

THÈSE
DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI

Spécialité
Champs, Particules, Matière

présentée par

Clément HELSENS

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI

**Recherche de résonances de haute masse dans le canal
dimuon à l'aide du spectromètre à muons de
l'expérience ATLAS au CERN**

Thèse soutenue le 11 Juin 2009 devant le jury composé de :

M. Henri BACHACOU	Membre invité (encadrant)
Mme Ursula BASSLER	Examineur
M. Philippe BLOCH	Rapporteur
M. Claude Guyot	Directeur de thèse
Mme Fabienne Ledroit	Rapporteur
M. Gregory Moreau	Examineur
M. Achille Stocchi	Président du jury

Thèse préparée au Service de Physique des Particules du CEA de Saclay

À tout ceux qui liront ce manuscrit et qui le feront vivre au cours des années.

Résumé

Cette thèse s'intéresse à la recherche de nouveaux bosons neutres se désintégrant en deux muons dans le détecteur ATLAS. Le grand collisionneur de protons du CERN (LHC) sera capable de produire des collisions de partons à une énergie correspondant au seuil de production de Z' prédits dans un grand nombre de modèles théoriques. Cette particule pourrait alors être observée par le détecteur ATLAS. Pour la recherche directe de Z' se désintégrant en une paire de muons, un petit nombre d'événements suffit pour le découvrir, ce qui est envisageable dès les premières collectes de données. On étudiera notamment les effets de l'alignement du spectromètre à muons sur des traces de haut p_T et sur le potentiel de découverte de Z' de l'expérience ATLAS. Les potentiels de découverte de Z' de grande unification ainsi obtenus ont été officiellement approuvés par la collaboration ATLAS et publiés.

Au démarrage du LHC, l'alignement du spectromètre à muons n'aura pas atteint les performances nominales. Cette analyse vise à optimiser le potentiel de découverte d'un Z' dans le cadre des conditions initiales. L'impact sur la reconstruction des traces d'un alignement dégradé a été estimé à l'aide de simulations avec des muons de haut p_T . Les résultats sont exprimés en terme d'efficacité de reconstruction, de résolution en impulsion et en masse invariante, d'identification de la charge et de sensibilité à la découverte ou à l'exclusion. Pour les premières données du LHC, il sera utile de faire une analyse en utilisant le spectromètre à muons en mode autonome. Enfin, une étude complète a été menée pour déterminer la géométrie initiale du spectromètre - géométrie nécessaire pour réaliser l'alignement relatif dans le spectromètre - en utilisant des traces sans champ magnétique. Cette étude comporte l'estimation du temps de faisceau nécessaire pour obtenir une précision d'alignement donnée.

Abstract

This thesis covers the search of new neutral gauge bosons decaying into a pair of muons in the ATLAS detector. The Large Hadron Collider (LHC) at CERN will produce parton collisions with very high center of mass energy and may produce Z' predicted by many theories beyond the standard model. Such a resonance should be detected by the ATLAS experiment. For the direct search of Z' decaying into two muons, a small number of events is enough for its discovery, which is possible with the first data. We shall study in particular the effects of the muon spectrometer alignment on high p_T tracks and on the Z' discovery potential in the ATLAS experiment. The discovery potentials computed with this method have been officially approved by the ATLAS collaboration and published.

At the start of the LHC operation, the muon spectrometer alignment will not have reached the nominal performances. This analysis aims at optimizing the discovery potential of ATLAS for a Z' boson in this degraded initial conditions. The impact on track reconstruction of a degraded alignment is estimated with simulated high p_T tracks. Results are given in terms of reconstruction efficiency, momentum and invariant mass resolutions, charge identification and sensitivity to discovery or exclusion. With the first data, an analysis using only the muon spectrometer in stand alone mode will be very useful. Finally, a study on how to determine the initial geometry of the spectrometer (needed for its absolute alignment) is performed. This study uses straight tracks without a magnetic field and also calculates the beam time necessary for reaching a given accuracy of the alignment system.

Table des matières

Table des matières	ix
I De la théorie à l'expérience	3
1 Cadre théorique	4
1.1 Le Modèle Standard de la physique des particules	5
1.1.1 Introduction	5
1.1.2 Les fermions	5
1.1.3 Les bosons de jauge	6
1.1.4 La chromodynamique quantique	7
1.1.5 L'interaction électrofaible	8
1.2 La brisure de la symétrie électrofaible : le mécanisme de Higgs	9
1.2.1 Brisure de la symétrie	9
1.2.2 Le boson de Higgs	10
1.3 Au-delà du modèle standard	10
1.3.1 Insuffisances du modèle standard	10
1.3.2 Le problème de hiérarchie : vers une nouvelle physique	11
1.3.3 La supersymétrie	12
1.3.4 Le modèle <i>little</i> Higgs	12
1.3.5 Les théories de grande unification	13
1.3.6 Les dimensions supplémentaires	14
1.4 Les résonances lourdes dans le canal dilepton	15
1.4.1 Sequential Standard Model	15
1.4.2 La grande unification	16
1.4.3 Les dimensions supplémentaires	17
1.4.4 Discrimination de spin et de modèle	26
2 Le LHC et l'expérience ATLAS	34
2.1 Le LHC	35
2.1.1 Introduction	35
2.1.2 Description générale	36
2.1.3 Caractéristiques et performances de la machine	38
2.2 Le détecteur ATLAS	41

2.2.1	Introduction	41
2.2.2	Variables cinématiques	41
2.2.3	Performances générales attendues du détecteur	42
2.2.4	Description générale	42
2.2.5	Le détecteur interne	42
2.2.6	Les calorimètres	47
2.2.7	Le spectromètre à muons	52
2.3	Le système d'aimants et le champ magnétique	54
2.3.1	Le système d'aimants	54
2.3.2	Détermination du champ magnétique	57
2.4	Le système de déclenchement et l'acquisition des données	59
2.5	L'environnement Athena	62
2.6	La grille de calcul LCG	64
2.6.1	Qu'est ce qu'une grille de calcul?	64
2.6.2	Caractéristiques d'une grille de calcul	65
2.6.3	La grille LCG	65
2.7	La simulation rapide du détecteur : "ATLFAST"	66
2.7.1	Introduction	66
2.7.2	Les principes de la simulation ATLFAST	66
3	Le spectromètre à muons et le système d'alignement	71
3.1	Introduction	72
3.2	Le spectromètre à muons	72
3.2.1	Géométrie du spectromètre	72
3.2.2	Topologie de traces	74
3.2.3	Les chambres de précision MDT	74
3.2.4	Les chambres de précision CSC	80
3.2.5	Les chambres du système de déclenchement	82
3.3	Le système d'alignement	88
3.3.1	Stratégies de l'alignement	89
3.3.2	Les capteurs du système d'alignement	90
3.3.3	Disposition du système d'alignement	91
3.4	Les algorithmes de reconstruction des muons	93
3.4.1	Le programme de reconstruction Muonboy	94
3.4.2	Staco	99
II	Analyse de données de simulation	104
4	Recherche de résonances dimuon et impact de l'alignement du spectromètre	105
4.1	Introduction	107
4.2	Alignement et connaissance de la position des chambres	108
4.3	Simulation et reconstruction avec des géométries désalignées	110
4.3.1	Validation de la procédure de désalignement	110

4.3.2	Choix des géométries	111
4.4	Données de simulation	111
4.4.1	Signal	111
4.4.2	Bruit de fond	112
4.4.3	Remarque sur les données de simulation	112
4.5	Sélection des événements, critère d'association	112
4.5.1	Sélection des événements	112
4.5.2	Critère d'association	113
4.6	Résultats en fonction du désalignement	113
4.6.1	Efficacité de reconstruction	113
4.6.2	Impact de l'alignement sur la résolution en impulsion	116
4.6.3	Impact de l'alignement sur la résolution en masse invariante du système dimuon	119
4.6.4	Impact de l'alignement sur l'identification de la charge	119
4.6.5	Efficacité de reconstruction de Z' et masse invariante en fonction de l'alignement	122
4.7	Étude du bruit de fond dans le canal dimuon	126
4.7.1	Les bruits de fond dans le canal dimuon	126
4.7.2	Effet du désalignement sur le bruit de fond dominant	127
4.8	Détermination de la sensibilité	131
4.8.1	Méthode statistique	131
4.8.2	Résultats sans erreurs systématiques en utilisant la mesure du spec- tromètre seul	138
4.8.3	Résultats sans erreurs systématiques en utilisant la reconstruction com- binée spectromètre + détecteur interne	140
4.8.4	Conclusion sur les résultats sans erreurs systématiques	142
4.8.5	Résultats en incluant les erreurs systématiques	142
4.8.6	Effet <i>Look Elsewhere</i>	148
4.9	Conclusion	153
5	Paramétrisation de l'alignement pour la simulation rapide ATLFAST	156
5.1	Introduction	157
5.2	Échantillons de simulation complète	157
5.3	Calcul de la contribution de l'alignement à la résolution en impulsion	158
5.4	Le découpage du spectromètre	160
5.5	Dégradation de l'impulsion et mauvaise identification de la charge	163
5.6	Comparaison de la résolution entre la simulation complète désalignée et ATLFAST- I incluant la paramétrisation de l'alignement	164
5.6.1	Pour des muons de haut p_T provenant d'un Z'	164
5.6.2	Pour des muons de bas p_T provenant du Z	164
5.7	Les corrections AOD à AOD	166
5.8	Illustration de l'effet du désalignement sur la résolution en masse avec les cor- rections AOD à AOD	167

5.9	Conclusion	168
6	Étalonnage du système d’alignement avec des traces sans champ magnétique	170
6.1	Introduction	171
6.2	Le système de déclenchement des muons	172
6.3	Sections efficaces de production inclusive de muons	172
6.4	Étude en simulation complète du comportement du système de déclenchement des muons sans champ magnétique toroïdal	172
6.4.1	Étude du premier niveau du système de déclenchement en utilisant la simulation complète d’ATLAS sans champ magnétique toroïdal	173
6.4.2	Taux de déclenchement du niveau 1 en utilisant la simulation complète de minimum bias	179
6.4.3	Niveaux 2 et 3 du système de déclenchement sans champ magnétique toroïdal	180
6.5	Estimation du temps de faisceau nécessaire pour réaliser l’étalonnage du système l’alignement de la partie <i>barrel</i> sans champ magnétique toroïdal	182
6.6	Conclusion	183
7	Conclusion	185

Liste des tableaux

Liste des tableaux	xi
1.1 Les fermions dans le Modèle Standard	6
2.1 Caractéristiques principales de l'accélérateur de particules LHC	40
2.2 Principales caractéristiques du système d'aimant d'ATLAS	56
2.3 Taux de déclenchement attendus pour le premier et le dernier niveau du système de déclenchement à faible luminosité ($\mathcal{L} = 10^{31} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$).	62
3.1 Caractéristiques des chambres MDT	76
3.2 Principaux paramètres des chambres MDT.	78
3.3 Principaux paramètres de fonctionnement des chambres CSC.	82
3.4 Principaux paramètres de fonctionnement des chambres RPC	87
3.5 Principaux paramètres de fonctionnement des chambres TGC	88
3.6 Les composants de l'alignement optique du <i>barrel</i>	90
3.7 Les composants de l'alignement optique <i>end-cap</i>	91
4.1 Efficacité de reconstruction de muon en utilisant l'algorithme Muonboy (spectromètre seul $ \eta < 2.7$) moyennée sur p_T , η et ϕ	114
4.2 Efficacité de reconstruction de muon en utilisant l'algorithme Staco (spectromètre+détecteur interne $ \eta < 2.5$) moyennée sur p_T , η et ϕ	115
4.3 Efficacité de reconstruction de charge de muons de haut p_T (provenant d'un Z' de 1 TeV) moyennée sur p_T , η et ϕ pour différentes hypothèses de désalignement en utilisant Muonboy et Staco.	120
4.4 Efficacité de reconstruction pour Muonboy et Staco	124
4.5 Largeur et valeur moyenne d'un ajustement gaussien sur le pic du Z'_χ	124
4.6 Évolution du nombre d'événements de signal et de bruit de fond	130
4.7 Résumé de la luminosité pour exclure à 95% et découvrir avec une signification de 5σ	143
4.8 Résumé de la luminosité pour exclure à 95% et découvrir avec une signification de 5σ avec les erreurs systématiques	149
5.1 Exemples de résolutions en masse invariante pour les corrections AOD à AOD	167
6.1 Efficacité du premier niveau de déclenchement pour différents menus et p_T	176
6.2 Taux de déclenchement du premier niveau	179

6.3	Taux de déclenchement du premier niveau en utilisant les vrais spectres de section efficace	180
6.4	Critères de sélection pour les niveaux 2 et 3 pour différentes luminosité et bande passante du niveau 3	182
6.5	Temps de faisceau nécessaire pour une certaine précision sur l’alignement et pour une luminosité donnée	183

Table des figures

Table des figures	xv
1.1 Boucles donnant les contributions quadratiques les plus importantes à la masse du Higgs.	11
1.2 Boucles annulant les contributions quadratiques les plus importante à la masse du Higgs.	13
1.3 Régions du plan $\alpha-\lambda$ exclus par recherche de déviations de la gravité Newtonienne	20
1.4 Régions autorisées dans l'espace des paramètres du modèle RS imposées par diverses contraintes théoriques et expérimentales	23
1.5 Spectre de la première excitation de KK au premier ordre et au deuxième ordre	26
2.1 La chaîne d'accélérateurs du CERN	36
2.2 Vue en coupe et carte champ d'un dipôles	37
2.3 Vue en trois dimensions du détecteur ATLAS	43
2.4 Schéma des capteurs de la partie <i>barrel</i> du détecteur interne	44
2.5 Schéma des capteurs de la partie <i>end-cap</i> du détecteur interne	45
2.6 Vue en trois dimensions du système de calorimétrie d'ATLAS	48
2.7 Représentation d'une cellule du calorimètre électromagnétique	50
2.8 Représentation d'un module du calorimètre hadronique	51
2.9 Schéma représentant les trois modules du FCal	52
2.10 Schéma représentant la disposition des bobines du système magnétique	55
2.11 Spectre de champ magnétiques	58
2.12 Vue d'ensemble du système de déclenchement et d'acquisition de données d'ATLAS	60
2.13 Schéma représentant le flux de données dans la simulation Athena	63
3.1 Vue globale du spectromètre à muons d'ATLAS	73
3.2 Vue schématique en coupe dans le plan transverse à l'axe du faisceau du spectromètre à muons d'ATLAS.	74
3.3 Vue schématique en coupe longitudinale du spectromètre à muons d'ATLAS	75
3.4 Illustration de muons traversant la partie centrale et <i>end-cap</i> du spectromètre à muons	76
3.5 Vue en coupe transverse d'un tube de chambre de précision MDT	77
3.6 Vue en coupe longitudinale d'un tube de chambre de précision MDT	77
3.7 Structure mécanique d'une chambre MDT	79

3.8	Résolution des tubes d'une MDT dans un environnement à haut bruit de fond .	81
3.9	Résolution et efficacité d'une couche de CSC dans un environnement à haut bruit de fond	83
3.10	Schéma du système de déclenchement	84
3.11	Vue en coupe de la partie haute du <i>barrel</i>	86
3.12	Vue schématique du système d'alignement optique	89
3.13	Schéma du système d'alignement RASNIK	92
3.14	Schéma du système d'alignement dans le <i>barrel</i>	92
3.15	Schéma d'un segment d'une trace candidate traversant un tube; et χ^2 en fonction de R	95
3.16	Exemple de centres de diffusion multiple dans l'ajustement d'une trace	97
4.1	Différentes contributions à la résolution en impulsion du spectromètre à muon .	109
4.2	Résolution en impulsion de Muonboy et de Staco en fonction de p_T	109
4.3	Distribution des efficacités de reconstruction de muon pour différents désaligne- ments en fonction de p_T , η et ϕ (spectromètre seul)	114
4.4	Distribution des efficacités de reconstruction de muon pour différents désaligne- ments en fonction de p_T , η et ϕ (spectromètre+détecteur interne)	115
4.5	Exemples d'ajustement de la résolution en impulsion en bins de η et de p_T	117
4.6	Résolution en impulsion en fonction de η pour Muonboy et Staco	118
4.7	Résolution en impulsion en fonction de p_T pour Muonboy et Staco	119
4.8	Résolution en masse en fonction de la masse invariante du système dimuon pour Muonboy et Staco	120
4.9	Distribution de flèche de muons de 500 GeV à bas η pour un désalignement de 1 mm	121
4.10	Efficacité d'identification de charge de muons en fonction de η et de ϕ pour Muonboy et Staco	122
4.11	Efficacité d'identification de la charge des muons dans quatre régions en η en fonction de p_T pour Muonboy et Staco	123
4.12	Masse invariante reconstruite du Z'_χ pour les différentes hypothèses de désaligne- ment en utilisant Muonboy et Staco	125
4.13	Distribution de la flèche de muons de 500 GeV de p_T à bas η pour un désaligne- ment gaussien de 1 mm	126
4.14	Masse invariante du système dimuon pour les bruits de fond considéré	128
4.15	Distribution de masse invariante dimuon reconstruite pour les événements de Drell-Yan pour différentes hypothèses de désalignement en utilisant Muonboy et Staco	129
4.16	Exemples d'ajustements sur la distribution de Drell-Yan et de Z'_{SSM} + Drell- Yan en utilisant Muonboy	132
4.17	Exemples d'ajustements sur la distribution de Drell-Yan et de Z'_{SSM} + Drell- Yan en utilisant Staco	132
4.18	Illustration du calcul des niveaux de confiance	135

4.19	Comparaison du rapport de vraisemblance entre les pseudo-expériences et la méthode de Fourier	138
4.20	Sensibilité pour l'exclusion d'un Z'_{SSM} de 1 TeV en utilisant Muonboy	138
4.21	Sensibilité pour l'exclusion d'un Z'_χ de 1 TeV en utilisant Muonboy	139
4.22	Sensibilité pour la découverte d'un Z'_{SSM} de 1 TeV en utilisant Muonboy	139
4.23	Sensibilité pour la découverte d'un Z'_χ de 1 TeV en utilisant Muonboy	140
4.24	Sensibilité pour l'exclusion d'un Z'_{SSM} de 1 TeV en utilisant Staco	140
4.25	Sensibilité pour l'exclusion d'un Z'_χ de 1 TeV en utilisant Staco	141
4.26	Sensibilité pour la découverte d'un Z'_{SSM} de 1 TeV en utilisant Staco	141
4.27	Sensibilité pour la découverte d'un Z'_χ de 1 TeV en utilisant Staco	142
4.28	Largeur du pic du Z et erreur sur cette largeur en fonction du désalignement. Masse invariante du Z en fonction du désalignement	144
4.29	Comparaison des niveaux de confiance pour le potentiel de découverte d'un Z'_{SSM} de 1 TeV pour différentes systématiques en utilisant Staco.	145
4.30	Comparaison des niveaux de confiance pour le potentiel de découverte d'un Z'_χ de 1 TeV pour différentes systématiques en utilisant Staco.	146
4.31	Sensibilité pour l'exclusion d'un Z'_{SSM} de 1 TeV en utilisant Staco avec les erreurs systématiques	146
4.32	Sensibilité pour l'exclusion d'un Z'_χ de 1 TeV en utilisant Staco avec les erreurs systématiques	147
4.33	Sensibilité pour la découverte d'un Z'_{SSM} de 1 TeV en utilisant Staco avec les erreurs systématiques	147
4.34	Sensibilité pour la découverte d'un Z'_χ de 1 TeV en utilisant Staco avec les erreurs systématiques	148
4.35	Illustration des <i>templates</i> de masse de Z'	150
4.36	Exemple d'une pseudo-expérience pour les hypothèses de bruit de fond seul et de signal + bruit de fond pour 50 pb^{-1} de données et pour un alignement de 300μ	151
4.37	Rapport de vraisemblance en fonction de la masse	151
4.38	Rapport de vraisemblance pour les hypothèses de bruit de fond seul et de signal + bruit de fond	152
4.39	Distribution des masses minimisant le rapport de vraisemblance pour 50 pb^{-1} et un alignement de $300 \mu\text{m}$	152
4.40	Comparaison des niveaux de confiance pour le potentiel de découverte d'un Z'_{SSM} de 1 TeV avec et sans l'effet <i>look elsewhere</i>	153
5.1	Exemple d'ajustement sur les distributions $\left(\frac{1}{p_{TGen}} - \frac{1}{p_{TRec}}\right)$ pour un bin donné en (p_T, η, ϕ)	159
5.2	Exemple d'un ajustement par une constante de la contribution à la résolution de l'alignement en fonction de p_T	160
5.3	Exemple d'un ajustement linéaire de la contribution à la résolution de l'alignement en fonction de l'alignement	161

5.4	Vue Persint des différents type de chambres d'un quart de la partie centrale et d'un huitième des bouchons	162
5.5	Exemple de la contribution de l'alignement à la résolution en impulsion en fonction de ϕ	162
5.6	Comparaison entre la simulation complète et ATLFast-I pour des muons de haut p_T avec et sans la mauvaise identification de la charge	164
5.7	Comparaison de la résolution en impulsion de muons de haut p_T entre la simulation complète désalignée et ATLFast-I incluant la paramétrisation de l'alignement	165
5.8	Comparaison de la résolution en impulsion de muons de bas p_T entre la simulation complète désalignée et ATLFast-I incluant la paramétrisation de l'alignement	165
5.9	Comparaison entre la simulation complète sans désalignement dégradée et la simulation rapide pour une même valeur de désalignement de 1 mm	166
5.10	Comparaison de la résolution en masse entre la simulation complète nominale et dégradée par la paramétrisation pour un boson de Higgs	167
5.11	Comparaison de la résolution en masse entre la simulation complète nominale et dégradée par la paramétrisation pour un boson Z et Z'_{SSM} de 1 TeV	168
6.1	Dépendance en p_T de la section efficace de production inclusive de muons	173
6.2	Représentation de la logique de déclenchement pour des muons de haut p_T pour la partie <i>barrel</i> du spectromètre	174
6.3	Acceptance géométrique du premier niveau du système de déclenchement	175
6.4	Inacceptance géométrique du premier niveau du système de déclenchement	175
6.5	Efficacité du système de déclenchement sans champ toroïdal en fonction de p_T pour différents menus	177
6.6	Efficacité de l'élément MU40 du premier niveau du système de déclenchement en fonction de η pour des muons de $p_T = 2$ GeV	178
6.7	Nombre de longueurs d'interactions avant le spectromètre en fonction de η	178
6.8	Spectre en impulsion transverse généré des événements de minimum bias	181

Introduction

À ce jour, la physique fondamentale est basée sur quatre interactions (électromagnétique, nucléaire forte et faible, gravitation) nous permettant de décrire nos observations à l'échelle d'énergie accessible aux expériences. Cela se fait dans le cadre du modèle standard de la physique des particules qui, tout au long de son développement, a décrit et prédit les observations expérimentales avec une précision remarquable. La gravitation, qui ne se conforme pas au formalisme d'une théorie quantique des champs est traitée séparément ; l'unification du modèle standard et de la gravitation reste l'un des problèmes non résolu de la physique fondamentale. Pour prendre en compte la masse des particules, le modèle standard introduit le mécanisme de Higgs qui brise la symétrie électrofaible et donne un terme de masse à la description des particules. Ce mécanisme prédit l'existence du boson de Higgs. La recherche de ce boson est un domaine très actif de la recherche expérimentale auprès des collisionneurs de particules : depuis une décennie au TeVatron, et bientôt auprès du LHC.

Le modèle standard est une théorie effective de basse énergie et certains résultats expérimentaux indiquent l'existence d'une nouvelle physique "au delà du modèle standard". C'est ainsi que de nouveaux concepts théoriques ont été introduits, comme de nouvelles symétries ("supersymétrie"), l'extension des groupes de jauge (théorie de "grande unification") ou l'introduction de dimensions supplémentaires. Pour les deux derniers points, des signatures expérimentales de résonances de hautes masses de nouveaux bosons lourds (appelés Z') dans les spectres de masse invariante de dilepton seraient une manifestation claire de nouvelle physique. La sensibilité actuelle des expériences à l'apparition de phénomènes de ce type de physique au-delà du modèle standard est de l'ordre de 1 TeV. Elle est déterminée par l'énergie disponible dans le centre de masse et le nombre d'événements nouveaux enregistrés. Avec une énergie de 14 TeV et une grande luminosité, les collisions proton-proton du LHC permettront de sonder le spectre en masse jusqu'à 5 – 6 TeV. Dans cet environnement hadronique, la simplicité du canal dilepton en fait le canal de recherche par excellence de ce type de résonances.

Les travaux effectués dans le cadre de cette thèse et présentés dans ce manuscrit concernent la recherche directe de la production de Z' se désintégrant en une paire de muons dans le détecteur ATLAS auprès du LHC au CERN. La reconstruction d'un événement dimuon de haute masse dans le détecteur étant relativement efficace, et le bruit de fond de Drell-Yan sous un éventuel pic étant faible, un petit nombre d'événements suffit pour découvrir un Z' . Cette découverte est donc possible dès les premières collectes de données, à condition de tenir compte correctement des incertitudes de mesure. C'est à cela qu'est destiné ce travail de thèse,

notamment à une analyse des effets de l’alignement du spectromètre à muons sur des traces de haut p_T et sur le potentiel de découverte de Z' de l’expérience ATLAS.

Ce manuscrit est composé de deux parties. La première partie est constituée de trois chapitres dont le premier vise à donner une introduction à la physique des hautes énergies, à ses problèmes et à introduire les différents modèles prédisant l’apparition de bosons de jauge supplémentaires. Le deuxième chapitre est une description générale du détecteur ATLAS et le troisième une description détaillée du spectromètre à muons ainsi que de son système optique d’alignement.

La deuxième partie est consacrée à l’analyse des données de simulation, elle est composée également de trois chapitres. Le chapitre 4 est l’analyse principale du sujet de cette thèse : la recherche de résonances de haute masse dans le canal dimuon, et l’étude de l’impact de la qualité de l’alignement du spectromètre à muons. Basé sur le travail du chapitre précédent, le chapitre 5 fournit un outil, utilisable par la collaboration, qui donne la contribution de l’alignement du spectromètre à la résolution en impulsion. Le dernier chapitre se concentre sur les conditions expérimentales qui seront celles du début des prises de données. Au début, l’alignement du spectromètre par le système optique qui enregistre les variations relatives des positions des chambres à muons aura besoin d’une géométrie initiale de référence. Ce sont des traces droites de muons enregistrées sans champ magnétique toroïdal, au cours de prises de données spéciales, qui fourniront cet étalonnage. Ce travail a permis d’estimer le temps de faisceau nécessaire pour obtenir une précision d’alignement donnée, et par là une sensibilité au signal de Z' .

Première partie

De la théorie à l'expérience

Chapitre 1

Cadre théorique

Sommaire

1.1	Le Modèle Standard de la physique des particules	5
1.1.1	Introduction	5
1.1.2	Les fermions	5
1.1.3	Les bosons de jauge	6
1.1.4	La chromodynamique quantique	7
1.1.5	L'interaction électrofaible	8
1.2	La brisure de la symétrie électrofaible : le mécanisme de Higgs . .	9
1.2.1	Brisure de la symétrie	9
1.2.2	Le boson de Higgs	10
1.3	Au-delà du modèle standard	10
1.3.1	Insuffisances du modèle standard	10
1.3.2	Le problème de hiérarchie : vers une nouvelle physique	11
1.3.3	La supersymétrie	12
1.3.4	Le modèle <i>little</i> Higgs	12
1.3.5	Les théories de grande unification	13
1.3.6	Les dimensions supplémentaires	14
1.4	Les résonances lourdes dans le canal dilepton	15
1.4.1	Sequential Standard Model	15
1.4.2	La grande unification	16
1.4.3	Les dimensions supplémentaires	17
1.4.4	Discrimination de spin et de modèle	26

1.1 Le Modèle Standard de la physique des particules

1.1.1 Introduction

Le Modèle Standard (SM¹) de la physique des particules fournit une description quantique des particules fondamentales de matière (de spin demi-entier) et de leurs interactions via des particules médiatrices des forces (de spin entier) : la force électromagnétique, nucléaire forte et faible. La gravitation étant décrite par la relativité générale [1] (approche non quantique de la mécanique à grande échelle). Le modèle standard est extrêmement robuste (sauf pour les neutrinos supposés de masse nulle dans le SM, mais en réalité massifs) et possède un grand pouvoir de prédiction (prédiction des bosons W^+ et W^- avant leurs découvertes par les expériences UA1 et UA2 [2, 3], du boson Z [4, 5] et de la masse du quark top à partir des mesures électrofaibles du LEP [6], avant sa découverte au TeVatron [7, 8]).

Le modèle standard est basé sur le formalisme de la théorie des groupes (groupes de Lie [9]) et de l'invariance de jauge qui s'appuie sur un groupe de symétrie appelé groupe de jauge [10]. Fixer une invariance de jauge signifie que la physique reste la même sous les transformations de ce groupe de jauge. Il utilise également le formalisme de la théorie quantique des champs [11] dans lequel chaque particule est représentée par un champ quantifié.

1.1.2 Les fermions

Les fermions sont les particules fondamentales composant la matière et sont de spin demi-entier. Dans le SM toute la matière est formée au total de 12 différentes particules (12 antiparticules en plus sauf si les neutrinos sont leurs propres antiparticules, Neutrino de Majorana) élémentaires qui peuvent être regroupées en 2×3 familles de quarks et de leptons :

$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

les quarks existant sous trois charges de couleurs. Chaque fermion possède deux états de chiralité associés à des spineurs (Ψ_R et Ψ_L pour les états de chiralité droite et gauche respectivement), et sont représentés par un spineur de Dirac $\Psi = \begin{pmatrix} \Psi_L \\ \Psi_R \end{pmatrix}$. En l'absence d'interaction, la dynamique des spineurs de Dirac est décrite par le lagrangien de Dirac : $\mathcal{L} = \bar{\Psi}(i\partial_\mu\gamma^\mu - m)$ avec m la masse du fermion et γ^μ les matrices de Dirac.

Les fermions possédant une charge électrique sont soumis à l'interaction électromagnétique, les quarks sont les seuls à être soumis à l'interaction forte. L'interaction faible ne se couple qu'aux fermions gauches, cela entraîne que la partie droite des neutrinos (car ils n'interagissant que faiblement) ne se couple à rien dans le SM. Ils sont alors inobservables directement : le modèle standard ne contient pas de neutrinos droits (sauf si ils sont confondus avec les antineutrinos).

¹Standard Model

Expérimentalement, tous les fermions du SM (exceptés les neutrinos droits) ont été observés. Différentes mesures ont également permis de connaître leurs masses résumées dans le tableau 1.1.

TAB. 1.1 – Description des masses et charges des fermions composant le modèle standard partagés en 3 générations [12].

Génération	Leptons spin $\frac{1}{2}$			Quarks spin $\frac{1}{2}$		
	Saveur	Charge e	Masse (GeV/c ²)	Saveur	Charge e	Masse (GeV/c ²)
1	ν_e	0	$< 3 \cdot 10^{-9}$	u	+2/3	$1.5 - 3.0 \cdot 10^{-3}$
	e	1	$5.11 \cdot 10^{-4}$	d	-1/3	$3.0 - 7.0 \cdot 10^{-3}$
2	ν_μ	0	$< 1.9 \cdot 10^{-4}$	c	+2/3	1.25 ± 0.09
	μ	1	0.106	s	-1/3	$9.5 \cdot 10^{-2} \pm 2.5 \cdot 10^{-2}$
3	ν_τ	0	$< 1.9 \cdot 10^{-2}$	t	+2/3	172.7 ± 2.9
	τ	1	1.78	b	-1/3	4.2 ± 0.07

1.1.3 Les bosons de jauge

Les bosons de jauge sont les médiateurs des forces entre les fermions. Le modèle standard traite chacune de ces interactions comme un champ et interprète les excitations de ces champs comme les particules. Une interaction entre deux particules est visualisée comme un processus dans lequel ces deux particules échangent un boson de jauge virtuel. L'évolution libre de ces champs de jauge C^μ est décrite par les équations de Maxwell :

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}C_{\mu\nu}C^{\mu\nu} \quad \text{avec} \quad C_{\mu\nu}^a = \partial_\mu C_\nu^a - \partial_\nu C_\mu^a - gf_{abc}C_\mu^b C_\nu^c \quad (1.1)$$

où g est le couplage du groupe de symétrie considéré, et f_{abc} les constantes de structure de l'algèbre du groupe considéré ; elles définissent les règles de commutation entre les générateurs du groupe.

L'électrodynamique quantique

L'électrodynamique quantique ou QED² [13] est la théorie de l'interaction électromagnétique. Ce fut la première théorie invariante de jauge et c'est, par construction, la plus simple. Les générateurs du groupe (abélien [14]) commutent et les f_{abc} de l'équation 1.1 sont nuls, on a donc le lagrangien \mathcal{L} pour le champ sans masse du photon A_μ interagissant avec un champ

²Quantum Electrodynamics

Ψ de spin $-\frac{1}{2}$ et de masse m :

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \bar{\Psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\Psi \quad (1.2)$$

avec le premier terme étant le lagrangien de Maxwell et le second celui de Dirac. Ici, $F^{\mu\nu}$ est le tenseur électromagnétique :

$$F^{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \quad (1.3)$$

et D_μ la dérivée covariante :

$$D_\mu = \partial_\mu A_\mu + ieA_\mu Q \quad (1.4)$$

où e est l'unité de charge électrique et Q l'opérateur de charge $Q\Psi = q\Psi$ (*i.e.* $Q\Psi = -\Psi$ pour un électron). Ce lagrangien est invariant sous la transformation de jauge locale $U(x)$

$$\Psi(x) \rightarrow U(x)\Psi(x), \quad A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) + \partial_\mu\alpha(x) \quad (1.5)$$

avec

$$U(x) = e^{-ieQ\alpha(x)} \quad (1.6)$$

et $\alpha(x)$ arbitraire. L'invariance de jauge locale nécessite qu'il y ait un champ de jauge A_μ qui interagissent avec les fermions. Si nous avions démarré par un champ Ψ n'interagissant pas, le lagrangien aurait déjà été invariant sous des transformations globales (U indépendant de x) mais l'invariance de jauge locale aurait exigé l'existence de termes d'interactions en plus du champ A_μ

$$\mathcal{L}_{int} = -eJ_{em}^\mu A_\mu, \quad \text{ou} \quad J_{em}^\mu = \bar{\Psi}\gamma^\mu Q\Psi \quad (1.7)$$

avec J_{em}^μ le courant électromagnétique. Dans le langage de la théorie des groupes, la transformation de jauge ci-dessus avec une phase $\alpha(x)$ appartient au groupe unitaire $U(1)$ et on dit que le lagrangien complet a une symétrie de $U(1)_Q$ avec l'opérateur de charge Q comme générateur du groupe. Notons qu'un terme de masse pour le photon ou un terme de couplage à trois photons sont interdits car il violerait l'invariance de jauge locale. Notons également que la conservation de la charge électrique est une conséquence de l'invariance de jauge globale [15].

1.1.4 La chromodynamique quantique

La chromodynamique quantique ou QCD³ [16] est la théorie de l'interaction forte basée sur l'invariance de jauge locale sous le groupe $SU(3)$ possédant huit générateurs notés T_a . Dans QCD, chaque quark est un triplet du groupe de jauge ce qui implique d'avoir trois types de charges, appelées charges de couleurs rouge (r=red), bleu (b=blue) et vert (g=green). Les bosons de jauge de QCD, appelés les gluons (G_μ^a), ont été mis en évidence dans les expériences e^+e^- à DESY [17]. Ces gluons peuvent être représentés sous forme d'un octet, ils portent une charge de couleur, sont dépourvus de masse et peuvent interagir avec eux-mêmes (*self-interaction*). Il est communément admis aujourd'hui que cette *self-interaction* peut à elle

³Quantum ChromoDynamics

seule expliquer ce que l'on appelle le confinement des quarks. Le confinement, traduit le fait que toute particule observée doit être neutre de couleur. Cela explique qu'aucun quark isolé ne peut être observé directement, autrement dit, les quarks sont confinés par les gluons. Les objets sans charge de couleur composés d'un quark et d'un anti-quark sont appelés les mésons ($\pi^\pm, \pi^0, K^\pm, K^0, \dots$), ceux composés de trois quarks (ou anti-quarks) sont appelés les baryons (proton, neutron, \dots).

Le lagrangien de QCD pour un quark q est :

$$\mathcal{L} = \bar{q}(i\partial_\mu\gamma^\mu - m)q - g_s(\bar{q}\gamma^\mu T_a q)C_\mu^a - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \quad (1.8)$$

le premier terme étant la propagation libre des quarks, le second un terme d'interaction quarks-gluons et le dernier un terme de propagation libre des gluons.

Une différence fondamentale entre QED et QCD, est que $SU(3)$ est un groupe non-abélien, impliquant que les f_{abc} de l'équation 1.1 sont non nuls. On a alors :

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu C_\nu^a - \partial_\nu C_\mu^a - g_s f_{abc} C_\mu^b C_\nu^c \quad (1.9)$$

avec le dernier terme qui est non-abélien, autorisant les couplages à trois et quatre gluons. Notons que l'invariance de jauge globale de QCD implique la conservation de la couleur.

1.1.5 L'interaction électrofaible

L'interaction électrofaible est la théorie de l'unification de l'interaction électromagnétique, décrite par la symétrie d'hypercharge $U(1)_Y$, et de la symétrie d'isospin faible $SU(2)_L$. C'est la théorie de Glashow-Salam-Weinberg [18, 19, 15] de l'interaction électrofaible avec quatre bosons de jauge. Dans la théorie électrofaible, les leptons gauches sont regardés comme des doublets (l, ν_l) , c'est à dire comme deux membres d'une même famille. Le nombre quantique associé est l'isospin faible ($\frac{1}{2}$ pour le lepton et $-\frac{1}{2}$ pour le neutrino associé). Ce doublet est décrit comme un champ à deux composante $\Psi = (\Psi_\nu, \Psi_l)$ aussi appelé bi-spineur de Dirac.

Le groupe $SU(2)_L$ possède trois générateurs notés I_a ($I_a = \tau_a/2$ avec $\tau_a/2$ les matrices de Pauli) associées à un champ de jauge W_μ^a . $U(1)_Y$ ne possède qu'un générateur Y associé au champ de jauge B_μ . Le lagrangien de l'interaction électrofaible s'écrit alors :

$$\mathcal{L} = i\bar{f}\partial_\mu\gamma^\mu f - g\bar{f}_L\gamma^\mu I_a W_\mu^a f_L - \frac{g'}{2}Y\bar{f}\gamma^\mu B_\mu f - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \quad (1.10)$$

avec $f = f_R + f_L$ une famille de lepton ($f_R = \frac{1+\gamma^5}{2}f$ la partie droite; et $f_L = \frac{1-\gamma^5}{2}f$ la partie gauche) et (g, g') les constantes de couplages de $SU(2)_L$ et de $U(1)_Y$ respectivement. Le premier terme décrit l'évolution libre des fermions, le second l'interaction faible (qui n'agit que sur la partie gauche des fermions, le troisième l'interaction électromagnétique entre les fermions et les deux derniers représentent l'évolution libre des champs de jauge. Les quatre champs de jauge W_μ^a et B_μ sont les quatre bosons de jauge de l'interaction électrofaible (γ, Z, W^\pm). Les bosons de jauge de la théorie électrofaible ne peuvent pas tous être sans masse (ce qui est exclu expérimentalement), ce qui implique que la symétrie ne peut être exacte. La

symétrie est brisée spontanément de manière à conserver la renormalisabilité. Ils acquièrent une masse grâce au mécanisme de Higgs. Les champs physiques sont alors des combinaisons linéaires des champs de jauge, les deux premières composantes de W_μ^a implique l'existence de deux bosons chargés, qui sont connus comme étant le W^- et le W^+ :

$$W_\mu^+ = (W_\mu^1 - iW_\mu^2)/\sqrt{2} \quad (1.11)$$

$$W_\mu^- = (W_\mu^1 + iW_\mu^2)/\sqrt{2} \quad (1.12)$$

et les 2 champs neutres sont mélangés de telle manière que leurs états propres de masses soient :

$$A_\mu = B_\mu \cos\theta_W + W_\mu^3 \sin\theta_W \quad (1.13)$$

pour le photon et

$$Z_\mu = -B_\mu \sin\theta_W + W_\mu^3 \cos\theta_W \quad (1.14)$$

pour le Z , où θ_W appelé l'angle de mélange faible (ou angle de Weinberg), lie les constantes de couplages (g, g') par les relations :

$$\tan\theta_w = \frac{g'}{g} ; \quad g = \frac{e}{\sin\theta_w} ; \quad g' = \frac{e}{\cos\theta_w} \quad (1.15)$$

1.2 La brisure de la symétrie électrofaible : le mécanisme de Higgs

Le mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible a été introduit dans les années 1960 par Higgs, Brout et Englert [20, 21] de manière à donner des masses aux bosons de jauge ainsi qu'aux fermions. Il permet également la renormalisabilité du modèle standard.

1.2.1 Brisure de la symétrie

Le principe du mécanisme de Higgs consiste à introduire deux champs scalaires complexes :

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1(x) + i\phi_2(x) \\ \phi_3(x) + i\phi_4(x) \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

dont le lagrangien :

$$\mathcal{L}_\Phi = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi) \quad \text{avec} \quad D_\mu = \partial_\mu + igI_a W_\mu^a + i\frac{g'}{2} Y B_\mu \quad (1.17)$$

avec $V(\Phi)$ le potentiel de Higgs :

$$V(\Phi) = \mu^2 |\Phi|^2 + \lambda |\Phi|^4 \quad \text{avec} \quad \lambda \in \mathbb{R}^+ \quad \text{et} \quad \mu \in \mathbb{C} \quad (1.18)$$

respecte la symétrie locale de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Le potentiel $V(\Phi)$ fait apparaître des termes de couplage à trois et quatre bosons de Higgs. Si $\mu^2 > 0$ le minimum du potentiel est 0. Par

contre, si $\mu^2 < 0$, le potentiel peut prendre une valeur non nulle v sur un cercle dans le plan $(\Re(\Phi), \Im(\Phi))$:

$$v = \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}} \quad (1.19)$$

On a une non-invariance du vide qui brise spontanément la symétrie.

Un développement perturbatif autour de cette valeur minimale du potentiel donne pour une direction particulière du champ :

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \quad (1.20)$$

où le champ $h(x)$ est appelé champ de Higgs, et représente les variations du champ autour de v .

1.2.2 Le boson de Higgs

Le champ de Higgs $h(x)$ (de l'équation 1.20) est un champ physique auquel est associé le boson de Higgs, H . Sa masse est donnée par :

$$M_H = \sqrt{-2\mu^2} = \sqrt{2\lambda v} \quad (1.21)$$

La constante v est calculable et s'exprime :

$$\frac{1}{2v^2} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g}{8M_{W^\pm}} \quad v = 246 \text{ GeV} \quad (1.22)$$

Par contre la constante λ n'est ni mesurable ni calculable actuellement, c'est un paramètre libre du modèle standard. La masse du boson de Higgs n'est donc pas prédictible.

1.3 Au-delà du modèle standard

1.3.1 Insuffisances du modèle standard

Le modèle standard est une des théories en physique les plus précisément vérifiées expérimentalement. Ses prédictions ont été soumises à une multitude de tests dont les résultats se sont toujours révélés en accord avec la théorie. La seule particule qui n'ait pas encore été découverte, c'est le boson de Higgs ; sa découverte est par conséquent un des buts principaux des expériences en cours de fonctionnement.

Il reste néanmoins des questions auxquelles le modèle n'apporte pas de réponses :

- Le problème de la hiérarchie de jauge : dans le formalisme de la théorie quantique des champs du modèle standard, la masse des bosons de jauge dépend de l'échelle d'énergie. Des boucles de corrections quantiques font que la masse du boson de Higgs est instable.

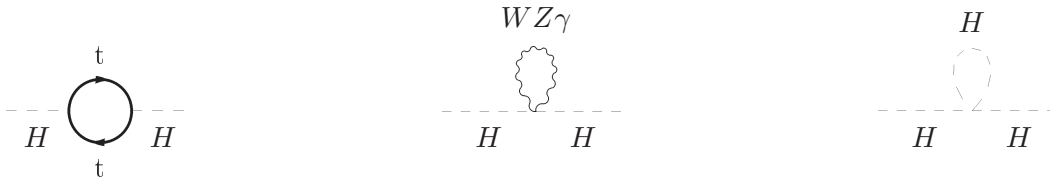


FIG. 1.1 – Boucles donnant les contributions quadratiques (en Λ) les plus importantes à la masse du boson de Higgs dans le modèle standard.

Un *fine-tuning* très précis des paramètres est nécessaire pour empêcher que la masse du Higgs n'explode (pour que $m_H \sim 10^2$ GeV) ; cela n'est pas considéré comme naturel par la plupart des théoriciens.

- La hiérarchie des masses des fermions : pourquoi y-a-t'il quatre ordres de grandeur entre la masse du quark le plus léger et le plus lourd ? Pourquoi les neutrinos ont une masse beaucoup plus faible que celle des autres fermions ?
- Le modèle standard a beaucoup de paramètres libres (19) devant être déterminés expérimentalement. Y-a-t'il une raison plus profonde à cette valeur ?
- D'après les observations cosmologiques, il a été conclu que plus de 95% de la matière et de l'énergie de l'univers n'est pas incluse dans le modèle standard.
- Le modèle standard n'inclut pas la gravitation (seul candidat pour cela la théorie des cordes [22, 23]).
- Pourquoi y-a-t'il trois familles de leptons et de quarks ?

1.3.2 Le problème de hiérarchie : vers une nouvelle physique

Nous allons détailler un peu plus le problème de la hiérarchie à couplage fort. La masse du Higgs dans l'équation 1.21 n'est que le résultat d'un calcul (non perturbatif), un calcul exact doit tenir compte des corrections radiatives. Les principales contributions à la masse, représentées sur la figure 1.1 viennent des boucles des bosons W^\pm et Z^0 , du quark top et du Higgs lui-même par auto-couplage. Les contributions à la masse du Higgs de ces trois boucles sont :

- Pour la boucle du quark top : $-\frac{3}{8\pi^2}\lambda_t^2\Lambda^2 \sim -(2 \text{ TeV})^2$
- Pour la boucle des bosons de jauge : $\frac{1}{16\pi^2}g^2\Lambda^2 \sim (700 \text{ GeV})^2$
- Pour la boucle du Higgs : $\frac{1}{16\pi^2}\lambda^2\Lambda^2 \sim (500 \text{ GeV})^2$

où Λ est l'échelle d'énergie à partir de laquelle le SM n'est plus valide. La masse totale du Higgs est alors la somme quadratique du terme d'ordre zéro et des contributions des boucles. Pour obtenir une valeur attendue de la masse du Higgs avec un *fine-tuning* de l'ordre de 10%, les contributions des boucles du top, des bosons de jauge et du Higgs doivent faire intervenir des échelles inférieures à :

$$\Lambda_{top} \lesssim 2 \text{ TeV} \quad \Lambda_{jauge} \lesssim 5 \text{ TeV} \quad \Lambda_{Higgs} \lesssim 10 \text{ TeV} \quad (1.23)$$

On voit alors que le SM avec une coupure proche du maximum d'énergie atteignable par le TeVatron (~ 1 TeV) est naturelle, et nous ne devons pas être surpris de ne pas avoir encore découvert de nouvelle physique. Cependant, le SM avec une coupure de l'ordre de l'énergie maximale du LHC (~ 10 TeV), serait *fine-tuned* et de la nouvelle physique pourrait apparaître.

1.3.3 La supersymétrie

La supersymétrie (SuSy) [24, 25], extension la plus populaire du modèle standard, introduit une symétrie supplémentaire entre les fermions et les bosons. Dans le cadre de la SuSy, chaque fermion est associé à un “super-partenaire” de spin entier, alors que chaque boson est associé à un “super-partenaire” de spin demi-entier. Cela augmente le spectre des particules. Des termes additionnels dans les corrections de boucles doivent être ajoutés à la masse du Higgs ; ils sont tels qu'ils annulent les divergences des contributions du modèle standard, ce qui élimine le problème de hiérarchie. Le plus simple des modèles supersymétriques, appelé MSSM ⁴ [26], prédit l'existence de cinq bosons de Higgs, trois d'entre eux sont neutres (h, H et A) ; les deux restants (H^\pm) sont électriquement chargés.

SuSy prédit des nouveaux bosons neutres, mais pour qu'ils puissent être observés dans le canal dilepton, le boson doit se désintégrer dans deux particules du SM, ce qui est interdit dans les théories avec R-parité conservée. Il faut que la R-parité soit violée pour que l'on puisse avoir des scalaires se désintégrant en deux leptons [27]. SuSy fournit également plusieurs candidats de matière noire.

1.3.4 Le modèle *little Higgs*

Dans le modèle *little Higgs* [28, 29, 30] on s'attend à ce que la nouvelle physique annule les divergences quadratiques des boucles par l'apparition de nouvelles particules. Pour que cette annulation soit naturelle, les nouvelles particules doivent avoir une masse inférieure ou égale aux échelles de l'équation 1.23. La figure 1.2 montre les nouveaux diagrammes qui annulent quadratiquement les divergences apportées par les diagrammes de la figure 1.1. On peut voir l'apparition d'un nouveau quark top, de nouveaux bosons de jauge et d'un doublet de Higgs. Le but du modèle *little Higgs* est de résoudre le problème de la brisure de symétrie électrofaible tout en garantissant une masse du Higgs petite. La masse ne diverge pas, et cela sans avoir recours au *fine-tuning*. Ce modèle a été imaginé ces dernières années en supposant que le boson de Higgs du SM est un pseudo-boson de Nambu-Goldstone. Dans ce modèle, pour chaque particule du SM qui donne une divergence quadratique dans le calcul de la masse du Higgs (voir figure 1.1), une nouvelle particule lourde (masse de l'ordre du TeV/c^2 est introduite afin d'annuler la divergence produite. C'est ainsi qu'un nouveau quark top lourd T , de nouveaux bosons de jauge lourds, Z', W', γ' nommés Z_H, W_H, A_H apparaissent dans ce modèle, ainsi

⁴Minimal Super-symmetric Standard Model



FIG. 1.2 – Boucles annulant les contributions quadratiques les plus importantes à la masse du Higgs dans le modèle *little* Higgs.

qu'un triplet de boson de Higgs lourds : $\phi^0, \phi^+, \phi^{++}$. Toutes ces particules possèdent les mêmes nombres quantiques que leurs partenaires du SM, contrairement à la supersymétrie.

1.3.5 Les théories de grande unification

Les modèles de grande unification (GUT ⁵) proviennent de l'idée que les trois constantes de couplage des forces du modèle standard prennent des valeurs similaires à des grandes énergies de l'ordre de $E_{GUT} = 10^{15}$ GeV (unifier la QCD avec QED). Cela nous indiquerait que ces trois forces fondamentales ont une origine commune et donc qu'elles peuvent être décrites par une seule et même théorie de jauge. C'est le fondement des modèles GUT que de supposer l'existence d'un groupe de symétrie plus grand, groupe qui doit impérativement contenir le groupe du modèle standard $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$, afin d'être effectif à basse énergie c'est à dire pour $E \ll E_{GUT}$ [31]. Il est naturel d'imaginer que cette brisure de symétrie est similaire à celle de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1)_{em}$ dans le modèle standard. Comme il a été montré par H. Georgi et S.L. Glashow en 1974 [32], le groupe de jauge le plus petit qui contient les groupes du SM est $G = SU(5)$. Mais les mesures de précision de LEP ont montré que les trois constantes de couplages du SM ne peuvent pas se rejoindre à une même échelle d'énergie si elles se comportent comme le prédit le groupe $SU(5)$.

La direction prise alors est d'étudier des groupes d'unification plus grands. Tous les GUT avec des groupes de jauge plus grands que $SU(5)$ prédisent l'apparition d'au moins un boson de jauge neutre supplémentaire (Z'). Il a été montré par H. Fritzsch et P. Minkowski en 1975 que le groupe de jauge le plus intéressant après $SU(5)$ est $SO(10)$ [33]. Comme $SO(10)$ est de rang 5, la théorie prédit l'existence d'un boson de jauge neutre supplémentaire. Des GUT avec des groupes de jauge plus grands que $SO(10)$ prédisent plusieurs bosons de jauges neutres supplémentaires et de nombreux nouveaux fermions. Ces nouveaux fermions doivent être lourds de manière à ce que la théorie soit cohérente avec les expériences actuelles. La masse des Z' n'est pas contrainte par la théorie, et ils peuvent avoir n'importe quelle masse entre l'échelle électrofaible et l'échelle de brisure de la symétrie. L'observation d'un Z' au LHC nous fournirait de l'information sur le groupe de GUT sous-jacent ainsi que sur le mécanisme de brisure (s'il provient de GUT).

Les deux scénarios de GUT les plus populaires sont le "modèle symétrique droite gauche"

⁵Grand Unified Theories

(LRM⁶) [34], et ceux provenant de la grande unification E_6 [35, 36, 37]. Pour une revue des modèles GUT, voir [38, 39].

1.3.6 Les dimensions supplémentaires

Une possibilité est que les effets des dimensions spatiales supplémentaires commenceraient à apparaître autour du TeV. Il y a seulement quelques années, peu de personnes auraient pensé plausible l'existence de dimensions supplémentaires à l'échelle du TeV, cependant, leur découverte produirait un changement fondamental de notre vision de l'univers. Elles ont été introduites dans le but de régulariser la masse du Higgs en amenant les limites supérieures des intégrales des boucles de correction à la masse du Higgs (Λ , de l'ordre de l'échelle de GUT ou de Planck) au alentour du TeV.

Il existe plusieurs modèles théoriques faisant intervenir des dimensions supplémentaires. Les premiers à ajouter des dimensions à la théorie furent T. Kaluza et O. Klein dans les années 20 [40]. Ils essayèrent d'unifier l'électromagnétisme et la gravitation en supposant un espace-temps augmenté d'une cinquième dimension spatiale. Mais personne n'y prêta attention jusqu'à ce que dans les années 70, des modèles incluant des dimensions supplémentaires firent leur apparition afin de répondre aux problèmes de hiérarchie dans le SM, surtout de celle entre l'échelle de Planck ($M_{Planck} \approx 10^{19}$ GeV) et l'échelle électrofaible ($M_{W,Z} \approx 10^2$ GeV). L'étude de la physique des dimensions supplémentaires à l'échelle du TeV qui a eu lieu durant ces dernières années prend ses origines dans le travail d'Arkani-Hamed, Dimopoulos et Dvali [41, 42, 43]. Depuis ce temps là, les dimensions supplémentaires ont évolué d'une simple idée à un nouveau paradigme, ou de nombreux auteurs les utilisent comme un moyen de résoudre les questions en suspens laissées par le modèle standard. Cela conduit à des implications phénoménologiques qui pourront être testées auprès des collisionneurs. Une liste (incomplète) des motivations amenant des dimensions supplémentaires sont :

- Résoudre le problème de hiérarchie [41, 42, 43, 44].
- La grande unification à l'échelle du TeV ou une unification sans SuSy tout en supprimant la désintégration du proton [45, 46, 47].
- Produire la brisure spontanée de la symétrie électrofaible sans boson de Higgs [48, 49, 50, 51, 52].
- La génération de la structure en saveur des fermions ordinaires et la hiérarchie en masse des neutrinos, la matrice CKM et des nouvelles sources de violation de CP [53, 54, 55, 56].
- Des nouveaux candidats de matière noire et une nouvelle perspective cosmologique [57, 58, 59].

Les théories de grande unification et de dimensions supplémentaires vont être développées plus en détail dans la section suivante 1.4 sur la recherche de boson de jauge massif.

⁶Left Right Symetric Model

1.4 Les résonances lourdes dans le canal dilepton

Il existe une grande quantité de théories prédisant l'apparition de résonances lourdes, et une partie de ces résonances peut se désintégrer dans des fermions du modèle standard. Dans les sections suivantes, nous allons nous focaliser essentiellement sur les bosons lourds provenant de nouveaux groupes de jauge prédits par les GUT 1.4.2 et de modèles de dimensions supplémentaires 1.4.3, et même en se restreignant à ce type de modèles, il est impossible d'en dresser une liste exhaustive. Ces bosons de jauge lourds supplémentaires Z' , W' , photon lourd et graviton seront accessibles au LHC pour des masses allant jusqu'à 5, 6 TeV.

Dans cette thèse, nous nous sommes focalisés sur l'étude du potentiel de découverte de bosons de jauge lourds neutres appelés Z' . Cette résonance est de spin-1 et nous verrons dans la partie 1.4.3 que l'on pourrait également observer des résonances de spin-2 qui seraient alors des excitations du graviton. Après une éventuelle découverte, il sera nécessaire pour caractériser le type de résonance de faire une étude de son spin, cela sera discuté dans la partie 1.4.4 et de distinguer le modèle dont elle provient 1.4.4.

Pour introduire le boson Z' , nous allons tout d'abord présenter le modèle SSM 1.4.1.

1.4.1 Sequential Standard Model

Par construction, le Sequential Standard Model (SSM) est le plus simple des modèles. Pour cela supposons qu'un Z' existe dans la nature (noté Z'_{SSM}). Le groupe de jauge électrofaible s'en trouve agrandi par l'adjonction d'un nouveau groupe de jauge $U'(1) : SU(2)_L \otimes U(1)_Y \otimes U'(1)$. Le boson Z'_{SSM} est défini pour avoir les mêmes couplages aux fermions que le boson Z du modèle standard. Un tel boson n'est pas attendu dans le contexte des théories de jauge, à moins qu'il ait des couplages différents aux fermions exotiques et aux fermions ordinaires. Cependant c'est une référence très utile quand on compare des contraintes venant de différents modèles.

Les limites dont nous allons parler ici (et pour les théories de grande unification) pour le Z' sont de deux types :

1. Les limites indirectes pour LEP : L'existence d'un Z' a des répercussions sur des observables électrofaibles prédites par le SM (par exemple masse ou largeur du boson Z). Des mesures de précision de ces observables permettent ainsi de contraindre certains modèles de Z' (comme le SSM ou ceux de GUT) même si l'énergie disponible dans le centre de masse de la machine est bien inférieure au seuil de production d'un tel Z' .
2. Les limites directes pour le TeVatron : Les Z' qui se couplent aux quarks pourront être produits en voie-s et se manifesteront comme une résonance dans la distribution de masse invariante des produits de désintégration.

Pour le Z'_{SSM} , les limites (95% C.L.) auprès d'accélérateurs dans le canal dilepton sont de :

- > 1500 GeV pour une analyse électrofaible globale en considérant une interaction de

contact [60].

- > 923 GeV dans le canal $p\bar{p} \rightarrow Z'_{SSM} \rightarrow e^+e^-$ pour l'expérience CDF [61].

1.4.2 La grande unification

Le groupe E_6 et les modèles ER5M

De nombreux modèles de grande unification utilisent la brisure du groupe exceptionnel E_6 . Ils sont basés sur l'apparition de deux groupes $U(1)$ qui apparaissent dans la chaîne de décomposition de E_6 :

$$E_6 \rightarrow SO(10) \otimes U(1)_\psi \rightarrow SU(5) \otimes U(1)_\chi \otimes U(1)_\psi \rightarrow SM \otimes U(1)_\beta \quad (1.24)$$

avec une seule configuration qui reste assez légère pour être découverte par le LHC :

$$Z'(\beta) = Z_\chi \cos\beta + Z_\psi \sin\beta \quad (1.25)$$

avec Z_χ et Z_ψ les deux champs de jauge associés au groupe $U(1)$; β est traité comme un paramètre libre du modèle mais qui doit être $-\pi/2 \leq \beta \leq \pi/2$. On peut distinguer trois cas particuliers les plus utilisés dans la littérature, le modèle χ ($\beta = 0$) et le modèle ψ ($\beta = \pi/2$) correspondant à des Z' provenant de E_6 et le modèle η ($\beta = \arctan(-\sqrt{5/3})$) apparaissant dans certaines théories de super-cordes [62, 63, 64, 65]. Ces modèles sont parfois appelés modèles effectifs de rang 5 (ER5M⁷). En plus des fermions du SM et des neutrinos droits, E_6 prédit pour chaque génération des fermions exotiques ayant des masses comparables au Z' et permettant d'annuler les anomalies de la théorie.

Pour le Z'_χ , les limites (95% C.L.) auprès d'accélérateurs dans le canal dilepton sont de :

- > 822 GeV dans le canal $p\bar{p} \rightarrow Z'_\chi \rightarrow e^+e^-$ pour l'expérience CDF [61].
- > 781 GeV pour une limite à 95% C.L. pour une étude sur la dépendance de l'angle de mélange $Z - Z'$ pour l'expérience Opal [66].

Pour le Z'_ψ , les limites (95% C.L.) auprès d'accélérateurs dans le canal dilepton sont de :

- > 822 GeV dans le canal $p\bar{p} \rightarrow Z'_\psi \rightarrow e^+e^-$ pour l'expérience CDF [61].
- > 475 GeV pour une limite à 95% C.L. pour une étude sur la dépendance de l'angle de mélange $Z - Z'$ pour l'expérience Delphi [67].

Pour le Z'_η , les limites (95% C.L.) auprès d'accélérateurs dans le canal dilepton sont de :

- > 891 GeV dans le canal $p\bar{p} \rightarrow Z'_\eta \rightarrow e^+e^-$ pour l'expérience CDF [61].
- > 619 GeV pour une limite à 95% C.L. en utilisant diverses contraintes électrofaibles pour contraindre la masse du Z'_η en supposant $m_H = 100$ GeV [68].

⁷Effective Rank-5 Models

Le modèle LRM

Le modèle LRM est basé sur le groupe de jauge de basse énergie $SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)_{B-L}$ qui peut provenir de $SO(10)$ ou de E_6 :

$$SO(10), E_6 \rightarrow SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)_{B-L} \quad (1.26)$$

Contrairement aux ER5M, il n'y a pas seulement un Z' qui peut apparaître, mais également des nouveaux bosons de jauge chargés, $W'_R{}^\pm$ à cause de $SU(2)_R$. En général, $\kappa = g_R/g_L \neq 1$ est un paramètre libre mais doit être supérieur à $x_w/(1+x_w)$ où $x_w = \sin^2\theta_w$. Le rapport de masse entre le W' et le Z' est donné par :

$$\frac{M_{Z'}^2}{M_{W'}^2} = \frac{\kappa^2(1-x_w)\rho_R}{\kappa^2(1-x_w)-x_w} > 1 \quad (1.27)$$

avec $\rho_R = 1(2)$ dépendant de si $SU(2)_R$ est brisé par un doublet de Higgs (ou par un triplet). L'existence d'un W' avec le bon rapport de masse au Z' fournit un bon test pour ce modèle. Il est à noter qu'à cause de la symétrie droite-gauche, il est nécessaire d'introduire de nouveaux fermions dans ce modèle afin d'annuler les anomalies, et des neutrinos droits sont également présents automatiquement. Dans le cas de E_6 , une variante à ce modèle [69] peut être construite en changeant la représentation des fermions exotiques et ceux du SM.

Pour le Z'_{LR} , les limites (95% C.L.) auprès d'accélérateurs dans le canal dilepton sont de :

- > 860 GeV pour une analyse électrofaible globale en considérant une interaction de contact [60].
- > 630 GeV dans le canal $p\bar{p} \rightarrow Z'_{LR} \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-$ pour l'expérience CDF [70].

1.4.3 Les dimensions supplémentaires

Tour de résonances de Kaluza-Klein

Considérons une particule de masse nulle se déplaçant dans un espace à 5D ainsi que l'invariance de Lorentz à 5D. Alors le carré du moment 5D pour cette particule est donné par :

$$p^2 = 0 = p_0^2 - \mathbf{p}^2 \pm p_5^2 \quad \text{avec } \mu = 0, 1, 2, 3 \quad \text{et } c = 1 \quad (1.28)$$

où p_0 est l'énergie usuelle de la particule, \mathbf{p}^2 est le carré du moment en 3D et p_5 est le moment le long de la cinquième dimension. On ne connaît pas *a priori* le signe de la métrique du tenseur pour la cinquième dimension, mais comme le signe + correspond à une dimension de temps, et le - à une dimension d'espace, et que la dimension de temps fait apparaître des tachyons posant des problèmes de causalité [71], cela implique que la dimension d'espace sera choisie. L'équation 1.28 peut alors se réécrire :

$$p_0^2 - \mathbf{p}^2 = p^\mu p_\mu = m^2 = p_5^2 \quad (1.29)$$

avec $p^\mu p_\mu = m^2$ pour les particules que nous connaissons à 4D. On a donc p_5^2 qui correspond à une masse à 4D.

Considérons maintenant un champ scalaire de masse nulle dans un espace à 5D qui est une solution de l'équation de Klein-Gordon à 5D :

$$(\partial_A \partial^A) \Phi = (\partial_\mu \partial^\mu - \partial_y^2) \Phi(x, y) = 0 \quad \text{avec } A = 0, 1, 2, 3, 4 \quad (1.30)$$

où y représente la dimension d'espace supplémentaire. Il est possible de séparer les variables (espace usuel et cinquième dimension) :

$$\Phi = \sum_n \chi_n(y) \phi_n(x) \quad (1.31)$$

avec n indiquant l'état de l'excitation (provenant de la compactification de la dimension et des conditions limites, voir plus loin). On a $\forall n, \chi_n(y) \phi_n(x)$ qui est solution de l'équation 1.30. En l'insérant dans 1.30 et en prenant $\partial_y^2 \chi_n = -m_n^2 \chi_n$ on obtient :

$$\sum_n \chi_n (\partial_\mu \partial^\mu + m_n^2) \phi_n(x) = 0 \quad (1.32)$$

ce qui est un ensemble infini d'équations de Klein Gordon pour une collection de champ scalaires à 4D (pour $\chi_n \neq 0$) ϕ_n de masses m_n . Cet ensemble d'états composé de masses différentes est appelé tour de Kaluza-Klein. Si l'on suppose une dimension compacte enroulée sur elle même en une sphère à une dimension de rayon R , S^1 , on a des conditions périodiques tel que $y = \pi R$ et $y = -\pi R$ sont les mêmes. On obtient alors des solutions de χ_n de la forme $A_n \cos(ny/R) + B_n \sin(ny/R)$, avec $n = 0, 1, 2, \dots$. On peut changer cette solution un peu en introduisant une opération de parité sur l'intervalle $-\pi R \leq y \leq \pi R$, ce qui transforme $y \rightarrow -y$. Il y a maintenant deux points spéciaux sur cet intervalle, appelés points fixes, qui sont invariants sous cette opération Z_2 quand on la combine avec la translation $y \rightarrow y + 2\pi R$ (propriété de périodicité). Ces points sont $y = 0, \pi R$. Cette géométrie est appelée S^1/Z_2 et est l'exemple le plus simple d'*orbifold* (variété mathématique avec une symétrie discrète qui identifie différents points dans la géométrie, ici y et $-y$, et qui peut contenir des singularités). Dans ce cas d'*orbifold*, les masses de Kaluza-Klein sont données par :

$$m_n = \frac{n}{R} \quad (1.33)$$

pour des particules de masses nulle et par :

$$m_n = \sqrt{m^2 + \left(\frac{n}{R}\right)^2} \quad (1.34)$$

pour des particules de masse m . On constate que plus la dimension supplémentaire est petite, plus la masse est grande. On constate également que les modes non fondamentaux ($n \neq 0$) de masse nulle ($m = 0$) 1.34 possèdent une masse non nulle ($m_n \neq 0$), ce qui est utilisé dans certaines théories pour donner des masses aux fermions/bosons du modèle standard sans introduire de champ de Higgs [48, 49, 50, 51, 52].

Dimensions supplémentaires étendues

Le scénario de dimensions supplémentaires large de N. Arkani-Hamed, S. Dimiopoulos et G.R. Dvali (ADD) [41, 42, 43] a été proposé comme une solution possible au problème de hiérarchie, c'est à dire pourquoi l'échelle de Planck est tellement éloignée de l'échelle électro-faible. Le modèle ADD propose que toutes les particules du modèle standard (et nous aussi !) se trouvent sur une hypersurface à 4 dimensions (appelée mur ou *brane*). D'autre part, la gravité est autorisée à se propager dans un espace (*bulk*) à $D = 4 + n$ dimensions qui peut être par exemple un tore à n dimensions T^n (étant la partie des dimensions supplémentaires). La *brane* est conventionnellement localisée à l'origine de la dimension supplémentaire. La loi de Gauss nous dit que l'échelle de Planck que l'on mesure à 4D (\overline{M}_{Planck}) est reliée à la vraie échelle à $(4 + n)$ dimensions (M_*) qui apparaît dans le calcul de l'action pour des dimensions supérieures par la relation :

$$\overline{M}_{Planck}^{(2)} = V_n M_*^{(n+2)} \quad (1.35)$$

ou V_n est le volume de l'espace compactifié à $(4+n)$ dimensions. M_* peut être alors interprétée comme la "véritable" échelle de Planck puisqu'elle apparaît dans l'action à plus grandes dimensions qui est supposée décrire la relativité générale en $(4 + n)$ dimensions. Est-il alors possible que $M_*^{(n+2)}$ soit de l'ordre de quelques TeV, ce qui résoudrait le problème de hiérarchie ? Est-il possible que l'on se soit trompé sur notre extrapolation du comportement de la gravité que nous connaissons jusqu'à l'échelle du TeV et au-delà, et que la gravité devienne forte à M_* et non à \overline{M}_{Planck}^2 ? Pour pouvoir valider ce scénario, on doit se faire une idée sur la taille de V_n (le volume de l'extra-espace).

Considérons un cas simple où tous les rayons de notre tore T^n sont égaux à R . Il est alors évident que $V_n = (2\pi R)^n$, ce qui nous donne des dimensions supplémentaires de taille :

$$R = \frac{1}{2\pi M_*} \left(\frac{\overline{M}_{Planck}}{M_*} \right)^{\frac{2}{n}} \quad (1.36)$$

On peut alors connaître dans ce cas, où toutes les dimensions sont de même rayon et pour une "véritable" échelle de Planck de l'ordre du TeV, la taille de ces dimensions en fonction de leur nombre.

Un moyen de poser des limites sur le nombre et la taille (ou sur la "véritable" échelle de Planck) des dimensions supplémentaires, est de chercher des déviations à la gravité Newtonienne. Si l'on considère deux masses séparées d'une distance r en dimension $(4 + n)$, la force d'attraction dépend de r et du rayon de compactification R .

Si l'on prend $r \gg R$, les dimensions supplémentaires sont essentiellement invisibles et l'espace que l'on observe semble être 4D (et l'on sait que $F_{gravit} \sim 1/r^2$). Cependant, dans l'approximation $r \ll R$, les effets de se trouver dans un espace à $(4 + n)$ dimensions vont devenir évident, les dimensions supplémentaires ne nous apparaissent plus compactifiées. La force de gravité devient alors $F_{gravit} \sim 1/r^{(2+n)}$. On commencera à observer des déviations significative par rapport à la gravité newtonienne lorsque $r \sim R$, ce qui exclu des valeurs de R grandes.

Pour le cas $n = 1$, d'après l'équation 1.36 on obtient $R \simeq 1.8 \cdot 10^8$ km, ce qui est à peu

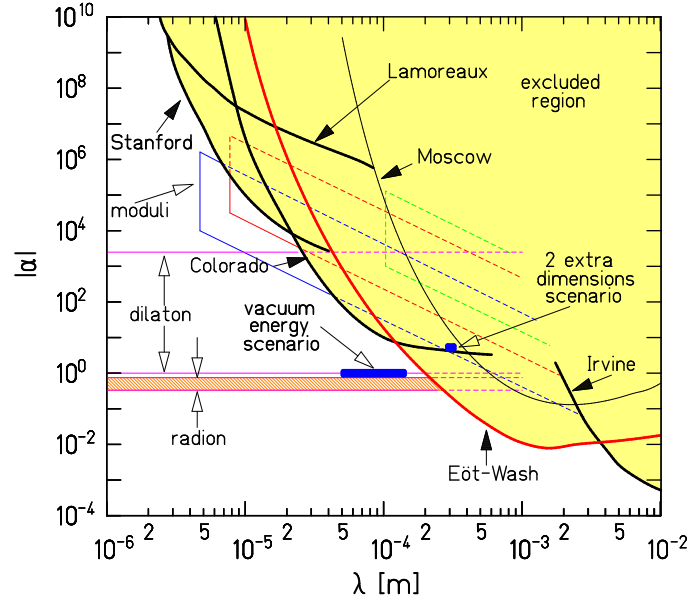


FIG. 1.3 – Régions du plan $\alpha - \lambda$ exclus par recherche de déviations de la gravité Newtonienne d’après Adelberger *et al.* [72]. La prédiction pour le modèle ADD $n = 2$ et $M_* = 1$ TeV est également représentée.

près la distance terre soleil sur laquelle la gravité de Newton est bien connue ; donc le cas $n = 1$ est exclu. Pour le cas $n = 2$ on obtient une taille de $R \simeq 75 \mu\text{m}$, ce qui est proche de la limite actuelle des recherches expérimentales sur des déviations à loi de la gravitation de Newton [72]. Ces résultats sont résumés sur la figure 1.3 extraite du travail de Adelberger *et al.* [72]. Il est à noter que dans les expériences, des déviations à la gravité newtonienne sont paramétrisées en ajoutant une interaction de type Yukawa de force relative α et d’échelle λ au potentiel newtonien usuel :

$$V(r) = -G \frac{m_1 m_2}{r} (1 + \alpha e^{-r/\lambda}) \quad (1.37)$$

avec m_1 , m_2 les masses des objets, r la distance entre les objets et G la constante de gravitation. Sur la figure 1.3, les déviations que l’on s’attend à avoir pour le cas $n = 2$ sont montrées pour $M_* = 1$ TeV. Les résultats nous montrent donc que pour le cas $n = 2$, M_* doit être de l’ordre de quelques TeV.

Lors de collisions de particules, par exemple $e^+e^-, q\bar{q} \rightarrow \mu^+\mu^-$, suivant le modèle ADD, les particules du modèle standard peuvent échanger une tour de graviton de KK. Les états d’excitations de KK sont très proches et très nombreux (continuum), mais en les sommant tous on arrive à un résultat qui peut être observable. Un problème est que la somme de KK est divergente dès que $n > 1$. L’approche conventionnelle à ce problème est que dès que l’on passe l’échelle de masse $\sim M_*$, le graviton dans le modèle ADD devient fortement couplé, et l’on ne peut plus compter sur une théorie perturbative ; il faut donc peut être couper la somme autour de M_* pour éviter ce problème. Il y a différents moyen de prendre en compte

cela dans la littérature [73, 74, 75]. Dans tous les cas, l'effet du graviton est de produire un jeu d'opérateur à 8 dimensions contenant les champs du modèle standard, comme dans la notation de Hewett [76] par exemple :

$$\mathcal{L} = \frac{4\lambda}{\Lambda_H^4} T_{\mu\nu}^i T_f^{\mu\nu} \quad (1.38)$$

avec $\Lambda_H = (\pi/2)^{1/4} M_*$ l'échelle de la coupure, $\lambda = \pm 1$ et $T_{i,f}^{\mu\nu}$ les tenseurs pour les champs du modèle standard dans l'état initial et final respectivement. Des échanges de gravitons excités dans des processus du modèle standard peuvent conduire à des déviations importantes de ce que l'on s'attend à avoir sans gravitons.

Les limites (95% C.L.) auprès d'accélérateurs dans le canal dilepton sur M_* pour des dimensions supplémentaires larges (pour l'opérateur à 8 dimensions ci dessus 1.38), pour $\lambda = +1$ sont de :

- > 1.1 TeV dans le canal $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ pour Aleph [77].
- > 0.96 TeV dans le canal $p\bar{p} \rightarrow \mu^+\mu^-$ pour D0 [78].

Dimensions supplémentaires courbées (*warped extra dimensions*)

Le scénario de dimensions supplémentaires déformées a été créé par L. Randall et R. Sundrum (modèle RS) [44]. Il est très différent et beaucoup plus flexible que le modèle ADD. Le modèle RS de base ne suppose l'existence que d'une seule dimension supplémentaire compactifiée sur l'orbifold S^1/Z_2 dont nous avons parlé dans le paragraphe précédent, accessible uniquement à la gravité. Dans ce modèle, il y a deux murs (*branes*), un à $y = 0$ (appelée la *brane* de Planck) et l'autre à $y = R\pi$ (appelée la *TeV-brane* ou la *brane* du modèle standard, avec R rayon de compactification) qui sont les deux points fixes de l'orbifold. Ce qui rend ce modèle caractéristique c'est la métrique :

$$ds^2 = e^{-2\sigma(y)} \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu - dy^2 \quad (1.39)$$

avec $\eta_{\mu\nu}$ étant la métrique usuelle de Minkowski et $\sigma(y)$ une fonction inconnue a priori. Ce type de géométrie est appelée "non-factorisable" parce que la métrique du sous espace à 4D est dépendante de y . Dans la version la plus simple du modèle RS, comme dans le cas de ADD, on suppose que les champs du modèle standard sont localisés sur la *TeV-brane*, alors que la gravité est présente partout. À la différence du modèle ADD, il y a une constante "cosmologique" dans le *bulk* à 5D et les deux *branes* ont des tensions distinctes. En résolvant les équations d'Einstein à 5D, on obtient une solution unique pour ces quantités, et l'on détermine aussi que $\sigma(y) = k |y|$, où k est un paramètre dimensionné (inverse du rayon de courbure). Une supposition basique de ce modèle est qu'il n'y a pas de grande hiérarchie de masse, donc que très grossièrement l'on s'attend à avoir $k \sim M_*$. En résolvant les équations d'Einstein, en mettant les solutions dans l'action originale et en intégrant sur y , on trouve que :

$$\overline{M}_{Planck}^2 = \frac{M_*^3}{k} (1 - e^{-2\pi k R}) \quad (1.40)$$

Comme nous allons le voir ci dessous, le “facteur de courbure” $e^{-\pi k R}$ sera une quantité très petite, ce qui implique que \overline{M}_{Planck} , M_* et k seront du même ordre de grandeur suivant la supposition qu’aucune hiérarchie n’existe. Si l’on calcule la courbure de Ricci de cet espace à 5D, on trouve que c’est une constante, $R_5 = -20k^2$, k est alors la mesure de la courbure de cet espace. Un espace avec une courbure constante et négative est appelé espace Anti-DeSitter et cette variante en 5 dimensions est appelée AdS_5 .

À cause de la présence d’un facteur de courbure exponentiel, cet espace est également appelé “espace courbé” (*warped space*). D’un autre côté, un espace avec une métrique constante, est appelé “espace factorisable” ; le modèle ADD est un exemple de dimensions supplémentaires factorisable quand la compactification sur T^n a été supposée (les espaces T^n sont plats car on peut faire une transformation vers une métrique plate avec des coefficients constants). Il faut noter que si l’échelle de la courbure est trop petite, par exemple que l’inverse du rayon de courbure R_5 devient plus grand que l’échelle de Planck à 5D, alors les effets de gravité quantique peuvent dominer, et tout le scénario n’est plus valable. C’est pourquoi ce modèle est décrit dans sa limite non-quantique. Cela implique essentiellement que $|R_5| \leq M_*^2$, ce qui implique comme borne $k/\overline{M}_{Planck} \leq 0.1$, cela n’est pas une grande hiérarchie.

La beauté du modèle RS est que tous les paramètres dimensionnés de l’action auront leurs échelles de masse fixées par $M_* \sim \overline{M}_{Planck} \sim k$ pour que le *fine-tuning* ne soit pas nécessaire. Cependant, le facteur de déformation change l’échelle de ces paramètres suivant le mouvement supplémentaire en y et ainsi, toutes les masses vont être de l’ordre du TeV sur la *brane* du modèle standard, c’est-à-dire là où l’on vit. Cela implique que s’il y a des termes de masse m (naturellement de l’ordre de \overline{M}_{Planck}) dans l’action, sur la TeV-*brane* on la mesurera réduite du facteur de courbure :

$$M_{TeV} = m \cdot e^{-\pi k R} \quad (1.41)$$

avec M_{TeV} masse sur la TeV-*brane* et m masse sur la *brane* de Planck. Notons que si $kR \sim 11$ (petite hiérarchie), le facteur exponentiel réduit la masse de 10^{18} GeV à seulement 1 TeV. Ainsi le rapport entre l’échelle électrofaible et \overline{M}_{Planck} est contenu dans ce facteur exponentiel, et aucun rapport disproportionné n’apparaît dans le modèle. Il a été montré par Goldberger et Wise [79, 80] que des valeurs de $kR \sim 11$ sont naturelles et peuvent fournir une configuration stable de la géométrie. Ainsi nous avons obtenu une véritable solution au problème de hiérarchie. Avec ce modèle on va observer des résonances de spin-2 correspondant à l’excitation de Kaluza-Klein du graviton. Sur la figure 1.4 sont représentées les régions autorisées dans l’espace des paramètres $(\Lambda_\pi - m_1)$ du modèle RS (avec $\Lambda_\pi = \overline{M}_{Planck} e^{-\pi k R}$). En prenant $|R_5| < M_5^2$ et $\Lambda_\pi < 10$ TeV, on arrive à contraindre quasiment toute cette région (triangle sur la figure 1.4) avec 10 fb^{-1} de données du LHC.

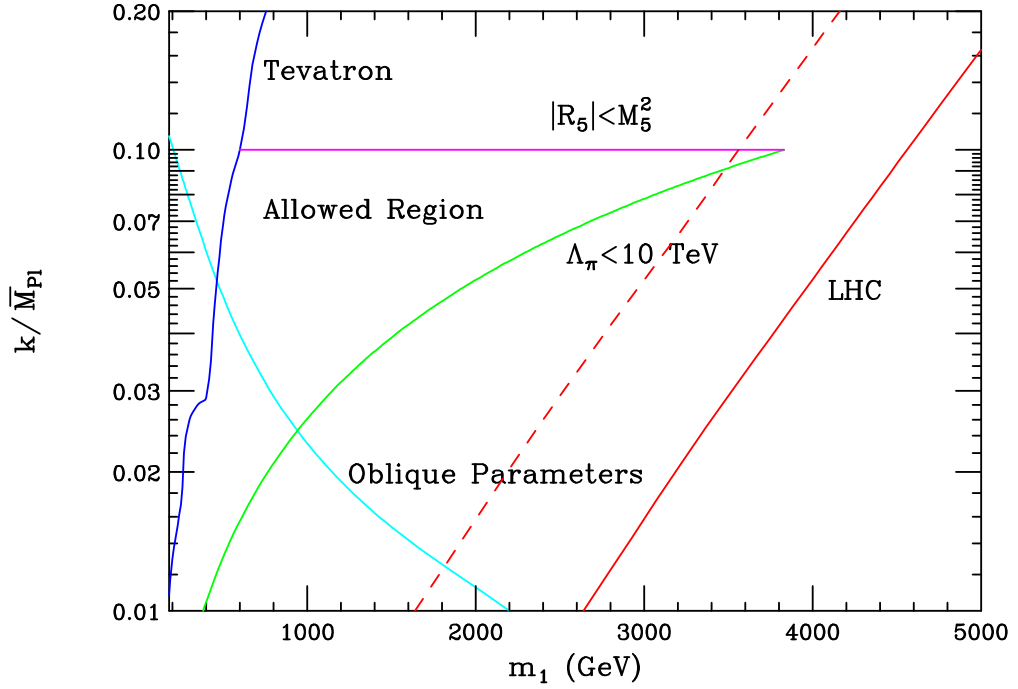


FIG. 1.4 – Régions autorisées dans l’espace des paramètres $(\Lambda_\pi - m_1)$ du modèle RS imposées par diverses contraintes théoriques et expérimentales extraites de [81]. Les régions sur la gauche des lignes horizontales sont exclues par des recherches directes auprès de collisionneurs. La ligne en pointillés (pleine) pour le LHC correspond à une luminosité de 10 (100) fb^{-1} . Pour $|R_5| < M_5^2$ et $\Lambda_\pi < 10 \text{ TeV}$, la region permise forme un triangle et peut être contrainte dans sa quasi-totalité avec 10 fb^{-1} de données du LHC.

Avant de conclure ce paragraphe, il est à noter que le scénario du modèle de RS simple n’est que la partie émergée de l’iceberg et qu’il existe de nombreuses extensions au modèle RS de base :

- Extension à trois *branes* ou plus [82, 83].
- Extension à six dimensions ou plus [84].
- Mettre les champs de jauge et les fermions du modèle dans le *bulk* [85, 86, 87, 88] avec ou sans terme d’interaction de *brane* [89, 90]. C’est un domaine de recherche très actif en ce moment.

Dans le prochain paragraphe, nous allons discuter le troisième point pour : voir comment apparaissent les résonances des bosons de jauge du modèle standard.

Les limites (95% C.L.) auprès d’accélérateurs dans le canal dilepton sur la masse M_1 du premier état d’excitation de Kaluza-Klein du graviton pour des dimensions supplémentaires déformées (modèles de RS) dépendent fortement du paramètre de déformation k et sont les suivantes :

- Dans le canal $p\bar{p} \rightarrow G \rightarrow e^+e^-$ pour $k/\overline{M}_{Planck} = 0.1$, $M_1 > 807 \text{ GeV}$ pour CDF [61].

- Dans le canal $p\bar{p} \rightarrow G \rightarrow l^+l^-, \gamma\gamma$ pour $k/\overline{M}_{Planck} = 0.1; 0.05$ et 0.01 , $M_1 > 785; 650$ et 250 GeV respectivement pour D0 [91].

Dimensions supplémentaires déformées avec matière dans le *bulk*

Des variantes au modèle de base de Randall-Sundrum (discutée dans le paragraphe précédent) consistent à autoriser les champs de jauge et/ou les fermions à se déplacer dans le *bulk*. Ces modèles contiennent une dimension supplémentaire compactifiée suivant l'orbifold S^1/Z_2 , comme le modèle RS de base. Mais ici, tous les champs du modèle standard sont autorisés à se déplacer dans le *bulk* (sauf le champ de Higgs qui reste confiné dans la TeV-*brane*). La gravité peut également se propager dans le *bulk*.

Afin de produire une hiérarchie de masse pour les fermions du modèle standard, ces derniers doivent avoir des localisations particulières le long de la cinquième dimension. Cela permet d'interpréter la hiérarchie de masses des fermions en terme de couplage au Higgs. En effet, comme le champ de Higgs est confiné sur la TeV-*brane*, les fermions lourds, fortement couplés au Higgs, seront localisés proche de la TeV-*brane*, alors que les fermions légers, ayant un faible couplage au Higgs se situeront plutôt vers la Planck-*brane*.

Comme tous les champs du SM peuvent se propager dans le *bulk*, il en résulte pour chacun d'eux des tours de résonances de Kaluza-Klein, et en particulier pour les bosons de jauge du SM donnant ainsi lieu à l'existence des Z', W' et γ' . L'espace des paramètres de ce genre de modèle est relativement grand, mais il est possible de fixer des limites sur les masses et les rapports de branchement des états de KK en prenant en compte les changements de saveur par courant neutre (FCNC⁸) et les mesures de précisions électrofaibles.

Pour avoir des limites sur la masse d'un Z' provenant de ce type de modèle dans le canal dilepton (malgré que ce soit le canal le plus propre), il faut une très grande luminosité (pour 2 TeV, il faut 1000 fb^{-1}) [92]. En effet, les leptons ayant des masses très petites comparées à un Z' (localisé proche de la TeV-*brane*), ils sont localisés proches de la Planck-*brane* (loin du Higgs) et par conséquent les couplages entre le Z' et les leptons sont très petits.

Par contre des canaux comme $pp \rightarrow Z' \rightarrow W^+W^-$ ou $pp \rightarrow Z' \rightarrow Zh$ sont moins propres mais nécessitent moins de luminosité (pour 2 TeV, il faut 100 fb^{-1} pour W^+W^- , 200 fb^{-1} pour Zh avec $m_h = 120$ et 100 fb^{-1} avec $m_h = 150$) [92].

Dans un autre modèle [93], en considérant des couplages plus grands aux leptons (en introduisant une symétrie $O(3)$), permettant de passer les contraintes de précision électro-faible, on arrive avec 100 fb^{-1} de données à être sensible à des masses de résonance de Kaluza-Klein (de Z) de l'ordre de 6 TeV.

⁸Flavour Changing Neutral Current

Les dimensions supplémentaires universelles (UED⁹)

Retournons au cas où l'on a une seule dimension supplémentaire plate à l'échelle du TeV, comme dans le cas ADD, mais avec différents rayons de compactification. On peut alors imaginer mettre les champs du modèle standard dans le *bulk* afin qu'ils acquièrent des excitations de KK. C'est le modèle de dimensions supplémentaires universelle de Appelquist, Cheng et Dobrescu [57]. Par simplicité, on peut imaginer que cette dimension supplémentaire est décrite par l'orbifold S^1/Z_2 . Les masses de KK des différents champs au premier ordre s'expriment comme :

$$m_{KK}^2 = m_{SM}^2 + \left(\frac{n}{R}\right)^2 \quad (1.42)$$

où m_{SM} sont les masses des différentes particules du modèle standard et R le rayon de compactification d'une dimension supplémentaire. Il est à noter que même si R^{-1} est seulement de l'ordre de 300 – 500 GeV, il y aura beaucoup de dégénérescences parmi les états de KK. Le détail du spectre de masse des états de KK est très important pour la compréhension de la phénoménologie de ce modèle. Il faut alors prendre en compte les corrections radiatives à la formule naïve de l'équation 1.42. Elles ont été calculées dans [58] et elles déplacent le spectre d'une quantité non-négligeable. Ces corrections sont de deux origines : (i) des termes du *bulk* qui sont finis et (ii) des termes induits à des points fixes de l'orbifold qui dépendent logarithmiquement de la coupure. La taille de ce genre de termes est fixée dans le modèle par la supposition que cette théorie, non-renormalisable, est remplacée par de la nouvelle physique au-delà de l'échelle $\Lambda \simeq 20R^{-1}$ de manière à ce que l'amplitude des termes divergents soit choisie pour disparaître à la coupure. La figure 1.5 montre comment ces corrections radiatives déplacent le premier ordre du spectre de masse.

Dans une théorie avec des conditions aux limites périodiques, comme une dimension compactifiée sur S^1 , l'impulsion est conservée dans la dimension supplémentaire pour tous les processus. Dans le cas de UED, l'effet des corrections radiatives est d'induire des termes limites aux points fixes, ce qui viole cette loi de conservation de l'impulsion. A la place, on trouve une loi de conservation discrète, appelé KK-parité [58] qui prend comme valeur $(-1)^n$, n étant le niveau de l'excitation de KK. L'effet de cette loi de conservation est assez restrictive mais elle aide, avec les contraintes électrofaibles et des collisionneurs, à contraindre le modèle.

Les états de KK ne peuvent être produits que par paires, et la particule de Kaluza-Klein la plus légère (LKP¹⁰) est stable et peut être un bon candidat de matière noire [59] pour R^{-1} dans l'intervalle 500 – 1000 GeV ; cela ressemble beaucoup à la supersymétrie avec R-parité conservée. En fait le spectre de KK après correction radiative ressemble beaucoup à un spectre typique de SuSy. Est-il possible que l'on confonde ces deux modèles ? [94]. Une solution consiste à déterminer le spin de la nouvelle particule, car ils sont différents entre UED et SuSy. Mais déterminer le spin au LHC sera difficile, cela est discuté dans [95]. Ce sera beaucoup plus facile à l'ILC comme discuté dans [96].

Quoi qu'il en soit, dans le modèle UED les Z' n'apparaîtront pas comme des résonances sur un spectre de masse invariante mais comme des cascades de désintégration de particules

⁹Universal Extra Dimension

¹⁰Lightest Kaluza-Klein Particle

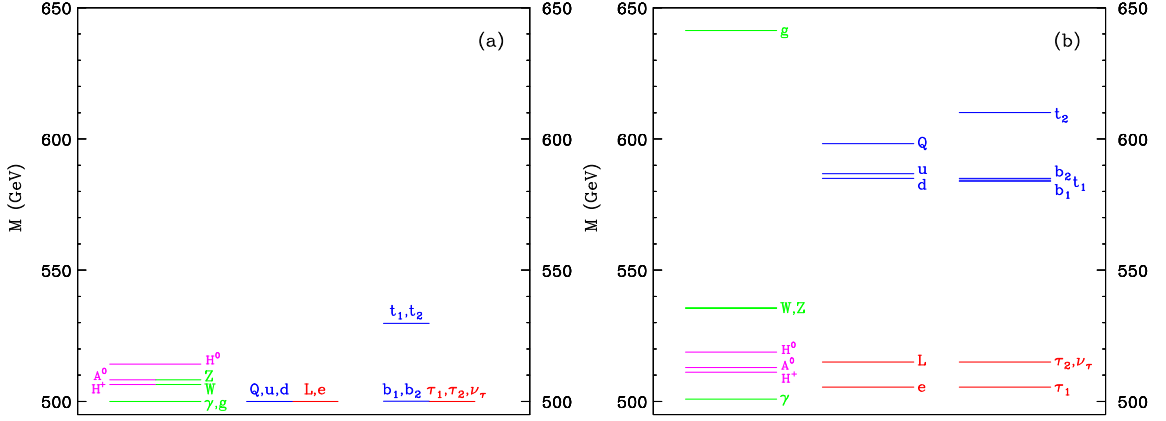


FIG. 1.5 – Spectre de la première excitation de KK au premier ordre (a) et au deuxième ordre (b), pour $R^{-1} = 500$ GeV, $\Lambda R = 20$, $m_h = 120$ GeV, $\overline{m}_H^2 = 0$, et en supposant la disparition des termes de limite à l'échelle Λ [58].

ainsi que beaucoup d'énergie transverse manquante.

1.4.4 Discrimination de spin et de modèle

Si une résonance est découverte au LHC il faudra la caractériser en déterminant son spin et le modèle dont elle provient. Comme nous l'avons abordé dans ce chapitre, le premier état d'excitation de Kaluza-Klein d'un graviton (spin-2) dans la théorie de Randall-Sundrum de base, l'état d'excitation de KK le plus léger dans les modèles RS avec les champs du modèle standard dans le *bulk* (γ' , Z') et les Z' (spin-1) apparaissant dans des théories de grande unification ont une même signature dans le canal dilepton : une résonance de haute masse dans le spectre de masse invariante. Pour distinguer entre le spin-1 et -2, il faut effectuer une analyse de la distribution angulaire θ^* (angle dans le centre de masse dilepton entre le lepton chargé négativement et le quark ou le gluon incident) ; ainsi qu'une étude d'asymétrie avant-arrière (en fonction de la masse invariante) A_{FB} :

$$A_{FB} = \frac{N_F - N_B}{N_F + N_B} \quad (1.43)$$

avec

$$N_F = \int_0^1 \frac{d\sigma}{d\cos\theta^*} d\cos\theta^*, \quad N_B = \int_{-1}^0 \frac{d\sigma}{d\cos\theta^*} d\cos\theta^* \quad (1.44)$$

Dans une première étude avec ATLAS [97], il a été montré qu'avec 300 fb^{-1} les excitations de KK peuvent être distinguées d'un Z'_{SSM} ou d'une résonance d'un graviton jusqu'à des masses $\lesssim 5$ TeV en utilisant la distribution angulaire des leptons dans la région du pic. L'asymétrie avant-arrière en fonction de la masse invariante fournit un critère plus général pour la discrimination des différents modèles. Pour des masses invariantes autour du pic, il est possible de distinguer des excitations de KK d'autres modèles ayant la même signature.

Une deuxième étude d'asymétrie avec ATLAS [98], montre que pour 100 à 300 fb⁻¹ de luminosité, il est possible de discriminer un Z' de 1.5 TeV provenant des modèles de GUT (LRM, χ , η , ψ et SSM) dans le canal diélectron.

Dans une troisième étude avec CMS [99], il a été montré que dans le canal dimuon pour des Z' provenant de GUT (ALRM, χ , η , ψ , SSM et LRM) en utilisant l'asymétrie avant-arrière et avec une luminosité intégrée de 400 fb⁻¹ il est possible de distinguer avec niveau de confiance supérieur à 3σ :

- Les modèles ALRM et χ des autres pour des masses allant de 2 à 2.7 TeV, dépendant de la section efficace du modèle.
- Les modèles SSM, η , ψ , et LRM les uns des autres pour des masses jusqu'à 1 – 1.5 TeV.

Les modèles ALRM et χ ne sont pas distinguables pour $M'_Z \geq 1\text{TeV}$.

Bibliographie

- [1] Robert M. Wald. General relativity. *University of Chicago Press*, 1999.
- [2] G. Arnison et al. (UA1 Collaboration). *Phys. Lett. B.*, 122(103), 1983.
- [3] M. Banner et al. (UA2 Collaboration). *Phys. Lett. B.*, 122(476), 1983.
- [4] G. Arnison et al. (UA1 Collaboration). *Phys. Lett. B.*, 126(398), 1983.
- [5] M. Banner et al. (UA2 Collaboration). *Phys. Lett. B.*, 126(130), 1983.
- [6] L3 Collaboration OPAL Collaboration SLD Collaboration LEP Electroweak Working Group SLD electroweak heavy flavour groups ALEPH Collaboration, DELPHI Collaboration. Precision electroweak measurements on the Z resonance. *hep-ex/0509008*.
- [7] F. Abe et al. (CDF Collaboration). Observation of top quark production in $p\bar{p}$ collisions with the collider detector at FermiLab. *Phys. Rev. Lett.*, 74(2626), 1995.
- [8] S. Abachi et al. (D0 Collaboration). Observation of the top quark. *Phys. Rev. Lett.*, 74(2632), 1995.
- [9] H. Georgi. Lie algebras in particle physics. *Westview Press*.
- [10] C. Becchi. Introduction to gauge theories. *hep-ph/9705211*.
- [11] M. E. Peskin D. V. Schroeder. An introduction to quantum field theory. *Westview Press*, 1995.
- [12] Particle data group. Review of particle physics. *Phys. Lett. B*, 1(667), 2008.
- [13] R. F. Feynman. Quantum electrodynamics. *Westview Press*, 1998.
- [14] L. Fuchs. Infinite abelian groups, Vol. I. Pure and Applied Mathematics. *New York-London : Academic Press*, Vol. 36, 1970.
- [15] S. Weinberg. A model of leptons. *Phys. Rev. Lett.*, 19, 1967.
- [16] T. Muta. Foundations of quantum chromodynamics. *World Scientific Lecture Notes in Physics*, Vol. 57, 1998.
- [17] R. Brandelik et al. (TASSO collaboration). Evidence for planar events in e^+e^- annihilation at high energies. *Phys. Lett. B*, 86, 1979.

- [18] S. L. Glashow. Partial symmetries of weak interactions. *Nucl. Phys.*, 22, 1961.
- [19] J. C. Ward A. Salam. Electromagnetic and weak interactions. *Phys. Lett.*, 13, 1964.
- [20] P. W. Higgs. Broken symmetries and the masses of the gauge bosons. *Phys. Rev. Lett.*, 13(16), 1964.
- [21] R. Brout F. Englert. Broken symmetry and the mass of the gauge vector mesons. *Phys. Rev. Lett.*, 13(9), 1964.
- [22] A. Belhaj. Introduction to string theory. *hep-th/0808.2957*, 2008.
- [23] W. Siegel. Introduction to string field theory. *hep-th/0107094*, 1988.
- [24] M. Drees. An introduction to supersymmetry. *hep-ph/9611409*, 1996.
- [25] M. E. Peskin. Supersymmetry in elementary particle physics. *hep-ph/0801.1928*, 2008.
- [26] I. J. R. Aitchison. Supersymmetry and the MSSM : An elementary introduction. *hep-ph/0505105*, 2005.
- [27] M. Besancon M. Chemtob A. Deandrea E. Dudas P. Fayet S. Lavignac G. Moreau E. Perez Y. Sirois R. Barbier, C. Berat. R-parity violating supersymmetry. *hep-ph/0505105*, 2003.
- [28] E. Katz A.E. Nelson N. Arkani-Hamed, A.G. Cohen. The lightest higgs. *hep-ph/020602*, 2002.
- [29] B. McElrath L-T Wang T. Han, H. E. Logan. Phenomenology of the little higgs model. *hep-ph/0301040*, 2004.
- [30] D. Tucker-Smith M. Schmaltz. Little higgs review. *hep-ph/0502182*, 2005.
- [31] R. Slansky. *Phys. Rep.* 79, (1), 1981.
- [32] S.L. Glashow H. Georgi. Unity of all elementary particle forces. *Phys. Rev. Lett.*, 32 :438–441, 1974.
- [33] H. Fritsch and P. Minkowski. *Ann. of Phys.*, 93 :183, 1975.
- [34] R.N. Mohapatra. Unification and supersymmetry. *Springer, New York*, 1986.
- [35] A. Leike. *Phys. Rept.* *hep-ph/9805494*, 317(143), 1999.
- [36] S. Godfrey M. Cvetič. *hep-ph/9504216*, 1995.
- [37] T. G. Rizzo. Extended gauge sectors at future colliders : Report of the new gauge boson subgroup. *hep-ph/9612440*, 1996.
- [38] T.G. Rizzo J.L. Hewett. *Phys. Rep.* 183, (193), 1989.
- [39] P. Langacker. *Phys. Rep.* 72, (185), 1981.

- [40] O. Klein. Quantum theory and five dimensional theory of relativity. *Z. Phys*, 37(895-906), 1926.
- [41] S. Dimopoulos N. Arkani-Hamed and G. R. Dvali. Phenomenology, astrophysics and cosmology of theories with sub-millimeter dimensions and TeV scale quantum gravity. *hep-ph/9807344*, 1998.
- [42] S. Dimopoulos N. Arkani-Hamed and G. R. Dvali. The hierarchy problem and new dimensions at a millimeter. *hep-ph/9803315*, 1998.
- [43] S. Dimopoulos N. Arkani-Hamed and G. R. Dvali. New dimensions at a millimeter to a fermi and a superstrings at TeV. *hep-ph/9804398*, 1998.
- [44] L. Randall and R. Sundrum. A large mass hierarchy from small extra dimension. *hep-ph/9905221*, 1999.
- [45] T. Gherghetta K. R. Dienes, E. Dudas. Grand unification at intermediate mass scales through extra dimensions. *hep-ph/9806292*, 1998.
- [46] M. D. Schwartz L. Randall. Quantum field theory and unification in AdS5. *hep-th/0108114*, 2002.
- [47] M. D. Schwartz L. Randall. Unification and the hierarchy from AdS5. *hep-th/0108115*, 2001.
- [48] H. Murayama Luigi Pilo-John Terning C. Cásiki, C. Grojean. Gauge theories on an interval : Unitarity without a higgs. *hep-ph/0305237*, 2003.
- [49] Luigi Pilo John Terning C. Cásiki, C. Grojean. Towards a realistic model of higgsless electroweak symmetry breaking. *hep-ph/0308038*, 2003.
- [50] Y. Nomura. Higgsless theory of electroweak symmetry breaking from warped space. *hep-ph/0309189*, 2003.
- [51] J. Hubisz Y. Shirman-J. Terning C. Cásiki, C. Grojean. Fermions on an interval : Quark and lepton masses without a higgs. *hep-ph/0310355*, 2003.
- [52] B. Lillie T.G. Rizzo H. Davoudiasl, J.L. Hewett. Higgsless electroweak symmetry breaking in warped backgrounds : Constraints and signatures. *hep-ph/0312193*, 2004.
- [53] B. Lillie. Yukawa hierarchies from extra dimensions with small FCNC. *hep-ph/0308091*, 2003.
- [54] K. Agashe. Flavor structure of warped extra dimension models. *hep-ph/0408134*, 2004.
- [55] G. Dvali J. March-Russell N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos. Neutrino masses from large extra dimensions. *hep-ph/9811448*, 1998.
- [56] M. Schmaltz N. Arkani-Hamed. Hierarchies without symmetries from extra dimensions. *hep-ph/9903417*, 1999.

- [57] B. A. Dobrescu T. Appelquist, H.-C. Cheng. Bounds on universal extra dimensions. *hep-ph/0012100*, 2001.
- [58] M. Schmaltz H.-C. Cheng, K. T. Matchev. Radiative corrections to kaluza-klein masses. *hep-ph/0204342*, 2002.
- [59] T. M.P. Tait G. Servant. Is the lightest kaluza-klein particle a viable dark matter candidate? *hep-ph/0206071*, 2002.
- [60] K. Cheung. *Phys. Lett. B.*, 517(167).
- [61] T. Aaltonen et al. the CDF collaboration. *Phys. Rev. Lett.*, 99(171802).
- [62] M. Green and J. Schwarz. *Phys. Lett. B.*, 149(117), 1984.
- [63] *Phys. Lett. B*, 151(21), 1985.
- [64] D. Gross et al. *Phys. Rev. Lett.*, 54(502), 1985.
- [65] E. Witten. *Phys. Lett. B*, 155(1551), 1985.
- [66] G. Abbiendi et al. the Opal collaboration. *EPJC.*, 33(173).
- [67] J. Abdallah et al. the Delphi collaboration. *EPJC.*, 45(589).
- [68] G. Cho. *MPLA.*, 15(311).
- [69] E. Ma. *Phys. Rev. D*, 36(274), 1987.
- [70] F. Abe et al. the CDF collaboration. *Phys. Rev. Lett.*, 79(2192).
- [71] E Recami. Classical tachyons and possible applications : a review. *Riv. Nuovo Cim.*, 9N6 :1-178, 1986.
- [72] B.R. Heckel E.G. Adelberger J.H. Gundlach U. Schmidt H.E. Swanson C.D. Hoyle, D.J. Kapner. Sub-millimeter tests of the gravitational inverse-square law. *hep-ph/0405262*, 2004.
- [73] R. J. Zhang T. Han, J. D. Lykken. *Phys. Rev. D*; *hep-ph/9811350*, 59(105006), 1999.
- [74] J. D. Wells G. F. Giudice, R. Rattazzi. *Nucl. Phys. B*; *hep-ph/9811291*, 544(3), 1999.
- [75] T. G. Rizzo. *Phys. Rev. D*; *hep-ph/9901209*, 59(115010), 1999.
- [76] J. L. Hewett. *Phys. Rev. Lett.*; *hep-ph/9811356*, 82(4765), 1999.
- [77] the Aleph collaboration S. Schæel et al. *EPJ C.*, 49(411).
- [78] V. M. Abazov et al. the D0 collaboration. *Phys. Rev. Lett.*, 95(161602).
- [79] M. B. Wise W. D. Goldberger. Phenomenology of a stabilized modulus. *hep-ph/9911457*, 1999.

- [80] M. B. Wise W. D. Goldberger. Modulus stabilization with bulk fields. *hep-ph/9907447*, 1999.
- [81] J.L. Hewett H. Davoudiasl and T.G. Rizzo. Experimental probes of localized gravity : On and off the wall. *hep-ph/0006401*, 2000.
- [82] G. G. Ross I. I. Kogan. Brane universe and multigravity : Modification of gravity at large and small distances. *hep-th/0003074*, 2000.
- [83] I. Wasserman S.-H. H. Tye. A brane world solution to the cosmological constant problem. *hep-th/0006068*, 2000.
- [84] A. E. Nelson Z. Chacko. A solution to the hierarchy problem with an infinitely large extra dimension and moduli stabilisation. *hep-th/9912186*, 2000.
- [85] R. Kitano. Lepton flavor violation in the randall-sundrum model with bulk neutrinos. *hep-ph/0002279*, 2000.
- [86] Q. Shafi S. J. Huber. Higgs mechanism and bulk gauge boson masses in the randall-sundrum model. *hep-ph/005286*, 2000.
- [87] J.L. Hewett H. Davoudiasl and T.G. Rizzo. Bulk gauge fields in the randall-sundrum model. *hep-ph/9911262*, 1999.
- [88] A. Pomarol. Gauge bosons in a five-dimensional theory with localized gravity. *hep-ph/9911294*, 1999.
- [89] C.E.M. Wagner M. Carena, T. M.P. Tait. Branes and orbifolds are opaque. *hep-ph/0207056*, 2002.
- [90] T.G. Rizzo H. Davoudiasl, J.L. Hewett. Brane-localized kinetic terms in the randall-sundrum model. *hep-ph/0212279*, 2003.
- [91] V. M. Abazov et al. the CDF collaboration. *Phys. Rev. Lett.*, 95(091801).
- [92] S. Gopalakrishna T. Han G.-Y. Huang G. Perez Z.-G. Si A. Soni K. Agashe, H. Davoudiasl. LHC signals for warped electroweak neutral gauge bosons. *hep-ph/0709.0007*, 2007.
- [93] J. Morel F. Ledroit, G. Moreau. Probing RS scenarios of flavour at LHC via leptonic channels. *hep-ph/0703262*, 2007.
- [94] M. Schmaltz H.-C. Cheng, K. T. Matchev. Bosonic supersymmetry? Getting fooled at the LHC. *hep-ph/0205314*, 2002.
- [95] A.J. Barr. Determining the spin of supersymmetric particles at the LHC using lepton charge asymmetry. *ATL-PHYS-2004-017*, 2004.
- [96] B.C. Allanach et al. Les houches "physics at TeV colliders 2003" beyond the standard model working group : Summary report. *hep-ph/0402295*, 2004.

- [97] G. Azuelos and G. Polesello. Kaluza-klein excitations of gauge bosons in the ATLAS detector. *hep-ph/0204031*, Part VI, 2002.
- [98] B. Trocmé M. Schäfer, F. Ledroit. $Z' \rightarrow e^+e^-$ studies in full simulation (DC1). *ATL-PHYS-PUB-2005-010*, 2005.
- [99] V. Valuev R. Cousins, J. Mumford. Forward-backward asymmetry of simulated and reconstructed $Z' \rightarrow \mu^+\mu^-$ events in CMS. *CMS NOTE 2005/022*, 2005.

Chapitre 2

Le LHC et l'expérience ATLAS

Sommaire

2.1	Le LHC	35
2.1.1	Introduction	35
2.1.2	Description générale	36
2.1.3	Caractéristiques et performances de la machine	38
2.2	Le détecteur ATLAS	41
2.2.1	Introduction	41
2.2.2	Variables cinématiques	41
2.2.3	Performances générales attendues du détecteur	42
2.2.4	Description générale	42
2.2.5	Le détecteur interne	42
2.2.6	Les calorimètres	47
2.2.7	Le spectromètre à muons	52
2.3	Le système d'aimants et le champ magnétique	54
2.3.1	Le système d'aimants	54
2.3.2	Détermination du champ magnétique	57
2.4	Le système de déclenchement et l'acquisition des données	59
2.5	L'environnement Athena	62
2.6	La grille de calcul LCG	64
2.6.1	Qu'est ce qu'une grille de calcul?	64
2.6.2	Caractéristiques d'une grille de calcul	65
2.6.3	La grille LCG	65
2.7	La simulation rapide du détecteur : "ATLFAST"	66
2.7.1	Introduction	66
2.7.2	Les principes de la simulation ATLFAST	66

Ce chapitre est consacré dans une première partie à la description du Large Hadron Collider ¹ LHC [1] (section 2.1) et dans une deuxième partie, il sera question de l'expérience ATLAS (section 2.2). Pour ces deux défis humains et technologiques nous regarderons en détail les techniques utilisées ainsi que les performances attendues.

2.1 Le LHC

2.1.1 Introduction

Les progrès dans la compréhension de la matière et de ses interactions depuis les trente dernières années n'auraient pas été possibles sans les avancées technologiques accomplies sur les accélérateurs. Augmenter de plus en plus l'énergie des particules nous permet, lors de leurs collisions de sonder de plus en plus profondément la structure de la matière, ainsi que de découvrir des particules de plus en plus massives.

Les premières expériences faites auprès d'accélérateurs étaient des expériences de diffusion où l'on analysait les résidus d'une collision entre particules afin de remonter aux lois régissant l'interaction. Les accélérateurs de particules de grande énergie construits ces derniers temps sont plus communément appelés des *anneaux de collision*. Dans des anneaux de collision, les particules sont maintenues sur une orbite circulaire par un champ magnétique ; comme elles passent de manière répétitive dans les mêmes sections des anneaux, des cavités radiofréquences transférant de l'énergie à chaque passage permettent de les accélérer à de grandes énergies. Typiquement on utilise deux faisceaux tournant dans des directions opposées ; ils se croisent pour que les particules entrent en collisions en un ou plusieurs points de la trajectoire. Si l'on considère des particules d'énergie E alors l'énergie dans le centre de masse est $E_{cm} = 2E$ à comparer avec $E_{cm} = \sqrt{2mE}$ pour une expérience à cible fixe, dans laquelle un faisceau unique entre en collision avec une cible.

Les particules accélérées dans des anneaux de collision peuvent être des leptons (électrons, positrons), des hadrons (protons, anti-protons (comme le TeVatron collisionneur $p\bar{p}$ [2])) ou bien des ions. Le plus grand accélérateur jamais construit, le LHC [1] est en phase de démarrage sur le site de l'Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire (CERN) [3] bâti à proximité de Genève. Le LHC est un accélérateur de protons construit pour atteindre une énergie dans le centre de masse de 14 TeV en mode de fonctionnement nominal. Faire des collisions entre des protons plutôt qu'entre des leptons rend l'analyse des données beaucoup plus difficile, car dans le cas des leptons, l'interaction se passe entre deux particules élémentaires tandis que dans le cas du proton, ce sont les quarks et les gluons le composant qui interagissent. L'énergie disponible est alors plus petite que celle du centre de masse proton-proton, et les débris des protons ayant interagi déposent une partie de leur énergie dans le détecteur, ajoutant ainsi un environnement complexe à l'interaction principale. Un avantage essentiel dans le fait d'accélérer des protons est qu'ils perdent moins d'énergie par rayonnement synchrotron. En effet,

¹Grand Collisionneur de Hadrons

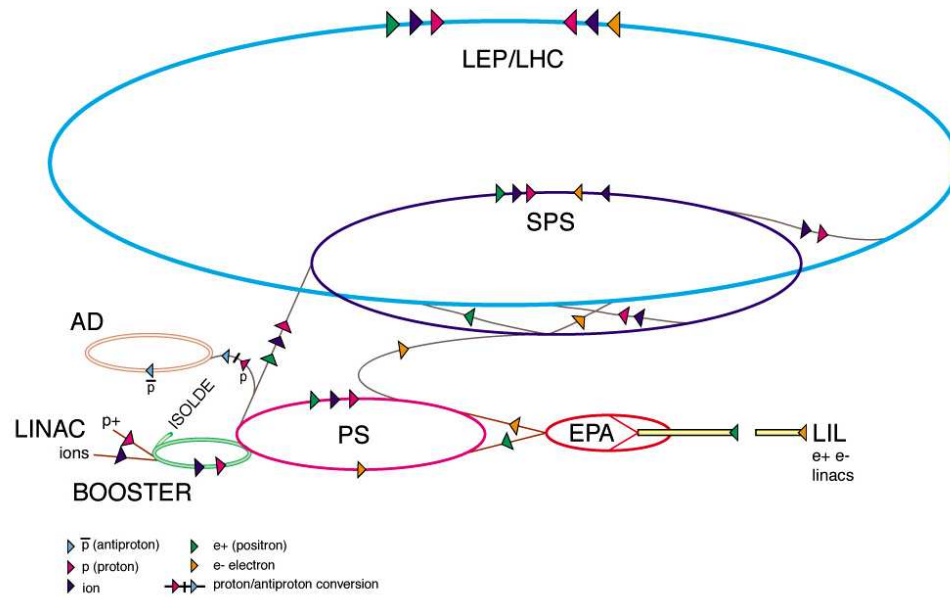


FIG. 2.1 – La chaîne d'accélérateurs du CERN.

l'énergie perdue par rayonnement étant proportionnelle à $\left(\frac{E}{m}\right)^4$ (E : énergie de la particule, m : masse de la particule), celle perdue par les protons est négligeable par rapport à celle perdue par des électrons. Accélérer des protons permet également d'explorer toute une gamme d'énergie effective dans le centre de masse sans changer l'énergie des faisceaux.

Trois des quatre expériences du LHC sont dédiées à l'étude des collisions protons-protons. Deux d'entre elles, ATLAS (A Toroidal Large Apparatus) [4, 5] et CMS (Compact Muon Solenoid) [6], ont été conçues pour couvrir un grand panel de processus physiques, de la recherche du Higgs à la supersymétrie en passant par les mesures de précision sur des propriétés du quark top ainsi que la recherche de physique au delà du Modèle Standard ; la troisième expérience LHCb (the Large Hadron Collider beauty experiment) [7] est spécialement contruite pour étudier les mésons B et effectuer des mesures de précision des angles de la violation de CP. En plus des collisions proton-proton, le LHC peut aussi fonctionner avec des ions lourds tel que le noyau de plomb. Dans ce cas, l'énergie nominale est de 2.76 GeV par nucléon. Cela servira surtout à l'expérience ALICE (A Large Ion Collider Experiment) [8] qui s'occupe principalement de l'étude du plasma de quarks et de gluons (ATLAS et CMS ont également un programme de recherche ions lourds).

2.1.2 Description générale

Un schéma du LHC ainsi que les différentes étapes d'injection et de pré-accélération sont montrés figure 2.1. Dans un premier temps les protons sont produits en ionisant des atomes

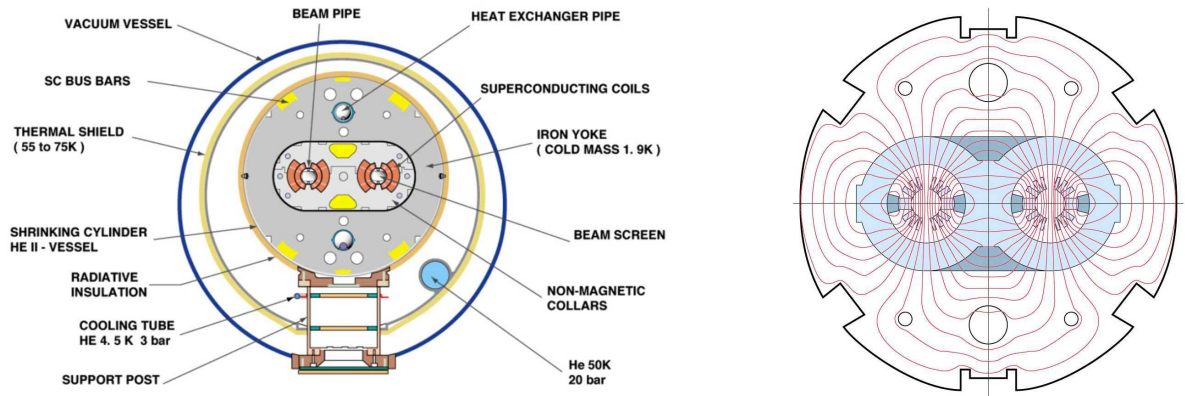


FIG. 2.2 – À gauche : vue en coupe d'un aimant dipolaire du LHC utilisé pour garder les protons sur une orbite circulaire. À droite : la carte de champ dans un dipôle. Deux aimants supraconducteurs situés dans un même cryostat sont utilisés pour chaque faisceau.

d'hydrogène ; ils sont accélérés une première fois jusqu'à une énergie de 50 MeV par un LINAC (LINear ACcelerator)² [9] avant d'être transférés vers le Booster [10] puis vers le Proton Synchrotron (PS³) [11]. Le Booster et le PS permettent d'atteindre des énergies de 1.4 GeV et 25 GeV respectivement. Après avoir quitté le PS, les protons sont conduits jusqu'au Super Proton Synchrotron (SPS⁴) [12], qui est lui-même un anneau de stockage d'environ 6 km de circonférence, avant d'être injectés dans le LHC avec une énergie de 450 GeV. Durant les cycles d'accélération du LHC, le champ magnétique nécessaire pour garder les particules sur une orbite circulaire augmente de 0.535 T à 8.33 T pour l'énergie nominale de 7 TeV du faisceau ce qui nécessite un courant de 11850 A. Quand ils ont atteint leur énergie nominale, les protons circulant en sens opposés entrent en collision aux quatre points d'interaction, chacun étant assigné à une des expériences ATLAS, CMS, LHCb et Alice. L'anneau du LHC est constitué de 1232 dipôles supraconducteurs, chaque dipôle mesurant 14.3 m. Une vue en coupe est montrée sur le schéma de gauche de la figure 2.2. Des quadripôles supraconducteurs ainsi que des modules de corrections magnétique (sextupôles, octupôles ...), complètent le système d'aimants du LHC.

Pour un collisionneur accélérant des particules de même charge, les faisceaux doivent circuler dans deux tubes à vide séparés, soumis à des champs magnétiques opposés (schéma de droite de la figure 2.2). Les deux faisceaux de protons sont installés dans une seule culasse magnétique contenue dans un cryostat. Ce dernier devra maintenir les aimants supraconducteurs, constitués d'un alliage de Niobium-Titane, à une température de 1.8 K de manière à pouvoir atteindre le courant nominal de fonctionnement. Les supraconducteurs sont refroidis

² Accélérateur linéaire

³ Synchrotron à Proton

⁴ Super Synchrotron à Proton

avec de l'hélium superfluide pour la conductivité thermique infinie le caractérisant.

2.1.3 Caractéristiques et performances de la machine

Pourquoi un collisionneur proton-proton

La production des anti-protons est le facteur limitant la luminosité dans un accélérateur proton-antiproton comme le TeVatron, et pour avoir une grande luminosité comme pour le LHC, les collisions proton-proton sont la seule alternative. Étant donnée l'énergie disponible au LHC, des collisions $p-p$ ou $p-\bar{p}$ ont des sections efficaces similaires et une même cinématique des processus physiques étudiés. Pour ces deux raisons, le collisionneur $p-p$ s'impose.

Énergie maximale de collision

Elle est limitée par le rayon du tunnel dans lequel le LHC est construit ainsi que par le champ magnétique maximal des dipôles. En effet, la relation $E \sim 0.3B\rho$, lie l'énergie du faisceau en TeV, le champ magnétique B et le rayon de l'anneau ρ . L'accélérateur n'étant pas équipé dans sa totalité de dipôles, on considère un rayon effectif de 2.8 km, et en prenant le champ magnétique nominal de 8.3 Tesla, on arrive aux 7 TeV d'énergie par faisceau.

La luminosité

Le nombre d'événements que l'on s'attend à obtenir dans le cas de collisions de deux faisceaux identiques est donné par la relation [13]

$$\frac{dn}{dt} = fB \frac{N^2\sigma}{S} \quad (2.1)$$

avec :

- B : le nombre de paquets de protons circulant dans l'anneau.
- f : la fréquence de révolution des paquets.
- N : le nombre de particules par paquets.
- σ : la section efficace d'interaction.
- S : la taille du faisceau dans le plan transverse.

En effet, chaque particule du premier paquet voit une fraction $\frac{N\sigma}{S}$ du deuxième paquet. On obtient donc $\frac{N^2\sigma}{S}$ interaction par paquet. La luminosité étant définie par la relation $\frac{dn}{dt} = \mathcal{L}\sigma$,

on en déduit :

$$\mathcal{L} = fB \frac{N^2}{S} \quad (2.2)$$

Si l'on considère que les profils des faisceaux sont gaussiens, on arrive à la relation [13]

$$\mathcal{L} = fB \frac{N^2}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \quad (2.3)$$

où σ_x et σ_y sont les tailles du faisceau dans le plan transverse au point d'interaction. Afin d'augmenter la luminosité, l'intervalle de temps entre deux collisions est de 25 ns, ce qui correspond à un espacement de 7.5 m entre deux paquets de protons successifs. Ce qui nous permet d'atteindre 2808 paquets par faisceau. Avec $1.15 \cdot 10^{11}$ protons par paquet, une taille transverse du faisceau de $16 \mu\text{m}$ et une fréquence de révolution de 11 kHz, on obtient, grâce à l'équation 2.3 : $\mathcal{L} \sim 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Cette relation est valable pour des faisceaux se rencontrant sans angle de croisement (l'angle de croisement permet de ne pas avoir d'excitation de la résonance synchrotron-betatron [14]). En introduisant un angle de $285 \mu\text{rad}$, on doit également faire intervenir un facteur de réduction de 0.836 qui dépend de la longueur du paquet ($\sigma_z = 5.5 \text{cm}$). On obtient alors une luminosité intégrée sur 100 jours d'utilisation du LHC (une année d'exploitation) de 100fb^{-1} à luminosité nominale. À la luminosité nominale de $10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, le *pile-up* (empilement d'événements lors d'une même collision) sera d'une vingtaine d'événements par croisement de paquets (il commencera à apparaître dès 10^{32}).

Les propriétés de la machine et le calendrier d'exploitation

Les principales propriétés de la machine sont données dans le tableau 2.1. Suite à l'incident du 19 septembre 2008, les premières collisions sont prévues pour l'automne 2009 avec une énergie de 10 TeV et dureront jusqu'à l'automne 2010. Les trois premières années de fonctionnement du LHC seront à basse luminosité, ce qui correspond à $\mathcal{L} = 10^{31}$, $10^{32} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ les deux première années et 10^{33} la troisième. Pour la première année, entre 200 et 500pb^{-1} sont prévus. Après ces trois années, le collisionneur pourra fonctionner à haute luminosité $10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Un projet de recherche et développement appelé SuperLHC [15] est en cours d'étude, il consiste à obtenir beaucoup plus de luminosité par l'intermédiaire de différents scénarios comme :

- L'augmentation du nombre de paquets.
- Augmenter le nombre de protons dans le faisceau.
- Diminuer la taille des faisceaux.

TAB. 2.1 – Caractéristiques principales de l'accélérateur de particules LHC en mode nominal à haute luminosité (14 TeV, $\mathcal{L} \sim 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$).

		injection	collision
Données du faisceau			
Énergie d'un proton	[GeV]	450	7000
Facteur de Lorentz		479.6	7461
Nombre de particules par paquets		$1.15 \cdot 10^{11}$	
Nombre de paquets		2808	
Intensité du courant de proton	[A]	0.582	
Énergie stockée par faisceau	[MJ]	23.3	362
Données relatives au pic de luminosité			
RMS de la longueur des paquets	[cm]	11.24	7.55
Facteur géométrique de réduction de luminosité F ^a		-	0.836
Pic de luminosité	[$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	-	$1 \cdot 10^{34}$
Pic de luminosité par croisement de paquet	[$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	-	$3.56 \cdot 10^{30}$
Données d'interaction			
Section efficace inélastique	[mb]	60	
Section efficace totale	[mb]	100	
Événements par croisement de paquets		-	22 – 23
Rayonnement synchrotron			
Perte d'énergie par tour par proton	[eV]	$1.15 \cdot 10^{-1}$	$6.71 \cdot 10^3$
Puissance synchrotron totale rayonnée par tour	[W]	$6.15 \cdot 10^{-2}$	$3.6 \cdot 10^3$
Aimant principaux			
Nombre d'aimants dipolaires		1232	
Longueur des aimants dipolaires	[m]	14.3	
Champ dans les aimants dipolaires	[T]	0.535	8.33
Champ ultime dans les aimants dipolaires	[T]	9	
Courant dans les aimants dipolaires	[A]	763	11850
Courant pour le champ ultime	[A]	12840	
Énergie stockée au champ nominal par dipôle	[MJ]	6.93	
Énergie stockée au champ ultime par dipôle	[MJ]	8.11	
Rayon de courbure	[m]	2803.95	
Température de fonctionnement	[K]	1.8	
Masse totale d'un dipôle	[t]	~ 27.5	

^aLe facteur géométrique de réduction de luminosité dépend de l'angle total de croisement au point d'interaction. La valeur donnée dans le tableau est pour un angle de croisement de $285 \mu\text{rad}$.

2.2 Le détecteur ATLAS

2.2.1 Introduction

Dans cette partie on décrira le détecteur ATLAS en s'arrêtant sur chacun de ses sous-détecteurs; le détecteur interne sera détaillé à la section 2.2.5, les calorimètres électromagnétique et hadronique à la section 2.2.6, le système d'aimants et le champ magnétique à la section 2.3. Le spectromètre à muons ainsi que son système d'alignement optique seront décrits en détail dans le chapitre 3.2.

ATLAS, acronyme pour A Toroidal LHC Appartus, est un détecteur généraliste permettant l'étude d'un large spectre de processus physiques, qu'ils soient connus ou hypothétiques. Il pourrait permettre de découvrir le boson de Higgs ou de nouvelles théories au-delà du modèle standard. Il permettra également des mesures de précision telle que la mesure de la masse du quark top et de celle du W.

2.2.2 Variables cinématiques

À la différence des accélérateurs e^+e^- où l'énergie du processus est fixée par l'énergie des faisceaux, et l'impulsion totale est conservée nous permettant de remonter aux conditions initiales de chaque collision, dans les machines hadroniques ce n'est pas le cas et il faut d'autres variables qui se conservent. On définit un repère cylindrique centré au point d'interaction O $(0, 0, 0)$, où l'on définit l'axe des faisceaux comme l'axe Oz , l'axe Ox est tel qu'il pointe vers le centre du LHC, et Oy vertical ascendant. L'angle azimutal ϕ est défini dans le plan xOy avec l'axe $Ox \Leftrightarrow \phi = 0$. L'angle polaire θ est celui mesuré par rapport à l'axe Oz . En machine hadronique, de nombreuses observables sont relativement uniformes en rapidité y (pour $|y| \lesssim 4.5$) définie par :

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + P_z}{E - P_z} \right) \quad (2.4)$$

Quand la masse des particules devient négligeable devant l'énergie, la rapidité a pour limite la pseudorapidité. Elle est définie comme :

$$\eta = -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right) \quad (2.5)$$

Une autre variable également utilisée est l'impulsion transverse p_T , qui est la projection de l'impulsion dans le plan orthogonal à l'axe des faisceaux. p_T et Δy sont des invariants de Lorentz le long de l'axe z . La conservation de l'impulsion transverse permet de déduire la somme vectorielle des p_T des particules non détectées (impulsion transverse manquante). Ceci est impossible pour p_z car on ne connaît pas le p_z initial.

2.2.3 Performances générales attendues du détecteur

En perspective des buts physiques de l'expérience, diverses considérations sur la conception et les performances du détecteur ont été faites. Le détecteur ATLAS doit :

1. Avoir une grande acceptance et une large couverture en η .
2. Contenir un système de détection de traces performant pour la mesure de l'impulsion des leptons, l'identification des particules et l'étiquetage des quarks b .
3. Posséder une calorimétrie électromagnétique performante qui permette l'identification et la mesure des électrons et des photons, associée à une calorimétrie hadronique permettant la mesure des jets et de l'énergie transverse manquante.
4. Avoir un spectromètre à muons de grande précision pour une grande gamme d'impulsions qui soit aussi performant à basse qu'à haute luminosité.
5. Pouvoir déclencher sur des particules de bas p_T .
6. Résister à la haute multiplicité des traces : ~ 1000 particules émises entre $-3 < |\eta| < 3$.

Le spectromètre à muons doit également pouvoir supporter le bruit de fond de neutrons présent dans la zone expérimentale.

2.2.4 Description générale

ATLAS est un détecteur cylindrique de 44 m de longueur, 22 m de diamètre pour un poids total de 7000 tonnes. Comme la plupart des détecteurs de physique des particules, il est construit en couches successives autour du point d'interaction (voir figure 2.3). La partie centrale du détecteur est communément appelé le *barrel* et les deux sections cylindriques extérieures les *end-caps*. Les principaux composants du détecteur ATLAS sont, en partant du point de collision, le détecteur interne (2.2.5), les calorimètres électromagnétique (2.2.6) et hadronique (2.2.6) et le spectromètre à muons (3.2). Ces sous-détecteurs ainsi que le système de déclenchement seront décrits plus en détail dans la suite. On insistera sur les techniques de détection utilisées, permettant d'atteindre les performances requises. Pour une description plus détaillée du détecteur et de ses performances, voir [16, 5, 4].

2.2.5 Le détecteur interne

Le détecteur interne [17] est la partie d'ATLAS la plus proche du faisceau ; c'est un cylindre de 7 m de longueur et de 2.3 m de diamètre plongé dans un champ magnétique solénoïdal de 2 Tesla dans la direction Oz , crée par un aimant supraconducteur. Son but principal est la reconstruction des trajectoires des particules chargées. Il permet également d'identifier des particules à très courte durée de vie, et de déterminer la position exacte du point d'interaction proton-proton. Il doit avoir une excellente résolution en impulsion ainsi que permettre la

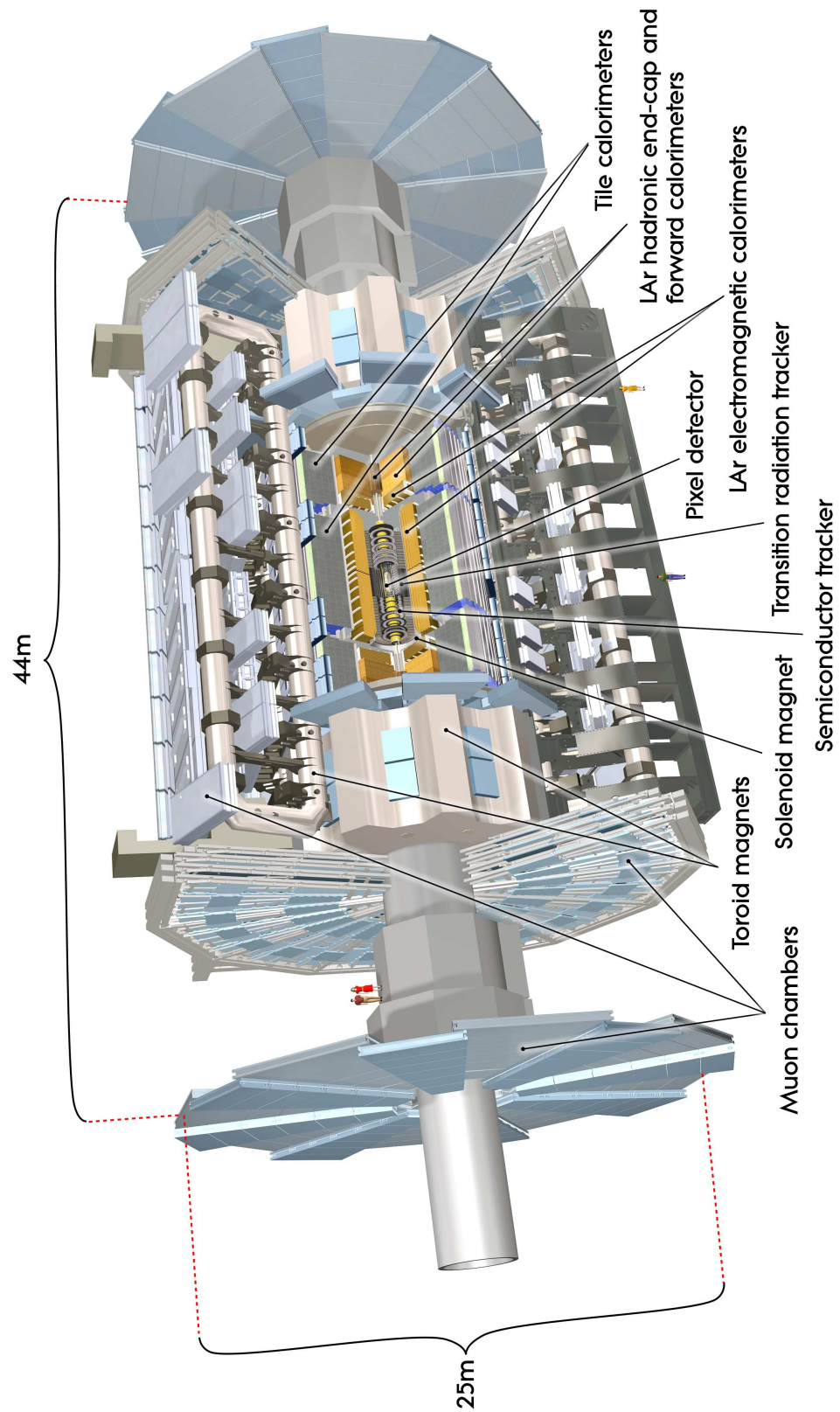


FIG. 2.3 – Vue en trois dimensions du détecteur ATLAS [5]

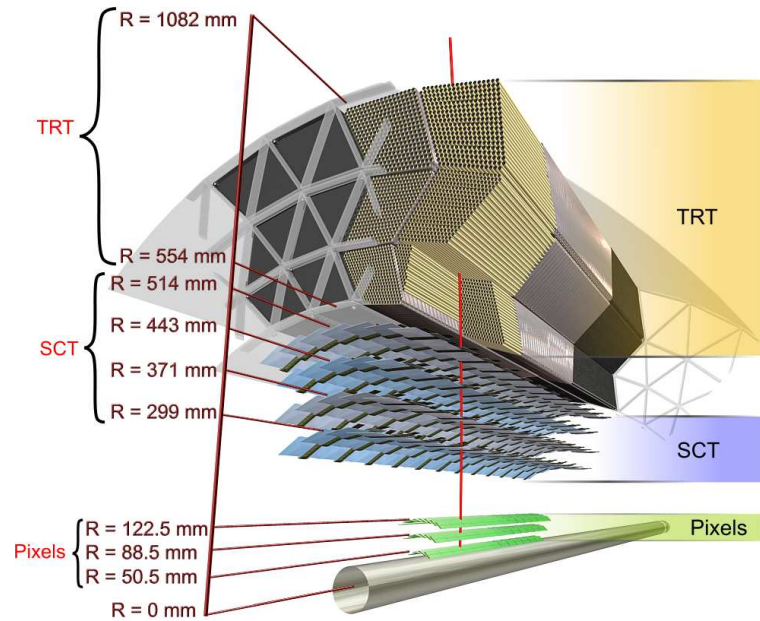


FIG. 2.4 – Schéma des capteurs de la partie *barrel* du détecteur interne traversée par une particule chargée de 10 GeV de p_T à $\eta = 0.3$. La trace traverse successivement le tube à vide du faisceau, trois couches de pixels, quatre couches de micro-pistes du SCT et approximativement 36 pailles du TRT.

mesure des vertex primaires et secondaires pour des particules chargées à partir de $p_T = 0.5$ GeV, et tout cela dans un intervalle de pseudorapidité de $|\eta| < 2.5$. Il permet également l'identification des électrons pour $|\eta| < 2.0$ et $0.5 \leq p_T \leq 150$ GeV grâce au TRT. Il doit permettre de reconstruire les traces avec une grande efficacité. Sa mesure doit pouvoir être combinée avec celle des calorimètres et du spectromètre à muons.

Le détecteur interne combine trois technologies de détection différentes :

- Le système de détecteur à pixel (Pixel Detector System)
- Le SCT (Semi Conductor Tracker)
- Le TRT (Transition Radiation Tracker)

Sur la figure 2.4 on peut voir un schéma de la partie *barrel* du détecteur interne avec une particule chargée de 10 GeV de p_T le traversant à $\eta = 0.2$; sur la figure 2.5 est représentée un schéma de la partie *end-cap* du détecteur interne avec deux particules chargées de 10 GeV de p_T le traversant à $\eta = 1.4$ et 2.2. Le détecteur interne ne fait pas partie du premier niveau du système de déclenchement, il doit attendre la décision prise, en utilisant les informations du spectromètre et des calorimètres avant de transmettre les données enregistrées dans des mémoires.

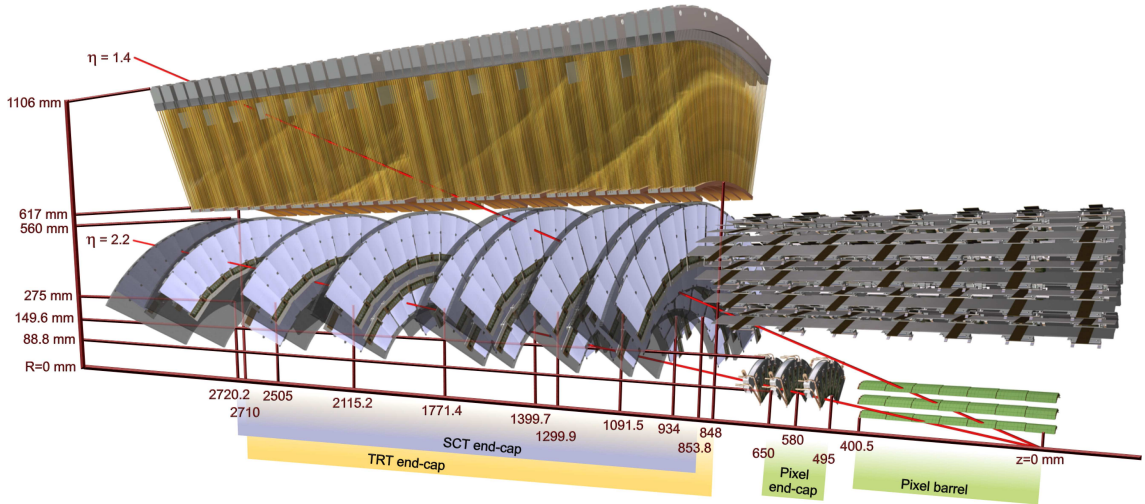


FIG. 2.5 – Schéma des capteurs de la partie *end-cap* du détecteur interne traversée par deux particules chargées de 10 GeV de p_T à $\eta = 1.4$ et 2.2. La trace à 1.4 traverse successivement le tube à vide du faisceau, trois couches de pixels de la partie *barrel*, quatre disques de SCT de la partie *end-cap*, et approximativement 40 tubes de de la partie *end-cap* du TRT. Celle à $\eta = 2.2$ traverse successivement le tube à vide, la première couche de pixels de la partie *barrel*, les deux dernières couches de la partie *end-cap* des pixels, et les quatre dernières couches de la partie *end-cap* du SCT. La couverture des TRT ne va pas au delà de $|\eta| = 2$.

Le détecteur à pixels

Le détecteur à pixels [18] fournit 3 points de mesure ou plus dans l'acceptance du détecteur interne $|\eta| < 2.5$. Connaissant les pixels touchés, on est capable de reconstruire la trace d'une particule chargée. Il a été élaboré avec une très fine granularité pour supporter le *pile-up* à haute luminosité (jusqu'à 20 événements lors d'un même croisement de paquets) et pour fournir une très grande précision de mesure aussi proche que possible du point d'interaction. Ce détecteur à pixel possède un total de $1.4 \cdot 10^8$ canaux, chacun ayant une taille de $50 \mu\text{m}$ dans la direction $R\phi$ et $500 \mu\text{m}$ dans la direction z . Il est composé de trois couches de pixels arrangées de manière cylindrique dans le *barrel* et de trois disques dans chaque *end-cap*. Les puces de lecture ont un circuit individuel par pixel et une mémoire (chaîne de résistances et de capacités appelée *pipeline*) pouvant stocker les données brutes jusqu'à la décision du système de déclenchement. La résolution intrinsèque d'une couche dans le *barrel* est de $10 \mu\text{m}$ en $R\phi$ et de $115 \mu\text{m}$ en z ; celle d'un disque des *end-caps* de $10 \mu\text{m}$ en $R\phi$ et de $115 \mu\text{m}$ en R . À cause des radiations, la couche la plus proche du faisceau devra être changée après 3 années de fonctionnement à basse luminosité suivie d'une à la luminosité nominale.

Le SCT

Le SCT entoure le détecteur à pixels. Il permet d'ajouter huit mesures de précision à la trace et contribue ainsi à la mesure des traces et de la position du vertex, du paramètre d'impact ⁵ et de l'impulsion. Il est composé de bandes de silicium, aussi appelées micro-pistes [19] disposées en quatre couches pour le *barrel* ; neuf disques de chaque côté de la partie centrale complètent le détecteur et forment le *end-cap*. Pour la partie centrale, chaque micro-piste mesure 12.8 cm de longueur, et est composée de deux couches de détecteur de silicium collées dos à dos avec un angle de 45 mrad, sur une plaque conductrice permettant le refroidissement. L'angle permet de mesurer la coordonnée z par mesure stéréo.

Dans le *end-cap* la construction est similaire et les micro-pistes sont alignées radialement. La longueur des bandes varie de façon à optimiser la couverture en η . L'électronique de lecture est placée sur des circuits hybrides (détecteur et électronique de lecture sur le même circuit électronique) montées sur les détecteurs. Elle est composée d'un amplificateur, d'un discriminateur et d'une chaîne de capacités et de résistances servant à stocker l'information en attente du signal de déclenchement.

Le SCT comporte environ 6 millions de voies de lecture. La résolution spatiale intrinsèque d'une couche de SCT est dans le *barrel* de 17 μm dans la direction $R\phi$ et de 580 μm dans la direction z ; et celle d'un disque des *end-caps* de 17 μm en $R\phi$ et de 580 μm en R .

Le TRT

Le TRT est un *tracker* fournissant un grand nombre de points de mesures et utilisant la radiation de transition comme moyen de détection. La radiation de transition est émise lorsqu'une particule chargée relativiste traverse l'interface séparant deux matériaux ayant des propriétés diélectriques différentes. Il est composé de pailles en polyamide de 4 mm de diamètre qui sont la base du TRT [20, 21] avec en leur centre un fil de tungstène (99.95%) de 31 μm de diamètre et recouvert d'or (0.5-0.7 μm). Il en comporte un total de 360 000 ; elles sont placées parallèlement à l'axe du faisceau pour le *barrel* et radialement pour les *end-cap*. Le nombre de pailles dans chaque direction est ainsi optimisé pour qu'une particule venant du point d'interaction en traverse en moyenne 36. Les pailles sont remplies d'un mélange gazeux (70% Xe, 20% CO₂, 10%CF₄) pour un volume total de 3 m³. Le Xénon sert à l'absorption des photons de radiation. La lecture du signal se fait en bout de paille. Pour chaque canal une mesure du temps de dérive est faite et deux seuils en énergie (haut et bas) sont utilisés. Le seuil haut d'environ 6 KeV, permet l'identification des électrons et la réjection des pions. En effet, à l'inverse des pions, les électrons interagissent avec de fines feuilles d'un matériau radiateur (fibres en polypropylène/polyéthylène) situées entre les pailles. Les photons X de radiation issus de cette interaction sont alors absorbés dans la paille et font ainsi augmenter le signal induit, ce qui permet de passer le seuil haut. L'espace entre les pailles a été optimisé pour la reconstruction des traces, au détriment de l'identification des électrons (l'identification des

⁵distance minimale entre la trace et l'axe du faisceau dans le plan xOy

électrons étant améliorée pour un détecteur contenant moins de pailles et plus de matériaux radiateur). Le TRT ne fournit que l'information $R\phi$ et la résolution spatiale intrinsèque d'une paille est de $130 \mu\text{m}$, mais celle du système de détecteur TRT dans son ensemble est de $50 \mu\text{m}$.

Performances combinées

Les performances attendues de la combinaison des trois détecteurs (Pixel \oplus SCT \oplus TRT) sur la résolution en μm sur le paramètre d'impact d_0 s'écrit [17] :

$$\sigma_{R\phi}(d_0) = 11 \oplus \frac{60}{p_T \sqrt{\sin \theta}} \quad (2.6)$$

$$\sigma_z(d_0) = 70 \oplus \frac{100}{p_T \sqrt{\sin^3 \theta}} \quad (2.7)$$

$$(2.8)$$

et la résolution en impulsion transverse en TeV^{-1} pour des haut p_T [17] :

$$\sigma\left(\frac{1}{p_T}\right) \simeq 0.4 \text{ TeV}^{-1} \text{ pour } |\eta| < 2 \quad (2.9)$$

$$\sigma\left(\frac{1}{p_T}\right) \simeq 1.2 \text{ TeV}^{-1} \text{ pour } \eta = 2.5 \quad (2.10)$$

$$(2.11)$$

À bas p_T , la résolution est dominée par la diffusion multiple $\sim 1.5\%$.

L'efficacité de détection d'une trace est $\sim 100\%$ pour des traces de $p_T \gtrsim 1 \text{ GeV}$.

Le Solénoïde supraconducteur

Pour une description complète du champ magnétique, se reporter à la section 2.3. Le solénoïde est un aimant supraconducteur maintenu à une température de 4.5 K . Il est placé devant le calorimètre électromagnétique avec lequel il partage un même cryostat, ce qui permet de réduire la matière devant le calorimètre. Il est moins long que le détecteur de traces avec une longueur de 5.8 m (7 m pour le détecteur interne). Le champ magnétique varie de 2 T au centre du détecteur à 0.5 T sur le bord du solénoïde ($z = \pm 3 \text{ m}$, $R = 1 \text{ m}$, voir figure 2.11).

2.2.6 Les calorimètres

Les calorimètres servent à la mesure de l'énergie et de la position des électrons, photons, jets⁶ et contribuent à la détermination de l'énergie transverse manquante et à l'identification

⁶ objet résultant de l'hadronisation et de la fragmentation de quarks et de gluons

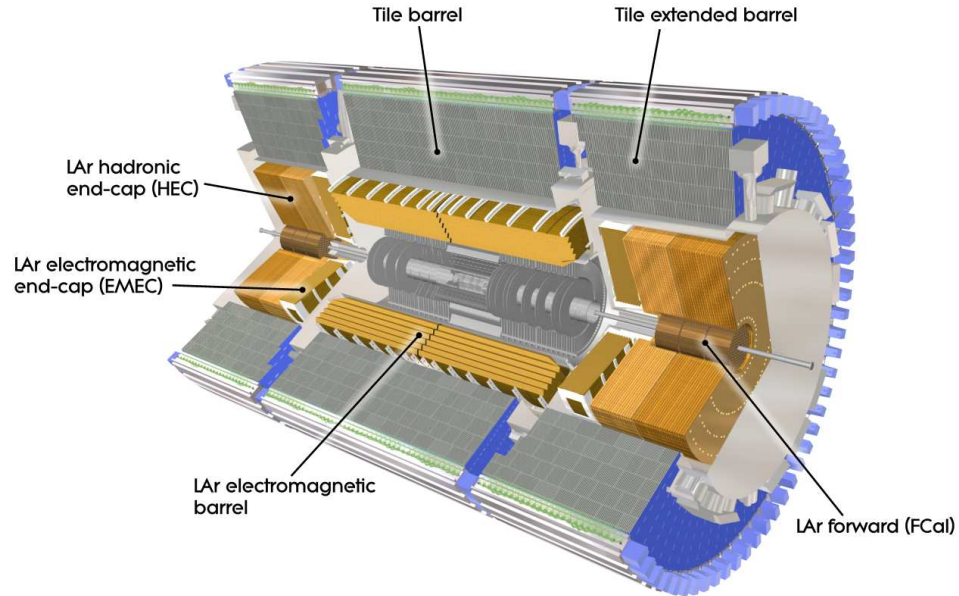


FIG. 2.6 – Vue en trois dimensions du système de calorimétrie d'ATLAS.

des particules.

La calorimétrie d'ATLAS comporte les éléments suivants :

- Un calorimètre électromagnétique *barrel* couvrant la région $|\eta| < 1.475$ et deux *end-caps* couvrant $1.375 < |\eta| < 3.2$.
- Un calorimètre hadronique *barrel* couvrant la région $|\eta| < 1.7$ et deux *end-caps* couvrant $1.5 < |\eta| < 3.2$ (*end-cap*).
- Deux calorimètres hadroniques à l'avant couvrant la région $3.1 < |\eta| < 4.9$.

Une vue d'ensemble en trois dimensions des différentes parties est représentée sur la figure 2.6. Le calorimètre électromagnétique, la partie *end-cap* du calorimètre hadronique et le calorimètre à l'avant sont des calorimètres à argon liquide. Les calorimètres à argon liquide sont contenus dans trois cryostats : deux cryostats *end-cap* contenant les parties *end-cap* des calorimètres électromagnétiques et hadroniques ainsi que les calorimètres à l'avant ; un cryostat *barrel* contenant la partie *barrel* du calorimètre électromagnétique.

Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS (E-Cal) est décrit en détail dans [22]. Il est constitué d'une succession de couches de plomb (milieu absorbant et radiatif) et d'argon liquide (milieu actif pour mesurer l'énergie). C'est un calorimètre à échantillonnage car le dépôt d'énergie des particules n'est pas mesuré partout. La probabilité d'interaction d'un électron

dans la matière dépend du carré du nombre de protons dans le noyau Z :

$$\sigma_b \sim Z^2 E_e \quad (2.12)$$

où E_e est l'énergie de l'électron incident. Pour les électrons, la perte d'énergie la plus importante à haute énergie ($E \gg m_e c^2$) est le bremsstrahlung qui conduit à la production de photons qui interagissent avec la matière créant des paires e^+e^- .

Le photon de haute énergie crée quant à lui des paires d'électrons de conversion par le processus de création de paires, qui est le processus dominant. La section efficace de ce processus dépend alors de Z^2 via :

$$\sigma_p \sim Z^2 \ln E_\gamma \quad (2.13)$$

Cela conduit à une cascade d'électrons et de photons. Le Z élevé du plomb en fait un bon élément radiatif pour la production de gerbe de photons et d'électrons ; et de l'argon liquide comme élément actif qui agit comme de simples chambres à ionisation. Les électrodes de lecture du signal de sortie sont faites de cuivre et de kapton. La température nominale de fonctionnement est de 88 K. L'argon est ionisé au passage des particules de la gerbe électromagnétique et un champ électrique induit un courant mesuré au niveau des électrodes qui est proportionnel à l'énergie déposée. L'intérêt principal des électrodes en accordéon par rapport à un calorimètre à échantillonnage en couches est une bonne herméticité (pas de trous entre les tours). L'espacement entre les couches d'absorbeur est constant dans la partie centrale mais varie dans les *end-caps* car l'angle de pliage augmente avec le rayon. Dans le *barrel*, une haute tension de 2000 V est appliquée entre les absorbeurs et les électrodes ce qui crée, dans un espace de dérive de 2.1 mm, des temps de dérive d'environ 450 ns. Dans le *end-cap*, la haute tension est variable.

Le calorimètre est constitué d'une partie *barrel* et de deux *end-caps* couvrant respectivement les régions $|\eta| < 1.475$ et $1.375 < |\eta| < 3.2$. La partie centrale est constituée de deux roues identiques espacées d'environ 4 mm en $z = 0$. Les bouchons sont constitués de deux roues coaxiales : une roue externe couvrant les régions $1.375 < |\eta| < 2.5$ et une roue interne couvrant les régions $2.5 < |\eta| < 3.2$ (voir figure 2.6). L'épaisseur totale du calorimètre est de plus de 24 longueurs de radiations⁷ dans la partie centrale et de plus de 26 dans les bouchons. Dans la région $|\eta| < 2.5$, le calorimètre est segmenté en trois couches en profondeur (voir figure 2.7). La granularité de la deuxième couche, contenant la plus grande partie de l'énergie d'une gerbe électromagnétique, est de 0.025 en η et 0.025 en ϕ . Dans cette couche, 90 % de l'énergie est, en moyenne, contenue dans neuf cellules (trois cellules en η et trois en ϕ). Le signal provenant des électrodes est lu sur les faces avant et arrière du détecteur et envoyé vers des préamplificateurs situés à l'extérieur du cryostat. Le signal du préamplificateur est ensuite échantillonné toutes les 25 ns et stocké en attendant le signal de déclenchement. Le calorimètre électromagnétique comporte environ 110 000 voies d'électronique pour le *barrel* et 64 000 pour les *end-cap*.

La résolution en énergie du calorimètre provenant de test en faisceau est de la forme :

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{S}{\sqrt{E}} \oplus \frac{N}{E} \oplus C \quad (2.14)$$

⁷Une longueur de radiation, X_0 , est définie comme étant la distance pour laquelle l'énergie d'un électron est réduite d'un facteur $1/e$ par la perte d'énergie par radiation

où le premier terme $S \sim 0.1 \text{ GeV}^{1/2}$ correspond aux fluctuations introduites par l'échantillonnage du calorimètre, le deuxième terme $N < 0.3 \text{ GeV}$ est lié au bruit électronique, et le troisième, $C \leq 0.7\%$ est dû aux fluctuations locales de la calibration. Une analyse détaillée des performances du E-Cal peut être trouvée dans [23, 24, 25]

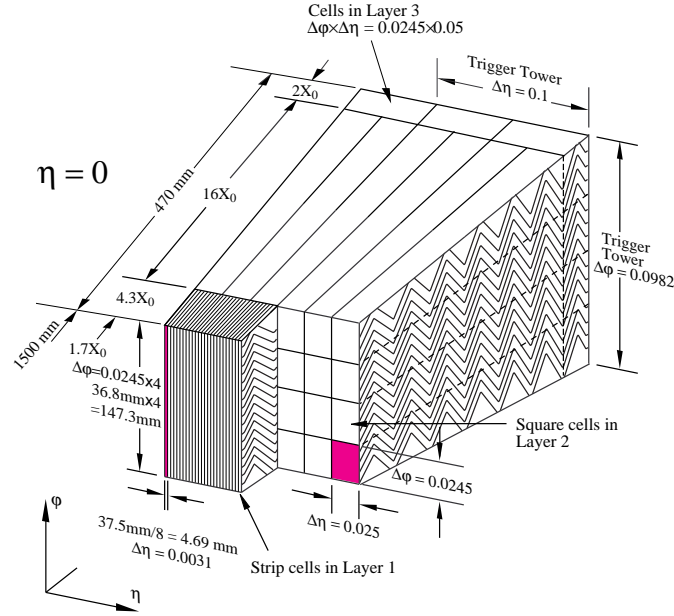


FIG. 2.7 – Représentation d'une cellule de la partie centrale du calorimètre électromagnétique, où l'on peut distinguer clairement les différents modules en accordéon. La granularité en η et ϕ des cellules de chacune des trois couches et d'une tour de trigger est également représentée.

Un aspect important pour la performance du calorimètre électromagnétique est la quantité de matière présente en amont, car une partie significative de l'énergie de la particule incidente est perdue dans la matière passive avant celui-ci, ce qui cause des erreurs systématiques. La longueur de radiation de la matière avant le E-Cal est de $2.3 X_0$ à $\eta = 0$. Le E-Cal est donc précédé d'un pré-échantillonneur pour corriger les effets de perte d'énergie. Celui-ci est constitué d'électrodes de cuivre et d'époxy baignant dans de l'argon liquide (même cryostat que le E-Cal). Ces électrodes collectent les charges créées durant l'ionisation de l'argon liquide. Le pré-échantillonneur possède une granularité grossière ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.1$), ce qui permet de savoir si une gerbe électromagnétique s'est développée en amont du calorimètre et permet en estimant l'état de développement de la gerbe de corriger l'effet de la matière morte. Il y a un pré-échantillonneur dans la partie centrale $|\eta| < 1.52$ et un dans chaque *end-cap* $1.5 < |\eta| < 1.8$.

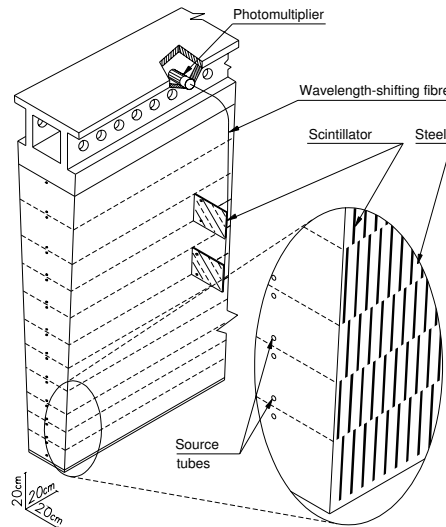


FIG. 2.8 – Représentation d'un module de la partie centrale du calorimètre hadronique. On peut observer comment l'électronique de lecture est intégrée sur la structure. Les différentes composantes du système de lecture sont représentées : tuile, fibres optiques et photomultiplicateurs

Le calorimètre hadronique

Alors que les électrons et les photons sont arrêtés par le E-Cal, les hadrons π/K composant les jets (produit de l'hadronisation des quarks et des gluons), le traverse. Le calorimètre hadronique (H-Cal) est placé après le E-Cal de manière à pouvoir identifier, reconstruire et mesurer l'énergie des particules hadroniques, ainsi que de mesurer l'énergie transverse manquante dans un événement. Il est composé de trois parties (voir figure 2.6) utilisant trois technologies différentes en fonction de la pseudo-rapacité.

Le calorimètre à tuiles (Tile-Calorimeter) [26] est constitué d'une partie centrale placée directement autour de l'enveloppe du E-Cal couvrant la région $|\eta| < 1$ ainsi que deux extensions de la partie centrale couvrant la zone $0.8 < |\eta| < 1.7$. C'est un calorimètre à échantillonnage constitué d'une succession de couches de milieu absorbant (14 mm de fer) et de milieu actif (3 mm de scintillateur plastique). En interagissant avec le fer, les particules développent des gerbes qui vont exciter les tuiles scintillantes. La scintillation sera détectée par des photomultiplicateurs placés de chaque côté des plaques scintillantes via des fibres optiques. La mesure de la quantité de lumière donne alors l'énergie de la gerbe. Sur la figure 2.8, on peut voir un des 64 modules du H-Cal, qui sont arrangés suivant ϕ [27]. Il s'étend radialement entre 2.28 et 4.00 m, ce qui constitue une longueur d'absorption de $7.4 \lambda_A$ ⁸. Il est longitudinalement segmenté en 3 couches.

⁸Distance λ_A à l'intérieur d'un matériau à laquelle la probabilité que la particule n'ait pas interagi fortement est $1/e$.

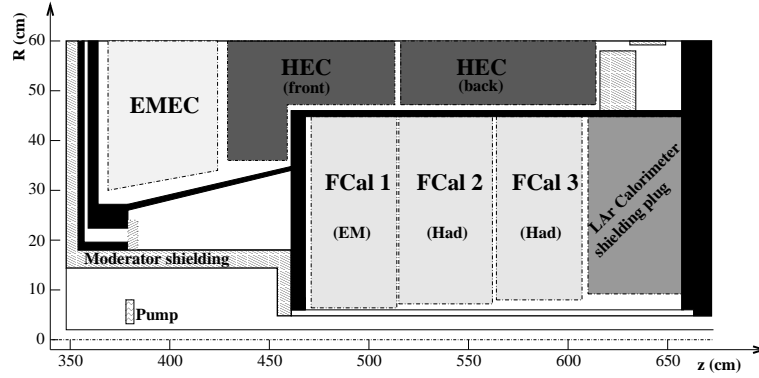


FIG. 2.9 – Schéma représentant les trois modules du FCal situé dans le cryostat du *end-cap*. La matière morte devant le FCal ainsi que les blindages derrière sont également représentés. Les zones en noir correspondent à la structure du cryostat.

La partie *end-cap* du calorimètre hadronique (HEC pour Hadronic End-cap Calorimeter) [22, 28] est composée de deux roues cylindriques indépendantes de 2.03 m de rayon, situées directement après le calorimètre électromagnétique *end-cap* et partageant le même cryostat (voir figure 2.6). Elles se trouvent à une distance selon z de 4.28 et 6.1 m du point d'interaction. Le HEC couvre le domaine $1.5 < |\eta| < 3.2$ en pseudo-rapacité. Dans le HEC, ce sont donc des plaques de cuivre qui servent de matériaux absorbant et l'argon liquide de milieu actif.

La partie vers l'avant du calorimètre hadronique (FCal pour Forward Calorimeter) [29] est intégrée dans les cryostats des *end-cap* (voir figure 2.6). Elle couvre la région à très grande rapidité $3.1 < |\eta| < 4.9$. La proximité de ces différents systèmes permet de minimiser les pertes d'énergies dans les trous d'acceptance géométrique et de réduire le bruit atteignant le système à muons (*punch-through* : résidus des gerbes hadroniques). Le FCal est situé à une distance de 4.7 m du point d'interaction et est exposé à des grands flux de particules. Cela a conduit à une conception avec beaucoup de matériaux absorbants. Comme on peut le voir sur la figure 2.9, le FCal est composé de trois modules. Le premier module FCal1, composé de cuivre est, optimisé pour des mesures électromagnétiques, alors que les deux autres, fait de tungstène, mesurent essentiellement les interactions hadroniques.

Pour connaître les performances des différentes parties du calorimètre hadronique, se reporter à [30] pour le *barrel*, à [31] pour le *end-cap* et à [32] pour le FCal.

2.2.7 Le spectromètre à muons

Pour une description détaillée du spectromètre à muons ainsi que du système d'alignement, se reporter à la section 3.2.

Description générale

Le principe du spectromètre à muons est basé sur la mesure de l'impulsion grâce à la déflexion des muons dans un champ magnétique toroïdal. Le système est équipé de chambres de précision pour la reconstruction de la trajectoire ainsi que de chambres de déclenchement utilisées pour la sélection des événements dès le premier niveau du système de déclenchement. Pour la partie *barrel* du spectromètre ($|\eta| < 1.0$) le champ magnétique est engendré par un grand aimant toroïdal constitué de huit bobines supraconductrices disposées symétriquement autour de l'axe du faisceau. Dans la région *end-cap* ($1.4 < |\eta| < 2.7$), le champ est créé par deux aimants toroïdaux de plus petite taille situés aux deux extrémités du toroïde *barrel*. Pour la partie *barrel*, les chambres à muons sont directement placées sur la structure du toroïde, alors que des structures supplémentaires sont nécessaires pour les chambres du *end-cap*. Pour la partie centrale, les chambres sont disposées en trois couches cylindriques autour de l'axe du faisceau, et trois couches verticales et perpendiculaires à l'axe du faisceau pour les parties *end-cap*. Cela permet à une particule venant du point d'interaction de traverser trois couches de chambre permettant de mesurer la flèche de la particule.

On distingue quatre différentes technologies pour les chambres du spectromètre :

MDT (Monitored Drift Tube)

Ces chambres sont utilisées dans les parties *barrel* et *end-cap* pour effectuer des mesures de précision de la trajectoire du muon dans le champ magnétique.

CSC (Cathode Strip Chambers)

Les **CSC** sont des chambres de précision utilisées à grand η (vers l'avant $2 < |\eta| < 2.7$). Elles ont une meilleure granularité que les **MDT** pour faire face aux taux d'événements importants présents dans cette région.

RPC (Resistive Plate Chambers)

Elles font partie du système de déclenchement de la partie centrale. Elles ont deux utilisations :

1. Le déclenchement de l'enregistrement des données grâce à différentes coupures sur l'impulsion transverse. Ceci nécessite une granularité de l'ordre de 4 cm, compte tenu de la taille longitudinale de la zone d'interaction ($\sigma_z = 5.5$ cm). Elles ont une résolution en temps de l'ordre de 1 ns, bien inférieure à l'espacement des paquets du LHC de 25 ns, utilisée pour faire des coïncidences avec le signal associé aux croisements de paquets de protons.
2. La mesure de la coordonnée située dans la direction orthogonale à celle mesurée par les chambres de précision (appelée "seconde coordonnée").

TGC (Thin Gap Chambers) Ce sont des chambres de déclenchement utilisées dans les parties *end-cap* du spectromètre.

Pour connaître les technologies utilisées dans ces chambres, se reporter section [3.2](#).

Le système d'alignement

La résolution intrinsèque des chambres de précision étant de $50\ \mu\text{m}$, on souhaite connaître leurs positions relatives le long de la trajectoire d'une trace avec une meilleure précision. C'est pourquoi, le but de l'alignement est de connaître la position des chambres à mieux que $30\ \mu\text{m}$. Un système complexe de capteurs optiques a donc été mis en place dans le spectromètre pour pouvoir répondre à cette demande. Outre la position relative des chambres, ce système est capable de nous fournir les déformations de ces dernières. Pour une description plus détaillée du système d'alignement, se reporter section 3.3.

2.3 Le système d'aimants et le champ magnétique

Cette section commence par une brève description du système d'aimants d'ATLAS (section 2.3.1). Il est composé d'un solénoïde et de trois toroïdes (un *barrel* et deux *end-cap*). La section 2.3.2 est consacrée à notre compréhension du champ magnétique. Cela comprend une cartographie du champ faite avec des tests en courant, ainsi que des calculs pour déterminer une carte de champ détaillée nécessaire pour atteindre les spécifications de performances utilisées dans les applications de simulation et de reconstruction.

2.3.1 Le système d'aimants

ATLAS est composé d'un système hybride d'aimants supraconducteurs unique en son genre. Les dimensions de cet ensemble magnétique sont de 22 m de diamètre pour 26 m de longueur. L'énergie stockée est de 1.6 GJ. Quinze années de conception, de construction et d'installation ont été nécessaires pour le rendre opérationnel dans la zone expérimentale souterraine. Cette section présente les propriétés des aimants. Des détails supplémentaires peuvent être trouvés dans [5]. La disposition spatiale des bobines est représentée sur la figure 2.10.

Le solénoïde central

Les principaux paramètres du solénoïde central [33] sont listés dans le tableau 2.2. Il a été conçu pour fournir un champ de 2 T (1,998 T au centre de l'aimant avec le courant nominal de 7,73 kA) et il est placé avant le calorimètre électromagnétique. Pour avoir les performances désirées des calorimètres, il a fallu minimiser la quantité de matière présente en amont. Ainsi, la matière du solénoïde contribue à une longueur de radiation totale de $\sim 0.66 X_0$ à incidence normale. Cela implique qu'il partage un cryostat commun avec le calorimètre électromagnétique. La bobine est constituée d'un enroulement de conducteur Al-stabilisé NbTi à haute résistance mécanique, spécialement développé pour obtenir un champ

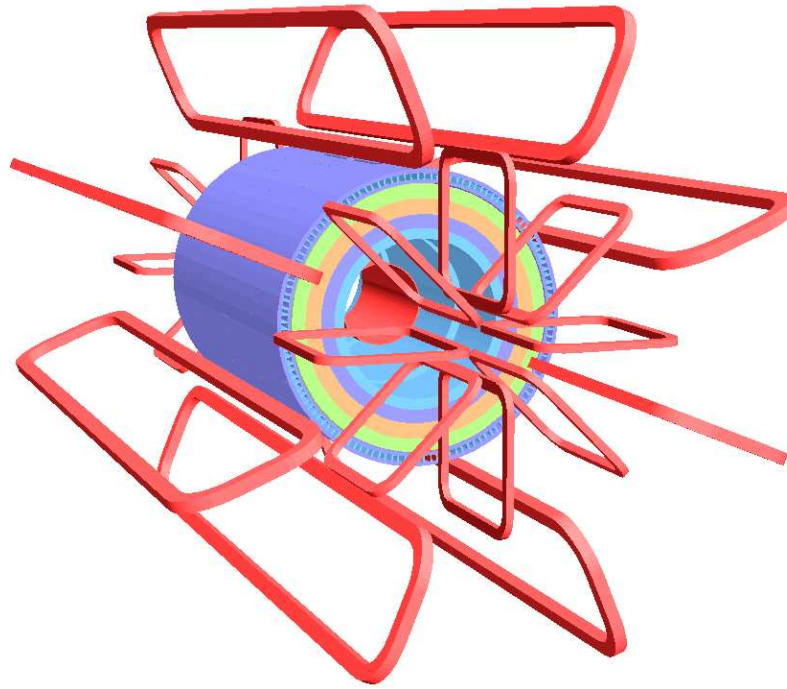


FIG. 2.10 – Schéma représentant la disposition des bobines du système magnétique avec le calorimètre hadronique servant de retour de champ pour le solénoïde.

puissant tout en optimisant l'épaisseur, contenu dans un support cylindrique d'aluminium de 12 mm d'épaisseur. Les diamètres interne et externe du solénoïde sont de 2,46 m et de 2,56 m et sa longueur axiale est de 5.8 m. La masse froide de la bobine est de 5.4 tonnes et l'énergie stockée est de 40 MJ. Le retour de champ est assuré par le fer constituant la structure de support extérieure du calorimètre hadronique (figure 2.10). Le temps de charge et de décharge du solénoïde est de 30 minutes. Dans le cas d'un *quench* (rupture locale de la supraconductivité nécessitant le réchauffement global de l'aimant pour le préserver de toute dégradation), l'énergie stockée est absorbée par la masse froide dont la température augmente jusqu'à une valeur maximale de 120 K. Le refroidissement est effectué en une journée.

Le système de toroïdes

Les principales caractéristiques du toroïde *barrel* et des toroïdes *end-cap* sont listées dans le tableau 2.2. Le volume cylindrique entourant les calorimètres et les deux toroïdes bouchons est rempli par le champ magnétique du toroïde central. Ce champ est créé par huit bobines arrangées dans des cryostats indépendants. L'assemblage des bobines est assuré par un ensemble de huit structures de support internes (appelés voussoirs) et externes. Les dimensions totales du système toroïde central est de 25.3 m de longueur et des diamètres interne et externe de 9.4 et 20.1 m respectivement. Le supraconducteur utilisé dans le toroïde central et

TAB. 2.2 – Principales caractéristiques du système d'aimant d'ATLAS

Propriété	Caractéristique	Unité	Solénoïde	Toroïde central	Toroïdes bouchons
Taille	Diamètre interne	m	2.46	9.4	1.65
	Diamètre externe	m	2.56	20.1	10.7
	Longueur axiale	m	5.8	25.3	5.0
	Nombre de bobines		1	8	2×8
Masse	Conducteur	t	3.8	118	2×20.5
	Masse froide	t	5.4	370	2×140
	Total assemblé	t	5.7	830	2×239
Bobines	Tours par bobine		1154	120	116
	Courant nominal	kA	7.73	20.5	20.5
	Énergie stockée	GJ	0.04	1.08	2×0.25
	Pic de champ	T	2.6	3.9	4.1
	Interval de champ	T	0.9-2.0	0.2-2.5	0.2-3.5
Conducteur	Nombre de fils (NbTi)		12	38-40	40
	Diamètre des fils	mm	1.22	1.3	1.3
	Courant critique (à 5 T)	kA	20.4	58	60
	Nominal/critique	%	20	30	30
	Longueur totale	km	10	56	2×13

dans les bouchons est sensiblement le même (Al-stabilisé Nb/Ti/Cu). Dans l'éventualité d'un *quench* d'une bobine, des chaufferettes disposées sur toute la longueur des bobines forcent le réchauffement des aimants de toutes les bobines permettant ainsi aux 1.08 GJ d'énergie stockée d'être absorbés par la masse froide en approximativement deux minutes. Cela conduit à une température générale de sécurité de 58 K et à des points chauds de 85 K au maximum. Pas moins de 50 heures sont ensuite nécessaires pour refroidir le système à 4.6 K et lui permettre de reprendre son fonctionnement normal. Un résumé de la campagne de test des aimants du *barrel* peut être trouvée dans [34], ainsi que dans [35] pour le comportement des bobines lors d'un *quench*.

Les forces de Lorentz d'approximativement 1400 tonnes par bobine dirigées vers l'intérieur et le poids des bobines, sont contrebalancés par les vousoirs disposés entre les bobines. Les bobines du toroïde central ont été montées de manière à anticiper la déformation causée par la charge supplémentaire des chambres à muons. Pour prendre cette déformation en compte et ainsi obtenir au final une forme cylindrique, le système a été installé avec un diamètre vertical plus grand de 30 mm. La conception de la structure du toroïde *barrel* ainsi que l'installation dans l'expérience ATLAS peuvent être trouvées dans [36].

Les toroïdes *end-cap* génèrent le champ magnétique nécessaire pour optimiser la puissance de courbure dans les parties bouchons du spectromètre à muons. Ils sont posés sur des rails pour pouvoir les déplacer et ainsi ouvrir le détecteur permettant d'avoir un accès de mainte-

nance. Chaque toroïde *end-cap* est composé d'une masse froide en un seul morceau elle-même composée de huit bobines supraconductrices. Les détails de la conception des toroïdes *end-cap* sont donnés dans [37]. Les masses froides ont été insérées dans leur cryostat au CERN.

L'intégrale de champ moyenne dans le *barrel* est de 2.5 Tm entre 4 et 6 Tm dans les *end-caps*.

2.3.2 Détermination du champ magnétique

Les spécifications concernant la détermination du champ magnétique dans le détecteur interne (ID) et dans le spectromètre à muons (MS) sont très différentes.

Performances demandées

Dans l'ID, les erreurs systématiques affectant la mesure de l'impulsion des particules chargées sont dominées par l'alignement relatif du détecteur ainsi que par l'incertitude sur le champ magnétique. L'objectif est d'atteindre une précision $\leq 1 \mu\text{m}$ sur l'alignement dans l'ID, ce qui implique une résolution de $\sim 5 \cdot 10^{-4}$ sur le champ magnétique. Pour les toroïdes, le champ est très inhomogène, et l'on veut pouvoir connaître celui-ci avec une précision équivalente à la connaissance de la position des conducteurs dans les bobines à 1 ou 2 mm près (pour connaître le champ partout à mieux que 20 Gauss et l'intégrale de champ à mieux que 0.5%).

Modélisation du champ magnétique

Le champ total dans le détecteur interne, les calorimètres, et le spectromètre à muons est calculé comme étant la superposition des contributions de Biot et Savart de tous les aimants ainsi que du calorimètre magnétisé, et de toutes les autres perturbations induites par des matériaux ferromagnétiques (rails, blindages, etc...).

Capteurs de champ magnétique

Le détecteur interne est équipé de quatre sondes NMR fixées près de $z \sim 0$ et réparties également en ϕ . Ces sondes mesurent l'intensité du champ avec une précision de 0.01 mT. Les sondes NMR ne mesurant que $|\mathbf{B}|$, l'appareil utilisé pour effectuer la cartographie du solénoïde (voir section suivante) est basé sur des capteurs comportant trois sondes de Hall mesurant les trois composantes du champ [38]. Des capteurs du même type ont été placés

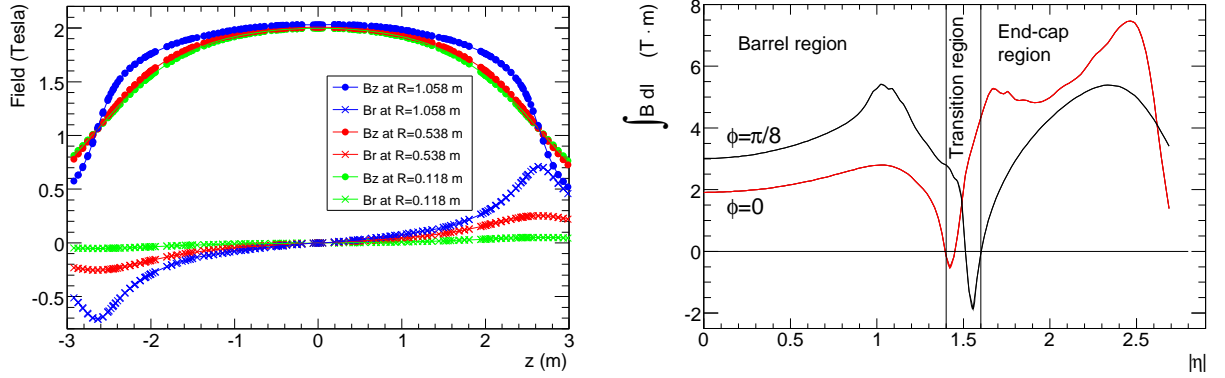


FIG. 2.11 – À gauche [5] : dépendance en z pour différents R de la composante radiale (B_R) et axiale (B_z) du champ magnétique dans le détecteur interne à des rayons fixés. Les points représentent des mesures du champ, alors que les lignes sont des ajustements sur les données. À droite [5] : intégrale de champ calculée en fonction de $|\eta|$ dans le spectromètre à muon. La courbe $\phi = \pi/8$ correspond à l'intégrale calculée dans un octant contenant une bobine, et celle à $\phi = 0$ à un octant entre deux bobines.

sur les chambres à muons. Chacune de ces sondes a été étalonnée dans un champ dipolaire précisément connu [39]. Dans le toroïde il y a environ 1800 capteurs de ce type.

Cartographie du solénoïde

Le champ du solénoïde a été cartographié en août 2006 [40]. Durant cette campagne de mesure les calorimètres *barrel* et *end-cap* étaient en position nominale. Les blindages n'étaient pas installés, mais leur contribution est assez faible (< 2 mT dans le volume de l'ID), de même pour les perturbations dues aux toroïdes.

En utilisant les données de cette campagne de mesures ainsi qu'une description détaillée de la géométrie du solénoïde, la loi de Biot et Savart est utilisée pour calculer un modèle de champ s'ajustant le mieux possible aux données. Cet ajustement conduit à des résidus de moins de 0.4 mT. Sur la courbe de droite de la figure 2.11 on peut voir les dépendances en z pour différents R des composantes B_R et B_z du champ magnétique dans le solénoïde mesuré et calculé.

Reconstruction du champ magnétique dans le spectromètre

Le champ magnétique peut en principe être calculé en appliquant directement la loi de Biot et Savart (courbe de droite de la figure 2.11), connaissant la position des conducteurs et en prenant en compte les contributions des perturbations magnétiques des matériaux environnants

(calorimètre hadronique, pieds du détecteur etc...). Mais comme la position et la déformation des conducteurs ne sont pas connues précisément (tolérance de fabrication), le champ autour des conducteurs doit être mesuré durant les conditions normales de fonctionnement. Il faut ensuite comparer les données des sondes de champs avec les calculs de champ magnétique en prenant en compte les perturbations magnétiques puis reconstruire la position et la forme des conducteurs par rapport aux chambres à muons (dont on connaît la position en utilisant le système d'alignement optique). Une fois la position des conducteurs connus, on peut connaître le champ en tout point de l'espace.

Les programmes de simulations et de reconstructions nécessitant de nombreux accès aux valeurs de champ magnétique ($\sim 10^5$), le champ ne peut être recalculé à chaque fois. Il faut donc discrétiser l'espace pour créer une carte de champ dans le toroïde la plus précise et la moins volumineuse possible. Au final la carte occupera 200 MB de mémoire (~ 20 MB pour une carte symétrique comme celle utilisée pour les études de ce document).

2.4 Le système de déclenchement et l'acquisition des données

La fréquence des collisions étant de 40 MHz et la taille finale sur disque d'un événement de collision de l'ordre de 1.6 MB, il en résulterait un débit de données qui ne pourrait être stocké avec les technologies actuelles. Une réduction du flux de données à ~ 300 MB.s⁻¹ est nécessaire. Le but du système de déclenchement d'ATLAS est de réduire le taux d'événements de 40 MHz à 200 Hz, soit un facteur de réduction de $2 \cdot 10^5$, et cela sans perte significative des événements physiques intéressants. On peut voir sur la figure 2.12 un diagramme en bloc représentant le système de déclenchement et le système d'acquisition. Le système de déclenchement contient trois niveaux distincts.

Le niveau 1

Il est situé directement au niveau du détecteur. Il utilise les informations des calorimètres [41] avec une granularité réduite ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$) ainsi que celles venant des chambres de déclenchement du système à muons (3 couches de stations TGC et RPC voir section 3.2.5). La logique de base du système de déclenchement pour les muons est une coïncidence entre les différentes stations. Pour les muons, il est possible de programmer six seuils de déclenchement indépendants en p_T (trois seuils bas p_T 4 à 9 GeV, et trois haut p_T 9 à 35 GeV).

Le niveau 1 cherche des signatures provenant de muons, d'électrons/photons, de jets et de τ (se désintégrant en hadrons) ; des événements avec une grande énergie transverse manquante (E_T^{miss}) et une grande énergie transverse totale. Pour les déclenchements sur les leptons et les photons, un critère d'isolation peut être demandé. On dit qu'un lepton ou un photon est isolé lorsque la quantité d'énergie présente à proximité de la particule est faible.

La décision finale du niveau 1 est faite par le *Central Trigger Processor* (CTP) [42] qui

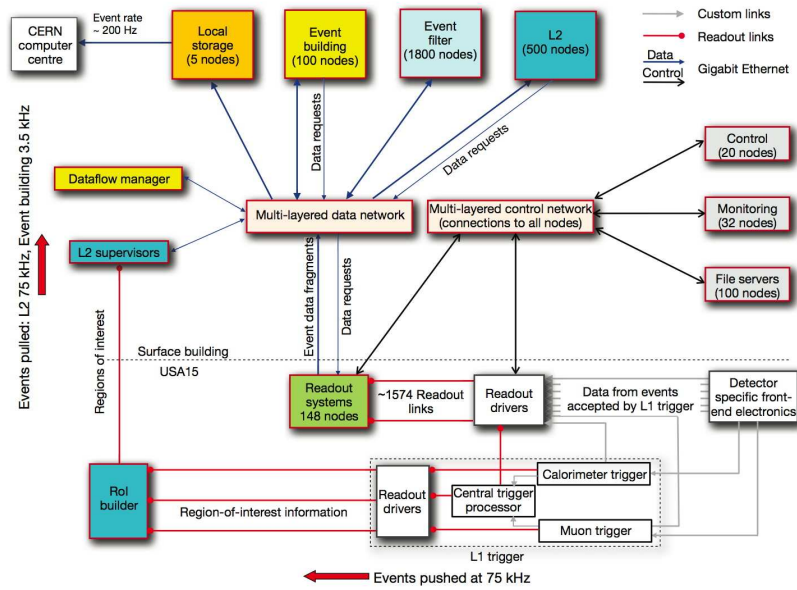


FIG. 2.12 – Vue d'ensemble du système de déclenchement et d'acquisition de données d'ATLAS [5].

combine les informations des différents systèmes de déclenchement. Il est possible de créer des menus contenant jusqu'à 256 possibilités elles-mêmes composées d'une combinaison de différents déclenchements.

Tandis que la décision du niveau 1 est basée sur la multiplicité des différents systèmes de déclenchement (des seuils qui sont franchis pour des quantités globales), les informations sur la position sont conservées sur les *trigger processors* du spectromètre et des calorimètres. Si l'événement est accepté, il est envoyé au niveau 2 sous forme de régions d'intérêt (RoI⁹, région du détecteur intéressante).

Une fonction essentielle du niveau 1 est l'identification des croisements de paquets physiquement intéressants. Dans le cas des muons, la taille du spectromètre implique des temps de vol supérieurs au temps de croisement de paquets. Pour les calorimètres, la largeur du signal s'étend sur quatre croisements de paquets en moyenne.

Pendant que la décision est prise par le CTP, les informations de tous les canaux du détecteur doivent être retenues dans des mémoires appelées *pipeline*. Ces mémoires sont contenues dans l'électronique placée sur ou près des détecteurs, où l'accès est difficile et les niveaux de radiations élevés. La profondeur de ces *pipelines* résulte d'un compromis entre le coût, la fiabilité et le temps de latence du niveau 1. Il a été décidé que ce temps de latence ne devait pas excéder $2.5 \mu\text{s}$ (avec un but de $2 \mu\text{s}$); $\sim 1 \mu\text{s}$ étant utilisé pour la propagation du signal dans les câbles. Les *pipelines* ont donc été conçus pour pouvoir contenir 128 événements.

⁹ *Region of Interest*

La fréquence maximum en sortie du niveau 1 est de 75 kHz et pourra être optimisée jusqu'à 100 kHz. Les événements choisis par le niveau 1 passent dans le *pipeline* du niveau 2.

Le niveau 2

Il utilise les RoI qui ont été identifiées par le niveau 1. Le niveau 2 utilise les informations des RoI sur les coordonnées, l'énergie et le type de signature de manière à réduire la quantité de données à transférer de l'électronique de lecture de tous les sous-détecteurs (par exemple les RoI des MDT sont combinées avec celles du détecteur interne pour un muon combiné). Le niveau 2 réduit le taux d'événements en dessous de 3.5 kHz, avec un temps moyen d'exécution par événement de 40 ms. L'accès du niveau 2 à un événement complet dépasserait le temps de latence maximum de ce niveau, justifiant l'introduction du concept de RoI (1 à 2% d'un événement complet). Un désavantage majeur de cette méthode est que des événements potentiellement intéressants ne passant pas le niveau 1 ne pourront pas être trouvés dans le niveau 2.

Le composant principal du niveau 2 est une ferme de calcul composée de 500 nœuds. Chaque nœud est composé de huit unités de calculs (L2PU ¹⁰) et fonctionne à une fréquence de 200 Événements/s. Si un événement est sélectionné par le niveau 2, toutes les informations concernant cet événement sont collectées depuis les détecteurs par ce que l'on appelle l'Event-Builder ¹¹ et passe ainsi au niveau 3 que l'on appelle le filtre d'événements (EF ¹²).

Le filtre d'événements (niveau 3)

Il prend la décision finale pour qu'un événement soit enregistré pour analyse. Son but est d'obtenir une fréquence de sortie de 200 Hz. Le niveau 3 est également composé d'une ferme de calcul située dans la zone expérimentale. La reconstruction des événements du niveau 3 est basée sur la reconstruction *off-line* standard des événements d'ATLAS. Une part intégrante du processus de sélection est la classification des événements de manière à couvrir tous les sujets de physique explorés avec au moins un *trigger* tout en maîtrisant le taux de déclenchement. Pour cela, chaque événement remplissant pleinement les critères de sélection est marqué de manière à identifier dans quelle analyse de physique il s'inscrit.

Les événements sélectionnés sont ensuite envoyés au service central d'enregistrement du CERN (Tier-0, voir section 2.6). Même avec une telle réduction du taux d'événements (de 40 MHz à 200Hz), l'espace total de stockage total nécessaire à l'expérience ATLAS est de l'ordre de 3 PetaByte par an. Une telle quantité de données nécessite l'utilisation d'une grande puissance de calcul capable de les distribuer dans le monde entier pour analyse. Cet outil, appelé grille de calcul sera décrit à la section 2.6.

¹⁰Level 2 Proprocessing Units

¹¹Constructeur d'événements

¹²Event Filter

Signature de la sélection	Taux du niveau 1 (Hz)	Taux final (Hz)
Minimum bias	Plus de 10000	10
$\mu 10$	360	19
$2\mu 4$	70	3
e10	5000	21
2e5	6500	6
$\gamma 20$	370	6
$2\gamma 15$	100	< 1
j120	9	9
4j23	8	5
$\tau 20i + xE30$	5000	10
$\tau 20i + \mu 6$	20	3

TAB. 2.3 – Taux de déclenchement attendus pour le premier et le dernier niveau du système de déclenchement à faible luminosité ($\mathcal{L} = 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$).

Menus du système de déclenchement

Les menus du système de déclenchement sont des tables dans lesquelles des seuils et des critères de sélections sont spécifiés pour chacun des trois niveaux de manière à répondre aux demandes des analyses de physique. Lors du processus de préparation d'un menu, il faut tenir compte des capacités de réjection de chaque niveau pour chaque signature, de la fréquence de fonctionnement de chaque niveau et du système de calcul *offline*.

Sur le tableau 2.3 on peut voir un sous-ensemble du menu du système de déclenchement tel qu'il est prévu pour la phase de basse luminosité du LHC ($10^{-31} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$). Par exemple l'élément $\mu 10$ signifie au moins un muon de plus de 10 GeV de p_T ; 4j23 au moins quatre jets de plus de 23 GeV de p_T chacun; $\tau 20i + xE30$ au moins un τ de plus de 20 GeV de p_T isolé et plus de 30 GeV d'énergie transverse manquante.

2.5 L'environnement Athena

L'environnement Athena [43] est basé sur l'environnement Gaudi [44] développé par l'expérience LHCb [7], et qui est maintenant un projet commun ATLAS-LHCb. C'est l'environnement dans lequel les analyses d'ATLAS sont effectuées. Tous les niveaux de traitement de données de ATLAS, de la génération d'événements à la reconstruction et l'analyse, ont lieu dans l'environnement Athena. Il devient ainsi plus facile pour les développeurs et les utilisateurs du code d'ATLAS d'évaluer et d'exécuter les programmes, avec l'assurance que toute la géométrie et le conditionnement des données sera le même pour tous les types de demandes : la simulation, la reconstruction, l'analyse, la visualisation. La complexité du détecteur implique

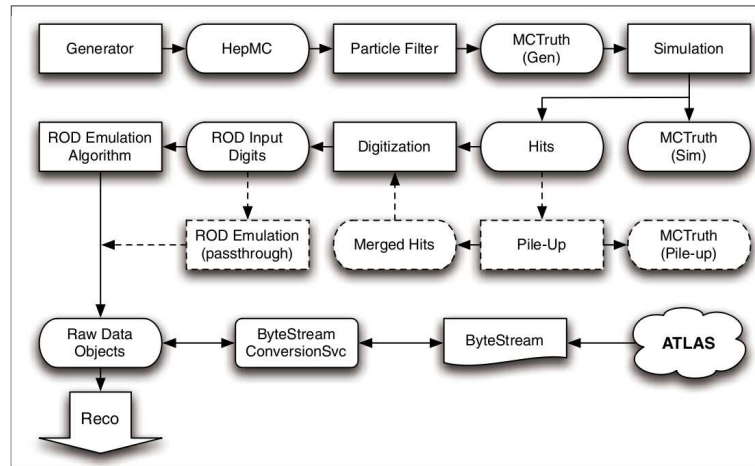


FIG. 2.13 – Schéma représentant le flux de données dans la simulation Athena. Les rectangles représentent des étapes du traitement ; les rectangles arrondis représentent des objets dans le modèle. Le pile-up et la génération de ROD sont des étapes que l'on peut exécuter ou non [5].

également une complexité des logiciels sous-jacents.

Athena possède plusieurs caractéristiques :

- Il permet une communication entre des applications diverses, appelées des algorithmes, à l'intérieur même de la structure.
- Tous les algorithmes ont accès aux données des autres algorithmes via ce que l'on appelle le *Storegate* : informations sur l'événement ou sur la description du détecteur, etc. . .
- L'environnement Athena permet un chargement dynamique de bibliothèques et est organisé en forme de modules d'extension permettant une configuration flexible des algorithmes.
- L'usage d'Athena pour les utilisateurs : la production d'événements simulés ainsi que la reconstruction par les algorithmes.

La figure 2.13 représente la chaîne complète de production et peut se résumer ainsi :

La génération d'événements de processus physique (comme $pp \rightarrow \gamma/Z/Z' \rightarrow \mu^+\mu^-$) en utilisant des générateurs du type Pythia [45]. Ces événements contiennent la quadri-impulsion des particules ayant participé au processus. Pour cela, le standard HepMC [46] est utilisé. Les générateurs sont des outils indispensables pour la modélisation de phénomènes physiques complexes. Pour des énergies de l'ordre de celles du LHC et des collisions hadroniques, cela conduit à la production de centaines de particules. Les événements générés sont alors utilisables par la simulation rapide du détecteur (ATLFAST voir section 2.7) ou par la simulation complète G4ATLAS (voir point suivant).

La simulation du détecteur G4ATLAS [47] est faite en utilisant Geant4 [48, 49]. Elle consiste à simuler le parcours ainsi que les interactions de l'ensemble des particules issues du processus, et fournir au final l'ensemble des signaux électriques du détecteur (appelés "hits" contenant l'information sur la quantité d'énergie déposée, la position, etc. . .), c'est-à-dire la réponse du détecteur à l'événement de physique. Cette étape nécessite une très bonne description de notre détecteur et un temps de CPU important.

Le pile-up est un phénomène qui se produit dès une luminosité du LHC de $\sim 10^{32}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ quand il y a plusieurs interactions à chaque croisement de faisceau (typiquement un événement de signal avec une vingtaine d'événements de bruit de fond de minimum-bias à $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$). Cette étape consiste donc à empiler plusieurs événements en un seul. Le pile-up est une étape que l'on peut exécuter ou non dans la chaîne de simulation.

La numérisation consiste à transformer les “hits” produits par la simulation G4ATLAS en un format correspondant au signal qui viendrait réellement des détecteurs. Le format final de sortie de l'étape de numérisation est un RDO (Raw Data Object¹³), identique au format des données réelles du détecteur.

La reconstruction est la dernière étape de la chaîne à l'issue de laquelle l'événement peut être interprété en terme de particules (c'est aussi la seule étape pour de vraies données). L'identification des particules comme les muons peut être faite de différentes manières en utilisant différents algorithmes. Une description des algorithmes utilisés sera faite section 3.4. Il existe différents formats de stockage de données. L'utilisateur effectue alors son analyse avec un des formats de données.

Pour ce travail de thèse, nous avons utilisé les données brutes RDO que nous avons reconstruites en utilisant différentes géométries et différentes versions des algorithmes en utilisant la grille de calcul (voir section 2.6). Cette simulation de la réponse du détecteur que l'on appelle simulation complète, est très coûteuse en temps de calcul, et toutes les analyses de physique ne peuvent se faire avec cette simulation complète. C'est pourquoi une simulation dite rapide existe également. Elle sera décrite dans la section 2.7.

2.6 La grille de calcul LCG

2.6.1 Qu'est ce qu'une grille de calcul ?

Étant donné la demande croissante des expériences scientifiques en ressources informatiques (calcul et stockage), l'idée de grille de calcul est apparue de manière à utiliser des ressources réparties dans différents centres de calcul dispersés à travers le monde afin de pouvoir accéder à une grande puissance de calcul. Une grille de calcul est définie comme “un ensemble distribué de ressources informatiques offrant aux utilisateurs un accès transparent et simple à une puissance énorme de calcul et de stockage.” Une grille de calcul doit donc mettre en place une infrastructure matérielle et logicielle permettant de partager de manière sûre des ressources hétérogènes, géographiquement distribuées, et gérées de façon décentralisée. Dans l'idéal, un utilisateur doit pouvoir utiliser ces ressources sans se soucier de l'endroit où elles se trouvent.

¹³objet de données brutes

2.6.2 Caractéristiques d'une grille de calcul

Les grilles reposent sur cinq idées essentielles :

1. **Partage des ressources** : Les sites participant à la grille mettent leurs ressources à disposition de tous les utilisateurs de la grille.
2. **Accès sécurisé** : L'authentification des utilisateurs et la confidentialité des échanges doit être assurée.
3. **Utilisation des ressources** : La charge de travail doit être répartie efficacement entre les différents nœuds afin d'optimiser l'utilisation des ressources.
4. **Abolition de la distance** : Les réseaux internationaux à haut débit permettent aujourd'hui de construire une grille véritablement mondiale.
5. **Normes ouvertes** : Elles permettent de réutiliser les développements réalisés pour une grille dans un autre projet.

2.6.3 La grille LCG

Les expériences du LHC produiront environ 15 pétaoctets de données chaque année, analysées par des milliers de physiciens à travers le monde. Le choix s'est donc porté sur les grilles de calcul afin d'effectuer le traitement des données. C'est pour cette raison que le CERN joue un rôle central dans le projet et le projet LCG [50] (Large hadron collider Computing Grid) qui est une application de la grille aux expériences du collisionneur LHC.

LCG a défini un modèle d'utilisation de la grille basé sur la répartition des rôles entre les différents centres de ressources (appelés Tier) en fonction de leur taille :

Tier-0

C'est le lieu d'acquisition des données au CERN. Le Tier-0 stocke les données brutes et effectue un premier traitement (calibration, reconstruction) avant de les envoyer aux différents Tier-1.

Tier-1

Ils reçoivent une fraction des données du Tier-0, refond le traitement des données (*reprocessing*, calibration et alignement amélioré par rapport au Tier-0) quelques mois après les Tier-0, et les distribuent vers les Tier-2. Il existe une dizaine de Tier-1 dans la grille LCG en Europe. Le centre de calcul de l'IN2P3 à Lyon est l'unique Tier-1 français.

Tier-2

Interface pour les physiciens, il doit pouvoir supporter le travail interactif. Il y a 3 Tier-2 en France : Clermont-Ferrand, Annecy et Ile-de-France.

Tier-3

Il est affecté à un groupe de travail. C'est à cet endroit que le physicien doit pouvoir effectuer son travail avec les données dont il a besoin. Pendant mon travail de thèse j'ai travaillé essentiellement sur le "nœud" de grille du CEA/Saclay afin d'être en contact

avec les informaticiens en charge du Tier-3 pour qu'il puissent répondre à des demandes spécifiques. Je leur donnais également des retours sur certains problèmes rencontrés afin d'améliorer le fonctionnement du Tier-3.

2.7 La simulation rapide du détecteur : "ATLFAST"

2.7.1 Introduction

Le programme ATLFAST fournit une simulation rapide de la réponse du détecteur ATLAS. Cette simulation a été très largement utilisée pour l'évaluation du potentiel de physique de l'expérience ATLAS lors de l'élaboration du *Technical Design Report* [16] ainsi que sur de nombreuses études effectuées ces dernières années. La simulation rapide permet de simuler des processus de signal et de bruit de fond avec les nombres d'événements adéquats et d'étudier la réjection du bruit de fond. En effet, le temps requis par la simulation pour un événement est de l'ordre de 10 minutes (du type $pp \rightarrow \gamma/Z/Z' \rightarrow \mu^+\mu^-$ par exemple) alors qu'il n'est que de l'ordre de la seconde pour ATLFAST.

Le programme original, en fortran [51], a été réécrit en C++ à l'intérieur de l'architecture Athena (voir section 2.5). Le programme ATLFAST est un outil essentiel dans le code ATLAS. En accord avec le *Computing TDR* [43], 80 % de la production d'événements Monte Carlo sera effectuée en utilisant la simulation rapide tant que la puissance de calcul nécessaire à la production en simulation complète ne sera pas disponible. Il est donc important de comprendre les performances et les limitations du programme ATLFAST. Dans cette partie les principes de base de la simulation d'ATLFAST-I seront décrits.

Il existe également une simulation rapide ATLFAST-II [52] plus proche de la simulation complète. Elle utilise la simulation complète pour le détecteur interne, le spectromètre à muons et le système de déclenchement ; mais une simulation rapide pour les calorimètres [53].

2.7.2 Les principes de la simulation ATLFAST

Pour garder un temps de calcul par événement à un niveau raisonnable, aucune simulation détaillée utilisant G4ATLAS [43] des interactions des particules avec le détecteur n'est effectuée. Ces interactions sont implicitement prises en compte en utilisant une paramétrisation de la réponse du détecteur. Pour déterminer ces paramétrisations, on utilise la simulation complète du détecteur puis on ajuste différentes contributions qui sont ensuite paramétrisées dans ATLFAST. Le principe de la simulation ATLFAST peut être résumé ainsi :

1. Les particules stables issues du générateur sont propagées à travers le champ magnétique en utilisant un modèle d'hélice. En considérant le champ magnétique solénoïdal parfaitement homogène dans le volume du détecteur interne, et en négligeant toutes les interactions avec la matière (diffusion multiple, perte d'énergie, interactions nucléaires),

le point d'impact de la particule sur la surface du calorimètre est calculé. Les interactions avec la matière sont prises en compte par l'application de fonctions de résolutions appropriées. Pour le calcul des paramètres de la trace, le quadrivecteur impulsion et le point de départ des particules sont pris directement au niveau générateur.

2. Les énergies des photons, électrons et hadrons sont déposées dans les cellules du calorimètre en supposant une réponse uniforme en tout point du détecteur. Aucune fonction de résolution (smearing) n'est appliquée. L'énergie d'une particule est entièrement déposée dans les cellules du calorimètre suivant une granularité de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ jusqu'à $|\eta| < 3.2$ et $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$ pour $3.2 < |\eta| < 5$. Ni le développement longitudinal ni latéral de la gerbe ne sont simulés (la structure fine longitudinale du calorimètre n'est pas prise en compte).
3. La reconstruction des objets physiques dans la simulation ATLFAST consiste en une extrapolation (grâce à des paramétrisations) de l'information venant de la vérité du générateur Monte-Carlo.

Pour le cas particulier des muons, chaque muon généré avec $p_T > 0.5$ GeV/c, l'impulsion reconstruite est calculée à partir de l'impulsion du muon généré à laquelle une fonction de résolution Gaussienne qui dépend de p_T , η et ϕ est appliquée. Après application de cette fonction, seuls les muons de $p_T > 5$ GeV/c et $|\eta| < 2.5$ sont conservés. Suivant qu'ils passent les critères d'isolation (critères d'isolation similaires à ceux appliqués aux électrons, c'est à dire une isolation de clusters et une isolation en énergie avec un cône plus large de $\Delta R = 0.4$), ils sont classifiés comme muon isolé ou non-isolé.

Bibliographie

- [1] Y. Baconnier et al. *LHC : the Large Hadron Collider accelerator project*. CERN-AC-93-03-LHC. CERN, Geneva, 1993.
- [2] Fermi National Accelerator Laboratory. Website : <http://www-bdnew.fnal.gov/tevatron/>.
- [3] European Organization for Nuclear Research. <http://user.web.cern.ch/user/welcome.asp>.
- [4] The ATLAS Collaboration. Expected performance of the ATLAS experiment, detector, trigger and physics. *CERN-OPEN-2008-020 ; hep-ex/0901.0512*.
- [5] G. Aad et al. The ATLAS experiment at the CERN large hadron collider. *JINST*, 3(SO8003), 2008.
- [6] The Compact Muon Solenoid Experiment. <http://cms.web.cern.ch/cms/index.html>.
- [7] The Large Hadron Collider beauty experiment. <http://lhcb.web.cern.ch/lhcb/>.
- [8] A Large Ion Collider Experiment. <http://aliceinfo.cern.ch/public/welcome.html>.
- [9] CERN Hadron LINACS. <http://linac2.home.cern.ch/linac2/default.htm>.
- [10] The Proton Synchrotron Booster. <http://ab-dep-op-psb.web.cern.ch/ab-dep-op-psb/>.
- [11] The Proton Synchrotron. <http://ab-dep-op-ps.web.cern.ch/ab-dep-op-ps/>.
- [12] The Super Proton Synchrotron. <http://ab-dep-op-sps.web.cern.ch/ab-dep-op-sps/>.
- [13] Particle data group. Review of particle physics. *Phys. Lett. B*, 1(667), 2008.
- [14] K. Yokoya K. Oide. Beam-beam collision scheme for storage-ring colliders. *Phys. Rev. A*, 40(1), 1989.
- [15] Super LHC Projects. http://lhc.web.cern.ch/lhc/slhc_projects.htm.
- [16] ATLAS Collaboration. *Dectector and physics performance Technical Design Report Volume I et II*. CERN LHCC 99-14 et 99-15, Geneva, mai 1999.
- [17] ATLAS Collaboration. *Inner Detector Technical Design Report Volume I et II*. CERN LHCC 97-16 et 97-17, Geneva, avril 1997.

- [18] G. Aad et al. ATLAS pixel detector electronics and sensors. *2008 JINST 3 P07007*.
- [19] A. Ahmad et al. The silicon microstrip sensors of the ATLAS semiconductor tracker. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 578(98), 2007.
- [20] A. Romaniouk and K. McFarlane (editors). TRT drift tubes. *JINST A88*, (888 [NOT YET PUBLISHED]), 2007.
- [21] E. Abat et al. The ATLAS transition radiation tracker (TRT) proportional drift tube : design and performance. *2008 JINST 3 P02013*.
- [22] ATLAS collaboration. Liquid argon calorimeter technical design report. *CERN-LHCC-96-041*, <http://cdsweb.cern.ch/record/331061>.
- [23] M. Aharrouche et al. Response uniformity of the ATLAS liquid argon electromagnetic calorimeter. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 582(429), 2007.
- [24] J. Colas et al. Position resolution and particle identification with the ATLAS em calorimeter. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 550(96), 2005.
- [25] M. Aharrouche et al. Energy linearity and resolution of the ATLAS electromagnetic barrel calorimeter in an electron test-beam. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 568(601), 2006.
- [26] ATLAS collaboration. Tile calorimeter technical design report. *CERN-LHCC-96-042*, <http://cdsweb.cern.ch/record/331062>.
- [27] J. Abdallah et al. Design, construction and installation of the ATLAS hadronic barrel scintillator-tile calorimeter. *ATLAS Note ATL-TILECAL-PUB-20081*, <http://cdsweb.cern.ch/record/1071921>.
- [28] D.M. Gingrich et al. Construction, assembly and testing of the ATLAS hadronic end-cap calorimeter. *JINST*, 2(P05005), 2007.
- [29] A. Artamonov et al. The ATLAS forward calorimeters. *JINST*, 3(P0201), 2008.
- [30] M. Hurwitz. Module-to-module uniformity at 180 GeV in 2002-2003 tile calorimeter calibration test-beams. *ATLAS Note ATL-PUB-TILE-2006-008*, <http://cdsweb.cern.ch/record/996185>, 2006.
- [31] B. Dowler et al. Performance of the ATLAS hadronic end-cap calorimeter in beam tests. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 482(94), 2002.
- [32] J.P. Archambault et al. Energy calibration of the ATLAS liquid argon forward calorimeter. *JINST*, 3(PO2002), 2008.
- [33] A. Yamamoto et al. The ATLAS central solenoid. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 584(53), 2008.
- [34] A. Dudarev et al. On-surface test of the ATLAS barrel toroid coils : overview. *IEEE T. Appl. Supercond.*, 16(508), 2006.

- [35] C. Beriaud et al. Quench behavior of the ATLAS barrel toroid. *paper presented at IEEE, International Magnet Technology Conference Philadelphia U.S.A.*, 2007.
- [36] A. Foussat et al. Assembly concept and technology of the ATLAS barrel toroid. *IEEE T. Appl. Supercond.*, 16(565), 2006.
- [37] D.E. Baynham et al. Engineering status of the end cap toroid magnets for the ATLAS experiment at LHC. *IEEE T. Appl. Supercond.*, 10(357), 2000.
- [38] ATLAS Collaboration. *ATLAS collaboration, ATLAS muon spectrometer technical design report*. CERN-LHCC-97-022, Geneva, 1997.
- [39] F. Bergsma. Calibration of hall sensors in three dimensions. *Proceedings of the 13th international magnetic measurement workshop, Stanford U.S.A.*, <http://cdsweb.cern.ch/record/1072471>, 2003.
- [40] M. Aleksa et al. Measurement of the ATLAS solenoid magnetic field. *JINST*, 3(P04003), 2008.
- [41] R. Achenbach et al. The ATLAS level-1 calorimeter trigger. *JINST*, 3(P03001), 2008.
- [42] S. Ask et al. The ATLAS central level-1 trigger logic and ttc system. *submitted to JINST*.
- [43] ATLAS Collaboration. *ATLAS Computing Technical Design Report*. CERN LHCC 2005-022, Geneva, avril 2005.
- [44] G. Barrand et al. Gaudi - A software architecture and framework for building HEP data. *Processing Applications, International Conference on Computing in High Energy Physics, (CHEP)*, 2000.
- [45] Pythia. <http://home.thep.lu.se/torbjorn/pythia.html>.
- [46] J.B. Hansen M. Dobbs. The HepMC C++ monte carlo event record for high energy physics. 134(1), 2001.
- [47] A. Rimoldi et al. The simulation of the ATLAS experiment : Present status and outlook. *ATLAS Internal Note, ATLAS-SOFT-2004-004*, 2004.
- [48] The Geant4 Collaboration (S. Agostinelli et al.). Geant4 - A simulation toolkit, nuclear instruments and methods in physics research. *NIM A 506*, 2003.
- [49] Geant4. <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant4/geant4.html>.
- [50] LCG. <http://lcg.web.cern.ch/lcg/>.
- [51] L. Poggioli E. Richter-Was, D. Froidevaux. Atlfast 2.0 - A fast simulation package for ATLAS. *ATLAS Internal Note, ATLAS-PHYS-98-131*, 1998.
- [52] The ATLAS Collaboration. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/atlas/atlfastii>.
- [53] The ATLAS Collaboration. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/atlas/fastcalosim>.

Chapitre 3

Le spectromètre à muons et le système d'alignement

Sommaire

3.1	Introduction	72
3.2	Le spectromètre à muons	72
3.2.1	Géométrie du spectromètre	72
3.2.2	Topologie de traces	74
3.2.3	Les chambres de précision MDT	74
3.2.4	Les chambres de précision CSC	80
3.2.5	Les chambres du système de déclenchement	82
3.3	Le système d'alignement	88
3.3.1	Stratégies de l'alignement	89
3.3.2	Les capteurs du système d'alignement	90
3.3.3	Disposition du système d'alignement	91
3.4	Les algorithmes de reconstruction des muons	93
3.4.1	Le programme de reconstruction Muonboy	94
3.4.2	Staco	99

Dans ce chapitre le spectromètre à muons sera décrit en détail. Dans la section 3.2 le système de détection et de déclenchement sera expliqué. Le système d'alignement du spectromètre sera approfondi dans la section 3.3 et les algorithmes de reconstruction utilisés seront introduits dans la section 3.4.

3.1 Introduction

Le spectromètre à muons (MS¹) constitue la partie extérieure du détecteur ATLAS. Il a été conçu pour détecter les particules chargées sortant des calorimètres et pour mesurer leur impulsion dans une gamme de pseudo-rapacité $|\eta| < 2.7$. Son système de déclenchement permettant l'acquisition des données couvre la région $|\eta| < 2.4$ (voir section 2.4). Il a été pensé pour fonctionner de manière autonome.

Le spectromètre a été créé pour avoir une résolution en fonctionnement nominal d'approximativement 10% sur la mesure d'une trace d'impulsion transverse de 1 TeV. Comme une trace de 1 TeV a une flèche de 500 μm dans le spectromètre, pour atteindre l'objectif fixé, il faut la mesurer avec une résolution inférieure à 50 μm . À la limite de la gamme d'impulsion accessible ($\sim 3\text{TeV}$), les mesures du spectromètre seul donnent de bons résultats sur la résolution en impulsion ainsi que sur l'identification de la charge. Pour des muons ayant une impulsion inférieure à 50 GeV la mesure du détecteur interne seul est bien meilleure. Pour atteindre cette résolution en impulsion, les positions relatives des chambres de mesure doivent être connues avec une précision de 30 μm le long de la trajectoire de la trace. Pour cela un système d'alignement optique de grande précision mesure les déplacements et les déformations des chambres (voir section 3.3).

3.2 Le spectromètre à muons

3.2.1 Géométrie du spectromètre

Le système à muons d'ATLAS est séparé en trois parties distinctes : la partie centrale, aussi appelée *barrel* et deux bouchons, les *end-caps*. Dans la partie centrale les chambres à muons sont arrangées en trois couches cylindriques concentriques autour de l'axe du faisceau : elles sont appelées BI (Barrel Inner), BM (Barrel Middle), et BO (Barrel Outer). Les chambres des bouchons sont disposées en quatre roues de chambres de chaque côté du point d'interaction et perpendiculaires à l'axe du faisceau : elles sont appelées EI (End-cap Inner), EM (End-cap Medium) et EO (End-cap Outer). Un jeu de chambres supplémentaires appelé les BEE (Barrel End-cap Extra) est placé sur les aimants toroïdaux bouchons. Il y a également des chambres spécifiques dans les pieds d'ATLAS : les BIR-BIM et les BOG-BOF. Les chambres du *barrel*

¹Muon Spectrometer

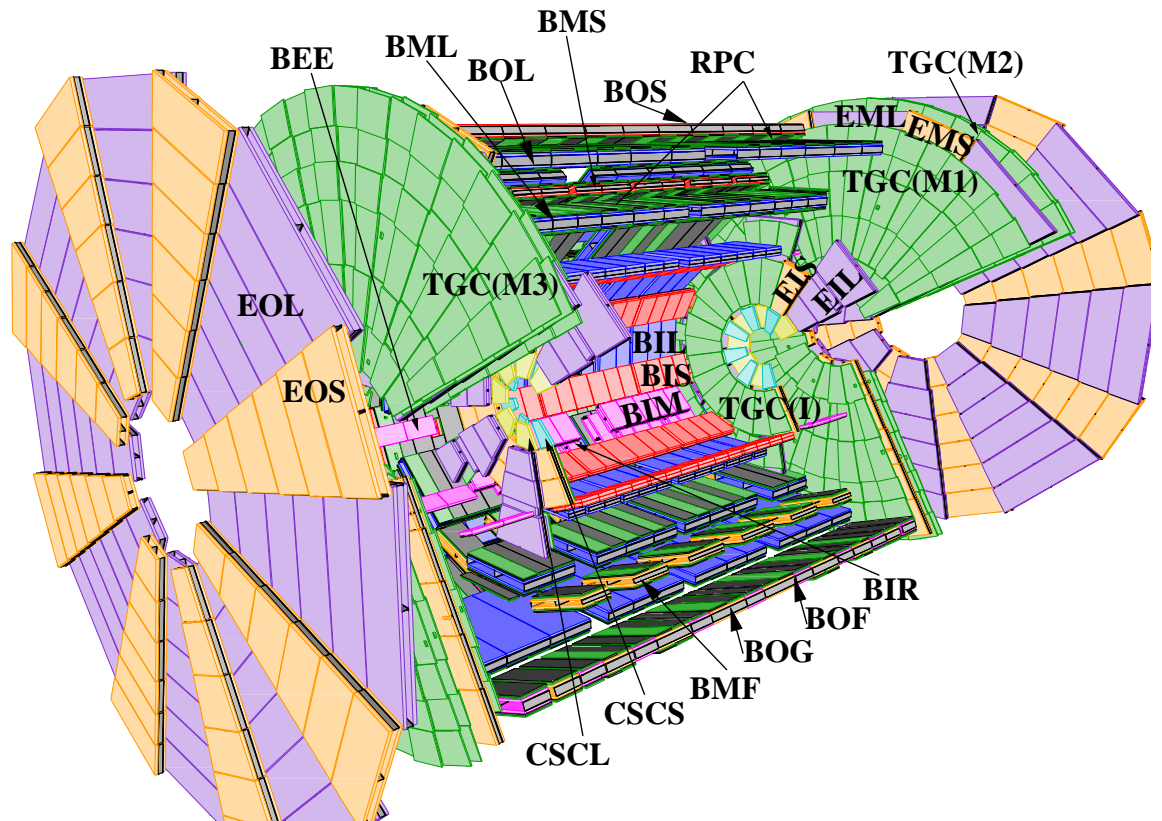


FIG. 3.1 – Vue globale du spectromètre à muons d’ATLAS décrivant la technologie et le nom des différentes stations.

sont de forme rectangulaire et arrangées cylindriquement autour de l’axe du faisceau ; les chambres des bouchons sont de forme trapézoïdale et disposées dans des plans orthogonaux à l’axe du faisceau. La figure 3.1 (réalisée avec le programme de visualisation Persint [1]) représente une vue globale du système à muons et des différents types de chambres. On peut y voir la partie centrale et les deux bouchons. Le spectromètre est symétrique par rapport au plan transverse ($z = 0$), à l’exception de la zone $\eta = 0$ où il n’y a pas de chambres sur une distance variant de $\Delta z = 10$ à 150 cm suivant les secteurs. La figure 3.2 représente une vue en coupe de la partie centrale du spectromètre avec la numérotation des secteurs. La figure 3.3 illustre le nom et la numérotation des chambres séparément pour les secteurs impairs (grands secteurs) et pairs (petits secteurs). Pour le spectromètre à muons d’ATLAS, on utilise quatre types de technologies de chambres. Les chambres Monitored Drift Tube (MDT, voir section 3.2.3) et Cathode Strip Chambers (CSC, voir section 3.2.4) sont utilisées pour les mesures de précision. Les chambres Resistive Plate Chambers (RPC, voir section 3.2.5) pour la partie centrale et Thin Gap (proportionnel à multi-fils) Chambers (TGC, voir section 3.2.5) pour les bouchons sont utilisées pour le système de déclenchement. On décrira dans la suite de ce chapitre les

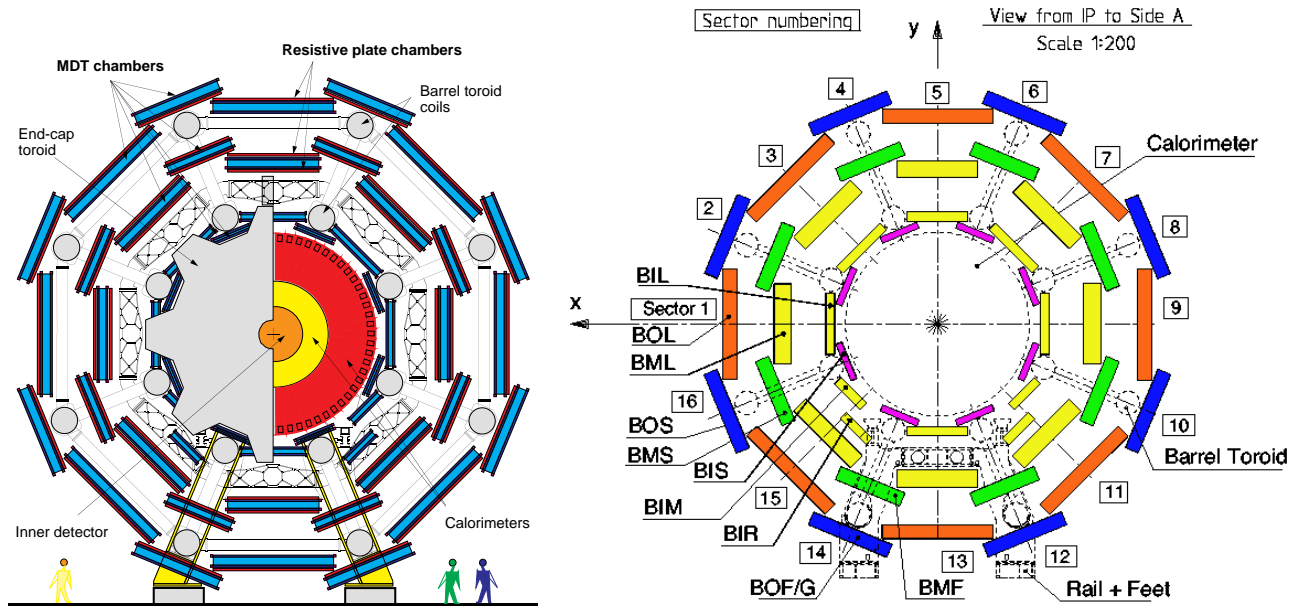


FIG. 3.2 – Vue schématique en coupe dans le plan transverse à l'axe du faisceau du spectromètre à muons d'ATLAS.

principes de fonctionnement de chaque type de chambres, leurs caractéristiques individuelles et les performances globales de la mesure et du système de déclenchement.

3.2.2 Topologie de traces

Le schéma de gauche de la figure 3.4 est une illustration des trajectoires de deux traces de muons de 4 et 20 GeV de p_T (flèche de 12.5 et 2.5 cm respectivement) de même (η, ϕ) dans le plan transverse de la partie centrale du spectromètre à muons. Sur le schéma de droite de la figure 3.4 on peut voir une trace à grand η (> 2) passant au travers d'une couche de chambre de type CSC et au travers de la roue du milieu et de l'extérieur des MDT.

3.2.3 Les chambres de précision MDT

Le tableau 3.1 donne les nombres totaux des éléments du système MDT² (Tubes à Dérive Monitorée) pour la partie centrale et pour les bouchons. Les principaux paramètres de fonctionnement des chambres MDT sont résumés dans le tableau 3.2.

²Monitored Drift Tube

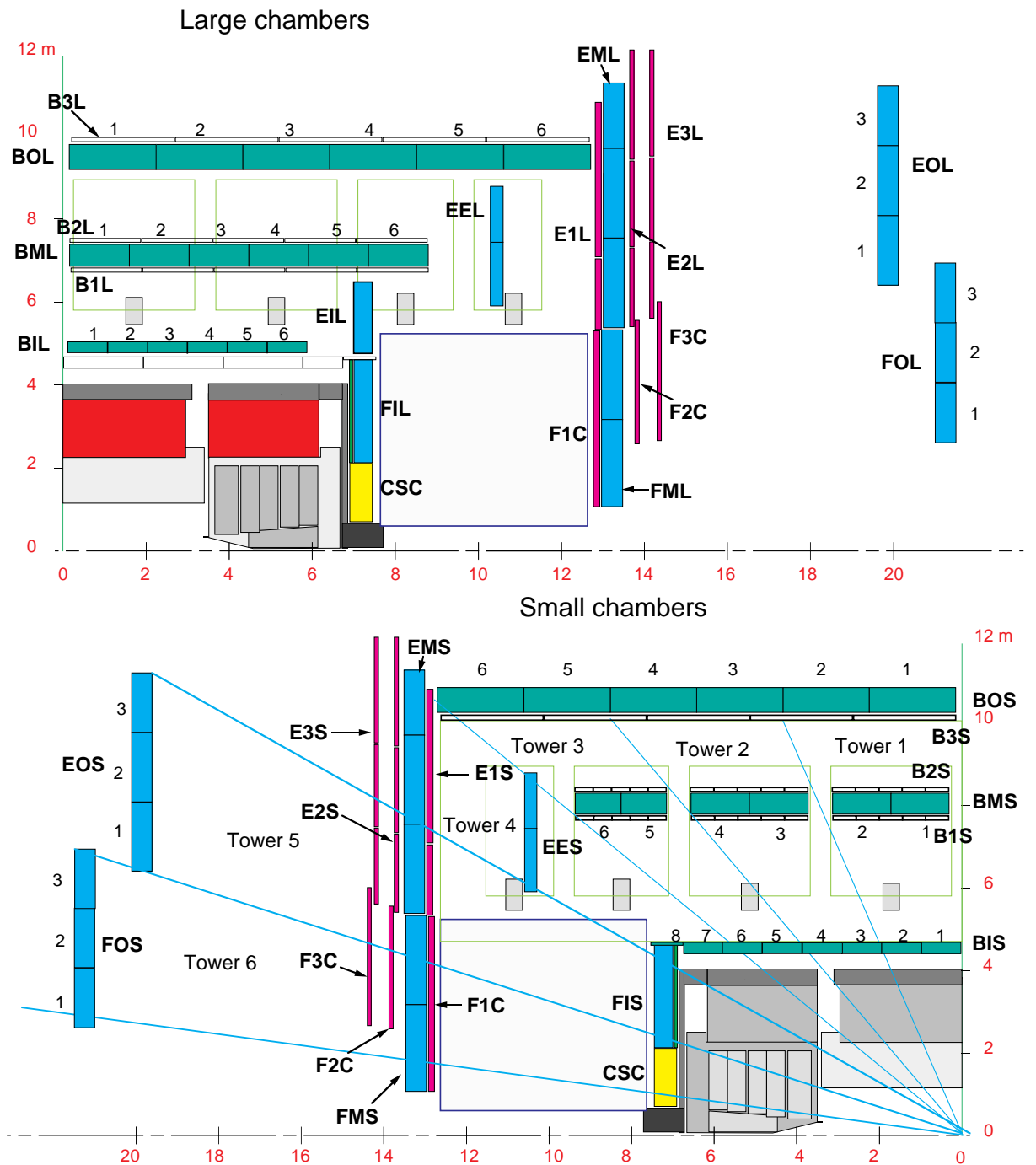


FIG. 3.3 – Vue schématique en coupe longitudinale du spectromètre à muons d'ATLAS décrivant la technologie et la numérotation; en haut : secteur pour les chambres larges; en bas : secteur pour les petites chambres. Le diamètre externe est d'environ 20 m.

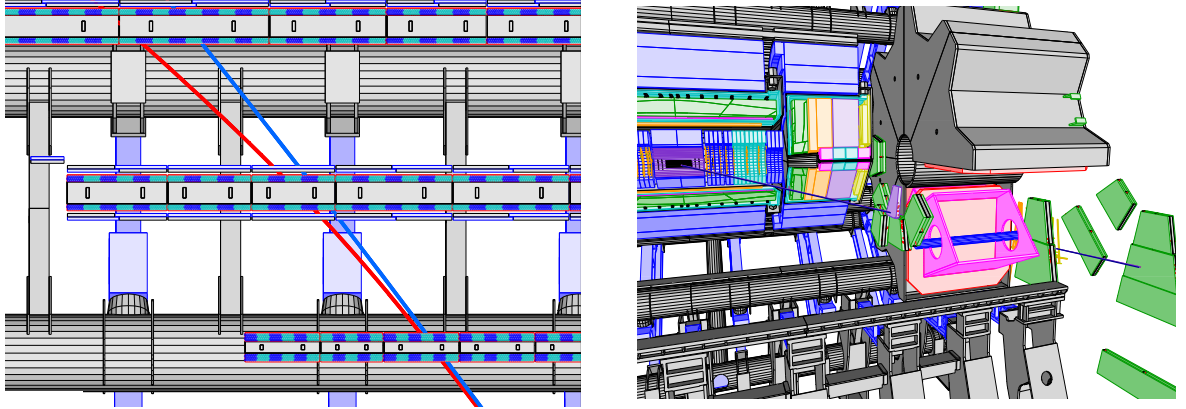


FIG. 3.4 – À gauche : Trajectoire de muons de 4 et 20 GeV de p_T (flèche de 12.5 et 2.5 cm respectivement) dans le plan de courbure de la partie centrale du spectromètre à muons. À droite : Vue du *barrel* et des *end-caps* et d'une trace à grand η passant au travers des CSC dans la roue interne et au travers des MDT dans les roues du milieu et de l'extérieur.

TAB. 3.1 – Caractéristiques des chambres MDT.

Paramètres	<i>barrel</i>	<i>end-caps</i>	Total
Nombre de chambres	656	494	1150
Nombre de tubes	191 568	162 816	354 384
Longueur totale de fil ou de tube (km)	620	463	1083
Surface des chambres (m ²)	3121	2399	5520
Couverture en pseudo-rapacité	0-1	1-2.7	0-2.7
Poids total des chambres (t)	129	85	214
Volume de gaz (m ³)	415	310	725

Structure et fonctionnement des tubes à dérivation

L'élément de base des chambres MDT est un tube à dérivation pressurisé de 29.97 mm de diamètre interne, fonctionnant avec un mélange de gaz Ar/CO₂ (93/7%) à 3 bars (voir figure 3.5). Quand une particule chargée traverse le tube, elle ionise le gaz et les électrons résultant de cette ionisation sont collectés sur un fil en tungstène-rhenium de 50 μm de diamètre situé au centre du tube, à un potentiel de 3080 V. Le fil est maintenu en position à l'extrémité du tube par une prise cylindrique (voir figure 3.6) garantissant la concentricité du fil par rapport au tube avec une précision $\sigma < 10 \mu\text{m}$. Le conducteur central tenant le fil sert également à changer le gaz dans le tube. La connexion à l'électronique de lecture et celle au système

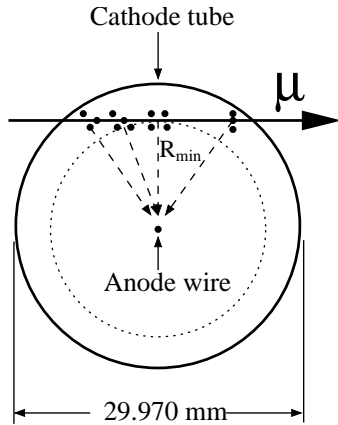


FIG. 3.5 – Vue en coupe transverse d'un tube de chambre de précision MDT.

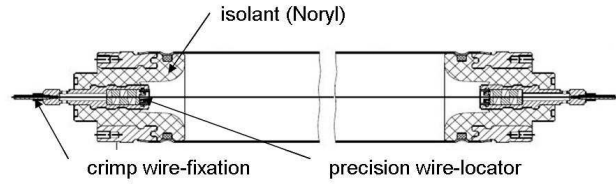


FIG. 3.6 – Vue en coupe longitudinale d'un tube de chambre de précision MDT.

d'alimentation haute tension sont situées à des extrémités opposées. Le choix des paramètres de fonctionnement des chambres MDT est discuté dans [2, 3, 4].

Construire les chambres de précision en un ensemble de tubes individuels offre certains avantages : (i) la rigidité d'un assemblage de tube permet de combiner une grande précision mécanique avec une grande robustesse des chambres ; (ii) la perte d'un tube n'affectant pas le comportement des autres, on a un haut niveau de fiabilité ; (iii) de la géométrie cylindrique des tubes résulte un champ électrique radial, ce qui implique que la précision de mesure dépend faiblement de l'angle d'incidence de la trace dans le plan de la chambre (l'endroit où la particule traverse le tube étant déterminé par un cercle autour du fil auquel la trace est tangente (voir figure 3.5)).

Le mélange de gaz Ar/CO₂ a été choisi pour ses propriétés. Aucun dépôt sur les fils n'a été observé en utilisant ce mélange de gaz ; l'absence d'hydrogène dans le mélange interdisant la formation de polymères. Un grand niveau de propreté est nécessaire tout au long du système de distribution de gaz, car la moindre trace d'hydrocarbonates peut conduire à des dépôts sur les fils, réduisant ainsi la puissance du signal [5, 6, 7, 8] et augmentant le risque de claquage. Les désavantages de ce mélange de gaz sont la non linéarité de sa relation de temps de dérive spatial ainsi que son temps de dérive maximum de 750 ns, ce qui est approximativement 50% de plus qu'un gaz linéaire typique comme le Ar/CH₄. La non linéarité du gaz Ar/CO₂ conduit à une dégradation de la résolution spatiale à haut taux de comptage due à la distortion du champ électrique créé par les ions positifs. À haute luminosité du LHC ($10^{34} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$), le taux de comptage attendu est de l'ordre de 30 kHz par tube à cause de la conversion des photons et du fond de neutrons [9, 10, 11]. La dégradation correspondante de la résolution moyenne a été déterminée lors de tests avec des gammas et a été estimée de l'ordre de 60 – 80 μm par tube [6, 12, 13, 14]. Une complication supplémentaire pour la reconstruction des traces vient du fait que la relation du temps de dérive spatial dans le mélange Ar/CO₂ est très dépendante de paramètres extérieurs comme la température, la pression ainsi que le champ magnétique

TAB. 3.2 – Principaux paramètres des chambres MDT.

Paramètres	Valeurs
Matériau du tube	Aluminium (Aluman100)
Diamètre externe du tube	29.97 mm
Épaisseur du tube	0.4 ± 0.020 mm
Matériau du fil	W/Re (97%/3%); plaquage or 3%
Diamètre du fil	50 μ m
Commencement du fil	30.035 mm
Mélange de gaz	Ar/CO ₂ (93%/7%)
Pression du gaz	3 bars (absolue)
Gain du gaz	$2 \cdot 10^4$
Potentiel du fil	3080 V
Temps de dérive maximum	~ 750 ns
Résolution moyenne des tubes	~ 75 μ m
Sensibilité aux neutrons	$\sim 10^{-3}$
Sensibilité aux photons	$\sim 8 \cdot 10^{-3}$

local. De manière à conserver une très bonne résolution spatiale dans un environnement où ces paramètres varient, un système de calibration en ligne basé sur la mesure de traces est prévu [15, 16].

Structure mécanique

Les formes et les dimensions des chambres ont été choisies de manière à optimiser l'acceptance géométrique du spectromètre, en s'adaptant à l'enveloppe des aimants, des structures de support et des services d'accès du détecteur (câbles, tubes, cryogénie, etc...). La direction des tubes dans le *barrel* et dans les *end-caps* sont suivant ϕ . Pour une chambre du *barrel*, tous les tubes sont de la même longueur (à l'exception de quelques chambres), alors que pour les chambres du *end-cap*, la longueur des tubes varie suivant R par pas de 8 tubes³. Des informations détaillées sur les dimensions des chambres et d'autres paramètres sont disponibles dans [18]. La construction des chambres MDT est décrite dans [19].

Les chambres MDT sont formées de deux multi-couches de trois couches de tubes chacune (pour la plupart des chambres) séparées par un squelette mécanique (voir figure 3.7). Dans les stations internes, où le bruit de fond est le plus important, chaque multi-couche est composée de quatre couches de tubes pour améliorer l'efficacité de reconstruction des traces ; dans les stations du milieu et de l'extérieur, une multi-couche est composée de trois couches de tubes. Les tubes d'une couche sont collés les uns aux autres avec de la colle époxy, après avoir été positionnés précisément sur un marbre. Les tubes doivent être rectilignes avec une tolérance

³nombre de voies d'électronique d'une carte *front-end* [17]

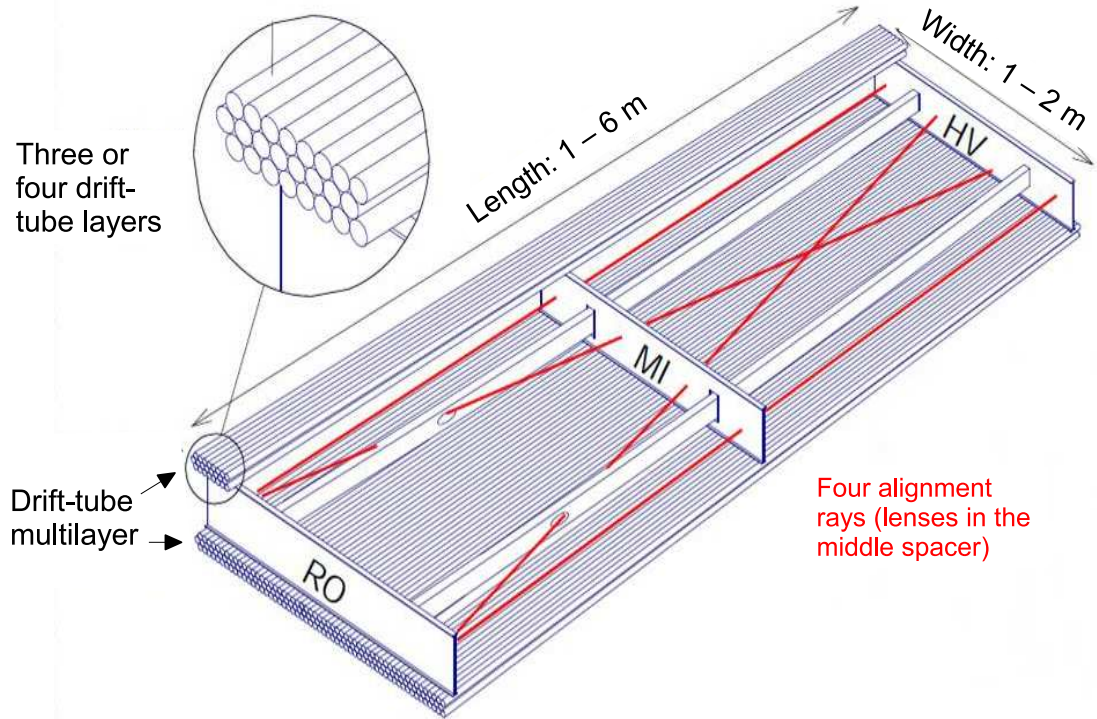


FIG. 3.7 – Structure mécanique d’une chambre MDT. L’espace entre les deux couches de tubes est créé par une structure en aluminium. Quatre faisceaux du système d’alignement optique (deux parallèles, deux en diagonal) permettent le contrôle de la géométrie interne de la chambre.

de $100\ \mu\text{m}$. Le positionnement relatif des fils qui a été atteint durant la production est meilleur que $20\ \mu\text{m}$. Une description détaillée de la construction des chambres MDT et des contrôles de qualité peut être trouvée dans [20, 21, 22, 23, 24, 25]. À cause de la taille des chambres MDT, des déformations se produisent dues aux différentes positions de montage dans ATLAS et à des variations dans le temps de la température. C’est pourquoi un système d’alignement interne qui contrôle en permanence les déformations de la structure a été installé (voir figure 3.7). Les chambres ne sont pas parfaitement rigides mais ont une certaine déformation élastique. Par exemple, une chambre BOS, ayant des tubes de 3.77 m de longueur a une flèche de $800\ \mu\text{m}$ quand elle est en position horizontale, et les fils dans les tubes ont une flèche de $200\ \mu\text{m}$ à la tension nominale. De manière à ré-établir la centricité des fils, afin d’homogénéiser le champ électrique le long du fil (fil à $\pm 100\ \mu\text{m}$ du centre du tube), la flèche des tubes est corrigée en utilisant un système mécanique déformant de manière contrôlée la structure de support. En utilisant le système d’alignement interne de la chambre comme référence, les déformations peuvent être corrigées avec une précision de $10\ \mu\text{m}$.

La précision atteinte lors de la construction a été vérifiée avec des données de cosmiques et en utilisant la tomographie à rayon X. Les résultats montrent qu’en moyenne la position des fils dévie de $\leq 20\ \mu\text{m}$ de leur position nominale [26, 27].

Transport du signal et électronique de lecture

Une description détaillée de l'électronique de lecture et de ses composants peut être trouvée dans [28, 29, 30]

Performances des chambres MDT

Les chambres MDT ont été testées sous différentes conditions de manière à se rapprocher le plus possible de celles en fonctionnement réel.

Un jeu de 12 chambres MDT (six *barrel*, six *end-cap*) a été testé en utilisant des faisceaux de muons de haute énergie dans la zone de test H8 au CERN en 2003 et 2004. En 2004, les tests en faisceau ont été effectués avec les chambres de déclenchement et les autres sous-détecteurs (le système d'alignement complet décrit dans la section 3.3 était également installé). Le résultat principal est la confirmation des performances concernant : la résolution, la stabilité de l'électronique de lecture et le fonctionnement du système d'alignement. Les résultats des tests de 2003 et 2004 peuvent être trouvés dans [31, 32, 33].

Des tests additionnels ont été faits au CERN pour tester le comportement des chambres dans un environnement avec un grand bruit de fond, comme celui que l'on s'attend à avoir dans le hall expérimental d'ATLAS. Lors de ce test, un faisceau de muon de haute énergie était disponible ainsi qu'une source intense de γ . La résolution des tubes en fonction de l'intensité de la source γ et de la distance de la trace par rapport au centre du tube a pu être déterminée précisément. Le résultat attendu était un haut taux d'occupation des tubes à cause des électrons venant de la diffusion Compton dans les parois du tube. Ces tests, qui utilisèrent l'électronique finale des chambres [12, 13], montrèrent la faisabilité d'utiliser le gaz Ar/CO₂ comme gaz de dérive. La figure 3.8 montre les résultats les plus récents. On peut y voir clairement la dégradation de la résolution avec l'augmentation de l'intensité γ qui est d'autant plus importante que le rayon de dérive est grand. Le taux de radiation le plus élevé que l'on s'attend à avoir dans les chambres MDT est ≤ 150 coups/(cm²s).

3.2.4 Les chambres de précision CSC

Disposition des chambres CSC

La limite pour un fonctionnement sûr des chambres MDT est un taux de comptage de ~ 150 Hz/cm², taux qui sera dépassé dans la région $|\eta| > 2$ dans la première couche du *end-cap*. Dans cette région en η , la première couche de chambre MDT a été remplacée par des chambres CSC⁴ (Chambres à bandes de cathodes) qui combinent une bonne résolution temporelle et spatiale avec un taux de comptage élevé et une faible sensibilité aux neutrons. Elles sont

⁴Cathode Strip Chambers

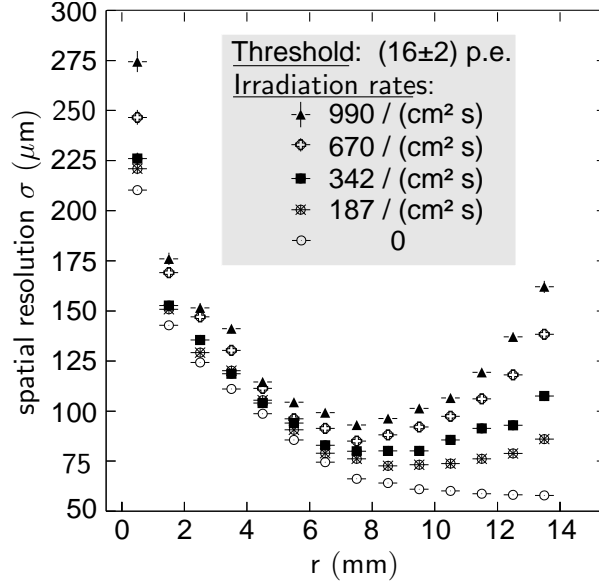


FIG. 3.8 – Résolution d'un tube d'une MDT en fonction du paramètre d'impact d'une trace (plus petite distance entre le fil et la trace) sur le fil pour différents niveaux de radiations de γ . Le taux maximum dans les MDT lors de collision est ≤ 150 coups/(cm²s) [34].

capables de fonctionner de manière optimale jusqu'à des taux de comptage de ~ 1000 Hz/cm², ce qui est suffisant pour couvrir l'acceptance du système à muons ($|\eta| \leq 2.7$). Comme pour les chambres MDT, les chambres CSC sont divisées en secteurs suivant ϕ . Le système des CSC est composé de deux disques de huit chambres chacun (huit grandes et huit petites). Chaque chambre contient quatre plans de CSC, ce qui permet quatre mesures indépendantes suivant η et ϕ pour chaque trace. Les chambres CSC sont des chambres proportionnelles multifils avec les fils orientés radialement. Les cathodes sont segmentées en bandes perpendiculaires aux fils sur une face de la chambre (donnant la coordonnée de précision) et en bandes parallèles aux fils sur l'autre face de la chambre (fournissant la coordonnée transverse). La position de la trace est obtenue par interpolation entre les charges induites sur des bandes de cathodes voisines. Les CSC atteignent une résolution de $60 \mu\text{m}$ par plan de CSC (à comparer aux $80 \mu\text{m}$ d'une couche de tubes MDT). Il y a d'autres caractéristiques qui rendent les CSC attractives pour des régions avec des densités de particules élevées.

- Bonne résolution à deux traces.
- Gaz rapide, car le signal induit sur les strips est capacitif : le déplacement des charges dans le gaz induit un signal, donc dès que les charges sont produites le signal est détecté.
- Faible sensibilité aux neutrons grâce au faible volume de gaz et l'absence d'hydrogène dans le gaz (Ar/CO₂).

Des informations détaillées sur les paramètres des chambres CSC pourront être trouvées dans [18]. Quelques paramètres de fonctionnement des chambres CSC sont montrés dans le tableau 3.3.

TAB. 3.3 – Principaux paramètres de fonctionnement des chambres CSC.

Paramètres	Valeurs
Tension de fonctionnement	1900 V
Gain du gaz	6×10^4
Mélange de gaz	Ar/CO ₂ (80/20)
Ionisation totale (trace normale)	90 paires d'ions
Sensibilité aux neutrons	$\sim 10^{-4}$
Sensibilité aux photons	$\sim 5 \cdot 10^{-3}$

Conception mécanique

Les détails de la conception mécaniques des CSC pourront être trouvées dans [35].

Électronique de lecture

Des informations sur l'électronique de lecture de chambres CSC pourront être trouvées dans [36, 37].

Performances des CSC

Les CSC ont été testées dans des conditions aussi proches que possible de celles que l'on aura en mode de collisions. Comme pour les chambres MDT, des tests utilisant une source intense de γ ont été effectués. Pour chaque chambre composée de quatre plans de CSC ayant été testée, deux plans ont été utilisés comme référence alors que les deux autres sont ceux que l'on teste. L'intensité de la source de γ a pu être ajustée jusqu'à 2 kHz/cm^2 . Les résultats sont montrés sur la figure 3.9. Une inefficacité de 10% à 1 kHz/cm^2 est acceptable car la probabilité que deux couches ou plus soient inefficaces pour le même événement est très faible.

3.2.5 Les chambres du système de déclenchement

Les chambres du système de déclenchement (*trigger*) du spectromètre fournissent une information rapide sur une trace traversant le détecteur, permettant la logique du niveau 1 du système de déclenchement, la mesure de la multiplicité des traces et une approximation de l'impulsion de chaque trace. Les principales fonctions que l'on demande au système de déclenchement sont :

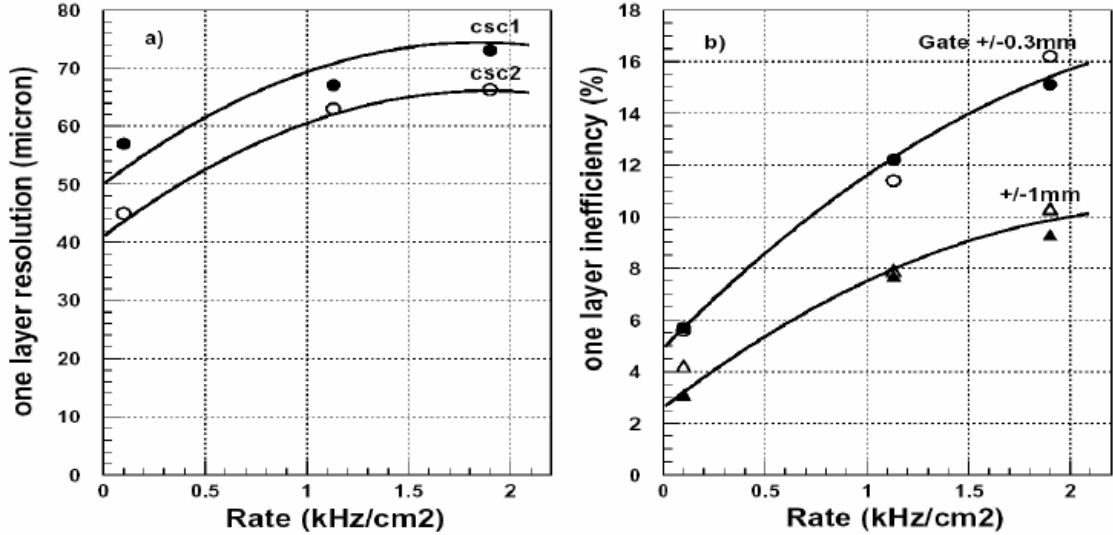


FIG. 3.9 – Résolution et efficacité d'une couche de CSC dans un environnement à haut bruit de fond [34].

- La discrimination sur l'impulsion transverse du muon.
- L'identification des croisements de paquets.
- Une information rapide et grossière sur les traces qui seront utilisées par les niveaux supérieurs du système de déclenchement.
- La mesure de la seconde coordonnée (dans le plan azimutal ϕ) pour compléter la mesure des chambres MDT.
- Résister aux bruits de fond de γ et de neutrons présent dans le hall expérimental.

L'acceptance géométrique du système de déclenchement doit être $(|\eta|, \phi) \in [0, 2.4] \otimes [-\pi, \pi]$. Cela pose un challenge considérable dans la conception du système de déclenchement, car les résolutions que l'on souhaite atteindre dans le *barrel* et le *end-cap* sont différentes. Une raison évidente à cela est que l'impulsion, correspondante à un p_T fixé, augmente avec η . Par exemple, à $|\eta| = 2.4$, p est environ 5.8 fois plus grand que p_T , alors que la puissance de courbure intégrée sur la distance parcourue dans le spectromètre n'est que deux fois plus grande qu'à $\eta = 0$. Cela nécessite donc une augmentation de la granularité avec η pour le système de déclenchement du *end-cap*, de manière à avoir la même résolution en p_T que pour le *barrel*. De plus, le niveau de radiation 10 fois plus élevé dans le *end-cap* que dans le *barrel* va aussi dans le sens d'une granularité plus fine. Une autre difficulté du système de déclenchement dans le *end-cap*, vient des grandes inhomogénéités du champ magnétique dans la région $1.3 \leq |\eta| \leq 1.6$, comme on peut le voir sur la figure 2.11. C'est la région de transition, où les champs du *barrel* et des *end-caps* conduisent à une géométrie du champ complexe avec de grandes composantes du champ suivant ϕ , et de très fortes inhomogénéités de l'intégrale de champ qui est proche de zéro. Dans cette région, les traces sont quasiment droites, imitant des particules chargées de très grande impulsion. La fine granularité de cette région permettra de limiter le

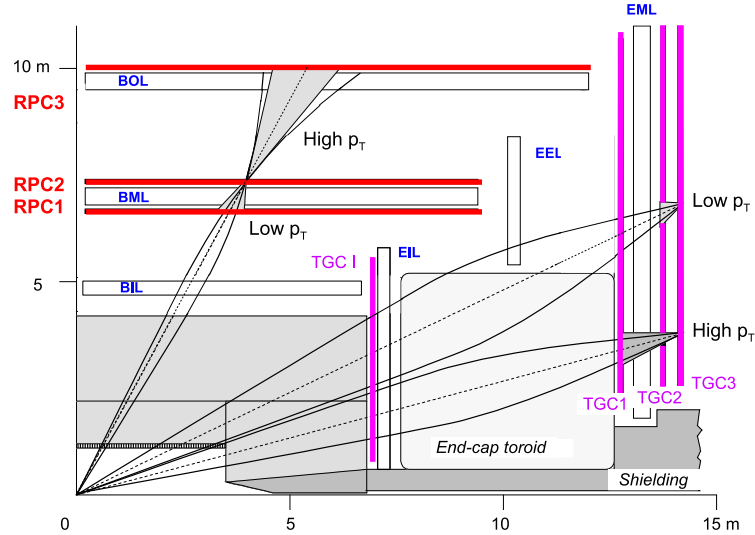


FIG. 3.10 – Schéma du système de déclenchement. Les chambres RPC2 et TGC3 sont des plans de référence (pivots) pour le *barrel* et le *end-cap* respectivement.

taux de faux déclenchement.

En prenant toutes ces contraintes en compte, deux technologies différentes ont été choisies. Les chambres RPC⁵ pour le *barrel* ($|\eta| \leq 1.05$) pour leur bonne résolution temporelle et spatiale ainsi que leur faible temps mort. Les chambres TGC⁶, utilisées pour les *end-caps*, ($1.05 \leq |\eta| \leq 2.4$) fonctionnent sur le même principe que des chambres proportionnelles multifils. Elles ont une bonne résolution temporelle et un faible temps mort. Leur résolution spatiale est principalement dominée par le nombre de canaux de sortie.

De manière à réduire la probabilité de déclenchements accidentels provoqués par des combinaisons aléatoires de γ convertis, la condition de coïncidence pour les deux types de chambres est établie de manière indépendante suivant les projections en η et ϕ , une coïncidence comptant pour un trigger. Cela supprime aussi les faux déclenchements provenant de la grande quantité d'électrons de très basse énergie (≤ 1 GeV issues des conversions de γ) et spiralant dans le champ magnétique, créant ainsi des coup corrélés dans les chambres. Dans le *barrel*, il y a trois couches de chambres alors que dans le *end-cap*, il y en a une quatrième de manière à augmenter la fiabilité du système de déclenchement dans un contexte où le bruit de fond est plus élevé (voir figure 3.10 pour un schéma du système). Dans le *barrel*, deux couches (RPC1 et RPC2) sont disposées de part et d'autre de la chambre MDT de la couche du milieu, alors que la troisième (RPC3), est située sur la couche la plus à l'extérieur des MDT. Dans le *end-cap*, la couche TGC1 est devant et les couches TGC2/3 derrière la deuxième couche de MDT, alors que la quatrième couche (TGCI) est située devant la chambre de précision la plus proche du point d'interaction.

Le premier niveau du système de déclenchement des muons est situé sur les chambres.

⁵Resistive Plate Chambers

⁶Thin Gap Chambers

Il fonctionne grâce à un système de coïncidence entre les différentes couches de RPC/TGC. Chaque modèle de coïncidence correspond à une déviation par rapport à une trace droite (ligne droite entre le point d'interaction et l'endroit où la trace touche la chambre pivot), ce qui permet de définir un critère discriminant sur le seuil en impulsion transverse du muon. Cette déviation par rapport à une trace droite est illustrée sur la figure 3.10. Pour la logique de déclenchement de bas (haut) p_T dans le *barrel* par exemple, la pente entre RPC2 et RPC1 (RPC3) est comparée à la pente entre le point d'interaction et RPC2.

Afin de permettre une couverture complète en p_T (pour les bas p_T), il doit y avoir des régions de recouvrement dans la logique de déclenchement pour les chambres adjacentes et entre le *barrel* et le *end-cap*. Cela peut conduire à des doubles comptages ainsi qu'à de faux déclenchements à deux muons. Pour éviter cela, des algorithmes spécifiques sont mis en place dans ces régions de recouvrement. Une vue d'ensemble des chambres du système de déclenchement est donnée dans [38, 39] et le détail du système gérant les coïncidences et la logique de lecture dans [40].

Les chambres RPC du *barrel*

La figure 3.11 représente un secteur standard du *barrel*. Le grand bras de levier entre la RPC interne et externe permet au système de déclenchement de sélectionner des muons de haut p_T dans l'intervalle 9 – 35 GeV, alors que les deux chambres internes permettent un déclenchement sur des muons de bas p_T dans l'intervalle 6 – 9 GeV.

Principe de fonctionnement

Les RPC sont des détecteurs gazeux formés d'électrodes plates parallèles. Deux plaques résistives, faite de plastique phénolique-melaminic lamine, sont maintenues parallèles l'une par rapport à l'autre à une distance de 2 mm par des entretoises isolantes. Le champ électrique entre les plaques d'environ 4.9 kV/mm permet aux avalanches électroniques de se former le long des traces et de se propager vers l'anode. Le signal est ensuite lu par couplage capacitif sur les bandes métalliques, montées sur les faces extérieures des plaques résistives. Le mélange de gaz utilisé est $C_2H_2F_2$ /Iso- C_4H_{10} / SF_6 (94.7/5/0.3%) qui permet de combiner un mode de fonctionnement avec un champ électrique bas (basse concentration en SF_6), ininflammable et bon marché, tout en garantissant un plateau⁷ confortable pour les avalanches. Les principaux paramètres et performances des chambres RPC sont donnés dans le tableau 3.4 et de plus amples détails sur ces paramètres peuvent être trouvés dans [18]. En principe, les chambres RPC peuvent fonctionner en mode avalanche et *streamer* (où des avalanches secondaires se produisent), mais dans un environnement à haut bruit de fond comme le LHC, le mode avalanche permet de fonctionner à une fréquence plus élevée. À la tension nominale de fonctionnement de 9.8 kV, une trace génère un signal d'une largeur d'environ 5 ns avec une probabilité de

⁷de petites variations du mélange de gaz ou de la haute tension ne changeront pas le comportement des RPC.

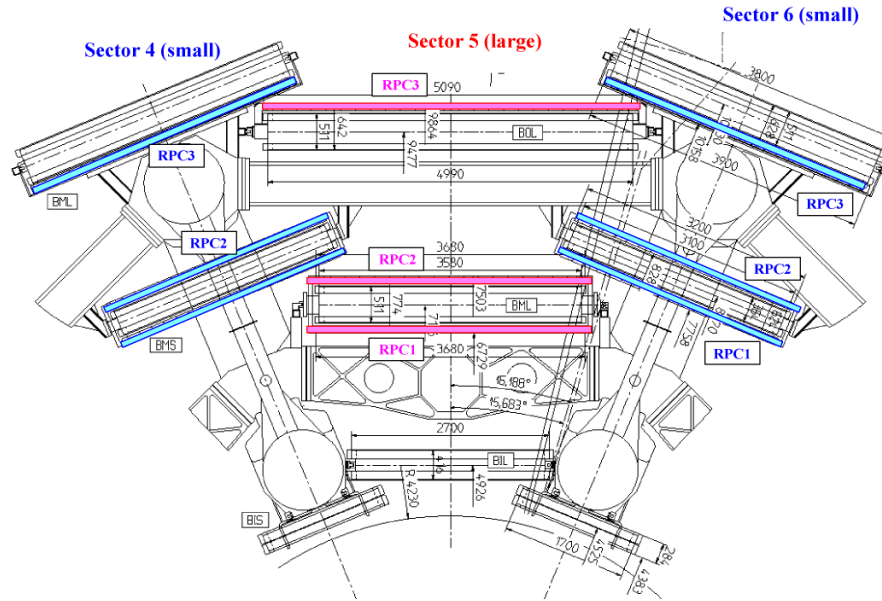


FIG. 3.11 – Vue en coupe de la partie haute du *barrel*. Dans la couche du milieu, les RPC1/2 sont entre une station MDT. Dans la couche externe, la RPC3 est au dessus de la MDT dans les grands secteurs et en dessous dans les petits.

streamer inférieure à 1%. Les faibles fluctuations en temps (*jitter*) du signal RPC en mode avalanche, sont dus au fait que les électrons n'ont pas à dériver vers la région d'amplification (comme pour les MDT par exemple). Dans le champ électrique fort et uniforme des RPC, tous les électrons primaires (produits par une trace) forment des avalanches simultanément, produisant ainsi un seul signal bref après le passage de la particule. La multiplication des charges dans chaque avalanche se poursuit jusqu'à ce qu'elle arrive sur l'anode et donc le gain dépend de la distance de l'électron primaire par rapport à l'anode. Le signal total est donc dominé par les groupes d'électrons produits le plus loin de l'anode (typiquement dans une zone de $\sim 100 \mu\text{m}$, soit pour une vitesse de dérive de $\sim 0.1 \text{ mm/ns}$ un *jitter* de $\sim 1 \text{ ns}$). Les paramètres de fonctionnement des RPC sont discutés dans [41, 42, 43].

Structure mécanique

Des informations sur la structure mécanique des RPC pourront être trouvées dans [17]. Notons que comme les RPC n'ont pas de fils, cela simplifie leur construction et les rendent moins sensibles aux petites apllanarités.

Lecture et transport du signal

Comme les RPC fournissent un signal de 5 ns de largeur, avec une fluctuation en temps de 1.5 ns (*jitter*), il est important d'avoir une électronique de lecture et un transport de signal optimisée ⁸. Pour des information complémentaires sur l'électronique de lecture

⁸En particulier, l'électronique *front-end* a été positionnée en bout de *strip* afin d'avoir les mêmes délais dans les voies de lecture d'une même carte.

TAB. 3.4 – Principaux paramètres de fonctionnement des chambres RPC.

Paramètres	Valeurs de conception
Champ électrique dans le gap	4.9 kV/mm
Gap de gaz	2 mm
Mélange de gaz	C ₂ H ₂ F ₂ 4/Iso-C ₄ H ₁₀ /SF ₆ (94.7/5/0.3)
Efficacité de détection par couche	≥ 98.5%
Efficacité en incluant les entretoises et la structure	≥ 97%
Fluctuation en temps intrinsèque (jitter)	≤ 1.5 ns
Incluant le temps de propagation dans les bandes	≤ 10 ns
Taux de comptage local	~ 1 kHz/cm ²
Probabilité de streamer	≤ 1%
Sensibilité aux neutrons	~ 10 ⁻⁴
Sensibilité aux photons	~ 5 · 10 ⁻³

et le transport du signal, voir [17, 44, 45].

Les chambres TGC du *end-cap*

La couche du milieu des MDT du *end-cap* (EM) est complétée par sept couches de TGC tandis que celle de l'intérieur par seulement deux couches. La roue interne de TGC (aussi appelée petite roue) est montée sur les structures de support du toroïde *barrel*, alors que les autres (grandes roues) sont montées sur les blindages. Comme il n'y a pas de chambre TGC sur la couche de chambre MDT extérieure du *end-cap*, la coordonnée azimutale ϕ est obtenue par extrapolation de la trace depuis la couche du milieu. La coordonnée radiale (courbure permettant la mesure de l'impulsion) est mesurée par les fils des TGC, et la coordonnée azimutale par les bandes. Pour avoir la résolution voulue sur l'impulsion dans tout le système, la granularité doit changer avec η : les fils d'anode sont donc regroupés à la lecture par paquet de 6 à 31 fils (\Leftrightarrow 10.8 à 55.8 mm). Une liste détaillée de tous les paramètres de construction pertinents concernant les TGC est donnée dans [46].

Principe de fonctionnement

Les principaux paramètres de fonctionnement des TGC sont résumés dans le tableau 3.5. Les TGC sont des chambres proportionnelles multifils avec la particularité que la distance entre le fil et la cathode (de 1.4 mm) est plus petite que la distance de fil à fil (1.8 mm). Avec une mixture de gaz à haute capacité de *quenching* (CO₂/n-pentane), cette géométrie de cellule fonctionne dans un mode quasi-saturé (gain du gaz de $3 \cdot 10^5$). Ce gain de gaz est assez faible pour des chambres TGC, mais elles permettent quand même de prévenir l'apparition du mode *streamer* (grâce à la grande capacité de *quenching* du gaz) quelque soit le mode d'utilisation. Le haut champ électrique autour des fils des TGC et la petite distance fil-fil permet une très bonne résolution temporelle (jitter < 25 ns). Seules les

TAB. 3.5 – Principaux paramètres de fonctionnement des chambres TGC.

Paramètres	Valeurs de conception
Gap de gaz	2.8 ± 0.1 mm
Diamètre du fil	50 μ m
Potentiel du fil	2900 ± 100 V
Plateau de fonctionnement	200 V
Mélange de gaz	CO ₂ /n-pentane (55/45)
Gain du gaz	$3 \cdot 10^5$

traces à incidence normale et passant à mi-chemin entre deux fils ont des temps de dérive plus long causés par l'annulation du champ de dérive dans ces régions. Cependant, dans les roues de TGC, l'angle d'incidence d'une trace émergeant du point d'interaction est toujours plus grand que 10 degrés. En incluant la variation du temps de propagation dans les fils et les bandes, le signal d'une trace a 99% de probabilité d'arriver dans une fenêtre de 25 ns.

Structure mécanique ; Lecture et transport du signal

Des informations sur la structure mécanique, la lecture et le transport du signal pourront être trouvées dans [17].

3.3 Le système d'alignement

Dans le spectromètre à muons d'ATLAS, les chambres de précisions MDT-CSC ainsi que des objets d'alignement auxiliaires ⁹ ont été installés avec une précision de ± 5 mm et ± 2 mrad par rapport aux positions nominales. Or pour atteindre la résolution voulue sur l'impulsion (10% à 1 TeV), il faut connaître la position des chambres avec une précision $\leq 30 \mu$ m, ce qui est plus de deux ordres de grandeur inférieur au positionnement initial. Pour atteindre une telle précision, un système d'alignement optique a été conçu. Avec la résolution intrinsèque des chambres MDT assurée par leur construction et leur planarité contrôlée par des capteurs optiques *in-plane* (voir section 3.2.3), le système d'alignement optique forme un maillage pour contrôler et reconstruire la position de chaque tube de précision dans le spectromètre. Une représentation schématique du système d'alignement est montrée figure 3.12. À cause des contraintes géométriques, les stratégies de l'alignement ne sont pas les mêmes pour la partie centrale et les bouchons et des capteurs d'alignements spécifiques ont été développés.

Les techniques d'alignement optique décrites ci-dessus sont insuffisantes pour déterminer partout la position absolue des chambres dans la partie centrale : seules des variations de position des chambres les unes par rapport aux autres peuvent être déterminées avec la précision exigée. Un algorithme d'alignement basé sur les traces doit donc être utilisé ; il doit être combiné avec l'alignement optique, pour atteindre la précision escomptée, et également pour

⁹barres d'alignement, plaques du système de référence

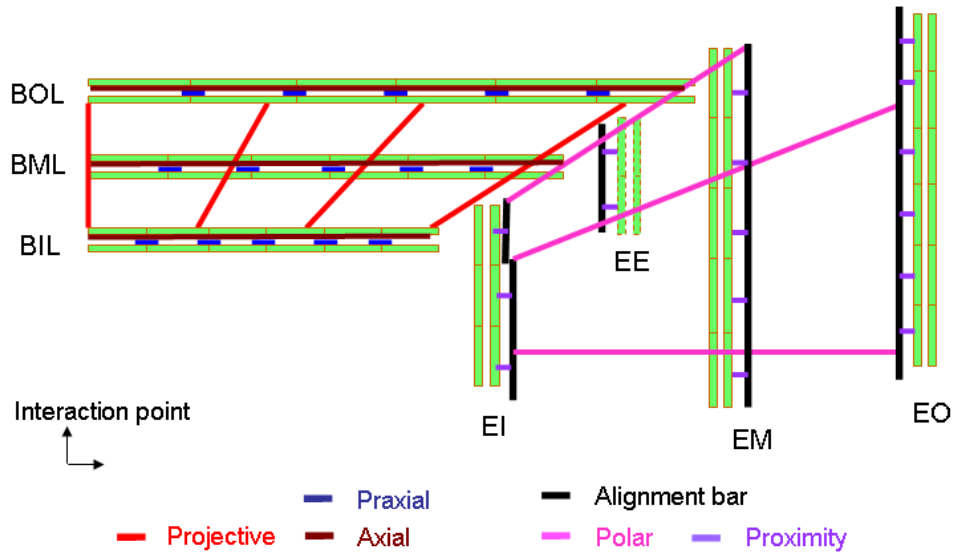


FIG. 3.12 – Schéma du principe de l'alignement du spectromètre à muons d'ATLAS.

déterminer la position globale des chambres à muons de la partie centrale et des bouchons les unes par rapport aux autres ainsi que par rapport au détecteur interne (voir [34]). Une description plus détaillée du système d'alignement peut être trouvée dans [47] pour le *barrel* et dans [48] pour le *end-cap*.

3.3.1 Stratégies de l'alignement

Partie *barrel*

Dans la partie centrale, les chambres à l'intérieur d'une rangée de MDT sont reliées les unes aux autres par des capteurs chambre-à-chambre (systèmes praxial et axial, voir figure 3.12), alors que le système projectif connecte les stations de la couche interne à la celle du milieu et à la couche externe. Ce réseau optique est capable de détecter des changements de la position des chambres de l'ordre de $20 \mu\text{m}$. Cependant, à cause de sa configuration projective, il reste insensible à certaines distorsions géométriques spécifiques et est donc incapable de fournir seul les positions des chambres. Des lignes optiques additionnelles (voir tableau 3.6) connectent les chambres MDT à des plaques attachées au cryostat du toroïde *barrel*, ainsi qu'aux petites et grandes chambres voisines d'une même couche (interne, milieu ou externe).

Une fois entièrement fonctionnel, le système d'alignement optique fournira un réseau légèrement surcontraint de capteurs optiques qui peuvent déterminer les positions absolues des chambres dans la région du *barrel* avec une précision de quelques centaines de microns et avec une incertitude systématique de $100 - 200 \mu\text{m}$ sur la flèche d'une trace provenant du point

TAB. 3.6 – Liste des composants de l'alignement optique du *barrel*. Il y a trois différents types de système d'image, adaptés pour des applications spécifiques : RASNIK (R), BCAM (B) and SaCam (S). Les chambres BIR/BIM sont représentées sur la figure 3.2.

alignement du <i>barrel</i>			
Nom	Type	Nombre	Fonction
In-plane	R	2110	Déformation des MDT
Praxial	R	2006	Distance MDT-MDT
Axial	R	1036	Planarité MDT-MDT
Projectif	R	117	Alignement des tours
Référence	S	256	Lien avec le toroïde
CCC	S	260	Lien grande-petite
BIR-BIM	R	32	Lien BIR/BIM
Total : 5817			

d'interaction. À cause d'incertitudes dues au positionnement mécanique des capteurs optiques, la précision ultime de $30 \mu\text{m}$ sur la flèche ne peut être atteinte, dans la région du *barrel* qu'en combinant l'alignement optique avec l'alignement basé sur les traces.

Partie *end-cap*

Dans les *end-caps*, l'alignement fonctionne grâce à un réseau de 96 barres (de 3 à 10 m de long et mesurées en machine tri-dimension à mieux que $20 \mu\text{m}$) alignées les unes par rapport aux autres ; les chambres sont ensuite alignées par rapport à ce réseau de barres. Les déformations des barres et des chambres sont contrôlées par un alignement interne. Cette procédure est décrite dans [49]. Les principaux composants du système d'alignement des *end-caps* sont résumés dans le tableau 3.7.

3.3.2 Les capteurs du système d'alignement

Trois systèmes optiques différents sont utilisés pour l'alignement du spectromètre d'ATLAS : les RASNIK, les BCAM et les SaCam. Ces trois systèmes sont basés sur le même principe : un capteur électronique CMOS suit les déplacements d'une cible illuminée au travers d'une lentille. L'image du capteur est analysée en temps réel (~ 1 seconde pour l'analyse de l'image) et convertie en quatre mesures caractéristiques de la déviation par rapport à la géométrie nominale :

- deux translations perpendiculaires à l'axe optique ($\sim 1 \mu\text{m}$)
- rotation autour de l'axe optique ($\sim 150 \mu\text{rad}$)

TAB. 3.7 – Liste des composants de l'alignement optique du *end-cap*. Il y a trois différents types de système d'image, adaptés pour des applications spécifiques : RASNIK (R), BCAM (B) and SaCam (S).

alignement du <i>end-cap</i>			
Nom	Type	Nombre	Fonction
In-plane	R	1984	Déformation des MDT
In-bar	R	352	Déformation des barres
Radial	B	96	Déformation des barres
Polaire	B	208	Lien barre-barre
Azimutal	B	736	Lien barre-barre
Proximité	R	2384	Lien MDT-barre et MDT-MDT
Porte du saloon	B	584	Lien MDT-barre
Cateur 3D	B	192	Lien CSC-barre et CSC-CSC
Total : 6536			

– position le long de l'axe optique (obtenue grâce à la magnification optique, 10^{-4} à 10^{-5})

La figure 3.13 montre une vue schématique du système RASNIK, l'élément le plus utilisé dans le système d'alignement optique du spectromètre à muon. Un capteur optique (RasCam) regarde au travers d'une lentille une cible illuminée par l'arrière sur laquelle est imprimé un masque codé. Pour un système de RASNIK symétrique, avec la lentille à mi-chemin entre le capteur optique et le masque, une résolution transverse de $1 \mu\text{m}$ et une résolution sur la magnification de $2 \cdot 10^{-5}$ ont été obtenues. Une description du système d'alignement RASNIK peut être trouvée dans [50, 51].

La caméra BCAM est un capteur CMOS qui contrôle la position de diodes lasers au travers d'une lentille. Les BCAM sont le plus souvent utilisées par paires, positionnées face-à-face. Le capteur optique est placé proche du plan focal de la lentille (76 mm), alors que la cible avec les diodes lasers sont placées à une distance allant de 0.5 à 16 m. Le système BCAM a atteint une résolution de $5 \mu\text{rad}$ pour une cible à une distance de 16 m. Si la cible consiste en deux diodes laser ou plus, séparées par une distance connue, alors on peut connaître la magnification et la rotation autour de l'axe optique.

Comme les BCAM, le système SaCam consiste en une caméra et une lentille à une distance fixée. La cible est composée de quatre trous illuminés par l'arrière. La lentille est placée à une distance allant de 25 à 80 mm du capteur. Une résolution relative de $5 \mu\text{rad}$ a été atteinte.

3.3.3 Disposition du système d'alignement

Les lignes optiques dans les trois couches du *barrel* sont représentées sur la figure 3.14. Le système praxial (deux RASNIK proches connectant les coins de chambres adjacentes) et le système axial contrôlent la géométrie de chaque rangée de six chambres d'un même plan. La

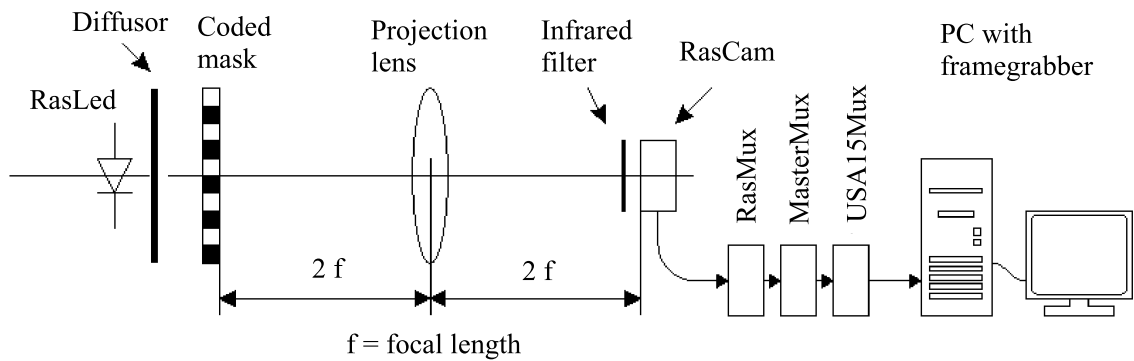


FIG. 3.13 – Le système d'alignement RASNIK composé d'une caméra regardant un masque codé au travers d'une lentille. Le capteur (RasCam) est un CMOS. Un filtre infrarouge est placé devant le capteur pour éviter la lumière parasite. Un multiplexeur RasMux est installé sur chaque chambre, permettant le traitement d'au plus huit capteurs. Un MasterMux peut multiplexer jusqu'à 16 RasMux, puis envoyer les données pour traitement à un dernier niveau de multiplexage, USA15Mux, puis vers un ordinateur (contrôlant 8 USA15Mux) les analysant.

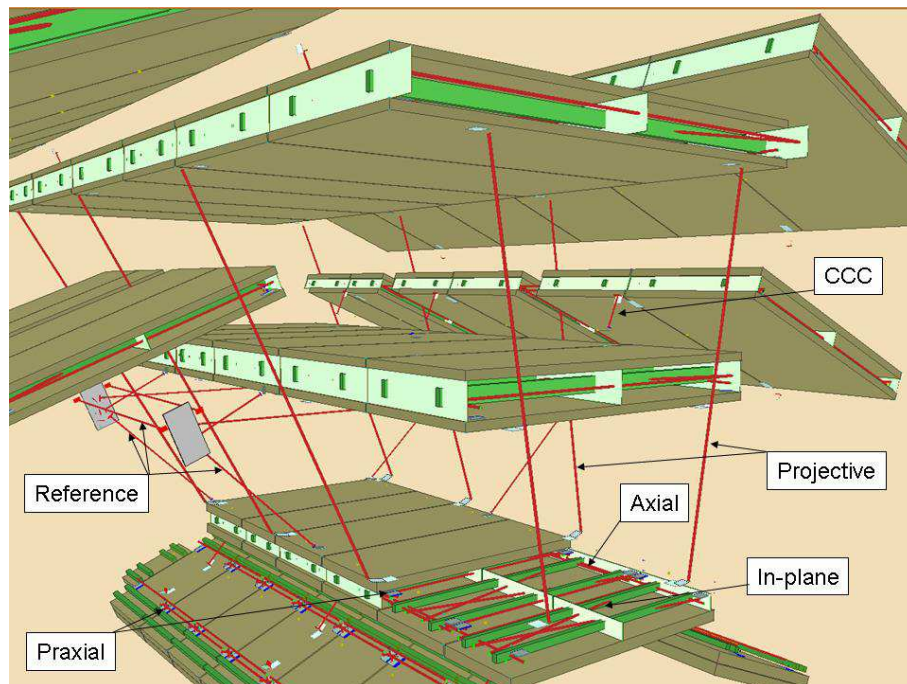


FIG. 3.14 – Schéma des lignes optiques des différents systèmes d'alignement dans les trois couches du *barrel*.

position relative de chaque couche de chambres perpendiculaire à la direction polaire est contrôlée par le système projectif. Le système projectif fonctionne avec des RASNIK, les grandes chambres internes portent le masque, celles du milieu la lentille et celles de l'extérieur le capteur. Les petites chambres ne sont pas équipées de lignes projectives, elles sont donc connectées aux grandes chambres par l'intermédiaire des capteurs CCC ¹⁰.

Pour une description plus détaillée du système d'alignement du *barrel* et pour la disposition du système d'alignement dans les *end-caps*, se référer à [17].

3.4 Les algorithmes de reconstruction des muons

La configuration toroïdale du spectromètre à muon d'ATLAS, sa grande taille ainsi que la disposition de ses chambres à muons imposent des contraintes spécifiques sur les algorithmes de reconstruction rendant la reconstruction des traces d'autant plus complexe.

- Le concept du toroïde à air conduit à un champ magnétique inhomogène, ce qui peut donner des trajectoires de particules vraiment particulières (surtout à bas p_T) ainsi qu'à l'impossibilité d'avoir des approximations analytiques simples.
- La grande taille du système (22 m de diamètre, 44 m de longueur) implique de grandes distances entre les stations de mesure, ce qui implique des incertitudes d'extrapolation significatives.
- Le niveau élevé de bruit de fond présent dans la zone expérimentale, impliquant une occupation individuelle élevée des tubes, est susceptible de polluer ou de masquer ¹¹ des coups et de créer des traces fantômes par leur association combinatoire lors de la reconstruction de traces.
- Le budget limitant le nombre de canaux dans le spectromètre (380 000 MDT+RPC), la redondance est faible et les chambres de précision ne mesurent qu'une coordonnée (approximativement la direction de courbure). Il n'y a donc pas d'information tridimensionnelle précise à notre disposition, et la précision sur la mesure de la seconde coordonnée est deux ordres de grandeur inférieur à celle de la coordonnée principale.
- La variété des chambres à muons ainsi que la complexité de leurs dispositions.

Ces caractéristiques du spectromètre vont imposer des contraintes strictes sur les programmes qui vont analyser les données. Dans cette section nous allons détailler les algorithmes de reconstruction développés à Saclay (Muonboy à la section 3.4.1 et Staco à la section 3.4.2) mais il existe un autre programme de reconstruction appelé Moore [52].

¹⁰Chamber to Chamber Connection

¹¹quand une autre particule que le muon passe dans le tube en même temps que le muon mais plus proche du fil, elle va masquer le coup

3.4.1 Le programme de reconstruction Muonboy

La stratégie de cet algorithme de reconstruction peut être résumée en quatre points principaux :

1. L'identification de régions d'activité dans le système à muons, par l'intermédiaire des RPC et des TGC.
2. La reconstruction locale de segments dans chaque station de ces régions d'activités.
3. La combinaison de segments des différentes chambres à muons pour former des traces candidates de muons en utilisant un tracking tridimensionnel dans le champ magnétique.
4. Un ajustement global des traces candidates dans le système complet en utilisant l'information venant des coups dans les chambres.

Régions d'activité

Dans un premier temps, on identifie des régions d'activité (ROA¹²) en utilisant l'information des chambres de *trigger*. Ces régions ont une taille de l'ordre de $d\eta \cdot d\phi = 0.4 \times 0.4$, et sont centrées là où il existe au moins un coup RPC/TGC dans les deux coordonnées (η, ϕ) . Ensuite, toutes les chambres à muons ayant une intersection avec ces ROA sont sélectionnées pour la reconstruction de traces.

Les segments

Deux types de segments sont utilisés dans Muonboy. Il y a ceux que l'on appelle les segments *stricts* utilisant la première et la seconde coordonnée (venant des strips RPC-TGC). Ces segments seront utilisés plus tard comme point de départ pour la recherche de traces. Et ceux nommés segments *amples*, n'ayant aucune exigence sur la seconde coordonnée et une coupure de qualité moins rigoureuse.

Dans les deux cas (*strict* et *ample*), la même stratégie pour faire les segments est utilisée. Toutes les stations d'un même type, et à une même position en ϕ , sont considérées comme une seule grande station, cela permet d'avoir des segments entre deux stations en η . Des segments sont créés en utilisant toutes les combinaisons de deux coups (paires de coup) dans les tubes. Le critère *ample* sur les combinaisons doit être compatible avec une ROA et pointer vers le point d'interaction. Le critère *strict* demande la présence d'au moins un coup dans la coordonnée ϕ des RPC-TGC. Ces essais de combinaisons peuvent être divisés en deux parties :

1. Un premier passage regarde seulement les combinaisons provenant de deux multi-couches de tubes MDT différentes (supérieure et inférieure).

¹²Regions Of Activity

2. Lors du second passage, après avoir enlevé les coups appartenant aux segments s'étendant sur deux multi-couches, on ne garde que ceux situés sur une seule multi-couche.

Ces derniers segments avec des coups dans une seule multi-couche, ne sont possibles que sur les bords des stations : quand par exemple on a un segment dans la multi-couche inférieure en bord de station et un trou d'acceptance après cette station.

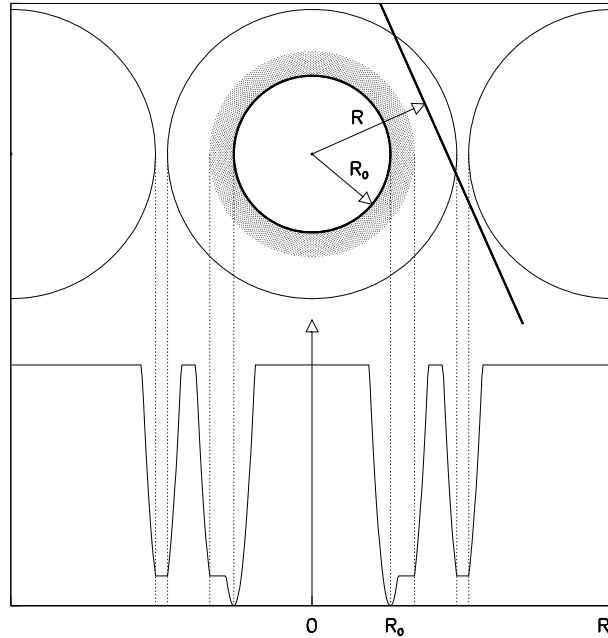


FIG. 3.15 – En haut : schéma d'un segment d'une trace candidate traversant un tube, à un rayon R du fil où un coup a été enregistré au rayon R_0 . La largeur de la zone en pointillé correspond au temps morts défini pour l'électronique. En bas : χ^2 en fonction de R . Le χ^2 est plus important pour $R \ll R_0$ et $R \gg R_0$, mais également dans les deux tubes adjacents. Le χ^2 est minimum pour $R = R_0$ et un peu plus grand pour R juste au dessus de R_0 (masquage de coups).

Pour chaque paire de coups, on définit quatre segments candidats. Pour chacun de ces segments, une trace droite est extrapolée aux tubes restant de la station MDT et est comparée aux autres coups enregistrés dans la chambre pour éventuellement valider l'essai et ainsi enlever des ambiguïtés. Lors de cette procédure, on définit un facteur de qualité qui prend en compte la distance entre le rayon extrapolé et celui mesuré pour les différents coups ; les tubes manquants ou cachés étant considérés dans le calcul. Les effets décrits ci-après doivent être pris en compte dans le calcul de ce facteur de qualité χ^2 (voir figure 3.15) :

- La possibilité que le coup provenant d'un vrai muon soit masqué par une particule telle qu'un δ -ray (quand le muon transmet beaucoup d'énergie à un électron, l'électron peut traverser les tubes et imiter une trace [17]) passant plus près du fil que le muon. Cela implique que les coups enregistrés dans les tubes ayant des temps de dérive plus court

que celui attendu lors de l'extrapolation de la trace pour ce tube ont une plus petite contribution au χ^2 que les coups ayant un temps de dérive plus long que celui attendu.

- L'efficacité de détection individuelle des tubes. Plus l'efficacité d'un tube est élevée, plus la contribution au facteur de qualité des tubes qui sont traversés par le segment de la trace extrapolée est grande.

La paire de coups qui fournit le facteur de qualité le plus petit est choisie, et les paramètres du segment correspondant sont ajustés par une procédure de minimisation du χ^2 . Les coups appartenant à ce segment sont alors retirés pour les autres candidats, et le segment suivant est recherché.

Quand plusieurs positions de secondes coordonnées sont possibles, les recherches de segments pour les différentes positions sont indépendantes permettant à un même coup d'appartenir à plusieurs segments.

Recherche et ajustement de trace

La recherche de trace commence avec les segments stricts de Muonboy définis précédemment. La position et la direction des segments trouvés dans les stations extérieures (respectivement du milieu) du spectromètre à muons nous permettent d'effectuer une première estimation grossière de l'impulsion des muons candidats avec une contrainte sur l'origine (muon provenant du point d'interaction). Chacun de ces segments est alors extrapolé à la station du milieu (respectivement de l'extérieure) ou même intérieure quand la station du milieu ou de l'extérieure est manquante, que l'on trouve en propageant la trace dans le champ magnétique. Plusieurs essais sont effectués pour différentes valeurs de l'impulsion autour de la première estimation (*scan* en impulsion). S'il existe des correspondances, en position et en direction, de la trace extrapolée avec un (ou plusieurs) segments amples dans la station suivante. Celui qui est le mieux associé est inclus dans la trace candidate, et un ajustement conduisant à une deuxième estimation plus précise de l'impulsion est effectuée. Un second, et plus précis *scan* en impulsion est réalisé autour de la valeur d'impulsion estimée précédemment, avec des extrapolations à toutes les autres stations potentiellement traversées. Tout segment ample correspondant dans ces stations est inclus dans la trace candidate. Après ces étapes, une trace candidate est conservée uniquement si elle contient au moins deux segments. En utilisant tous les segments appartenant à la trace candidate, un nouvel ajustement est effectué de manière à déterminer plus précisément sa position, sa direction, et son impulsion (procédure de *fine-tuning*).

Ensuite, un ajustement global de la trace en prenant comme point de départ le résultat du meilleur ajustement précédent, mais cette fois ci, en utilisant directement les informations brutes disponibles (*hits*). La justification de cette dernière étape est d'obtenir une estimation globale et réaliste de la vraisemblance de la trace candidate et, de sélectionner le plus grand nombre de coups appartenant a priori à la trace en évitant les coups pollués par des δ -rays, des γ ou par le bruit de fond de neutrons et qui sont trop éloignés du muon reconstruit.

Finalement, un dernier ajustement est effectué en prenant en compte la matière le long de la trajectoire : celle-ci est rassemblée en un nombre fini de centres de diffusion multiple

(voir figure 3.16). Les angles de diffusion associés à cette matière, dans le plan de courbure, sont inclus dans l'ajustement comme des paramètres libres ayant une distribution Gaussienne (approximation des petits angles), et ajoutés comme une contrainte au χ^2 . La perte d'énergie dans la matière est tirée d'une paramétrisation de la perte d'énergie moyenne en fonction de l'impulsion.

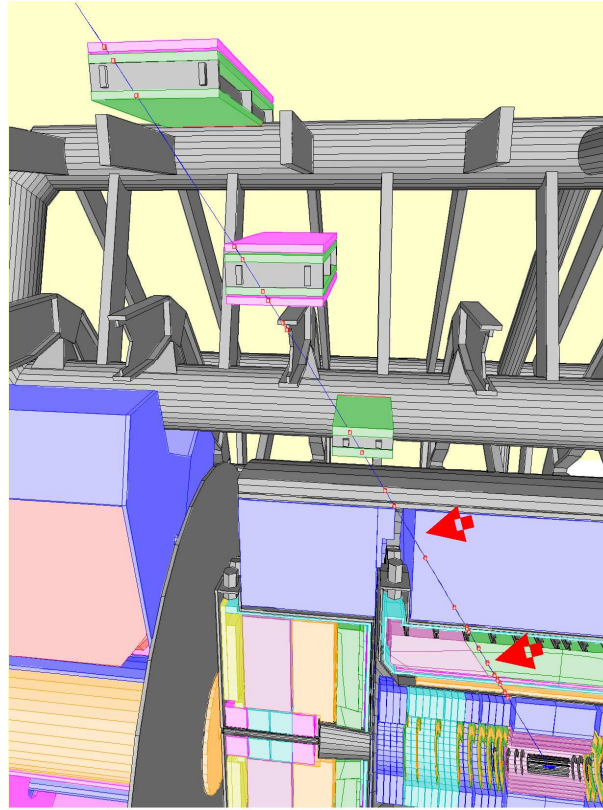


FIG. 3.16 – Exemple de centres de diffusion multiple utilisés dans l'ajustement (petits carrés rouge). On peut également voir la reconstruction d'un événement dans le spectromètre, muon propagé jusqu'au détecteur interne.

Dans tous les ajustements précédents, la quantité qui doit être minimisée est le facteur de qualité χ^2 . Cela est fait en prenant en compte la distance entre chaque coup mesuré et la trajectoire attendue, pondérée par son erreur, mais aussi par les coups manquants et ceux possiblement cachés, divisé par un nombre de degrés de liberté effectif. Le nombre de tubes et de bandes (venant des chambres de trigger) attaché à une trace est de ce fait non fixé. La matrice d'erreur est déterminée numériquement en déplaçant chaque coup ou angle de diffusion par la valeur de son erreur, et en propageant les effets aux cinq paramètres de la trace (voir ci-après).

Extrapolation des muons à la ligne du faisceau et correction en énergie

Muonboy mesure les cinq paramètres d'une trace reconstruite ainsi que sa matrice de covariance associée à l'entrée du spectromètre à muon. Mais les paramètres de la traces doivent être connus au niveau du vertex. Les cinq paramètres décrivant une trace au péricée $(0, 0, 0)$ sont :

1. d_0 : distance entre le péricée et la trace dans la plan orthogonal à l'axe du faisceau.
2. z_0 : distance entre le péricée et la trace suivant l'axe du faisceau.
3. $\frac{q}{p}$: avec q charge du muon, p impulsion de ce muon.
4. θ : angle entre la direction du muon au péricée et l'axe du faisceau.
5. ϕ : angle entre la direction du muon au péricée et l'axe x (qui pointe le centre du LHC).

Afin de pouvoir obtenir ces paramètres au niveau de la ligne de faisceau, la dernière étape cet algorithme consiste en une procédure de propagation des mesures (*backtracking*) à travers les calorimètres de manière à fournir les paramètres de la trace et la matrice de covariance au péricée.

La procédure de *backtracking* commence par la détermination de la trajectoire de la trace reconstruite propagée jusqu'au faisceau. Lors de cette propagation, une estimation de la quantité de matière traversée est effectuée. Cette étape est basée sur une description précise de la géométrie et des matériaux composant les calorimètres, ainsi que sur l'outil de propagation de Muonboy. Chaque volume traversé est simulé par un ou deux points sur lesquels la quantité de matière est distribuée. L'outil de propagation est alors mis à jour avec le jeu de points défini précédemment de manière à ce que la perte d'énergie soit effectuée en ces points lors de la propagation. Ces points sont assez nombreux pour obtenir une trajectoire "lisse". En chaque point, la perte d'énergie est calculée à partir d'une paramétrisation de la perte d'énergie moyenne (fonction de l'impulsion) et de la longueur de matière traversée. Comme la perte d'énergie modifie la trajectoire du muon, et donc la quantité de matière traversée, une seconde itération est effectuée en collectant la matière le long de la nouvelle trajectoire.

La propagation de la matrice d'erreur et la fluctuation de la matrice d'erreur, la fluctuation de la perte d'énergie ainsi que la diffusion multiple doivent être prises en compte. Afin de pouvoir manipuler les effets de diffusion multiple, le jeu de points défini précédemment est réduit en deux points seulement, qui sont utilisés dans l'outil de propagation.

Logiciel

Le corps de Muonboy est écrit en fortran 90, une interface C++ permet d'interagir avec depuis n'importe quel environnement C++. Il est interfacé à la description du détecteur AMDB [53] pour :

- obtenir la position de la matière morte (voussoirs, struts, bobines, cables, etc ...)
- connaître la quantité d'éléments actifs et passifs traversés par le trace

- avoir la position (incluant des corrections d'alignement par rapport à la position nominale) et la déformation des chambres
- effectuer un *backtracking*.

L'implémentation dans Athena implique l'utilisation des services standard d'Athena (voir section 2.5), tels que les services de calibration MDT, le service d'alignement pour les corrections de position et de déformation des chambres, le service de champ magnétique pour obtenir la carte de champ.

3.4.2 Staco

Staco ¹³ effectue la combinaison des traces reconstruites dans le spectromètre à muon par Muonboy (voir section 3.4.1) avec celles reconstruites dans le détecteur interne dans la région $|\eta| < 2.5$. Cette combinaison va permettre d'améliorer la résolution en impulsion des traces ayant une impulsion inférieure à 100 GeV ainsi que de rejeter les faux muons. Staco combine les deux traces en calculant la moyenne statistique des deux jeux de paramètres des traces, pondéré par leur matrice de covariance respective.

$$\bar{P} = (Cov_{ID}^{-1} + Cov_{MS}^{-1})^{-1} \times (Cov_{ID}^{-1} \times P_{ID} + Cov_{MS}^{-1} \times P_{MS}) \quad (3.1)$$

la qualité de la combinaison étant mesuré par un χ_{match}^2 défini comme suit

$$\chi_{match}^2 = (P_{ID} - P_{MS}) \times (Cov_{ID} + Cov_{MS})^{-1} \times (P_{ID} - P_{MS}) \quad (3.2)$$

$$= (P_{ID} - \bar{P}) \times Cov_{ID}^{-1} \times (P_{ID} - \bar{P}) + (P_{MS} - \bar{P}) \times Cov_{MS}^{-1} \times (P_{MS} - \bar{P}) \quad (3.3)$$

En pratique, toutes les traces provenant du spectromètre sont combinées avec toutes les traces du détecteur interne situées à l'intérieur d'un cône donné. La paire donnant le plus petit χ_{match}^2 est conservée comme étant la trace combinée. Toutes les autres paires utilisant ces traces sont retirés de la liste restante. Le processus se poursuit de manière itérative jusqu'à ce que le χ_{match}^2 soit plus grand qu'une coupure donnée.

¹³Statistical Combination

Bibliographie

- [1] M. Virchaux D. Pomarede. The Persint visualisation program for the ATLAS experiment. *In Proceedings of 2003 conference for computing in high-energy and nuclear physics, (CHEP03), La Jolla U.S.A., CHEP-2003-MOLT009*, <http://cdsweb.cern.ch/record/851963>, 2003.
- [2] W. Riegler et al. Resolution limits of drift tubes. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 443(156), 2000.
- [3] M. Deile et al. Dependence of drift tube performance on the anode wire diameter. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 449(528), 2000.
- [4] W. Riegler et al. Front-end electronics for drift tubes in a high-rate environment. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 446(555), 2000.
- [5] C. Adorisio et al. Aging studies on ATLAS muon spectrometer drift tubes. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 52(2971), 2005.
- [6] C. Adorisio et al. Recent and ongoing ageing studies for the ATLAS muon spectrometer drift tubes. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 535(186), 2004.
- [7] C. Adorisio et al. Ageing studies for the ATLAS muon spectrometer drift tubes. *Nucl. Phys.*, 150(168), 2006.
- [8] G. Avolio et al. Monitored drift tubes aging under intensive gamma irradiation. *Nucl. Instrum. Meth. A.*, 568(624), 2006.
- [9] M. Bosman et al. Estimation of radiation background, impact on detectors, activation and shielding optimization in ATLAS. *ATLAS Note ATL-GEN-2005-001*, <http://cdsweb.cern.ch/record/814823>, 2005.
- [10] S. Ahlen et al. Measurement of ATLAS MDT neutron sensitivity and development of a simulation model. *ATLAS Note ATL-MUON-98-236*, <http://cdsweb.cern.ch/record/683627>, 1998.
- [11] S. Ahlen et al. ATLAS MDT neutron sensitivity measurement and modeling. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 515(446), 2003.
- [12] M. Aleksa et al.; Rate effects in high-resolution drift chambers. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 446(435), 2000.

- [13] M. Deile et al. Performance of the ATLAS precision muon chambers under LHC operating conditions. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 518(65), 2004.
- [14] M. Deile et al. Resolution and efficiency of the ATLAS muon drift-tube chambers at high background rates. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 535(212), 2004.
- [15] J. Dubbert et al. Modelling of the space-to-drift-time relationship of the ATLAS monitored drift-tube chambers in the presence of magnetic fields. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 572(50), 2007.
- [16] P. Bagnaia et al. Calibration model for the MDT chambers of the ATLAS muon spectrometer. ATLAS Note *ATL-MUON-PUB-2008-004*, <http://cdsweb.cern.ch/record/1089868>, 2008.
- [17] ATLAS Collaboration. ATLAS collaboration, ATLAS muon spectrometer technical design report. CERN-LHCC-97-022, Geneva, 1997.
- [18] J. Wotschack. ATLAS muon chamber construction parameters for CSC, MDT, and RPC chambers. ATLAS Note *ATL-MUON-PUB-2008-006*, <http://cdsweb.cern.ch/record/1099400>, 2008.
- [19] C. Adorisio et al. The monitored drift tube chambers for the ATLAS muon spectrometer. *submitted to JINST*.
- [20] F. Bauer et al. Construction and test of MDT chambers for the ATLAS muon spectrometer. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 461(17), 2001.
- [21] F. Bauer et al. The first precision drift tube chambers for the ATLAS muon spectrometer. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 478(153), 2002.
- [22] F. Bauer et al. Large-scale production of monitored drift tube chambers for the ATLAS muon spectrometer. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 518(69), 2004.
- [23] G. Avolio et al. Test of the first BIL tracking chamber for the ATLAS muon spectrometer. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 523(309), 2004.
- [24] P. Bagnaia et al. Construction of the inner layer barrel drift chambers of the ATLAS muon spectrometer at the LHC. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 546(481), 2005.
- [25] A. Baroncelli et al. Assembly and test of the BIL tracking chambers for the ATLAS muon spectrometer. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 557(421), 2006.
- [26] R. Avramidou et al. The accuracy of the ATLAS muon X-ray tomograph. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 496(83), 2003.
- [27] S. Schuh et al. A high precision x-ray tomograph for quality control of the ATLAS muon monitored drift tube chambers. *Prepared for 8th International Conference on Advanced Technology and Particle Physics (ICATPP 2003) : Astroparticle, Particle, Space Physics, Detectors and Medical Physics Applications, Como Italy*, 2003.

- [28] Y. Arai et al. On-chamber readout system for the ATLAS MDT muon spectrometer. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 51(2196), 2004.
- [29] E. Hazen J. Oliver C. Posch, S. Ahlen. CMOS front-end for the MDT sub-detector in the ATLAS muon spectrometer - development and performance. *Prepared for 7th Workshop on Electronics for LHC Experiments, Stockholm Sweden*, 2001.
- [30] Y. Arai. Development of front-end electronics and TDC LSI for the ATLAS MDT. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 453(365), 2000.
- [31] G. Avolio et al. Test of the first BIL tracking chamber for the ATLAS muon spectrometer. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 523(309), 2004.
- [32] C. Adorisio et al. System test of the ATLAS muon spectrometer in the H8 beam at the CERN SPS. *ATL-MUON-PUB-2007-005*, <http://cdsweb.cern.ch/record/1056267>, to be published in *Nucl. Instrum. Meth.*
- [33] C. Adorisio et al. Study of the ATLAS MDT spectrometer using high energy CERN combined test beam data. *ATLAS Note ATL-MUON-PUB-2008-005*, <http://cdsweb.cern.ch/record/1072160>.
- [34] G. Aad et al. The ATLAS experiment at the CERN large hadron collider. *JINST*, 3(SO8003), 2008.
- [35] ATLAS Collaboration. *Dectector and physics performance Technical Design Report Volume I et II*. CERN LHCC 99-14 et 99-15, Geneva, mai 1999.
- [36] J. Dailing et al. Performance and radiation tolerance of the ATLAS CSC on-chamber electronics. *Prepared for 6th Workshop on Electronic for LHC Experiments, Cracow Poland*, <http://cdsweb.cern.ch/record/478868>, 2000.
- [37] J. Dailing et al. Off-detector electronics for a high-rate CSC detector. *Prepared for 6th Workshop on Electronic for LHC Experiments, Cracow Poland*, <http://cdsweb.cern.ch/record/479707>, 2000.
- [38] G. Aielli et al. The RPC first level muon trigger in the barrel of the ATLAS experiment. *Nucl. Phys.*, 158 (Proc. Suppl.)(11), 2006.
- [39] A. Aloisio et al. The trigger chambers of the ATLAS muon spectrometer : production and tests. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 535(265), 2004.
- [40] ATLAS collaboration. First-level trigger technical design report. *CERN-LHCC-98-014*, <http://cdsweb.cern.ch/record/381429>, 1998.
- [41] G. Aielli et al. SF-6 quenched gas mixtures for streamer mode operation of RPCs at very low voltages. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 493(137), 2002.
- [42] G. Aielli et al. Electrical conduction properties of phenolic-melaminic laminates. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 533(86), 2004.

- [43] G. Aielli et al. A high-voltage test for the ATLAS RPC qualification. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 533(86), 2004.
- [44] G. Aielli et al. Test of ATLAS RPCs front-end electronics. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 508(189), 2003.
- [45] G. Orenco F. Giannini, E. Limiti and R. Cardarelli. An 8 channel GaAs IC front-end discriminator for RPC detectors. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 432(440), 1999.
- [46] The TGC parameter book. *CERN EDMS document 906796*, <https://edms.cern.ch/document/906796>.
- [47] C. Guyot et al. The alignment of the barrel part of the ATLAS muon spectrometer. *ATLAS Note ATL-MUON-PUB-2008-007*, <http://cdsweb.cern.ch/record/1081769>, 2008.
- [48] C. Amelung et al. The optical alignment system of the ATLAS muon spectrometer endcaps. *ATLAS Note, ATL-MUON-PUB-2008-003*, <http://cdsweb.cern.ch/record/1089861>, 2008.
- [49] C. Amelung et al. Reference bars for the alignment of the ATLAS muon spectrometer. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 555(36), 2005.
- [50] H.L. Groenstege. The RASNIK/CCD 3D alignment system. *ATLAS Note ATL-MUON-94-063*, <http://cdsweb.cern.ch/record/686055>, 1994.
- [51] H. van der Graaf et al. RASNIK technical system description for ATLAS. *NIKHEF Note ETR-2000-04*, <http://cdsweb.cern.ch/record/1073160>, 2000.
- [52] D. Adams et al. Track reconstruction in the ATLAS muon spectrometer with Moore. *ATLAS note, ATL-SOFT-2003-007*, 2003.
- [53] The AMDB documentation. [http://muondoc.web.cern.ch/muondoc/software /DetectorDescription/amdbdoc/amdbmanual.ps](http://muondoc.web.cern.ch/muondoc/software/DetectorDescription/amdbdoc/amdbmanual.ps).

Deuxième partie

Analyse de données de simulation

Chapitre 4

Recherche de résonances dimuon et impact de l’alignement du spectromètre

Sommaire

4.1	Introduction	107
4.2	Alignement et connaissance de la position des chambres	108
4.3	Simulation et reconstruction avec des géométries désalignées	110
4.3.1	Validation de la procédure de désalignement	110
4.3.2	Choix des géométries	111
4.4	Données de simulation	111
4.4.1	Signal	111
4.4.2	Bruit de fond	112
4.4.3	Remarque sur les données de simulation	112
4.5	Sélection des événements, critère d’association	112
4.5.1	Sélection des événements	112
4.5.2	Critère d’association	113
4.6	Résultats en fonction du désalignement	113
4.6.1	Efficacité de reconstruction	113
4.6.2	Impact de l’alignement sur la résolution en impulsion	116
4.6.3	Impact de l’alignement sur la résolution en masse invariante du système dimuon	119
4.6.4	Impact de l’alignement sur l’identification de la charge	119
4.6.5	Efficacité de reconstruction de Z' et masse invariante en fonction de l’alignement	122
4.7	Étude du bruit de fond dans le canal dimuon	126
4.7.1	Les bruits de fond dans le canal dimuon	126
4.7.2	Effet du désalignement sur le bruit de fond dominant	127
4.8	Détermination de la sensibilité	131

4.8.1	Méthode statistique	131
4.8.2	Résultats sans erreurs systématiques en utilisant la mesure du spectromètre seul	138
4.8.3	Résultats sans erreurs systématiques en utilisant la reconstruction combinée spectromètre + détecteur interne	140
4.8.4	Conclusion sur les résultats sans erreurs systématiques	142
4.8.5	Résultats en incluant les erreurs systématiques	142
4.8.6	Effet <i>Look Elsewhere</i>	148
4.9	Conclusion	153

4.1 Introduction

Des résonances lourdes et étroites sont prédites par de nombreuses théories au-delà du Modèle Standard (voir section 1.4). Le spectromètre à muons (MS) d'ATLAS (voir section 3.2) a été conçu pour détecter avec une grande efficacité et une très bonne résolution des paires de muons de haute énergie produits lors de la désintégration de ces résonances. Le spectromètre a été pensé pour qu'il puisse fonctionner en autonomie complète, ce qu'on appelle le mode *Stand-alone* (par opposition au mode *Combined* qui combine la mesure du MS avec celle du détecteur interne (ID)). C'est un détecteur complexe qui nécessite une simulation détaillée et précise. Il est donc essentiel pour cette thèse de comprendre le spectromètre à muons ainsi que le détail de sa simulation afin de pouvoir fournir les prédictions les plus justes lors de l'analyse des premières données pour la découverte de résonances.

La simulation du spectromètre à muons (voir section 2.5) inclut une description détaillée de plusieurs milliers de chambres, des constantes d'alignement permettant de corriger les positions des chambres les unes par rapport aux autres (voir section 3.3), une description de la matière et des structures de support, ainsi qu'une carte précise du champ magnétique (voir section 2.3.2).

La figure 4.1 représente les différentes contributions à la résolution en impulsion du MS moyennée pour $|\eta| < 1.5$ en fonction de p_T (pour $|\eta| > 1.5$ la courbe est globalement décalée vers une plus mauvaise résolution). La résolution du MS est limitée par les fluctuations de la perte d'énergie pour de basses impulsions ($p_T < 50$ GeV) et par la résolution du détecteur à haute impulsion (l'effet de la diffusion multiple étant approximativement indépendant de l'impulsion). Pour l'intervalle en énergie considéré dans cette analyse (de 500 GeV à 2 TeV), la contribution principale à la résolution provient de la résolution des tubes des chambres MDT (voir section 3.2.3) et la deuxième en importance étant celle de l'alignement des chambres, et cela même avec la valeur nominale de précision de l'alignement ($40 \mu\text{m}$). Dans cette étude le désalignement des chambres à muons du spectromètre est pris en compte dans la simulation complète.

Vu les difficultés de contrôler le positionnement ainsi que la calibration des capteurs, il sera très peu probable d'atteindre une telle précision dès le démarrage de la prise de données, et il faut considérer la possibilité d'avoir de moins bonnes performances du système d'alignement durant les premières années. Le système optique peut être contrôlé et éventuellement recalibré en prenant des données de *runs* spécifiques (voir chapitre 6) avec le champ magnétique toroïdal éteint.

En plus des pertes de résolution affectant directement le signal Z' , on s'attend à ce que le désalignement ait un impact sur l'efficacité de reconstruction et sur l'identification de la charge. Il provoquera également des erreurs dans les algorithmes de reconstruction (voir section 3.4), par exemple en prenant le mauvais tube MDT lorsqu'une trace traverse une zone avec un grand taux d'occupation des tubes. Un fort taux d'occupation est attendu à haute luminosité en présence d'une grande quantité de δ -rays (produit par des muons de haute énergie transférant beaucoup d'impulsion à un électron du gaz, des tubes ou des structures environnantes) ou du bruit de fond de neutron. Ces effets peuvent augmenter le niveau du

bruit de fond dans la région du signal par migration d'événements provenant des régions de basse énergie beaucoup plus peuplées. L'impact sur la sensibilité au signal doit être évalué en fonction des paramètres d'alignement. Il nous sera alors possible de quantifier cet effet sur les performances du détecteur et de réaliser une étude approfondie sur l'exclusion (ou découverte) du Z' en prenant en compte les effets du détecteur.

Dans cette analyse, on prendra en compte plusieurs scénarios d'alignement correspondant à différents degrés de notre connaissance du système d'alignement. Nous allons également comparer systématiquement jusqu'à la section 4.8.5 les résultats obtenus en utilisant le programme de reconstruction *Stand-alone* Muonboy (voir section 3.4.1) et le programme de reconstruction *Combined* Staco (voir section 3.4.2) de manière à évaluer les différences de chaque mode de mesure. Ces algorithmes ont été développés par le groupe de Saclay. La figure 4.2 montre la dépendance en p_T de la résolution en impulsion, en utilisant des événements ne comportant qu'un seul muon, pour le mode *Stand-alone* (Muonboy) et le mode combiné (*combined*, Staco) pour le *barrel* ($|\eta| < 1.1$; à gauche), le *end-cap* ($|\eta| > 1.7$; à droite). On remarque que le détecteur interne contribue à l'amélioration de la résolution jusqu'à ~ 100 GeV pour la partie *barrel* (au delà de 50 GeV, la mesure du spectromètre a une meilleure résolution). Pour le cas du *end-cap*, l'amélioration pour $p_T \geq 200$ GeV ($p > 500$ GeV) de la mesure combinée est due à la contrainte géométrique donnée par l'ID (la contrainte sur l'impulsion n'ayant aucun impact) apportant une mesure angle-angle en plus (angles entre le segment dans l'ID et la première couche de chambre à muons). Cela est possible à haut p_T à cause de la diffusion multiple dans les calorimètres qui devient comparable à la précision de la mesure en R (défini équation 4.1) au niveau du vertex. Pour que cet effet soit effectif, il faut un très bon alignement du MS par rapport à l'ID (ce qui n'est pas le cas pour le moment).

L'impact de l'alignement du détecteur interne et de l'alignement relatif du spectromètre à muons avec l'ID n'ont pas été pris en compte dans cette analyse, ce qui contribue à améliorer la résolution pour de grands désalignements du MS avec la mesure combinée. Mais cette perfection de l'ID n'est pas garantie ; il reste encore des *weak-modes* du système d'alignement qui ne sont pas compris et l'alignement est encore la contribution principale à la résolution pour des traces de hauts p_T .

4.2 Alignement et connaissance de la position des chambres

Dans la section 3.4.1, il a été expliqué que les programmes de reconstruction sont interfacés avec la description du détecteur AMDB [3]. Elle fournit la position nominale de chaque station de chambres dans le spectromètre :

- MDT et RPC ensemble (car elles sont solidaires mécaniquement) dans la partie *barrel*.
- MDT et TGC séparément (car elles sont indépendantes) dans la partie *end-cap*.
- CSC.

En plus des positions nominales, chaque station de chambres est décrite par un jeu de six constantes d'alignement [3] correspondant aux trois translations le long des axes (x, y, z) dans

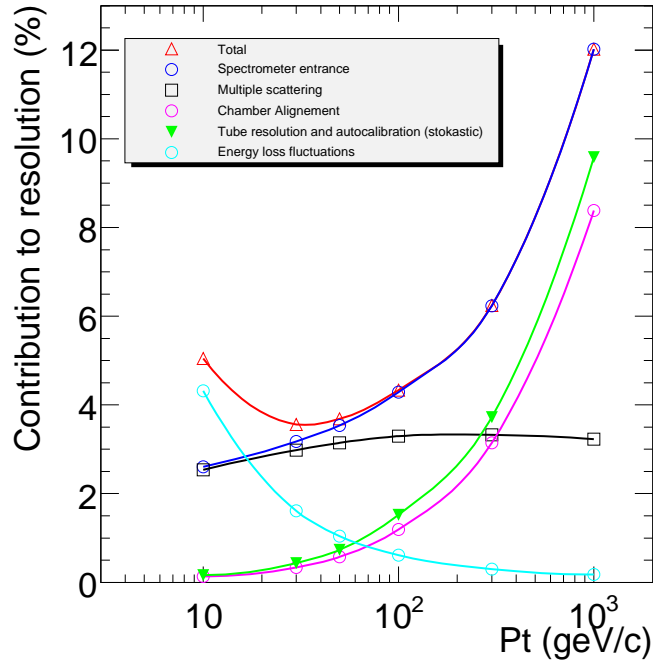


FIG. 4.1 – Différentes contributions à la résolution en impulsion du spectromètre à muon en fonction de p_T , moyennée sur $|\eta| < 1.5$. Ces résultats correspondent à une précision de $40 \mu\text{m}$ sur l'alignement des chambres à muons. Cette figure provient de [1] (Performances attendues du détecteur ATLAS).

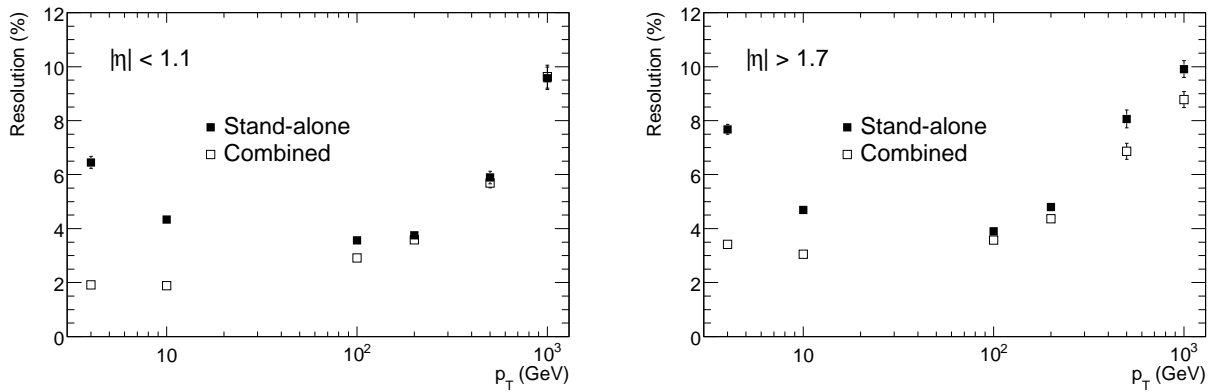


FIG. 4.2 – Courbes provenant du *Detector Paper* d'ATLAS [2] montrant la résolution en impulsion de Muonboy (spectromètre seul, *Stand-alone*) et de Staco (combinaison spectromètre et détecteur interne, *Combined*) en fonction de p_T , moyennée sur ϕ en utilisant des événements avec un seul muon pour le *barrel* ($|\eta| < 1.1$; à gauche) et le *end-cap* ($|\eta| > 1.7$; à droite).

le repère local de la station et aux trois rotations autour de ces axes. Il est attendu que le système d'alignement fournisse, toutes les heures environ, un jeu de constantes d'alignement qui seront stockées dans une base de données pour être ensuite utilisées par les programmes de reconstruction.

Pour cette analyse, nous avons choisi de simuler le désalignement des chambres en générant des translations et des rotations indépendantes suivant un tirage aléatoire (selon une distribution gaussienne de largeur σ correspondant à la précision attendue de l'alignement), en ignorant cependant les corrélations attendues que fournirait une simulation complète du système d'alignement. Pour des raisons de simplicité, nous avons choisi le même σ pour les trois translations, allant de $\sigma_{trans} = 1$ mm pour le scénario le plus pessimiste, à $\sigma_{trans} = 40$ μm pour les performances nominales attendues du spectromètre. Nous supposons également que tous les σ des rotations sont identiques. Ils ont été choisis avec la correspondance $\sigma_{rot}(\text{mrad}) = 0.5 \sigma_{trans}(\text{mm})$. Cette correspondance a été choisie de telle manière que l'impact des translations et des rotations soit le même sur les coins de la station. D'un scénario de désalignement à l'autre, la direction du mouvement reste la même (la même graine a été utilisée pour tous les scénarios), mais son amplitude change. Ces valeurs peuvent être comparées à la précision du positionnement initial des chambres $\sigma_{trans} \approx 4$ à 8 mm, $\sigma_{rot} \approx 2$ à 4 mrad et sont un à trois ordres de grandeurs inférieurs.

Le désalignement des chambres est alors réalisé pour chaque station en suivant la manière dont elles sont décrites dans la description du détecteur (voir au début de cette section), avec une exception faite pour les chambres CSC qui ne sont pas déplacées (on ne peut pas les déplacer dans la description du détecteur).

4.3 Simulation et reconstruction avec des géométries désalignées

4.3.1 Validation de la procédure de désalignement

Pour gagner du temps de simulation (processus le plus gourmand en ressources processeurs), les événements n'ont été simulés qu'une seule fois avec un même jeu de constantes d'alignement. Cet alignement initial, dénommé R'' correspond à une combinaison de deux mouvements appliqués à la géométrie nominale (parfaite) dénommée R :

- Une forme globale du toroïde *barrel* en œuf (*egg-shape*).
- Un mouvement aléatoire comme décrit précédemment avec $\sigma_{trans} = 1$ mm et $\sigma_{rot} = 1$ mrad.

On a donc symboliquement $R'' = R \oplus 1 \text{ mm} \oplus 1 \text{ mrad} \oplus \text{egg-shape}$ ¹. L'étude du désalignement est basée sur le changement de la géométrie lors de la reconstruction en ajoutant de nouveaux déplacements aléatoires en plus de ceux présents dans la géométrie initiale, ce qui est supposé représenter notre mauvaise connaissance de la position des capteurs d'alignement. Nous avons

¹simulation officielle

vérifié que cette procédure est équivalente à la stratégie inverse, qui consiste à simuler différents lots de données avec différentes géométries, et de les reconstruire avec la même géométrie (voir section 2.5 pour une explication des étapes de simulation, reconstruction). Comme la géométrie utilisée pour la simulation est déjà une géométrie désalignée, nous nous sommes également assuré qu'il est légitime d'étudier l'effet de l'alignement à la reconstruction en partant d'une géométrie déjà désalignée et de rajouter un désalignement supplémentaire.

4.3.2 Choix des géométries

Pour cette analyse, nous avons choisi sept hypothèses de désalignement que l'on peut séparer en trois groupes :

1. (40 μm , 20 μrad) qui correspond à l'objectif nominal du système d'alignement ;
2. (100 μm , 50 μrad) ; (200 μm , 100 μrad) ; (300 μm , 150 μrad) ; (500 μm , 250 μrad) qui sont des objectifs raisonnables du système d'alignement pour les premiers mois de prise de données ;
3. (700 μm , 350 μrad) ; (1000 μm , 500 μrad) qui sont des cas extrêmes très pessimiste où la résolution excède la valeur de la flèche de muons provenant de Z' de masse ≥ 1 TeV.

Toutes les données simulées décrites à la section 4.4 ont été reconstruites avec ces sept scénarios en plus de la reconstruction avec la géométrie utilisée pour la simulation (R'').

4.4 Données de simulation

L'étude que nous allons décrire maintenant a été effectuée à l'aide d'une simulation complète du détecteur ATLAS, les données suivantes ont été utilisées :

4.4.1 Signal

Deux modèles de Z' générés avec Pythia [4] : 10 000 événements de Z'_χ (voir section 1.4.2) provenant de modèles de grande unification et 20 000 événements Z'_{SSM} (voir section 1.4.1) où un groupe $U(1)$ est ajouté à celui du modèle standard, toujours avec une masse de 1 TeV et incluant des effets d'interférence $Z'/Z/\gamma$. Les sections efficaces correspondantes, en tenant compte des corrections de deuxième ordre (k-facteur de 1.26 [1]), sont 641 fb pour le SSM et 479 fb pour le χ , pour des masses invariante du système dimuon $M_{\mu\mu} \geq 500$ GeV.

4.4.2 Bruit de fond

Seuls le bruit de fond de Drell-Yan, pour $M_{\mu\mu} \geq 300$ GeV (40 000 événements) et le Z pour $M_{\mu\mu} \geq 60$ GeV (150 000 événements), générés avec Pythia, ont été pris en compte dans l'analyse de l'alignement. Les sections efficaces correspondantes, en tenant compte des corrections de deuxième ordre (k-facteur de 1.26 pour le Drell-Yan et 1.5 pour le Z [1]), sont de 592 fb pour le Drell-Yan et de 3256 fb pour le Z .

4.4.3 Remarque sur les données de simulation

Il faut bien distinguer les données de simulation, qui sont des lots de données contenant un (ou des) processus physique avec certaines coupures (sur la masse invariante du système dimuon par exemple) et les processus physiques à proprement parler. Dans cette thèse on appellera le processus Drell-Yan (Z/γ) le bruit de fond et le processus d'interférence Drell-Yan Z' ($Z/\gamma/Z'$) le signal.

4.5 Sélection des événements, critère d'association

4.5.1 Sélection des événements

La sélection des événements reconstruits dans le canal dimuon est basée sur les critères suivants :

- Au moins deux muons avec $p_T > 20$ GeV et $|\eta| < 2.7$ pour le mode *stand-alone* ($|\eta| < 2.5$ pour le mode combiné).
- Les deux muons candidats ayant la plus haute impulsion sont de charges opposées.

Le critère de sélection de charge opposée est discutable surtout pour de grande masse de Z' . En effet, pour découvrir un Z' le plus rapidement possible, il faut maximiser le nombre d'événement de signal, et donc il ne faut pas se soucier de la charge (le signal et le bruit de fond étant affectés de la même manière). Par contre dans le cas où l'on souhaite pouvoir effectuer une étude d'asymétrie de charge, pour discriminer suivant les modèles, il sera nécessaire de connaître avec exactitude la charge des muons. Comme cette étude est effectuée en utilisant des Z' de 1 TeV, et que la mauvaise identification de la charge est attendue à être faible, nous demandons le critère de sélection sur la charge.

Pour une luminosité intégrée de 100 pb^{-1} et en ne considérant que l'acceptance géométrique du détecteur on s'attend à :

- avec le spectromètre seul : 33 événements pour le χ , 45 pour le SSM ;
- avec la mesure combinée : 32 événements pour le χ , 43 pour le SSM.

4.5.2 Critère d'association

Pour les études d'efficacité et de résolution il faut pouvoir déterminer de quel muon généré provient le muon que l'on reconstruit. Pour cela on effectue une procédure d'association consistant à regarder pour chaque muon généré (*Gen*) les traces reconstruites (*Rec*) dans des cônes de rayon R autour du muon généré tel que :

$$(\phi_{Rec} - \phi_{Gen})^2 + (\eta_{Rec} - \eta_{Gen})^2 = (\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2 < R^2 \quad (4.1)$$

La valeur choisie est $R = 0.05$.

Si plusieurs traces reconstruites sont associées avec une même trace simulée, la plus proche en terme de distance angulaire et de p_T est choisie. Toutes les traces reconstruites qui ne peuvent pas être associées avec cette procédure sont considérées comme des faux muons (mauvaise reconstruction, ...).

4.6 Résultats en fonction du désalignement

Ce paragraphe comporte différents résultats en fonction du désalignement. Y sont étudiées les efficacités de reconstruction en fonction des variables η , p_T et ϕ (voir section 4.6.1) ; les résolutions en impulsion en fonction de p_T et η (voir section 4.6.2), en masse et angulaire en fonction de la masse (voir section 4.6.3) ; l'identification de la charge (voir section 4.6.4) ; l'effet sur la masse reconstruite du système dimuon (voir section 4.6.5), et cela pour les deux programmes de reconstruction Muonboy et Staco. Pour tout nos résultats, la notation "nominal" signifie qu'il n'y a pas de désalignement.

4.6.1 Efficacité de reconstruction

Les figures 4.3 et 4.4 représentent, respectivement pour les algorithmes Muonboy et Staco, les efficacités de reconstruction du spectromètre à muon en fonction des différentes hypothèses de désalignement en utilisant des données contenant des muons de haut p_T . Les tableaux 4.1 et 4.2 donnent les valeurs des efficacités pour les différents scénarios de désalignement (rapport entre le nombre d'événement reconstruit et le nombre généré dans l'acceptance de la méthode de mesure : $|\eta| < 2.7$ pour la mesure *stand-alone* et $|\eta| < 2.5$ pour la mesure combinée).

Pour les deux algorithmes, on observe une baisse significative de l'efficacité à $\eta = 0$ correspondant au trou d'acceptance de la partie centrale du spectromètre (permettant de faire passer les câbles du détecteur interne et des calorimètres). On remarque une autre baisse de l'efficacité dans les régions $|\eta| \sim 1.2$, correspondant aux régions de transition entre la partie centrale et les parties bouchons du spectromètre, régions où la détection des muons est plus problématique, notamment à cause des chambres à muons EEL qui sont absentes de la description du détecteur que l'on a utilisée (avec le retard du LHC, certaines de ces stations ont

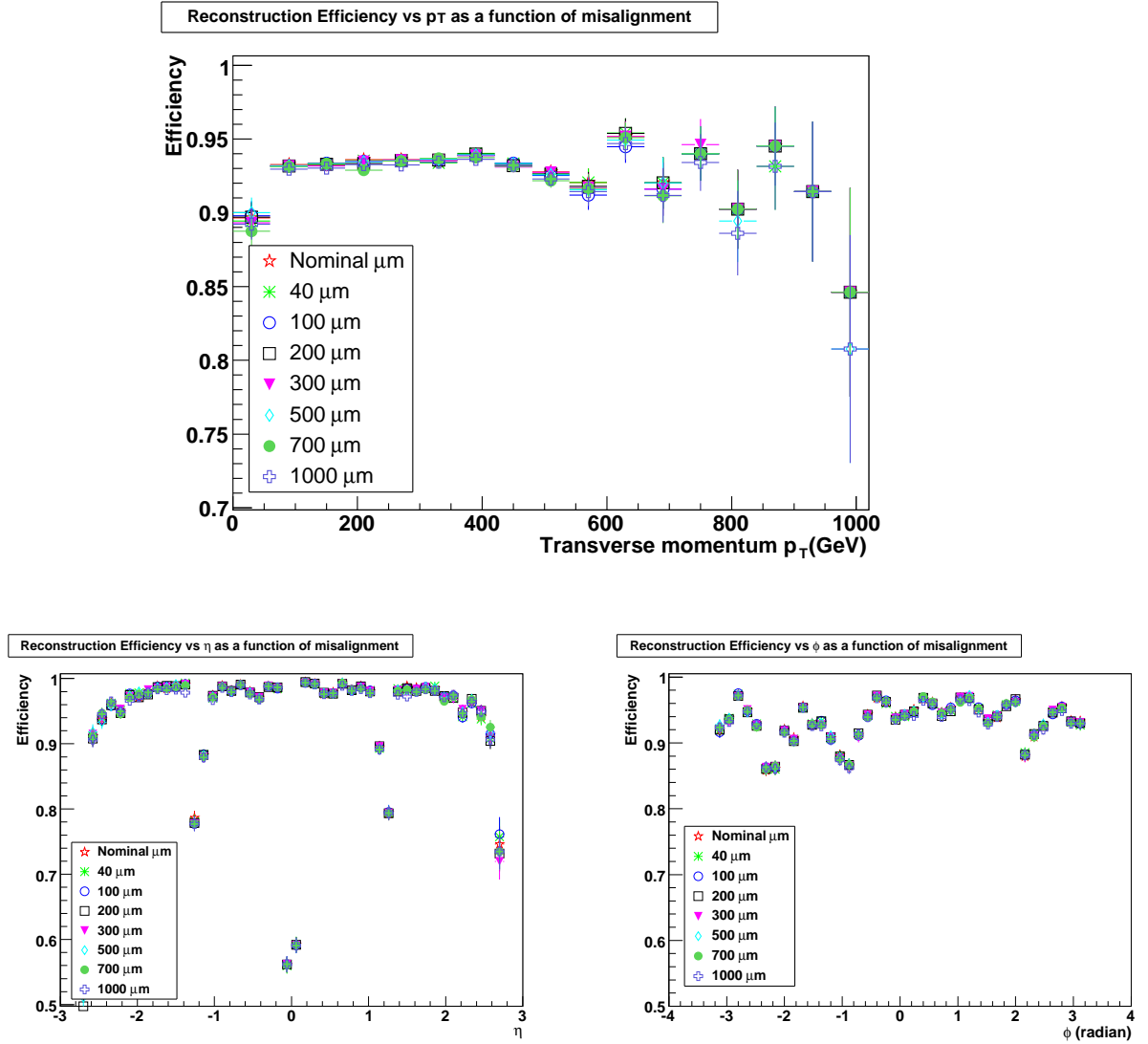


FIG. 4.3 – Distribution des efficacités de reconstruction de muon pour différents désalignements en fonction de p_T moyenné sur η et ϕ (en haut), η moyenné sur ϕ et p_T (en bas à gauche) et ϕ moyenné sur η et p_T (en bas à droite) pour l’algorithme Muonboy (spectromètre seul $|\eta| < 2.7$).

TAB. 4.1 – Efficacité de reconstruction de muon en utilisant l’algorithme Muonboy (spectromètre seul $|\eta| < 2.7$) moyennée sur p_T , η et ϕ .

Désalignement (μm , $2\cdot\mu\text{rad}$)	0	40	100	200	300	500	700	1000
Efficacité de reconstruction	0.935	0.935	0.935	0.934	0.934	0.934	0.933	0.932

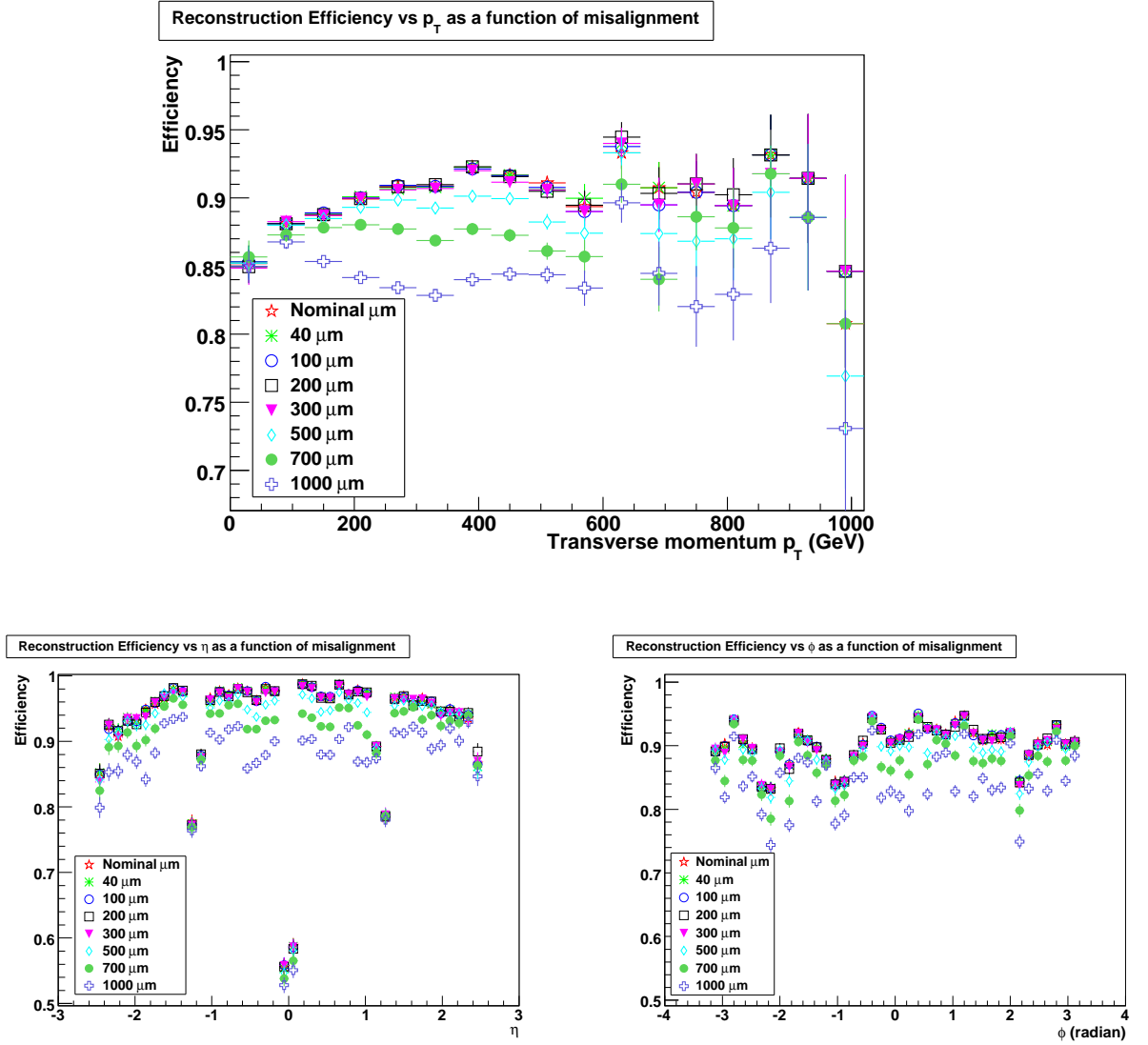


FIG. 4.4 – Distribution des efficacités de reconstruction de muon pour différents désalignements en fonction de p_T moyenné sur η et ϕ (en haut), η moyenné sur ϕ et p_T (en bas à gauche) et ϕ moyenné sur η et p_T (en bas à droite) pour l'algorithme Staco (spectromètre+détecteur interne $|\eta| < 2.5$).

TAB. 4.2 – Efficacité de reconstruction de muon en utilisant l'algorithme Staco (spectromètre+détecteur interne $|\eta| < 2.5$) moyennée sur p_T , η et ϕ .

Désalignement (μm , $2\cdot\mu\text{rad}$)	Nominal	40	100	200	300	500	700	1000
Efficacité de reconstruction	0.921	0.920	0.921	0.919	0.919	0.907	0.888	0.843

pu être installées récemment).

Dans le cas de Staco sur la figure 4.4 en bas à gauche, on observe que l'efficacité est limitée par l'acceptance du détecteur interne qui est de $|\eta| < 2.5$.

On observe de petites pertes d'efficacité de reconstruction pour $\phi \sim -1$ et $\phi \sim -2.2$ radians correspondant aux pieds du détecteur. Celles à $\phi \sim -2$ et $\phi \sim 2$ radians correspondent à des accès de services situés à $|z| = 5.8 \pm 0.4$ m.

L'efficacité de reconstruction de Muonboy n'est que très peu affectée par l'alignement des chambres. On constate que la perte d'efficacité entre les deux scénarios extrêmes de désalignement n'est que de $\sim 0.3\%$ en utilisant le spectromètre seul.

L'efficacité de reconstruction de Staco, par rapport au cas du spectromètre seul, est globalement inférieure et est surtout très affectée par le désalignement. La perte d'efficacité entre les deux scénarios extrêmes de désalignement est de $\sim 8\%$. Cette perte peut être expliquée par le fait que les erreurs sur l'alignement n'étaient pas prises en compte dans la version de Muonboy utilisée, et sont donc sous-estimées.

4.6.2 Impact de l'alignement sur la résolution en impulsion

La résolution est obtenue en ajustant par une gaussienne la quantité :

$$R = \frac{(Q/p)_{Gen} - (Q/p)_{Rec}}{(Q/p)_{Gen}} = \frac{\Delta Q/p}{(Q/p)_{Gen}} \quad (4.2)$$

où Q est la charge de la particule, p son impulsion et où Gen désigne les événements générés et Rec les événements reconstruits. On considère la variable $\Delta Q/p$ car, contrairement à p , elle est supposée suivre une distribution gaussienne (hors queues de distribution).

La résolution du spectromètre à muons est représentée en fonction de η (figure 4.6) et de p_T (figure 4.7) pour les différentes hypothèses de désalignement et pour les deux programmes de reconstruction.

La contrainte majeure pour déterminer la résolution en impulsion vient des inhomogénéités du spectromètre à muons conduisant à des distributions non-gaussiennes. Ces inhomogénéités sont dues notamment, à la répartition inégale de la matière morte, aux forts gradients de champ magnétique, etc... Ici, les queues non-gaussiennes n'ont pas été prises en compte.

Procédure d'ajustement

Pour estimer la résolution, on commence par faire des projections de la quantité R définie par l'équation 4.2 en bins de p_T et de η . Un ajustement itératif gaussien est ensuite réalisé dans l'intervalle $[-1.5\sigma, 1.5\sigma]$ pour estimer la résolution.

Cette procédure itérative consiste à effectuer trois ajustements successifs :

- Le premier entre $[-2RMS, 2RMS]$ de la distribution, donne une largeur σ_1 .
- Le deuxième entre $[-1.5\sigma_1, 1.5\sigma_1]$, donne une largeur σ_2 .

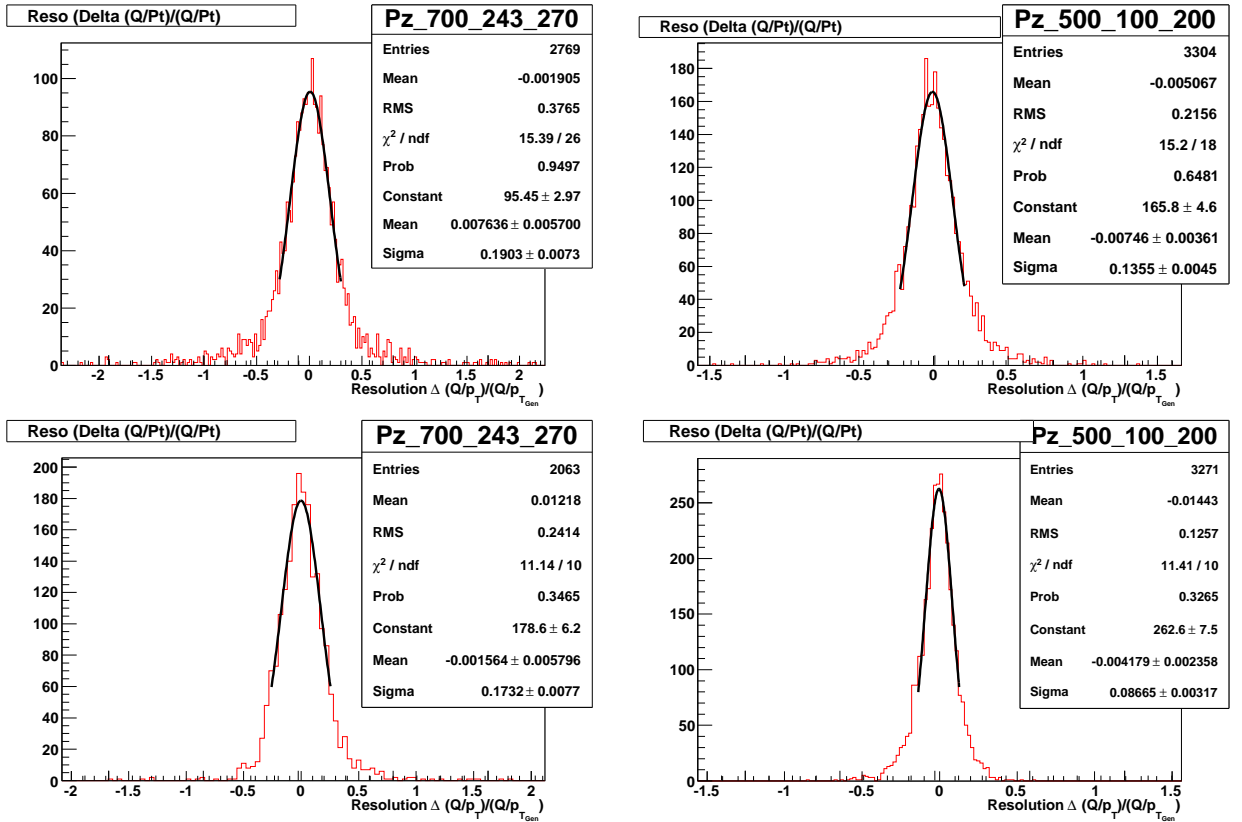


FIG. 4.5 – Exemples d’ajustement de la résolution en impulsion pour $2.43 \leq \eta \leq 2.7$, moyenné sur p_T et pour un désalignement de 700 μm (courbes de gauche) ; $100 \leq p_T \leq 200$, moyenné sur η et pour un désalignement de 500 μm (courbes de droite) pour Muonboy (courbes du haut) et Staco (courbes du bas).

- Le troisième entre $[-1.5\sigma_2, 1.5\sigma_2]$, donne une largeur qui est la résolution que l’on considère.

Des exemples d’ajustements de la résolution en impulsion sont donnés sur la figure 4.5.

Résolution en impulsion en fonction de η

La figure 4.6 a été obtenue en ajustant la quantité R définie par l’équation 4.2 en bins de η en moyennant sur p_T et ϕ . On constate que la résolution augmente avec le désalignement. On retrouve les non-uniformités de la région de transition ($|\eta| \sim 1.2$) du spectromètre dans la résolution qui disparaissent à mesure que le désalignement augmente pour le cas du spectromètre seul (courbe de gauche de la figure 4.6).

Pour Staco, courbe de droite de la figure 4.6, on observe que dans la région de transition pour des désalignements $\geq 300 \mu\text{m}$, la résolution en impulsion s’améliore par rapport aux autres régions du spectromètre.

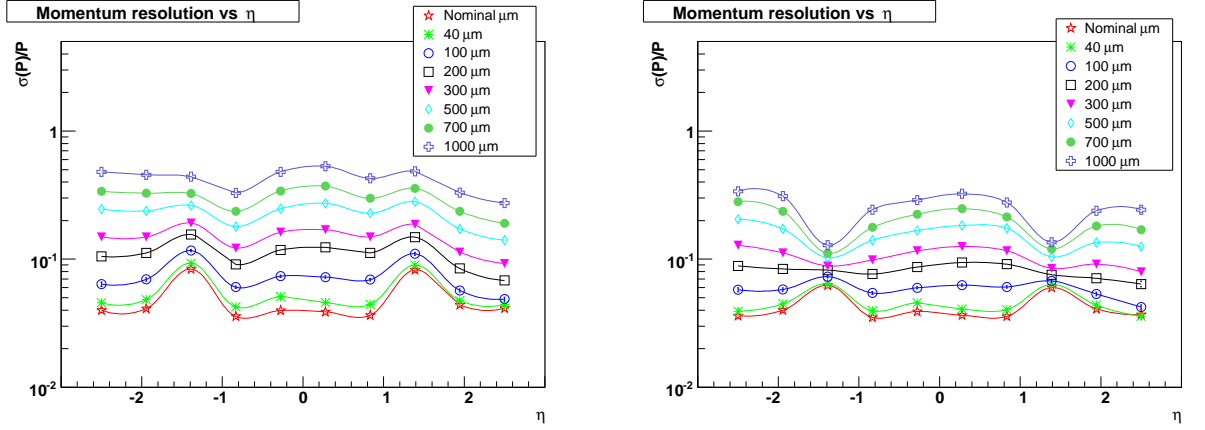


FIG. 4.6 – Résolution en impulsion en fonction de η pour Muonboy (courbe de gauche) et Staco (courbe de droite).

Le désalignement du spectromètre n'est pas pris en compte dans la version de Muonboy utilisée dans l'estimation des erreurs, et la combinaison statistique de la trace du spectromètre seul avec celle du détecteur interne donne donc un poids trop grand à la trace du spectromètre, ce qui conduit à une dégradation de la résolution en impulsion. Cet effet est illustré par la région $|\eta| \sim 1.2$ sur la courbe de droite de la figure 4.6. Dans cette région intermédiaire les erreurs de Muonboy sont plus grandes à cause des chambres MDT manquantes, le poids attribué à la trace du MS est alors faible et la mesure combinée est alors moins sensible au désalignement. Pour d'autres pseudo-rapidités, si les erreurs de Muonboy étaient correctement prises en compte, le niveau de dégradation de la résolution pour les trois configurations (500, 700, 1000 μm) serait partout celui de la région $|\eta| \sim 1.2$.

Résolution en impulsion en fonction de p_T

La figure 4.7 a été obtenue en ajustant la quantité R définie par l'équation 4.2 en bins de p_T en moyennant sur ϕ et pour $|\eta| < 1$. Cet intervalle a été choisi car la résolution y est à peu près constante (voir la figure 4.6) et ainsi éviter d'avoir à ajuster des quantités non gaussiennes. On constate que la résolution augmente avec la dégradation de l'alignement et que pour un alignement donné, elle croît avec p_T .

La flèche attendue pour un muon de 500 GeV (pic de la distribution des muons venant d'un Z' de 1 TeV) est de ~ 1 mm, donc pour un désalignement de 1 mm, on s'attendrait à observer une résolution de 100% sur la mesure de l'impulsion en utilisant le spectromètre seul, et c'est ce que l'on observe sur la courbe de gauche de la figure 4.7. La résolution en impulsion est meilleure en utilisant Staco.

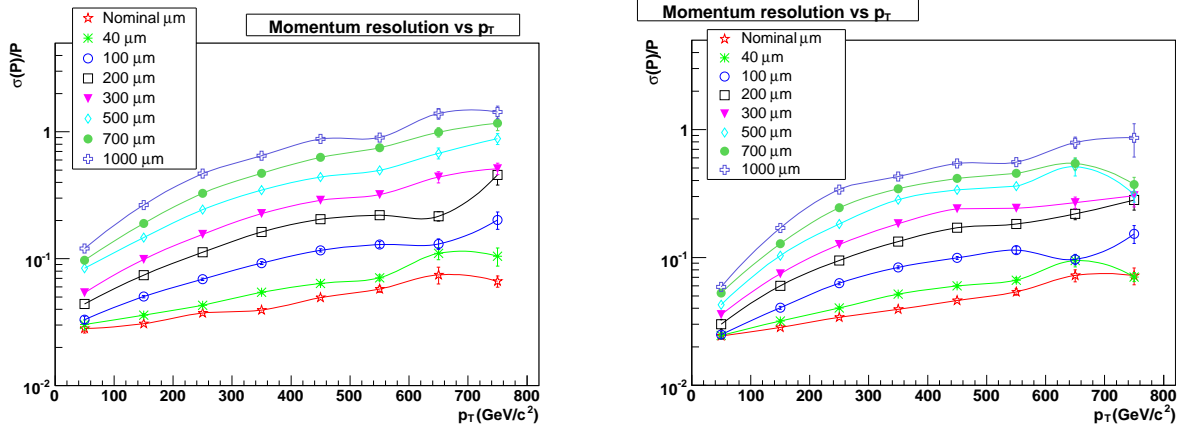


FIG. 4.7 – Résolution en impulsion en fonction de p_T pour Muonboy (courbe de gauche) et Staco (courbe de droite).

4.6.3 Impact de l'alignement sur la résolution en masse invariante du système dimuon

Il est important de connaître l'effet de l'alignement sur la résolution en masse invariante du système dimuon car c'est le facteur limitant le potentiel de découverte de résonances de grande masse. La figure 4.8 représente la résolution en masse en fonction de la masse invariante du système dimuon pour les différentes hypothèses d'alignement. Cette résolution est calculée en projetant la distribution $\Delta M = M_{Rec} - M_{Gen}$ en bins de masse puis en ajustant la projection comme décrit à la section 4.6.2. On remarque que, pour des masses supérieures à 500 GeV/c^2 , la résolution en masse pour de petits désalignements est la même pour les deux programmes de reconstruction, mais à partir de 100 μm Staco (courbe de droite) devient de plus en plus performant avec la dégradation de l'alignement car le MS devient moins bon que l'ID.

4.6.4 Impact de l'alignement sur l'identification de la charge

Dans cette section nous allons comparer les efficacités d'identification de la charge en utilisant Muonboy et Staco. Pour de grands désalignements et de grandes impulsions transverses, la valeur de la résolution en impulsion nous montre (voir figure 4.7) qu'il y aura une fraction significative des muons qui seront reconstruits avec la mauvaise charge.

La flèche s d'une trace dans le plan de courbure (r, z) (où r est l'axe radial du milieu d'un secteur (milieu d'une chambre), et z l'axe longitudinal du système de coordonnées d'ATLAS correspondant à l'axe du faisceau) est liée au paramètre Q/p (ajusté par le programme de reconstruction, voir section 3.4) par la relation $s \propto Q/p$. C'est une quantité algébrique dont le signe détermine la charge du muon. Une illustration de taux de mauvaise identification de charge pour des muons de 500 GeV à bas η , en considérant un désalignement de 1 mm, est

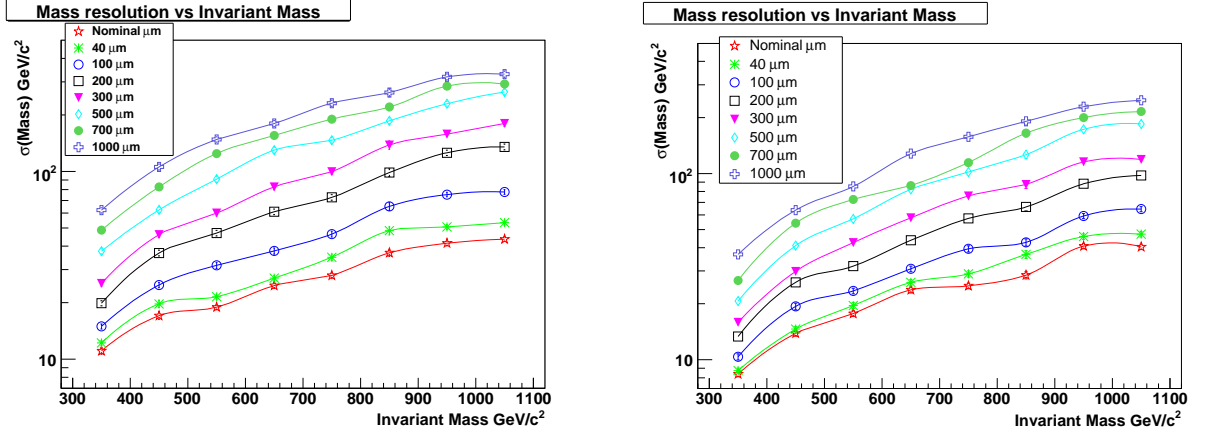


FIG. 4.8 – Résolution en masse en fonction de la masse invariante du système dimuon pour Muonboy (courbe de gauche) et Staco (courbe de droite).

TAB. 4.3 – Efficacité de reconstruction de charge de muons de haut p_T (provenant d'un Z' de 1 TeV) moyennée sur p_T , η et ϕ pour différentes hypothèses de désalignement en utilisant Muonboy et Staco.

Désalignement (μm , $2\cdot\mu\text{rad}$)	0	40	100	200	300	500	700	1000
Efficacité Muonboy	0.987	0.987	0.987	0.983	0.975	0.950	0.919	0.873
Efficacité Staco	0.998	0.999	0.999	0.998	0.998	0.994	0.981	0.960

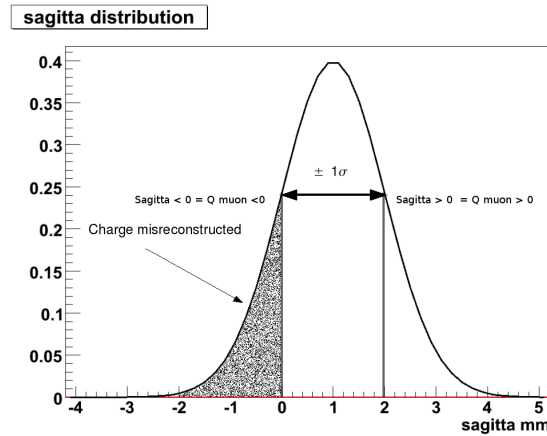
montrée sur la figure 4.9. Comme la flèche pour des muons de cette énergie est de l'ordre de 1 mm, le taux attendu de mauvaise identification de charge est de 16%.

Le tableau 4.3 montre l'efficacité de reconstruction de charge de muons. Cette efficacité est définie comme étant la fraction de muons reconstruits dont la charge est bien identifiée. On observe qu'entre les deux scénarios d'alignement extrêmes, on a une perte de $\sim 11\%$ pour Muonboy et seulement 4% pour Staco. Staco, aidé du détecteur interne qui n'est pas désaligné, est bien meilleur que Muonboy pour identifier la charge.

Dans les figures suivantes, on compare les efficacités de reconstruction de charge pour les deux algorithmes de reconstruction. La figure 4.10 donne l'efficacité de bonne identification de charge en fonction de η (courbes du haut) et ϕ (courbes du bas) pour toutes les scénarios d'alignement. Il n'y a pas de dépendance particulière de l'identification de charge en η ou en ϕ .

La figure 4.11 montre l'efficacité d'identification de charge en fonction de p_T pour quatre régions en η :

1. région du *barrel* : $0 \leq |\eta| < 1$
2. région intermédiaire 1 : $1 \leq |\eta| < 1.3$
3. région des *end-caps* : $1.3 \leq |\eta| < 2$

FIG. 4.9 – Distribution de flèche de muons de 500 GeV à bas η pour un désalignement de 1 mm4. région des chambres CSC : $2 \leq |\eta| \leq 2.7$

pour tous les scénarios d'alignement. Les résultats de la figure 4.11 en haut à droite sont compatibles avec l'estimation du nombre de muons dont la charge a été mal identifiée (c'est à dire $\sim 16\%$ dans la partie centrale pour des muons de 500 GeV avec 1 mm de désalignement en utilisant le spectromètre seul). Pour les courbes du bas ($2 < |\eta| < 2.7$), le fait que le taux d'identification de charge soit si haut est dû aux chambres CSC qui ne sont pas déplacées dans nos géométries et à la faible statistique.

En résumé, alors que Muonboy permet une meilleure efficacité de reconstruction de muons que Staco, l'identification de charge de Staco est supérieure. Effectivement, Muonboy reconstruit plus de muons que Staco quand le désalignement augmente ; mais avec l'information du détecteur interne, Staco identifie mieux la charge des muons. Une prochaine version de Muonboy tiendra mieux compte de l'incertitude provenant de l'alignement et devrait augmenter l'efficacité de reconstruction et d'identification de la mesure combinée.

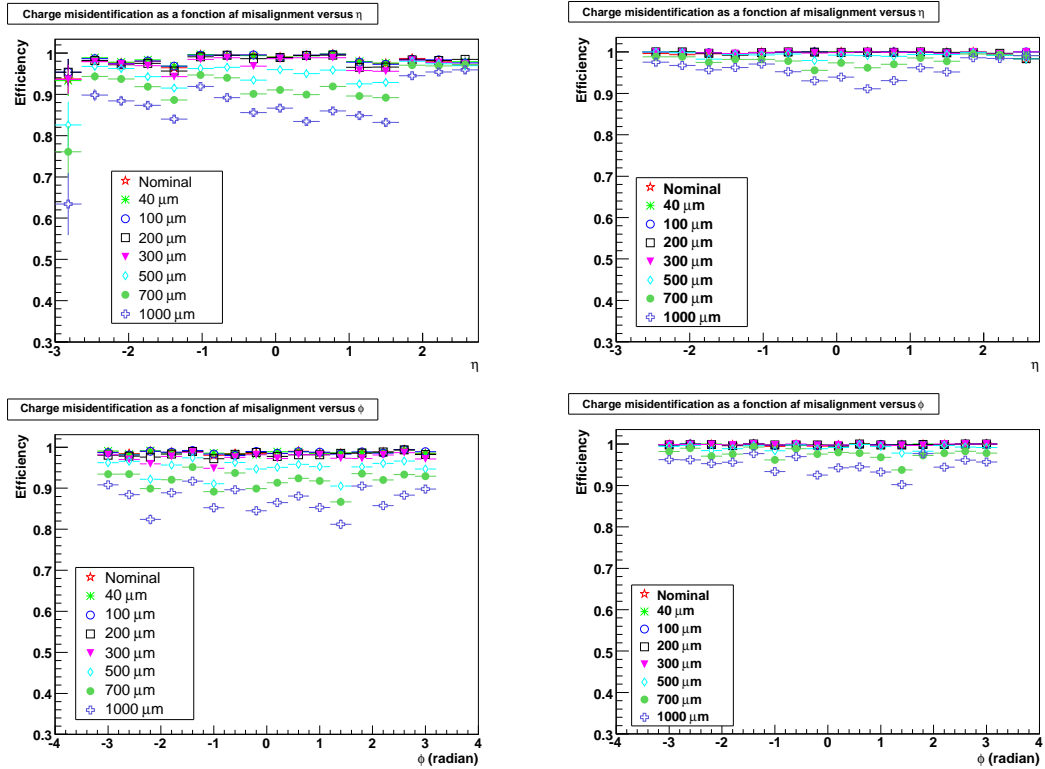


FIG. 4.10 – Efficacité d'identification de charge de muons en fonction de η (courbes du haut) et de ϕ (courbes du bas) pour Muonboy (courbes de gauche) et pour Staco (courbes de droite) pour tous les scénarios d'alignement.

4.6.5 Efficacité de reconstruction de Z' et masse invariante en fonction de l'alignement

La figure 4.12 illustre l'effet de l'alignement sur le pic du Z' seulement. Pour cela une coupure additionnelle sur la masse invariante générée du système dimuon a été introduite ($M_{\mu\mu} > 820$ GeV). Les acceptances géométriques, définies comme le nombre d'événements dimuon Z' générés dans l'acceptance géométrique du spectromètre ($|\eta| < 2.7$), sont de 88% pour les deux modèles. L'efficacité de reconstruction est définie comme le rapport entre le nombre d'événements Z' reconstruits et le nombre générés dans l'acceptance du détecteur ($|\eta| < 2.7$ pour la mesure *stand-alone* et $|\eta| < 2.5$ pour la mesure combinée), satisfaisant les critères de sélection définis à la section 4.5.1. Le tableau 4.4 donne l'efficacité de reconstruction du signal de Z' pour les deux modèles et pour les deux programmes de reconstruction. On observe que les efficacités de reconstruction sont les mêmes pour les deux modèles (compatibles avec les barres d'erreurs), et qu'elles diminuent significativement à mesure que le désalignement augmente. La perte d'efficacité entre l'alignement nominal et (1 mm, 0.5 mrad) est approximativement de 17% pour Muonboy et de 19% pour Staco.

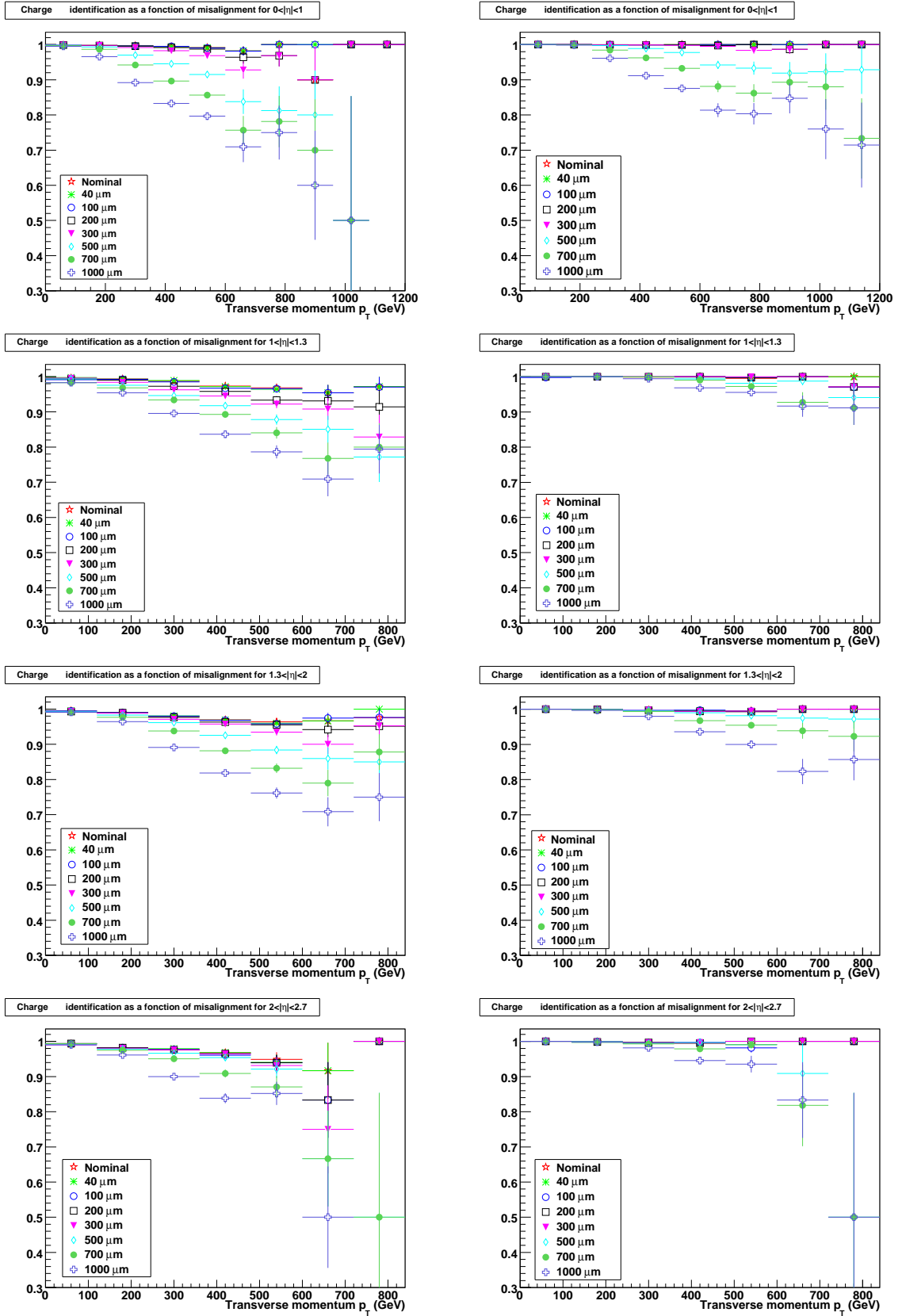


FIG. 4.11 – Efficacité d'identification de la charge des muons dans différentes régions en η en fonction de p_T en utilisant Muonboy (courbes de gauche) et Staco (courbes de droite). Les régions en η sont, du haut vers le bas : 'barrel' : $|\eta| \in [0, 1.0]$, de 'transition' : $|\eta| \in [1.0, 1.3]$, des 'end-caps' : $|\eta| \in [1.3, 2.0]$ et des 'CSC' : $|\eta| \in [2.0, 2.7]$.

TAB. 4.4 – Efficacité de reconstruction d'événements dimuon (satisfaisant les coupures) pour Muonboy (tableau du haut) et Staco (tableau du bas) pour des événements générés dans leur acceptance ($|\eta| < 2.7$ pour Muonboy et $|\eta| < 2.5$ pour Staco).

Désalignement ($\mu\text{m}, 2\cdot\mu\text{rad}$)	0	40	100	200	300	500	700	1000
Efficacité intégrée χ	0.812 ± 0.03	0.812	0.813	0.805	0.792	0.751	0.706	0.644

Désalignement ($\mu\text{m}, 2\cdot\mu\text{rad}$)	0	40	100	200	300	500	700	1000
Efficacité intégrée χ	0.845 ± 0.03	0.844	0.845	0.843	0.842	0.805	0.747	0.656

Le tableau 4.5 nous donne le résultat d'un ajustement gaussien sur le pic de masse du Z'_χ dans l'intervalle $[-1.0\sigma, 1.0\sigma]$. On observe une augmentation de la largeur du pic ainsi qu'un déplacement vers les basses masses invariantes de la valeur moyenne lorsque l'alignement se détériore. La largeur du pic mesurée est à comparer à la largeur naturelle du Z'_χ qui est de 13 GeV.

 TAB. 4.5 – Largeur et valeur moyenne d'un ajustement gaussien effectué dans l'intervalle $[-1.0\sigma, 1.0\sigma]$ sur la distribution de masse invariante du système dimuon (provenant de Z'_χ) en utilisant Muonboy (tableau du haut) et Staco (tableau du bas). Le déplacement du pic est dû à une sous-estimation globale de l'impulsion des muons et est plus prononcée pour Muonboy (voir texte pour détails).

Désalignement (μm)	Nominal	40	100	200	300	500	700	1000
σ (GeV)	48	57	87	130	178	243	268	311
masse (GeV)	996	990	986	967	953	910	853	773

Désalignement (μm)	Nominal	40	100	200	300	500	700	1000
σ (GeV)	48	54	68	96	139	189	220	248
masse (GeV)	997	993	986	982	972	944	924	879

Comme prévu par les courbes de résolutions, la largeur et la valeur moyenne du pic de masse du système dimuon sont mieux estimées en utilisant l'information du détecteur interne (Staco). La figure 4.12 est l'illustration de la perte de résolution conduisant à une dégradation du signal à mesure que l'alignement augmente. On observe également une augmentation des queues de distribution avec la détérioration de l'alignement. On peut déduire de la figure 4.12 qu'il deviendra difficile d'étudier un Z' de 1 TeV si le désalignement est de l'ordre de 500 μm ou plus. Le nombre d'événements pour la figure 4.12 correspond à une luminosité de 100 pb^{-1} .

L'élargissement du pic s'explique simplement par la dégradation de la résolution en impul-

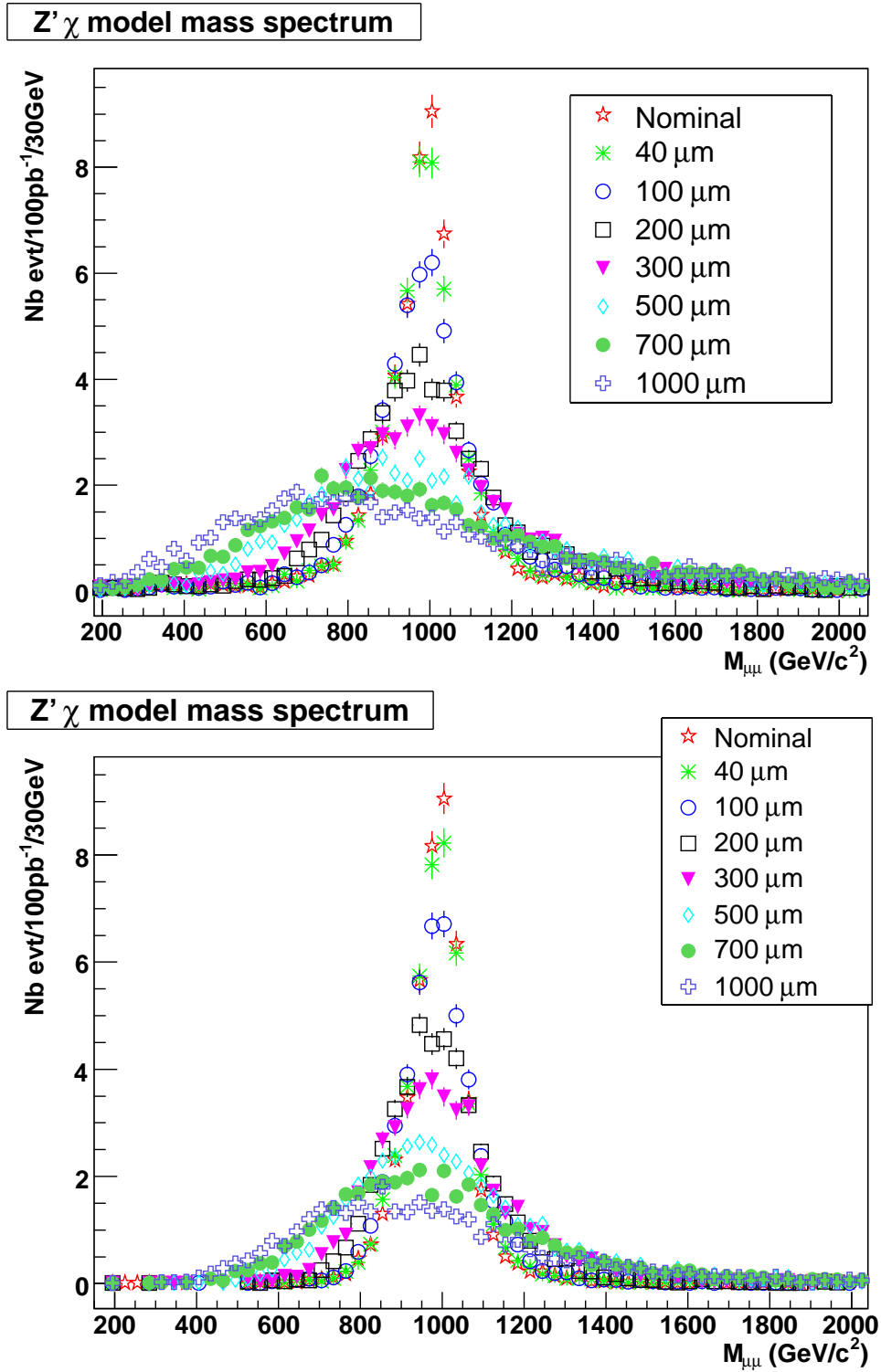


FIG. 4.12 – Masse invariante reconstruite du Z'_χ pour les différentes hypothèses de désalignement en utilisant Muonboy (courbe du haut) et Staco (courbe du bas). Le nombre d'événements par bin est donné pour une luminosité de 100 pb^{-1} et une largeur de bin de 30 GeV .

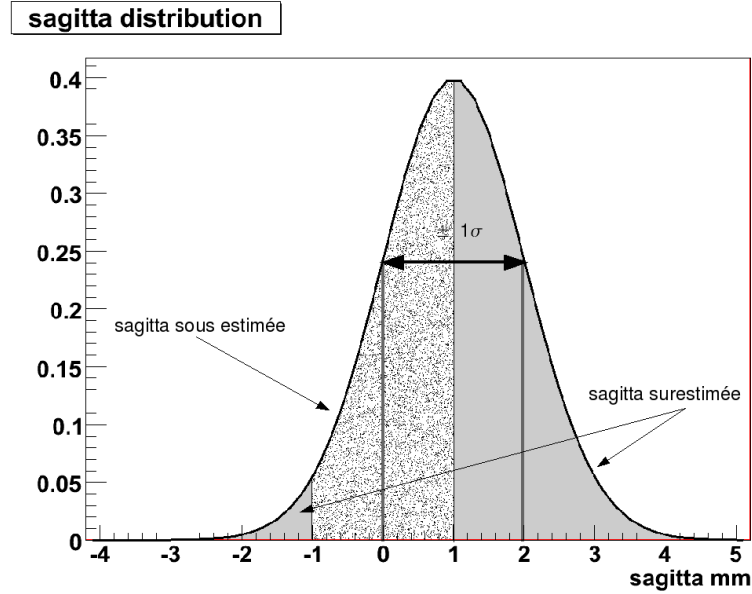


FIG. 4.13 – Distribution de la flèche de muons de 500 GeV de p_T (en supposant que la flèche d'un muon de 500 GeV de p_T est d'exactly 1 mm) à bas η pour un désalignement Gaussien de 1 mm.

sion. Pour le déplacement du pic, on peut le comprendre grâce à la figure 4.13. Elle représente une distribution de flèche de muons de 500 GeV de p_T à bas η pour un désalignement gaussien de 1 mm. On a alors une distribution de flèches de muons gaussienne centrée sur 1 mm (car c'est la flèche d'un muon de 500 GeV de p_T) et de largeur 1 mm (car désalignement gaussien de 1 mm). On constate que dans ce cas de fort désalignement, le nombre de muons ayant une flèche surestimée est majoritaire ; cela entraîne que l'impulsion des muons est globalement sous estimée, donc que le pic de masse invariante est déplacé vers les basses masses.

4.7 Étude du bruit de fond dans le canal dimuon

4.7.1 Les bruits de fond dans le canal dimuon

Les bruits de fond dans l'état final dimuon qui ont été considérés sont les suivants :

1. Le bruit de fond de Drell-Yan dans l'intervalle de masse invariante $M_{\mu\mu} \geq 300$ GeV ;
2. le bruit de fond dû au pic du Z pour étudier la migration d'événements de basse masse vers la région du signal causée par de mauvaises reconstructions ;
3. les bruits de fond $t\bar{t}$, dibosons (WW, WZ, ZZ) et dijets.

Pour les événements de dijets, les muons proviennent essentiellement de désintégrations de b , c et de π/K . Seuls les événements de Drell-Yan et de Z ont été produits en forçant la désin-

tégration dans l'état final dimuon. Les événements dijets sont séparés en différents intervalles de p_T : [17, 35] ; [35, 70] ; [70, 140] ; [140, 280] ; [280, 560] ; [560, 1120] ; [1120, 2280] ; [2280, ∞].

Pour le troisième point, aucun désalignement n'a été ajouté à la reconstruction. La figure 4.14 représente une estimation des différents bruits de fond normalisés à 100 pb^{-1} avec les critères de sélection définis par défaut (voir section 4.5.1) pour la courbe du haut. Le bruit de fond Drell-Yan domine nettement, mais, pour $M_{\mu\mu} > 800 \text{ GeV}$, le $t\bar{t}$ (40 fois moins), les dibosons (10 fois moins) et les dijets ne sont pas négligeables. Il n'y a pas assez de statistique disponible pour les événements de jets, et cela ne nous permet pas de conclure de manière définitive sur l'importance de ce bruit de fond. Afin de rejeter les bruits de fond de jets et de $t\bar{t}$, nous avons ajouté des critères de sélections à ceux par défaut (courbe du bas de la figure 4.14) :

- avoir un muon isolé, c'est à dire qu'il y ait moins de 30 GeV d'énergie transverse déposée dans les calorimètres, et cela dans un cône de $\Delta R < 0.2$ autour du muon ;
- avoir au plus un jet tel que $E_{T_{jet}} > 30 \text{ GeV}$.

Cela a pour effet de réduire de manière significative, pour $M_{\mu\mu} > 800 \text{ GeV}$, le bruit de fond dijet (100%) et de $t\bar{t}$ (46%) sans diminuer de manière significative le bruit de fond irréductible de Drell-Yan, et donc le signal (30%). Les coupures faites ici sont rudimentaires ; elles nous montrent que l'on peut supprimer le bruit de fond dijet et diminuer encore le bruit de fond $t\bar{t}$. Pour le bruit de fond diboson et $t\bar{t}$, l'énergie transverse manquante devrait aider à réduire ces sources de bruit de fond, mais cela n'a pas encore été étudié.

4.7.2 Effet du désalignement sur le bruit de fond dominant

Pour étudier l'impact du désalignement sur le niveau de bruit de fond sous le pic de signal du Z' , on ne va considérer dans cette analyse que le bruit de fond dominant, provenant du Z ($M_Z \geq 60 \text{ GeV}$). Pour cela des événements de Drell-Yan de haute masse et de Z ont été reconstruits pour les différents scénarios d'alignement. Les résultats sont montrés sur la figure 4.15 en utilisant Muonboy (courbe du haut) et Staco (courbe du bas) et normalisés à 100 pb^{-1} . Le tableau 4.6 nous donne l'évolution du nombre d'événements de signal et de bruit de fond dans la région de masse supérieure à 500 GeV pour Muonboy (tableau du haut) et Staco (tableau du bas) à mesure que le désalignement augmente. Pour le bruit de fond, la contribution du pic du Z au bruit de fond total est donnée explicitement.

Muonboy

L'augmentation du niveau de bruit de fond est significative pour de grands désalignements, typiquement un facteur deux à trois dans la région après le TeV. Il y a également des événements provenant du pic du Z , dû à des muons mal reconstruits qui acquièrent une très grande impulsion (l'événement dimuon migre vers les plus grandes masses). Ils contribuent beaucoup plus au nombre d'événements parce que la section efficace du Z est six fois plus grande que celle du Drell-Yan, elle a donc un poids plus important lorsque

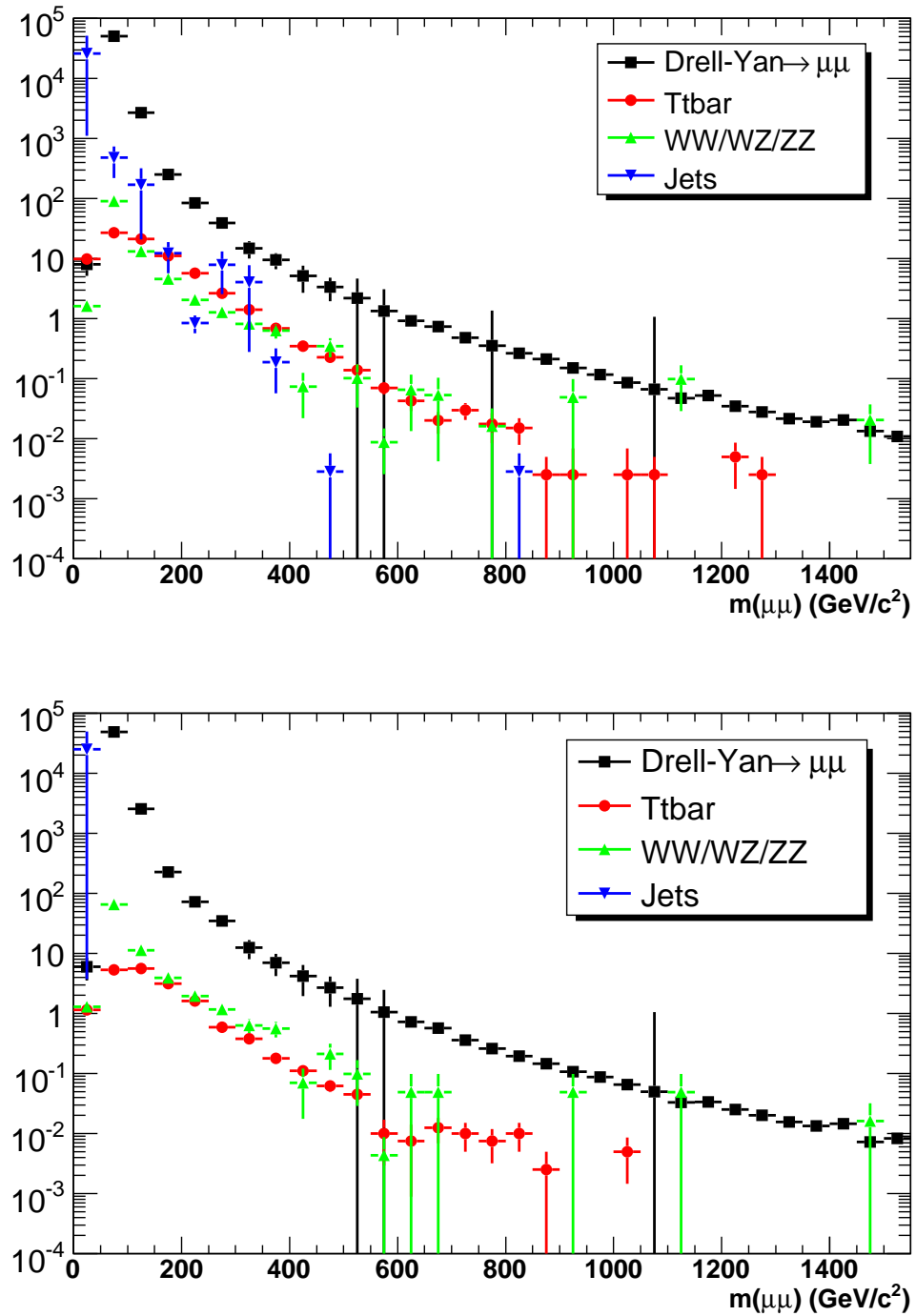


FIG. 4.14 – Masse invariante du système dimuon pour les canaux de bruits de fond. La courbe du haut montre les différentes contributions (Drell-Yan, $t\bar{t}$, dibosons, dijets) pour une luminosité intégrée de 100 pb^{-1} avec les critères de sélection par défaut (voir section 4.5.1). La courbe du bas montre les mêmes contributions mais avec une coupure d'isolation de 30 GeV et un veto sur les jets (voir texte pour détails).

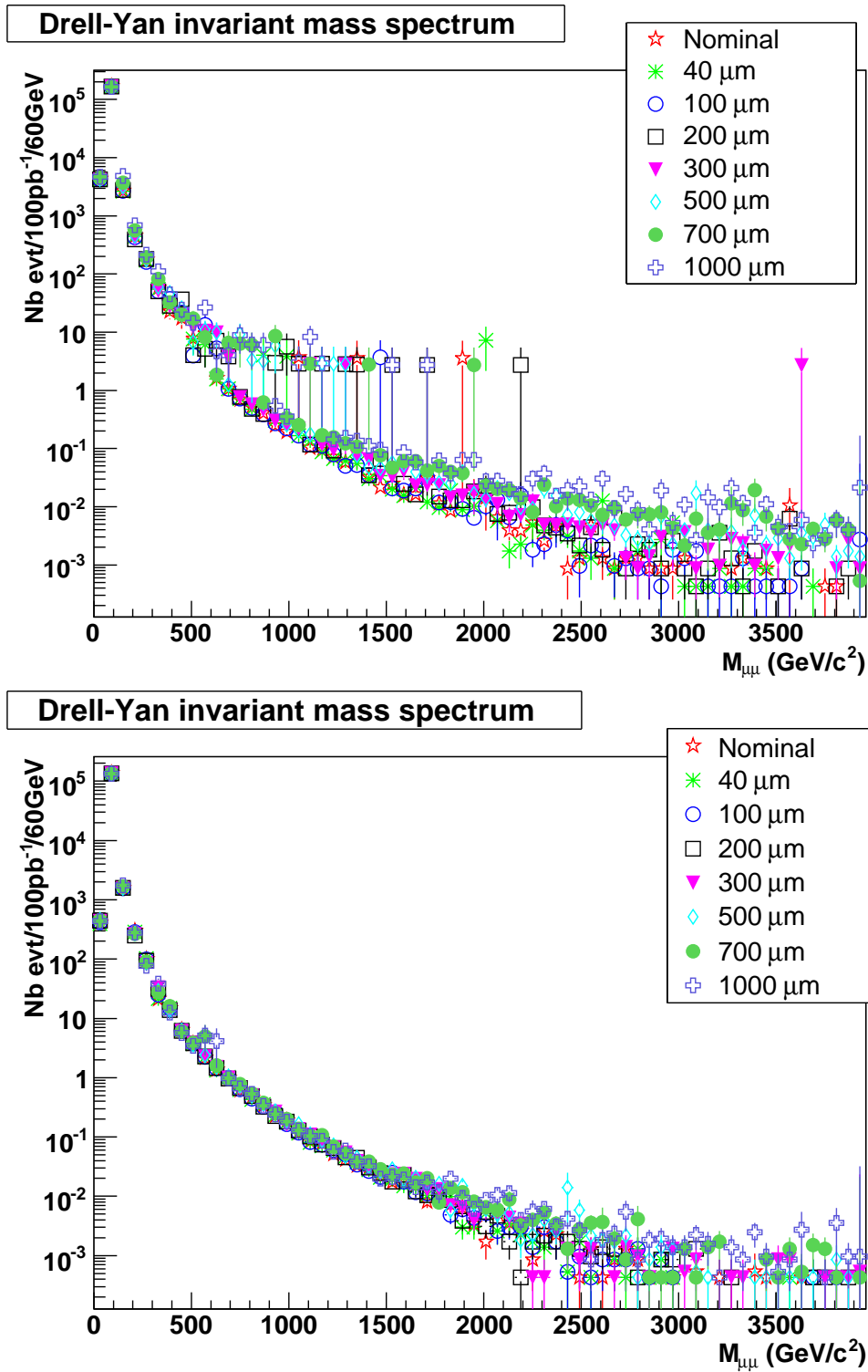


FIG. 4.15 – Distribution de masse invariante dimuon reconstruite pour les événements de Drell-Yan pour différentes hypothèses de désalignement en utilisant Muonboy (courbe du haut) et Staco (courbe du bas). Les chiffres correspondent à une luminosité intégrée de 100 pb⁻¹ et une largeur de bin de 30 GeV. Les événements sur la courbe du haut situés au dessus du spectre exponentiel correspondent à des événements de Z mal reconstruit et ayant migré vers les plus grandes masses.

l'on rassemble les différents lots de données. L'erreur est grande et compatible avec le spectre.

TAB. 4.6 – Évolution du nombre d'événements de signal ($M_{Z'} = 1$ TeV Modèle χ et SSM), de bruit de fond (Drell-Yan seulement $M_{\mu\mu} \geq 300$ GeV) et de Z (contribution majeur au bruit de fond Drell-Yan) pour les différentes hypothèses de désalignement en utilisant Muonboy (tableau du haut) et Staco (tableau du bas). Les nombres correspondent à une luminosité intégrée de 100 pb^{-1} .

Désalignement (μm)	signal Z'_χ > 500GeV	signal Z'_{SSM} > 500GeV	Bruit de fond > 500GeV	Bruit de fond Z > 500GeV
Nominal	32 ± 4	45 ± 4	27 ± 19	18 ± 18
40	32 ± 4	45 ± 4	24 ± 15	15 ± 14
100	32 ± 4	44 ± 4	21 ± 11	12 ± 10
200	32 ± 5	44 ± 5	41 ± 32	32 ± 31
300	31 ± 5	42 ± 6	34 ± 24	25 ± 23
500	28 ± 5	39 ± 7	44 ± 35	35 ± 33
700	26 ± 5	35 ± 7	47 ± 34	36 ± 32
1000	22 ± 5	30 ± 6	76 ± 58	65 ± 56

Désalignement (μm)	signal Z'_χ > 500GeV	signal Z'_{SSM} > 500GeV	Bruit de fond > 500GeV	Bruit de fond Z > 500GeV
Nominal	33 ± 3	45 ± 4	6 ± 1	0 ± 0
40	33 ± 4	45 ± 4	6 ± 1	0 ± 0
100	33 ± 4	45 ± 4	6 ± 1	0 ± 0
200	33 ± 4	45 ± 4	6 ± 1	0 ± 0
300	32 ± 4	44 ± 5	6 ± 1	0 ± 0
500	30 ± 4	42 ± 6	6 ± 1	0 ± 0
700	28 ± 4	38 ± 6	7 ± 3	2 ± 2
1000	24 ± 4	33 ± 6	9 ± 5	4 ± 4

Staco

Le niveau de bruit de fond est pratiquement constant et ne dépend pas du désalignement. Les événements de Z mal reconstruit ont disparus. La raison à cela est simple : si l'un des deux muon est mal mesuré par le spectromètre à cause de l'effet de l'alignement, Staco va le rejeter à cause du grand χ^2 lors de la combinaison de la trace candidate avec le détecteur interne.

On constate également que l'on a un même nombre d'événement de signal pour les deux programmes et cela quelque soit le désalignement. On suppose qu'en combinant tous les effets précédemment étudiés (reconstruction, identification de la charge, résolution), les deux modes de reconstruction donne un même nombre d'événement.

4.8 Détermination de la sensibilité

Le but de cette étude est d'estimer le potentiel de découverte d'un Z' par l'expérience ATLAS en fonction de la précision de l'alignement en déterminant la luminosité intégrée requise pour exclure ou découvrir l'existence d'un Z' .

La sélection des événements utilisée dans cette section inclut une coupure plus stricte sur le χ^2 des muons combinés de Staco. Cela conduit à une légère perte d'efficacité de reconstruction causée par les erreurs sur l'alignement qui ne sont pas prises en compte lors du calcul du χ^2 .

4.8.1 Méthode statistique

Cette analyse a été effectuée en utilisant un rapport de vraisemblance "non binné", basé sur les méthodes utilisées au LEP [5, 6, 7], avec deux hypothèses :

- Hypothèse H_b pour le bruit de fond seul.
- Hypothèse H_{s+b} pour signal + bruit de fond.

On commence par ajuster séparément les distributions de bruit de fond seul (f_b) et de signal + bruit de fond (f_{s+b}), incluant les interférences entre le Z' et le Drell-Yan, pour créer des fonctions de densité de probabilité (pdf). Cela est fait pour tous les scénarios d'alignement définis précédemment. Des exemples d'ajustements sont montrés dans la figure 4.16 pour Muonboy et dans la figure 4.17 pour Staco. L'ajustement sur la distribution de bruit de fond Drell-Yan est effectuée avec une fonction exponentielle :

$$f_b(m) = A_b \cdot e^{-km^\alpha} \quad (4.3)$$

m étant la masse invariante du système dimuon. Celle du signal Z' et du bruit de fond Drell-Yan est faite en sommant une contribution du signal modélisée par une convolution d'une gaussienne et d'une Breit-Wigner, avec celle du bruit de fond seul f_b :

$$f_{s+b}(m) = A_s \cdot e^{\frac{(m-M_{Z'})^2}{2\sigma^2}} \otimes \frac{\frac{\Gamma}{2}}{(m-M_{Z'})^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} + A_b \cdot e^{-km^\alpha} \quad (4.4)$$

avec Γ largeur naturelle du Z' (fixée par le modèle), σ la résolution expérimentale et $M_{Z'}$ la masse du Z' (paramètres que l'on ajuste). Les autres paramètres A_s , A_b , k et α sont également des variables de l'ajustement. Une méthode pour déterminer des niveaux de confiance en utilisant un rapport de vraisemblance non binné consiste à réaliser des pseudo-expériences. Une pseudo-expérience consiste en premier lieu à tirer un nombre d'événements suivant une distribution de Poisson :

$$P(n, \mu) = \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} \quad (4.5)$$

probabilité que la valeur moyenne μ fluctue vers le nombre entier d'événements n . On a alors :

$$N_{s+b} = \text{Poisson}(s+b), \quad N_b = \text{Poisson}(b) \quad (4.6)$$

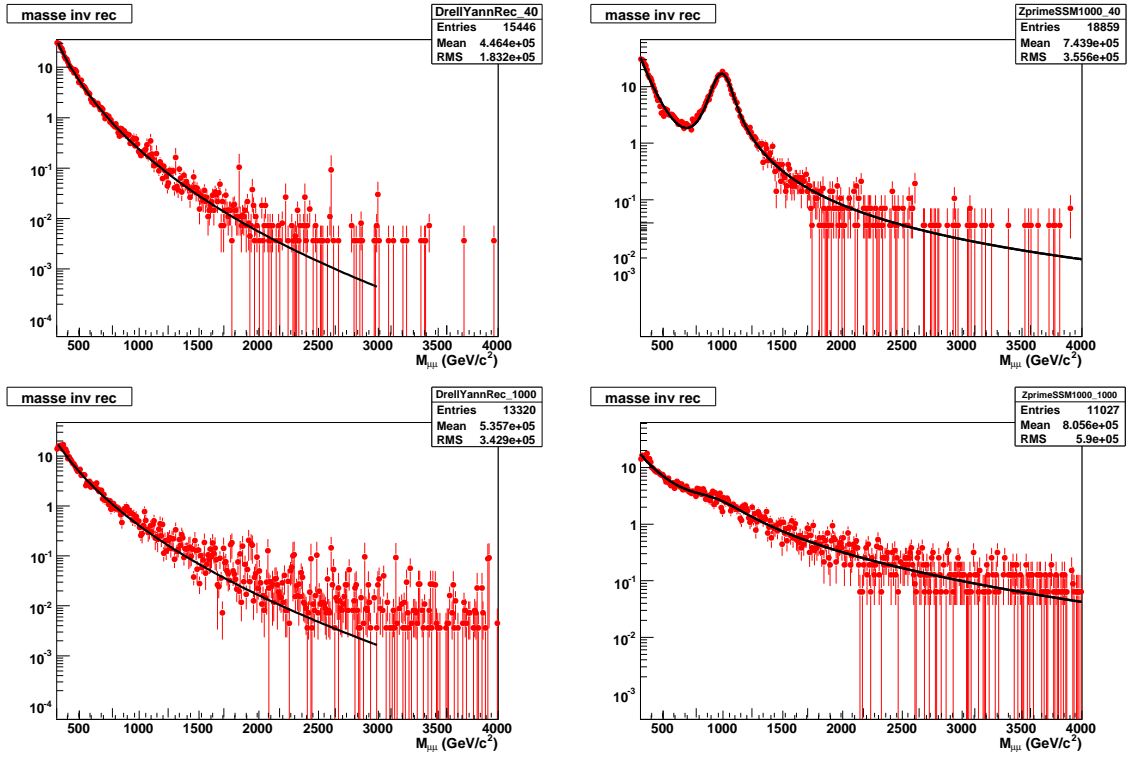


FIG. 4.16 – Exemples d’ajustements sur la distribution de Drell-Yan (à gauche) et de Z'_{SSM} + Drell-Yan (à droite) pour un alignement de $40 \mu\text{m}$ (en haut) et de 1 mm (en bas) en utilisant Muonboy.

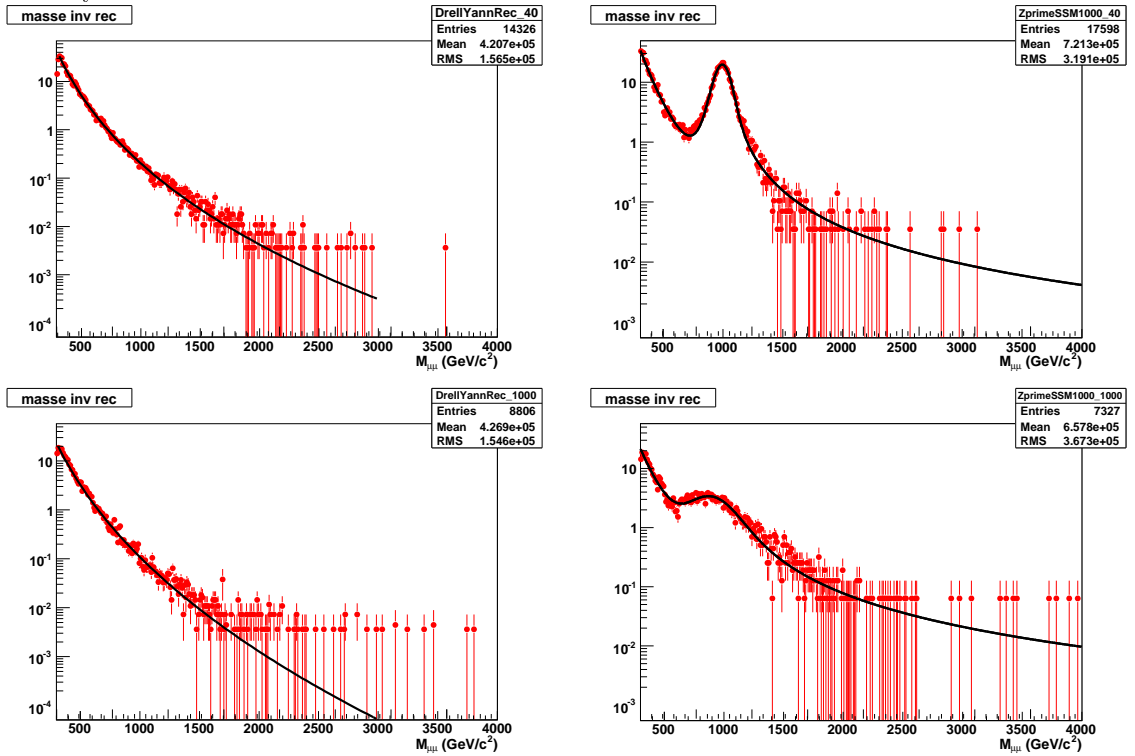


FIG. 4.17 – Exemples d’ajustements sur la distribution de Drell-Yan (à gauche) et de Z'_{SSM} + Drell-Yan (à droite) pour un alignement de $40 \mu\text{m}$ (en haut) et de 1 mm (en bas) en utilisant Staco.

avec N_{s+b} et N_b nombres entiers d'événements pour une pseudo-expérience particulière, $s + b$ et b les nombres d'événements de signal et de bruit de fond attendus, déduits des pdf pour un alignement et une luminosité donnée dans un intervalle en masse spécifique [0.3, 3] TeV :

$$s + b = \int_{0.3}^3 f_{s+b}(m)dm, \quad b = \int_{0.3}^3 f_b(m)dm \quad (4.7)$$

Ensuite, ces événements sont distribués aléatoirement en masse m_i en effectuant des tirages suivant les fonctions de densité de probabilité de chaque hypothèse définie précédemment. Puis, pour chaque pseudo-expérience avec un jeu d'événements N_{s+b} et N_b distribué en masse m_i , on effectue le calcul du rapport de vraisemblance L_R :

$$L_R = -\log \left(e^s \cdot \frac{L_{H_{s+b}}}{L_{H_b}} \right) \quad \text{avec} \quad L_{H_k} = \frac{e^{-k} \cdot k^N}{N!} \cdot \prod_{i=1}^N f_k(m_i) \quad (4.8)$$

avec $N = N_{s+b}$, N_b les nombres d'événements définis équation 4.6 suivant que l'on calcule le rapport de vraisemblance L_R pour des pseudo-expériences suivant les hypothèses H_{s+b} , H_b et $k = s + b$, b les nombres d'événements définis équation 4.7 et e^s une constante de normalisation (voir section 4.8.6). En prenant le logarithme de L_{H_k} défini dans l'équation 4.8, on obtient :

$$\log(L_{H_k}) = -k - \log(N!) + \sum_{i=1}^N \log(k \cdot f_k(m_i)) \quad (4.9)$$

En développant le rapport de vraisemblance L_R tel que $L_R = -\log(L_{H_{s+b}}) + \log(L_{H_b}) - s$, on obtient l'estimateur :

$$L_R = \sum_{i=1}^N \log \left(\frac{b \cdot f_b(m_i)}{(s + b) \cdot f_{s+b}(m_i)} \right) \quad (4.10)$$

Ce calcul doit être effectué pour un grand nombre de pseudo-expériences des deux types (voir plus loin) de manière à obtenir une précision statistique suffisante.

Détermination des niveaux de confiance

Les niveaux de confiance (CL ²) définis ici ont été utilisés par les expériences LEP.

$1 - CL_b$

C'est le CL pour exclure l'hypothèse de bruit de fond seul, donc pour découvrir le signal.

$1 - CL_b$ est la probabilité que l'hypothèse de bruit de fond seul H_b donne un résultat ressemblant à H_{s+b} . $1 - CL_b$ est défini comme suit :

$$1 - CL_b = P_{H_b}(L_R \leq L_{R_{obs}}) \quad (4.11)$$

avec $L_{R_{obs}}$ que l'on définit ici comme la médiane du rapport de vraisemblance L_R de l'hypothèse H_{s+b} . En d'autres termes, c'est la proportion du rapport de vraisemblance

²Confidence Level

de l'hypothèse H_b qui se trouve avant la médiane de H_{s+b} . Cela est représenté sur la figure du haut de 4.18 par la médiane de la courbe de gauche, et $1 - CL_b$ est la proportion de la courbe de droite se trouvant avant cette médiane. Pour une découverte à 5σ , cette quantité doit être plus petite que $2.87 \cdot 10^{-7}$ (probabilité de se trouver au delà de 5σ de la valeur centrale d'une gaussienne en ne considérant qu'un côté de la gaussienne).

CL_s

Il est utilisé pour exclure une hypothèse de signal+bruit de fond, donc pour exclure le signal. CL_s est défini comme

$$CL_s = \frac{P_{H_{s+b}}(L_R \geq L_{R_{obs}})}{P_{H_b}(L_R \geq L_{R_{obs}})} = \frac{CL_{sb}}{CL_b} \quad (4.12)$$

avec $P_{H_b}(L_R \geq L_{R_{obs}}) = CL_b$ et $P_{H_{s+b}}(L_R \geq L_{R_{obs}}) = CL_{sb}$. Ici $L_{R_{obs}}$ pour $P_{H_{s+b}}(L_R \geq L_{R_{obs}})$ est défini comme la médiane du rapport de vraisemblance de l'hypothèse H_b . C'est la proportion du rapport de vraisemblance de l'hypothèse H_{s+b} qui se trouve après la médiane de l'hypothèse H_b . Cela est représenté sur la figure du bas de 4.19, par la médiane de la courbe de droite, et c'est la proportion de la courbe de gauche se trouvant après cette médiane. Pour une exclusion à 2σ , cette quantité doit être plus petite que $4.55 \cdot 10^{-2}$ (probabilité de se trouver au delà de 2σ de la valeur centrale d'une gaussienne en ne considérant qu'un côté de la gaussienne).

Beaucoup de pseudo-expériences sont nécessaires pour obtenir de petites erreurs statistiques sur le calcul de la sensibilité. Il y a deux possibilités pour augmenter la sensibilité et ainsi atteindre la sensibilité de découverte à 5σ . La première consisterait à produire plus de pseudo-expériences ($\gtrsim 10^8$). C'est une méthode qui comporte de grands inconvénients car elle est gourmande en temps CPU, ce qui est encore plus gênant pour notre étude car pour chaque luminosité on doit calculer la sensibilité pour huit scénarios d'alignement.

La deuxième possibilité est d'utiliser une méthode plus puissante de détermination numérique des niveaux de confiance en utilisant un rapport de vraisemblance et des transformées de Fourier [8].

Le principe est exactement le même, on garde les mêmes hypothèses H_b et H_{s+b} , mais on calcul numériquement les distributions de rapport de vraisemblance au lieu de le faire avec des pseudo-expériences. Dans cette partie l'on appelle F notre estimateur de rapport de vraisemblance. Pour une expérience avec 0 événement observé, l'estimateur F est trivial :

$$F = 0 \quad (4.13)$$

$$\rho_0(F) = \delta(F) \quad (4.14)$$

où $\rho_0(F)$ est la fonction de densité de probabilité d'une expérience où l'on observe 0 événement et δ la distribution de Dirac. Pour une expérience où l'on observe exactement 1 événement, l'estimateur est :

$$F = \log \left(\frac{(s+b) \cdot f_{s+b}(m)}{b \cdot f_b(m)} \right) \quad (4.15)$$

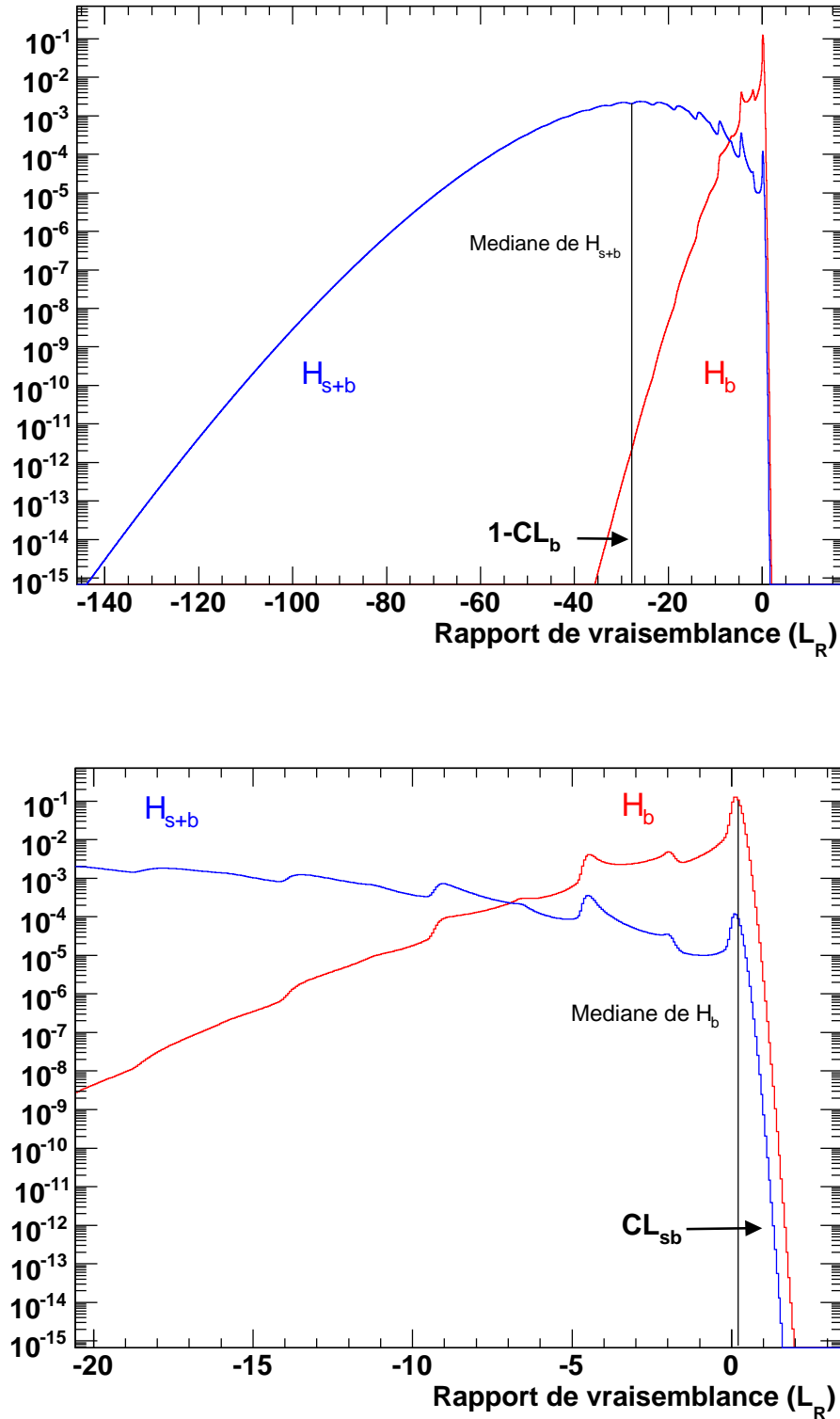


FIG. 4.18 – Illustration du calcul des niveaux de confiance à partir des rapport de vraisemblance pour $1 - CL_b$ sur la courbe du haut, et pour CL_{sb} sur la courbe du bas. Ces courbes ont été faites pour une luminosité de 10 pb^{-1} et l'alignement nominal.

avec m la masse de la particule reconstruite. La densité de probabilité de F est définie comme $\rho_1(F)$:

$$\rho_1(F) = \int_{m_a}^{m_b} \delta(F - F(m)) \cdot f_k(m) dm \quad (4.16)$$

avec $k = s + b$ où b dépendant de l'hypothèse et m_a, m_b l'intervalle de masse.

Pour une expérience où l'on observe exactement 2 événements, l'estimateur total est la somme des estimateurs de chaque événement. Si les masses des 2 événements reconstruits sont m_1 et m_2 , alors :

$$F = \log \left(\frac{(s+b) \cdot f_{s+b}(m_1)}{b \cdot f_b(m_1)} \right) + \log \left(\frac{(s+b) \cdot f_{s+b}(m_2)}{b \cdot f_b(m_2)} \right) \quad (4.17)$$

La fonction de densité de probabilité pour exactement 2 particules $\rho_2(F)$ est simplement la convolution de $\rho_1(F)$ avec lui-même :

$$\rho_2(F) = \iint \rho_1(F_1) \rho_1(F_2) \delta(F - F_1 - F_2) dF_1 dF_2 \quad (4.18)$$

$$= \rho_1(F_1) \otimes \rho_1(F_2) \quad (4.19)$$

La généralisation au cas à n événements devient :

$$F = \sum_{i=1}^n \log \left(\frac{(s+b) \cdot f_{s+b}(m_i)}{b \cdot f_b(m_i)} \right) \quad (4.20)$$

$$\rho_n(F) = \int \cdots \int \prod_{i=1}^n [\rho_1(F_i) dF_i] \delta \left(F - \sum_{i=1}^n F_i \right) \quad (4.21)$$

$$\rho_n(F) = \underbrace{\rho_1(F) \otimes \cdots \otimes \rho_1(F)}_{n \text{ fois}} \quad (4.22)$$

Finalement la fonction de densité de probabilité de l'estimateur F pour n événements ($\rho_n(F)$) est égale à la densité de probabilité de l'estimateur F pour un événement ($\rho_1(F)$) convolué n fois.

La convolution des $\rho_1(F)$ est rendue possible par la propriété des transformées de Fourier. Si $A(F) = B(F) \otimes C(F)$, leurs transformées de Fourier satisfont :

$$\overline{A(G)} = \overline{B(G)} \cdot \overline{C(G)} \quad (4.23)$$

Cela permet d'exprimer le produit de convolution comme une simple puissance de la densité de probabilité de l'estimateur F pour un événement ($\rho_1(F)$) :

$$\overline{\rho_n(G)} = \left(\overline{\rho_1(G)} \right)^n \quad (4.24)$$

On remarque que cette équation reste valable même pour $n = 0$, car on a bien $\overline{\rho_0(G)} = 1$. On considère que les fonctions de densité de probabilité pour un estimateur avec $s+b$ événements de signal+bruit de fond et b événements de bruit de fond attendu sont :

$$\rho_{s+b}(F) = \sum_{n=0}^{\infty} e^{-(s+b)} \frac{(s+b)^n}{n!} \cdot \rho_n(F) \quad (4.25)$$

$$\rho_b(F) = \sum_{n=0}^{\infty} e^{-b} \frac{b^n}{n!} \cdot \rho_n(F) \quad (4.26)$$

où n est le nombre effectif d'événements observé dans les données. En utilisant les transformées de Fourier, ces expressions deviennent :

$$\overline{\rho_{s+b}(G)} = \sum_{n=0}^{\infty} e^{-(s+b)} \frac{(s+b)^n}{n!} \cdot \left(\overline{\rho_1(G)}\right)^n \quad (4.27)$$

$$\overline{\rho_b(G)} = \sum_{n=0}^{\infty} e^{-b} \frac{b^n}{n!} \cdot \left(\overline{\rho_1(G)}\right)^n \quad (4.28)$$

Finalement, on obtient :

$$\overline{\rho_{s+b}(G)} = e^{(s+b)(\overline{\rho_1(G)}-1)} \quad (4.29)$$

$$\overline{\rho_b(G)} = e^{b(\overline{\rho_1(G)}-1)} \quad (4.30)$$

Pour obtenir les fonctions $\rho_{s+b}(F)$ et $\rho_b(F)$ il suffit de prendre la transformée de Fourier inverse des expressions définies dans les équations 4.29 et 4.30 .

Sur la figure 4.19 on peut voir la comparaison des rapports de vraisemblance L_R (de l'équation 4.10) pour l'alignement nominal et une luminosité de 10 pb^{-1} entre les 1 million de pseudo-expériences et les transformées de Fourier. La méthode de transformée de Fourier est représentée par les courbes en traits plein noirs descendant jusqu'à 10^{-14} . Les courbes en trait discontinu superposées sont les pseudo-expériences. Les courbes de droite représentent l'hypothèse de bruit de fond seul, et celles de gauche l'hypothèse de signal plus bruit de fond. Une coupure a été introduite pour la méthode des transformées de Fourier pour des valeurs de rapport de vraisemblance de l'ordre de 10^{-18} , pour ne pas représenter des problèmes numériques dus à la précision permise par l'ordinateur. On observe que la méthode des transformées de Fourier correspond exactement à celle des pseudo-expériences à l'intérieur des erreurs statistiques.

Les pics que l'on observe sur la distribution de rapport de vraisemblance représentent un nombre spécifique d'événements. Par exemple on s'attend à avoir zéro événement de signal+bruit de fond ou de bruit de fond seul dans le pic à zéro, un événement pour le second, etc...

Cette méthode permet un très grand gain de temps de calcul. Le calcul d'un niveau de confiance pour une luminosité et un alignement donné est effectué en quelques secondes, et un excès à 5σ est déterminé sans erreur statistique.

Les résultats ci-après sont les sensibilités représentées pour tous les scénarios d'alignement.

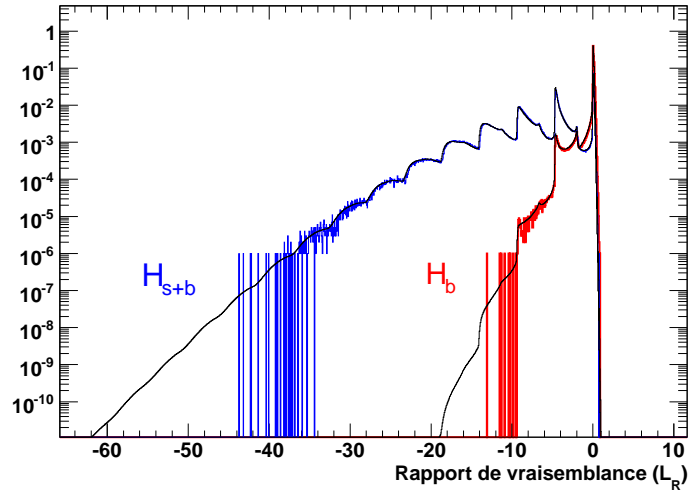


FIG. 4.19 – Comparaison du rapport de vraisemblance entre les pseudo-expériences (10^6) et la méthode de Fourier. Les histogrammes représentent les pseudo-expériences et les lignes en trait pleins la méthode de Fourier. Les courbes de gauche sont pour l'hypothèse $s + b$ et celle de droite pour b seul. Ces rapports de vraisemblances ont été calculés pour une luminosité de 10 pb^{-1} pour l'alignement nominal.

4.8.2 Résultats sans erreurs systématiques en utilisant la mesure du spectromètre seul

Exclusion d'un Z'_{SSM} de 1 TeV

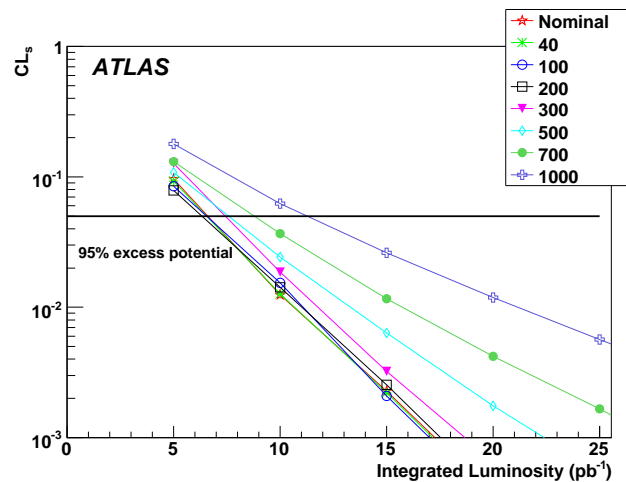


FIG. 4.20 – Sensibilité pour l'exclusion d'un Z'_{SSM} de 1 TeV en utilisant Muonboy. On a besoin de 6.5 pb^{-1} pour exclure à 95% pour l'alignement nominal et 11.5 pb^{-1} pour le cas 1 mm.

Exclusion d'un Z'_χ de 1 TeV

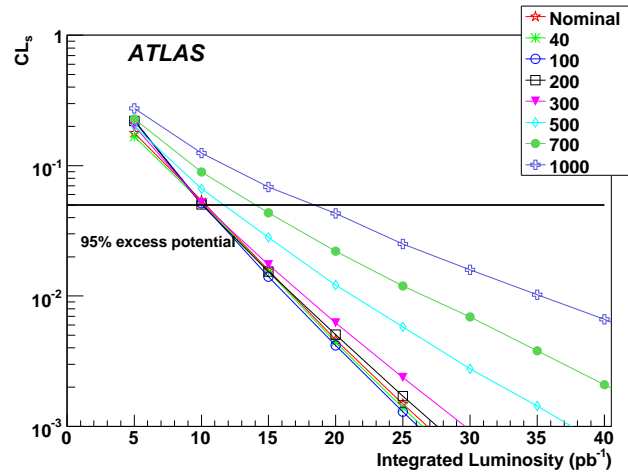


FIG. 4.21 – Sensibilité pour l'exclusion d'un Z'_χ de 1 TeV en utilisant Muonboy. On a besoin de 10 pb⁻¹ pour exclure à 95% pour l'alignement nominal et 18.5 pb⁻¹ pour le cas 1 mm.

Découverte d'un Z'_{SSM} de 1 TeV

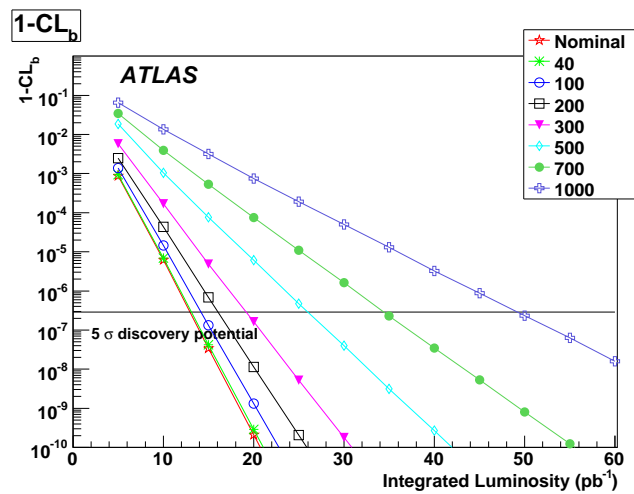


FIG. 4.22 – Sensibilité pour la découverte d'un Z'_{SSM} de 1 TeV en utilisant Muonboy. On a besoin de 13 pb⁻¹ pour découvrir avec une signification de 5 σ pour l'alignement nominal et 49 pb⁻¹ pour le cas 1 mm.

Découverte d'un Z'_χ de 1 TeV

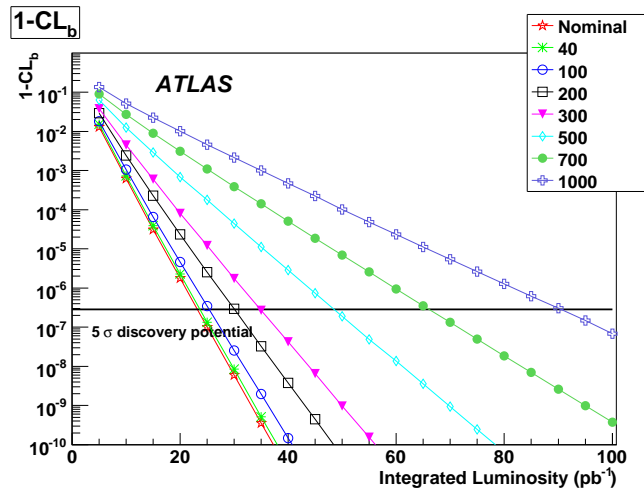


FIG. 4.23 – Sensibilité pour la découverte d'un Z'_χ de 1 TeV en utilisant Muonboy. On a besoin de 23 pb⁻¹ pour découvrir avec une signification de 5σ pour l'alignement nominal et 91 pb⁻¹ pour le cas 1 mm.

4.8.3 Résultats sans erreurs systématiques en utilisant la reconstruction combinée spectromètre + détecteur interne

Exclusion d'un Z'_{SSM} de 1 TeV

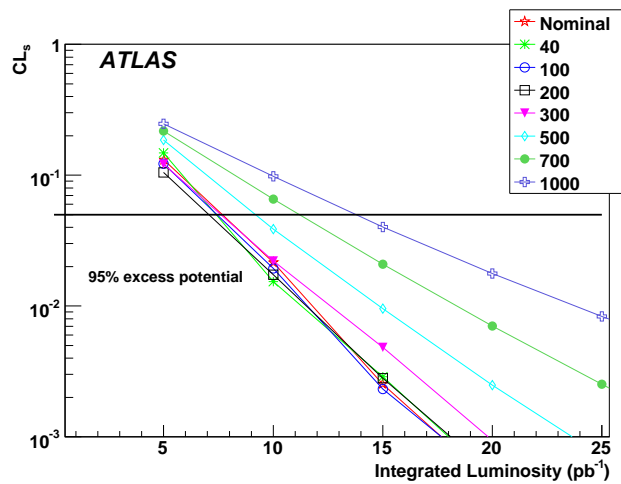


FIG. 4.24 – Sensibilité pour l'exclusion d'un Z'_{SSM} de 1 TeV en utilisant Staco. On a besoin de 7 pb⁻¹ pour exclure à 95% pour l'alignement nominal et 14 pb⁻¹ pour le cas 1 mm.

Exclusion d'un Z'_χ de 1 TeV

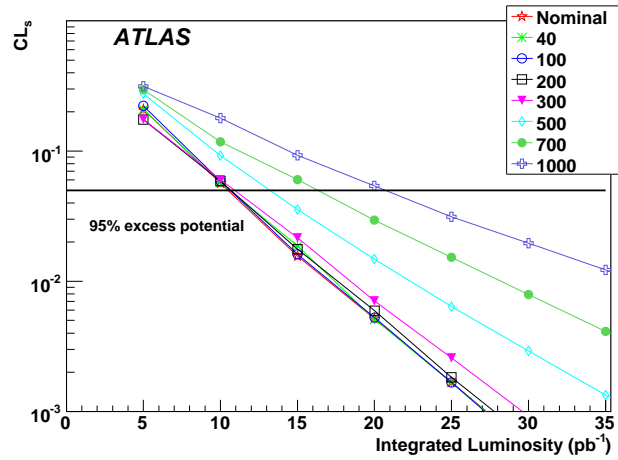


FIG. 4.25 – Sensibilité pour l'exclusion d'un Z'_χ de 1 TeV en utilisant Staco. On a besoin de $10.5 pb^{-1}$ pour exclure à 95% pour l'alignement nominal et $20.5 pb^{-1}$ pour le cas 1 mm.

Découverte d'un Z'_{SSM} de 1 TeV

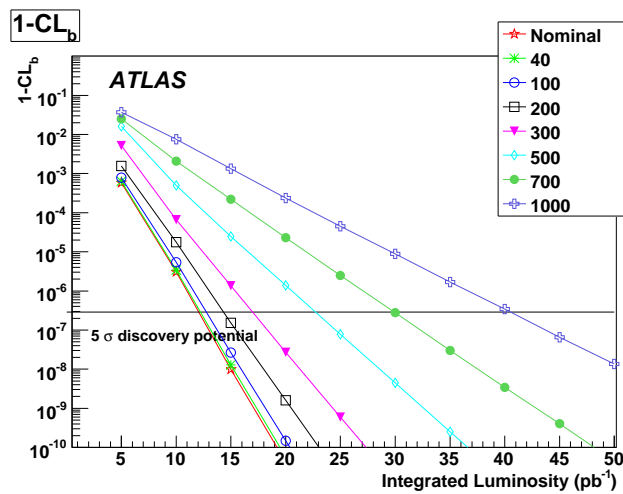


FIG. 4.26 – Sensibilité pour la découverte d'un Z'_{SSM} de 1 TeV en utilisant Staco. On a besoin de $12 pb^{-1}$ pour découvrir avec une signification de 5σ pour l'alignement nominal et $40.5 pb^{-1}$ pour le cas 1 mm.

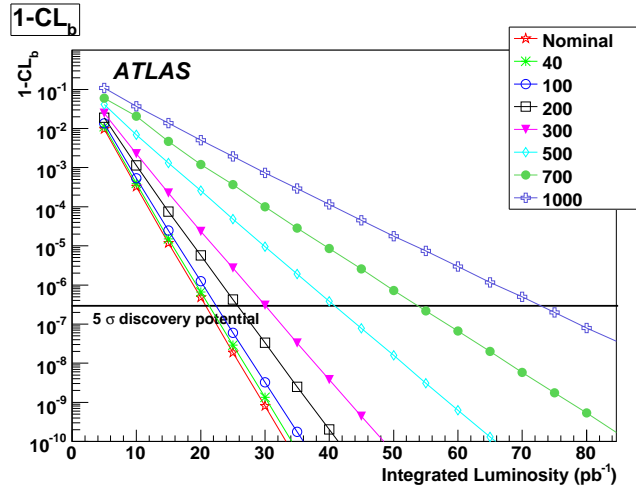
Découverte d'un Z'_χ de 1 TeV


FIG. 4.27 – Sensibilité pour la découverte d'un Z'_χ de 1 TeV en utilisant Staco. On a besoin de 21 pb^{-1} pour découvrir avec une signification de 5σ pour l'alignement nominal et 73 pb^{-1} pour le cas 1 mm.

4.8.4 Conclusion sur les résultats sans erreurs systématiques

Le tableau 4.7 résume la luminosité nécessaire (en pb^{-1}) pour exclure à 95% et découvrir avec une signification de 5σ pour la mesure *stand-alone* et combinée pour les deux modèles de Z' et pour tout les scénarios d'alignement. On constate que la mesure *stand-alone* est meilleure pour exclure que la mesure combinée et que pour la découverte, la mesure combinée est meilleure, cela quelque soit le modèle ou le scénario d'alignement. Que la mesure combinée soit meilleure que la mesure *stand-alone* pour la découverte s'explique par la meilleure résolution en impulsion et moins d'événements de bruit de fond dans la région du signal (plus petite probabilité, par rapport à la mesure *stand-alone*, que le bruit de fond fluctue pour donner un signal). Pour l'exclusion, on suppose que l'efficacité de reconstruction est la quantité qui détermine le niveau de confiance ; la résolution du détecteur étant moins importante que pour la découverte. C'est ainsi que la mesure *standalone* permettrait d'exclure un signal plus rapidement que la mesure combinée.

4.8.5 Résultats en incluant les erreurs systématiques

Dans cette section, nous allons déterminer les niveaux de confiance à 5σ pour la découverte et à 95% pour l'exclusion d'un signal de Z' de 1 TeV en tenant compte des variations de l'alignement et bruit de fond dominant de Drell-Yan que l'on traitera comme des paramètres

TAB. 4.7 – Résumé de la luminosité pour exclure à 95% et découvrir avec une signification de 5σ en pb^{-1} pour la mesure *stand-alone* et combinée pour le Z'_χ et le Z'_{SSM} pour tout les scénarios d'alignement.

Mesure	Sensibilité	Modèle	Alignement (μm)							
			0	40	100	200	300	500	700	1000
<i>Stand-alone</i>	Exclusion 95%	Z'_{SSM}	6.5	6.5	6.5	6.5	7.5	7.5	8.7	11.5
		Z'_χ	10	10	10	10	10	11.5	14	18.5
	Découverte 5σ	Z'_{SSM}	13	13	14	16	19	26	36.5	49
		Z'_χ	23	23.5	25.5	30	35	48.5	66	91
Combinée	Exclusion 95%	Z'_{SSM}	7	7	7	7	7	9	11	14
		Z'_χ	10.5	10.5	10.5	10.5	11	13	16.5	20.5
	Découverte 5σ	Z'_{SSM}	12	12	13	14.5	17	23	30	40.5
		Z'_χ	20.5	21.5	22.5	26	30	41	53.5	73

de nuisance [9, 10, 11]. La stratégie générale pour le traitement des erreurs systématiques en tant que paramètres de nuisance est d'explorer l'espace des valeurs possibles en les prenant en compte dans le calcul du rapport de vraisemblance.

Erreur systématique sur l'alignement

On considère un alignement initial du spectromètre à muon de $300 \mu\text{m}$ (raisonnable tant que l'alignement avec les traces droites n'est pas effectué, voir chapitre 6) avec une incertitude de $150 \mu\text{m}$. Le choix de cette valeur de l'incertitude est justifiée par l'erreur sur la largeur du pic du Z . La figure 4.28 représente la largeur du pic du Z et l'erreur sur cette largeur en fonction du paramètre d'alignement. On détermine par l'intermédiaire de cette erreur, l'incertitude avec laquelle l'alignement est connu. On réalise un ajustement gaussien du pic du Z dans l'intervalle [86, 97] GeV pour chaque alignement et pour une luminosité donnée de 5pb^{-1} . On peut imaginer déterminer la précision de l'alignement du spectromètre grâce à cette courbe avec les premières données du LHC en mesurant la largeur du pic du Z .

Cette configuration d'alignement de départ est un ordre de grandeur au dessus de la résolution prévue pour le fonctionnement en mode nominal ($40 \mu\text{m}$). Elle n'est pas trop grande au vu des problèmes de positionnement des chambres et de calibration des capteurs d'alignement, en attendant la calibration avec des traces sans champ. On suppose donc pour l'alignement une distribution gaussienne centrée sur $300 \mu\text{m}$ avec une largeur de $150 \mu\text{m}$. Cette incertitude sur la connaissance de l'alignement est trois fois plus grande (par rapport à celle de la figure 4.28) que celle que l'on s'attend à avoir avec la largeur du pic du Z . La méthode utilisée pour inclure le paramètre de nuisance sur l'alignement peut être résumée en cinq étapes :

1. On commence par choisir un alignement dans l'intervalle $[0, 1000] \mu\text{m}$ et on lui donne

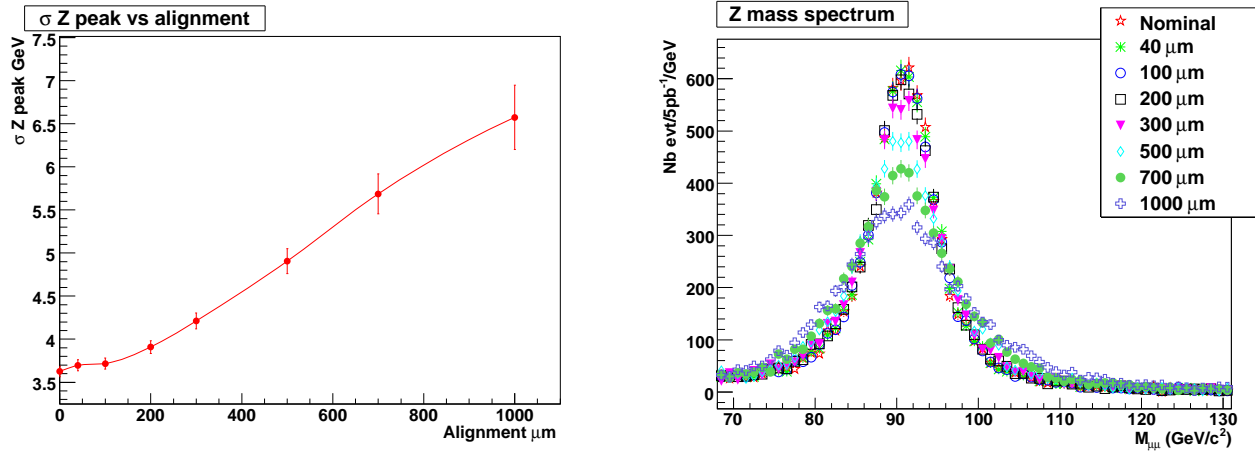


FIG. 4.28 – À gauche : Largeur du pic du Z et erreur sur cette largeur en utilisant un ajustement Gaussien dans l'intervalle $[86, 97]$ GeV en fonction du désalignement pour une luminosité de 5 pb^{-1} . L'erreur statistique sur la largeur du Z donne une erreur de $\pm 50 \mu\text{m}$ sur l'alignement (pour $300 \mu\text{m}$). À droite : distribution de masse invariante du Z en fonction du désalignement sur laquelle l'ajustement a été effectué.

comme poids la valeur de la gaussienne pour cette configuration d'alignement.

2. Ensuite on crée la fonction de densité de probabilité correspondant à cet alignement en effectuant une interpolation linéaire avec les deux pdfs adjacentes dont on dispose (définies équations 4.3 et 4.4).
3. On effectue les calculs numériques (en utilisant la méthode de Fourier) des rapports de vraisemblance pour les hypothèses $s + b$ et b seul en utilisant les pdf interpolées.
4. On répète l'étape précédente pour différentes configurations d'alignement en sommant les rapports de vraisemblance pondérés par la probabilité d'avoir effectivement cette configuration d'alignement.
5. Finalement, on calcule les niveaux de confiance en utilisant la méthode de la médiane pour une luminosité donnée.

Erreur systématique sur le bruit de fond Drell-Yan

L'incertitude sur la section efficace de production du bruit de fond dominant de Drell-Yan a été fixée à 9% (partie dilepton de [1]) L'incertitude sur la section efficace de production affecte également le signal, mais elle n'a pas été prise en compte. La pente et la forme du spectre de Drell-Yan ne sont pas modifiés. Seul la section efficace varie. On suppose ici aussi une distribution gaussienne centrée sur le nombre d'événements attendus avec une largeur de 9% ce nombre. La méthode utilisée pour inclure le paramètre de nuisance sur le Drell-Yan est résumée en 4 étapes :

1. On commence par choisir un nombre d'événements dans l'intervalle $\pm 3\sigma$ autour du nombre d'événements attendu pour une luminosité et un alignement donné. On donne à cette configuration le poids correspondant à la valeur de la gaussienne pour le nombre d'événements choisi.
2. On calcule les rapports de vraisemblance en utilisant la méthode de Fourier pour chaque valeur choisie du nombre d'événements de Drell-Yan.
3. On effectue la somme pondérée des rapports de vraisemblance.
4. Finalement, on calcule les niveaux de confiance en utilisant la méthode de la médiane, pour un alignement et une luminosité donnée.

Dans cette étude, une efficacité globale de trigger de 95% a été prise en compte (partie dilepton de [1]). Les incertitudes sur l'efficacité et la luminosité n'ont pas été incluses dans cette analyse car elles sont sans influence sur la découverte.

Les figures 4.29 et 4.30 montrent la comparaison des différentes systématiques pour le potentiel de découverte d'un Z'_{SSM} de 1 TeV et d'un Z'_χ de 1 TeV en utilisant Staco. Bien que l'alignement soit crucial, on observe que l'incertitude sur l'alignement influence peu la découverte.

Les figures 4.31 et 4.32 représentent la sensibilité pour l'exclusion d'un Z'_{SSM} de 1 TeV et d'un Z'_χ de 1 TeV en utilisant Staco en incluant le *trigger* et l'erreur sur la section efficace de Drell-Yan.

Les figures 4.33 et 4.34 représentent la sensibilité pour la découverte d'un Z'_{SSM} de 1 TeV et d'un Z'_χ de 1 TeV en utilisant Staco en incluant le *trigger* et l'erreur sur la section efficace de Drell-Yan.

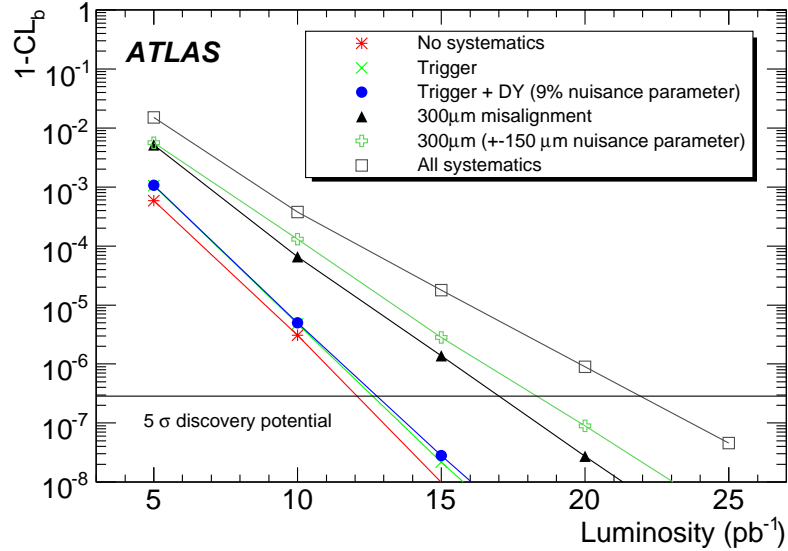


FIG. 4.29 – Comparaison des niveaux de confiance pour le potentiel de découverte d'un Z'_{SSM} de 1 TeV pour différentes systématiques en utilisant Staco.

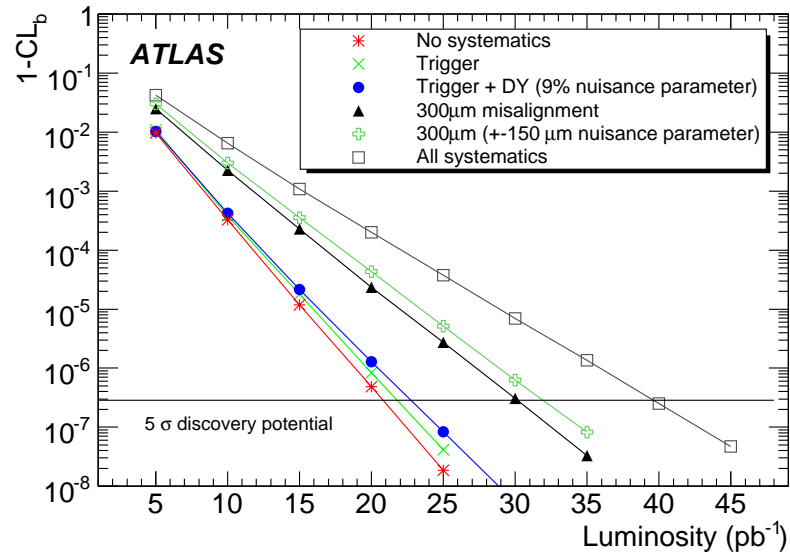


FIG. 4.30 – Comparaison des niveaux de confiance pour le potentiel de découverte d'un Z'_X de 1 TeV pour différentes systématiques en utilisant Staco.

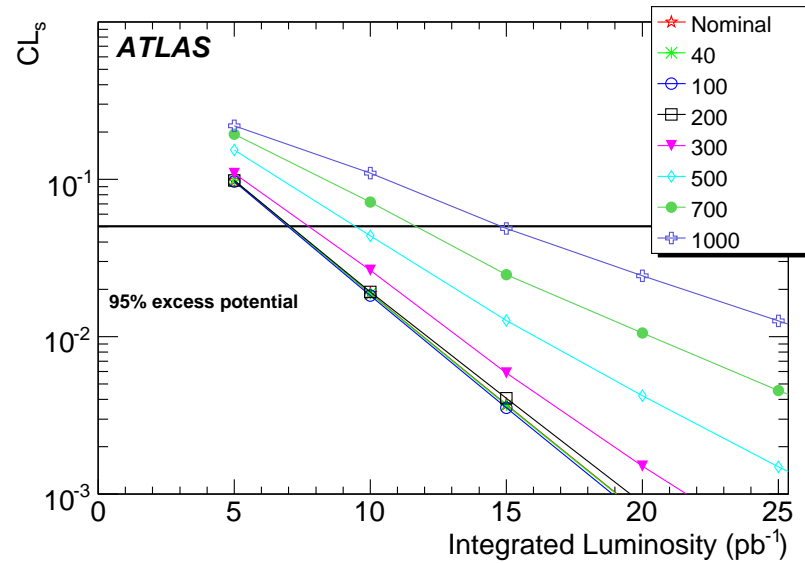


FIG. 4.31 – Sensibilité pour l'exclusion d'un Z'_{SSM} de 1 TeV en utilisant Staco pour tous les scénarios de désalignement en ajoutant les erreurs systématiques. On a besoin de 7 pb^{-1} pour exclure à 95% pour l'alignement nominal et 15 pb^{-1} pour le cas 1 mm.

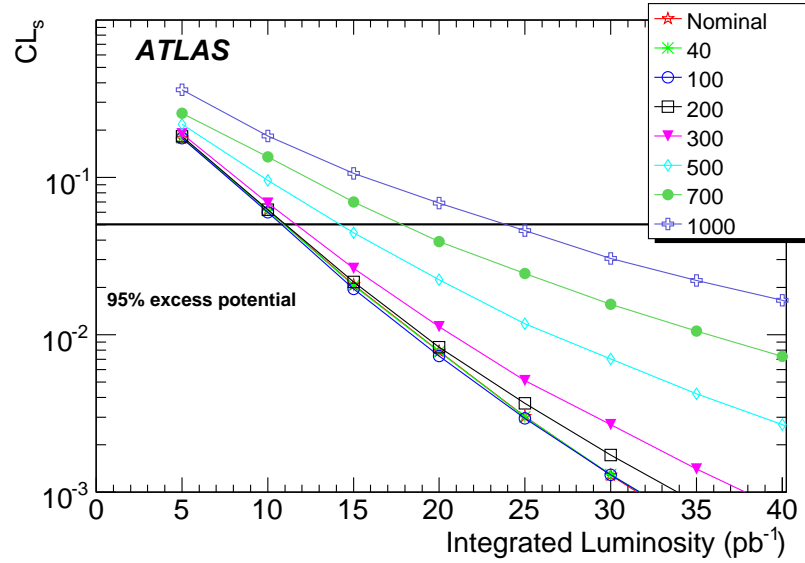


FIG. 4.32 – Sensibilité pour l'exclusion d'un Z'_χ de 1 TeV en utilisant Staco pour tous les scénarios de désalignement en ajoutant les erreurs systématiques. On a besoin de 11 pb^{-1} pour exclure à 95% pour l'alignement nominal et 24 pb^{-1} pour le cas 1 mm.

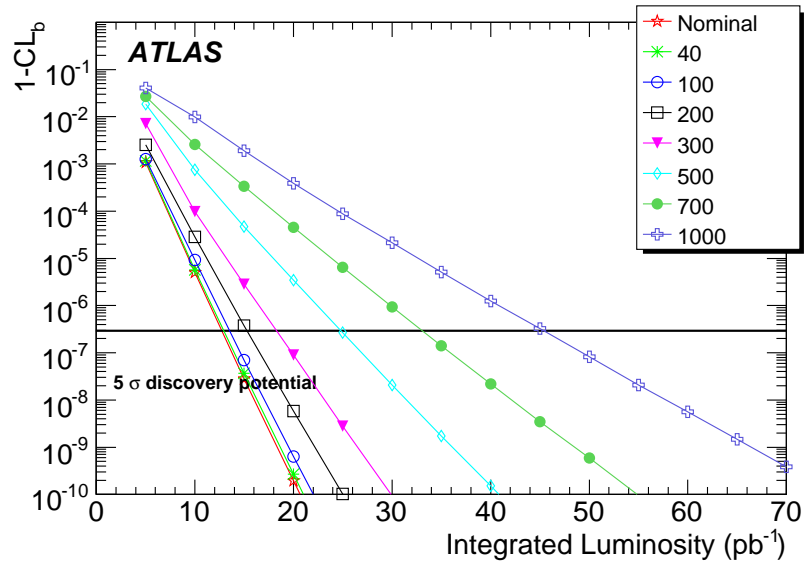


FIG. 4.33 – Sensibilité pour la découverte d'un Z'_{SSM} de 1 TeV en utilisant Staco pour tous les scénarios de désalignement en ajoutant les erreurs systématiques. On a besoin de 13 pb^{-1} pour découvrir avec une signification de 5σ pour l'alignement nominal et 45.5 pb^{-1} pour le cas 1 mm.

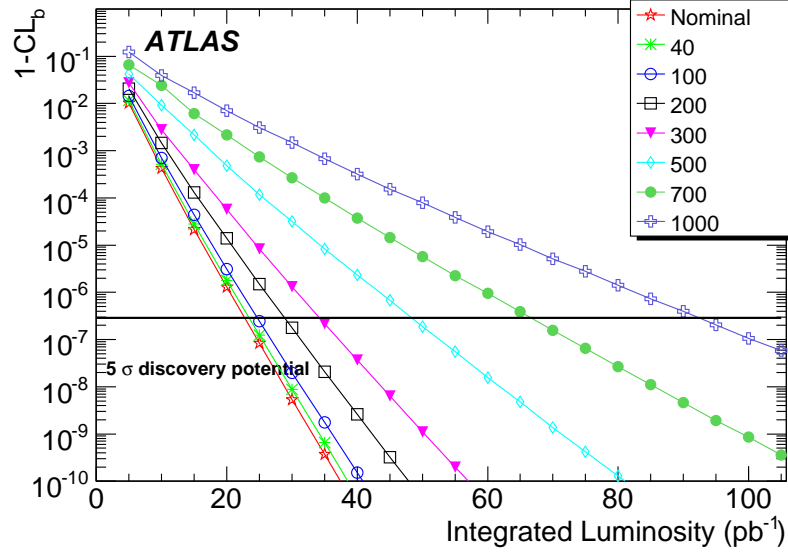


FIG. 4.34 – Sensibilité pour la découverte d'un Z'_χ de 1 TeV en utilisant Staco pour tous les scénarios de désalignement en ajoutant les erreurs systématiques. On a besoin de 23 pb^{-1} pour découvrir avec une signification de 5σ pour l'alignement nominal et 92.5 pb^{-1} pour le cas 1 mm.

La comparaison des potentiels de découverte sur les figures 4.29 et 4.30, montre que l'on a besoin d'une augmentation de la luminosité entre le cas nominal (où l'on connaît tout parfaitement) et le cas d'un alignement de départ de $300 \mu\text{m}$ avec les systématiques de 83% pour un Z'_{SSM} de 1 TeV (641 fb) et de 88% pour un Z'_χ de 1 TeV (479 fb). Le tableau 4.8 résume les luminosités nécessaires pour exclure à 95% et découvrir avec une signification de 5σ en pb^{-1} pour la mesure combinée pour le Z'_χ et le Z'_{SSM} pour tout les scénarios d'alignement en incluant les erreurs systématiques. Les chiffres entre parenthèses sont l'augmentation en % par rapport au cas sans erreurs systématiques. On constate qu'il faut par exemple pour un alignement de 1 mm, 12% de luminosité en plus pour découvrir un Z'_{SSM} et 27% pour un Z'_χ .

4.8.6 Effet *Look Elsewhere*

Dans l'analyse précédente la masse du Z' était supposée connue à 1 TeV et nous avons déterminé l'impact de l'alignement sur le potentiel de découverte d'un Z' connaissant sa masse. Mais quand on analysera les données du LHC, nous ne connaîtrons pas la masse du Z' . Il nous faut alors analyser les données en utilisant une masse flottante dans le calcul du rapport de vraisemblance, ce qui devrait se traduire par une diminution de la sensibilité. Pour cette analyse, nous nous sommes servis de l'algorithme Staco uniquement.

Pour mener à bien cette étude, nous avons à notre disposition pour le modèle SSM de Z'

TAB. 4.8 – Luminosité nécessaire pour exclure à 95% et découvrir avec une signification de 5σ (en pb^{-1}) pour la mesure combinée pour le Z'_χ et le Z'_{SSM} pour tous les scénarios d'alignement en incluant une efficacité de *trigger* de 95% et l'erreur sur la section efficace de Drell-Yan. Les chiffres entre parenthèses sont l'augmentation en % par rapport au cas sans erreurs systématiques.

Sensibilité	Z'	Alignement (μm)							
		0	40	100	200	300	500	700	1000
Exclusion 95%	SSM	7(0)	7(0)	7(0)	7(0)	8.5(22)	9.5(27)	11.5(5)	15(7)
	χ	11(5)	11(5)	11(5)	11(5)	11.5(5)	14.5(12)	18(9)	24(17)
Découverte 5σ	SSM	13(9)	13(9)	13.5(4)	15.5(7)	18.5(9)	25(9)	33(10)	45.5(12)
	χ	23(12)	23.5(10)	25(11)	29(12)	34.5(15)	48.5(18)	67(25)	92.5(27)

deux masses, à 1 et 2 TeV. On produit alors des *templates* de masse, c'est à dire des fonctions de densité de probabilités pour un nombre de masses fixé. Ces différentes masses sont obtenues par interpolation et extrapolation des deux fonctions de densités de probabilités de signal+bruit de fond à 1 et 2 TeV et décrites par l'équation 4.4. Les interpolations et extrapolations (sans prendre en compte l'interférence entre le Z' et le Drell-Yann) sont faites de la manière suivante pour les différents paramètre de la fonction :

- Exponentiellement pour les amplitudes du signal A_s et du bruit de fond A_b .
- Linéairement pour $M_{Z'}$, σ , Γ , k et α .

Une illustration de ces *templates* de masses est représentée sur la figure 4.35. On peut y voir différentes masses extrapolées et interpolées (en pointillés) à partir des données reconstruites en trait continu. Pour estimer l'impact de l'effet *look elsewhere* sur le potentiel de découverte, il nous faut produire des pseudo-expériences de bruit de fond seul et de signal + bruit de fond. Nous n'avons pas encore trouvé le moyen d'appliquer la méthode utilisant les transformées de Fourier dans ce cas. Le principe de la méthode utilisée est de générer des pseudo-expériences de signal + bruit de fond à une masse donnée (pour l'instant 1 TeV) et de bruit de fond seul et de calculer la probabilité que l'hypothèse de bruit de fond se fasse passer pour un signal et cela en laissant la masse libre. Un exemple de pseudo-expérience pour les hypothèses bruit de fond seul et signal + bruit de fond est représenté figure 4.36.

Une fois que l'on a tiré une pseudo-expérience, on minimise le rapport de vraisemblance L_R :

$$L_R = -\log \left(\frac{L_{H_{s+b}}}{L_{H_b}} \right) \prod_{i=1}^N f_k(m_i) = s + \sum_{i=1}^N \log \left(\frac{b \cdot f_b(m_i)}{(s+b) \cdot f_{s+b}(m_i)} \right) \quad (4.31)$$

qui est différent de celui de l'équation 4.10, car on minimise L_R en fonction de la masse, et donc la constante de normalisation e^s de l'équation 4.8 dépend maintenant de la masse. Une illustration de la distribution de rapport de vraisemblance en fonction de la masse pour la pseudo-expérience figure 4.36 est donnée sur la figure 4.37. On observe que la masse minimisant le rapport de vraisemblance correspond bien à la masse utilisée pour générer cette pseudo-expérience (1 TeV).

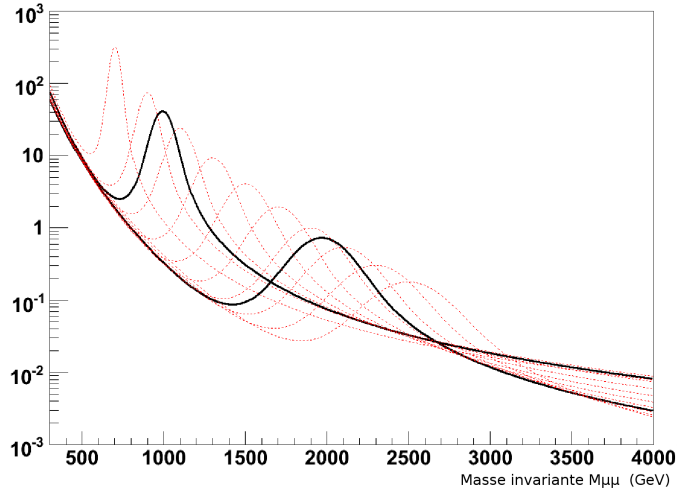


FIG. 4.35 – Illustration des *templates* de masses de Z' pour l'alignement nominal. Les deux courbes en trait plein représentent les données reconstruites, celles en pointillés les masses extrapolées et interpolées.

En répétant cette procédure pour un grand nombre de pseudo-expériences pour les hypothèses H_b et H_{s+b} , on obtient la figure 4.38 représentant la distribution des minima des rapports de vraisemblance pour les hypothèses de bruit de fond seul (à gauche) et de signal + bruit de fond (à droite) pour une luminosité de 50 pb^{-1} , un alignement de $300 \mu\text{m}$ et pour 10^5 pseudo-expériences. Cette distribution est à comparer à celle obtenue sans prendre en compte l'effet *look elsewhere* représenté sur la figure 4.19. La figure 4.39 représente les masses minimisant L_R pour l'hypothèse H_{s+b} pour ces 10^5 pseudo-expériences. On constate que la distribution est centrée sur 999 GeV avec une RMS de 56 GeV, compatible avec l'hypothèse de signal (Z'_{SSM} de 1 TeV).

Ensuite, pour déterminer la sensibilité à la découverte du Z' en incluant l'effet *look elsewhere*, on utilise à nouveau la méthode décrite dans la partie "Détermination des niveaux de confiance" de la section 4.8.1.

Il ne reste plus qu'à appliquer cette procédure pour différentes luminosités. La figure 4.40 représente une comparaison des potentiels de découverte $1 - CL_b$ en fonction de la luminosité. Pour l'alignement nominal et un alignement de $300 \mu\text{m}$. On s'attend à ce que l'effet *look elsewhere* augmente (par rapport au cas où on ne le prend pas en compte) le niveau de confiance $1 - CL_b$ d'un facteur correspondant au nombre de fenêtres de recherche indépendantes. Dans le cas de l'alignement nominal, le nombre de fenêtres indépendantes est plus grand que dans le cas de $300 \mu\text{m}$ compte tenu de la meilleure résolution. Pour l'alignement nominal, l'augmentation de luminosité entre le cas sans et avec effet *look elsewhere* est de 11% (de 12 à 13.5 pb^{-1}) ; pour un alignement de 300 microns, elle est de 6% (de 17 à 18 pb^{-1}).

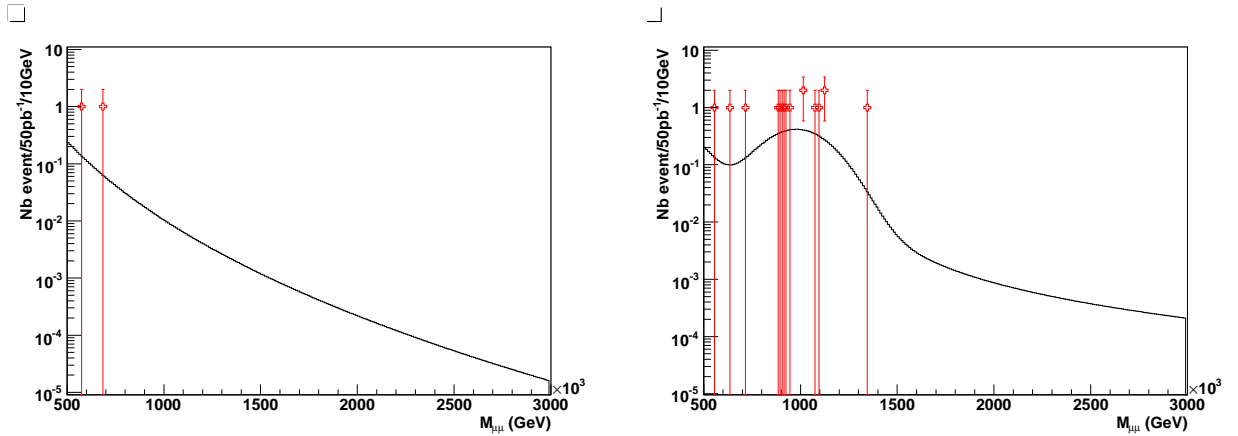


FIG. 4.36 – Exemple d’une pseudo-expérience pour l’hypothèse de bruit de fond seul (à gauche) et de signal + bruit de fond (à droite) pour 50 pb^{-1} et pour un alignement de $300 \mu\text{m}$. La courbe en trait plein représente la densité de probabilité utilisée pour générer les pseudo-expériences, les barres verticales représentent les masses tirées pour cette pseudo-expérience particulière.

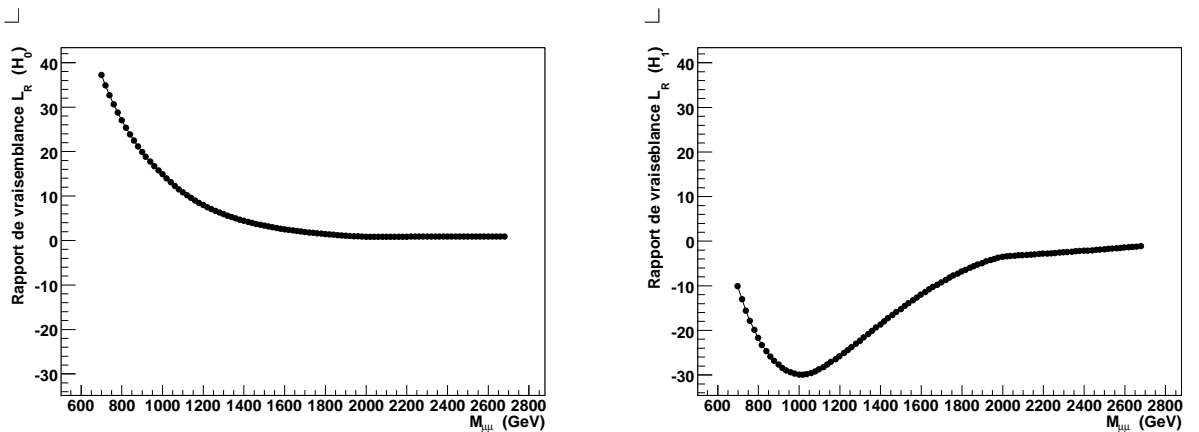


FIG. 4.37 – Rapport de vraisemblance L_R (de l’équation 4.10) en fonction de la masse pour les pseudo-expériences de la figure 4.36 pour l’hypothèse de bruit de fond seul (à gauche) et de signal + bruit de fond (à droite). Le minimum du rapport est conservé pour chaque pseudo-expérience

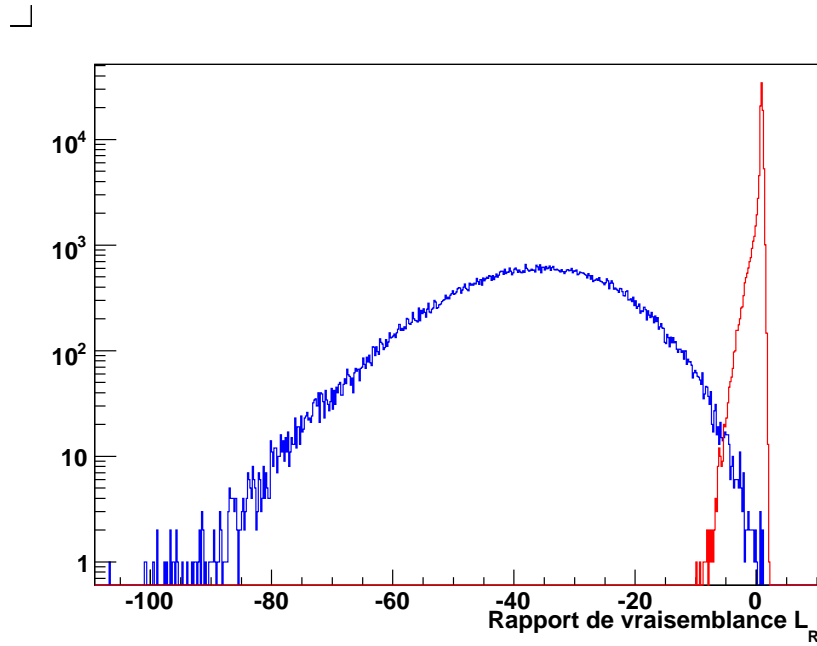


FIG. 4.38 – Rapport de vraisemblance L_R (de l'équation 4.10) pour les hypothèses de bruit de fond seul (H_b à gauche) et de signal + bruit de fond (H_{s+b} à droite) pour une luminosité de 50 pb^{-1} , un alignement de $300 \mu\text{m}$ et pour 10^5 pseudo-expériences.

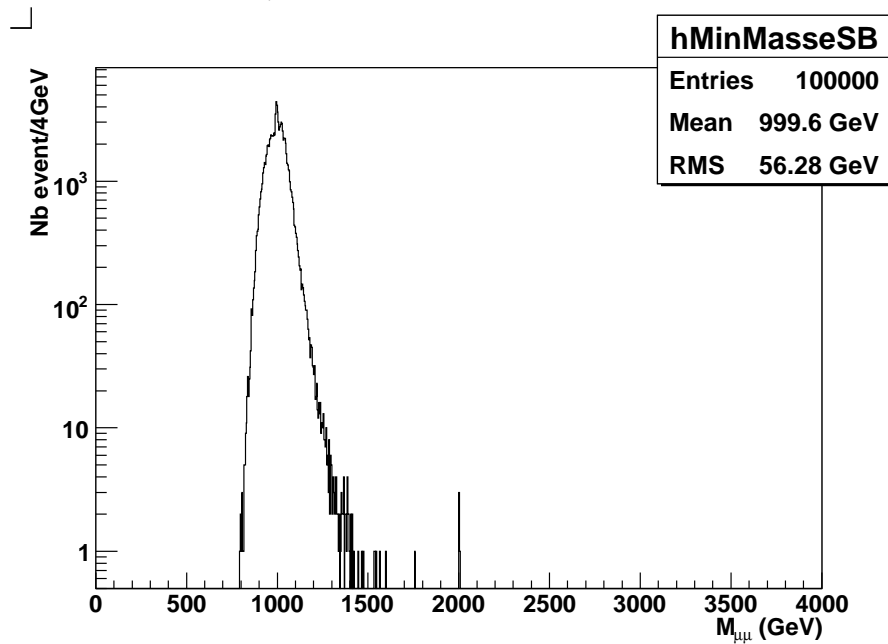


FIG. 4.39 – Distribution des masses minimisant le rapport de vraisemblance L_R de l'hypothèse H_{s+b} pour 50 pb^{-1} et un alignement de $300 \mu\text{m}$. On constate que la distribution est centrée sur 999 GeV avec une RMS de 56 GeV (hypothèse de signal : Z'_{SSM} de 1 TeV).

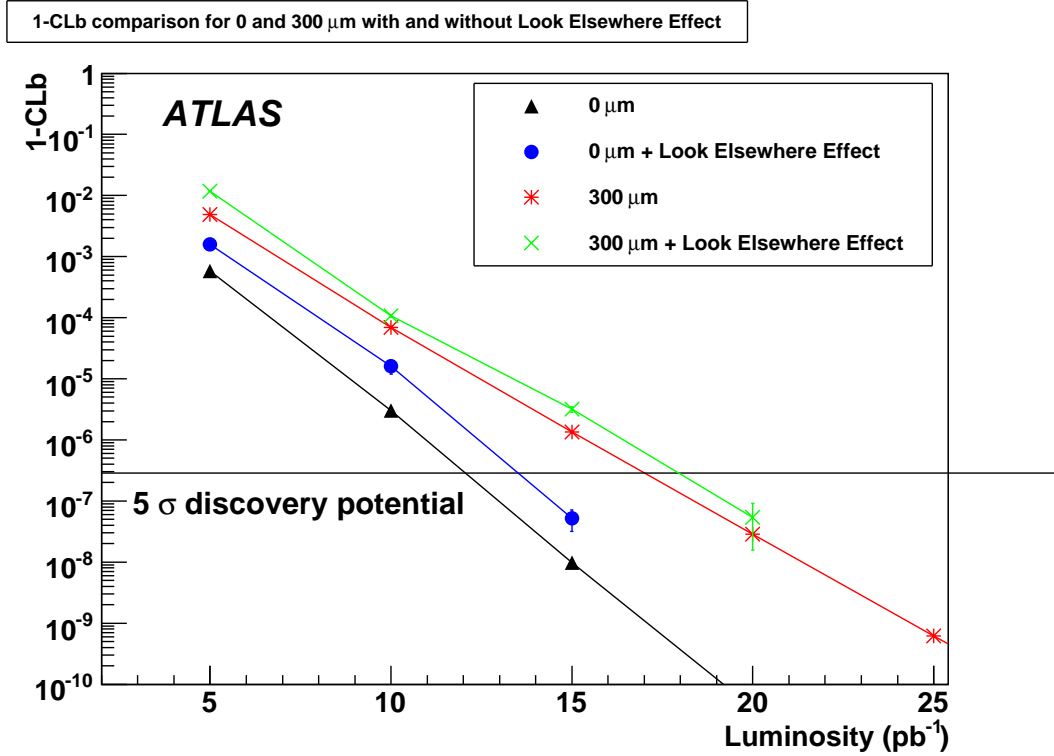


FIG. 4.40 – Comparaison des niveaux de confiance pour le potentiel de découverte d'un Z'_{SSM} de 1 TeV pour 0 et 300 μm de désalignement avec et sans l'effet *look elsewhere* (sans prendre en compte les systématiques). L'effet *look elsewhere* nécessite une plus grande augmentation de la luminosité (entre sans et avec) dans le cas 300 que 0 μm , car cette augmentation dépend de la résolution.

4.9 Conclusion

Une analyse de l'effet du désalignement des chambres à muons du spectromètre sur la détection d'un $Z' \rightarrow \mu^+\mu^-$ de 1 TeV a été faite. Les performances des programmes de reconstruction *stand-alone* et combinée ont été comparées pour différents degrés de désalignement. Les comparaisons ont été faites en terme d'efficacité de reconstruction, de résolution en impulsion et en masse, d'identification de charge et de sensibilité à la découverte ou à l'exclusion.

Les conclusions suivantes peuvent être tirées :

- L'efficacité de reconstruction de muon seul : l'efficacité de Muonboy, basée uniquement sur l'information du spectromètre, n'est quasiment pas affectée par le désalignement ($\sim 0.3\%$ de variation). Par contre, quand l'information du détecteur interne est ajoutée, l'efficacité de la mesure combinée faite par Staco décroît de $\sim 6\%$ entre le cas d'alignement nominal et le pire scénario.
- Pour la résolution en impulsion et en masse, la mesure combinée est meilleure que la

mesure *stand-alone* et on observe une dégradation globale de la résolution avec l'augmentation du désalignement

- Pour l'identification de la charge, Staco est plus efficace que Muonboy. Son efficacité d'identification varie de 100% pour l'alignement nominal à 96% pour 1 mm. Les efficacités correspondantes pour Muonboy sont de 99% et 87%.
- Pour la signification du signal de Z' sur du bruit de fond, l'effet de l'alignement sur la largeur et la position du pic de masse de Z' ont été évalués. La résolution avec Staco étant meilleure, ces deux paramètres sont moins sensible au désalignement : le décalage du pic vers les plus basses masses et l'élargissement sont plus petits qu'avec Muonboy. Cependant, en combinant tous ces effets (reconstruction, identification de la charge, résolution) on arrive à un même nombre d'événement de signal pour les deux programme et cela quelque soit le désalignement.

En utilisant l'information du détecteur interne, Staco améliore les mesures. Cependant le désalignement du détecteur interne n'a pas été inclut dans l'analyse. Pour les premières données du LHC une analyse avec le spectromètre seul est nécessaire.

En résumé l'alignement du spectromètre à muons ($\geq 300 \mu\text{m}$) est la principale source de dégradation de la signification du signal de Z' ; l'erreur sur la connaissance de l'alignement que nous avons considéré (50%) ne demande que 10% de luminosité en plus pour obtenir la même signification. Notons qu'entre le cas nominal (300 μm) et le cas où l'on prend un alignement initial de $300 \pm 150 \mu\text{m}$, 9% sur la section efficace de Drell-Yan, une efficacité de *trigger* de 95% une augmentation de luminosité de $\sim 85\%$ (30%) est nécessaire pour atteindre 5σ . Compte tenu de la moins bonne résolution en impulsion des muons de haut p_T pour de grandes valeur de désalignement du spectromètre, l'effet *look elsewhere* ne nécessite pas d'augmentation significative de la luminosité.

Bibliographie

- [1] The ATLAS Collaboration. Expected performance of the ATLAS experiment, detector, trigger and physics. *CERN-OPEN-2008-020*; *hep-ex/0901.0512*.
- [2] G. Aad et al. The ATLAS experiment at the CERN large hadron collider. *JINST*, 3(SO8003), 2008.
- [3] The AMDB documentation. *http://muondoc.web.cern.ch/muondoc/software/DetectorDescription/amdbdoc/amdbmanual.ps*.
- [4] Pythia. *http://home.thep.lu.se/torbjorn/pythia.html*.
- [5] T. Junk. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.*, A434(435), 1999.
- [6] A. Read. In 1st workshop on confidence limits. *CERN-2000-005*.
- [7] T. Junk. Sensitivity, exclusion and discovery with small signals large background, and large systematic uncertainties. *CDF/DOC/STATISTICS/PUBLIC/8128*.
- [8] J. Nielsen H. Hu. Analytic confidence level calculations using the likelihood ratio and fourier transform. *physics/9906010*, 1999.
- [9] J. Conrad W. A. Rolke, A. M. López. Limits and confidence intervals in the presence of nuisance parameters. *physics/0403059v5*, 2009.
- [10] D.V. Hinkley D.R. Cox. *Theoretical Statistics*. Chapman and Hall, 1974.
- [11] R.L. Smith G.A. Young. *Essentials of Statistical Inference*. Cambridge Series in Statistical and Probabilistic Mathematics, 2005.

Chapitre 5

Paramétrisation de l’alignement pour la simulation rapide ATLFAST

Sommaire

5.1	Introduction	157
5.2	Échantillons de simulation complète	157
5.3	Calcul de la contribution de l’alignement à la résolution en impulsion	158
5.4	Le découpage du spectromètre	160
5.5	Dégradation de l’impulsion et mauvaise identification de la charge	163
5.6	Comparaison de la résolution entre la simulation complète désalignée et ATLFAST-I incluant la paramétrisation de l’alignement	164
5.6.1	Pour des muons de haut p_T provenant d’un Z'	164
5.6.2	Pour des muons de bas p_T provenant du Z	164
5.7	Les corrections AOD à AOD	166
5.8	Illustration de l’effet du désalignement sur la résolution en masse avec les corrections AOD à AOD	167
5.9	Conclusion	168

5.1 Introduction

Pour les premières données du LHC, il faudra tout d'abord comprendre le comportement du détecteur. Pour le spectromètre à muons, on sait que la précision du positionnement initial des chambres est de l'ordre de quelques millimètres et milliradians ; la précision de l'alignement sera de l'ordre de $300 \mu\text{m}$. Cela conduit à une grande dégradation de la résolution des muons de haut p_T et à une dégradation moins importante des muons de bas p_T . Nous avons donc introduit dans la simulation rapide d'ATLAS, ATLFast (voir section 2.7), la paramétrisation de l'alignement en nous basant sur le travail effectué en simulation complète du détecteur ATLAS (voir chapitre 4) qui inclut l'effet de l'alignement sur la reconstruction de résonances de haute masse dans le canal dimuon. Nous avons montré, dans ce travail, que l'alignement est la principale source de dégradation de la sensibilité à un Z' .

Pour les premières collisions du LHC, nous aurons une connaissance imparfaite de l'alignement du spectromètre à muons, car il est difficile d'atteindre la valeur d'alignement nominale à cause du positionnement des capteurs optiques d'alignement. Pour les analyses de physique utilisant des muons, il est indispensable de disposer d'une estimation de l'impact du mauvais alignement du spectromètre sur la résolution en impulsion. La simulation complète du détecteur est trop consommatrice de CPU et trop longue pour être utilisée lors des premières prises de données. Dans ce contexte l'utilisation de la simulation rapide incluant la contribution à la résolution en impulsion de l'alignement est une bonne alternative.

Dans cette section nous allons expliquer comment l'on extrait la composante de résolution en impulsion de l'alignement en utilisant la simulation complète du détecteur ainsi que la manière dont on dégrade par la suite la résolution dans la simulation rapide.

5.2 Échantillons de simulation complète

Pour cette paramétrisation de la contribution de l'alignement à la résolution en impulsion, nous avons utilisé des données contenant les processus suivants :

- 10 000 événements de Z'_χ et 20 000 événements de Z'_{SSM} de 1 TeV ; 20 000 événement de Z'_{SSM} de 2 TeV.
- Des événements de Drell-Yan de haute masse :
 - $300 < M < 450 \text{ GeV}$, 10 000 ;
 - $450 < M < 650 \text{ GeV}$, 10 000 ;
 - $650 < M < 800 \text{ GeV}$, 10 000 ;
 - $M > 800 \text{ GeV}$, 10 000.
- 150 000 événements provenant du pic du Z avec $M_Z > 60 \text{ GeV}$.

5.3 Calcul de la contribution de l'alignement à la résolution en impulsion

Nous extrayons uniquement la composante de l'alignement à la résolution en impulsion car la résolution du spectromètre à muons avec un alignement parfait est déjà implémentée dans ATLFast. Le principe général de la méthode peut être résumé comme suit. Nous déterminons la contribution de l'alignement à la résolution en impulsion dans des bins en (p_T, η, ϕ) en utilisant la simulation complète.

$$\sigma_{\text{Align, Complète}}^2 = \sigma_{\text{Totale, Complète}}^2 - \sigma_{\text{Nominal, Complète}}^2 \quad (5.1)$$

où $\sigma_{\text{Totale, Complète}}$ est la résolution absolue du spectromètre à muons incluant la contribution de l'alignement en simulation complète, $\sigma_{\text{Nominal, Complète}}$ est la résolution absolue du spectromètre avec un alignement parfait et $\sigma_{\text{Align, Complète}}$ est la contribution de l'alignement à la résolution absolue du MS. Ces σ sont extraits en utilisant un ajustement gaussien dans l'intervalle $\pm 1.5\sigma$ sur la distribution

$$\frac{1}{p_{T\text{Gen}}} - \frac{1}{p_{T\text{Rec}}} = \Delta\left(\frac{1}{p_T}\right) \quad (5.2)$$

avec *Gen* le p_T généré et *Rec* le p_T reconstruit. On réalise l'ajustement sur la distribution de l'équation 5.2 car $\Delta\left(\frac{1}{p_T}\right)$ suit une distribution gaussienne (contrairement à Δp_T). Ensuite cette composante décrivant la résolution de l'alignement est ajoutée en quadrature à la paramétrisation de la résolution en impulsion du spectromètre à muons déjà existante dans ATLFast :

$$\sigma_{\text{Totale, ATLFast}}^2 = \sigma_{\text{Align, Complète}}^2 + \sigma_{\text{MS, ATLFast}}^2 \quad (5.3)$$

où $\sigma_{\text{Totale, ATLFast}}$ est la résolution absolue totale de ATLFast incluant les effets d'alignement, $\sigma_{\text{MS, ATLFast}}$ est la paramétrisation de la résolution absolue du MS existante dans la simulation ATLFast et $\sigma_{\text{Align, Complète}}$ définie par l'équation 5.1.

Pour faciliter la paramétrisation de $\sigma_{\text{Align, Complète}}$, nous avons utilisé les caractéristiques suivantes :

Indépendance de la contribution de l'alignement à la résolution en impulsion en fonction de p_T

On sait que l'impulsion des muons est déduite de la flèche par la relation :

$$\frac{1}{p_T} = c \cdot s \quad \text{avec} \quad c \sim \frac{8}{0.3BL^2 \cos\theta} \quad (5.4)$$

où s est la flèche, B le champ magnétique, L la longueur de mesure et θ l'angle par rapport à l'axe du faisceau. La variable c est donc indépendante de p_T et est une fonction décroissante de la longueur de mesure. La distribution de l'équation 5.2 de laquelle les résolutions vont être extraites devient :

$$\Delta\left(\frac{1}{p_T}\right) = c \cdot \Delta(s) \quad (5.5)$$

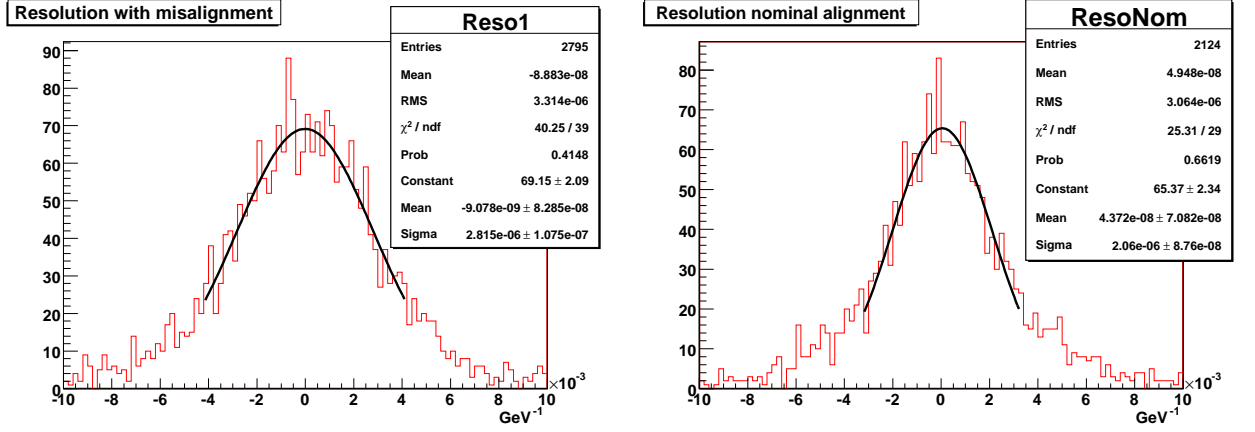


FIG. 5.1 – Exemple d'ajustement sur les distributions $\left(\frac{1}{p_{T\text{Gen}}} - \frac{1}{p_{T\text{Rec}}}\right)$ pour un bin (p_T, η, ϕ) donné ($0 \leq p_T < 100$ GeV ; $1.3 \leq |\eta| < 1.5$; $-10\pi/80 \leq \phi < -9\pi/80$). La largeur du bin en p_T a été prise à 100 GeV. Un ajustement Gaussien est effectué dans l'intervalle $\pm 1.5\sigma$. La courbe de gauche représente un scénario incluant un désalignement de 1 mm alors que celle de droite représente un scénario sans désalignement.

On a alors $\Delta\left(\frac{1}{p_T}\right)$ et par conséquent $\sigma_{\text{Align, Complète}}$ qui sont indépendants de p_T . On s'attend également à ce que $\Delta\left(\frac{1}{p_T}\right)$ soit une fonction linéaire du facteur d'alignement car le désalignement agit directement sur la valeur de la flèche. Sur la figure 5.1 sont représentés des ajustements effectués sur la distribution de l'équation 5.2 pour un bin donné en (p_T, η, ϕ) . Une fonction gaussienne est utilisée dans l'intervalle $\pm 1.5\sigma$. La courbe de gauche représente un scénario incluant un désalignement de 1 mm. La largeur de l'ajustement correspond au $\sigma_{\text{Totale, Complète}}$ de l'équation 5.1. La courbe de droite représente un scénario sans désalignement. Elle correspond au $\sigma_{\text{Nominal, Complète}}$ de l'équation 5.1.

La figure 5.2 représente la contribution du désalignement à la résolution en impulsion ($\sigma_{\text{Align, Complète}}^2$ de l'équation 5.1) pour un bin donné en (η, ϕ) en fonction de p_T . On observe que la contribution de l'alignement à la résolution est indépendante de p_T comme on l'attend. On peut donc l'ajuster par une constante. L'intervalle sur lequel l'ajustement est effectué est optimisé en fonction des erreurs statistiques à haut p_T . Finalement on obtient la contribution de l'alignement à la résolution en impulsion en bins de (η, ϕ) pour chaque scénario de désalignement.

Linéarité de la résolution en impulsion avec l'alignement

La figure 5.3 représente la contribution de l'alignement à la résolution en $1/p_T$ pour un bin donné en (η, ϕ) en fonction du paramètre d'alignement. On observe que la résolution est une fonction linéaire du paramètre d'alignement. La contribution de l'alignement est alors ajustée

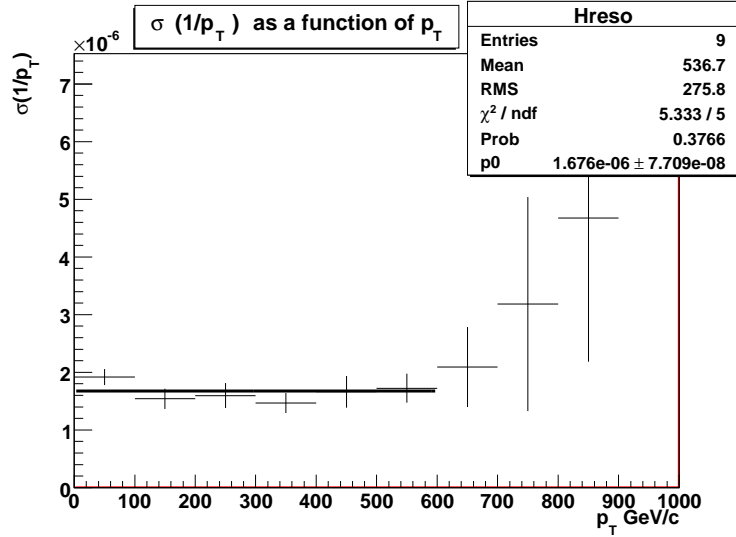


FIG. 5.2 – Exemple d'un ajustement par une constante de la contribution à la résolution de l'alignement en fonction de p_T dans un bin donné en (η, ϕ) ($1.3 \leq |\eta| < 1.5$; $-10\pi/80 \leq \phi < -9\pi/80$). Des bins de 100 GeV en p_T ont été utilisés pour cet ajustement. La résolution est constante avec p_T .

par l'équation 5.6 pour chaque bin de (η, ϕ) :

$$\sigma_{\text{Align, Complète}}^{(\eta, \phi)} = \alpha \cdot A \quad (5.6)$$

avec $\sigma_{\text{Align, Complète}}^{(\eta, \phi)}$ la contribution de l'alignement à la résolution en impulsion pour un bin donné en (η, ϕ) , α la pente de l'ajustement, et A la valeur de l'alignement en μm .

5.4 Le découpage du spectromètre

Les limitations ci-dessous nous contraignent à choisir un découpage en bins de (η, ϕ) optimal :

1. Les singularités de la partie *barrel* : les chambres BIR/BIM, les bobines, les trous dans le secteur 13.
2. Les symétries du spectromètre à muon. Pour la partie *barrel*, la symétrie la plus aboutie est de prendre un quart inférieur de détecteur (voir figure 5.4). Pour les parties *end-caps*, il nous est possible de plier au maximum le spectromètre en ne prenant qu'un grand demi secteur et un petit demi secteur (une moitié de chaque chambres représenté sur la droite de la figure 5.4).
3. La statistique disponible en simulation complète.

Découpage pour la partie *barrel*

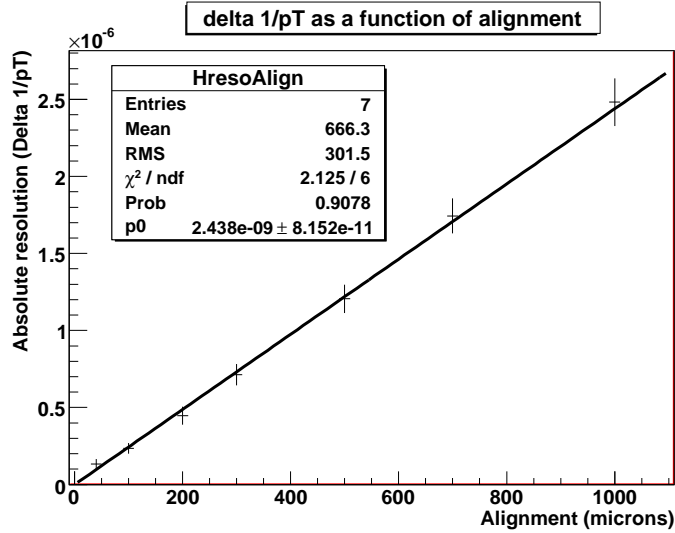


FIG. 5.3 – Exemple d'un ajustement linéaire de la contribution à la résolution de l'alignement en fonction du paramètre d'alignement dans un bin donné en (η, ϕ) ($1.3 \leq |\eta| < 1.5$; $-10\pi/80 \leq \phi < -9\pi/80$). La résolution est proportionnelle au paramètre d'alignement.

- 20 bins en ϕ dans l'intervalle $[-\frac{\pi}{2}, 0]$ ($\frac{1}{4}$ de la partie du bas (voir schéma de gauche de la figure 5.4)).
- 5 bins en η centrés sur : 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 0.9.

Découpage pour les *end-caps*

- 10 bins en ϕ dans l'intervalle $[-\frac{\pi}{8}, 0]$ ($\frac{1}{2}$ grand secteur, $\frac{1}{2}$ petit secteur (voir schéma de droite de la figure 5.4)).
- 10 bins en η centrés sur : 1.1, 1.25, 1.4, 1.6, 1.8, 2, 2.2, 2.4, 2.55, 2.65.

Sur le schéma de gauche de la figure 5.4 est représenté une vue Persint [1] des différents types de chambres dans un quart du *barrel*. De haut en bas sont représentés :

- Un grand secteur.
- Un petit secteur.
- Un grand secteur avec des stations BIR/BIM pour la couche de chambres intérieures.
- Un petit secteur avec des stations BMF/BOF dans les pieds du détecteur pour les couches du milieu et de l'extérieur.
- Un grand secteur (secteur 13) contenant des trous pour des accès de services.

Sur le schéma de droite de la figure 5.4 est représentée une vue des différents types de chambres dans un huitième des *end-caps*. Pour la paramétrisation de la contribution à la résolution de l'alignement dans les *end-caps*, on prend une moitié de chaque chambre ($\frac{1}{2}$ grand secteur, $\frac{1}{2}$ petit secteur). De haut en bas sont représentés un grand secteur et un petit secteur.

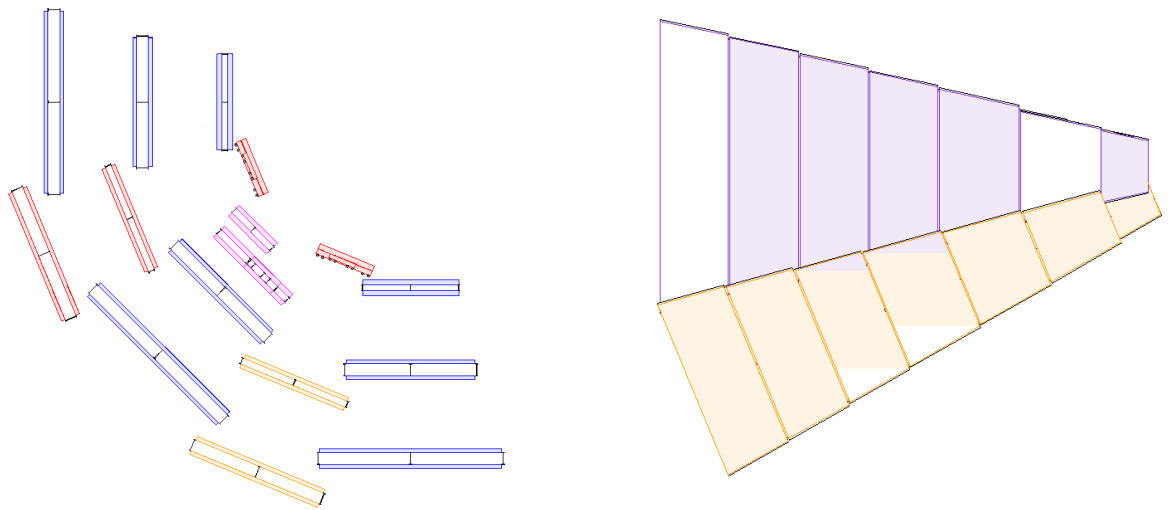


FIG. 5.4 – Vue Persint [1] des différents type de chambres d'un quart de la partie *barrel* (à gauche) et d'un huitième des *end-caps* (à droite).

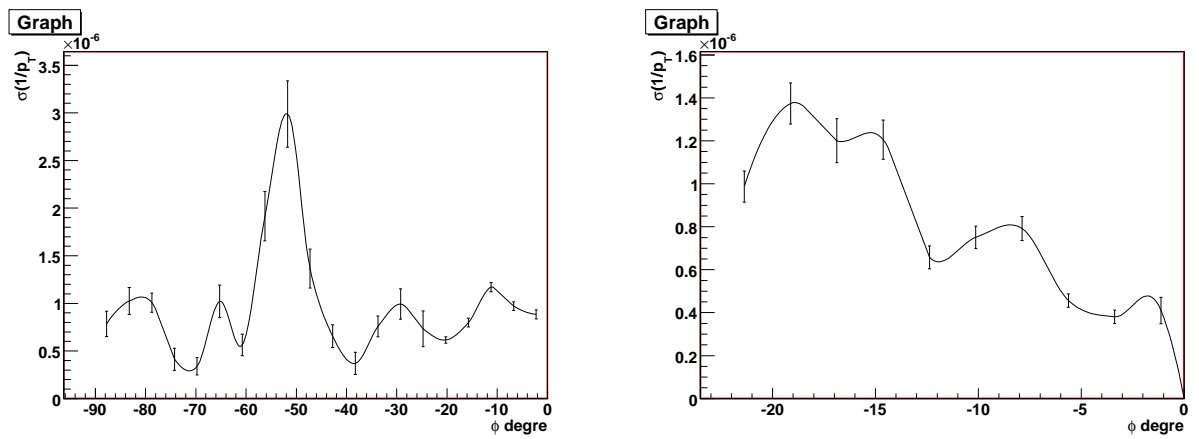


FIG. 5.5 – Exemple de la contribution de l'alignement à la résolution en impulsion en fonction de ϕ pour une valeur d'alignement fixée à $500 \mu\text{m}$, pour $\eta = 0.3 \pm 0.1$ sur la gauche (*barrel*) et pour $\eta = 1.8 \pm 0.1$ sur la droite (*end-caps*).

Sur la figure 5.5 est représentée la contribution de l'alignement à la résolution en impulsion pour une valeur d'alignement fixée à $500 \mu\text{m}$ en fonction de ϕ , pour un bin de la partie *barrel* ($\eta = 0.3 \pm 0.1$) sur la gauche, et pour un bin du *end-cap* ($\eta = 1.8 \pm 0.1$) sur la droite. On observe l'effet de l'intégrale de champ et de la longueur de mesure sur la résolution. En effet, l'équation 5.5 (avec c défini équation 5.4) montre l'effet de BL^2 sur $\Delta\left(\frac{1}{pT}\right)$ et donc sur la résolution. La figure 2.11 montre l'intégrale de champ BL en fonction de η pour $\phi = 0$ et $\pi/8$ et on constate que le changement de résolution est bien causé par la variation de BL^2 suivant ϕ . Pour la partie *barrel* (schéma de gauche de la figure 5.5) on observe que pour les secteurs BIR/BIM, la résolution est plus mauvaise à cause du très petit BL^2 .

5.5 Dégradation de l'impulsion et mauvaise identification de la charge

Un des paramètres définissant une trace est Q/p , où Q est la charge de la particule et p son impulsion. Si l'on veut ajouter la contribution de l'alignement à la résolution en impulsion il nous faut dégrader la quantité Q/p . Dans cette analyse, Q/p est dégradée avec une gaussienne :

$$\left(\frac{Q}{p}\right)_{Gen} \rightarrow \left(\frac{Q}{p}\right)_{Gen} \times \left(1 + \sigma_{\text{Totale, ATLFast}} \times G(0, 1)\right) \quad (5.7)$$

avec $\sigma_{\text{Totale, ATLFast}}$ la résolution totale de ATLFast pour un bin en (η, ϕ) donné (défini à l'équation 5.3) et $G(0, 1)$ une gaussienne centrée sur 0 de largeur 1. On a donc pour p/Q

$$\left(\frac{p}{Q}\right)_{Gen} \rightarrow \left(\frac{p}{Q(1 + \alpha)}\right)_{Gen} \quad \text{avec} \quad \alpha = \sigma_{\text{Totale, ATLFast}} \times G(0, 1) \times pT \quad (5.8)$$

avec p une quantité strictement positive et $Q = \pm 1$. De grands désalignements peuvent conduire à avoir $(1 + \alpha) < 0$ dans l'équation 5.8, ce qui induit une inversion du signe de la charge pour garder p strictement positif dans l'équation 5.8. Cela signifie que la charge reconstruite peut être mal identifiée. Cet effet est particulièrement important pour le cas de grands désalignements considérés ici. Ne pas prendre ce changement de charge en compte conduit à une troncature non physique de la distribution de résolution de l'équation 5.9 comme l'illustre la courbe de gauche de la figure 5.6 ; la courbe de droite inclut la mauvaise identification de la charge.

$$R = \frac{(Q/p)_{Gen} - (Q/p)_{Rec}}{(Q/p)_{Gen}} = \frac{\Delta Q/p}{(Q/p)_{Gen}} \quad (5.9)$$

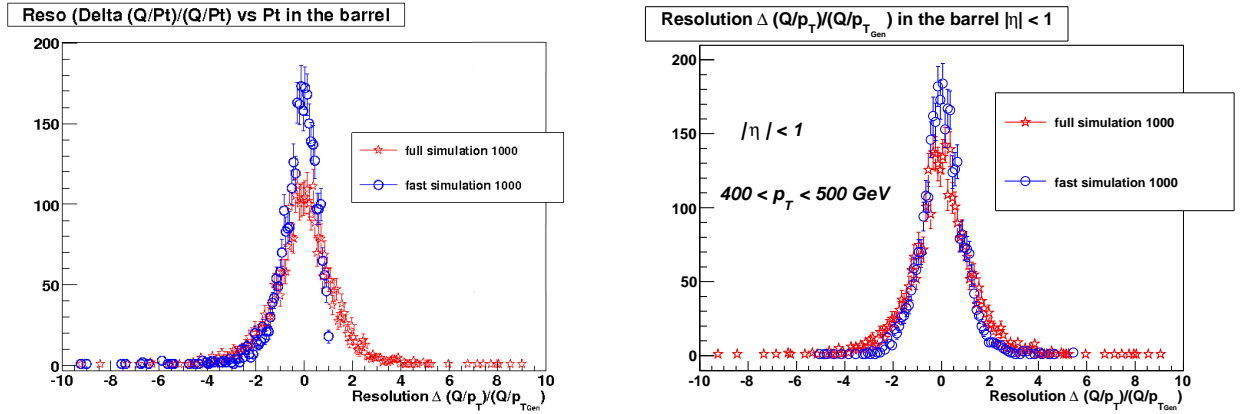


FIG. 5.6 – Comparaison entre la simulation complète et ATLFAS-I pour des muons de haut p_T provenant d'un Z'_{SSM} de 1 TeV ($400 < p_T < 500$ GeV) pour la partie *barrel*, sans la prise en compte de la mauvaise identification de la charge (courbe de gauche) et avec la mauvaise identification de la charge (courbe de droite) pour un désalignement de 1 mm.

5.6 Comparaison de la résolution entre la simulation complète désalignée et ATLFAS-I incluant la paramétrisation de l'alignement

5.6.1 Pour des muons de haut p_T provenant d'un Z'

Sur la figure 5.7 est représentée la comparaison de la résolution en impulsion de muons de haut p_T ($400 < p_T < 500$ GeV) provenant d'un Z'_{SSM} de 1 TeV entre la simulation complète désalignée et ATLFAS-I incluant la paramétrisation de l'alignement, pour $|\eta| < 1$ (*barrel*) sur la courbe de gauche, et pour $|\eta| > 1$ (*end-cap*) sur la courbe de droite pour un désalignement de 1 mm. L'accord entre les deux simulation est bon.

5.6.2 Pour des muons de bas p_T provenant du Z

Sur la figure 5.8 est représentée la comparaison de la résolution en impulsion de muons de bas p_T ($40 < p_T < 50$ GeV) provenant du Z entre la simulation complète désalignée et ATLFAS-I incluant la paramétrisation de l'alignement, pour la partie centrale ($|\eta| < 1$) à gauche, et pour les bouchons ($|\eta| > 1$) à droite, pour un désalignement de 1 mm ainsi que pour l'alignement nominal. L'accord entre les deux simulations est très bon et l'effet de l'alignement sur la résolution de muons de bas p_T est important.

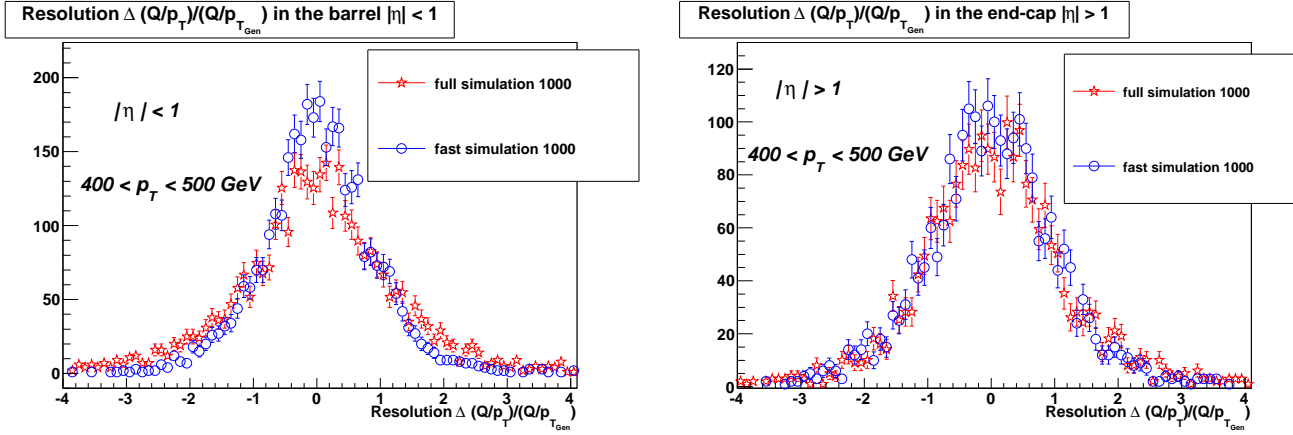


FIG. 5.7 – Comparaison de la résolution en impulsion de muons de haut p_T ($400 < p_T < 500$ GeV) provenant d'un Z'_{SSM} de 1 TeV entre la simulation complète désalignée et ATLFast-I incluant la paramétrisation de l'alignement, pour $|\eta| < 1$ (*barrel*) à gauche, et pour $|\eta| > 1$ (*end-caps*) à droite, pour un désalignement de 1 mm.

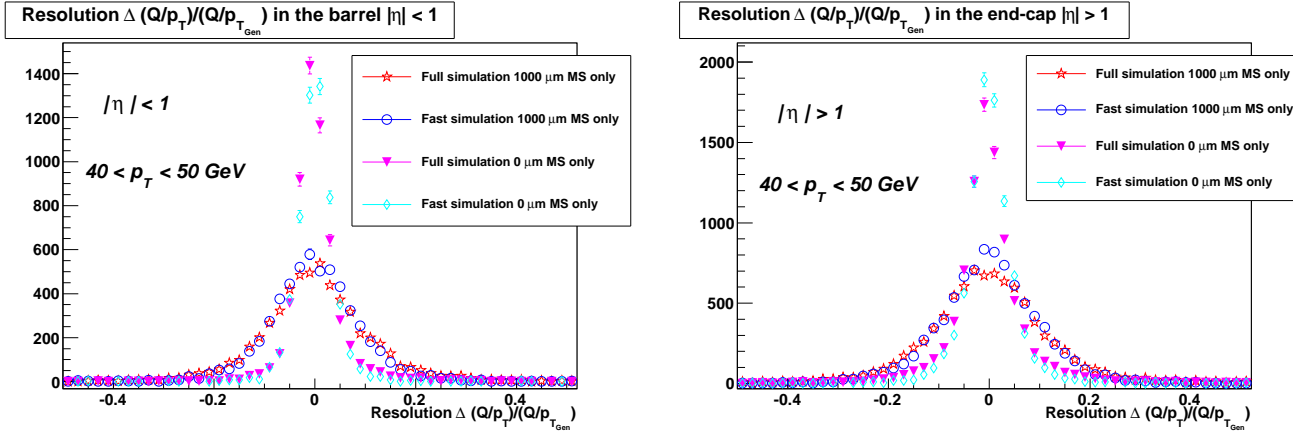


FIG. 5.8 – Comparaison de la résolution en impulsion de muons de bas p_T ($40 < p_T < 50$ GeV) provenant du Z entre la simulation complète désalignée et ATLFast-I incluant la paramétrisation de l'alignement, pour $|\eta| < 1$ (*barrel*) à gauche, et pour $|\eta| > 1$ (*end-caps*) à droite, pour un désalignement de 1 mm ainsi que pour l'alignement nominal.

5.7 Les corrections AOD à AOD

L'AOD (Analysis Data Object) est le format de données utilisé par ATLAS pour les analyses de physique. Un AOD est issu de la reconstruction des données provenant, soit de la simulation complète du détecteur (voir section 2.5), soit des données réelles. Une fois que les AOD ont été produites, il est possible de leur appliquer certaines corrections. Faire des corrections au niveau des AOD permet de ne pas avoir à refaire la reconstruction en simulation complète et apporte un important gain de temps. Nous avons introduit la contribution de l'alignement à la résolution en impulsion dans ces corrections AOD à AOD.

Sur la figure 5.9 on peut voir une comparaison entre la simulation complète sans désalignement à laquelle une dégradation de 1 mm a été appliquée et la simulation rapide à 1 mm pour des muons de haut p_T dans la partie centrale du détecteur. L'accord entre les deux est très bon, ce qui signifie que l'on arrive à reproduire la simulation rapide désalignée à partir de la simulation complète sans désalignement à laquelle la paramétrisation de l'alignement est appliquée.

Pour effectuer cette correction, on prend en entrée les paramètres de la trace ($d_0, z, \phi, \eta, \frac{Q}{p}$), et le terme $\sigma_{Q/p}$ de la matrice de covariance (erreur sur Q/p). Ensuite, on applique la dégradation sur $\frac{Q}{p}$:

$$\frac{Q}{p} \rightarrow \frac{Q}{p}(1 + \alpha) \cdot \text{sign} \quad (5.10)$$

avec $\text{sign} = 1$ si la charge est bien identifiée, $\text{sign} = -1$ si la charge est mal identifiée et α défini à l'équation 5.8. On applique également la dégradation sur $\sigma_{Q/p}$

$$\sigma_{Q/p}^2 \rightarrow \sigma_{Q/p}^2 + \sigma_{\text{Align, Complète}}^2 \quad (5.11)$$

avec $\sigma_{\text{Align, Complète}}$ de l'équation 5.1 et 5.6.

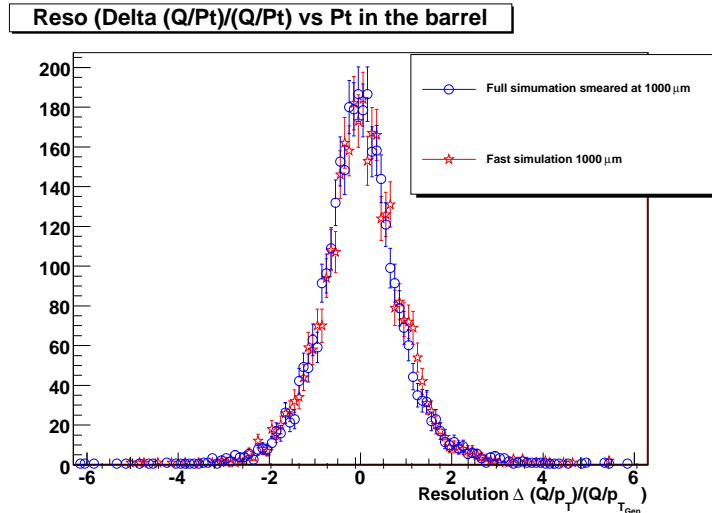


FIG. 5.9 – Comparaison entre la simulation complète sans désalignement à laquelle une dégradation de 1 mm a été appliquée lors de la reconstruction et la simulation rapide à 1 mm pour des muons de haut p_T dans la partie centrale du détecteur.

TAB. 5.1 – Exemples de résolutions en masse invariante pour les corrections AOD à AOD. Pour les valeurs de désalignement choisies, on observe un facteur deux dans la dégradation de la résolution entre le cas nominal et avec désalignement.

Processus	Higgs				Z'_{SSM}		Z	
	130		180		1000			
Masse (GeV)	0	1000	0	1000	0	200	0	1000
Alignement (μm)	3.1	6.6	4.2	9.5	43	100	3	6

5.8 Illustration de l'effet du désalignement sur la résolution en masse avec les corrections AOD à AOD

Les figures 5.10 et 5.11 représentent la comparaison de la résolution en masse entre le cas sans et avec désalignement. Sur la figure 5.10 est représentée la comparaison pour un désalignement de 1 mm pour un boson de Higgs ($H \rightarrow 4\mu$) de 130 GeV (courbe de gauche) et de 180 GeV (courbe de droite). Sur la figure 5.11 est représentée la comparaison pour un désalignement de 1 mm pour un boson Z (courbe de gauche) et pour un Z'_{SSM} de 1 TeV avec un désalignement de 200 μm (courbe de droite). La résolution en masse est dégradée et les queues de distributions augmentent de manière significative. Le tableau 5.1 donne les largeurs (ajustements réalisés avec une gaussienne) des courbes représentées. Pour les valeurs de désalignement choisies, on observe un facteur deux dans la dégradation de la résolution.

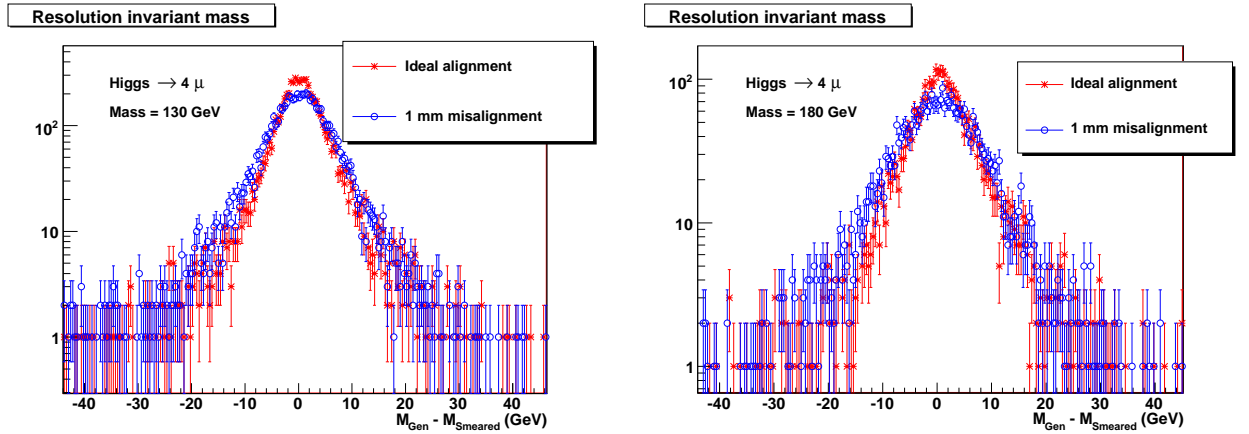


FIG. 5.10 – Comparaison de la résolution en masse entre la simulation complète nominale (cercles bleus) et dégradée à 1 mm par la paramétrisation des AOD (étoiles rouges) pour un boson de Higgs se désintégrant en quatre muons de 130 GeV (courbe de gauche) et de 180 GeV (courbe de droite).

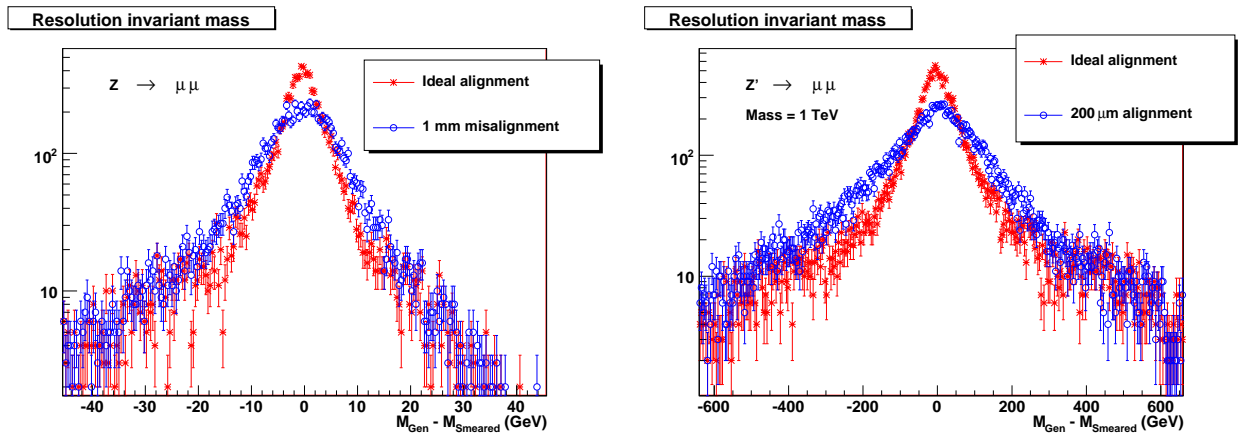


FIG. 5.11 – Comparaison de la résolution en masse entre la simulation complète nominale et dégradée par la paramétrisation des AOD à 1 mm pour un boson Z (courbe de gauche) et à 200 μm pour un Z'_{SSM} de 1 TeV (courbe de droite).

5.9 Conclusion

Cette analyse a permis de fournir une nouvelle paramétrisation de la résolution en impulsion à la fois dans la simulation rapide d'ATLAS, ATLFAST, et dans les données de simulation complète par l'intermédiaire des corrections AOD à AOD. Cela permet d'éviter de refaire la simulation complète et autorise une étude rapide de différents scénarios. Cette paramétrisation inclut également désormais les effets de mauvaise identification de charge. L'équivalence obtenue entre la simulation complète et la paramétrisation est bonne. L'alignement a un impact significatif même sur des muons de bas p_T provenant du Z ou d'un boson de Higgs.

Bibliographie

- [1] M. Virchaux D. Pomarede. The Persint visualisation program for the ATLAS experiment. *In Proceedings of 2003 conference for computing in high-energy and nuclear physics, (CHEP03), La Jolla U.S.A., CHEP-2003-MOLT009, <http://cdsweb.cern.ch/record/851963>, 2003.*

Chapitre 6

Étalonnage du système d’alignement avec des traces sans champ magnétique

Sommaire

6.1	Introduction	171
6.2	Le système de déclenchement des muons	172
6.3	Sections efficaces de production inclusive de muons	172
6.4	Étude en simulation complète du comportement du système de déclenchement des muons sans champ magnétique toroïdal	172
6.4.1	Étude du premier niveau du système de déclenchement en utilisant la simulation complète d’ATLAS sans champ magnétique toroïdal	173
6.4.2	Taux de déclenchement du niveau 1 en utilisant la simulation complète de minimum bias	179
6.4.3	Niveaux 2 et 3 du système de déclenchement sans champ magnétique toroïdal	180
6.5	Estimation du temps de faisceau nécessaire pour réaliser l’étalonnage du système d’alignement de la partie <i>barrel</i> sans champ magnétique toroïdal	182
6.6	Conclusion	183

6.1 Introduction

Pour la partie *barrel* du spectromètre à muons seulement un petit nombre de positions des plateformes de support des capteurs d'alignement a été mesuré et contrôlé à l'aide d'un tomographe [1]. La précision absolue du système d'alignement optique dans le *barrel* est donc limitée : 150-200 μm pour les grandes chambres et ~ 1 mm pour les petites (la différence de précision entre les grands et les petits secteurs provient du système d'alignement projectif qui n'est installé que sur les grands secteurs, les petits secteurs étant alignés par rapport aux grands). Il est nécessaire pour faire fonctionner l'alignement optique relatif, de créer une géométrie de référence avec des traces droites (voir section 3.3). Pour la partie *end-cap*, les positions des plateformes de support ont pu être mesurées durant la phase de *commissioning*. Leurs positions absolues sont connues à 40 μm près pour la plupart des chambres du *end-cap* de sorte que la géométrie de référence est connue.

Le but de cette étude est de démontrer qu'il est possible d'étalonner le système d'alignement optique en utilisant des données sans champ magnétique toroïdal (traces droites, à la diffusion multiple près). Cette analyse fournira une estimation du temps de faisceau nécessaire, en fonction de la luminosité et de la précision souhaitée de l'alignement. Néanmoins, pour atteindre la précision de 30 μm , avec une luminosité réduite durant les premières années, il faudra faire cet étalonnage en plusieurs étapes, en trouvant le meilleur compromis entre la précision souhaitée et le temps de collisions sans champ toroïdal disponible. Une fois l'étalonnage réalisé, le système d'alignement optique (voir la section 3.3) est capable de suivre les déplacements et les déformations à mieux que 20 μm .

Si l'alignement des chambres à muons était parfait, des traces droites donneraient une distribution de flèche mesurée centrée sur zéro, la variance de cette distribution étant déterminée par la diffusion multiple et la résolution de mesure des chambres. Dans une étude d'alignement par des traces droites [2], l'algorithme qui a été développé permet d'estimer la résolution sur la position des chambres. La position des chambres, initialement contrainte (à 100 μm près) par l'alignement optique axial à l'intérieur d'une couche de stations est modifiée de telle sorte que l'ajustement de l'ensemble des coups (hits) enregistrés dans les chambres s'approche au mieux d'une droite. Le résultat de cette étude dont nous allons nous servir est le suivant : avec des traces droites de muons ($p_T = 20$ GeV), on obtient une résolution de 10 μm avec 100 000 traces dans un demi secteur de grandes chambres. Dans le cas des petites chambres, on obtient 30 μm avec 50 000 traces. La différence de précision provient essentiellement de la diffusion multiple plus importante que subissent les particules à la traversée des bobines du toroïde dans les petits secteurs (~ 4.5 fois plus de matière que dans les grands secteurs).

Ces résultats nous permettrons d'estimer le nombre de traces nécessaire pour déterminer, avec une précision donnée, la géométrie initiale du spectromètre à l'aide de l'alignement avec les traces droites (voir la section 6.5). Le fait que l'on ne connaisse pas précisément la distribution de la matière dans le spectromètre dégraderait la précision attendue de l'alignement d'un facteur deux [2].

6.2 Le système de déclenchement des muons

Dans un collisionneur hadronique, le système de déclenchement (voir la section 2.4) est un élément essentiel du détecteur. Le système de déclenchement des muons n'étant pas prévu pour fonctionner sans champ magnétique toroïdal, car sans champ il n'y a pas de mesure de l'impulsion possible (donc pas de facteur discriminant pour la sélection d'événements à partir d'un p_T donné au niveau 1), il y a un risque de saturation du niveau 1 (75 kHz) par des traces de basse énergie. Nous allons donc étudier le taux de déclenchement sans champ toroïdal et estimer le spectre en énergie des traces sélectionnées.

Pour répondre à cet objectif, nous avons tout d'abord utilisé une simulation simplifiée du détecteur pour avoir une première estimation. Cette étude, qui ne sera pas détaillée ici, nous a permis de nous assurer de la faisabilité des prises de données sans champ toroïdal en fournissant un ordre de grandeur du taux de déclenchement. Puis nous avons utilisé la simulation complète du détecteur ATLAS (voir la section 2.5) de manière à obtenir une estimation plus précise et plus réaliste du taux de déclenchement.

6.3 Sections efficaces de production inclusive de muons

La figure 6.1 représente les sections efficaces attendues de production inclusive de muons pour une énergie dans le centre de masse de 14 TeV. On remarque que c'est à bas p_T que la section efficace de production de muons est la plus importante ; par exemple la section efficace des π/K à 5 GeV et des désintégrations semi-leptoniques de hadrons de saveur lourde contenant un quark b ou c à 2 GeV est 100 fois plus grande qu'elle ne l'est à 10 GeV. Nous avons utilisé les sections efficaces paramétrées de ces courbes pour notre analyse.

6.4 Étude en simulation complète du comportement du système de déclenchement des muons sans champ magnétique toroïdal

Le premier niveau du système de déclenchement avec des traces droites sera étudié à la section 6.4.1 ; les niveaux 2 et 3 à la section 6.4.3 ; une estimation du temps de faisceau nécessaire à la détermination de la géométrie de référence de la partie *barrel* du spectromètre à muons sera donnée à la section 6.5.

Pour cette étude nous avons utilisé comme événements générés des muons seuls, engendrés au point d'interaction avec un champ magnétique solénoïdal et pas de champ toroïdal. Nous disposons de 10^5 muons pour chaque point de p_T fixe : 2, 3, 4, 6, 10, 20 GeV.

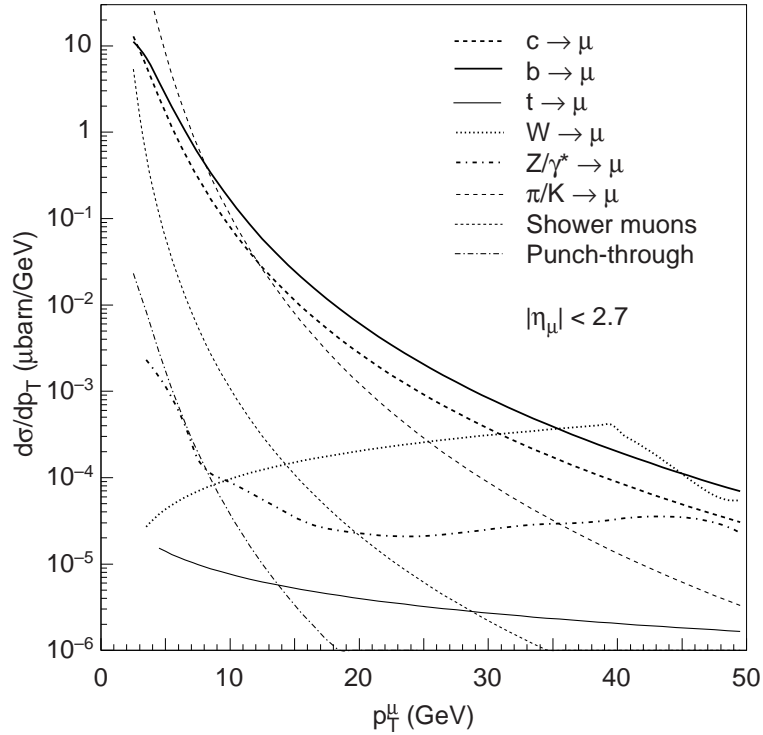


FIG. 6.1 – Dépendance en p_T de la section efficace de production inclusive de muons pour $|\eta_\mu| < 2.7$ et $\sqrt{s} = 14$ TeV, généré avec Pythia [3]. Les divers processus contribuant à la section efficace sont indiqués. Figure extraite de [4].

6.4.1 Étude du premier niveau du système de déclenchement en utilisant la simulation complète d'ATLAS sans champ magnétique toroïdal

Il existe différents critères du système de déclenchement permettant de sélectionner des événements. Comme notre étude a été réalisée avec des muons seuls, nous ne nous intéresserons qu'au déclenchement du système par des événements contenant au moins un muon. Le menu du système de déclenchement à $\mathcal{L} = 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ (décrit à la section 3.2.5) que nous avons utilisé comporte des éléments de bas p_T (MU4, MU6, MU10) et des éléments de haut p_T (MU11, MU20, MU40) comprenant tous au moins un muon ayant un p_T plus grand que le seuil (4 GeV par exemple pour MU4). Ces critères de sélection du niveau 1 ne contiennent qu'une coupure sur l'impulsion transverse. Comme il n'existe aucun élément du menu spécifique aux traces droites (et qu'il n'est pas possible d'en créer car pas de mesure de l'impulsion sans champ), il nous faut composer avec les éléments du menu existants.

Sur la figure 6.2 est représentée un schéma du système de déclenchement pour des muons de haut p_T (≥ 11 GeV) pour la partie *barrel* du spectromètre avec champ toroïdal. Les seuils en p_T sont déterminés par la quantité ΔS_z (distance mesurée dans la chambre de déclenchement RPC3 entre une droite liant le pivot (coup du muon dans la couche de RPC2) et le point

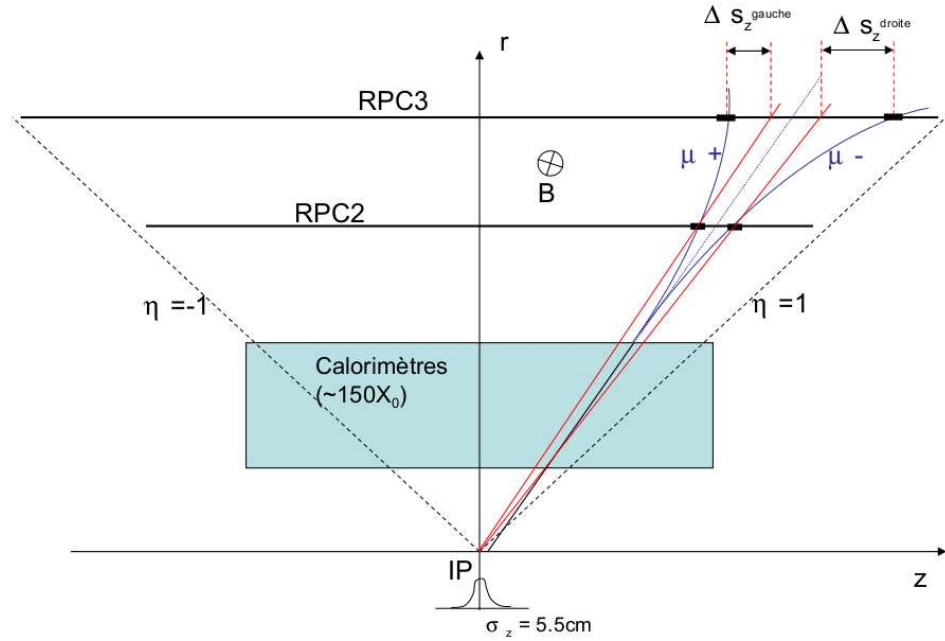


FIG. 6.2 – Représentation de la logique de déclenchement pour des muons de haut p_T pour la partie *barrel* du spectromètre avec du champ. Sans champ il n'y aura plus de courbure et des traces de bas p_T déclencheront des seuils de haut p_T .

d'interaction, et le coup du muon dans RPC3). Sans champ les traces seront droites et imiteront des muons de très haut p_T , le seul facteur aidant à limiter le taux de déclenchement étant la diffusion multiple (car les muons de basse impulsion ont un angle de diffusion plus grand, voir l'équation 6.3).

Acceptance géométrique du système de déclenchement sans champ magnétique toroïdal

Sur la figure 6.3 est représentée l'acceptance géométrique du premier niveau du système de déclenchement. Sur la courbe de gauche on peut voir de grandes inhomogénéités de l'acceptance en fonction de η dans la partie *barrel*. À $|\eta| \sim 0$ il n'y a pas de chambres (passage de câbles), à $|\eta| \sim 0.4, 0.7$ il y a des trous d'acceptance dus à des structures de maintien des bobines (dans les petits secteurs), à $|\eta| \sim 1$, on est au bout des bobines du toroïde *barrel* et il n'y a pas de chambres (pour les petits secteurs). Sur la courbe de droite, représentant l'acceptance du système de déclenchement en fonction de ϕ moyennée sur la partie *barrel* ($|\eta| < 1.1$), la principale zone avec une faible acceptance correspond aux pieds du détecteur

$(-2.2 < \phi < -1 \text{ rad})$. L'acceptance moyenne de la partie centrale est d'environ 82%. Sur la figure 6.4 est représentée l'inacceptance du premier niveau du système de déclenchement, définie comme : aucun élément du menu (bas et haut p_T) déclenchant le niveau 1. Les points représentent les zones mentionnées ci-dessus où il n'y a pas de chambres RPC.

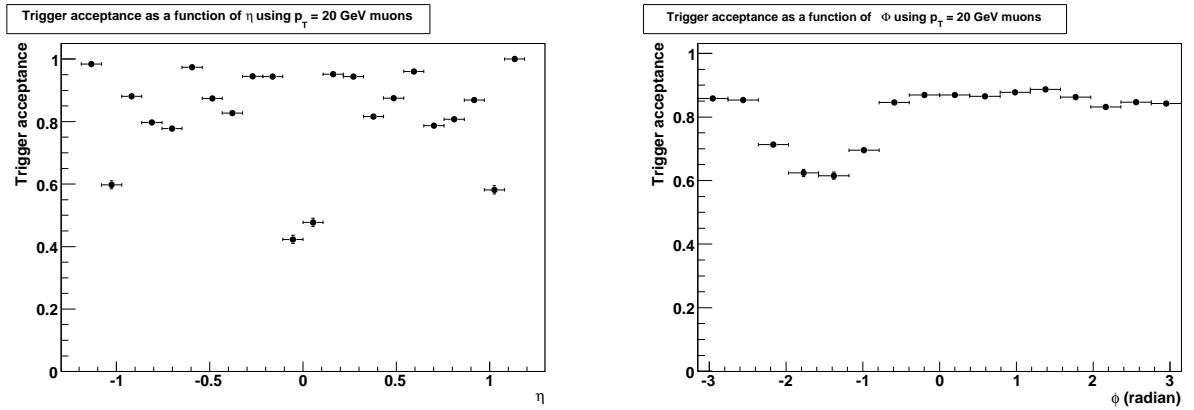


FIG. 6.3 – Acceptance géométrique du premier niveau du système de déclenchement en fonction de η (courbe de gauche) et de ϕ (courbe de droite) pour la partie *barrel* ($|\eta| < 1.1$) en utilisant des muons de 20 GeV de p_T . L'acceptance est définie comme : au moins un élément du menu (bas et haut p_T) déclenchant le niveau 1.

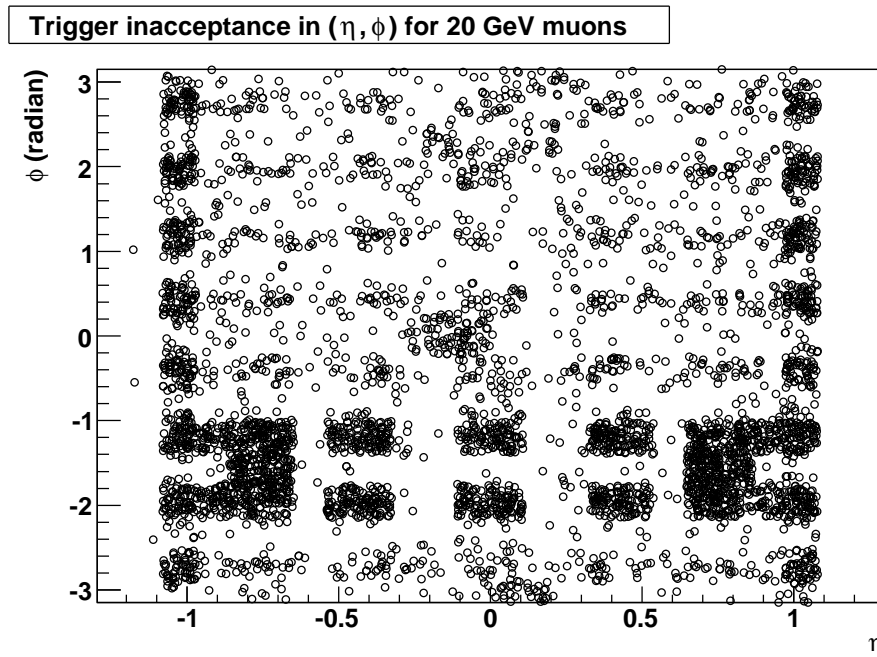


FIG. 6.4 – Inacceptance géométrique du premier niveau du système de déclenchement dans le plan (η, ϕ) pour la partie *barrel* ($|\eta| < 1.1$) en utilisant des muons de 20 GeV de p_T . L'inacceptance est définie comme : aucun élément du menu (bas et haut p_T) déclenchant le niveau 1.

TAB. 6.1 – Efficacité du premier niveau de déclenchement pour les éléments du menu à $\mathcal{L} = 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ et pour $p_T \leq 20 \text{ GeV}$.

	p_T	2 GeV/c	3 GeV/c	4 GeV/c	6 GeV/c	10 GeV/c	20 GeV/c
Bas p_T	MU4	9%	75%	81%	81%	81%	81%
	MU6	7%	70%	79%	80%	80%	80%
	MU10	5%	65%	78%	78%	79%	80%
Haut p_T	MU11	3%	52%	71%	74%	74%	75%
	MU20	2.5%	42%	65%	73%	73%	75%
	MU40	1.7%	33%	56%	69%	72%	75%

Courbe d'efficacité du niveau 1 du système de déclenchement en fonction de p_T sans champ magnétique toroïdal

La figure 6.5 et le tableau 6.1 montrent l'efficacité du système de déclenchement en fonction de p_T pour les différentes configurations du menu à $\mathcal{L} = 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Pour un p_T donné, on observe une baisse de l'efficacité à mesure que la valeur du seuil en impulsion augmente. Le menu MU40 donne la plus faible efficacité pour $p_T = 2 \text{ GeV}$ puisqu'il demande des traces très pointantes (petit ΔS_z sur la figure 6.2), tout en conservant une grande efficacité pour les muons de plus de 10 GeV. En effet, les muons de faible impulsion transverse ($p_T \sim 2 \text{ GeV}$) subissent plus de diffusion multiple et sont par conséquent moins pointants. Nous avons donc choisi d'utiliser l'élément MU40 pour cette étude.

Sur la figure 6.6 est représentée l'efficacité pour des muons de 2 GeV de p_T de l'élément MU40 du menu en fonction de η et sur la figure 6.7 le nombre de longueurs d'absorption avant le spectromètre. On distingue trois parties distinctes :

1. $|\eta| < 0.5$ où l'efficacité est quasiment nulle (0.06%) parce que les muons de 2 GeV de p_T ($2 < p < 2.26 \text{ GeV}$) sont arrêtés par les calorimètres (le nombre de longueurs d'absorption augmentant avec $|\eta|$).
2. $0.5 < |\eta| < 1$ où l'efficacité augmente avec $|\eta|$ (de 0.06 à 10%). Les muons de 2 GeV de p_T ($2.26 < p < 3.08 \text{ GeV}$) ont une plus grande probabilité de traverser les calorimètres car leur impulsion totale augmente et le nombre de longueurs d'absorption diminue.
3. $1 < |\eta| < 1.1$ où l'efficacité diminue brutalement avec $|\eta|$. Les muons de 2 GeV de p_T ($3.08 < p < 3.34 \text{ GeV}$) voient leur probabilité de passer les calorimètres diminuer avec l'augmentation brutale de la matière.

La deuxième zone ($0.5 < |\eta| < 1$) apportera la plus grande contribution à la pollution par des muons de basse impulsion. Si le premier niveau du système de déclenchement est saturé par des traces de bas p_T , on pourra réduire ce taux en appliquant un facteur de réduction de taux (pre-scale) dans cette région spécifique.

Pour obtenir le taux du niveau 1, on effectue le produit des sections efficaces obtenues par une paramétrisation des sections efficaces des π/K , des quarks b et c de la figure 6.1

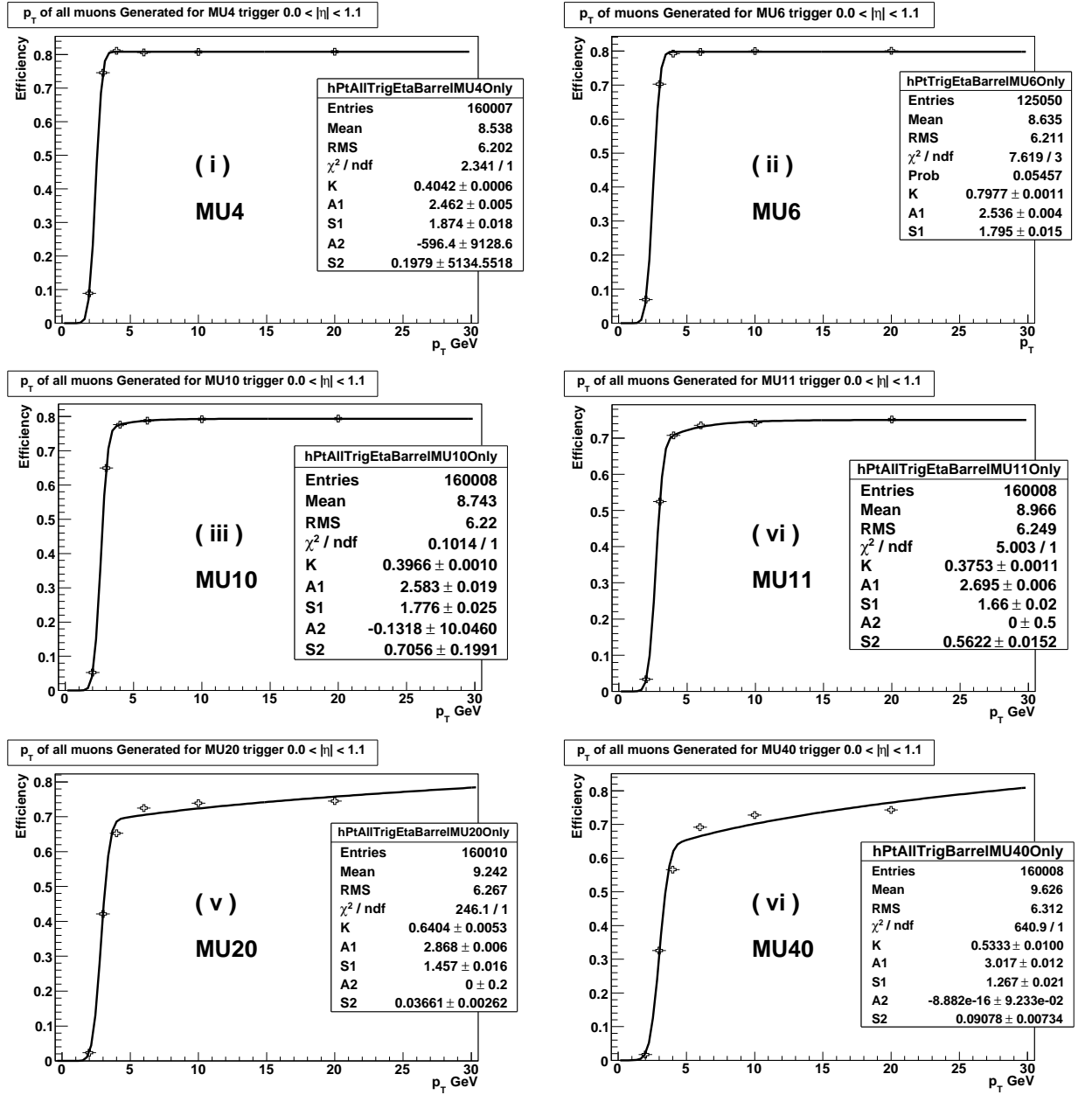


FIG. 6.5 – Efficacité du système de déclenchement sans champ toroïdal en fonction de p_T pour les éléments du menu à $\mathcal{L} = 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

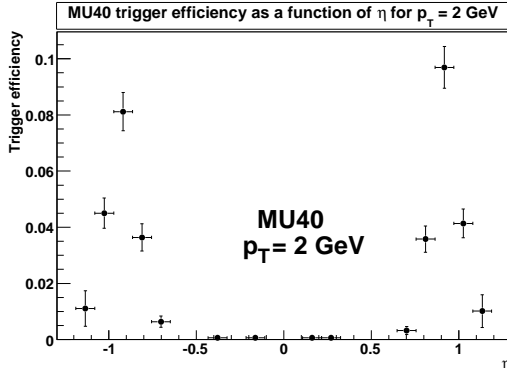


FIG. 6.6 – Efficacité de l'élément MU40 du premier niveau du système de déclenchement en fonction de η pour des muons de $p_T = 2$ GeV.

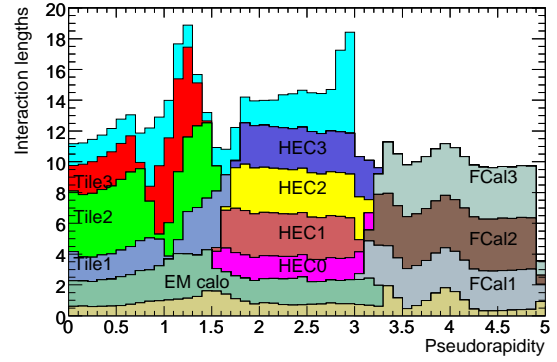


FIG. 6.7 – Nombre de longueurs d'interactions avant le spectromètre en fonction de η

par les courbes d'efficacité de la figure 6.5. L'intégrale de ce produit nous donne le taux du niveau 1. Ce taux, que l'on peut voir dans le tableau 6.2 a été calculé pour une luminosité de $10^{33}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (le cas le plus critique pour la saturation) et pour différentes valeurs de début d'intégration (à cause des grandes incertitudes à bas p_T) de manière à confirmer que le taux dépend peu de cette valeur. En effet, en supposant que quasiment aucun muon ne traverse les calorimètres en-dessous de 2 GeV (car ils sont tous arrêtés par les calorimètres; un muon perdant en moyenne 3 GeV), le taux doit être à peu près invariant avec le point d'intégration en dessous de 2 GeV de p_T et doit commencer à décroître ensuite. On observe que ce taux est invariant pour 1 et 1.5 GeV et commence à décroître pour 2 GeV, nous montrant que ce sont effectivement les muons de bas p_T qui contribuent le plus au taux de déclenchement du niveau 1. On remarque que le taux du premier niveau pour $10^{33}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ pour l'élément MU40 est environ la moitié du taux de saturation qui est de 75 kHz.

Si des prises de données sont effectuées à $10^{33}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, il sera utile d'étudier d'autres configurations du système de déclenchement, comme (muon+jet) de manière à augmenter la proportion de muons de haut p_T que l'on enregistre. Pour $10^{32}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ et $10^{31}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ il n'y a pas de problèmes de saturation.

Incertitude de cette étude

Il reste néanmoins quelques incertitudes dans cette étude :

- La paramétrisation de la section efficace de production de π/K doit être extrapolée en-dessous de 4 GeV ;
- Les courbes d'efficacité de la figure 6.5 ne sont pas bien paramétrisées en-dessous de 2 GeV ;
- Les *punch-through* (hadrons traversant les calorimètres susceptibles de déclencher le

p_T	1 GeV/c	1.5 GeV/c	2 GeV/c	2.5 GeV/c	3 GeV/c	4 GeV/c
Tous	89 kHz	88 kHz	78 kHz	55 kHz	31 kHz	10 kHz
MU4	89 kHz	88 kHz	78 kHz	55 kHz	31 kHz	10 kHz
MU6	79 kHz	78 kHz	71 kHz	51 kHz	30 kHz	10 kHz
MU10	70 kHz	69 kHz	63 kHz	48 kHz	29 kHz	10 kHz
MU11	55 kHz	54 kHz	50 kHz	40 kHz	26 kHz	9 kHz
MU20	46 kHz	45 kHz	42 kHz	34 kHz	24 kHz	9 kHz
MU40	40 kHz	37 kHz	33 kHz	26 kHz	20 kHz	9 kHz

Tab. 6.2 – Taux de déclenchement du premier niveau pour tous les éléments du menu ensemble et séparément en fonction de l’impulsion transverse et pour une luminosité de $10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

niveau 1 n’ont pas été étudiés sans champ toroïdal.

6.4.2 Taux de déclenchement du niveau 1 en utilisant la simulation complète de minimum bias

Pour diminuer les incertitudes des deux premiers points (voir ci dessus), une simulation spéciale de 10^6 événements de “minimum bias” sans champ toroïdal a été effectuée. Pour les *punch-through*, des événements de jets de particules de basse énergie ont été simulés sans champ ; 50 000 événements pour $17 \leq p_T \leq 35$ GeV et 20 000 pour $35 \leq p_T \leq 70$ GeV ; avec une énergie supposée de démarrage du LHC de $\sqrt{s} = 10$ TeV.

Sur la figure 6.8 sont représentées les distributions d’impulsion transverse des muons générés (courbe du haut) et de p_T reconstruit (courbe du bas) des événements de π/K , b , $c \rightarrow \mu$. On remarque que le spectre d’impulsion généré est consistant avec celui que l’on avait utilisé jusqu’alors (voir figure 6.1), et que les muons de basse impulsion dominent la section efficace totale. La figure du bas de 6.8 représente la distribution des p_T générés pour les muons satisfaisant le critère MU40, reconstruit par les algorithmes *offline* et ayant déclenché le niveau 1 (points rouge) ; et pour les muons qui ont déclenché le premier niveau (croix bleue). On constate qu’en dessous de 4.5 GeV, l’efficacité de reconstruire un muon ayant passé MU40 diminue ; on remarque également que c’est entre 2 et 3 GeV de p_T que les muons déclenchent le plus le menu MU40 du premier niveau du système de déclenchement.

Le tableau 6.3 représente le taux de déclenchement en kHz du premier niveau pour chaque élément du menu. On observe que les éléments du menu de bas p_T saturent tous le premier niveau, alors que les éléments de hauts p_T sont en dessous du seuil de saturation de 75 kHz. On constate que le taux de déclenchement des éléments de hauts p_T est consistant avec les taux trouvés grâce à l’étude précédente (voir le tableau 6.2). Cela nous donne une assurance supplémentaire que le taux du niveau 1 que l’on a estimé ne saturera pas le premier niveau du système de déclenchement. Par contre, pour les taux de déclenchement des éléments de bas p_T , on constate qu’ils ne sont pas compatibles avec les taux trouvés précédemment (voir le tableau 6.2). Ces événements de *punch-through*, de muon dans les gerbes et de désintégrations

de π/K provenant du point d'interaction (“Autres” dans le tableau 6.3), contribuent à ces augmentations de taux de déclenchement. Séparer ces contributions dans la simulation est une tâche ardue qui est en cours. On peut donc considérer que sans champ toroïdal, ces ne sont pas négligeables et qu'ils saturent les éléments de bas p_T . Grâce à la diffusion multiple, ces événements ne sont plus pointants au vertex quand ils atteignent la couche externe de chambre à muons (pour la logique de déclenchement de haut p_T) et nous permettent donc d'utiliser les éléments de haut p_T pour la sélection des traces droites.

Il reste néanmoins l'incertitude sur la section efficace du minimum-bias qui n'a pas été étudiée.

	Menu	Bas p_T			Haut p_T		
		MU4	MU6	MU10	MU11	MU20	MU40
Taux	Total	955	142	106	47	39	31
(kHz)	$b \rightarrow \mu$	11	9	8	7	6	5
	$c \rightarrow \mu$	19	11	10	8	7	5
	Autres	925	122	88	32	26	21

TAB. 6.3 – Taux de déclenchement du premier niveau pour tous les éléments du menu en utilisant les vrais processus physiques, et pour une luminosité de $10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. “Autres” inclus les événements de π/K , de *punch-through* et de muons provenant de gerbe

6.4.3 Niveaux 2 et 3 du système de déclenchement sans champ magnétique toroïdal

Les menus du niveau 2 et 3 existants dans la simulation n'étaient pas appropriés, au moment de cette étude, pour des prises de données sans champ magnétique toroïdal, car la logique du système est basée sur une combinaison entre les mesures de l'impulsion et de la position faites dans le spectromètre et celles faites dans le détecteur interne (les algorithmes doivent donc être modifiés). Mais avec les informations disponibles dans le format de données utilisé pour cette étude, nous pouvons simuler les niveaux 2 et 3 adaptés aux prises de données de traces droites.

Notre niveau 2 consiste en une coupure sur la combinaison en position entre la région d'intérêt du spectromètre (RoI, voir la section 2.4) :

$$\Delta R = \sqrt{(\eta_{ID} - \eta_{RoI})^2 + (\phi_{ID} - \phi_{RoI})^2} = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} < \Delta R_{Cut} \quad (6.1)$$

et une coupure sur l'impulsion transverse mesurée dans le détecteur interne, coupure qui peut être ajustée en fonction de la luminosité à laquelle le LHC fonctionne :

$$p_{T_{ID}} > p_{T_{Cut}} \quad (6.2)$$

Pour le niveau 3, les algorithmes de reconstruction ont une très bonne résolution en impulsion, la coupure sur le p_T du détecteur interne est donc optimisée de manière à remplir le

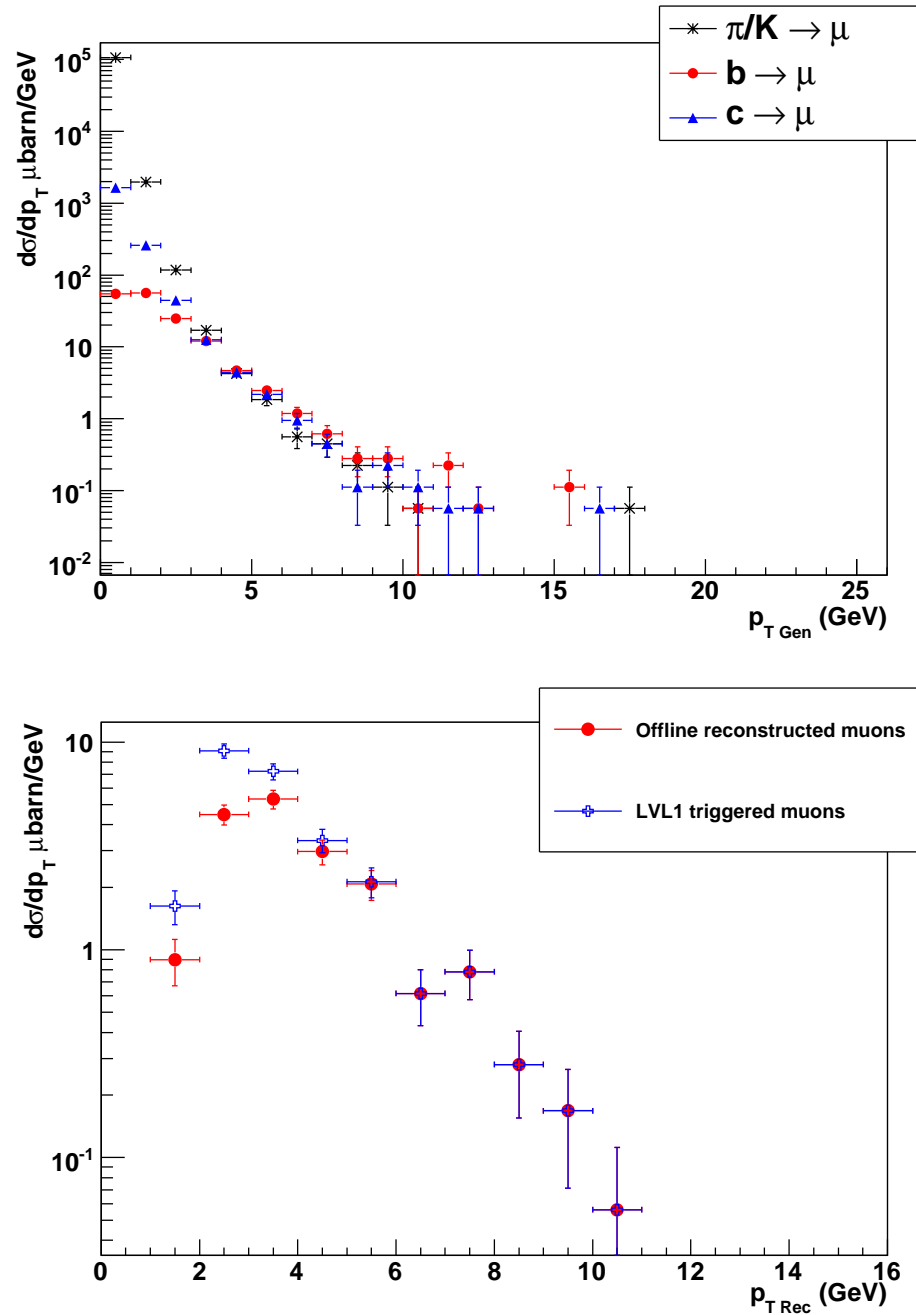


FIG. 6.8 – Spectre de l'impulsion transverse des événements de minimum-bias des muons générés (courbe du haut), et spectre de p_T généré des muons reconstruit (croies bleue) et des muons ayant déclenchés MU40 (points rouge) et pour une luminosité de $10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

TAB. 6.4 – Critères de sélection pour les niveaux 2 et 3 pour différentes luminosité et bande passante du niveau 3.

Luminosité \mathcal{L} (cm^2s^{-1})	Niveau 2		Niveau 3	
	ΔR_{Cut} MS+ID	$p_{T_{Cut}}$ ID (GeV/c)	$p_{T_{Cut}}$ ID (GeV/c)	Bande passante (Hz)
10^{31}	0.2	3	5	30
10^{32}	0.2	4	5	300
10^{33}	0.1	8	9.5	300

plus possible la bande passante. Pour le mode trace droite, il sera possible de faire une reconstruction partielle des événements au niveau 3 (en ne conservant que les données du détecteur interne et du spectromètre) de manière à augmenter la bande passante de 200 à 300 Hz. Dans le tableau 6.4 sont résumées les différentes coupures appliquées en fonction de la luminosité pour les niveaux 2 et 3 du système de déclenchement ainsi que la bande passante du niveau 3.

6.5 Estimation du temps de faisceau nécessaire pour réaliser l'étalonnage du système l'alignement de la partie *barrel* sans champ magnétique toroïdal

La précision que l'on obtient grâce aux traces droites est fonction du nombre de traces et de leur impulsion. En effet, l'angle de diffusion multiple moyen θ_0 d'une trace d'impulsion p est

$$\theta_0(\text{rad}) = \frac{13.6 \text{ MeV}}{p} \sqrt{x/X_0} \quad (6.3)$$

où x/X_0 est la quantité de matière traversée, exprimée en longueurs de radiation (X_0) (voir [5]). Dans le cas du spectromètre d'ATLAS, comme on cherche à aligner les chambres relativement les unes par rapport aux autres, seul le plan de diffusion multiple correspondant à la matière de la couche du milieu du spectromètre est important. De manière purement statistique, la précision σ_{θ_0} obtenue sur l'angle θ_0 devient avec N traces

$$\sigma_{\theta_0} \sim \frac{\theta_0}{\sqrt{N}} \quad (6.4)$$

Les estimations mentionnées, dans l'introduction, du nombre de traces nécessaires pour réaliser l'alignement doivent tenir compte du fait que, dans les données, la distribution en p_T n'est pas uniforme (les bas p_T dominant, voir figure 6.1). C'est en prenant en compte la variation exponentielle de la section efficace et les effets de la diffusion multiple qui varie en $1/p$ (voir l'équation 6.3) que l'on détermine le taux de muons et le temps de faisceau nécessaire en fonction de la luminosité. Les résultats donnés dans le tableau 6.5 ont été calculés pour

TAB. 6.5 – Temps de faisceau nécessaire pour une précision donnée sur l'alignement et pour une luminosité donnée en considérant une acceptance globale de 82% du premier niveau du système de déclenchement.

Luminosité (\mathcal{L} en $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	Précision de l'alignement (μm)	Taux de muons (Hz)	Temps petits secteurs (heures)	Temps grands secteurs (heures)
10^{31}	100	30 ($p_T > 5$ GeV)	10	1
10^{31}	30	30 ($p_T > 5$ GeV)	110	12
10^{32}	30	300 ($p_T > 5$ GeV)	11	1.5
10^{33}	30	300 ($p_T > 9.5$ GeV)	4	0.5

une acceptance moyenne du déclenchement de niveau 1 de $\sim 82\%$. Localement l'acceptance est nettement inférieure à cette moyenne (jusqu'à un facteur deux, voir la figure 6.3) de sorte qu'il faut doubler le temps de faisceau pour obtenir les résolutions voulues dans tout le domaine d'acceptance.

6.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons estimé le temps de faisceau nécessaire pour déterminer la géométrie initiale du spectromètre à muons en utilisant des traces droites. Nous avons estimé ce temps en fonction de la luminosité du LHC et de la précision souhaitée sur l'alignement des chambres pour une énergie dans le centre de masse de 14 TeV et de 10 TeV pour le minimum bias. Le fonctionnement d'ATLAS sans champ magnétique dans le toroïde est destiné à l'étude du spectromètre et constitue une situation exceptionnelle dont la durée doit être minimisée. Nous avons déterminé qu'à la luminosité de $10^{32}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, il fallait 22 heures de faisceau (en prenant en compte les zones de faible acceptance système de déclenchement) pour réaliser un alignement à 30 microns près à l'aide de traces droites de $p_T > 5$ GeV au taux de 300 Hz au niveau 3 du système de déclenchement.

Le niveau 1 n'est pas saturé par des traces de bas p_T , et l'étude plus approfondie en utilisant une simulation complète de minimum bias (vrais processus physiques) confirme que le niveau 1 de haut p_T n'est pas saturé. Les niveaux 2 et 3 de simulation complète (menu trace droite) basés sur cette étude ont également été créés et sont en cours d'étude.

Bibliographie

- [1] J.C. Barriere et al. The alignment system of the ATLAS barrel muon spectrometer. *ATL-MUON-PUB-2008-007*, 2008.
- [2] C. Guyot et al. The alignment of the barrel part of the ATLAS muon spectrometer. *ATLAS Note ATL-MUON-PUB-2008-007*, <http://cdsweb.cern.ch/record/1081769>, 2008.
- [3] Pythia. <http://home.thep.lu.se/~torbjorn/pythia.html>.
- [4] ATLAS Collaboration. *ATLAS collaboration, ATLAS muon spectrometer technical design report*. CERN-LHCC-97-022, Geneva, 1997.
- [5] Particle data group. Review of particle physics. *Phys. Lett. B*, 1(667), 2008.

Chapitre 7

Conclusion

Dans le premier chapitre de cette thèse, nous avons constaté que de nombreux modèles (modèles de dimensions supplémentaires, théories de grande unification) s'efforçant de résoudre les insuffisances du modèle standard prédisent l'apparition de résonances lourdes, et certaines de ces résonances peuvent décroître en paires de fermions du modèle standard. Les résonances lourdes peuvent être de différents types (spin-1, -2). Le travail présenté dans cette thèse constitue une analyse préparatoire du processus $pp \rightarrow \gamma/Z/Z' \rightarrow \mu^+\mu^-$ avec les premières données du LHC reconstruites par le détecteur ATLAS. Ces nouveaux bosons de jauge lourds seront accessibles au LHC pour des masses allant jusqu'à 5 ou 6 TeV.

Le but premier du LHC, machine de découverte, est de permettre de poser des limites sur les modèles. Il est possible aussi que la nature ait choisi un tout autre scénario que celui qui a été imaginé jusqu'alors, ou encore que l'énergie disponible au LHC ne permette pas d'atteindre la barrière de nouvelle physique.

Cette analyse s'inscrit dans le cadre du démarrage du LHC, ce qui implique que l'alignement du spectromètre à muons n'aura pas atteint les performances nominales. Nous avons donc utilisé des muons de hauts p_T pour estimer l'impact d'un alignement dégradé du spectromètre sur la reconstruction de traces. Les comparaisons ont été faites en terme d'efficacité de reconstruction, de résolution en impulsion et en masse invariante, d'identification de la charge et de sensibilité à la découverte ou à l'exclusion. Nous avons constaté qu'en utilisant la mesure du détecteur interne, la mesure combinée avec celle du spectromètre améliore les mesures. Cependant le désalignement du détecteur interne n'a pas été inclus dans l'analyse. Pour les premières données du LHC une analyse avec le spectromètre seul est nécessaire (en utilisant l'algorithme *stand-alone*).

Pour l'étude, en simulation complète, du potentiel de découverte nous avons utilisé les niveaux de confiance développés au LEP pour la recherche du boson de Higgs. Nous avons introduit et fait adopter par le groupe de travail de "physique exotique" une méthode de calcul de ces niveaux de confiance utilisant des transformées de Fourier, ce qui permet un gain de temps de calcul considérable par rapport à la génération de pseudo-expériences.

L'étude de la sensibilité de l'expérience à un signal Z'_χ de 1 TeV en fonction de la lumi-

nosité et de la qualité de l’alignement des chambres à muons a donné les résultats qui sont brièvement rappelé ici. Lorsque le désalignement est supérieur à $300\ \mu\text{m}$, il constitue la principale source de dégradation de la signification du signal Z' . Considérer que l’alignement n’est connu qu’à 50% près ne demande que 10% de luminosité supplémentaire pour obtenir la même signification. À titre d’illustration, pour atteindre une signification de 5σ , une augmentation de luminosité de 85% est nécessaire entre un alignement parfait sans autres incertitudes et celui à $(300 \pm 150)\mu\text{m}$, 9% d’incertitude sur la section efficace de production de Drell-Yan et une efficacité de *trigger* de 95%. Compte tenu de la moins bonne résolution en impulsion des muons de haut p_T pour de grandes valeurs de désalignement du spectromètre, l’effet *look elsewhere*, qui résulte de l’ignorance de la masse du signal Z' , ne nécessite pas d’augmentation significative de la luminosité.

En nous basant sur cette étude faite en simulation complète, nous avons créé une paramétrisation de la contribution de la résolution de l’alignement. Cette paramétrisation a été mise en oeuvre pour qu’elle puisse être utilisée non seulement par la simulation rapide mais aussi dans les données de la simulation complète en introduisant des corrections aux AOD. Cela permet d’éviter de refaire la simulation complète et autorise une étude rapide de différents scénarios, ce qui sera très utile pour les premières données du LHC.

Finalement, nous avons fait une étude pour estimer le temps de faisceau nécessaire pour déterminer la géométrie initiale du spectromètre à muons en utilisant des traces droites (données prises sans champ magnétique toroïdal). C’est de la précision de cet étalonnage que va dépendre la résolution en impulsion dans le spectromètre. Ce temps a été estimé en fonction de la luminosité du LHC et de la précision souhaitée sur l’alignement des chambres pour une énergie dans le centre de masse de 14 TeV. Le fonctionnement d’ATLAS sans champ magnétique dans le toroïde est destiné à l’étude spécifique du spectromètre et constitue une situation exceptionnelle; c’est pourquoi sa durée doit être minimisée. Nous avons déterminé qu’à la luminosité de $10^{32}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, il fallait 22 heures de faisceau (en tenant en compte des zones de faible acceptance du système de déclenchement) pour réaliser un alignement nominal à 30 microns près à l’aide de traces droites de $p_T > 5\ \text{GeV}$, au taux de 300 Hz au niveau 3 du système de déclenchement.

En conclusion, nous pouvons rappeler que la méthode d’analyse statistique permettant d’estimer les potentiels de découverte que nous avons développé peut être utilisée pour tout type de résonances dans le spectre de masse invariante dimuon et que même avec un détecteur imparfait, ATLAS est prêt à chercher des résonances, ce qui est très motivant et excitant.

Remerciements

Les remerciements standards des thèses ayant des structures couremment admise, je m'en inspirerai légèrement. En premier lieu je souhaiterais remercier Bruno Mansoulié et Ursula Bassler qui se sont succédés à la tête du Service de Physique des particules du centre CEA de Saclay, m'ayant accueilli et financé durant ces trois merveilleuses années de thèse. Merci également à Didier Vilanova, toujours prêt à nous aider dans nos problèmes de la vie de tout les jours. Je tiens également à remercier le personnel assurant le bon fonctionnement du CEA pour sa disponibilité.

Le groupe ATLAS de Saclay représente un quart des effectifs du laboratoire (et est par conséquent le plus grand groupe du service), m'a accueilli en son sein alors qu'il était sous la responsabilité de Jean Ernwein puis de Bruno Mansoulié. Je les remercie donc tout les deux pour leur accueil, et plus personnellement pour toute l'aide qu'ils m'ont apportée durant cette thèse ; Jean pour ses nombreuses relectures de notes, chapitre de thèses et son soutien dans les moments les plus durs ; Bruno pour les discussions de physique (et de porte d'entrée aussi !), les conseils avisés sur le contenu de la fin de thèse. Merci aussi à Claude Guyot pour m'avoir proposé cette thèse, et pour l'avoir encadré (parfois de loin !) et de m'avoir donné la possibilité de gérer mon projet de recherche d'une manière très autonome. Un grand merci à Henri Bachacou d'avoir été mon encadrant durant cette thèse (c'était une première pour lui aussi !), de m'avoir bien compris, et de m'avoir recadré quand les choses divergaient un poil ; merci également pour tout ses conseils sur l'avenir. Un grand merci également à Ahmimed et Jean-François pour tout ce qu'ils m'ont appris sur la reconstruction des muons ; pour leur bonne humeur et leur humour et pour toutes les discussions fructueuses que l'on a eu et les problèmes qu'ils m'ont aidé à résoudre. Un grand merci également à Jérôme Schwimling, Jean-Pierre Meyer, Christine Leroy, Pierick Micoud et Frederic Sharer, sans qui la grille et ses joies auraient été un plus grand fardeau encore. Un immense merci à Maarten Boonkamp pour nous avoir suggéré d'utiliser la méthode de calcul de niveaux de confiance utilisant des transformées de Fourier. Merci beaucoup à Philippe Schune de m'avoir supporté comme voisin de bureau, de m'avoir soutenu quand ça n'allait pas, de m'avoir introduit au club d'escalade de Bures et pour toutes les sorties nature que l'on a eues (et que l'on aura encore, j'espère). Merci à Samira Hassani pour son aide sur la paramétrisation de ATLFAST et sa patience lors des explications qu'elle me donnait. Merci à Florian Bauer de m'avoir accueilli au CERN et chez lui. Merci à Pierre-François Giraud pour son introduction au C++ au début de ma thèse. Merci également à Laurent Chevallier à qui toutes mes pensées de bon rétablissement

vont. Merci aux autres membres du groupe ATLAS qui s'est agrandi au fur et à mesure que ma thèse avançait ; Nathalie Besson, Marie Legendre, Rosy Nikolaidou, Eric Lancon, Anne-Isabelle Etienvre, Andrea Formica, Bruno Lenzi, Antoine Marzin. Un grand merci également à mon office mate, qui m'a également supporté pendant cette dernière année et demie et pour la gentillesse et l'engouement avec lequel il répondait aux questions que je lui posais.

Mes remerciements vont également aux personnes ayant accepté de faire partie de mon jury de thèse et par conséquent ont évalué mon travail. Merci donc à Ursula Bassler, Philippe Bloch, Fabienne Ledroit Grégory Moreau et Achille Stocchi.

Et puis je souhaite désormais remercier toutes les personnes avec qui je n'ai pas travaillé, mais sans qui ces trois années de thèse auraient été bien plus dures qu'elles ne l'ont été. Je vais suivre un ordre alphabétique en commençant quand même par ma famille sans qui je n'aurais jamais pu faire ces études, je souhaite qu'ils aient maintenant un peu compris ce que je fais (je ne vais pas cesser de leur expliquer pour autant avec toute la passion dont je sais faire preuve). Un immense et infini merci à Tomoko pour tout son soutien, tous les repas qu'elle m'a fait (je vais me rattraper maintenant) pour sa gentillesse et sa patience.

Merci à Andreas pour qui le Z' n'a pas de secret et pour sa gentillesse à répondre à mes questions sur la théorie, à Boris pour tout le matériel informatique qu'il m'a donné, à Christophe d'être quand même venu à ma thèse, à Colin pour tous les prochains dîners que l'on va faire (et oui il faut penser à entretenir notre cuisine), à Dimitris (tu sais que c'est grec ça!), à Emmanuel qui a toujours une porte de bureau, à Eve même si elle parle beaucoup, à Fabrice pour ne pas m'avoir laissé tombé, à Francesco pour les lasagna, à Frédéric pour ces jolis pull roses, à Jessica pour ses magnifiques pantalons, à Joao pour la cataplana mixte que l'on a pas encore faite, à Marcel pour avoir pu me suivre à roller, à Marc pour son aide, sa disponibilité et les discussions de physique, à Maud pour sa gentillesse et son accueil, à Matthieu que j'ai bien embêté aussi en fin de thèse, à Niccolo pour la bouteille de whisky que l'on va se boire bientôt, à Olda pour l'escalade que l'on a pas encore faite, à Pierre pour la matière noire, à Rachel pour son Trench Coat, à Slava de ne pas être tombé de trop haut quand on faisait de l'escalade, à Viola pour toute cette passion qui s'en dégage et pour son accueil chaque fois que je lui rendait visite, à Walt pour être la seule chauve souris bleue que je connaisse et à Yasmine a qui je dirai noooooooooooooooooonnnnnnnnn. Et enfin un grand merci à tous ceux que j'ai pu oublié et parce que ça fait toujours plaisir de dire merci!!