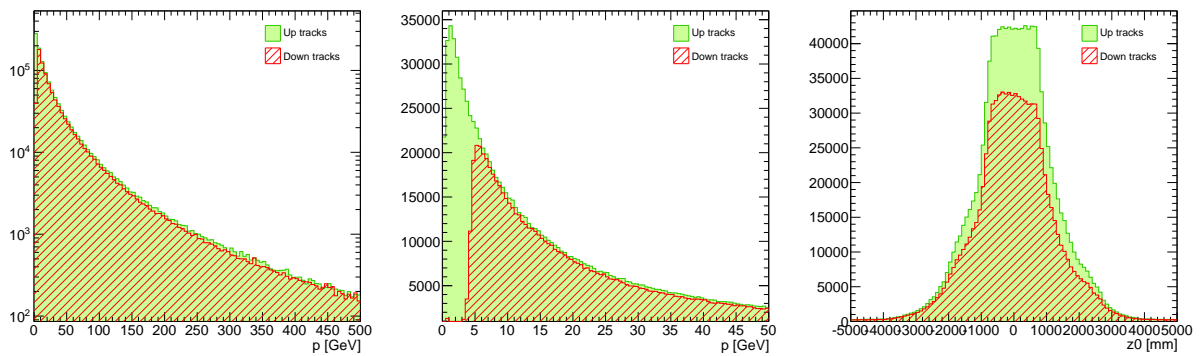


FIGURE 4.6 – *Caractéristiques des muons cosmiques : en vert, les traces vues dans le haut du spectromètre (up tracks ; en rouge hachuré, les traces vues dans le bas (down tracks). Ces paramètres sont tous exprimés au point d'interaction (centre du détecteur). À gauche : le spectre en impulsion des cosmiques en échelle logarithmique. Au milieu : ce même spectre sur un intervalle plus restreint et en échelle linéaire : on voit l'ouverture du seuil pour les muons en bas vers 3 GeV. À droite : distribution du z_0 des traces, les coupures sont relâchées, on les reconstruit dans une fenêtre large autour du centre du détecteur.*

4.1.3.d Coupures relâchées

Les coupures sur les régions d'activité ont été relâchées : elles ne sont plus définies dans le cas des événements cosmiques. Aussi, au lieu de ne considérer que les segments se trouvant dans une région d'activité centrée sur un croisement de pistes en $\eta - \phi$ issu des chambres de déclenchement et pointée vers le point d'interaction, on recherche des segments dans tout le détecteur. Tous ces segments peuvent d'ailleurs être le point de départ d'une trace et non plus seulement ceux comptant au moins un coup dans les pistes selon ϕ . Vu le faible taux d'occupation attendu pour ces événements, on peut relâcher toutes ces coupures sans risque.

Les erreurs sur les rayons de dérive ont également été augmentées : elles sont passées de 85 μm , qui correspond à l'erreur nominale, à 500 μm . Ceci facilite la construction des traces mais reflète également en partie l'incertitude du moment sur la calibration des tubes à dérive.

Le relâchement de ces coupures permet de reconstruire les traces dans une grande partie du spectromètre, comme on le voit sur la distribution de z_0 représentée sur la figure 4.6.

4.1.3.e Ajustement du temps de référence, t_0

Pour compenser la mauvaise connaissance du temps de référence donné par les chambres de déclenchement au moment des prises de données, chaque chaîne de reconstruction a mis au point un ajustement de ce temps. Dans le cas de la collection Staco, il s'agit d'un balayage de différentes valeurs de t_0 par pas de 10 ns dans une fenêtre de $[-300; 300]$ ns pour chaque segment reconstruit (voir la figure 4.7). Pour chacun de ces pas, le rayon de dérive est recalculé en fonction du temps t_{TDC} défini au chapitre 3 et de la nouvelle référence pour chaque signal de la chambre. Un nouveau segment est ensuite reconstruit.

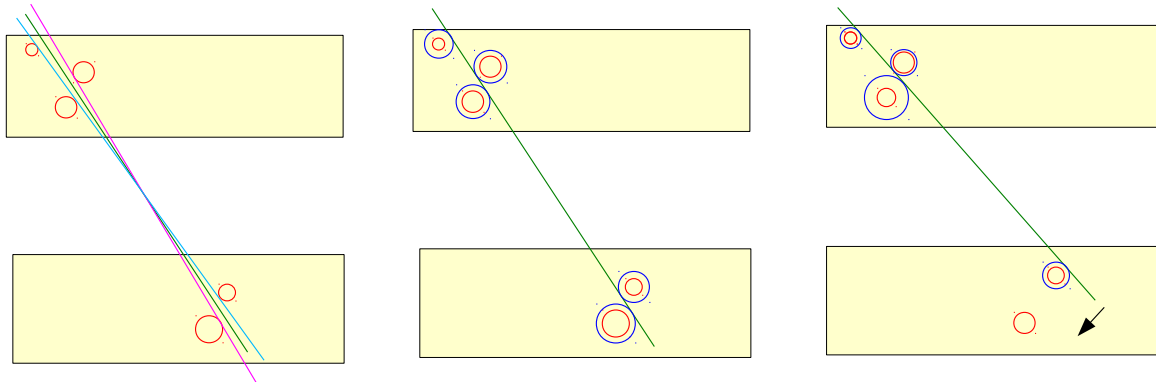


FIGURE 4.7 – Principe de l'ajustement du temps de référence. À gauche : exemple de plusieurs segments testés pour trois valeurs différentes de t_0 . Au milieu : solution choisie à la fin de l'ajustement. À droite : ajustement de t_0 fait sans balayage pour lequel on est tombé sur un minimum local. En utilisant le balayage on veut éviter ce type de configuration. Les cercles rouges représentent les rayons nominaux alors que les cercles bleus sont corrigés. Tous les rayons sont augmentés ou diminués de façon corrélée par la relation $r(t)$ (voir §3.1.3).

Pour chaque segment on garde alors la meilleure paire {segment ; t_0 }. On fait alors un ajustement parabolique sur le χ^2 du segment (défini au §3.2.1) à partir de ses valeurs pour t_0 , $t_0 - 10$ ns et $t_0 + 10$ ns. Le minimum de cet ajustement donne alors le t_0 que l'on choisira et le segment est réajusté avec cette valeur.

4.2 Données et simulation utilisées

Atlas a enregistré entre 2008 et 2009 de l'ordre de 500 millions d'événements de cosmiques. Différentes configurations ont été utilisées, en particulier avec et sans champ magnétique dans les toroïdes. Ces dernières permettent notamment l'étude et la calibration de l'alignement et ne seront pas utilisées dans les analyses qui suivent. Les données utilisées ici ont été acquises avec champ magnétique dans le solénoïde et dans les toroïdes. Par ailleurs, pour se rapprocher le plus possible de la topologie des événements de collisions, les événements doivent être compris dans l'acceptance du détecteur interne, voire du détecteur de vertex. Le spectromètre à muons et le détecteur interne devaient être pleinement opérationnels pendant les prises de données considérées. À cela on ajoute une contrainte : avoir au moins une trace dans le détecteur interne. C'est pour cela que les événements utilisés proviennent du flux $IDcosmic$ s, en partie basé sur le système de déclenchement utilisant le TRT, propre aux prises de données cosmiques. Ceci réduit énormément le nombre d'événements enregistrés : sur 500 millions d'événements, seuls 30 millions ont été enregistrés passant dans le détecteur interne. Enfin les données utilisées dans les analyses suivantes ont été enregistrées en novembre 2009. Cela représente entre deux et trois millions d'événements.

La simulation a été faite avec un générateur d'événements dédié associé à GÉANT4 pour la simulation du détecteur[48]. Les mêmes algorithmes de reconstruction sont utilisés, ils sont donc adaptés aux cosmiques. Le générateur prend ainsi en compte la « géographie » des lieux : les puits d'accès, la disposition des bâtiments en surface. Il est basé sur un calcul de flux présenté dans [49] et utilise le spectre standard en impulsion des muons cosmiques[50]. Ces muons sont ainsi générés au niveau du sol, dans une région de 600 m×600 m au-dessus de la caverne, centrée sur le détecteur. Les angles d'incidence de ces muons sont compris entre 0°, soit à la verticale de la caverne, et 70°. Ces muons, pointant vers le volume de la caverne, sont ensuite propagés à travers 100 m de roches par GÉANT4 avant d'arriver dans Atlas. Seuls les événements ayant produit au moins un coup dans un volume donné du détecteur sont conservés.

4.3 Les coupures appliquées

Que ce soit pour la détermination de la résolution ou celle de l'efficacité, l'objectif est de se rapprocher le plus possible des conditions attendues lors des collisions. Pour cela, ainsi que pour des raisons de statistiques accumulées, les analyses ne concerneront que la partie centrale du détecteur. À cela on ajoute un certain nombre de coupures sur les différentes traces reconstruites, détaillées ci-dessous.

4.3.1 Coupures appliquées aux traces reconstruites dans le détecteur interne

La toute première coupure se fait sur le nombre de traces longues reconstruites (voir §4.1.3.a) dans le détecteur interne : il doit y en avoir exactement une. Cette coupure nous permet de nous assurer

- qu'une particule a traversé tous les sous-détecteurs ;
- qu'il ne s'agit pas d'une gerbe provenant de l'interaction d'une particule dans le sol ou d'une ré-interaction quelconque.

On applique alors une série de coupures sur cette trace ID pour avoir une trace pseudo-projective, proche des traces que l'on pourra observer dans les collisions. Le deuxième lot de coupures concerne les deux traces « coupées ». Il n'est appliqué que lorsqu'on utilise ces dernières.

4.3.1.a Coupures appliquées aux traces longues

Une trace longue reconstruite dans le détecteur interne doit passer les coupures :

- $p > 5$ GeV de sorte qu'elle ait traversé la partie haute du calorimètre avec succès ;
- $|\eta| < 1$ pour être dans l'acceptance du tonneau (tout en évitant les régions de transition) ;
- $|d_0| < 1$ m : il s'agit d'une contrainte lâche pour se rapprocher du centre du détecteur tout en conservant un nombre d'événements acceptable ;
- $|z_0| < 2$ m, comme pour d_0 ;
- le nombre de coups enregistrés dans le TRT doit être supérieur ou égal à vingt ;
- le nombre de coups dans les détecteurs à silicium (pixels et SCT) doit être supérieur ou égal à cinq ;
- le χ^2 rapporté au nombre de degrés de liberté doit être inférieur à trois.

L'efficacité de ces coupures est représentée sur la figure 4.8. D'autres coupures peuvent être appliquées sur θ ($65^\circ < \theta < 115^\circ$), ϕ ($-172^\circ < \phi < -11^\circ$) ou le nombre de coups dans les pixels ($N^{\text{pixels}} \geq 1$). Elles seront dans ce cas précisées. La première coupure, rejetant plus de 80 % des événements est celle imposant une unique trace longue dans le détecteur interne.

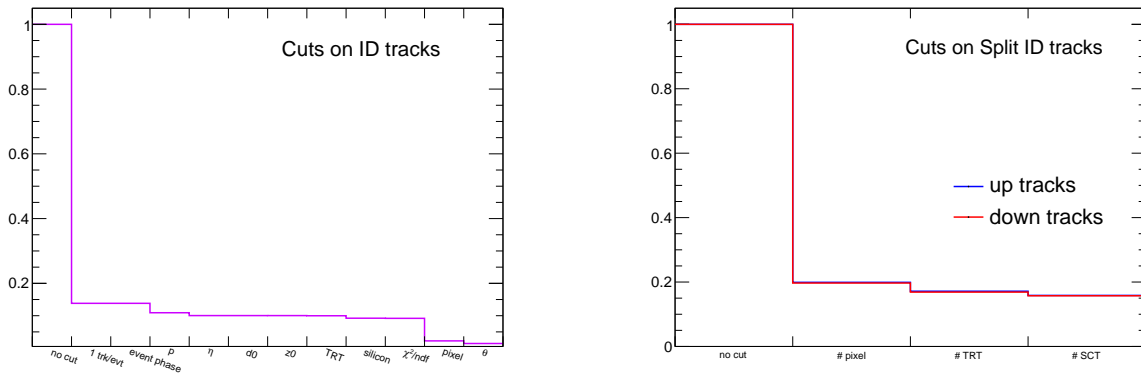


FIGURE 4.8 – Efficacité des coupures appliquées sur les traces reconstruites dans le détecteur interne. À gauche pour les traces longues, à droite pour les traces courtes. Dans le cas des traces courtes il y a une trace longue ayant passé toutes les coupures dans l'événement.

4.3.1.b Coupures appliquées aux traces courtes

Si ces traces sont utilisées on s'assure tout d'abord qu'il en existe au plus une en haut et une en bas. Si ce n'est pas le cas l'événement est rejeté. Ces traces doivent alors passer les coupures suivantes :

- le nombre de coups dans le détecteur à pixels doit être supérieur ou égal à un ;
- le nombre de coups dans le TRT doit être supérieur ou égal à vingt ;
- le nombre de coups dans le SCT doit être supérieur ou égal à six.

L'efficacité de ces coupures, appliquées après les coupures sur la trace longue sont représentées sur la figure 4.8.

4.3.2 Coupures appliquées aux traces reconstruites dans le spectromètre à muons

Ces coupures sont appliquées aux traces *standalone* et aux traces combinées :

- le nombre de tubes à dérives touchés doit être supérieur ou égal à 18 ;
- la trace ne doit être contenue que dans un seul secteur en ϕ ;
- elle doit avoir au moins six coups dans la BI, quatre coups dans la BM et quatre coups dans la BO ;
- le nombre de coups enregistrés par les pistes selon ϕ des RPC doit être supérieur ou égal à trois pour s'assurer qu'au moins deux chambres ont enregistré des coups. Ceci nous permet de mieux contraindre la direction de la trace ;
- leur impulsion doit être supérieure à 5 GeV ;
- $|d_0| < 1$ m ;
- $|z_0| < 2$ m ;
- $65^\circ < \theta < 115^\circ$;
- au moins 80 % des coups se trouvent dans des chambres dans lesquelles l'ajustement du t_0 a réussi.

L'efficacité de ces coupures est représentée sur la figure 4.9 dans le cas où les coupures sont appliquées successivement et dans le cas où l'on regarde l'efficacité de chacune d'elle. Les deux dernières sont facultatives et varient en fonction de l'analyse.

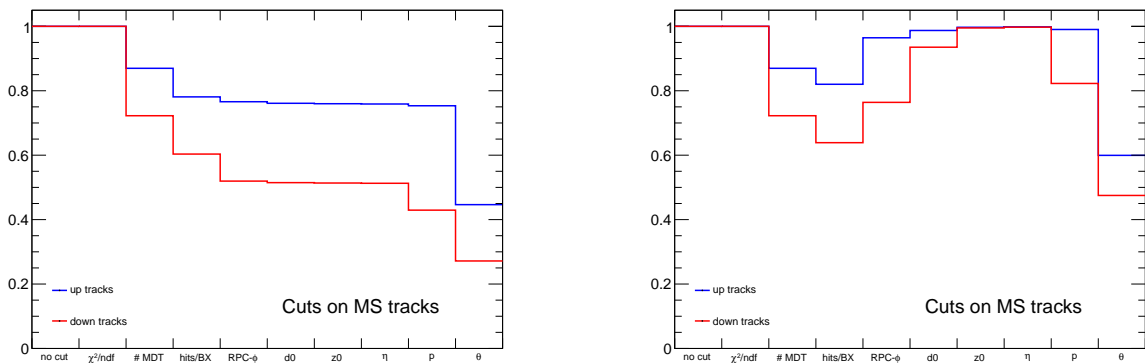


FIGURE 4.9 – Efficacité des coupures sur les traces reconstruites par le spectromètre de manière standalone. À gauche : efficacité cumulée des coupures appliquées successivement, à droite : efficacité de chacune des coupures.

4.4 Performances « au niveau des coups »

Un premier aspect des performances est de contrôler que les traces contiennent suffisamment de coups dans les différentes chambres, que leurs distributions sont comprises. En particulier, la distribution de leurs résidus donne une bonne estimation de la qualité de la reconstruction.

4.4.1 Nombre de coups par chambre

Les distributions des nombres de coups par chambre sont données pour les traces *standalone* sur la figure 4.10. Les coups dans la partie haute du détecteur ont été séparés des coups dans la partie basse.

La distribution des MDT, en bleu, pique vers vingt coups. Ces traces traversent donc, pour la majorité d’entre elles, trois chambres, soit huit tubes dans les BI et six tubes dans les BM et BO. On remarquera également le pic à quatorze tubes, notamment visible sur la distribution du bas : il s’agit des traces traversant deux chambres. Ces dernières sont plus nombreuses en bas qu’en haut en raison de la présence des pieds du toroïde, voir le chapitre 3.

Pour les chambres de déclenchement, il y a davantage de coups dans les RPC que dans les TGC, ce qui principalement dû au fait que les traces sont verticales. Ceci est d’autant plus vrai qu’on leur demande de passer par le détecteur interne. Pour les RPC, six coups correspondent à la traversée de trois chambres. Dans ce cas la seconde coordonnée, ϕ sera bien contrainte. Ces traces sont moins nombreuses dans le bas du détecteur où les traces à deux et quatre coups sont également bien représentées. Ceci s’explique, comme pour les MDT, par la présence des pieds du toroïde. Certaines de ces régions n’ont pu être équipées que par une RPC, comme on le voit sur la figure 3.4, les traces concernées auront donc au plus deux coups dans ces chambres.

Les chambres CSC n’étaient pas en fonctionnement pendant ces périodes de prises de données.

4.4.2 Les résidus

Pour évaluer la qualité des traces au niveau des coups la quantité étudiée est le résidu des coups enregistrés dans les chambres de précision MDT. Le résidu, dessiné sur le schéma 4.11, est la distance entre le point de plus courte approche sur la trace reconstruite avec le fil et le rayon de dérive calibré donné par la MDT.

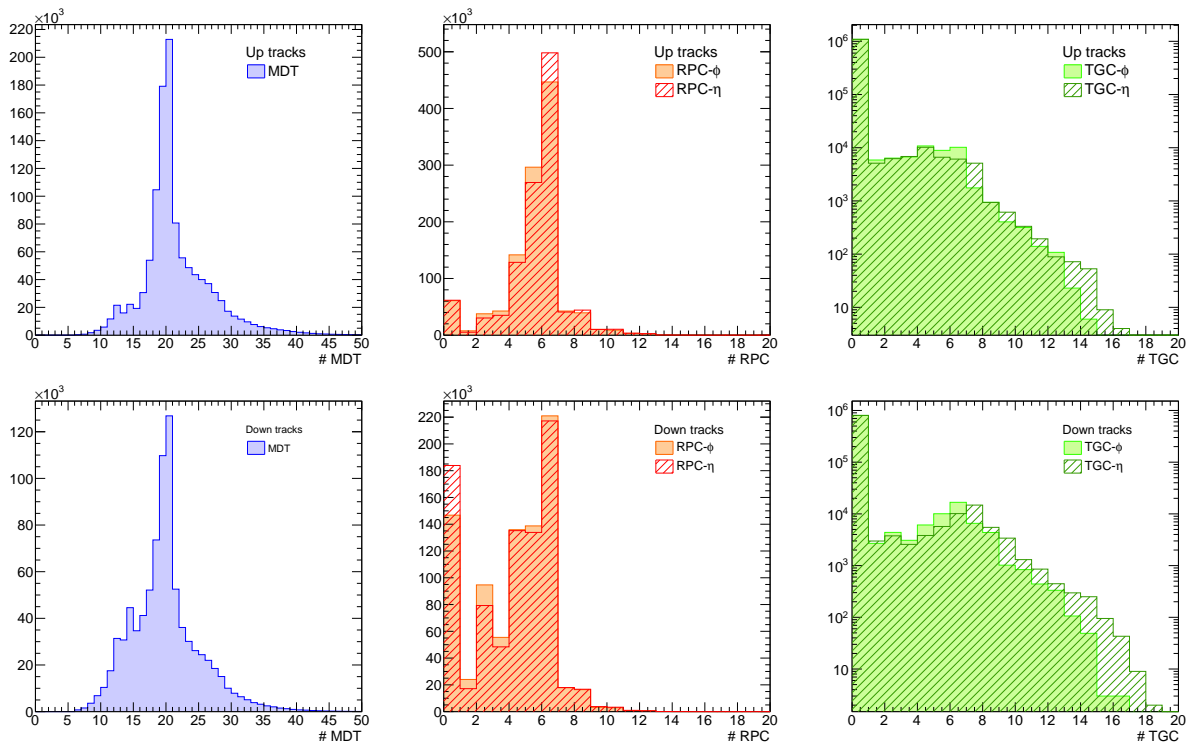


FIGURE 4.10 – Nombre de coups dans les différents types de chambres, dans la partie haute du détecteur en haut, dans la partie basse en bas. Ces distributions sont faites à partir des données acquises en 2009, après avoir requis une trace longue dans le détecteur interne.

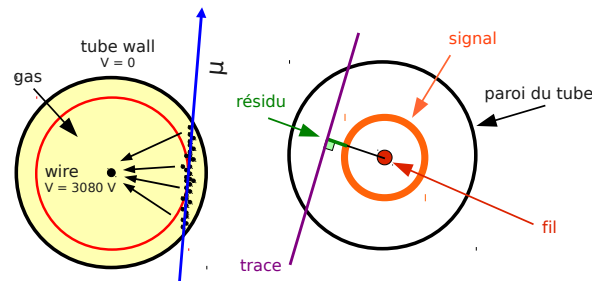


FIGURE 4.11 – Schéma des résidus pour les tubes à dérive MDT.

Les événements choisis pour cette analyse ont tous au moins une trace longue dans le détecteur interne passant les coupures présentées au §4.3.1.a. Les traces considérées sont les traces *standalone* passant les coupures présentées au §4.3.2 à l'exception de la coupure sur le t_0 si elle n'est pas précisée. La distribution des t_0 associée est représentée à gauche sur la figure 4.12. Les traces pour lesquelles moins de 90 % des coups se trouvent dans des chambres où l'ajustement de t_0 a échoué sont représentées à -80 ns. Cette distribution est assez large. En effet, les cosmiques pouvant arriver à tout moment, le t_0 peut prendre des valeurs très différentes, par exemple en fonction de la localisation des chambres dans le spectromètre (chambres internes, du milieu ou externes par exemple).

Les distributions de résidus obtenues pour toutes les traces et pour les seules traces ayant au moins 90 % de coups dans des chambres pour lesquelles l'ajustement du t_0 a réussi sont présentées sur la même figure. L'ajustement des résidus est fait grâce à une somme de gaussiennes de moyennes

différentes dont la plus fine contient 65 % des résidus. Sa moyenne est donnée par mg et sa largeur par sg . Cette dernière est choisie comme estimation de la résolution sur les résidus. La moyenne de la gaussienne plus large est donnée par mgL et sa largeur par $\sqrt{sg^2 + csg^2}$.

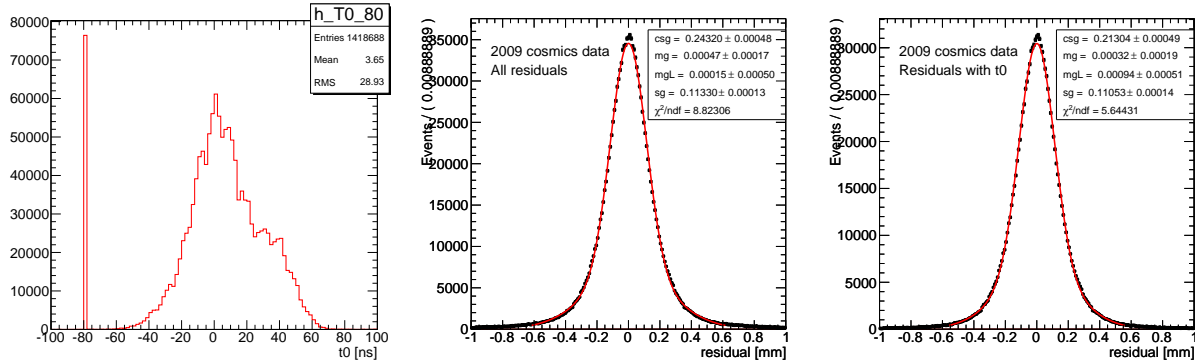


FIGURE 4.12 – À gauche : distribution des t_0 dans les données. Les coups pour lesquels l’ajustement a échoué sont représentés à -80 ns. Le pas utilisé était ici de 15 ns. Au centre et à droite : distributions des résidus obtenus à partir des données pour toutes les traces sélectionnées à gauche et dans le cas où au moins 90% des coups ont bénéficié d’un ajustement de t_0 réussi au centre.

On voit donc que sans coupure sur la proportion de t_0 de la trace on obtient une résolution de l’ordre de $113\ \mu\text{m}$ alors qu’avec les t_0 elle est de $110,5\ \mu\text{m}$. La différence est donc faible. Le principal impact de l’ajustement des t_0 réussi se voit sur les queues de distributions : la largeur de la moyenne la plus large est de $2,37$ mm alors qu’avec les t_0 on obtient $2,17$ mm. Elles sont donc bien réduites.

Une autre manière d’estimer cette résolution, mais surtout de voir l’impact des t_0 est de regarder la distribution intégrée des résidus. Ces distributions sont données dans deux intervalles : un large, pour lequel la valeur absolue du résidu varie entre 0 et de 3 mm et un plus fin, centré sur le pic, pour des valeurs absolues comprises entre 0 et $0,8$ mm. Elles sont représentées sur la figure 4.13.

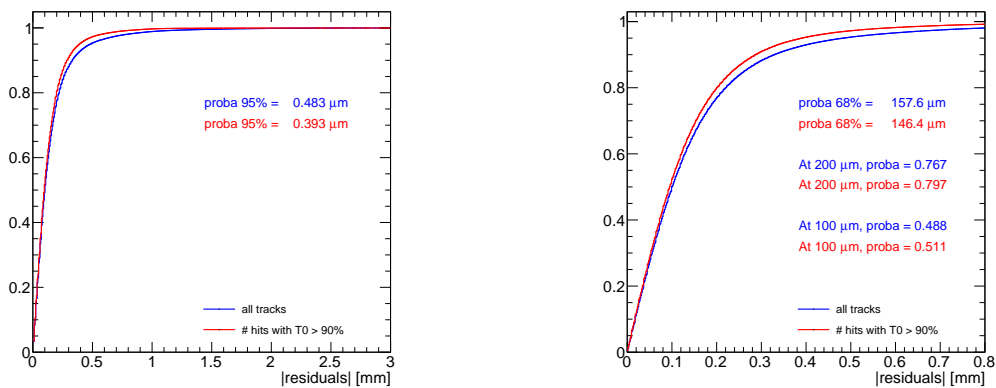


FIGURE 4.13 – Distributions des résidus intégrés obtenues à partir des données. En bleu : pour toutes les traces sélectionnées, en rouge : si elles ont au moins 90% de coups dans des chambres dans lesquelles l’ajustement de t_0 a réussi.

On obtient ainsi une résolution moins bonne pour les résidus : à 68% elle est de l’ordre de $146\ \mu\text{m}$ dans le cas où l’on fait la coupure sur la proportion de t_0 . Les deux cas s’éloignent, ce qui met bien en évidence la convergence plus rapide de la distribution avec coupure sur les t_0 .

La simulation, faite avec les conditions nominales, donne les distributions de résidus présentées

sur la figure 4.14.

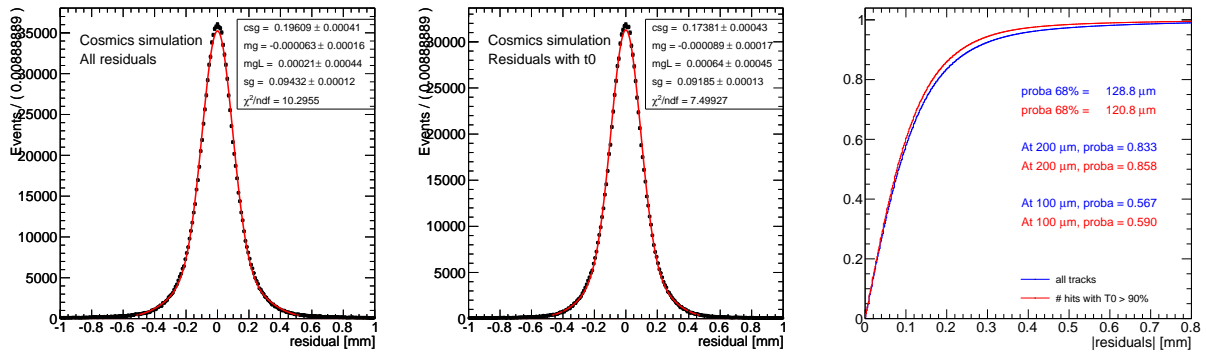


FIGURE 4.14 – Distributions des résidus des traces obtenues à partir de la simulation, à gauche pour toutes les traces sélectionnées, au centre quand elles contiennent au moins 90 % de coups dans des chambres pour lesquelles l’ajustement de t_0 a réussi. À droite : résidus intégrés dans le cas de la simulation.

La distribution des résidus est plus fine que dans le cas des données puisque l’alignement et la résolution des tubes sont nominaux. On observe cependant également le bénéfice dû à l’ajustement du t_0 : comme dans le cas des données, il permet de réduire les queues.

4.4.3 Résolution des résidus en fonction de l’impulsion transverse

Pour obtenir la résolution des résidus en fonction de l’impulsion transverse, l’ajustement présenté au §4.4.2 est effectué par intervalles en impulsion transverse. Comme nous avons également suffisamment de statistiques ici, les contributions dans les petites chambres et dans les grandes chambres sont également faites séparément. Ces distributions sont représentées sur la figure 4.15 pour les données et la simulation.

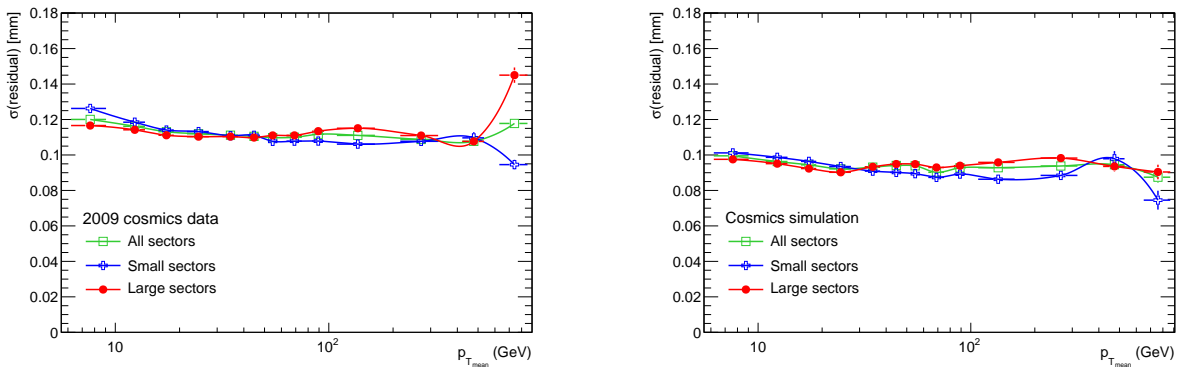


FIGURE 4.15 – Résolution des résidus en fonction de l’impulsion transverse pour les données cosmiques à gauche et pour la simulation à droite.

Les résidus sont donc à peu près stables en fonction de l’impulsion transverse, même si de petites différences apparaissent entre les petites et les grandes chambres.

Les distributions simulées et sur les données donnent globalement le même comportement. Cependant, la résolution est meilleur de l’ordre de 20 μm dans la simulation. Cet effet est attendu puisque la simulation est faite en conditions nominales alors que les erreurs ont été délibérément surestimées dans les données. Une étude de cette erreur sera donnée au §4.8.1.

4.5 Quelques exemples de résolutions

Les distributions $\Delta\eta$ et $\Delta\phi$ entre la trace reconstruite dans le détecteur interne et la trace *standalone* extrapolée à l'IP sont représentées sur la figure 4.16.

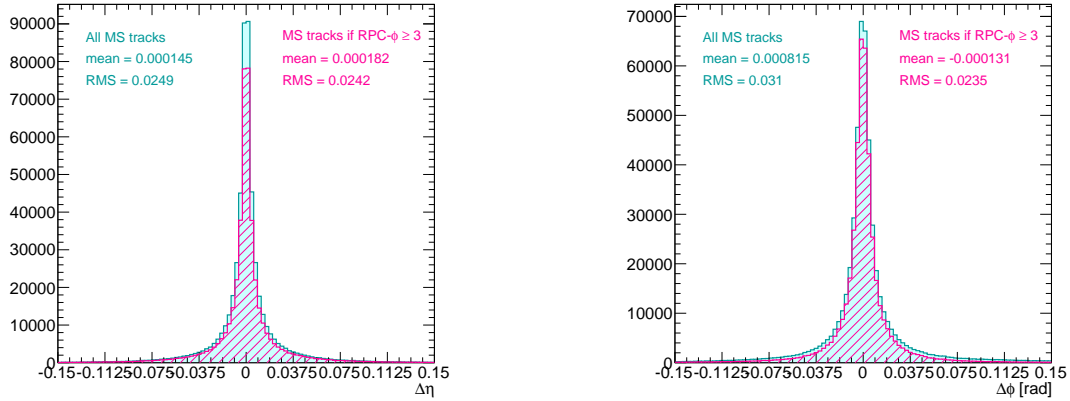


FIGURE 4.16 – À gauche : $\Delta\eta$ entre la trace ID et la trace *standalone* extrapolée ; à droite : même chose pour $\Delta\phi$. En bleu toutes les traces reconstruites dans le spectromètre sont considérées, en rose seulement celles ayant au moins trois signaux enregistrés par les pistes selon ϕ des RPC.

Ces deux distributions sont étroites et centrées sur zéro. Les traces reconstruites dans le spectromètre et celles reconstruites dans le détecteur interne sont donc majoritairement compatibles. Nous pouvons alors nous affranchir de la vérification de l'association entre les traces ID et les traces *standalone*, notamment dans le cas du calcul de l'efficacité. Imposer aux traces *standalone* d'avoir des coups dans au moins deux chambres permet cependant de mieux contraindre son paramètre ϕ comme on le voit grâce aux distributions hachurées roses.

On remarquera cependant que leur largeur est finie. La résolution de $\Delta\eta$ et de $\Delta\phi$ pour les traces *standalone* extrapolées à l'IP, pour les traces combinées et pour les traces courtes reconstruites par le détecteur interne est représentée sur la figure 4.17. Dans chaque cas $\Delta X = (X_{\text{down}} - X_{\text{up}})/\sqrt{2}$. Cette distribution est ensuite ajustée par une gaussienne dont on représente le σ . L'abscisse est donnée par la moyenne des impulsions transverses des deux traces considérées.

$\Delta\eta$ est ainsi dominée, pour les traces *standalone*, par la diffusion multiple, surtout pour les muons de basse impulsion. Cet effet est négligeable dans le cas des traces reconstruites par le détecteur interne puisque, dans ce cas, il n'y a pas d'extrapolation à faire. Dans le cas des traces combinées, la mesure de η est dominée par celle du détecteur interne, la résolution est alors comparable à celle des traces ID.

Pour la mesure effectuée par le spectromètre, $\Delta\phi$ est quant à elle limitée par l'incertitude sur la coordonnée ϕ donnée par les chambres de déclenchement. À basse impulsion transverse elle est cependant dominée par la diffusion multiple. Requérir au moins trois coups dans ces chambres améliore la définition des traces, comme on le voyait sur la figure 4.16. Pour le détecteur interne on voit qu'une impulsion transverse importante améliore cette résolution. ϕ est dans ce cas la coordonnée dans le plan de courbure. ϕ et p sont donc corrélées, ce qui pourrait expliquer l'évolution de la résolution de $\Delta\phi$ en fonction de p_T .

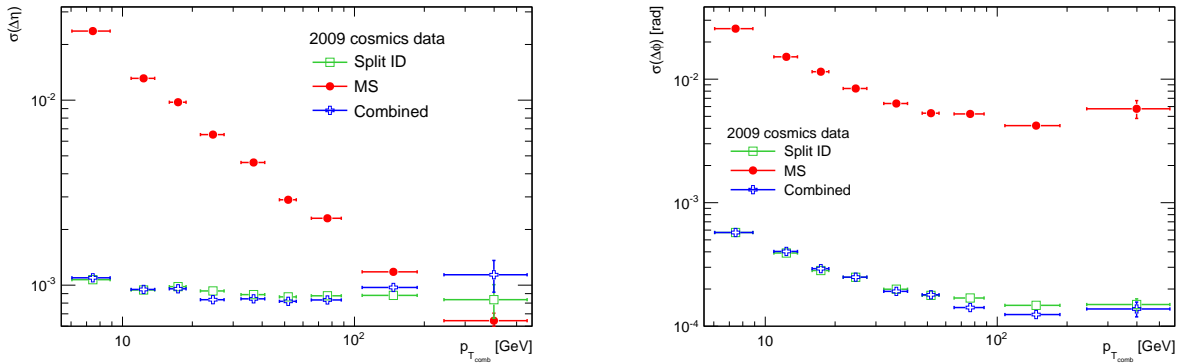


FIGURE 4.17 – $\sigma(\Delta\eta)$ (à gauche) et $\sigma(\Delta\phi)$ (à droite) en fonction de la moyenne des impulsions transverses des traces. Dans chaque cas la trace dans le bas du détecteur est comparée à celle dans le haut du détecteur : les points rouges pour les traces standalone extrapolées à l'IP, notées MS, les carrés verts vides pour les traces courtes reconstruites dans le détecteur interne, notées Split ID et les croix bleues pour les traces combinées, notées Combined.

4.6 Détermination de l'efficacité

Il est possible de définir plusieurs types d'efficacité dans les événements de cosmiques. En effet, si le muon a traversé tout le détecteur, on attend une trace dans la partie haute du spectromètre, une trace dans la partie haute du détecteur interne ainsi qu'une trace dans la partie basse du détecteur interne et une autre dans la partie basse du spectromètre comme le montrait la figure 4.5. Il est alors possible de calculer l'efficacité de reconstruire une trace dans la partie haute sachant qu'on en a une dans la partie basse et le contraire, que ce soit pour le détecteur interne ou pour le spectromètre ou encore de comparer les traces reconstruites dans chacun des deux sous-détecteurs.

Les coupures appliquées aux traces reconstruites dans le détecteur interne et dans le spectromètre ont été présentées au §4.3. La détermination de l'efficacité par rapport au détecteur interne pour les traces dans la partie haute et dans la partie basse du détecteur sera abordée en premier. Elle sera estimée à la fois pour les traces *standalone* et pour les traces combinées. Certains aspects seront vus plus précisément ainsi que l'effet de certaines coupures.

4.6.1 Définition de l'efficacité

L'efficacité est définie comme la fraction de muons reconstruits si une trace dans le détecteur interne a été reconstruite et a passé les critères précisés au §4.3. Les muons reconstruits sont séparés en deux lots : ceux dans le haut du spectromètre et ceux en bas. Les premiers sont comparés aux traces reconstruites dans le haut du détecteur interne, les seconds à celles reconstruites en bas. L'efficacité est donc donnée par :

$$eff = \frac{\# \text{ muons reconstruits}}{\# \text{ traces ID reconstruites}} \quad (4.1)$$

Il n'y a pas de coupure sur l'association entre la trace ID et la trace reconstruite dans le spectromètre : comme les événements considérés correspondent normalement à la traversée d'un unique muon cosmique on suppose que l'association est réussie dans tous les cas. Ceci est justifié au §4.5 par l'étude de $\Delta\eta$ et $\Delta\phi$.

L'efficacité a été calculée en fonction de différentes variables comme η , p , ϕ mais également d_0 , z_0 ou les efficacités intégrées pour le χ^2_{match} des traces combinées.

4.6.2 Efficacité des traces *standalone* dans les données

Ces efficacités, obtenues uniquement à partir des données sont montrées sur la figure 4.18 pour les traces *standalone*. Les coupures sont appliquées aux traces reconstruites par le détecteur interne, aucune n'est appliquée aux traces muon (traces *standalone* et traces combinées).

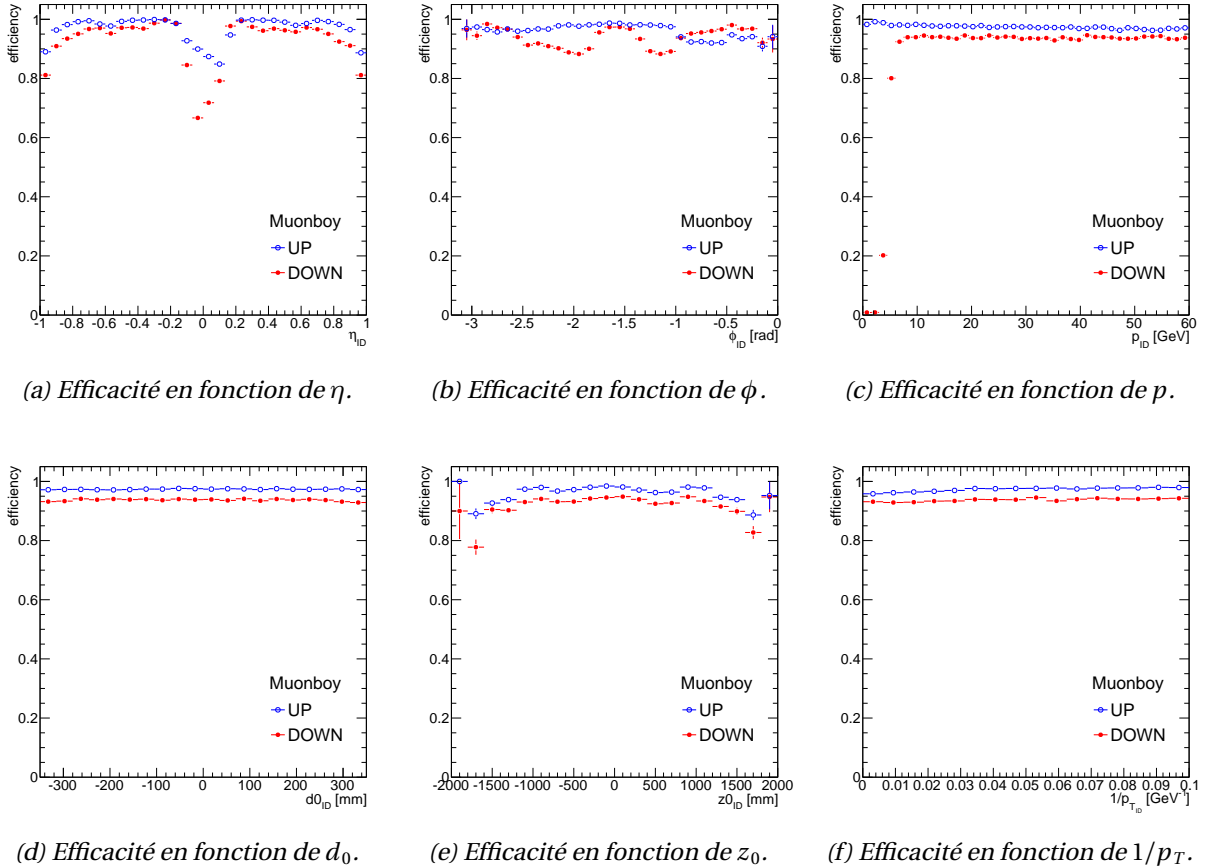


FIGURE 4.18 – Efficacité de reconstruction des traces *standalone* (Muonboy) en fonction de différentes variables estimée à partir des données. Les traces dans la partie haute du détecteur sont représentées en bleu, elles sont en rouge pour la partie basse.

Ces graphiques nous permettent de retrouver certaines caractéristiques du spectromètre déjà abordées au chapitre 3. Par exemple la figure 4.18a met en évidence les inefficacités pour $\eta \sim 0$ lieu de passage des services des calorimètres et du détecteur interne. Ces zones sont globalement plus larges que dans le cas prévu pour les collisions (voir la figure 3.20). Cet effet est principalement dû à la topologie des événements, en particulier aux muons ne passant pas exactement par le centre du détecteur. Ceci est également vrai pour l'efficacité en fonction de ϕ représentée sur la figure 4.18b : la zone dans laquelle l'efficacité est détériorée à cause des pieds du toroïde semble plus large. La baisse d'efficacité vers $|\eta| \sim 1$ est due à l'amorce de la zone de transition qui est également élargie.

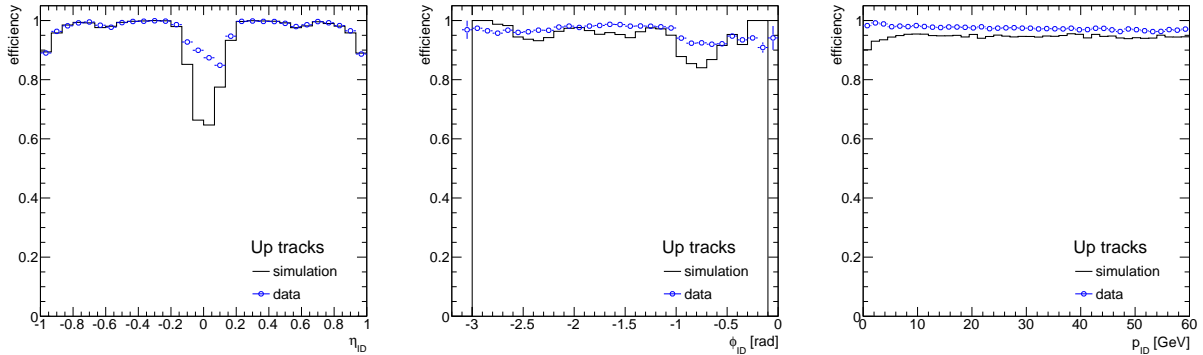
La distribution d'efficacité est plate pour d_0 mais pas pour z_0 . Dans ce dernier cas, plus on s'éloigne du centre du détecteur moins les traces sont projectives, donc plus on s'éloigne du cas correspondant aux collisions. Nous pouvons donc penser que dans le cas des collisions cette efficacité doit être bonne.

La distribution de l'efficacité en fonction de p , sur la figure 4.18c, montre bien l'ouverture du seuil vers 3 GeV pour les traces de la partie basse. Les différences entre les traces dans la partie haute

et dans la partie basse s'expliquent par les différences observées sur les distributions en η et en ϕ . On notera enfin que pour cette figure on a relâché la coupure sur l'impulsion des traces ID.

4.6.3 Efficacité des traces *standalone* : comparaison données - simulation

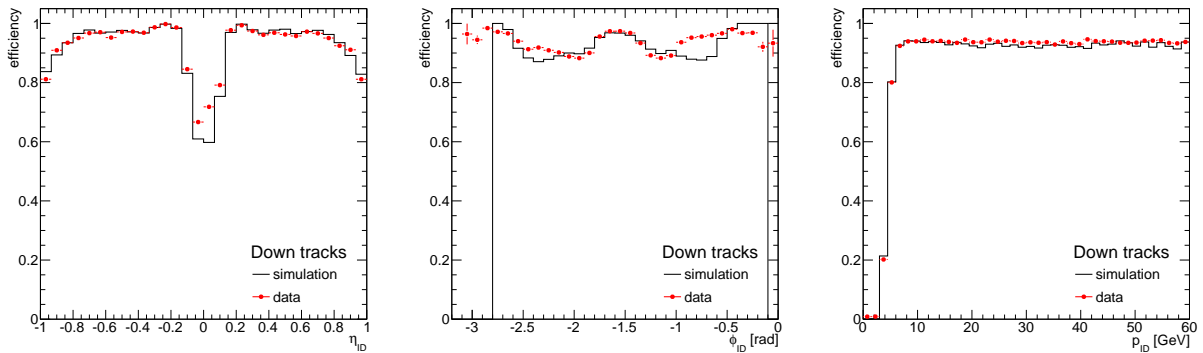
Ces efficacités ont également été comparées à la simulation. On peut les voir sur la figure 4.19.



(a) Efficacité en fonction de η pour des traces dans la partie haute du détecteur.

(b) Efficacité en fonction de ϕ pour des traces dans la partie haute du détecteur.

(c) Efficacité en fonction de p pour des traces dans la partie haute du détecteur.



(d) Efficacité en fonction de η pour des traces dans la partie basse du détecteur.

(e) Efficacité en fonction de ϕ pour des traces dans la partie basse du détecteur.

(f) Efficacité en fonction de p pour des traces dans la partie basse du détecteur.

FIGURE 4.19 – Comparaison des efficacités entre les données et la simulation.

La simulation reproduit bien les données d'après les graphiques en fonction de η (figures 4.19a et 4.19d), excepté dans la zone $\eta \sim 0$. Ce désaccord est dû à l'absence de simulation du système de déclenchement. En effet, pour les données, seuls les événements ayant déclenché l'acquisition sont enregistrés, ce qui n'est pas le cas pour les événements simulés. Les décalages observés sur les graphiques en fonction de ϕ et p s'expliquent également en partie par cette raison. L'efficacité est ainsi plus élevée dans les données que dans la simulation comme on le voit sur la figure 4.19c. Ceci est également visible sur les distributions en fonction de ϕ , mais beaucoup plus localisé.

4.6.4 Efficacité des traces combinées

La même définition de l'efficacité est utilisée pour les traces combinées. Les traces du numérateur sont alors combinées et non plus « seulement » *standalone*. Les efficacités obtenues en fonction des mêmes variables sont alors représentées sur la figure 4.20.

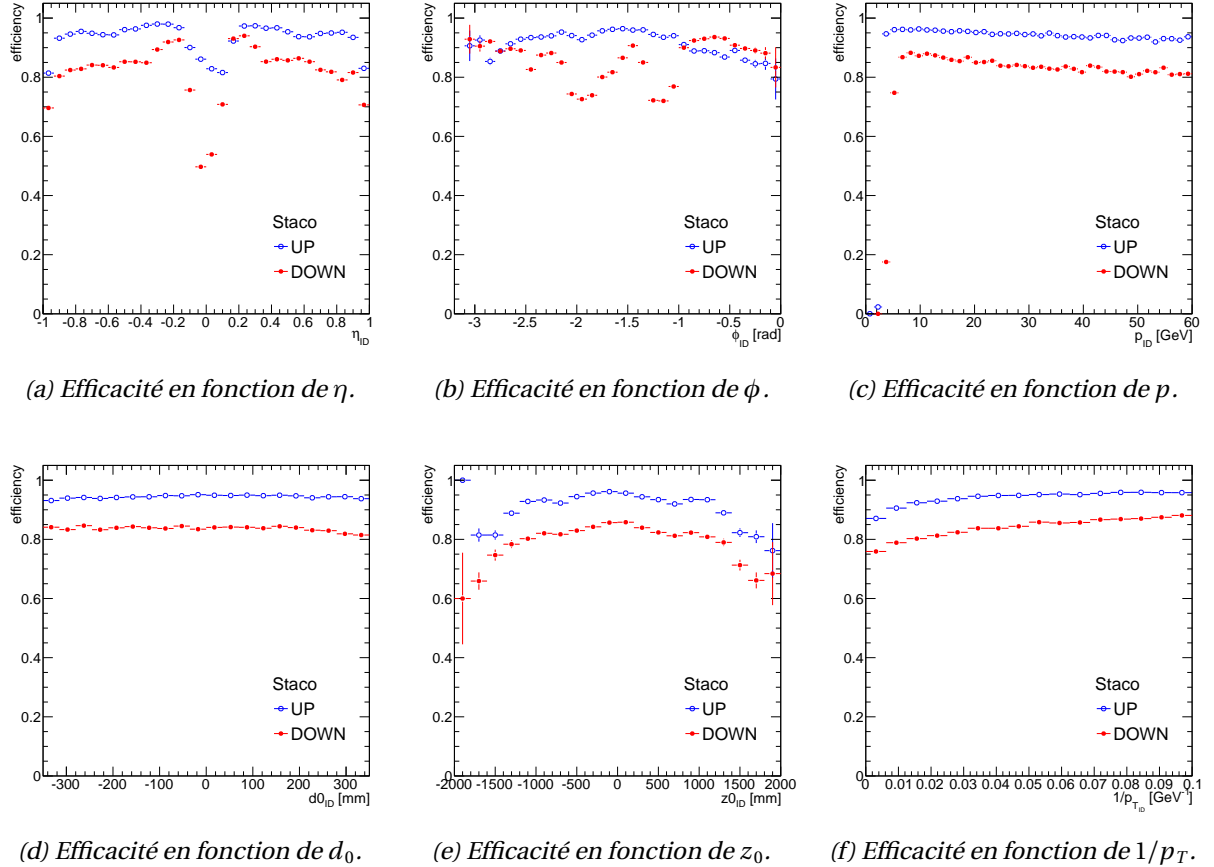


FIGURE 4.20 – Efficacité de reconstruction des muons combinés estimée à partir des données cosmiques. En bleu les traces se trouvent dans la partie haute du détecteur, rouge dans la partie basse.

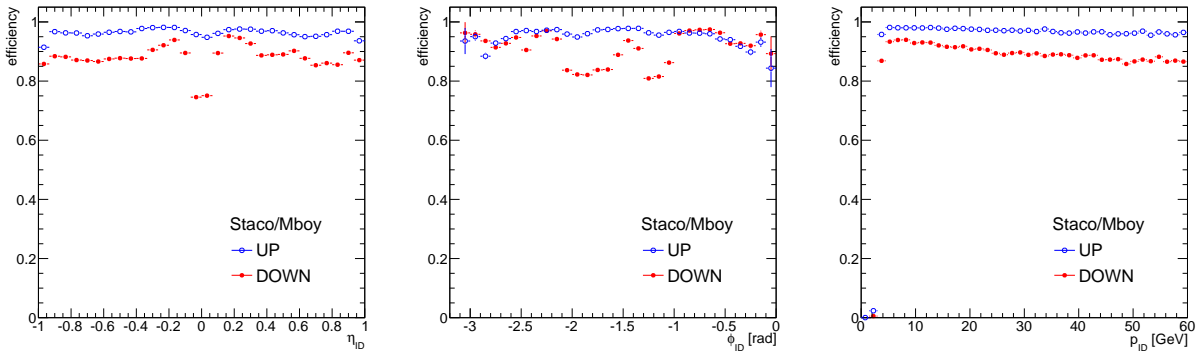
La première constatation que l'on peut faire est que ces distributions, en particulier celles représentant les traces dans la partie basse du détecteur, sont assez différentes du cas *standalone*. L'explication se trouve dans la signification de cette efficacité : il s'agit de l'efficacité de reconstruction des traces *standalone*, sans lesquelles on ne pourrait avoir de trace combinée, et de l'efficacité de la combinaison. La première doit donc être identique à celle observée sur la figure 4.18. La seconde dépend des critères que l'on a imposés lors de la combinaison. L'un de ces critères apparaît sur la figure 4.20c : on observe une ouverture de seuil qui n'existait pas pour les traces *standalone*. Elle est due à une coupure sur l'impulsion des traces reconstruites dans le détecteur interne d'une valeur de 3 GeV. Cette coupure est appliquée par défaut, ce qui sera également le cas pour les collisions. Par ailleurs, la figure 4.20b montre d'autres désaccords au niveau des pieds du toroïde alors que pour les autres distributions l'effet semble assez dilué, quoiqu'accentué dans la région $\eta \sim 0$.

Pour vérifier que ces désaccords sont principalement dus aux critères imposés lors de la combinaison on définit une nouvelle efficacité. Il s'agit de l'efficacité d'association d'une trace *standalone*

avec une trace reconstruite par le détecteur interne, définie par :

$$eff = \frac{\# \text{ traces combinées}}{\# \text{ événements avec trace ID et trace } standalone}. \quad (4.2)$$

Cette efficacité est alors estimée, comme pour les précédentes, pour les traces reconstruites dans la partie haute du détecteur et celles reconstruites dans la partie basse. Dans le premier cas on demande une trace *standalone* en haut et une trace ID également en haut, dans le second cas ces deux traces sont demandées dans la partie basse du détecteur. Le résultat est représenté en fonction de η et de ϕ sur la figure 4.21.



(a) Efficacité en fonction de η .

(b) Efficacité en fonction de ϕ .

(c) Efficacité en fonction de p .

FIGURE 4.21 – Efficacité d'association entre une trace ID et une trace *standalone* estimée à partir des cosmiques. En bleu : les traces dans la partie haute du détecteur, en rouge : celles qui sont dans la partie basse.

Sur cette figure on voit que les désaccords sont réduits, notamment pour $\eta \sim 0$, qui est une des régions les plus difficiles pour la reconstruction des muons. Cependant l'efficacité d'association semble bien plus mauvaise pour les traces reconstruites dans la partie basse. De plus l'accord semble correct pour ϕ , à l'exception des régions correspondant à $\phi \sim -1$ rad et $\phi \sim -2$ rad qui correspondent aux pieds du toroïde. Dans ces régions le nombre de chambres de déclenchement est restreint de trois à une, voir la figure 3.4. En fonction de la coupure appliquée sur le nombre de coups dans les RPC l'efficacité d'association pourrait donc varier. Cet effet est testé en utilisant la coupure annoncée au §4.3 concernant les coups dans les RPC. Le résultat est visible sur la figure 4.22.

Imposer un nombre de coups minimal dans les RPC permet bien d'observer une efficacité plus grande, plus proche de ce qui est attendu pour les collisions. En effet, pour ces dernières, toutes les traces sont pointantes, une contrainte au vertex et un coup en ϕ suffisent ainsi à contraindre sa direction en ϕ . Au contraire, pour les cosmiques, la direction est aléatoire et nous n'avons aucune contrainte. Il faut donc au moins deux coups, dans des RPC différentes, pour pouvoir contraindre la direction de la trace. Les seuls désaccords subsistant se trouvent autour de $\eta = 0$ ainsi que légèrement dans la région des pieds du toroïde.

Enfin l'efficacité intégrée en fonction de la valeur du χ^2_{match} de la combinaison est donnée sur la figure 4.23. Il permet d'évaluer la qualité de la combinaison.

4.7 Détermination de la résolution en impulsion

La résolution sur l'impulsion du spectromètre s'obtient globalement de la même manière que celles présentées au §4.5. Elle est basée sur la comparaison entre deux valeurs d'impulsion, une en

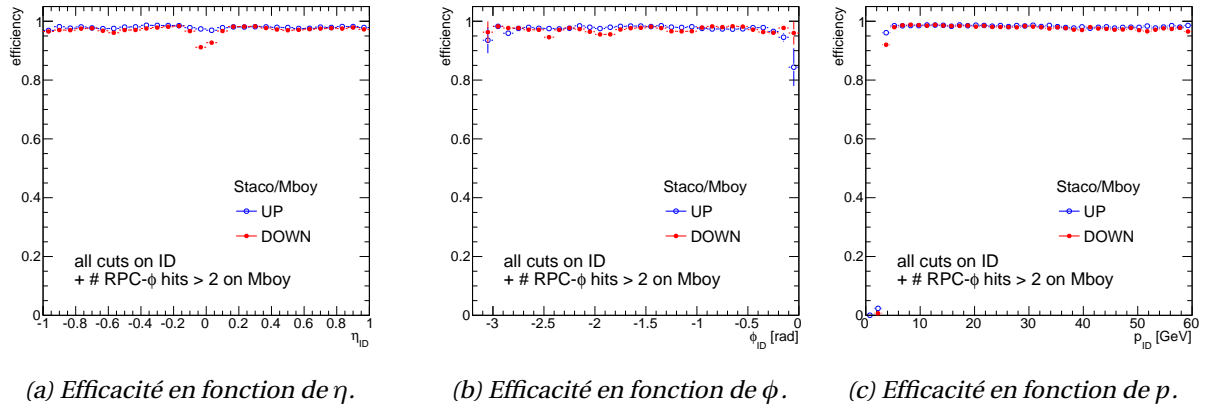


FIGURE 4.22 – Efficacité d’association entre une trace ID et une trace standalone estimée à partir des cosmiques. Dans ce cas les traces standalone ont au moins trois coups dans les pistes selon ϕ des RPC. En bleu : les traces dans la partie haute du détecteur, en rouge : celles qui sont dans la partie basse.

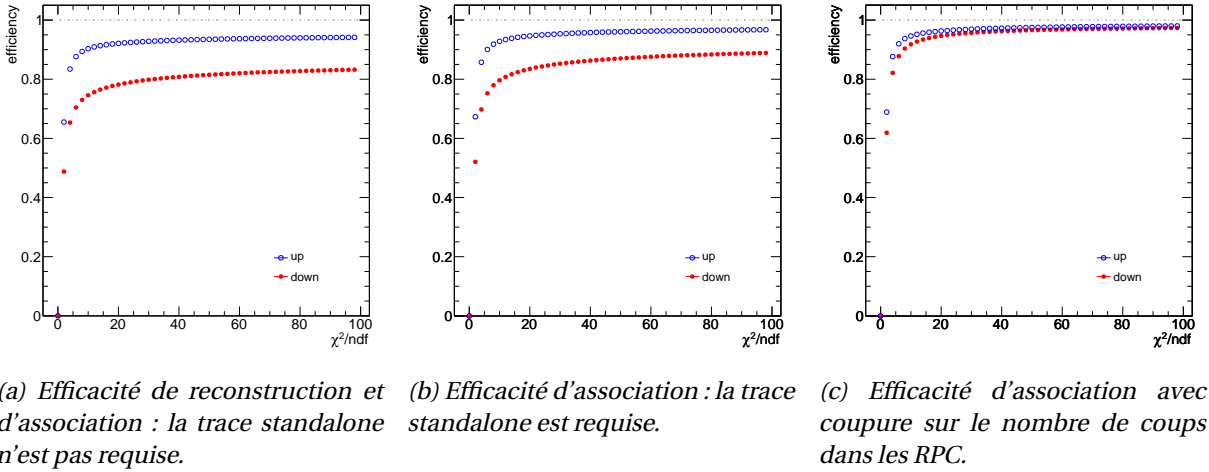


FIGURE 4.23 – Efficacité intégrée en fonction du χ^2_{match} pour les traces combinées. En bleu : pour la partie haute du détecteur et en rouge pour la partie basse. Le dénominateur varie en fonction des coupures appliquées aux traces standalone.

haut du détecteur l’autre en bas ou une faite par le spectromètre et l’autre par le détecteur interne par exemple. L’étape suivante est de faire un ajustement de la distribution. Deux valeurs sont alors exploitées : la largeur de la distribution pour la résolution et la moyenne pour l’échelle en énergie.

4.7.1 Résolution et énergie perdue à partir de Δp_T et Δp

Une première estimation simple de la résolution peut être faite en comparant directement les impulsions mesurées par le spectromètre et celles mesurées par le détecteur interne. Pour cela on utilise

$$\Delta p_T = p_T^{\text{MS}} - p_T^{\text{ID}} \quad \text{et} \quad \Delta p = p^{\text{MS}} - p^{\text{ID}}. \quad (4.3)$$

L’impulsion, transverse ou non, estimée par le spectromètre peut être fournie en deux points distincts : à l’entrée du spectromètre ou, après extrapolation, au centre du détecteur. Le premier cas nous permet d’obtenir une estimation directe de la perte d’énergie dans les calorimètres. La deuxième

nous permet d'accéder à la résolution. La distribution de Δp est représentée sur la figure 4.24 à partir de la mesure à l'entrée du spectromètre à gauche et au centre du détecteur à droite.

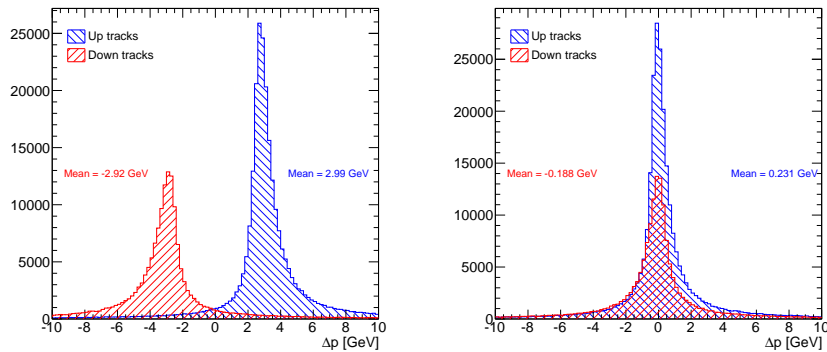


FIGURE 4.24 – Δp entre les traces standalone et les traces ID. À gauche : p^{MS} est exprimée à l'entrée du spectromètre alors qu'à droite elle est exprimée au centre du détecteur.

La perte d'énergie dans les calorimètres est alors centrée sur 3 GeV, ce à quoi on s'attendait d'après le chapitre 3. Le graphique de gauche nous indique cependant qu'il y a un léger décalage après extrapolation par rapport à la trace reconstruite dans le détecteur interne. Ce décalage est de signe opposé entre le haut et le bas, conformément à nos attentes.

On peut également avoir une première estimation de la résolution en comparant par exemple les traces reconstruites dans le haut du détecteur et celles reconstruites en bas comme cela a été fait pour $\Delta\eta$ et $\Delta\phi$ au §4.5. Ceci peut être fait grâce à Δp_T ou à Δp . Pour cela, comme dans le cas de $\Delta\eta$ et de $\Delta\phi$ on fait un ajustement gaussien de la distribution dans différents intervalles de p_T . La résolution est alors donnée par le σ de la gaussienne. Elle est représentée pour les deux distributions sur la figure 4.25.

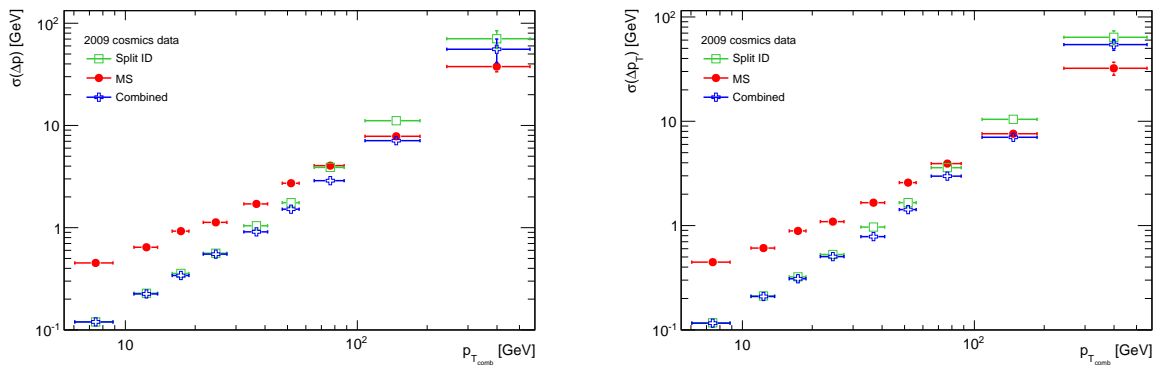


FIGURE 4.25 – Résolution obtenue grâce à l'ajustement gaussien de Δp (à gauche) et de Δp_T (à droite).

Comme prévu, la résolution du spectromètre est moins bonne que celle du détecteur interne à basse et moyenne impulsion. La diffusion multiple dans la matière du spectromètre en est la principale cause, à laquelle s'ajoutent les fluctuations des pertes d'énergie dans les calorimètres. Au contraire, à haute impulsion le détecteur interne est moins bon que le spectromètre, ce qui est également attendu. La combinaison permet d'obtenir une meilleure estimation de l'impulsion : elle est ainsi dominée par le détecteur interne pour les faibles impulsions et par le spectromètre pour les grandes.

4.7.2 Paramétrisation de la résolution du spectromètre à muons

Comme cela a été montré au §3.3.2, la résolution relative du spectromètre à muons d'Atlas dépend de trois termes :

- la fluctuation des pertes d'énergie dans le calorimètre qui est dominante aux basses impulsions, notée p_0 et exprimée en GeV ;
- la diffusion multiple qui est un terme à peu près constant en fonction de p_T , noté p_1 et sans dimension ;
- la résolution intrinsèque prenant en compte l'alignement du spectromètre et la résolution des tubes à dérive, qui est dominante à grande impulsion. Ce terme est noté p_2 et est exprimé en GeV^{-1} .

Par ailleurs, comme la résolution sur θ est bien meilleure que celle sur p_T , on a

$$\frac{\sigma(p)}{p} \sim \frac{\sigma(p_T)}{p_T}. \quad (4.4)$$

La comparaison entre les distributions $\sigma(\Delta p)$ et $\sigma(\Delta p_T)$ de la figure 4.25 va également dans ce sens : on a quasiment $\sigma(\Delta p) = \sigma(\Delta p_T)$.

La résolution en impulsion peut alors s'écrire

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = f(p_T) = \sqrt{\left(\frac{p_0}{p_T}\right)^2 + p_1^2 + (p_2 \cdot p_T)^2}. \quad (4.5)$$

Pour cela deux méthodes sont possibles à partir des muons issus des cosmiques : comparer l'impulsion mesurée dans le détecteur interne à celle mesurée par le spectromètre extrapolée à l'IP ou comparer les impulsions à l'IP des traces reconstruites par le spectromètre dans sa partie haute et dans sa partie basse.

4.7.3 Comparaison des traces *standalone* et des traces ID

La comparaison des traces *standalone* et des traces reconstruites dans le détecteur interne est faite grâce à l'expression

$$\frac{\Delta p_T}{p_T} = \frac{p_T^{\text{MS}} - p_T^{\text{ID}}}{p_T^{\text{ID}}} \quad (4.6)$$

où p_T^{MS} est l'impulsion mesurée par le spectromètre extrapolée à l'IP et p_T^{ID} est celle mesurée par le détecteur interne. Le détecteur interne nous sert donc de référence ici. Il faut cependant corriger $\Delta p_T/p_T$ de la résolution du détecteur interne si on veut en extraire celle du spectromètre. On prend alors $\sigma_{\text{ID}}/p_T = 0,0092 + 0,0185p_T/100$, que l'on retranche en quadrature à la largeur donnée par l'ajustement. Cette correction est obtenue à partir de la simulation des cosmiques en considérant un détecteur parfait, elle doit donc être sous-estimée. Il s'agit de la principale limite de cette méthode. On retrouve alors l'expression (4.5) par

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = \sqrt{\left[\sigma\left(\frac{\Delta p_T}{p_T}\right)\right]^2 - \left(\frac{\sigma_{\text{ID}}}{p_T}\right)^2}. \quad (4.7)$$

La largeur de la distribution (4.6) est alors obtenue grâce à un ajustement par une double gaussienne. Celle-ci est cependant contrainte : les deux gaussiennes ont la même moyenne et 70 % des événements doivent être dans la gaussienne la plus fine. Ces contraintes sont posées en vue de prendre

en compte la distribution de Landau permettant de reproduire les fluctuations des pertes d'énergie. Elles ont été obtenues grâce à la simulation. La largeur de cette gaussienne la plus fine est alors considérée comme l'estimation de la résolution. La moyenne de ces gaussiennes donne une indication sur l'échelle en énergie des muons. Elle permet par ailleurs d'estimer de manière distincte la résolution pour la partie haute du spectromètre et celle de la partie basse.

Pour pouvoir estimer et comprendre l'évolution de l'échelle en énergie en fonction de p_T ainsi que déterminer les paramètres p_0 , p_1 et p_2 présentés au §4.7.2 cette distribution et son ajustement sont effectués par intervalles de p_T .

Les coupures appliquées sont alors toutes les coupures présentées au §4.3. Quelques unes de ces distributions sont représentées sur la figure 4.26 pour différents intervalles en p_T . Les ajustements sont également représentés ainsi que les paramètres obtenus soit la moyenne et les largeurs des deux gaussiennes.

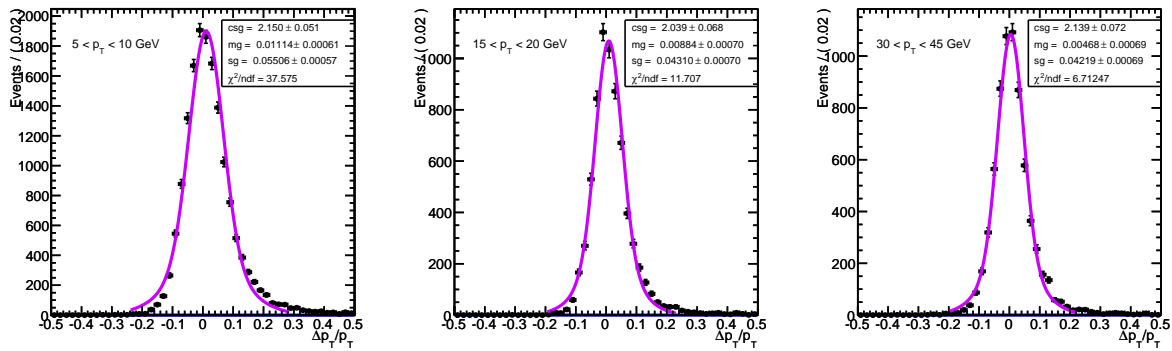


FIGURE 4.26 – Distributions $\Delta p_T/p_T$ dans le cas de la comparaison entre l'impulsion mesurée dans le détecteur interne et celle mesurée par le spectromètre extrapolée à l'IP pour différents intervalles en p_T . L'ajustement est fait par une double gaussienne. Les traces étudiées se trouvent dans le haut du détecteur.

Cependant, l'ajustement des distributions $\Delta p_T/p_T$ n'est pas satisfaisant pour bien prendre en compte la queue de la distribution due aux pertes d'énergie dans les calorimètres, comme on le voit sur la figure 4.26. Aussi une autre fonction a été testée et choisie pour la suite : une convolution d'une Landau et d'une gaussienne à laquelle on ajoute une seconde gaussienne. La valeur la plus probable de la Landau correspond à la valeur moyenne des gaussiennes. Pour bien prendre en compte les queues, surtout importantes à basse impulsion, la proportion d'événements à entrer dans chacune des courbes est variable en fonction de p_T^{mean} . Ainsi, si $p_T^{\text{mean}} < 15$ GeV alors on impose 95 % des événements dans la gaussienne la plus fine, convoluée à la Landau, pour $15 < p_T^{\text{mean}} < 30$ GeV, la proportion est de 85 % des événements dans la gaussienne la plus fine et, pour les impulsions supérieures, la proportion est la même que pour la somme des deux gaussiennes, soit 70 %.

Le résultat de cet ajustement est représenté sur la figure 4.27. On remarque que les queues sont beaucoup mieux prises en compte, raison pour laquelle cet ajustement sera choisi pour la suite. Son effet sur la résolution est montré sur la figure 4.28 dans le cas présent. La résolution est ainsi un peu plus grande à basse impulsion transverse, mais beaucoup mieux reproduite d'après la figure 4.27. Il y a peu de changements à haute impulsion.

L'effet sur l'échelle en impulsion transverse est alors visible sur la figure 4.29 qui montre aussi la résolution obtenue dans cette configuration. Sur cette figure on compare les traces dans le haut et celle dans le bas du détecteur. Le résultat varie peu pour la résolution. Par contre, pour l'échelle en impulsion, la forme de ces courbes varie beaucoup. L'erreur sur cette quantité est inférieure à 0,5 %,

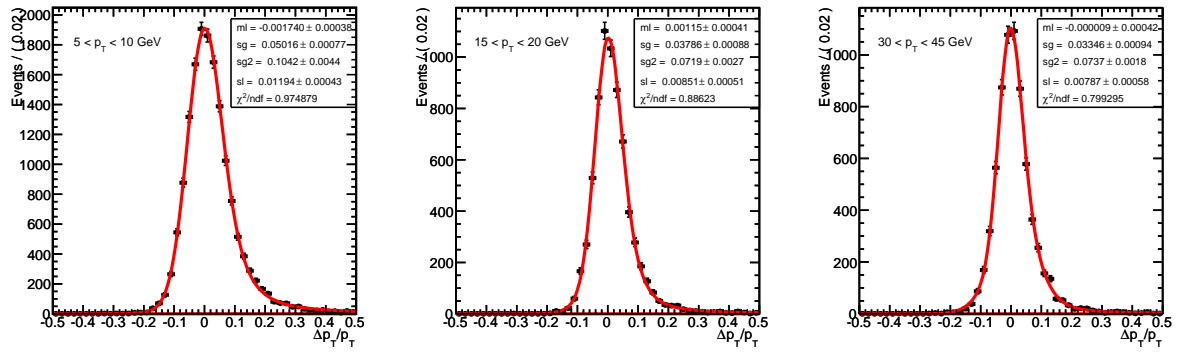


FIGURE 4.27 – Distributions $\Delta p_T/p_T$ dans le cas de la comparaison entre l'impulsion mesurée dans le détecteur interne et celle mesurée par le spectromètre extrapolée à l'IP pour différents intervalles en p_T . L'ajustement est fait par une Landau convoluée à une gaussienne à laquelle on ajoute une seconde gaussienne. Les traces étudiées se trouvent dans le haut du détecteur.

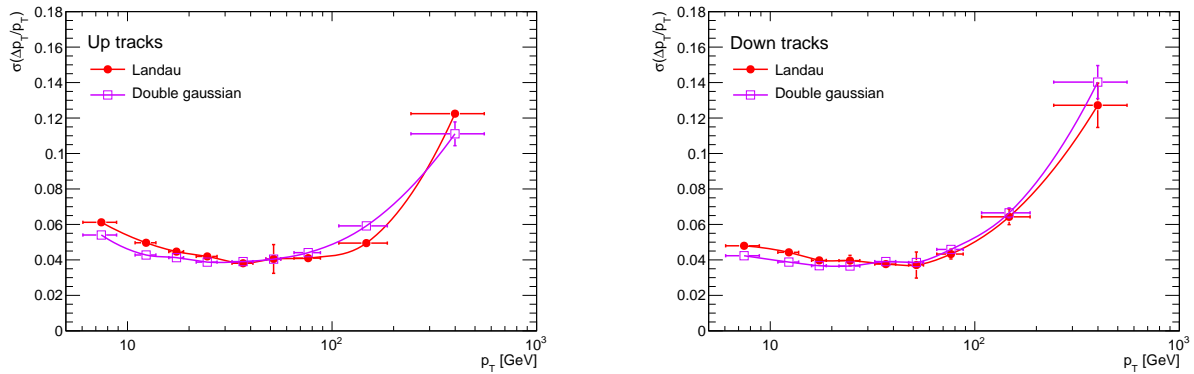


FIGURE 4.28 – Comparaison de la résolution obtenue grâce à l'ajustement par une Landau convoluée à une gaussienne à laquelle on ajoute une seconde gaussienne (points rouges) et de celle obtenue par l'ajustement d'une somme de gaussiennes (carrés vides violets), à gauche pour les traces dans le haut du détecteur, à droite pour celles dans le bas.

ce qui est de très bon augure pour les collisions. Il n'y a cependant pas assez d'événements à haute impulsion pour obtenir une mesure fiable.

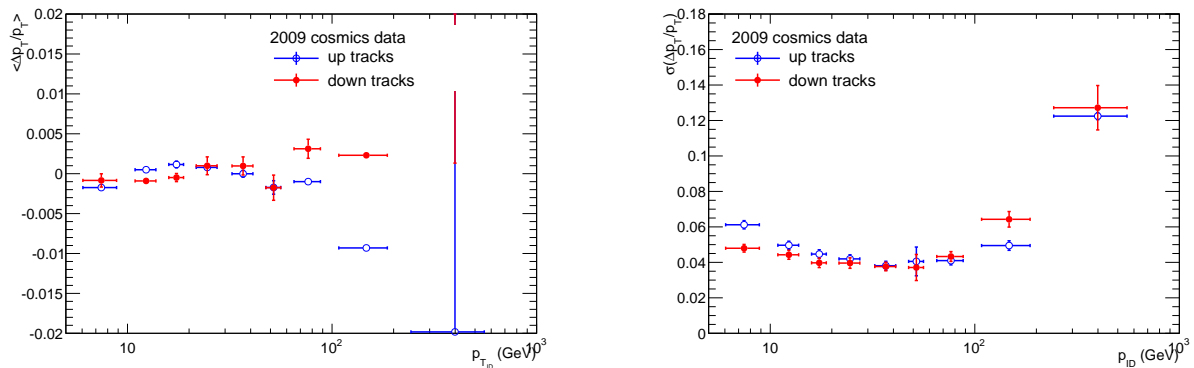


FIGURE 4.29 – Échelle en énergie (à gauche) et résolution (à droite) obtenues pour les traces en haut du spectromètre (rouge) et en bas (bleu).

4.7.4 Comparaison des traces *standalone* reconstruites dans les parties haute et basse du spectromètre

Pour s'affranchir de l'incertitude sur la résolution du détecteur interne, il est également possible d'obtenir, à partir des événements cosmiques, la résolution estimée grâce aux seules mesures faites par le spectromètre. Dans ce cas, pour être sûrs que les événements considérés sont bien issus de la traversée d'un muon unique, on requiert une unique trace longue reconstruite par le détecteur interne. Par contre, on ne demande pas à cette trace de passer les coupures décrites au §4.3. Les deux traces reconstruites dans le spectromètre doivent par contre passer toutes les coupures les concernant. Pour se rapprocher du cas des collisions quelques coupures ont été ajoutées ou renforcées :

- $\Delta\theta(\text{up,down}) < 10^\circ$;
- $\Delta\phi(\text{up,down}) < 10^\circ$;

Ne pas appliquer toutes les coupures sur la trace longue reconstruite par le détecteur interne nous permet de garder davantage d'évènements. Des coupures peuvent également être ajoutées sur la proportion de coups tombés dans des chambres pour lesquelles l'ajustement de t_0 a réussi.

La distribution que l'on ajuste est alors

$$\frac{\Delta p_T}{p_T} = \frac{p_T^{\text{up}} - p_T^{\text{down}}}{p_T^{\text{mean}}} \quad \text{où} \quad p_T^{\text{mean}} = \frac{p_T^{\text{up}} + p_T^{\text{down}}}{2}. \quad (4.8)$$

Dans ce cas il n'est plus nécessaire de corriger de la résolution du détecteur interne puisqu'on n'utilise pas sa mesure. La relation avec la résolution du spectromètre est alors donnée par

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sigma \left(\frac{\Delta p_T}{p_T} \right). \quad (4.9)$$

Le terme $1/\sqrt{2}$ provient de l'hypothèse que la résolution sur l'impulsion est identique pour la partie haute et pour la partie basse du détecteur.

L'ajustement des distributions est fait par la même paramétrisation de la Landau convoluée à une gaussienne à laquelle on ajoute une seconde gaussienne. Ces ajustements sont montrés pour quelques intervalles en impulsion transverse sur la figure 4.30.

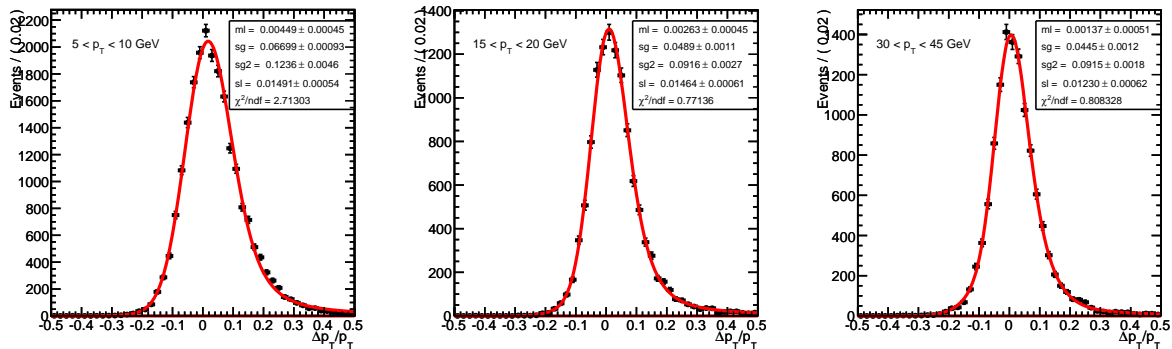


FIGURE 4.30 – Ajustements de $\Delta p_T/p_T$ faits par une Landau convoluée à une gaussienne à laquelle on ajoute une deuxième gaussienne par intervalles de p_T .

La résolution obtenue est alors donnée par les graphiques représentés sur la figure 4.31. À gauche nous avons la résolution pour toute la partie centrale du spectromètre, avec les résultats de l'ajustement de $\sigma(p_T)/p_T$. À droite il s'agit de la comparaison entre les données (en rouge) et la simulation

(en noir). On observe ainsi qu'il y a un décalage à peu près constant entre ces deux résolutions. Ceci se traduit donc majoritairement sur le terme p_1 , soit le terme de diffusion multiple. On peut l'interpréter comme de la matière qui manque dans la simulation du spectromètre (voir aussi le §4.7.7).

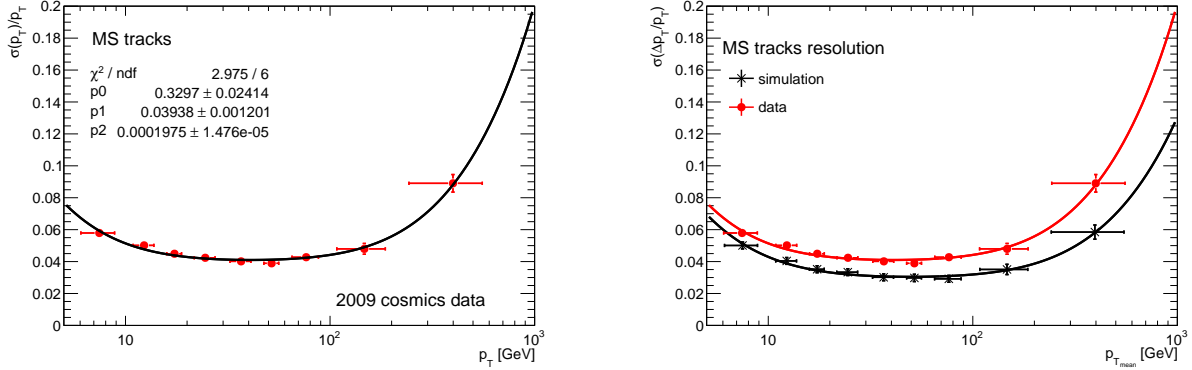


FIGURE 4.31 – Résolution en impulsion du spectromètre à muons d'Atlas. L'ajustement est représenté pour les données à gauche. À droite : comparaison entre les données et la simulation.

Par ailleurs, Atlas a enregistré suffisamment de données cosmiques pour pouvoir étudier la résolution sur des parties plus restreintes du tonneau. Une de ces segmentations est la séparation des chambres en fonction de leur taille : les grandes et les petites. En effet, comme il a été vu au chapitre 3, la résolution attendue dans ces différents secteurs est assez différente. Elle est représentée pour les données et pour la simulation sur la figure 4.32.

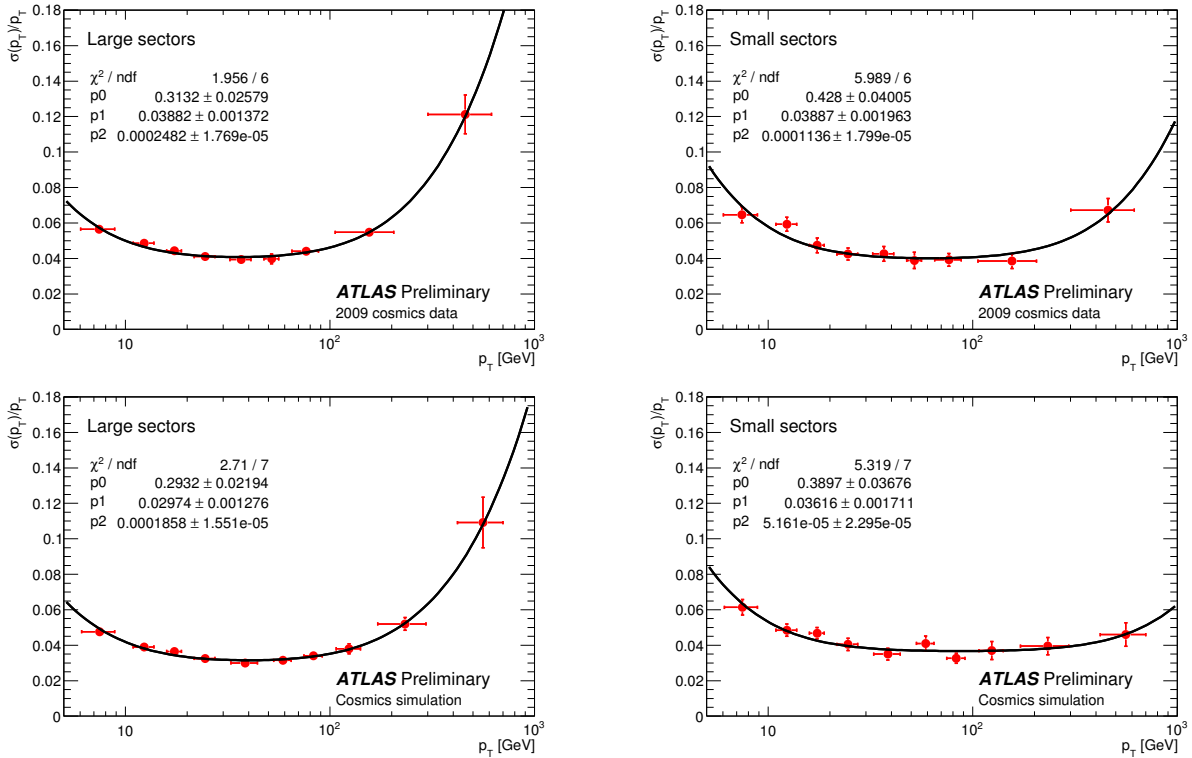


FIGURE 4.32 – Résolution en impulsion pour la partie centrale du spectromètre obtenue sur les données en haut et sur la simulation en bas, à gauche pour les grandes chambres et à droite pour les petites chambres.

On y voit donc que la résolution à basse impulsion est meilleure dans les grands secteurs que dans les petits. Ceci peut s'expliquer par la présence de davantage de matière dans les petits secteurs, en particulier due à la présence des bobines des aimants du toroïde central. Par contre la résolution est meilleure dans les petits secteurs à grande impulsion. Là aussi cet effet peut être expliqué par les bobines : le champ y est plus fort et la longueur entre les BI et les BO est plus grande, les traces sont donc plus courbées, la détermination de leur impulsion est alors plus précise.

Par ailleurs, comme dans le cas où l'on considèrerait les traces dans tout le spectromètre (voir la figure 4.31), on voit sur ces graphiques que les termes p_1 sont en désaccord entre la simulation et les données. La quantité de matière manquante n'est d'ailleurs pas la même en fonction de ces secteurs. Enfin on voit principalement sur les grands secteurs que l'alignement et la résolution des tubes ne sont pas encore optimaux comme le montre le terme p_2 .

4.7.5 Résolution des traces reconstruites dans le détecteur interne

Avant d'aborder la résolution des traces combinées nous devons considérer celle des traces reconstruites dans le détecteur interne. En effet, la combinaison associe ces dernières avec les traces *standalone* déjà vues. La résolution, pour ces traces, est obtenue de la même manière que pour les traces *standalone*, à partir des traces courtes. On compare ainsi une trace courte reconstruite dans la partie haute du détecteur interne à une trace courte reconstruite dans sa partie basse. Comme il n'y a pas de fluctuations de pertes d'énergie à considérer dans ce cas, l'ajustement de $\Delta p_T/p_T$ est fait grâce à une double gaussienne. Ils sont montrés sur la figure 4.33.

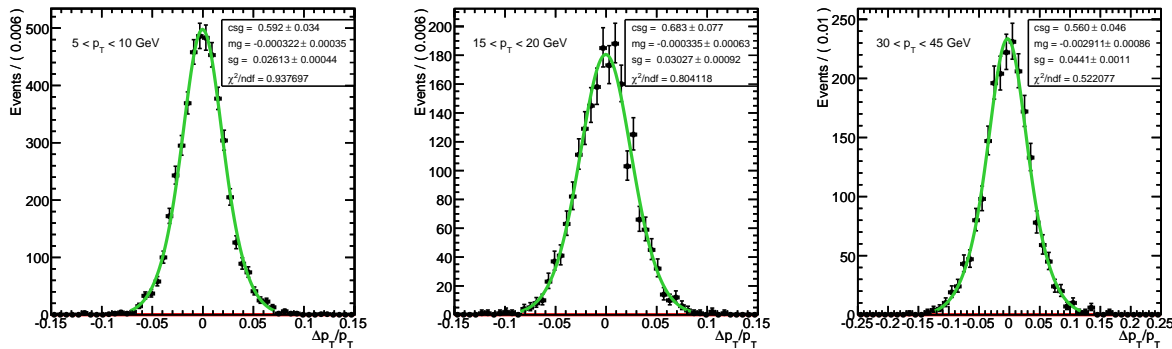


FIGURE 4.33 – Ajustements de la distribution $\Delta p_T/p_T$ par une double gaussienne pour les traces courtes reconstruites par le détecteur interne.

La résolution est alors donnée par l'expression

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = f(p_T) = \sqrt{p_1^{\text{ID}2} + (p_2^{\text{ID}} \cdot p_T)^2} \quad (4.10)$$

où p_1^{ID} est le terme de diffusion multiple dans le détecteur interne et p_2^{ID} est le terme correspondant à sa résolution intrinsèque, dont l'alignement.

L'ajustement de la résolution en fonction de l'impulsion transverse est donc fait par la même fonction que pour les traces *standalone*, en ayant toutefois fixé le paramètre p_0 à zéro comme on peut le voir sur la figure 4.34. La comparaison entre les données et la simulation est également donnée sur cette figure. Le principal désaccord survient à grand p_T . Une explication possible porte sur la résolution des signaux simulés qui serait trop grande.

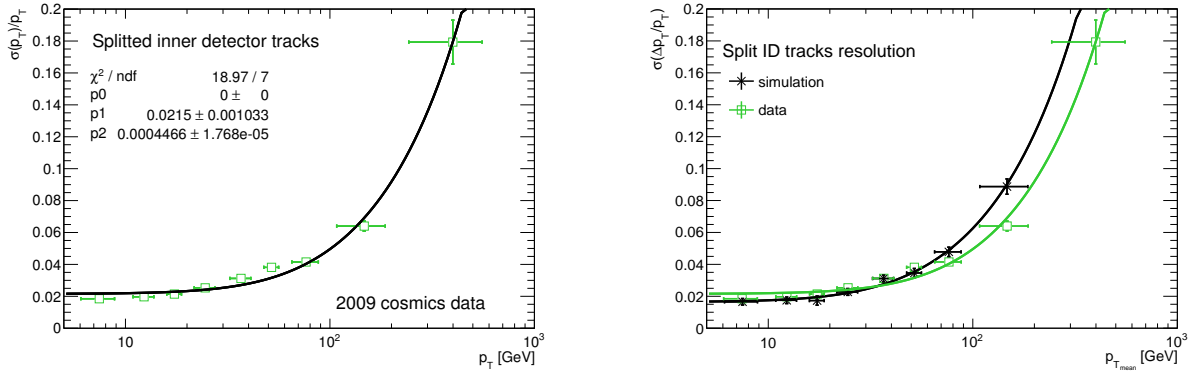


FIGURE 4.34 – Résolution du détecteur interne ajustée à partir des données à gauche et comparée à la simulation à droite.

4.7.6 Résolution des traces combinées

La résolution des traces combinées est obtenue de la même manière que la résolution des traces *standalone* : on compare une trace combinée reconstruite dans le haut du spectromètre à une trace reconstruite dans le bas du spectromètre. Comme dans le cas des traces reconstruites par le détecteur interne l'ajustement est fait grâce à une double gaussienne que l'on peut voir sur la figure 4.35.

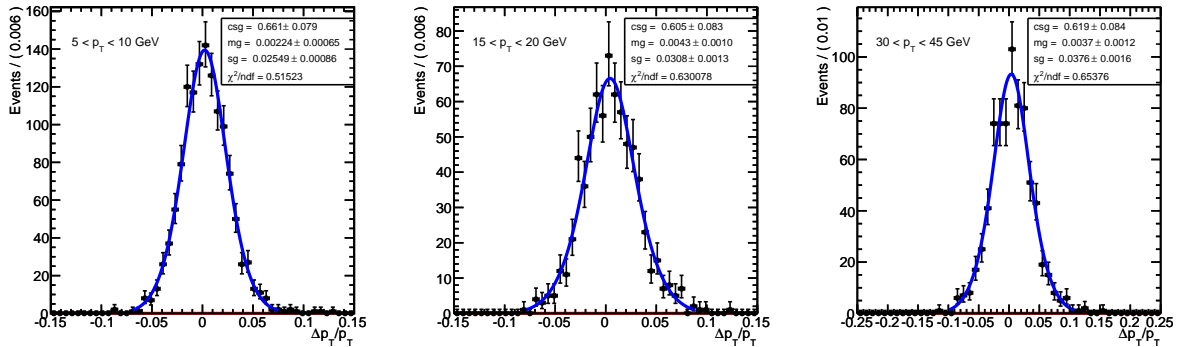


FIGURE 4.35 – Ajustements de la distribution $\Delta p_T / p_T$ par une double gaussienne pour les traces combinées (données).

De même l'ajustement de la résolution en fonction de l'impulsion transverse est fait par l'expression

$$\frac{\sigma(p)}{p} = f(p_T) = \sqrt{p_1^{\text{comb}2} + (p_2^{\text{comb}} \cdot p_T)^2} \quad (4.11)$$

où p_1^{comb} est le terme de diffusion multiple et p_2^{comb} est le terme correspondant à sa résolution intrinsèque, dont l'alignement. Ces deux termes prennent en compte à la fois les termes venant du détecteur interne et ceux venant du spectromètre. À basse impulsion, où les pertes d'énergie pour la trace *standalone* sont importantes, la mesure est complètement dominée par le détecteur interne. L'influence de ces pertes est donc négligeable lors de la combinaison. L'ajustement est alors également fait en posant $p_0 = 0$.

Comme attendu, la résolution des traces combinées est dominée par le détecteur interne à basse impulsion. Le comportement à grande impulsion est moins visible sur la figure 4.36. Pour mieux l'étudier on met sur le même graphique la résolution combinée et ses différentes composantes venant des

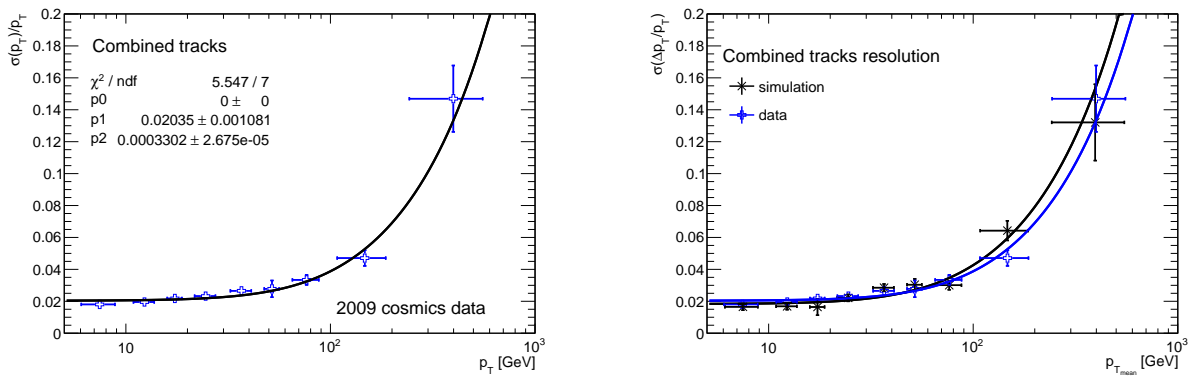


FIGURE 4.36 – Résolution des traces combinées ajustée par (4.11) pour les données à gauche et comparée à la simulation à droite.

traces *standalone* et des traces ID. Ceci est représenté sur la figure 4.37. Le résultat que l’on obtiendrait par la combinaison quadratique des ajustements précédents sur les traces ID et *standalone* y est également représenté, sous forme de ligne noire continue.

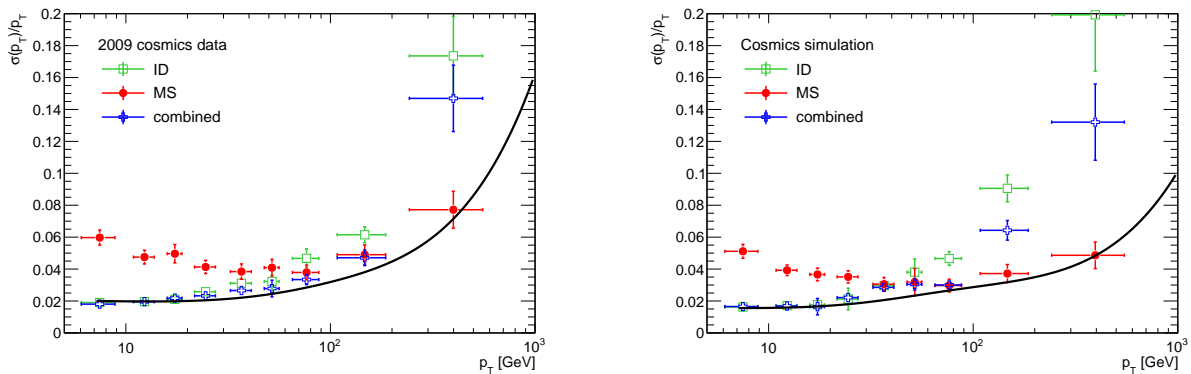


FIGURE 4.37 – Comparaison de la résolution combinée (en vert) à ses différentes composantes : les traces *standalone* en bleu et les traces ID en rouge. La courbe noire représente la combinaison quadratique des ajustements précédents sur les traces ID et *standalone*. À gauche : données, à droite : simulation.

On voit donc qu’à impulsion transverse moyenne les deux détecteurs ont un poids comparable, alors qu’à grande impulsion la résolution est déterminée par le spectromètre. Cependant la mesure du détecteur interne semble dégrader un peu la résolution combinée. Trop de poids serait donné à la mesure faite par le détecteur interne par rapport à celle du spectromètre.

4.7.7 Matière manquante dans le détecteur

Comme on l’a vu au §4.7.4, les études de la résolution ont permis de montrer qu’il manquait de la matière dans la simulation pour bien reproduire le détecteur. Ce résultat a également pu être vu grâce aux études faites sur la flèche (voir §3.1.4) à partir des prises de données sans champ magnétique. La flèche est ajustée dans huit intervalles en impulsion par une somme de gaussiennes de moyennes communes et dont 70 % des événements sont contenues dans la plus fine. Sa résolution est alors donnée par la largeur de la gaussienne la plus fine. Elle est représentée sur la figure 4.38 pour les données et la simulation. Comme dans le cas de la résolution sur l’impulsion on regarde séparément les petites et les grandes chambres.

La résolution dépend dans ce cas de deux contributions :

- la diffusion multiple dans le spectromètre, notée $K1$;
- la résolution intrinsèque du spectromètre, notée $K0$, prenant en compte la résolution des tubes, leur calibration, l'alignement, etc.

Elle s'écrit alors

$$\sigma_{\text{flèche}}(p) = \sqrt{\left(\frac{K1}{p}\right)^2 + K0^2}. \quad (4.12)$$

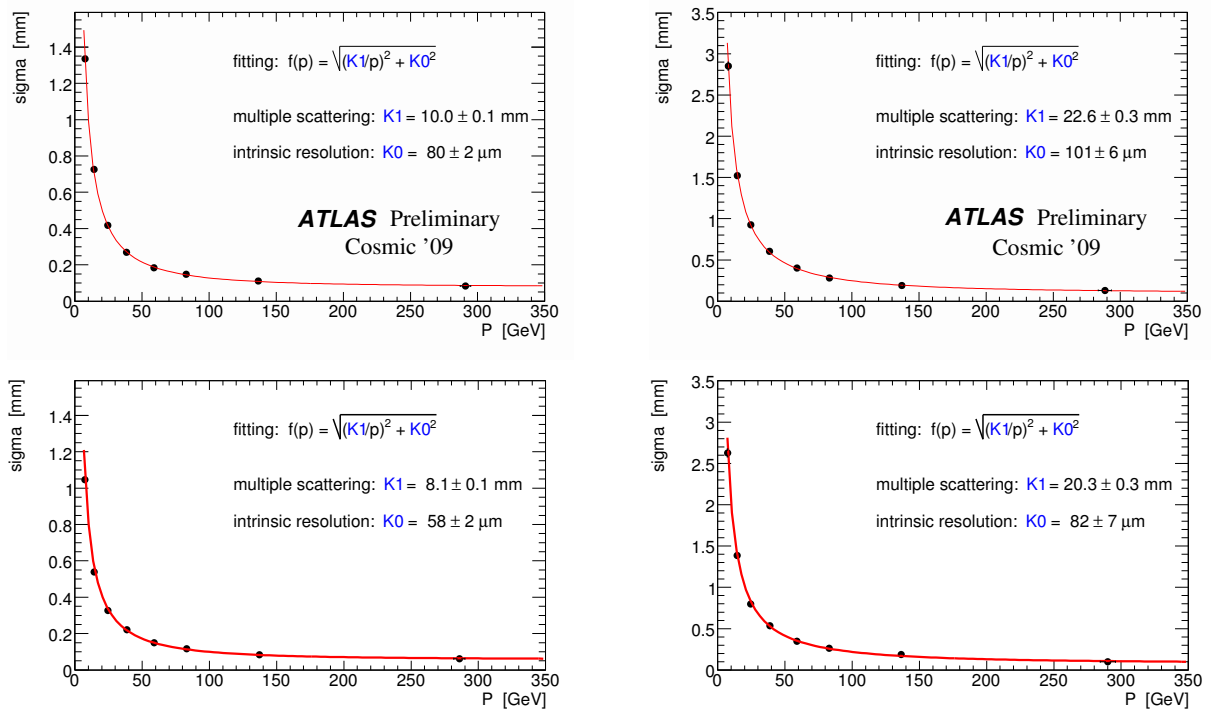


FIGURE 4.38 – Résolution sur la flèche en fonction de l'impulsion pour les grands (à gauche) et les petits (à droite) secteurs de la partie centrale du détecteur. En haut les résultats sont donnés pour les données alors qu'en bas il s'agit de la simulation.

On retrouve bien le fait que le terme $K1$ est dans les deux cas plus petit sur la simulation que pour les données. Le rapport des deux, $(K1_{\text{data}} - K1_{\text{MC}})/K1_{\text{MC}}$, peut nous donner une indication de la quantité de matière manquante. Pour les grands secteurs, il est de l'ordre de 23 %, alors que pour les petits secteurs, on trouve de l'ordre de 11 %. Un résultat similaire peut être trouvé à partir des résolutions représentées figure 4.32, en prenant $(p_1^{\text{data}} - p_1^{\text{MC}})/p_1^{\text{MC}}$. On a alors de l'ordre de 30 % pour les grands secteurs et de l'ordre de 7 % pour les petits. Par ailleurs, le terme de diffusion multiple est en $\sqrt{x_0}$, comme le montrait l'équation (3.3). Un déficit de 20 % de ce terme vu à partir de la résolution de la flèche ou de celle de l'impulsion correspond donc à 40 % de matière manquante.

Une des conséquences de ces études a été l'ajout de matière à la simulation. Ces ajouts sont visibles sur la figure 4.39. Il s'agit principalement de matière morte comme des passerelles.

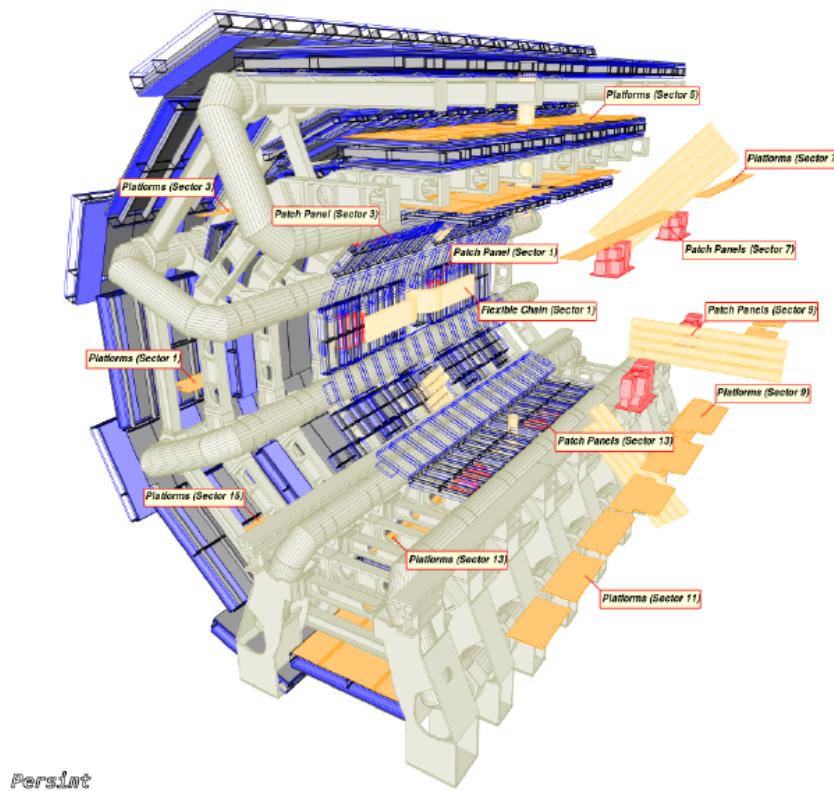


FIGURE 4.39 – Matière ajoutée dans la description du spectromètre à muons d'Atlas suite aux études faites à partir des cosmiques. Elle est représentée en jaune.

4.8 Pour aller plus loin

4.8.1 Les erreurs

Pour mieux comprendre le comportement de la résolution des traces combinées par rapport à celles reconstruites dans le détecteur interne et par rapport aux traces *standalone*, les traces ont été reconstruites avec différentes erreurs sur le rayon de dérive. Ceci nous a également permis de mieux l'ajuster pour le début des prises de données en collisions, avant qu'une réelle mesure ne soit possible.

Pour cela l'erreur par défaut a été modifiée : de 500 μm elle est passée à 200, 150 et 100 μm . L'effet de cette erreur est regardé sur la résolution des résidus et sur la résolution en impulsion. Les effets regardés sont des effets globaux, on ne peut en déduire de résultats quantitatifs. En effet, l'une des principales difficultés de ces tests est la reconstruction des traces, qui échoue dans un certain nombre de cas, pour diverses raisons (pas forcément liées à la trace elle-même). Aussi, les différents échantillons de test comportent un nombre d'événements plus faible que celui fait dans l'étude précédente (bien que ce soient les mêmes données en entrée) et variable en fonction du cas considéré.

4.8.1.a Résolution des résidus en fonction de l'impulsion transverse

La résolution des résidus en fonction de l'impulsion transverse est obtenue de la même manière qu'au §4.4.3, soit grâce à des ajustements de doubles gaussiennes par intervalles en p_T . Elle est représentée sur la figure 4.40 pour les trois valeurs d'erreur choisies. Conformément à ce que nous at-

tendions, diminuer l'erreur associée aux rayons de dérive permet d'améliorer la résolution. En effet, en baissant l'erreur on force la trace à passer plus près des rayons mesurés, ce qui induit une diminution des résidus. Cet effet est principalement visible à basse et haute impulsions, mais il est surtout important de vérifier son impact sur la résolution en impulsion.

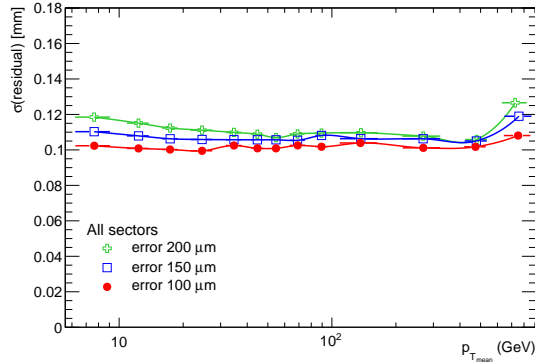


FIGURE 4.40 – Résolution des résidus en fonction de l'impulsion transverse obtenue sur les données pour différentes erreurs sur le rayon de dérive : 200 μm les croix vertes, 150 μm les carrés bleus et 100 μm les ronds rouges.

La résolution observée avec une erreur plus petite est également plus plate en fonction de p_T et plus proche de la simulation, sans l'atteindre pour autant. En effet, sur la figure 4.15, la résolution sur les événements simulés apparaît entre 0,090 et 0,100 mm alors qu'avec une erreur de 100 μm elle est de l'ordre de 0,105 mm.

4.8.1.b Résolution en impulsion en fonction de l'impulsion transverse

L'impact sur la résolution en impulsion de cette erreur est montré sur la figure 4.41. Cette dernière est calculée de la même manière que présentée au §4.7. L'effet sur les traces *standalone* et sur les traces combinées est montré sur la figure.

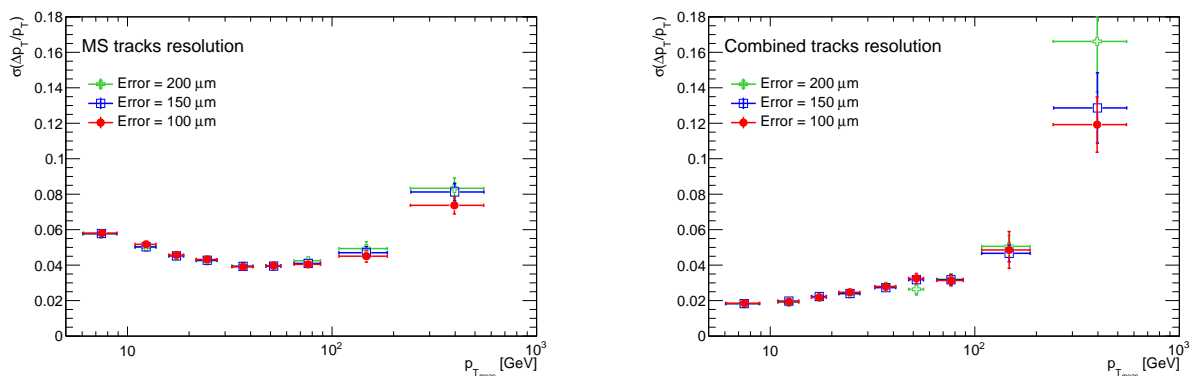


FIGURE 4.41 – Résolution en impulsion en fonction de l'impulsion transverse obtenue sur les données pour différentes erreurs sur le rayon de dérive : 200 μm les croix vertes, 150 μm les carrés bleus et 100 μm les ronds rouges, à gauche pour les traces *standalone* et à droite pour les traces combinées.

L'erreur sur le rayon de dérive a donc peu d'impact à basse impulsion : les points sont superposés. En effet, pour ce domaine d'impulsion, les fluctuations des pertes d'énergie dans les calorimètres dominent la mesure, il est donc difficile de voir un impact de la résolution des tubes. Au contraire, à

grande impulsion, où l'on est dominé par la résolution intrinsèque du spectromètre, soit par l'alignement et par la résolution des tubes, l'effet est visible. Une erreur de 100 μm permet donc d'améliorer la résolution des traces *standalone* ainsi que celle des traces combinées.

À la suite de cette étude et des améliorations apportées à la calibration durant l'étude des rayons cosmiques, l'erreur a été mise à 120 μm par défaut pour les cosmiques ainsi que pour les collisions.

4.8.2 Les points de diffusion multiple

L'autre point que l'on a cherché à mieux comprendre voire améliorer en perspective des collisions est le nombre de points de diffusion multiple. On a ainsi fait varier ce nombre de points de trois à cinq et regarder son effet sur la résolution des résidus en fonction de l'impulsion transverse ainsi que sur la résolution en fonction de l'impulsion transverse. Par défaut, ce nombre est variable entre trois et cinq.

4.8.2.a Résolution des résidus en fonction de l'impulsion transverse

La résolution des résidus est représentée en fonction de l'impulsion transverse sur la figure 4.42 pour trois échantillons de données reconstruites avec des nombres de points de diffusion multiple différents.

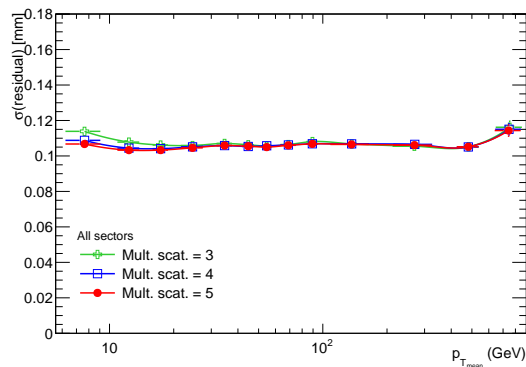


FIGURE 4.42 – Résolution des résidus en fonction de l'impulsion transverse obtenue sur les données pour différents nombres de sur points de diffusion multiple : trois pour les croix vertes, quatre pour les carrés bleus et cinq pour les ronds rouges.

Le principal effet que l'on observe se trouve à basse impulsion : augmenter le nombre de points de diffusion multiple permet d'améliorer la résolution des résidus. Par contre ce nombre de points ne semble pas avoir d'effet à haute impulsion. Cinq points de diffusion multiple permet donc de mieux contrôler la trajectoire d'un muon de basse impulsion.

4.8.2.b Résolution en impulsion en fonction de l'impulsion transverse

L'effet sur la résolution en impulsion est visible sur la figure 4.43. Cette résolution est stable en fonction du nombre de points de diffusion multiple.

La paramétrisation par défaut choisie dans Muonboy nous a donc parue adaptée pour le nombre de points de diffusion multiple : cinq à basse impulsion, quatre à impulsion intermédiaire et trois à haute impulsion. Cette configuration a été conservée pour les prises de données en collision.

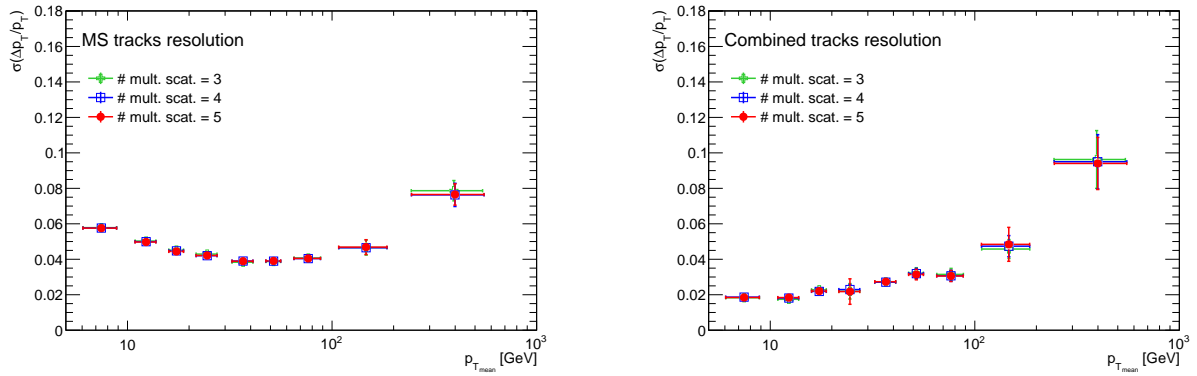


FIGURE 4.43 – Résolution en impulsion en fonction de l'impulsion transverse obtenue sur les données pour différentes erreurs sur le rayon de dérive : trois pour les croix vertes, quatre pour les carrés bleus et cinq pour les ronds rouges.

4.8.3 Effet de l'alignement

Grâce aux prises de données de 2008, il a été possible de vérifier la mise en place d'un certain nombre de corrections appliquées lors de la reconstruction des traces. Un des effets les plus « spectaculaires » est l'application des corrections d'alignement aux chambres de déclenchement des boucons, les TGC. Ces corrections concernent la position des roues dans lesquelles sont positionnées les TGC.

Ces effets d'alignement sont visibles sur la mesure en η effectuée par ces chambres. En effet, la mesure la plus précise des traces est faite par les chambres MDT. Par ailleurs, les pistes en η des TGC ne contribuent quasiment pas à l'ajustement des traces, leur erreur correspondant à la largeur de la piste multipliée par $\sqrt{12}$. Aussi la trace mesurée par les MDT servent ici à contrôler la position en η des TGC.

Les corrections que l'on considère ici sont des translations selon l'axe z . Il était en effet connu que les roues étaient décalées selon cet axe, de 25 mm pour les chambres du côté A (z positif) et de 3 mm du côté C (z négatifs). Le but est donc de contrôler l'application de ces corrections. Pour cela le premier réflexe est de regarder le résidu des coups selon η dans les TGC. Les distributions de ces résidus sont données pour les chambres T1 sur la figure 4.44 avant (en bleu) et après (en rouge) application des corrections d'alignement.

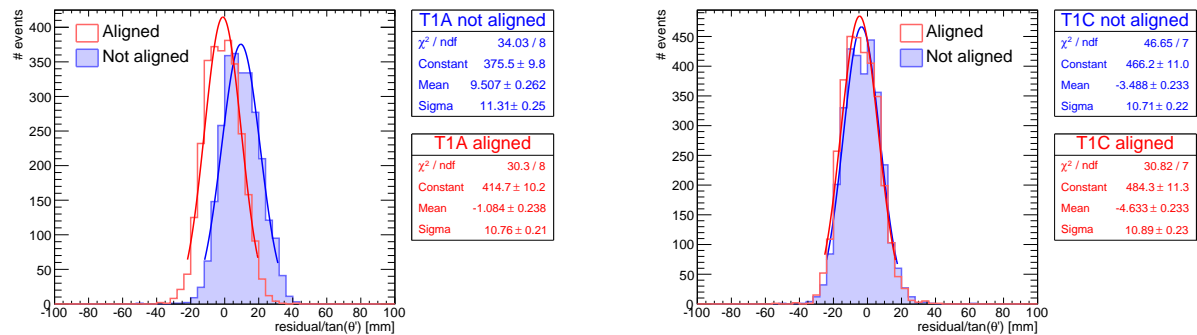


FIGURE 4.44 – Effet des corrections d'alignement vu sur les résidus des pistes en η des TGC (côté A à gauche, côté C à droite). La distribution bleu, pleine, est le cas avant corrections d'alignement, en rouge les corrections sont appliquées.

L'effet de la correction est bien visible sur ces graphiques, surtout pour le côté A où elle est beaucoup plus importante (25 mm à comparer à 3 mm). Elle semble correctement appliquée pour le côté A puisque la valeur moyenne des résidus après alignement est plus proche de 0. Par contre pour le côté C la valeur moyenne s'écarte de zéro après application des corrections. Elle semble ainsi avoir été appliquée dans la mauvaise direction.

Le dernier contrôle de la correction est de vérifier que le décalage observé correspond bien à la correction. Or le calcul $|\langle \text{résidu} \rangle_{\text{align}} - \langle \text{résidu} \rangle_{\text{nonalign}}|$ nous donne $-10,6$ mm pour le côté A au lieu de 25 mm et 1,1 mm au lieu de 3 mm pour le côté C. Cet effet s'explique principalement par la direction des traces observées. En effet, il s'agit de rayons cosmiques arrivant dans les bouchons, il est donc peu probable que leur trajectoire passe près du point d'interaction. Autrement dit, ces traces ne sont pas projectives. Il est donc nécessaire de calculer un nouvel angle. Il s'agit de l'angle de projection de la trace sur le plan normal aux pistes en η des TGC, défini sur la figure 4.45.

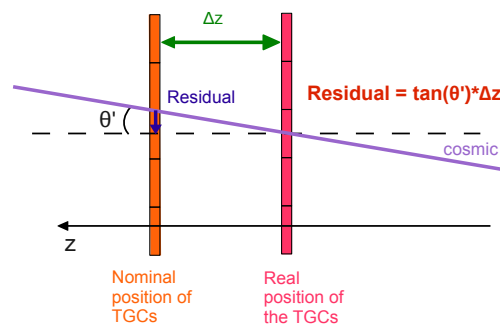


FIGURE 4.45 – À gauche : définition de l'angle de projection, θ' , utilisé pour estimer les déplacements des roues contenant les TGC, à droite : distribution de l'angle θ de la trace en bleu et l'angle θ' en rouge.

La nouvelle quantité étudiée est alors $\Delta z = \text{résidu} / \tan \theta'$, représentée sur la figure 4.45. On a ainsi accès directement au décalage. Les distributions pour les différentes roues étudiées sont représentées sur la figure 4.46. On constate tout d'abord, pour les chambres utilisées pour la comparaison des résidus, soit les T1, que, pour le côté A, on obtient $\Delta z = 23,1$ mm et, pour le côté C, $\Delta z = 2,1$ mm, ce qui est beaucoup plus proche des valeurs attendues. Utiliser Δz plutôt que le résidu nous donnera donc une meilleure estimation des décalages suivant z .

La figure 4.46 montre ainsi l'effet de la correction sur les différentes roues contenant les TGC. Le décalage est bien observé et à peu près compatible avec la valeur attendue, de 25 mm pour le côté A. Par contre ces graphiques semblent confirmer que le côté C a été décalé dans le mauvais sens. Dans les deux cas il reste donc un décalage résiduel à corriger. Sa valeur est donnée approximativement par la moyenne de Δz après alignement.

Les décalages résiduels ainsi que la différence entre la correction appliquée et le décalage observé peuvent également s'expliquer, du moins partiellement, par d'autres types de mouvement des roues. On pourrait ainsi avoir une rotation autour de z , les pistes n'auraient ainsi pas la direction attendue. D'autres translations et rotations peuvent également avoir lieu dans le plan $(x; y)$.

4.8.4 μ^+ versus μ^-

Une mesure de physique pouvant être effectuée à partir des rayons cosmiques est la proportion de μ^+ par rapport aux μ^- . Comme on l'a vu dans l'introduction du chapitre (voir le §4.1.1), on s'attend à davantage de μ^+ que de μ^- avec un rapport de l'ordre de 1,3.

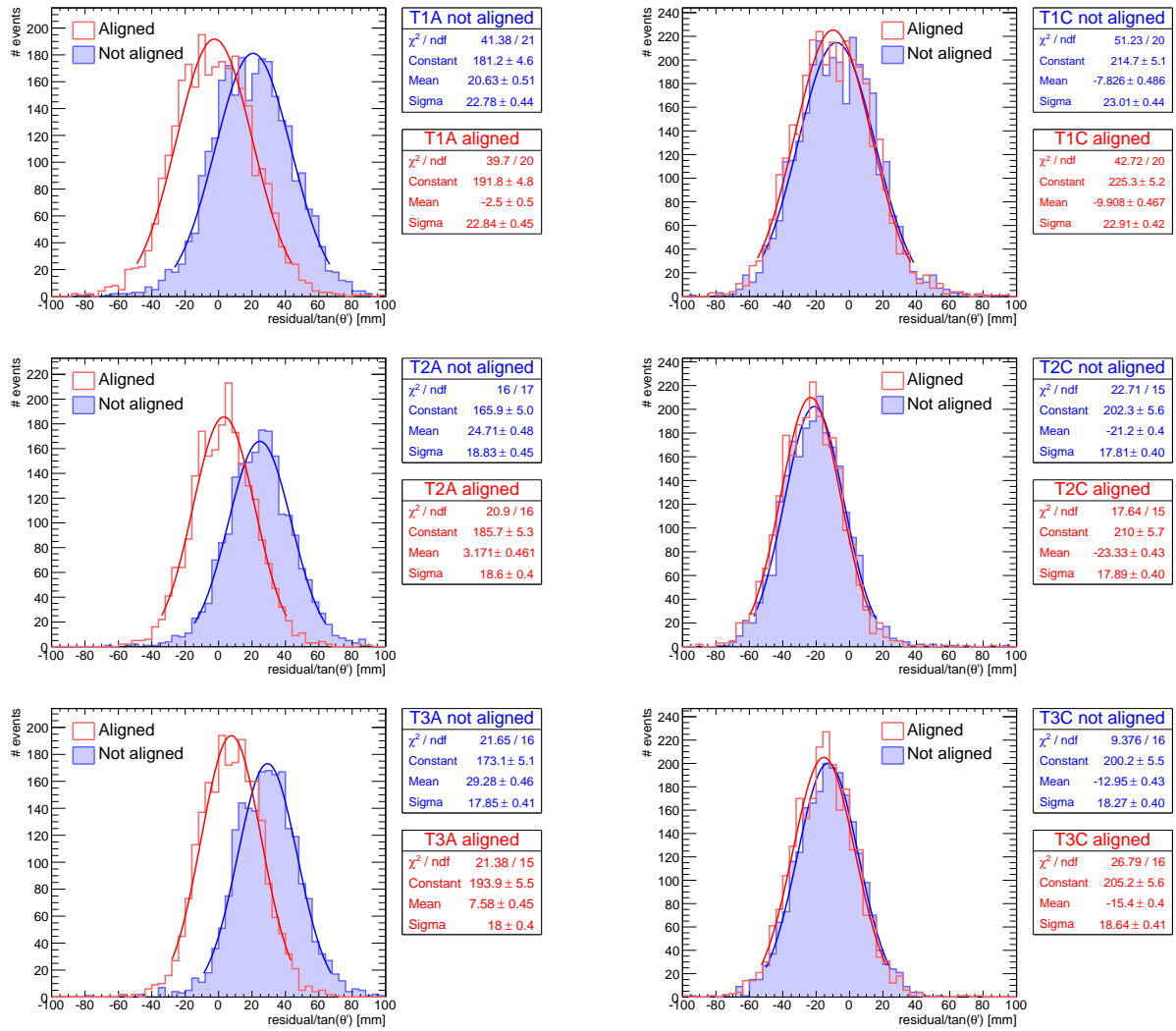


FIGURE 4.46 – Effet des corrections d'alignement sur les traces dans les bouchons (côté A à gauche, côté C à droite).

La première étape est de regarder les différentes distributions pour les μ^+ et les μ^- . Celles en η , ϕ et p sont ainsi représentées sur la figure 4.47.

On voit ainsi que nous avons moins d'événements μ^- que μ^+ comme attendu. Leurs impulsions suivent la même distribution.

Par contre les distributions en η et en ϕ diffèrent. Ces effets s'expliquent principalement par le champ magnétique dans le détecteur. Les muons provenant des rayons cosmiques seront ainsi déviés dans des directions différentes en fonction de leur charge, comme on le voit sur la figure 4.3.

Pour obtenir une véritable mesure du rapport μ^+/μ^- , il faut donc prendre en compte les différences d'acceptance entre les μ^+ et les μ^- . Ceci a été fait dans Atlas[51]. Ici seul un résultat rapide, négligeant cette correction, est présenté. Le rapport μ^+/μ^- est représenté en fonction de l'impulsion des muons sur la figure 4.48 ainsi que la distribution des charges.

Le rapport du nombre total de μ^+ sur le nombre total de μ^- observés obtenu est de $1,377 \pm 0,007$ pour les données alors que la valeur qui a été mesurée par le groupe qui a fait cette étude plus précisément est de $1,252 \pm 0,004$ (stat.), ce qui semble compatible avec les premiers points de la figure 4.48

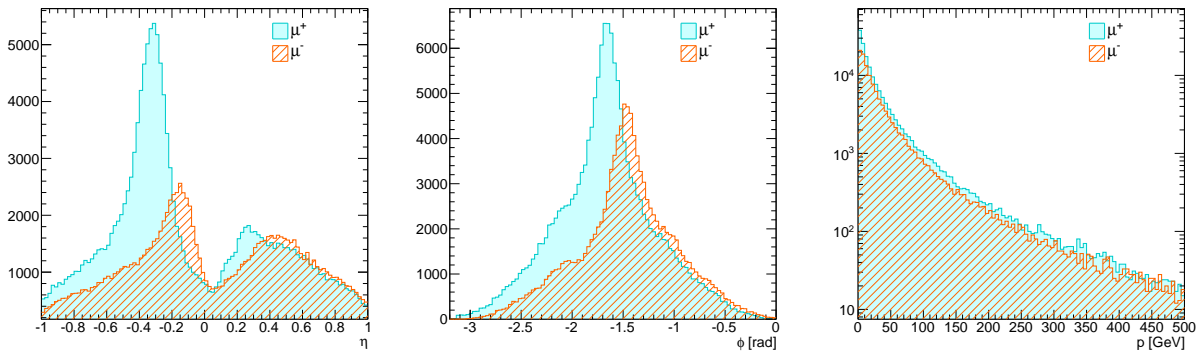


FIGURE 4.47 – Distributions de η à gauche, ϕ au centre et p à droite pour les μ^+ en turquoise et pour les μ^- en orange hachuré. Ces distributions sont obtenues à partir des données prises en 2009.

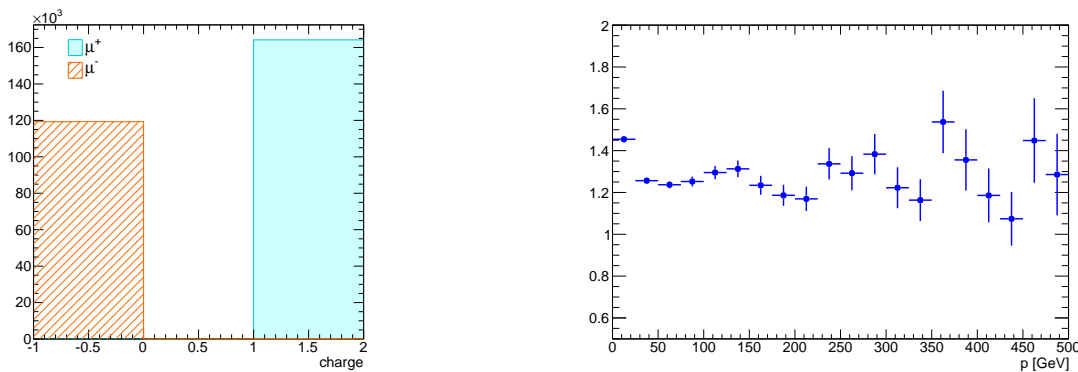


FIGURE 4.48 – À gauche : distribution des charges pour les événements issus des rayons cosmiques ; à droite : rapport μ^+/μ^- en fonction de l'impulsion des muons, pour les données (points rouges) et la simulation (carrés vides noirs).

à droite.

4.9 Conclusion

L'étude des muons issus des rayons cosmiques arrivant dans Atlas a permis de mieux comprendre et calibrer le détecteur, en particulier le spectromètre à muons. Les analyses effectuées ici ont permis d'obtenir une première estimation de l'efficacité à partir de données cosmiques. Elle est compatible avec les attentes, en particulier avec la simulation, bien que la topologie des événements soit éloignée de celle attendue pour les collisions. La résolution a également pu être estimée pour les traces *standalone*, les traces combinées et les traces courtes reconstruites dans le détecteur interne. À partir de ces résolutions des manques de matière ont pu être identifiés dans la simulation du spectromètre. L'ajout de cette matière est en cours, la mise à jour n'a par contre pas pu être disponible pour les données de 2010 et du premier semestre de 2011. Grâce à l'étude des résolutions, différents paramètres ont également pu être testés comme les erreurs sur les tubes ou les nombres de points de diffusion multiple et ce qui a conduit à une optimisation de ces paramètres dans le code de reconstruction.

Chapitre 5

Performances du spectromètre à muons estimées à partir des collisions

L'ombre du Z

Spirou et Fantasio,
ANDRÉ FRANQUIN et GREG

Le LHC ayant redémarré en novembre 2009 et les premières collisions ayant été observées en décembre, les performances du détecteur Atlas ont « enfin » pu être déterminées à partir des collisions. Leur estimation change beaucoup par rapport aux performances étudiées à partir des événements cosmiques : la topologie des événements est très différente, leur spectre en impulsion transverse également.

Ce chapitre se focalisera sur l'efficacité de reconstruction des muons évaluée à partir des données acquises en 2010 : explication de la méthode, sélections appliquées, prédictions et résultats, facteurs correctifs à appliquer à la simulation. À la fin du chapitre, un élargissement sera fait sur les mises à jour de cette étude, à la fois à partir de versions plus récentes du code d'Atlas mais également à partir des données de 2011. Enfin les autres aspects des performances, en particulier la résolution, seront abordés en vue d'être utilisés pour l'analyse des dibosons.

5.1 Topologie des événements de collisions (et plus particulièrement de ceux utilisés pour les performances)

Les événements de collisions ont une topologie bien différente de celle des muons cosmiques, ce qui implique notamment différents réglages au niveau du code de reconstruction.

Tout d'abord, ils proviennent du centre du détecteur (aux réglages des croisements de faisceaux près). Toutes les traces auront donc une trajectoire allant du centre du détecteur vers l'extérieur. Un muon d'impulsion suffisante traversera donc systématiquement le détecteur interne, puis les calorimètres électromagnétique et hadronique, puis le spectromètre à muons avant de sortir du détecteur et de se désintégrer.

Ensuite, les événements de collisions n'arrivent pas aléatoirement, contrairement aux rayons cosmiques. Le système de déclenchement doit donc être aligné en temps sur les collisions, soit sur le temps du LHC. Comme le système de déclenchement des muons n'était pas entièrement opérationnel pour les premières collisions, l'ajustement de t_0 a été conservé jusqu'en mars 2011.

Comme dans le cas des cosmiques, les performances sont évaluées sur l'intervalle en impulsion transverse le plus large possible. Cependant le spectre en p_T des collisions chute plus rapidement que celui des cosmiques, il faut donc davantage de temps pour accumuler suffisamment d'événements, notamment pour les grandes impulsions.

Enfin une conséquence du premier point est l'impossibilité d'observer un même muon à la fois en haut et en bas du détecteur. Ainsi faire une mesure indépendante du détecteur interne sera plus difficile. Une méthode performante est d'utiliser des résonances connues qui se désintègrent en muons. Pour les basses impulsions, les performances sont déterminées ainsi essentiellement grâce au J/ψ , de masse 3,1 GeV, alors que, pour des impulsions de 15 GeV à environ 50 GeV, le boson Z est privilégié. C'est sur ce dernier que les analyses suivantes se basent. Il est caractérisé par une masse mesurée avec une grande précision au LEP à $(91,1876 \pm 0,0021)$ GeV. Sa largeur est également mesurée avec précision : $(2,4952 \pm 0,0023)$ GeV. Pour les muons, le rapport de branchement est de 3,36 % et la section efficace totale prédite est de 0,989 nb à NNLO pour une masse invariante de plus de 60 GeV dans des collisions pp à 7 TeV.

5.2 Carte utilisée pour les facteurs correctifs

Un des buts de cette étude est de fournir aux groupes d'analyse des facteurs correctifs prenant en compte les désaccords observés entre les données et la simulation. De tels désaccords sont attendus principalement car la simulation ne reflète pas forcément le détecteur tel qu'il est réellement (alignement, chambres défectueuses, etc.).

Pour cela une carte en $\eta - \phi$ a été conçue pour refléter les différentes régions caractéristiques du détecteur et plus spécifiquement celles du spectromètre. Elle est représentée sur la figure 5.1.

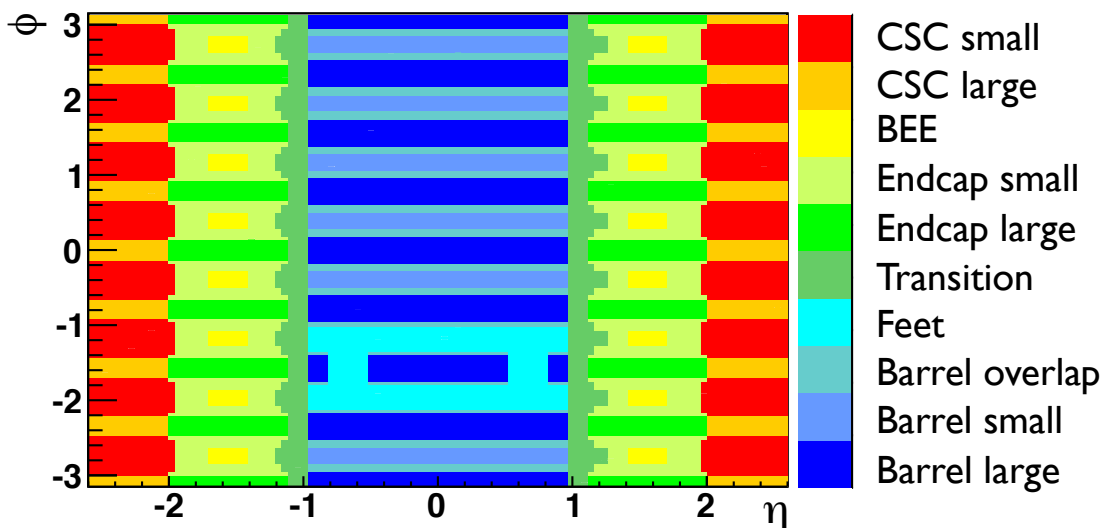


FIGURE 5.1 – Carte du spectromètre à muons d'Atlas en $\eta - \phi$ en fonction de laquelle sont estimés les facteurs correctifs utilisés par les analyses.

On trouve ainsi sur cette carte les dix régions suivantes :

Barrel large: les grandes chambres du tonneau ;

Barrel small: les petites chambres du tonneau (zone dans laquelle se trouvent les bobines du toroïde central) ;

- Barrel overlap:** les zones de recouvrement entre les petites et les grandes chambres du tonneau ;
- Feet:** la région des pieds du toroïde où certaines chambres manquent et où il y a beaucoup de matière morte, la reconstruction dans cette région est donc difficile ;
- Transition:** les zones de transition entre le tonneau et les bouchons, c'est une zone assez compliquée notamment pour des raisons d'alignement et de possibles chambres manquantes ;
- Endcap small:** les petits secteurs des bouchons couverts par les chambres MDT ;
- Endcap large:** les grands secteurs des bouchons couverts par les chambres MDT ;
- BEE:** les secteurs contenant des chambres BEE, qui ne peuvent pas être alignées grâce au système optique faute de capteurs, seules les traces sont donc utilisables pour aligner le détecteur dans cette région ;
- CSC small:** les petits secteurs des bouchons couverts par les chambres MDT et CSC, hors de l'acceptance du TRT ;
- CSC large:** les grands secteurs des bouchons couverts par les chambres MDT et CSC, hors de l'acceptance du TRT.

5.3 Méthode de *Tag and Probe*

La méthode utilisée pour déterminer l'efficacité de la reconstruction des muons et les facteurs correctifs à appliquer à la simulation est une méthode de *tag and probe*. Elle est basée sur la reconstruction des désintégrations de bosons Z . Dans le cas présent les bosons Z doivent se désintégrer en deux muons. On attend ainsi deux traces identifiées comme muons, d'impulsion moyenne à grande, isolées et dont la masse invariante est proche de celle du Z . En pratique, on sélectionne un premier muon passant un jeu de coupures relativement strictes et ayant déclenché l'acquisition de l'événement. Ce muon est appelé *tag*. On regarde ensuite les traces reconstruites dans le détecteur interne. Si elles passent un certain nombre de critères précisés ci-après, dont une impulsion transverse minimale, une charge opposée à celle du muon *tag* et une masse invariante reconstruite avec le *tag* proche de la masse du Z , elles sont considérées comme *probes*. La dernière étape est de vérifier si ces *probes* ont bien été associées avec un muon reconstruit. Cette méthode est illustrée sur le schéma 5.2.

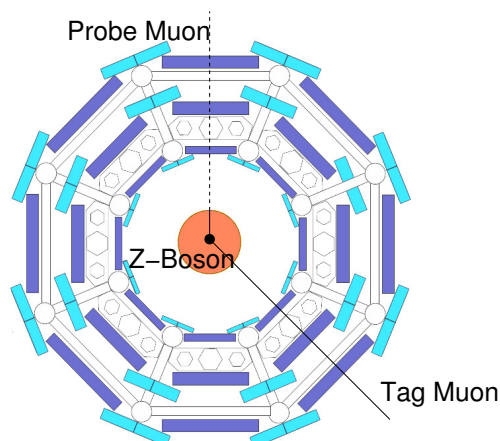


FIGURE 5.2 – Schéma du principe de la méthode de *Tag and Probe*.

Grâce à cette méthode il est possible d'estimer l'efficacité de reconstruction des muons. Elle est définie comme la fraction de *probes* ayant été associées à un muon reconstruit. Dans le cadre de

notre analyse, l'approche qui a été choisie est bayésienne, principalement pour éviter des résultats non physiques lors du calcul des incertitudes associées. Les distributions sont supposées binomiales. L'efficacité est ainsi calculée par

$$\epsilon_{\text{reco.}} = \frac{\# \text{ probes associées à un muon} + 1}{\# \text{ total probes} + 2}. \quad (5.1)$$

Cette méthode permet de calculer l'efficacité du spectromètre relativement au détecteur interne. Cependant l'efficacité de reconstruction est proche de 100 % pour ce dernier en prenant en compte les erreurs, voir §5.9. Les efficacités déduites sont alors considérées comme absolues pour le spectromètre.

5.4 Sélection des événements

La sélection des événements peut être divisée en trois parties : la sélection d'événements provenant de collisions, la sélection du *tag* et la sélection de la *probe*.

5.4.1 Sélection des événements de collision

Les événements inclus dans l'analyse doivent avoir été acquis pendant les périodes de prise de données pour lesquels tous les sous-détecteurs utilisés, c'est-à-dire le détecteur interne et le spectromètre à muons, sont parfaitement opérationnels. Ceci inclut notamment tous les systèmes d'aimants. Pour cela la liste des bons *runs* établie pour les analyses $Z \rightarrow \mu\mu$ du groupe de travail Modèle Standard est utilisée.

Ces événements doivent en plus avoir été déclenchés par la chaîne de déclenchement non pré-échantillonnée offrant le seuil le plus bas en impulsion. Cette chaîne de déclenchement varie en fonction de la période de prise de données pour s'adapter à la luminosité instantanée croissante. Le choix s'est alors porté successivement L1_mu10, EF_mu10MG, EF_mu13MG et EF_mu13MG_tight.

Pour s'assurer que les événements proviennent bien de collisions et non de cosmiques ou d'autres bruits de fond comme le *beam halo*¹, au moins un vertex primaire reconstruit avec au moins trois traces dans le détecteur interne est requis.

Par ailleurs toutes les traces qui seront considérées par la suite, qu'elles soient *tag* ou *probe*, doivent passer un certain nombre de critères de qualité liés au détecteur interne :

- avoir un minimum de coups dans les détecteurs à silicium, $N_{\text{pixels}} \geq 1$ et $N_{\text{SCT}} \geq 6$;
- avoir une extension dans le TRT de bonne qualité si la trace est dans l'acceptance de ce dernier, soit, en posant $n = N_{\text{hits}} + N_{\text{outliers}}$,
 - si $|\eta| < 1,9$, alors la trace doit avoir $n > 5$ et $N_{\text{outliers}} < 0,9n$;
 - si $|\eta| \geq 1,9$ et si $n > 5$, alors elle doit avoir $N_{\text{outliers}} < 0,9n$.

Les *outliers* sont des signaux proches de la trace reconstruite mais qui ne sont pas inclus dedans, ils ne comptent donc pas dans la mesure. Ces coupures servent à réduire le taux de fausses traces et de faux muons, par exemple les muons venant des désintégrations en vol des pions ou des kaons.

1. *Beam halo* : il s'agit de particules issues du faisceau qui en sortent et interagissent quelque part, dans un collimateur par exemple. Il en résulte une éjection de particules qui peuvent être détectées par Atlas.

5.4.2 Sélection du tag

Le muon utilisé comme *tag* est forcément un muon combiné devant passer les coupures suivantes :

1. la trace ID associée au muon combiné doit passer les coupures notées au §5.4.1 ;
2. l'impulsion transverse du muon doit être supérieure à 20 GeV ;
3. être dans l'acceptance du système de déclenchement, soit $|\eta| < 2,4$;
4. provenir du vertex primaire : $|z_0| < 10$ mm, où z_0 est extrapolé au vertex ;
5. deux critères sont ajoutés aux muons de la collection Staco pour réduire le taux de bruits de fond dus aux désintégrations en vol² :
 - le χ^2 de l'association entre la trace ID et la trace MS *standalone* doit être inférieur à 150 ;
 - si l'impulsion transverse mesurée dans le spectromètre après extrapolation, p^{ME} , est inférieure à 50 GeV, alors la différence entre cette impulsion et celle mesurée dans le détecteur interne normalisée par cette dernière doit être supérieure à $-0,4$, c'est-à-dire

$$\frac{p^{ME} - p^{ID}}{p^{ID}} > -0,4 ;$$

6. avoir servi à déclencher l'acquisition ;
7. être isolé : la somme des impulsions transverses des traces dans le détecteur interne dans un cône de ΔR inférieur à 0,4, à l'exclusion de la trace associée au muon, divisée par l'impulsion transverse du muon doit être inférieure à 0,2, c'est-à-dire $pt_{cone40}/pt < 0,2$.

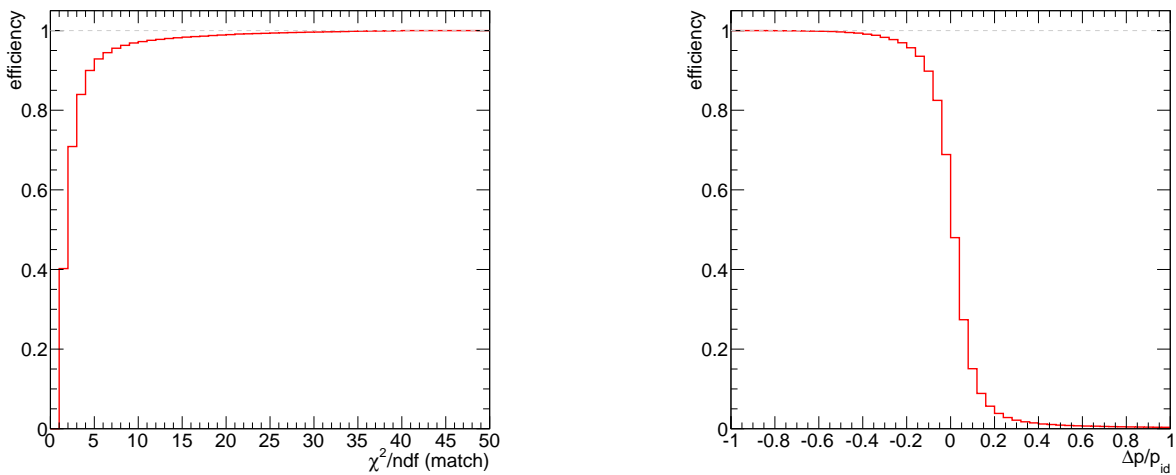


FIGURE 5.3 – Efficacité intégrée pour la distribution de χ^2_{match} sur le nombre de degrés de liberté à gauche et celle de $\frac{p^{ME}-p^{ID}}{p^{ID}}$ à droite. Toutes deux sont faites à partir des muons combinés de la collection Staco.

L'effet des coupures additionnelles pour la collection Staco peut être vu sur les graphiques de la figure 5.3. La coupure sur $\Delta p/p$ en fonction de l'impulsion transverse extrapolée à l'IP mesurée à partir de la trace *standalone* est également illustrée sur la figure 5.4 pour les collections Staco et Muid. Cette coupure, illustrée par la partie hachurée, est faite pour réduire le taux de bruit de fond.

2. Les mésons π et K donnent régulièrement des petites impulsions extrapolées à l'IP à la suite de la mesure dans le spectromètre alors que leur impulsion mesurée dans l'ID sera plus grande.

Elle aurait également pu être appliquée à Muid. Les critères portant sur l'association entre les traces reconstruites dans le spectromètre et celles reconstruites dans le détecteur interne ont été durcis pour les données 2011.

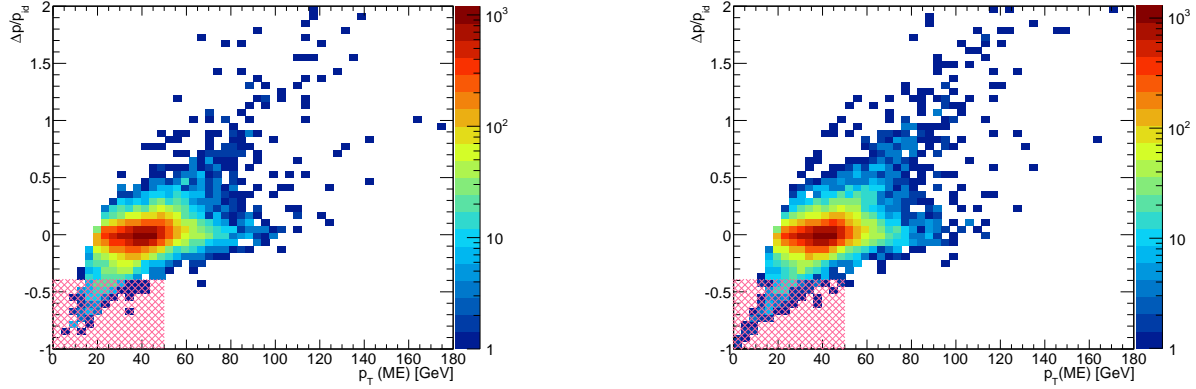


FIGURE 5.4 – $\frac{p_T^{ME} - p_T^{ID}}{p_T^{ME}}$ en fonction de p_T^{ME} pour les traces combinées de la collection Staco à gauche et Muid à droite. La zone hachurée rose correspond à la coupure faite pour Staco. Les traces dans ce graphique sont les muons combinés servant de *probe*.

5.4.3 Sélection de la *probe*

La *probe* est mesurée par le détecteur interne, elle doit passer les coupures suivantes :

1. passer les coupures de qualités notées au §5.4.1 ;
2. avoir une impulsion transverse supérieure à 20 GeV ;
3. être dans la région couverte par le détecteur interne, soit $|\eta| < 2,5$;
4. provenir du vertex primaire : $|z_0| < 10$ mm, où z_0 est extrapolé au vertex ;
5. être isolée : le critère utilisé est le même que pour le *tag* ;
6. avoir une charge opposée au *tag*, soit $q_{\text{tag}} \times q_{\text{probe}} < 0$;
7. provenir du même vertex que le *tag* : $|z_{0\text{tag}} - z_{0\text{probe}}| < 3$ mm ;
8. l'angle $\Delta\phi$ entre les deux traces doit être supérieur à 2,0 rad ;
9. la masse invariante de la paire (*tag*, *probe*) doit être proche de la masse PDG du boson Z : $|M_Z - M_{\text{TP}}| < 10$ GeV.

Les distributions de $\Delta\phi$ et de masse invariante entre le *tag* et la *probe*, obtenues à partir des données et de la simulation, sont représentées sur la figure 5.5. Les distributions de masse invariante sont obtenues après la coupure sur $\Delta\phi$, en ne requérant qu'une seule *probe*.

5.4.4 Association *probe* - muon

Seuls les événements pour lesquels une seule paire *tag and probe* a pu être reconstruite sont conservés (cela coupe de l'ordre de 0,01 % des événements). On regarde alors si un muon a été reconstruit dans un cône $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} \leq 0,01$ entre ce muon et la *probe*. Le muon et la *probe* doivent également avoir la même charge.

Dans le cadre de cette analyse les efficacités de reconstruction seront étudiées pour deux types de muons : les muons combinés et les muons étiquetés. Il y a ainsi deux cas distincts : dans le premier,

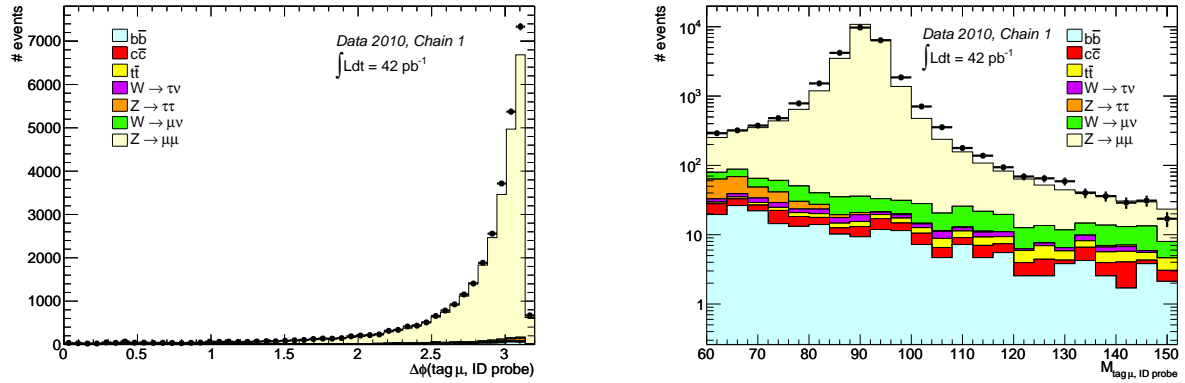


FIGURE 5.5 – Comparaison entre les données et la simulation pour les distributions de $\Delta\phi$ entre le tag et le probe à gauche et de la masse invariante de ces mêmes quantités à droite, en échelle logarithmique. La distribution de masse invariante est faite après la coupure sur $\Delta\phi$ dans les cas où il n'y a qu'une seule probe. Une partie des décalages entre la simulation et les données s'explique par le fait que le smearing n'est pas appliqué (voir §5.10.1).

seuls les muons combinés peuvent être associés à la *probe*, alors que, dans le deuxième, l'association pourra être faite à partir des muons combinés et des muons étiquetés.

5.5 Prédiction depuis la simulation et bruits de fond

La méthode de *tag and probe* est appliquée à la fois sur la simulation et sur les données. La simulation nous permet notamment de connaître l'influence des bruits de fond sur l'efficacité et sur les facteurs correctifs que l'on en déduit. Il est ainsi nécessaire de corriger les données du bruit de fond pour obtenir l'efficacité supposée réelle du spectromètre.

Dans le cadre de cette étude la simulation des événements $Z \rightarrow \mu\mu$ est faite grâce au générateur PYTHIA[52] associé à Géant4[53] pour la description du détecteur et des interactions qui y ont lieu. Les bruits de fond considérés ici sont : $Z \rightarrow \tau\tau$, $W \rightarrow \mu\nu$, $W \rightarrow \tau\nu$ et la production des paires $b\bar{b}$, $c\bar{c}$ et $t\bar{t}$. Certains échantillons, listés en annexe A, sont simulés sans empiement, soit avec une seule interaction par croisement de faisceaux, alors que d'autres le sont, le nombre moyen d'interactions par croisement de faisceaux est alors de deux.

Ces bruits de fond peuvent être divisés en deux catégories :

- les événements pour lesquels la *probe* est un muon, qui ne biaisent pas la mesure de l'efficacité ;
- les événements pour lesquels la *probe* n'est pas un muon. Ces événements tirent vers le bas l'efficacité de reconstruction, ils sont soustraits pour obtenir l'efficacité finale.

Les contributions principales des bruits de fond sont notées dans le tableau 5.1. Ces fractions sont calculées comme le nombre de *probe* n'ayant pas été associées à un muon divisé par le nombre de *probes* de l'échantillon de signal, c'est-à-dire

$$f_{\text{BDF}} = \frac{N_{\text{probes}}^{\text{BDF}} - N_{\text{probes associées}}^{\text{BDF}}}{N_{\text{probes}}^{\text{signal}}} \quad (5.2)$$

Elles permettent ainsi de quantifier le deuxième type de bruit de fond. Les contributions principales viennent donc des désintégrations de W et des quarks b et c . Les événements $t\bar{t}$ contribuent prin-

cipalement lorsque les deux W se désintègrent en muons, mais ceux-ci sont alors comptés dans le premier cas. Aussi la contribution des événements $t\bar{t}$ est toute petite dans le tableau 5.1 alors qu'il s'agit d'un bruit de fond important pour le Z .

Bruit de fond	$Z \rightarrow \tau\tau$	$W \rightarrow \mu\nu$	$W \rightarrow \tau\nu$	$b\bar{b}$	$c\bar{c}$	$t\bar{t}$	Total
f_{BDF} [%]	0,02	0,29	0,06	0,23	0,08	0,03	0,72

TABEAU 5.1 – Contribution des bruits de fond du deuxième type dans l'échantillon final après toutes coupures.

La proportion d'événements de bruit de fond par rapport aux événements de signal peut être retrouvée en comparant les nombres de paires de même charge. De l'ordre de 89 sont attendues d'après la simulation et 98 sont observées. Le rapport entre le nombre de paires de même charge et celles de charges opposées est en accord entre les données (0,45 %) et la simulation (0,41 %).

L'efficacité « totale » est calculée par le quotient de toutes les associations réussies, signal et bruit de fond, sur le nombre total de *probes*, selon l'expression (5.1). Chaque échantillon simulé est pondéré par rapport à sa section efficace. La prise en compte des bruits de fond abaisse l'efficacité de l'ordre de 1 %.

Lorsque seul le signal est considéré, comme sur la figure 5.6, l'efficacité apparaît indépendante de l'impulsion transverse de la *probe*. Elle est cependant plus faible à basse impulsion lorsque l'on considère le signal et les bruits de fond. Ceci est principalement dû aux bruits de fond QCD qui sont plus importants à basse impulsion.

Ces premiers graphiques sont faits lorsque les muons associés aux *probes* sont combinés. L'efficacité attendue varie entre 90 % et 98 % pour la collection Staco. Elle est plus faible dans la région des grandes chambres du tonneau car on y trouve le trou permettant le passage des services à $\eta \sim 0$. Supprimer la région $|\eta| < 0,1$ permet d'accroître de manière significative l'efficacité, elle est alors de l'ordre de 96,5 %.

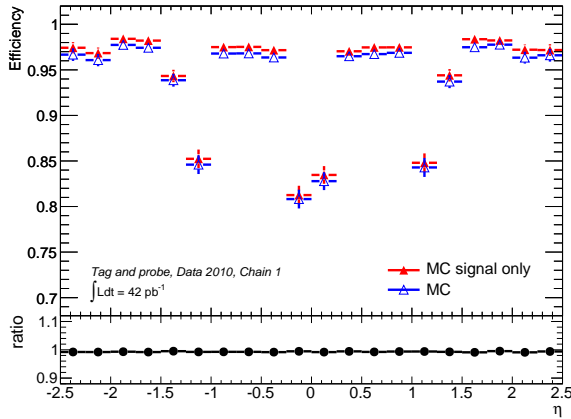
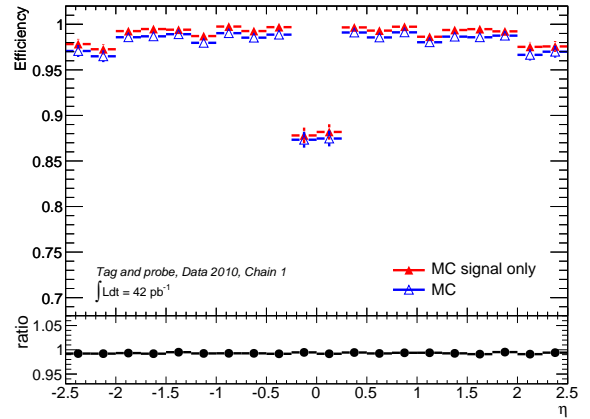
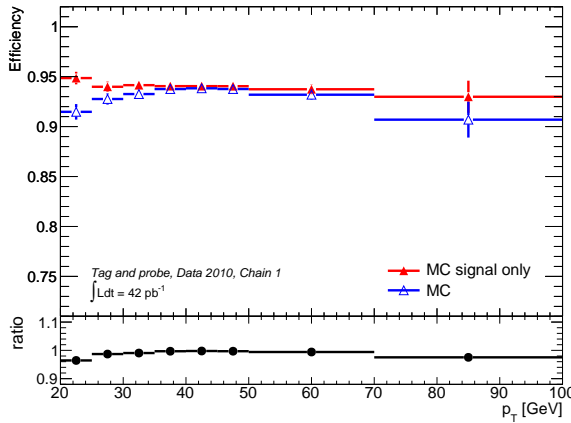
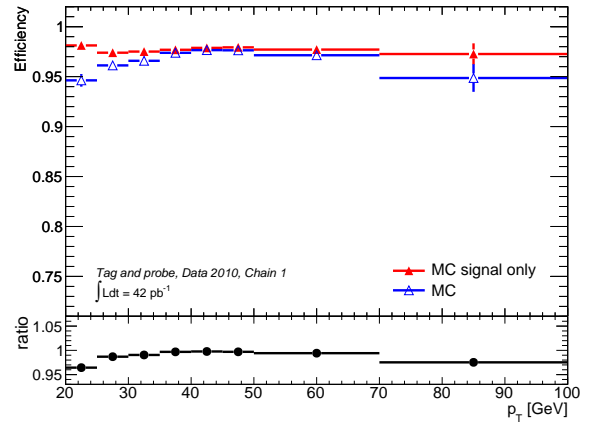
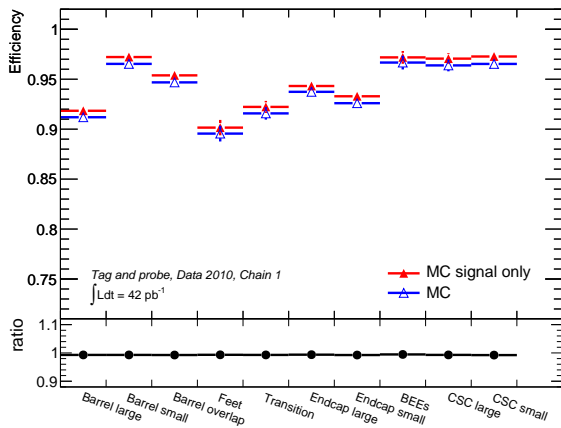
5.6 Résultats

Les efficacités présentées à partir de la figure 5.7 ont été obtenues avec les données 2010 à partir de la reconstruction initiale. Cela correspond à 42 pb^{-1} pour lesquels le détecteur interne et le spectromètre à muons étaient parfaitement opérationnels. Ces données ont été divisées en différentes périodes, correspondant à des conditions similaires de faisceaux dans le LHC.

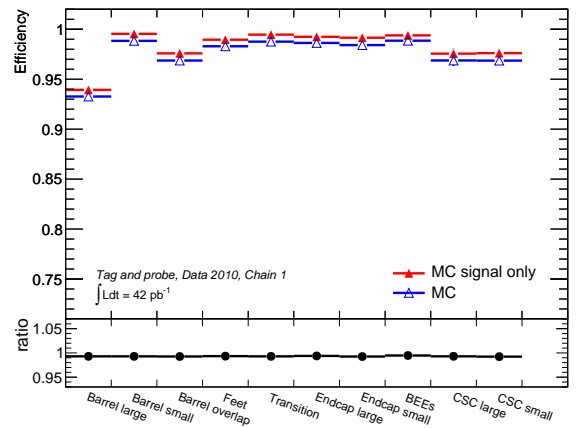
Les efficacités sont calculées avant et après correction du bruit de fond pour les données. Cette correction n'influençant pas les facteurs correctifs, ils ne sont donnés que pour la comparaison entre les données avant correction et la simulation, comportant alors le signal et les bruits de fond.

5.6.1 Efficacité pour les muons combinés

Les efficacités obtenues pour l'association des *probes* avec les muons combinés sont données sur la figure 5.7. À gauche, la simulation comprend le signal et les bruits de fond alors qu'à droite les données ont été corrigées du bruit de fond, la simulation représente alors le signal seul. La contribution du bruit de fond est obtenue en soustrayant de l'efficacité obtenue à partir du signal simulé l'efficacité obtenue pour le signal et les bruits de fond. Il est donc possible de l'obtenir en moyenne ou dans chaque intervalle considéré. Cette dernière méthode est appliquée pour les graphiques.

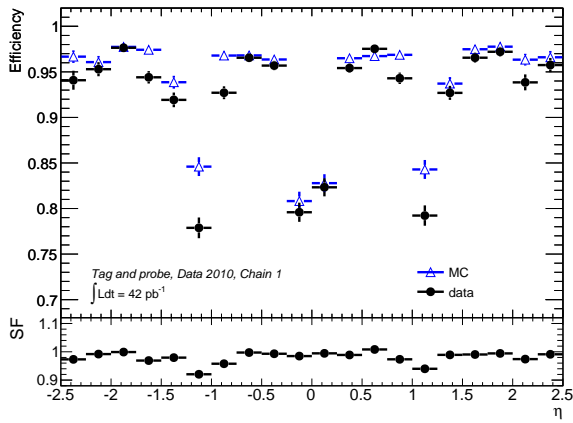
(a) CB : efficacité en fonction de η .(b) CB + ST : efficacité en fonction de η .(c) CB : efficacité en fonction de p_T .(d) CB + ST : efficacité en fonction de p_T .

(e) CB : efficacité par région du détecteur.

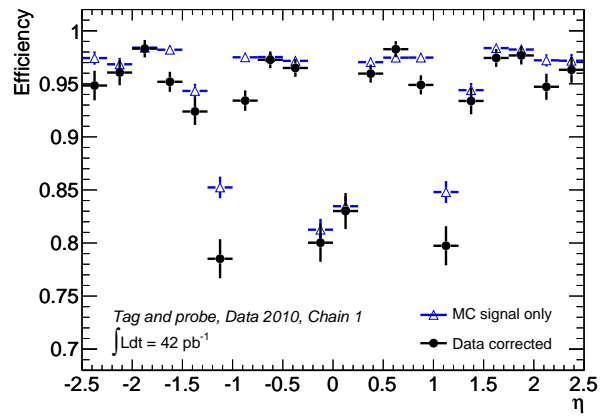


(f) CB + ST : efficacité par région du détecteur.

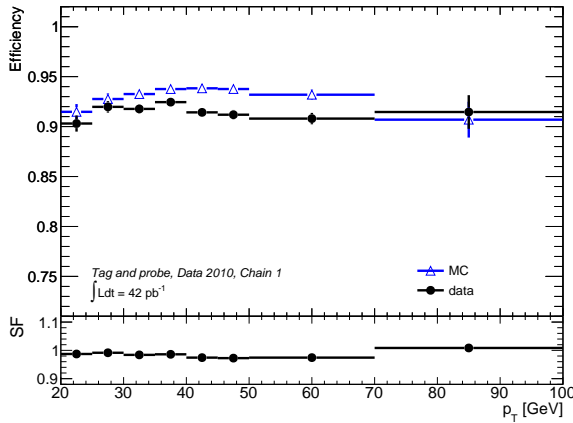
FIGURE 5.6 – Efficacité de reconstruction des muons à partir de la simulation. À gauche : le muon associé à la probe est combiné (CB), à droite : le muon associé à la probe est combiné ou étiqueté (CB+ST). Les triangles pleins rouges représentent le signal uniquement, les triangles vides bleus correspondent à l'efficacité obtenue pour le signal et les bruits de fond. Ratio = quotient de MC signal only sur MC.



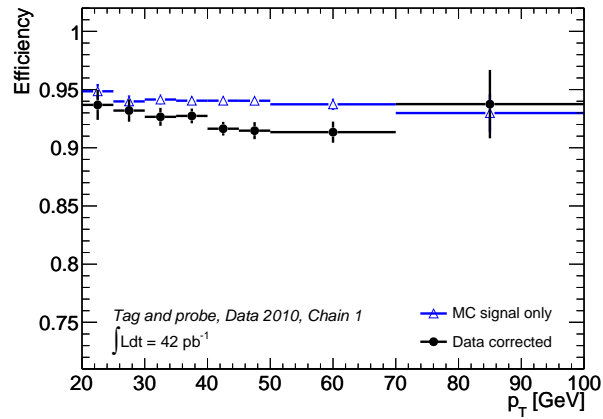
(a) CB : efficacité en fonction de η .



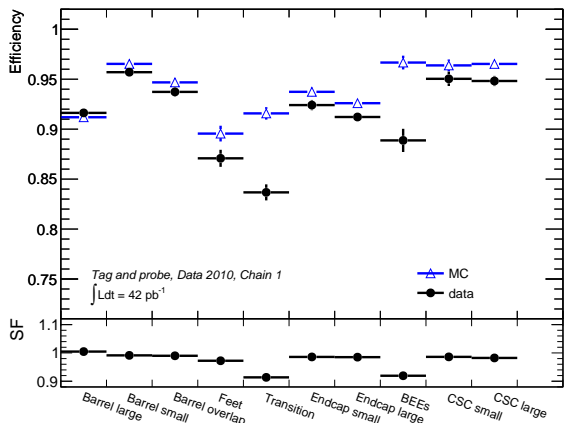
(b) CB : efficacité en fonction de η .



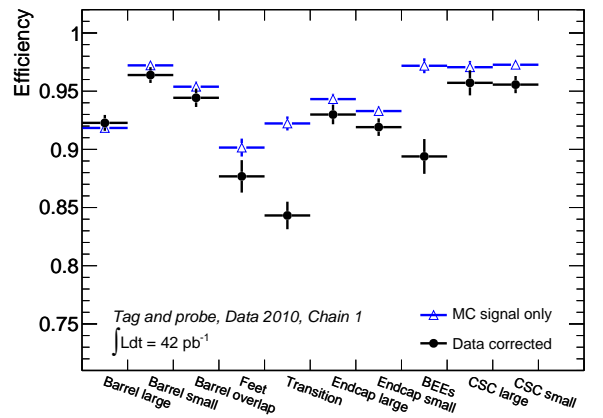
(c) CB : efficacité en fonction de p_T .



(d) CB : efficacité en fonction de p_T .



(e) CB : efficacité par région du détecteur.



(f) CB : efficacité par région du détecteur.

FIGURE 5.7 – À gauche : efficacité de reconstruction et facteurs correctifs pour les muons combinés. À droite : comparaison entre les données corrigées du bruit de fond et le signal simulé. Les données sont représentées par les points noirs alors que la simulation est représentée par les triangles vides bleus. SF = quotient de data sur MC, c'est-à-dire l'efficacité obtenue à partir de la simulation Monte Carlo.

L'efficacité moyenne de reconstruction des muons combinés obtenue pour les données non corrigées du bruit de fond est de $(91,59 \pm 0,18)$ % alors que la simulation donne $(93,42 \pm 0,16)$ %, bruits de fond compris. Ce désaccord provient essentiellement de trois régions du détecteur : les pieds du toroïde et les BEE pour lesquels l'alignement n'est pas optimal et la zone de transition dans laquelle la connaissance du champ magnétique est limitée ainsi que l'alignement des bouchons par rapport au tonneau (et vice-versa) et peut conduire à des déviations de la mesure de l'impulsion. Comme nous le verrons dans la partie suivante, ces désaccords disparaissent majoritairement compensés par l'utilisation des muons étiquetés.

Ces décalages entre les données et la simulation conduisent à un facteur correctif moyen de $0,9804 \pm 0,0026$. Comme les facteurs correctifs en fonction de p_T sont stables et toujours en accord dans un intervalle de 1,5 fois la déviation standard, ils seront considérés indépendants de p_T . La principale conséquence de ceci se trouve dans les facteurs correctifs fournis aux groupes de physique : ils dépendent de la région du détecteur (donc de η et ϕ). Ils sont donnés selon la carte décrite au §5.2.

Dans le tableau 5.2 se trouve l'efficacité « finale » du spectromètre à muons corrigée des bruits de fond par période de prise de données. On notera que la quantité de données varie beaucoup entre ces différentes périodes. L'efficacité moyenne corrigée pour les données est alors de $(92,25 \pm 0,18)$ % et celle obtenue à partir de la simulation du signal est de $(94,08 \pm 0,16)$ %. Les désaccords entre ces deux valeurs s'expliquent de la même manière que pour les données non corrigées du bruit de fond.

	A-D	E	F	G	H	I
CB	$94,0 \pm 1,9$	$90,7 \pm 1,1$	$91,58 \pm 0,86$	$92,14 \pm 0,43$	$92,20 \pm 0,41$	$92,40 \pm 0,24$

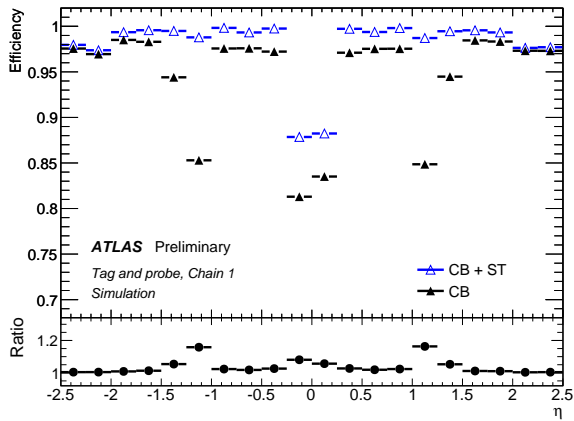
TABLEAU 5.2 – Efficacités en % corrigées des bruits de fond par période de prise de données.

5.6.2 Efficacité pour les muons combinés et étiquetés

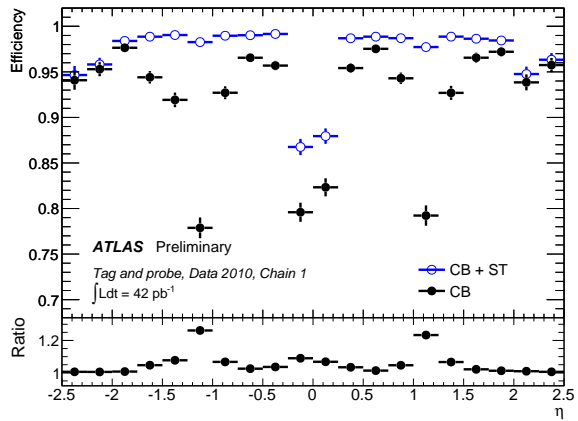
Les muons étiquetés, notés ST pour *segment tagged*, permettent de récupérer des muons dans les régions du spectromètre où la combinaison entre une trace ID et un muon *standalone* est difficile. Le gain qu'ils apportent se voit sur la figure 5.8. Ils permettent ainsi de combler la zone de transition pour $1 < |\eta| < 1,3$, mais également d'améliorer la reconstruction dans le trou à $\eta \sim 0$ ou dans la zone des BEE. Leur contribution est également significative dans la zone des pieds du toroïde. Par contre, pour le moment, il n'y a pas de muon étiqueté reconstruit dans la région des CSC ($|\eta| > 2$), ce qui explique le peu de différences entre les cas CB et CB+ST.

Par ailleurs les coupures sur $\Delta p/p$ et sur le χ^2_{match} sont appliquées pour les points notés CB, alors qu'elles ne le sont plus lors de la sélection « CB+ST ». En effet, les muons étiquetés sont censés récupérer les combinaisons qui ont échoué. Cependant, ils ne sont créés qu'à partir de traces ID et de muons *standalone* qui ne sont pas déjà inclus dans une combinaison. Or, même si les coupures citées précédemment échouent, ces muons sont quand même combinés, ils sont donc « prioritaires » sur les muons étiquetés. C'est pourquoi ces muons sont comptés dans la sélection CB+ST, qui revient à ne plus appliquer les coupures sur $\Delta p/p$ et sur le χ^2_{match} pour les muons combinés.

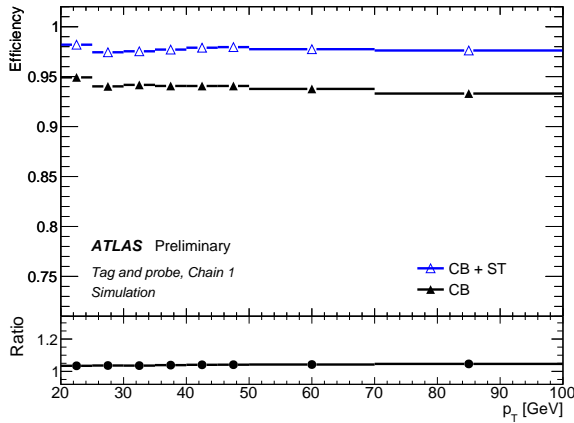
Après prise en compte du bruit de fond dans les données, l'efficacité est de $(97,68 \pm 0,11)$ %, ce qui est à comparer avec l'efficacité calculée sur le signal seul, soit $(97,77 \pm 0,10)$ %. Ces nombres sont en accord en prenant en compte les barres d'erreur. Les distributions associées sont représentées dans la colonne de droite de la figure 5.9. L'efficacité « finale » du spectromètre à muons corrigée des bruits de fond par période de prise de données se trouve dans le tableau 5.3. Ces efficacités varient beaucoup moins que les efficacités combinées.



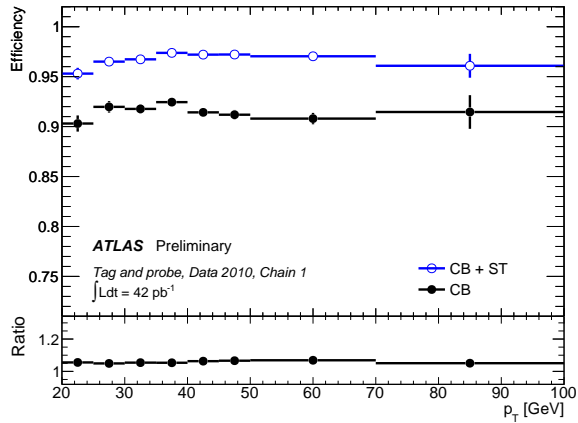
(a) Simulation : efficacité en fonction de η .



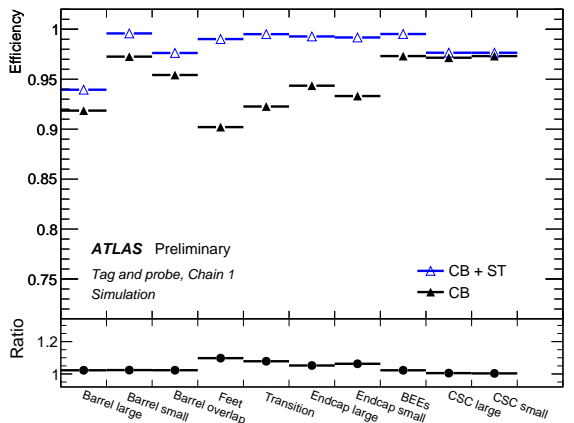
(b) Données : efficacité en fonction de η .



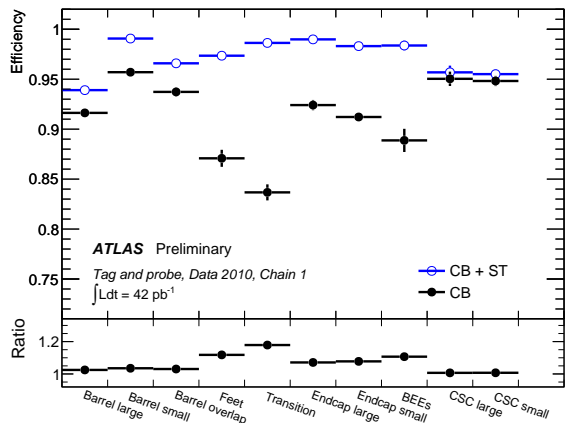
(c) Simulation : efficacité en fonction de p_T .



(d) Données : efficacité en fonction de p_T .



(e) Simulation : efficacité par région du détecteur.



(f) Données : efficacité par région du détecteur.

FIGURE 5.8 – Efficacité de reconstruction dans le cas où le muon associé à la probe est combiné (points noirs, noté CB) et dans le cas où il peut être ou combiné ou étiqueté (points vides bleus, noté CB + ST). Le gain apporté par l'ajout des muons étiquetés est représenté en dessous (ratio). À gauche : dans le cas du signal simulé, à droite : dans le cas des données.

Les facteurs correctifs à utiliser pour une sélection CB+ST sont représentés sur les graphes de gauche de la figure 5.9. Ils valent en moyenne $0,9990 \pm 0,0016$, ce qui est parfaitement compatible avec 1. Comme dans le cas des muons combinés, on n'observe pas de dépendance des facteurs correctifs en p_T , ils seront donc donnés en fonction de la région du détecteur pour les analyses.

	A-D	E	F	G	H	I
CB + ST	$97,1 \pm 1,5$	$97,55 \pm 0,66$	$97,40 \pm 0,53$	$97,74 \pm 0,26$	$97,39 \pm 0,26$	$97,77 \pm 0,15$

TABLEAU 5.3 – Efficacités en % corrigées des bruits de fond par période de prise de données.

5.7 Erreurs systématiques

Les incertitudes systématiques considérées ici portent sur les contributions des bruits de fond et sur la résolution du détecteur.

Pour ce qui est des incertitudes liées à la résolution du détecteur, elles sont estimées en faisant varier les coupures de sélection pour le signal simulé. L'intervalle choisi pour les coupures sur la masse invariante et sur l'impulsion transverse du *tag* correspond à leur résolution alors que l'on fait varier les autres coupures de ± 10 %.

Pour les bruits de fond, nous avons regardé l'influence d'un changement de ± 10 % du nombre d'événements de bruits de fond. Cette variation correspond à l'incertitude statistique sur le nombre de paires *tag and probe* de même charge. Par ailleurs les études sur le *W* et le *Z* dans Atlas, effectuées sur les mêmes données, ont montré que l'incertitude sur les bruits de fond électrofaible et QCD est de l'ordre de 10 % [54].

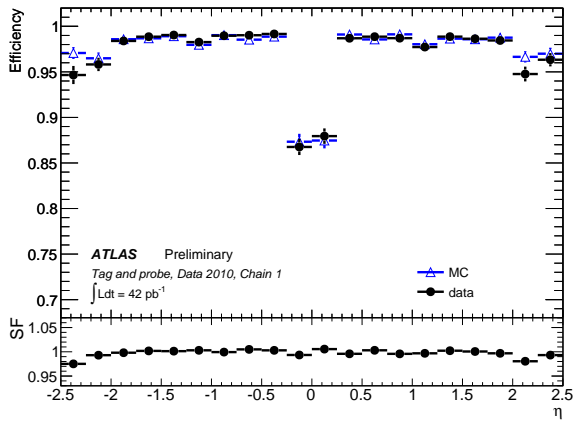
Toutes ces incertitudes sont résumées dans le tableau 5.4 avec les intervalles dans lesquels on a fait varier la coupure. Elles sont données sur les facteurs correctifs. Dans les cas où l'on fait varier deux fois la coupure, pour lui donner une valeur supérieure et une valeur inférieure, seule la valeur absolue de la variation la plus importante du facteur correctif est gardée. Ces incertitudes sont supposées non corrélées et sont donc additionnées quadratiquement pour obtenir l'incertitude systématique totale. La source d'incertitude la plus importante est la fenêtre en masse autour du pôle du *Z*, suivie par les incertitudes sur les contributions des bruits de fond et celle sur l'isolation de la *probe*.

Coupure	Variation de la coupure	$\Delta(SF)$
Isolation de la <i>probe</i>	$0,2 \rightarrow 0,18$	0,0009
Fenêtre en masse	$10 \text{ GeV} \rightarrow 8 \text{ GeV}$	0,0014
$\Delta\phi$	$2,0 \rightarrow 2,2$	0,0003
$p_T(\text{tag})$	$20 \text{ GeV} \rightarrow 22 \text{ GeV}$	0,0006
Fraction d' <i>outliers</i> TRT pour la <i>probe</i>	$0,9 \rightarrow 0,7$	0,0001
Bruits de fond	± 10 %	0,0007
Total		0,0020

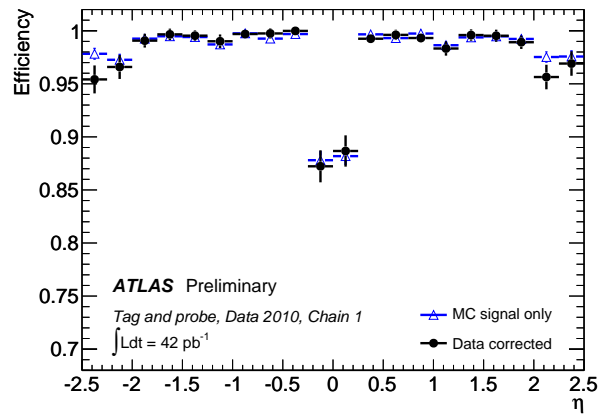
TABLEAU 5.4 – Incertitudes systématiques obtenues pour l'efficacité CB.

Enfin la sélection du *tag* et de la *probe* étant identiques pour le calcul des efficacités CB comme CB + ST, la même erreur systématique est utilisée dans les deux cas.

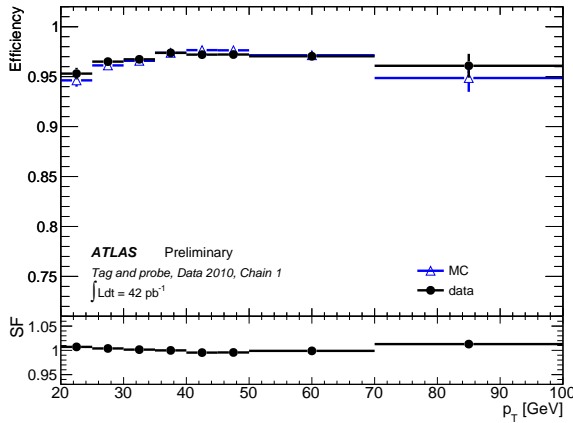
Ces résultats sont également en accord, en prenant en compte les erreurs systématiques, avec ceux obtenus en utilisant les muons étiquetés par le calorimètre (*caloTag*) qui permettent un meilleur rejet du bruit de fond au moment de la recherche de la *probe*.



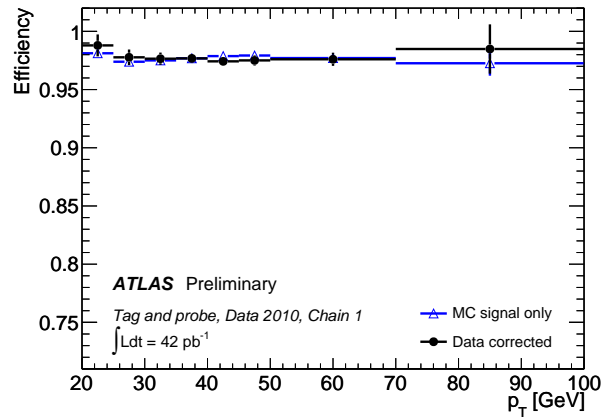
(a) CB + ST : efficacité en fonction de η .



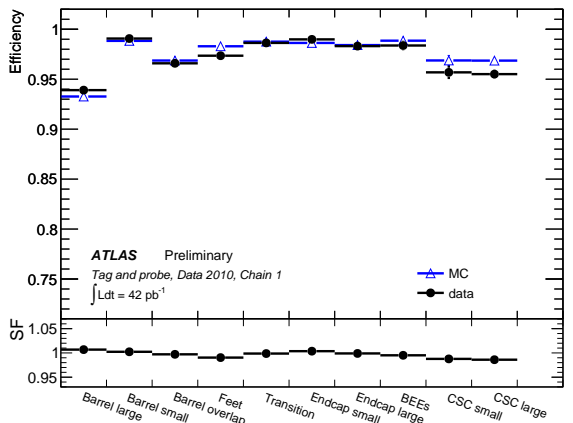
(b) CB + ST : efficacité en fonction de η .



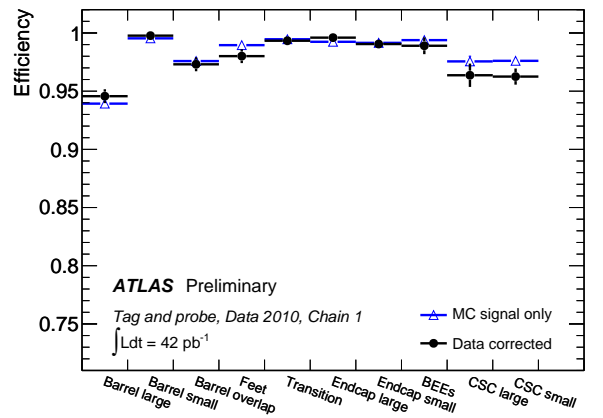
(c) CB + ST : efficacité en fonction de p_T .



(d) CB + ST : efficacité en fonction de p_T .



(e) CB + ST : efficacité par région du détecteur.



(f) CB + ST : efficacité par région du détecteur.

FIGURE 5.9 – À gauche : efficacité de reconstruction et facteurs correctifs lorsque la probe peut être associée à un muon combiné ou à un muon étiqueté. À droite : comparaison entre les données corrigées du bruit de fond et le signal simulé. Les données sont représentées par les points noirs alors que la simulation est représentée par les triangles vides bleus. SF = quotient de data sur MC.

5.8 Pour aller plus loin

5.8.1 Comparaison avec Muid

Cette analyse a été faite également faite avec la collection Muid. Comme la définition des muons combinés est un peu différente de celle de la collection Staco, les résultats obtenus diffèrent. La figure 5.10 montre les distributions en η et en fonction de la région du détecteur obtenues pour les efficacités CB et CB + ST. Il est à noter que, dans le cas de Muid, la sélection faite pour CB + ST est basée sur le critère *tight*, voir le §3.2.5.c. Les muons étiquetés sont reconstruits par MuGirl et ne sont sélectionnés que si l'ajustement a réussi.

Globalement l'efficacité de reconstruction est plus élevée pour Muid que pour Staco. Ceci est principalement dû à un choix différent de point de fonctionnement : grande efficacité, mais plus de « faux » muons. Dans les cas où le muon associé à la *probe* est combiné, l'efficacité obtenue est de $(95,52 \pm 0,14)$ % pour les données après correction du bruit de fond alors que la simulation du signal donne $(96,09 \pm 0,13)$ %. Le facteur correctif pour ces muons est de $0,9940 \pm 0,0021$ soit plus proche de 1 que dans le cas de Staco.

Dans le cas où le muon associé à la *probe* peut être combiné ou étiqueté, l'efficacité sur les données est de $(97,97 \pm 0,10)$ % après correction alors que le signal simulé donne $(97,91 \pm 0,09)$ %. Le facteur correctif à appliquer dans les analyses de physique vaut en moyenne $1,0006 \pm 0,0015$.

Les différences entre les collections Staco et Muid s'expliquent également par l'application de la coupure sur $\Delta p/p$ dans le cas de Staco et par le fait que Muid peut reconstruire des traces combinées pour lesquelles la trace *standalone* n'est basée que sur une chambre MDT. Ces deux effets font l'objet des deux points suivants.

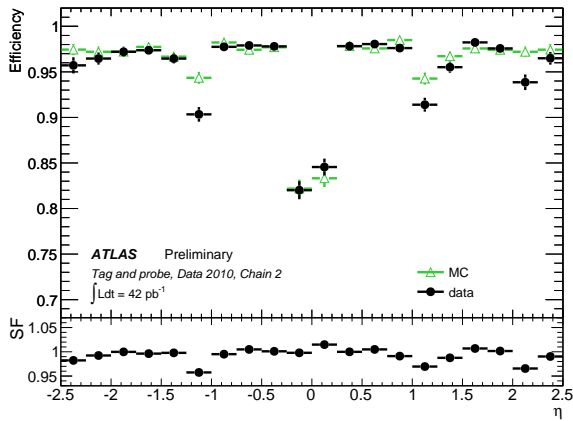
5.8.2 Effet de la coupure sur $\Delta p/p$

La coupure sur $\Delta p/p$ a été présentée au §5.4.2. Elle est appliquée pour la collection Staco, mais pas pour la collection Muid. Par ailleurs elle n'agit que pour les muons combinés (les muons étiquetés n'ayant pas de trace dans le spectromètre et servant à récupérer une partie des combinaisons qui ont échoué). Son effet sur l'efficacité de reconstruction peut être vu sur la figure 5.11.

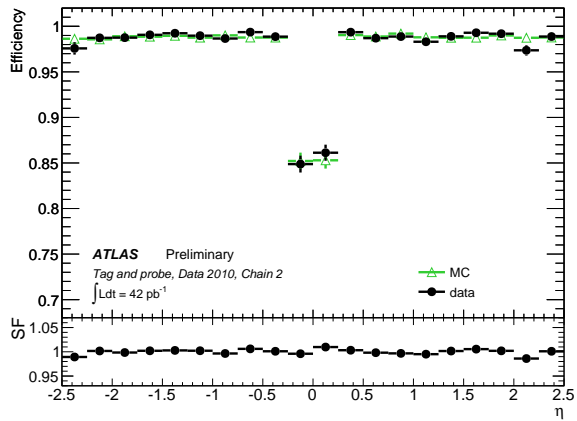
L'application de cette coupure a ainsi un effet très similaire pour les deux collections, principalement dans la région des BEE et dans les bouchons. Cette coupure conduit à une baisse de l'efficacité de l'ordre de 1 %. Elle explique donc en partie la plus basse efficacité observée pour la collection Staco que pour la collection Muid.

5.8.3 Traces à une station

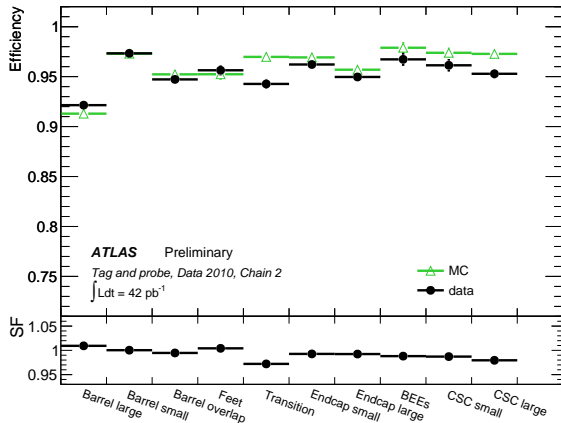
Dans le cas de Staco, les traces combinées doivent être construites à partir d'au moins deux segments (voir le chapitre 3). La figure 5.12 permet de le vérifier : il s'agit de la comparaison de l'efficacité obtenue pour des traces reconstruites à partir d'au moins deux stations, ou segments, à l'efficacité totale obtenue pour les traces combinées. Pour Staco, à gauche, il n'y a pas de différence entre les deux distributions. Muid, au contraire, reconstruit des traces combinées n'ayant qu'une seule station essentiellement dans les zones où il n'y a pas plus de chambres disponibles, soit dans la zone de transition. Enlever ces traces du lot des traces combinées fait baisser l'efficacité de l'ordre de 0,8 %, ce qui la rapproche de celle de Staco.



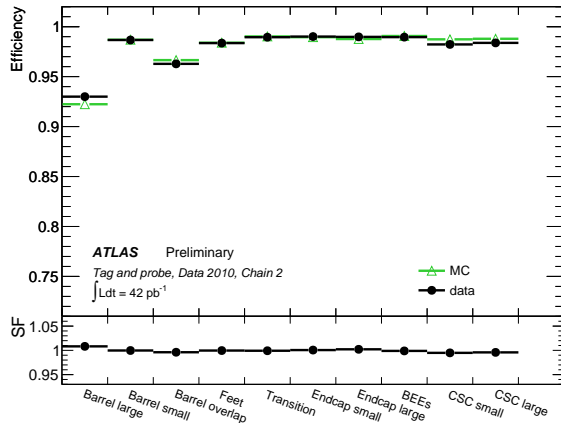
(a) CB : efficacité en fonction de η .



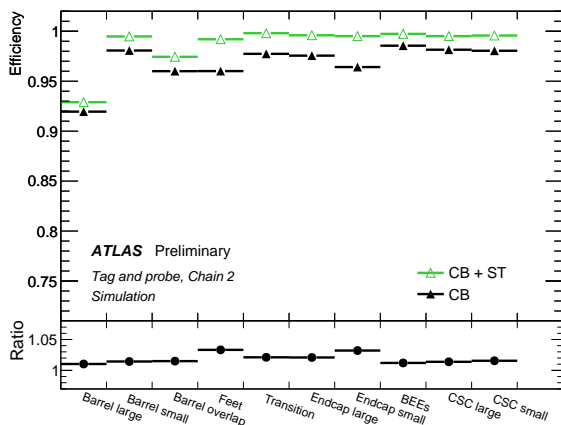
(b) CB + ST : efficacité en fonction de η .



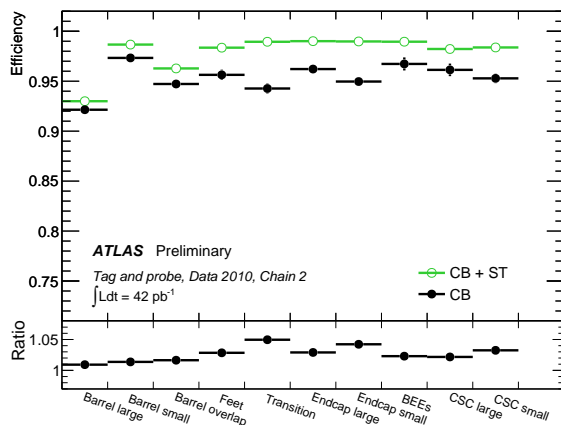
(c) CB : efficacité par région du détecteur.



(d) CB + ST : efficacité par région du détecteur.

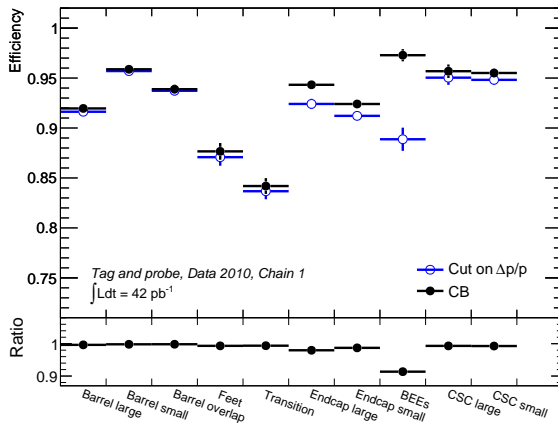


(e) Simulation : efficacité par région du détecteur.

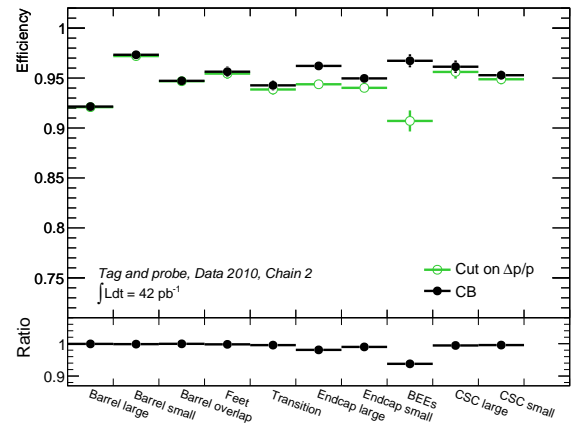


(f) Données : efficacité par région du détecteur.

FIGURE 5.10 – Efficacités de reconstruction et facteurs correctifs pour les quatre premiers graphiques : CB en haut et CB + ST au milieu. Comparaison entre les efficacités de reconstruction CB et CB + ST pour les graphiques du bas. La collection utilisée est Muid.

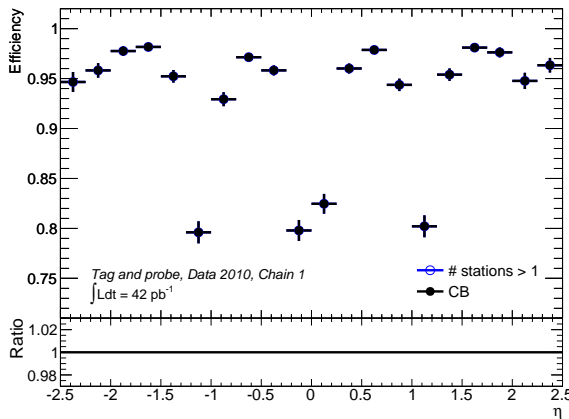


(a) Staco : efficacité par région du détecteur.

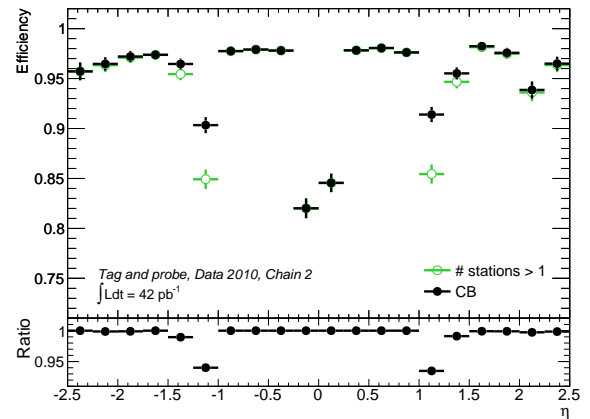


(b) Muid : efficacité par région du détecteur.

FIGURE 5.11 – Effet de la coupure sur $\Delta p/p$ pour les données pour la collection Staco à gauche et pour la collection Muid à droite.



(a) Staco : efficacité par région du détecteur.



(b) Muid : efficacité par région du détecteur.

FIGURE 5.12 – Effet des traces combinées n'ayant traversé qu'une seule chambre à muons pour les données pour la collection Staco à gauche et pour la collection Muid à droite.

5.9 Mises à jour ultérieures

Des mises à jour ont été faites depuis, suite à des améliorations de la reconstruction et suite aux prises de données de 2011. Les résultats présentés ci-dessous sont obtenus par la même méthode, à partir des données 2011. Ce sont eux qui sont utilisés dans l'analyse de la production des paires de bosons WZ .

Pour la collection Staco, les coupures sur le χ^2_{match} et sur $\Delta p/p$ ne sont plus appliquées. En effet la coupure sur le χ^2_{match} a été renforcée dans le cœur du code, et il y a maintenant une vérification supplémentaire sur le $\chi^2_{\text{match spectro}}$, pour lequel les paramètres des traces sont exprimés à la sortie du calorimètre, ce qui implique l'extrapolation de la trace reconstruite par le détecteur interne.

Au niveau des coupures, seules celles concernant les traces reconstruites dans le détecteur interne ont changé. Elles sont désormais :

- au moins un coup dans la couche la plus interne du détecteur à pixels (B -layer) sauf si le muon traverse une zone non instrumentée ou un pixel mort ;

- le nombre de coups dans les pixels, en prenant en compte les pixels morts traversés, doit être supérieur à un ;
- le nombre de coups dans le SCT, en prenant en compte les capteurs morts, doit être supérieur à six ;
- le nombre de trous dans les détecteurs à silicium³, soit de capteurs n’ayant pas envoyé de signal alors que le muon est censé les avoir traversés, doit être inférieur à trois ;
- si une trace dans le TRT est attendue, elle doit être de bonne qualité, soit, en prenant $n = N_{\text{coups}} + N_{\text{outliers}}$ où les *outliers* sont les coups proches de la trace, mais non comptés dedans :
 - si $|\eta| < 1,9$, soit dans l’acceptance du TRT, on doit avoir $n > 6$ et $N_{\text{outliers}} < 0,9n$;
 - si $|\eta| \geq 1,9$: si on a $n > 6$, alors $N_{\text{outliers}} < 0,9n$.

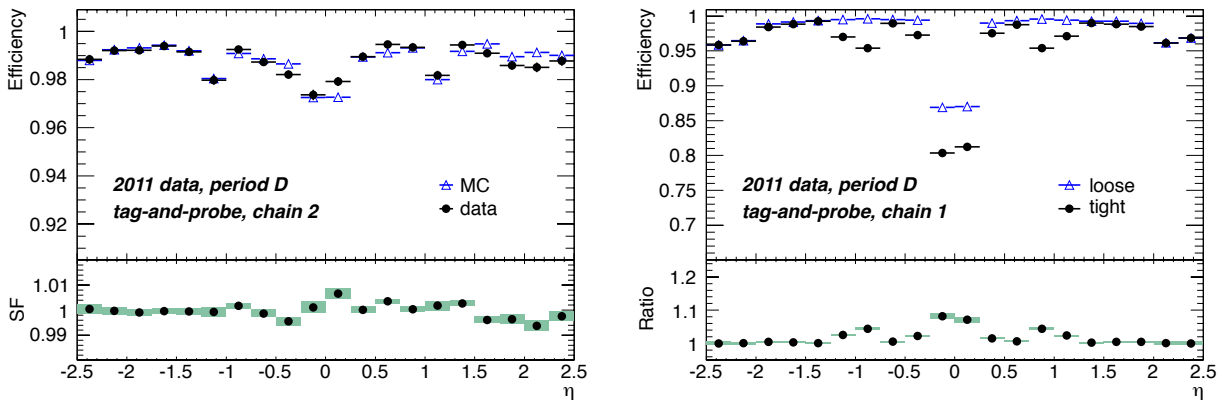
(a) Détecteur interne : efficacité en fonction de η .(b) Staco : efficacité en fonction de η .

FIGURE 5.13 – Efficacité de reconstruction pour le détecteur interne à gauche et comparaison entre les efficacités tight et loose pour Staco à droite.

Par ailleurs l’efficacité du détecteur interne est maintenant estimée. Pour cela le *tag* est toujours un muon combiné, mais la *probe* est un muon *standalone* passant les mêmes sélections (sauf les coupures spécifiques au détecteur interne bien sûr). Cette efficacité est représentée sur la figure 5.13. L’efficacité obtenue est de $(99,1 \pm 0,1) \%$, les données et la simulation sont en accord dans les barres d’erreurs à moins de 1 %. La perte d’efficacité est essentiellement due aux coupures faites sur les coups constituant la trace ID.

Les efficacités pour les sélections CB et CB+ST ont également été mises à jour. La comparaison entre ces deux cas se trouve sur la figure 5.13. La principale différence est que maintenant ce sont les critères de qualité qui sont utilisés. La sélection *tight* comprend donc toutes les traces combinées ainsi que les muons étiquetés les mieux reconstruits. La sélection *loose* est équivalente à la sélection CB+ST présentée précédemment. Les efficacités comparées à la simulation ainsi que les facteurs correctifs sont sur la figure 5.14. L’efficacité de reconstruction est maintenant de $(92,8 \pm 0,2) \%$ et les facteurs correctifs moyens de $0,989 \pm 0,003$ pour le cas *tight*. Dans le deuxième cas, soit CB+ST, l’efficacité est de $(97,0 \pm 0,1) \%$ associée à un facteur correctif de $1,003 \pm 0,002$.

5.10 Autres aspects de performances

Les autres aspects de performances qui entrent directement dans les analyses sont la résolution du spectromètre, pour laquelle des corrections sont également dérivées, les taux de « faux » muons et

3. Détecteur à silicium = pixels + SCT

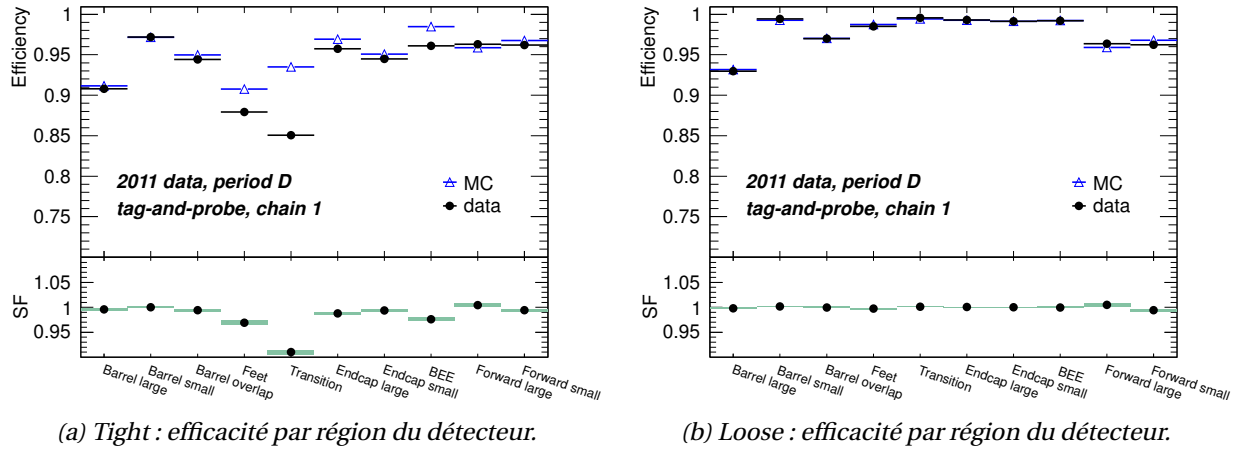


FIGURE 5.14 – Efficacité de reconstruction mises à jour pour la collection Staco : à gauche pour le cas CB et à droite pour le cas CB + ST.

les performances du système de déclenchement.

5.10.1 Résolution

Comme dans le cas de l'efficacité, la résolution est estimée à partir d'événements Z reconstruits par des muons combinés. Elle est calculée à la fois pour les traces ID, pour les traces *standalone* et pour les traces combinées. Pour l'obtenir des ajustements sont effectués à partir de trois distributions différentes :

- la masse invariante $M_{\mu\mu}$ est ajustée par la fonction (5.3) convoluée à une gaussienne pour les paramètres MS et pour les paramètres ID. Chacune de ces distributions est donc caractéristique d'un sous-détecteur et est sensible à $\sigma_{\text{diff. multiple}} \oplus \sigma_{\text{resol. intrinsèque}}$;
- la différence des impulsions transverse sous la forme $(q/p_T^{ID} - q/p_T^{MS})$ dans différents intervalles en p_T . Cette distribution est sensible à $\sigma_{ID} \oplus \sigma_{MS}$.

On ajoute à cela quelques contraintes « extérieures » : la contribution de l'alignement du spectromètre, importante à grande impulsion, et des contraintes sur la quantité de matière dans les différents sous-détecteurs, donc sur la diffusion multiple.

La fonction utilisée pour évaluer de la masse invariante du Z est

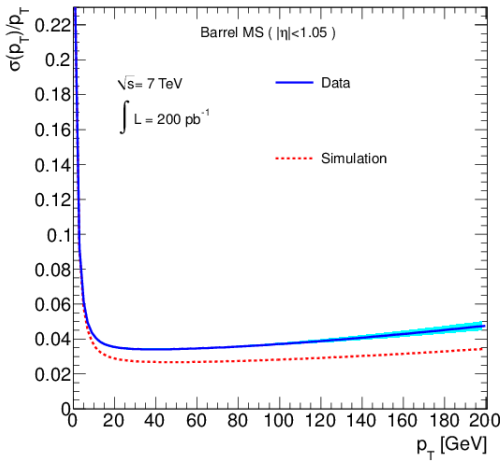
$$f(x) = A \left(\frac{1}{x^2} \right) + B \left(\frac{(x^2 - \bar{x}^2)}{(x^2 - \bar{x}^2)^2 + \sigma_x^2 \bar{x}^2} \right) + C \left(\frac{x^2}{(x^2 - \bar{x}^2)^2 + \sigma_x^2 \bar{x}^2} \right) \quad (5.3)$$

où le premier terme représente les interactions dues au photon, le deuxième celles dues au Z et le troisième l'interférence entre Z et γ^* . Les termes A , B et C sont ajustés à partir de la simulation alors que σ_x est fixé à la largeur du Z . \bar{x} est un paramètre libre de l'ajustement. L'ajustement de la masse invariante est fait grâce à cette fonction (5.3) convoluée à une gaussienne centrée sur 0 de largeur σ . Ce dernier paramètre, σ , nous donne donc la résolution du détecteur.

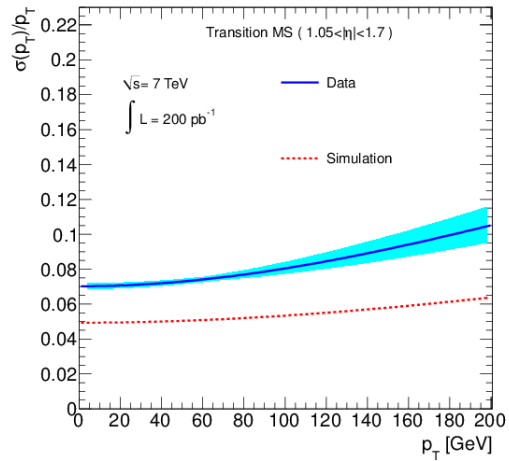
Comme dans le cas des cosmiques la résolution du spectromètre est donnée par

$$\frac{\sigma(p)}{p} = \frac{p_0^{MS}}{p_T} \oplus p_1^{MS} \oplus p_2^{MS} \cdot p_T. \quad (5.4)$$

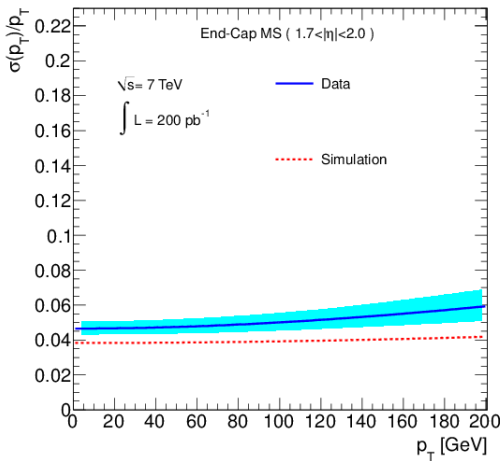
Cette fonction est représentée sur la figure 5.15 dans quatre régions différentes : le tonneau, la région de transition, les bouchons et les CSC. La comparaison entre les données, en bleu, et la simulation représentée par les pointillés rouges nous permet de voir qu'il manque globalement de la matière dans le spectromètre grâce au décalage à peu près constant. Pour la région des CSC et la région de transition le désaccord augmente avec p_T . Ceci est dû à l'alignement, qui a largement été amélioré depuis.



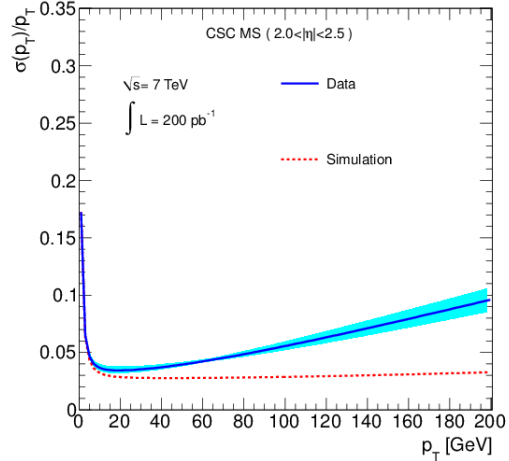
(a) Résolution du spectromètre dans le tonneau.



(b) Résolution du spectromètre dans la zone de transition.



(c) Résolution du spectromètre dans les bouchons.



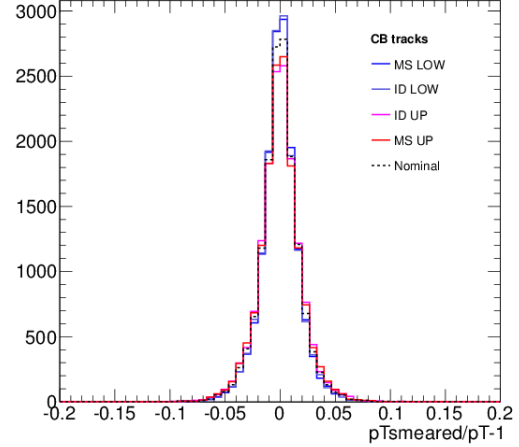
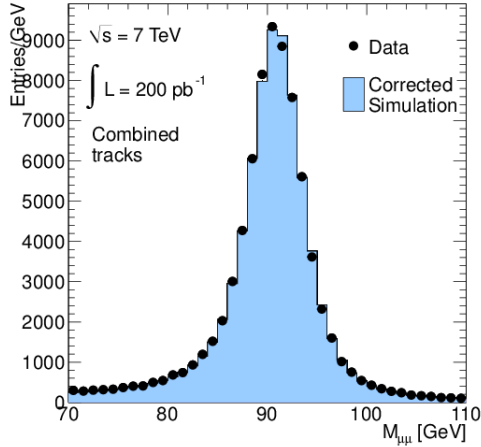
(d) Résolution du spectromètre dans la région des CSC.

FIGURE 5.15 – Résolution du spectromètre à muons par régions du détecteur. Les données sont en bleu, la simulation en rouge.

À partir des résolutions on déduit des corrections à apporter à la simulation pour qu'elle corresponde mieux aux données, opération usuellement appelée *smearing*. L'erreur sur cette correction est une erreur systématique pour les analyses de physique. Elle est donnée par la région bleue claire sur les graphiques de la figure 5.15. Dans la pratique pour le spectromètre et le détecteur interne ce

décalage de l'impulsion transverse est fait par

$$p'_T = p_T(1 + \Delta p_T). \quad (5.5)$$



(a) Comparaison données - simulation pour les paramètres combinés.

(b) Effet des incertitudes systématiques sur la masse invariante autour du Z.

FIGURE 5.16 – Effet des corrections de résolution à gauche et effet des erreurs systématiques sur la résolution à droite.

Pour les traces combinées, il est obtenu grâce à la combinaison statistique de ces deux corrections, obtenue grâce à

$$p'_T(CB) = p_T(CB) \left[1 + \frac{\frac{\Delta(MS)}{\sigma^2(MS)} + \frac{\Delta(ID)}{\sigma^2(ID)}}{\frac{1}{\sigma^2(MS)} + \frac{1}{\sigma^2(ID)}} \right] \quad (5.6)$$

où $\Delta(MS, ID)$ est la correction des impulsions transverses MS et ID obtenues à partir de (5.5) et $\sigma(MS, ID)$ est la résolution représentée sur la figure 5.15. L'effet sur les données peut-être vu sur la figure 5.16. L'impact des incertitudes systématiques est présenté sur la même figure. On fait varier indépendamment les erreurs affectées au spectromètre et celles affectées au détecteur interne.

5.10.2 Taux de « faux » muons

La définition de « faux » varie en fonction de l'analyse. Celle choisie pour l'analyse dibosons sera présentée au §8.1.2. Pour les muons, il s'agit principalement de muons provenant des désintégrations en vol des pions et des kaons. En fonction des analyses, les muons issus des quarks lourds peuvent également être considérés comme des « faux » muons. Dans le futur, comme le bruit de fond dans la caverne devrait augmenter (lié à l'activation des matériaux présents), davantage de « faux » muons sont attendus.

Le taux de faux muons est tout de même globalement faible pour la reconstruction des muons. Il est évalué soit à partir de la simulation, soit à partir des données, grâce aux désintégrations des mésons D^* se désintégrant en D^0 ou encore des mésons K_s^0 se désintégrant en pions. Les taux de « faux » muons, étudiés à partir de ces derniers mésons, peuvent être trouvés dans la note [55].

5.10.3 Système de déclenchement

Les performances du système de déclenchement peuvent être trouvées dans le papier [56]. Au niveau des analyses, des facteurs correctifs sont appliqués pour que l'efficacité de ce système corresponde à celle observée dans les données, d'une manière proche de celle effectuée pour l'efficacité de reconstruction. Des méthodes de *Tag and Probe* sont également utilisées pour les déterminer.

5.11 Conclusion

Les événements de collision, en particulier les désintégrations des bosons Z , permettent de mieux comprendre le détecteur. L'efficacité du spectromètre à muon a ainsi pu être déterminée grâce à une méthode de *Tag and Probe*. Elle était de $(91,59 \pm 0,18) \%$ pour les muons combinés et de $(97,68 \pm 0,11) \%$ lorsque l'on ajoute les muons étiquetés avant la mise à jour. Les désaccords entre les données et la simulation donnent lieu à des facteurs correctifs à appliquer dans les analyses de physique. Les plus importants sont dus à un mauvais alignement de certaines parties du détecteur. Les données et la simulation sont cependant en très bon accord lorsque l'on considère en même temps les muons combinés et les muons étiquetés. Ces résultats sont inclus dans la note publique Atlas [57].

Chapitre 6

Reconstruction des électrons et des jets

Aventures électroniques

Yoko Tsuno (tome 4),

ROGER LELOUP

Les méthodes de reconstruction des électrons et des jets ainsi que les performances associées ne seront que succinctement décrites, dans l'optique d'être utilisées lors de l'analyse de la production des paires de bosons.

Les électrons sont les premiers abordés. Les aspects de reconstruction et d'identification utilisés par la suite sont résumés ainsi que leurs performances : résolution et efficacité. Ces dernières sont basées sur les données acquises en 2010 décrites dans l'article [58]. Les jets n'étant pas utilisés directement dans mon analyse, leur description est brève, axée sur la sélection faite dans l'analyse WZ .

6.1 Reconstruction des électrons et performances associées

L'analyse des dibosons ne comptant que des électrons dans la partie couverte par le détecteur interne, ni la reconstruction, ni les performances des électrons vers l'avant ne seront abordés. Ces différentes informations peuvent cependant être trouvées dans [58], [43], [40] et [32].

6.1.1 Reconstruction des électrons

Dans la région $|\eta| < 2,47$, la reconstruction standard des électrons se base sur les dépôts d'énergie enregistrés par le calorimètre électromagnétique, regroupés en amas, puis associés à une trace dans le détecteur interne. Les amas de cellules sont constitués à partir d'un « amas-graine », dont l'énergie dépasse 2,5 GeV, recherché grâce à une fenêtre glissante sur des tours de 3×5 cellules en $\eta \times \phi$ prises dans la couche médiane (voir le §2.5).

On cherche ensuite à faire correspondre une trace reconstruite dans le détecteur interne avec l'amas de cellules constitué. Pour cela les coordonnées de la trace et de l'amas sont d'abord comparées. Si $\Delta\eta(\text{trace}, \text{amas}) < 0,05$ et $\Delta\phi(\text{trace}, \text{amas}) \in [0,05; 0,1]$ alors la trace est extrapolée jusqu'à la couche médiane du calorimètre électromagnétique. La coupure est asymétrique et plus lâche sur $\Delta\phi$ que sur $\Delta\eta$ pour prendre en compte le rayonnement de freinage et celui de la courbure de la trajectoire de l'électron. Un électron est reconstruit si au moins une trace a pu être extrapolée. S'il y en a plusieurs, seule celle pour laquelle la distance $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ entre la trace et l'amas est la plus petite est gardée.

L'amas de cellules calorimétriques est alors reconstruit en prenant en compte la granularité complète en profondeur du calorimètre électromagnétique et sa taille est optimisée. L'énergie de l'électron est alors déterminée comme étant la somme de

- l'estimation de l'énergie déposée en amont du calorimètre, essentiellement basée sur la mesure venant du pré-échantillonneur (voir le §2.5.1.b) ;
- l'énergie mesurée dans l'amas ;
- l'énergie déposée en dehors de l'amas (fuites latérales) ;
- l'énergie ou l'estimation de l'énergie déposée après le calorimètre électromagnétique (fuites longitudinales).

Ces quatre termes sont exprimés en fonction de l'énergie mesurée dans le pré-échantillonneur et en fonction de la quantité de matière active et inactive qui constituent chaque couche du calorimètre. Cette quantité de matière est basée sur la simulation.

Finalement le quadrivecteur d'un électron utilise la mesure de l'énergie faite à partir de l'amas de cellules et les coordonnées η et ϕ de la trace reconstruite dans le détecteur interne.

Certains électrons, notamment ceux dont l'énergie est faible, peuvent ne pas avoir été reconstruits par la méthode dite standard. Le plus souvent ils n'ont pas passé la première coupure, sur l'énergie contenue dans « l'amas-graine ». Un deuxième algorithme basé sur les traces peut alors être utilisé pour les récupérer.

L'association entre la trace reconstruite dans le détecteur interne et l'amas de cellules calorimétriques peut être détériorée par un mauvais alignement entre le détecteur interne et le calorimètre. Ce dernier a été largement amélioré tout au long des prises de données 2010. Les corrections à prendre en compte pour cela sont systématiquement appliquées au niveau de la reconstruction.

6.1.2 Identification des électrons

Une fois reconstruits, les électrons sont classés en trois catégories : *loose*, *medium* et *tight*. Ces catégories reflètent la qualité de la reconstruction des électrons et la confiance qu'on leur attribue. Elles nous permettent en particulier de distinguer les électrons provenant de désintégrations (conversions de photons ou désintégrations des mésons π^0 en $e^+e^-\gamma$) ou encore les jets qui feignent les électrons. Ces catégories reflètent ainsi le pouvoir de séparation entre les électrons et les hadrons. Il est ainsi de 500 pour les électrons *loose*, de 5 000 pour les *medium* et de 50 000 pour les *tight*. Ces nombres ont été obtenus à partir de la simulation.

Différentes variables sont utilisées pour définir chaque catégorie :

loose : la forme de la gerbe électromagnétique dans la couche centrale du calorimètre électromagnétique ainsi que les variables caractéristiques des fuites d'énergie dans le calorimètre hadronique sont utilisées pour identifier de manière minimale l'électron ;

medium : les variables caractéristiques de la première couche du calorimètre électromagnétique, soit les bandes, sont alors prises en compte. Des critères sur la trace reconstruite dans le détecteur interne comme des coupures sur les coups dans les sous-détecteurs à silicium ou une contrainte sur le paramètre d'impact et des critères d'association entre l'amas de cellules et la trace sont également ajoutés ;

tight : des coupures sur les coups dans le TRT sont ajoutés, à la fois sur le nombre de coups total et sur le nombre de coups au-dessus du seuil haut (voir le §2.4.3), une meilleure correspondance entre la trace et l'amas de cellules et des coupures sur le nombre de coups dans la première couche du détecteur à pixels (aussi nommée *b-layer*) pour prévenir des conversions de photons.

Comme dans le cas des muons, ces catégories sont telles que $tight \subset medium \subset loose$.

6.1.3 Coupures supplémentaires

Des coupures supplémentaires sont ajoutées pour prendre en compte certains aspects du détecteur lors de la sélection des électrons :

- en général les électrons reconstruits dans la région de transition entre le calorimètre tonneau et les calorimètres bouchons ne sont pas utilisés. En effet, la première couche active du calorimètre est précédée par beaucoup de matière morte qui dégrade la résolution. Cette dernière est en cours d'amélioration, mais est considérée insuffisante pour le moment pour être utilisée dans les analyses de physique ;
- les électrons peuvent également être rejetés dans le cas où les amas de cellules les constituant ont été affectés par des problèmes dans les hautes tensions. Ce cas est assez rare ;
- certaines cellules peuvent être masquées car elles produisent trop de bruit ou aucun signal ;
- les données 2011 ont également été affectées par la perte d'un contrôleur de cartes d'électronique frontale. Ceci affecte la moitié du tonneau en η pour $1/64^\circ$ de couverture en ϕ . Cet aspect est pris en compte en rejetant des événements simulés dont les électrons tombent dans cette région en fonction de la proportion de luminosité affectée. Dans certaines analyses, en particulier celles utilisant les jets, les événements dont un jet tombe dans cette zone sont rejetés.

6.1.4 Échelle en énergie

L'échelle en énergie est fondamentale pour les électrons. Elle a été déterminée au départ à partir de tests en faisceau. Toute erreur sur sa calibration engendrera ainsi un biais sur la mesure de l'énergie. Cette calibration est faite en trois étapes :

- la conversion du nombre de coups ADC en énergie déposée en utilisant la calibration standard du calorimètre ;
- des corrections basées sur la simulation en vue de prendre en compte la matière morte et les fuites en dehors de l'amas de cellules ;
- la calibration faite à partir des données pour déterminer l'échelle en énergie et les corrections consécutives ainsi que l'intercalibration entre les différentes régions du calorimètre.

Les corrections appliquées lors de cette dernière étape sont estimées à partir des événements $Z \rightarrow ee$ reconstruits dans les données et comparés à la simulation. Elles sont vérifiées grâce à l'étude des événements $J/\psi \rightarrow ee$ et $W \rightarrow e\nu$, en particulier pour leur uniformité en fonction de η et de ϕ et leur linéarité en fonction de l'énergie. Ces corrections sont de la forme

$$E^{\text{mesurée}} = E^{\text{vraie}} (1 + \alpha_i) \quad (6.1)$$

où i est caractéristique de la zone considérée et α_i mesure l'écart résiduel sur la calibration. La distribution des paramètres α peut être vue sur la figure 6.1. Sur la figure de gauche on voit la correction initiale, sur celle de droite sa vérification grâce à des événements $J/\psi \rightarrow ee$. Davantage de détails peuvent être trouvés à la fois sur la méthode et sur ses résultats dans [58].

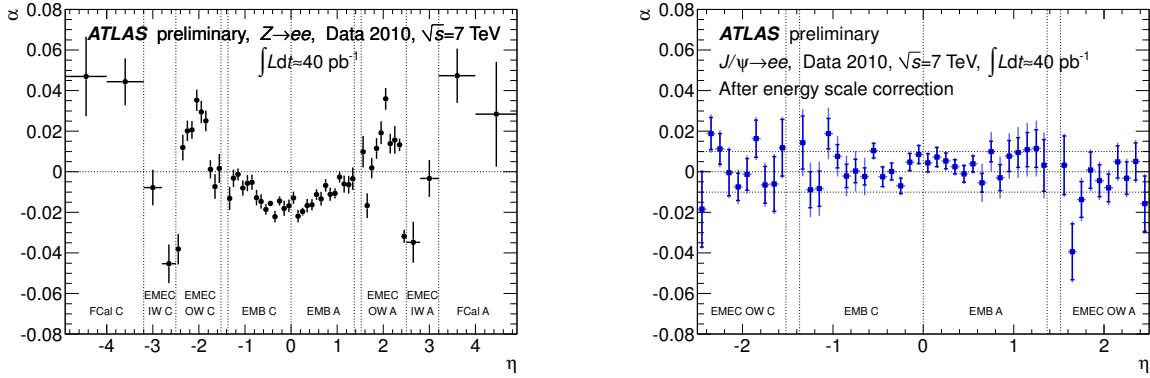


FIGURE 6.1 – Correction d'échelle en énergie en fonction de la région du détecteur en η à partir d'événements $Z \rightarrow ee$ à gauche. À droite il s'agit de la vérification de l'uniformité de cette correction à partir des événements $J/\psi \rightarrow ee$.

6.1.5 Résolution

La résolution du calorimètre électromagnétique est donnée par

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (6.2)$$

où a décrit le terme d'échantillonnage, b le terme caractéristique du bruit et c le terme constant.

Les données accumulées en 2010 n'ont pas permis d'extraire tous ces paramètres par manque de statistiques. Aussi le terme a , dominant la résolution à basse énergie, est supposé bien décrit par la simulation, d'où $a_{MC} = a_{data}$ avec une incertitude de 10 %. Le terme de bruit n'a de contribution significative qu'à basse énergie, son effet au premier ordre sur la mesure s'annule car la description du bruit utilisée dans la simulation est basée sur les prises de données dédiées à la calibration. Enfin le terme constant, tel que $c_{MC} = 0,5 \%$ dans la simulation, est corrigé par un terme constant effectif défini comme

$$c_{data} = \sqrt{2 \times \left(\left(\frac{\sigma_M}{M} \right)_{data}^2 - \left(\frac{\sigma_M}{M} \right)_{MC}^2 \right) + c_{MC}^2}. \quad (6.3)$$

Les termes σ_M et M sont obtenus grâce à l'ajustement de la masse invariante du Z par une Breit-Wigner convoluée à une gaussienne. La largeur de la Breit-Wigner étant fixée à la largeur du Z , la résolution du calorimètre se trouve dans la largeur de la gaussienne, qui est donc le terme σ_M . Cet ajustement est illustré sur la figure 6.2.

La détermination de ce terme permet d'ajuster la simulation aux données grâce à une fonction de *smearing*. Cette dernière est déterminée de manière distincte pour les électrons *tight* et pour les électrons *medium* et dans différentes régions (tonneau, bouchons). Cette fonction de *smearing* est appliquée à la simulation dans les analyses comme celle des dibosons.

6.1.6 Efficacités

Dans le cas des électrons, plusieurs efficacités peuvent être distinguées : l'efficacité de reconstruction et l'efficacité d'identification. Ces deux types d'efficacité sont obtenues par des méthodes *Tag and Probe* analogues à celle utilisée pour les muons (voir §5.3). Elles sont développées pour les événements $Z \rightarrow ee$, $J/\psi \rightarrow ee$ et $W \rightarrow ev$. La sélection du *tag* dépend du domaine d'énergie du processus considéré et de sa nature. Aussi un électron bien identifié est choisi pour $Z \rightarrow ee$ et $J/\psi \rightarrow ee$,

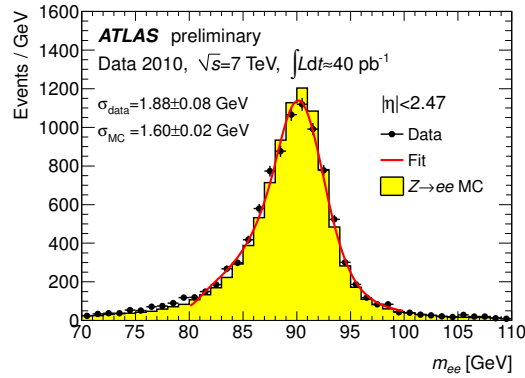


FIGURE 6.2 – Ajustement de la masse invariante pour des événements $Z \rightarrow ee$. Ces ajustements faits pour les données et la simulation permettent de déduire la résolution du calorimètre.

alors que pour les événements $W \rightarrow ev$ c'est E_T^{miss} qui sert de *tag*. La *probe* est alors un électron passant différentes coupures en fonction de l'efficacité à déterminer (identification ou reconstruction). Ces sélections sont détaillées dans [58] et [59]. Les bruits de fond sont également pris en compte dans le calcul de l'efficacité, estimés et soustraits indépendamment toujours en fonction du processus. L'efficacité d'identification est liée aux critères *tight*, *medium* et *loose* alors que l'efficacité de reconstruction reflète la possibilité d'associer un amas de cellules à une trace dans le détecteur interne.

Pour les efficacités d'identification, la *probe* est un électron d'énergie suffisante qui associé au *tag* permet de retrouver la topologie des événements considérés. Les critères de qualité sont ensuite appliqués pour déterminer leur efficacité. Cette dernière est représentée sur la figure 6.3 en fonction de E_T et sur la figure 6.4 en fonction de η pour les électrons *medium* et *tight* pour des événements $Z \rightarrow ee$. Comme la sélection des électrons *tight* repose sur des critères propres au détecteur interne on s'attend à ce que son efficacité en fonction de η soit moins uniforme que celle des *medium* : en effet ils sont davantage sensibles aux interactions avec la matière dans ce sous-détecteur. Une bonne partie des différences observées entre les données et la simulation sont dues à des désaccords dans les variables utilisées pour l'identification des électrons, notamment la forme des gerbes électromagnétiques et la fraction de coups de haut seuil demandée dans le TRT[58].

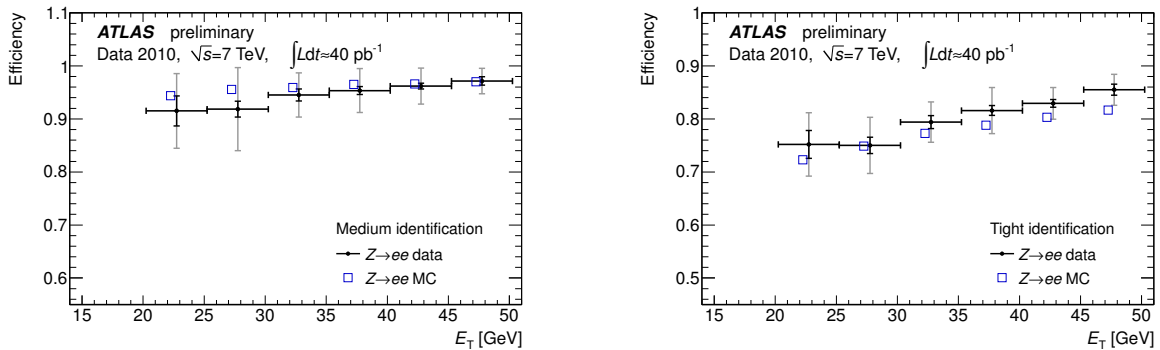


FIGURE 6.3 – Efficacité d'identification des électrons en fonction de E_T . À gauche elle est donnée pour les électrons *medium* alors qu'à droite elle l'est pour les électrons *tight*.

La même méthode est utilisée pour déterminer l'efficacité de reconstruction. Elle est définie comme étant l'efficacité d'associer une trace à un amas de cellules. La *probe* considérée est donc

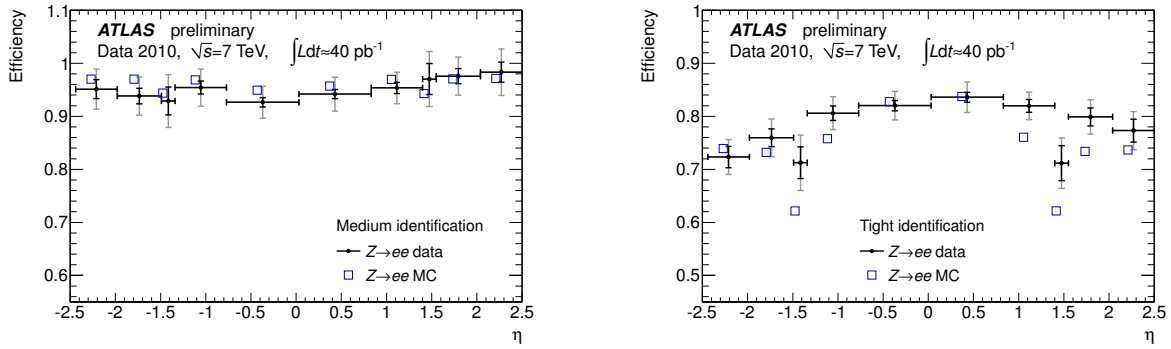


FIGURE 6.4 – Efficacité d'identification des électrons en fonction de η . À gauche elle est donnée pour les électrons medium alors qu'à droite elle l'est pour les électrons tight.

l'amas de cellules correspondant à la topologie d'événement recherchée. L'efficacité estimée est compatible avec la simulation, en particulier la perte d'efficacité due aux critères de sélection sur les coups dans les silicium, comme on le voit sur la figure 6.5 à droite.

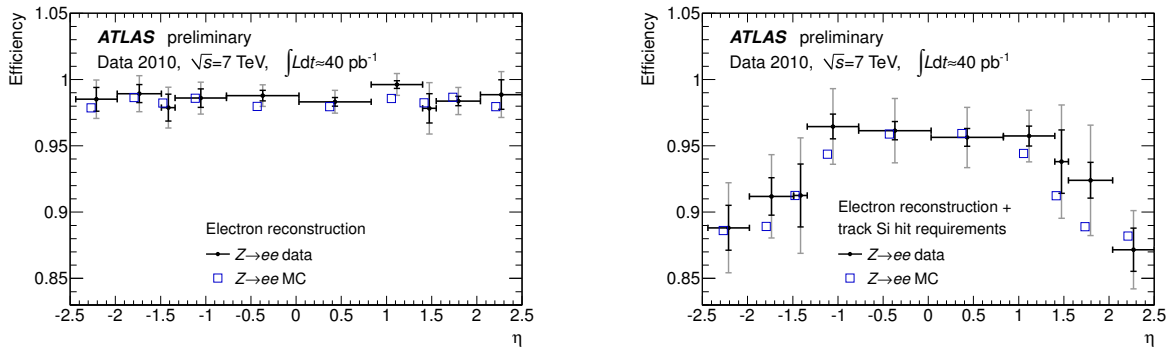


FIGURE 6.5 – Efficacité de reconstruction pour les électrons seulement à gauche et dans le cas où on applique les critères de sélection sur les signaux dans les sous-détecteurs à silicium à droite. Cette efficacité de reconstruction est estimée pour des électrons tels que $20 < E_T < 50$ GeV.

Le rapport entre les données et la simulation permet de déterminer des facteurs correctifs à appliquer à la simulation pour l'efficacité de reconstruction et l'efficacité d'identification.

6.2 Principe de reconstruction des jets

La reconstruction des jets est faite grâce à l'algorithme anti- k_t [60], avec un paramètre de distance $R = 0,4$ ou $R = 0,6$. L'analyse dibosons utilise les jets ayant $R = 0,4$ (voir chapitre 8) alors que dans le calcul de E_T^{miss} c'est un rayon $R = 0,6$ qui est choisi (voir chapitre 7). Ils sont basés sur les amas topologiques constitués de cellules des calorimètres électromagnétique et hadronique de façon à peu près analogue aux électrons (voir §6.1.1). Le rapport signal sur bruit de la cellule servant de graine est au-dessus du seuil de 4. Ce rapport signal sur bruit est défini comme étant l'énergie déposée dans la cellule sur la RMS de la distribution d'énergie pour des événements pris au hasard.

Les jets sont calibrés à l'échelle électromagnétique comme décrite au §6.1.4 ainsi qu'à l'échelle d'énergie des jets (JES pour *Jet Energy Scale*) [61]. Le but de cette dernière calibration est de corriger l'énergie et l'impulsion des jets mesurés à l'échelle électromagnétique pour les avoir à l'échelle ha-

dronique. En effet la réponse des calorimètres à un objet électromagnétique sera différente de celle qui fait suite au passage d'un objet hadronique (un électron interagit différemment d'un pion), ces corrections permettent de le prendre en compte. Cette calibration est basée sur la comparaison, au niveau de la simulation, entre les jets reconstruits et les vraies particules se trouvant dans le même cône $\eta - \phi$, mais aussi par des méthodes basées sur les données. Elle permet donc de corriger des effets comme

- la mesure partielle de l'énergie déposée par les hadrons (encore appelée la « non-compensation calorimétrique ») ;
- la perte d'énergie dans la matière inerte ;
- les dépôts d'énergie des particules qui n'ont pu être contenues dans les calorimètres (les fuites) ;
- les dépôts d'énergie pris en compte dans le vrai jet (simulé) qui ne sont pas compris dans le jet reconstruit ;
- les signaux perdus lors de la construction des amas et de la reconstruction des jets.

Cette calibration est actuellement faite pour chaque jet indépendamment pour p_T^{jet} et η^{jet} . Des corrections supplémentaires sont ajoutées pour prendre en compte l'empilement. En pratique elle se passe en trois étapes[61] :

1. la soustraction de l'énergie moyenne due à l'empilement qui est basée sur des constantes extraites des données ;
2. la direction du jet est corrigée pour qu'il provienne du vertex primaire et non de l'IP ;
3. l'énergie et la position du jet sont corrigés en utilisant des constantes déterminées grâce à la comparaison entre les données et la simulation.

Dans les analyses utilisant E_T^{miss} , il est conseillé de rejeter les événements pour lesquels les jets seraient mal reconstruits. Les jets sont ainsi répartis en trois catégories, *good*, *ugly* et *bad*. Ces critères permettent notamment de rejeter les jets qui auraient un plus gros dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique que dans le calorimètre hadronique, ceux qui seraient affectés par des cellules bruyantes ou seraient reconstruits dans une région connue pour être peu précise ou défectueuse. Par ailleurs, tous les objets reconstruits dans les calorimètres sont reconstruits comme des jets, il faut donc supprimer les duplicata, notamment avec les électrons, avant de les utiliser dans l'analyse. C'est habituellement le jet qui est supprimé.

Pour utiliser une E_T^{miss} cohérente, tous les événements ayant au moins un jet *ugly* ou *bad* de plus de 20 GeV sont rejetés. Dans l'analyse dibosons, il s'agit de moins de 1 % des événements. La calibration pour les jets de plus basse énergie est difficile.

Chapitre 7

Énergie transverse manquante et muons étiquetés

La forteresse invisible

Thorgal (tome 19),
JEAN VAN HAMME et GRZEGORZ ROSINSKI

On ne peut pas reconstruire directement les particules, comme les neutrinos, qui n'interagissent pas (ou quasiment pas) dans le détecteur. Ces particules laissent cependant des « traces ». En effet, comme elles emportent avec elles une partie de l'énergie de la collision, le bilan énergétique de cette dernière doit en tenir compte. L'énergie manquante dans l'événement prend alors en compte toutes ces particules non détectables. Elle prend également en compte les inacceptances du détecteur, notamment les régions non couvertes. Parmi ces dernières les zones à très grand η ($|\eta| > 4,9$) ne sont pas couvertes et contribuent donc forcément aux inacceptances. Nous ne pouvons donc pas avoir accès à toute l'énergie impliquée dans la collision. À cela s'ajoute le fait que l'énergie initiale de la collision est inconnue car il s'agit de collisions de partons et non de protons (voir le chapitre 1). Nous ne connaissons pas \vec{p}_L , soit l'impulsion longitudinale résultant de l'interaction des partons, de norme $(x_1 - x_2)E_{\text{faisceau}}$, pour laquelle x_1 et x_2 sont inconnus. L'énergie totale manquante n'est donc pas une quantité pertinente.

Comme \vec{p}_L n'est pas connu, il n'est possible de prendre en compte les particules qui n'interagissent pas avec le détecteur qu'à partir de quantités transverses. C'est donc l'énergie transverse manquante, notée E_T^{miss} , qui est utilisée, bien qu'il s'agisse plutôt de l'impulsion transverse manquante. En effet, on suppose que les partons interagissant ont une impulsion transverse négligeable (seulement longitudinale). Cette quantité étant conservée, la somme des vecteurs d'impulsion transverse doit donc être nulle également dans l'état final. La somme vectorielle des impulsions transverses des particules non détectées dans un événement devrait donc être égale à cette énergie transverse manquante. Cependant, pour les données 2011 les faisceaux se croisent avec un angle non nul selon y (de $-120 \mu\text{rad}$). En conséquence la composante suivant x de E_T^{miss} est centrée sur $0,5 \text{ GeV}$ et la composante suivant y sur $-1,5 \text{ GeV}$.

Nous verrons donc tout d'abord comment est reconstruite cette quantité dans le détecteur Atlas. Nous nous focaliserons ensuite sur la prise en compte des muons étiquetés de la collection Staco avant de proposer une correction permettant de mieux les considérer.

7.1 Reconstruction de l'énergie transverse manquante dans Atlas

Comme la définition de l'énergie transverse manquante se base sur le bilan des impulsions dans le plan transverse de chaque événement, sa reconstruction requiert d'avoir reconstruit tous les différents objets : électrons, muons, jets, etc. et de bien les connaître pour ne pas engendrer de biais. Ce calcul se passe principalement en deux étapes : le calcul de tous les termes calorimétriques puis l'ajout du terme muonique. Ces deux termes sont présentés de manière plus détaillée ci-après. Le calcul est fait séparément sur les deux composantes dans le plan transverse :

$$E_{x(y)}^{\text{miss}} = E_{x(y)}^{\text{miss, calo}} + E_{x(y)}^{\text{miss, } \mu}. \quad (7.1)$$

Les deux variables également utilisées sont sa norme dans le plan transverse, E_T^{miss} et son angle azimutal ϕ^{miss} (qui pourra aussi apparaître, notamment dans les graphiques sous la forme E_ϕ^{miss}) :

$$E_T^{\text{miss}} = \sqrt{(E_x^{\text{miss}})^2 + (E_y^{\text{miss}})^2}, \quad \phi^{\text{miss}} = \arctan(E_y^{\text{miss}}/E_x^{\text{miss}}). \quad (7.2)$$

7.1.1 Le terme calorimétrique

Le terme calorimétrique est défini comme

$$E_x^{\text{miss, calo}} = - \sum_{i=1}^{N_{\text{cell}}} E_i \sin \theta_i \cos \phi_i, \quad E_y^{\text{miss, calo}} = - \sum_{i=1}^{N_{\text{cell}}} E_i \sin \theta_i \sin \phi_i \quad (7.3)$$

où E_i , θ_i et ϕ_i sont respectivement l'énergie, l'angle polaire et l'angle azimutal des cellules calorimétriques pour $|\eta| < 4,5$.

Le nombre de cellules utilisées, N_{cell} , est limité pour supprimer la contribution du bruit. Pour cela les cellules sont tout d'abord groupées par amas tridimensionnels, aussi appelés *topoclusters*. Ils sont faits à partir de cellules dans lesquelles l'énergie déposée est telle que $|E_i| > 4\sigma_{\text{noise}}$, auxquelles s'ajoutent les cellules voisines telles que $|E_i| > 2\sigma_{\text{noise}}$, enfin les cellules directement voisines de ces cellules sont ajoutées. σ_{noise} est la largeur de la gaussienne ajustée à partir de la distribution de l'énergie des cellules dans des événements déclenchés au hasard, loin des paquets de protons utilisés pour les collisions.

La réponse du détecteur et la matière morte présente en amont et entre les calorimètres sont également prises en compte grâce à des procédures de calibration basées sur la simulation[62]. La calibration principale, appelée LCW¹, utilise les propriétés de chaque amas pour les calibrer individuellement. Des poids sont appliqués à chaque cellule en fonction de sa nature (calorimètre électromagnétique ou hadronique), de l'énergie de l'amas et de la densité d'énergie contenue dans la cellule considérée. En pratique cette calibration dépend de la nature de l'objet dans lequel est impliquée la cellule. Par ailleurs les cellules comprises dans des amas qui ne sont associés à aucun objet sont aussi prises en compte.

Ainsi le terme calorimétrique peut être décomposé de la manière suivante :

$$E_{x(y)}^{\text{miss, calo}} = E_{x(y)}^{\text{miss, } e} + E_{x(y)}^{\text{miss, } \gamma} + E_{x(y)}^{\text{miss, } \tau} + E_{x(y)}^{\text{miss, jets}} + E_{x(y)}^{\text{miss, softjets}} + E_{x(y)}^{\text{miss, calo, } \mu} + E_{x(y)}^{\text{miss, CellOut}}. \quad (7.4)$$

Chaque terme est l'opposé de la somme de l'énergie contenue dans les cellules calibrées comprises dans les objets correspondants. Ces termes sont, avec les calibrations associées pour la E_T^{miss} consi-

1. LCW = *Local Hadronic Calibration*

dérée, habituellement nommée `RefFinal` :

- $E_{x(y)}^{\text{miss}, e}$, calculé à partir des électrons *medium* reconstruits de $p_T > 10$ GeV calibrés avec la calibration par défaut (voir le chapitre 6) ;
- $E_{x(y)}^{\text{miss}, \gamma}$, calculé à partir des photons *tight* de $p_T > 10$ GeV calibrés grâce à l'échelle électromagnétique (ou *EM scale*) ;
- $E_{x(y)}^{\text{miss}, \tau}$, calculé pour les leptons τ reconstruits avec la qualité *tight* et $p_T > 10$ GeV calibrés avec LCW ;
- $E_{x(y)}^{\text{miss}, \text{jets}}$, calculé à partir des cellules des jets ayant $p_T > 20$ GeV, reconstruits avec l'algorithme anti- k_t pour un rayon $R = 0,6$ (voir le chapitre 6), calibrés avec LCW et dont l'échelle d'énergie est corrigée grâce au facteur de correction JES² ;
- $E_{x(y)}^{\text{miss}, \text{softjets}}$, calculé à partir des cellules des jets ayant $7 \text{ GeV} < p_T < 20 \text{ GeV}$ reconstruits également par l'algorithme anti- k_t avec un rayon $R = 0,6$ et calibrés par LCW ;
- $E_{x(y)}^{\text{miss}, \text{calo}, \mu}$, la contribution au terme calorimétrique venant des pertes d'énergie des muons dans les calorimètres ;
- $E_{x(y)}^{\text{miss}, \text{CellOut}}$, qui prend en compte les cellules appartenant aux amas reconstruits non compris dans les objets listés ci-dessus, calibrés par LCW et améliorés en prenant en compte les traces reconstruites, dans les cas où ces dernières n'atteignent pas les calorimètres (basses impulsions).

7.1.2 Le terme muonique

Le terme muonique est calculé à partir des muons reconstruits dans la région $|\eta| < 2,7$ par :

$$E_{x(y)}^{\text{miss}, \mu} = - \sum_{\text{selected muons}} p_{x(y)}^{\mu} \quad (7.5)$$

Les muons ne sont pas tous pris en compte : cela dépend de leur η , de l'algorithme qui les a reconstruits et de leur isolation. Aussi les muons pris en compte dans la région $|\eta| < 2,5$ sont les muons combinés. La mesure à la fois dans le spectromètre et dans le détecteur interne permet ainsi de réduire les bruits de fond dus à des désintégrations en vol ou à des fuites d'énergie des jets dans les chambres à muons.

Ces muons sont pris en compte différemment en fonction de leur isolation, basée sur la distance les séparant du jet le plus proche ($\Delta R(\mu, \text{jet}) < 0,3$). Aussi l'impulsion transverse prise en compte pour un muon isolé est celle issue de la combinaison entre la mesure dans le détecteur interne et la mesure dans le spectromètre. Dans ce cas l'énergie perdue par le muon dans les calorimètres n'est pas ajoutée au terme calorimétrique $E_{x(y)}^{\text{miss}, \text{calo}, \mu}$. Par contre, dans le cas de muons non-isolés, il n'est pas possible de séparer la contribution de la perte d'énergie due au muon de celle du jet. L'impulsion transverse prise en compte est donc la mesure faite par le spectromètre à la sortie du calorimètre.

Pour les muons dans la région $2,5 < |\eta| < 2,7$, soit hors de l'acceptance du détecteur interne, seule la mesure faite par le spectromètre peut alors être utilisée, que le muon soit isolé ou non.

Enfin, pour combler les zones dans lesquelles la reconstruction des muons combinés est peu efficace, les muons étiquetés dans la zone de transition, soit pour $1,0 < |\eta| < 1,3$, sont pris en compte.

2. JES = *Jet Energy Scale*

7.1.3 Résolution de E_T^{miss}

Pour évaluer les performances de la reconstruction de E_T^{miss} la distribution généralement étudiée est la résolution de E_x^{miss} et E_y^{miss} en fonction de la somme totale de l'énergie transverse reconstruite dans les calorimètres,

$$\sum E_T = \sum_{i=1}^{N_{\text{cell}}} E_i \sin \theta_i \quad (7.6)$$

où E_i et θ_i sont respectivement l'énergie et l'angle polaire des cellules associés aux amas topologiques dans la région $|\eta| < 4,5$.

Cette étude est faite sur des événements $Z \rightarrow \ell\ell$ pour lesquels il n'y pas d'énergie transverse manquante attendue. La résolution de E_x^{miss} et E_y^{miss} est alors prise comme la largeur de leur distribution dont le cœur est ajusté par une gaussienne en considérant alors que leur valeur attendue est zéro.

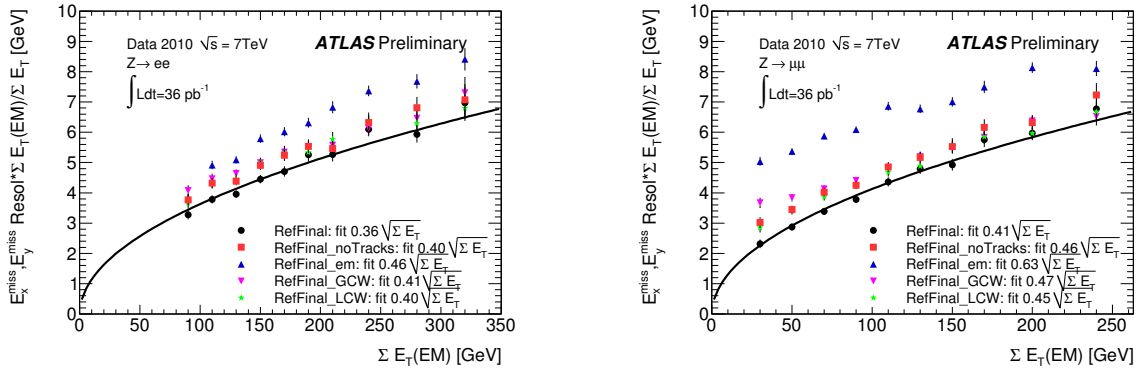


FIGURE 7.1 – Résolution de E_x^{miss} et E_y^{miss} en fonction de la somme des énergies transverse dans les calorimètres pour des événements $Z \rightarrow ee$ à gauche et $Z \rightarrow \mu\mu$ à droite. E_x^{miss} et E_y^{miss} sont pondérées par le rapport $\Sigma E_T(EM) / \Sigma E_T$. La somme ΣE_T en abscisse est également prise à l'échelle EM. Différentes calibrations sont comparées, celle qui nous intéresse est la première. Les valeurs de l'ajustement sont indiquées.

Cette résolution est montrée sur la figure 7.1 pour $Z \rightarrow ee$ et $Z \rightarrow \mu\mu$. Un ajustement est fait grâce à la fonction $\sigma = a \sqrt{\Sigma E_T}$, où σ est la largeur de la gaussienne ajustée sur le cœur de la distribution E_x^{miss} ou E_y^{miss} . Cette figure permet de comparer différents schémas de calibration. Celui qui nous intéresse est RefFinal, représenté par les points noirs. Pour pouvoir comparer ces différents calibrations les résolutions sont toutes évaluées en fonction de la variable de référence ΣE_T prise à l'échelle électromagnétique. En vue de cette comparaison elles sont également normalisées par un facteur $\Sigma E_T(EM) / \Sigma E_T$. Sur les deux graphiques les meilleurs résultats sont obtenus pour RefFinal.

Les différences sur la résolution entre le cas $Z \rightarrow ee$ et le cas $Z \rightarrow \mu\mu$ sont dues au fait que l'impulsion transverse des muons n'est pas prise en compte dans ΣE_T . En la prenant en compte les résultats sont comparables au cas $Z \rightarrow ee$. De manière analogue, si l'on soustrait la contribution des électrons à ΣE_T on trouve un résultat comparable au cas $Z \rightarrow \mu\mu$ [62].

7.2 Prise en compte des muons étiquetés de la collection Staco

La prise en compte de tous les objets provenant de la collision dure de l'événement est essentielle pour pouvoir reconstruire de la manière la plus fiable possible les particules non détectables par le détecteur, qui se traduisent donc par l'énergie transverse manquante. Pour les muons, la majeure partie d'entre eux sera prise en compte car ils seront combinés. Cependant, comme nous l'avons vu

au chapitre 3, mais surtout au chapitre 5, à partir des données de 2010, les muons étiquetés sont importants pour prendre en compte les zones les plus « faibles » du spectromètre, que ces dernières soient caractérisées par un manque de chambres ou par un alignement qui n'a pas encore pu être optimisé. Grâce à eux la réponse du spectromètre est plus uniforme et efficace. Il faut donc s'assurer que ces muons sont bien pris en compte.

La première partie de cette analyse sera faite à partir de la simulation, pour vérifier la participation de ces muons à E_T^{miss} , puis l'améliorer. La seconde partie a été faite à partir des données acquises en 2011, pour prendre en compte quelques effets résiduels.

7.2.1 Événements utilisés et sélection associée

L'énergie transverse manquante a été étudiée à partir d'événements Z . Ils ont été choisis car on n'attend pas d'énergie transverse manquante dans ces événements. E_T^{miss} y est donc très faible et notamment due à des effets de détecteur. Les événements Z sont alors reconstruits à partir de deux leptons d'impulsion transverse de plus de 15 GeV, de même saveur (électrons pour le contrôle, muons pour l'analyse) et de charge opposée. Leur masse invariante doit être dans une fenêtre de 20 GeV autour de la masse du Z .

Les muons doivent en plus

- avoir une trace de bonne qualité reconstruite dans le détecteur interne comme elles ont été décrites au §5.9 ;
- être isolés. Dans ce cas la variable d'isolation choisie est pt_{cone20}/pt , soit la somme des impulsions transverses des traces reconstruites dans le détecteur interne, hormis celle du muon, qui se trouve dans un cône $\Delta R < 0,1$ autour du muon, divisée par l'impulsion transverse du muon. Cette variable doit être inférieure à 0,1.

Dans le cas de l'échantillon de contrôle, les électrons doivent être de qualité au moins *medium*.

Les événements simulés utilisés ont été générés avec PYTHIA ; pour les données, la luminosité utilisée est de 205 pb⁻¹.

7.2.2 Rappels sur les muons étiquetés

Les muons étiquetés de la collection Staco, aussi appelés muons MuTag, sont des traces reconstruites dans le détecteur interne et identifiées comme muons grâce à au moins un segment reconstruit dans le spectromètre à muons comme cela a été vu au chapitre 3. Ces muons sont utilisés principalement pour compléter l'algorithme de combinaison des traces dans les zones du détecteur où ce dernier ne peut fonctionner de manière optimale. Parmi ces zones, celle dans laquelle la proportion de muons étiquetés est la plus importante est la région de transition entre le tonneau et les bouchons : on ne peut y reconstruire une trace *standalone* comportant trois chambres, voire deux. La combinaison avec les traces du détecteur interne n'est donc pas possible. Les seuls muons étiquetés pris en compte dans le calcul de E_T^{miss} sont situés dans ces régions.

Pourtant les muons étiquetés sont reconstruits dans une grande partie du détecteur, plus précisément jusqu'à l'acceptance des CSC ($|\eta| \sim 2$), comme on peut le voir sur la figure 7.2. Ces muons proviennent majoritairement de deux régions :

- la région des pieds du toroïde, pour $\phi \sim -1$ et $\phi \sim -2$, dans laquelle il y a au plus deux chambres et beaucoup de matière morte ;
- la région $\eta \sim 0$ qui correspond au passage des services venant du détecteur interne et des calorimètres.

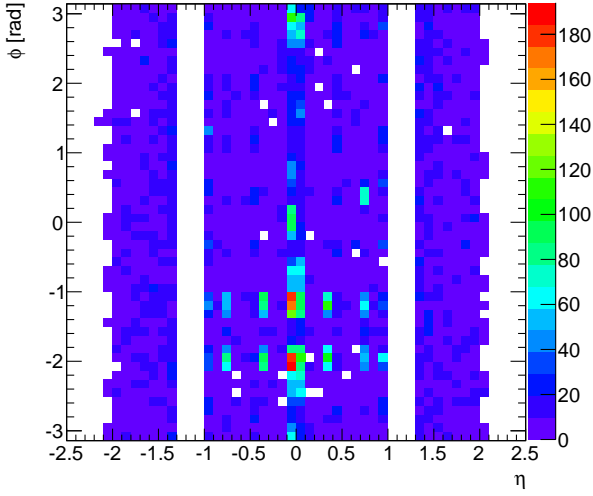


FIGURE 7.2 – Répartition en $\eta - \phi$ des muons étiquetés reconstruits hors de la zone de transition dans des événements simulés $Z \rightarrow \mu\mu$.

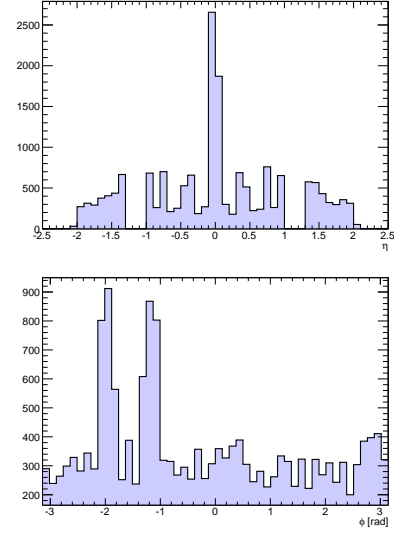
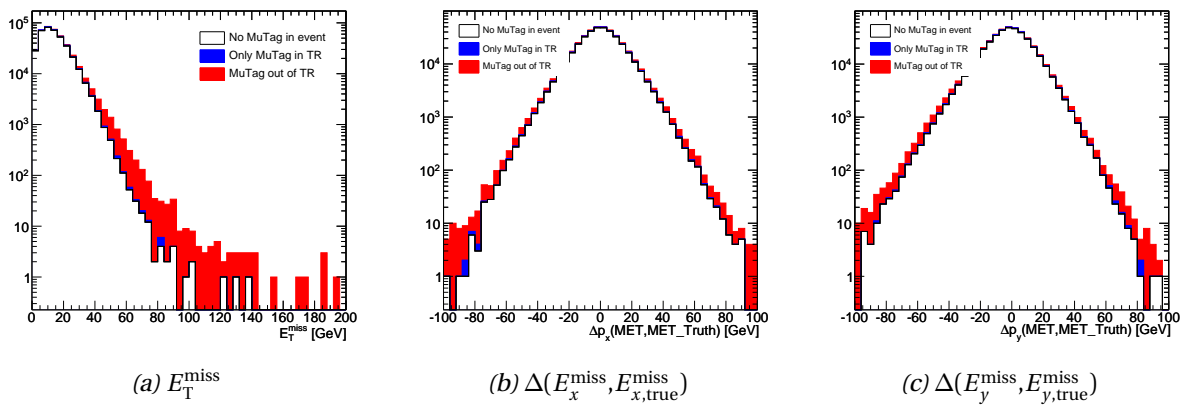


FIGURE 7.3 – Distributions en η (en haut) et en ϕ (en bas) des muons étiquetés hors de la région de transition pour des événements $Z \rightarrow \mu\mu$ simulés.

7.2.3 Muons étiquetés hors de la zone de transition et E_T^{miss}

La distribution de E_T^{miss} est donnée sur la figure 7.4a pour des événements Z simulés. E_T^{miss} est représentée en blanc lorsque tous les muons de l'évènement sont combinés, en bleu hachuré lorsqu'il y a au moins un muon étiqueté dans la zone de transition mais aucun hors de cette zone et en rouge lorsqu'il y a au moins un muon étiqueté hors de la zone de transition. Le même code de couleur est utilisé sur les figures 7.4b et 7.4c sur lesquelles on a représenté la différence entre $E_{x(y)}^{\text{miss}}$ reconstruite et la valeur de $E_{x(y)}^{\text{miss}}$ attendue (*truth*). Ces trois graphiques montrent que ne pas prendre en compte, dans le calcul de E_T^{miss} , les muons étiquetés hors de la zone de transition crée des queues assez importantes dans la distribution de E_T^{miss} , mais également que la résolution s'en trouve dégradée.



(a) E_T^{miss}

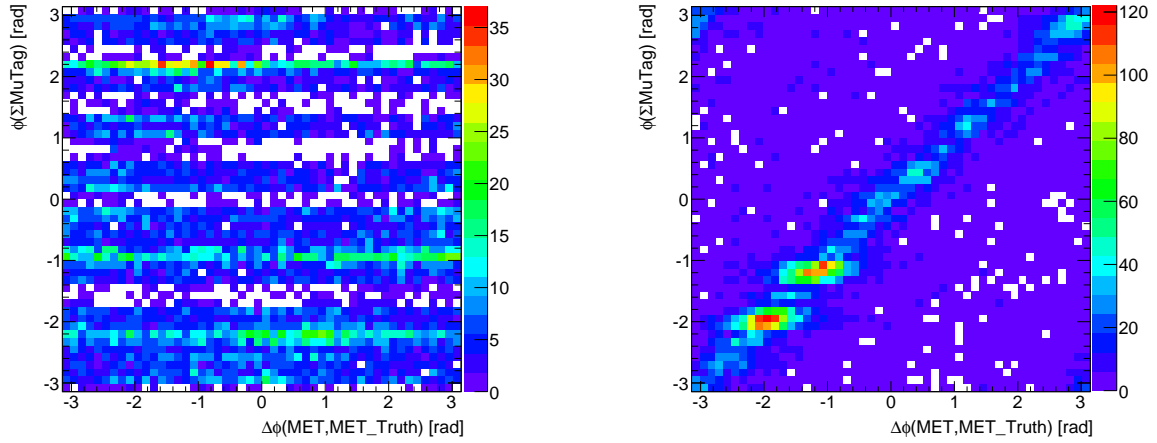
(b) $\Delta(E_x^{\text{miss}}, E_{x,\text{true}})$

(c) $\Delta(E_y^{\text{miss}}, E_{y,\text{true}})$

FIGURE 7.4 – Énergie transverse manquante dans des événements simulés $Z \rightarrow \mu\mu$: en blanc dans le cas où tous les muons de l'évènement sont combinés, en bleu dans les cas où au moins l'un d'entre eux est un muon étiqueté de la zone de transition (mais pas hors de cette zone) et en rouge les événements pour lesquels au moins un muon est étiqueté et hors de la zone de transition.

L'impact de ces muons se voit également très bien sur les graphiques de la figure 7.5. Pour ces

derniers la différence vectorielle de E_T^{miss} reconstruite et de la « vraie » E_T^{miss} simulée est représentée en abscisse. En ordonnée il s'agit de la coordonnée ϕ de la somme vectorielle de tous les muons étiquetés de l'événement, dans le cas où ils sont dans la zone de transition pour la figure 7.5a et dans le cas où au moins l'un d'entre eux est hors de la région de transition pour la figure 7.5b.



(a) Muons étiquetés dans la zone de transition.

(b) Muons étiquetés hors de la zone de transition.

FIGURE 7.5 – Effets des muons étiquetés sur E_T^{miss} .

On constate que, dans le cas des muons qui sont hors de la zone de transition, il y a une forte corrélation entre $\Delta\phi^{\text{miss}}(\text{reco}, \text{truth})$ et le ϕ de la somme des muons étiquetés. Cette corrélation n'est pas observée dans les cas où ces muons sont dans la zone de transition. Ceci signifie que E_T^{miss} se trouve à peu près dans la même direction que la somme des impulsions de ces muons : ces derniers ne sont donc pas comptés dans le calcul de E_T^{miss} . Par ailleurs, les concentrations de ces muons sont plus importantes pour $\phi \sim -1$ et $\phi \sim -2$, ce qui correspond aux pieds du toroïde.

En conclusion, E_T^{miss} reconstruite par défaut est biaisée par le fait de ne pas prendre en compte les muons étiquetés qui se trouvent hors de la zone de transition. La suite de l'analyse va consister à élaborer une correction à appliquer au niveau de l'analyse (et non de la reconstruction).

7.3 Élaboration d'une correction pour inclure les muons étiquetés hors zone de transition

7.3.1 Première ébauche

La première correction testée est de simplement prendre en compte tous les muons étiquetés qui se trouvent hors de la zone de transition. Pour cela tous les muons étiquetés dont η remplit la condition $|\eta| \notin [1; 1,3]$ sont sélectionnés et sommés vectoriellement. Cette somme est alors retranchée à E_T^{miss} , soit

$$E_T^{\text{miss, corr}_1} = E_T^{\text{miss}} - \sum_{\text{MuTag HRT}} p_T \quad (7.7)$$

où HTR = « hors région de transition ».

Les graphiques de la figure 7.6 montrent que la correction, en rouge, améliore beaucoup la distribution de E_T^{miss} , comme celles de $\Delta E_{x(y)}^{\text{miss}}(\text{reco}, \text{truth})$. Pour la distribution $\Delta E_y^{\text{miss}}(\text{reco}, \text{truth})$ l'asymétrie dans la distribution initiale est due aux distributions très différentes pour $\phi_\mu > 0$ et $\phi_\mu < 0$.

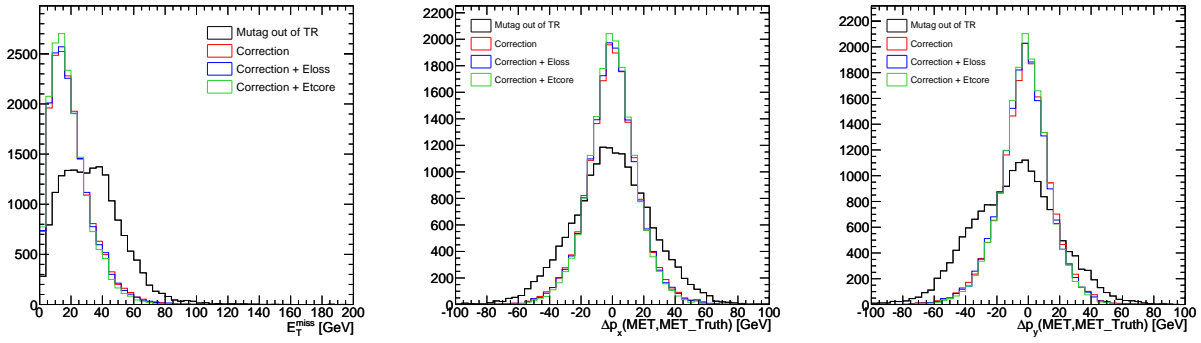


FIGURE 7.6 – Comparaison entre E_T^{miss} par défaut (en noir) et E_T^{miss} corrigée sur des événements $Z \rightarrow \mu\mu$ contenant au moins un muon étiqueté hors de la région de transition. Différentes corrections sont testées : en rouge la correction sans tenir compte de l'énergie perdue par ces muons dans les calorimètres, en bleu lorsque cette perte d'énergie est prise en compte par la paramétrisation et en vert lorsqu'elle est prise en compte grâce à la mesure effectuée dans le calorimètre.

Cette amélioration peut également être constatée sur le graphique de gauche de la figure 7.7. En effet, en la comparant à celle que nous avons sur la figure 7.5b, on voit que la correction a permis de supprimer la corrélation entre $\Delta\phi^{\text{miss}}(\text{reco}, \text{truth})$ et le ϕ de la somme vectorielle des muons étiquetés. De plus, la concentration de muons est plus importante pour $\phi \sim -1$ et $\phi \sim -2$, ce qui correspond aux pieds du toroïde, au moins dans les cas où il y a un seul muon étiqueté pris en compte dans la correction. Ceci est conforme aux observations du §7.2.3.

Par ailleurs, il apparaît que la correction a créé une anti-corrélation dans la distribution. En effet, nous avons soustrait de E_T^{miss} des muons dont le dépôt d'énergie dans les calorimètres était déjà pris en compte. La direction de E_T^{miss} se trouve alors à l'opposé de ce dépôt calorimétrique, le prendre en compte est l'étape suivante de la correction.

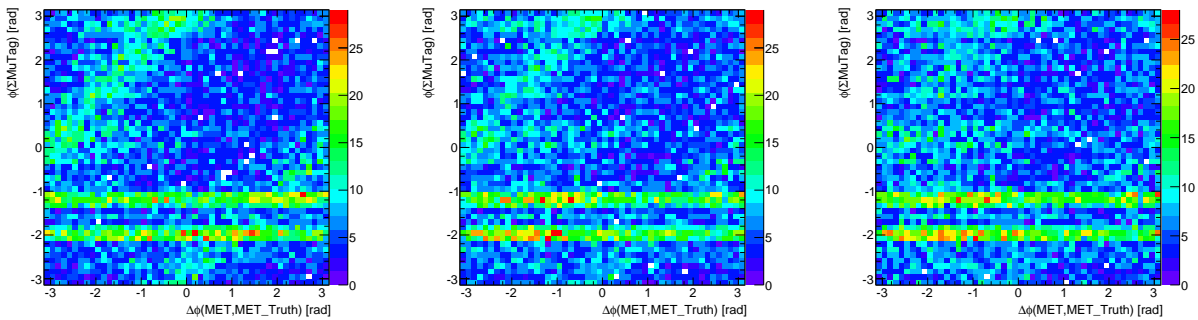


FIGURE 7.7 – ϕ de la somme vectorielle des muons hors de la zone de transition en fonction de $\Delta\phi^{\text{miss}}(\text{reco}, \text{truth})$. À gauche dans le cas de la correction « première ébauche », au milieu lorsque l'on prend en compte la paramétrisation de l'énergie perdue dans les calorimètres, à droite lorsque cette dernière est mesurée.

7.3.2 L'énergie perdue dans les calorimètres

La prise en compte de la perte d'énergie d'un muon dans les calorimètres a été vue au §3.2.2.a. Elle se fait grâce à une paramétrisation pour la collection Staco. Une mesure de cette perte d'énergie est cependant associée à tout muon. Nous avons donc la possibilité de corriger $E_T^{\text{miss, corr}_1}$ de l'une ou

de l'autre. Dans ce cas la correction devient

$$E_T^{\text{miss, corr}_2} = E_T^{\text{miss}} - \sum_{\text{MuTag HRT}} (p_T - E_T^{\text{loss}}) \quad (7.8)$$

où E_T^{loss} est l'énergie perdue paramétrée multipliée par $\sin(\theta)$ avec θ l'angle polaire du muon pour obtenir son énergie transverse (aussi notée *e loss*) ou la mesure de l'énergie transverse déposée dans les calorimètres (aussi notée *etcore*).

L'effet de chacune de ces corrections peut être vu sur les figures 7.6 et 7.7. La correction utilisant *e loss* apparaît en bleu sur la figure 7.6 alors que celle utilisant *etcore* apparaît en vert. L'une comme l'autre semble améliorer légèrement les distributions présentées, soit E_T^{miss} et $\Delta E_{x(y)}^{\text{miss}}(\text{reco}, \text{truth})$. Leur effet sur l'anti-corrélation observée est visible sur la figure 7.7. Il est surtout important dans le cas de la correction grâce à la mesure du dépôt calorimétrique. On pouvait s'attendre à un tel résultat car si ces muons étiquetés ne sont initialement pas pris en compte dans E_T^{miss} , leurs dépôts calorimétriques doivent contribuer au terme $E_{x(y)}^{\text{miss, CellOut}}$. Il paraît donc plus logique de corriger de la mesure et non pas de la paramétrisation.

La correction utilisée par défaut dans la suite sera donc celle qui utilise la mesure du dépôt calorimétrique ou *etcore*.

7.3.3 Coupures à appliquer

7.3.3.a Le pourquoi du comment

Les muons étiquetés n'ont été ajoutés à E_T^{miss} que s'ils étaient dans la zone de transition car la probabilité qu'ils proviennent de « faux » muons semblait plus élevée que dans le cas des muons combinés. Or l'étude sur les événements $Z \rightarrow \mu\mu$ montre qu'ils contribuent au signal, mais surtout que leur non-prise en compte contribue à détériorer E_T^{miss} . Les coupures étudiées à présent ont donc pour but de diminuer la proportion de bruit de fond pris en compte dans E_T^{miss} tout en conservant la nouvelle résolution atteinte sur E_T^{miss} , voire en l'améliorant.

Un « faux » muon est défini, dans le cas présent, c'est-à-dire sur de la simulation, comme étant un muon reconstruit auquel ne correspond aucun vrai muon. Les muons provenant des quarks lourds sont considérés ici comme des vrais muons de même que ceux provenant des pions et des kaons qui se sont désintégrés tôt, c'est-à-dire avant d'atteindre les calorimètres. Cette correspondance est faite dans un cône $\Delta R < 0,2$ où $\Delta R = \sqrt{(\eta_{\text{rec}} - \eta_{\text{vrai}})^2 + (\phi_{\text{rec}} - \phi_{\text{vrai}})^2}$. Le graphique 7.8 montre la nature des particules auxquelles correspondent les muons étiquetés reconstruits en dehors de la zone de transition. En rouge ce sont les muons auxquels ne correspond aucun vrai muon.

On voit donc sur le graphique de gauche que la majeure partie des muons étiquetés sont des vrais muons. Par contre la contamination due aux pions ainsi qu'aux kaons n'est pas négligeable. Les particules nommées « Rootino » représentent les cas pour lesquels aucune « vraie » particule ne correspond au muon. Ce sont probablement les particules créées dans les calorimètres par GÉANT4 suite à la désintégration d'une autre particule ou à une ré-interaction, ce qui ne permet pas de les identifier clairement au niveau du générateur.

La première coupure pourrait être faite sur la qualité du muon, représentée sur le graphique de droite de la figure 7.8 (pour rappel, *tight* \subset *medium* \subset *loose*). Ce dernier montre que la proportion de faux muons *tight* est à peu près équivalente à la proportion de faux muons *medium*. Par contre elle doit être un peu plus importante pour les muons qui ne sont que *loose*. Il est cependant difficile de couper sur ce critère, la proportion de vrais muons étant dans tous les cas importante.

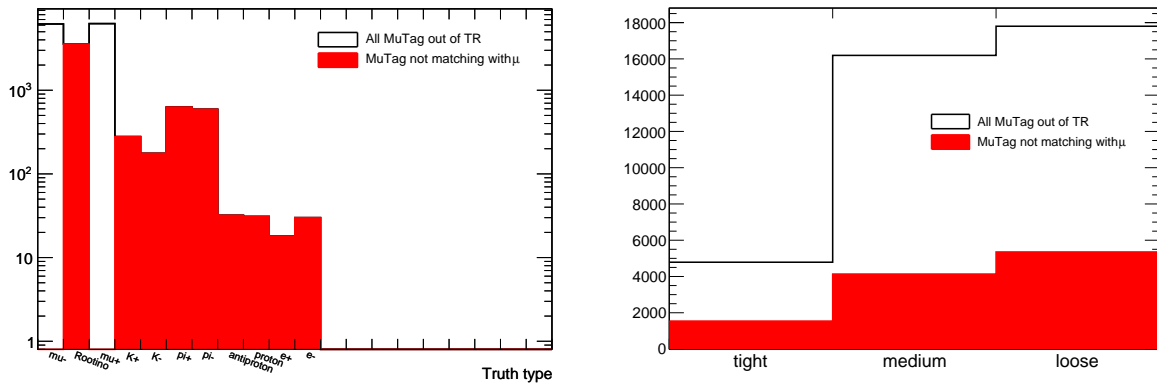


FIGURE 7.8 – Nature des particules correspondant au muon étiqueté reconstruits hors région de transition à gauche et leur « qualité » à droite.

Cependant ces distributions, et plus particulièrement celle concernant les particules correspondant aux muons reconstruits, nous confirment que la plupart de ces faux muons proviennent soit de désintégrations en vol, soit de jets (de pions et de kaons créés dans un jet). Par ailleurs, il est probable qu'ils aient une faible impulsion transverse et à ce qu'ils soient non-isolés. La figure 7.9 représente ces deux distributions que nous exploiterons davantage aux paragraphes suivants.

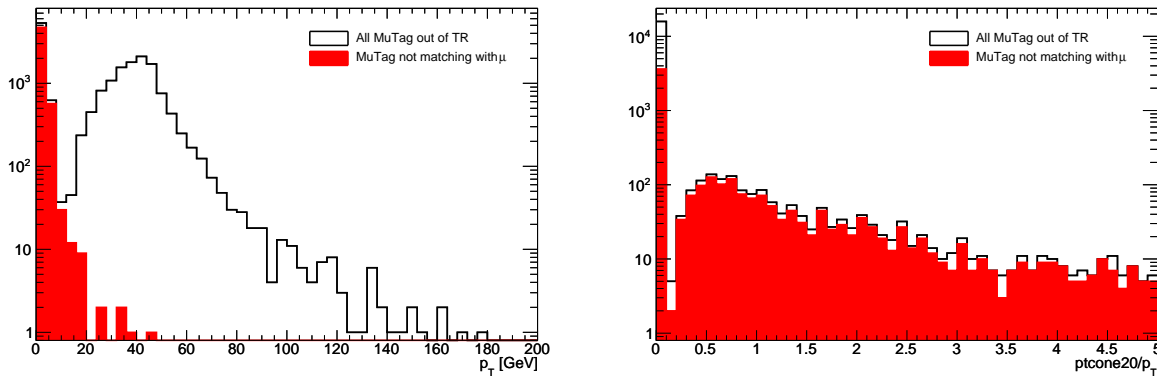


FIGURE 7.9 – Impulsion transverse à gauche et isolation à droite des muons étiquetés en dehors de la région de transition. Les muons n'ayant pu être identifiés à un vrai muon sont en rouge. L'isolation est faite ici grâce à la variable $ptcone20/p_T$.

En considérant ces graphiques, il apparaît que la coupure la plus efficace devrait être faite sur l'impulsion transverse du muon, c'est donc celle que nous verrons en premier. L'étude d'une éventuelle coupure sur l'isolation suivra.

7.3.3.b Coupure sur p_T

D'après le graphique de gauche de la figure 7.9 une coupure entre 10 et 20 GeV permettrait de s'affranchir de la plupart des faux muons étiquetés. Les muons en deçà de ces valeurs apparaissent d'ailleurs majoritairement « faux ».

Pour étudier l'effet d'une telle coupure et en déterminer si possible la valeur, la résolution est

étudiée en fonction de la valeur de la coupure. La résolution est dans ce cas définie comme

$$\Delta p_x = E_x^{\text{miss}}(\text{reco}) - E_x^{\text{miss}}(\text{truth}) \quad \text{et} \quad \Delta p_y = E_y^{\text{miss}}(\text{reco}) - E_y^{\text{miss}}(\text{truth}). \quad (7.9)$$

On fait alors varier la coupure de 0 à 50 GeV par pas de 2 GeV. Les résultats obtenus sont représentés sur la figure 7.10 dans le cas où l'on ne considère que les événements ayant au moins un muon étiqueté hors de la région de transition.

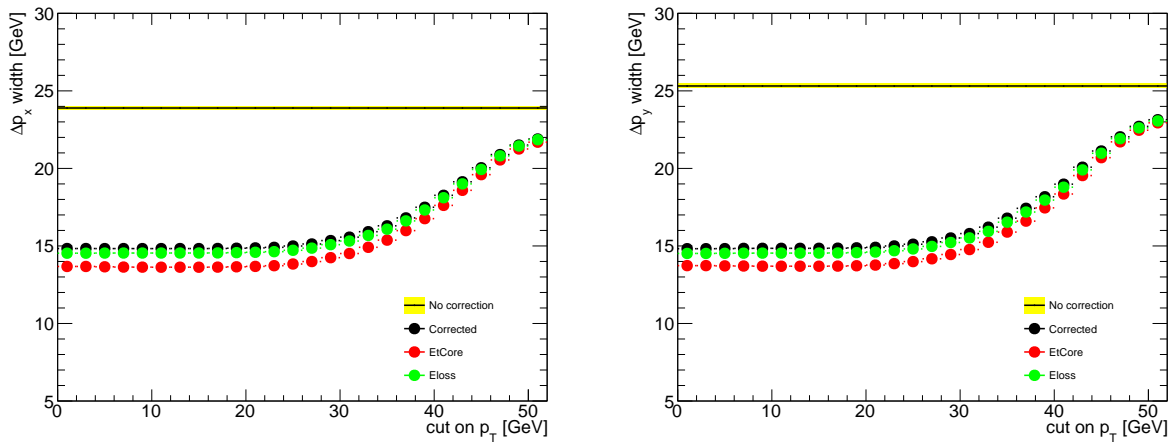


FIGURE 7.10 – Résolution sur E_T^{miss} pour des événements contenant au moins un muon étiqueté hors de la zone de transition. À gauche on a Δp_x en fonction de la coupure sur p_T et à droite Δp_y . Ces deux variables sont définies par la formule (7.9).

Ces graphiques montrent qu'une coupure sur l'impulsion transverse telle que l'on garde au moins tous les muons de plus de 25 GeV permet d'améliorer de manière significative la résolution de E_T^{miss} . Si cette coupure est supérieure, trop de muons provenant du signal seront perdus et la correction n'aura pas l'effet escompté. Par contre une coupure entre 0 et 20 GeV n'a pas d'effet notable.

La figure 7.10 nous permet également de confirmer le choix de *etcore* comme variable à utiliser pour prendre en compte la perte d'énergie dans les calorimètres à l'occasion de cette correction. Cette variable donne en effet une meilleure résolution que la variable *eloss*. Ces deux cas permettent tout de même d'améliorer la résolution.

Une coupure sur l'impulsion transverse entre 0 et 25 GeV donne donc des résultats similaires. Les faux muons que nous voulons éviter se concentrent à des basses impulsions, souvent inférieures à 15 GeV. Ces graphiques nous permettent également de constater que ces muons ne contribuent quasiment pas à l'énergie transverse manquante : leur énergie apparaît trop faible, les enlever ou les garder ne semble pas biaiser E_T^{miss} . Comme il est préférable de ne pas ajouter trop de bruit de fond dans E_T^{miss} , le compromis choisi est une coupure à 12 GeV sur l'impulsion transverse des muons.

7.3.3.c Coupure sur l'isolation

La seconde coupure étudiée est celle de l'isolation. Ce cas paraît plus ardu d'après le graphique de droite de la figure 7.9. En effet, aucune coupure nette ne semble se détacher. Il y a du bruit de fond quelque soit la valeur de la coupure possible. La concentration de signal semble cependant supérieure à faible valeur de pt_{cone20}/pt , soit pour des muons isolés.

L'étude suit le même principe que la précédente : la résolution définie à l'équation (7.9) est étudiée en fonction de différentes valeurs de coupure possibles. La coupure varie alors de 0 à 0,65 par pas de

0,025. Les graphiques de la figure 7.11 représentent les résolutions Δp_x et Δp_y obtenues en fonction de différentes valeurs de coupures dans le cas où les événements contiennent au moins un muon étiqueté dans la région de transition.

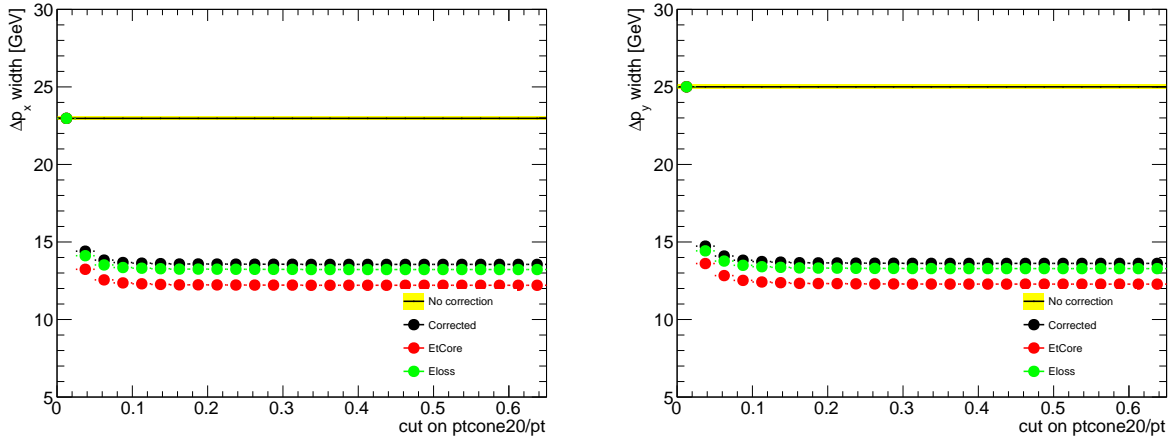


FIGURE 7.11 – Résolution sur E_T^{miss} pour des événements contenant au moins un muon étiqueté hors de la zone de transition. À gauche : Δp_x en fonction de la coupure sur l’isolation et à droite : Δp_y . Ces deux variables sont définies par la formule (7.9).

Comme dans le cas de la coupure sur p_T , les résultats obtenus sont meilleurs lorsque l’on soustrait le dépôt d’énergie dans les calorimètres grâce à sa valeur mesurée, etc. Par contre une coupure sur l’isolation ne semble pas améliorer outre mesure la résolution de E_T^{miss} . Ces deux séries de graphiques montrent cependant qu’il faut au moins prendre en compte les muons isolés pour obtenir une meilleure E_T^{miss} .

Pour le moment il sera décidé de n’appliquer que la coupure sur l’impulsion transverse, la prise en compte de l’isolation sera prévue plus tard.

7.3.4 Les traces ayant un dépôt calorimétrique catastrophique

Dans les données enregistrées en 2011, il a cependant été observé que quelques muons pouvaient avoir $p_T > p_T$ comme le montrent sur les figures 7.12 et 7.13, faites à partir des événements ayant des muons étiquetés hors de la région de transition pour la première et pour des événements ayant deux leptons passant notre sélection (voir §7.2.1) et au moins un muon étiqueté hors de la région de transition. D’après ces graphiques, ces cas sont loin d’être majoritaires, surtout après sélection de bons leptons. Il faut cependant les prendre en compte pour ne pas biaiser E_T^{miss} .

Ceci ne doit arriver normalement que dans des cas où le muon provient d’un jet, d’une désintégration de quark lourd par exemple. Dans ce cas, il est en effet difficile de distinguer le dépôt calorimétrique dû au jet de celui laissé par le muon. C’est pour cela que dans la E_T^{miss} standard, présentée au §7.1.2, on différencie les muons isolés des non-isolés. La variable d’isolation, $ptcone20/pt$ est représentée sur le graphique de gauche de la figure 7.14 pour les muons étiquetés dont $p_T > p_T$. La plupart de ces muons sont donc non-isolés et doivent provenir de jets. Les deux autres graphiques de cette même figure montrent la différence p_T –etc. dans deux cas distincts : le premier, si le muon est isolé, soit avec $ptcone20/pt < 0,2$ ici, le deuxième, pour les muons non-isolés. La proportion de muons étiquetés isolés ayant $p_T > p_T$ est de l’ordre de 0,5 %. Il va cependant falloir les traiter de manière particulière dans la correction.

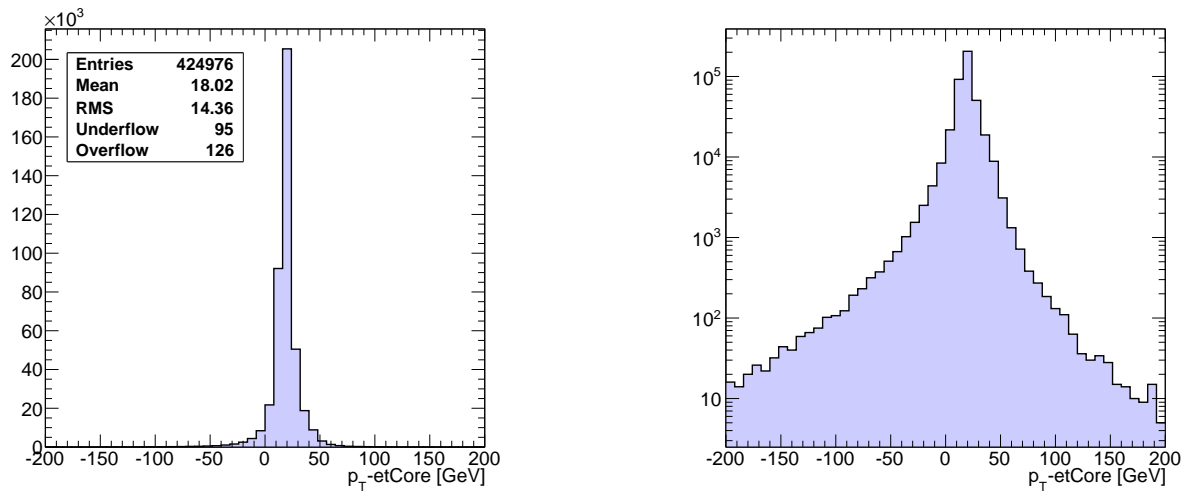


FIGURE 7.12 – Différence entre l'impulsion transverse du muon étiqueté hors de la région de transition et la mesure de son énergie transverse déposée dans les calorimètres. Les événements pris en compte sont les événements des données 2011 dans les cas où on a au moins un muon étiqueté hors de la région de transition. À gauche en échelle linéaire, à droite en échelle logarithmique.

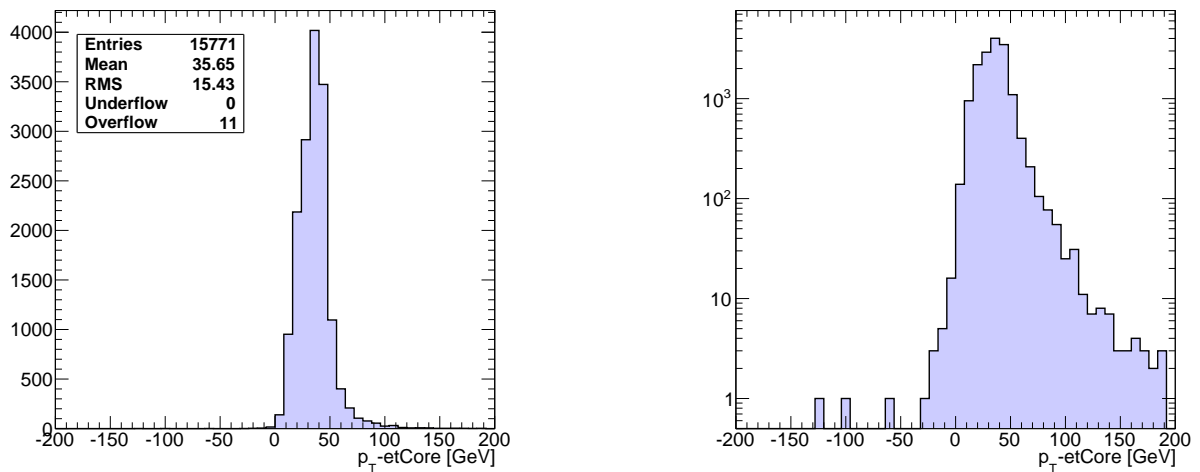


FIGURE 7.13 – Différence entre l'impulsion transverse du muon étiqueté hors de la région de transition et la mesure de son énergie transverse déposée dans les calorimètres. Les événements pris en compte sont les événements des données 2011 dans les cas où l'événement contient au moins deux leptons passant les coupures décrites au §7.1.2. Seuls les événements contenant au moins un muon étiqueté en dehors de la région de transition figurent dans ces graphiques. À gauche en échelle linéaire, à droite en échelle logarithmique.

L'amélioration de la correction est ici faite à partir des données, en considérant les projections sur x et y de E_T^{miss} , soit E_x^{miss} et E_y^{miss} . Différentes distributions correspondant à différentes sélections sont alors étudiées. Les distributions sont E_T^{miss} et la distribution de E_T^{miss} intégrée. Les sélections sont faites soit en acceptant tous les événements contenus dans notre fichier de données filtrées³, soit en requérant au moins un lepton (muon ou électron) passant les coupures qui avaient été annoncées au §7.2.1, soit deux leptons les passant. Les distributions de E_T^{miss} normalisées au nombre d'événements sont représentées pour différentes sélections sur la figure 7.15. Les distributions E_x^{miss} et E_y^{miss} sont

3. Le filtrage utilisé requiert deux leptons d'au moins 10 GeV dans l'événement.

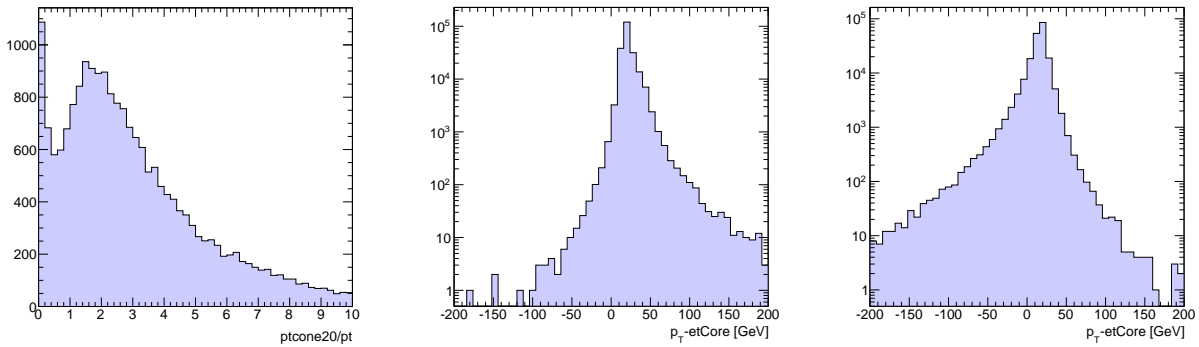


FIGURE 7.14 – À gauche : isolation (grâce à la variable $ptcone/pt$) des muons étiquetés hors de la région de transition pour lesquels l'énergie transverse déposée dans les calorimètres est supérieure à l'impulsion transverse du muon. Au milieu : p_T -etCore dans le cas où les muons étiquetés sont isolés, à droite : dans le cas où ils ne sont pas isolés. Les événements pris en compte sont les événements des données 2011.

également contrôlées.

La première étape consiste donc à différencier le traitement des muons isolés des non-isolés. Ainsi tout muon pour lequel $ptcone20/pt < 0,1$ est considéré isolé, son dépôt d'énergie calorimétrique mesuré est alors soustrait. Au contraire, tout muon ne passant pas cette coupure est considéré non-isolé, c'est sa perte d'énergie dans les calorimètres issue de la paramétrisation qui est alors soustraite.

Enfin le dernier raffinement est de ne pas compter dans la correction les muons isolés pour lesquels la mesure du dépôt calorimétrique serait supérieure à 80 % de la valeur de l'impulsion transverse, c'est-à-dire si $etcore > 0,8 p_T$. En effet, dans ce dernier cas la probabilité pour qu'il s'agisse de pions ou de fuites dans le spectromètre est élevée.

Les distributions obtenues pour la nouvelle correction sont présentées sur la figure 7.15 pour E_T^{miss} . Ces distributions ont été normalisées à leur intégrale pour pouvoir comparer leur forme. En vert ce sont les événements, largement majoritaires, pour lesquels il n'y a aucun muon étiqueté, en bleu ce sont les événements qui comptent au moins un muon étiqueté dans la zone de transition et aucun en dehors. Enfin les trois derniers histogrammes représentent les événements contenant au moins un muon dans la région de transition. En gris hachuré, il s'agit de E_T^{miss} telle qu'elle est initialement définie, en orange, il s'agit de la correction prenant en compte la mesure du dépôt d'énergie dans les calorimètres, enfin en rouge, il s'agit de la nouvelle correction proposée. La nouvelle correction permet donc de mieux contrôler les queues dans la distribution d'énergie transverse manquante, mais elle améliore également la forme de la distribution, essentiellement pour les faibles valeurs d' E_T^{miss} (inférieures à 20 GeV).

À partir des histogrammes faits sur tous les événements on voit que la nouvelle correction permet de réduire de manière assez importante les queues à grande E_T^{miss} . Cet effet se voit moins pour les événements dans lesquels on a sélectionné au moins un ou deux bons leptons. En effet, comme la figure 7.13 l'avait montré il y a beaucoup moins de muons étiquetés avec $etcore > p_T$ après sélection. Comme dans le cas de la simulation, la correction améliore beaucoup la distribution dans le cas où deux leptons ont été sélectionnés.

Les distributions en E_T^{miss} , E_x^{miss} et E_y^{miss} pour les données sont représentées sur la figure 7.16 avant et après correction, en mettant en évidence les différentes contributions : les événements sans muon étiqueté en blanc, ceux ayant au moins un muon étiqueté dans la région de transition mais aucun en dehors en bleu, et ceux en ayant au moins un dans la région de transition par les hachures rouges. Corriger E_T^{miss} permet de réduire de manière significative les queues dans ces distributions,

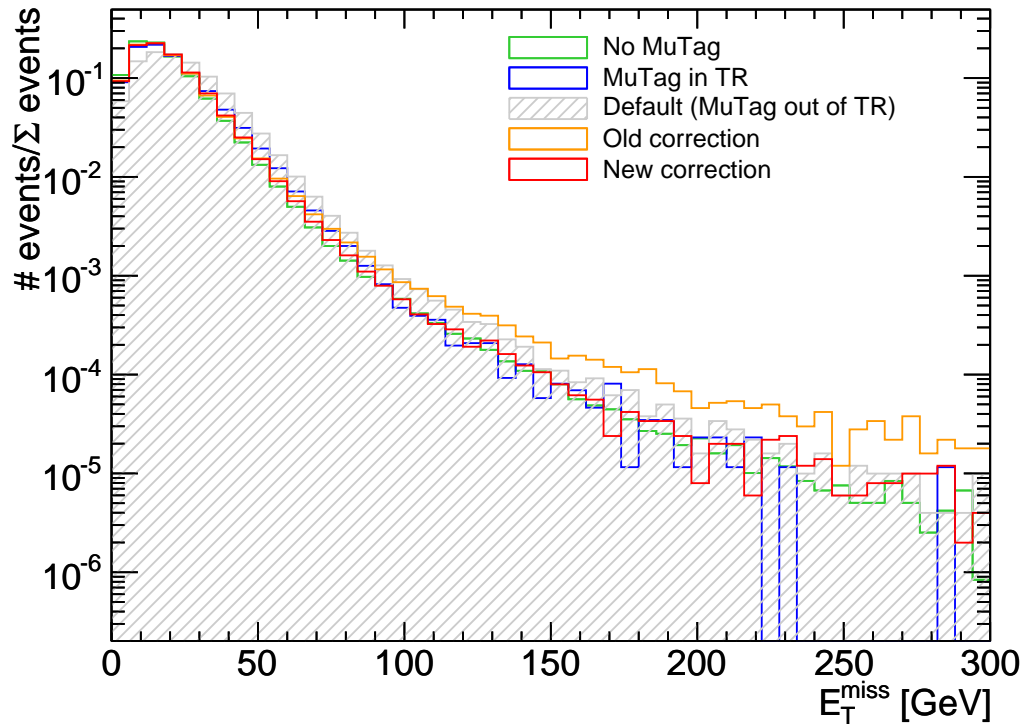


FIGURE 7.15 – E_T^{miss} pour différentes sélections de leptons. Toutes les distributions sont normalisées pour pouvoir les comparer. TR = région de transition. Les histogrammes « Old correction » et « New correction » sont faits, comme le « Default », à partir d'une sélection d'événements contenant au moins un muon étiqueté hors de la région de transition.

également dans les données.

7.3.5 Correction « finale » proposée

La correction « finale » proposée consiste donc à prendre en compte les muons étiquetés hors de la zone de transition selon certains critères de sélection listés ci-dessous :

- si le muon est isolé, soit si $pt_{\text{cone}20}/pt < 0,1$, et que son impulsion transverse est supérieure à 12 GeV, alors
 - si son dépôt énergétique dans le calorimètre est supérieur à 80 % de la valeur de son impulsion transverse alors il n'est pas pris en compte dans la correction ;
 - par contre, si $etcore < 0,8 p_T$, alors son impulsion transverse diminuée de la mesure de son dépôt d'énergie dans le calorimètre, soit $p_T - etcore$, est retranchée à E_T^{miss} ;
- si le muon est non-isolé, soit si $pt_{\text{cone}20}/pt \geq 0,1$, et que l'impulsion transverse est supérieure à 12 GeV, alors son impulsion transverse diminuée de la paramétrisation de sa perte d'énergie dans les calorimètres est retranchée à E_T^{miss} ;
- si le muon a une impulsion transverse inférieure à 12 GeV il n'est pas pris en compte dans la correction.

Cette correction a été implémentée sous la forme d'une courte classe en C++ et est utilisée dans différentes analyses, dont celle de la production des paires de bosons $W^\pm Z$ qui fait l'objet du prochain chapitre.

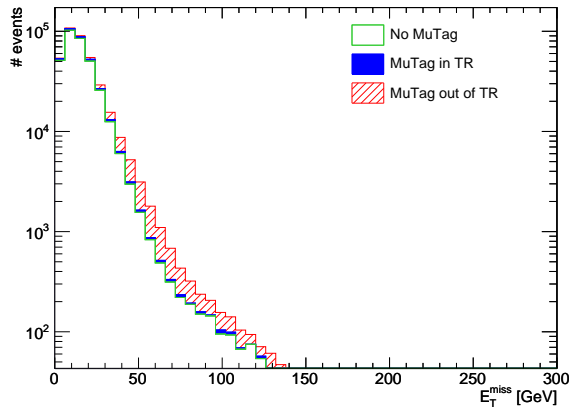
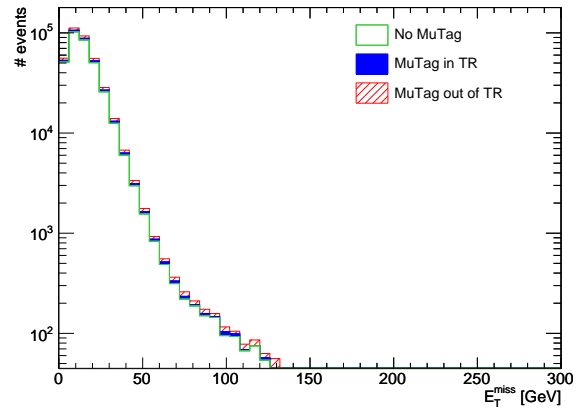
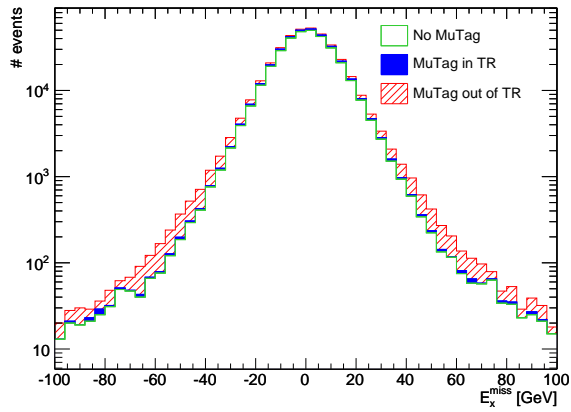
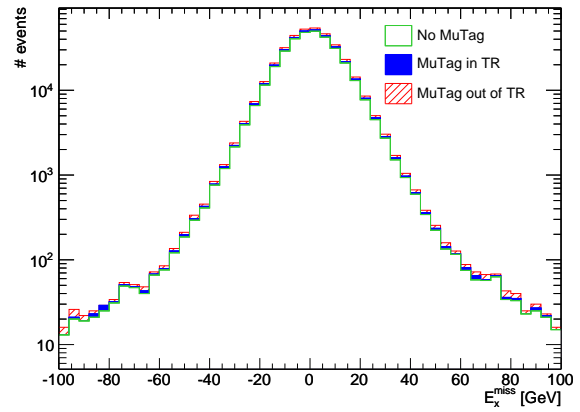
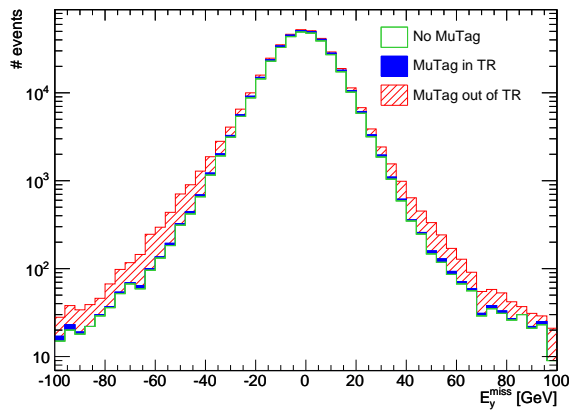
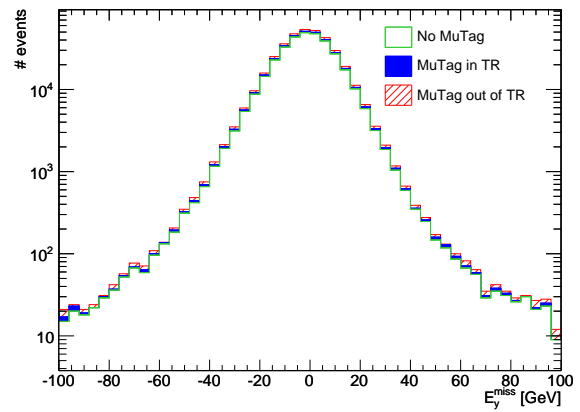
(a) E_T^{miss} avant correction.(b) E_T^{miss} après correction.(c) E_x^{miss} avant correction.(d) E_x^{miss} après correction.(e) E_y^{miss} avant correction.(f) E_y^{miss} après correction.

FIGURE 7.16 – E_T^{miss} , E_x^{miss} et E_y^{miss} avant (à gauche) et après (à droite) prise en compte des muons étiquetés se trouvant en dehors de la zone de transition. Ces graphiques sont faits pour une sélection à au moins deux bons leptons appliquée sur les données. TR = région de transition.

7.3.6 Contrôle de la correction

La correction a été contrôlée de différentes manières : sur des échantillons de simulation ou en comparant les données et la simulation.

7.3.6.a E_T^{miss} sur la simulation

Les premiers événements regardés sont les événements $Z \rightarrow ee$ dans lesquels on n'attend pas de muons étiquetés et donc pas de modification de E_T^{miss} induite par la correction. Dans ce cas les distributions détaillant les contributions à E_T^{miss} et celles comparant avant et après correction sont représentées sur la figure 7.17.

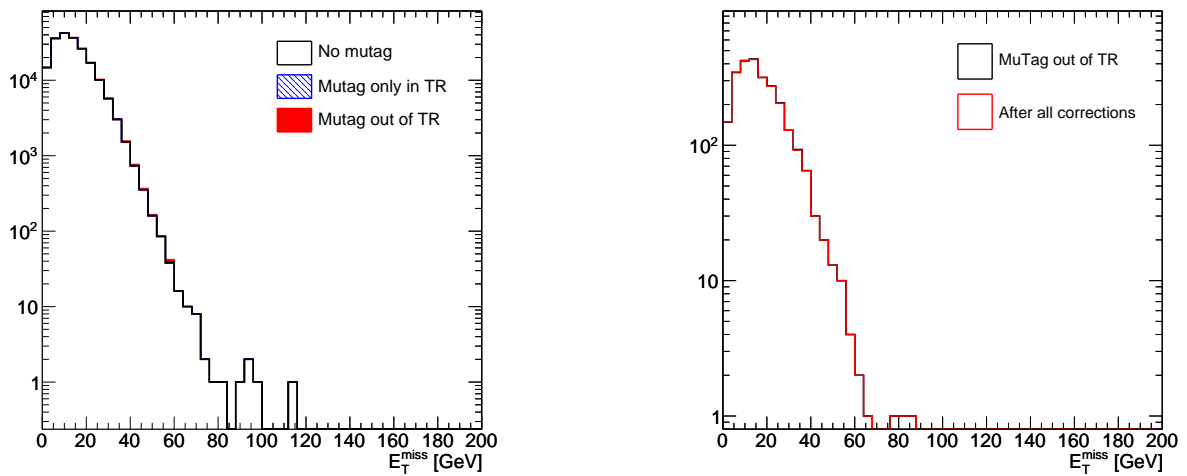


FIGURE 7.17 – E_T^{miss} dans le cas d'événements $Z \rightarrow ee$ simulés par PYTHIA. La contribution détaillée est représentée à gauche : en blanc les cas sans muon étiqueté, en bleu quand il y a au moins un dans la région de transition, mais aucun hors de cette zone et en rouge quand il y en a au moins un hors de la région de transition. La contribution de ces muons est très faible. La distribution de E_T^{miss} avant et après correction est représentée à droite pour les événements contenant au moins un muon étiqueté en dehors de la zone de transition.

Aucun changement n'est visible dans la distribution de E_T^{miss} , ce qui est attendu puisque ces événements ne comportent pas de muon. Les rares muons étiquetés reconstruits, provenant principalement des désintégrations de hadrons, ne créent pas de queues après application de la correction.

Différents autres processus dans lesquels on attend ou non de l'énergie transverse manquante peuvent également être étudiés. Les graphiques de la figure 7.18 montrent ainsi E_T^{miss} dans deux cas pour lesquels on n'attend pas d'énergie manquante : un échantillon di-jet filtré pour avoir au moins deux muons de plus de 10 GeV et un échantillon de $Z \rightarrow \mu\mu$ accompagné de trois jets. Les cas pour lesquels de l'énergie manquante est attendue sont les événements $t\bar{t}$ et les événements $W \rightarrow \mu\nu$. Dans ces quatre cas aucune coupure n'a été faite sur les leptons.

Dans les deux cas pour lesquels il n'y a pas de E_T^{miss} attendue, une amélioration claire est observée au niveau des queues de distributions. Dans les cas où l'on en attend ce n'est pas E_T^{miss} qui a été représentée, mais $E_T^{\text{miss}}(\text{reco}) - E_T^{\text{miss}}(\text{truth})$. Pour les deux cas représentés, $t\bar{t}$ et $W \rightarrow \mu\nu$, la correction améliore nettement les queues de distributions. L'accord entre les formes des différentes distributions est également globalement meilleur.

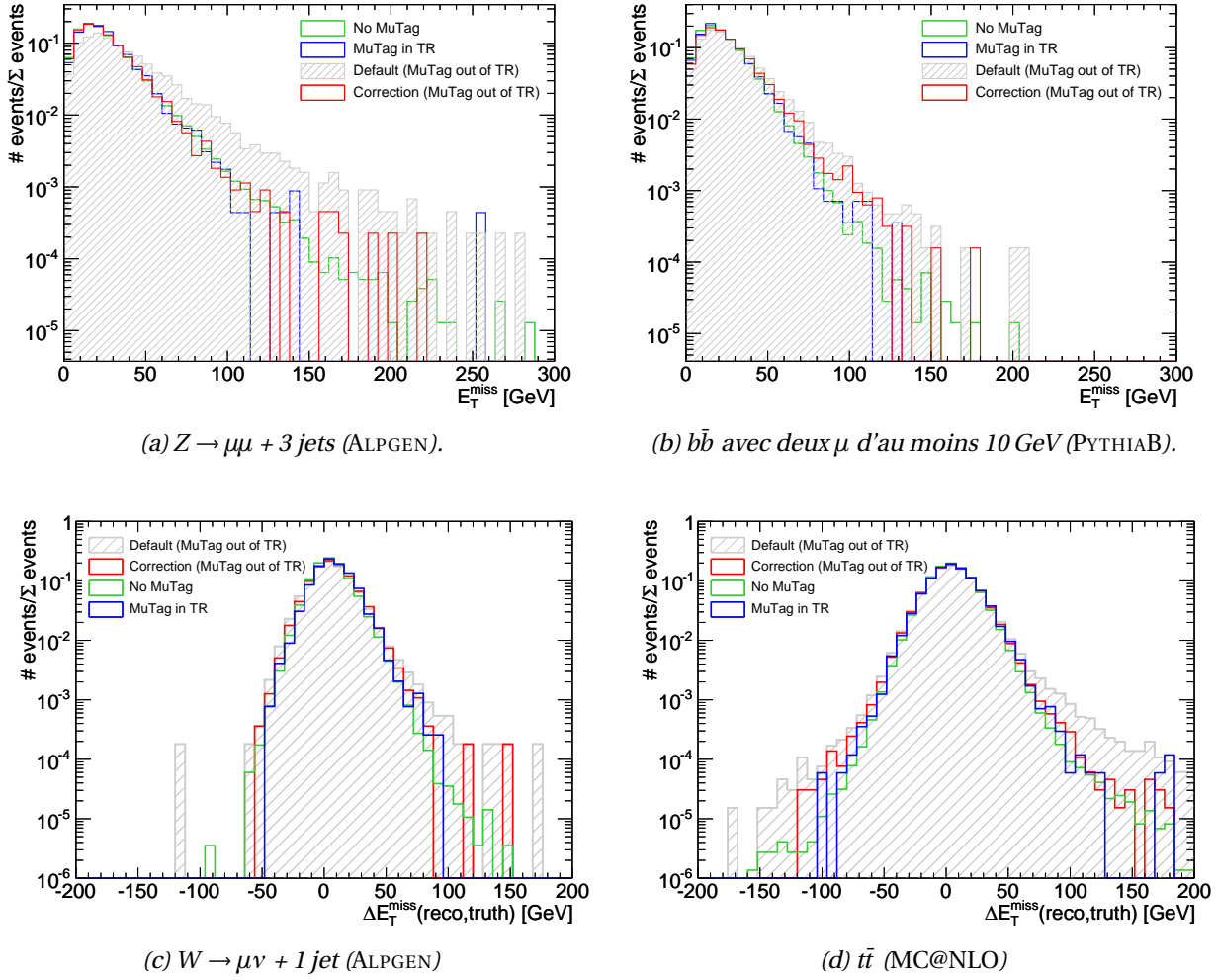


FIGURE 7.18 – E_T^{miss} dans de cas de quatre processus simulés différents. En haut on n'attend pas de E_T^{miss} alors qu'on en attend dans les processus du bas. Dans ces deux derniers cas ce n'est pas E_T^{miss} qui est représentée, mais la différence entre E_T^{miss} reconstruite et E_T^{miss} vraie. Cette variable permet de mieux visualiser les améliorations. Aucune coupure n'a été faite sur les leptons. TR = région de transition.

7.3.6.b Comparaison entre les données et la simulation

La comparaison entre les données et la simulation a été faite pour des événements Z . Le Z est simulé par le générateur ALPGEN (voir l'annexe B, les échantillons sont les mêmes que ceux utilisés pour l'analyse dibosons). Les fonds pris en compte proviennent des événements $W + X$ où X peut être des jets ou des γ , des événements top ($t\bar{t}$ et *single top*) et des événements QCD ($b\bar{b}$ et $c\bar{c}$). La comparaison est visible sur la figure 7.19 pour les événements $Z \rightarrow \mu\mu$ et sur la figure 7.20 pour les événements $Z \rightarrow ee$. Dans les deux cas les distributions avant et après correction sont représentées.

E_T^{miss} est bien améliorée grâce à la correction pour les événements $Z \rightarrow \mu\mu$, principalement dans la région 30 à 100 GeV. Ceci se voit mieux sur les graphiques de la figure 7.21 pour laquelle seuls les rapports données sur simulation sont représentés. Dans le cas des événements $Z \rightarrow ee$ aucun changement notable n'est observé, ce qui était attendu. Les rapports données sur simulation pour ces événements sont comparés sur la figure 7.22. Dans les deux cas un zoom a été fait sur la région [0; 60 GeV] pour mieux voir l'amélioration.

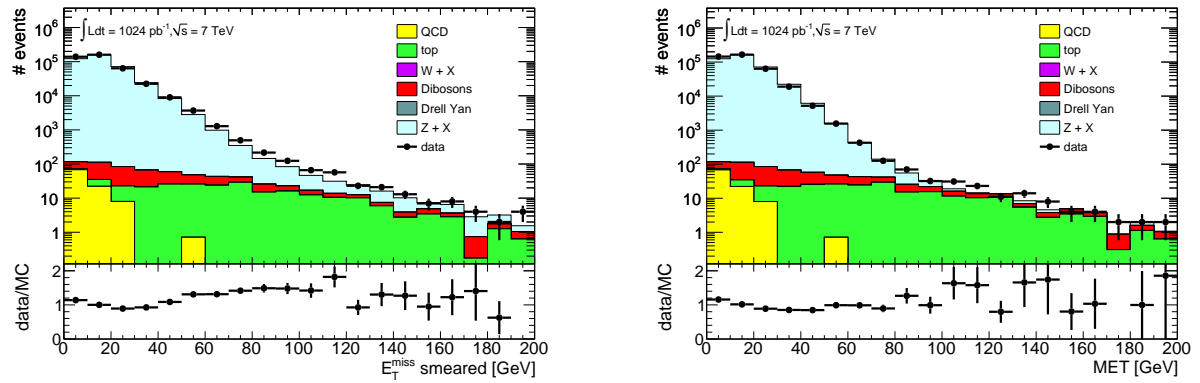


FIGURE 7.19 – Comparaison de E_T^{miss} entre la simulation et les données pour des événements $Z \rightarrow \mu\mu$, à gauche quand la correction n'est pas appliquée, à droite quand elle l'est.

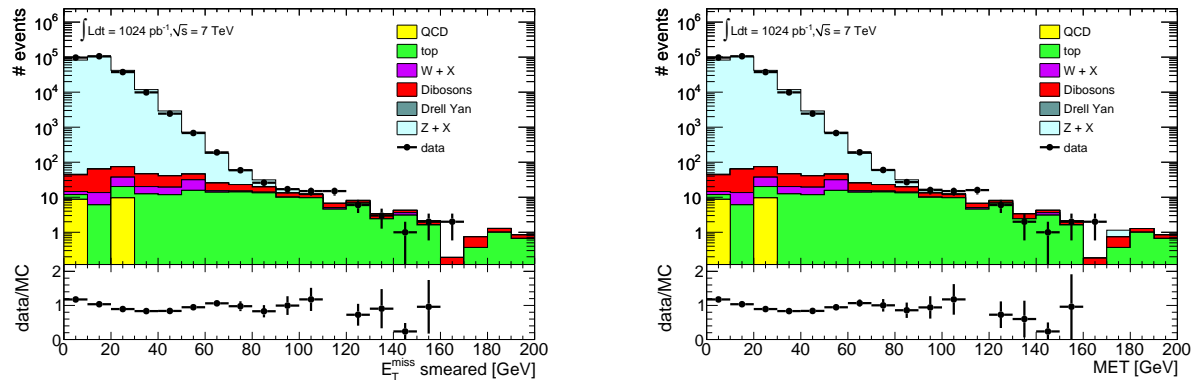


FIGURE 7.20 – Comparaison de E_T^{miss} entre la simulation et les données pour des événements $Z \rightarrow ee$, à gauche quand la correction n'est pas appliquée, à droite quand elle l'est.

Par ailleurs, la comparaison entre les figures 7.21 et 7.22, notamment entre 0 et 60 GeV, montre que les rapports données sur simulation sont plus proches après correction. L'écart par rapport à 1 peut ainsi être majoritairement attribué au terme calorimétrique de E_T^{miss} . La remontée observée avant correction à partir de 30 GeV dans les événements $Z \rightarrow \mu\mu$ était due aux muons étiquetés reconstruits hors de la zone de transition.

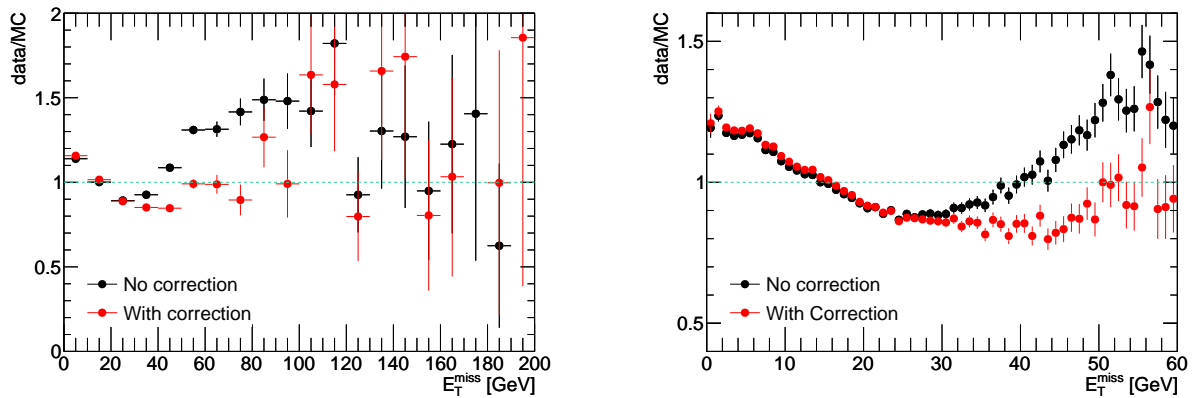


FIGURE 7.21 – Comparaison des rapports données sur simulation pour des événements $Z \rightarrow \mu\mu$. Détail de la région [0-60] GeV à droite.

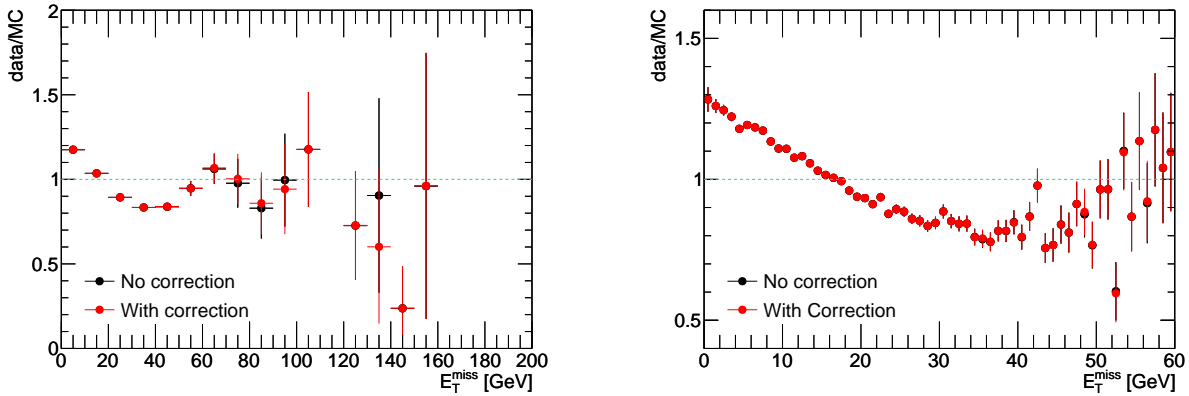


FIGURE 7.22 – Comparaison des rapports données sur simulation pour des événements $Z \rightarrow ee$. Détail de la région $[0-60]$ GeV à droite.

7.3.7 Validation, implémentation et améliorations futures

La correction expliquée précédemment est faite au niveau de l'analyse finale. Cependant il est préférable de l'effectuer au niveau de la reconstruction de manière à ce que tout le monde puisse en profiter. Ce travail est en cours et j'en présente le résultat ici en tant que validation de la correction précédente mais aussi pour introduire de possibles améliorations à effectuer.

L'implémentation au niveau de la reconstruction est un peu différente, notamment dans la prise en compte de l'énergie perdue dans les calorimètres. L'accès aux dépôts d'énergie dans toutes les cellules des calorimètres est alors possible, ce qui permet de faire un réglage plus fin que la simple utilisation de `etcore`. Le résultat obtenu est montré sur la figure 7.23.

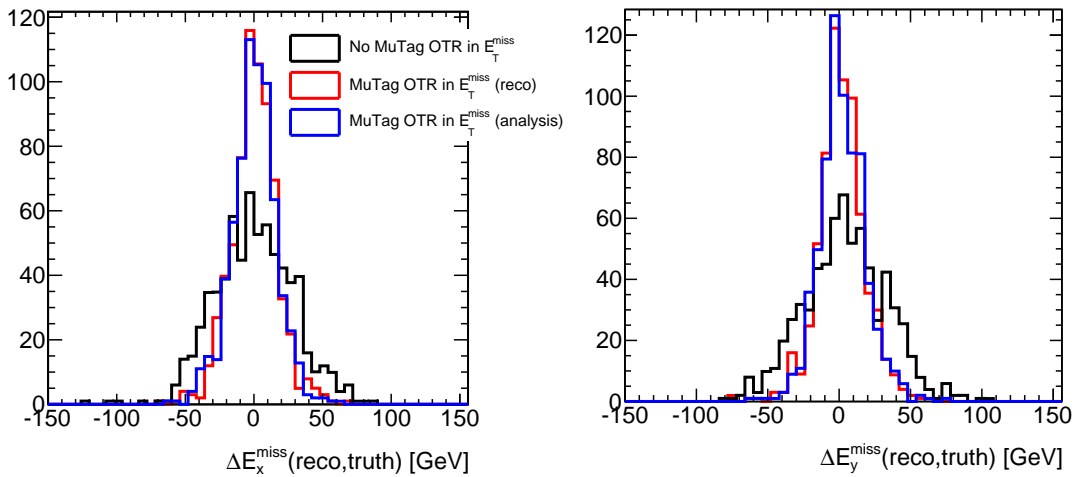


FIGURE 7.23 – Comparaison de E_T^{miss} corrigée au niveau de l'analyse (en bleu) et au niveau de la reconstruction (rouge). Le cas par défaut est en noir. OTR = out of transition region.

Des optimisations sont en cours d'étude, notamment sur les coupures à appliquer, ainsi que leur extension aux autres muons pris en compte dans le calcul de E_T^{miss} .

7.4 Conclusion

Suite à des analyses portant sur l'énergie transverse manquante mesurée dans les événements Z , pour lesquels on n'en attend pas, il a été vu que certains muons étiquetés n'étaient pas pris en compte lors du calcul de E_T^{miss} . Ces muons se trouvent en dehors de la région de transition entre le tonneau et les bouchons qui elle est bien comptée. Une correction a alors été développée au niveau de l'analyse pour mieux les prendre en compte et améliorer la définition et la résolution de E_T^{miss} . Des coupures ont également été étudiées et introduites pour réduire la proportion de muons provenant des désintégrations en vol, notamment de pions et de kaons. Cette correction a été distribuée dans la collaboration et est utilisée dans un certain nombre d'analyses, particulièrement les analyses du secteur électrofaible du Modèle Standard. Ces résultats ont ensuite été validés par une analyse externe et sont une des raisons de la révision des programmes de reconstruction de E_T^{miss} .

Chapitre 8

Détermination de la section efficace de production des paires de bosons $W^\pm Z$ et des limites sur les couplages à trois bosons de jauge

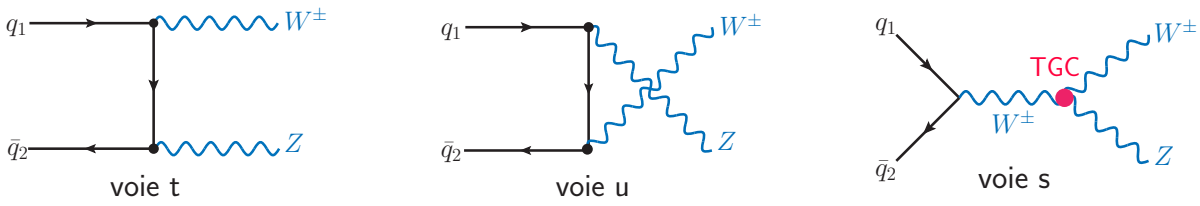
Le trio de l'étrange

Yoko Tsuno (tome I),

ROGER LELOUP

La production de paires de bosons électrofaibles est une conséquence du caractère non-abélien du groupe de symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ cela a été vu au chapitre 1. Au LHC on peut observer la production des paires W^+W^- , ZZ , $W^\pm Z$, $W^\pm\gamma$ et $Z\gamma$. Leur étude est nécessaire pour mieux comprendre le Modèle Standard voire en découvrir de potentielles déviations, notamment au niveau des couplages à trois bosons de jauge. Ces couplages sont fixés dans le Modèle Standard (voir §1.1.5). Toute déviation par rapport aux valeurs prévues, et notamment une augmentation de la section efficace de production de ces paires, impliquerait de la nouvelle physique. Il est également nécessaire de bien connaître les paires W^+W^- et ZZ car elles constituent le bruit de fond principal, irréductible, au Higgs de haute masse se désintégrant en W^+W^- ou ZZ .

L'étude qui suit est la détermination de la section efficace de production des paires $W^\pm Z$ se désintégrant leptoniquement. Elle est basée sur les données enregistrées jusqu'au mois de juin 2011, ce qui correspond à $1,02 \text{ fb}^{-1}$. Le seul vertex à trois bosons de jauge impliqué dans leur production est le vertex WWZ , seuls les paramètres $\Delta\kappa_Z$, λ_Z et Δg_1^Z seront donc accessibles à partir de ces dibosons. Les paires $W^\pm Z$ sont obtenues suite à l'interaction d'un quark q et d'un anti-quark \bar{q}' , représentées sur les diagrammes de la figure 8.1. Elles pourraient également être produites par la désintégration d'un boson W' supplémentaire. Les paires $W^\pm Z$ standard constituent alors un bruit de fond à la découverte de ce dernier.

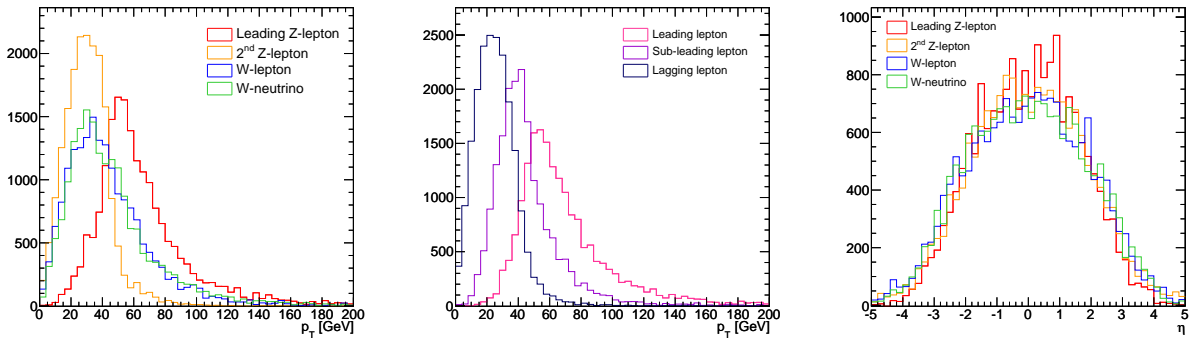
FIGURE 8.1 – Les diagrammes de production des paires $W^\pm Z$ au LHC.

8.1 Signal et bruits de fond

8.1.1 Topologie du signal

Le signal étudié est $W^\pm Z \rightarrow \ell \nu \ell' \ell'$, pour lequel $\ell, \ell' = e, \mu$. Quatre combinaisons de leptons sont donc possibles : $\mu\mu\nu\nu$, $\mu\mu e\nu$, $ee\nu\nu$ et $ee e\nu$. Le neutrino, non mesurable par Atlas, se traduira par de l'énergie transverse manquante, notée E_T^{miss} ou MET (décrite au chapitre 7).

Provenant de bosons W et Z , les leptons sont attendus avec une grande impulsion, comme on le voit sur la figure 8.2, et isolés, soit non superposés à des jets. De même pour E_T^{miss} : comme elle provient d'un neutrino issu de la désintégration d'un bosons W , elle doit être assez grande.

FIGURE 8.2 – Distributions d'impulsion transverse des leptons et neutrinos venant des $W^\pm Z$ au niveau générateur, à gauche : par origine du lepton ; au milieu : ordonnée pour les leptons. À droite : distribution en η des leptons et des neutrinos par origine du lepton.

La distribution en ϕ est plate pour les leptons et pour E_T^{miss} , nous ne serons donc limités que par d'éventuelles inacceptances du détecteur (comme dans la région des pieds du toroïde pour le spectromètre). Par contre celle en η , visible sur la figure 8.2 montre qu'une proportion non négligeable des leptons n'est pas dans l'acceptance du détecteur. Ceci est d'autant plus vrai que l'on ne gardera que les leptons dans l'acceptance du détecteur interne, soit pour $|\eta| < 2,5$, et sera amplifié par le fait d'en demander trois. Le signal observable représente donc 60 % du signal total à la suite de cette seule inacceptance.

8.1.2 Bruits de fond

Les bruits de fond peuvent être divisés en plusieurs catégories en fonction de la qualité des leptons reconstruits. On distingue ainsi deux catégories de leptons :

les « vrais » leptons : ce sont les leptons de grande impulsion et isolés. Ils proviennent principalement du processus dur et des désintégrations de W et Z ;

les « faux » leptons : leurs sources diffèrent en fonction de la saveur du lepton, ainsi

- pour les électrons, il s’agit principalement de jets ou de photons reconstruits comme des électrons ;
- pour les muons, ce sont souvent des muons secondaires, provenant d’une désintégration d’un quark lourd (par exemple $b \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell q$ avec $q = c, u$) ou de la désintégration en vol de pions ou de kaons. Il est plus rare d’avoir des jets reconstruits comme des muons, sauf en cas de « fuite » dans le spectromètre. Certaines traces, très rares, pourraient également provenir d’origine autres que des collisions (bruit de fond dans la caverne, bruit électronique), appelées alors « fantômes ».

Les principaux processus donnant lieu à des bruits de fond pour le signal $W^\pm Z$ sont classés par catégorie :

- trois « vrais » leptons : la principale contribution vient ici des événements dibosons ZZ se désintégrant en quatre leptons, mais pour lesquels l’un des leptons se trouve en dehors de l’acceptance du détecteur ou dans une zone peu efficace comme la région de transition. Ce bruit de fond sera donc irréductible à un certain moment ;
- deux « vrais » leptons et un troisième « faux » : les principales contributions à cette catégorie sont
 - la production de bosons Z associée à des jets, notée Z +jets par la suite ;
 - la production des paires de bosons WW également accompagnée de jets ;
 - les désintégrations semi-leptoniques du quark top dans les événements $t\bar{t}$ et *single top*¹ ;
- un « vrai » lepton et deux « faux » : dans ce cas la principale contribution provient des événements W^\pm accompagnés de jets, mais également des *single-top* et des événements $t\bar{t}$.

L’estimation des contributions de ces différents bruits de fond sera détaillée au §8.5.

8.2 Objets et corrections appliquées

Comme vu au §8.1.1 l’analyse est basée sur les muons, les électrons et l’énergie transverse manquante qui signe la présence du neutrino issu de la désintégration du W . La sélection faite ainsi que les corrections appliquées sont décrites ci-dessous pour chaque objet.

8.2.1 Les muons

La reconstruction des muons a été vue en détail au chapitre 3. Pour notre analyse nous sélectionnons les muons combinés et les muons étiquetés pour reconstruire le boson Z . Si le W se désintègre en muon, ce dernier doit être combiné. Cette dernière contrainte s’explique par le fait que, lors de la reconstruction du W , il n’y a pas de contrainte additionnelle comme la masse invariante pour le Z . Par ailleurs ces muons doivent être dans l’acceptance du détecteur interne, soit pour $|\eta| < 2,5$. S’ils ont servi à déclencher l’événement ils seront cependant dans la région $|\eta| < 2,4$, qui correspond à la région couverte par les RPC et les TGC pour le déclenchement, voir §2.8.2.b. Leur impulsion transverse doit être supérieure à 15 GeV. En effet, d’après la figure 8.2 les muons provenant de notre signal ont un grande impulsion, couper à 15 GeV permet de ne pas trop réduire l’acceptance sur le troisième lepton, tout en évitant la région où le bruit de fond domine (les basses impulsions transverses).

Par ailleurs, les différentes coupures sur la trace reconstruite par le détecteur interne présentées au §5.9 sont également appliquées. Le but de ces coupures est de réduire les fausses traces de muons (conversions, désintégrations de pion ou kaon en vol).

1. *Single top* = un seul quark top produit dans l’événement.

De plus, pour s'assurer que le muon provient bien du vertex primaire (voir §8.2.5), soit de la collision la plus dure de l'événement, la valeur absolue de z_0 (définie au §2.2.1.b) extrapolée à ce vertex doit être plus petite que 10 mm.

À cela on ajoute l'isolation, dont le but est de rejeter les muons secondaires provenant de jets hadroniques. Celle-ci est ici basée sur les traces dans un cône autour du muon. La coupure choisie est faite sur le rapport dont le numérateur est la somme des impulsions transverses des traces de plus de 1 GeV comprises dans un cône de $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 0,2$ autour du muon et le dénominateur est l'impulsion transverse du muon. La distribution de cette variable, nommée $ptcone20/pt$ est représentée sur la figure 8.3 après avoir sélectionné des événements correspondant à une topologie de Z. Faire la coupure $ptcone20/pt < 0,1$ nous permet de supprimer une bonne partie du fond QCD. La figure 8.4 permet d'illustrer cet effet à partir de la distribution de la masse invariante.

Enfin la dernière étape consiste à corriger la simulation des écarts avec les données. Pour cela on corrige tout d'abord l'impulsion des muons grâce à du *smearing* pour que leur résolution corresponde à celle des données. En effet la simulation est faite pour un détecteur nominal (ou idéal), il faut donc prendre en compte les décalages par rapport au détecteur réel. Il est également nécessaire de corriger de l'efficacité de reconstruction, pour les mêmes raisons que la résolution. Davantage de détails ont été développés sur ce sujet au chapitre 5.

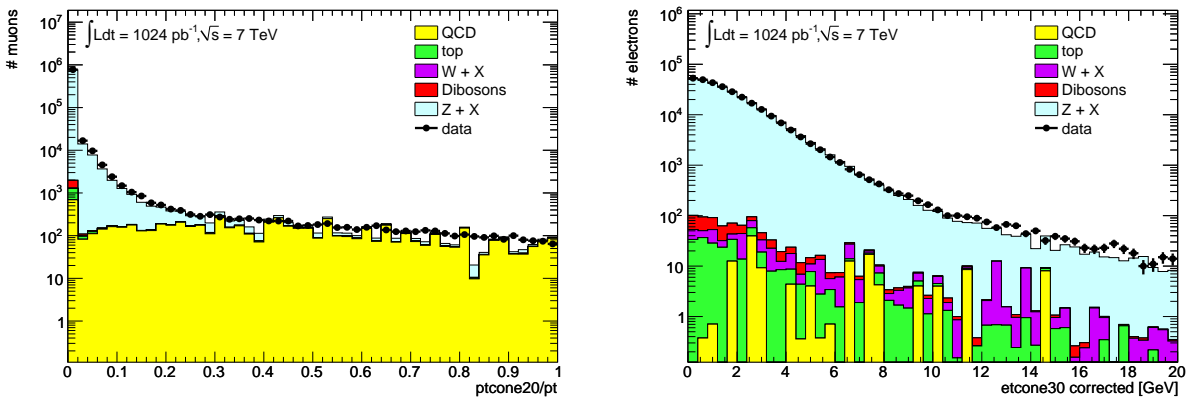


FIGURE 8.3 – Isolation des muons à gauche et des électrons à droite. Au moins deux leptons de plus de 15 GeV passant les coupures, sauf l'isolation sont requis. On a également $|M_{\ell\ell} - M_Z| < 10$ GeV.

8.2.2 Les électrons

Les électrons sélectionnés pour l'analyse sont les électrons *medium* (voir chapitre 6). On évite les zones défectueuses du calorimètre par le rejet de tout amas de cellules affecté par :

- la présence d'une carte d'électronique frontale défectueuse dans la première ou la seconde couche du calorimètre ;
- la présence d'un défaut dans une carte d'électronique frontale affectant les trois couches ;
- la présence d'une cellule masquée dans le cœur de la gerbe électronique.

La simulation prend par ailleurs en compte la zone de calorimètre qui n'est plus lue suite à la perte d'un contrôleur de carte d'électronique frontale. Elle est donc corrigée de la proportion d'événements affectés (voir le chapitre 6).

Les électrons sont sélectionnés avec $|\eta| < 1,37$ et $1,52 < |\eta| < 2,47$ de manière à éviter la zone de transition entre les calorimètres centraux et bouchons. Comme pour les muons, ils doivent provenir

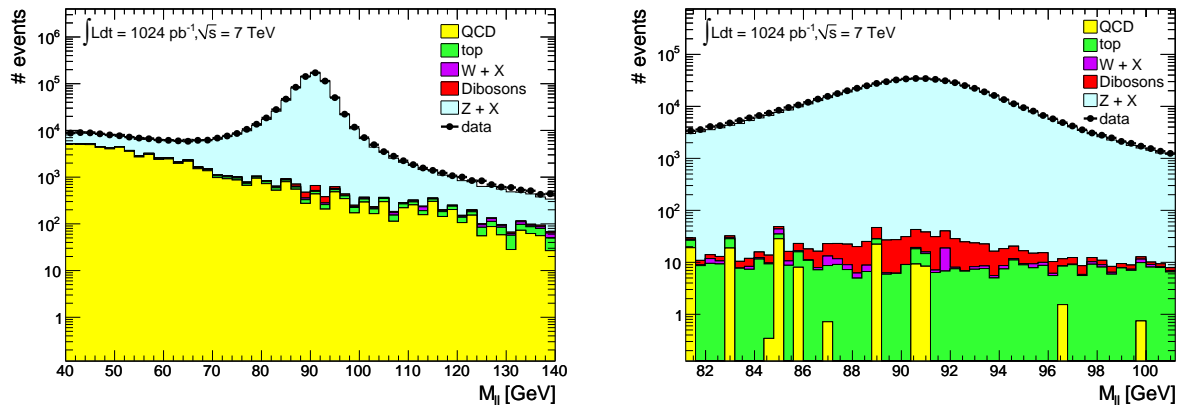


FIGURE 8.4 – Effet des coupures d’isolation sur la distribution de la masse invariante $M_{\ell\ell}$ où $\ell = e, \mu$: à gauche avant l’isolation et avant coupeure sur la masse invariante, à droite : après isolation et avec $|M_{\ell\ell} - M_Z| < 10$ GeV.

du vertex primaire, ce qui est fait en coupant sur la valeur absolue de leur z_0 extrapolée à ce vertex. Leur direction est déterminée soit par la trace reconstruite dans le détecteur interne si elle contient au moins quatre coups dans les silicium, soit par la direction donnée par l’amas de cellules calorimétriques. Enfin, leur impulsion transverse doit être supérieure à 15 GeV pour les mêmes raisons que dans le cas des muons. Dans le cas où l’électron aurait servi à déclencher l’événement il doit avoir $p_T > 25$ GeV pour être sur le plateau en terme d’efficacité [58].

La dernière coupure effectuée est l’isolation. Elle est faite sur la somme de l’énergie contenue dans les cellules calorimétriques dans un cône de $\Delta R = 0,3$ autour de l’électron, en prenant soin d’exclure les cellules correspondant à l’électron lui-même. Cette valeur est corrigée de l’empilement des collisions par une correction proportionnelle au nombre de vertex reconstruits dans l’événement. Seuls les électrons tels que $etcone30 < 4$ GeV sont ainsi gardés.

Finalement, comme dans le cas des muons, les électrons simulés sont corrigés pour mieux correspondre aux données. La première correction est également un *smearing* de leur énergie tout en gardant la direction constante pour mieux reproduire la résolution du détecteur. Des corrections d’échelle en énergie sont appliquées aux données pendant la reconstruction. Enfin, comme pour les muons, des facteurs correctifs (*scale factors*) sont appliqués pour prendre en compte les différences d’efficacité entre la simulation et les données, voir le chap 6 où la méthode est expliquée rapidement.

8.2.3 L’énergie transverse manquante

L’énergie transverse manquante choisie pour cette analyse est MET_ReffFinal corrigée pour prendre en compte les muons étiquetés. Elle a été définie au chapitre 7. Elle est calculée pour la région $|\eta| < 4,5$. La coupure appliquée est $E_T^{\text{miss}} > 25$ GeV.

8.2.4 Les jets

Il n’y a pas de sélection basée sur les jets dans cette analyse de la section efficace de production des paires $W^\pm Z$. Cependant les jets sont utilisés pour rejeter certains événements. En effet, si un mauvais jet a été reconstruit dans l’événement, il y a des risques non négligeables qu’il ait affecté l’énergie transverse manquante. Cette dernière se retrouverait ainsi faussée et non utilisable dans le cadre de notre analyse.

En vue de ce « nettoyage », seuls les jets d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV sont gardés. Parmi ces jets, ceux qui ont un recouvrement avec un des leptons sélectionnés, soit les jets étant dans un cône tel que la distance entre le jet et le lepton soit $\Delta R < 0,3$, sont supprimés. Le nettoyage est ensuite fait en fonction des critères de qualité des jets : tout événement contenant un jet *ugly* ou *bad* est rejeté, voir le chapitre 6.

8.2.5 Prise en compte de l'empilement

Pour les données analysées ici, acquises en 2011, la luminosité instantanée était de l'ordre de $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, voir §2.1.2. Lorsque les faisceaux de protons du LHC entrent en collision il y a alors en moyenne cinq à huit interactions, ce qui peut être vu sur les figures 8.5 et 8.6. Le nombre d'interactions est ici associé au nombre de vertex présents dans l'événement, dont on a exclu les vertex secondaires créés par la désintégration des particules de vie longue (comme le quark b). Le vertex primaire est celui dont la somme des impulsions transverses des traces qui lui sont associées est la plus grande, ce qui caractérise en général la collision la plus « dure ». Les autres interactions sont en général molles. L'empilement (ou *pileup*) est le terme qui désigne ces dernières interactions. La luminosité instantanée, et donc l'empilement, varie en fonction des remplissages du LHC. Elle décroît également lentement au cours d'un même remplissage, sur une durée de l'ordre de 10 heures.

La simulation prend en compte l'empilement, cependant ce dernier dépend énormément des conditions de fonctionnement du LHC, qui peuvent varier plus souvent qu'on ne refait la production. Ce point est très important car l'empilement complique la reconstruction : beaucoup plus de traces dans le détecteur interne, davantage de cellules calorimétriques à réagir, etc. Ses conséquences sont particulièrement visibles sur l'isolation, surtout calorimétrique, sur l'échelle en énergie des électrons et des jets, ce qui se traduit également sur l'énergie transverse manquante.

La simulation actuelle a été faite pour un espace entre paquets de protons de 50 ns, ce qui correspond à ce qui est délivré par le LHC. Par contre, l'empilement a été globalement surévalué pour les périodes de prises de données prises en compte. C'est un choix délibéré. Par contre ceci implique une correction à appliquer à chaque événement de simulation sous forme poids correspondant au rapport des histogrammes du nombre d'interactions par croisement de faisceau. Ce poids est donc appliqué en fonction du nombre d'interactions simulées dans l'événement.

L'effet de cette correction peut être vu sur les figures 8.5 et 8.6. Dans les deux cas la distribution avant correction apparaît beaucoup plus large que celle des données. La correction nous donne un accord tout à fait acceptable.

8.3 Le déclenchement des événements

Le déclenchement des événements est fait selon les processus expliqués dans le chapitre 2. Dans la présente analyse les chaînes choisies sont EF_mu18_MG pour les muons, soit des muons combinés d'au moins 18 GeV reconstruits par MuGirl et EF_e20_medium pour les électrons, soit des électrons d'au moins 20 GeV. Cependant, pour la simulation utilisée dans cette analyse, la chaîne de déclenchement EF_mu18_MG souffre d'une erreur de configuration de l'extrapolateur vers l'IP. Ceci affecte tout particulièrement les muons de plus de 60 GeV et uniquement la partie centrale. Pour pallier à cette baisse d'efficacité on ajoute alors la chaîne de déclenchement EF_mu40_MSonly_barrel. Cette dernière déclenche à partir des traces *standalone* de plus de 40 GeV reconstruites dans le spectromètre.

Au cours de l'analyse nous nous assurons qu'au moins un des trois leptons sélectionnés a pu servir à déclencher l'événement. Ce lepton doit avoir une impulsion transverse supérieure à 20 GeV s'il

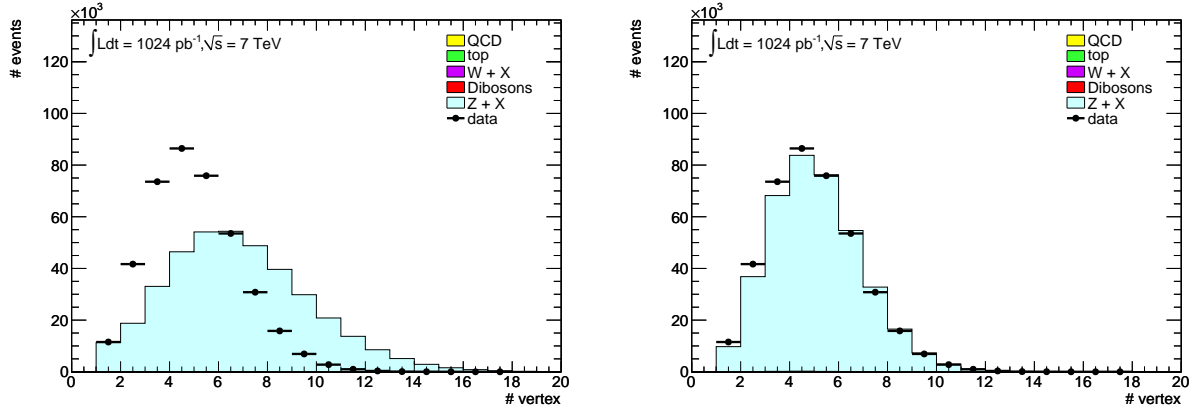


FIGURE 8.5 – Effet de la correction de l’empilement sur des événements $Z \rightarrow \mu\mu$ avec $|M_{\mu\mu} - M_Z| < 10$ GeV. À gauche, la correction n’est pas appliquée, elle l’est à droite.

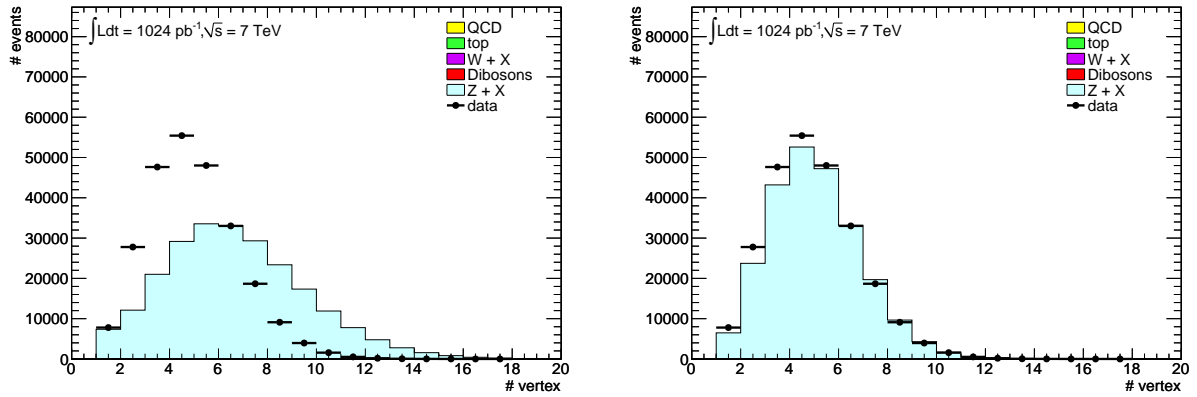


FIGURE 8.6 – Effet de la correction de l’empilement sur des événements $Z \rightarrow ee$ avec $|M_{ee} - M_Z| < 10$ GeV. À gauche, la correction n’est pas appliquée, elle l’est à droite.

s’agit d’un muon et supérieure à 25 GeV s’il s’agit d’un électron. Ces marges sur l’impulsion transverse par rapport à la valeur de la coupure effectuée par le déclenchement nous permet d’atteindre le plateau de l’efficacité de déclenchement de ces différentes chaînes. Les leptons doivent, en plus, correspondre avec la zone repérée par le système de déclenchement. Ceci est fait pour $\Delta R(\text{trigger}, \mu) < 0,1$ et $\Delta R(\text{trigger}, e) < 0,15$. Comme nous attendons dans nos événements trois leptons de grande impulsion transverse, l’efficacité de déclenchement sera plus élevée que dans le cas où un seul lepton est attendu.

Des facteurs correctifs ont été obtenus par une méthode de *Tag and Probe* à partir des événements Z pour prendre en compte les désaccords entre les données et la simulation pour l’efficacité de déclenchement d’un lepton. Dans le cadre de cette analyse ces facteurs correctifs ne sont appliqués qu’aux leptons dont l’impulsion transverse est compatible avec le plateau. Le facteur correctif global est obtenu par

$$SF = \frac{1 - \prod_{n=1}^{N_\ell} (1 - \epsilon_{data, \ell_n})}{1 - \prod_{n=1}^{N_\ell} (1 - \epsilon_{MC, \ell_n})} \quad (8.1)$$

où N_ℓ est le nombre de leptons pris en compte pour la correspondance avec le système de déclenchement, ϵ_{data,ℓ_n} est l'efficacité de déclenchement pour un lepton ℓ_n obtenue dans les données et ϵ_{MC,ℓ_n} est l'efficacité de déclenchement pour un lepton ℓ_n obtenue à partir de la simulation.

Des erreurs systématiques sont également associées à ces facteurs correctifs. Elle est prise à 1% pour le déclenchement à partir des muons comme à partir des électrons.

Les efficacités de déclenchement ainsi déduites pour notre analyse à partir de la simulation sont listées par canal dans le tableau 8.1.

	Efficacité [%]	Décalage dû à l'application de SF [%]	Incertitude systématique [%]
$\mu\mu\mu$	$96,54^{+0,10}_{-0,10}$	2,08	1,0
$\mu\mu e$	$98,15^{+0,13}_{-0,14}$	0,83	1,0
$\mu e e$	$99,78^{+0,03}_{-0,03}$	-0,03	1,0
$e e e$	$99,92^{+0,02}_{-0,03}$	-0,01	1,0

TABEAU 8.1 – Efficacités de déclenchement pour les événements $W^\pm Z$ obtenues à partir de la simulation après toutes coupures à l'exception de la correspondance avec le système de déclenchement et du choix de chaîne de déclenchement. Les incertitudes listées dans la colonne « efficacité » sont statistiques.

8.4 Sélection des événements

Les mêmes coupures sont appliquées quel que soit le canal de désintégration de la paire de bosons, soit $\mu\mu\nu$, $\mu\mu e\nu$, $ee\nu\nu$ ou $ee\nu e$. Il en est de même pour les événements de bruit de fond et de signal pour la simulation. On utilise ainsi successivement :

1. Sélection des événements de la liste des bonnes périodes de prise de données (*Good Run List, GRL*) ;
2. Déclenchement : l'événement doit avoir été déclenché grâce aux sélections `EF_e20_medium` pour les électrons ou `EF_mu18_MG` ou `EF_mu40_MSonly_barrel` pour les muons (voir §8.3) ;
3. Vertex primaire : seuls les événements pour lesquels au moins trois traces sont associées au vertex primaire (celui ayant la plus grande $\sum_{traces} p_T$) sont gardés ;
4. Suppression des recouvrements entre objets sélectionnés suivant les critères développés au §8.2 :
 - suppression des électrons avec $\Delta R < 0,1$ d'un muon ;
 - suppression de l'électron de plus basse impulsion transverse si deux électrons sont dans un cône $\Delta R < 0,1$;
 - suppression de jets dans un cône $\Delta R < 0,3$ autour d'un muon ou d'un électron.
5. Nettoyage des événements : suppression des événements ayant des mauvais jets. Si parmi les jets qui ont été sélectionnés se trouve un jet dont la qualité est *bad* ou *ugly*, l'événement est supprimé. Ces jets correspondent en général à des pics de bruits ou à du bruit cohérent. Ils peuvent également provenir de dépôts d'énergie hors-temps ;
6. Suppression des événements pour lesquels les calorimètres à argon liquide ont un avertissement au bruit ;
7. Reconstruction du boson Z : il est reconstruit à partir de deux leptons de même saveur de charges opposées. Tout événement dont aucune paire de leptons reconstruits suivant les critères précédents ne remplit la condition $|M_{\ell\ell} - 91,1876| < 10$ GeV est rejeté. Le choix de la paire

reconstruite comme venant du boson Z est également choisie lors de cette étape : seule la paire la plus proche de la masse du PDG, soit 91,1876 GeV, est conservée ;

8. Suppression de tout événement contenant moins de trois leptons passant les coupures définies au §8.2 (après suppression des objets se chevauchant) ;
9. Suppression de tout événement dont l'énergie transverse manquante est inférieure à 25 GeV ;
10. Reconstruction du bosons W : il est reconstruit à partir du lepton de plus grande impulsion transverse non impliqué dans le Z et de l'énergie transverse manquante. Ce lepton doit être combiné s'il s'agit d'un muon et *tight* s'il s'agit d'un électron. Tout événement dont la masse transverse $M_T(\ell_3, E_T^{\text{miss}}) < 20$ GeV est rejeté ;
11. Correspondance d'au moins un lepton avec le système de déclenchement (procédure décrite au §8.3).

Les coupures 1, 5 et 6, dites de « nettoyage », ne sont appliquées qu'aux données. Le recouvrement d'un électron avec un muon se produit pour 0,3 % des événements sur les données, celui de deux électrons pour 0,01 %. Par contre le recouvrement entre les jets et les électrons est plus important, ce qui est attendu puisque tout électron est également reconstruit comme un jet, il nous permet de rejeter 35 % des jets. Le nettoyage des événements appliqué aux données, soit la coupure 5, supprime 0,9 % des événements alors que l'effet de la coupure 6 est négligeable (moins de 0,01 % des événements rejetés).

8.4.1 Acceptance du signal

L'effet des différentes coupures est montré pour les événements de signal dans le tableau 8.2. L'acceptance relative, par rapport à la coupure précédente, est présentée dans le tableau 8.3. Comme nous comptons les événements $W^\pm Z \rightarrow \tau + X$ comme du signal, leurs nombres d'événements par canal sont présentés dans le tableau 8.4. Nous considérons ainsi neuf canaux de désintégration en trois leptons : les quatre cités précédemment qui constituent notre signal ainsi que cinq canaux contenant des leptons τ . Tous ces canaux ont la même section efficace, ce qui se retrouve dans les premières lignes des tableaux 8.2 et 8.4. Cependant, on n'attend de contribution significative de la part des canaux contenant des τ que si le Z se désintègre en électrons ou en muons, le W se désintégrant alors en τ . En effet la probabilité pour reconstruire un Z se désintégrant en τ dans la fenêtre en masse choisie est faible.

Coupure	$\mu\mu\mu$	$\mu\mu e$	μee	eee
Aucune	254,8			
Déclenchement	240,8			
Vertex primaire	240,2			
$ M_{\ell\ell} - M_Z $	68,3		42,3	
3 leptons	24,4	16,8	15,1	10,3
E_T^{miss}	20,0	13,5	12,4	8,23
$M_T(W^\pm)$	17,5	11,8	10,9	7,28
Déclenchement associé	17,4	11,7	10,8	7,28

TABLEAU 8.2 – Nombre d'événements $W^\pm Z \rightarrow \ell\nu\ell\ell$ attendus d'après la simulation pour $\mathcal{L} = 1024 \text{ pb}^{-1}$.

Coupure	$\mu\mu\mu$	$\mu\mu e$	μee	eee
Aucune	100 %			
Déclenchement	94,5 %			
Vertex primaire	99,8 %			
$ M_{\ell\ell} - M_Z $	28,4 %		17,6 %	
3 leptons	35,7 %	24,6 %	35,7 %	24,3 %
E_T^{miss}	82,0 %	80,4 %	82,1 %	79,9 %
$M_T(W^\pm)$	87,5 %	87,4 %	87,9 %	88,5 %
Déclenchement associé	99,4 %	99,2 %	99,1 %	100 %

TABLEAU 8.3 – Acceptance relative par coupure pour les événements $W^\pm Z \rightarrow \ell\nu\ell\ell$ simulés.

Coupure	$\mu\mu\mu$	$\mu\mu e$	μee	eee
Aucune	318,8			
Déclenchement	210,9			
Vertex primaire	210,4			
$ M_{\ell\ell} - M_Z $	32,9		20,6	
3 leptons	1,95	1,06	1,13	0,67
E_T^{miss}	1,54	0,86	0,89	0,57
$M_T(W^\pm)$	0,73	0,43	0,42	0,27
Déclenchement associé	0,73	0,41	0,42	0,27

TABLEAU 8.4 – Nombre d'événements $W^\pm Z \rightarrow \tau + X$ attendus d'après la simulation pour $\mathcal{L} = 1024 \text{ pb}^{-1}$.

8.4.2 Effet des principales coupures sur les distributions

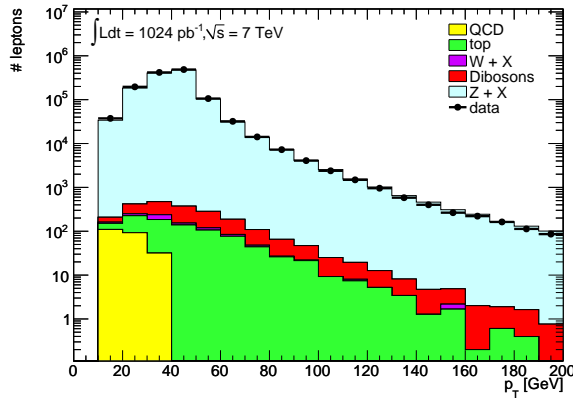
L'effet des coupures les plus efficaces pour couper les différentes sources de bruit de fond est représenté sur les graphiques de la figure 8.7. Ces distributions sont représentées avant la coupure sur le nombre de leptons, soit pour les événements Z . La masse invariante est donnée figure 8.4. Ces distributions sont largement dominées par les événements $Z + X$.

La figure 8.8 représente les distributions après la coupure à trois leptons. Le bruit de fond majoritaire à cette étape vient de la composante Z +jets, la suivante étant les ZZ . Ces deux bruits de fond sont principalement à basse E_T^{miss} , la coupure à 25 GeV doit donc en enlever une bonne partie. Par ailleurs, la figure 8.8f suggérerait de requérir exactement trois leptons dans l'événement puisque le signal a l'air de n'être présent que pour cette valeur. Cependant on observe un décalage entre les données et la simulation pour les événements contenant quatre leptons.

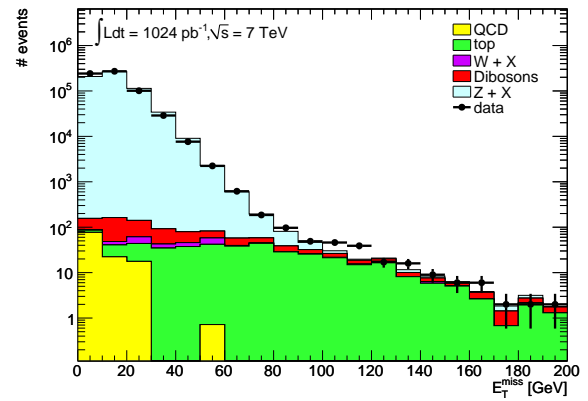
L'effet de la coupure sur E_T^{miss} est montré sur la figure 8.9. Il reste cependant encore du bruit de fond dans les intervalles les plus bas en E_T^{miss} , cette coupure pourra donc être renforcée dans le futur, à 40 GeV par exemple. Le seul souci est que, dans ce cas, le signal serait également affecté par la coupure. Une partie de ces événements est tout de même rejetée grâce à la coupure sur la masse transverse du W dont l'impact est montré sur la figure 8.10.

8.4.3 Effet de l'ajout des muons étiquetés à la sélection

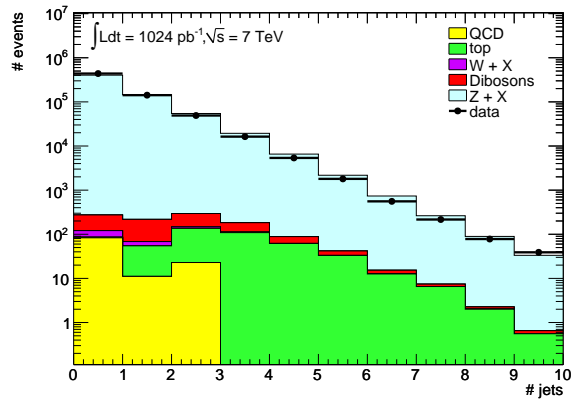
Les muons étiquetés permettent d'augmenter l'acceptance du spectromètre, en particulier grâce à la prise en compte de davantage de muons dans la zone de transition, dans la région des pieds du toroïde et dans le trou à $\eta = 0$ dû au passage des services, voir §3.2.4. L'ajout de ces muons nécessite cependant, pour le moment, une correction de l'énergie transverse manquante, présentée au cha-



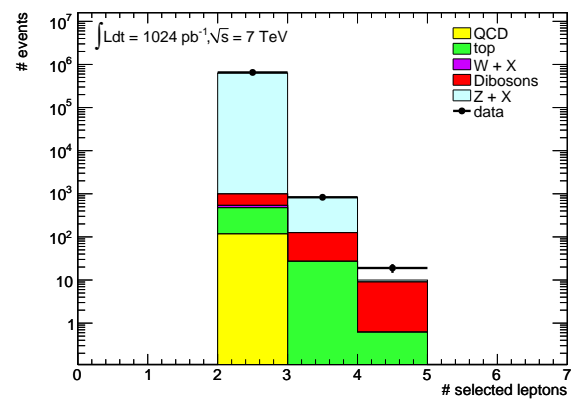
(a) Impulsion transverse des leptons.



(b) Énergie transverse manquante.



(c) Nombre de jets.



(d) Nombre de leptons sélectionnés.

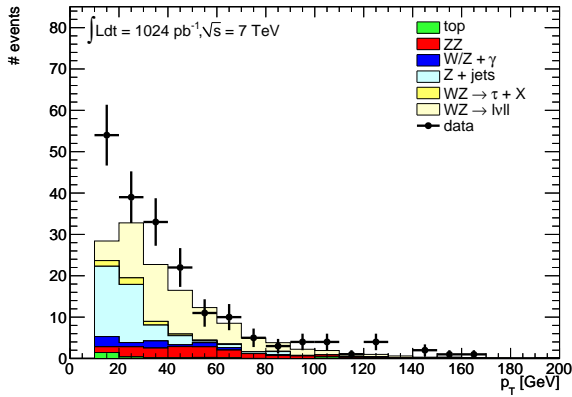
FIGURE 8.7 – Distributions obtenues avant de requérir trois leptons. Le Z est reconstruit dans une fenêtre de 10 GeV autour de sa valeur mesurée.

pitre 7. Le tableau 8.5 résume l'impact des muons étiquetés sur les événements sélectionnés pour l'analyse, en particulier pour les canaux $\mu\mu\mu$ et $\mu\mu e$.

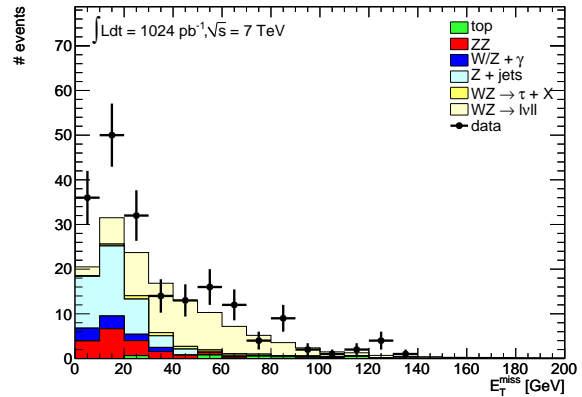
L'ajout des muons étiquetés augmente ainsi le signal de manière visible puisque l'on gagne plus de deux événements. Le bruit de fond augmente également, mais dans une moindre mesure, de 0,3 événements. Le fond ZZ semble augmenter légèrement plus que les autres. Les nombres d'événements concernant le fond Z + jets ne sont qu'une première approximation, étant évalués à partir de la simulation et non des données comme pour les nombres finaux. Pour estimer l'efficacité d'une coupure, les variables que nous avons utilisées sont S/B et $S/\sqrt{S+B}$. Elles augmentent toutes deux grâce à l'utilisation de ces muons.

Ces deux variables sont représentées sur la figure 8.11, ainsi que les nombres d'événements attendus pour le signal et le bruit de fond à partir de la simulation. L'effet de l'ajout des muons étiquetés est surtout visible sur $S/\sqrt{S+B}$, ce qui peut également être vu sur la figure 8.11d.

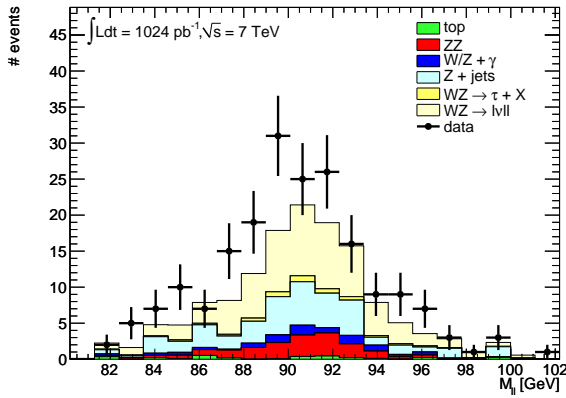
Ces graphiques permettent également de voir l'évolution de ces nombres en fonction de possibles coupures additionnelles sur l'isolation. Ces coupures ne sont pas appliquées pour le moment. Elles permettraient notamment de réduire le fond dû aux événements contenant des jets (Z + jets ou top par exemple).



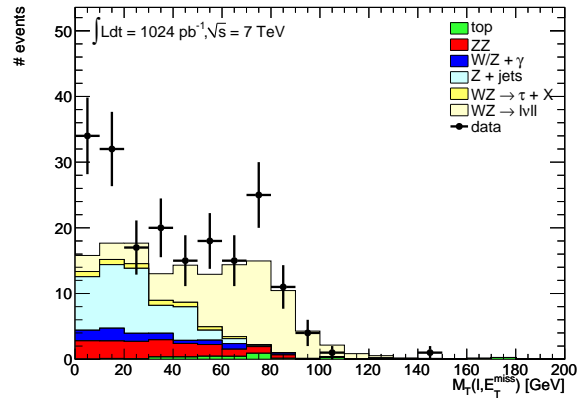
(a) Impulsion transverse du lepton du W.



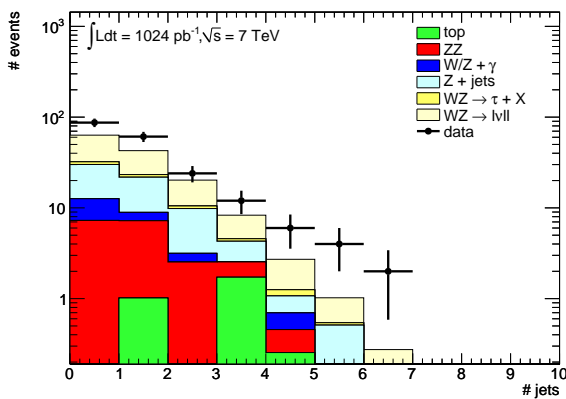
(b) Énergie transverse manquante.



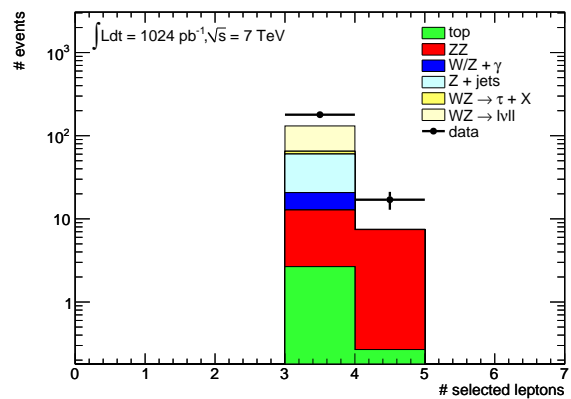
(c) Masse invariante reconstruite pour le Z.



(d) Masse transverse reconstruite pour le W.

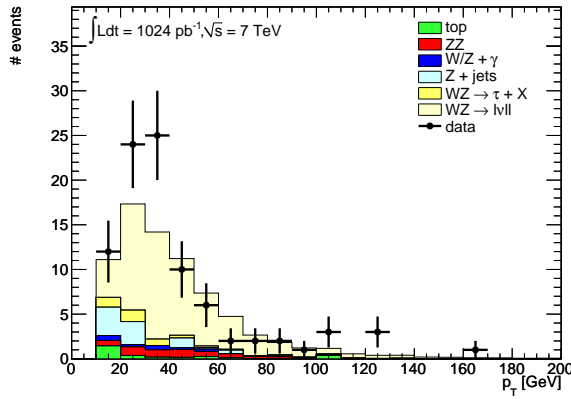


(e) Nombre de jets.

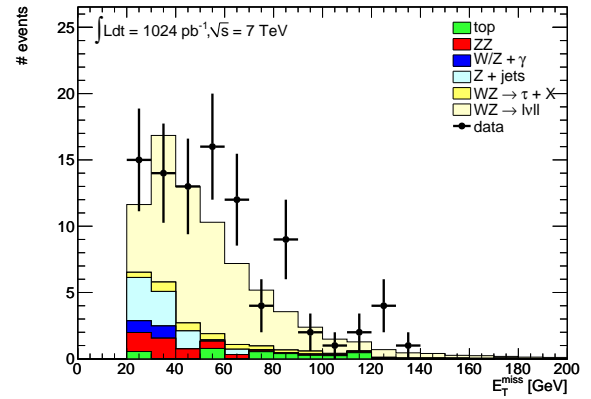


(f) Nombre de leptons sélectionnés.

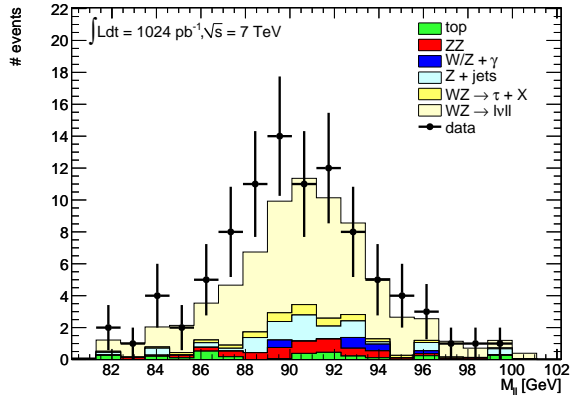
FIGURE 8.8 – Distributions juste après la coupure à trois leptons. Les fonds QCD, W +jets et WW n'apparaissent pas car aucun événement n'est sélectionné pour ces processus.



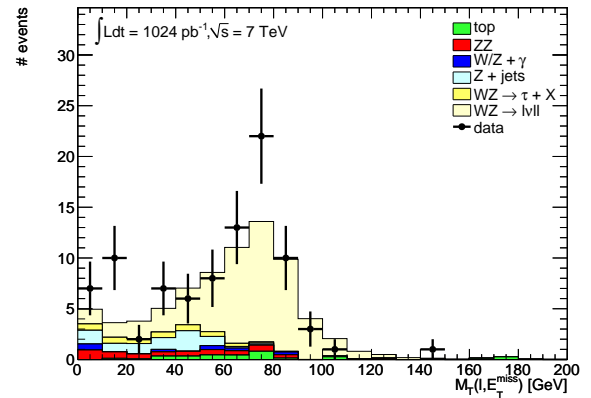
(a) Impulsion transverse du lepton du W.



(b) Énergie transverse manquante.



(c) Masse invariante reconstruite pour le Z.



(d) Masse transverse reconstruite pour le W.

FIGURE 8.9 – Distributions juste après la coupure sur E_T^{miss} .

	Muons combinés			Muons étiquetés		
	all	$\mu\mu\mu$	$\mu\mu e$	all	$\mu\mu\mu$	$\mu\mu e$
Observés	68	27	21	71	29	22
Signal	46,8	16,8	11,1	49,3	18,3	12,1
ZZ	3,2	1,2	0,7	3,4	1,3	0,8
Z + jets	4,1	2,0	0,9	4,1	2,0	1,0
top	1,3	0,6	0,3	1,4	0,6	0,3
Bruits de fond (tot)	9,7	3,8	2,5	10,0	3,9	2,6
S/B	4,8	4,5	4,5	4,9	4,7	4,6
$S/\sqrt{S+B}$	6,2	3,7	3,0	6,4	3,9	3,2

TABLEAU 8.5 – Nombre d'événements de signal et de bruits de fond attendus à partir de la simulation et nombre d'événements observés en ne sélectionnant que des muons combinés et en sélectionnant des muons combinés et des muons étiquetés. Le détail des canaux $\mu\mu\mu$ et $\mu\mu e$ est donné car ils sont les seuls affectés par la prise en compte des muons étiquetés.

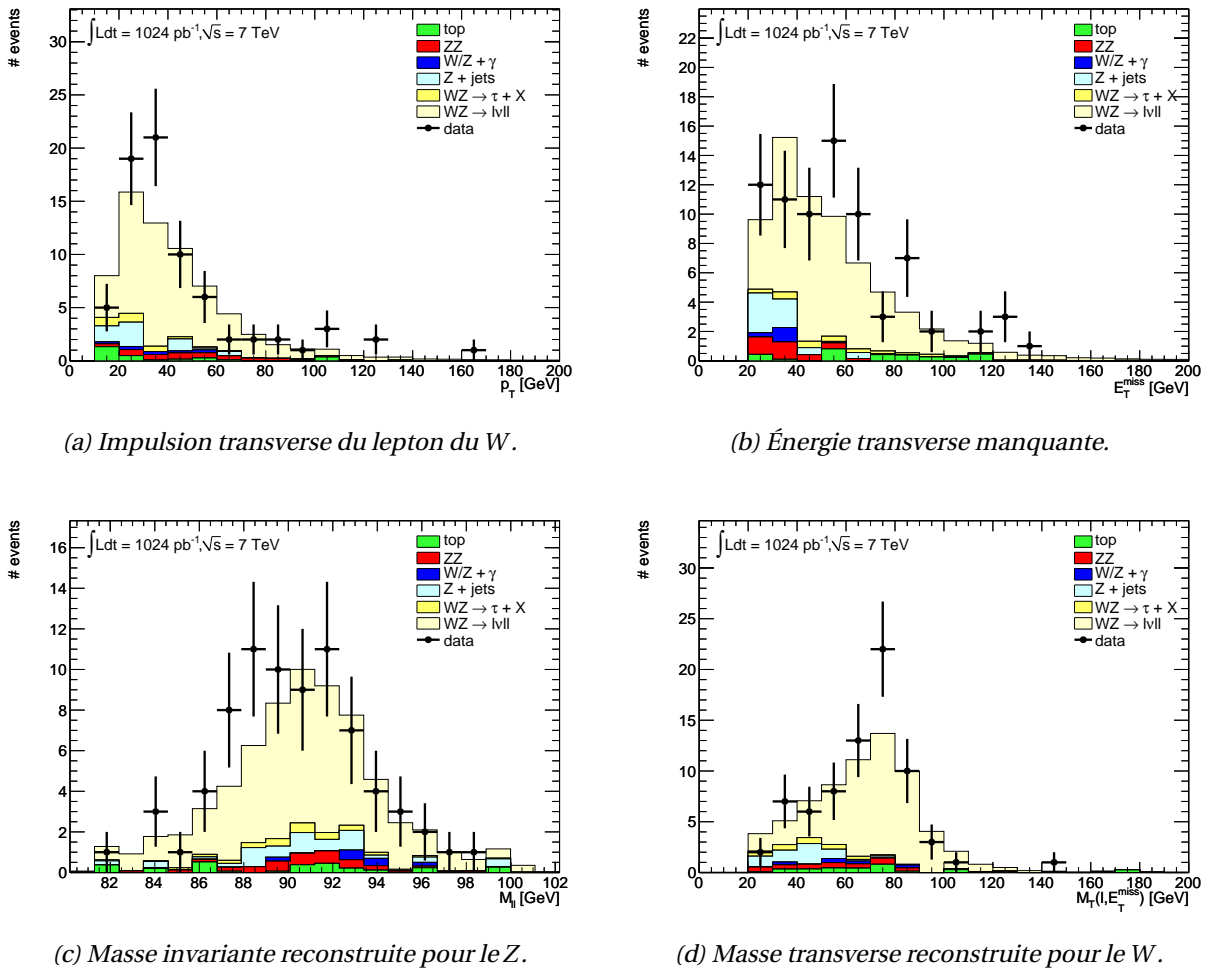


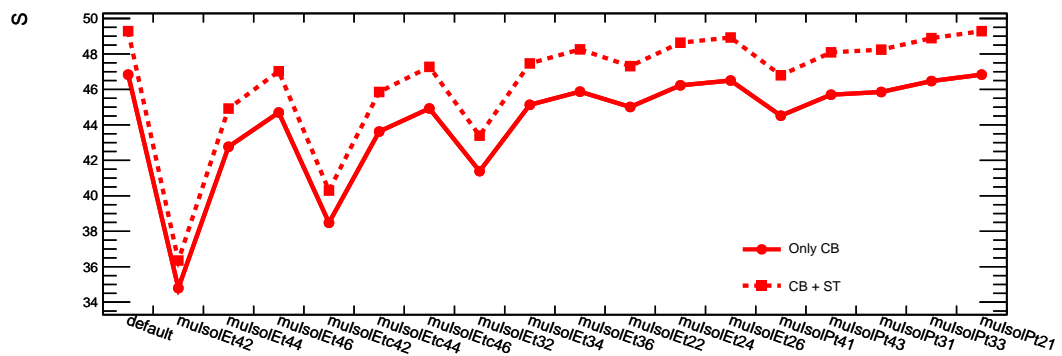
FIGURE 8.10 – Distributions après la coupure sur la masse transverse du W , sans avoir appliqué la coupure à 20 GeV sur le lepton du W . Ce dernier est tout de même combiné s’il s’agit d’un muon et tight si c’est un électron.

8.5 Estimation des bruits de fond

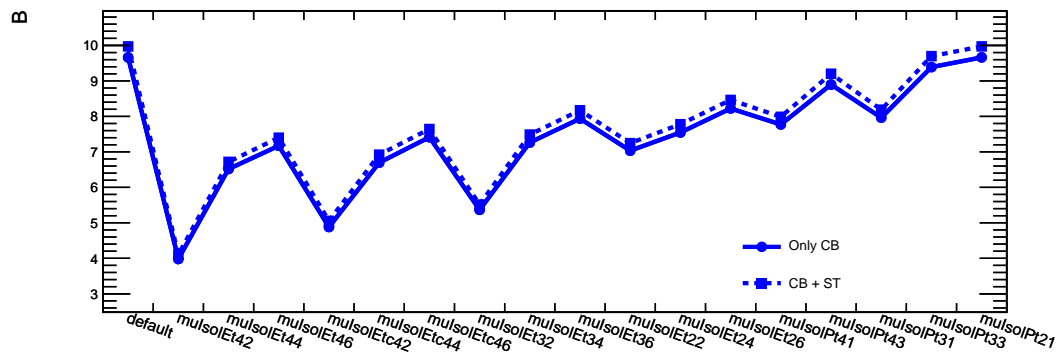
Les différents types de bruits de fond ont été listés au §8.1.2. Davantage de précisions peuvent être trouvés dans l’annexe B, dont les sections efficaces des différents processus, les échantillons utilisés et les nombres d’événements associés. Deux méthodes d’estimation du bruit de fond ont été développées :

- entièrement basée sur la simulation, ce qui est utilisé pour les bruits de fond venant des événements ZZ , $W/Z + \gamma$ et top ;
- basée sur les données, ce qui est principalement utilisé pour des événements dans lesquels on a des mauvais muons venant notamment de jets, soit pour les événements $W/Z + jets$, WW , etc.

Dans le cas de la deuxième méthode une estimation peut également être faite à partir de la simulation.



(a) Nombre d'événements de signal attendus



(b) Nombre d'événements de bruit de fond attendus

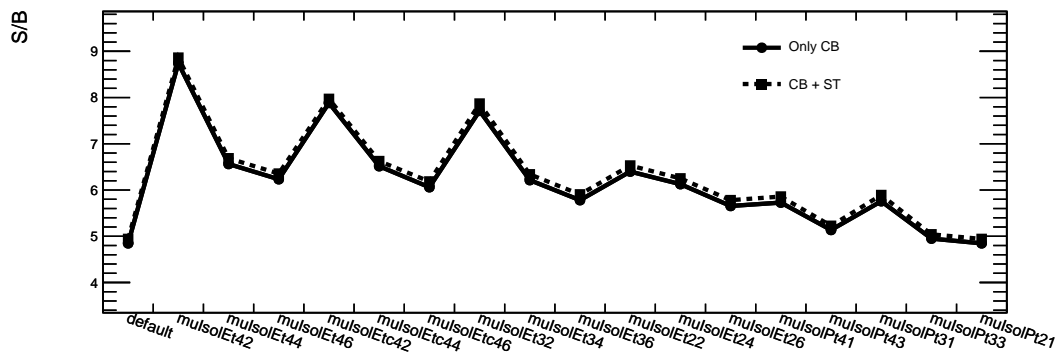
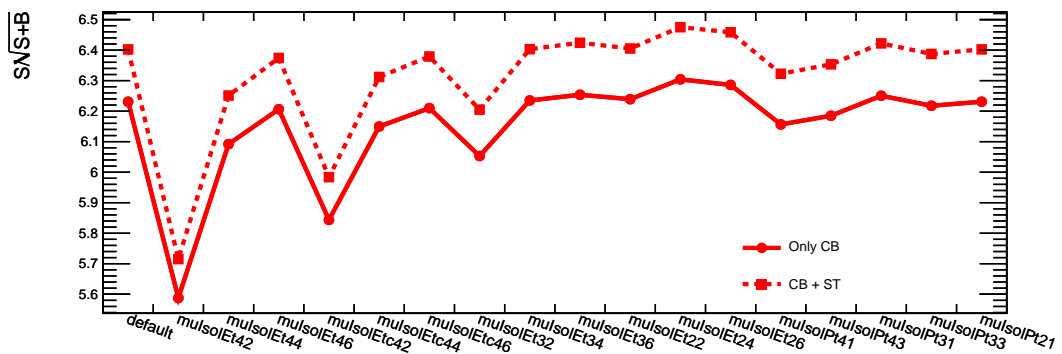
(c) S/B (d) $S/\sqrt{S+B}$

FIGURE 8.11 – Effet de l'ajout d'une coupure sur l'isolation des muons pour des sélections de muons combinés et de muons combinés et étiquetés. Et : coupure sur l'isolation calorimétrique, Pt : coupure que l'isolation grâce aux traces ; suivent la taille du cône et la valeur de la coupure.

8.5.1 Bruits de fond à partir de la simulation

Les bruits de fond sont tous estimés à partir de la simulation en première approximation. Certains le sont également à partir des données. Les valeurs obtenues à partir de la simulation sont dans le tableau 8.6.

	$\mu\mu\mu$	$\mu\mu e$	$\mu e e$	eee
$W^\pm Z \rightarrow \ell\nu\ell\ell$	$18,16 \pm 0,27 \pm 0,94$	$12,12 \pm 0,22 \pm 0,73$	$11,27 \pm 0,20 \pm 0,74$	$7,55 \pm 0,17 \pm 0,61$
$W/Z + \gamma$	–	$0,56 \pm 0,39 \pm 0,03$	–	$0,49 \pm 0,28 \pm 0,04$
top	$0,60 \pm 0,15 \pm 0,03$	$0,41 \pm 0,12 \pm 0,03$	$0,31 \pm 0,09 \pm 0,02$	$0,26 \pm 0,10 \pm 0,02$
ZZ	$1,40 \pm 0,15 \pm 0,05$	$0,82 \pm 0,12 \pm 0,04$	$1,03 \pm 0,13 \pm 0,05$	$0,34 \pm 0,07 \pm 0,02$
WW	–	–	–	–
QCD	–	–	–	–
$W/Z + X$	$1,98 \pm 0,81 \pm 0,06$	$1,00 \pm 0,60 \pm 0,04$	$0,64 \pm 0,42 \pm 0,03$	$0,51 \pm 0,28 \pm 0,04$

TABLEAU 8.6 – Nombre d'événements simulés passant toute la sélection pour le signal et les bruits de fond, normalisés à la luminosité intégrée de $\mathcal{L} = 1024 \text{ pb}^{-1}$, par canal. La première erreur est l'erreur statistique, la seconde est l'erreur systématique. Il n'y a aucun événement sélectionné ni pour le WW, ni pour les événements QCD di-jets. La contribution du fond $W/Z + X$, à l'exception de $W/Z + \gamma$ sera estimé par une méthode basée sur les données data driven. Elle est donnée ici à titre indicatif.

8.5.1.a Le fond ZZ

Le bruit de fond dû aux événements ZZ vient principalement de leptons qui tombent dans des zones d'inacceptance du détecteur, soit pour $|\eta| > 2,5$ pour les muons et dans la zone de transition pour les électrons comme le montre la figure 8.12. Ces leptons non détectés contribuent alors à E_T^{miss} et peuvent donner un faux W. Prendre en compte les muons étiquetés dans l'analyse permet de réduire ce fond en comblant les zones d'inefficacité que sont la zone de transition, les zones des pieds du toroïde et un petit peu dans la région $|\eta| \sim 0$.

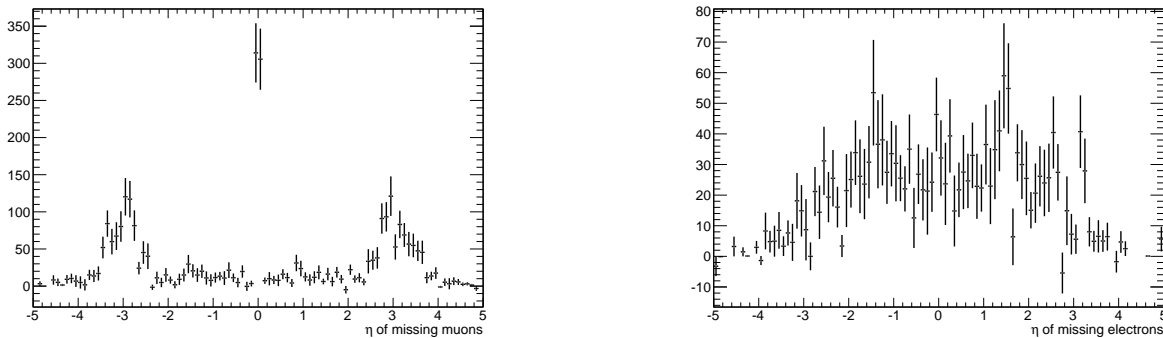


FIGURE 8.12 – Distribution en η du quatrième lepton des événements ZZ lorsque ce dernier n'a pas passé nos critères de sélection ou n'a pu être associé à un lepton généré. À gauche : si le lepton est un muon, à droite : si c'est un électron.

8.5.1.b Le fond $W^\pm/Z + \gamma$

Ce type de bruit de fond concerne les désintégrations électroniques des bosons W, le Z pouvant se désintégrer en électrons ou en muons. Il apparaît lorsqu'un photon subit une conversion en paire

électron-positron par interaction avec le matériel du détecteur. Ce cas est différent de celui estimé par les méthodes *data driven*, il faut le prendre en compte spécifiquement. Dans ce cas, c'est la simulation qui est utilisée.

8.5.1.c Le fond top

Il s'agit d'un des bruits de fond majoritaires, principalement dû à la combinatoire. En effet, le quark top étant assez lourd pour se désintégrer en W on peut observer des leptons de qualité similaire à ceux choisis dans cette analyse. La fenêtre en masse autour du Z permet de réduire de manière considérable ce bruit de fond. Par ailleurs ce sont des événements riches en jets et l'on aura également du bruit de fond issu de jets mal identifiés qui pourraient ressembler à des électrons ou à des muons issus de désintégrations de quarks lourds voire de désintégrations en vol de mésons. Une coupure sur le nombre de jets, non utilisée pour le moment, pourrait également permettre de le réduire.

Pour ces événements nous utilisons trois productions différentes : *single-top*, production associée à un W ou événements $t\bar{t}$. Les générateurs et échantillons d'événements utilisés sont listés dans l'annexe B.

8.5.2 Bruits de fond estimés à partir des données

Les leptons produits par les bosons électrofaibles, comme ceux produits par les désintégrations de leptons τ ou issus des désintégrations de W issus des quarks top, sont généralement très bien isolés et proviennent du point d'interaction. Ils peuvent cependant être accompagnés par des leptons additionnels provenant des désintégrations de mésons π ou K , de celles des quarks lourds (b , c) pour les muons ou de jets ressemblant à un électron. Ces derniers sont le plus souvent non isolés ou tout du moins corrélés aux jets. Pourtant certains peuvent être isolés et contribuer directement à nos bruits de fond. La simulation, pour des raisons de statistiques notamment, ne modélise pas très bien ce type de bruit de fond, c'est pourquoi des méthodes guidées par les données, appelées *data driven method*, sont généralement utilisées.

8.5.3 Méthode des *fake factors*

Le but de cette méthode est de déterminer le bruit de fond dû à des événements contenant un boson Z associé à un mauvais lepton. Ce lepton est supposé provenir de jets. La méthode se déroule donc en deux étapes : la détermination de ces *fake factors*, ou le taux de mauvais leptons, puis le calcul du bruit de fond en les prenant en compte.

La première étape se fait généralement à partir d'événements où le bruit de fond domine. Ils nous permettent d'obtenir la fraction d'événements passant toutes nos coupures sur les événements les passant toutes sauf celles rejetant la majeure partie des mauvais leptons. Cette dernière est en général l'isolation pour les muons et la qualité pour les électrons. La seconde étape se fait en appliquant toutes les coupures sauf celles identifiées durant l'étape précédente sur un échantillon d'événements où le signal domine. Le taux de bruit de fond s'obtient alors en appliquant les *fake factors* estimés pendant la première étape.

8.5.4 Détermination des *fake factors*

Ces facteurs sont ainsi estimés à partir d'événements $Z + \ell$ où $\ell = e, \mu$. Pour exclure la région dans laquelle se trouve notre signal, la coupure sur la masse transverse est inversée, les événements

sélectionnés remplissent donc la condition $E_T^{\text{miss}} < 25\text{GeV}$. Pour être dans un cas similaire au signal, un troisième lepton passant notre sélection dite stricte ou passant la définition de mauvais lepton est requis.

Pour les électrons, la sélection stricte contient tous les électrons passant toutes les coupures de notre sélection (voir §8.2.2). Les électrons *loose* ou jets feignant un électron sont les électrons passant toute la sélection sauf le critère de qualité *medium*. Ceci revient à relâcher les coupures appliquées sur les traces. La figure 8.13 montre le nombre d'électrons *tight*, *medium* et potentiellement mauvais en fonction de l'impulsion transverse.

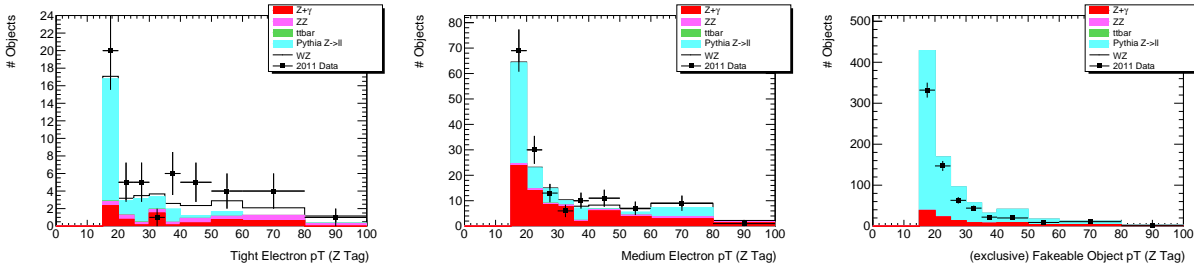


FIGURE 8.13 – Événements contenant un Z et un objet électronique supplémentaire dans les données et la simulation. Cet objet supplémentaire est un électron *tight* à gauche, un électron *medium* au milieu et probablement un mauvais électron à droite.

Dans le cas des muons, nous ne prenons en compte que les bruits de fond comptant des vrais muons, le taux de fausses traces dues à l'algorithmie étant très faible. Ces muons proviennent donc majoritairement de jets et ne sont par conséquent pas isolés. C'est pourquoi la coupure essentielle est celle sur l'isolation. Le mauvais muon est alors celui qui ne passe pas la coupure d'isolation, alors que le « strict » passe la sélection complète (voir §8.2.1). Comme dans le cas des électrons, les muons combinés et les muons probablement mauvais sont représentés en fonction de l'impulsion transverse sur la figure 8.14.

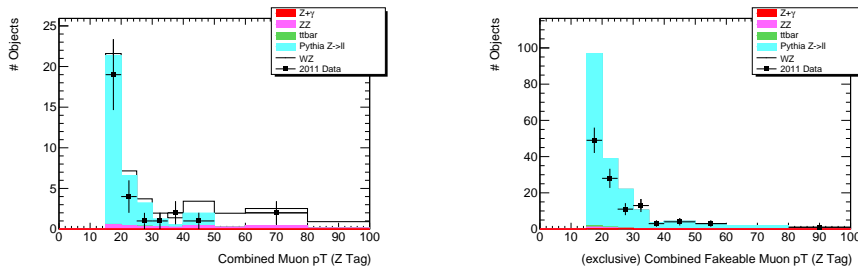


FIGURE 8.14 – Événements contenant un Z et un objet muonique supplémentaire dans les données et la simulation. Cet objet supplémentaire est un muon combiné à gauche et probablement un mauvais muon à droite.

Le *fake factor* est alors calculé par

$$f_{\ell} = \frac{N_{\text{analysis lepton}}}{N_{\text{loose lepton}}}. \quad (8.2)$$

Dans le cas des muons il s'agit en fait de l'efficacité d'isolation des muons dans les jets.

Pour les électrons, f_{ℓ} est calculé séparément dans le cas des électrons *medium* et *tight*. Pour les muons, l'efficacité d'isolation est calculée dans deux intervalles de p_T pour les muons combinés seuls et pour les muons combinés auxquels on ajoute les étiquetés. Dans les deux cas f_{ℓ} n'est calculé que

pour le troisième lepton, soit après reconstruction d'un boson Z passant toutes nos coupures et après la coupure $E_T^{\text{miss}} < 25$ GeV.

Les processus (dibosons, etc.) pour lesquels nous aurions trois « vrais » leptons contribuent à la fois au numérateur (si le troisième lepton est isolé) et au dénominateur (si le troisième lepton n'est pas isolé). Aussi nous soustrayons dans les données leur contribution évaluée à partir de la simulation. Cette correction est inférieure à 1 % pour les mauvais leptons et de 20 % pour la sélection stricte. Cette contribution est estimée dans un unique intervalle car le spectre en p_T des objets « loose » correspond à celui de l'échantillon de contrôle. Une exception est faite pour les muons de plus de 40 GeV pour lesquels les « vrais » muons sont attendus largement majoritaires.

8.5.5 Incertitudes associées aux *fake factors*

Les incertitudes systématiques sur les *fake factors* sont déterminées à partir d'événements $Z + X$ simulés. Le *fake factor* est alors évalué sur des événements pour lesquels E_T^{miss} est faible dans un premier temps, puis sur les événements avec une grande E_T^{miss} , c'est-à-dire plus grande que 25 GeV. L'erreur est obtenue en appliquant le *fake factor* calculé pour l'un de ces échantillons sur l'autre. L'incertitude obtenue est ainsi de 2 % pour les électrons et de 4 % pour les muons. Par ailleurs une incertitude supplémentaire est ajoutée pour prendre en compte les pseudo-leptons additionnels ne venant pas de processus impliquant des bosons Z . Pour cela la même analyse est faite sur des événements simulés $W + X$. L'incertitude associée est de 12 % pour les électrons et de 4 % pour les muons.

8.5.6 Correction liée à l'énergie transverse manquante

La région dans laquelle sont calculés les *fake factors* diffère de notre sélection par la coupure sur E_T^{miss} . Ceci est pris en compte par une extrapolation des *fake factors* dans la région voulue. Cependant le comportement des *fake factors* en fonction de E_T^{miss} est différent pour les électrons et les muons.

Dans le cas des muons, une variation des *fake factors*, soit de l'efficacité d'isolation, est observée en fonction de E_T^{miss} . La figure 8.15 le montre pour un échantillon di-jets sélectionné à partir des données et pour le muon supplémentaire dans des événements Z simulés. Ces derniers événements sont utilisés pour estimer cette dépendance. On obtient ainsi un facteur correctif de 0,65 en comparant l'efficacité d'isolation pour $E_T^{\text{miss}} < 25$ GeV et pour $E_T^{\text{miss}} > 25$ GeV. L'incertitude sur ce facteur est obtenue en comparant la dépendance en E_T^{miss} sur des événements di-jets dans les données et dans la simulation. Elle est de 20 %.

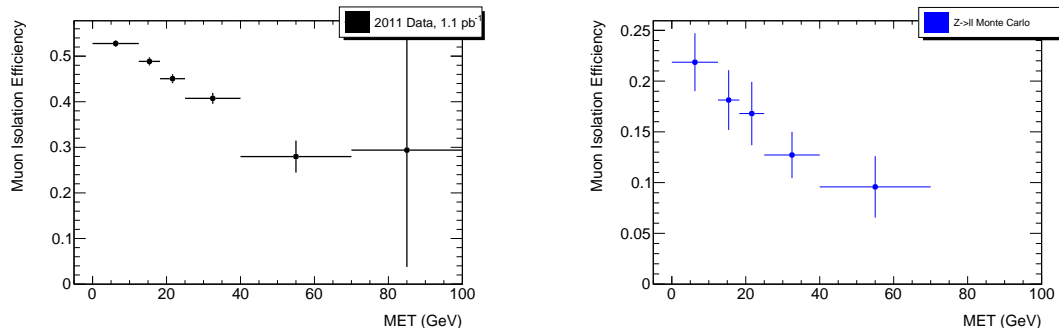


FIGURE 8.15 – Dépendance du *fake factor* pour les muons (soit de l'efficacité d'isolation dans les jets) en fonction de E_T^{miss} dans une sélection di-jets faite sur les données à gauche et pour un objet muonique supplémentaire dans des événements Z à droite.

Dans le cas des électrons, il n'y a pas de dépendance manifeste des *fake factors* avec E_T^{miss} : le facteur correctif est compatible avec 1 pour les événements simulés $Z + X$, les événements simulés di-jets ainsi que les événements di-jets observés dans les données. L'incertitude sur cette valeur est estimée à 15 % à partir des événements di-jets dans les données.

Les *fake factors* et leurs incertitudes sont présentés dans le tableau 8.7.

	p_T [GeV]	<i>fake factor</i>	(stat)	(syst : E_T^{miss})	(syst : p_T)
électron <i>medium</i>	> 15	0,220	$\pm 0,021$	$\pm 0,033$	$\pm 0,026$
	> 20	0,251	$\pm 0,032$	$\pm 0,037$	$\pm 0,030$
électron <i>tight</i>	> 15	0,070	$\pm 0,012$	$\pm 0,012$	$\pm 0,008$
	> 20	0,087	$\pm 0,020$	$\pm 0,010$	$\pm 0,013$
muon combiné ou étiqueté	> 15	0,131	$\pm 0,033$	$\pm 0,041$	$\pm 0,008$
	20 – 40	0,081	$\pm 0,038$	$\pm 0,025$	$\pm 0,005$
	> 40	0	$\pm 0,227$	$\pm 0,070$	$\pm 0,014$
muon combiné	> 15	0,127	$\pm 0,029$	$\pm 0,039$	$\pm 0,008$
	20 – 40	0,060	$\pm 0,036$	$\pm 0,019$	$\pm 0,004$
	> 40	0	$\pm 0,161$	$\pm 0,050$	$\pm 0,010$

TABLEAU 8.7 – *Fake factors* et les erreurs qui leur sont associées.

8.5.7 Estimation des bruits de fond à partir des *fake factors*

L'estimation des bruits de fond se base sur une sélection d'événements Z +jets dans les données. Deux leptons, électrons ou muons, doivent passer toutes les coupures standard de notre sélection. Ils doivent également passer toutes les coupures sur le Z (charge, masse invariante). Un troisième lepton passant toutes les coupures sauf la qualité pour les électrons et l'isolation pour les muons est également requis. Comme l'échantillon doit être le plus proche possible du signal, les coupures sur E_T^{miss} et sur la masse transverse du W sont également appliquées.

Le nombre d'événements de bruit de fond attendu est alors obtenu en appliquant le *fake factor* $f_i(p_T)$ à chacun des troisièmes leptons sélectionnés. Il est ainsi vu comme la probabilité qu'un jet feignant un lepton satisfasse le critère de qualité pour les électrons ou d'isolation pour les muons. Ce nombre d'événements est présenté dans le tableau 8.8.

	événements attendus	nombre d'événements dans l'échantillon initial
$\mu\mu\mu$	$0,44 \pm 0,15^{+0,94}_{-0,33}$	15
$\mu\mu e$	$2,03 \pm 0,38^{0,64}_{-0,64}$	24
$\mu e e$	$0,64 \pm 0,18^{0,65}_{-0,47}$	10
$e e e$	$2,03 \pm 0,38^{0,64}_{-0,64}$	24

TABLEAU 8.8 – Nombre d'événements de bruit de fond Z +jets attendus d'après la méthode des *fake factors*. Les erreurs sont dans l'ordre : statistique et systématique. Ces estimations sont faites à partir des données.

Il est également possible de faire une estimation inclusive des bruits W/Z +jets et $t\bar{t}$ en autorisant un des leptons du Z à ne pas passer la sélection stricte. Les nombres d'événements correspondant sont présentés dans le tableau 8.9. Cependant le bruit de fond $t\bar{t}$ est estimé grâce à la simulation dans l'analyse.

	événements attendus	nombre d'événements dans l'échantillon initial
$\mu\mu\mu$	$1,52 \pm 0,41^{+1,1}_{-0,77}$	42
$\mu\mu e$	$2,45 \pm 0,48 \pm 0,78$	29
$\mu e e$	$1,02 \pm 0,42^{+0,57}_{-0,42}$	15
$e e e$	$3,06 \pm 0,65 \pm 0,84$	34

TABLEAU 8.9 – Nombre d'événements de bruit de fond W/Z +jets et $t\bar{t}$ attendus d'après la méthode des fake factors. Les erreurs sont dans l'ordre : statistique et systématique. Ces estimations sont faites à partir des données.

8.6 Estimation des erreurs systématiques

L'estimation des erreurs systématiques sur les objets est faite à partir des outils délivrés par les différents groupes de performance.

8.6.1 Les muons

Dans le cas des muons, les erreurs systématiques portent sur l'efficacité de reconstruction, la résolution et l'isolation. Les différentes valeurs sont résumées dans le tableau 8.10. Elles sont obtenues grâce aux méthodes suivantes :

Efficacité de reconstruction : des erreurs statistiques et systématiques sont associées aux coefficients correctifs à appliquer aux différents muons sélectionnés à la fin de nos coupures en fonction de leur position en $\eta - \phi$ dans le détecteur et de leur qualité (voir le chapitre 5). Ces erreurs sont les erreurs systématiques que nous appliquons dans notre analyse. Nous faisons ainsi varier la valeur du coefficient à \pm l'erreur. Cette erreur est ensuite propagée au nombre d'événements reconstruits à la fin à partir de la simulation et constitue alors notre erreur. On notera que la sélection de muons, combinés + étiquetés, nous permet d'avoir des coefficients compatibles avec 1 et dont les erreurs sont relativement faibles.

Résolution : l'erreur systématique est obtenue à partir des erreurs sur l'échelle en impulsion et sur la résolution. Elle se fait au moment du *smearing* des muons simulés en estimant séparément les incertitudes induites par la variation des paramètres ID et des paramètres MS dans leurs barres d'erreurs ($\pm\sigma$). Comme il manque globalement de statistiques pour les événements de bruit de fond (voir §8.5) ces erreurs sont uniquement calculées sur les événements simulés de signal, en incluant les canaux de désintégration contenant les leptons τ . Pour éviter une sous-estimation, l'erreur finale est la somme quadratique des variations maximales observées pour les paramètres ID et pour les paramètres MS. Avec $max_{ID} = \max(ptsm - \sigma_{ID}, ptsm + \sigma_{ID})$ et $max_{MS} = \max(ptsm - \sigma_{MS}, ptsm + \sigma_{MS})$, on obtient ainsi $\sigma = \sqrt{max_{ID}^2 + max_{MS}^2}$. Enfin, pour les muons reconstruits par l'algorithme MuTag, seule la variation sur les paramètres du détecteur interne est utilisée, ces muons n'ayant pas d'estimation dans le spectromètre.

Isolation : l'efficacité de l'isolation est étudiée sur des événements $Z \rightarrow \mu\mu$ grâce à une méthode de *Tag and Probe* analogue à celle qui a été développée pour déterminer l'efficacité de reconstruction (voir le chapitre §5). La variation de cette efficacité entre périodes de prises de données ainsi que le décalage obtenu entre les données et la simulation est pris comme incertitude systématique. La coupure sur l'isolation, soit sur la variable $ptcone20/pt$, a également été étudiée, mais la variation est négligeable.

Incertitude par canal [%]		$\mu\mu\mu$	$\mu\mu e$	μee
Efficacité de reconstruction		+0,64 -0,64	+1,30 -1,29	+1,95 -1,92
Résolution	ID	0,04	0,35	0,22
	MS	0,17	0,11	0,12
	combinaison	< 0,1	0,2	0,2
Isolation		négligeable		
Total		0,7	1,4	2,0

TABLEAU 8.10 – Incertitudes systématiques associées aux muons obtenues à partir de la simulation (les canaux contenant des τ étant inclus).

8.6.2 Les électrons

Comme pour les muons, les erreurs systématiques sont déterminées sur le signal simulé. Dans ce cas, elles portent sur les efficacités de reconstruction et d'identification (notamment par rapport aux photons ou aux pions), sur l'échelle en énergie, sur la résolution en énergie à travers le *smearing* et sur l'isolation. Le tableau 8.11 résume les valeurs de ces incertitudes. Elles sont obtenues grâce aux méthodes listées ci-après.

Efficacité de reconstruction et d'identification : comme dans le cas précédent des poids sont associés à chaque électron pour prendre en compte les désaccords entre la simulation et les données au niveau de l'efficacité, évaluée par une méthode de *Tag and probe*. Pour l'efficacité, elles sont données par intervalle de η alors que, pour l'identification, elles dépendent de η et E_T . Ces incertitudes sont ajoutées en quadrature pour obtenir l'incertitude liée à l'identification des électrons. L'incertitude totale sur l'efficacité est obtenue en ajoutant en quadrature l'incertitude sur l'identification et celle sur la reconstruction, soit $\sigma = \sqrt{\sigma_{ident.}^2 + \sigma_{reco.}^2}$.

Échelle en énergie : pour les données 2011, il n'y avait pas de correction d'échelle en énergie à appliquer au niveau de l'analyse, elle est appliquée en amont, lors de la reconstruction. L'incertitude sur cette échelle est calculée en décalant de $\pm\sigma$ sa valeur. La valeur de σ est fournie par le groupe de performances egamma.

Résolution : de manière analogue à l'échelle en énergie, les erreurs sur la résolution sont fournies par le groupe egamma. L'incertitude est alors obtenue en propageant ces erreurs, toujours en faisant varier de $\pm\sigma$, sur le signal.

Isolation : elle est obtenue par la somme de trois composantes en quadrature. Tout d'abord l'incertitude sur les facteurs correctifs data/simulation, puis les incertitudes liées à la correction de *etcone30* due à l'empilement, enfin 2 % d'incertitude sont ajoutés sur recommandations du groupe egamma.

Incertitude par canal [%]	eee	μee	$\mu\mu e$
Efficacité	5,2	3,5	1,8
Échelle en énergie	0,4	0,3	0,2
Résolution	0,2	0,15	0,1
Isolation	3,4	2,9	2,4
Total	6,2	4,2	3,0

TABLEAU 8.11 – Incertitudes systématiques associées aux électrons obtenues à partir du signal simulé.

8.6.3 L'énergie transverse manquante

Le calcul de l'incertitude systématique sur E_T^{miss} doit prendre en compte tous les objets qui entrent dans son calcul, soit

- l'incertitude sur l'échelle en énergie des amas topologiques des cellules des calorimètres ;
- l'incertitude sur l'échelle en impulsion (négligeable) et sur la résolution des muons ;
- l'incertitude sur l'échelle en énergie et sur la résolution des électrons ;
- l'incertitude sur l'échelle en énergie des jets ;
- l'incertitude sur la description de l'empilement dans la simulation.

Leur résumé est présenté dans le tableau 8.12.

L'incertitude sur l'échelle en énergie des amas topologiques est donnée par une fonction du η de l'amas et de l'impulsion transverse qu'il a mesurée :

$$\sigma_{amas\ topo.} = a \times \left(1 + \frac{b}{p_T} \right) \quad (8.3)$$

avec $a = 3\%$ pour $|\eta| < 3,2$, $a = 10\%$ pour $|\eta| > 3,2$, $b = 1,2$ et p_T en GeV. Cette fonction est appliquée sur la simulation pour obtenir l'incertitude due à cette échelle d'énergie. De la même manière, les incertitudes sur les électrons et les muons vues précédemment sont propagées à E_T^{miss} .

L'incertitude due à l'empilement est obtenue par comparaison des données et de la simulation qui prend en compte les effets de l'empilement. Les effets dominants sont observés sur les termes MET_RefJet, MET_SoftJets, MET_CellOut_Eflow et MET_RefTau (voir le chapitre 7 pour le détail de ces termes). L'incertitude est prise comme la différence entre les distributions de E_T^{miss} obtenues sur les données et la simulation à partir d'une sélection de Z . Elle est d'environ 10 % pour les termes précités. Comme notre analyse est dominée par la reconstruction des muons et des électrons et non par celle des jets ou des leptons τ , l'incertitude totale sur E_T^{miss} est plus faible de quelques pour-cents.

Incertitude par canal [%]	$\mu\mu\mu$	$\mu\mu e$	$\mu e e$	$e e e$
Échelle d'énergie des amas topologiques	0,20	0,51	0,91	0,76
Échelle en énergie des électrons	–	0,37	0,17	0,23
Résolution des électrons	–	0,46	0,17	0,99
Échelle en énergie des jets	0,38	0,23	0,18	0,41
Échelle en énergie des muons	0,04	0,11	0,28	–
Résolution des muons (ID)	0,11	0,09	0,06	–
Résolution des muons (MS)	0,12	0,30	0,21	–
Empilement en temps	0,25	0,21	0,37	0,48
Empilement hors temps	0,23	0,54	0,21	1,31

TABEAU 8.12 – Incertitudes systématiques associées à l'énergie transverse manquante obtenues à partir de la comparaison entre les données et la simulation sur une sélection de Z .

8.6.4 Incertitudes théoriques

Les incertitudes théoriques proviennent de deux sources : l'incertitude sur la section efficace théorique et l'incertitude sur les distributions de partons dans les protons.

8.6.4.a Incertitudes sur la section efficace théorique

Ces incertitudes sont données dans le tableau 8.13. Comme nous cherchons la section efficace du signal, l'incertitude théorique sur cette dernière n'entre pas dans notre calcul. Par contre elle nous sert pour les comparaisons entre la valeur attendue et la valeur mesurée. Seules les incertitudes théoriques liées aux sections efficaces de production des processus de bruit de fond sont alors prises en compte. Elles ne sont notées que pour les échantillons pour lesquels l'estimation du fond est faite à partir de la simulation.

	Incertaince sur la section efficace [%]
WZ	+7,0 – 5,5
WW	+5,5 – 4,5
ZZ	+5,0 – 4,1
Z + γ	5,0
$t\bar{t}$	+7,0 – 9,6

TABLEAU 8.13 – Incertitudes sur la section efficace théorique pour les échantillons Monte-Carlo utilisés dans l'analyse.

8.6.4.b Incertitudes liées aux PDF sur l'acceptance fiducielle

Les fonctions de distribution de partons (PDF) nous permettent de connaître l'échelle en énergie de nos collisions, voir le chapitre 1 pour plus de détails. Leur méconnaissance implique donc une incertitude systématique. Le jeu de fonctions de distribution de partons (PDF) utilisé lors de cette analyse est CTEQ6.6 NLO. Il a donc été utilisé pour générer les événements de signal et de bruit de fond. Les erreurs systématiques sur ces PDF sont évaluées de deux manières : celles dues à la connaissance limitée des PDF qui sont fournies par CTEQ6.6 sous forme de matrices d'erreurs et celles obtenues par comparaison de la valeur centrale de l'acceptance entre deux jeux de PDF, CTEQ et MSTW.

Le premier cas suit la procédure standard : CTEQ6.6 est un ajustement des PDF à partir de 44 paramètres, l'incertitude systématique est déterminée en faisant varier indépendamment chacun de ces paramètres de $\pm\sigma$. L'incertitude considérée est symétrique, évaluée comme la moyenne de ces incertitudes :

$$\sigma^+ = \sigma^- = \frac{\sqrt{\sum_{i=0}^n (\max(A_i - A_{WZ}, 0))^2} + \sqrt{\sum_{i=0}^n (\max(A_{WZ} - A_i, 0))^2}}{2A_{WZ}}, \quad (8.4)$$

avec A_{WZ} l'acceptance WZ évaluée pour la valeur centrale de CTEQ6.6 et A_i la valeur de l'acceptance obtenue après application de la systématique i . En pratique un nouveau poids déterminé par

$$w = \frac{f_{\text{new PDF}}^{p1}(x_1, q^2) \times f_{\text{new PDF}}^{p2}(x_2, q^2)}{f_{\text{old PDF}}^{p1}(x_1, q^2) \times f_{\text{old PDF}}^{p2}(x_2, q^2)} \quad (8.5)$$

est appliqué à chaque événement.

Le deuxième cas consiste à comparer l'acceptance donnée en utilisant le jeu de PDF CTEQ6.6 à sa valeur centrale et le jeu de PDF MSTW2008 NLO 68 % CL également à sa valeur centrale.

Les incertitudes ainsi obtenues sont résumées dans le table 8.14. L'erreur obtenue suite à la première méthode est de 1,5 %, alors que la déviation de la valeur centrale obtenue en appliquant MSTW2008 NLO au lieu de CTEQ6.6 est de l'ordre de 0,6 %. L'erreur finale est la somme quadratique de ces deux composantes, elle est de 1,6 %.

Lot de PDF	$\mu\mu$ [%]	μe [%]	$e e$ [%]	Moyenne [%]
CTEQ6.6 44 paramètres	1,49	1,55	1,52	1,52
MSTW2008 NLO	0,61	0,63	0,63	0,62
Combinés	1,61	1,67	1,65	1,64

TABLEAU 8.14 – Résumé des incertitudes fractionnelles sur l'acceptance fiducielle des événements WZ par canal en utilisant la re-pondération des PDF dans des échantillons simulés par MC@NLO.

8.6.5 Résumé des erreurs systématiques

Le tableau 8.15 résume les incertitudes systématiques prises en compte lors du calcul de la section efficace de production des paires $W^\pm Z$. On notera l'incertitude différente sur les PDF entre les cas fiduciel et total. Ces incertitudes ont toutes été calculées sur les échantillons de signal simulé, les mêmes incertitudes sont affectées aux bruits de fond simulés. La somme est faite de manière quadratique sur toutes les sources d'erreurs systématiques.

		$\mu\mu$	μe	$e e$
Muons	efficacité de reconstruction	1,9	1,3	0,6
	résolution	0,2	0,2	<0,1
Électrons	efficacité de reconstruction	–	1,8	3,5
	échelle en énergie	–	0,2	0,3
	résolution	–	0,1	0,15
E_T^{miss}	isolation	–	2,4	2,9
	échelle en énergie des amas	0,2	0,5	0,9
	échelle en énergie des électrons	–	0,4	0,2
	résolution des électrons	–	0,5	0,2
	échelle en énergie des jets	0,4	0,2	0,2
	empilement en temps	0,3	0,2	0,4
empilement hors temps		0,2	0,5	0,2
Déclenchement		1,0	1,0	1,0
PDF		1,6	1,7	1,7
Somme		3,1	4,3	5,1
Luminosité		3,7	3,7	3,7

TABLEAU 8.15 – Résumé des incertitudes systématiques (en %) appliquées au calcul de la section efficace de production des paires $W^\pm Z$.

8.7 Résultats

8.7.1 Événements attendus et observés

Les nombres d'événements attendus et observés sont présentés dans le tableau 8.16. Les principaux bruits de fond sont détaillés. On observe ainsi 71 candidats $W^\pm Z$ dans les données alors que l'on attend 49,1 événements de signal et 10,5 événements de bruit de fond.

	$\mu\mu\mu$	$\mu\mu e$	$\mu e e$	eee	combinés
Observés	29	22	9	11	71
Signal dont τ	$18,2 \pm 0,3 \pm 0,9$	$12,1 \pm 0,2 \pm 0,7$	$11,3 \pm 0,2 \pm 0,7$	$7,6 \pm 0,3 \pm 0,6$	$49,1 \pm 0,4 \pm 3,0$
Bruits de fond					
ZZ	$1,4 \pm 0,2 \pm 0,1$	$0,8 \pm 0,1 \pm 0,1$	$1,0 \pm 0,1 \pm 0,1$	$0,3 \pm 0,1 \pm 0,1$	$3,6 \pm 0,2 \pm 0,2$
W/Z +jets	$0,4 \pm 0,2^{+0,9}_{-0,3}$	$2,0 \pm 0,4^{+0,6}_{-0,6}$	$0,6 \pm 0,2^{+0,7}_{-0,5}$	$2,0 \pm 0,4^{+0,6}_{-0,6}$	$5,1 \pm 0,6^{+3,0}_{-2,1}$
Top	$0,6 \pm 0,2 \pm 0,1$	$0,4 \pm 0,1 \pm 0,1$	$0,3 \pm 0,1 \pm 0,1$	$0,3 \pm 0,1 \pm 0,1$	$1,6 \pm 0,2 \pm 0,1$
$W/Z + \gamma$	–	$0,6 \pm 0,4 \pm 0,1$	–	$0,5 \pm 0,3 \pm 0,1$	$1,1 \pm 0,5 \pm 0,1$
Total	$2,4 \pm 0,2^{+0,9}_{-0,3}$	$3,8 \pm 0,6^{+0,7}_{-0,7}$	$2,0 \pm 0,2^{+0,7}_{-0,5}$	$3,1 \pm 0,5^{+0,7}_{-0,7}$	$10,5 \pm 0,8^{+2,9}_{-2,1}$
S/B	7,4	3,2	5,7	2,5	4,3

TABLEAU 8.16 – Nombre d'événements attendus et observés pour 1024 pb^{-1} .

8.7.2 Les distributions associées

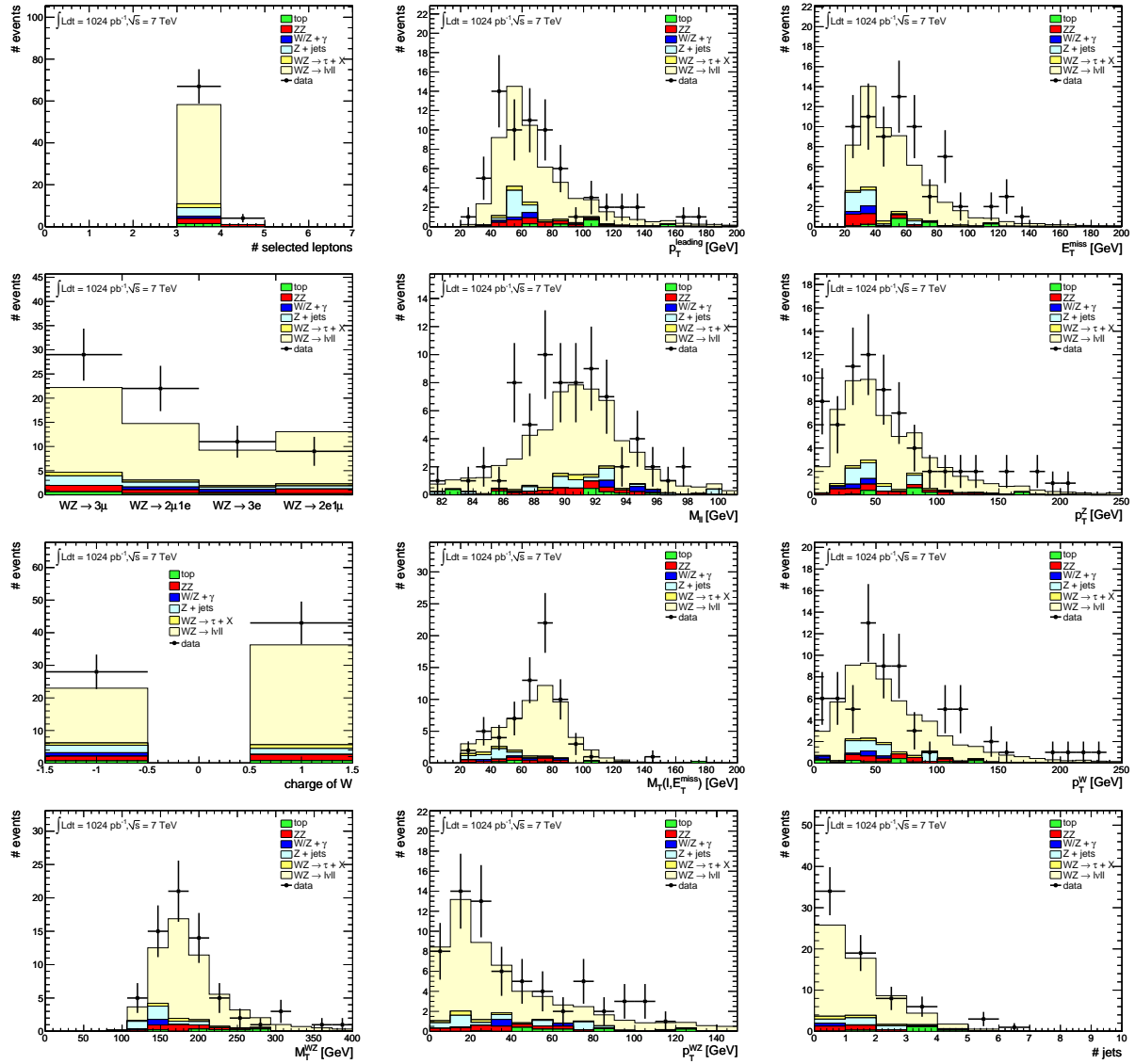
Les graphiques de la figure 8.16 sont obtenus après application de toutes les coupures. Les bruits de fond non mentionnés dans la légende des graphiques (WW par exemple) sont ceux pour lesquels aucun événement simulé n'a passé les coupures. L'accord entre les données et la simulation est globalement correct pour ce qui est de la forme des distributions. On observe cependant un excès d'événements dans les données, également visible dans le tableau 8.16, et compatible avec les erreurs.

La première ligne correspond aux caractéristiques des leptons : le nombre de leptons sélectionnés, c'est-à-dire très majoritairement trois, et l'impulsion transverse du lepton le plus énergétique. L'impulsion de ce dernier est assez importante puisque la plupart de ces leptons font au moins 50 GeV. Enfin le dernier graphique de la ligne correspond à l'énergie transverse manquante, donnant ainsi accès à l'impulsion transverse des neutrinos.

Le premier graphique de la deuxième ligne montre la répartition des événements en fonction des canaux de désintégration des bosons Z et W . L'excès potentiel semble lié aux canaux pour lesquels le Z se désintègre en muons. Le canal majoritaire est celui en trois muons le tableau 8.16 le montrait également. Les graphiques suivants représentent les propriétés du boson Z : sa masse et son impulsion transverse.

La ligne suivante correspond aux propriétés du boson W . Le premier graphique correspond à la répartition des charges. Conformément à ce qui est prédit, voir §1.4.3, les W^+ sont plus nombreux que les W^- . Les graphiques suivants représentent la masse transverse et l'impulsion transverse des W .

La dernière ligne présente les propriétés du système $W^\pm Z$: la masse transverse et l'impulsion transverse. La masse transverse est centrée autour de 180 GeV, ce qui est proche de \sqrt{s} pour l'intervalle le plus rempli sur la figure 1.6b. Ces distributions pourront servir dans le futur pour gagner en sensibilité sur les couplages anormaux, ces derniers affectant davantage les événements de grand p_T ou de grande masse transverse, voir la figure 1.10 au chapitre 1. La dernière figure de la ligne montre la distribution du nombre de jets. La plupart des événements en ont peu. Cette variable est intéressante à regarder dans l'optique d'une future coupure sur le nombre de jets. On voit notamment que les événements top, en vert, en contiennent majoritairement trois. Cependant le signal est toujours dominant pour ce nombre. Une autre éventualité serait de regarder le nombre de jets étiquetés b , ce qui n'a pas été étudié en détail pour le moment.

FIGURE 8.16 – Distributions associées aux événements $W^{\pm}Z$.

8.8 Estimation de la section efficace

8.8.1 L'acceptance fiducielle

Atlas ne couvre pas tout l'espace des phases, qui est en plus réduit par nos coupures de sélection. De ce fait, pour calculer la section efficace totale, nous devons extrapoler le nombre d'événements observés dans un volume fiduciel au volume total. Cette extrapolation est basée sur la simulation Monte-Carlo et concerne principalement les régions à grand η . Cette étape implique de grandes erreurs, voire des erreurs majoritaires quand les erreurs statistiques ne seront plus dominantes. Calculer la section efficace sur le volume fiduciel, soit une section efficace fiducielle, nous permet de réduire ces erreurs dues à la théorie et de mieux les comparer.

Le volume fiduciel choisi prend en compte l'acceptance du détecteur mais aussi une partie des coupures cinématiques faites après reconstruction :

$$- p_T^{\ell} > 15 \text{ GeV};$$

- $|\eta^{\ell}| < 2,5$;
- $p_T^{\nu} > 25$ GeV;
- $|M_{\ell\ell} - M_Z(\text{PDG})| < 10$ GeV;
- $M_T^W > 20$ GeV.

Pour les leptons, au niveau de la « vérité Monte-Carlo », nous utilisons les muons de l'état final et les électrons « habillés » des photons dans un cône $\Delta R < 0,1$.

Par ailleurs, nous devons également définir une correction d'efficacité qui permettra de passer de la reconstruction au niveau du générateur calculé dans le volume fiduciel. Pour cela on définit

$$C_{WZ \rightarrow \ell\nu\ell'\ell'} = \epsilon_{trig} \times \epsilon_{event} \times \epsilon_{lep} \times \alpha_{reco} \quad (8.6)$$

où

- ϵ_{trig} est l'efficacité du système de déclenchement ;
- ϵ_{event} est l'efficacité des coupures portant sur les événements (vertex primaire par exemple) ;
- $\epsilon_{lep} = \epsilon_{lep1}\epsilon_{lep2}\epsilon_{lep3}$ est le produit des efficacités pour chaque lepton passant notre sélection ;
- α_{reco} est la correction permettant de passer de la reconstruction au volume fiduciel au niveau du générateur, prenant en compte les corrections liées à la résolution.

En pratique C_{WZ} peut être calculé en appliquant toutes les corrections nécessaires à la simulation (*smearing*, re-pondération due à l'empilement, facteurs correctifs liés à l'efficacité de reconstruction, etc.). On trouve ainsi le nombre d'événements passant toutes les coupures, qui est ensuite rapporté au nombre d'événements dans le volume fiduciel au niveau du générateur, soit

$$C_{WZ \rightarrow \ell\nu\ell'\ell'} = \frac{N_{WZ \rightarrow \ell\nu\ell'\ell'}^{\text{Simu passant toutes les coupures}}}{N_{WZ \rightarrow \ell\nu\ell'\ell'}^{\text{Simu dans le volume fiduciel}} \times SF} \quad (8.7)$$

où SF est le facteur correctif lié aux efficacités de déclenchement et de reconstruction qui doit être appliqué événement par événement. Il est donné par

$$SF = \frac{\epsilon_{trig}^{data}}{\epsilon_{trig}^{simu}} \times \frac{\epsilon_{reco}^{data}}{\epsilon_{reco}^{simu}} \quad (8.8)$$

avec $\epsilon_{reco} = \epsilon_{lep} \times \epsilon_{event}$. Cette correction correspond approximativement à la probabilité de reconstruire un événement dans l'acceptance du détecteur avec des objets passant nos coupures.

Le volume fiduciel et la correction sont calculés pour chaque canal de désintégration. L'obtention la section efficace combinée nécessite l'utilisation des rapports de branchement pour chacun de ces canaux.

8.8.2 L'acceptance totale

Pour calculer la section efficace totale, la section efficace obtenue au niveau de la reconstruction doit être corrigée en vue de l'obtenir sur l'espace des phases total disponible au niveau de la « vérité Monte-Carlo ». Ceci est fait grâce au rapport des événements générés dans le volume fiduciel sur tous les événements générés, noté A_{WZ} , soit

$$A_{WZ \rightarrow \ell\nu\ell'\ell'} = \frac{N_{WZ \rightarrow \ell\nu\ell'\ell'}^{\text{Simu dans le volume fiduciel}}}{N_{WZ \rightarrow \ell\nu\ell'\ell'}^{\text{Simu dans tout le volume}}}. \quad (8.9)$$

Comme pour C_{WZ} , A_{WZ} est calculé séparément pour chaque canal. La correction à appliquer pour obtenir l'acceptance totale est alors le produit $A_{WZ \rightarrow \ell\nu\ell'\ell'} \times C_{WZ \rightarrow \ell\nu\ell'\ell'}$. Séparer ainsi le calcul des deux facteurs conduit à de faibles incertitudes sur C_{WZ} alors que les incertitudes théoriques se trouvent majoritairement sur A_{WZ} .

8.8.3 Valeurs pour l'acceptance

En utilisant les définitions présentées ci-dessus, les valeurs de A_{WZ} , C_{WZ} et de leur produit ont été calculées à partir du signal simulé. Elles sont présentées dans le tableau 8.17.

	$\mu\mu\mu$	$\mu\mu e$	μee	eee
C_{WZ}	0,685	0,458	0,426	0,286
A_{WZ}	0,389	0,392	0,392	0,389
$A_{WZ} \times C_{WZ}$	0,266	0,179	0,167	0,111

TABLEAU 8.17 – Corrections à l'acceptance fiducielle et totale par canal.

L'acceptance est plus faible pour les électrons principalement car leur efficacité de reconstruction est plus faible que celle des muons.

8.8.4 Définition de la section efficace

Pour le canal $W^{\pm}Z \rightarrow \ell\nu\ell'\ell'$ avec $\ell, \ell' \in \{e, \mu\}$, la section efficace fiducielle est définie par

$$\sigma_{WZ \rightarrow \ell\nu\ell'\ell'}^{\text{fid}} = \frac{N_{\ell\nu\ell'\ell'}^{\text{obs}} - N_{\ell\nu\ell'\ell'}^{\text{bdf}}}{\mathcal{L} \times C_{WZ \rightarrow \ell\nu\ell'\ell'}} \times \left(1 - \frac{N_{\tau}^{\text{MC}}}{N_{\text{sig}}^{\text{MC}}} \right), \quad (8.10)$$

où $N_{\ell\nu\ell'\ell'}^{\text{obs}}$ et $N_{\ell\nu\ell'\ell'}^{\text{bdf}}$ sont les nombres d'événements observés et de bruit de fond, \mathcal{L} est la luminosité, $C_{WZ \rightarrow \ell\nu\ell'\ell'}$ est la correction définie au §8.8.1, N_{τ}^{MC} est le nombre d'événements simulés dont au moins un des bosons se désintègre en τ et $N_{\text{sig}}^{\text{MC}}$ correspond au nombre d'événements se désintégrant leptoniquement (toutes saveurs confondues).

La section efficace totale est quant à elle donnée par :

$$\sigma_{WZ}^{\text{tot}} = \frac{N_{\ell\nu\ell'\ell'}^{\text{obs}} - N_{\ell\nu\ell'\ell'}^{\text{bdf}}}{\mathcal{L} \times \mathcal{B}(WZ \rightarrow \ell\nu\ell'\ell') \times A_{WZ \rightarrow \ell\nu\ell'\ell'} \times C_{WZ \rightarrow \ell\nu\ell'\ell'}} \times \left(1 - \frac{N_{\tau}^{\text{MC}}}{N_{\text{sig}}^{\text{MC}}} \right) \quad (8.11)$$

où les termes $A_{WZ \rightarrow \ell\nu\ell'\ell'}$ sont ceux définis au §8.8.2 et $\mathcal{B}(WZ \rightarrow \ell\nu\ell'\ell')$ est le rapport de branchement pour la désintégration du W en $\ell\nu$ et le Z en $\ell'\ell'$. Par ailleurs, cette section efficace étant calculée à partir des désintégrations leptoniques, il faut tenir compte des rapports de branchement.

La contribution des leptons τ , de l'ordre de 4 %, n'est pas incluse et est même explicitement supprimée dans le calcul de la section efficace, fiducielle ou totale, grâce à un facteur correctif déduit du nombre attendu d'événements provenant de désintégrations de τ .

Nous n'utilisons cependant pas directement les équations (8.10) et (8.11) pour calculer la section efficace. Elle est estimée par une minimisation de maximum de vraisemblance, à la fois par canal et pour les canaux combinés. On prend alors en compte le fait que nos événements suivent une distribution de Poisson et cela permet d'ajouter aisément les événements $W^{\pm}Z \rightarrow \tau + X$ et de faire la combinaison des canaux. Dans ce dernier cas, les facteurs $A_{WZ \rightarrow \ell\nu\ell'\ell'}$ sont pris identiques quel que soit le canal considéré pour simplifier le calcul.

8.8.5 Calcul de la section efficace

8.8.5.a En négligeant les erreurs systématiques

Le signal et les bruits de fond sont distribués selon la loi de Poisson

$$p(N_s^i + N_b^i) = \frac{e^{-(N_s^i + N_b^i)} (N_s^i + N_b^i)^{N_{obs}^i}}{N_{obs}^i!} \quad (8.12)$$

où i est un canal donné.

N_b^i est le nombre d'événements de bruit de fond attendu, obtenu par la simulation (voir §8.5.1) ou par les méthodes basées sur les données (voir §8.5.2). Le nombre d'événements de signal attendu, N_s^i , est exprimé en fonction de la section efficace fiducielle, $\sigma = \sigma_{WZ \rightarrow \ell\nu\ell'\ell'}^{fid}$:

$$N_s^i(\sigma) = \frac{\sigma_{WZ \rightarrow \ell\nu\ell'\ell'}^{fid}}{\sigma_{MC, WZ \rightarrow \ell\nu\ell'\ell'}^{tot} \times A_{WZ \rightarrow \ell\nu\ell'\ell'}} \times (N_{WZ \rightarrow \ell\nu\ell'\ell'}^{MC} + N_{WZ \rightarrow \tau+X}^{MC}) \quad (8.13)$$

ou de la section efficace totale $\sigma = \sigma_{WZ}^{tot}$:

$$N_s^i(\sigma) = \frac{\sigma_{WZ}^{tot}}{\sigma_{MC, WZ}^{tot}} \times (N_{WZ \rightarrow \ell\nu\ell'\ell'}^{MC} + N_{WZ \rightarrow \tau+X}^{MC}). \quad (8.14)$$

On a par ailleurs $N_s^i = N_{obs}^i - N_b^i$ et $N^i = \mathcal{L}\sigma^i = \mathcal{L}\sigma^{tot} \mathcal{B}^i$. Les facteurs A_{WZ} et C_{WZ} sont ceux définis auparavant.

La section efficace considérée est alors obtenue par la minimisation du logarithme de la fonction de vraisemblance

$$-\log L(\sigma) = -\log \left(\frac{e^{-(N_s^i(\sigma) + N_b^i)} \times (N_s^i(\sigma) + N_b^i)^{N_{obs}^i}}{N_{obs}^i!} \right). \quad (8.15)$$

Obtenir la section efficace par la minimisation de cette fonction ou par le calcul direct est donc totalement équivalent. Grâce à ces expressions il est clair que l'ajustement est effectué sur la valeur de la section efficace, totale ou fiducielle. Cette méthode facilite cependant la combinaison, obtenue par la minimisation de

$$-\log L_{combined}(\sigma) = -\log \left(\prod_{i=1}^4 \frac{e^{-(N_s^i(\sigma) + N_b^i)} \times (N_s^i(\sigma) + N_b^i)^{N_{obs}^i}}{N_{obs}^i!} \right) \quad (8.16)$$

et la prise en compte des erreurs systématiques.

8.8.5.b Prise en compte des erreurs systématiques

Pour prendre en compte les erreurs systématiques, on fait varier les nombres d'événements attendus N_s^i et N_b^i dans l'intervalle donné pour chaque erreur vue au §8.6. Ces nombres d'événements sont ainsi donnés par

$$N_b^i(\{x_k\}) = N_b^i \prod_{k=1}^n (1 + x_k B_k^i) \quad \text{et} \quad N_s^i(\sigma, \{x_k\}) = N_s^i(\sigma) \prod_{k=1}^n (1 + x_k S_k^i) \quad (8.17)$$

où N_b^i et N_s^i sont les nombres d'événements de bruit de fond et de signal définis précédemment.

Les paramètres x_k sont distribués selon une gaussienne centrée sur 0 et de largeur 1, alors que les paramètres B_k^i et S_k^i sont les valeurs de la déviation induite respectivement sur N_b^i et $N_s^i(\sigma)$ par la systématique k .

Pour tenir compte de la contrainte gaussienne sur les paramètres x_k on ajoute un terme au logarithme de la fonction de vraisemblance :

$$-\log L(\sigma, \{x_k\}) = -\log \left(\frac{e^{-(N_s^i(\sigma) + N_b^i(\{x_k\}))} \times (N_s^i(\sigma) + N_b^i(\{x_k\}))^{N_{obs}^i}}{N_{obs}^i!} \right) + \sum_{k=1}^n \frac{x_k^2}{2}. \quad (8.18)$$

On a donc n valeurs différentes de S_k^i et B_k^i données par le tableau 8.15 où n est le nombre d'erreurs systématiques appliquées. Les variables x_k sont considérées indépendantes. Cependant, si deux erreurs sont considérées corrélées, c'est leur somme linéaire qui est utilisée. Les valeurs S_k^i et B_k^i peuvent être nulles si la systématique considérée ne les concerne pas. Par ailleurs, si la systématique touche à la fois $N_s^i(\sigma)$ et N_b^i , la valeur de x_k est la même. Enfin, comme tous les n nouveaux paramètres sont contraints, le nombre de degrés de liberté de l'ajustement ne change pas, zéro quand le calcul est fait par canal, trois quand il s'agit de la combinaison.

Cette minimisation et le calcul des erreurs associées sont effectués par le programme MINUIT[63]. Les erreurs sont prises pour la valeur du minimum de $-\log L(\sigma, \{x_k\})$ à laquelle 0,5 unités sont ajoutées. Il en résulte une borne inférieure et une borne supérieure sur la section efficace.

8.8.6 Calcul des erreurs

Utiliser la minimisation de la fonction (8.15) nous permet d'avoir une idée de la valeur de la section efficace et de l'erreur due à l'ajustement, soit de l'erreur statistique. Cependant la valeur finale est obtenue grâce à la minimisation de l'équation (8.18) dans laquelle toutes les systématiques sont considérées.

Pour calculer l'erreur systématique associée à la mesure de la section efficace, on regarde l'effet de chacune des n sources d'incertitude. Pour cela l'ajustement est refait en remplaçant les nombres d'événements attendus par leur valeur plus ou moins l'erreur considérée, soit

$$\begin{aligned} N_s^i(\sigma, x_k) &\rightarrow N_s^i \times (1 + S_k^i) \times (1 + x_k S_k^i) \\ N_b^i(\sigma, x_k) &\rightarrow N_b^i \times (1 + B_k^i) \times (1 + x_k B_k^i). \end{aligned} \quad (8.19)$$

Changer le terme $N_s^i(\sigma, x_k)$ de cette manière revient à prendre en compte l'incertitude sur le nombre d'événements attendus dans le canal $WZ \rightarrow \tau + X$, de sorte que $N_{WZ \rightarrow \tau + X}^{MC} \rightarrow N_{WZ \rightarrow \tau + X}^{MC} \times (1 + \Delta_\tau)$, et celle sur le paramètre C_{WZ} , de sorte que $C_{WZ} \rightarrow C_{WZ} \times (1 + \Delta_s)$, où Δ_τ et Δ_s représentent la fraction de changement due à la déviation causée par l'erreur considérée.

Ce calcul est fait deux fois pour chaque source d'erreur systématique de manière à obtenir les bornes inférieures et supérieures. L'erreur systématique associée est alors la différence entre la valeur centrale obtenue par l'ajustement de (8.18) et la valeur obtenue après application de l'erreur considérée. La liste des erreurs systématiques appliquées et des valeurs correspondantes est donnée dans l'annexe C. L'erreur systématique finale est obtenue en faisant la somme quadratique de ces erreurs. L'erreur statistique finale est le résidu entre l'erreur obtenue sur l'ajustement principal et l'erreur systématique.

8.8.7 Résultat final pour la section efficace

Les résultats finaux sont donnés dans le tableau 8.18 pour la section efficace fiducielle et dans le tableau 8.19 pour la section efficace totale. Pour ces deux cas, la section efficace est d'abord donnée pour chaque canal, puis pour la combinaison.

canal	section efficace
$\mu\mu\mu$	$34,8^{+7,6}_{-6,6}$ (stat) $^{+1,3}_{-1,3}$ (syst) $^{+1,4}_{-1,3}$ (lumi) fb
$\mu\mu e$	$36,0^{+10,1}_{-8,5}$ (stat) $^{+2,3}_{-3,3}$ (syst) $^{+1,5}_{-1,4}$ (lumi) fb
$\mu e e$	$15,2^{+7,3}_{-5,8}$ (stat) $^{+1,6}_{-1,6}$ (syst) $^{+0,7}_{-0,6}$ (lumi) fb
eee	$25,4^{+11,9}_{-9,5}$ (stat) $^{+3,3}_{-3,2}$ (syst) $^{+1,1}_{-1,0}$ (lumi) fb
combinée	118^{+18}_{-16} (stat) $^{+6}_{-6}$ (syst) $^{+5}_{-5}$ (lumi) fb

TABLEAU 8.18 – Section efficace fiducielle mesurée par canal et combinée.

canal	section efficace
$\mu\mu\mu$	$25,15^{+5,47}_{-4,75}$ (stat) $^{+1,05}_{-1,04}$ (syst) $^{+1,03}_{-0,97}$ (lumi) pb
$\mu\mu e$	$25,79^{+7,19}_{-6,11}$ (stat) $^{+1,72}_{-1,70}$ (syst) $^{+1,08}_{-1,02}$ (lumi) pb
$\mu e e$	$10,71^{+5,14}_{-4,05}$ (stat) $^{+1,15}_{-1,14}$ (syst) $^{+0,49}_{-0,46}$ (lumi) pb
eee	$17,95^{+8,40}_{-6,69}$ (stat) $^{+2,37}_{-2,29}$ (syst) $^{+0,79}_{-0,73}$ (lumi) pb
combinée	$21,1^{+3,1}_{-2,8}$ (stat) $^{+1,2}_{-1,2}$ (syst) $^{+0,9}_{-0,8}$ (lumi) pb

TABLEAU 8.19 – Section efficace totale mesurée par canal et combinée.

La section efficace combinée prédite pour le Modèle Standard est de $17,4^{+1,2}_{-1,0}$ pb pour le générateur MCFM et de $17,2^{+1,2}_{-0,8}$ pb pour le générateur MC@NLO. La section efficace totale que nous obtenons est donc en accord avec ces valeurs, en prenant en compte les barres d'erreurs.

8.9 Limites sur les couplages à trois bosons de jauge électrofaibles

Le formalisme qui a été utilisé est celui décrit dans le chapitre 1. Seuls les couplages conservant la conjugaison de charge et la parité et impliqués dans le couplage WWZ ont été conservés. Ils sont estimés grâce aux paramètres Δg_1^Z , κ^Z et λ^Z . Δg_1^Z et λ^Z sont proportionnels à \hat{s} et κ^Z est proportionnel à $\sqrt{\hat{s}}$. On leur applique le facteur de forme arbitraire

$$\alpha(\hat{s}) = \frac{\alpha}{(1 + \hat{s}/\Lambda^2)^2} \quad (8.20)$$

pour lequel Λ a été choisi à 3 TeV.

8.9.1 Re-pondération des événements

Le générateur MC@NLO dans sa version 4.0 [64] est utilisé pour générer les événements $W^{\pm}Z$ standards et non-standards. Ceci peut être fait grâce à un vecteur de dix poids, $w_0 - w_9$, associés à

l'événement qui lui permettent ainsi de changer d'espace des phases. Le poids d'un événement est ainsi obtenu par

$$w_{\text{TOT}} \propto w_0 + 2\Delta g_1^Z w_1 + 2\Delta\kappa^Z w_2 + 2\lambda w_3 + 2\Delta g_1^Z \Delta\kappa^Z w_4 + 2\Delta g_1^Z \lambda w_5 + 2\Delta\kappa^Z \lambda w_6 + (\Delta g_1^Z)^2 w_7 + (\Delta\kappa^Z)^2 w_8 + (\lambda)^2 w_9. \quad (8.21)$$

8.9.2 Extraction des TGC

La détermination des limites sur les TGC est pour le moment basée uniquement sur la mesure de la section efficace. Elle est obtenue séparément pour chaque couplage : les deux autres sont alors mis aux valeurs du Modèle Standard (zéro).

La méthode qui a été choisie est une approche fréquentiste[65] permettant de déterminer toutes les sections efficaces compatibles avec les données observées à un degré de confiance de 95 %.

L'exemple pris sera le couplage Δg_1^Z , illustré sur la figure 8.17. Pour obtenir l'intervalle à 95 % de confiance sur Δg_1^Z on a tout d'abord construit un *toy Monte Carlo* :

1. pour un Δg_1^Z donné, on calcule la section efficace correspondante ;
2. un grand nombre de pseudo expériences est alors généré ; pour chacune d'elle on tire le nombre d'événements « vus » en fonction de cette section efficace. On déduit de ce nombre d'événements la section efficace « mesurée » grâce à un ajustement basé sur un maximum de vraisemblance en prenant en compte les erreurs systématiques comme cela a été présenté au §8.8.5.b ;
3. les intervalles à X % contenant cette fraction X de section efficace sont déduits à partir de la distribution des sections efficaces obtenue à la fin des pseudo-expériences.

Toutes les valeurs possibles de Δg_1^Z sont ainsi balayées.

L'intervalle à 95 % de confiance ainsi obtenu est l'aire colorée en bleu clair sur la figure 8.17. Les limites sur Δg_1^Z en sont déduites grâce à la valeur de la section efficace mesurée. Sur la figure 8.17 les limites attendues sur Δg_1^Z sont déterminées pour la section efficace prédite par le Modèle Standard. Elles sont représentées en pointillés noir sur le graphique.

L'erreur sur ces limites est alors déterminée à partir de l'erreur sur cette section efficace « mesurée ». On prend son erreur à un σ , soit pour un intervalle à 68 % de confiance, représenté en bleu foncé sur la figure 8.17. L'erreur sur les limites est alors représentée par les pointillés rouges.

La même procédure est utilisée pour obtenir les limites sur les couplages $\Delta\kappa^Z$ et λ^Z . Les limites attendues sont présentées dans le tableau 8.20.

Couplage anormal	Limites de l'intervalle à 95% de confiance
Δg_1^Z	$[-0,16_{-0,05}^{+0,05}, 0,24_{+0,05}^{-0,05}]$
$\Delta\kappa^Z$	$[-0,7_{-0,2}^{+0,2}, 0,9_{+0,2}^{-0,2}]$
λ^Z	$[-0,14_{-0,03}^{+0,04}, 0,14_{+0,03}^{-0,04}]$

TABLEAU 8.20 – Limites à 95 % de confiance attendues pour le Modèle Standard sur les couplages anormaux Δg_1^Z , $\Delta\kappa^Z$, et λ^Z . Les barres d'erreurs indiquent les limites à 68 % de confiance des limites attendues pour l'intervalle à 95 % de confiance de chaque couplage.

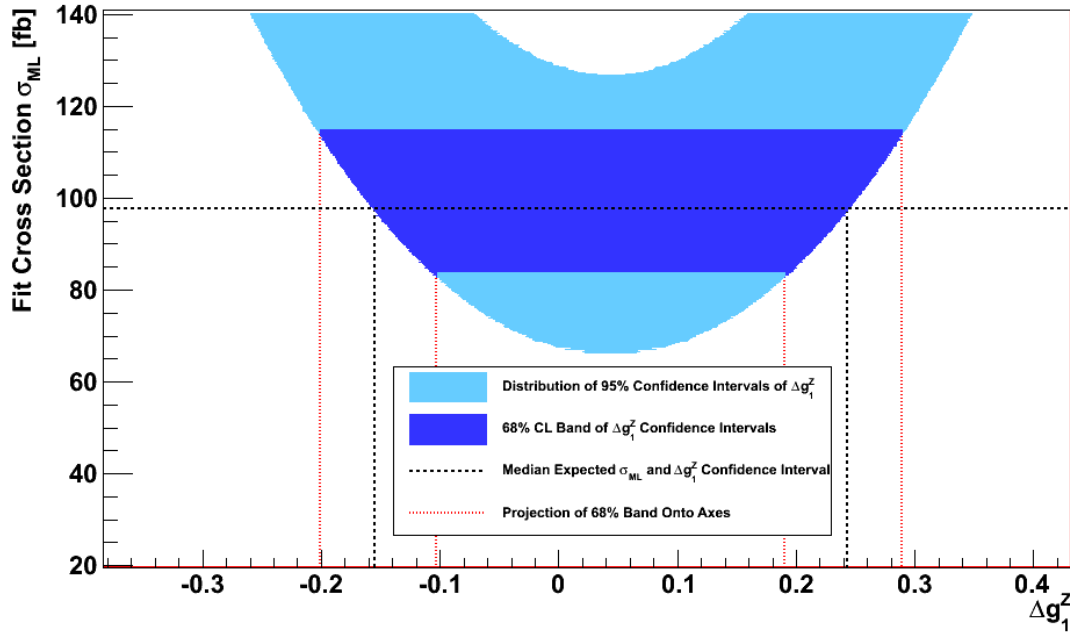


FIGURE 8.17 – Sensibilité attendue pour Δg_1^Z . En bleu clair : distribution de l'intervalle à 95 % de confiance de Δg_1^Z calculée à partir du toy MC. Les variables étant fortement corrélées, cet intervalle de confiance est presque directement relié à la valeur de la section efficace de la pseudo-expérience. La ligne noire, médiane de l'intervalle de confiance, est la valeur de la section efficace prédite par le Modèle Standard. En bleu foncé on a l'intervalle à 68 % donné par l'erreur sur cette section efficace dont est déduite l'erreur sur les limites.

8.9.2.a Limites observées

Les limites observées sont estimées à partir de la section efficace mesurée et de ses erreurs. La figure 8.18 montre ainsi, pour les trois couplages, la comparaison entre la courbe prédite pour le Modèle Standard en rouge et la section efficace mesurée. Les pointillés serrés représentent l'intervalle de confiance à 68 % de la section efficace mesurée alors que les pointillés plus espacés représentent les limites obtenues à partir de l'intervalle de confiance à 95 % sur la section efficace mesurée.

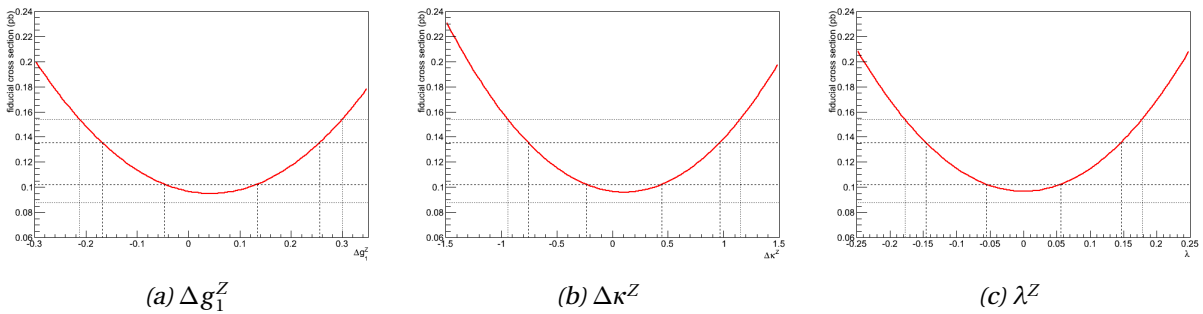


FIGURE 8.18 – Comparaison entre la section efficace mesurée et les valeurs des couplages anormaux obtenus pour la section efficace prédite par le Modèle Standard en rouge. En pointillés serrés : limites à 68 % de confiance, en pointillés espacés : limites à 95 % de confiance.

Les limites observées à 68 % et à 95 % de confiance pour les couplages Δg_1^Z , κ^Z et λ^Z sont présentées dans le tableau 8.21.

Couplage anormal	Limites de l'intervalle à 68 % de confiance	Limites de l'intervalle à 95 % de confiance
Δg_1^Z	$[-0,17; -0,05], [0,13; 0,26]$	$[-0,21; 0,30]$
$\Delta \kappa^Z$	$[-0,8; -0,2], [0,5; 1,0]$	$[-0,9; 1,2]$
λ	$[-0,15; -0,06], [0,06; 0,15]$	$[-0,18; 0,18]$

TABEAU 8.21 – Limites observées des intervalles à 68 % et 95 % de confiance des couplages anormaux Δg_1^Z , $\Delta \kappa^Z$ et λ .

Bien que l'intervalle à 68 % de confiance ne contienne pas le Modèle Standard pour les trois couplages, il ne faut rien en conclure. D'autant plus que les limites à 95 % de confiance sont parfaitement compatibles avec lui. Nous devons donc attendre pour affiner la mesure et pouvoir conclure. Elle pourra être améliorée avec davantage de statistiques et en utilisant en plus la forme des distributions de l'impulsion transverse du Z ou de la masse invariante du système $W^\pm Z$.

La comparaison de ces valeurs avec celles obtenues par le Tevatron est montrée sur la figure 8.19. Elles sont toutes compatibles entre elles et avec le Modèle Standard.

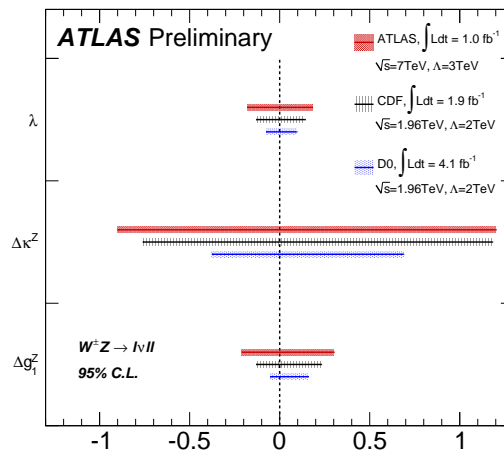


FIGURE 8.19 – Comparaison des intervalles de confiance déterminés par Atlas et le Tevatron. Les limites déterminées par CDF[66] et D0[27] ont été obtenues pour des événements $W^\pm Z$ grâce à l'ajustement de la forme de la distribution de l'impulsion transverse des bosons Z. Pour Atlas ils sont obtenus grâce à l'ajustement de la section efficace. Les limites sont toutes à 95 % de confiance.

8.10 Conclusion

La détermination de la section efficace de production des paires de bosons $W^\pm Z$ ainsi que des limites sur les couplages à trois bosons ont pu être déterminées grâce à une sélection d'événements permettant de mettre en évidence le signal par rapport aux bruits de fond. L'obtention des nombres d'événements finaux, sur les données et la simulation, et leur comparaison avec les autres groupes qui s'est conclue par un très bon accord, constitue une importante partie de ma contribution à ces analyses. J'ai également été très impliquée dans la prise en compte des muons étiquetés et la correction de l'énergie transverse manquante associée. L'estimation des erreurs systématiques affectant

les muons a également fait partie de mon apport à l'analyse. Ceci nous a donc permis d'estimer la section efficace de production des paires de bosons $W^\pm Z$ à

$$21,1_{-2,8}^{+3,1}(\text{stat})_{-1,2}^{+1,2}(\text{syst})_{-0,8}^{+0,9}(\text{lumi}) \text{ pb.} \quad (8.22)$$

Cette section efficace est en accord avec la section efficace prédite pour le Modèle Standard. Des premières limites sur les TGC ont également pu être déduites de cette étude. Elles sont compatibles avec le Modèle Standard et donnent des contraintes analogues à celles obtenues auprès du Tevatron. La section efficace a donné lieu à une note publique Atlas à l'occasion de la conférence PLHC[67]. Cette mesure a été affinée et complétée par l'estimation des limites sur les TGC dans une seconde note, à l'occasion de la conférence EPS[68].

Conclusion

Où le regard ne porte pas

OLIVIER PONT et GEORGES ABOLIN

Le sujet initial de cette thèse portant sur les performances du spectromètre à muons d'Atlas et sur l'étude de la production des dibosons ZZ a été adapté au fur et à mesure des actualités concernant le LHC.

L'incident survenu en 2008 ne m'a ainsi pas permis de commencer ma thèse avec des données de collisions. J'ai alors pu étudier en détail d'autres données, issues des rayons cosmiques, pour estimer ces performances. Ces études m'ont permis à la fois de me familiariser avec Atlas, en particulier avec son spectromètre, mais aussi avec son architecture informatique. J'ai ainsi pu obtenir l'estimation de son efficacité, proche de l'efficacité attendue, et sa résolution. L'étude de cette dernière a notamment permis d'identifier des manques de matière qui sont à présent en cours d'ajout dans la simulation. Elle permet également d'obtenir de premières évaluations de l'alignement, de la résolution des tubes, mais aussi des algorithmes de reconstruction.

Les premières collisions ayant été produites avec succès fin 2009, les performances du détecteur ont alors pu être estimées à partir des collisions. Les données utilisées pour l'analyse de l'efficacité que j'ai faite sont celles acquises en 2010, avec une énergie dans le centre de masse de 7 TeV et représentent 42 pb^{-1} . Les efficacités obtenues sont compatibles avec la simulation. L'ajout des muons étiquetés permet de récupérer des muons dans les zones peu efficaces et de se rapprocher encore de la simulation, de manière à obtenir des facteurs correctifs compatibles avec 1. L'efficacité finale de reconstruction est de l'ordre de 97,7 %.

La dernière partie de mon travail concernait l'étude de la production des dibosons $W^\pm Z$ et non ZZ pour des raisons de statistiques. Les données utilisées sont celles acquises entre mars et juin 2011, également à 7 TeV dans le centre de masse, pour une luminosité intégrée de $1,02 \text{ fb}^{-1}$. Une partie originale de mon travail a été l'élaboration de la correction de l'énergie transverse manquante pour permettre l'utilisation des muons étiquetés dans la sélection. J'ai également participé au choix des critères de sélection, à l'estimation des événements observés et attendus à partir des données et de la simulation respectivement, ainsi qu'à la détermination des erreurs systématiques sur les muons. Ces résultats ont ensuite permis l'évaluation de la section efficace de production des dibosons $W^\pm Z$ pour la première fois au LHC (conférence PLHC[67], puis EPS[68]), mesurée à $21,1_{-2,8}^{+3,1}(\text{stat})_{-1,2}^{+1,2}(\text{syst})_{-0,8}^{+0,9}(\text{lumi}) \text{ pb}$. Les premières limites sur le couplage à trois bosons WWZ ont également pu être déduites de la mesure de la section efficace (conférence EPS[68]). Les valeurs obtenues sont : $-0,21 < \Delta g_1^Z < 0,30$, $-0,9 < \Delta \kappa^Z < 1,2$ et $-0,18 < \lambda < 0,18$ à 95 % de confiance.

Remerciements

Ce qui est précieux

Le combat ordinaire (tome 3),
MANU LARCENET

Cette thèse achevée, je tiens à remercier quelques personnes.

Tout d'abord, je remercie Ursula Bassler et Philippe Chomaz pour m'avoir accueillie au sein du service de physique des particules de l'institut de recherche sur les lois fondamentales de l'Univers, plus communément connus sous les noms de SPP et Irfu (et non pas la ligue de rugby à 15 irlandaise). L'accueil fut chaleureux (merci pour le repas à la Rotonde). Pour ce qui est de la direction, je tiens également à remercier Didier Vilanova, le chef-adjoint du SPP, pour ses réponses à mes questions, sa disponibilité et ses « crises » de râlage bien françaises.

Ensuite je remercie chaleureusement les membres de mon jury. Tout d'abord, Daniel Bloch et Gérard Sajot, les deux rapporteurs de ce travail de thèse, qui ont accepté de passer une partie de leur mois d'août à lire le manuscrit. Ensuite, je remercie Lucia Di Ciaccio, Stéphane Lavignac et Ludovico Pontecorvo d'avoir bien voulu faire partie du jury en tant qu'examineurs. Enfin, je remercie Jacques Chauveau d'avoir accepté d'être président de mon jury. Merci à tous d'avoir fait le déplacement pour être là le jour de la soutenance.

Avant que je n'ai une remarque sur l'oubli du dernier membre de mon jury, et personne essentielle au bon déroulement de cette thèse, je tiens à remercier Ahmimed Ouraou, mon directeur de thèse. Merci de m'avoir dirigée pendant ces trois années, d'avoir supporté mes bavardages et surtout pour m'avoir appris tant de choses sur Atlas et la physique qu'on y fait. Je ne suis pas encore sûre de mesurer toutes les choses que tu m'as apprises pendant ces trois années, mais je t'en suis très reconnaissante. Je n'oublie pas non plus les discussions sur le LEP, mais reste persuadée qu'il y avait à peu près 10 cm de neige au Cern en février 2010.

Je souhaite également remercier tous les membres de l'équipe Atlas du SPP, nombreux je sais. Merci donc à Bruno Mansoulié et à Claude Guyot de m'avoir accueillie dans l'équipe en tant que chefs de groupe successifs et pour m'avoir raconté Atlas et son histoire. Un très gros merci à Jean-François Laporte pour toutes les explications pédagogiques du code, du spectromètre et tout. Mon seul regret sera de ne pas avoir pu rencontrer tes illustres conscrits : Brad et Johnny (Pitt et Depp pour ceux qui n'auraient pas reconnu), mais je ne désespère pas :-). Merci à Samira Hassani pour toutes les discussions, que je tiens à continuer même si je ne suis plus sur place. Merci également à Rosy Nikolaidou avec qui les discussions devraient être facilitées par ma présence au Cern. Merci à Jean Ernwein pour les discussions sur le spectromètre et les relectures attentives de la thèse. J'ai beaucoup aimé discuter avec toi et j'espère qu'un bon nombre d'étudiants le feront également. Je remercie également Florian Bauer et Philippe Schune de m'avoir rapidement initiée à l'escalade pendant ma première année de thèse. Il reste encore beaucoup à faire à ce sujet... Merci à Laurent Chevalier qui a brillé par

son absence (Cern puis États-Unis obligeant), j'aurais peut-être aimé profiter davantage de tes bons mots, mais il ne faut pas que je m'avance trop, je risque de le regretter... Merci aux autres personnes du groupe muons (ou du bureau muons au Cern) pour leurs discussions et leurs encouragements : Pierre-François Giraud, Marie Legendre, Andrea Formica, Henri Bachacou et Eric Lançon. Merci à Anne-Isabelle Etienvre pour les discussions plus administratives et sur l'école doctorale. Je remercie également Maarten Boonekamp et Nathalie Besson, en particulier pour le framework d'analyse, Jérôme Schwindling et Jean-Pierre Meyer pour l'aide sur dapint. Jean-Pierre, merci pour tout ce boulot que tu fais pour que nous ayons de la place pour stocker les données et des machines performantes à Saclay malgré tous les empêchements. Merci également aux autres.

J'ai gentiment évité les autres étudiants jusqu'à présent, mais je crois que je ne vais pas pouvoir y échapper, on ne sait jamais qu'elle pourrait être leur vengeance. Je vais d'abord commencer par mes collègues de bureau : Aurélien, Jie, Solène puis Zdenek et Eleni. Merci de m'avoir supportée pendant trois ans, d'avoir bien voulu ne pas chanter dans le bureau... Merci pour ces quelques longues discussions et échanges de points de vue par forcément en accord que nous avons pu avoir.

Merci ensuite aux autres étudiants d'Atlas : Van avec qui j'ai partagé ces trois années de thèse, Chao, Nicolas (merci pour toutes les discussions, pour le framework, etc.), Nayanka (merci pour ce travail que nous avons pu accomplir toutes les deux sur les validations des releases), Léa (pour la balade à Genève entre deux shifts, les bons moments passés aux soirées jeux), Joany (je vous conseille fortement de goûter son guacamole), Meng (ça va être peut-être un peu trop boulot, mais merci pour tes études de la MET au niveau de la reco et pour une certaine vidéo), Homero et Fabrice. Merci également aux étudiants qui ont soutenu avant moi, tous « trop » grands et aimant parler au-dessus de ma tête, mais avec j'ai pris pas mal de plaisir à causer (OK je bavarde pas mal) : Clément, Bruno et Antoine.

Merci également aux post-docs d'Atlas : Bernardo, avec qui j'ai fait l'analyse WZ et quelques performances muons, mais surtout qui a su initier ces soirées jeux que j'ai un peu, beaucoup séchées... Merci également à Florent avec qui j'ai adoré discuter, finir les pots de fin d'année... et à ceux que j'ai moins eu l'occasion de voir comme Olivier.

Merci également aux visiteurs venus de l'autre côté de l'Atlantique, avec qui nous n'avons pas toujours eu assez de temps pour discuter je pense : Ketevi Assamagan, John Butler, Dugan O'Neil et Jianming Qian.

Je souhaite également remercier tous les autres étudiants du SPP : Nicolas qui a été mon titulaire au CU, Pierre (merci à tous les deux pour la visite de votre manip), Flor, Matthieu (compagnon avec le premier Nicolas des courses autour du CEA, jusqu'à ce que j'arrête...), Laurent, Romain. J'aurais plein de choses à dire pour chacun de vous (vous vous en doutez), mais je crains que ça ne fasse un peu long rapidement... Merci également à Cécile pour avoir supporté et embêté Matthieu, Romain et Aurélien pendant ces deux dernières années. Merci à Timothée et Vincent qui nous (Nicolas et moi) ont succédé au CU. À tous ceux dont je n'ai pas mis le nom mais avec qui j'ai partagé les repas du vendredi, entre jeunes : merci pour ces moments de détente, même si parfois nous parlions beaucoup de physique.

Merci à Vanina Ruhlmann-Kleider qui a accepté d'être ma marraine pendant ces trois années de thèse. Merci pour toutes ces discussions sur les thèses, les post-docs et l'avenir.

Je tiens également à remercier, un peu en vrac, les autres chercheurs du SPP : Julie, Federico, Frédéric, Gauthier, Marc, Boris et tous les autres que je n'ai pas cités nommément.

Je tiens également à remercier les secrétaires du laboratoire : Emilie Chancrin, Béatrice Guyot, Evelyne Savouyaud et Sylvia Hurtado. Sans vous ça serait vraiment plus difficile ! Je remercie également la documentaliste Angèle Sène pour les tirages de cette thèse et l'aide à trouver les publications.

Je voudrais également remercier d'autres chercheurs et étudiants que j'ai pu croiser pendant ces trois années et avec qui j'ai pu partager des bons moments entre-coupés de physique (notamment lors des convergences de coupures dans l'analyse *WZ*, de l'analyse *tag and probe* ou de la préparation du poster pour LHCC) : Laura, Ioannis, Vasiliki, Giovanni, Yusheng, Lynn, Michael, Peter, Advait, Kristof, Elisabeth, etc.

Merci aux camarades du M2 et du magistère pour les soirées passées ensemble, en particulier à Sandra, Laurie, Aurélie et Romain (certains figurent déjà dans ce qui précède, je me permets de ne pas les renommer...). Merci à Aurélien, Clément et tous les autres pour l'association des anciens élèves du M2.

Merci à Jean-Baptiste, sans qui cette thèse aurait sûrement été très différente. Merci pour ton soutien, et désolée de ne pas avoir toujours su avec précision ce que tu faisais pendant ta propre thèse alors que je te noyais sous les informations de la mienne. J'espère de tout cœur que le futur nous sera propice. Merci également à ta famille, à son soutien tout au long de la thèse, à sa présence lors de ma soutenance et à sa participation au pot.

Enfin, merci à ma famille. Tout d'abord à ma maman qui a eu le courage de lire ma thèse pour en corriger le français en n'y comprenant pas grand chose (je ne fais que répéter), à mon papa qui s'est arrêté au chapitre détecteur... Merci à tous les deux d'avoir relevé le défi de faire des crêpes à l'occasion du pot! Également merci à mes frères et sœur qui étaient tous présents le jour J. Vous mettez la barre haute et je mesure ce qui m'attend le jour où vous serez dans une situation similaire.

Annexe A

Liste des échantillons de simulation utilisés pour déterminer l'efficacité de la reconstruction des muons par la méthode de *Tag and Probe*

Les échantillons utilisés pour simuler le signal et les bruits de fond dans l'étude de l'efficacité du spectromètre à muons par une méthode de *Tag and Probe* se trouvent dans le tableau. Ils sont présentés avec leurs sections efficaces, les nombres d'événements qu'ils contiennent et différents facteurs comme le k-facteur ou l'efficacité de filtrage si elle est appliquée au niveau générateur.

MCID	Process	Generator	Events	k-factor	ϵ_{filter}	cross-section [pb]
106047	$Z \rightarrow \mu\mu$	PYTHIA	999722	1,0	1,0	0.851011
108405	bbmu15X	PYTHIAB	4242110	0,58	1,0	73,9
106059	ccmu15X	PYTHIAB	1479261	0,58	1,0	28,4
105861	$t\bar{t}$	POWHEG + PYTHIA	199838	1,0	0,5382	0,145642
106044	$W \rightarrow \mu\nu$	PYTHIA	999885	1,0	1,0	8,89406
107054	$W \rightarrow \tau\nu$	PYTHIA	999874	1,0	0,8766	8,91633
106052	$Z \rightarrow \tau\tau$	PYTHIA	99980	1,0	1,0	0,854173

TABLEAU A.1 – Échantillons simulés utilisés pour déterminer l'efficacité de la reconstruction des muons par Atlas, par une méthode de *Tag and Probe*.

Annexe B

Liste des échantillons de simulation utilisés dans l'analyse des $W^{\pm}Z$

Les échantillons utilisés pour simuler le signal et les bruits de fond se trouvent dans les tableaux suivants : tableau B.1 pour le signal, tableau B.2 pour $Z + X$, tableau B.3 pour $W + X$, tableau B.4 pour le top et les di-jets (QCD) et le tableau B.5 pour les autres dibosons (WW , ZZ et $V + \gamma$). Ils sont présentés avec leurs sections efficaces et les nombres d'événements qu'ils contiennent.

MCID	Process	Generator	Events	k-factor	ϵ_{filter}	cross-section [pb]
126053	$W^+Z \rightarrow e\nu ee$	MC@NLO	49990	1.0	1.0	0.04060
126054	$W^-Z \rightarrow e\nu ee$	MC@NLO	49988	1.0	1.0	0.02191
126055	$W^+Z \rightarrow e\nu\mu\mu$	MC@NLO	49991	1.0	1.0	0.04060
126056	$W^-Z \rightarrow e\nu\mu\mu$	MC@NLO	49983	1.0	1.0	0.02191
126057	$W^+Z \rightarrow e\nu\tau\tau$	MC@NLO	49983	1.0	1.0	0.04060
126058	$W^-Z \rightarrow e\nu\tau\tau$	MC@NLO	49989	1.0	1.0	0.02191
126059	$W^+Z \rightarrow \mu\nu ee$	MC@NLO	49984	1.0	1.0	0.04060
126060	$W^-Z \rightarrow \mu\nu ee$	MC@NLO	49989	1.0	1.0	0.02191
126061	$W^+Z \rightarrow \mu\nu\mu\mu$	MC@NLO	49992	1.0	1.0	0.04060
126062	$W^-Z \rightarrow \mu\nu\mu\mu$	MC@NLO	49995	1.0	1.0	0.02191
126063	$W^+Z \rightarrow \mu\nu\tau\tau$	MC@NLO	49984	1.0	1.0	0.04060
126064	$W^-Z \rightarrow \mu\nu\tau\tau$	MC@NLO	49989	1.0	1.0	0.02191
126065	$W^+Z \rightarrow \tau\nu ee$	MC@NLO	49992	1.0	1.0	0.04060
126066	$W^-Z \rightarrow \tau\nu ee$	MC@NLO	49989	1.0	1.0	0.02191
126067	$W^+Z \rightarrow \tau\nu\mu\mu$	MC@NLO	49983	1.0	1.0	0.04060
126068	$W^-Z \rightarrow \tau\nu\mu\mu$	MC@NLO	49988	1.0	1.0	0.02191
126069	$W^+Z \rightarrow \tau\nu\tau\tau$	MC@NLO	49989	1.0	1.0	0.04060
126070	$W^-Z \rightarrow \tau\nu\tau\tau$	MC@NLO	49981	1.0	1.0	0.02191
126071-9	$W^+Z \rightarrow \ell\nu\ell\ell$	MC@NLO	≈ 49995	1.0	1.0	0.14097
126080-8	$W^-Z \rightarrow \ell\nu\ell\ell$	MC@NLO	≈ 49995	1.0	1.0	0.06772
126089-97	$W^+Z \rightarrow \ell\nu\ell\ell$	MC@NLO	≈ 49995	1.0	1.0	0.05129
126098-106	$W^-Z \rightarrow \ell\nu\ell\ell$	MC@NLO	≈ 49995	1.0	1.0	0.02669

TABLEAU B.1 – The $W^\pm Z$ signal production processes, cross-sections and numbers of fully simulated MC events. The MC simulation “filter” is an event selection at the generator level. The corresponding filter efficiencies are given in the table. We also indicate the MC generators used to produce the MC events and the MC ID run number. ℓ denotes e, μ and τ . Samples 126071-126088 are produced at aTGC values $\Delta g = 0$, $\Delta\kappa = 0$, $\lambda = 0.13$, 126089-126106 at $\Delta g = -0.3$, $\Delta\kappa = 1.0$, $\lambda = 0.3$.

MCID	Process	Generator	events	k-factor	ϵ_{filter}	cross-section [pb]
107650	ZeeNp0	ALPGEN	6582268	1.26	1.0	664.100
107651	ZeeNp1	ALPGEN	1323746	1.26	1.0	132.462
107652	ZeeNp2	ALPGEN	404873	1.26	1.0	40.226
107653	ZeeNp3	ALPGEN	109942	1.26	1.0	11.138
107654	ZeeNp4	ALPGEN	29992	1.26	1.0	3.12818
107655	ZeeNp5	ALPGEN	8992	1.26	1.0	0.753425
107660	Z $\mu\mu$ Np0	ALPGEN	6619010	1.26	1.0	663.79
107661	Z $\mu\mu$ Np1	ALPGEN	1334723	1.26	1.0	132.95
107662	Z $\mu\mu$ Np2	ALPGEN	403886	1.26	1.0	40.375
107663	Z $\mu\mu$ Np3	ALPGEN	109954	1.26	1.0	11.161
107664	Z $\mu\mu$ Np4	ALPGEN	29978	1.26	1.0	2.8987
107665	Z $\mu\mu$ Np5	ALPGEN	9993	1.26	1.0	0.75662
106052	Z $\tau\tau$	PYTHIA	1988042	1.15	1.0	856.967
109300	ZeebbNp0_nofilter	ALPGEN/JIMMY	149971	1.25	1.0	6.57
109301	ZeebbNp1_nofilter	ALPGEN/JIMMY	99977	1.25	1.0	2.48
109302	ZeebbNp2_nofilter	ALPGEN/JIMMY	38985	1.25	1.0	0.89
109303	ZeebbNp3_nofilter	ALPGEN/JIMMY	9990	1.25	1.0	0.39
109305	Z $\mu\mu$ bbNp0_nofilter	ALPGEN/JIMMY	149971	1.25	1.0	6.56
109306	Z $\mu\mu$ bbNp1_nofilter	ALPGEN/JIMMY	109962	1.25	1.0	2.47
109307	Z $\mu\mu$ bbNp2_nofilter	ALPGEN/JIMMY	39980	1.25	1.0	0.89
109308	Z $\mu\mu$ bbNp3_nofilter	ALPGEN/JIMMY	9994	1.25	1.0	0.39
116250	ZeeNp0 M10to40 pt20	ALPGEN/JIMMY	999859	1.22	1.0	3051.62
116251	ZeeNp1 M10to40 pt20	ALPGEN/JIMMY	299940	1.22	1.0	87.87
116252	ZeeNp2 M10to40 pt20	ALPGEN/JIMMY	499880	1.22	1.0	41.10
116253	ZeeNp3 M10to40 pt20	ALPGEN/JIMMY	149940	1.22	1.0	8.46
116254	ZeeNp4 M10to40 pt20	ALPGEN/JIMMY	39973	1.22	1.0	1.84
116255	ZeeNp5 M10to40 pt20	ALPGEN/JIMMY	9995	1.22	1.0	0.46
116260	Z $\mu\mu$ Np0 M10to40 pt20	ALPGEN/JIMMY	999869	1.22	1.0	3051.62
116261	Z $\mu\mu$ Np1 M10to40 pt20	ALPGEN/JIMMY	299890	1.22	1.0	87.87
116262	Z $\mu\mu$ Np2 M10to40 pt20	ALPGEN/JIMMY	499864	1.22	1.0	40.95
116263	Z $\mu\mu$ Np3 M10to40 pt20	ALPGEN/JIMMY	149939	1.22	1.0	8.41
116264	Z $\mu\mu$ Np4 M10to40 pt20	ALPGEN/JIMMY	39988	1.22	1.0	1.85
116265	Z $\mu\mu$ Np5 M10to40 pt20	ALPGEN/JIMMY	9996	1.22	1.0	0.46

TABLEAU B.2 – MC samples/processes used to model $Z+X$, including Z +jets, Zbb +jets and Drell-Yan samples. The corresponding cross-sections, generator names, generator level filter efficiencies and total numbers of events are shown. NpX ($X = 0 \dots 5$) in the process name refers to the number of additional partons in the final state.

MCID	Process	Generator	events	k-factor	ϵ_{filter}	cross-section [pb]
107680	WenuNp0	ALPGEN	2072731	1.21	1.0	6870.5
107681	WenuNp1	ALPGEN	641361	1.21	1.0	1293.0
107682	WenuNp2	ALPGEN	4521053	1.21	1.0	376.60
107683	WenuNp3	ALPGEN	1211068	1.21	1.0	101.29
107684	WenuNp4	ALPGEN	301832	1.21	1.0	25.246
107685	WenuNp5	ALPGEN	83447	1.21	1.0	7.1239
107690	$W\mu\nu Np0$	ALPGEN	3466523	1.21	1.0	6871.1
107691	$W\mu\nu Np1$	ALPGEN	641867	1.21	1.0	1294.7
107692	$W\mu\nu Np2$	ALPGEN	4519611	1.21	1.0	376.08
107693	$W\mu\nu Np3$	ALPGEN	1213499	1.21	1.0	100.72
107694	$W\mu\nu Np4$	ALPGEN	306848	1.21	1.0	25.993
107695	$W\mu\nu Np5$	ALPGEN	83452	1.21	1.0	7.1300
106022	$W\tau\nu$	PYTHIA	999868	1.17	8.765778e-01	8916.33

TABLEAU B.3 – MC samples/processes used to model W +jets. The corresponding cross-sections, generator names, generator level filter efficiencies and total numbers of events are shown. NpX ($X = 0 \dots 5$) in the process name refers to the number of additional partons in the final state.

MCID	Process	Generator	events	k-factor	ϵ_{filter}	cross-section [pb]
105200	$t\bar{t}$	MC@NLO	999332	1.0	0.5562	164.57
108340	t-channel $\rightarrow e$	MC@NLO	9996	1.0	1.0	7.1522
108341	t-channel $\rightarrow \mu$	MC@NLO	9994	1.0	1.0	7.1767
108342	t-channel $\rightarrow \tau$	MC@NLO	9995	1.0	1.0	7.1277
108343	s-channel $\rightarrow e$	MC@NLO	9992	1.0	1.0	0.46856
108344	s-channel $\rightarrow \mu$	MC@NLO	9991	1.0	1.0	0.46837
108345	s-channel $\rightarrow \tau$	MC@NLO	9997	1.0	1.0	0.46978
108346	Wt	MC@NLO	59960	1.0	1.0	1.3102E+1
105757	bbcc mu10mu10X	PYTHIAB	297118	1.0	1.0	2830.3
105758	bbcc mu10e10X	PYTHIAB	796391	1.0	1.0	4017.1
105759	bbcc e10e10X	PYTHIAB	290326	1.0	3.1913E-03	530580

TABLEAU B.4 – MC samples/processes used to model top (including $t\bar{t}$ and single top) and dijet backgrounds. The corresponding cross-sections, generator names, generator level filter efficiencies and total numbers of events are shown.

MCID	Process	Generator	events	k-factor	ϵ_{filter}	cross-section [pb]
105985	WW	HERWIG	249915	1.48	1.0	11.5
105986	ZZ	HERWIG	249906	1.2	1.0	0.977
126013	$W\epsilon\nu\gamma$ _1jet	Sherpa	398935	1.0	1.0	75.5
126014	$W\mu\nu\gamma$ _1jet	Sherpa	399936	1.0	1.0	75.5
106003	$W^+(\tau)\gamma$	PYTHIA,MADGRAPH	46996	1.0	1.0	25.4
108290	$W^-(\tau)\gamma$	PYTHIA,MADGRAPH	49996	1.0	1.0	16.8
126015	$Z\epsilon\epsilon\gamma$ _1jet	Sherpa	199974	1.0	1.0	14.7
126016	$Z\mu\mu\gamma$ _1jet	Sherpa	174975	1.0	1.0	14.7
108325	$Z(\tau\tau)\gamma$	PYTHIA,MADGRAPH	49997	1.41	0.15	9.41

TABLEAU B.5 – MC samples/processes used to model diboson backgrounds, including WW, ZZ, $W\gamma$ and $Z\gamma$. The corresponding cross-sections, generator names, generator level filter efficiencies and total numbers of events are shown.

Annexe C

Effets des erreurs systématiques sur la section efficace

Les différentes sources d'erreurs systématiques et leur influence sur la section efficace sont données dans les tableaux suivants. Le premier concerne la section efficace fiduciaire, le second la section efficace totale.

Source	$\mu\mu\mu$	$e\mu\mu$	$ee\mu$	eee	combined
μ - reco. efficiency	+0.0027 -0.0026	+0.0019 -0.0018	+0.0004 -0.0004	+0.0000 -0.0000	+0.0015 -0.0015
μ - smear	+0.0001 -0.0001	+0.0001 -0.0001	+0.0001 -0.0001	+0.0000 -0.0000	+0.0001 -0.0001
e - reco. efficiency	+0.0000 -0.0000	+0.0026 -0.0025	+0.0026 -0.0024	+0.0071 -0.0064	+0.0021 -0.0021
e - scale	+0.0000 -0.0000	+0.0003 -0.0003	+0.0002 -0.0002	+0.0050 -0.0005	+0.0002 -0.0002
e - ID	+0.0000 -0.0000	+0.0001 -0.0001	+0.0001 -0.0001	+0.0003 -0.0003	+0.0001 -0.0001
e - isolation	+0.0000 -0.0000	+0.0035 -0.0033	+0.0021 -0.0020	+0.0046 -0.0042	+0.0018 -0.0018
Missing E_T - cluster	+0.0004 -0.0004	+0.0004 -0.0004	+0.0001 -0.0001	+0.0006 -0.0006	+0.0003 -0.0003
Missing E_T - scale	+0.0000 -0.0000	+0.0004 -0.0004	+0.0001 -0.0001	+0.0004 -0.0004	+0.0001 -0.0001
Missing E_T - resolution	+0.0000 -0.0000	+0.0001 -0.0001	+0.0000 -0.0000	+0.0004 -0.0004	+0.0000 -0.0001
Missing E_T - jet	+0.0004 -0.0004	+0.0001 -0.0001	+0.0002 -0.0002	+0.0008 -0.0008	+0.0003 -0.0004
Missing E_T - pileup	+0.0013 -0.0012	+0.0007 -0.0007	+0.0004 -0.0004	+0.0012 -0.0012	+0.0008 -0.0009
trigger	+0.0014 -0.0014	+0.0014 -0.0014	+0.0007 -0.0007	+0.0013 -0.0013	+0.0012 -0.0012
bkg cross-section	+0.0004 -0.0004	+0.0005 -0.0005	+0.0004 -0.0004	+0.0005 -0.0005	+0.0004 -0.0004
data-driven method	+0.0038 -0.0039	+0.0064 -0.0064	+0.0040 -0.0040	+0.0103 -0.0102	+0.0049 -0.0051
signal stat.	+0.0020 -0.0020	+0.0026 -0.0025	+0.0012 -0.0011	+0.0028 -0.0027	+0.0011 -0.0010
bkg stat. (MC)	+0.0022 -0.0022	+0.0043 -0.0043	+0.0033 -0.0034	+0.0046 -0.0046	+0.0016 -0.0016
bkg stat. (data-driven)	+0.0012 -0.0012	+0.0044 -0.0044	+0.0017 -0.0018	+0.0070 -0.0070	+0.0013 -0.0013
total (no lumi)	+0.0060 -0.0060	+0.0105 -0.0105	+0.0066 -0.0065	+0.0161 -0.0157	+0.0065 -0.0066
luminosity	+0.0065 -0.0060	+0.0067 -0.0061	+0.0034 -0.0031	+0.0061 -0.0056	+0.0056 -0.0053

TABLEAU C.1 – Systematic uncertainties on the fiducial cross-section for each channel by source in units of fb.

Source	$\mu\mu\mu$	$e\mu\mu$	$ee\mu$	eee	combined
μ - reco. efficiency	+0.47 -0.46	+0.33 -0.32	+0.08 -0.08	+0.00 -0.00	+0.26 -0.26
μ - smear	+0.02 -0.02	+0.02 -0.02	+0.01 -0.01	+0.00 -0.00	+0.02 -0.02
e - reco. efficiency	+0.00 -0.00	+0.46 -0.44	+0.46 -0.43	+1.26 -1.13	+0.37 -0.37
e - scale	+0.00 -0.00	+0.05 -0.05	+0.04 -0.04	+0.09 -0.09	+0.03 -0.04
e - ID	+0.00 -0.00	+0.02 -0.02	+0.03 -0.03	+0.05 -0.05	+0.02 -0.02
e - isolation	+0.00 -0.00	+0.61 -0.59	+0.38 -0.36	+0.81 -0.75	+0.33 -0.33
Missing E_T - cluster	+0.07 -0.07	+0.02 -0.02	+0.03 -0.03	+0.11 -0.11	+0.05 -0.06
Missing E_T - scale	+0.00 -0.00	+0.08 -0.07	+0.01 -0.01	+0.07 -0.07	+0.02 -0.03
Missing E_T - resol	+0.00 -0.00	+0.02 -0.02	+0.00 -0.00	+0.07 -0.07	+0.01 -0.01
Missing E_T - jet	+0.07 -0.07	+0.02 -0.02	+0.04 -0.04	+0.14 -0.14	+0.06 -0.06
Missing E_T - pileup	+0.22 -0.22	+0.13 -0.12	+0.06 -0.06	+0.21 -0.20	+0.15 -0.15
trigger	+0.25 -0.24	+0.25 -0.25	+0.13 -0.13	+0.23 -0.23	+0.21 -0.21
PDF	+0.37 -0.36	+0.39 -0.38	+0.18 -0.18	+0.33 -0.32	+0.31 -0.31
bkg cross-section	+0.06 -0.06	+0.08 -0.08	+0.07 -0.07	+0.09 -0.09	+0.07 -0.07
data-driven method	+0.67 -0.68	+1.12 -1.13	+0.70 -0.70	+1.81 -1.81	+0.86 -0.90
signal stat.	+0.35 -0.35	+0.46 -0.44	+0.21 -0.20	+0.49 -0.47	+0.19 -0.18
bkg stat. (MC)	+0.38 -0.39	+0.75 -0.76	+0.59 -0.59	+0.82 -0.82	+0.28 -0.28
bkg stat. (data-driven)	+0.22 -0.22	+0.77 -0.77	+0.31 -0.31	+1.24 -1.24	+0.24 -0.24
total (no lumi)	+1.12 -1.12	+1.89 -1.88	+1.18 -1.16	+2.87 -2.79	+1.18 -1.21
luminosity	+1.15 -1.07	+1.17 -1.08	+0.59 -0.55	+1.08 -0.98	+0.99 -0.94

TABLEAU C.2 – Systematic uncertainties on the total cross-section for each channel by source in units of pb.

Bibliographie

- [1] I. J. R. Aitchison and A. J. G. Hey, *Gauge theories in particle physics : A practical introduction. Vol. 2 : Non-Abelian gauge theories : QCD and the electroweak theory*, . Bristol, UK : IOP (2004) 454 p.
- [2] F. Halzen and A. D. Martin, *QUARKS AND LEPTONS : AN INTRODUCTORY COURSE IN MODERN PARTICLE PHYSICS*, . ISBN-9780471887416.
- [3] F. Renard, *La Physique des Bosons de Jauge au Tevatron et au LHC – Aspects théoriques*, Proc. École de Gif (1998) no. PM/98-21, .
- [4] U. Baur and D. Zeppenfeld, *Unitarity Constraints on the Electroweak Three Vector Boson Vertices*, Phys. Lett. **B201** (1988) 383.
- [5] K. Hagiwara, R. D. Peccei, D. Zeppenfeld, and K. Hikasa, *Probing the weak boson sector in $e+e\rightarrow W+W-$* , Nuclear Physics B **282** (1987) 253 – 307.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321387906857>.
- [6] K. Hagiwara, R. D. Peccei, D. Zeppenfeld, and K. Hikasa, *Probing the Weak Boson Sector in $e+e\rightarrow W+W-$* , Nucl. Phys. **B282** (1987) 253.
- [7] N. Arkani-Hamed, A. G. Cohen, E. Katz, and A. E. Nelson, *The lightest Higgs*, JHEP **07** (2002) 034, [arXiv:hep-ph/0206021](http://arxiv.org/abs/hep-ph/0206021).
- [8] C. Csáki, J. Hubisz, G. D. Kribs, P. Meade, and J. Terning, *Big corrections from a little Higgs*, Phys. Rev. D **67** (Jun, 2003) 115002.
- [9] K. Agashe, R. Contino, and A. Pomarol, *The Minimal Composite Higgs Model*, Nucl. Phys. **B719** (2005) 165–187, [arXiv:hep-ph/0412089](http://arxiv.org/abs/hep-ph/0412089).
- [10] C. Csáki, C. Grojean, L. Pilo, and J. Terning, *Towards a Realistic Model of Higgsless Electroweak Symmetry Breaking*, Phys. Rev. Lett. **92** (Mar, 2004) 101802.
- [11] J. Ellison and J. Wudka, *Study of trilinear gauge boson couplings at the Tevatron collider*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **48** (1998) 33–80, [arXiv:hep-ph/9804322](http://arxiv.org/abs/hep-ph/9804322).
- [12] J. Papavassiliou and K. Philippides, *Gauge Invariant Three-Boson Vertices in the Standard Model and the Static Properties of the W*, PHYS.REV.D **48** (1993) 4255.
<http://www.citebase.org/abstract?id=oai:arXiv.org:hep-ph/9310210>.
- [13] R. Najima, *Higgs boson production in gamma gamma collision*, . Prepared for INS Workshop on the Physics of $e+e-$ and gamma gamma Collisions at Linear Accelerators, Tokyo, Japan, 20- 22 Dec 1994.
- [14] D. Chang, W.-Y. Keung, and J. Liu, *The electric dipole moment of W-boson*, Nuclear Physics B **355** (1991) no. 2, 295 – 304.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/055032139190115E>.

- [15] I. B. Khriplovich and M. E. Pospelov, *Magnetic quadrupole moment of W -boson in Kobayashi-Maskawa model*, Nuclear Physics B **420** (1994) 505.
<http://www.citebase.org/abstract?id=oai:arXiv.org:hep-ph/9310342>.
- [16] G. Couture, J. N. Ng, J. L. Hewett, and T. G. Rizzo, *ANOMALOUS MAGNETIC AND QUADRUPOLE MOMENTS OF THE W BOSON IN THE TWO HIGGS DOUBLET MODEL*, Phys. Rev. **D36** (1987) 859.
- [17] X.-G. He and B. H. J. McKellar, *THE W BOSON ELECTRIC DIPOLE MOMENT*, Phys. Rev. **D42** (1990) 3221.
- [18] G. Couture and J. N. Ng, *Heavy fermion contributions to the anomalous magnetic dipole and quadrupole moments of the W -boson*, Zeitschrift für Physik C Particles and Fields **35** (1987) 65–68. <http://dx.doi.org/10.1007/BF01561055>. 10.1007/BF01561055.
- [19] E. N. Argyres, A. B. Lahanas, C. G. Papadopoulos, and V. C. Spanos, *Trilinear Gauge Boson Couplings in the MSSM*, PHYS.LETT.B **383** (1996) 63.
<http://www.citebase.org/abstract?id=oai:arXiv.org:hep-ph/9603362>.
- [20] T. Kadoyoshi and N. Oshimo, *Neutron Electric Dipole Moment from Supersymmetric Anomalous W -boson Coupling*, PHYS.REV.D **55** (1997) 1481. doi: 10.1103/PhysRevD.55.1481.
- [21] T. Appelquist and G.-H. Wu, *The Electroweak chiral Lagrangian and new precision measurements*, Phys. Rev. **D48** (1993) 3235–3241, arXiv:hep-ph/9304240.
- [22] C. P. Burgess and A. Pilaftsis, *Anomalous vector boson couplings in Majorana neutrino models*, Phys. Lett. **B333** (1994) 427–433, arXiv:hep-ph/9405349.
- [23] J. M. Campbell, R. K. Ellis, and C. Williams, *Vector boson pair production at the LHC*, arXiv:1105.0020 [hep-ph].
- [24] J. Butterworth, E. Dobson, U. Klein, B. Mellado Garcia, T. Nunnemann, J. Qian, D. Rebuszi, and R. Tanaka, *Single Boson and Diboson Production Cross Sections in pp Collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV*, Tech. Rep. ATL-COM-PHYS-2010-695, CERN, Geneva, Aug, 2010.
- [25] K. Nakamura et al., *Review of Particle Physics*, Journal of Physics G **33** (2006) 1+.
<http://pdg.lbl.gov>.
- [26] CDF Collaboration, L. Cerrito, *Top quark and Electroweak measurements at the Tevatron*, J. Phys. Conf. Ser. **259** (2010) 012019, arXiv:1010.1735 [hep-ex].
- [27] D0 Collaboration, V. M. Abazov et al., *Measurement of the $WZ \rightarrow \ell\nu\ell\ell$ cross section and limits on anomalous triple gauge couplings in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, Phys. Lett. **B695** (2011) 67–73, arXiv:1006.0761 [hep-ex].
- [28] CDF and D0 Collaboration, M. Hurwitz, *Diboson Measurements at the Tevatron*, arXiv:0910.3550 [hep-ex].
- [29] Merci à Michael Kagan pour les graphiques.
- [30] D. L. O. The LEP-TGC combination group, LEP collaboration ALEPH, *A Combination of Results on Charged Triple Gauge Couplings Measured by the LEP Experiments*, .
<http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/lepww/tgc/>.
- [31] On behalf of CDF and D0 Collaboration, P. Mastrandrea, *Multi-boson production*, arXiv:1009.1829 [hep-ex].
- [32] The ATLAS Collaboration Collaboration, G. Aad et al., *Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics*, arXiv:0901.0512 [hep-ex].

- [33] *CERN LHC : the guide. faq. frequently asked questions*. CERN, Geneva, 2006.
- [34] L. Evans and P. Bryant, *LHC Machine*, Journal of Instrumentation **3** (2008) no. 08, S08001. <http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08001>.
- [35] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Luminosity Determination in pp Collisions at sqrt(s)=7 TeV Using the ATLAS Detector at the LHC*, Eur. Phys. J. **C71** (2011) 1630, arXiv:1101.2185 [hep-ex].
- [36] A. J. Barr and M. A. Parker, *Studies of supersymmetry models for the ATLAS experiment at the Large Hadron Collider*. PhD thesis, Cambridge Univ., Geneva, 2002. Presented on 30 Nov 2002.
- [37] ATLAS Collaboration, A. collaboration, *ATLAS liquid-argon calorimeter : Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1996.
- [38] D. M. Gingrich, *Construction, assembly and testing of the ATLAS hadronic end-cap calorimeter*, Journal of Instrumentation **2** (2007) no. 05, P05005. <http://stacks.iop.org/1748-0221/2/i=05/a=P05005>.
- [39] A. Artamonov, D. Bailey, G. Belanger, M. Cadabeschi, T. Y. Chen, V. Epshteyn, P. Gorbounov, K. K. Joo, M. Khakzad, V. Khovanskiy, P. Krieger, P. Loch, J. Mayer, E. Neuheimer, F. G. Oakham, M. O'Neill, R. S. Orr, M. Qi, J. Rutherford, A. Savine, M. Schram, P. Shatalov, L. Shaver, M. Shupe, G. Stairs, V. Strickland, D. Tompkins, I. Tsukerman, and K. Vincent, *The ATLAS Forward Calorimeter*, Journal of Instrumentation **3** (2008) no. 02, P02010. <http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=02/a=P02010>.
- [40] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *The Atlas Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST **3** (2008) S08003. <http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08003>.
- [41] *ATLAS muon spectrometer : Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1997. distribution.
- [42] S. Oda, *Commissioning of the ATLAS level1 endcap muon trigger system*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **623** (2010) no. 1, 522 – 524. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-4YJ6G83-V/2/a823a4ecf70139dfda29f8c49c3751e9>. 1st International Conference on Technology and Instrumentation in Particle Physics.
- [43] *ATLAS detector and physics performance : Technical Design Report, 1*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1999. Electronic version not available.
- [44] *High energy cosmic rays striking atoms at the top of the atmosphere give the rise to showers of particles striking the Earth's surface. Des rayons cosmiques de haute energie heurtent des atomes dans la haute atmosphere et donnent ainsi naissance a des gerbes de particules projetees sur la surface terrestre*, May, 1999.
- [45] S. Haino et al., *Measurements of primary and atmospheric cosmic-ray spectra with the BESS-TeV spectrometer*, Phys. Lett. **B594** (2004) 35–46, arXiv:astro-ph/0403704.
- [46] L3 Collaboration, P. Achard et al., *Measurement of the atmospheric muon spectrum from 20-GeV to 3000-GeV*, Phys. Lett. **B598** (2004) 15–32, arXiv:hep-ex/0408114.
- [47] MINOS Collaboration, P. Adamson et al., *Measurement of the atmospheric muon charge ratio at TeV energies with MINOS*, Phys. Rev. **D76** (2007) 052003, arXiv:0705.3815 [hep-ex].
- [48] The ATLAS Collaboration Collaboration, G. Aad et al., *Studies of the performance of the ATLAS detector using cosmic-ray muons*, Eur.Phys.J. **C71** (2011) 1593, arXiv:1011.6665 [physics.ins-det]. * Temporary entry *.

- [49] A. Dar, *ATMOSPHERIC NEUTRINOS, ASTROPHYSICAL NEUTRINOS AND PROTON DECAY EXPERIMENTS*, Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 227.
- [50] Particle Data Group Collaboration, C. Amsler et al., *Review of particle physics*, Phys. Lett. **B667** (2008) 1–1340.
- [51] A. Belloni, K. Black, J. P. B. Guimaraes da Costa, J. Huth, L. Kashif, T. Lazovich, J. Kearney, V. I. Martinez Outschoorn, S. Prasad, W. Spearman, and M. Swiatlowski, *Measurement of the Cosmic Ray Muon Charge Ratio using the ATLAS Muon Spectrometer*, Tech. Rep. ATL-COM-MUON-2010-012, CERN, Geneva, Jun, 2010.
- [52] T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Skands, *PYTHIA 6.4 physics and manual*, Journal of High Energy Physics **2006** (2006) no. 05, 026. <http://stacks.iop.org/1126-6708/2006/i=05/a=026>.
- [53] *G4—a simulation toolkit*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **506** (2003) no. 3, 250 – 303. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203013688>.
- [54] Atlas Collaboration, G. Aad et al., *Measurement of the $W \rightarrow l\nu$ and $Z/\gamma^* \rightarrow ll$ production cross sections in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, JHEP **12** (2010) 060, arXiv:1010.2130 [hep-ex].
- [55] *Muon Reconstruction Performance*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2010-064, CERN, Geneva, Jul, 2010.
- [56] Atlas Collaboration, G. Aad et al., *Performance of the ATLAS Trigger System in 2010*, arXiv:1110.1530 [hep-ex].
- [57] *Determination of the muon reconstruction efficiency in ATLAS at the Z resonance in proton-proton collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2011-008, CERN, Geneva, Feb, 2011.
- [58] A. Collaboration, *Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data*, arXiv:1110.3174 [hep-ex].
- [59] O. Arnaez and D. Froidevaux, *Electron efficiency measurements using ATLAS 2010 data at $\sqrt{s} = 7$ TeV: Supporting note for the 2010 egamma paper*, Tech. Rep. ATL-COM-PHYS-2011-322, CERN, Geneva, Mar, 2011.
- [60] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, *The anti- k_t jet clustering algorithm*, Journal of High Energy Physics **2008** (2008) no. 04, 063. <http://stacks.iop.org/1126-6708/2008/i=04/a=063>.
- [61] *Jet energy scale and its systematic uncertainty in proton-proton collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV in ATLAS 2010 data*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2011-032, CERN, Geneva, Mar, 2011.
- [62] *Reconstruction and Calibration of Missing Transverse Energy and Performance in Z and W events in ATLAS Proton-Proton Collisions at 7 TeV*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2011-080, CERN, Geneva, Jun, 2011.
- [63] F. James, *MINUIT - Function Minimization and Error Analysis - Reference Manual*, <Http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/minuit/minmain.html>, 2000. <http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/minuit/minmain.html>.
- [64] S. Frixione, F. Stoeckli, P. Torrielli, B. R. Webber, and C. D. White, *The MCANLO 4.0 Event Generator*, arXiv:hep-ph/1010.0819.
- [65] G. Cowan, K. Cranmer, E. Gross, and O. Vitells, *Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics*, Eur.Phys.J. **C71** (2011), arXiv:1007.1727v2.

- [66] T. Aaltonen et al., <http://www-cdf.fnal.gov/physics/ewk/2008/WZatgc/>, .
- [67] *Measurement of the WZ to $ll\nu$ Production Cross Section in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV with the ATLAS Detector*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2011-084, CERN, Geneva, Jun, 2011.
- [68] *Measurement of the $W^\pm Z$ Production Cross-Section in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS Detector*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2011-099, CERN, Geneva, Jul, 2011.