



HAL
open science

Préparation de l'expérience ATLAS auprès du futur grand collisionneur de protons LHC : performances du calorimètre électromagnétique et potentiels pour la physique du quark top

F. Hubaut

► **To cite this version:**

F. Hubaut. Préparation de l'expérience ATLAS auprès du futur grand collisionneur de protons LHC : performances du calorimètre électromagnétique et potentiels pour la physique du quark top. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de la Méditerranée - Aix-Marseille II, 2007. tel-00144390

HAL Id: tel-00144390

<https://theses.hal.science/tel-00144390v1>

Submitted on 3 May 2007

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



**UNIVERSITÉ DE LA MÉDITERRANÉE
AIX-MARSEILLE II**
FACULTÉ DES SCIENCES DE LUMINY
163 avenue de Luminy
13288 MARSEILLE Cedex 09

Mémoire présenté par

Fabrice HUBAUT

en vue d'obtenir

l'Habilitation à diriger des recherches

**Préparation de l'expérience ATLAS auprès
du futur grand collisionneur de protons LHC :
performances du calorimètre électromagnétique
et potentiels pour la physique du quark top**

soutenu le 29 mars 2007

devant le jury composé de

Dr.	R. Aleksan	Président
Dr.	D. Froidevaux	Rapporteur
Dr.	E. Kajfasz	
Dr.	D. Pallin	Rapporteur
Prof.	Ph. Schwemling	Rapporteur
Prof.	M. Talby	

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Daniel Froidevaux, Dominique Pallin et Philippe Schwemling, qui ont eu la gentillesse d'accepter le rôle de rapporteur de ce mémoire, ainsi que Roy Aleksan, directeur du CPPM, Mossadek Talby, qui a joué son rôle de tuteur avec enthousiasme, et Eric Kajfasz, éminent représentant de la collaboration D0 et de la confédération des ch'tis, d'avoir bien voulu être membres de mon jury de soutenance.

La physique des hautes énergies offre l'occasion de travailler en équipe au sein de collaborations mondiales. Dans ma (pourtant encore courte) carrière, j'ai donc cotoyé, de manière plus ou moins proche, de nombreuses personnes, techniciens, ingénieurs et physiciens. Je ne pourrais les citer tous de peur d'en oublier, mais je les remercie collégialement car je leur suis redevable d'avoir beaucoup appris à leur contact. Prétendre à être habilité pour diriger des recherches est un peu le moyen de leur rendre la pareille. Certains m'ont offert leur temps, une ambiance sympathique et une partie de leur amitié. Je salue plus particulièrement Cedric Cerna et Olivier Le Dortz pour les bons moments passés ensemble.

Bien entendu, quelques personnes contribuent plus que les autres dans l'évolution et le cheminement d'une carrière. Je salue donc ici Jean-Jacques Aubert, avec qui je n'ai pas travaillé depuis la fin de ma thèse en 1999 mais dont l'enseignement continue, je pense, à me guider quelque peu. Je remercie aussi particulièrement Philippe Schwemling et Bertrand Laforge pour leur accueil au LPNHE-Paris où j'ai fais mes premiers pas dans ATLAS dans une ambiance formidable, et Emmanuel Monnier qui, par son efficacité à prendre sur lui tout type de problème, m'a sans doute facilité les conditions de travail depuis mon retour au CPPM. Enfin, une grande partie du travail présenté dans ce mémoire n'aurait été pareille sans ma collaboration étroite et amicale avec Pascal Pralavorio. Je l'en remercie vivement et lui souhaite bon courage pour sa propre HDR !

Pour finir, au-delà des aspects professionnels, je remercie de tout mon cœur ma femme et mes filles pour une multitude de choses, parmi lesquelles la patience dont elles ont su faire preuve durant l'écriture de ce mémoire, quelquefois trahie par des petits "toc toc" sur la porte ponctués de tendres "Papa, t'as bientôt fini ton travail ?".

Table des matières

Avant-propos	3
1 Introduction	4
2 Le détecteur ATLAS, performances et état d'avancement	7
2.1 Le trajectrographe interne	8
2.2 Le système calorimétrique	11
2.2.1 Le calorimètre électromagnétique	11
2.2.2 Le calorimètre hadronique	14
2.2.3 Les calorimètres vers l'avant et l'arrière	15
2.3 Le spectromètre à muons et les toroïdes	16
2.4 Le système de déclenchement et d'acquisition de données	18
2.5 Performances combinées	19
2.6 Etat d'avancement de la construction	21
3 Optimisation de la mesure de l'énergie avec le calorimètre électromagnétique	23
3.1 Structure du calorimètre	23
3.2 Electronique	27
3.3 Reconstruction du signal et étalonnage	29
3.4 Mesure de l'énergie	32
3.5 Construction et tests	34
4 Performances sous faisceau du calorimètre électromagnétique	36
4.1 Motivations et historique	36
4.2 Dispositif	36
4.3 Uniformité et terme constant	38
4.3.1 Objectifs	38
4.3.2 Cadre de l'étude, traitement des cellules à problème	39
4.3.3 Reconstruction des électrons	42
4.3.4 Mesure de la non-uniformité et du terme constant	49
4.3.5 Résultats pour les modules du tonneau	52
4.4 Diaphonie	53
4.5 Réponse aux muons	53
4.6 Autres résultats	56
4.6.1 Linéarité et résolution en énergie	56
4.6.2 Résolution angulaire et en position	56
4.6.3 Séparation γ/π^0	57
4.6.4 Résolution en temps	59
4.7 Mise en œuvre du calorimètre	59

5 La physique du quark top aujourd'hui	61
5.1 Enjeux	61
5.2 Production, décroissance et détection du quark top	63
5.3 Polarisation du top et du W , reflets de la production et de la décroissance du quark top	64
5.4 Les acquis du Tevatron	66
5.4.1 Propriétés fondamentales du top	66
5.4.2 Production du top	68
5.4.3 Décroissance du top	68
5.5 Les attentes du LHC	70
6 La physique du quark top avec ATLAS	71
6.1 Outils de simulation	71
6.2 Déclenchement	72
6.3 Des premières données aux mesures de précision	73
6.4 Sélection hors-ligne	74
6.5 Reconstruction	76
6.6 Potentiel de mesure de la polarisation du top et du W dans les paires $t\bar{t}$	79
6.6.1 Observables	79
6.6.2 Méthode de mesure	82
6.6.3 Erreurs systématiques	84
6.6.4 Résultats	87
6.6.5 Sensibilité à la nouvelle physique	88
6.7 Synthèse des autres potentiels de mesure et de découverte d'ATLAS	91
6.7.1 Propriétés fondamentales du top	91
6.7.2 Production du top	92
6.7.3 Décroissance du top	93
6.8 Conclusions	94
7 Conclusions et perspectives personnelles	95
Bibliographie	97
Curriculum Vitae et activités d'encadrement	109
Liste des publications	111

Avant-propos

Ce mémoire présente une synthèse des travaux que j'ai effectués depuis 7 ans pour la préparation de l'expérience ATLAS, devant fonctionner auprès du futur grand collisionneur de hadrons du CERN, le LHC, qui entrera en service en 2008.

Après un doctorat obtenu dans le domaine de la physique des particules, et plus particulièrement dans sa branche liée à l'astrophysique, j'ai été embauché au CNRS en 1999 à l'âge de 24 ans. Je me suis alors engagé dans la voie de la recherche sur accélérateurs en travaillant sur le projet ATLAS, d'abord au Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Energies de Paris (LPNHE) de 1999 à 2002, puis au Centre de Physique des Particules de Marseille (CPPM). Ce projet, plus que tout autre dans le domaine de la physique des hautes énergies, présente une dimension collaborative fondamentale : mis au point par environ 2000 physiciens répartis dans 150 universités et laboratoires de plus de 30 pays, ATLAS est le détecteur le plus grand et le plus complexe jamais construit à ce jour. Les travaux de chacun s'inscrivent donc non seulement dans un contexte scientifique global qui sera décrit dans le chapitre 1, mais aussi dans le cadre d'une organisation de projet international qu'il est important de considérer (chapitre 2).

Mes activités principales se sont articulées autour de deux axes complémentaires. Le premier concerne la conception, la construction et les tests du calorimètre électromagnétique. Grâce à la mobilité géographique effectuée en 2002 de Paris à Marseille, j'ai travaillé activement à la fois sur la partie centrale et sur les bouchons de ce sous-détecteur. Le choix d'ATLAS dans la conception de son calorimètre électromagnétique revient à optimiser la résolution en énergie en minimisant le terme, dit constant, dont la contribution est dominante aux hautes énergies accessibles au LHC. Cela nécessite une construction rigoureuse, des tests réguliers et précis, ainsi que le développement d'une stratégie d'étalonnage et de reconstruction performante et fiable (chapitre 3). C'est ce qui a guidé la majeure partie de mon activité sur le calorimètre, notamment les analyses des tests sous faisceau qui seront présentées dans le chapitre 4.

Le second pan de mes travaux, exposé dans les chapitres 5 et 6, porte sur la mise au point de stratégies d'analyses de physique dans le secteur du quark top. La statistique abondante de quarks top qui sera produite par le LHC pourra être mise à profit pour en mesurer les propriétés pour la première fois avec précision, et ainsi donner accès à des tests importants du Modèle Standard. Etant de loin la particule fondamentale la plus lourde, avec une masse de l'ordre de l'échelle de Fermi, il pourrait jouer un rôle particulier dans le mécanisme de brisure de la symétrie électro-faible et des effets de nouvelle physique devraient être plus apparents dans son secteur que dans n'importe quel secteur léger de la théorie. C'est pourquoi je me suis intéressé à l'étude du potentiel d'ATLAS pour la mesure des couplages du top, qui pourraient avoir des propriétés modifiées par rapport aux prédictions du Modèle Standard.

Je ferai dans ce mémoire une synthèse de l'ensemble de ces activités en les replaçant dans leur contexte, plus de détails pouvant être trouvés dans mes publications, référencées à la fin de l'ouvrage. Je mentionnerai les thèses et post-doctorats que j'ai encadrés lors de ces études. Enfin, à la veille de la mise en fonctionnement d'ATLAS et de l'arrivée des premières données, j'indiquerai mes objectifs de recherche pour les années à venir.

1 Introduction

Le Modèle Standard (MS) de la physique des particules est une théorie quantique des champs décrivant les constituants élémentaires de la matière et leurs interactions [1]. Il offre un traitement homogène des interactions forte, électromagnétique et faible par l'introduction de symétries de jauge locales. Il rend ainsi compte du contenu en champs de matière (fermions) et en champs de jauge (bosons), et décrit complètement l'évolution dynamique de ces champs et leurs interactions. Afin d'engendrer les masses observées des particules, il introduit un champ scalaire, dit de Higgs, dont la dynamique est invariante sous la jauge électro-faible mais dont l'état fondamental ne fait pas apparaître cette symétrie : cette dernière est spontanément brisée. Ainsi, les bosons vectoriels acquièrent leur masse et un degré de liberté supplémentaire longitudinal¹. La masse des fermions est engendrée par l'ajout *ad-hoc* de leur couplage au champ de Higgs.

Une quantité impressionnante de données collectées depuis plusieurs décennies est en accord avec les prédictions du Modèle Standard, comme celle de l'existence des bosons intermédiaires W^\pm et Z^0 . La Figure 1 présente les écarts entre les valeurs mesurées jusqu'à l'été 2006 et les prédictions du MS, obtenues par un ajustement sur l'ensemble des données expérimentales. L'accord est remarquable, même sur les quantités mesurées à mieux que 0.1%. Ces tests en profondeur du modèle prouvent la validité des contributions purement électro-faibles, prédites par des corrections quantiques de la théorie. La cohérence de cette dernière avec les données du LEP permet d'ailleurs d'inférer l'existence du quark top, avec une masse de l'ordre de 170 GeV [2]. Ce quark fut découvert en 1995 auprès du Tevatron [3], et sa masse est aujourd'hui mesurée à 171.4 ± 2.1 GeV [4] (voir chapitre 5).

Malgré ces succès, nous sommes loin de pouvoir affirmer que nous avons tout compris, et le Modèle Standard n'est pas le point d'orgue de la physique des hautes énergies. Ainsi, la partie du modèle décrivant la brisure spontanée de la symétrie électro-faible n'a pas encore pu être validée par les données expérimentales. A ce jour, en effet, malgré les assauts menés au LEP et au Tevatron, le boson de Higgs, prédit par la théorie, n'a pas été découvert. Il n'y a donc jusqu'à présent aucune évidence directe suggérant quel mécanisme est responsable de la brisure de symétrie électro-faible. Les données accumulées permettent toutefois de contraindre à la fois la structure et la masse du champ de Higgs. Par exemple, les masses observées des bosons intermédiaires M_W et M_Z sont intimement liées à la structure du champ utilisé pour les engendrer. L'ensemble des mesures jusqu'à l'été 2006 conduit à la valeur suivante pour le rapport ρ_0 , corrigé des contributions radiatives calculées dans le cadre du MS [5] :

$$\rho_0 \equiv \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2 \Theta_W} = 1.0002^{+0.0007}_{-0.0004} \quad (1)$$

où Θ_W est l'angle de Weinberg. Cela est compatible avec $\rho_0 = 1$, attendu dans le cas d'un champ de Higgs formé d'un (comme dans le MS) ou de plusieurs doublets d'isospin [6]. La masse du boson de Higgs prédite dans le cadre du Modèle Standard est alors $M_H = 85^{+39}_{-28}$ GeV ou encore $M_H < 199$ GeV à 95% de niveau de confiance [7], comme illustré sur la Figure 2.

¹La stratégie de mesure de cette composante longitudinale avec le détecteur ATLAS sera présentée au chapitre 6 dans le cas du boson W .

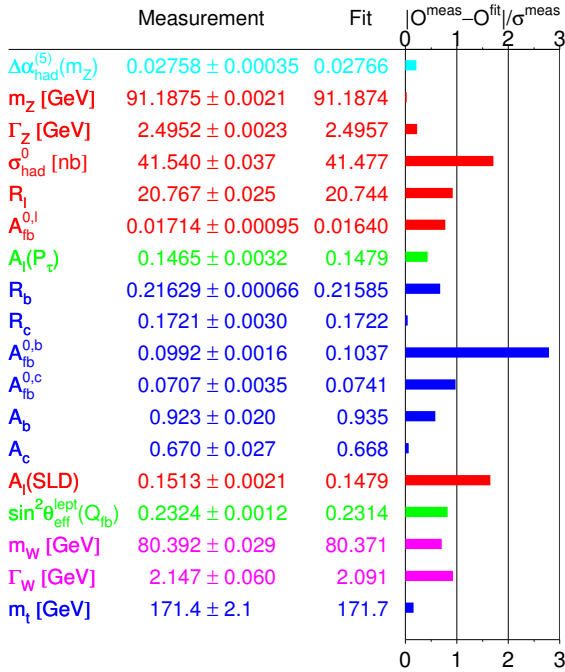


Figure 1: Ecart entre les mesures de précision électro-faibles et leurs valeurs prédites par un ajustement global sur les données expérimentales dans le cadre du Modèle Standard [7].

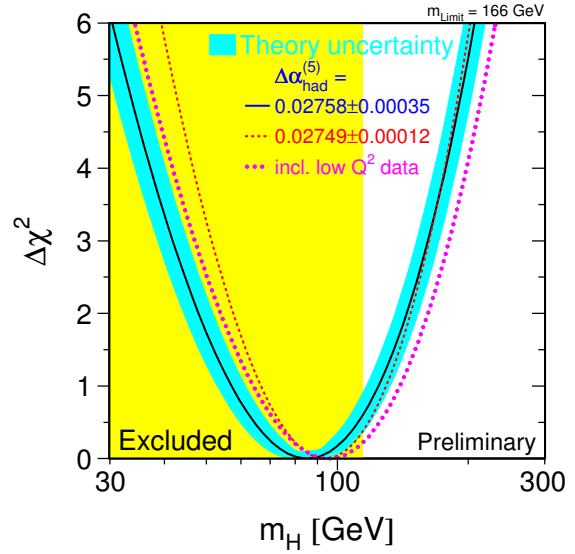


Figure 2: Variation du χ^2 de l'ajustement de l'ensemble des mesures de précision électro-faibles en fonction de la masse du Higgs dans le cadre du Modèle Standard [7]. La bande verticale représente la zone exclue par les recherches directes, $M_H < 114$ GeV [8].

Même si son dernier chaînon manquant, le boson de Higgs, était mis en évidence, le Modèle Standard (MS) est une théorie incomplète et il est impératif de rechercher le Modèle qui le sous-tend. En effet, de nombreux éléments clés restent inexplicés et ne trouvent pas de réponse dans son cadre strict :

- Le MS compte un grand nombre (25) de paramètres dont la valeur ne peut pas être expliquée et qui doivent donc être mesurés : 3 constantes de couplage, 12 masses de fermions, la masse du boson de Higgs, une masse indépendante de boson de jauge, 4 paramètres de mélange pour les quarks et 4 autres pour les leptons. Ce décompte fait état des 18 paramètres libres usuels auxquels sont ajoutés ceux afférents à la découverte récente de l'existence d'une masse non nulle pour les neutrinos. Il est également important de constater que cette découverte est la première brèche significative au Modèle Standard, car elle implique l'existence de neutrinos de chiralité droite, absents du modèle en l'état actuel des choses. Quoi qu'il en soit, le nombre élevé de paramètres libres du MS suggère qu'il n'est qu'une théorie effective, efficace jusqu'aux énergies que nous avons pu explorer jusqu'à présent, mais sous-tendu par un Modèle plus large et plus fondamental régi par un jeu restreint de paramètres, desquels tous les autres seraient déduits.

- Le MS offre un cadre théorique cohérent pour les interactions électro-faible et forte, même si elles ne sont pas unifiées, mais l'interaction gravitationnelle en est exclue. En outre, les grandes différences d'intensité entre les interactions ne sont pas expliquées.
- Le mécanisme qui donne une masse aux particules nous est encore inconnu, le boson de Higgs prédit par le MS n'ayant pas encore été mis en évidence. Même dans ce cadre, et sans évoquer l'extrême petitesse de la masse des fermions neutres, aucun argument théorique ne rend compte de la hiérarchie apparente des masses des fermions chargés, distribuées sur près de 6 ordres de grandeur. En particulier, pourquoi le quark top est-il si lourd, avec une masse proche de l'échelle de brisure de symétrie électro-faible ? Joue-t-il un rôle particulier dans le mécanisme de génération des masses ?
- Le MS souffre de problèmes conceptuels importants. D'une part, il introduit une hiérarchie improbable entre différentes échelles d'énergie fondamentales : l'échelle électro-faible se situe vers 200 GeV, alors que l'échelle de Planck est à environ 10^{19} GeV. D'autre part, les corrections radiatives à la masse du boson scalaire de Higgs augmentent quadratiquement avec l'échelle d'énergie. La seule issue pour que le MS soit cohérent jusqu'à l'échelle de Planck est alors d'effectuer un ajustement très fin des paramètres, sur 34 ordres de grandeur, ce qui est peu réaliste : on dit que le MS n'est pas une théorie naturelle.
- De manière non-exhaustive, voici d'autres observations auxquelles le MS n'apporte pas d'explication : l'existence de trois familles de particules, la violation de la symétrie CP , le mélange des fermions, la matière noire de l'Univers, ...

Ces manques et faiblesses impliquent qu'il faut tenter d'une part d'élucider le mécanisme de brisure de symétrie électro-faible et d'autre part de dépasser le Modèle Standard. Les recherches intenses menées dans ce sens au LEP puis au Tevatron sont restées vaines. Pour y parvenir, la recherche doit continuer auprès d'accélérateurs d'énergie et de luminosité accrues, tant que cela sera technologiquement et financièrement possible. Le LHC (*Large Hadron Collider*), qui fournira d'ici 2008 des collisions proton-proton avec une énergie disponible dans le centre de masse de 14 TeV et une luminosité de l'ordre de 10^{33} $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ au démarrage, puis de 10^{34} $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ par la suite, s'inscrit dans cette logique. Le fait d'explorer l'échelle d'énergie de l'ordre du TeV est particulièrement attendu. En effet, comme déjà montré sur la Figure 2, les mesures de précision électro-faibles s'accordent dans le cadre du MS avec la présence d'un boson de Higgs léger, de masse inférieure à quelques centaines de GeV. En outre, les mesures directes menées au LEP imposent une masse supérieure à 114 GeV [8]. Enfin, des exigences théoriques de cohérence interne du MS contraignent la masse du Higgs entre 50 GeV et 1 TeV. L'exploration de la fenêtre d'énergie entre 100 GeV et 1 TeV avec une grande luminosité permettra donc d'une part de découvrir le boson de Higgs, s'il existe, et d'autre part de rechercher des signes de la théorie sous-tendant le Modèle Standard, qui pourraient apparaître à de telles énergies. Soulignons que l'ensemble de mes activités auprès du détecteur ATLAS, présenté dans le prochain chapitre, s'inscrit pleinement dans ces objectifs prioritaires du LHC, puisque le calorimètre électromagnétique est taillé notamment pour la découverte du boson de Higgs dans les canaux $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$, et que l'étude détaillée du quark top et de ses propriétés pourrait être particulièrement propice pour dépasser le Modèle Standard.

2 Le détecteur ATLAS, performances et état d'avancement

ATLAS, acronyme de *A Toroidal Lhc ApparatuS*, est l'une des deux expériences "généralistes" en cours d'installation auprès du LHC², l'autre étant CMS (*Compact Muon Solenoid*). Elle permettra l'étude de nombreux domaines de la physique des hautes énergies [9] : le secteur électro-faible (propriétés des bosons de jauge W , Z et de leurs couplages), l'interaction forte, la physique du quark b et celle du quark top, présentée dans les chapitres 5 et 6, ou encore la recherche directe du boson de Higgs et de signes de la théorie qui sous-tend le Modèle Standard.

La Figure 3 présente une vue globale du détecteur ATLAS. Celui-ci possède l'architecture classique de la plupart des expériences sur collisionneurs : géométrie cylindrique et structure emboîtée en couches successives des différents sous-détecteurs. Ainsi, en partant du point de collision vers l'extérieur, on rencontre successivement le trajectographe interne, baignant dans un champ magnétique solénoïdal, les calorimètres électromagnétiques et hadroniques, et le spectromètre à muons, baignant dans un champ toroïdal. La particularité d'ATLAS est sa taille, 44 m de long, 20 m de diamètre pour un poids total de 7000 tonnes. Cela en fait le plus grand détecteur jamais construit et a engendré des défis techniques en proportion.

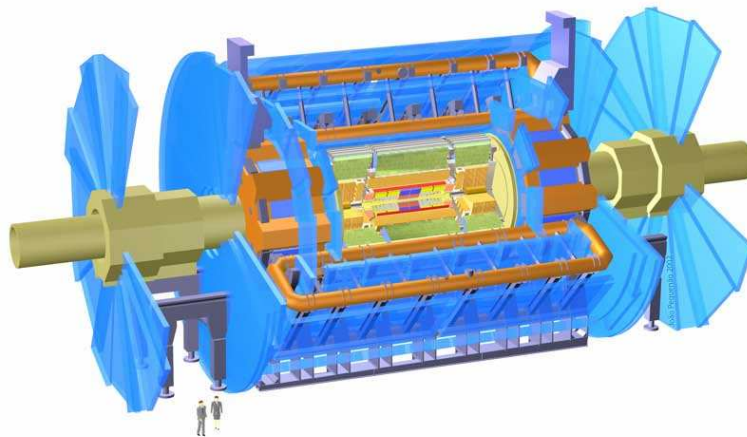


Figure 3: Vue globale du détecteur ATLAS. Les personnages en bas à gauche donnent l'échelle.

Une description complète du détecteur peut être trouvée dans le document [9] et dans les références relatives aux sous-détecteurs indiquées dans la suite. Seule une revue synthétique, nécessaire à la compréhension des travaux présentés dans les chapitres suivants, sera donnée ici. Pour chaque sous-détecteur, l'accent sera mis sur les principales performances prédites par les simulations les plus récentes, sur les résultats obtenus lors des divers tests sous faisceau et sur la stratégie d'étalonnage avant et après les premières collisions. En outre, les principales performances combinant les sous-détecteurs seront présentées, les plus cruciales pour la physique du top étant mises en exergue dans le chapitre 6. Enfin, à environ un an du début de la prise de données au LHC, un point sera fait sur l'état de la construction des différents éléments du détecteur. Notons que le calorimètre électromagnétique, objet des analyses des tests sous faisceau exposées au chapitre 4, sera décrit plus en détail dans le prochain chapitre.

²Deux autres expériences seront dédiées à une physique spécifique, celle de la violation de CP et des désintégrations rares dans le secteur des mésons B pour LHC-B et celle des ions lourds pour ALICE.

2.1 Le trajectographe interne

Le trajectographe interne d'ATLAS [10, 11] fonctionnera dans des conditions particulièrement difficiles, dues principalement au grand taux d'interactions au LHC, à l'importante densité de particules et au fort taux de radiations qu'il subira. Sous ces contraintes, il doit fournir à la fois des mesures de haute précision, cruciales pour la résolution en impulsion et la reconstruction de vertex déplacés signant la présence de particules à longue durée de vie comme les hadrons- B , et un grand nombre de points de mesure pour minimiser la sensibilité au fort taux d'occupation. C'est pourquoi il est lui-même constitué de trois sous-détecteurs, schématisés sur la Figure 4. Avec un rayon externe de 1.1 m et une longueur totale de 7 m, il couvre l'intervalle en pseudo-rapidité $|\eta| < 2.5$. La mesure de l'impulsion est rendue possible par l'immersion de l'ensemble dans un champ magnétique solénoïdal aligné sur l'axe des faisceaux. Ce champ, produit par une bobine supraconductrice de 2.5 m de diamètre et de 5.3 m de long, est de 2 T au centre ($\eta = 0$) et tombe à environ 0.5 T à la fin de la couverture du trajectographe ($|\eta| = 2.5$).

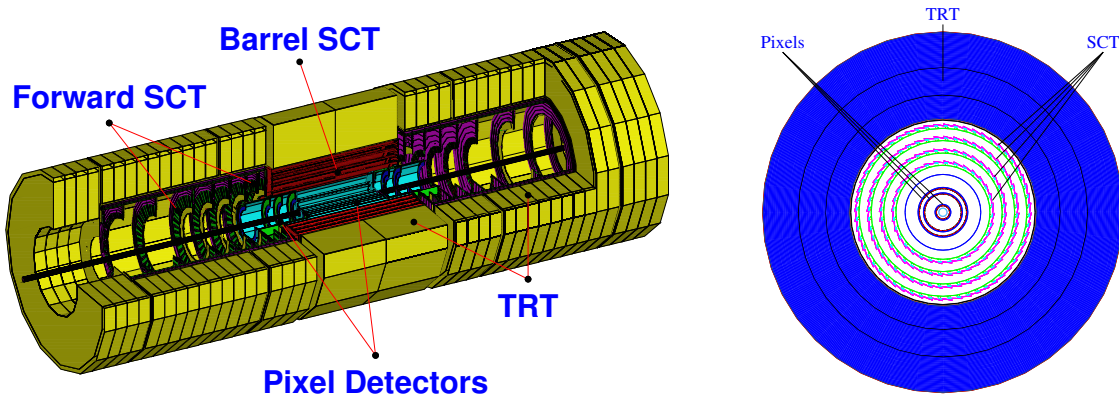


Figure 4: Schéma tri-dimensionnel (gauche) et coupe radiale (droite) du trajectographe interne.

Les systèmes de haute résolution sont constitués de silicium. Le plus interne, segmenté en pixels de $50 \times 400 \mu\text{m}^2$, comporte trois couches cylindriques de détection placées à des rayons respectifs de 5, 9 et 12 cm du faisceau, complétées de chaque côté par trois disques disposés à des distances de 50, 58 et 65 cm du point central. Il compte un total de 80 millions de pixels couvrant une surface de 1.7 m^2 . Sa fine granularité permet d'obtenir sur chaque point de mesure une résolution d'environ $12 \mu\text{m}$ dans le plan transverse et $70 \mu\text{m}$ dans la direction longitudinale. C'est en grande partie de lui dont dépendent les performances de reconstruction de vertex et donc d'identification des hadrons- B . Le système se trouvant à plus grand rayon, entre 25 et 50 cm, est moins finement segmenté. Appelé SCT (*SemiConductor Tracker*), il utilise la même technologie que les pixels, ces derniers étant remplacés par des micro-pistes de $80 \mu\text{m} \times 128 \text{ mm}$. Il contient quatre couches cylindriques de deux plans de détection décalés d'un angle stéréo de 40 mrad, complétées de chaque côté par neuf disques. Il compte un total de 6 millions de canaux couvrant une surface de 61 m^2 . La résolution sur chaque point de mesure est d'environ $22 \mu\text{m}$ dans le plan transverse et $580 \mu\text{m}$ dans la direction longitudinale. L'ensemble du système de précision en silicium permettra d'échantillonner la trajectoire de chaque particule avec au moins onze points de mesure (trois pixels et huit micro-pistes).

Il est complété aux rayons les plus externes par un détecteur constitué de tubes à pailles de 4 mm de diamètre, le TRT (*Transition Radiation Tracker*). Comparativement aux trajectographes au silicium, ce type de détecteur assure un suivi des particules avec moins de matière et à un coût réduit. Il permet ainsi d'échantillonner chaque trace chargée avec une trentaine de points de mesure, chacun avec une précision d'environ 130 μm . Cette grande densité de points dans la partie externe du trajectrographe, malgré leur moindre précision, contribue significativement à la mesure de l'impulsion, aucun des trois sous-systèmes ne dominant la résolution. Elle est en outre particulièrement efficace pour la détection de conversions de photons. La partie centrale du TRT contient 50 000 pailles de 144 cm de long couvrant l'intervalle $|\eta| < 0.7$. Celles-ci sont divisées en deux en leur milieu et lues à chaque bout afin de réduire le taux d'occupation. Chaque bouchon compte 125 000 pailles réparties sur 20 roues. Le nombre total de canaux de lecture s'élève donc à 350 000. De plus, les tubes sont remplis d'un mélange gazeux à base de Xénon et sont entourés d'un radiateur qui provoque l'émission d'un rayonnement X de transition lors du passage de particules chargées relativistes ($\gamma > \sim 2000$). Ce rayonnement est absorbé par le Xénon, qui produit des électrons secondaires s'ajoutant à ceux d'ionisation. Il est plus important dans le cas des électrons que dans celui des hadrons, ce qui aide à leur discrimination (voir Figure 5 ci-après).

D'après les simulations, la résolution sur le paramètre d'impact des traces de haute impulsion sera d'environ 10 μm dans le plan transverse et 120 μm dans la direction longitudinale [12]. En combinant ces informations et la recherche de vertex secondaires, une efficacité d'identification des jets b de 60% peut être obtenue avec un facteur de rejet des jets légers (resp. charmés) supérieur à 100 (resp. 10) [13]. La résolution sur l'impulsion transverse des traces est d'environ 2% jusqu'à 20 GeV, limitée par la diffusion multiple, et se dégrade au-delà. Elle est autour de 30% à 500 GeV, ce qui entraîne une mauvaise détermination du signe de la charge des muons dans 0.2% des cas³. Ce chiffre augmente à 1.4% pour les électrons à cause du rayonnement de freinage. En outre, ce dernier induit une réduction de l'efficacité de reconstruction des électrons isolés de 5 à 10% par rapport à celle des muons, qui est d'environ 99% pour un taux de fausses traces inférieur à celles d'empilement. Il en est de même pour les pions à cause des interactions nucléaires. L'efficacité de reconstruction des traces dans un jet dépend bien évidemment de leur densité, et donc de l'énergie du jet. Celle des traces de $p_T > 1$ GeV dans un jet de grande impulsion (typiquement > 20 GeV) est d'environ 90% pour un taux de fausses traces de l'ordre du pour mille [11]. L'ensemble de ces prévisions de performances est fiable, notamment par rapport à la présence de traces d'empilement à haute luminosité. Cela est assuré par la complémentarité des trois sous-systèmes : la précision des mesures des pixels et du SCT et la densité de celles du TRT.

Des modules de chaque composant du trajectrographe interne ont été testés sous faisceau. Il a ainsi été vérifié que les performances requises pour les pixels restaient toutes valides après une irradiation correspondant à la fluence hadronique et à la dose ionisante prévues dans ATLAS. Principalement, une efficacité de détection supérieure à 98% dans une fenêtre en temps de 25 ns et une résolution spatiale de 10 μm ont été obtenues [14]. De même, les tests d'irradiation effectués sur des modules du SCT sont conformes aux spécifications, avec une efficacité de

³La charge des muons de haute énergie sera déterminée par le spectromètre à muons, voir section 2.3.

détection supérieure à 99% et une résolution spatiale de $16 \mu\text{m}$ [15]. Par ailleurs, un secteur du détecteur à rayonnement de transition a été testé sous faisceau. Comme présenté sur la Figure 5, un facteur de rejet de 75 contre les pions chargés a été obtenu pour une efficacité de détection des électrons de 20 GeV de 90%, en bon accord avec les simulations [16].

Afin de garantir une performance robuste et stable, le défaut de positionnement relatif des différents canaux de mesure ne doit pas contribuer à la résolution totale par plus de 20%. Cela impose un alignement des pixels à $7 \mu\text{m}$, des pistes du SCT à $12 \mu\text{m}$ et des fils du TRT à $30 \mu\text{m}$ dans le plan $r - \Phi$ et à $O(100) \mu\text{m}$ dans la direction longitudinale z [11, 17]. La contrainte s'accroît même à $< O(1) \mu\text{m}$ en $r - \Phi$ et $O(10) \mu\text{m}$ en z sur les pixels et le SCT pour une mesure de la masse du W à moins de 20 MeV, qui nécessite une connaissance de l'échelle absolue en impulsion à 0.02%. Après une construction rigoureuse et des mesures optiques de précision, l'alignement final sera obtenu à l'aide de traces chargées, dont l'abondance au LHC devrait permettre d'atteindre une précision statistique de $O(1) \mu\text{m}$ en un jour de prise de données [17]. En outre, le champ magnétique doit être connu localement à mieux que 0.1%. Cet objectif nécessite l'élaboration d'une cartographie, effectuée *in situ* en août 2006 à l'aide de sondes de Hall avec une précision meilleure que 1 mT. Enfin, une connaissance autour de quelques pourcents (resp. 1%) de la quantité de matière que représente le trajectographe interne, estimée sur la Figure 6 d'après les simulations les plus récentes, est nécessaire pour étalonner l'échelle d'énergie du calorimètre électromagnétique à 0.1% (resp. 0.02% pour une mesure de la masse du W à moins de 20 MeV). Les informations accumulées lors de la construction et des tests sous faisceau seront affinées grâce à la mesure du taux de conversions de photons et à celle de E/p pour des électrons issus de W , dont la statistique devrait permettre de tendre vers la précision souhaitée avec quelques fb^{-1} de données [17].

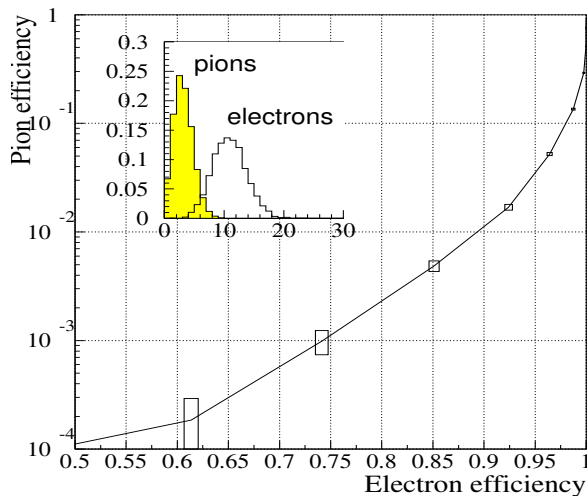


Figure 5: Efficacité de sélection des pions de 20 GeV en fonction de celle des électrons obtenue en faisceau-test. L'encart montre un exemple typique du nombre de dépôts d'énergie au-dessus d'un seuil de 6 keV.

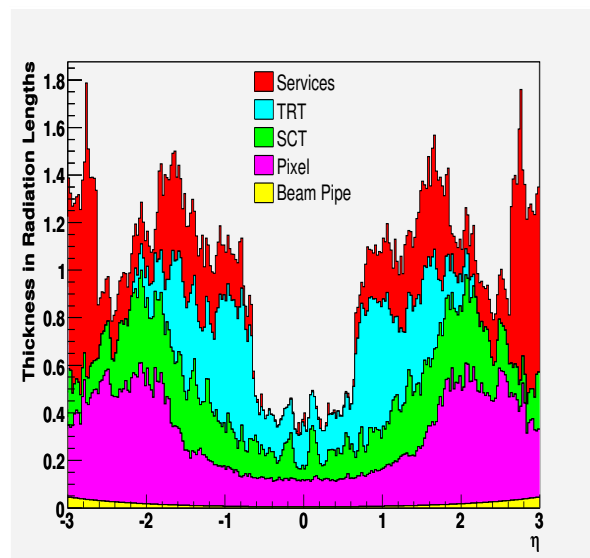


Figure 6: Quantité de matière, en longueur de radiation, représentée par les détecteurs internes en fonction de η . Les contributions du tube à vide, des pixels, du SCT, du TRT et des infrastructures sont montrées séparément.

2.2 Le système calorimétrique

Le système calorimétrique d'ATLAS [18] est schématisé sur la Figure 7 : on peut y distinguer ses composantes électromagnétiques (paragraphe 2.2.1) et hadroniques (paragraphe 2.2.2), ainsi que ses extensions vers l'avant et l'arrière (paragraphe 2.2.3). Sa large couverture en pseudo-rapacité ($|\eta| < 4.9$) et sa grande épaisseur sur l'ensemble de cette zone, représentée sur la Figure 8, garantissent une bonne mesure de l'énergie transverse manquante.

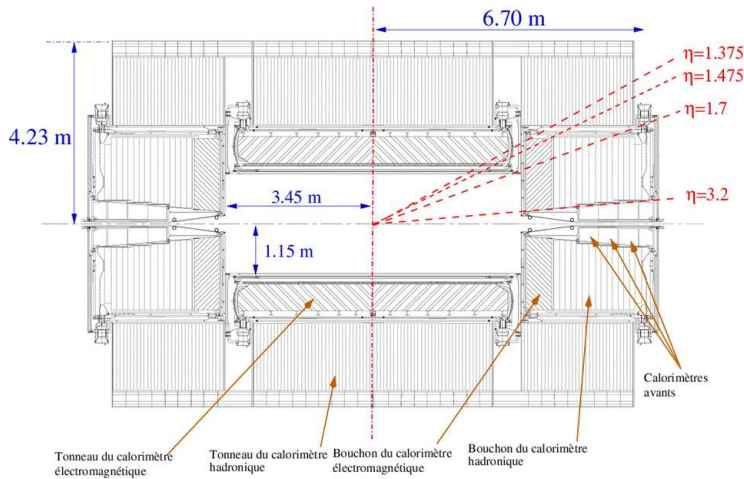


Figure 7: Coupe longitudinale du système calorimétrique.

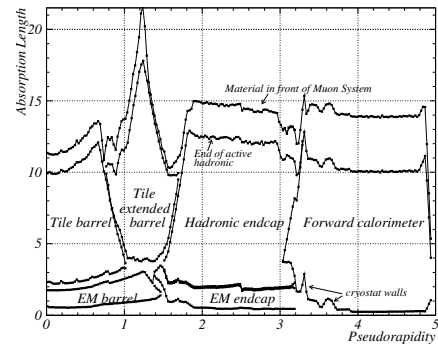


Figure 8: Quantité de matière, en longueur d'absorption, représentée par le système calorimétrique en fonction de η .

2.2.1 Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS [18] est un calorimètre à échantillonnage. Le milieu passif, ou absorbeur, qui contribue simplement au développement des cascades électromagnétiques, est constitué de plaques de plomb. Le milieu actif, ionisé par les particules de la cascade et recevant ainsi une partie de leur énergie, est de l'argon liquide. Ce choix, éprouvé par les expériences H1 et D0 notamment, se fonde sur des arguments de stabilité à long terme, de tolérance à l'irradiation, particulièrement importants dans les conditions d'opération extrêmes du LHC, et de linéarité de réponse sur une large gamme dynamique allant de quelques dizaines de MeV (niveau typique de bruit) au TeV (énergie maximale pouvant être déposée dans une cellule par un électron issu d'un boson de jauge de 5-6 TeV). Les électrons d'ionisation créés sont recueillis par des électrodes de lecture positionnées au milieu des interstices d'argon liquide, grâce à l'application d'un champ électrique d'environ 10 kV/cm. La principale particularité du calorimètre électromagnétique d'ATLAS est sa géométrie en accordéon, schématisée sur la Figure 9. Elle garantit une herméticité azimuthale quasi-parfaite, l'ensemble des câbles d'alimentation et de sortie de signaux étant disposé sur les faces avant et arrière du détecteur. En outre, elle permet de réduire la distance entre les canaux et les cartes de lecture, minimisant ainsi l'inductance du chemin parcouru par le signal. Cela rend possible l'utilisation de circuits de mise en forme rapide, cruciale pour accommoder le temps relativement lent de dérive dans l'argon (~ 400 ns sur 2 mm) avec le temps de croisement de 25 ns des faisceaux du LHC.

Le calorimètre électromagnétique est composé d'une partie centrale, de rayon compris entre 1.25 et 2.25 m et couvrant l'intervalle en pseudo-rapacité $|\eta| < 1.475$, et de deux bouchons dans les régions $1.375 < |\eta| < 3.2$. La partie centrale se divise en deux cylindres centrés sur l'axe du faisceau et placés respectivement dans les zones $\eta < 0$ et $\eta > 0$. Pour des raisons techniques, chaque bouchon est divisé en deux roues coaxiales appelées grande ($1.375 < |\eta| < 2.5$) et petite ($2.5 < |\eta| < 3.2$) roue. La partie centrale et les bouchons sont dans des cryostats distincts, chaque bouchon partageant le sien avec le calorimètre hadronique et les calorimètres vers l'avant (paragraphes 2.2.2 et 2.2.3). Celui de la partie centrale contient le solénoïde du trajectographe interne, placé juste devant le calorimètre.

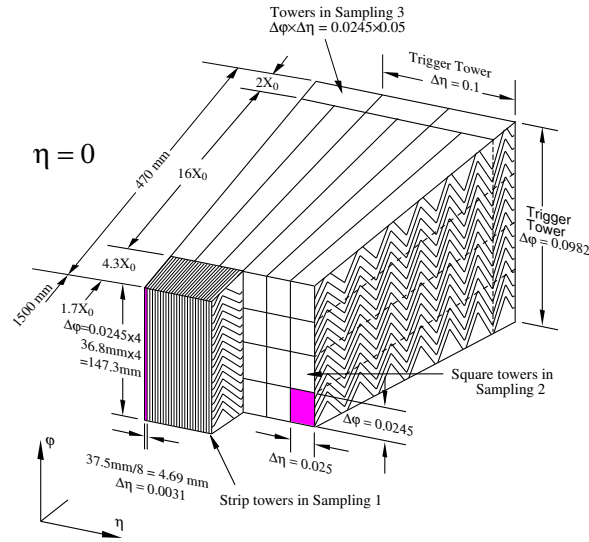


Figure 9: Schéma d'une petite partie du calorimètre électromagnétique, mettant en évidence sa structure en accordéon et sa segmentation longitudinale et transverse.

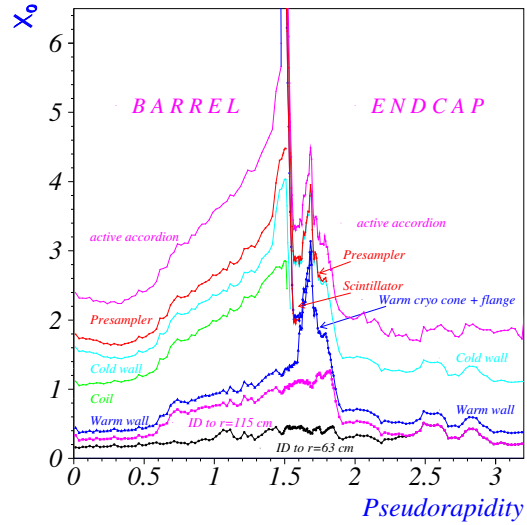


Figure 10: Quantité de matière, en longueur de radiation, présente devant le calorimètre électromagnétique, en fonction de η . Les contributions des différents éléments sont montrées séparément.⁴

La profondeur totale du calorimètre électromagnétique est supérieure à 22 longueurs de radiation (X_0) dans la partie centrale et à 24 X_0 dans les bouchons, ce qui garantit une contribution minimale des pertes longitudinales à la résolution en énergie même au-delà de 500 GeV. L'utilisation de la technologie par échantillonnage facilite l'obtention d'une segmentation à la fois transverse et longitudinale du détecteur, schématisée sur la Figure 9. Cette segmentation est notamment très utile pour la discrimination entre électrons et jets, particulièrement importante sur un collisionneur hadronique. Ainsi, le calorimètre est composé longitudinalement de trois compartiments dans la zone de précision du détecteur ($|\eta| < 2.5$, région de couverture du trajectographe interne) et de deux au-delà. Le premier, appelé S1, est constitué de bandes

⁴Les simulations les plus récentes indiquent une augmentation de cette quantité de matière comprise entre 10% et 50% selon η , notamment due à la ré-évaluation de la matière que représente le trajectographe interne, montrée sur la Figure 6.

étroites en η , qui permettent des mesures de position précises et assurent une discrimination entre les photons et les pions neutres (section 4.6). Le deuxième compartiment (S2) est le plus profond, entre 16 et 18 X_0 . Il collecte ainsi la majeure partie de l'énergie déposée. Enfin, le troisième compartiment (S3) permet d'estimer les pertes dues aux queues de haute énergie et aide à la séparation entre particules électromagnétiques et hadroniques. Afin de corriger des pertes d'énergie dans la matière devant le calorimètre (notamment solénoïde, cryostat et trajectographe interne), représentée sur la Figure 10, un pré-échantillonneur est installé dans la région où cette quantité est supérieure à 2 X_0 , soit $|\eta| < 1.8$. Son mode de fonctionnement est semblable à celui du calorimètre, la différence principale étant qu'il ne comporte pas d'absorbeur. La profondeur de sa partie active est de 11 mm d'argon liquide dans la partie centrale et de 5 mm dans les bouchons. De même que la segmentation longitudinale, la granularité transverse selon η du calorimètre est obtenue sur le dessin des électrodes de lecture, la projectivité étant assurée. Ceci est montré sur la Figure 11 (resp. 24 au chapitre 3) dans le cas du calorimètre central (resp. des bouchons). La segmentation selon l'angle azimuthal Φ est définie par la sommation analogique des signaux issus de plusieurs électrodes de lecture (section 3.2). La granularité transverse de chaque compartiment est indiquée dans la Table 1. Au total, près de 175 000 cellules de lecture (101 760 cellules pour la partie centrale, 62 208 pour les bouchons et 9 344 pour le pré-échantillonneur) assurent au calorimètre une fine granularité.

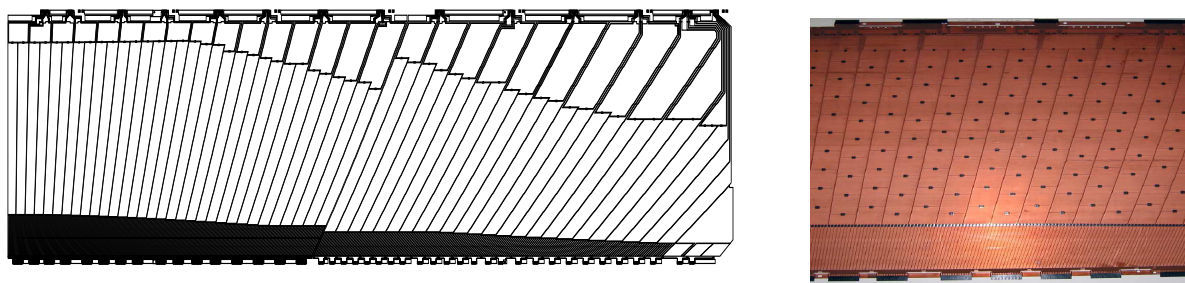


Figure 11: *Vue schématique de la segmentation longitudinale, en trois compartiments, et transverse projective, dessinée sur les électrodes de lecture du calorimètre central. La photographie de droite montre une partie (environ 50 cm) à bas η avant pliage en forme d'accordéon.*

		Compartiment S1	Compartiment S2	Compartiment S3
Partie centrale	$ \eta \leq 1.35$	$0.025/8 \times 0.1$	0.025×0.025	0.050×0.025
	$1.35 \leq \eta \leq 1.4$	0.025×0.1	0.025×0.025	–
	$1.4 \leq \eta \leq 1.475$	0.025×0.1	0.075×0.025	–
Bouchons	$1.375 \leq \eta \leq 1.425$	0.050×0.1	0.050×0.025	–
	$1.425 \leq \eta \leq 1.5$	0.025×0.1	0.025×0.025	–
	$1.5 \leq \eta \leq 1.8$	$0.025/8 \times 0.1$	0.025×0.025	0.050×0.025
	$1.8 \leq \eta \leq 2.0$	$0.025/6 \times 0.1$	0.025×0.025	0.050×0.025
	$2.0 \leq \eta \leq 2.4$	$0.025/4 \times 0.1$	0.025×0.025	0.050×0.025
	$2.4 \leq \eta \leq 2.5$	0.025×0.1	0.025×0.025	0.050×0.025
	$2.5 \leq \eta \leq 3.2$	–	0.1×0.1	0.1×0.1

Table 1: *Granularité ($\Delta\eta \times \Delta\Phi$) du calorimètre électromagnétique d'ATLAS.*

Les performances requises pour le calorimètre électromagnétique ont été définies à partir de simulations de canaux de physique particulièrement contraignants pour ce sous-détecteur, comme la recherche du Higgs $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow eeee$, ou celle de la désintégration de bosons de jauge lourds [18]. Ces études, associées à des campagnes de tests sur des prototypes (1990-1995) [19] et des modules de pré-production (1998-2000) [20], ont guidé les choix de la conception détaillée du calorimètre exposés brièvement ci-dessus et qui seront précisés dans le chapitre 3. Les performances seront détaillées dans le chapitre 4 lors de la présentation des principaux résultats obtenus lors des tests sous faisceau. Grâce à ces derniers, l'échelle absolue en énergie sera connue avec une précision de quelques pourcents. Elle sera améliorée *in situ* en étalonnant à la masse du Z (et de résonances de plus basse énergie comme le J/Ψ) les événements di-électrons correspondants, et par étalonnage croisé entre le calorimètre et le détecteur interne grâce à la mesure de E/p des nombreux électrons issus de W . L'objectif, qui nécessitera une dizaine de fb^{-1} de données et une simulation Monte Carlo bien ajustée du détecteur [21], est d'atteindre une précision finale de 0.02% pour une mesure de la masse du W à moins de 20 MeV.

2.2.2 Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique [18, 22] se compose également d'une partie centrale ($|\eta| < 1.7$) fermée par des bouchons ($1.5 < |\eta| < 3.2$). Ce sont des détecteurs à échantillonnage exploitant chacun une technologie différente. La partie centrale utilise des plaques de fer comme absorbeur et des tuiles scintillantes comme matériau actif, la lumière étant collectée et transmise à des photomultiplicateurs. De géométrie cylindrique, elle a une demi-longueur de 6.1 m, un rayon compris entre 2.3 m et 4.2 m, et pèse à elle seule 2900 tonnes. Les tuiles, situées dans des plans perpendiculaires au faisceau, sont segmentées en trois compartiments longitudinaux. La granularité des cellules de détection est de $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0.1 \times 0.1$, sauf pour le troisième compartiment (0.2×0.1). Le nombre total de cellules de lecture est de 9344.

Pour des raisons de forte irradiation dans les régions de grande rapidité, les bouchons du calorimètre hadronique n'utilisent pas de scintillateurs comme la partie centrale. Ils sont installés dans les mêmes cryostats que ceux du calorimètre électromagnétique (voir Figure 12) et sont basés sur la même technologie. Ce sont des calorimètres à échantillonnage, avec l'argon liquide comme milieu actif et des plaques parallèles de cuivre comme absorbeur. De 2.1 m de rayon externe, chaque bouchon est segmenté longitudinalement en quatre compartiments. La granularité des cellules de détection est de $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0.1 \times 0.1$ pour la région $1.5 < |\eta| < 2.5$ et 0.2×0.2 pour $2.5 < |\eta| < 3.2$. Le nombre total de cellules de lecture est de 6144.

Divers tests sous faisceaux d'électrons et de pions ont été conduits sur des modules prototypes et des modules de production des parties centrales et des parties bouchons du calorimètre hadronique. Ceux combinant le détecteur à tuiles scintillantes et le calorimètre électromagnétique indiquent une résolution d'environ $\frac{\sigma}{E} \sim \frac{45\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 2\%$ pour les pions, compatible avec la performance souhaitée de $\frac{\sigma}{E} \sim \frac{50\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 3\%$ pour les jets, et une linéarité meilleure que 2% entre 10 et 300 GeV [23]. La résolution en énergie intrinsèque de la partie bouchon du calorimètre hadronique a pu être estimée à $\frac{\sigma}{E} = \frac{62\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 5\%$ pour les pions [24], en accord avec les

simulations. Ces dernières prédisent alors, en incluant le calorimètre électromagnétique, une résolution en énergie sur les jets de $\frac{\sigma}{E} = \frac{56\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 2\%$, comparable à la spécification d'ATLAS. Un test combiné avec le calorimètre électromagnétique a permis de confirmer cela et de mettre au point les procédures de reconstruction de l'énergie des hadrons [25]. L'objectif premier est de transposer les résultats à l'environnement d'ATLAS, avec la présence d'un champ magnétique et une quantité de matière devant le calorimètre différente, afin d'obtenir une précision meilleure que 10% sur l'échelle absolue d'énergie des jets. L'étalonnage du calorimètre sera affiné *in situ* en utilisant la précision du trajectographe, grâce à la mesure de E/p de hadrons chargés isolés comme ceux issus de τ . Le transfert entre hadrons chargés et jets se fera à l'aide de la mesure de la masse du W dans le canal $t\bar{t}$ et de la balance en p_T dans les canaux Z +jet et γ +jet, ce qui devrait permettre d'atteindre une précision finale autour du % sur l'échelle absolue d'énergie des jets légers avec quelques fb^{-1} . Il est important de noter que seuls les deuxièmes canaux (Z +jet et γ +jet) peuvent être utilisés pour les jets de b .

2.2.3 Les calorimètres vers l'avant et l'arrière

Les parties bouchons des calorimètres électromagnétiques et hadroniques sont complétées par un détecteur situé dans le même cryostat couvrant la partie $3.1 < |\eta| < 4.9$, schématisé sur la Figure 12. Il permet d'améliorer l'herméticité de l'ensemble, ce qui est crucial pour la résolution sur l'énergie transverse manquante et la capacité d'identification de jets vers l'avant. Il est segmenté longitudinalement en trois modules de 45 cm de rayon externe. Chacun est un calorimètre à échantillonnage : le premier est électromagnétique et utilise du cuivre comme milieu absorbant; les deux autres sont hadroniques, basés sur une matrice de tungstène. Le nombre total de cellules de lecture est de 3 600, avec une granularité de $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0.2 \times 0.2$.

Les résultats de tests sous faisceau pratiqués sur des modules prototypes sont meilleurs que les spécifications d'ATLAS pour la physique électromagnétique et hadronique dans cette région. En effet, des résolutions de $\frac{34\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 2\%$, avec une linéarité meilleure que 1%, pour les électrons [26], et de $\frac{81\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 3\%$ pour les pions, ont été obtenues. Ceci est confirmé par les analyses, en cours de finalisation, sur les modules de série [27].

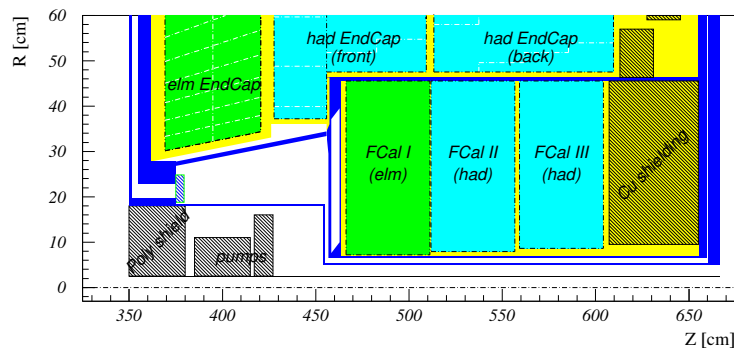


Figure 12: Coupe longitudinale d'une partie du cryostat des calorimètres bouchons montrant l'agencement de ses différentes composantes électromagnétiques (*elm*) et hadroniques (*had*), dont celles situées vers l'avant (*FCal*).

2.3 Le spectromètre à muons et les toroïdes

Schématisé sur la Figure 13, le spectromètre à muons [28] est constitué d'un ensemble de trajectographes de précision et de chambres à déclenchement rapide baignant dans un champ magnétique toroïdal. Sur l'intervalle de pseudo-rapacité couvert ($|\eta| < 2.7$), les particules traverseront trois stations de précision. Celles-ci sont installées à des rayons de 5, 7.5 et 10 m autour de l'axe du faisceau pour la région $|\eta| < 1$ et verticalement à des distances entre 7 et 22 m du point d'interaction pour la région située au-delà. Elles sont pour la plupart constituées de tubes à dérive, sous une pression de 3 bars, regroupés en 2×4 couches pour les stations internes et 2×3 pour les autres. Chaque tube, perpendiculaire à l'axe du faisceau et parallèle aux lignes de champ magnétique, fournit une mesure spatiale dans le plan $r - z$ d'une précision d'environ $80 \mu\text{m}$ avec une efficacité supérieure à 99%. L'ensemble des stations, appelées MDT (*Monitored Drift Tubes*), compte un total de 370 000 cellules de lecture et couvre une surface de 5500 m^2 . Afin d'obtenir de manière stable et robuste la résolution requise sur l'impulsion des muons de grande énergie, le défaut de positionnement relatif des différentes cellules doit être bien inférieur à leur résolution intrinsèque. Il n'est évidemment pas possible de stabiliser mécaniquement un système de cette taille avec une précision de quelques dizaines de microns. C'est pourquoi un système optique basé sur des lasers mesurera en permanence les déformations et les positions de l'ensemble. Cela sera complété par un étalonnage *in situ* à l'aide de muons cosmiques puis de traces reconstruites obtenues avec et sans le champ magnétique toroïdal [29].

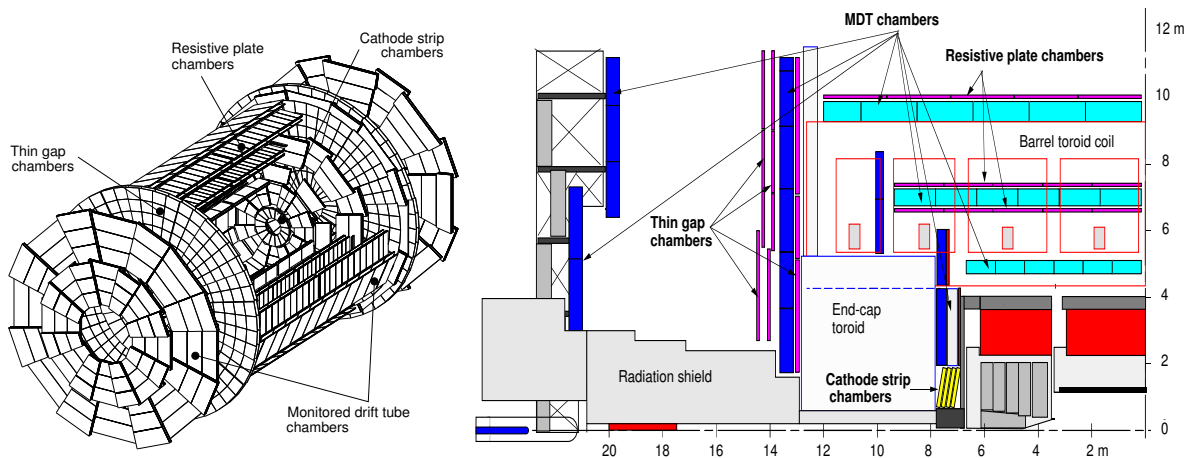


Figure 13: Structure des différentes chambres de détection des muons : vue tri-dimensionnelle à gauche et coupe longitudinale à droite.

Pour garder un taux d'occupation acceptable, les stations internes de la région vers l'avant ($|\eta| > 2$), où le nombre attendu de particules est très grand ($> 200 \text{ Hz/cm}^2$), ont été construites avec une autre technique de détection. Constituées de chambres proportionnelles multi-fils dont la cathode est segmentée en rubans, elles sont appelées CSC, *Cathode Strip Chambers*. De granularité plus fine que les MDT, elles comptent un total de 67 000 canaux de lecture couvrant une surface de 27 m^2 . Leur résolution spatiale est d'environ $60 \mu\text{m}$ par point de mesure.

L'information de déclenchement est fournie par trois plans de détecteurs suffisamment rapides pour être utilisés au premier niveau (voir section 2.4). Dans la région centrale, $|\eta| < 1$, ce sont des chambres à plaques résistives (RPC, *Resistive Plate Chambers*). Elles sont constituées de plaques parallèles de bakélite entre lesquelles est appliqué un champ électrique de 4.5 kV/mm, induisant la multiplication par avalanche des électrons déposés par ionisation primaire. Le signal est alors collecté par effet capacitif sur des électrodes de lecture. L'ensemble du système RPC compte 355 000 canaux de lecture et couvre une surface de 3 650 m². Dans la région de plus grande rapidité, $1 < |\eta| < 2.4$, sont utilisées des chambres à gap étroit (TGC, *Thin Gap Chambers*), des chambres proportionnelles multi-fils dont la conception est proche de celle des CSC. Elles comptent un total de 440 000 canaux de lecture sur une surface de 2 900 m². En outre, les stations de déclenchement rapide RPC et TGC fourniront également des informations de position complémentaires à celles des chambres de précision, c'est à dire dans la direction Φ perpendiculaire au plan $r - z$, avec une résolution de quelques mm. De plus, elles possèdent une résolution en temps de l'ordre de la ns pour identifier le croisement de faisceau.

Le champ magnétique toroïdal qui baigne l'ensemble afin de courber les trajectoires des muons est créé par des bobines supraconductrices et vaut au maximum 4 T. Dans la région centrale ($|\eta| < 1$), huit bobines de 25.3 m de longueur et d'extension radiale comprise entre 4.7 m et 10 m sont installées autour du calorimètre hadronique, chacune dans leur cryostat. Elles sont complétées de chaque côté du détecteur par huit autres bobines plus petites (5 m de longueur et une extension radiale entre 0.8 et 5.4 m) installées dans un seul cryostat, et qui fournissent le champ magnétique dans la zone $1.4 < |\eta| < 2.7$. Une rotation relative de 22.5° entre les deux systèmes d'aimants permet d'optimiser la force de courbure dans la région intermédiaire ($1 < |\eta| < 1.4$). L'objectif est d'atteindre une connaissance du champ magnétique à mieux que 0.1%, d'abord grâce à l'utilisation de 5 000 sondes de Hall puis en étalonnant à la masse du Z les événements di-muons correspondants. En outre, un étalonnage croisé avec le détecteur interne, grâce à la mesure des impulsions transverses des nombreux muons issus de W , devrait permettre d'atteindre une précision finale meilleure que 0.1% sur l'échelle en impulsion, nécessaire pour une mesure de la masse du W à moins de 20 MeV.

Toutes les composantes du spectromètre à muons ont été testées aussi bien sous faisceau qu'avec des cosmiques. Les performances attendues, notamment en terme de résolution des stations de précision ou d'alignement relatif des chambres, ont été atteintes [30, 31, 32]. Le système devrait donc permettre d'obtenir une résolution sur l'impulsion transverse des muons de l'ordre de 2-3% entre 20 et 200 GeV, limitée par la diffusion multiple. A 1 TeV, la résolution est de 10%, ce qui entraîne un taux de mauvaise détermination du signe de la charge des muons inférieur au %. A basse impulsion (< 20 GeV), la résolution se dégrade fortement (6-8%) à cause des fluctuations des pertes d'énergie dans le système calorimétrique. La Figure 14 montre qu'en combinant les informations du spectromètre à muons avec celles du trajectographe interne, une résolution sur l'impulsion transverse inférieure à 2% peut être atteinte jusqu'à 100 GeV. Ces performances devraient permettre de reconstruire la masse du Higgs dans le canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$ avec une précision de 1.2% jusqu'à 200 GeV [33].

2.4 Le système de déclenchement et d'acquisition de données

Le système de déclenchement et d'acquisition de données d'ATLAS [34, 35] est crucial et complexe, car il doit s'accommoder du fort taux de croisements de faisceaux de 40 MHz, équivalent à un taux de collisions proton-proton de 1 GHz à haute luminosité, et du grand nombre de cellules de détection, environ 10^8 . Afin de sélectionner un taux d'événements d'environ 200 Hz, qui correspond à un stockage de l'ordre du Pétaoctet de données par an, ce système est basé sur trois niveaux, avec des réductions intermédiaires à 75 kHz puis à 2 kHz.

Le premier niveau, purement "hardware", utilise l'information calorimétrique avec une granularité réduite à $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0.1 \times 0.1$ et celle des chambres à déclenchement rapide du trajectographe à muons. La décision est prise en moins de $2.5 \mu\text{s}$ sur la base de multiplicité d'objets (électrons/photons isolés, taus/hadrons isolés, jets, muons) au-dessus d'un certain seuil en p_T et de variables globales d'énergie comme l'énergie transverse totale ou l'énergie transverse manquante. Il existe par exemple six seuils de déclenchement pour les muons. Comme schématisé sur la Figure 15, les trois seuils bas, entre 5 et 10 GeV, sont basés sur l'existence de deux stations proches touchées en coïncidence. Ils sont adaptés à la physique du B à basse luminosité. Les trois seuils hauts, entre 10 et 35 GeV, nécessitent que la troisième station soit aussi touchée. Ils serviront notamment à la recherche du Higgs et aux mesures dans les canaux de physique de grand p_T comme pour le quark top. Les deuxième et troisième niveaux de déclenchement sont des logiciels écrits en C++ et tournant sur des fermes de processeurs. Le deuxième niveau combine les informations des sous-détecteurs en utilisant leur granularité complète autour de régions restreintes centrées sur les objets identifiés par le niveau 1. Le temps de latence qui lui est accordé est d'environ 10 ms. Enfin, le dernier niveau utilise l'information complète de l'événement et doit prendre la décision de le stocker ou non en quelques secondes. De nombreux modes de déclenchement sont prévus afin de couvrir le large éventail de physique qu'il sera possible d'explorer au LHC. Ceux qui serviront à l'étude du quark top (chapitre 6) seront essentiellement basés sur la présence d'un ou deux lepton(s) isolé(s) (électrons ou muons) de grande impulsion transverse, typiquement $> 20 \text{ GeV}$.

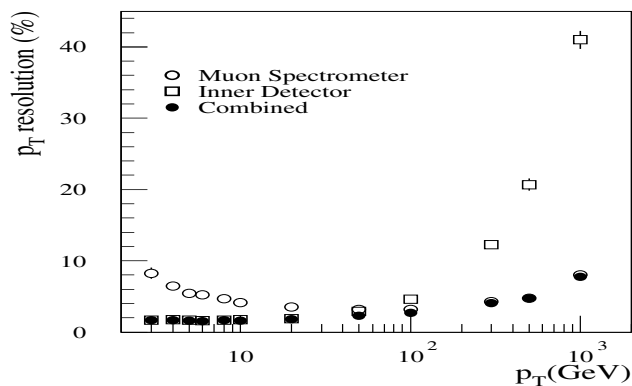


Figure 14: Résolution sur le p_T des muons avec le spectromètre à muons (ronds ouverts), le trajectographe interne (carrés ouverts) et la combinaison des deux instruments (ronds pleins).

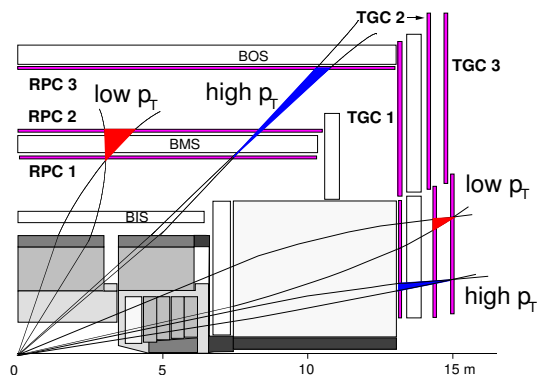


Figure 15: Schéma de la stratégie de déclenchement au premier niveau pour les seuils hauts et bas de muons.

2.5 Performances combinées

Les performances de découverte ou de mesure de physique font en général appel à l'ensemble des sous-détecteurs. L'exemple du quark top (chapitres 5 et 6) est significatif, puisque ses canaux de désintégration contiennent des jets, dont certains issus de quarks b , des électrons, des muons et de l'énergie transverse manquante. Les performances d'étiquetage des jets b , la connaissance de l'échelle absolue d'énergie, l'identification et la précision de mesure de l'énergie-impulsion des différents objets sont donc cruciales. Elles sont optimisées en combinant les informations provenant des différents systèmes de détection. L'évaluation de ces performances était l'un des objectifs du test sous faisceau effectué en 2004 réunissant les parties centrales de tous les sous-détecteurs, qui sera évoqué dans la section 4.7.

La combinaison des informations recueillies par les différents systèmes de détection permet notamment :

- de faire des étalonnages croisés, principalement grâce à la mesure de E/p des électrons issus de W et de hadrons chargés isolés comme ceux issus de τ , ainsi que de $p_T^{ID}/p_T^{Spectro}$ des muons. Chaque cas a été évoqué dans les sections précédentes.
- d'améliorer la mesure de l'énergie-impulsion des muons (voir Figure 14), ainsi que celle des électrons et photons en corrigeant des effets de rayonnement de freinage ou de conversion dus à la quantité de matière présente devant le calorimètre. En outre, la mesure de l'énergie transverse manquante est faite en combinant les informations du système calorimétrique et du spectromètre à muons. Les simulations les plus récentes indiquent une résolution de l'ordre de $0.45 \cdot \sqrt{\sum E_T}$ sur les deux composantes du vecteur E_T^{miss} à basse luminosité, où $\sum E_T$ est l'énergie transverse totale mesurée par les calorimètres [36].
- d'aider considérablement à l'identification des différents objets, notamment en combinant les informations calorimétriques avec des traces éventuellement associées reconstruites dans le trajectographe interne. C'est le cas pour l'identification des électrons isolés de grande impulsion ($p_T > 20$ GeV), des électrons mous comme ceux issus de la désintégration de quarks b , des photons ou des τ se désintégrant hadroniquement.

Par exemple, l'extraction d'électrons isolés de grande impulsion transverse (typiquement $p_T > 20$ GeV) de l'énorme bruit de fond des jets QCD est essentielle pour de nombreux canaux de physique. La discrimination se fonde sur les profils latéral et longitudinal des dépôts calorimétriques, l'existence d'une trace chargée dans le trajectographe interne dont la direction et l'impulsion sont en accord avec les données du calorimètre, ainsi que sur le rayonnement de transition enregistré dans le TRT (voir Figure 5). En optimisant les critères pour garder une efficacité de sélection des électrons supérieure à 70% à basse (resp. haute) luminosité, un facteur de rejet des jets de $p_T > 17$ GeV (resp. 25 GeV) de l'ordre de 10^5 est obtenu avec une simulation détaillée du détecteur [37].

Sur la base de critères analogues sur les dépôts calorimétriques et d'une faible activité associée dans le trajectographe interne, prenant en compte la possible conversion des photons dans la matière présente devant le calorimètre, une efficacité de sélection de photons isolés de grande impulsion transverse de 80% est obtenue pour un facteur de rejet des jets

de $p_T > 25$ GeV supérieur à 5000 à basse et haute luminosité [38]. Cela est, bien sûr, particulièrement important pour la recherche d'un boson de Higgs se désintégrant en deux photons. Ainsi, le bruit de fond réductible γ -jet et jet-jet est réduit à un taux de l'ordre de 25% du bruit de fond irréductible γ - γ . Cela permet de rendre ce canal particulièrement prometteur dans la difficile recherche d'un Higgs léger. Comme schématisé sur la Figure 16, le potentiel de découverte est par exemple de 6σ à 120 GeV pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} avec une analyse simple basée sur des coupures [39]. L'utilisation d'une méthode de maximum de vraisemblance et la considération supplémentaire des canaux $H \rightarrow \gamma\gamma + 1, 2$ jet(s) pourraient même permettre une découverte ($>5\sigma$) avec 10 fb^{-1} [39, 40]. Une majeure partie de ce potentiel reste, bien sûr, liée à la résolution sur la masse invariante des deux photons, $\sim 1.2\%$ à basse luminosité [39], et donc aux performances du calorimètre électromagnétique. C'est à celles-ci que les deux prochains chapitres sont consacrés. Avant de les aborder, voyons l'état d'avancement de la construction et de l'assemblage des différents sous-détecteurs.

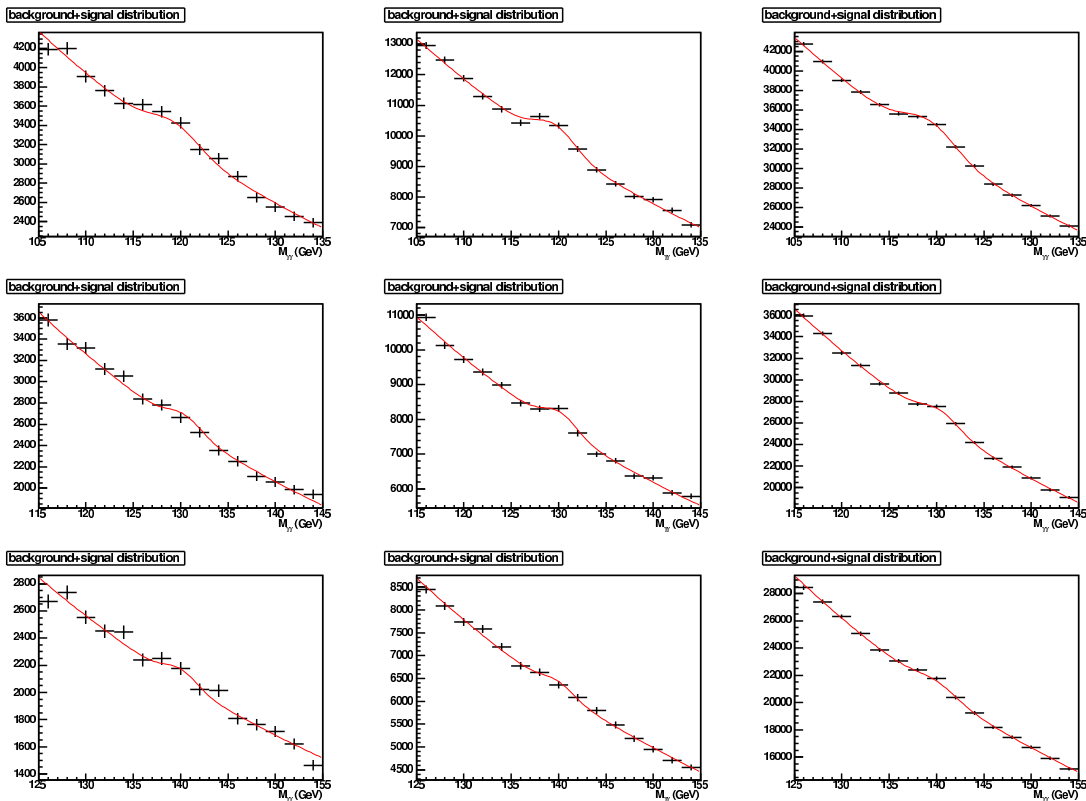


Figure 16: Distributions de la masse invariante $\gamma\gamma$ pour un signal $H \rightarrow \gamma\gamma$ et le bruit de fond associé. Les lignes correspondent, de haut en bas, à des masses du boson de Higgs de 120, 130 et 140 GeV. Les colonnes correspondent, de gauche à droite, à des luminosités intégrées de 10, 30 et 100 fb^{-1} .

2.6 Etat d'avancement de la construction

La construction de la plupart des sous-détecteurs est terminée et leur installation dans la caverne dédiée à l'expérience ATLAS est bien avancée. Ainsi, comme montré sur la Figure 17, la partie centrale de l'aimant toroïdal est présente depuis octobre 2005. Elle a été testée *in situ* à plein courant (21 kA) avec succès en novembre 2006. Les deux bouchons de l'aimant sont en cours d'assemblage et doivent être installés dans la caverne durant l'été 2007. Sur la Figure 17, la partie centrale des calorimètres est également visible, avant son positionnement au centre du détecteur effectué en novembre 2005. Le cryostat du calorimètre électromagnétique a été refroidi à la température de l'argon liquide au printemps 2006. Le solénoïde qu'il contient a été testé *in situ* à plein courant (8 kA) en août 2006, le champ magnétique ayant alors été cartographié à l'aide de sondes de Hall. Les deux cryostats bouchons contenant les calorimètres électromagnétiques, hadroniques et ceux vers l'avant, ont été descendus dans la caverne en décembre 2005 et avril 2006. Ils seront refroidis à la température de l'argon liquide en février et avril 2007. L'un d'eux est visible sur la Figure 18, entouré par une partie du détecteur à tuiles scintillantes. C'est également le cas sur la Figure 19, où quelques chambres à muons de la partie centrale se distinguent entre les bobines supraconductrices de l'aimant toroïdal. Elles sont pour la plupart ($\sim 90\%$) maintenant installées. Le planning est plus serré pour les grandes roues des parties bouchons, qui devraient être mises en place d'ici l'été 2007. La première, dédiée au déclenchement et visible sur la Figure 19, est terminée. Enfin, la partie centrale SCT+TRT du trajectographe interne a été insérée au cœur du détecteur fin août 2006, comme montré sur la Figure 20. Les parties bouchons sont intégrées ensemble et doivent être installées dans la caverne en avril 2007. Il manquera alors le détecteur à pixels, dont la construction s'est terminée en novembre 2006. Ses différentes couches (centrales et bouchons) ont été intégrées sur une structure unique contenant également le tube à vide, et seront mises en place en mai 2007.

En parallèle, l'installation des aimants du LHC est bien avancée et sera terminée au printemps 2007. La machine devrait alors être fermée à la fin du mois d'août. Les premières collisions sont prévues pour fin 2007 avec une énergie limitée à 900 GeV, puis à l'été 2008 à l'énergie nominale de 14 TeV.

Tous les sous-détecteurs d'ATLAS devraient donc être prêts à fonctionner pour les premières collisions du LHC. Quelques points critiques subsistent, comme les alimentations des calorimètres et du spectromètre à muons, et l'installation des dernières roues à l'avant de ce dernier. En outre, le taux de données en sortie du premier niveau de déclenchement sera d'abord limité à 35 kHz (au lieu de 75 kHz). La partie du programme de physique qui en sera principalement affecté est celle du quark b , car les seuils au niveau 1 pour les muons ne pourront pas être maintenus aussi bas que requis. L'impact sur les autres canaux de physique devrait être négligeable.

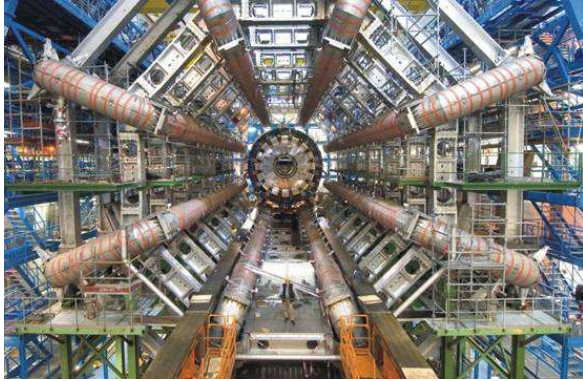


Figure 17: Photographie de la cavité d'ATLAS, prise en octobre 2005, montrant les huit bobines supraconductrices formant l'aimant toroïdal, et la partie centrale des calorimètres (au fond) avant son positionnement au centre du détecteur.

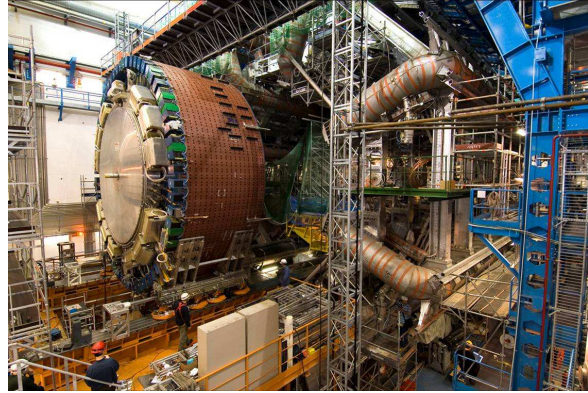


Figure 18: Photographie de la cavité d'ATLAS, prise en juin 2006, montrant la mise en position d'un cryostat des calorimètres bouchons, entouré par une partie du détecteur à tuiles scintillantes.

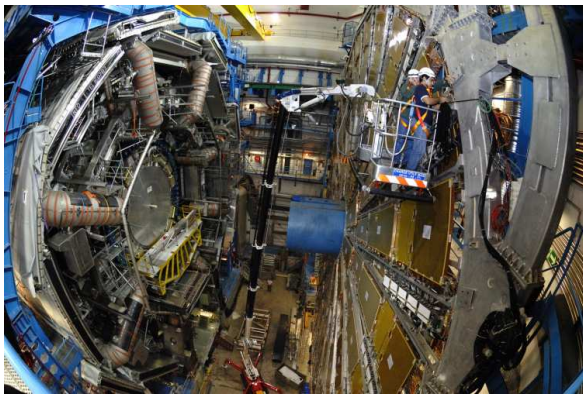


Figure 19: Photographie de la cavité d'ATLAS, prise en octobre 2006, montrant des chambres à muons de la partie centrale installées entre les bobines supraconductrices de l'aimant toroïdal. Sur la droite se trouve une grande roue des parties bouchons dédiée au déclenchement, en cours de construction.

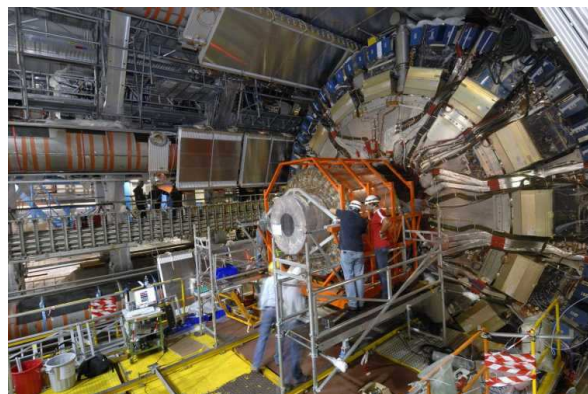


Figure 20: Photographie de la cavité d'ATLAS, prise en août 2006, montrant l'insertion de la partie centrale du trajectographe interne (SCT+TRT) au cœur du détecteur.

3 Optimisation de la mesure de l'énergie avec le calorimètre électromagnétique

L'objet de ce chapitre est le calorimètre électromagnétique, dont j'ai contribué à la conception, la construction et les tests. Son rôle principal est de mesurer avec précision l'énergie et la position des particules électromagnétiques, et de fournir des informations rapides au système de déclenchement. Les principes généraux du calorimètre choisi par ATLAS ont été décrits au paragraphe 2.2.1. Y seront ici apportées des précisions sur la géométrie, l'électronique et les méthodes de reconstruction du signal et de mesure de l'énergie. Ces choix et développements sont basés sur des simulations détaillées et des tests effectués sur des prototypes et des modules de production, avec comme objectif principal d'en optimiser les performances, au premier rang desquelles la résolution en énergie. Celle-ci est notamment cruciale pour la découverte d'un boson de Higgs léger [18]. Elle ne dépend que de l'énergie mesurée E , ici exprimée en GeV, et peut se mettre sous la forme :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{n}{E} \oplus c \quad (2)$$

a/\sqrt{E} est le terme d'échantillonnage, ou terme stochastique, dû à l'ensemble des fluctuations du processus de mesure (développement de la cascade électromagnétique, fraction échantillonnée). n/E est le terme de bruit, provenant de la chaîne électronique et de l'empilement des événements. Enfin, c est le terme constant, prenant en compte toutes les non-uniformités résiduelles de la réponse du détecteur qui n'ont pu être éliminées lors de la construction ou absorbées par l'étalonnage ou les corrections hors-ligne. Pour un calorimètre à échantillonnage, le terme stochastique est, au premier ordre, fixé par la géométrie et notamment les caractéristiques des absorbeurs. Il est en général moins bon que pour un détecteur homogène, seule une fraction de la cascade étant mesurée. Néanmoins, aux hautes énergies atteintes par le LHC, le terme constant contribue autant, et il est plus facile à contrôler dans le cas d'un calorimètre à échantillonnage. Le choix d'ATLAS, différent de celui de CMS, revient donc à optimiser la résolution en énergie en minimisant ce terme. Les efforts apportés dans la conception et la construction du calorimètre pour y parvenir seront ici soulignés. La mesure du terme constant, à laquelle j'ai participé, constituait un point clé des campagnes de tests sous faisceau. Elle sera l'objet principal du prochain chapitre.

3.1 Structure du calorimètre

Les parties tonneau et bouchons du calorimètre électromagnétique consistent en un empilement d'absorbeurs de plomb et d'électrodes de lecture pliés en forme d'accordéon, visibles sur la Figure 21. Leur nombre est de 1024 pour les deux cylindres de la partie centrale et de 768 (resp. 256) pour la grande (resp. petite) roue de chaque bouchon. L'interstice entre les absorbeurs et les électrodes (appelé *gap* dans la suite) est rempli d'argon liquide (LAr) et permet la dérive des électrons d'ionisation par l'application d'une haute tension. Des bandes de nid d'abeille, appelées espaceurs, permettent d'y maintenir l'électrode au centre.

Chaque absorbeur est constitué d'une plaque de plomb entourée par deux couches d'acier inoxydable assurant la rigidité de l'ensemble. L'épaisseur des plaques de plomb doit s'adapter à

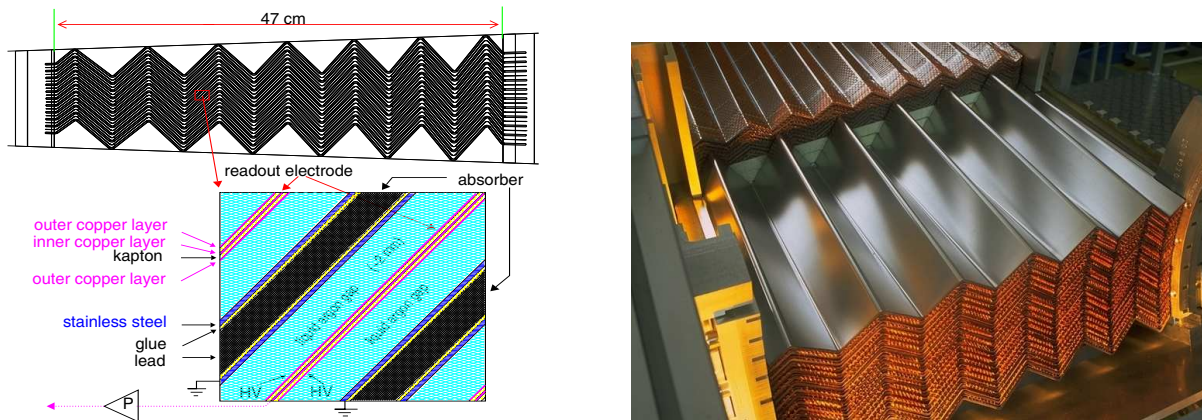


Figure 21: Schéma de principe (gauche) et photographie (droite) des empilements d'absorbeurs de plomb et d'électrodes de lecture pliés en forme d'accordéon, constituant le calorimètre électromagnétique. La photographie, prise lors de la construction des bouchons, montre au premier plan la petite roue, et une partie de la grande roue derrière.

l'angle d'incidence des particules, afin de maintenir la fraction d'échantillonnage assez grande pour ne pas dégrader la résolution en énergie. Pour des raisons techniques, il est difficile de la faire varier continûment. Il a donc été choisi d'utiliser des plaques de plomb d'épaisseur constante sur 4 régions: 1.5 mm ($|\eta| < 0.8$) et 1.1 mm ($0.8 < |\eta| < 1.475$) pour le tonneau, 1.7 mm et 2.2 mm pour la grande et la petite roue des bouchons. Des spécifications strictes sur leur reproductibilité ont été établies pour que leur contribution au terme constant de la résolution en énergie soit inférieure à 0.3%. Il en est de même pour l'épaisseur des absorbeurs, celle des espaceurs et la largeur du *gap* d'argon liquide. Des mesures de contrôle tout au long du processus de fabrication et de montage ont permis de remplir largement ces objectifs [41], comme montré par exemple pour le tonneau sur la Figure 22. La seule exception concerne la largeur du *gap* d'argon liquide dans les bouchons, pour laquelle la non-uniformité est plus importante que prévue. Découverte grâce à l'analyse des données test-faisceau, elle a donné lieu à une campagne de mesures qui serviront à corriger cet effet (paragraphe 4.3.3).

Dans la partie tonneau, l'épaisseur des absorbeurs est maintenue constante sur l'ensemble de la couverture en pseudo-rapacité. Cela permet de conserver l'interstice d'argon liquide à 2.1 mm partout, et donc d'appliquer une valeur unique de haute tension de 2000 V. La situation est différente dans les parties bouchons car la forme en accordéon, simple à implémenter pour le cylindre central, y rend la géométrie bien plus complexe. Pour assurer l'uniformité de la réponse du détecteur avec l'angle azimuthal Φ , les absorbeurs sont disposés radialement comme les rayons d'une roue de vélo. Ainsi, l'amplitude des ondes de l'accordéon et les angles de pliage diminuent continûment en fonction du rayon. C'est ce qui a conduit à diviser chaque bouchon en 2 roues coaxiales à $|\eta| = 2.5$, des angles de pliage trop petits ou trop grands étant techniquement difficiles à réaliser. La fraction d'échantillonnage et le *gap* d'argon liquide décroissent aussi continûment avec η , leurs variations se compensant partiellement. Une valeur de haute tension variant continûment pourrait permettre de rendre constante la vitesse de dérive

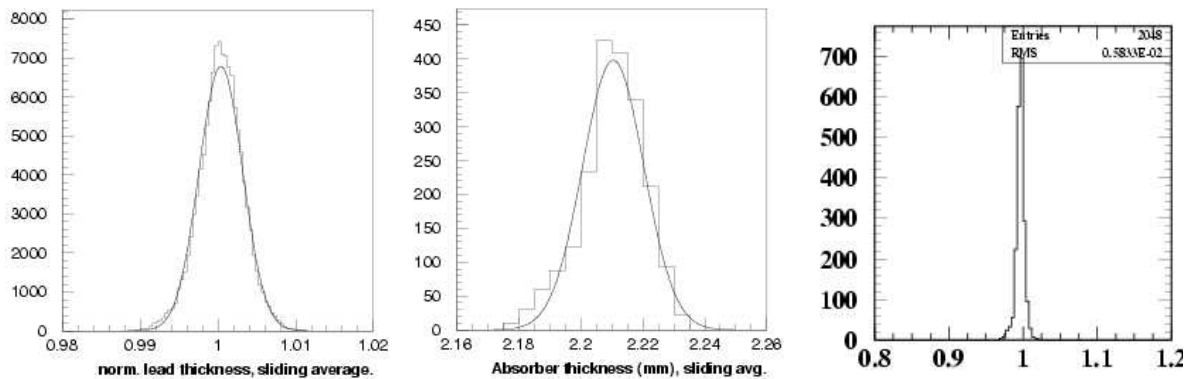


Figure 22: Distributions des épaisseurs normalisées des plaques de plomb (gauche), de celles des absorbeurs (centre) et des largeurs normalisées des gaps d'argon liquide (droite) mesurées sur l'ensemble du tonneau et moyennées sur 5 empilements consécutifs. Les largeurs de ces distributions, respectivement 0.31%, 10 μm et 0.58%, permettent d'estimer leur contribution au terme constant de la résolution en énergie à 0.19%, 0.07% et 0.16% [41].

des électrons d'ionisation et ainsi obtenir une réponse du détecteur quasiment indépendante de η . Elle est montrée par les ronds ouverts sur la Figure 23. Cependant, pour des raisons techniques, la haute tension est appliquée par paliers (triangles solides sur la Figure 23). La grande (petite) roue est ainsi divisée en sept (deux) secteurs de haute tension, indiqués sur le dessin des électrodes (Figure 24), et au sein desquels une dépendance de la réponse avec η devra être corrigée (paragraphe 4.3.3).

Les électrodes de lecture [42] sont des circuits imprimés composés de 3 couches en cuivre isolées deux à deux par une feuille de Kapton polyimide, et sur lesquelles sont dessinées les segmentations longitudinale et transverse selon η du calorimètre. La haute tension est appliquée sur les deux couches externes, tandis que, par couplage capacitif, la face interne recueille le courant induit par les électrons d'ionisation. La taille de réalisation de circuits imprimés flexibles est techniquement limitée. Ainsi, la couverture du calorimètre est assurée par quatre électrodes différentes : deux pour le tonneau central, avec une transition à $|\eta| = 0.8$ correspondant au changement d'épaisseur des plaques de plomb, et une pour chaque roue des bouchons. Le dessin des électrodes, montré avant pliage sur la Figure 11 dans le cas du tonneau et sur la Figure 24 pour les bouchons, a fait l'objet d'une attention particulière afin d'uniformiser les valeurs d'inductance des pistes de sortie des signaux vers les connecteurs [42], toujours dans le but de limiter le terme constant de la résolution en énergie.

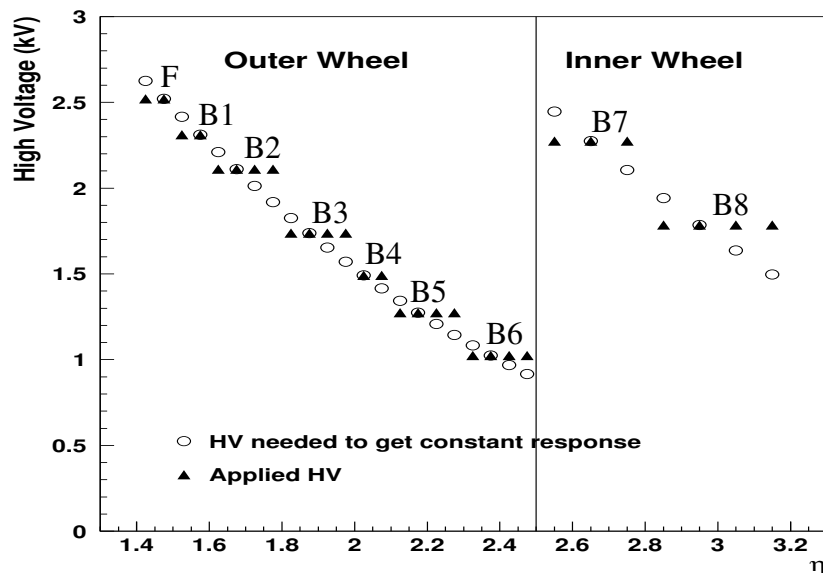


Figure 23: Dépendance avec η de la valeur de haute tension nécessaire à l'obtention d'une réponse uniforme des bouchons de calorimètre (ronds ouverts). Le champ électrique équivalent est d'environ 10 kV/cm. Les valeurs discrètes de haute tension choisies sont indiquées avec des triangles pleins, et les secteurs correspondants sont appelés F et B1 à B8.

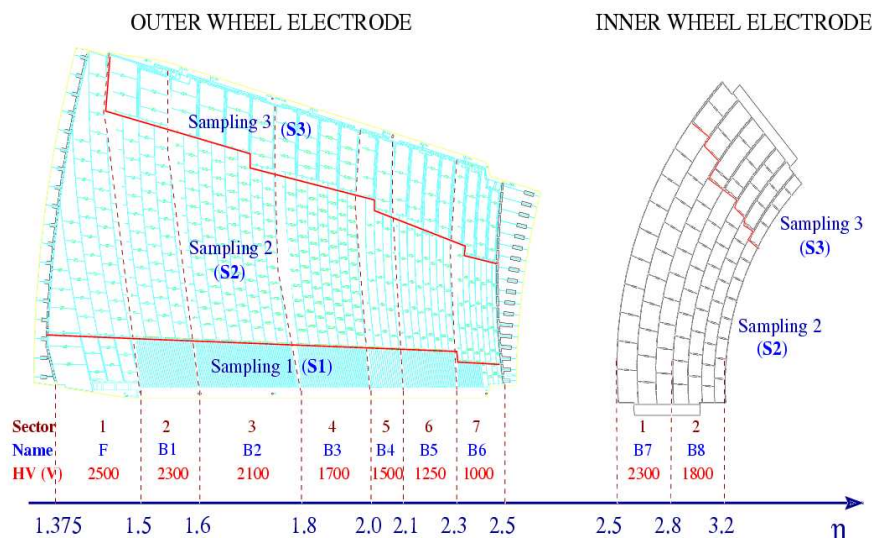


Figure 24: Structure des électrodes de la grande (à gauche) et de la petite roue (à droite) des bouchons du calorimètre. La granularité transverse et longitudinale y est indiquée, ainsi que le découpage en secteurs haute tension.

3.2 Electronique

Seules trois catégories de cartes électroniques sont disposées directement sur le détecteur, et fonctionnent donc à la température de l'argon liquide (~ 90 K) :

- Les cartes sommatriques, directement enfichées sur les connecteurs des électrodes, effectuent la sommation analogique des signaux de plusieurs électrodes adjacentes, définissant la granularité selon l'angle azimuthal Φ indiquée dans la Table 1 : 16 (resp. 12) électrodes sont sommées pour le premier compartiment longitudinal du tonneau (resp. grande roue des bouchons); 4 (resp. 3) électrodes sont sommées pour les autres compartiments, ainsi que pour la petite roue.
- Les cartes mères, connectées sur les cartes sommatriques, assurent le routage des signaux de sortie et la distribution des impulsions d'étalonnage via un réseau de résistances de précision.
- Les troisièmes cartes distribuent la haute tension sur les couches externes des électrodes, par secteurs de 32 dans le tonneau, et de 24 et 4 dans la grande et la petite roue des bouchons. Afin d'assurer une certaine marge de manœuvre, les deux couches des électrodes sont alimentées séparément.

Comme schématisé sur la Figure 25, l'électronique froide est reliée par des traversées étanches à des châssis frontaux situés sur l'extérieur des cryostats. Ces châssis abritent quatre types de cartes servant à l'étalonnage du détecteur ainsi qu'au traitement rapide du signal. Des cartes dites "frontales" amplifient, mettent en forme, stockent et numérisent les signaux d'ionisation analogiques provenant des cartes mères. Une mise en forme rapide est nécessaire, car le temps de dérive dans l'argon, ~ 450 ns sur 2 mm, est beaucoup plus lent que le temps de croisement des faisceaux du LHC (25 ns). L'utilisation du signal d'ionisation brut conduirait donc à une contribution trop importante du bruit d'empilement à la résolution du détecteur. Notons au passage que, en intégrant le signal seulement sur une partie courte, la forme du signal devient sensible à la géométrie de la cellule et aux capacités et inductances diverses apparaissant sur le trajet de lecture. Cela nécessite la mise en œuvre de méthodes d'étalonnage non triviales pour obtenir une bonne uniformité de la réponse du détecteur (voir section suivante). Afin de couvrir la large gamme dynamique offerte par le LHC, le système de mise en forme est basé sur trois gains appelés bas, moyen et haut, dont les rapports respectifs sont de 1:9.2:92. Les signaux sont ensuite échantillonnés à la fréquence de 40 MHz, et stockés dans l'attente de la décision du premier niveau de déclenchement ($< 2.5 \mu\text{s}$). Si cette dernière est positive, les cinq échantillons autour de celui d'amplitude maximale sont numérisés dans le gain le plus approprié, déterminé par un circuit spécialisé. La décision de déclenchement est alimentée par des cartes dédiées, sommant les signaux analogiques par tours projectives de granularité réduite à $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0.1 \times 0.1$ qui servent aux processeurs du premier niveau (section 2.4).

L'ensemble de la chaîne électronique décrite ci-dessus engendre des non-uniformités dans le temps et entre les différents canaux du calorimètre d'environ 2%, ce qui contribue à la dégradation du terme constant de la résolution en énergie. Toujours guidée par le souci de minimiser ce dernier, la collaboration ATLAS a mis au point un système d'étalonnage [43], schématisé sur la Figure 26, permettant de limiter ces non-uniformités sur l'ensemble de la gamme dynamique prévue. Ainsi, chaque canal de lecture est étalonné individuellement grâce à un signal généré par des cartes d'étalonnage se situant dans les châssis frontaux, injecté sur les cartes mères à travers une résistance de précision et traité par la même chaîne de lecture que les signaux physiques. La forme exponentielle du signal d'étalonnage est aussi similaire que possible à la forme triangulaire du signal d'ionisation. La non-uniformité de son amplitude sur l'ensemble des canaux a été mesurée à 0.19% [44]. Les résistances d'injection sont des composants de précision, dont la dispersion autour de la valeur centrale a été mesurée à moins de 0.1% pour l'ensemble des cartes mères [41, 45]. Par exemple, les mesures effectuées à froid sur les bouchons du calorimètre, montrées sur la Figure 27, indiquent une dispersion d'environ 0.05% pour chaque type de résistance, en accord avec les spécifications.

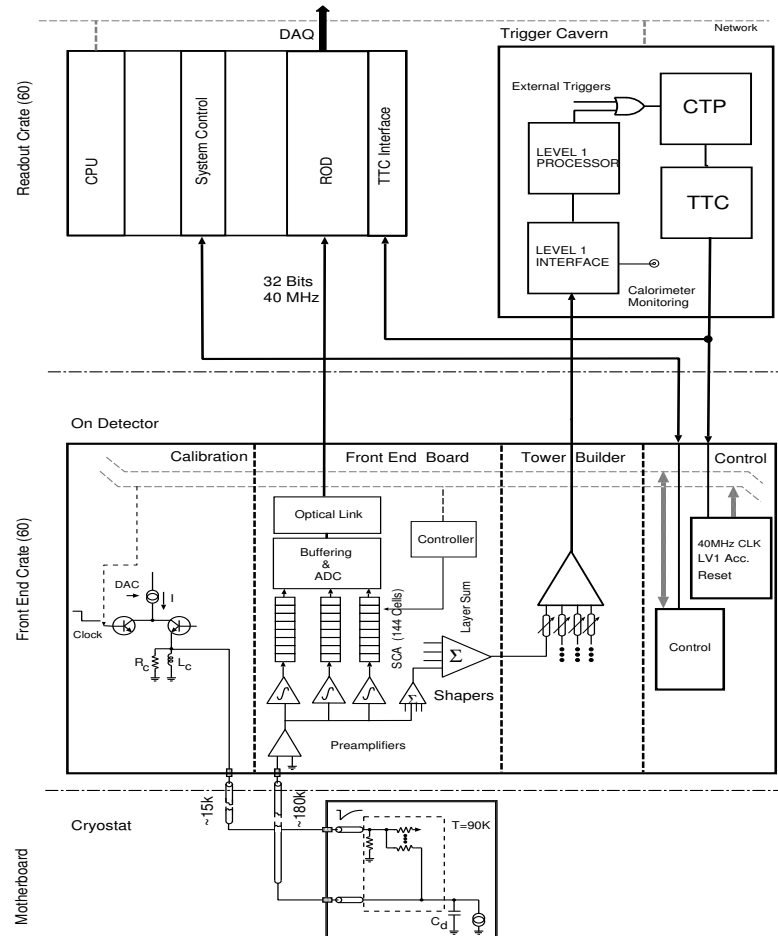


Figure 25: Bloc-diagramme de l'électronique du calorimètre électromagnétique, dont le circuit électrique équivalent, schématisé en bas, est connecté à un châssis frontal (au milieu) relié aux châssis de lecture et de synchronisation (en haut) situés à ~ 70 m du détecteur.

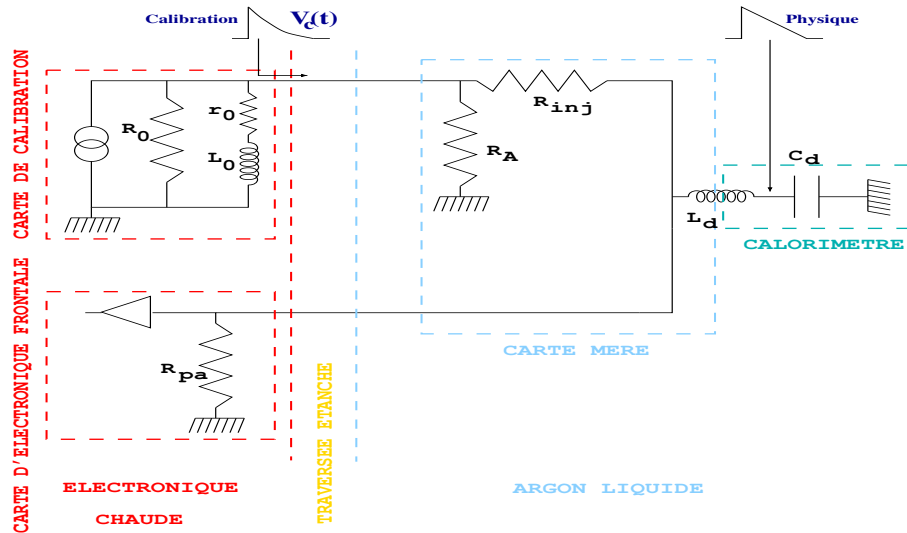


Figure 26: Schéma électrique montrant l'injection d'un signal d'étalonnage exponentiel $V_c(t)$ à travers la résistance de précision R_{inj} située sur la carte mère, puis la chaîne de lecture commune avec les signaux de physique.

J'ai partagé avec un autre physicien la responsabilité de la conception et de la réalisation du système de synchronisation et de contrôle des châssis frontaux⁵. Chacun des 60 châssis dispose de deux cartes "contrôleur", devant remplir deux fonctions principales : distribuer aux différentes cartes du châssis les signaux de déclenchement et d'horloge qu'elle reçoit d'un processeur central situé à 70 m par fibre optique, et permettre la configuration des paramètres de ces cartes par l'intermédiaire d'une communication série. Cette dernière est mise en œuvre sur chaque carte, y compris la carte contrôleur, par l'intermédiaire d'une puce résistant aux radiations (technologie DMILL), implémentant le protocole de communication choisi par la collaboration, le SPAC [47] : Serial Protocol for the Atlas Calorimeters. La production et les tests des 130 cartes "contrôleur", des 2200 puces et des 35 cartes VME nécessaires pour les piloter sont maintenant terminés. Comme indiqué sur la Figure 25, les cartes frontales sont reliées par lien optique rapide aux châssis de lecture situés à ~ 70 m du détecteur sur des plateformes dédiées et dans lesquels le signal est reconstruit comme cela est décrit dans la section suivante. Notons pour terminer que l'ensemble de la chaîne électronique peut être source de diaphonie entre les différents canaux de lecture du calorimètre. Une cartographie complète, décrite dans la section 4.4, des différentes contributions de diaphonie a été dressée pour les modules du tonneau et des bouchons testés sous faisceau.

3.3 Reconstruction du signal et étalonnage

L'amplitude A et le temps d'arrivée τ des signaux sont reconstruits dans des cartes de lecture à partir de sommes linéaires pondérées des 5 échantillons numériques S_i , exprimés en coups d'ADC après soustraction du piédestal :

$$A_{max} = \sum_{i=1}^5 a_i S_i, \quad A_{max}\tau = \sum_{i=1}^5 b_i S_i \quad (3)$$

⁵Plus de détails peuvent être trouvés dans le mémoire d'habilitation à diriger les recherches de celui-ci [46].

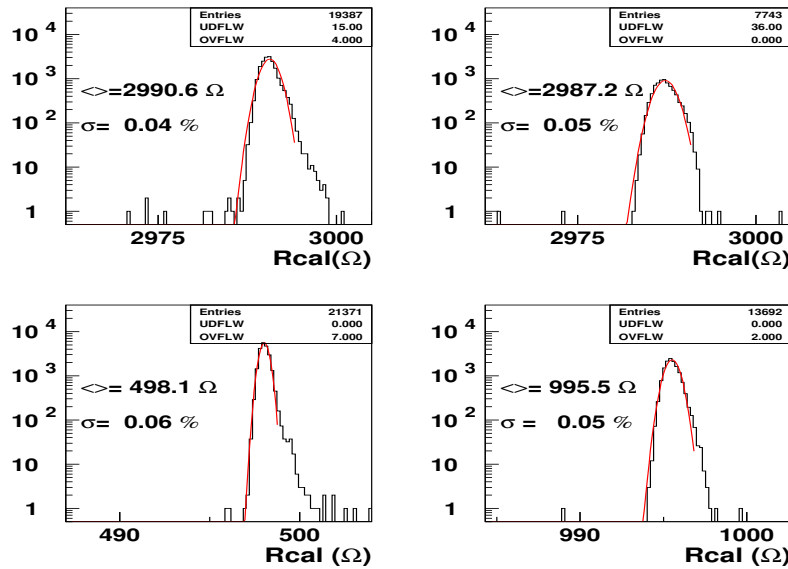


Figure 27: *Distributions des mesures effectuées à froid sur les quatre types de résistances d'injection utilisées sur les cartes mères pour l'étalonnage des bouchons. Les valeurs moyennes et les dispersions correspondantes sont indiquées.*

Le calcul des coefficients a_i et b_i est effectué en utilisant une méthode de filtrage optimal [48], permettant de prendre en compte la corrélation du bruit entre les échantillons après mise en forme du signal, et ainsi minimiser son impact sur la reconstruction. Cela nécessite pour chaque gain la connaissance de la matrice d'autocorrélation du bruit (électronique et d'empilement), et celle de la forme du signal et de sa dérivée. La principale difficulté réside dans la prédiction de la forme du signal de physique. Pour ce faire, toutes les méthodes mises au point [49, 50] exploitent le fait qu'une majeure partie des chemins de lecture sont communs aux signaux de physique et à ceux d'étalonnage :

1. La forme du signal d'étalonnage est reconstruite en sortie de chaîne de lecture pour chaque canal et chaque gain. Pour cela, la carte d'étalonnage engendre des signaux d'amplitude fixe avec des retards successifs entre 0 et 24 ns, par pas de 1 ns. Les cinq échantillons enregistrés pour chaque valeur de retard permettent d'obtenir la forme du signal d'étalonnage sur une durée de 125 ns.
2. La forme du signal de physique est extrapolée à partir de celle du signal d'étalonnage. Cela est fait en prenant en compte les deux principales différences entre physique et étalonnage, schématisées sur la Figure 26 : le signal d'entrée n'a pas exactement la même forme (triangulaire pour la physique et exponentielle pour l'étalonnage), et n'est pas injecté au même endroit. En effet, le courant d'ionisation est engendré sur les électrodes, alors que le signal d'étalonnage est injecté sur les cartes mères et est relié à l'intérieur du détecteur, vu comme une capacité C_d , par un chemin inductif supplémentaire L_d . Ce dernier induit un biais dans l'étalonnage, pris en compte dans le calcul des coefficients de filtrage optimal.

Pour les analyses des tests en faisceau décrites dans le chapitre 4, une approche semi-prédictive fut employée [49]. L'asynchronisme du faisceau par rapport à l'horloge (cela ne sera pas le cas dans ATLAS) permet de reconstruire directement la forme du signal de physique dans chaque cellule, en moyennant les réponses obtenues en fonction de la phase de l'événement par pas de 1 ns. La comparaison de cette forme reconstruite avec celle prédite permet alors d'affiner les méthodes numériques et d'ajuster les paramètres importants, notamment la fréquence de résonance ($1/2\pi\sqrt{L_d C_d}$) du schéma électrique équivalent de la cellule. La Figure 28 montre l'exemple d'une telle comparaison, obtenue sur une cellule du compartiment milieu (S2) d'un bouchon : la forme du signal de physique est prédite à mieux que 1% sur l'ensemble du domaine temporel, et à environ 0.4% au niveau du pic. Dans cet exemple, l'amplitude d'étalonnage a été normalisée arbitrairement à 1. Le biais introduit par la localisation différente des injections (point 2 ci-dessus) entraîne alors une amplitude du signal d'ionisation légèrement différente de 1. Ce biais est montré en fonction de η sur la Figure 29 pour l'ensemble des cellules de S2 des trois modules bouchon testés sous faisceau. La dépendance avec η reflète au premier ordre la variation de l'inductance de la piste de lecture sur l'électrode et l'électronique froide. C'est avec cette méthode que j'ai calculé les coefficients de filtrage optimal pour l'ensemble des cellules des modules bouchons testés en faisceau, utilisés notamment pour l'étude d'uniformité décrite dans la section 4.3.

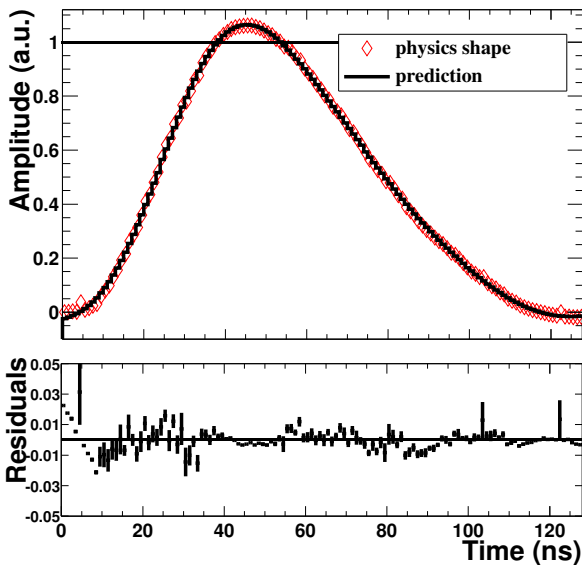


Figure 28: Comparaison entre la forme de signal de physique reconstruite et celle prédite (haut), et résidus correspondants (bas) pour une cellule typique du compartiment milieu ($\eta = 2.1$). Les résidus sont définis comme étant la différence entre la prédiction et les données, divisée par l'amplitude au pic.

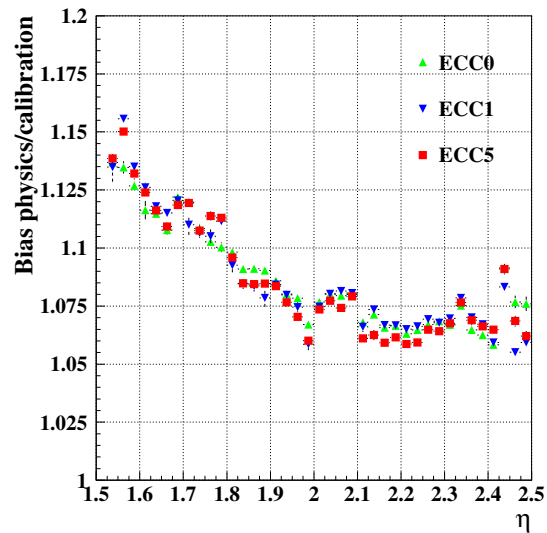


Figure 29: Rapport entre les amplitudes des signaux de physique et ceux d'étalonnage, en fonction de η , pour l'ensemble des cellules de S2 des trois modules bouchon testés sous faisceau. Les points sont moyennés sur l'angle azimuthal Φ .

Finalement, l'amplitude reconstruite par filtrage optimal A_{max} est étalonnée et transformée en unité d'énergie :

$$E[GeV] = A_{max}[ADC] \times F_{gain}[\mu A/ADC] \times \frac{1}{I_0/E}[GeV/\mu A] \quad (4)$$

Les termes entre crochets définissent les unités. F_{gain} établit la relation entre le courant déposé dans une cellule $[\mu A]$ et le signal mesuré par l'électronique de lecture $[ADC]$. Elle est obtenue pour chaque gain par des données d'étalonnage, prises régulièrement. Pour cela, les cartes d'étalonnage engendrent sur chaque canal à travers les résistances d'injection des signaux d'amplitudes linéairement croissantes. Pour chaque valeur de courant injecté, la réponse de la cellule est reconstruite à la sortie de la chaîne de lecture dans chaque gain. Cette dépendance est alors ajustée par un polynôme du second degré, le terme quadratique permettant de corriger quelques faibles non-linéarités dans la réponse du détecteur ($< \sim 1\%$). Enfin, le terme I_0/E convertit le courant mesuré $[\mu A]$ en énergie $[GeV]$. Au premier ordre, il ne dépend que des caractéristiques du détecteur :

$$I_0/E = f_\eta \frac{e}{W\tau_d} \quad (5)$$

où W est l'énergie d'ionisation dans l'argon ($23.6 eV$), e la charge électrique fondamentale, f_η la fraction d'échantillonnage pour les électrons et τ_d le temps de dérive dans l'argon. La variation avec η de ces deux derniers termes se compensant au premier ordre dans les bouchons, seules 6 valeurs différentes sont utilisées pour l'ensemble du calorimètre : une pour chaque région du tonneau à fraction d'échantillonnage constante ($|\eta| < 0.8$ et $|\eta| > 0.8$), une pour chaque roue des bouchons, et une pour chaque pré-échantillonneur. Ces valeurs, obtenues grâce aux simulations détaillées du détecteur basées sur GEANT4 [51], sont affinées par les analyses des données prises lors des tests en faisceau (chapitre 4), la principale incertitude pour l'extrapolation à ATLAS étant due à la température de l'argon. L'échelle absolue d'énergie électromagnétique devrait ainsi être connue avec une précision de quelques pourcents pour le démarrage.

3.4 Mesure de l'énergie

Les gerbes électromagnétiques n'étant pas contenues dans une seule cellule, l'énergie des particules incidentes est mesurée dans chaque compartiment longitudinal en sommant les énergies étalonnées dans un amas de plusieurs cellules. Ce dernier est construit autour de la cellule du compartiment milieu (S2) ayant enregistré le plus grand dépôt d'énergie. L'algorithme le plus utilisé jusqu'à maintenant, notamment pour les analyses des faisceaux-tests, utilise un amas de taille fixe. Une alternative, employée notamment dans les calorimètres hadroniques pour réduire la contribution du bruit, consiste à construire des amas topologiques, en accréant de proche en proche les cellules possédant un dépôt d'énergie supérieur à un certain seuil. La taille d'amas fixe, exprimée en nombre de cellules $\Delta\eta \times \Delta\Phi$, est dans le tonneau de 3×5 pour les photons et de 3×7 pour les électrons, la gerbe des ces derniers s'ouvrant en Φ sous l'effet du champ magnétique. Dans la grande roue des bouchons, où les cellules sont physiquement plus petites et l'effet du champ magnétique moins important, une taille unique de 5×5 est plus adaptée, tout comme dans la petite roue (3×3). Ces choix résultent d'un compromis obtenu pour contenir au mieux la gerbe électromagnétique tout en conservant un niveau de bruit assez bas [18]. Les cellules du pré-échantillonneur et du premier (resp. troisième) compartiment situées devant (resp.

derrière) cet amas sont alors utilisées. Pour le pré-échantillonneur et S3, cela correspond à un nombre constant de cellules. Il n'en est pas de même pour S1 dans les bouchons, la granularité de ce compartiment y variant avec η . Le nombre de cellules correspondant à un amas de taille fixe en η de ± 0.03 (de 23 à 3) est employé. Une ou deux cellules sont utilisées en Φ , selon que la gerbe se développe près ou loin du centre de la cellule.

Les énergies mesurées dans les amas des différents compartiments longitudinaux (E_i , $i = 0$ pour le pré-échantillonneur et $i = 1, 2, 3$ pour S1, S2 et S3) sont alors sommées. Afin de contrôler à la fois la résolution en énergie et la linéarité de la réponse, un schéma de pondération entre les différents compartiments a été développé, fruit d'un long travail de simulations et d'analyses des données prises lors des tests sous faisceau [52] :

$$E = \left(a(E, \eta) + b(E, \eta)E_0 + c(E, \eta)\sqrt{E_0E_1} + d(E, \eta)\sum_{i=1}^3 E_i \right) (1 + f_{\text{leakage}}(E, \eta)) \quad (6)$$

Il permet notamment de corriger :

- les pertes en amont du calorimètre, grâce à l'énergie mesurée dans le pré-échantillonneur E_0 , avec le terme $a + bE_0$. Le coefficient a représente l'énergie moyenne perdue continûment par ionisation et ponctuellement par un rayonnement de freinage n'atteignant pas le calorimètre. Le facteur b est l'équivalent de la fraction d'échantillonnage pour le pré-échantillonneur et prend en compte le fait que les paires e^+e^- ayant pu être créées n'ont traversé qu'une partie de la matière en amont. Rappelons que celle-ci représente entre ~ 2 et $4 X_0$ selon η , comme indiqué sur la Figure 10.
- les pertes dans la matière située entre le pré-échantillonneur et le premier compartiment (structures de support, cartes d'électronique, câbles), par le terme empirique $c\sqrt{E_0E_1}$. La quantité de matière correspondante représente entre 0.3 et $1 X_0$ selon η .
- la dépendance de la fraction d'échantillonnage le long du développement longitudinal de la gerbe électromagnétique, en pondérant l'énergie mesurée dans la calorimètre $\sum_{i=1}^3 E_i$ avec le coefficient d .
- les fuites derrière le calorimètre, avec le terme f_{leakage} . Ces fuites restent faibles même pour les particules de grande énergie, grâce à la large épaisseur du calorimètre.

L'ensemble des paramètres et leurs dépendances avec le type de particule (électron/photon), E et η sont déterminés par des simulations détaillées du détecteur, basées sur GEANT4 [51]⁶. Celles-ci reproduisent correctement les profils longitudinaux et transverses des dépôts en énergie mesurés sur les données [52], ainsi que la plupart des résultats obtenus lors des tests sous faisceau. Finalement, des corrections résiduelles prennent notamment en compte la dépendance de l'énergie mesurée avec la position en η et en Φ du point d'impact des particules dans la cellule, et la variation du *gap* en fonction de η dans les bouchons. Elles seront détaillées dans le paragraphe 4.3.3. Notons finalement que l'ensemble du schéma d'étalonnage et de reconstruction de l'énergie est en cours de finalisation grâce aux données du test en faisceau combiné ayant eu lieu en 2004 (section 4.7).

⁶Une approche simplifiée, utilisant un jeu restreint de paramètres sans dépendance avec l'énergie, est également développée. Elle est moins sensible à la précision avec laquelle le Monte Carlo décrit le détecteur.

3.5 Construction et tests

La construction des parties tonneau et bouchons du calorimètre électromagnétique est maintenant achevée. Pour la simplifier, chaque cylindre central (resp. bouchon) a été divisé selon l'angle azimuthal Φ en 16 (resp. 8) modules, tous construits entre 2001 et 2004. L'assemblage des modules entre eux a permis de former les calorimètres finals, sans aucune discontinuité en Φ . Ils ont été insérés dans leurs cryostats respectifs, comme montré sur la Figure 30, et descendus dans la cavité d'ATLAS entre octobre 2004 et avril 2006, où on les voit sur les Figures 17 à 20.

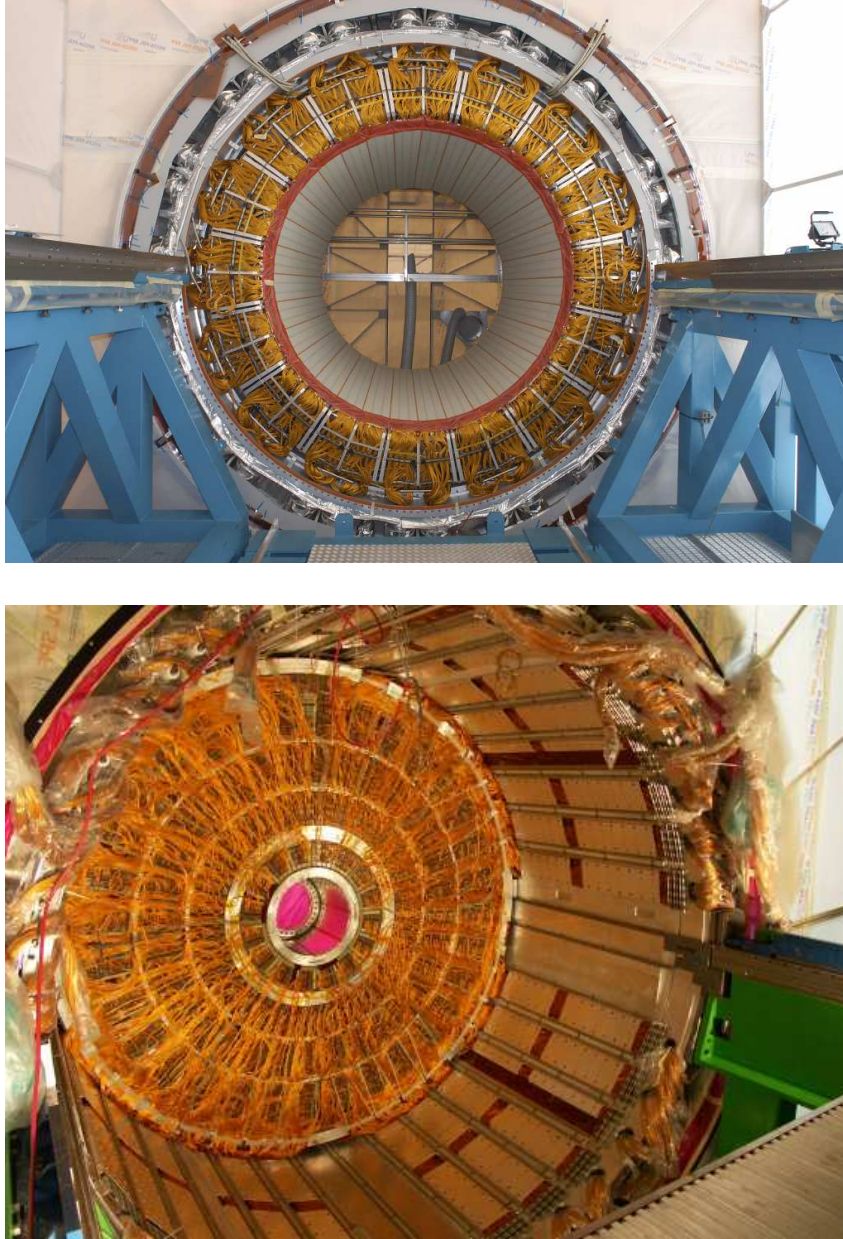


Figure 30: Photographies du tonneau (haut) et d'un bouchon (bas) du calorimètre électromagnétique, après insertion dans leur cryostat.

Cette construction, ainsi que l'ensemble des choix associés présentés dans ce chapitre (conception détaillée du calorimètre et de son électronique, schéma de reconstruction du signal et de mesure de l'énergie), sont l'aboutissement d'un effort d'une quinzaine d'années d'optimisation par simulations numériques et de validations et tests effectués sur des prototypes, puis sur les modules de production. Outre les contrôles géométriques effectués sur chaque composant (voir par exemple la Figure 22 pour les épaisseurs des plaques de plomb et des absorbeurs) et à chaque étape de la construction du calorimètre, de nombreux tests électriques ont également permis de s'assurer de la qualité de la production et de sa reproductibilité [53] :

- tests de tenue à la haute tension des empilements, pour vérifier notamment qu'il n'y a pas de court-circuit entre l'électrode et les absorbeurs ;
- tests de la continuité du circuit électrique et de la bonne connexion des électrodes, par injection d'un signal sinusoïdal basse fréquence sur les lignes haute tension ;
- mesure de la capacité moyenne de chaque intervalle électrode-absorbeur, pour estimer la largeur du *gap* et sa reproductibilité ;
- mesure de la réponse de chaque cellule de lecture à un signal carré injecté sur les lignes d'étalonnage, afin de s'assurer de la qualité du câblage et de la chaîne d'étalonnage, et d'effectuer une cartographie du calorimètre, notamment en localisant les problèmes (canal mort, électrode ou carte d'électronique froide défectueuse, mauvaise connexion des électrodes sur les cartes sommatriques, retour de masse détérioré) pour, si possible, les réparer ;
- mesure du réseau de résistances d'étalonnage sur les cartes mères, voir Figure 27, et de la fréquence de résonance caractéristique de chaque cellule, reliée au produit de la capacité et de l'inductance, nécessaire à une bonne reconstruction du signal (section 3.3).

Ces tests ont été réalisés régulièrement à température ambiante et à la température de l'argon liquide lors de toutes les étapes de la construction (montage d'un module, assemblage des modules entre eux, insertion dans le cryostat). L'effort continu qu'ils représentent permet d'assurer le suivi de la qualité de cette dernière et de préparer le démarrage du détecteur par la mesure des caractéristiques électriques de tous les canaux. Il est aussi le gage de la qualité du calorimètre construit. A titre d'exemple, mentionnons que le nombre total de cellules mortes est de 0.02%, bien en deçà de la spécification de 0.05%, et que plus de 95% de la couverture angulaire ont pu être complètement alimentés à une valeur de haute tension nominale [41]. Les 5% restants feront l'objet de corrections, ce qui sera détaillé dans le paragraphe 4.3.2.

Les tests et mesures décrits ci-dessus ne sont qu'une étape dans la compréhension et l'étalonnage du détecteur, avec comme objectif d'atteindre les performances nominales le plus rapidement possible pour exploiter au mieux les premières données du LHC [54]. Ainsi, le calorimètre électromagnétique, comme l'ensemble des sous-détecteurs, a également subi des tests sous faisceau, qui font l'objet du prochain chapitre.

4 Performances sous faisceau du calorimètre électromagnétique

4.1 Motivations et historique

Les tests sous faisceau sont un chaînon essentiel dans le vaste programme, décrit à la fin du chapitre précédent, de mise au point, validation et étalonnage du calorimètre. Tout d'abord, les tests sur des prototypes (1990-1995) [19] et des modules de pré-production (1998-2000) [20] ont permis d'affiner puis de valider l'ensemble des choix techniques en vérifiant que les performances du calorimètre répondaient aux spécifications énoncées par la collaboration. Des problèmes affectant principalement les signaux de physique et difficilement visibles avec des tests électriques seuls ont ainsi pu être identifiés et corrigés. Par exemple, une non-uniformité de la réponse du détecteur avec η d'une amplitude de plusieurs % pic à pic et avec une période de 8 cellules de S2 a été découverte en analysant les données du module de pré-production du tonneau. Ce problème, également présent sur les modules bouchons avec une période de 4 cellules, a pu être relié à un manque de retour de masse sur certains connecteurs des électrodes, causant une diaphonie inductive importante illustrée sur la Figure 31 et donc une déformation de la forme du signal. Les retours de masse ont été ajoutés sur les électrodes de production, ce qui a permis de résoudre ce problème crucial pour la minimisation du terme constant de la résolution en énergie. De même, une diaphonie inductive importante était engendrée par les cartes sommatriques et les cartes mères. Leur architecture a donc été ajustée pour réduire cette diaphonie à un niveau acceptable ($< 1\%$) [55, 56], comme montré sur la Figure 32. L'ensemble des résultats sur les modules de pré-production sont publiés dans [20]. Leur qualité a permis de lancer la production des modules finals.

Durant les trois années de cette production, 4 modules du tonneau et 3 des bouchons ont été testés sous faisceau. L'objectif principal était de valider la qualité et la reproductibilité de la construction en mesurant l'uniformité de la réponse de chaque module sur leur acceptance complète, et donc en estimant le terme constant de la résolution en énergie. C'est cette analyse que j'ai conduite pour les modules bouchons. Elle sera décrite dans la section 4.3, après la présentation du dispositif de faisceau-test. Les autres études que j'ai menées, sur la diaphonie et les muons, sont exposées plus brièvement dans les sections 4.4 et 4.5. Les autres performances mesurées lors des tests sous faisceau dédiés au calorimètre sont synthétisées dans la section 4.6. Notons que, au-delà des mesures, l'ensemble des analyses a permis de préparer les premières données en affinant les méthodes d'étalonnage et de reconstruction, et en ajustant les simulations numériques. Nous y reviendrons en conclusion du chapitre, en évoquant également les derniers tests sous faisceau combinant le calorimètre et les autres sous-détecteurs.

4.2 Dispositif

Les tests des modules du calorimètre électromagnétique d'ATLAS ont été menés sur deux lignes de faisceau du SPS, H8 pour les parties tonneau et H6 pour les parties bouchons [20]. L'interaction des protons accélérés par le SPS jusqu'à une énergie de 450 GeV sur une cible fixe permet d'obtenir des faisceaux d'électrons, positrons, muons ou hadrons dans une gamme d'énergie de quelques GeV à 300 GeV (200 pour H6). Les lignes de faisceau sont équipées de scintillateurs situés devant et derrière le cryostat contenant le calorimètre. Ils servent notam-

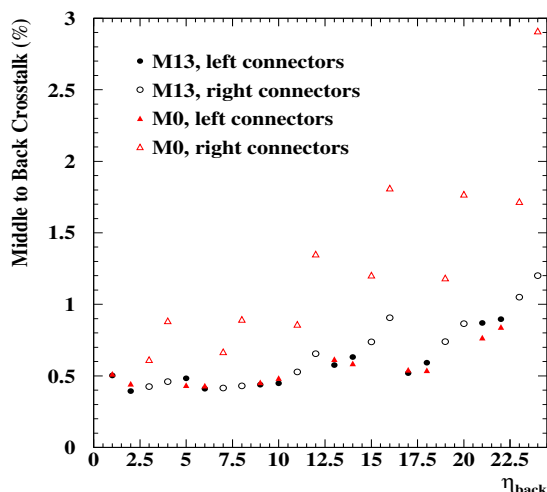


Figure 31: *Diaphonie inductive mesurée entre cellules des deuxième et troisième compartiments longitudinaux pour le module de pré-production (M0) du tonneau et un module de production (M13) [56, 42]. Les connecteurs de droite des électrodes de M0 (triangles ouverts) ne possédaient pas de retour de masse.*

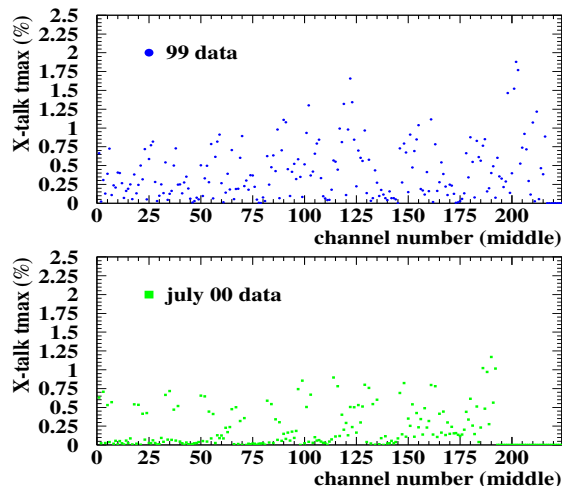


Figure 32: *Diaphonie inductive mesurée entre cellules des troisième et deuxième compartiments longitudinaux pour le module de pré-production du tonneau, avant (1999, en haut) et après (2000, en bas) le changement d'architecture des cartes sommatrices et des cartes mères [56].*

ment au système de déclenchement et à identifier les pions et les muons résiduels contenus dans les faisceaux d'électrons pour les éliminer. Quatre chambres proportionnelles situées en amont du cryostat permettent de s'assurer de la qualité du profil de faisceau, de rejeter hors-ligne les queues de ce dernier et d'extrapoler la position du point d'impact sur le calorimètre.

Le cryostat dédié contenant le module est monté sur une table pivotante, conçue pour pouvoir amener chaque cellule du calorimètre devant le faisceau fixe tout en assurant la projectivité de l'une par rapport à l'autre⁷. La Figure 33 présente une photographie d'un module bouchon en cours d'insertion dans son cryostat de test. En l'absence notamment des trajectographes internes, la quantité de matière présente devant la partie active du calorimètre est plus petite que celle à laquelle il faudra faire face dans ATLAS. Pour les bouchons, comme indiqué sur la Figure 34, elle ne dépend que faiblement du point d'impact, n'introduisant pas de non-uniformité, et vaut $1.50 \pm 0.08 X_0$. Environ deux tiers proviennent du cryostat, le reste étant dû principalement à la structure de support du module, cartes d'électronique et câbles. Le test en faisceau combiné effectué en 2004, qui sera évoqué dans la section 4.7, a permis d'utiliser différentes quantités de matière et de s'approcher de l'environnement final d'ATLAS.

Une chaîne d'électronique similaire à celle d'ATLAS, décrite dans la section 3.2, a été utilisée. Hormis le fait que les cartes frontales n'étaient pas durcies aux radiations, la principale différence provient des châssis de lecture, les données n'étant pas traitées par les cartes

⁷Les mouvements en Φ sur la ligne H6 étaient assurés en pivotant le module tonneau à l'intérieur du cryostat.

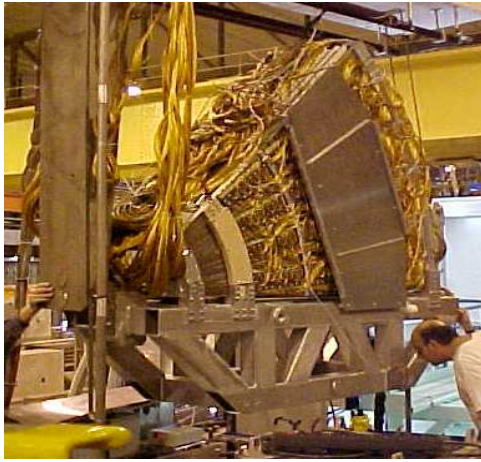


Figure 33: Photographie d'un module bouchon en cours d'insertion dans son cryostat de test sur la ligne de faisceau H6 du SPS.

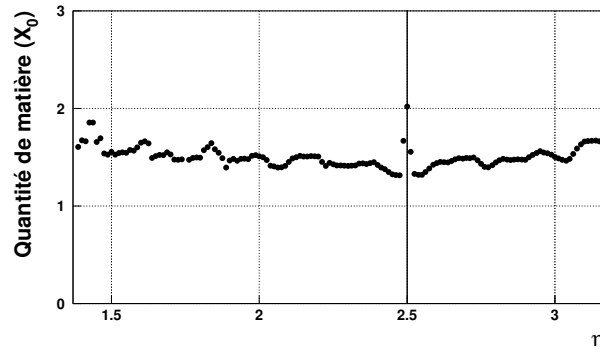


Figure 34: *Quantité de matière, en nombre de X_0 , présente devant la partie active du calorimètre bouchon lors des tests sous faisceau, en fonction de η . Cette estimation provient d'une simulation détaillée du dispositif basée sur GEANT4. Le trait plein vertical à $\eta = 2.5$ sépare les deux roues.*

de lecture mais directement enregistrées sur disque. Ainsi, 7 (et non 5) échantillons numérisés sont enregistrés pour chaque canal dans les gains hauts et moyens⁸, le choix du gain étant fait ultérieurement. L'objectif de ces différents traitements hors-ligne (choix du gain, filtrage optimal) était bien sûr d'affiner l'ensemble des algorithmes qui seront implémentés directement dans l'électronique de lecture. L'asynchronisme du faisceau par rapport à l'horloge (cela ne sera pas le cas dans ATLAS) induit une difficulté pour reconstruire le signal de manière optimale, la position du pic étant aléatoire. L'utilisation du filtrage optimal permet de s'affranchir du problème, le temps d'arrivée du signal étant calculé par l'algorithme (Equation 3 dans la section 3.3). Un TDC externe permet néanmoins de mesurer la phase du signal avec précision, afin de servir de référence pour les études de résolution en temps du calorimètre (paragraphe 4.6.4).

4.3 Uniformité et terme constant

4.3.1 Objectifs

La clé de voûte des choix d'ATLAS dans la conception et la construction de son calorimètre électromagnétique, taillé notamment pour la découverte du boson de Higgs dans les canaux $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$, est la minimisation du terme constant de la résolution en énergie, défini par l'Equation 2. L'obtention d'une résolution sur la masse du Higgs de 1% nécessite un terme stochastique de l'ordre de $10\%/\sqrt{E}$ et un terme constant meilleur que 1% dans la région de précision d'ATLAS, $|\eta| < 2.5$. Nous avons souligné dans le chapitre 3 les efforts apportés par la collaboration pour y parvenir, en particulier par le contrôle minutieux de la géométrie de chaque composant et par la mise au point d'un système élaboré d'étalonnage et de reconstruction du signal. L'objectif est ainsi d'obtenir une non-uniformité de réponse autour de 0.5% sur des zones de taille $\Delta\eta \times \Delta\Phi \sim 0.2 \times 0.4$. Cela est d'autant plus ambitieux pour les bouchons, dont la géométrie complexe rend la plupart des paramètres dépendants de η . Il faut de plus

⁸Le gain bas, adapté pour les énergies supérieures à 300 GeV, n'est ici pas utile.

souligner que l'énergie des particules, à coupure en p_T constante, est plus importante dans les bouchons que dans le tonneau, ce qui renforce la contribution du terme constant à la résolution en énergie. Les régions ainsi définies feront ensuite *in situ* l'objet d'étalonnages croisés grâce aux événements $Z \rightarrow ee$ et $W \rightarrow e\nu$. La large statistique disponible doit permettre d'atteindre un terme constant global inférieur à 0.7% en quelques jours de prise de données au LHC, pourvu que la quantité de matière devant le calorimètre soit suffisamment bien connue [57].

La mesure de l'uniformité de la réponse du calorimètre représentait donc une sorte d'achèvement des phases de conception et de construction du détecteur, point d'entrée à celle de la préparation aux premières données. Délicate, elle n'avait pu être qu'estimée partiellement sur le module de pré-production du tonneau [20], aucun résultat significatif n'ayant été obtenu pour le module de pré-production du bouchon en raison de problèmes lors de son montage [58]. Cette mesure constituait ainsi l'objectif majeur des campagnes de tests sous faisceau des modules de production. L'analyse que j'ai menée avec l'étudiant en thèse C. Serfon sur les modules bouchons sera ici décrite (paragraphe 4.3.2 à 4.3.4), les résultats obtenus sur les modules tonneau étant donnés dans le paragraphe 4.3.5. Plus de détails sont disponibles dans la note [59] ainsi que dans la thèse de Cédric [60]. Un papier synthétisant les analyses effectuées sur les modules tonneau et bouchon est en cours de finalisation pour être soumis à NIM [61].

4.3.2 Cadre de l'étude, traitement des cellules à problème

Les trois modules des bouchons testés, appelés ECC0, ECC1 et ECC5, ont été produits à Marseille et Madrid entre février 2001 et avril 2002. Il était important de valider et de comparer des modules empilés sur les deux sites de montage pour s'assurer de la reproductibilité de la construction. Il faut aussi noter que ECC0 et ECC1 sont les deux premiers modules produits. La qualité de la construction s'étant améliorée avec le temps et l'expérience, ils possèdent plus de défauts locaux que les autres : par exemple, environ un tiers des problèmes haute tension détectés à chaud sur les deux bouchons provient de ces modules.

Afin de mesurer l'uniformité de la réponse de chaque module en fonction du point d'impact des électrons, toutes leurs cellules⁹ ont été balayées par un faisceau projectif de 119.1 GeV, 10000 événements y étant enregistrés. La dispersion sur l'énergie du faisceau, $\sim 0.07\%$, est négligeable et sa taille, ~ 4 cm dans les deux directions, suffisante pour arroser entièrement toute cellule de la grande roue. Les scintillateurs disposés le long de la ligne permettent de rejeter les muons au niveau du système de déclenchement et les $\sim 10\%$ de pions par des coupures hors-ligne. La chambre proportionnelle située la plus près (~ 25 cm) du cryostat, dont l'efficacité était autour de 80% (70%) en 2001 (2002), permet de s'affranchir des queues du faisceau. Au final, 70% (60%) des événements enregistrés dans les modules ECC0 et ECC1 (ECC5) sont ainsi conservés.

Bien entendu, les cellules situées sur les bords des modules doivent être exclues de l'étude. Outre les problèmes liés au fait que les cascades ne sont pas complètement contenues dans le détecteur, ces régions ne sont pas dédiées à la physique de précision dans ATLAS. Ainsi,

⁹La grande (petite) roue d'un module couvre une région $\eta \times \Phi$ de $[1.375-2.5] \times [0.0-0.8]$ ($[2.5-3.2] \times [0.0-0.8]$) avec 44×32 (7×8) cellules de S2. Elles sont numérotées en η_{cell} de 0 à 43 (44 à 50) et en Φ_{cell} de 0 à 31 (0 à 7).

les régions extrêmes de la grande roue en η , $1.375 < |\eta| < 1.5$ et $2.4 < |\eta| < 2.5$, sont plus grossièrement segmentées (Table 1) : elles serviront principalement à estimer l'énergie perdue, pour la première dans l'intervalle situé entre tonneau et bouchons derrière plus de $10 X_0$ de matière, et pour la seconde entre la petite et la grande roue. Le long de la direction de l'angle azimuthal Φ , les premières et dernières cellules d'un module ne sont pas représentatives des autres. En effet, la première électrode, celle de jonction entre deux modules, n'est rajoutée qu'au moment de leur assemblage. A l'opposé, les derniers empilements subissent moins de poids que les autres; leurs *gaps* sont donc plus ouverts et la fraction d'échantillonnage y est différente. Ces deux situations ne sont plus présentes lorsque la roue est fermée. Les bords dont l'amas inclut la première ou la dernière cellule en Φ sont donc exclus de l'étude. La Figure 35 résume la zone utilisée pour la mesure d'uniformité. L'intervalle entre les deux roues, $2.4 < |\eta| < 2.6$, a fait l'objet d'une étude spécifique [59].

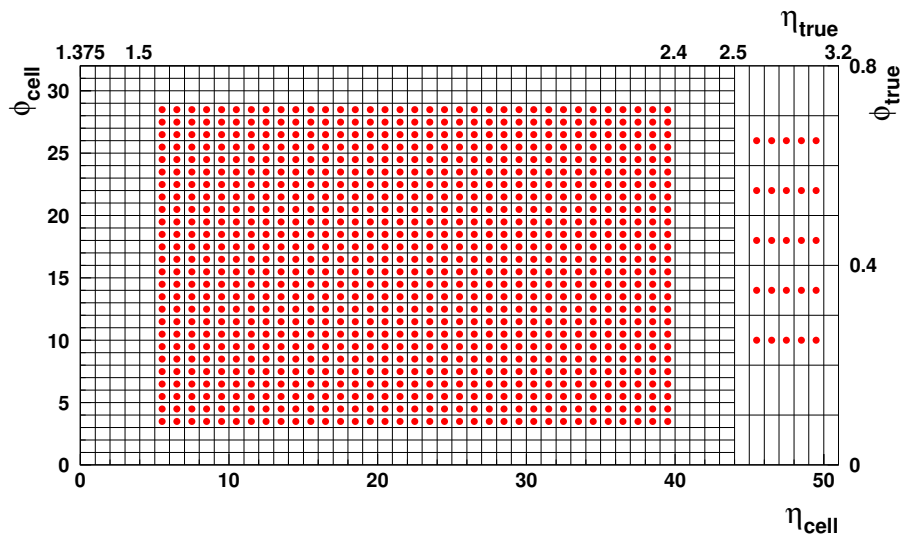


Figure 35: Schéma de la région d'analyse de l'uniformité de la petite et grande roue d'un module bouchon. Chaque carré représente une cellule de S2, et chaque point correspond à une statistique de 10 000 événements.

Les 910 cellules de S2 de la zone d'analyse ainsi définie n'ont pas pu, par manque de temps, être exhaustivement balayées par le faisceau d'électrons : 96%, 100% et 93% des cellules de ECC0, ECC1 et ECC5 l'ont été. En outre, quelques unes présentent un comportement singulier. Il est important de distinguer les cas dus à un problème ponctuel survenu durant le test, de ceux qui peuvent être présents dans ATLAS. Les premiers cas, les plus fréquents, sont liés à des problèmes du dispositif de test (principalement 6 cellules sans signal de physique et une carte frontale présentant un bruit important, probablement à cause d'une mauvaise connexion à la masse, utilisée en 2001 pour la lecture de 64 cellules de S1 de ECC0 et ECC1) ou des modules eux-mêmes, mais réparés après les tests. Parmi ceux-ci, on compte 6 cellules sans signal de physique et 6 électrodes (sur les 384 des 3 modules) mal connectées sur les cartes sommatriques ou les cartes haute tension, affectant une vingtaine de cellules. Les connexions de l'ensemble des modules de production ont alors été vérifiées par des mesures spécifiques. En outre, l'alimentation haute tension des petites roues de ECC0 et ECC1 était mal câblée, ce

qui a été corrigé par la suite. Seule la petite roue de ECC5 a donc été étudiée. Les cellules affectées par l'ensemble de ces différents problèmes ont été retirées de l'analyse : 9%, 8% et 3% respectivement pour les grandes roues de ECC0, ECC1 et ECC5. Le chiffre plus élevé pour ECC0 et ECC1 est dû principalement au problème de la carte frontale. Au final, plus de 800 cellules de S2 rentrent dans l'analyse de chaque module. Parmi celles-ci, certaines présentent des problèmes pouvant subsister dans ATLAS. Elles ont donc été conservées dans l'analyse et une correction spécifique a été mise au point :

- **Problèmes de haute tension** : sur l'ensemble des 3 modules, 3 secteurs haute tension n'étaient alimentés que par une des faces des électrodes. La correction appliquée est simplement de multiplier l'énergie par un facteur 2. L'impact du problème sur l'uniformité est alors négligeable. Par contre, la résolution en énergie est dégradée d'environ 20%, et même 40% dans les zones de transition avec un secteur correctement alimenté, une correction plus affinée pouvant être implémentée pour réduire ces effets de bord [62].

De plus, deux faces d'électrodes de ECC1, alimentées par une ligne isolée car déjà identifiées comme potentiellement problématiques, ne tenaient pas la haute tension. Comme montré sur la Figure 36, cela induit une perte d'énergie dépendant de la position du point d'impact en Φ par rapport à l'électrode incriminée. Un ajustement parabolique permet de paramétrer la correction appliquée. La résolution en énergie des cellules concernées est dégradée de 50% et l'uniformité dans la zone de haute tension correspondante est dégradée d'environ 20%. Là encore, une correction plus affinée, pondérant les énergies au niveau de la cellule et non au niveau de l'amas, pourrait permettre de réduire ces effets.

Enfin, pour les zones où une haute tension différente de la valeur nominale est appliquée, une correction spécifique a été mise au point, basée sur la réponse du calorimètre en fonction de la haute tension. Comme indiqué sur la Figure 37, un bon accord avec les simulations est obtenu. Les enseignements tirés des tests sous faisceau des modules tonneau et bouchons pour le traitement des cellules présentant un problème haute tension sont l'objet de la note [62].

- **Formes de signal étranges** : 1 cellule de ECC0 présente un temps de montée lent et une faible amplitude, dus à une capacité trop grande sur l'électrode. Ce problème est encore présent dans ATLAS. Néanmoins, il n'est pas dangereux car les formes des signaux de physique et d'étalonnage sont affectées de la même manière. Ainsi, aucun traitement spécifique n'étant appliqué, l'énergie reconstruite et la résolution sont comparables aux autres cellules. De la même manière, trois cellules adjacentes¹⁰ de ECC0 présentent un temps de montée lent et une grande amplitude, dus à de mauvaises connexions à la masse. Celles-ci ont été corrigées, ainsi que pour l'ensemble des modules de production. Ce genre de problème pourrait cependant apparaître à froid dans ATLAS, et les cellules ont été gardées pour l'analyse. Trois cellules adjacentes étant affectées, l'énergie est assez mal reconstruite (122.6 GeV au lieu de 119 GeV). La résolution en énergie est par contre correcte.

Notons que, lors des tests à froid des deux roues avant leur descente dans le puits, une trentaine de problèmes haute tension, une quinzaine de canaux morts (soit 0.02%) et une trentaine de canaux avec une forme de signal étrange ($\sim 0.04\%$) ont été dénombrés [41, 63].

¹⁰seule une appartient à la région d'analyse.

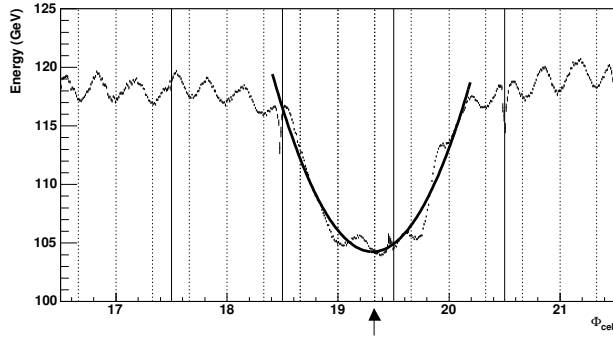


Figure 36: *Energie reconstruite autour d'une électrode alimentée seulement sur une face, en fonction de Φ . Les lignes verticales continues (en pointillé) représentent les bords des cellules (les positions des électrodes). L'électrode fautive est indiquée par une flèche. L'ajustement parabolique utilisé pour la correction est superposé. Les modulations en Φ (voir paragraphe 4.3.3) ne sont pas corrigées à ce niveau.*

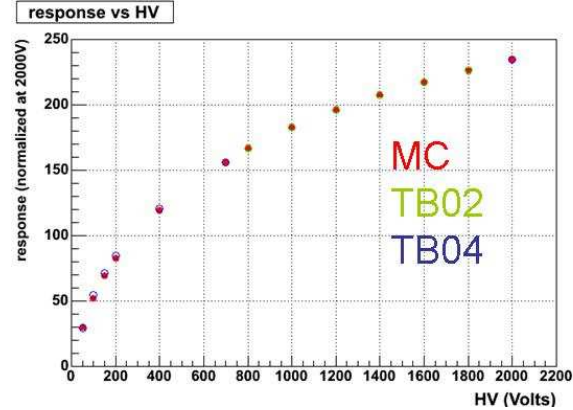


Figure 37: *Réponse du calorimètre en fonction de la valeur de haute tension appliquée sur les électrodes, obtenue lors des tests sous faisceau d'électrons en 2002 (TB02) et 2004 (TB04). Le résultat des simulations (MC) est superposé.*

4.3.3 Reconstruction des électrons

Les signaux de chaque cellule sont reconstruits et étalonnés par les méthodes présentées dans la section 3.3. L'énergie des électrons est alors mesurée dans un amas de cellule, construit autour de la cellule centrale comme décrit dans la section 3.4 : la taille de l'amas, exprimée en nombre de cellules $\Delta\eta \times \Delta\Phi$, est de 5×5 (resp. 3×3) dans la grande (resp. petite) roue. Pour des électrons incidents de 119 GeV, la fraction d'énergie contenue dans ces amas est supérieure à 92% à grand η , et est encore meilleure à petit η . A cette énergie, les fuites longitudinales sont négligeables. De plus, comme indiqué sur la Figure 34, la quantité de matière présente devant la partie active des bouchons ne dépend pas du point d'impact en η , n'introduisant pas de non-uniformité. Le schéma de reconstruction de l'énergie définie par l'Equation 6 peut donc ici au premier ordre se résumer à sa plus simple expression, les énergies mesurées dans chaque compartiment longitudinal étant sommées sans pondération :

$$E = \sum_{i=1}^3 E_i \quad (7)$$

Le pré-échantillonneur, qui n'était présent que durant le test de ECC0, n'est pas utilisé afin de garder un schéma cohérent pour les trois modules. L'énergie moyenne et la résolution en énergie sont alors extraites pour chaque cellule par un ajustement gaussien sur la distribution en énergie obtenue. Afin de réduire la sensibilité aux queues de basse énergie, principalement dues à des effets de matière et à une contamination résiduelle en pions, l'ajustement démarre à -1.5σ de la valeur moyenne.

L'énergie reconstruite et étalonnée est montrée en fonction de η sur la Figure 38. L'accord avec les simulations les plus récentes basées sur GEANT4 [51] est meilleur que 1% sur l'ensemble de la région d'analyse¹¹. La non-uniformité y est d'environ 4%. Elle est principalement due à la décroissance continue avec η du *gap* d'argon dans les bouchons, la haute tension n'y variant que par paliers (Figure 23). Il subsiste ainsi une dépendance linéaire de l'énergie avec η dans chacun des sept (deux) secteurs haute tension de la grande (petite) roue¹². Cet effet est corrigé en appliquant à l'énergie de chaque cellule un poids dépendant linéairement de sa position η par rapport à celle du centre du secteur haute tension l :

$$E_{HV-corr.}^{cell}(\eta, l) = E^{cell} \cdot \frac{\beta^l}{1 + \alpha^l \cdot (\eta - \eta_{centre}^l)} \quad (8)$$

Les coefficients de correction pour chaque secteur α^l (pente) et β^l (facteur de normalisation), obtenus par ajustement sur les données, sont montrés sur la Figure 39. L'accord entre les trois modules étant bon¹³, un jeu de paramètres de correction unique est appliqué par la suite. En outre, α ne dépend que faiblement du secteur¹⁴, sa dispersion étant d'environ 10% autour de sa moyenne dans la grande roue, 0.49. Cette valeur, en très bon accord avec les simulations comme indiqué sur la Figure 39 (gauche), est donc employée pour tous les secteurs de la grande roue. En principe, les valeurs de haute tension sont déterminées pour avoir un facteur de normalisation β proche de 1 pour tous les secteurs. Ce n'est pas le cas ici, β variant d'environ 12% sur la couverture en η de la grande roue. La raison est que les simulations employées pour déterminer les hautes tensions [64] étaient très imparfaites. La Figure 39 (droite) montre que les simulations les plus récentes fournissent un accord avec les données nettement meilleur.

L'énergie ainsi corrigée le long de η montre une non-uniformité inattendue dans la direction Φ , non reproductible d'un module à l'autre, ne dépendant pas de η , et pouvant atteindre le %. Nous avons pu la corrélérer aux variations de la capacité des cellules du compartiment S2, comme montré sur la Figure 40 pour ECC0. Elle provient donc de fluctuations locales de la largeur du *gap*, de faible amplitude (le *gap* est d'environ 3 mm à bas η et 1 mm à grand η , 1% représente donc quelques dizaines de microns), générées lors de l'empilement des modules. Les tolérances strictes sur les espaceurs, devant assurer la constance de la largeur des *gaps* avec Φ , n'ont pas suffi : leur épaisseur variant avec η dans les bouchons, tout défaut de positionnement ou glissement peut engendrer un tel effet. Ce dernier est corrigé en appliquant à l'énergie de chaque cellule un poids dépendant de sa capacité C_Φ :

$$E_{capa-corr.}^{cell}(\Phi) = E^{cell} / \left(\frac{C_\Phi}{\langle C_\Phi \rangle} \right)^\alpha \quad (9)$$

¹¹L'écart d'environ 2% sur la normalisation dans le secteur B4 n'est pas complètement compris mais pourrait être dû à une valeur de haute tension mal ajustée de ~ 50 V / 1500 V.

¹²L'écart à la linéarité, visible sur les bords des secteurs, est dû à la construction des amas de cellules. La perte d'énergie dans l'espace entre les deux roues, à $\eta \sim 2.5$, distord également la linéarité dans les secteurs correspondants (B6 et B7).

¹³La valeur un peu haute de β pour le secteur B1 de ECC1 est dû à une valeur de haute tension mal réglée.

¹⁴Les valeurs obtenues pour la petite roue sont légèrement biaisées [59], les secteurs haute tension y étant petits et affectés par des effets de bord.

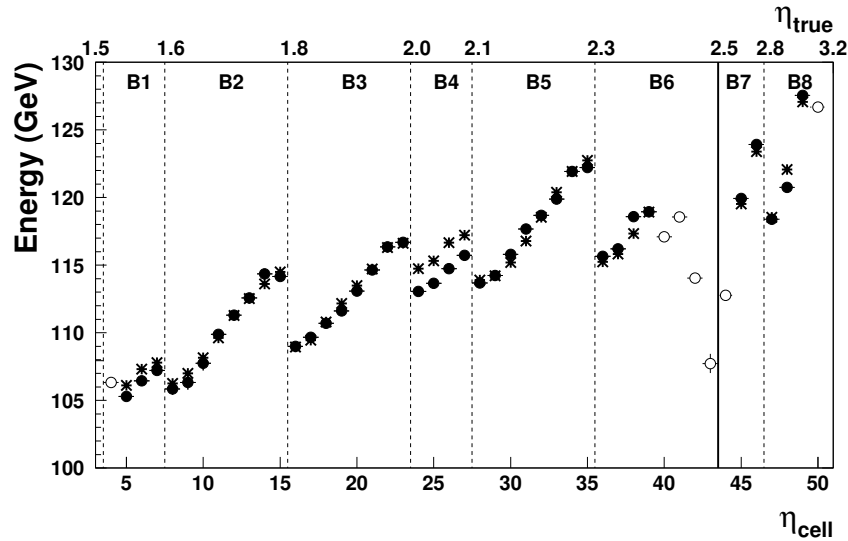


Figure 38: *Energie reconstruite en fonction de η , moyennée selon Φ et avant toute correction, pour des électrons incidents de 119 GeV. Les ronds pleins correspondent aux données prises à l'intérieur de la région d'analyse définie dans le paragraphe 4.3.2, et les astérisques aux résultats de simulations basées sur GEANT4. Les ronds ouverts correspondent aux données en dehors de cette région. Les lignes verticales en pointillé délimitent les secteurs haute tension, le trait plein à $\eta = 2.5$ séparant les deux roues.*

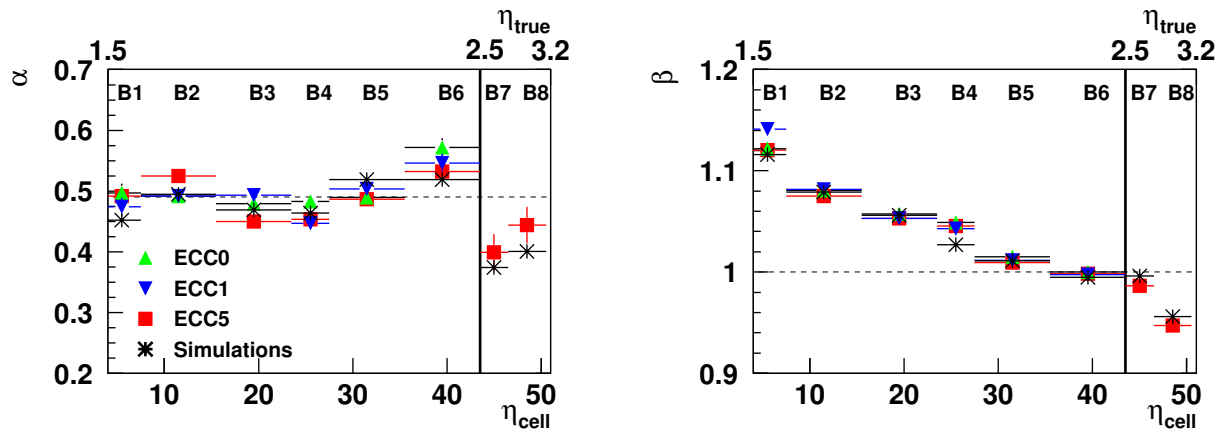


Figure 39: *Paramètres α (gauche) et β (droite) permettant de corriger des effets résiduels de gap variable en fonction de η dans chaque secteur haute tension. Ils ont été obtenus par ajustement sur les données test-faisceau moyennées en Φ des trois modules. Les astérisques correspondent aux résultats de simulations basées sur GEANT4. Le premier secteur, couvrant l'intervalle $[1.375-1.5]$, n'a pas été complètement balayé par le faisceau et n'est pas inclus dans l'analyse. Le trait plein à $\eta = 2.5$ sépare la grande roue de la petite.*

où $\langle C_\Phi \rangle$ est la valeur de capacité moyennée sur tous les Φ , et $\alpha (= 0.49)$ est le coefficient de correction haute tension. Ce dernier permet de corriger la variation de la largeur du *gap* selon Φ , de la même manière qu'il est employé dans l'Equation 8 pour la corriger selon η . L'effet est supposé indépendant de la profondeur, ce qui permet d'utiliser pour les trois compartiments longitudinaux les valeurs de capacité des cellules de S2. Ces dernières ont été mesurées au niveau des cartes sommatriques pour tous les modules de la roue A, non câblés à ce moment là. Pour les modules de la roue C, les cartes sommatriques n'étaient plus accessibles, et seuls 3 modules avaient été mesurés antérieurement. Pour ECC1, une correction ad-hoc extraite de la non-uniformité en Φ de l'énergie mesurée en faisceau-test pourra être utilisée, comme elle l'est dans la suite de la présente analyse. Toutes les mesures sont résumées sur la Figure 41. Elles permettront au démarrage d'ATLAS d'effectuer une première correction qui pourra être affinée *in situ* avec les données, comme discuté à la fin du paragraphe.

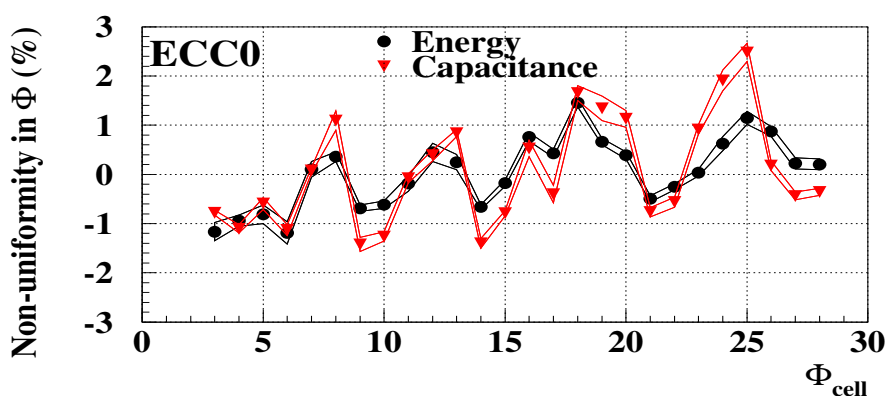


Figure 40: Variations le long de Φ de l'énergie mesurée en faisceau-test (ronds) et de la capacité des cellules du compartiment S2 de ECC0 mesurées au niveau des cartes sommatriques (triangles). Toutes les mesures sont moyennées sur la couverture en η de la grande roue.

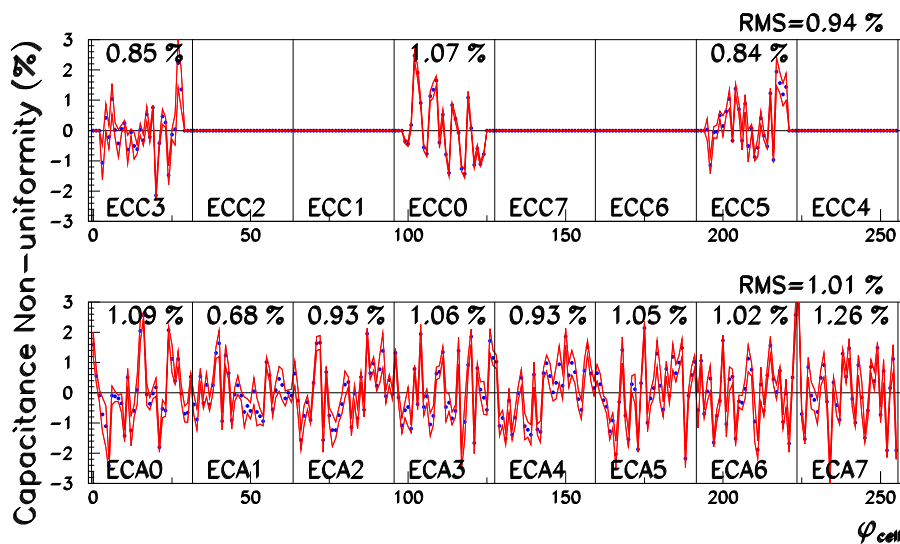


Figure 41: Variations le long de Φ des capacités des cellules de S2 pour tous les modules bouchons du calorimètre électromagnétique, séparés par des lignes verticales. Cinq n'ont pas été mesurés. La dispersion (RMS) est indiquée pour chaque module et pour les roues A et C.

Les deux corrections précédentes, spécifiques aux bouchons, sont appliquées au niveau de l'énergie des cellules. Il faut maintenant prendre en compte la dépendance de l'énergie mesurée dans l'amas de cellules avec la position en η et en Φ du point d'impact des électrons sur la cellule centrale. Ce dernier est estimé par le barycentre des positions des cellules de l'amas, celles du compartiment S1 pour η et celles de S2 pour Φ , pondérées avec leur énergie. Le cas de la petite roue est discuté dans la note [59]. Selon η , l'effet est dû au fait que les particules frappant les bords de la cellule ont leur gerbe moins bien contenue dans l'amas que celles frappant le centre. Ces fuites latérales sont illustrées sur la Figure 42 (gauche) pour deux valeurs de η . Un ajustement parabolique permet de les corriger :

$$E_{\eta\text{-corr.}}(\eta) = E / [1 + C_1(\eta - \eta_C)^2] \quad (10)$$

où η_C est la position de la cellule centrale. Le coefficient de correction C_1 , courbure de la parabole reliée à la quantité de fuite, est montré sur la Figure 42 (droite) en fonction de η pour les trois modules testés. Sa valeur absolue augmente avec η : puisque la taille physique des cellules décroît, les fuites sont plus importantes. Cette dépendance est ajustée par une droite, utilisée dans la suite pour la correction des trois modules.

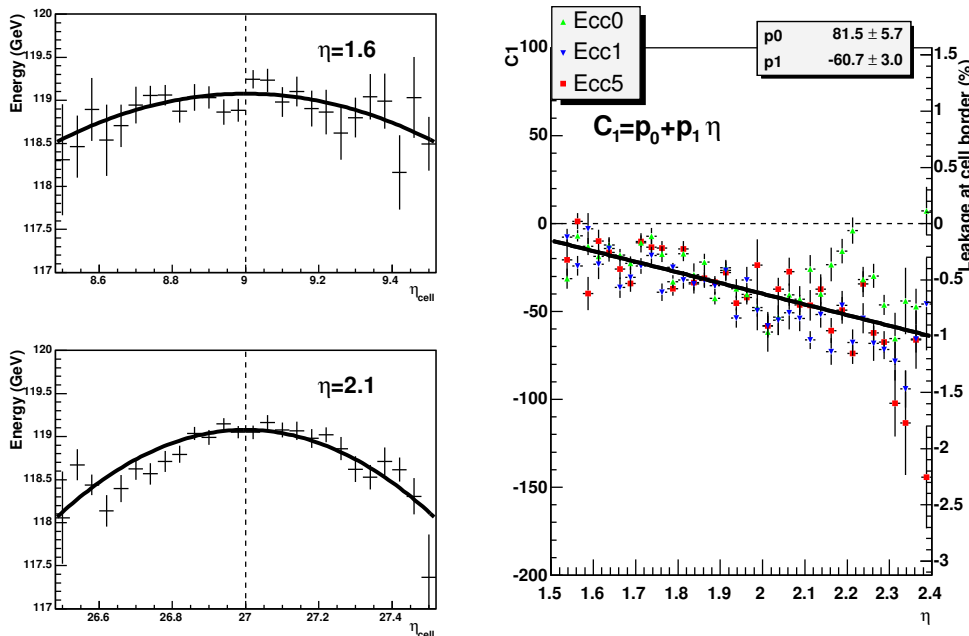


Figure 42: (Gauche) Energie mesurée dans les amas construits autour de deux cellules, en fonction du point d'impact des électrons incidents de 119 GeV exprimé en numéro de cellule η_{cell} . Les lignes verticales en pointillé représentent le centre des cellules. Les résultats d'ajustements paraboliques sont superposés. (Droite) Courbure C_1 des paraboles ajustées sur l'ensemble des cellules des trois modules, en fonction de η et moyennée selon Φ . La paramétrisation linéaire de ce coefficient est superposée. L'échelle verticale sur la droite indique le pourcentage de fuite latérale correspondant pour des électrons tapant le bord des cellules.

Dans la direction Φ , les fuites d'énergie dépendent beaucoup moins du point d'impact, mais la géométrie en accordéon engendre une non-uniformité locale de la fraction d'échantillonnage et du champ électrique. Cela induit des modulations de la réponse en énergie, dont la période est égale à la distance entre deux absorbeurs et dont l'amplitude décroît avec η de 4% à moins de 1%. Ces modulations en Φ sont illustrées sur la Figure 43 pour quatre cellules à différentes positions en η . Elles sont ajustées et corrigées par une série de Fourier :

$$E_{\Phi\text{-corr.}}(\phi_{abs}) = E / \left(1 + \sum_{i=1}^2 a_i \cos [2\pi i(\phi - \Delta\phi)] + b_1 \sin [2\pi\phi] \right) \quad (11)$$

Les coefficients a_1 , a_2 , b_1 et $\Delta\phi$ sont extraits pour chaque cellule des trois modules testés. Leurs dépendances avec η , montrées sur la Figure 44, sont ajustées par morceaux par des droites ou des paraboles. Cette paramétrisation est alors utilisée pour la correction des trois modules.

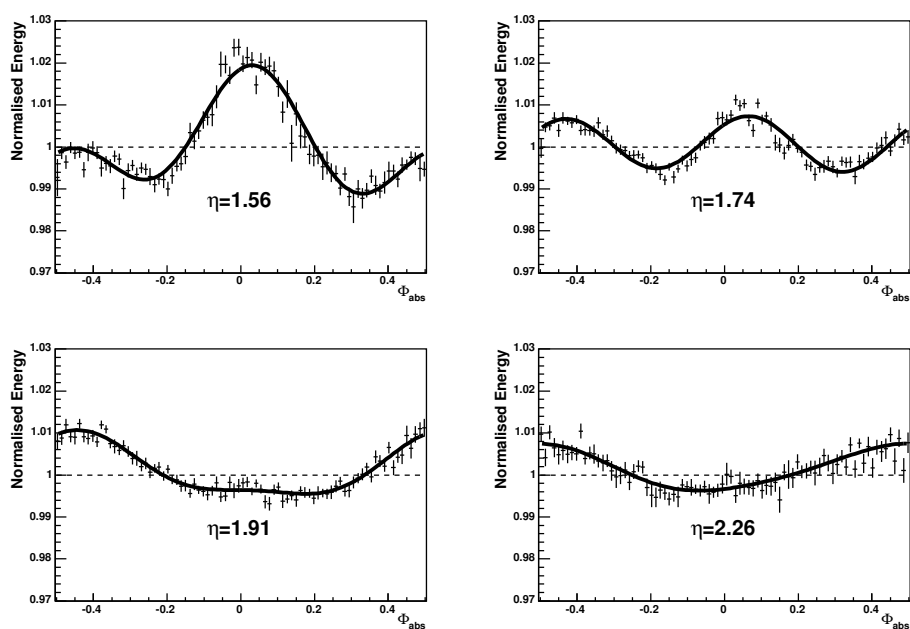


Figure 43: *Energie normalisée mesurée en fonction de l'angle azimuthal Φ , exprimé en unités d'absorbeurs, pour quatre cellules à différentes positions en η . L'ajustement des modulations par une série de Fourier est superposé.*

Pour résumer, quatre corrections sont appliquées sur l'énergie reconstruite, pour tenir compte :

- de la variation du *gap* en fonction de η , due à la géométrie des bouchons et à l'application d'une haute tension constante par paliers,
- de la variation résiduelle du *gap* en fonction de Φ ,
- des fuites latérales des gerbes hors de l'amas,
- de la non-uniformité en Φ engendrée par la géométrie en accordéon, avec une période égale à la distance entre deux absorbeurs.

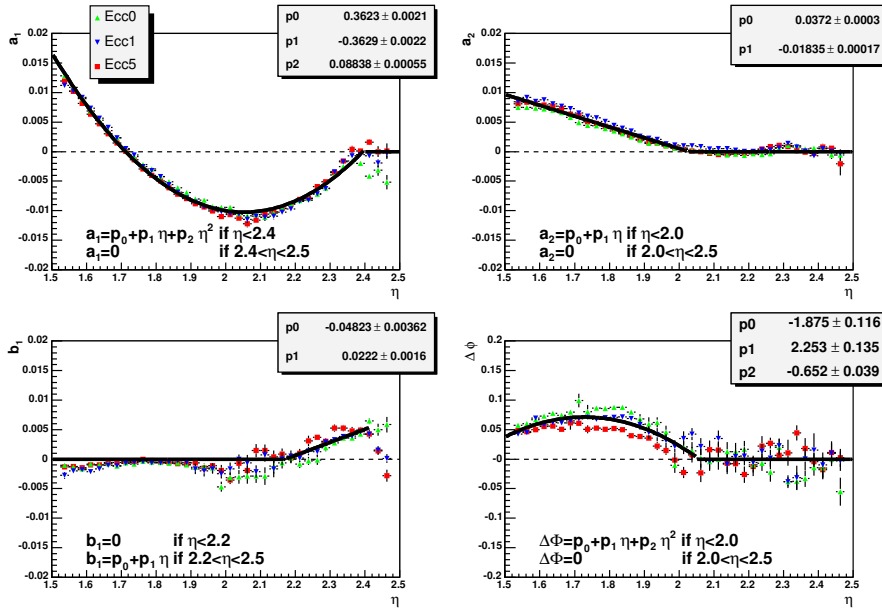


Figure 44: Valeurs des coefficients des modulations en Φ ajustées sur l'ensemble des cellules des trois modules, en fonction de η et moyennées selon Φ . La paramétrisation utilisée pour la correction de cet effet est superposée.

Les deux premières, spécifiques aux bouchons, sont appliquées au niveau de l'énergie des cellules pour réduire la non-uniformité de la réponse entre cellules. Les deux autres, utilisées aussi dans le tonneau, sont appliquées après construction des amas et permettent d'améliorer la résolution en énergie locale. Hormis celle portant sur la non-uniformité de la largeur du *gap* selon Φ ayant nécessité des mesures spécifiques de capacités, les corrections sont reproductibles d'un module à l'autre et ont été paramétrées en fonction de η . Malgré la grande complexité de la géométrie dans les bouchons, seulement 13 (10) paramètres sont nécessaires pour cela sur l'ensemble de la couverture de la grande (petite) roue¹⁵. Neuf coefficients d'étalonnage relatif entre les zones haute tension sont aussi nécessaires. Ceux extraits des données (Figure 39) incluent les pertes absolues d'énergie dans la matière devant le calorimètre et hors de l'amas, les simulations permettant de séparer les différentes contributions [65]. Tous les paramètres ici mentionnés ont été déterminés pour des électrons de 119 GeV. Il a été montré sur des données de faisceau-test qu'ils ne dépendaient pas ou très peu de l'énergie sur l'intervalle accessible, $E \leq 150$ GeV. Ils pourront être utilisés au démarrage d'ATLAS et seront affinés avec le temps et les données. Ainsi, les corrections de variation de *gap* seront améliorées par des étalonnages croisés entre régions à différents η ou Φ avec des événements $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ [57]. Les données permettront aussi d'ajuster les simulations numériques, et donc l'ensemble des paramètres de correction. Comme nous l'avons souligné, un accord meilleur que 1% est obtenu avec les simulations les plus récentes basées sur GEANT4 [51] pour les variations du *gap* en fonction de η . L'accord est pour l'instant un peu moins bon pour les modulations en Φ et les fuites latérales [59]. Notons pour terminer que des traitements dédiés aux cellules à comportement pathologique, comme celles non alimentées à haute tension nominale ou présentant une forme étrange de signal, ont été déterminés.

¹⁵Seule la zone en η [1.375-1.5] n'a pas été balayée, mais les paramétrisations peuvent y être extrapolées.

4.3.4 Mesure de la non-uniformité et du terme constant

L'énergie moyenne reconstruite et corrigée est montrée en fonction de η sur la Figure 45 pour l'ensemble des cellules des trois modules des bouchons testés sous faisceau. Les distributions correspondantes sont présentées sur la Figure 46. Leur dispersion représente la non-uniformité de la réponse des modules sur l'ensemble de la couverture angulaire de leur grande roue. Elle est inférieure à 0.6% pour chacun. L'objectif d'ATLAS, énoncé dans le paragraphe 4.3.1, est un peu plus modeste : atteindre une non-uniformité de réponse de l'ordre de 0.5% mais sur des zones de taille plus limitée correspondant aux secteurs haute tension, qui seront inter-étalonnées *in situ* par des événements $Z^0 \rightarrow e^+e^-$. Cet objectif est atteint pour tous les secteurs de la grande roue des trois modules testés. Il en est de même pour la petite roue de ECC5 [59].

Le terme constant global de la résolution en énergie peut être estimé par la somme quadratique de la non-uniformité de la réponse du détecteur ainsi mesurée et d'un terme constant local de 0.3-0.4% [20], donnant une valeur d'environ 0.7%. Il peut aussi être directement évalué par un ajustement gaussien du spectre de tous les électrons (environ 5.5 millions) enregistrés sur l'ensemble des cellules, montré sur la Figure 47 pour la grande roue des 3 modules testés. Afin de réduire la sensibilité aux queues de basse énergie, principalement dues à des effets de matière et à une contamination résiduelle en pions, l'ajustement démarre à -1.5σ de la valeur moyenne. Après soustraction quadratique du terme d'échantillonnage moyen ($11.4 \pm 0.3\%$ $\text{GeV}^{1/2}$, voir section 4.6), de la contribution du bruit (200 MeV/119 GeV $\sim 0.17\%$) et de la dispersion de l'énergie du faisceau ($\sim 0.07\%$), un terme constant global autour ou meilleur que 0.7% est obtenu pour la grande roue des trois modules, en adéquation avec les spécifications d'ATLAS. Une valeur légèrement supérieure est mesurée pour la petite roue de ECC5 [59], en dehors de la zone de précision d'ATLAS ($|\eta| > 2.5$). L'erreur sur ces résultats est estimée à moins de $\pm 0.04\%$. Une discussion détaillée de l'ensemble des résultats, résumés dans la Table 2, peut être trouvée dans [59]. On peut aller plus loin en combinant les résultats des trois modules, sans aucune renormalisation d'échelle d'énergie entre les différentes prises de données¹⁶ : la Figure 48 montre le spectre de l'ensemble des 16 millions d'électrons enregistrés dans les 2455 cellules des trois modules testés, représentant une surface active d'environ 3 m². En procédant de la même manière que pour chaque module, un terme constant global de $0.70 \pm 0.04\%$ est obtenu.

Module	Outer wheel			Inner wheel
	ECC0	ECC1	ECC5	ECC5
Nombre de cellules de S2	799	840	816	25
$\langle E \rangle$	118.8 GeV	119.1 GeV	119.3 GeV	119.1 GeV
Non-uniformité	0.59%	0.52%	0.57%	0.60%
Terme constant	0.70%	0.72%	0.61%	0.78%

Table 2: *Energie moyenne, non-uniformité et terme constant global mesurés sur l'ensemble de la zone d'analyse des trois modules. Pour la grande (petite) roue, l'erreur statistique sur les énergies moyennes est d'environ 0.02 GeV (0.1 GeV), et sur les non-uniformités d'environ 0.02% (0.1%). L'erreur sur l'estimation du terme constant global est inférieure à 0.04%.*

¹⁶La différence relative d'échelle d'énergie est assez faible, moins de 0.5%.

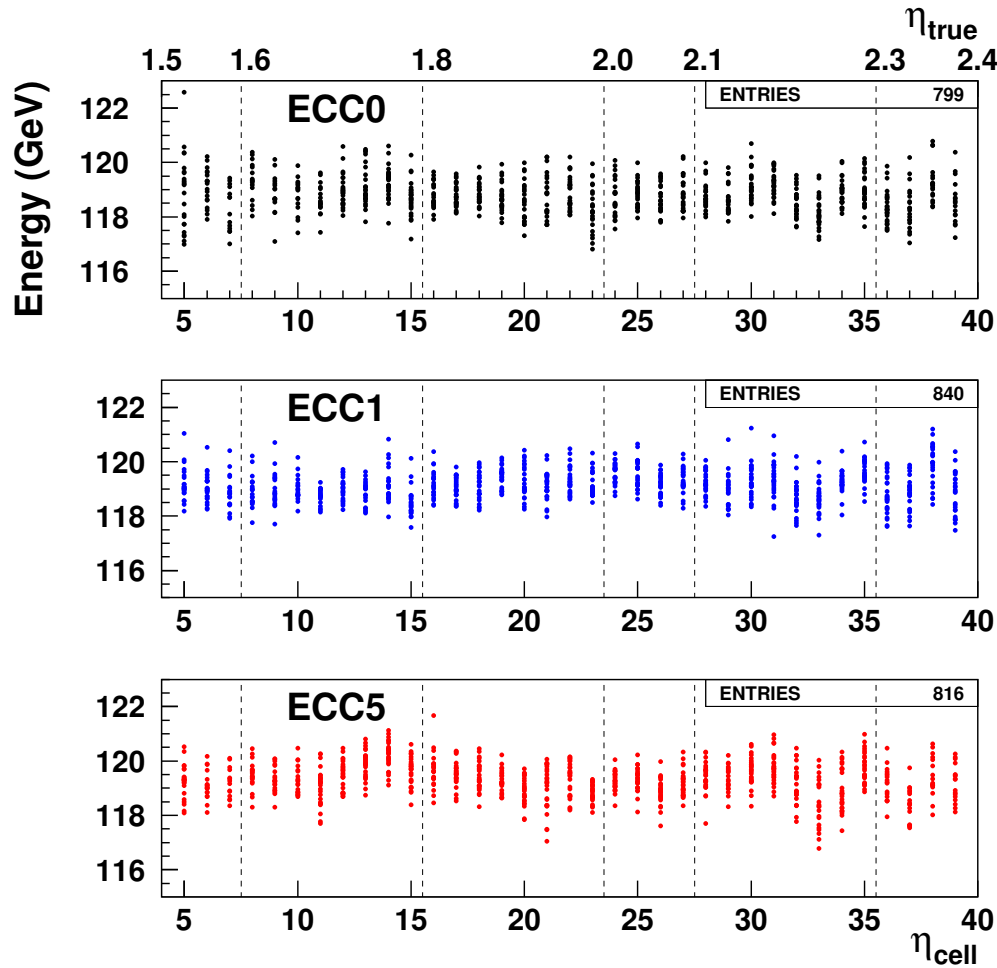


Figure 45: *Energie moyenne reconstruite dans chaque cellule balayée par le faisceau d'électrons de 119 GeV, en fonction de sa position en η . Les résultats sont montrés pour les trois modules (grande roue). Les lignes verticales en pointillé délimitent les secteurs haute tension.*

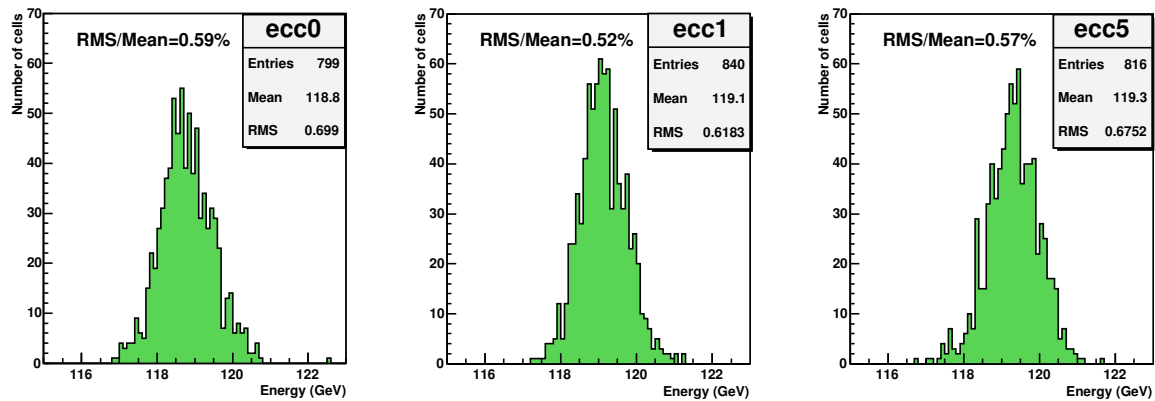


Figure 46: *Distribution des énergies moyennes reconstruites dans les cellule balayées par le faisceau d'électrons de 119 GeV. Les résultats sont montrés pour les trois modules testés (grande roue).*

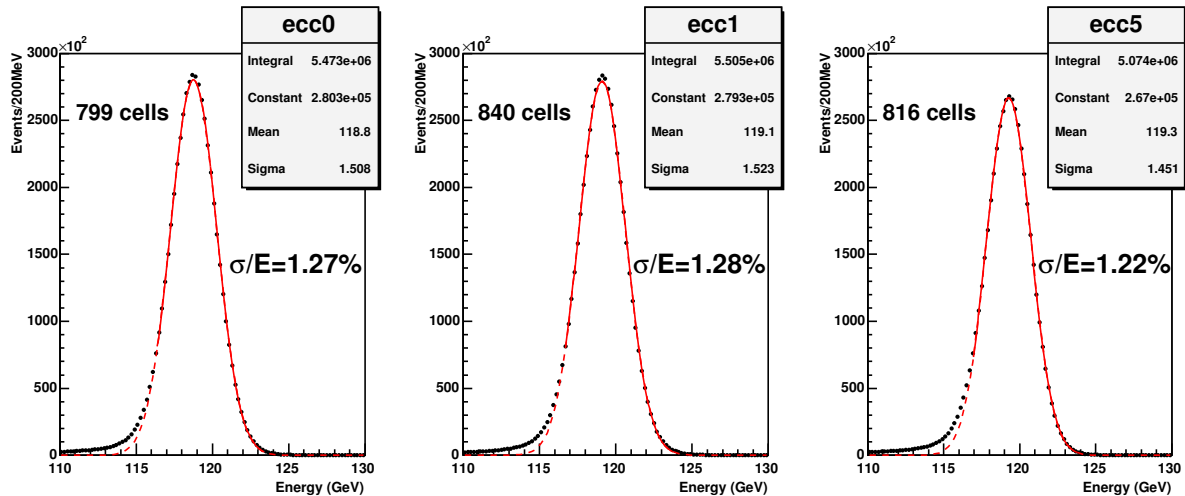


Figure 47: Spectre en énergie des électrons de 119 GeV collectés sur les ~ 800 cellules de S2 analysées et appartenant à la grande roue de chaque module. Le résultat d'un ajustement Gaussien débutant à -1.5σ de la valeur moyenne est superposé.

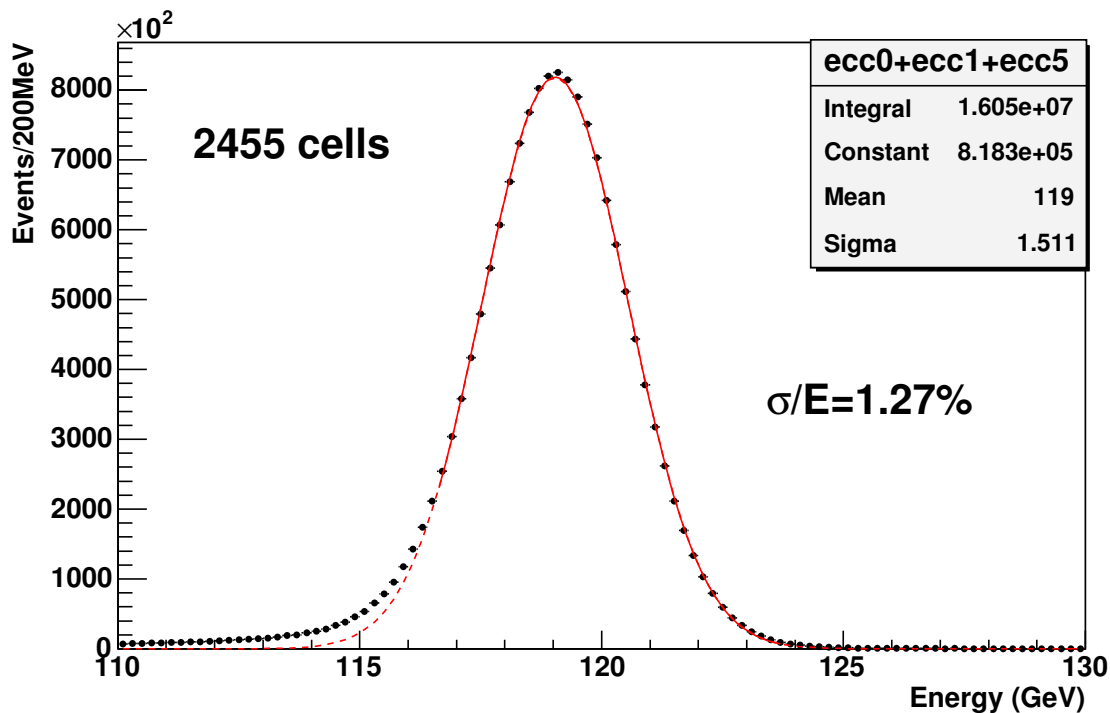


Figure 48: Somme des trois histogrammes de la Figure précédente : spectre en énergie des 16 millions d'électrons de 119 GeV collectés sur les 2455 cellules de S2 analysées et appartenant aux grandes roues des 3 modules, représentant une surface de détection d'environ 3 m^2 . Le résultat d'un ajustement Gaussien débutant à -1.5σ de la valeur moyenne est superposé.

4.3.5 Résultats pour les modules du tonneau

Une étude similaire a été menée sur les modules de production du tonneau testés sous faisceau. L'énergie moyenne en fonction de η ainsi que les distributions correspondantes sont montrées sur la Figure 49. La non-uniformité de la réponse est comprise entre 0.4% et 0.5% pour les trois modules analysés [61]. Elle est en parfait accord avec la somme quadratique des contributions estimées issues notamment des dispersions des épaisseurs des plaques de plomb, des *gaps* d'argon liquide, des amplitudes d'étalonnage et du schéma de reconstruction du signal et de l'énergie. Les échelles absolues en énergie diffèrent par moins de 0.1% entre les modules, ce qui apporte une contribution négligeable au terme constant global. Ce dernier est évalué entre 0.5% et 0.6% pour les trois modules, là encore en adéquation avec les spécifications d'ATLAS.

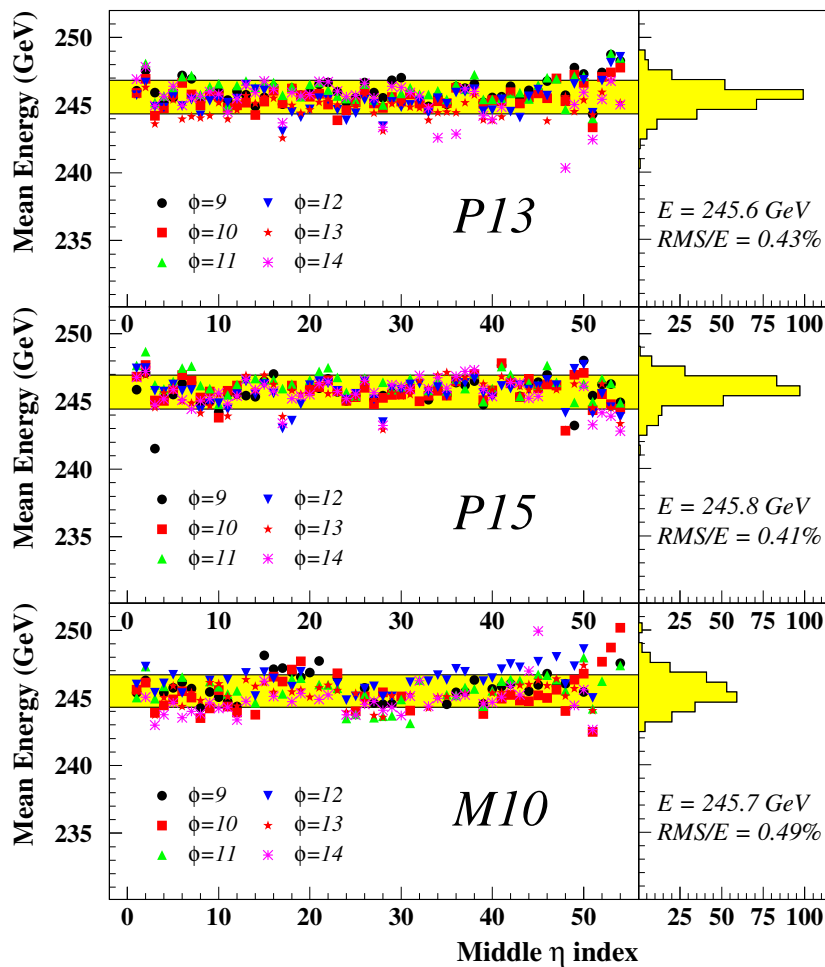


Figure 49: *Energie moyenne reconstruite dans chaque cellule balayée par le faisceau d'électrons de 245 GeV, en fonction de sa position en η et distributions correspondantes (droite) pour les trois modules du tonneau analysés.*

4.4 Diaphonie

Un contrôle de la diaphonie entre les différentes cellules de lecture du calorimètre est nécessaire, car elle biaise la forme du signal et dilue l'information sur la forme de la gerbe. Elle nuit donc à la précision des mesures. Toutes les sources de diaphonie ont été identifiées et quantifiées dès le premier test en faisceau du module tonneau de pré-production en 1999 [56] :

- couplage résistif entre S2 et S1 à travers le réseau de résistances sérigraphiées sur les électrodes pour la distribution de la haute tension ;
- couplage capacitif entre cellules adjacentes de S1, dû à leur fine segmentation ;
- couplage inductif entre cellules de S2, celles de S3 et entre S2 et S3, provenant essentiellement des cartes sommatriques et des cartes mères ;
- diaphonie longue distance entre S1 et S3 à travers les connecteurs de sortie des cartes d'étalonnage et les traversées étanches du cryostat.

De nombreux composants des électrodes et de l'électronique associée sont impliqués. La cartographie de la diaphonie que j'ai établie durant les trois tests des modules tonneau de pré-production puis des tests des modules de série du tonneau et des bouchons a permis d'étudier leur comportement au cours de temps et de vérifier *in situ* la qualité de leur production [56]. Par exemple, l'ajustement de l'architecture des cartes sommatriques et des cartes mères a permis de réduire la diaphonie inductive entre les cellules de S2 d'un facteur 1.5 en moyenne. La cartographie de deux modules typiques, un tonneau et un bouchon, est montré sur la Figure 50.

4.5 Réponse aux muons

Les muons déposent dans le calorimètre un signal plus localisé que les électrons, typiquement dans seulement deux cellules de S2 connexes en Φ . Malgré la faible énergie déposée, quelques centaines de MeV, ils fournissent donc des informations plus propres et complémentaires aux électrons, permettant des études plus fines du détecteur. Ils se sont par exemple révélés un outil précieux pour identifier la source de la non-uniformité de la réponse du module de pré-production à un manque de retour de masse sur certains connecteurs des électrodes (section 4.1). Cette conclusion fait partie de l'analyse que j'ai menée avec l'étudiant en thèse A. Camard sur le module de pré-production du tonneau, en déterminant la réponse de ce dernier aux muons contaminant les faisceaux d'électrons [66]. L'analyse a ensuite été appliquée aux modules de production du tonneau et des bouchons. La Figure 51 montre le signal de muons mesuré à $\eta = 0.35$, comparé au bruit électronique. Le rapport signal sur bruit est compris entre 7 et 12 sur toute la couverture du calorimètre. Cette bonne extraction du signal a notamment permis d'estimer les résolutions sur les mesures de direction et de temps accessibles avec les muons, et de tester les mesures de diaphonie (section 4.4) sur des événements physiques. Les données ont également été utilisées pour ajuster les simulations Monte Carlo indépendamment du traitement des gerbes électromagnétiques. La Figure 52 montre l'exemple des modulations de la réponse du détecteur selon Φ (section 4.3.3), dont l'amplitude est environ 4 fois plus importante que celles obtenues avec les électrons, diluées par la taille transverse de la gerbe électromagnétique.

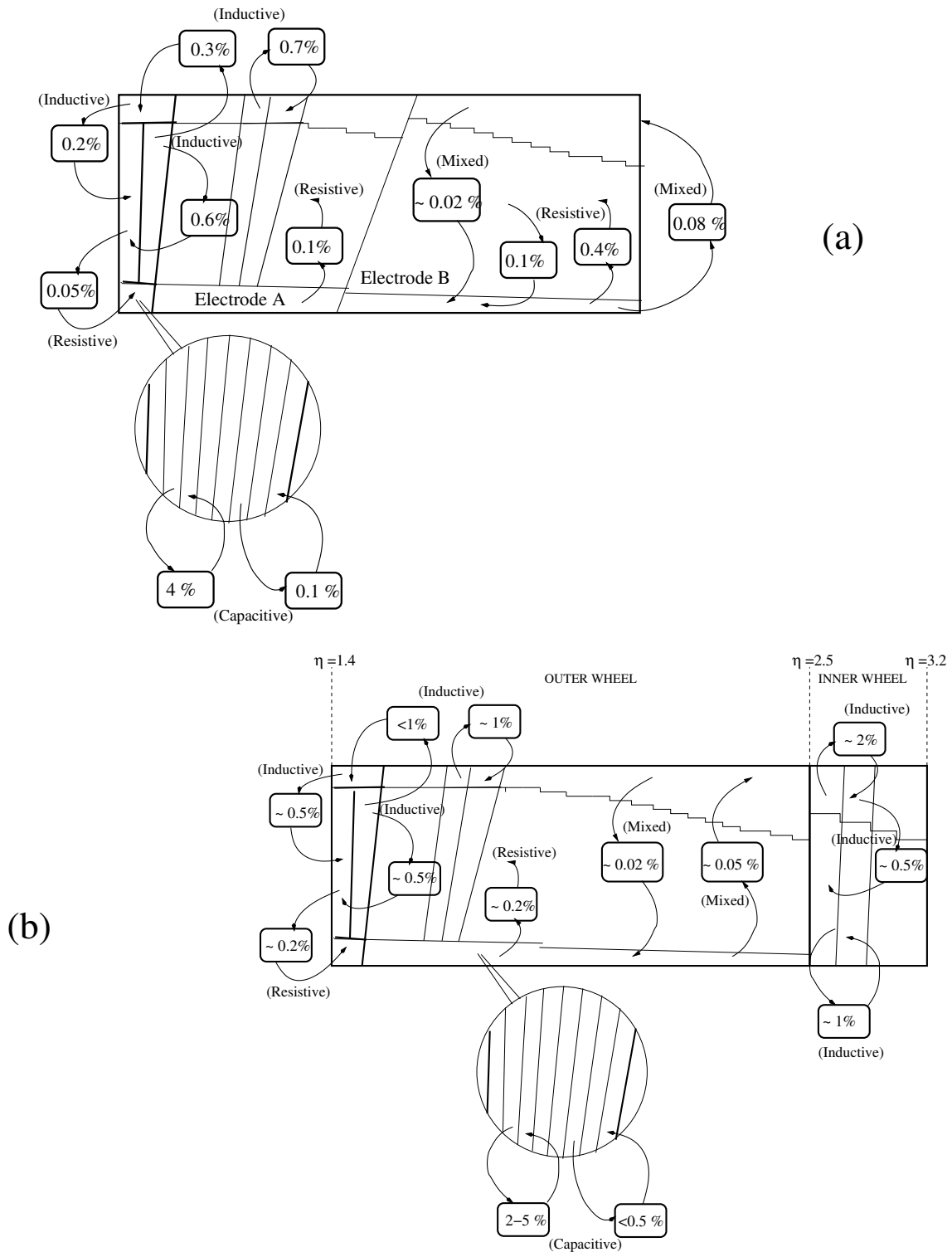


Figure 50: Synthèse quantitative de la diaphonie entre les différentes cellules (a) du tonneau et (b) des bouchons. La diaphonie est évaluée au pic du signal pulsé.

L'intérêt majeur de ces études réside dans la préparation de l'étalonnage du calorimètre avec des muons cosmiques. Avec un taux d'environ 1 Hz [67], quelques millions d'événements projectifs peuvent être collectés dans la partie tonneau en ~ 3 mois, soit au moins 100 muons par cellule pour $|\eta| < 1$ sur 70% de la couverture en Φ . Cela devrait, par exemple, permettre de vérifier l'étalonnage en temps des cellules au niveau de la ns, suffisant pour une bonne opération des cartes de lecture au démarrage du LHC, et de faire un alignement relatif du calorimètre par rapport aux trajectographes avec une précision de l'ordre de $500 \mu\text{m}$ dans les deux directions transverses. En outre, l'uniformité de la réponse selon η sera vérifiée au pourcent. Les premiers muons cosmiques ont été enregistrés par la partie tonneau du calorimètre dans la cave de ATLAS en août 2006. La Figure 53 présente une visualisation de l'un des ces événements. Avant les objectifs fixés ci-dessus, le but premier est d'acquérir de l'expérience dans l'opération *in situ* du détecteur, exercer la chaîne complète d'analyse et identifier les sources potentielles de problèmes.

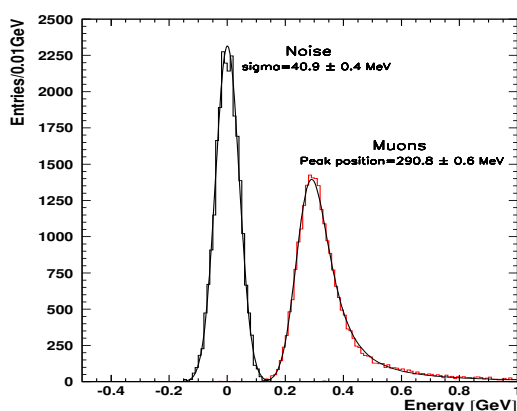


Figure 51: Signal mesuré en faisceau-test lors du passage de muons dans le calorimètre à $\eta = 0.35$, comparé au bruit électronique. Le signal est ajusté par une distribution de Landau convoluée avec une Gaussienne.

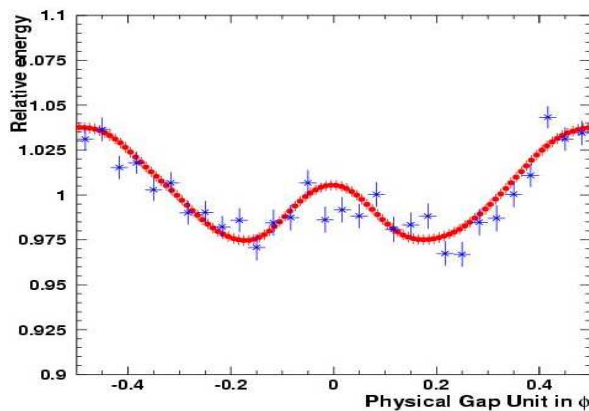


Figure 52: Modulations de la réponse du calorimètre aux muons avec l'angle azimutal Φ sur un gap. Les points correspondent aux données, la courbe aux simulations.

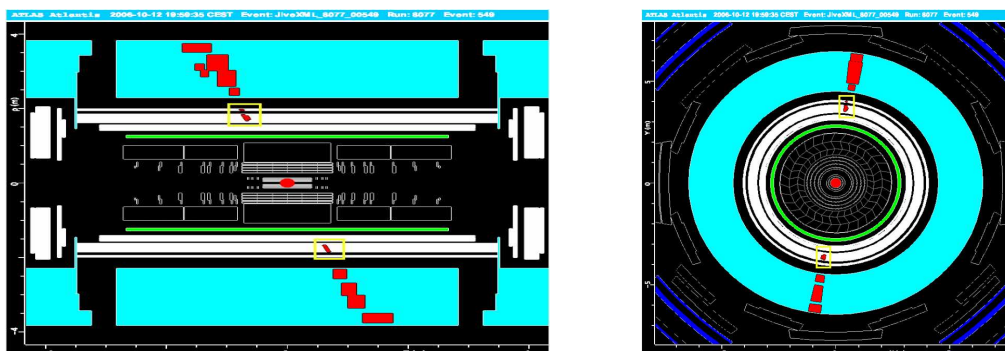


Figure 53: Visualisation longitudinale (gauche) et transverse (droite) d'un muon cosmique traversant les parties centrales des calorimètres électromagnétique et hadronique dans la cave de ATLAS. Les dépôts d'énergie dans le calorimètre électromagnétique sont encadrés.

4.6 Autres résultats

Cette section synthétise les principales performances mesurées lors des tests sous faisceau dédiés au calorimètre électromagnétique.

4.6.1 Linéarité et résolution en énergie

Nous avons déjà souligné dans le paragraphe 4.3.1 qu'une résolution sur la masse du Higgs de 1% nécessite un terme stochastique de l'ordre de $10\%/\sqrt{E}$ et un terme constant global meilleur que 1% dans la région de précision d'ATLAS, $|\eta| < 2.5$. De plus, la non-linéarité de la réponse du calorimètre doit être meilleure que 0.5% jusqu'à 300 GeV afin de ne pas dégrader la mesure de la masse invariante du Higgs se désintégrant en 4 électrons ou en 2 photons. Cela nécessite une bonne connaissance de la matière passive, qu'elle soit devant ou à l'intérieur du calorimètre. Les données de test en faisceau ont servi à ajuster les simulations numériques et à mettre au point le schéma de reconstruction de l'énergie décrit dans la section 3.4, permettant de contrôler à la fois la résolution en énergie et la linéarité. Ainsi, comme indiqué sur la Figure 54, cette dernière est maintenue entre $\pm 0.1\%$ dans la gamme d'énergie comprise entre 15 et 180 GeV [52]. Les simulations doivent permettre d'étendre ce résultat, obtenu pour une seule position dans la situation du faisceau-test, à l'ensemble du calorimètre dans l'environnement d'ATLAS, avec la présence d'un champ magnétique et une quantité de matière devant le calorimètre différente. Cette dernière sera contrôlée par des étalonnages *in situ*.

La résolution en énergie correspondant à cette analyse est montrée sur la Figure 55 en fonction de l'énergie [52]. Son ajustement par l'Equation 2 permet de déduire un terme d'échantillonnage de $10\% \text{ GeV}^{1/2}$ et un terme constant local¹⁷ de 0.2%. Plus généralement, les résolutions en énergie obtenues avec un schéma de reconstruction moins élaboré lors du balayage de l'ensemble des cellules pour les études d'uniformité du tonneau et des bouchons sont montrées en fonction de η sur la Figure 56. Elles sont par exemple dans le cas des bouchons compatibles avec un terme d'échantillonnage compris entre $10\% \text{ GeV}^{1/2}$ et $12.5\% \text{ GeV}^{1/2}$, avec une moyenne à $11.4 \pm 0.3\% \text{ GeV}^{1/2}$, et un terme constant local moyen de 0.35%. Ces résultats sont en accord avec ceux obtenus sur les modules de pré-production [20] et sont en adéquation avec les spécifications d'ATLAS.

4.6.2 Résolution angulaire et en position

La résolution sur la mesure de la direction des gerbes doit être de l'ordre de $50 \text{ mrad}/\sqrt{E(\text{GeV})}$ afin de ne contribuer que marginalement à la résolution sur la masse invariante $\gamma\gamma$ pour la recherche d'un Higgs de basse masse. La position du point d'impact est estimée par le barycentre des cellules touchées, pondérées avec leur énergie. La résolution obtenue dans la direction η , dépendant de l'énergie, est par exemple pour des particules de 245 GeV et à bas η ¹⁸ de $540 \mu\text{m}$ avec S2 et de $240 \mu\text{m}$ avec S1, plus finement segmenté. La combinaison de ces deux mesures permet de reconstruire l'angle polaire de la particule incidente avec une résolution comprise

¹⁷Le terme constant local à une cellule résulte des non-uniformités résiduelles de la réponse qui n'ont pas pu être éliminées par les corrections hors-ligne, principalement les fuites latérales et les modulations en Φ .

¹⁸La résolution exprimée non pas en μm mais en unités de pseudo-rapacité ne dépend que faiblement de η , et vaut $0.33 \cdot 10^{-3}$ dans S2 et $0.15 \cdot 10^{-3}$ dans S1.

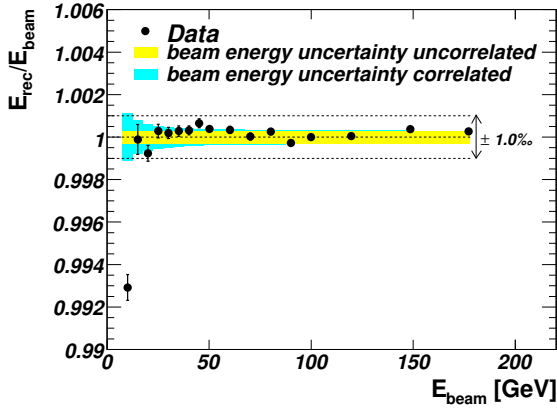


Figure 54: Rapport entre l'énergie reconstruite et celle du faisceau d'électrons incidents au point $(\eta, \Phi) = (0.687, 0.28)$ du calorimètre, en fonction de l'énergie du faisceau. Le rapport est normalisé à 1 pour 100 GeV. La bande interne (externe) représente l'incertitude décorrélée (corrélée) sur l'énergie du faisceau.

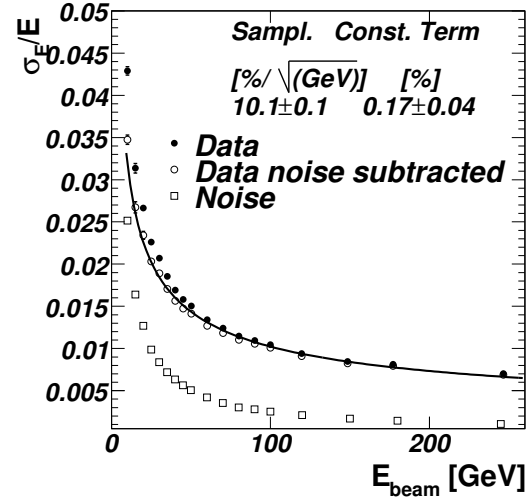


Figure 55: Résolution relative sur l'énergie en fonction de l'énergie du faisceau. Le résultat d'un ajustement des données après soustraction du bruit (ronds ouverts) par l'Equation 2 est superposé.

entre 50 et 60 $\text{mrad}/\sqrt{E(\text{GeV})}$ dans la gamme d'énergie accessible, $10 < E < 250$ GeV, et sur l'ensemble de la couverture du calorimètre, tonneau et bouchons compris [68]. Ce résultat, illustré sur la Figure 57 pour le tonneau à 245 GeV, est en bon accord avec les simulations et satisfait aux spécifications d'ATLAS. Il permet de reconstruire avec le calorimètre seul la position du vertex de deux photons issus d'un Higgs avec une précision d'environ 20 mm [39], suffisante pour préserver la précision de la mesure de leur masse invariante.

4.6.3 Séparation γ/π^0

La granularité du calorimètre électromagnétique doit également fournir un facteur de rejet de l'ordre de 3 contre les pions neutres pour une efficacité de sélection des photons de 90%, afin de réduire le fond γ -jet et jet-jet à moins de 20% du fond irréductible QCD $\gamma\gamma$ dans la recherche du Higgs en deux photons. Une configuration spéciale, obtenue en insérant de la matière dans la ligne de faisceau pour que l'électron incident émette un photon de rayonnement de freinage, a permis de faire la mesure. En sélectionnant les lots de photons avec une cinématique appropriée, des pions neutres ont pu être reproduits. Grâce à la fine segmentation de S1, un facteur de rejet de $(3.54 \pm 0.12_{\text{stat}})$ est mesuré pour une efficacité de sélection des photons de $p_T \sim 50$ GeV de 90%, comme montré sur la Figure 58 [68]. Ici encore, le bon accord avec les simulations, (3.66 ± 0.10) , doit permettre d'extrapoler le résultat à l'environnement final d'ATLAS, où il faudra également prendre en compte les photons convertis.

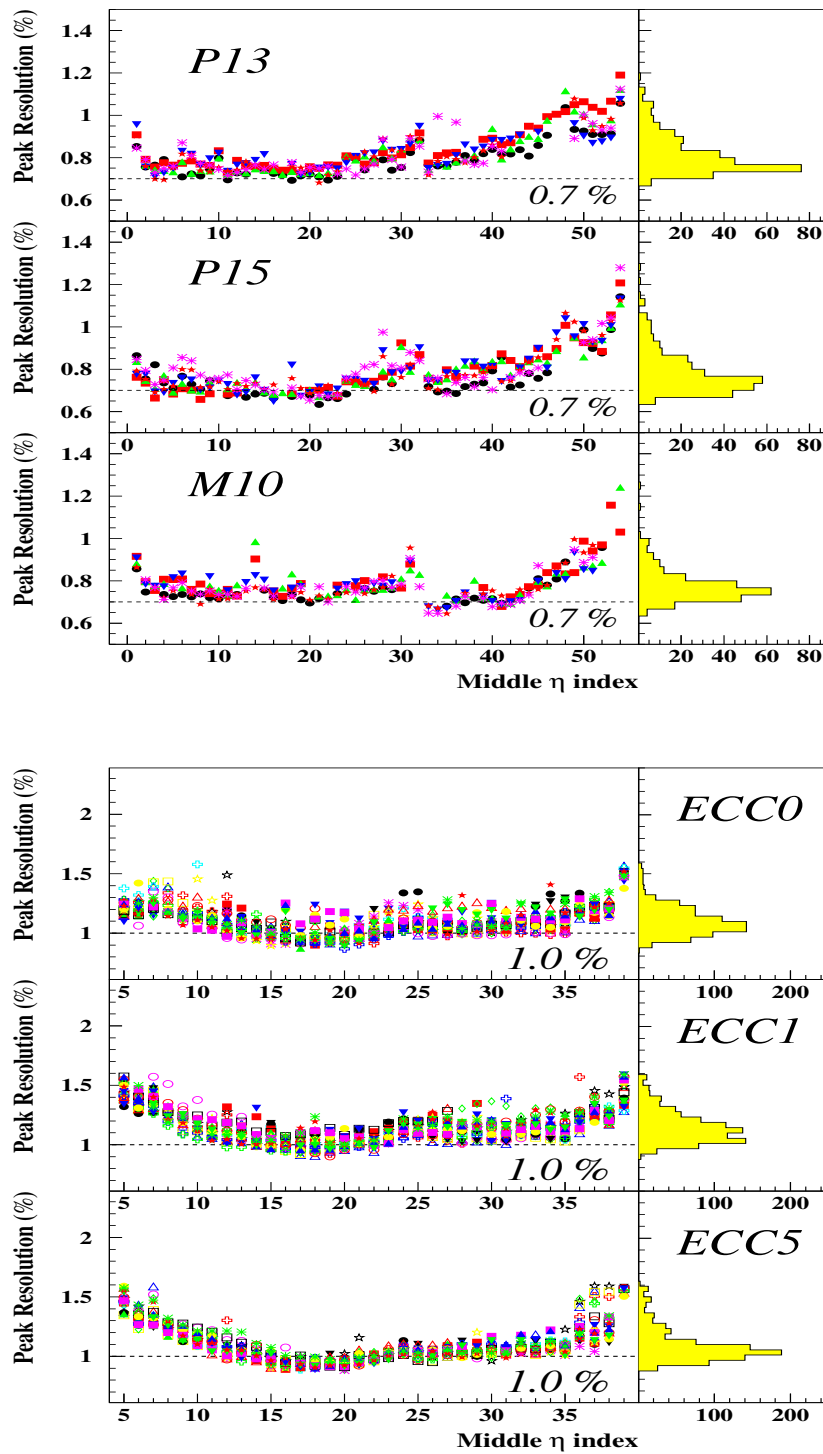


Figure 56: Résolution relative sur l'énergie en fonction de η , obtenue pour chaque cellule des trois modules du tonneau balayés par un faisceau d'électrons de 245 GeV (en haut) et des trois modules bouchons pour des électrons de 119 GeV (en bas).

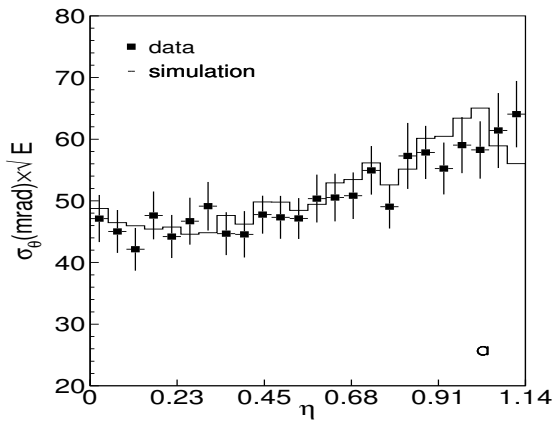


Figure 57: Résolution sur l'angle polaire Θ en fonction de η , obtenue sur les données faisceau-test d'un module de production du tonneau pour des électrons de 245 GeV. Le résultat des simulations est superposé.

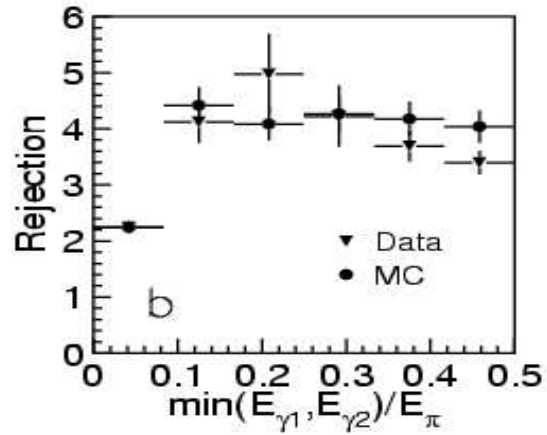


Figure 58: Facteur de rejet contre les pions neutres mesuré pour une efficacité de sélection des photons de 90%, en fonction de la fraction d'énergie emportée par un photon. Le résultat des simulations est superposé.

4.6.4 Résolution en temps

La mesure du temps de passage des particules dans le calorimètre est intrinsèquement possible grâce au temps de montée très rapide du signal d'ionisation dans l'argon. Une bonne précision, de l'ordre de 100 ps de terme constant, est particulièrement importante pour la recherche de particules neutres à longue durée de vie se désintégrant en photon non-pointant, comme par exemple le neutralino dans certains modèles GMSB [9]. Elle doit aussi aider pour l'identification et la réduction du bruit d'empilement et, au démarrage du LHC, du bruit instrumental comme les interactions faisceau-gaz. La méthode du filtrage optimal permet de reconstruire l'énergie mais aussi le temps, voir Equation 3. La résolution a été mesurée en fonction de l'énergie déposée dans la cellule pour un faisceau incident de 245 GeV : bien qu'encore perfectible, elle reste inférieure à 100 ps au-delà de 50 GeV, avec un terme constant local de l'ordre de 70 ps [69]. La contribution de la chaîne d'électronique, engendrant un terme constant de l'ordre de 20 ps, n'est pas une limitation. En outre, de la même manière que pour la mesure de l'énergie, la non-uniformité entre les temps de réponse des différentes cellules du calorimètre contribue au terme constant global et doit être maîtrisée. Les données d'étalonnage et l'utilisation de muons cosmiques doivent permettre une synchronisation entre cellules au niveau de la ns, suffisant pour une bonne opération des cartes de lecture au démarrage du LHC.

4.7 Mise en œuvre du calorimètre

Après ajustement et validation de l'ensemble des choix techniques relatifs au calorimètre électromagnétique par des tests sur des modules de pré-production, le passage sous faisceau de 7 modules de production (4 du tonneau et 3 des bouchons) a permis de vérifier la qualité et la reproductibilité de la construction, et de s'assurer que toutes les performances requises, pour la découverte du Higgs notamment, sont satisfaites. Ainsi, la non-uniformité de la réponse du tonneau (des bouchons) est inférieure à 0.5% (0.6%) sur l'ensemble de la couverture des modules, excluant seulement les bords et l'intervalle entre la grande et la petite roue. La mesure

du terme constant global en résultant, autour de 0.7%, est en accord avec les spécifications initiales pourtant contraignantes, et vient couronner les phases de conception et de construction du calorimètre. Au-delà des mesures de l'ensemble des performances et de l'expérience acquise dans le fonctionnement du détecteur, le fruit des tests en faisceau réside aussi et surtout dans ce qu'elles ont nécessité : la mise au point d'un schéma détaillé d'étalonnage et de reconstruction de l'énergie, ainsi qu'un ajustement fin des simulations numériques. Ceci est crucial pour étendre les résultats à l'environnement final d'ATLAS, avec la présence d'un champ magnétique et une quantité de matière devant le calorimètre non uniforme et imparfaitement connue.

Une étape importante allant dans ce sens a été franchie en 2004 par un test en faisceau de plusieurs mois réunissant les parties centrales de tous les sous-détecteurs : trajectographe interne (pixels, SCT, TRT) pouvant baigner dans un champ magnétique jusqu'à 1.4 T, calorimètres électromagnétique et hadronique, chambres à muons. Le système, utilisant une électronique de lecture finale, représentait environ 1% de la couverture d'ATLAS [70]. Il a offert le cadre unique d'une expérience d'opération commune des sous-détecteurs, aussi bien pour le déclenchement, l'acquisition des données ou les outils d'analyse. Il a également permis d'affiner les principes d'alignement et d'étalonnage entre sous-détecteurs ainsi que les méthodes de reconstructions combinées, comme celle de la conversion de photons. En ce qui concerne les performances du calorimètre électromagnétique, l'un des objectifs principaux était d'exercer et de tester la chaîne complète d'étalonnage et de reconstruction avec diverses quantités de matière devant le détecteur [71]. En faisant varier cette dernière entre 2.4 et 3.3 X_0 par pas de 0.3 X_0 , en insérant des plaques d'aluminium devant le cryostat, il a ainsi été montré [72] que la résolution est quasiment inchangée et que la linéarité reste compatible avec l'erreur sur l'énergie du faisceau (0.5%). Ce résultat suppose que la quantité de matière est bien connue, des paramètres de reconstruction de l'énergie (Equation 6) spécifiques étant obtenus par simulation. En changeant ces jeux de paramètres, on peut estimer qu'une méconnaissance de 0.3 X_0 induit un biais sur l'énergie inférieur à 1% au-delà de 30 GeV. Les analyses des données combinées, notamment des comparaisons avec et sans détecteur interne et/ou champ magnétique, sont en cours de finalisation. Elles montrent un bon accord avec les tests en faisceau individuels ou combinés effectués précédemment ainsi qu'avec les simulations. L'étape suivante est la mise en œuvre des calorimètres dans le puits, où ils ont déjà enregistré des muons cosmiques (Figure 53). Ces derniers fournissent un premier étalonnage *in situ* avant l'arrivée des collisions du LHC.

L'ensemble des tests doit permettre d'entamer la prise de données avec un calorimètre électromagnétique déjà bien maîtrisé, dont les performances sont suffisantes pour démarrer le vaste programme de physique d'ATLAS. Des événements de physique bien connus comme ceux de biais minimum [73] et $Z \rightarrow ee$ seront alors disponibles en grande quantité pour atteindre les performances "ultimes" nécessaires aux mesures de précision. Par exemple, avec ces performances, les simulations les plus récentes indiquent une reconstruction de la masse du Higgs avec une précision comprise entre 1.2 et 1.5% jusqu'à 200 GeV dans le canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e$ [74] et d'environ 1.2% dans le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ [39]. Cela passe bien entendu par une compréhension préalable du détecteur à travers des processus connus du Modèle Standard, comme la production du quark top. Cette dernière constitue par exemple un bruit de fond important dans de nombreux canaux de recherche de nouvelles particules. Mais l'intérêt du quark top ne se réduit pas à cela : il offre une physique très riche à laquelle sont consacrés les deux prochains chapitres.

5 La physique du quark top aujourd'hui

La découverte du quark top en 1995 auprès du Tevatron [3] paracheva le succès prédictif du Modèle Standard de la physique des particules, confirmant sa structure à trois générations. Depuis, plus de 10 ans, les expériences CDF et D0 cherchent à en déterminer les propriétés : masse, spin, charge, couplages aux autres fermions et aux bosons de jauge. Mais la précision de la plupart des mesures reste limitée par la statistique, et nombre des propriétés du quark top restent mal connues. Après un exposé des principaux enjeux de la physique du top et les espoirs de découverte de nouvelle physique qu'elle suscite (section 5.1), nous décrivons les signatures expérimentales du quark top (section 5.2) et montrerons en quoi l'étude de sa polarisation associée à celle du boson W permet de tester les interactions fondamentales responsables de sa production et de sa décroissance (section 5.3). La section 5.4 dressera un bilan des mesures effectuées au Tevatron et la section 5.5 sera consacrée à l'apport du LHC dans ce secteur, introduisant le chapitre 6 dédié à la physique du top avec le détecteur ATLAS.

5.1 Enjeux

Le quark top joue un rôle central dans les programmes présents et futurs de la physique des hautes énergies, des revues complètes sur le sujet existant en abondance (voir par exemple [75, 76, 77]). Il offre, en effet, un laboratoire d'étude unique à l'intersection de QCD, du secteur électro-faible, du mécanisme de Higgs et de nombreux modèles de nouvelle physique. En premier lieu, étant de loin la particule fondamentale la plus lourde, il est un outil privilégié d'étude de précision du Modèle Standard (MS). Dans le secteur électro-faible, une mesure précise de sa masse combinée à celle du boson W offre un test fort de cohérence du MS par contrainte indirecte sur la masse du Higgs via des corrections radiatives. La Figure 59 (gauche) montre les valeurs expérimentales actuelles, ainsi que les prédictions sur la masse du Higgs dans le cadre du MS. La région de mesure indique une masse du Higgs assez faible, dépendant largement de la masse du top : la Figure 59 (droite) exhibe la grande corrélation, environ 70%, entre la masse du quark top et celle du boson de Higgs. Par exemple, la précision des mesures actuelles et notamment celle de la masse du top $M_t = 171.4 \pm 2.1$ GeV (voir section 5.4) permet d'estimer la masse du Higgs à 85^{+39}_{-28} GeV [7], soit à environ 40%. Notons également que, comme indiqué sur la Figure 1, un ajustement global sur les données expérimentales enregistrées jusqu'à l'été 2006 prédit une valeur de $M_t = 171.7$ GeV, en très bon accord avec la mesure directe.

Au-delà de ce test de cohérence du secteur électro-faible du Modèle Standard, il est important de souligner que le quark top offre un axe de recherche naturel pour comprendre le mécanisme responsable de la brisure de la symétrie électro-faible. La masse du top est en effet de l'ordre de l'échelle de Fermi, $v = (\sqrt{2}G_F)^{-0.5} = 246$ GeV, qui caractérise l'échelle de brisure de symétrie électro-faible. Cela donne un couplage de Yukawa au Higgs, $M_t/(v/\sqrt{2})$, de l'ordre de 1. Le quark top est donc le seul fermion à posséder une masse naturelle, dans le sens où elle est du même ordre de grandeur que l'échelle d'énergie du mécanisme qui l'engendre. Cela suggère que le quark top peut jouer un rôle particulier dans le mécanisme de brisure de symétrie électro-faible. Il tient ainsi une place particulière dans plusieurs extensions du MS, comme par exemple les modèles de "techni-couleur" [78] et de "top-couleur" [79]. Corollairement, des effets de nouvelle physique devraient être plus apparents dans le secteur du quark top

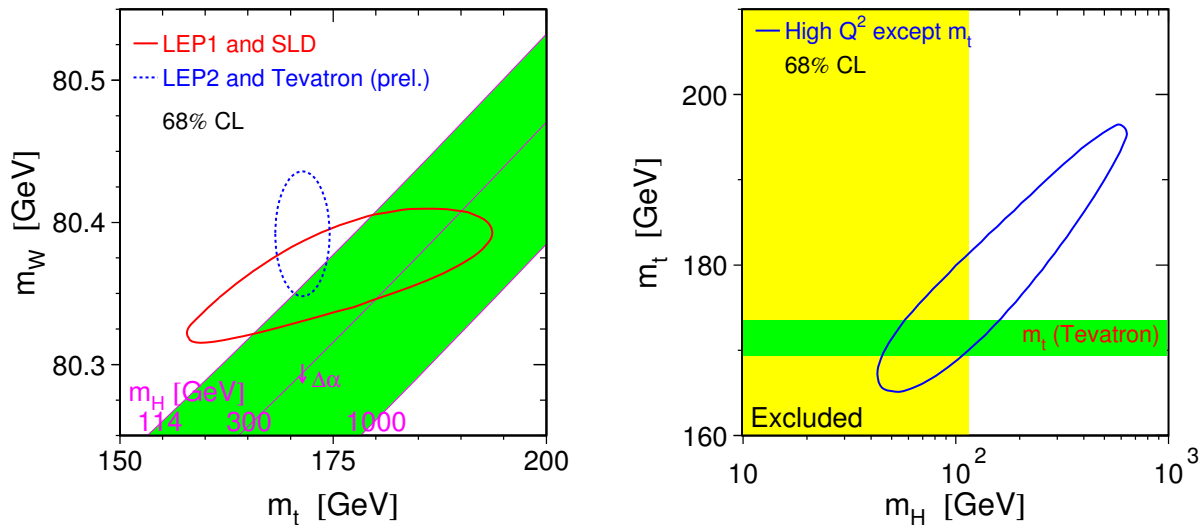


Figure 59: Contraintes dans les plans M_W - M_t (gauche) et M_t - M_H (droite) résultant de l'ajustement de l'ensemble des mesures de précision électro-faibles jusqu'à l'été 2006 dans le cadre du Modèle Standard [7]. Les mesures directes des masses du boson du W et du quark top sont également indiquées, ainsi que la zone exclue par les recherches directes du Higgs, $M_H < 114$ GeV [8].

que dans n'importe quel secteur léger de la théorie. Ainsi, certains des couplages du top avec les bosons de jauge pourraient avoir des propriétés modifiées par rapport aux prédictions du MS. C'est l'une des principales motivations des études de polarisation auxquelles j'ai pris part et qui seront détaillées dans la section 6.6. Le top pourrait également être produit ou se désintégrer en impliquant de nouvelles particules : citons l'exemple d'une production résonante via un boson de Higgs (pseudo)scalaire et celui d'une désintégration en Higgs chargé. Le quark top est donc un outil particulièrement privilégié pour la recherche de nouvelle physique. Pour en terminer avec le secteur électro-faible, soulignons que la production du top par interaction faible permet une mesure directe de $|V_{tb}|$. Ce dernier est le seul élément de la matrice CKM sur lequel nous n'avons pas d'information¹⁹. Une telle mesure serait de grande importance car la moindre variation par rapport à la valeur attendue serait un signe de physique au-delà du MS, comme l'existence d'une quatrième famille [81].

Une autre conséquence de la grande masse du top est sa particularité, unique chez les quarks, de se désintégrer avant la formation d'états liés hadroniques [82]. Sa très courte durée de vie, $< 10^{-24}$ s, offre ainsi une fenêtre d'observation unique sur le comportement intrinsèque des quarks. Elle permet en outre des études sur le spin du top, les effets de ce dernier n'étant pas dilués par l'hadronisation mais étant directement transmis aux particules filles. Ainsi, la polarisation du quark top, comme celle du boson W issu de sa désintégration, est prédite avec précision dans le cadre du MS. Toutes deux reflètent les interactions fondamentales responsables de la production et de la décroissance du top, ce qui sera détaillé dans la section 5.3.

¹⁹ $|V_{td}|$ et $|V_{ts}|$ sont estimés indirectement. $|V_{tb}|$ est déduit par un ajustement global sur l'ensemble des données et en faisant l'hypothèse supplémentaire d'unitarité. En supposant qu'il n'existe que trois générations, le résultat est borné à l'intervalle $[0.9990 - 0.9992]$ à 90% de niveau de confiance [80]. Sans cette hypothèse, la contrainte est complètement relâchée : $[0.07 - 0.9993]$.

Notons pour terminer que la compréhension fine des événements impliquant le quark top sera également cruciale pour la recherche de nouvelles particules comme le Higgs dans les nombreux canaux pour lesquels le top constitue un bruit de fond important. La maîtrise du signal top pourrait donc aussi dans ce cadre être l'une des clés de la découverte de nouvelle physique. Voyons maintenant les performances expérimentales nécessaires à cette maîtrise, et en quoi le top peut également participer à l'amélioration de ces performances.

5.2 Production, décroissance et détection du quark top

Dans le Modèle Standard, le quark top peut être produit soit par paires via l'interaction forte, soit individuellement par interaction faible. La production par paires est dominante, environ 70% des cas aussi bien au Tevatron qu'au LHC. Sa section efficace est autour de 7 pb au Tevatron, principalement par annihilation de quarks (85% contre 15% par fusion de gluons). Au LHC, elle est 100 fois plus forte, ~ 850 pb [83], avec un taux inversé d'annihilation de quarks et de fusion de gluons. Le rapport de la section efficace de production électro- faible entre le LHC et le Tevatron est également de 100 : ~ 3 pb au Tevatron (65% de fusion W - g ou voie t , 30% par échange d'un W^* ou voie s et 5% de production associée Wt) et ~ 300 pb au LHC (75% de W - g , 5% par voie s et 20% de Wt). Les sections efficaces ont été calculées au moins au NLO [83, 84], et les incertitudes théoriques sont de l'ordre de 10%.

Dans le Modèle Standard, le top décroît quasiment exclusivement en Wb ($|V_{tb}| \sim 1$). Les états finals des événements top sont donc déterminés par le mode de décroissance du W : $Br(W \rightarrow lv_l) \sim 1/3$ avec $l = e, \mu, \tau$ en proportions égales et $Br(W \rightarrow q_1 q_2) \sim 2/3$ avec $q_1(q_2) = u(d), c(s)$ en proportions égales. Ainsi, pour la production de paires $t\bar{t}$, des états finals dileptoniques (10%), semileptoniques (44%) et complètement hadroniques (46%) sont possibles. Ceux pour lesquels l'un des leptons est un τ ne permettront pas des mesures fines, et doivent être considérés comme du bruit de fond. Le canal roi est le canal semileptonique ($t\bar{t} \rightarrow WbW\bar{b} \rightarrow l\nu b j_1 j_2 \bar{b}$), avec un lepton ($l = e, \mu$) isolé qui va permettre de déclencher le système d'acquisition et un seul neutrino, les contraintes étant ainsi suffisantes pour reconstruire complètement la cinématique de l'événement. Le canal dileptonique ($t\bar{t} \rightarrow WbW\bar{b} \rightarrow \bar{l}\nu b l \bar{\nu} \bar{b}$) souffre d'une plus faible statistique et d'une cinématique sous-contrainte, avec ses deux neutrinos dans l'état final, mais il peut se montrer complémentaire, avec des erreurs de mesure systématiques différentes. Enfin, le canal "tout hadronique" est difficile à extraire du bruit de fond QCD, avec aucun lepton isolé pour alimenter le système de déclenchement. Notons pour terminer que, bien que la production dominante se fasse par interaction forte, ce sont les interactions électro-faibles qui définissent la plupart de la phénoménologie du quark top : état final déterminé par la décroissance du W , grande largeur du top, hélicité du W , ...

La richesse des états finals des événements top leur confère une importance expérimentale particulière. La grande statistique qui sera accumulée rapidement au LHC devrait fournir un outil pour mieux comprendre et étalonner le détecteur *in situ* [85], de par la source abondante et propre de jets de b et de W se désintégrant en jets légers et des contraintes cinématiques suffisantes pour calculer l'énergie transverse manquante. Le pic de la masse du top sera l'un des premiers signaux de physique qui sera enregistré par ATLAS. Sa signature impliquant la plupart des sous-détecteurs, de nombreuses informations pourront en être tirées, en particulier

sur le système de déclenchement, l'étiquetage des jets de b , l'échelle en énergie des jets ou l'énergie transverse manquante. Cette utilisation des événements top pour étalonner le détecteur est un aspect unique du LHC. Nous y reviendrons dans la section 6.3.

5.3 Polarisation du top et du W , reflets de la production et de la décroissance du quark top

Comme souligné dans la section 5.1, le quark top se désintègre avant la formation d'états liés hadroniques [82] et transmet directement les informations sur son état de spin à ses particules filles. Le spin du top n'a pas encore été mesuré directement, même si l'accord de la section efficace de production des paires $t\bar{t}$ avec les prédictions théoriques est en faveur de la valeur 1/2 attendue par le MS. Cela pourrait découler de l'étude des quarks top produits individuellement par interaction faible, qui sont largement polarisés ($\sim 100\%$ [81, 86]) du fait de la structure V-A de leur couplage de production. Au contraire, les tops produits en paires par interaction forte ne sont pas polarisés [87]. Cependant, les spins du top et de l'anti-top sont corrélés, et il existe donc une asymétrie dans la production de paires $t\bar{t}$ avec le même spin par rapport à celle de paires avec des spins opposés [88, 89] :

$$A = \frac{\sigma(t_{\uparrow}\bar{t}_{\uparrow}) + \sigma(t_{\downarrow}\bar{t}_{\downarrow}) - \sigma(t_{\uparrow}\bar{t}_{\downarrow}) - \sigma(t_{\downarrow}\bar{t}_{\uparrow})}{\sigma(t_{\uparrow}\bar{t}_{\uparrow}) + \sigma(t_{\downarrow}\bar{t}_{\downarrow}) + \sigma(t_{\uparrow}\bar{t}_{\downarrow}) + \sigma(t_{\downarrow}\bar{t}_{\uparrow})} \neq 0 \quad (12)$$

Une autre variable d'asymétrie A_D , plus simple à mesurer comme nous le verrons dans la section 6.6, peut se mettre sous une forme similaire. Au LHC et dans le cadre du Modèle Standard, le top et l'anti-top seront principalement produits avec le même spin ($A > 0$), ce dernier étant projeté dans la base d'hélicité²⁰. Cela est illustré sur la Figure 60 montrant le spectre en masse invariante du système $t\bar{t}$ pour les productions de paires d'hélicités égales ou opposées. Les deux modes de production, fusion de gluons et annihilation de quarks, contribuent différemment. En outre, l'asymétrie est maximale pour les faibles masses invariantes $M_{t\bar{t}}$. Ainsi, en sélectionnant les 70% d'événements avec $M_{t\bar{t}} < 550$ GeV, elle est augmentée d'environ 30%. Dans ce cadre, les valeurs prédites par le MS sont [90] :

$$\begin{cases} A = 0.422 \\ A_D = -0.290 \end{cases} \quad (13)$$

Les corrections QCD au NLO sont faibles [91] et les erreurs théoriques sont sous contrôle ($< \sim 5\%$), car A et A_D sont des rapports de sections efficaces et les principales incertitudes s'annulent au premier ordre. Ainsi, la polarisation du quark top produit individuellement [92] et la corrélation entre les spins des tops produits par paires [93] sont prédites avec précision dans le cadre du Modèle Standard. Elles reflètent en détail les interactions fondamentales responsables de la production et la décroissance du top. Leurs études permettent donc la recherche de couplages modifiés entre le top et les bosons de jauge et sont ainsi sensibles à de la nouvelle physique. Au niveau de la production des paires de tops, une liste non exhaustive implique des couplages $gt\bar{t}$ anormaux [94, 95], présents naturellement dans les

²⁰Dans cette base, l'axe de quantification du spin correspond à la direction de vol du quark top dans le repère $t\bar{t}$.

modèles de brisure dynamique de la symétrie électro-faible [75] tels que ceux de “techni-couleur” [78] ou de “top-couleur” [79], ou des nouvelles interactions, comme en présence de dimensions supplémentaires d’espace-temps [96] ou d’un couplage fort entre le top et une résonance lourde de spin 0 telle qu’un boson de Higgs (pseudo)scalaire [97] prédit par les modèles supersymétriques ($gg \rightarrow H \rightarrow t\bar{t}$). Au niveau de la décroissance du top, une déviation par rapport aux prédictions du MS pourrait venir de couplages tWb anormaux, avec par exemple une contribution V+A [98], ou de désintégrations non standards comme celle en boson de Higgs chargé [88, 99].

Dans le cas d’une telle déviation, il est important de pouvoir distinguer son origine. C’est pourquoi la mesure de la polarisation du boson W issu de la désintégration du quark top est complémentaire de celle de la corrélation de spin dans les paires $t\bar{t}$. Elle reflète en effet l’interaction responsable de cette désintégration et sa mesure permet de tester le couplage tWb , en particulier sa structure V-A [100, 101]. Un boson W^+ issu de la décroissance d’un quark top est produit sur sa couche de masse. Il possède les trois possibilités d’hélicité -1, 0 et +1, appelées dans la suite gauche, longitudinale et droite, comme schématisé sur la Figure 61. Les probabilités correspondantes sont respectivement F_L , F_0 et F_R , dont les valeurs prédites au premier ordre par le MS dans l’approximation d’une masse nulle du quark b sont :

$$\begin{cases} F_L = \frac{2M_W^2}{M_t^2 + 2M_W^2} = 0.297 - 0.002 \times (M_t - 175) \\ F_0 = \frac{M_t^2}{M_t^2 + 2M_W^2} = 0.703 + 0.002 \times (M_t - 175) \\ F_R = 0.000 \end{cases} \quad (14)$$

où M_t et M_W sont les masses du top et du W exprimées en GeV. Les composantes gauches et droites sont inversées pour les bosons W^- . Par définition, $F_0 + F_L + F_R = 1$. Les fermions de masse nulle étant de chiralité gauche dans le MS, les bosons W^+ droits n’existent pas ($F_R = 0$) dans l’approximation d’une masse de b nulle, par conservation du moment angulaire schématisée sur la Figure 61. Les corrections radiatives QCD et électro-faibles ainsi que la prise en compte de la masse du b n’induisent que de petites corrections : $F_0 = 0.695$, $F_L = 0.304$ et $F_R = 0.001$ pour $M_t = 175$ GeV [102]. Une déviation de F_0 par rapport à cette valeur pourrait remettre en cause la validité du mécanisme de Higgs dans la brisure de la symétrie électro-faible, responsable du degré de liberté longitudinal des bosons de jauge massifs. Une composante droite F_R non nulle pourrait impliquer l’existence d’une contribution non-standard de type V+A dans le couplage faible tWb , prédite par exemple dans des extensions $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)$ du Modèle Standard [103].

Au final, la polarisation du quark top et celle du boson W dans les paires $t\bar{t}$ reflètent en détail les interactions fondamentales responsables de la production et de la décroissance du top. Leurs mesures, complémentaires, sont donc potentiellement sensibles à de la nouvelle physique. Celles effectuées auprès du Tevatron restent limitées par la statistique, et n’atteignent donc pas encore une précision suffisante (voir section 5.4). La section 6.6 détaillera les études auxquelles j’ai pris part pour estimer le potentiel de mesure avec le détecteur ATLAS et les possibilités de découverte de nouvelle physique qui en résultent.

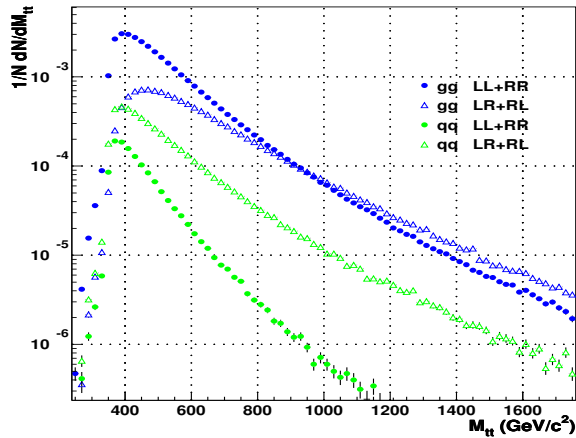


Figure 60: Spectres en masse invariante des paires $t\bar{t}$ produites par les mécanismes gg et $q\bar{q}$ avec des hélicités égales ($LL+RR$) ou opposées ($LR+RL$) [104].

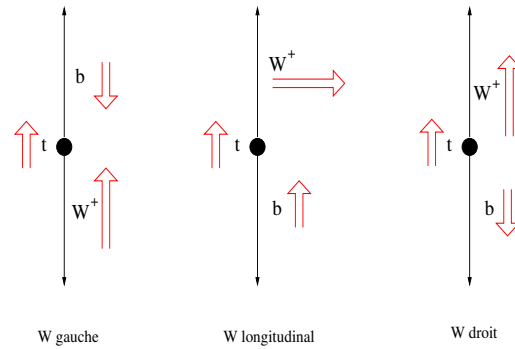


Figure 61: Représentations schématiques de la conservation du moment angulaire dans la désintégration $t \rightarrow W^+ b$, vues dans le repère de repos du top. Les flèches simples (resp. ouvertes) indiquent la direction de vol (resp. le spin) de la particule.

5.4 Les acquis du Tevatron

La découverte du quark top en 1995 auprès du Tevatron [3], alors avec une énergie dans le centre de masse de 1.8 TeV, nécessita une luminosité de l'ordre de 50 pb^{-1} par expérience. Depuis, avec une énergie accrue à 1.96 TeV, le Tevatron a délivré plus de 1.5 fb^{-1} , correspondant à quelques centaines d'événements $t\bar{t}$ après sélection. L'objectif est d'accroître encore cette luminosité pour atteindre autour de 8 fb^{-1} d'ici la fin 2009. Cette section synthétise les principaux résultats obtenus par les deux collaborations CDF et D0 avec au maximum 1 fb^{-1} de données. Plus de détails et une mise à jour permanente peuvent être trouvés *en ligne* [105].

5.4.1 Propriétés fondamentales du top

La masse du quark top est l'un des paramètres fondamentaux du Modèle Standard (MS), non prédits par la théorie. Il est donc important de le mesurer avec le plus de précision possible, d'autant qu'il permet un test fort de cohérence du MS et offre une contrainte indirecte sur la masse du Higgs (voir section 5.1). La Figure 62 montre comment notre connaissance de la masse du top a évolué depuis 17 ans. Les mesures les plus récentes effectuées par les deux expériences CDF et D0 dans les différents canaux de désintégration des paires $t\bar{t}$ sont présentées sur la Figure 63 [4]. Leur combinaison fournit une moyenne mondiale de $171.4 \pm 1.2_{\text{stat}} \pm 1.8_{\text{syst}} \text{ GeV} = 171.4 \pm 2.1 \text{ GeV}$, soit une précision de 1.2% dominée par les erreurs systématiques et notamment la connaissance de l'échelle d'énergie des jets. Cette dernière devrait s'améliorer avec le temps et les données. On peut ainsi s'attendre à une précision finale meilleure que 1%, comme indiqué sur la Figure 64.

Le top est le seul quark dont la charge électrique n'a pas été directement mesurée. En effet, lors de la reconstruction des événements $t\bar{t}$, l'association entre les jets de b et les bosons W^\pm n'est pas unique et peut conduire à une particule de charge exotique $-4/3$, compatible avec l'ensemble des mesures électro-faibles. Une analyse de D0 avec 370 pb^{-1} exclut cette hypothèse à 92% de niveau de confiance [106], en cohérence avec la charge attendue de $2/3$.

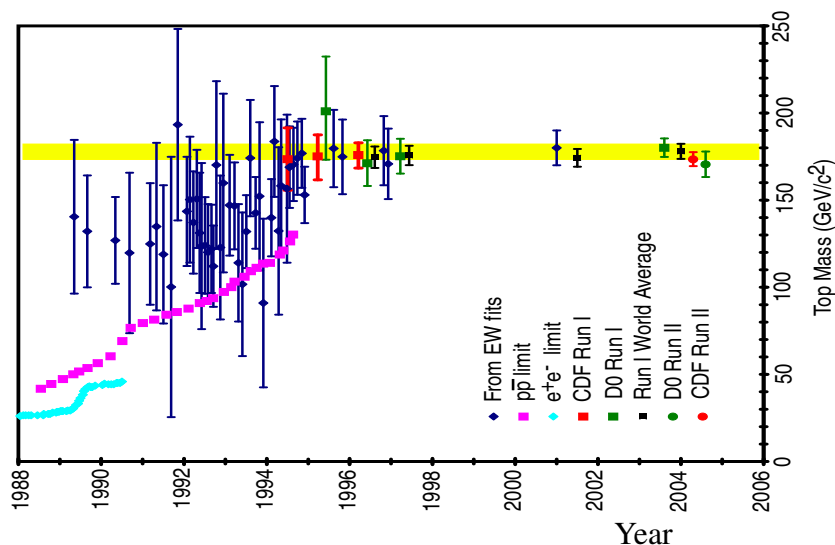


Figure 62: Evolution de l'évaluation de la masse du top en fonction du temps. Les courbes en bas à gauche sont les limites issues des recherches directes sur collisionneurs e^+e^- et $p\bar{p}$. Les losanges représentent les estimations issues d'ajustements électro-faibles. Les mesures directes auprès du run I (resp. run II) du Tevatron sont symbolisées par des carrés (resp. ronds) pour les deux collaborations CDF et D0. La bande symbolise la moyenne finale obtenue au run I.

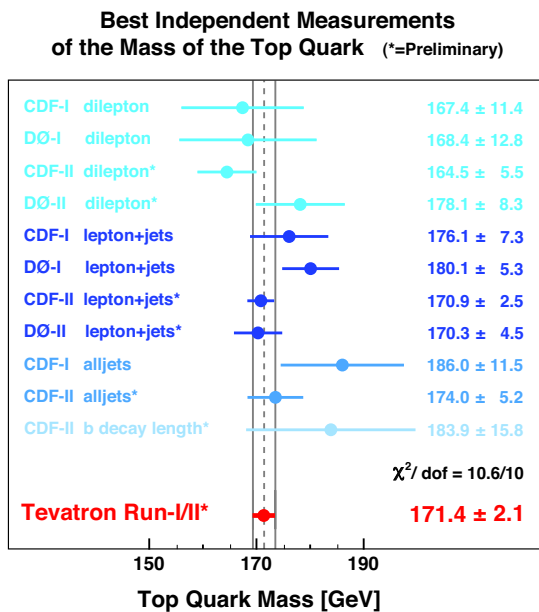


Figure 63: Synthèse des mesures directes de la masse du top effectuées par les expériences CDF et D0 dans les différents canaux de désintégration des paires $t\bar{t}$, et moyenne mondiale en résultant à l'été 2006 [4].

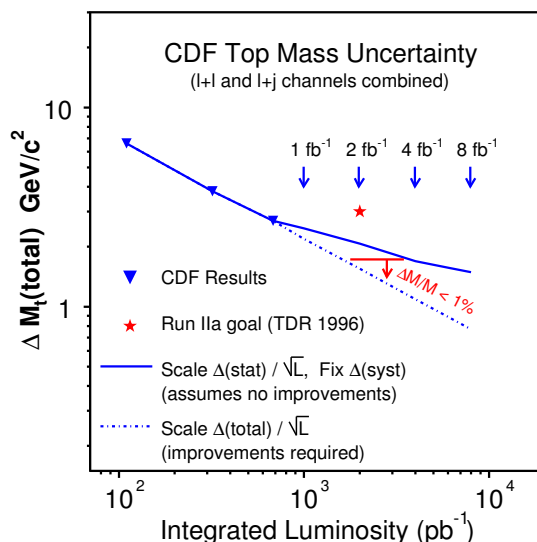


Figure 64: Extrapolation de l'erreur sur la masse du top que pourrait atteindre CDF en fonction de la luminosité délivrée par le Tevatron. Les deux courbes correspondent à deux hypothèses d'évolution des erreurs systématiques, l'une conservatrice (trait plein) et l'autre optimiste (pointillés).

5.4.2 Production du top

Comme déjà mentionné, le quark top peut être produit dans le Modèle Standard soit par paire via l'interaction forte, soit individuellement par interaction faible. Les mesures de section efficace de production des paires $t\bar{t}$ menées par les deux expériences dans les différents canaux de désintégration sont toutes compatibles entre elles. Leur combinaison effectuée par CDF avec 760 pb^{-1} de données fournit par exemple une valeur moyenne de $7.3 \pm 0.5_{\text{stat}} \pm 0.7_{\text{syst}} \text{ pb}$ pour $M_t = 175 \text{ GeV}$ [107], en accord avec les prédictions du Modèle Standard [108] comme montré sur la Figure 65. L'erreur de mesure, dominée par les incertitudes systématiques, est maintenant du même ordre de grandeur que l'erreur théorique, $\sim 12\%$. L'objectif est d'atteindre une précision finale inférieure à 10% [109].

Avec la distribution de la masse invariante des événements $t\bar{t}$, une recherche directe de nouvelle particule massive pouvant se désintégrer en paire de tops a été menée par les deux collaborations. Les données sont compatibles avec le MS et permettent de placer des limites sur les sections efficaces de production d'une telle résonance générique [110], prédite par exemple dans plusieurs modèles de "top-couleur" [79]. Une analyse menée au run I par la collaboration D0 sur 110 pb^{-1} de données a également permis de rechercher une corrélation entre les spins des tops dans les paires $t\bar{t}$ produites (voir section 5.3). Une limite inférieure, $A > -0.25$ à 68% de niveau de confiance, a pu être posée [111], en accord avec la prédiction du Modèle Standard $A = 0.88^{21}$. De nouvelles analyses devraient voir le jour avec l'augmentation de la luminosité, et une précision statistique de l'ordre de 40% est attendue avec 2 fb^{-1} de données, en négligeant les erreurs systématiques.

Par ailleurs, le mode de production du quark top par interaction faible vient d'être observé par la collaboration D0 avec une évidence de plus de 3σ [112]. Complicées par la présence d'un bruit de fond important, les analyses ont nécessité $\sim 1 \text{ fb}^{-1}$ de données pour extraire une mesure de la section efficace de production combinant les voies t et s en accord avec les prévisions du Modèle Standard [113]. Cela permet une première mesure directe de l'élément de la matrice CKM $|V_{tb}|$ avec, à terme, une précision statistique attendue de l'ordre de 10% [114]. Des mesures séparées des différents canaux, importantes pour tester en profondeur la production électro-faible du top, ne sont pas encore possibles, mais des limites autour de 3 pb à 95% de niveau de confiance [115] ont pu être placées. Cela permet de mettre quelques contraintes, encore faibles, sur des modèles de nouvelle physique, comme montré sur la Figure 66.

5.4.3 Décroissance du top

Dans le Modèle Standard, le top décroît quasiment exclusivement en Wb ($|V_{tb}| = 0.999$), mais il pourrait en principe se désintégrer en tout quark de type d . Avant la mise en évidence récente de la production du top par interaction faible, qui permet une mesure directe de $|V_{tb}|$, seul le rapport $R = Br(t \rightarrow Wb) / Br(t \rightarrow Wq) = |V_{tb}^2| / (|V_{td}^2| + |V_{ts}^2| + |V_{tb}^2|)$ était accessible expérimentalement avec les paires $t\bar{t}$. Les mesures effectuées par CDF et D0 sont compatibles avec la valeur 1 prédite dans le cadre du MS. L'analyse menée par D0 sur 230 pb^{-1} de données fournit

²¹Cette valeur est différente de celle attendue au LHC (section 5.3) car le mode de production dominant au Tevatron est par annihilation de quarks.

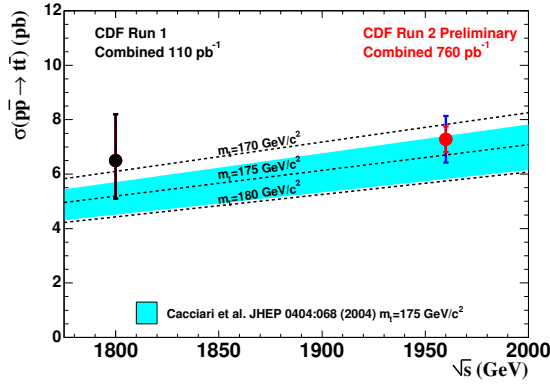


Figure 65: Mesures de la section efficace de production des paires $t\bar{t}$ effectuées par CDF en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse [107]. Les mesures supposent une masse du top de 175 GeV. Les courbes indiquent les prédictions théoriques dans le cadre du Modèle Standard.

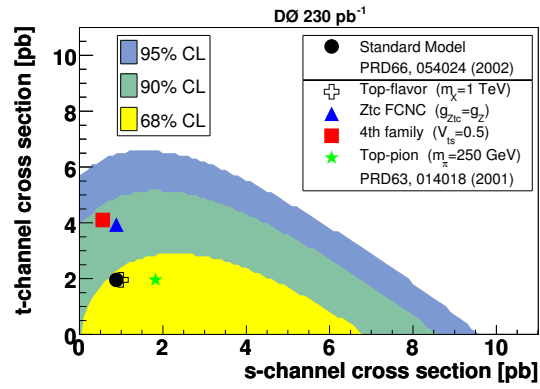


Figure 66: Contours d'exclusion à 68%, 90% et 95% de confiance pour la production du quark top par interaction faible dans les voies s et t , obtenus par D0 avec 230 pb^{-1} [116]. Les analyses les plus récentes placent des limites autour de 3 pb à 95% de niveau de confiance [115]. Les prévisions du Modèle Standard et de plusieurs contributions de nouvelle physique sont indiquées.

la meilleure mesure actuelle, $R=1.03^{+0.19}_{-0.17}$, soit $R > 0.61$ à 95% de niveau de confiance [117]. Cela permet de mettre une limite inférieure sur $|V_{tb}|$ de 0.78 dans le cadre de l'existence de trois familles de quarks et d'une matrice CKM unitaire. Une déviation par rapport à 1 de $|V_{tb}|$ serait le signe d'une désintégration non standard du top ou de l'existence d'une quatrième famille. La recherche directe de quarks lourds t' a été menée par CDF, excluant des masses inférieures à 260 GeV à 95% de niveau de confiance avec 760 pb^{-1} de données [118]. De même, des recherches directes d'une désintégration non standard du top ont été entreprises par les deux collaborations. Par exemple, la décroissance en un Higgs chargé $t \rightarrow H^+ b$ pourrait être observée par un excès de paires $t\bar{t}$ avec une signature lepton+ τ -jets ou un déficit d'événements dileptoniques. Une analyse sur 193 pb^{-1} de données permet de placer des limites sur le rapport d'embranchement $Br(t \rightarrow H^+ b)$ dans différents scénarios de nouvelle physique [119], mais des valeurs importantes ($\sim 50\%$) ne sont pas totalement exclues. Dans le cadre du modèle standard supersymétrique minimal, des régions de l'espace des paramètres peuvent être exclues à petit et grand $\tan\beta$, comme montré sur la Figure 67. Des limites sur les rapports d'embranchement d'une désintégration du quark top par des courants neutres changeant la saveur (FCNC) $t \rightarrow qZ$ et $t \rightarrow q\gamma$, grandement supprimés dans le MS ($BR < 10^{-10}$), ont également été extraites [120]. Elles restent cependant trop grandes pour être sensibles à des effets de nouvelle physique.

Enfin, de nombreuses analyses ont été menées pour mesurer l'hélicité du boson W dans la décroissance du top, cette observable permettant la recherche de couplages non standards (section 5.3). Toutes donnent des résultats compatibles avec les prédictions du Modèle Standard, soit une composante longitudinale $F_0 \sim 0.7$ et une composante droite F_R nulle. Les plus récentes, effectuées avec 1 fb^{-1} de données, permettent de placer une limite supérieure sur F_R autour de 0.1 à 95% de niveau de confiance, comme montré sur la Figure 68, et atteignent une précision sur F_0 d'environ 20% [121]. L'objectif est d'atteindre une précision finale autour de 0.03 sur F_R et de 0.09 sur F_0 [109].

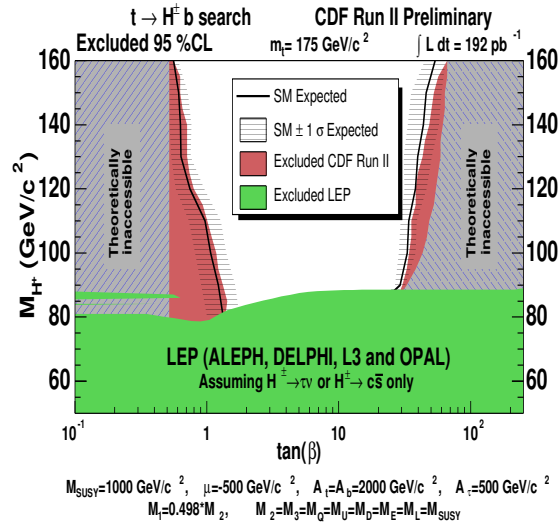


Figure 67: Région du plan $\tan\beta - M_{H^\pm}$ exclue par CDF par la recherche d'une décroissance du top en Higgs chargé $t \rightarrow H^+ b$ dans le cadre du modèle standard supersymétrique minimal pour le jeu de paramètres indiqué en dessous de l'axe horizontal [119].

5.5 Les attentes du LHC

Le bilan qui peut être tiré de la section précédente est que, dix ans après l'avoir découvert, nous ne connaissons que peu de choses sur le quark top, ses mécanismes de production et de désintégration. Toutes les mesures effectuées sont compatibles avec les prédictions du Modèle Standard, mais la précision de la plupart reste limitée par la statistique, malgré l'excellente opération des expériences CDF et D0. Pour nourrir les espoirs de découverte de nouvelle physique dans le secteur du top mentionnés dans les sections 5.1 et 5.3, une statistique beaucoup plus importante est nécessaire. Même si celle accumulée au Tevatron continue d'augmenter, une nouvelle opportunité va s'ouvrir avec la mise en service du LHC. En effet, comme indiqué dans la section 5.2, le LHC sera une véritable usine à quarks top, avec des sections efficaces de production environ 100 fois plus grandes qu'au Tevatron et un rapport signal sur bruit plus favorable. Il devrait ainsi engendrer en un seul jour lors de sa phase de luminosité initiale $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (10 fois plus petite que la luminosité nominale) autant de quarks top que ce que le Tevatron a accumulé durant sa vie entière! Cette phase, avec un bruit d'empilement restreint, sera particulièrement propice pour effectuer des mesures de précision. Pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} , correspondant peu ou prou à un an de prise de données, 8 (3) millions de paires $t\bar{t}$ (tops seuls) seront produits. Il y aura parmi ces événements 2.5 (0.4) millions de paires $t\bar{t}$ semileptoniques (dileptoniques) avec $l = e, \mu$. L'objet du prochain chapitre est de montrer comment la collaboration ATLAS compte tirer profit de cette statistique, et de souligner les limitations systématiques qu'elle devra affronter ainsi que le potentiel de découverte de nouvelle physique qui en résulte.

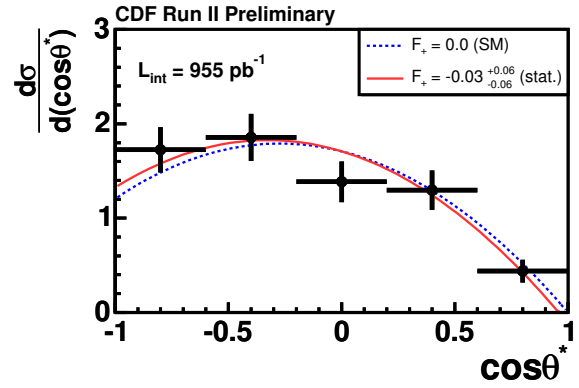


Figure 68: Distribution angulaire entre le lepton chargé issu de la désintégration du boson W et la direction de vol du W dans le repère du top, permettant d'extraire la polarisation du W [121]. Le meilleur ajustement (trait plein) et la prédiction du Modèle Standard (pointillés) sont superposés.

6 La physique du quark top avec ATLAS

Ce chapitre synthétise les principales études effectuées sur le quark top au sein du groupe de travail qui en a la charge dans la collaboration ATLAS [122]. Après la description des outils de simulation (section 6.1), les caractéristiques générales du déclenchement, de la sélection et de la reconstruction des événements $t\bar{t}$ seront présentées (sections 6.2, 6.4 et 6.5), en mettant en exergue les méthodes qui pourront être utilisées dès les premières données et celles qui le seront pour les mesures de précision (section 6.3). Toutes ces sections se basent largement sur les travaux auxquels j'ai contribué visant à estimer le potentiel pour les mesures de polarisation dans les paires de tops. Cette étude est résumée dans la section 6.6. Finalement, la section 6.7 présente une synthèse des principaux potentiels du détecteur ATLAS en terme de précision de mesure ou d'éventail de découverte dans le secteur du quark top. Notons que l'ensemble des performances attendues par la collaboration CMS est similaire [123].

6.1 Outils de simulation

Cette section décrit les principaux outils utilisés pour engendrer les événements top et les bruits de fond associés, et simuler la réponse du détecteur correspondante. Les simulations Monte Carlo sont indispensables aussi bien pour les analyses des données du Tevatron que pour la préparation de celles au LHC. C'est pourquoi la dernière décennie a vu un essor considérable dans ce domaine pour les collisionneurs hadroniques. Par exemple, engendrer les processus de production et de décroissance des quarks top et les bruits de fond associés en conservant l'information sur la polarisation et en simulant correctement les états finaux avec plusieurs jets s'avère complexe, et des approximations sont souvent utilisées. Ainsi, de nombreux générateurs dédiés ont vu le jour, basés sur des simplifications différentes. Il est évidemment important d'utiliser un logiciel adapté au processus que l'on considère. La collaboration ATLAS utilise principalement les générateurs suivants pour les événements top et leurs bruits de fond :

- PYTHIA [124] : générateur historique, il est ici surtout utilisé pour les bruits de fond $b\bar{b}$ (qui devra être estimé à partir des données), $Z(\rightarrow ll)+\text{jets}$ et di-bosons (ZZ , ZW et WW).
- TopReX [125] : il permet la simulation de processus non implémentés dans PYTHIA, comme les désintégrations du quark top par des courants neutres changeant la saveur (FCNC). En outre, il est utilisé pour engendrer les événements de signal en incluant les informations sur la polarisation des quarks top.
- AcerMC [126] : dédié à la génération des bruits de fond, comme $Wb\bar{b}$ et $Z/\gamma^*b\bar{b}$, il peut aussi être utilisé pour le signal $t\bar{t}$ car il permet de simuler le processus complet à 6 corps dans l'état final à partir des éléments de matrice calculés à l'ordre de l'arbre.
- AlpGen [127] : il est bien adapté à la simulation d'états finaux avec une grande multiplicité de jets, comme le bruit de fond $W + n$ jets.
- MCatNLO [128] : c'est le seul générateur incluant les corrections QCD à l'ordre supérieur (NLO). Il est ici surtout utilisé pour le signal $t\bar{t}$, mais n'inclut pas pour l'instant la corrélation entre les spins des tops. Elle vient de l'être très récemment dans la version 3.3

disponible depuis peu, tout comme la possibilité de simuler la production électro-faible du top.

Il est important d'effectuer des comparaisons entre les générateurs, ce qui sera montré par la suite dans les études auxquelles j'ai participé. Sauf pour des besoins spécifiques, la masse du top est fixée à 175 GeV et distribuée selon une fonction de Breit-Wigner, et les fonctions de structure utilisées appartiennent à la librairie CTEQ5 [129]. La fragmentation des partons et leur hadronisation sont effectuées par PYTHIA [124] ou HERWIG [130]. La décroissance des τ et les corrections radiatives sont assurées par TAUOLA et PHOTOS [131]. Les radiations dans les états initiaux et finals ainsi que les interactions multiples sont simulées en accord avec les données du Tevatron extrapolées à l'énergie du LHC [132]. Enfin, sauf étude spécifique portant sur les incertitudes systématiques, aucun bruit d'empilement n'est superposé.

La réponse du détecteur ATLAS aux événements ainsi produits est ensuite simulée, soit de façon détaillée avec le logiciel GEANT4 [51], soit par une modélisation simple et rapide grâce au package ATLFast [133]. Ce dernier permet de reconstruire les quadri-vecteurs des particules et des jets, les résolutions du détecteur étant paramétrées en accord avec les performances attendues [134]. Les efficacités de reconstruction des leptons sont tirées de la simulation complète. Dans tous les résultats montrés par la suite, le détecteur est supposé parfait, c'est à dire sans canal mort et sans défaut d'alignement. Nous avons effectué à chaque étape de l'analyse des comparaisons entre les simulations rapides et détaillées. Les résultats de ces comparaisons seront présentés dans les sections suivantes.

L'ensemble de ces développements s'inscrit dans un effort global de simulation entrepris par la collaboration pour préparer le défi technique représenté par le gigantesque volume de données qu'il faudra traiter [135] : environ 1 Pétaoctet (10^{15} octets) par an. Ainsi, diverses campagnes de simulation complète ont eu lieu ces dernières années, les plus récentes ayant permis d'obtenir 12 (9) millions d'événements en 2004 (2005) [136]. En outre, les outils logiciels hors-ligne sont en développement constant. A l'été 2006, l'ensemble du code comprenait 2 millions de lignes contenues dans 6800 classes C++ et organisées dans près de 1000 packages [137].

6.2 Déclenchement

Comme indiqué dans la section 2.4, de nombreux modes de déclenchement sont prévus par ATLAS afin de couvrir le large éventail de physique qu'il sera possible d'explorer au LHC. La situation est relativement simple pour les études du quark top, avec la présence dans presque tous les canaux (sauf le $t\bar{t}$ tout hadronique qui n'est toutefois pas très prometteur pour des mesures de précision) d'au moins un lepton (électron ou muon) isolé. Les événements seront donc sélectionnés parmi ceux ayant déclenché le système d'acquisition par la présence d'un (paires $t\bar{t}$ semileptoniques et tops seuls) ou deux (paires $t\bar{t}$ dileptoniques) lepton(s) isolé(s) de grande impulsion transverse : typiquement, un électron (muon) isolé d'au moins 25 (20) GeV, deux électrons (muons) isolés d'au moins 15 (6) GeV, ou un électron et un muon isolés respectivement d'au moins 15 et 10 GeV.

Le système de déclenchement modifie bien évidemment le contenu des événements $t\bar{t}$ inclusifs. Par exemple, le mode avec un électron (muon) isolé d'au moins 25 (20) GeV au niveau 1 augmente la proportion de paires semileptoniques de 30% à 50%. La plupart des études présentées ci-après n'incluent pas le déclenchement, mais l'impact sur les analyses est faible car la cinématique des événements satisfaisant à la sélection hors-ligne (section 6.4) n'est pas altérée. Cela est illustré sur la Figure 69 montrant l'efficacité de déclenchement au niveau 1 en fonction de l'impulsion transverse du lepton pour les événements $t\bar{t}$ semileptoniques sélectionnés. Les modes de déclenchement électroniques (gauche) et muoniques (droite) sont montrés séparément. Les efficacités au niveau du plateau situé après le seuil de déclenchement sont respectivement de 97% et de 84%. Ce dernier chiffre s'explique notamment par un trou d'acceptance des chambres à muons au niveau des deux pieds d'ATLAS.

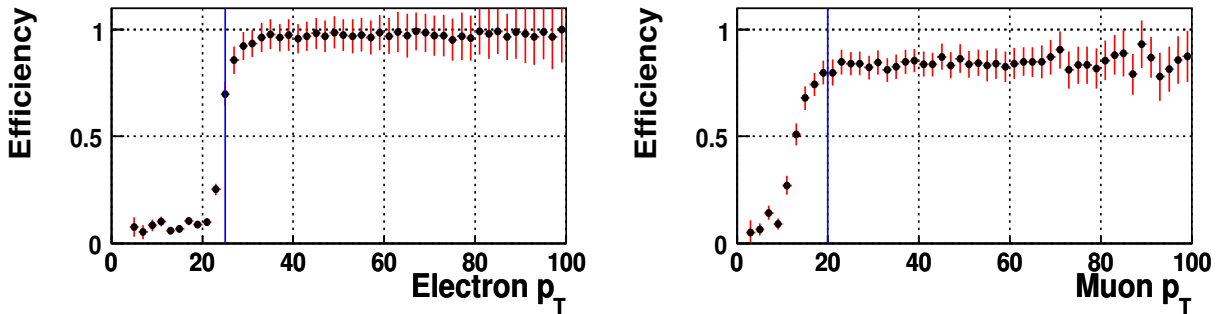


Figure 69: Efficacité de déclenchement au niveau 1, à gauche (resp. droite) par le mode avec un électron (resp. muon) isolé d'au moins 25 (resp. 20) GeV, en fonction de l'impulsion transverse du lepton. L'efficacité est calculée pour les événements $t\bar{t}$ semileptoniques satisfaisant aux sélections hors-ligne (section 6.4), hormis celle sur le p_T du lepton.

6.3 Des premières données aux mesures de précision

La sélection appliquée hors-ligne pour augmenter le rapport signal sur bruit dans le lot des événements ayant déclenché le système d'acquisition dépend bien évidemment du canal considéré, tout comme l'algorithme de reconstruction. Nous nous concentrerons dorénavant sur les événements $t\bar{t}$ semileptoniques, qui sont les plus favorables aussi bien pour l'extraction des premiers lots de quarks top que pour les mesures de précision. Ils sont caractérisés par la présence d'un seul lepton isolé, ayant servi au déclenchement, d'au moins 4 jets dont 2 sont des jets beaux, et d'énergie transverse manquante due à la présence d'un neutrino. Avec plus de 2.5 millions d'événements produits avec 10 fb^{-1} de données au LHC et un rapport signal sur bruit favorable, le canal $t\bar{t}$ semileptonique devrait permettre d'isoler rapidement un lot de quarks top de grande pureté, même sans les performances nominales du détecteur. Par exemple, sans étiquetage des jets b , scénario pessimiste même au démarrage, un signal de quarks top se dégage rapidement au dessus du bruit de fond en formant simplement la combinaison des 3 jets donnant le plus grand p_T [85]. Le bruit de fond est dominé par des événements $W+4$ jets, et le rapport signal sur bruit est de l'ordre de 1. Cela est illustré sur la Figure 70 (gauche) obtenue avec 100 pb^{-1} de données complètement simulées avec MCatNLO, soit l'équivalent d'un jour à $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Ce genre d'études, bien que préliminaires, montre qu'un lot de quarks top

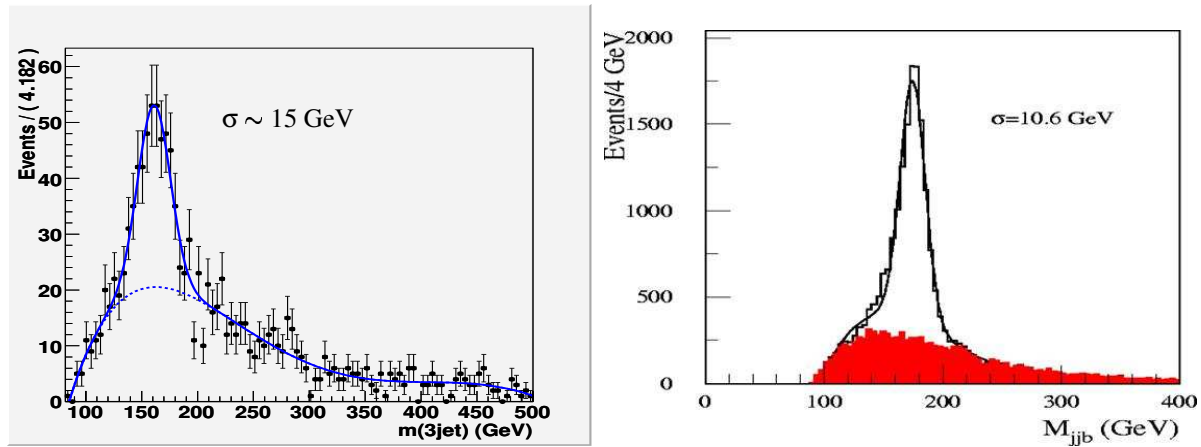


Figure 70: *Masses du top reconstruites dans le canal $t\bar{t}$ semileptonique avec 100 pb^{-1} de données sans étiquetage des jets b (gauche) et avec 10 fb^{-1} et des performances nominales d'étiquetage des jets b (droite). Les histogrammes en pointillé à gauche et en grisé à droite représentent le bruit de fond ($W+4$ jets et combinatoire).*

devrait rapidement être extrait des données avec suffisamment de pureté et de statistique non seulement pour permettre des premières mesures de section efficace ou de masse, mais aussi et surtout pour fournir des informations importantes sur les performances du détecteur (*e.g.* l'échelle en énergie des jets [138, 139] et l'étiquetage des jets de b) et le degré de précision des simulations Monte Carlo. Cela, combiné à d'autres canaux, permettra d'améliorer le fonctionnement du détecteur et la compréhension des données [85].

La sélection et la reconstruction des événements $t\bar{t}$ seront alors affinées et la pureté des lots de quarks top sera agrandie, ouvrant la voie aux mesures de précision. C'est ce que nous allons détailler dans les prochaines sections. Avant cela, l'amélioration est illustrée sur la Figure 70 (droite), qui suppose une efficacité plus réaliste d'étiquetage des jets b de 60% associée avec un facteur de rejet des jets légers (charmés) de 100 (10). Le bruit de fond non- $t\bar{t}$ devient alors négligeable (rapport signal sur bruit supérieur à 50).

6.4 Sélection hors-ligne

Comme évoqué dans la section précédente, la sélection des événements sera affinée au fur et à mesure de l'amélioration de notre compréhension du détecteur, en utilisant par exemple un étiquetage des jets b ou l'énergie transverse manquante. Un jeu standard de critères pour les événements $t\bar{t}$ semileptoniques est donné ci-après. Les efficacités de reconstruction et de sélection correspondantes sont mentionnées à titre indicatif [140]. Elles évoluent quelque peu en fonction des hypothèses de simulation (ici par exemple 2 couches de pixels au lieu de 3, pas de trajectographe à rayonnement de transition pour $|\eta| > 2$ et détecteur parfaitement aligné) et de l'amélioration des algorithmes, mais cela n'a qu'un faible impact sur les conclusions des analyses présentées ici [141]. Les critères de sélection appliqués dans la suite sont :

- un lepton isolé et un seul avec $p_T > 20\text{ GeV}$ et $|\eta| < 2.5$. La coupure en p_T doit venir directement du seuil de déclenchement. Les électrons (resp. muons) de grande impulsion

sont identifiés et reconstruits en combinant les informations calorimétriques (resp. du spectromètre à muons) et celles du trajectographe interne. L'efficacité de cette reconstruction moyennée sur le spectre des leptons dans les événements $t\bar{t}$ est d'environ 83% (86%) pour les électrons (muons) isolés. Le critère d'isolation tient compte de l'activité calorimétrique autour du dépôt de l'électron (de la trace du muon).

- plus de 4 jets avec $p_T > 30$ GeV et $|\eta| < 2.5$. Les jets sont reconstruits avec un algorithme de cône de taille $\Delta R = 0.4$, la mieux adaptée pour les études du quark top [142], et sont corrigés de la présence éventuelle de muons. Au moins 2 de ces jets doivent être étiquetés comme étant issus d'un quark b . L'algorithme d'étiquetage combine la recherche de vertex secondaires et le calcul des paramètres d'impact transverses et longitudinaux [13]. Une efficacité d'identification des b de 60% peut être obtenue avec un facteur de rejet des jets légers (charmés) d'environ 150 (7)²².
- une énergie transverse manquante $p_T^{miss} > 20$ GeV. Elle est calculée en sommant les énergies accumulées dans les calorimètres (amas topologiques), celles des muons et les pertes estimées, dans les cryostats notamment.

L'efficacité de chaque coupure est détaillée dans la Table 3. L'ensemble de ces résultats a été obtenu avec MCatNLO. L'accord avec la simulation rapide est assez bon pour chacune, l'écart le plus important étant pour les jets. L'efficacité de sélection finale des événements $t\bar{t}$ semileptoniques est de 9.5%, bien reproduit par la simulation rapide (9.3%), cet accord satisfaisant étant également obtenu avec d'autres générateurs (TopReX, AcerMC). Cela correspond à plus de 200 000 événements sélectionnés avec 10 fb^{-1} de données.

Variable	Coupure	Efficacité (%)	
		Simulation détaillée	Simulation rapide
=1 lepton isolé	$p_T > 20 \text{ GeV}, \eta < 2.5$	62	60
≥ 4 jets	$p_T > 30 \text{ GeV}, \eta < 2.5$	50	56
Etiquetage des b	≥ 2 jets beaux	32	31
Energie manquante (v)	$p_T^{miss} > 20 \text{ GeV}$	90	91
Efficacité globale		9.5	9.3

Table 3: Critères de sélection et efficacités correspondantes sur des événements $t\bar{t}$ semileptoniques engendrés avec MCatNLO pour une simulation détaillée (gauche) et rapide (droite) du détecteur. Dans ce dernier cas, des efficacités de reconstruction des leptons correspondant aux performances obtenues en simulation détaillée ont été injectées.

²²En simulation rapide, l'étiquetage des b s'effectue par tirage aléatoire avec une efficacité d'identification de 60% et des facteurs de rejet $R_{u,d,s} = 100$ et $R_c = 10$.

6.5 Reconstruction

Chaque événement satisfaisant aux critères cinématiques définis dans la section 6.4 est reconstruit complètement à partir des objets sélectionnés. En premier lieu, la paire de jets légers dont la masse invariante M_{jj} est la plus proche de la masse connue du W [5], M_W , est utilisée pour reconstruire le W hadronique ($W \rightarrow jj$). L'événement est rejeté si la différence entre M_{jj} et M_W est supérieure à 20 GeV. Notons que la masse du W peut également être utilisée à ce stade pour fournir un étalonnage des jets légers [138, 139], ce qui n'est pas fait par la suite. La reconstruction du quark top qui a donné naissance à ce W revient à sélectionner le quark b le plus approprié. Pour ce faire, plusieurs méthodes sont possibles. Les études visant à déterminer la masse du top effectuées aussi bien en simulation rapide qu'en simulation complète indiquent que le meilleur choix est le b maximisant le p_T du système Wb représentant le top [138, 142]. Si l'on s'intéresse à d'autres mesures, comme celles des polarisations du W et du top (section 6.6), on peut utiliser la masse connue du top [5], M_t , et choisir le quark b fournissant la masse invariante $M_{j\bar{j}b}$ la plus proche de M_t . C'est ce qui est fait ici. L'autre quark b de l'événement est utilisé pour la reconstruction du quark top leptonique ($t \rightarrow l\nu b$). Dans les 7% de cas avec plus de deux quarks b sélectionnés, celui le plus proche du lepton est choisi. Le W qu'il faut associer à ce quark b est reconstruit en supposant que l'énergie transverse manquante corresponde au p_T du neutrino. La composante longitudinale de ce dernier, p_z , est déterminée en contraignant la masse invariante $M_{l\nu}$ à M_W :

$$\left[E^l + \sqrt{(p_T^{\nu})^2 + (p_z^{\nu})^2} \right]^2 - (p_x^l + p_x^{\nu})^2 - (p_y^l + p_y^{\nu})^2 - (p_z^l + p_z^{\nu})^2 = M_W^2 \quad (15)$$

Quand deux solutions sont trouvées, celle fournissant $M_{l\nu b}$ la plus proche de M_t est choisie. Les études visant la mesure de la masse du top et voulant exploiter le côté leptonique utilisent la masse hadronique reconstruite ($t \rightarrow j\bar{j}b$) ou un ajustement cinématique complet de l'événement [138, 142]. Le tiers des cas pour lesquels il n'y a aucune solution à l'Equation 15, car p_T^{miss} sur-estime p_T^{ν} , peut être récupéré en diminuant p_T^{ν} pas à pas jusqu'à l'obtention d'une solution [143], ce qui n'est pas fait dans la suite de cette section.

La Figure 71 montre les résolutions obtenues sur p_T , η et Φ des bosons W et des quarks top ainsi reconstruits. Un très bon accord est obtenu entre les simulations rapides et complètes, malgré leurs différences dans le traitement de la réponse du détecteur. L'étude détaillée menée à ce sujet [144] montre que cela est principalement dû au fait que ces différences sont diluées par les radiations dans les états initiaux et finals, les fragmentations et hadronisations des quarks, et par la reconstruction de l'événement $t\bar{t}$. Ces effets dominent donc largement les résolutions indiquées sur la Figure 71. Les masses des tops reconstruits sont montrées sur la Figure 72 pour TopReX (haut) et MCatNLO (bas) avec les simulations détaillées et rapides. Un bon accord est obtenu entre les deux générateurs ainsi qu'entre les simulations, aussi bien pour le côté hadronique ($t \rightarrow j\bar{j}b$) que pour le côté leptonique ($t \rightarrow l\nu b$).

Des coupures de qualité sont appliquées sur ces masses pour rejeter les événements mal reconstruits : $|M_t^{had} - M_t| < 35$ GeV et $|M_t^{lep} - M_t| < 35$ GeV. Au final, environ 3% du signal satisfait à l'ensemble des critères de sélection, correspondant à 70 000 événements pour 10 fb^{-1} de données, comme indiqué dans la Table 4. Le bruit de fond est alors largement dominé par les événements $t\bar{t} \rightarrow \tau + X$ (> 80%), le reste venant de $W+4$ jets et de la production électro-faible

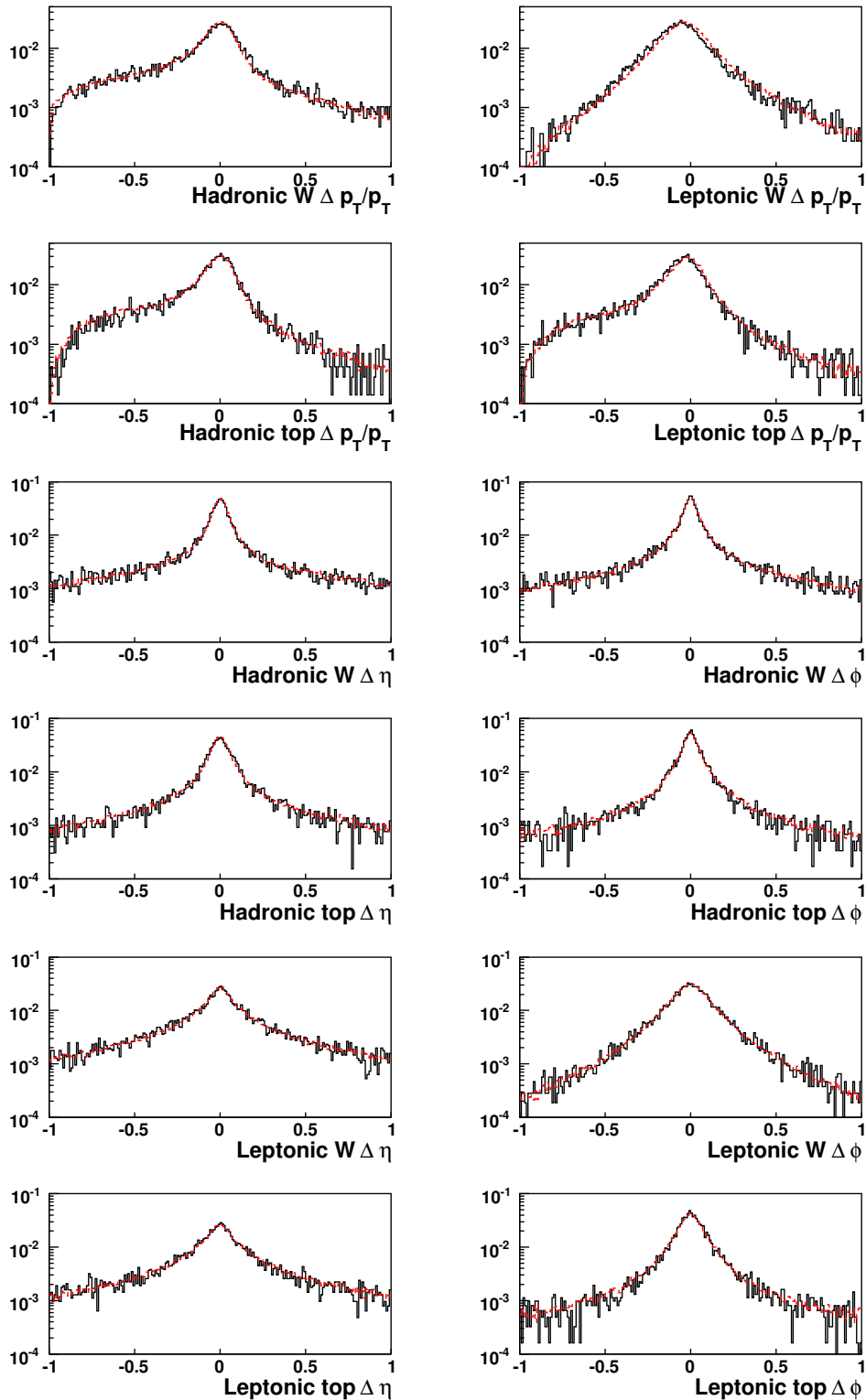


Figure 71: Résolutions sur l'impulsion transverse ($\frac{\Delta p_T}{p_T}$) et les directions ($\Delta \eta$ et $\Delta \Phi$) pour les W et les quarks top, obtenues en comparant les objets reconstruits aux partons initiaux dans les événements $t\bar{t}$ semileptoniques. Les traits continus (pointillés) correspondent à la simulation détaillée (rapide).

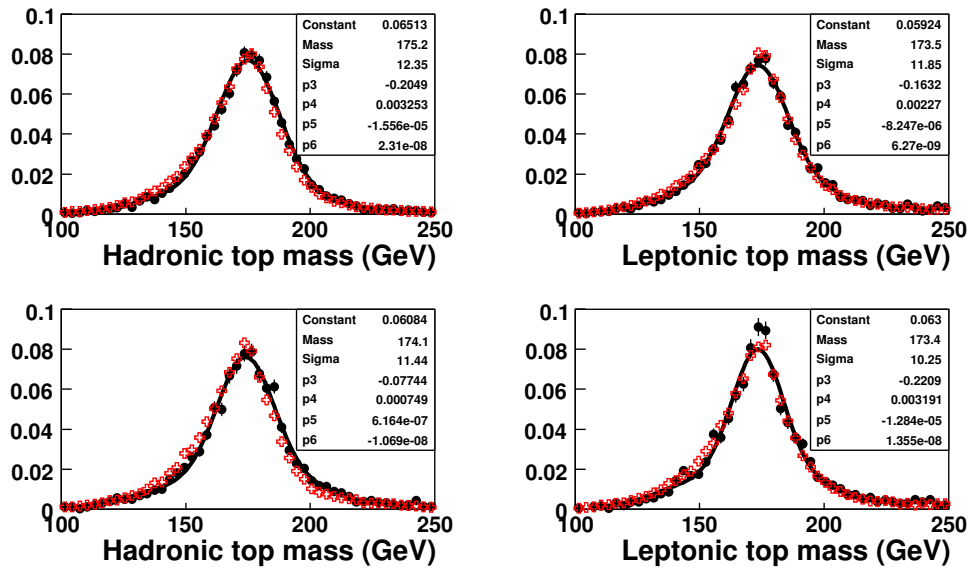


Figure 72: Masses reconstruites des quarks top se désintégrant hadroniquement ($t \rightarrow jjb$, gauche) et leptoniquement ($t \rightarrow lvb$, droite), obtenues avec TopReX (haut) et MCatNLO (bas) dans le canal $t\bar{t}$ semileptonique. Les symboles pleins (ouverts) correspondent à la simulation détaillée (rapide). Les résultats de l'ajustement des distributions issues des simulations complètes avec une gaussienne+polynôme du troisième degré sont superposés.

de quarks top. Le rapport signal sur bruit est d'environ 8, aussi bien pour la simulation complète que pour la simulation rapide. Il existe également un bruit de fond combinatoire venant de la sélection de jets de radiation et/ou d'un mauvais appariement des particules lors de la reconstruction, $\Delta R(\text{particule vraie, particule reconstruite}) > 0.4$. La pureté des événements $t\bar{t}$ (toutes les particules sont correctement appariées) est estimée à 64% dans la simulation complète, ici aussi en bon accord avec la simulation rapide (63%).

	Événements pour $10 \text{ fb}^{-1} (\times 10^6)$	Événements sélectionnés	
		Simulation détaillée	Simulation rapide
Signal ($t\bar{t}$ semileptonique)	2.5	70000	80000
$t\bar{t} \rightarrow \tau + X$	1.3	7500	9000
$W(\rightarrow lv) + 4$ jets	12	900	[200,550]*
Prod. faible du top, voie t	0.5	250	300
Prod. faible du top, Wt	0.2	550	450

Table 4: Nombres d'événements de signal et de bruit de fond pour 10 fb^{-1} obtenus avec MCatNLO avant (gauche) et après (droite) application des critères de sélection pour les simulations détaillées et rapides. *Encadrement issu de la loi de Poisson dû au faible nombre d'événements de simulation subsistant après les coupures.

6.6 Potentiel de mesure de la polarisation du top et du W dans les paires $t\bar{t}$

Les motivations principales pour mesurer la polarisation du W (F_0, F_L, F_R) et les corrélations de spin dans les paires $t\bar{t}$ (A, A_D) ont été indiquées dans la section 5.3. Avec d'autres chercheurs du CPPM, je me suis intéressé à leur mesure dans le cadre des décroissances semileptoniques des paires de quarks top [145, 146, 140], participant à cette occasion à l'encadrement d'un étudiant en thèse sur le sujet. Nous avons travaillé en relation avec des chercheurs de l'université de Prague qui se sont chargés du canal dileptonique, puis nous avons combiné nos résultats [90].

6.6.1 Observables

La polarisation du W et la corrélation entre les spins des tops dans les paires $t\bar{t}$ peuvent être mesurées grâce aux distributions angulaires de leurs produits de désintégration respectifs :

- Les probabilités des trois états d'hélicité du boson W, F_0 (longitudinal), F_L (gauche) et F_R (droit), sont reliées à la distribution de l'angle Ψ [100] :

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{d \cos \Psi} = \frac{3}{2} \left[F_0 \left(\frac{\sin \Psi}{\sqrt{2}} \right)^2 + F_L \left(\frac{1 - \cos \Psi}{2} \right)^2 + F_R \left(\frac{1 + \cos \Psi}{2} \right)^2 \right] \quad (16)$$

Ψ est l'angle entre le lepton chargé issu de la désintégration du boson W dans le repère de ce dernier et la direction de vol du W dans le repère du top. L'ajustement de sa distribution avec la fonction ci-dessus sous la contrainte $F_0 + F_L + F_R = 1$ permet de mesurer F_0, F_L et F_R .

- L'asymétrie A définie par l'Equation 12 peut être extraite de la double distribution des angles θ_1 et θ_2 [147] :

$$\frac{1}{N} \frac{d^2 N}{d \cos \theta_1 d \cos \theta_2} = \frac{1}{4} (1 - A |\alpha_1 \alpha_2| \cos \theta_1 \cos \theta_2) \quad (17)$$

θ_1 (θ_2) est l'angle entre la direction d'une particule fille dans le repère du top (antitop) et la direction de vol du quark top (antitop) dans le repère $t\bar{t}$. Le terme α_i représente un facteur de dilution associé au type de la particule i (voir page suivante). Il est alors aisé de montrer que A peut être mesuré à l'aide de l'estimateur non biaisé suivant [148] :

$$A = -9 \langle \cos \theta_1 \cos \theta_2 \rangle / |\alpha_1 \alpha_2| \quad (18)$$

- L'autre variable d'asymétrie A_D présentée dans la section 5.3 peut s'exprimer en fonction de la distribution de l'angle Φ [91] :

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{d \cos \Phi} = \frac{1}{2} (1 - A_D |\alpha_1 \alpha_2| \cos \Phi) \quad (19)$$

Φ est l'angle entre les directions de vol des particules filles du top et de l'antitop, chacune étant définie dans le repère de repos de son parent. A_D est simplement mesurée à l'aide de l'estimateur non biaisé suivant :

$$A_D = -3 \langle \cos \Phi \rangle / |\alpha_1 \alpha_2| \quad (20)$$

Les distributions angulaires ainsi définies sont montrées au niveau partonique sur les Figures 73 et 74 dans le cadre du Modèle Standard. La première montre que les leptons chargés issus de la désintégration de W longitudinaux sont émis préférentiellement dans la direction transverse au W , par conservation du moment angulaire. De même, ceux venant d'un W^+ gauche (droit) vont plutôt dans la direction opposée (parallèle), et possèdent donc un spectre plus doux (plus dur) que ceux de W longitudinaux. Notons que l'on parle ici de désintégrations leptoniques car il est nécessaire de connaître l'isospin faible de la particule fille, ce qui est expérimentalement impossible pour des jets légers.

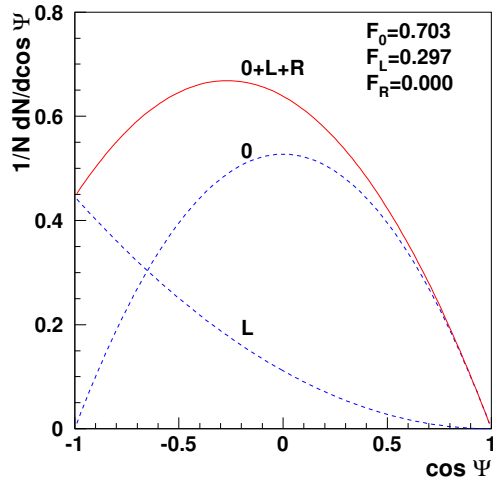


Figure 73: *Distribution angulaire de l'Equation (16) dans le cadre du MS. Les contributions des bosons W^+ d'hélicité longitudinale (0) et gauche (L) sont montrées séparément (pointillés), celle des W^+ droits (R) étant nulle. La somme (0+L+R) est indiquée avec le trait plein.*

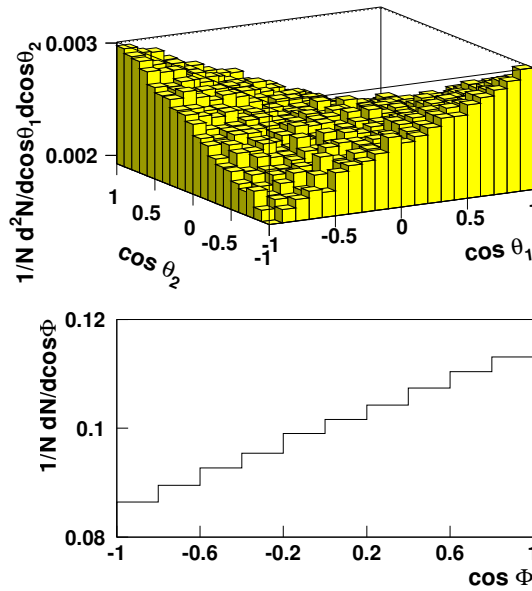


Figure 74: *Distributions angulaires des Equations (17) (haut) et (19) (bas) dans le cadre du MS avec la coupure $M_{t\bar{t}} < 550$ GeV.*

Les termes α_i dans les Equations (17) à (20) représentent le degré de corrélation entre la direction θ de la particule fille i dans le repère de repos de top et la polarisation S de ce dernier [98] :

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{d \cos \theta_i} = \frac{1}{2} (1 + S \alpha_i \cos \theta_i) \quad (21)$$

Les valeurs calculées au LO et au NLO [149, 150] sont données dans la Table 5. Les leptons chargés issus de la désintégration du W sont les plus sensibles ($\alpha \sim 1$), tout comme les quarks de type d . Ces derniers ne peuvent cependant pas se distinguer expérimentalement des quarks de type u . Ainsi, le choix du jet le moins énergétique dans le repère du top, de type d dans 61% des cas, se révèle être le meilleur ($\alpha \sim 0.5$) pour la mesure de la polarisation du top du côté hadronique [146]. Le canal dileptonique est donc *a priori* le plus favorable pour mesurer la corrélation de spin dans les paires $t\bar{t}$, mais il souffre d'une statistique plus faible et la reconstruction de la topologie complète de l'événement (les repères de repos des tops sont nécessaires) est beaucoup plus délicate du fait de la présence de deux neutrinos dans l'état final. Notons également que, dans ce canal, la mesure de l'angle Ψ revient à une détermination de la masse

invariante M_{lb} du système lepton-jet b [100] :

$$\cos \Psi \sim \frac{2M_{lb}^2}{M_t^2 - M_W^2} - 1 \quad (22)$$

Cette expression, où M_t et M_W sont les valeurs connues (175 et 80.41 GeV) utilisées pour la reconstruction, est valide dans l'approximation d'une masse de b nulle. Dans cette approche, l'incertitude systématique associée à la connaissance de la masse du top et de l'échelle en énergie des jets est plus importante que lors d'une mesure directe de l'angle Ψ [146].

Particule	b -jet	W^+	l^+	$j_1=\bar{d}$ -jet, \bar{s} -jet	$j_2=u$ -jet, \bar{c} -jet	lej
α_i (LO)	-0.41	0.41	1	1	-0.31	0.51
α_i (NLO)	-0.39	0.39	0.998	0.93	-0.31	0.47

Table 5: Facteurs de dilution α_i pour la mesure de la polarisation du top associés aux particules filles du quark top (b -jet, W^+) et aux produits de désintégration du W : lepton (l^+), j_1 , j_2 et jet le moins énergétique dans le repère du top (lej) [150]. Les calculs au LO et au NLO sont donnés.

La sélection et la reconstruction des événements $t\bar{t}$ semileptoniques ont été décrites dans les sections 6.4 et 6.5. Les résolutions obtenues sur la mesure des angles définis par les Equations 16, 17 et 19 sont montrées sur la Figure 75. Un très bon accord est trouvé entre les simulations rapides et détaillées du détecteur. Par rapport au niveau partonique, les distributions de ces angles sont modifiées par les critères de sélection et la reconstruction. Par exemple, les leptons chargés issus de la désintégration d'un boson W longitudinal ont un spectre en p_T plus dur que ceux provenant d'un W gauche, et ont donc plus de chance de passer le seuil de déclenchement et de satisfaire à la coupure hors-ligne. Cela distord la distribution reconstruite, comme illustré sur la Figure 76 dans le cas de l'angle Ψ , et induit donc un biais dans les mesures de polarisation qu'il faut corriger grâce aux simulations.

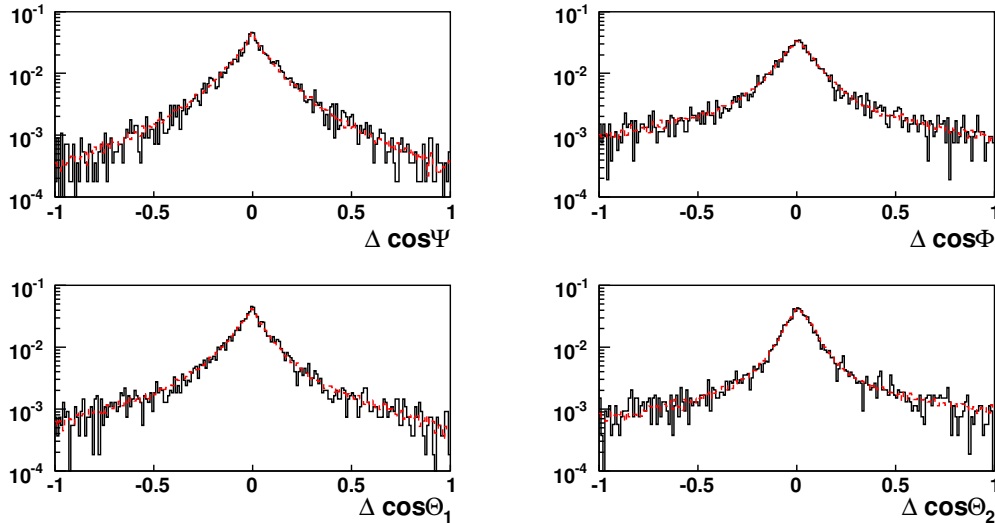


Figure 75: Résolutions sur la mesure des cosinus des angles Ψ , Φ , θ_1 et θ_2 donnant accès à la polarisation du boson W et à la corrélation entre les spins des quarks top (Equations 16, 17 et 19). Elles sont obtenues avec une simulation complète (traits pleins) et rapide (pointillés), en comparant les angles reconstruits avec ceux calculés entre les partons initiaux.

6.6.2 Méthode de mesure

Afin de corriger le biais induit par les critères de sélection et la reconstruction, un poids est appliqué événement par événement pour chaque angle mesuré. Les différents poids sont tirés des rapports entre les distributions angulaires reconstruites et celles au niveau partonique, comme celui montré sur la Figure 77 pour l'angle Ψ . Un ajustement polynomial permet d'obtenir une fonction de correction lissée. Le choix de cette méthode est purement technique, une alternative équivalente consistant à ajuster directement sur les données brutes une distribution angulaire de référence extraite des simulations Monte Carlo. Dans cette étude, les fonctions de correction sont issues d'un lot indépendant obtenu par simulation rapide, car la statistique disponible en simulation complète est faible et les diverses comparaisons entre les deux types de simulation présentées dans les sections précédentes montrent un accord satisfaisant. L'effet systématique associé aux fonctions et aux bornes d'ajustement utilisées pour extraire les poids est négligeable.

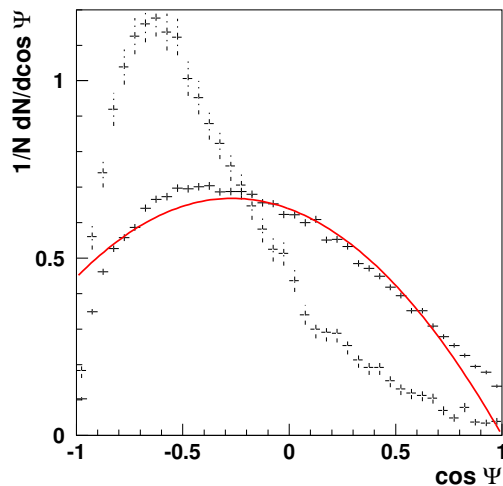


Figure 76: Distributions reconstruites normalisées de $\cos\Psi$ après application des critères de sélection pour le signal + le bruit de fond (traits pleins) et pour le bruit de fond seul (pointillés). La fonction prédite par le Modèle Standard au niveau partonique est superposée (ligne continue).

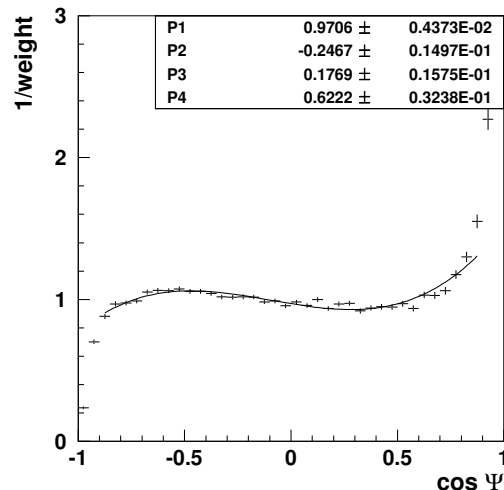


Figure 77: Rapport entre la distribution normalisée de $\cos\Psi$ obtenue après sélection-reconstruction et celle prédite par le Modèle Standard au niveau partonique (voir Figure 76). Le trait continu est le résultat d'un ajustement avec un polynôme de degré 3 dans l'intervalle $-0.9 < \cos\Psi < 0.9$.

Les fonctions de correction ainsi obtenues sont appliquées sur l'ensemble des lots de l'analyse. Cela est illustré sur la Figure 78 montrant la distribution reconstruite et corrigée de l'angle Ψ obtenue avec MCatNLO, dans le cas de la simulation rapide (gauche) et celui de la simulation détaillée (droite). Un ajustement avec la fonction de l'Equation 16 permet d'extraire les composantes F_0 , F_L et F_R de la polarisation du W . Les résultats, répertoriés dans la Table 6, correspondent aux valeurs prédites par le Modèle Standard aux erreurs statistiques près. Le cas de la simulation rapide, à partir de laquelle la fonction de correction a été extraite, valide simplement la méthode de mesure. Le cas de la simulation détaillée, moins trivial et plus intéressant, montre que cette méthode est fiable et n'est pas sensible aux effets fins de la

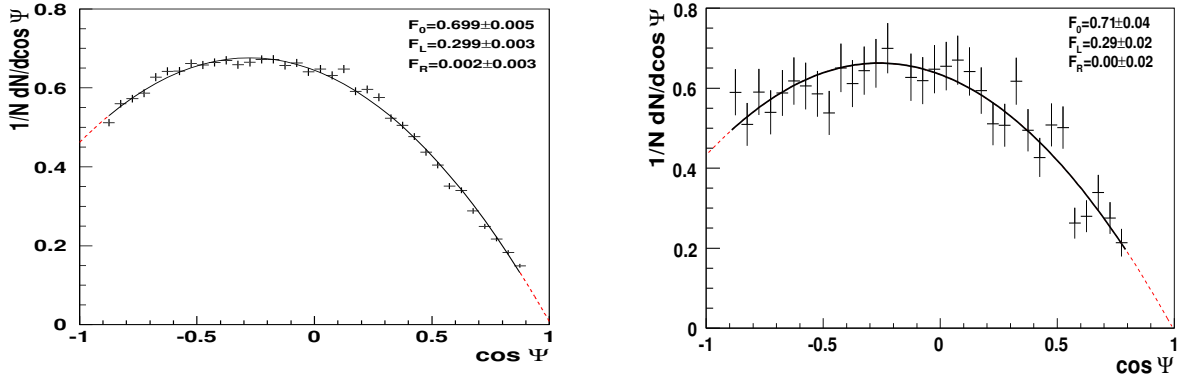


Figure 78: *Distribution reconstruite et corrigée de $\cos\Psi$, incluant signal et bruit de fond, obtenue avec une simulation rapide (gauche, 10fb^{-1}) et détaillée (droite, 0.5fb^{-1}) du détecteur. Les lignes continues représentent le résultat d'ajustements avec la fonction de l'Equation 16 permettant d'extraire les composantes F_0 , F_L et F_R de la polarisation du W.*

réponse d'un détecteur parfait. La même étude appliquée aux angles θ_i et Φ donnant accès à la corrélation entre les spins des quarks top a été menée avec le générateur TopReX²³. Les résultats des mesures de A et A_D en résultant sont synthétisés dans la Table 6. Comme pour la polarisation du W, un bon accord entre les simulations rapide et détaillée est obtenu pour A_D . Cela n'est pas le cas pour la variable A , dont la mesure nécessite une reconstruction complète du repère $t\bar{t}$ et semble donc plus sensible à des effets fins de simulation.

	F_0	F_L	F_R	A	A_D
Sim. rapide	0.699 ± 0.005	0.299 ± 0.003	0.002 ± 0.003	0.422 ± 0.020	-0.288 ± 0.012
Sim. détaillée	0.71 ± 0.04	0.29 ± 0.02	0.00 ± 0.02	0.67 ± 0.10	-0.33 ± 0.06

Table 6: *Résultats de l'extraction des composantes de la polarisation du W (F_0 , F_L , F_R) et de la corrélation entre les spins des quarks top (A , A_D) obtenus avec des lots de simulation rapide (10fb^{-1}) ou détaillée ($\sim 0.5\text{fb}^{-1}$) du détecteur dans le canal $t\bar{t}$ semileptonique. Les erreurs indiquées sont purement statistiques. Le générateur utilisé est MCatNLO dans le cas de la polarisation du W et TopReX dans celui de la corrélation de spin.*

Pour terminer cette section sur la méthode de mesure, notons que les fonctions de correction sont obtenues dans le cadre du Modèle Standard. Une contribution de nouvelle physique pourrait modifier les distributions cinématiques des événements $t\bar{t}$, affectant les fonctions de correction et biaisant les mesures de polarisation. Ainsi, dans le cas d'une déviation par rapport aux prédictions du MS, une méthode itérative doit être employée : une nouvelle fonction de correction est alors calculée et appliquée au même lot d'événements. Le procédé converge en quelques itérations, aussi bien pour la mesure de la polarisation du W que pour celle de la corrélation de spin [90].

²³Les corrélations de spin n'étaient pas alors incluses dans MCatNLO. Elles viennent de l'être très récemment dans la version 3.3 disponible depuis peu [128].

6.6.3 Erreurs systématiques

La grande majorité des mesures dans le secteur du top au LHC sera limitée par des incertitudes systématiques, la statistique n'étant pas un problème. C'est pourquoi nous avons mené l'étude la plus exhaustive possible pour identifier et quantifier les sources de telles erreurs sur les mesures de polarisation dans le canal semileptonique : incertitudes au niveau de la génération des événements (échelle d'énergie du processus dur, fonctions de structure, radiations dans les états initiaux et finals, fragmentation des quarks b , schéma d'hadronisation), incertitudes au niveau de leur reconstruction (étiquetage des jets de b , échelle d'énergie des jets, masse du top), niveaux du bruit de fond physique et du bruit d'empilement. Les résultats sont obtenus avec une simulation rapide du détecteur, la statistique disponible avec la simulation détaillée n'étant pas suffisante. Il a cependant été vérifié sur l'une des incertitudes principales, l'échelle d'énergie des jets beaux, qu'un accord satisfaisant est obtenu entre les deux types de simulation. Cela est montré sur la Figure 79 dans le cas de la polarisation du W . Les Figures 80 et 81 résument l'impact des différentes incertitudes systématiques considérées sur les mesures des composantes de la polarisation du W (F_0 , F_L , F_R) et de la corrélation entre les spins des quarks top (A , A_D). Plus de détails peuvent être trouvés dans la note scientifique que nous avons publiée [90].

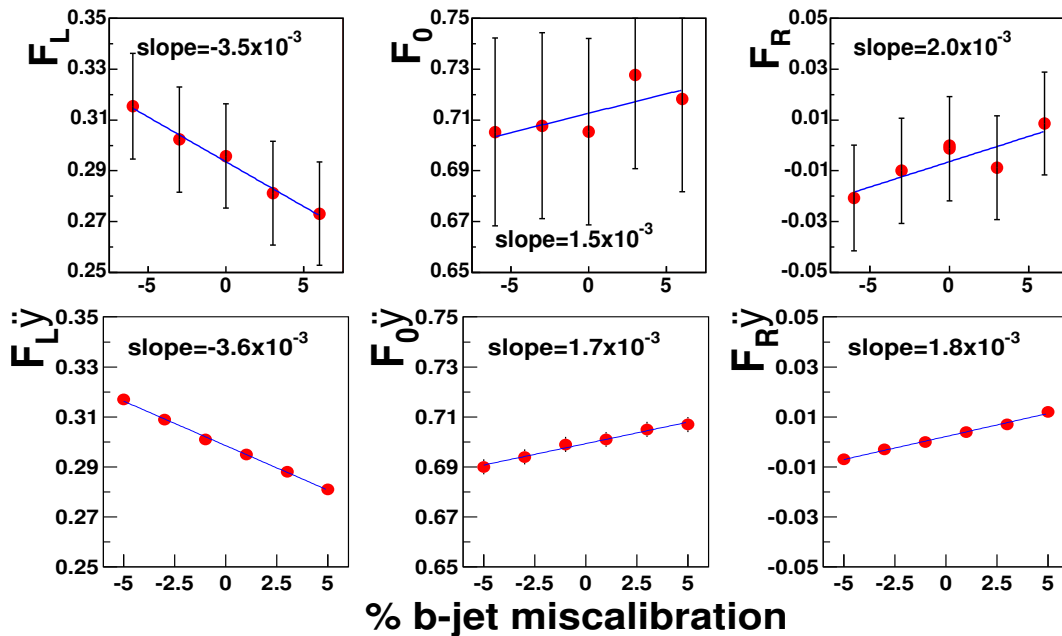


Figure 79: Mesures des composantes F_L (gauche), F_0 (centre) et F_R (droite) de la polarisation du W en fonction de la méconnaissance de l'échelle d'énergie des jets b , obtenues avec une simulation détaillée (haut) et rapide (bas) du détecteur dans le canal $t\bar{t}$ semileptonique. Des ajustements linéaires sont superposés et la pente correspondante est indiquée. Les barres d'erreurs, purement statistiques, sont corrélées entre les points.

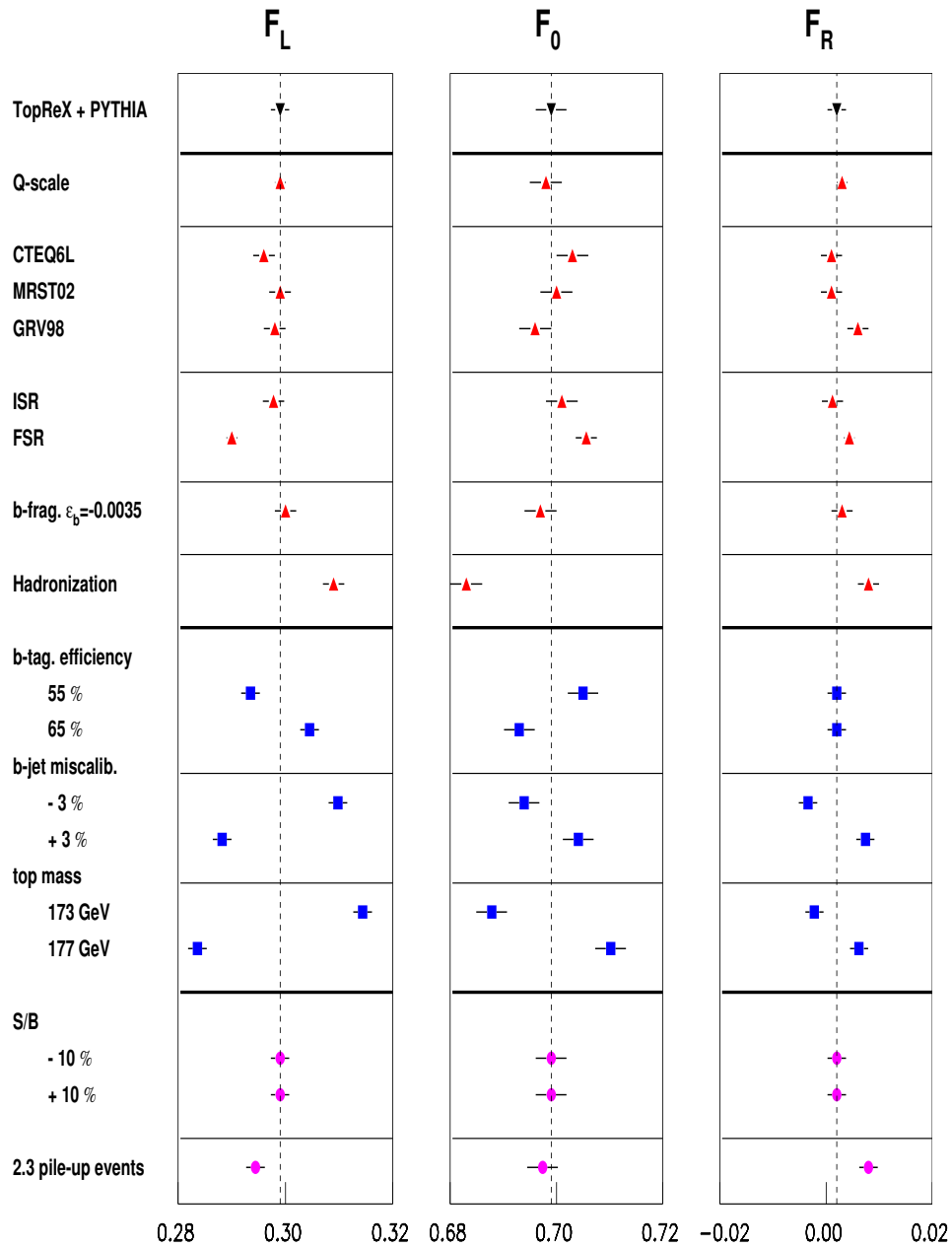


Figure 80: Incertitudes systématiques sur les mesures des composantes F_L , F_0 et F_R de la polarisation du W dans le canal $t\bar{t}$ semileptonique.

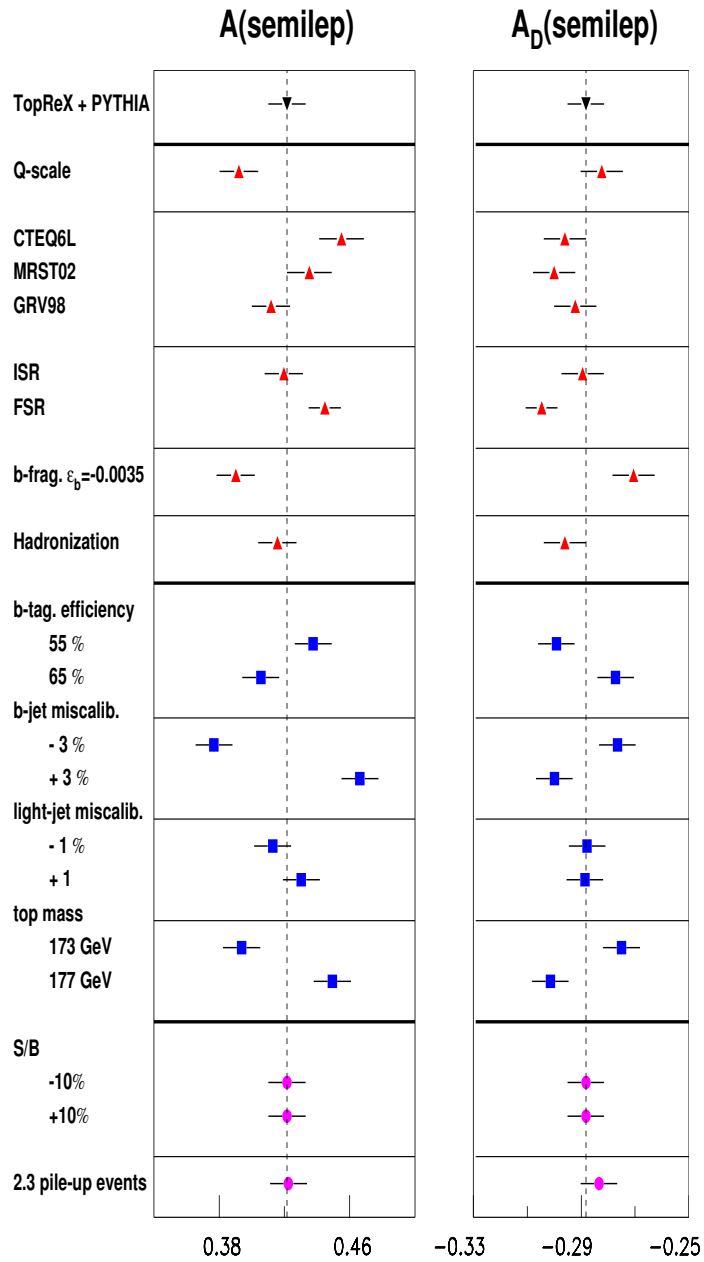


Figure 81: Incertitudes systématiques sur les mesures des variables de corrélation entre les spins des quarks top (A , A_D) dans le canal $t\bar{t}$ semileptonique.

6.6.4 Résultats

Comme attendu, les erreurs systématiques, sommées quadratiquement, sont supérieures aux erreurs statistiques pour l'étude effectuée avec l'équivalent de 10 fb^{-1} de données, qui devraient être disponibles en environ une année de fonctionnement. Les résultats finals combinant les canaux $t\bar{t}$ semileptoniques et dileptoniques sont donnés dans la Table 7. Ils indiquent que l'expérience ATLAS devrait pouvoir mesurer les composantes F_0 et F_R de la polarisation du W avec une précision de 1-2% et les asymétries A et A_D , liées à la corrélation entre les spins des quarks top, autour de 4-5%. Les limitations principales proviennent d'incertitudes systématiques notamment liées à l'échelle d'énergie des jets beaux, à la masse du top et au niveau de radiations dans l'état final. De telles précisions sur la polarisation du W dans la décroissance des paires $t\bar{t}$ sont bien meilleures que celles qui peuvent être atteintes au Tevatron (~ 0.09 sur F_0 et ~ 0.03 sur F_R , voir section 5.4) ou au LHC avec la production par interaction électro-faible (erreurs statistiques respectives de 0.015, 0.010 et 0.018 sur F_0 , F_L et F_R avec 30 fb^{-1} de données [86]). Pour les corrélations de spin, qui n'ont toujours pas été observées aujourd'hui, le Tevatron pourrait atteindre une précision statistique de l'ordre de 40% avec 2 fb^{-1} de données.

Paramètre	F_0	F_L	F_R	A	A_D
Valeur Modèle Standard	0.703	0.297	0.000	0.422	-0.290
Erreur statistique	0.004	0.003	0.003	0.014	0.008
Erreur systématique	0.015	0.024	0.012	0.023	0.010

Table 7: Sensibilité d'ATLAS pour la mesure des composantes de polarisation du W (F_0 , F_L , F_R) et des variables de corrélation entre les spins des tops (A , A_D) avec 10 fb^{-1} de données en combinant les canaux $t\bar{t}$ semileptoniques et dileptoniques.

Une idée possible pour améliorer encore les résultats sur la polarisation du W est d'utiliser la grande luminosité que devrait fournir à terme le LHC, $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, pour tirer profit de la propriété du canal leptonique avec un $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ provenant de la décroissance d'un quark b , dont le rapport d'embranchement est très faible. Egalement prometteuse pour la mesure de la masse du top, nous reviendrons sur cette méthode dans le paragraphe 6.7.1.

Notons pour terminer que l'asymétrie avant-arrière A_{FB} dans la désintégration du boson W issu d'un quark top, souvent mentionnée dans la littérature [151] et basée sur l'angle entre le lepton chargé et le jet de b dans le repère de repos du W , est complètement reliée à la polarisation du W [102] :

$$A_{FB} = \frac{3}{4} (F_L - F_R) \quad (23)$$

En prenant en compte la corrélation entre F_L et F_R , la mesure suivante de A_{FB} pourrait être tirée par ATLAS des mesures de polarisation du W dans les paires $t\bar{t}$ avec 10 fb^{-1} de données :

$$A_{FB} = 0.227 \pm 0.003(\text{stat}) \pm 0.016(\text{syst}) \quad (24)$$

6.6.5 Sensibilité à la nouvelle physique

La sensibilité que pourrait atteindre ATLAS sur les mesures de polarisation dans les événements $t\bar{t}$ devrait permettre des tests importants du Modèle Standard (MS), avec un potentiel évident de découverte de nouvelle physique. Nous avons déjà évoqué dans la section 5.3 les différentes contributions que pourraient engendrer certains modèles au delà du MS sur la corrélation entre les spins des quarks top ou la polarisation du W . Pour cette dernière, des calculs théoriques ont été effectués dans le cadre de quelques modèles [152, 153, 154, 155], estimant les effets engendrés sur le couplage tWb responsable de la décroissance de la plupart des quarks top dans le MS. Du fait de la grande diversité de modèles de nouvelle physique, il est plus intéressant d'adopter une approche indépendante [101, 156, 157, 158] en paramétrant la dynamique inconnue par des couplages effectifs dans le Lagrangien [100] :

$$\mathcal{L} = \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^- \bar{b} \gamma^\mu (f_1^L P_L + f_1^R P_R) t - \frac{g}{\sqrt{2}\Lambda} \partial_\nu W_\mu^- \bar{b} \sigma^{\mu\nu} (f_2^L P_L + f_2^R P_R) t + h.c. \quad (25)$$

où $P_{R/L} = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma_5)$, $\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2}[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$, g est la constante de couplage électro-faible et Λ est l'échelle d'énergie à laquelle les effets de nouvelle physique se font sentir (dans la suite on pose $\Lambda = M_W$ pour conserver les notations utilisées dans la littérature). f_1^L et f_1^R sont des couplages vectoriels, alors que f_2^L et f_2^R sont tensoriels. Cette expression représente le Lagrangien le plus général du second ordre conservant la symétrie CP . Dans le cadre du Modèle Standard, on a au premier ordre $f_1^L = V_{tb} = 1$, $f_1^R = f_2^L = f_2^R = 0$.

La Figure 82 montre l'impact engendré par ces couplages anormaux, supposés indépendants, sur les composantes F_L , F_0 et F_R de la polarisation du W . Les calculs ont été menés au LO [100, 159] et au NLO [151], les effets du NLO étant faibles. Une déviation de f_1^L par rapport à 1 n'a pas été considérée car n'a pas d'impact sur la polarisation du W . Les bandes grises représentent la précision de mesure qu'ATLAS pourrait obtenir sur les composantes de la polarisation du W avec 10 fb^{-1} de données (Table 7). La plus grande sensibilité est obtenue pour le couplage f_2^R , F_0 et F_L en dépendant quasiment linéairement. Les autres dépendances sont quadratiques, diminuant la sensibilité et interdisant toute mesure du signe du couplage. Au final, F_R est la composante la plus sensible à f_1^R et f_2^L , alors que F_0 est plus adaptée pour f_2^R . La Figure 83 montre la sensibilité totale (statistique + systématique) que les mesures d'ATLAS de polarisation du W dans les paires $t\bar{t}$ pourraient permettre sur les couplages anormaux. Les limites à 2σ correspondantes sont indiquées dans la Table 8. Elles sont comparées à ce que pourraient atteindre statistiquement le Tevatron dans le même canal et le LHC avec les tops produits individuellement, ainsi qu'aux limites indirectes²⁴ provenant de mesures de précision effectuées par les usines à B et au LEP [90]. Celle obtenue sur f_2^R est 2 à 3 fois plus contraignante que la meilleure limite existant actuellement. En outre, elle est du même ordre de grandeur que la déviation prédite par exemple dans le cadre du Modèle Standard Supersymétrique Minimal ou du modèle de "Top-couleur" [159]. Dans tous les cas, la mesure de la polarisation du W dans les paires $t\bar{t}$ et l'étude des tops produits individuellement seront complémentaires pour déterminer le plus précisément possible la structure du couplage tWb .

²⁴Ces limites indirectes sont obtenues dans le cadre du MS et pourraient ne pas être valides dans certains scénarios de nouvelle physique.

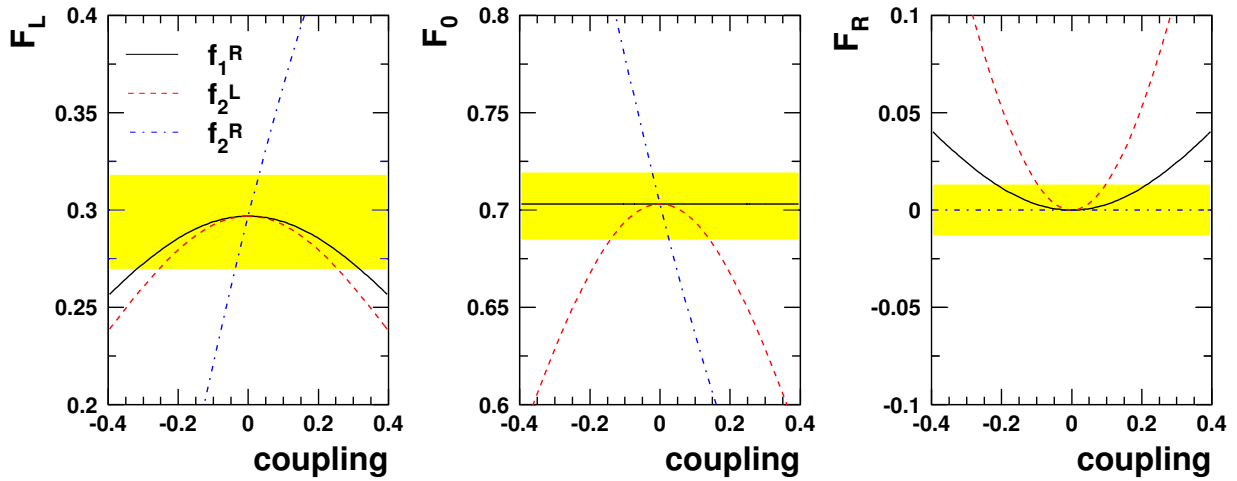


Figure 82: Dépendance des composantes de polarisation du W avec les couplages anormaux f_1^R (traits pleins), f_2^L (pointillés) et f_2^R (traits mixtes) définis par l'Equation 25, avec $f_1^L = 1$. La précision à 1σ avec laquelle ATLAS pourrait mesurer F_0 , F_L et F_R dans les paires $t\bar{t}$ avec 10 fb^{-1} de données (Table 7) est indiquée par les bandes grises.

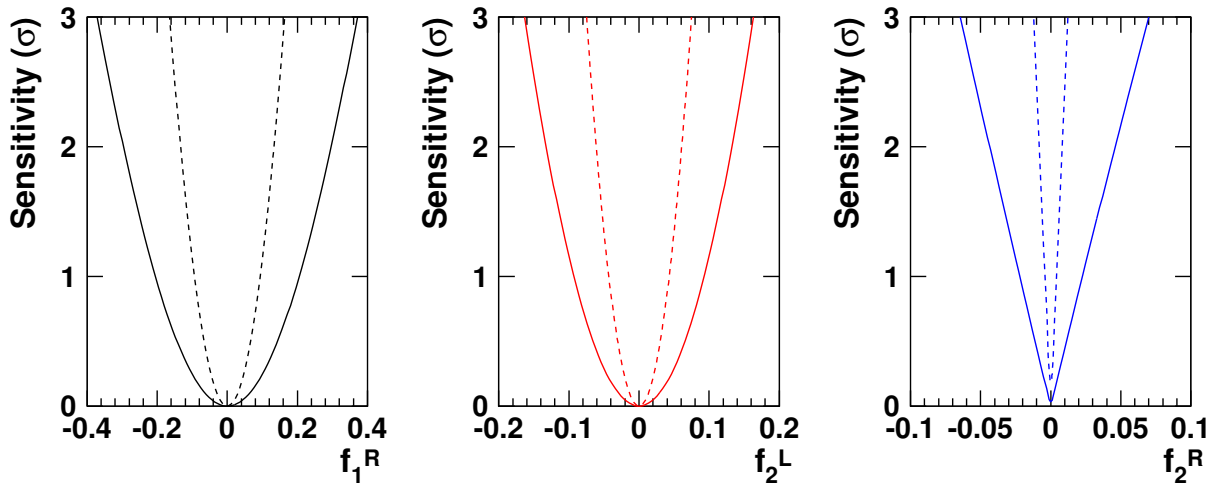


Figure 83: Sensibilité en nombre de σ que les mesures de polarisation du W dans les paires $t\bar{t}$ au LHC pourraient permettre sur les couplages anormaux f_1^R , f_2^L et f_2^R définis par l'Equation 25. Les pointillés (resp. traits pleins) indiquent la sensibilité statistique (resp. totale, incluant les incertitudes systématiques).

	f_1^R	f_2^L	f_2^R
$t\bar{t}$, LHC (10 fb^{-1}) (Stat.+ Syst.)	0.30	0.13	0.04
$t\bar{t}$, Tevatron (2 fb^{-1}) (Seulement Stat.) [159]	0.5	0.3	0.3
top (prod. individuelle), LHC (100 fb^{-1}) (Stat.+ 5% Syst.) [160, 161]	0.06	0.07	0.13
$b \rightarrow s\gamma, sl^+l^-$, usines à B (indirect) [162]	0.004	0.005	0.4
Décroissance du Z, LEP (indirect)	-	-	0.1

Table 8: Limites à 2σ sur les couplages anormaux f_1^R , f_2^L et f_2^R définis par l'Equation 25 issues des mesures potentielles d'ATLAS et du Tevatron sur les composantes de la polarisation du W dans les paires $t\bar{t}$, d'études au LHC des tops produits individuellement, et limites indirectes provenant de mesures de précision effectuées par les usines à B et au LEP.

La mesure de la corrélation entre les spins des tops dans les paires $t\bar{t}$ pourrait également être modifiée par une interaction nouvelle ou non standard, au niveau de la désintégration du top mais aussi de sa production (voir section 5.3). C'est par exemple le cas en présence d'un couplage $gt\bar{t}$ anormal [163] lié à des moments dipolaires chromo-électriques [94] et/ou chromo-magnétiques [95], induits naturellement dans les modèles de brisure dynamique de la symétrie électro-faible tels que ceux de "techni-couleur" [78] ou de "top-couleur" [79]. Il en est de même si les paires de tops peuvent être produites par l'intermédiaire d'une résonance lourde comme un boson de Higgs neutre de spin 0 [97] ($gg \rightarrow H \rightarrow t\bar{t}$) ou d'un graviton de Kaluza-Klein de spin 2 [96]. C'est le cas dans les théories avec des grandes dimensions supplémentaires d'espace-temps [164], où les configurations de spin et les distributions angulaires des particules filles du top reflètent le spin 2 des gravitons intermédiaires. La sensibilité que pourrait atteindre ATLAS sur la mesure de corrélation de spin devrait permettre d'observer de telles dimensions à 5σ si leur échelle caractéristique est inférieure à 1.5 TeV [90].

Au niveau de la décroissance du quark top, le mode $t \rightarrow H^+b$, possible en présence d'un boson de Higgs chargé de basse masse, peut affecter la mesure de la corrélation entre les spins des tops dans les paires $t\bar{t}$ en modifiant les α_i des Equations 18 et 20. La désintégration du Higgs chargé en électrons ou muons étant rare, ce mode pourrait ne pas être visible par la mesure de la polarisation du W . Au contraire, pour $M_{H^\pm} < 150 \text{ GeV}$ et à petite valeur de $\tan\beta$ (< 2), la décroissance en deux jets est favorisée, affectant la mesure de la corrélation de spin dans le canal semileptonique [88, 99]. Ainsi, pour $M_{H^\pm} \sim 80 \text{ GeV}$, une observation à 5σ pourrait être faite si le rapport d'embranchement $Br(t \rightarrow H^+b)$ est supérieur à 25% [90].

6.7 Synthèse des autres potentiels de mesure et de découverte d'ATLAS

Le potentiel du détecteur ATLAS en terme de précision de mesure ou d'éventail de découverte dans le secteur du quark top a fait l'objet de nombreuses études [9, 76]. La grande majorité des analyses correspondantes sera limitée par des incertitudes systématiques, la statistique étant très importante au LHC. Une estimation complète de ces incertitudes ainsi qu'une détermination approfondie des bruits de fond associés sont des éléments clés des analyses. Il n'est cependant pas possible d'engendrer la statistique nécessaire avec une simulation détaillée du détecteur. La simulation rapide est donc, en général, d'abord utilisée pour estimer le potentiel de mesure ou de découverte. La simulation détaillée permet alors de confirmer les résultats sur un échantillon réduit et de consolider les méthodes d'analyse.

6.7.1 Propriétés fondamentales du top

La collaboration ATLAS vise une mesure de la masse du top à mieux que 1 GeV, qui, associée à une mesure de la masse du W à 15 MeV, permettrait une détermination indirecte de la masse du Higgs à mieux que 25%. Satisfaire cet objectif, qui n'améliorera qu'assez faiblement la précision que devrait atteindre le Tevatron (voir paragraphe 5.4.1), ne sera pas chose aisée. Malgré la grande statistique, il faudra en effet réduire au maximum de nombreuses incertitudes systématiques. Les études menées en simulation rapide [138] puis détaillée [142] montrent que les principales erreurs dans le canal semileptonique devraient venir de la méconnaissance de l'échelle d'énergie des jets b (0.7 GeV par pourcent de biais d'étalonnage) et de la modélisation des radiations dans l'état final. L'impact de cette dernière devrait être réduit par un ajustement cinématique complet de l'événement $t\bar{t}$. L'utilisation de la masse du W permet d'effectuer un étalonnage des jets légers et de rendre négligeable l'impact de la méconnaissance de leur échelle d'énergie [138, 142]. Plus généralement, la grande statistique engendrée par le LHC sera exploitée en formant des échantillons d'événements sélectionnés différemment et reconstruits avec des méthodes spécifiques, menant à des sources d'incertitudes systématiques distinctes. Cela permettra de faire des vérifications croisées et de combiner efficacement les résultats. Ceci est également valable pour les mesures dans les canaux dileptoniques et hadroniques, plus délicates et moins précises (une détermination de la masse du top à 2-3 GeV semble possible dans chaque cas), mais complémentaires. Enfin, une méthode alternative a été développée pour réduire l'incertitude systématique venant de l'échelle d'énergie des jets b , importante dans tous les canaux. Elle est basée sur l'identification de J/Ψ provenant de la décroissance d'un quark b , comme illustré sur la Figure 84. La masse invariante du système comprenant le J/Ψ et le lepton isolé issu de la décroissance du boson W associé est corrélée linéairement à la masse du top [138, 165] (Figure 85), toutes deux étant reliées à la polarisation du W (Equations 14 et 22). Les incertitudes liées à l'échelle d'énergie des jets et aux radiations sont alors négligeables, et une mesure à environ 1 GeV semble réaliste. Elle nécessite cependant une grande luminosité ($>100 \text{ fb}^{-1}$) à cause du faible rapport d'embranchement.

En ce qui concerne la charge électrique du quark top, le Tevatron devrait aboutir à une mesure avant la mise en service du LHC, et exclure définitivement la possibilité d'une charge exotique $Q_t = -4/3$. ATLAS devrait confirmer ce résultat avec quelques fb^{-1} de données, à la fois en reconstruisant la charge des produits de désintégration (méthode similaire à celle employée au Tevatron) et en mesurant la section efficace de production radiative $t\bar{t}\gamma$, proportionnelle à Q_t^2 au premier ordre [166].

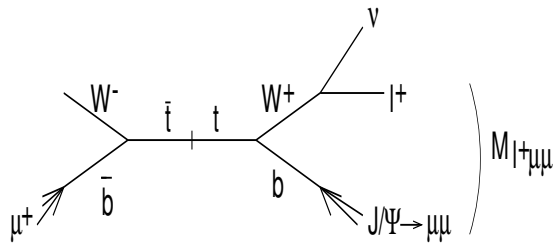


Figure 84: Diagramme de la désintégration d'un quark top en un état final leptonique comprenant un J/Ψ .

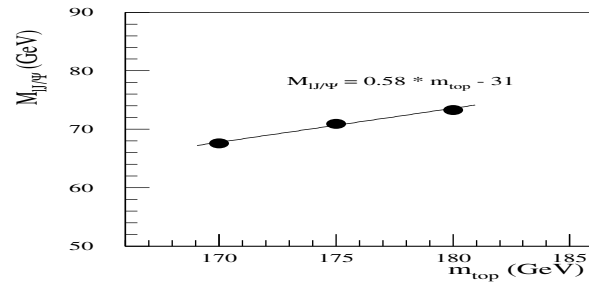


Figure 85: Corrélation entre la masse du quark top et celle du système comprenant le J/Ψ et le lepton isolé issu de la décroissance du boson W associé.

6.7.2 Production du top

La mesure de la section efficace de production des paires $t\bar{t}$ sera très rapidement limitée par des incertitudes systématiques, notamment celle sur la luminosité délivrée par la machine. Une précision de l'ordre de 2% sur cette dernière semble possible en exploitant les diffusions pp élastiques dans la région de Coulomb²⁵ [167]. Associée à la mesure de la masse du top, la détermination de la section efficace de production $t\bar{t}$ fournira un test de cohérence du Modèle Standard (MS). En inversant la relation, une mesure indirecte de la masse du top peut être tirée dans le cadre du MS avec une précision de 2 GeV pour une section efficace établie à 6% ($\Delta M_t/M_t \sim 0.2 \times \Delta\sigma_{t\bar{t}}/\sigma_{t\bar{t}}$). Au démarrage, la mesure du rapport des sections efficaces de production des paires $t\bar{t}$ et des bosons W , par exemple, permettra de s'affranchir de certaines incertitudes systématiques.

Nous avons vu dans la section 6.6 que la mesure de la corrélation entre les spins des tops dans les paires $t\bar{t}$ pourrait permettre de déceler des effets indirects de nouvelle physique au niveau de la production du top. Des recherches directes seront aussi menées, comme celle d'une résonance lourde se désintégrant en paire de quarks top, augmentant la section efficace et produisant un pic dans le spectre de masse invariante $t\bar{t}$. Les analyses, menées dans un cadre générique, permettent de tracer des contours de découverte, fonctions de la masse de la résonance et de sa section efficace multipliée par le rapport d'embranchement en paire de tops [76, 168]. Elles estiment par exemple qu'une résonance étroite de 1 TeV satisfaisant à la condition $\sigma \times \text{BR}(X \rightarrow t\bar{t}) > \sim 1$ pb pourrait être découverte avec 30 fb^{-1} de données.

²⁵Des chambres à fibres scintillantes, installées dans des "pots romains" placés à 240 m du point d'interaction et approchant le faisceau à des distances de 1-2 mm (~ 10 fois la taille du faisceau), mesureront la distribution angulaire de diffusion élastique des protons dans le régime de Coulomb, i.e. à ultra-bas angle (quelques μrad). Cela permettra d'accéder à une détermination absolue de la luminosité. Nécessitant une configuration spéciale de faisceau quasi-parallèle, pouvant être obtenue pour une faible luminosité de l'ordre de $10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, ce dispositif permettra d'étalonner un compteur Tcherenkov installé à 17 m du point d'interaction ($5.4 < |\eta| < 6.1$). Ce dernier déterminera la luminosité instantanée de la machine dans les conditions normales d'opération grâce à la mesure du nombre de particules produites à chaque collision de faisceau. Cette méthode sera complétée par la connaissance des paramètres du LHC ainsi que par la mesure de sections efficaces de processus QED comme $pp \rightarrow pp + l^+l^-$ ou de celles de la production QCD des bosons W et Z .

Le mode de production individuelle du quark top est également prometteur pour la recherche de nouvelle physique. Même s'il vient d'être observé récemment au Tevatron (paragraphe 5.4.2), des mesures séparées de ses différents canaux seront très importantes pour tester en profondeur la production électro-faible du top. La voie s est par exemple sensible à une contribution bosonique supplémentaire, comme celle engendrée par un Higgs chargé, et la voie t à des couplages non-standards du quark top, comme une production par courant neutre changeant la saveur (FCNC) $gq \rightarrow t$. En outre, la production associée Wt ne pourra pas être observée au Tevatron. Les analyses menées par ATLAS [169] montrent que les mesures des sections efficaces seront limitées par les incertitudes systématiques avec 30 fb^{-1} de données, notamment celles sur l'échelle en énergie des jets, la modélisation des radiations dans l'état final et la luminosité de la machine. Une précision de l'ordre de 10% devrait être atteinte pour chaque canal, permettant une mesure de $|V_{tb}|$ à quelques pourcents. L'étude dans la voie s a été interprétée en terme de potentiel de découverte d'un Higgs chargé supersymétrique. La sensibilité maximale est obtenue pour les grandes valeurs de $\tan\beta$ (~ 50) et une masse du Higgs entre 250 et 300 GeV, comme illustré sur la Figure 86.

6.7.3 Décroissance du top

De même que pour la production du quark top, la section 6.6 a montré que les mesures de polarisation du top et du W dans les paires $t\bar{t}$ pourraient permettre de déceler des effets indirects de nouvelle physique au niveau de la décroissance du top. Comme au Tevatron (paragraphe 5.4.3), des recherches directes d'une désintégration non standard du top seront aussi menées. Par exemple, la décroissance en un Higgs chargé $t \rightarrow H^+b$ pourrait être observée par un excès de paires $t\bar{t}$ avec une signature lepton+ τ -jets ou un déficit d'événements dileptoniques. Dans le cadre du modèle standard supersymétrique minimal, la région cinématiquement permise $M_{H^+} < M_t$ et non exclue par les analyses du Tevatron (Figure 67) devrait être couverte avec 30 fb^{-1} de données [170]. Cette étude sera complémentaire à celle menée avec les tops produits individuellement, sensible à des masses du Higgs supérieures à la masse du top.

Des recherches d'une désintégration du quark top par des courants neutres changeant la saveur (FCNC), $t \rightarrow qZ$, $t \rightarrow q\gamma$ et $t \rightarrow qg$, seront également menées, complémentaires aux études qui seront réalisées sur une production anormale de tops par interaction électro-faible [171]. Une observation serait le signe de physique au delà du Modèle Standard. Le LHC pourrait améliorer grandement les limites actuelles, par un facteur compris entre 10^2 et 10^3 selon les canaux avec 10 fb^{-1} de données [76, 172]. Ces résultats, illustrés sur la Figure 87, devraient permettre d'être sensible à des effets de nouvelle physique, comme dans le cas de certains modèles supersymétriques prédisant des rapports d'embranchement jusqu'à 10^{-4} [173].

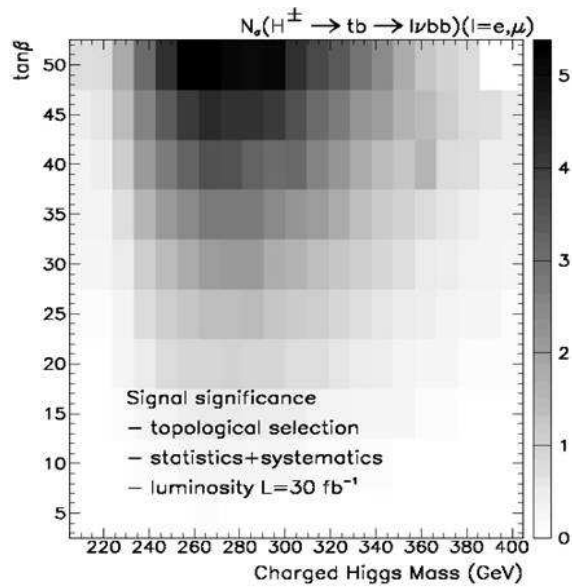


Figure 86: Sensibilité à un Higgs chargé par la mesure de la section efficace de production électro-faible du top dans la voie s avec 30 fb^{-1} de données, montrée dans le plan $\tan\beta - M_{H^\pm}$.

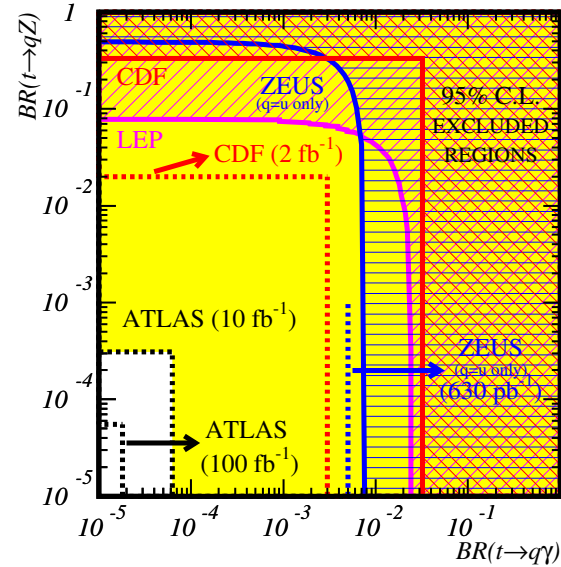


Figure 87: Limites à 95% de niveau de confiance sur les rapports d'embranchement $t \rightarrow qZ$ et $t \rightarrow q\gamma$. Les traits pleins correspondent aux limites actuelles et les pointillés aux prévisions.

6.8 Conclusions

La statistique abondante fournie par le LHC et les bonnes performances attendues des détecteurs ATLAS et CMS permettront de mesurer les propriétés du quark top avec une précision sans précédent. Outre la détermination de ses propriétés intrinsèques, comme sa masse ou sa charge électrique, ses couplages avec les bosons et les autres fermions seront scrutés avec grand intérêt sous des angles multiples. En effet, des signes de nouvelle physique pourraient se manifester de manière privilégiée à travers ces couplages, et les précisions atteintes au LHC pourraient permettre de les révéler dès les premières années de fonctionnement. Le potentiel du détecteur ATLAS en terme de précision de mesure ou d'éventail de découverte dans le secteur du quark top a fait l'objet de nombreuses études, effectuées d'abord avec des simulations rapides puis détaillées du détecteur. Un soin particulier a été porté sur les estimations des incertitudes systématiques, limitant la plupart des mesures. L'exemple de la recherche indirecte d'effets de nouvelle physique sur la production et la décroissance du quark top à travers les mesures de polarisation du top et du W a été décrit en détail. Rappelons en outre que le signal correspondant aux événements $t\bar{t}$ sera extrait rapidement et utilisé pour mieux comprendre et étalonner les détecteurs. Les études du quark top commenceront donc assurément dès le démarrage du LHC.

7 Conclusions et perspectives personnelles

Je contribue activement depuis 7 ans à la préparation de l'expérience ATLAS auprès du LHC, projet phare de la physique des particules. J'ai ainsi participé aux phases de recherche et développement de l'électronique de lecture des signaux de calorimétrie, de construction et tests du calorimètre électromagnétique, puis de mise au point des stratégies d'analyses de physique. Les deux points forts de mes activités sont :

- L'analyse des données des tests sous faisceau du calorimètre électromagnétique. J'ai encadré à cette occasion 2 étudiants en thèse et une ATER. Ces travaux ont donné lieu à 6 notes approuvées par la collaboration ATLAS et ont été insérés dans 2 papiers publiés dans NIM. Je les ai présentés en juin 2004 devant le LHCC (comité LHC) ainsi qu'à la conférence "9th Pisa Meeting on Advanced Detectors: Frontier Detectors for Frontier Physics" en mai 2003 en Italie.
- La préparation des mesures des couplages du quark top dans les paires $t\bar{t}$, afin de tester sa production et sa décroissance et estimer le potentiel associé de découverte de nouvelle physique. J'ai encadré à cette occasion 1 étudiant en thèse. Ces travaux ont donné lieu à 5 notes approuvées par la collaboration ATLAS et un article publié dans Eur. Phys. Journal. Je les ai présentés à la conférence de Moriond 2006, à l'atelier commun Tevatron-LHC (TeV4LHC) en avril 2005 et au dernier atelier de physique d'ATLAS en juin 2005.

L'ensemble de ces activités m'a permis d'acquérir une connaissance détaillée des différents aspects du projet : compréhension fine du détecteur, performances de reconstruction des particules, maîtrise des outils logiciels d'analyse, interprétation des résultats dans le cadre de modèles théoriques. A la veille du début de la prise de données, mon objectif pour les années à venir est d'utiliser ces atouts majeurs et en faire profiter les étudiants pour qu'ils acquièrent une formation scientifique de grande qualité. Je compte ainsi m'investir durant les deux prochaines années dans la finalisation de la mise en œuvre et de l'étalonnage du détecteur, et notamment du calorimètre électromagnétique, programme déjà initié avec un étudiant qui commence une thèse. J'entends également jouer un rôle de premier plan dans l'analyse des premières données pour en extraire le maximum du potentiel de découverte offert par le LHC, qui marquera, j'en suis persuadé, l'avenir de la physique des particules.

Bibliographie

- [1] Voici quelques articles fournissant une revue complète du Modèle Standard et de ses faiblesses.
J.L. Hewett, *The Standard Model and why we believe it*, hep-ph/9810316.
G. Altarelli, *The Standard electroweak theory and beyond*, hep-ph/0011078.
J. Ellis, *Beyond the Standard Model for hill walkers*, hep-ph/9812235.
- [2] LEP collaborations and Electroweak Working Group, *Combined preliminary data on Z parameters from the LEP experiments and constraints on the Standard Model*, CERN-PPE/94-187 (1994).
- [3] F. Abe *et al.* (CDF collaboration), *Observation of top quark production in anti-p p collisions*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2626, hep-ex/9503002.
S. Abachi *et al.* (D0 collaboration), *Observation of the top quark*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2632, hep-ex/9503003.
- [4] Tevatron Electroweak Working Group, *Combination of CDF and D0 results on the mass of the top quark*, hep-ex/0608032.
- [5] W.-M. Yao *et al.* (Particle Data Group), *Review of particle Physics*, J. Phys. **G 33** (2006) 1.
- [6] P. Taxil, *Higgs bosons beyond the minimal standard model*, published in Gif Summer School 1990:0101-146 (QCD161:S81:1990).
- [7] LEP Electroweak Working Group, <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG>, July 2006.
- [8] LEP collaborations and LEP Working Group for Higgs boson searches, *Search for the Standard Model Higgs boson at LEP*, Phys. Lett. **B 565** (2003) 61, hep-ex/0306033.
- [9] ATLAS Collaboration, *ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report, vol. I and II*, CERN/LHCC/99-14 and CERN/LHCC/99-15 (1999).
- [10] ATLAS Collaboration, *Inner detector Technical Design Report, vol. I and II*, CERN/LHCC/97-16, CERN/LHCC/97-17 (1997) and *Pixel detector Technical Design Report*, CERN/LHCC/98-13.
- [11] R. Hawkings, *The ATLAS inner detector and flavour tagging performance*, ATLAS scientific note SN-ATLAS-2003-026, Eur. Phys. J. **C 34** (2004) 109.
- [12] N. Benekos *et al.*, *ATLAS Inner Detector performance*, ATLAS note ATL-INDET-2004-002.
- [13] S. Corréard *et al.*, *b-tagging with DC1 data*, ATLAS note ATL-PHYS-2004-006.
- [14] C. Troncon, *Radiation hardness performance of ATLAS pixel tracker*, Nucl. Inst. Meth. A **530** (2004) 65.

-
- [15] F. Campabadal *et al.*, *Beam tests of ATLAS SCT silicon strip detector modules*, Nucl. Inst. Meth. A **538** (2005) 384.
- [16] V. A. Mitsou for the ATLAS TRT Collaboration, *The ATLAS transition radiation tracker*, ATLAS note ATL-CONF-2003-012, hep-ex/0311058.
- [17] R. Haywood, *Offline Alignment and Calibration of the Inner Detector*, ATLAS note ATL-INDET-2000-005.
- [18] ATLAS Collaboration, *Calorimeter Performance Technical Design Report, Liquid Argon Technical Design Report and Tile Calorimeter Technical Design Report*, CERN/LHCC/96-40, CERN/LHCC/96-41 and CERN/LHCC/96-42 (1996).
- [19] RD3 collaboration, Nucl. Inst. Meth. A **309** (1991) 438, Nucl. Inst. Meth. A **321** (1992) 467, Nucl. Inst. Meth. A **325** (1993) 118, Nucl. Inst. Meth. A **364** (1995) 290, and Nucl. Inst. Meth. A **389** (1997) 398
- [20] ATLAS Electromagnetic Liquid Argon Calorimeter Group, *Performance of the ATLAS electromagnetic calorimeter barrel module 0*, Nucl. Inst. Meth. A **500** (2003) 202, and *Performance of the ATLAS electromagnetic calorimeter end-cap module 0*, Nucl. Inst. Meth. A **500** (2003) 178.
- [21] N. Besson and M. Boonekamp, *Determination of the Absolute Lepton Scale Using Z Boson Decays. Application to the Measurement of M_W* , ATLAS note ATL-PHYS-PUB-2006-007.
- [22] B. Caron, *Hadronic calorimetry and jet/ E_T^{miss} performance studies in ATLAS*, ATLAS scientific note SN-ATLAS-2003-029, Eur. Phys. J. C **34** (2004) 149.
- [23] S. Akhmadaliev *et al.*, *Results from a new combined test of an electromagnetic liquid argon calorimeter with a hadronic scintillating-tile calorimeter*, Nucl. Inst. Meth. A **449** (2000) 461.
- [24] B. Dowler *et al.*, *Performance of the ATLAS hadronic end-cap calorimeter in beam tests*, Nucl. Inst. Meth. A **482** (2002) 94.
- [25] C. Cojocararu *et al.*, *Hadronic Calibration of the ATLAS Liquid Argon Calorimeter in the pseudorapidity region $1.6 < \eta < 1.8$ in beam tests*, Nucl. Inst. Meth. A **531** (2004) 481, physics/0407009.
- [26] J. C. Armitage *et al.*, *Electron Results for the ATLAS Electromagnetic Forward Calorimeter Module 0 Test Beam 1998*, ATLAS note ATL-LARG-2003-011.
- [27] A. Minaenko, *Combined testbeam H6 results*, présentation à la semaine ATLAS, CERN, 05 octobre 2006.
- M. Schram, *Fcal TB 2003 Summary*, présentation à la réunion “Combined Testbeam Meeting”, CERN, 20 juin 2006.

-
- [28] ATLAS Collaboration, *Muon Spectrometer Technical Design Report*, CERN/LHCC/97-22 (1997).
- [29] P. F. Giraud *et al.*, *Track-based absolute alignment in the Atlas muon spectrometer and in the H8 test beam*, ATLAS note ATL-MUON-PUB-2006-012.
- [30] L. Pontecorvo, *The ATLAS muon spectrometer*, ATLAS scientific note SN-ATLAS-2003-030, Eur. Phys. J. C **34** (2004) 117.
- [31] F. Cerutti, *Performance studies of the monitored drift-tube chambers of the ATLAS muon spectrometer*, Nucl. Inst. Meth. A **535** (2004) 175.
- [32] F. Bauer *et al.*, *ATLAS 2004 combined test beam results: muon chamber alignment and muon reconstruction*, ATLAS note ATL-COM-MUON-2006-012.
- [33] S. Hassani, *Search for the Standard Model $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$ with full ATLAS detector simulation*, ATLAS note ATL-COM-PHYS-2005-014.
- [34] ATLAS Collaboration, *Level 1 Trigger Technical Design Report*, CERN/LHCC/98-14 (1998) and *High-Level Trigger, Data Acquisition and Controls Technical Design Report*, CERN/LHCC/2003-022 (2003).
- [35] R. Hauser, *The ATLAS trigger system*, ATLAS scientific note SN-ATLAS-2003-027, Eur. Phys. J. C **34** (2004) 173.
- [36] Y.Q. Fang *et al.*, *Object-based approach for the reconstruction of missing transverse momentum with the ATLAS detector*, ATLAS note ATL-COM-CAL-2006-002.
- [37] F. Derue and C. Serfon, *Electron/jet separation with DC1 data*, ATLAS note ATL-PHYS-PUB-2005-016.
- [38] M. Escalier *et al.*, *Photon/jet separation with DC1 data*, ATLAS note ATL-PHYS-PUB-2005-018.
- [39] M. Escalier *et al.*, *Search for a Standard Model Higgs boson in the ATLAS experiment on the $H \rightarrow \gamma\gamma$ channel*, ATLAS note ATL-PHYS-INT-2006-002.
- [40] B. Mellado, présentation au workshop de physique ATLAS à Rome (Italie), 06-11 juin 2005.
- [41] ATLAS Electromagnetic Liquid Argon Calorimeter Group, *Construction, assembly and tests of the ATLAS electromagnetic barrel calorimeter*, Nucl. Inst. Meth. A **558** (2006) 388, and *Construction, assembly and tests of the ATLAS electromagnetic end-cap calorimeter*, to be submitted to Nucl. Inst. Meth. A.
- [42] ATLAS Electromagnetic Liquid Argon Calorimeter Group, *Development and construction of large size signal electrodes for the ATLAS electromagnetic calorimeter*, Nucl. Inst. Meth. A **539** (2005) 558.

- [43] J. Colas *et al.*, *The LArg calorimeter calibration board*, ATLAS note ATL-LARG-2000-006.
- [44] L. Serin, *Results from calibration boards measurements*, présentation à la semaine “Argon Liquide” d’ATLAS, CERN, 09 mai 2005.
- [45] S. Baffioni *et al.*, *Electrical measurements on the Atlas electromagnetic barrel calorimeter*, ATLAS note ATL-COM-LARG-2006-009.
- [46] B. Laforge, *La préparation de l’expérience ATLAS*, Mémoire d’habilitation à diriger les recherches, <http://lpnhe-atlas.in2p3.fr/Atlas/Contacts/laforge/habilitation.html>
- [47] F. Hubaut *et al.*, *Implementation of a serial protocol for the liquid argon calorimeters of ATLAS*, IEEE Trans. Nucl. Sci. vol. **48** (2001) 1254.
- [48] W.E. Cleland and E.G. Stern, *Signal processing considerations for liquid ionization calorimeters in a high rate environment*, Nucl. Inst. Meth. A **338** (1994) 467.
- [49] L. Neukermans, P. Perrodo, R. Zitoun, *Understanding the ATLAS electromagnetic barrel pulse shapes and the absolute electronic calibration*, ATLAS note ATL-LARG-2001-008.
- [50] D. Banfi, M. Delmastro and M. Fanti, *Cell response equalization of the ATLAS electromagnetic calorimeter without the direct knowledge of the ionization signals*, ATLAS scientific note SN-ATLAS-2005-054.
D. Prieur, *Using time convolution method to compute optimal filtering coefficients for LARG electromagnetic calorimeter*, ATLAS note ATL-LARG-PUB-2005-001.
- [51] S. Agostinelli *et al.*, *GEANT4: A Simulation toolkit*, Nucl. Inst. Meth. A **506** (2003) 250.
- [52] ATLAS Liquid Argon Calorimeter Collaboration, *Energy linearity and resolution of the ATLAS electromagnetic barrel calorimeter in an electron test-beam*, submitted to Nucl. Inst. Meth. A., physics/0608012.
- [53] P. Barrillon *et al.*, *Electrical tests for the validation of the electromagnetic end-cap calorimeter modules*, ATLAS note ATL-LARG-2003-004.
- [54] F. Gianotti and M. Mangano, *LHC physics: the first one-two year(s)*, hep-ph/0504221.
- [55] P. Pralavorio and D. Sauvage, *Review of the crosstalk in the module 0 of the electromagnetic endcap calorimeter*, ATLAS note ATL-LARG-2001-006.
- [56] F. Hubaut *et al.*,
Test beam measurements of the crosstalk in the EM barrel Module 0, ATLAS note ATL-LARG-2000-007.
Crosstalk measurements in the EM barrel Module 0 from 99’, May 00’ and July 00’ Beam Tests, ATLAS note ATL-LARG-2000-009.
Crosstalk measurements summary in EM barrel production modules, http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/LIQARGON/EM_Calo/TestBeam/index.html
Crosstalk in production modules of the electromagnetic endcap calorimeter, ATLAS note ATL-LARG-2003-012.

-
- [57] F. Djama, *Using $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ for Electromagnetic Calorimeter Calibration*, ATLAS note ATL-LARG-2004-008.
S. Paganis *et al.*, *Combined intercalibration and longitudinal weight extraction for the ATLAS liquid-argon EM calorimeter*, ATLAS note ATL-LARG-2004-012.
- [58] P. Barrillon *et al.*, *Uniformity scan in the outer wheel of the electromagnetic endcap calorimeter*, ATLAS note ATL-LARG-2001-012. *Uniformity scan in the inner wheel and the crack between the two wheels of the electromagnetic endcap calorimeter*, ATLAS note ATL-LARG-2001-014.
- [59] F. Hubaut and C. Serfon, *Response uniformity of the ATLAS electromagnetic endcap calorimeter*, ATLAS note ATL-LARG-2004-015.
- [60] C. Serfon, *Résultats des tests en faisceau sur les bouchons du calorimètre électromagnétique d'ATLAS. Séparation électrons-jets*, Thèse CPPM-T-2005-02.
- [61] ATLAS Liquid Argon Calorimeter Collaboration, *Response Uniformity of the ATLAS liquid argon electromagnetic calorimeter*, to be submitted to NIM.
- [62] L. Di Ciaccio, D. Fournier and F. Hubaut, *High voltage corrections for the electromagnetic calorimeter*, ATLAS note ATL-COM-LARG-2005-003.
- [63] P. Pralavorio, présentation à la semaine "Argon Liquide" d'ATLAS (Cern), 14 nov. 2005.
- [64] O. Martin, E. Monnier and S. Tisserant, *Update of some geometrical parameters for the ATLAS electromagnetic endcap calorimeter*, ATLAS note ATL-LARG-96-047.
- [65] V. Niess, présentation au "Calorimeter Calibration Workshop", Costa Brava, 06 sept. 2006.
- [66] F. Hubaut *et al.*, *Study of the EM barrel module 0 with muons*, ATLAS note ATL-LARG-2001-017.
- [67] M. Boonekamp *et al.*, *Cosmic ray, beam-halo and beam-gas rate studies for ATLAS commissioning*, ATLAS note ATL-GEN-2004-001.
- [68] ATLAS Liquid Argon Calorimeter Collaboration, *Position Resolution and Particle Identification with the ATLAS EM Calorimeter*, Nucl. Inst. Meth. A **550** (2005) 96, physics/0505127.
C. Reifen *et al.*, *γ/π^0 separation in the first compartment of the ATLAS EM calorimeter with DC2 data*, ATLAS note ATL-PHYS-INT-2005-005.
- [69] I. Nikolic-Audit and L. Serin, *Time resolution of the ATLAS barrel liquid argon electromagnetic calorimeter*, ATLAS note ATL-LARG-2004-002.
- [70] B. Di Girolamo *et al.*, *Beamline instrumentation in the 2004 combined ATLAS testbeam*, ATLAS note ATL-TECH-PUB-2005-001.
- [71] M. Aleksa *et al.*, *ATLAS combined testbeam: computation and validation of the electronic calibration constants for the electromagnetic calorimeter*, ATLAS note ATL-LARG-PUB-2006-003.

- [72] W. Lampl, *Optimizing the energy measurement of the ATLAS electromagnetic calorimeter*, CERN-THESIS-2006-002 (2006), and *Studies of the Linearity of the ATLAS EM Barrel Calorimeter*, présentation à la conférence “Calor 2006”, 05-09 juin 2006, Chicago (USA).
- [73] F. Hubaut and P. Pralavorio, *Commissioning of the ATLAS electromagnetic calorimeter with minimum bias events*, ATLAS note ATL-LARG-PUB-2007-007.
- [74] S. Paganis *et al.*, *Electron-based longitudinal weights for the ATLAS EM Barrel Calorimeter and shower isolation studies with an application to the $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4e$ analysis*, ATLAS note ATL-CAL-2004-002.
S. Paganis, *Higgs $\rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$ Analysis with DC1 Full ATLAS Simulation and Reconstruction*, ATLAS note ATL-COM-PHYS-2005-043.
- [75] D. Chakraborty, J. Konigsberg and D. Rainwater, *Top quark physics*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **53** (2003) 301, hep-ph/0303092.
- [76] M. Beneke *et al.*, *Top quark physics*, CERN-TH-2000-100, hep-ph/0003033.
- [77] W. Wagner, *Top quark physics in hadron collisions*, Rept. Prog. Phys. **68** (2005) 2409, hep-ph/0507207.
- [78] E. Eichten and K. Lane, *Multiscale technicolor and top production*, Phys. Lett. **B 327** (1994) 129, hep-ph/9401236.
- [79] C.T. Hill, *Topcolor: Top quark condensation in a gauge extension of the Standard Model*, Phys. Lett. **B 266** (1991) 419.
C.T. Hill, *Topcolor assisted Technicolor*, Phys. Lett. **B 345** (1995) 483, hep-ph/9411426.
- [80] S. Eidelman *et al.* (Particle Data Group), *Review of particle Physics*, Phys. Lett. **B 592** (2004) 1.
- [81] T. Tait, *Signals for the electroweak symmetry breaking associated with the top quark*, Ph.D. Thesis, hep-ph/9907462 (1999).
- [82] I. Bigi *et al.*, *Production and decay properties of ultraheavy quarks*, Phys. Lett. **B 181** (1986) 157.
- [83] R. Bonciani *et al.*, *NLL resummation of the heavy quark hadroproduction cross-section*, Nucl. Phys. **B 529** (1998) 424, hep-ph/9801375.
- [84] Z. Sullivan, *Understanding single-top-quark production and jets at hadron colliders*, Phys. Rev. **D 70** (2004) 114012, hep-ph/0408049.
J. Campbell and F. Tramontano *Next-to-leading order corrections to Wt production and decay*, Nucl. Phys. **B 726** (2005) 109, hep-ph/0506289.
- [85] S. Bentvelsen and M. Cobal, *Top studies for the Atlas detector commissioning*, ATLAS note ATL-PHYS-PUB-2005-024.

-
- [86] B. Gonzalez-Pineiro *et al.*, *Measuring V_{tb} and the polarization of top quarks and W bosons via boson gluon fusion at ATLAS*, ATLAS note ATL-PHYS-2000-017.
- [87] W. Bernreuther, A. Brandenburg and P. Uwer, *Transverse polarization of top quark pairs at the Tevatron and the LHC*, Phys. Lett. **B 368** (1996) 153, hep-ph/9510300.
- [88] G. Malhon and S. Parke, *Angular correlations in top quark pair production and decay at hadron colliders*, Phys. Rev. **D 53** (1996) 4886, hep-ph/9512264.
- [89] T. Stelzer and S. Willenbrock, *Spin correlation in top-quark production at hadron colliders*, Phys. Lett. **B 374** (1996) 169, hep-ph/9512292.
- [90] F. Hubaut *et al.*, *ATLAS sensitivity to top quark and W boson polarization in $t\bar{t}$ events*, Eur. Phys. J. **C 44** S2 (2005) 13, hep-ex/0508061.
- [91] W. Bernreuther *et al.*, *Top quark pair production and decay at hadron colliders*, Nucl. Phys. **B 690** (2004) 81, hep-ph/0403035.
- [92] J.H. Kühn, *How to measure the polarization of top quarks*, Nucl. Phys. **B 237** (1984) 77.
- [93] V. Barger, J. Ohnemus and R.J.N. Phillips, *Spin correlation effects in the hadroproduction and decay of very heavy top quark pairs*, Int. J. Mod. Phys. **A 4** (1989) 617.
- [94] J. Sjölin, *LHC experimental sensitivity to CP violating $gt\bar{t}$ couplings*, J. Phys. **G 29** (2003) 543.
A. Brandenburg and J. P. Ma, *CP violation and top quark decays*, Z. Phys. **C 56** (1992) 97.
P. Haberl, O. Nachtmann and A. Wilch, *Top production in hadron hadron collisions and anomalous top - gluon couplings*, Phys. Rev. **D 53** (1996) 4875, hep-ph/9505409.
- [95] D. Atwood, A. Kagan and T.G. Rizzo, *Constraining anomalous top quark coupling at the Tevatron*, Phys. Rev. **D 52** (1995) 6264, hep-ph/9407408.
R. Martinez, J.A. Rodriguez and M. Vargas, *The anomalous chromomagnetic dipole moment of the top quark*, hep-ph/9709478.
- [96] M. Arai *et al.*, *Top spin correlations in theories with large extra dimensions at the Large Hadron Collider*, Phys. Rev. **D 70** (2004) 115015, hep-ph/0409273.
- [97] W. Bernreuther and A. Brandenburg, *Signatures of Higgs sector CP violation in top quark pair production at proton proton supercolliders*, Phys. Lett. **B 314** (1993) 104.
W. Bernreuther and A. Brandenburg, *Tracing CP violation in the production of Top quark pairs by Multiple TeV proton proton collisions*, Phys. Rev. **D 49** (1994) 4481, hep-ph/9312210.
W. Bernreuther, A. Brandenburg and M. Flesch, *QCD corrections to decay distributions of neutral higgs bosons with (in)definite CP parity*, Phys. Lett. **D 56** (1997) 90, hep-ph/9701347.
W. Bernreuther, M. Flesch and P. Haberl, *Signature of Higgs bosons in the top quark decay channel at hadron colliders*, Phys. Rev. **D 58** (1998) 114031, hep-ph/9709284.

- [98] M. Jezabek and J.H. Kühn, *V-A tests through leptons from polarized top quarks*, Phys. Lett. **B 329** (1994) 317, hep-ph/9403366.
M. Jezabek, *Top quark physics*, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **37B** (1994) 197, hep-ph/9406411.
- [99] M. Mohammadi Najafabadi, *On the Charged Higgs Bosons Effects in the Top Quark Decays*, hep-ph/0610363.
- [100] G.L. Kane, G.A. Ladinsky and C.-P. Yuan, *Using the top quark for testing standard-model polarization and CP predictions*, Phys. Rev. **D 45** (1992) 124.
- [101] F. Larios, E. Malkawi and C.-P. Yuan, *Probing the electroweak symmetry breaking sector with the top quark*, Talk given in July 1996 at CCAST Workshop, Beijing (China), hep-ph/9704288.
- [102] H.S. Do *et al.*, *Electroweak and finite width corrections to top quark decays into transverse and longitudinal W-bosons*, Phys. Rev. **D 67** (2003) 091501, hep-ph/0209185.
- [103] M. Beg *et al.*, *Manifest left-right symmetry and its experimental consequences*, Phys. Rev. Lett. **38** (1977) 1252, [Erratum-ibid. **39** (1977), 54].
- [104] C. Benchouk, L. Hinz and E. Monnier, *Top-Antitop spin correlation measurement in the semileptonic decay channel in the ATLAS experiment*, ATLAS note ATL-PHYS-2002-024.
- [105] CDF collaboration, *CDF II Top Quark Group Physics Results*, <http://www-cdf.fnal.gov/physics/new/top/top.html>
D0 collaboration, *D0's Top Quark Physics Results*, http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/top/top_public_web_pages/top_public.html
- [106] V. M. Abazov *et al.*, *Experimental discrimination between charge $2e/3$ top quark and charge $4e/3$ exotic quark production scenarios*, Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 041801.
- [107] CDF collaboration, *Combination of CDF top quark pair production cross section measurements with up to 760pb^{-1}* , CDF note 8148 (2006).
- [108] M. Cacciari *et al.*, *The $t\bar{t}$ cross-section at 1.8-TeV and 1.96-TeV: A Study of the systematics due to parton densities and scale dependence*, JHEP 0404 (2004) 068, hep-ph/0303085.
N. Kidonakis and R. Vogt, *Next-to-next-to-leading order soft gluon corrections in top quark hadroproduction*, Phys. Rev. **D 68** (2003) 114014, hep-ph/0308222.
- [109] D. Chakraborty, *Top quark and W/Z results from the Tevatron*, Talk given in March 2002 at 37th Rencontres de Moriond on QCD and Hadronic Interactions, Les Arcs (France), hep-ex/0212027.
- [110] CDF collaboration, *Search for resonant $t\bar{t}$ production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s}=1.96$ TeV*, CDF note 8087 (2006).
D0 collaboration, *Search for a $t\bar{t}$ resonance in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s}=1.96$ TeV in the lepton+jet final state*, D0 note 4880 (2006).

-
- [111] B. Abbott *et al.*, *Spin correlation in $t\bar{t}$ Production from $p\bar{p}$ at $\sqrt{s}=1.8$ TeV*, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 256, hep-ex/0002058.
- [112] V. M. Abazov *et al.*, *Evidence for production of single top quarks and first direct measurement of $|V_{tb}|$* , hep-ex/0612052, Submitted to Phys. Rev. Lett.
- [113] B. W. Harris *et al.*, *The Fully differential single top quark cross-section in next to leading order QCD*, Phys. Rev. **D 66** (2002) 054024, hep-ph/0207055.
- [114] J. Womersley, *The top quark - 2006 and beyond*, Prepared for TOP 2006: International Workshop on Top Quark Physics, Coimbra, Portugal, 12-15 Jan 2006, Published in PoS TOP2006:038 (2006).
- [115] CDF collaboration, CDF notes 8185 and 8585 (2006).
- [116] V. M. Abazov *et al.*, *Multivariate searches for single top quark production with the D0 detector*, hep-ex/0604020 (2006), Submitted to Phys. Rev. D.
- [117] V. M. Abazov *et al.*, *Measurement of $Br(t \rightarrow Wb)/Br(t \rightarrow Wq)$ at $\sqrt{s}=1.96$ TeV*, Phys. Lett. **B 639** (2006) 616, hep-ex/0603002.
- [118] CDF collaboration, *Search for heavy top $t' \rightarrow Wq$ in lepton+jets events*, CDF note 8495 (2006).
- [119] A. Abulencia *et al.*, *Search for charged Higgs bosons from top quark decays in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s}=1.96$ TeV*, Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 042003, hep-ex/0510065.
- [120] F. Abe *et al.* *Search for flavor changing neutral current decays of the top quark in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s}=1.8$ TeV*, Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 2525.
- [121] CDF collaboration, CDF notes 8368 and 8380 (2006).
- [122] ATLAS collaboration, *The Top Working Group*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/TopWorkingGroup>
- [123] CMS collaboration, *CMS Physics Technical Design Report, vol. II, chapter 8*, CERN/LHCC/2006-021 (2006).
- [124] T. Sjöstrand *et al.*, *PYTHIA 6.2: Physics and Manual*, LU-TP-01-21, hep-ph/0108264.
- [125] S.R. Slabospitsky and L. Sonnenschein, *Toprex Generator (version 3.25) short Manual*, Comput. Phys. Commun. **148** (2002) 87, hep-ph/0201292.
- [126] B. Kersevan and E. Richter-Was, *The Monte Carlo Event Generator AcerMC version 2.0 with interfaces to PYTHIA 6.2, HERWIG 6.5 and ARIADNE 4.1*, TPJU-6-2004, hep-ph/0405247.
- [127] M. L. Mangano *et al.*, *Alpgen, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions*, JHEP **0307** (2003) 001, hep-ph/0206293.
- [128] S. Frixione and B. Webber, *The MCatNLO 3.3 Event Generator*, hep-ph/0612272.

- [129] H.L. Lai *et al.*, *Global QCD Analysis of Parton Structure of the Nucleon : CTEQ5 Parton distributions*, Eur. Phys. J. **C 12** (1999) 375, hep-ph/9903282.
- [130] G. Corcella *et al.*, *HERWIG 6: an event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes)*, JHEP **0101** (2001) 010, hep-ph/0011363.
- [131] P. Golonka *et al.*, *The tauola-photos-F environment for the TAUOLA and PHOTOS packages, release II*, Comput. Phys. Commun. **174** (2006) 818, hep-ph/0312240.
- [132] A. Moraes, C. Buttar and I. Dawson, *Prediction for Minimum Bias and the Underlying Event at LHC Energies*, ATLAS note ATL-PHYS-PUB-2005-007.
- [133] E. Richter-Was, D. Froidevaux and L. Poggioli, *ATLFAST 2.0 a fast simulation package for ATLAS*, ATLAS note ATL-PHYS-98-131.
- [134] D. Cavalli *et al.*, *Performance of the ATLAS fast simulation ATLFAST*, ATLAS note ATL-COM-SOFT-2006-020.
- [135] ATLAS Collaboration, *ATLAS Computing Technical Design Report*, CERN-LHCC-2005-022.
- [136] A. Rimoldi *et al.*, *The ATLAS Simulation : an LHC Challenge*, ATLAS note ATL-SOFT-PUB-2006-007.
- [137] E. Obreshkov *et al.*, *Organization and Management of ATLAS Software Releases*, ATLAS note ATL-SOFT-PUB-2006-008.
- [138] I. Borjanovic *et al.*, *Investigation of top mass measurements with the ATLAS detector at LHC*, Eur. Phys. J. **C 39** S2 (2005) 63, hep-ex/0403021.
- [139] S. Binet, *Light jet energy scale in situ calibration using a resonance decay in the $t\bar{t}$ channel with ATLAS*, ATLAS note ATL-COM-SOFT-2005-001.
- [140] F. Hubaut *et al.*, *Polarization studies in $t\bar{t}$ semileptonic events with ATLAS full simulation*, ATLAS note ATL-PHYS-PUB-2006-022.
- [141] F. Hubaut and P. Pralavorio, présentations aux réunions du groupe de travail d'ATLAS sur le quark top, 01 et 28 juin 2006.
- [142] A.-I. Etienvre, J.-P. Meyer and J. Schwindling, *Top quark mass measurement in the lepton plus jets channel using full simulation*, ATLAS note ATL-PHYS-INT-2005-002.
- [143] P. Roy, *Perspectives de mesure de la masse du quark top avec le détecteur ATLAS*, PHD thesis, Blaise Pascal University, PCCFT0202 (2002).
- [144] F. Hubaut *et al.*, *Comparison between full and fast simulations in top physics*, ATLAS note ATL-PHYS-PUB-2006-017.
- [145] F. Hubaut *et al.*, *Measurement of the W polarization in top decays with semileptonic $t\bar{t}$ events*, ATLAS note ATL-PHYS-PUB-2005-012.

-
- [146] F. Hubaut *et al.*, *ATLAS sensitivity to $t\bar{t}$ spin correlation*, ATLAS note ATL-PHYS-PUB-2005-001.
- [147] W. Bernreuther *et al.*, *Top quark spin correlations at hadron colliders: predictions at next-to-leading order QCD*, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 242002, hep-ph/0107086.
- [148] K. Smolek and V. Simak, *Measurement of spin correlations of the top-antitop pairs in the ATLAS experiment*, ATLAS note ATL-PHYS-2003-012.
- [149] A. Czarnecki, M. Jezabek and J.H. Kühn, *Lepton spectra from decays of polarized top quarks*, Nucl. Phys. **B 351** (1991) 70.
- [150] A. Brandenburg, Z.G. Si and P. Uwer, *QCD-corrected spin analysing power of jets in decays of polarized top quarks*, Phys. Lett. **B 539** (2002) 235, hep-ph/0205023.
- [151] F. del Aguila and J.A. Aguilar-Saavedra, *Precise determination of the Wtb couplings at LHC*, Phys. Rev. **D 67** (2003) 014009, hep-ph/0208171.
- [152] J. Cao *et al.*, *Supersymmetric effects in top quark decay into polarized W boson*, Phys. Rev. **D 68** (2003) 054019, hep-ph/0306278.
- [153] Y. Min Nie *et al.*, *Effects of R-parity violation in unpolarized top quark decay into polarized W-boson*, hep-ph/0501048.
- [154] X.-L. Wang, Q.-L. Zhang and Q.-P. Qiao, *Studying top quark decay into the polarized W-boson in the TC2 model*, Phys. Rev. **D 71** (2005) 0140035, hep-ph/0501145.
- [155] N. Mahajan, *$t \rightarrow bW$ in non commutative Standard Model*, Phys. Rev. **D 68** (2003) 095001, hep-ph/0304235.
- [156] E. Malkawi and C.P. Yuan, *A global analysis of the top quark couplings to gauge bosons*, Phys. Rev. **D 50** (1994) 4462, hep-ph/9405322.
- [157] R.D. Peccei and X. Zhang, *Dynamical symmetry breaking and universality breakdown*, Nucl. Phys. **B 337** (1990) 269.
- [158] W. Bernreuther *et al.*, *Angular correlations and distributions for searches of CP violation in top quark production and decay*, Nucl. Phys. **B 388** (1992), 53 [Erratum-ibid. **B 406** (1993), 516].
- [159] C.-R. Chen, F. Larios and C.-P. Yuan, *General Analysis of Single Top Production and W helicity in top decay*, hep-ph/0503040.
- [160] E. Boos, L. Dudko, and T. Ohl, *Complete calculations of $Wb\bar{b}$ and $Wb\bar{b}+jet$ production at Tevatron and LHC: probing anomalous Wtb couplings in single top production*, Eur. Phys. J. **C 11** (1999) 473, hep-ph/9903215.
- [161] D. Espriu and J. Manzano, *A study of top polarization in single-top production at the LHC*, Phys. Rev. **D 66** (2002) 114009, hep-ph/0209030.
- D. Espriu and J. Manzano, *Measuring effective electroweak couplings in single top production at the LHC*, Phys. Rev. **D 65** (2002) 073005, hep-ph/0107112.

- [162] F. Larios, M.A. Perez and C.-P. Yuan, *Analysis of tbW and ttZ couplings from CLE0 and LEP/SLC data*, Phys. Lett. **B 457** (1999) 334, hep-ph/9903394.
- [163] K. Cheung, *Probing non-standard top couplings using spin-correlation*, Phys. Rev. **D 55** (1997) 4430, hep-ph/9610368.
- [164] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos and G.R. Dvali, *The hierarchy problem and new dimensions at a millimeter*, Phys. Lett. **B 429** (1998) 263, hep-ph/9803315.
I. Antoniadis et al., *New dimensions at a millimeter to a Fermi and superstrings at a TeV*, Phys. Lett. **B 436** (1998) 257, hep-ph/9804398.
- [165] A. Kharchilava, *Top mass determination in leptonic final states with J/Ψ* , Phys. Lett. **B 476** (2000) 73, hep-ph/9912320.
- [166] M. Ciljak *et al.*, *Top charge measurement at ATLAS detector*, ATLAS note ATL-PHYS-2003-035.
V. Bednyakov *et al.*, *Measurement of the charge of the top quark at ATLAS detector*, ATLAS note ATL-COM-PHYS-2006-048.
- [167] ATLAS Collaboration, *ATLAS forward detectors for luminosity measurement and monitoring*, CERN/LHCC/2004-010 (2004).
- [168] E. Cogneras and D. Pallin, *Generic $t\bar{t}$ resonance search with the ATLAS detector*, ATLAS note ATL-PHYS-PUB-2006-033.
- [169] A. Lucotte and F. Chevallier, *Single-top s -channel cross-section measurement and sensitivity to a charged Higgs boson*, ATLAS note ATL-PHYS-PUB-2006-014, and *Prospects for single top cross-section measurements in ATLAS*, ATLAS note ATL-COM-PHYS-2006-057.
- [170] S. Banerjee and M. Maity, *The search for charged Higgs in top decays at CMS*, J. Phys. **G 28** (2002) 2443.
- [171] O. Cakir and S. A. Cetin, *Anomalous single top quark production at the CERN LHC*, ATLAS scientific note SN-ATLAS-2004-046, J. Phys. **G 31** (2005) 1.
T. L. Cheng and P. Teixeira-Dias, *Sensitivity of ATLAS to FCNC single top quark production*, ATLAS note ATL-PHYS-PUB-2006-029.
- [172] J. Carvalho *et al.*, *Study of ATLAS sensitivity to FCNC top decays*, ATLAS note ATL-COM-PHYS-2006-049.
- [173] F. Larios, R. Martinez and M. A. Perez, *New physics effects in the flavor-changing neutral couplings of the top quark*, Int. J. Mod. Phys. **A 21** (2006) 3473, hep-ph/0605003.

Curriculum Vitae et activités d'encadrement

Nom : **Hubaut** Prénom : **Fabrice**
31 ans, né le **4 février 1975** à **Villeneuve d'Ascq (Nord)**
 Nationalité : **Française**
 Situation de famille : **Marié, 2 enfants**

E-mail : **hubaut@in2p3.fr**
 N° de téléphone : **04 91 82 72 51**

- Baccalauréat série C, mention TB (1991)
- Diplôme d'ingénieur de l'Ecole Centrale des Arts et Manufactures de Paris (1996)
- Doctorat de l'Université d'AIX-MARSEILLE II (1999)
 - Mention Très Honorable avec les Félicitations du Jury
 - Titre* : Optimisation et caractérisation des performances d'un télescope sous-marin à neutrinos pour le projet ANTARES
 - Date* : 20 Avril 1999
 - Lieu* : Marseille-Luminy
 - Directeur de thèse* : Jean-Jacques AUBERT

- Chargé de recherche au CNRS depuis le 1^{er} octobre 1999 (CR1 depuis octobre 2002).

- Membre élu du conseil d'unité du CPPM et du bureau de la commission de Spécialistes de la 29^{ème} section du CNU (Université de la Méditerranée).

Au cours de mes activités de recherche, je participe à la formation d'étudiants. J'ai ainsi pris en charge plusieurs stagiaires de divers niveaux (de la troisième au DEA) sur des durées allant d'une semaine à 4 mois, au rythme d'environ un par an. De plus, je contribue activement à l'encadrement de thèses et post-doctorats. J'indique ci-dessous leur liste, par ordre chronologique, ainsi que le sujet correspondant à mon encadrement :

- **Fabienne Orsini**, en ATER au LPNHE-Paris entre 1999 et 2000, sur les mesures de diaphonie entre les cellules de lecture du calorimètre électromagnétique d'ATLAS.
- **Arnaud Camard**, en thèse au LPNHE-Paris entre 2000 et 2002, sur l'étude de la réponse du calorimètre électromagnétique aux muons.
- **Cédric Serfon**, en thèse au CPPM entre 2002 et 2005, sur les analyses des données prises lors des tests sous faisceau des modules bouchons du calorimètre électromagnétique d'ATLAS.
- **Bernardo Resende**, en thèse au CPPM depuis 2004, sur l'étude du potentiel d'ATLAS pour mesurer les polarisations du W et du quark top lors de la production des paires $t\bar{t}$.
- **Pierre-Simon Mangeard**, qui vient de débiter en octobre 2006 une thèse au CPPM, commence par étudier l'étalonnage du calorimètre avec des muons cosmiques.

Par ailleurs, je participe régulièrement à des actions de formation et de vulgarisation, notamment en direction des scolaires. Voici une liste non exhaustive de ces activités :

- J'ai effectué un cours de Physique des Particules à l'Ecole de formation de l'IN2P3 "Techniques de base des détecteurs" en mars 2004.
- J'ai coordonné en 2003 la session instrumentation des "Journées Jeunes Chercheurs", organisées par la Société Française de Physique.
- Je suis co-auteur d'un site Internet consacré à la radioactivité et à ses applications. Ce site, ouvert au grand public en 2001, est édité par les Editions de Physique (EDP-Sciences). URL: <http://www.laradioactivite.com>. Près de 200 000 accès aux pages du site sont effectués chaque mois, en provenance de nombreux pays.
- J'ai été conseiller scientifique de l'exposition "Les deux infinis", création du CCSTI-Agora des Sciences, à Marseille du 8 novembre 2005 au 4 février 2006. J'y ai donné une conférence grand public "Voyage au cœur de la matière" (26 novembre 2005).
- J'ai organisé en 2002 la "Fête de la Science" pour le CPPM. Celle-ci s'est déroulée en deux temps : participation au "Village des Sciences", organisé par le Conseil Général des Bouches-du-Rhône, puis portes ouvertes du laboratoire (grand public et scolaires). Je guide régulièrement des visites du laboratoire pour des professeurs et des étudiants.
- Je suis l'auteur d'un article de vulgarisation "*Nouveau programme de physiques des particules : ATLAS au LHC*", paru en 2004 dans la revue Techniques de l'ingénieur, traité Recherche et Innovation, RE 15 (04/2004).

Liste des publications

Revue à comité de lecture

1. F. Hubaut, E. Monnier, P. Pralavorio, V. Simak and K. Smolek, “*ATLAS sensitivity to top quark and W boson polarization in $t\bar{b}$ events*”, **Eur. Phys. J. C**, vol. **44 S2**, 13-33 (2005), hep-ex/0508061.
2. ATLAS Liquid Argon Calorimeter Collaboration, “*Position Resolution and Particle Identification with the ATLAS EM Calorimeter*”, **Nucl. Instrum. Meth. A**, vol. **550**, 96-115 (2005), physics/0505127.
3. ATLAS Liquid Argon EMEC/HEC Collaboration, “*Hadronic Calibration of the ATLAS Liquid Argon Calorimeter in the pseudorapidity region $1.6 < \eta < 1.8$ in beam tests*”, **Nucl. Instrum. Meth. A**, vol. **531**, 481-514 (2004), physics/0407009.
4. F. Hubaut, “*Performance of the ATLAS Electromagnetic Calorimeter under beam tests*”, **Nucl. Instrum. Meth. A**, vol. **518**, 31-35 (2004).
5. The ATLAS Electromagnetic Liquid Argon Calorimeter Group, “*Performance of the ATLAS Electromagnetic Calorimeter End-cap Module 0*”, **Nucl. Instrum. Meth. A**, vol. **500**, 178-201 (2003).
6. The ATLAS Electromagnetic Liquid Argon Calorimeter Group, “*Performance of the ATLAS Electromagnetic Calorimeter barrel Module 0*”, **Nucl. Instrum. Meth. A**, vol. **500**, 202-231 (2003).
7. F. Hubaut, B. Laforge, O. Le Dortz, D. Martin and P. Schwemling, “*Implementation of a Serial Protocol for the Liquid Argon Calorimeters of ATLAS*”, **IEEE Trans. Nucl. Sci.**, vol. **48**, no. **4**, 1254-1258 (2001).
8. Antares collaboration, “*Background Light in Potential Sites for the Antares Undersea Neutrino Telescope*”, **Astropart. Phys.**, vol. **13**, 127-136 (2000), astro-ph/9910170.
9. Antares collaboration, “*The Antares Project*”, **Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)**, vol. **75A**, 415-417 (1999).

Notes et articles de collaboration

1. F. Hubaut and P. Pralavorio, “*Commissioning of the ATLAS electromagnetic calorimeter with minimum bias events*”, **Atlas public note**, ATL-LARG-PUB-2007-007 (2007).
2. F. Hubaut, E. Monnier, P. Pralavorio, B. Resende and C. Zhu, “*Polarization studies in $t\bar{b}$ semileptonic events with ATLAS full simulation*”, **Atlas public note**, ATL-PHYS-PUB-2006-022 (2006).

3. F. Hubaut, E. Monnier, P. Pralavorio, B. Resende and C. Zhu, “*Comparison between full and fast simulations in top physics*”, **Atlas public note**, ATL-PHYS-PUB-2006-017 (2006).
4. F. Hubaut, E. Monnier, P. Pralavorio, V. Simak and K. Smolek “*ATLAS sensitivity to top quark and W boson polarization in ttbar events*”, **Atlas scientific note**, SN-ATLAS-2005-052 (2005).
5. F. Hubaut, E. Monnier and P. Pralavorio, “*Measurement of the W polarization in top decays with semileptonic ttbar events*”, **Atlas public note**, ATL-PHYS-PUB-2005-012 (2005).
6. F. Hubaut, E. Monnier and P. Pralavorio, “*ATLAS sensitivity to ttbar spin correlation*”, **Atlas public note**, ATL-PHYS-PUB-2005-001 (2005).
7. L. Di Ciaccio, D. Fournier and F. Hubaut, “*High Voltage corrections for electromagnetic calorimeter*”, **Atlas internal note**, ATL-COM-LARG-2005-003 (2005).
8. F. Hubaut and C. Serfon, “*Response uniformity of the ATLAS electromagnetic endcap calorimeter*”, **Atlas public note**, ATL-LARG-2004-015 (2004).
9. C. Cojocaru *et al.*, “*Muon Results from the EMEC/HEC Combined Run corresponding to the ATLAS Pseudorapidity region $1.6 < \eta < 1.8$* ”, **Atlas public note**, ATL-LARG-2004-006 (2004).
10. F. Hubaut, B. Laforge, P. Repain, F. Rossel and D. Vincent, “*The ATLAS LARG ROD G-Links Cooling System*”, **Atlas public note**, ATL-ELEC-2004-002 (2004).
11. B. Dekhissi, J. Derkaoui, A. El-Kharrim, F. Hubaut, F. Maaroufi and P. Pralavorio, “*Crosstalk in production modules of the Electromagnetic Endcap Calorimeter*”, **Atlas public note**, ATL-LARG-2003-012 (2003).
12. A. Camard, F. Hubaut, B. Laforge, and P. Schwemling, “*Study of the EM Barrel Module 0 with muons*”, **Atlas public note**, ATL-LARG-2001-017 (2001).
13. L. Fayard, F. Henry-Couannier, F. Hubaut, B. Laforge, P. Matricon and E. Monnier, “*Avoiding rate limitations in the staging of the LArg ROD system*”, **Atlas public note**, ATL-LARG-2001-021 (2001).
14. F. Hubaut, “*Crosstalk Measurements in the EM Barrel Module 0 from 99, May 00 and July 00 Beam Tests*”, **Atlas public note**, ATL-LARG-2000-009 (2000).
15. F. Hubaut, B. Laforge, D. Lacour and F. Orsini, “*Test Beam Measurement of the Crosstalk in the EM Barrel Module 0*”, **Atlas public note**, ATL-LARG-2000-007 (2000).
16. Antares collaboration, “*A Deep Sea Telescope for High Energy Neutrinos - Proposal for a 0.1 km^2 detector by the Antares collaboration*”, **astro-ph/9907432** (1999).
17. F. Hubaut, “*Optimisation of a 0.1 km^2 underwater neutrino telescope*”, **Antares Internal Note**, ANTARES-Phys-1998-06 (1998).

18. F. Hubaut, “*Propriétés Optiques des Milieux Tcherenkov et Implications sur les Performances des Détecteurs*”, **Antares internal note**, ANTARES-Phys-1998-07 (1998).
19. Antares collaboration, “*Towards a Large Scale High-energy Cosmic Neutrino Undersea Detector*”, **astro-ph/9707136** (1997).

Actes de conférence

1. F. Hubaut, “*Top Physics at LHC*”, **hep-ex/0605029** (2006), prepared for the 41st Rencontres de Moriond, La Thuile, Italy, 18-25 March 2006.
In “Proceedings of the 41st Rencontres de Moriond: QCD and high energy hadronic interactions” 169-172.
2. F. Hubaut, “*Review of Underwater/Ice High Energy Neutrino Telescopes*”, prepared for Les Rencontres de Physique de la vallée d’Aoste, La Thuile, Italy, March 1999.
In “La Thuile 1999, Results and perspectives in particle physics” 49-72.
3. F. Hubaut, “*Muon Reconstruction and Energy Determination in ANTARES*”, prepared for the International Workshop on Simulations and Analysis Methods for Large Neutrino Telescopes, Zeuthen, Germany, 6-9 Jul. 1998.
In “Zeuthen 1998, Simulation and analysis methods for large neutrino telescopes” 328-336.

Mémoire de thèse

1. F. Hubaut, “*Optimisation et caractérisation des performances d’un télescope sous-marin à neutrinos pour le projet ANTARES*”, **thèse de doctorat**, Université de la Méditerranée, avril 1999.