



Université Blaise Pascal

U.F.R. Sciences et Technologies

Habilitation à diriger des recherches

par

Nabil GHODBANE

Docteur en Physique des Particules de l'Université Claude Bernard Lyon I

Performance des Jets et Mesure de la Section efficace de
Production de Paires $t\bar{t}$ dans le Canal tout hadronique auprès du
Décteur ATLAS.

Soutenue 22 Novembre 2012 devant le jury composé de :

Dr. Daniel	FOURNIER	
Pr. Stavros	KATSANEVAS	
Pr. Imad	LAKTINEH	(rapporteur externe)
Dr. Dominique	PALLIN	(président du jury)
Dr. Claudio	SANTONI	(rapporteur interne)
Pr. Mossadek	TALBY	(rapporteur externe)

Remerciements

Je souhaiterais tout d'abord remercier Dominique Pallin, directeur de recherches au CNRS et responsable du groupe ATLAS au LPC. Je travaille avec Dominique depuis 2007 dans le cadre de la physique du quark top. Je te remercie Dominique pour ton soutien, ton aide que tu m'as apportée ainsi que ta compréhension dans les moments difficiles et délicats que j'ai eu à vivre. Je te remercie d'avoir instauré dans le groupe ATLAS du LPC, une ambiance conviviale et d'avoir toujours été à mon écoute.

Je souhaiterais ensuite remercier les différents membres du jury :

- Imad Laktineh, professeur à l'Université Claude Bernard et également mon ancien professeur au Département de Physique à l'ENS Lyon. Imad, je te remercie d'avoir accepté d'être rapporteur de ce mémoire et pour ta disponibilité ;
- Mossadek Talby, professeur à l'Université Aix-Marseille, pour la qualité de ses remarques et questions lors de sa lecture de ce manuscrit ;
- Claudio Santoni, directeur de recherches au CNRS, d'avoir accepté d'être rapporteur pour ce rapport sur mes travaux qui retracent mon parcours depuis ma thèse ;
- Stavros Katsanevas, professeur à l'Université Paris VII. Stavros a été mon encadrant de thèse à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon de 1997 à 2000. Je te remercie Stavros pour toute ton aide durant ces différentes années, tes réponses immédiates à mes différentes requêtes, ainsi qu'à ta participation au jury, malgré ton emploi du temps très chargé. Encore merci pour tout ;
- Daniel Fournier, directeur de recherches au CNRS au LAL, pour ta disponibilité pour avoir accepté d'être membre du jury.

Je souhaiterais également remercier les différents chercheurs et doctorants que j'ai cotoyé au LPC. Je pense plus particulièrement à Hongbo Liao, dont les préoccupations au quotidien sont identiques aux miennes et avec lequel, j'ai pu travailler sur de nombreuses thématiques telles que la recherche des premiers candidats top à ATLAS, à la mesure de la section efficace et de la masse du quark top dans le canal tout hadronique. J'ai apprécié ses grandes qualités.

Mes remerciements s'adressent également à Lorenzo Feligioni, Claudia Bertella, Samuel Calvet, David Calvet, Djamel Boumediene, Emmanuel Busato, Diane Cinca, Reina Camacho, François Vazeille et Franck Martin. J'ai également une pensée pour les doctorants du groupe ATLAS au LPC, étudiants dont j'ai pu voir l'enthousiasme de contribuer à des thématiques essentielles pour la compréhension de la physique fondamentale.

Je souhaiterais également remercier mes deux amis Grégori Sananès et Isabelle Richoz qui ont su m'écouter dans mes moments de doute.

Je pense enfin à mon père Moussa et à ma mère Louisa, à mes frères Bast et Boubakar ainsi qu'à mes trois sœurs Taos, Himama et Zawana. Mes sœurs m'ont montré qu'elles sont et seront toujours présentes à mes côtés dans les moments difficiles inhérents à *une vie*.

Je souhaiterais enfin dédier ce mémoire à toi ma fille Kahina¹ qui a pris tant de place dans ma vie : *je t'aime plus que tout l'Univers ma fille*.

1. Kahina fut la reine des Aurès au VII^{ème} siècle. Le choix de ce prénom dont la signification est *pretresse* résulte d'un consensus, puisque dans le judaïsme, Kahina a la même racine que Cohen.

Table des matières

1	Introduction	6
2	L'expérience ATLAS auprès du collisionneur LHC	8
2.1	Le collisionneur LHC	8
2.1.1	Le système d'accélération	8
2.1.2	Les différentes expériences	9
2.1.3	Conditions du collisionneur et luminosité	10
2.2	Le détecteur ATLAS	10
2.2.1	Le système de détecteurs internes	12
2.2.2	Le système de calorimétrie	14
2.2.3	Le spectromètre à muons	18
2.2.4	Le système de déclenchement	19
2.3	Reconstruction des objets physiques	19
2.3.1	Électrons	19
2.3.2	Muons	21
2.3.3	Jets	21
2.3.4	Etiquetage des jets de b	22
2.3.5	Energie transverse manquante	23
2.4	Résumé de mes activités liées au trajectographe à radiation de transition	23
2.5	Conclusions	27
3	Reconstruction et performance des jets dans l'expérience ATLAS	29
3.1	Jets et algorithmes de jets	29
3.1.1	Les algorithmes de cône	31
3.1.2	Les algorithmes de clusterisation	31
3.2	Reconstruction des jets dans ATLAS	32
3.2.1	Jets reconstruits à partir du calorimètre	32
3.2.2	Jets reconstruits à partir des traces	33
3.3	La calibration des jets	33
3.3.1	Calibration EM+JES	34
3.3.2	Les schémas de calibration alternatifs	36
3.3.3	Incertitudes associées au schéma de calibration EM+JES	37
3.3.4	Incertitudes additionnelles	38
3.4	Performance des jets	42
3.4.1	Sélection et qualité des jets	42
3.4.2	Efficacité de reconstruction des jets	43

3.4.3	Résolution en énergie des jets	44
3.5	Résumé de mes activités liées à la performance des jets	47
3.6	Conclusions	49
4	La physique du quark top	52
4.1	Introduction	52
4.2	Mécanismes de production du quark top	55
4.3	Mécanismes de désintégration	57
4.4	De la définition de la masse du quark top	59
4.5	Résultat expérimentaux	60
4.5.1	Section efficace de production	60
4.5.2	Masse du quark top	61
4.5.3	Propriétés du quark top	68
4.6	Conclusions	72
5	Mesure de la section efficace de production $t\bar{t}$ dans le canal tout hadronique	76
5.1	Introduction	76
5.2	Sélection des évènements	77
5.3	Modélisation des processus multi-jets	78
5.4	Extraction de la section efficace $t\bar{t}$	85
5.5	Incertitudes associées à la mesure de la section efficace	86
5.6	Résultats de la mesure	88
5.7	Mesure de la section efficace à partir d'un fit cinématique	92
5.7.1	Fit cinématique de l'hypothèse $t\bar{t}$	93
5.7.2	Modélisation des processus multi-jets	93
5.7.3	Résultats	93
5.8	Activités de coordination dans le groupe section efficace	94
5.9	Conclusions	94
6	Conclusions	96

Chapitre 1

Introduction

Ce manuscrit s'articule principalement autour de deux axes de recherche que nous avons menée depuis l'année 2003, année où nous avons rejoint la collaboration ATLAS, dans un premier temps comme *Research Fellow* au CERN (2003-2005), puis ensuite comme chercheur associé auprès de l'Institut Max-Planck de Munich (2005-2007) et enfin comme chercheur auprès du Laboratoire de physique corpusculaire de Clermont-Ferrand (LPC) (2007-2013).

Ce mémoire ne couvre pas nos activités passées entre 2000 et 2003 au cours de notre première expérience post-doctorale effectuée au laboratoire DESY à Hamburg. Lors de ce séjour, nous avons pris part à l'important effort pour la réalisation d'un collisionneur linéaire complémentaire au collisionneur hadronique LHC [1]. Nous avons été membre de la collaboration RD42 qui se focalise sur les études des propriétés des diamants manufacturés par la méthode dite *CVD* en vue de leur utilisation comme matériau actif à la place du silicium. Nous nous sommes plus particulièrement intéressés aux propriétés de résistance aux radiations de ces diamants en vue de leur utilisation pour le projet de luminomètre avant du détecteur ILD associé au collisionneur linéaire [2, 3, 4, 5]. Parallèlement à ce projet, nous avons également été membre de la collaboration TPC dont DESY était le moteur pour le développement d'une chambre à projection temporelle pour le détecteur ILD. Nous avons mis en place un système d'acquisition permettant aux autres groupes de profiter pleinement des facilités offertes par les différents systèmes d'accélérateurs installés à DESY et à HASYLAB [6, 7, 8]. Enfin, nous avons en collaboration avec Hans Ulrich Martyn (RWTH, Aachen) effectué un ensemble d'études sur la synergie entre le LHC et le projet de collisionneur linéaire ILC à partir des différents scénarios définis lors du Workshop à Snowmass pour la recherche directe de particules prédites par les modèles supersymétriques [9, 10].

Le plan suivi dans ce mémoire est le suivant. Après avoir décrit le contexte expérimental de l'expérience ATLAS auprès du collisionneur LHC avec une partie se focalisant sur nos activités liées à l'intégration du trajectographe à radiation de transition (TRT), nous abordons dans un second chapitre les études de performance des jets, ingrédients essentiels pour toute analyse à une machine hadronique telle que le LHC. Dans ce chapitre nous décrivons les différentes performances obtenues par ATLAS à partir des premières données collectées à une énergie dans le centre de masse de 7 TeV en 2010.

Ensuite, dans une seconde partie, nous abordons la thématique liée à la physique du quark top. Après avoir dressé un portrait de cette particule, avec certains des résultats remarquables obtenus par ATLAS à partir des données collectées en 2010 et en 2011, nous décrivons dans le dernier chapitre la mesure de la section efficace de production $t\bar{t}$ à partir du canal de désintégration tout hadronique, une analyse que nous avons menée pour une luminosité de 4.7 fb^{-1} de données collectées à une énergie dans le centre de masse de 7 TeV à partir des collisions pp enregistrées par le détecteur ATLAS.

Bibliographie

- [1] J.A. Aguilar-Saavedra et al. TESLA : The Superconducting electron positron linear collider with an integrated x-ray laser laboratory. Technical design report. Part 3. Physics at an e^+e^- linear collider. 2001.
- [2] T. Behnke, M. Doucet, N. Ghodbane, A. Imhof, C. Martinez, et al. Electromagnetic radiation hardness of diamond detectors. *Nucl.Instrum.Meth.*, A489 :230–240, 2002.
- [3] T. Behnke, M. Doucet, N. Ghodbane, and A. Imhof. Radiation hardness and linearity studies of CVD diamonds. *Nucl.Phys.Proc.Suppl.*, 125 :263–266, 2003.
- [4] W. Adam, B. Bellini, E. Berdermann, P. Bergonzo, W. de Boer, et al. Status of the R.D. activity on diamond particle detectors. *Nucl.Instrum.Meth.*, A511 :124–131, 2003.
- [5] W. Adam et al. New developments in CVD diamond for detector applications. *Eur.Phys.J.*, C33 :S1014–S1016, 2004.
- [6] N. Ghodbane. The TESLA time projection chamber. *Nucl.Phys.Proc.Suppl.*, 125 :258–262, 2003.
- [7] M. Killenberg, S. Lotze, J. Mnich, Stefan Roth, R. Schulte, et al. A TPC for a future linear collider. 2002.
- [8] M. Ball, N. Ghodbane, M.E. Janssen, and P. Wienemann. A DAQ system for linear collider TPC prototypes based on the ALEPH TPC electronics. 2004.
- [9] N. Ghodbane and H.-U. Martyn. Compilation of SUSY particle spectra from Snowmass 2001 benchmark models. 2002.
- [10] B.C. Allanach, M. Battaglia, G.A. Blair, M.S. Carena, A. De Roeck, et al. The Snowmass points and slopes : Benchmarks for SUSY searches. *Eur.Phys.J.*, C25 :113–123, 2002.

Chapitre 2

L'expérience ATLAS auprès du collisionneur LHC

2.1 Le collisionneur LHC

Le *Large Hadronic Collider* [11, 12, 13] est le plus grand collisionneur de particules hadroniques jamais réalisé. Ce projet, approuvé officiellement par le Conseil du CERN en Décembre 1994, fut construit entre 1998 et 2008 dans le tunnel du LEP (*Large Electron Positron*), collisionneur électron-positron qui a été en fonction de 1989 jusqu'en 2000. Avec une circonférence de 26.7 km et enterré à une profondeur moyenne de 100 m, le LHC est un instrument unique pour sonder la structure fondamentale de la matière à partir des collisions proton-proton. Le programme de ce collisionneur est centré sur l'exploration de la physique à l'échelle du TeV, avec la recherche du boson de *Brout-Englert-Higgs* plus communément appelé boson de *Higgs*, la mise en évidence d'extensions du Modèle Standard telle que la supersymétrie par la production des particules supersymétriques, ou de tout autre signe de nouvelle physique. Ce vaste programme s'est fait dans un premier temps à 7 TeV puis en montant progressivement en énergie jusqu'à atteindre l'énergie nominale de 14 TeV dans les années à venir.

2.1.1 Le système d'accélération

Les protons créés à partir de l'ionisation des atomes d'hydrogène, sont accélérés par une succession d'accélérateurs représentés sur la figure 2.1 :

- le LINAC-2, qui leur permet d'atteindre une énergie de 50 MeV ;
- le *Proton Synchrotron Booster* (PSB) dans lequel ils sont ensuite injectés et à la sortie duquel ils possèdent une énergie de 1.4 GeV ;
- le *Proton Synchrotron* (PS) pour être portés à une énergie de 26 GeV. Ils sont alors rassemblés en un ensemble de paquets espacés de 25 ns ;
- le *Super Proton Synchrotron* (SPS) où ils atteignent une énergie de 450 GeV ;
- le LHC leur permettant d'atteindre des énergies dans le domaine du TeV. La trajectoire des protons est contrôlée par un ensemble de 9593 aimants supraconducteurs et refroidis à 1.9 K grâce à de l'hélium liquide superfluide. Parmi ces aimants, un ensemble de 1232 aimants dipolaires produisant un champ magnétique pouvant atteindre jusqu'à 8.33 Tesla qui permet de maintenir les protons dans leur tra-

jectoire courbée. Les 392 aimants quadripolaires principaux contrôlent la largeur des faisceaux en les focalisant et défocalisant dans les plans horizontal et vertical. L'ensemble des aimants restant permettent de corriger les effets d'ordre supérieur sur la trajectoire des faisceaux et de focaliser ceux-ci au niveau des différents points de collision.

2.1.2 Les différentes expériences

Les faisceaux accélérés rentrent en collision en quatre points d'interaction où sont installées :

- ATLAS et CMS, deux expériences généralistes indépendantes, ayant les mêmes objectifs de physique, à savoir, la découverte du boson de *Brout-Englert-Higgs* et la recherche de nouvelle physique ;
- ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) qui, par les collisions d'ions lourds, vise à comprendre les propriétés du plasma de quark-gluon en étudiant par exemple la suppression du J/ψ ou le phénomène dit de *jet quenching*, c'est à dire la perte d'énergie des jets associée à l'émission de gluons par les quarks au sein du plasma avant hadronisation ;
- LHC-b (*Large Hadron Collider beauty*) qui, par l'étude des quarks b et de leurs produits de désintégration, vise à la compréhension de l'asymétrie matière-anti-matière. Il faut signaler également le programme de recherche du boson de *Brout-Englert-Higgs* dans le canal $H^0 \rightarrow b\bar{b}$.

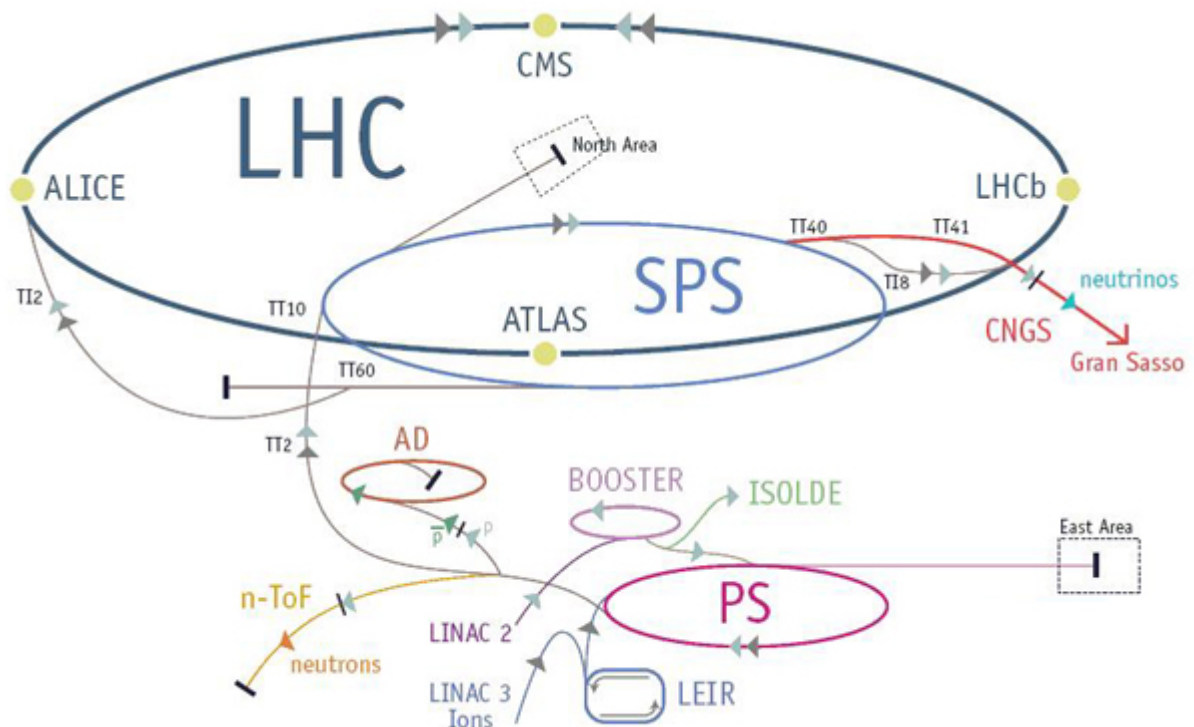


FIGURE 2.1 – Vue d'ensemble du système d'accélérateurs du LHC.

2.1.3 Conditions du collisionneur et luminosité

Depuis les premières collisions proton-proton à une énergie dans le centre de masse de 7 TeV en 2010, la luminosité instantanée délivrée a été régulièrement augmentée par un nombre plus important de protons par paquet, une augmentation progressive du nombre de paquets circulant dans le LHC, par une réduction de l'intervalle entre deux paquets consécutifs, en réduisant progressivement les paramètres de l'accélérateur comme l'émittance et le degré de focalisation atteint (β^*). L'évolution de la luminosité délivrée par le LHC à l'expérience ATLAS en 2011 est présentée sur la figure 2.2 et la configuration de la machine est résumée dans la table 2.1.

La réduction de l'intervalle de temps entre deux paquets consécutifs a comme conséquence un environnement plus complexe pour la reconstruction des événements. En effet plusieurs processus concurrents se produisent alors. Parmi ces processus, on compte :

- le processus dit dur qui se produit à partir des partons initiaux impliqués dans la collision ;
- l'évènement ou l'interaction dite sous-jacente qui doit son origine aux partons ne prenant pas part au processus dur ;
- les événements dits d'empilement ou de *pile-up*, essentiellement à biais minimum correspondant aux interactions proton-proton supplémentaires.

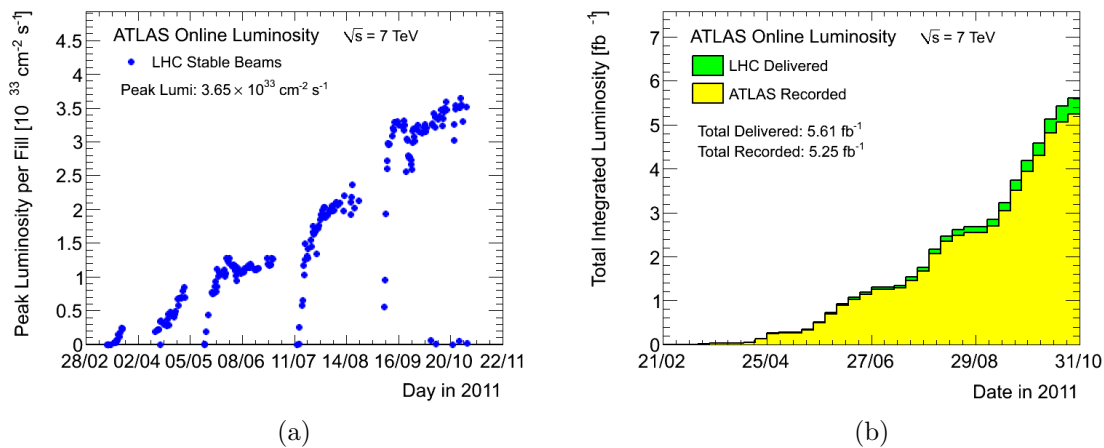


FIGURE 2.2 – Evolution de la luminosité instantanée délivrée par l'accélérateur LHC (gauche) et luminosité intégrée récoltée par l'expérience ATLAS pour l'année 2011.

2.2 Le détecteur ATLAS

De par sa structure, le détecteur ATLAS [14] est avec le détecteur CMS, l'une des deux expériences généralistes du LHC couvrant ainsi un vaste domaine d'études de la physique des particules. ATLAS a pour objectifs principaux l'investigation du secteur électro-faible par l'étude des propriétés des bosons de jauge, l'étude de la chromodynamique quantique (QCD), la physique du quark top présentée dans les chapitres suivants, la recherche du boson de *Brout-Englert-Higgs* (BEH) et les tests des modèles au delà du Modèle Standard tels que les modèles supersymétriques.

Paramètre	2010	2011	Design
$\sqrt{s}$ (TeV)	7	7	14
Nombre de paquets circulant dans le LHC	368	1400	2808
Nombre de paquets pour collisions dans ATLAS	233	1331	2808
Nombre de protons par paquet (10^{11})	1.1	1.3	1.1
Espacement entre paquets (ns)	150	50	25
Luminosité instantanée ($10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)	2.07	36.05	100
Luminosité intégrée annuelle (pb^{-1})	50	5600	100000
Nombre moyen d'évènements d'empilement	3	7	20

TABLE 2.1 – Paramètres du collisionneur LHC.

Représenté sur la figure 2.3, le détecteur ATLAS, avec une longueur totale de 44 m de et un diamètre de 25 m pour une masse totale de plus de 7000 t, présente une structure cylindrique classique en couches successives formées par les différents sous détecteurs qui le composent.

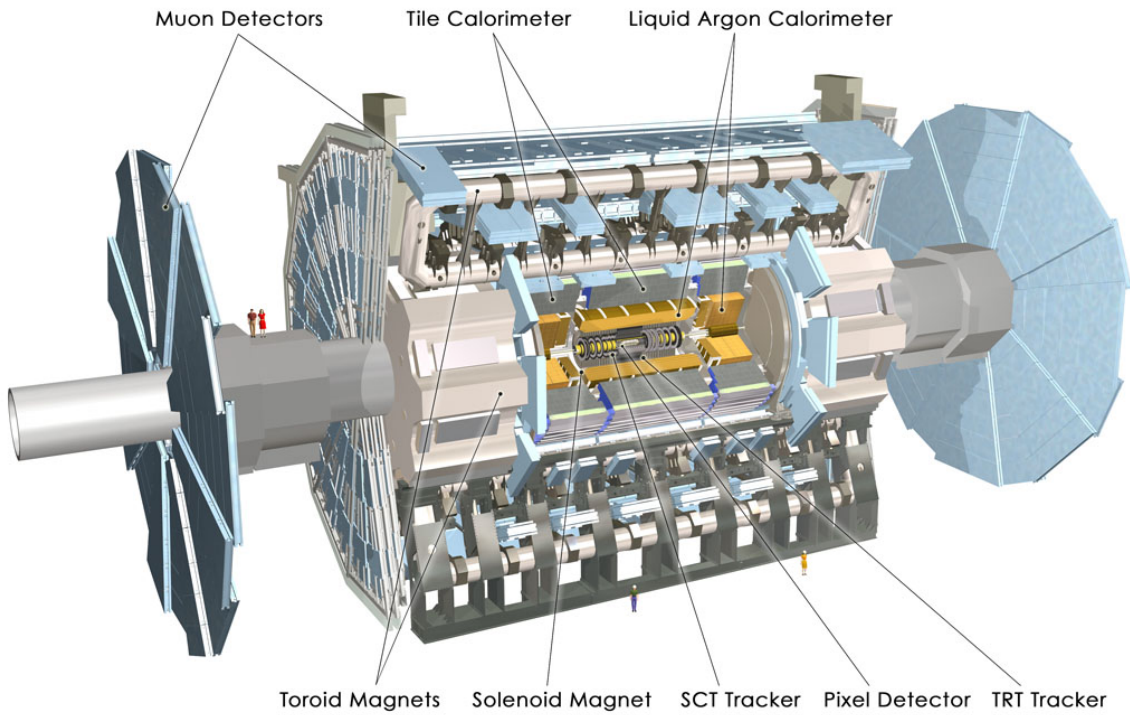


FIGURE 2.3 – Schéma des différents sous-détecteurs constituant le détecteur ATLAS.

En raison de la géométrie du détecteur, on utilisera le système de coordonnées cylindriques autour de l'axe des faisceaux. Le plan horizontal est défini par les axes x et z , l'axe z étant confondu avec l'axe des faisceaux et l'axe $+x$ pointant vers le centre de l'anneau du LHC. L'angle azimutal ϕ est défini dans le plan transverse autour de l'axe z de 0 à 2π et l'angle polaire θ est défini par rapport à l'axe z dans l'intervalle $[-\pi, \pi]$.

Au lieu de l'angle θ , on utilisera la pseudo-rapacité¹ définie par rapport à l'angle polaire θ comme $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$. L'acceptance en pseudo-rapacité du détecteur ATLAS est $|\eta| \leq 4.9$.

En partant du point d'interaction vers l'extérieur du détecteur, on distingue successivement le détecteur interne, les calorimètres électromagnétiques et hadroniques et le spectromètre à muons. Dans la suite de ce chapitre, nous donnerons une description succincte de ces différents composants, une description plus détaillée pouvant être trouvée dans la référence [14].

2.2.1 Le système de détecteurs internes

Le détecteur interne [15] dont la structure est schématisée sur la figure 2.4, est constitué en partant du centre d'interaction vers l'extérieur, de trois éléments : le détecteur à pixels, le détecteur à pistes de silicium (SCT) et enfin le trajectographe à radiation de transition (TRT). Cet ensemble de trois sous-détecteurs baigne dans un champ magnétique solénoïdal de 2 Tesla généré par le solénoïde central supraconducteur. En échantillonnant la trajectoire des particules chargées déviées sous l'action du champ magnétique, le détecteur interne permet la reconstruction de leurs traces associées avec un seuil en p_T de 500 MeV pour une pseudo-rapacité $|\eta| < 2.5$. Il permet une mesure précise de l'impulsion de ces particules chargées avec une résolution sur l'impulsion transverse de $\sigma_{p_T}/p_T = 0.038\%/p_T \text{ GeV} \oplus 1.5\%$. Enfin, il permet de reconstruire avec précision les vertex primaires et secondaires dans le plan $r - \phi$ et sur l'axe z pour l'identification des jets issus de l'hadronisation des quarks b avec une grande résolution sur le paramètre d'impact transverse associé. Enfin, en association avec le système de calorimétrie, le détecteur interne permet par la présence ou non d'une trace associée au dépôt d'énergie dans le calorimètre, de fournir une identification précise des photons et des électrons.

Le détecteur à pixels

Le détecteur à pixels est composé pour la partie centrale de trois cylindres situés respectivement à un rayon de 50.5, 88.5 et 122.5 mm autour de l'axe du faisceau, pour un nombre total de 286, 494 et 676 modules identiques. La couche interne du disque le plus proche du faisceau est appelée B-layer. Contrairement aux autres composants conçus pour une durée de vie de dix ans, le B-layer devra être changé après trois années de service à la luminosité nominale du fait des dommages dûs à la forte radiation. La partie bouchon est quant à elle composée de trois disques de 48 modules chacun, situés à une distance de 495, 580 et 650 mm de part et d'autre du centre d'interaction. Ces 1744 modules, d'une surface de $19 \times 63 \text{ mm}^2$, sont constitués chacun d'une matrice de 47232 pixels couvrant une surface de $50 \times 400 \mu\text{m}^2$ pour $250 \mu\text{m}$ d'épaisseur, pour un nombre total de canaux de lecture d'environ 80 millions.

Le détecteur à pixels permet, en associant en moyenne trois points de mesure pour chaque

1. La pseudo-rapacité η est une approximation de la rapidité y pour $m \ll p$. La rapidité est invariante sous les transformations de Lorentz et la section efficace associée à la diffusion élastique pp est uniforme par unité de rapidité.

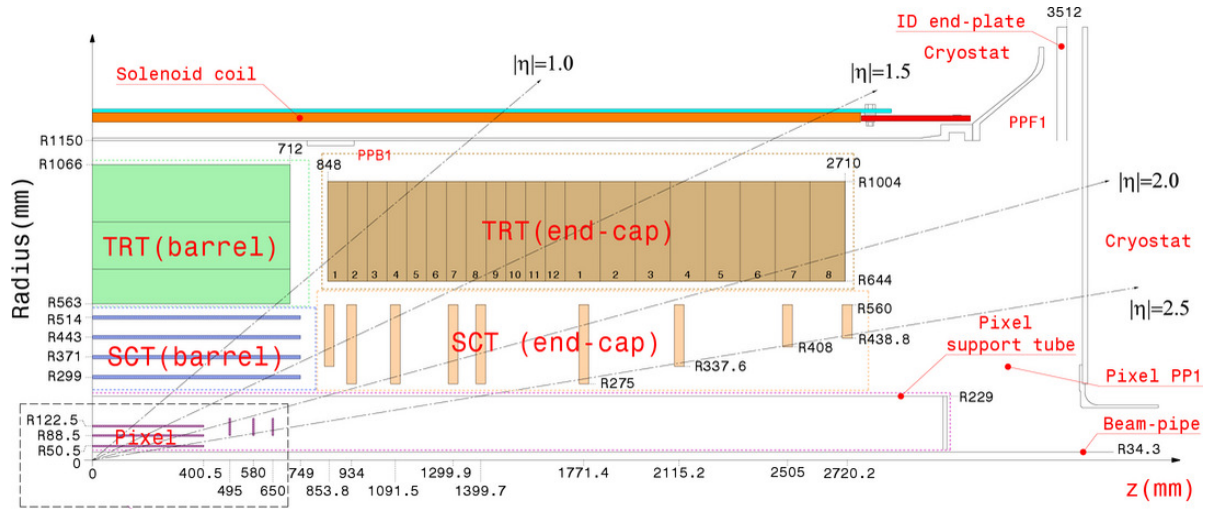


FIGURE 2.4 – Vue schématique de l'ensemble des composants du détecteur interne d'ATLAS.

trace reconstruite, la détermination précise du vertex de production et du paramètre d'impact des traces, crucial pour l'identification des jets de b .

Le trajectographe au silicium

Le détecteur de traces à semi-conducteurs (SCT) utilise la même technologie que le détecteur à pixels, mais les modules sont segmentés en pistes et non plus en matrices de pixels. Il est constitué pour la partie tonneau de quatre couches coaxiales situées respectivement à 299, 371, 443 et 514 mm de l'axe du faisceau et comprenant respectivement 384, 480, 576 et 672 modules. La partie bouchon est quant à elle composée de neuf disques situés à 275 mm et 560 mm de l'axe du faisceau, pour un nombre total de 1976 modules. Chacun de ces modules est constitué de deux couches collées dos à dos de part et d'autre d'un substrat conducteur thermique. Les capteurs de la seconde couche sont décalés de 40 mrad par rapport à la première face et ce afin d'éliminer les ambiguïtés sur la position réelle des *hits* et d'améliorer la résolution dans le plan transverse $r - \phi$ et dans le plan longitudinal $r - z$, respectivement de $17\mu\text{m}$ et $580\mu\text{m}$. Avec un nombre total d'environ 6.2 millions de canaux de lecture, le SCT fournit en moyenne pour chaque trace huit points de mesure.

Le trajectographe à radiation de transition

Le trajectographe à radiation de transition (TRT) est le composant le plus externe du détecteur interne. Il permet de fournir environ 30 points de mesure supplémentaires associés au passage d'une particule chargée et ainsi d'améliorer la reconstruction de la trace associée. Il offre également un pouvoir de discrimination des électrons par rapport aux pions chargés, en exploitant le principe de rayonnement de transition que subit une particule chargée lorsqu'elle traverse deux milieux avec des constantes diélectriques différentes. La probabilité de radiation de ces photons X est proportionnelle à la différence entre les deux constantes diélectriques des deux milieux et au facteur de Lorentz $\Gamma = E/m$ avec

m et E respectivement la masse et l'énergie de la particule chargée. Il est ainsi possible à une même énergie E , en mesurant l'excès d'énergie dû à ces photons, de discriminer deux particules chargées de masse différentes.

Le TRT est constitué d'un ensemble de tubes à dérive en polyimide de 4 mm de diamètre entourés par du polypropylène utilisé comme radiateur. Au centre de chacun de ces tubes se trouve une anode en tungstène recouverte d'une fine couche d'or. Un potentiel d'environ -1.5 kV est appliqué aux parois du tube par rapport à l'anode maintenue à un potentiel nul. Le tube est rempli d'un mélange gazeux constitué dans la proportion 70% Xe, 27% CO₂ et 3% O₂. Le choix du mélange gazeux résulte d'un compromis entre une grande efficacité d'absorption des photons associés à la radiation de transition, une grande vitesse de dérive des électrons et une résistance aux phénomènes de vieillissement. Ainsi, lors du passage d'une particule chargée, les atomes de ce mélange gazeux sont ionisés et les électrons ainsi libérés, dérivent sous l'action du champ électrique vers l'anode. Un phénomène d'avalanche se produit alors près de l'anode avec un facteur d'amplification de l'ordre de 2.5×10^4 . Les photons produits par la radiation de transition sont quant à eux absorbés par les atomes de Xénon qui, ionisés, permettent un signal additionnel au niveau de l'anode. Le signal collecté est alors traité par l'électronique frontale de lecture du TRT directement couplée aux tubes proportionnels. Cette électronique est présentée dans la section 2.4.

La partie centrale du TRT couvre la région $|\eta| < 1$ et comprend un nombre total de 105088 canaux de lecture associés aux tubes proportionnels disposés parallèlement à l'axe du faisceau. La partie bouchons couvre quant à elle le domaine $1 < |\eta| < 2$ pour un ensemble de 122880 tubes disposés de façon radiale.

Le passage d'une particule chargée dans le TRT fournit un ensemble de *hits* supplémentaires qui ajoutés à l'information à partir des systèmes Pixels et SCT, offrent une amélioration de la résolution en $r - \phi$ mesurée de $118 \mu\text{m}$ pour la partie centrale et de $132 \mu\text{m}$ pour la partie bouchons.

Enfin le TRT permet un grand pouvoir de séparation des électrons des pions chargés dans le domaine de p_T compris entre 1 GeV et 150 GeV. Combiné avec le calorimètre électromagnétique, il permet d'atteindre une efficacité d'identification de 75% pour des électrons de p_T d'au moins 20 GeV avec un facteur de rejection des jets hadroniques de 10^5 .

2.2.2 Le système de calorimétrie

Le système de calorimètres d'ATLAS présenté sur la figure 2.5 a pour principaux objectifs la mesure de l'énergie et de la position des particules à partir de leurs dépôts d'énergie. Il permet également une séparation des électrons et photons des hadrons et jets, une mesure précise de l'énergie transverse manquante associée à un événement et enfin, il est utilisé pour le système de déclenchement de l'expérience.

L'environnement difficile du détecteur dû à la haute luminosité et la fréquence du LHC, nécessite une réponse temporelle rapide de l'électronique, une grande granularité des calorimètres et enfin une très bonne tenue aux radiations.

Le système calorimétrique se découpe en trois ensembles couvrant la région $|\eta| < 4.9$ avec des fonctionnalités différentes :

- un calorimètre électromagnétique (ECAL),

- un calorimètre hadronique (HCAL),
- un calorimètre dans la partie avant (FCAL).

Ces calorimètres sont présentés de façon succincte dans les sections qui suivent ; Pour de plus amples détails, le lecteur se reportera à la référence [14].

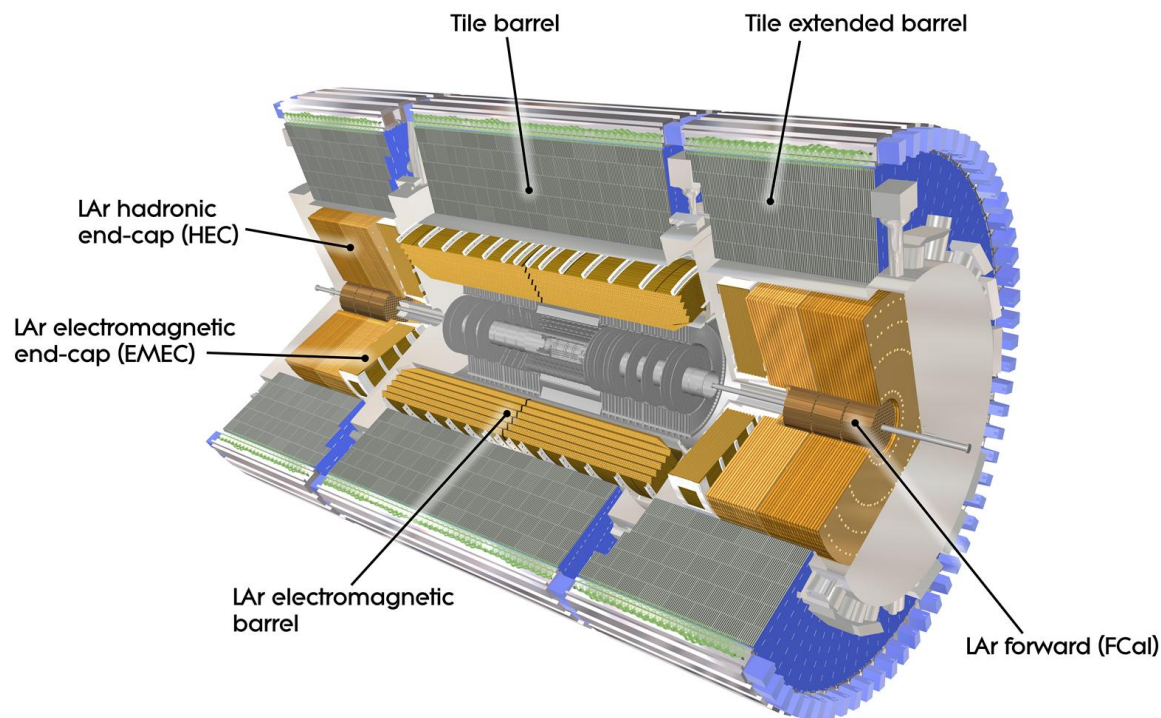


FIGURE 2.5 – Représentation du système de calorimétrie électromagnétique et hadronique du détecteur ATLAS.

Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique (ECAL) représenté sur la figure 2.6, se compose de deux parties : une partie centrale (EMB) couvrant la région $|\eta| < 1.475$ et une partie bouchons (EMEC) couvrant le domaine $1.375 < |\eta| < 3.2$. C'est un calorimètre à échantillonnage qui utilise l'Argon liquide (LAr) comme matériau actif alterné de plaques d'absorbeur de plomb (Pb) dont la grande densité permet le développement de la gerbe électromagnétique. Le choix du LAr est motivé par sa résistance aux radiations et l'expérience riche acquise aux expériences comme SLD, H1 ou D0. Les absorbeurs de Pb et les électrodes sont pliés en forme d'accordéon, ce qui assure une herméticité totale en ϕ et la suppression de zones mortes azimutales. Ainsi une particule issue de l'interaction $p - p$, rencontrera successivement des couches de Pb, le LAr, ainsi que des électrodes en Cuivre séparées par des couches de Kapton.

La partie centrale du calorimètre électromagnétique comporte trois compartiments ou échantillonneurs (*samplers*) :

- le premier compartiment, le plus proche du faisceau est peu profond avec environ 6 longueurs de radiation (X_0) et finement segmenté ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.0031 \times 0.098$). Par cette grande résolution, il permet de reconstruire avec précision la position en η de la gerbe électromagnétique et contribue ainsi à la séparation γ/π^0 ;
- le second compartiment, par sa profondeur d'environ $18 X_0$, permet de contenir la presque totalité de l'énergie électromagnétique. La granularité des cellules sont ici de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.0245 \times 0.0245$;
- le troisième compartiment ($\simeq 2 X_0$) a pour rôle de mesurer les queues des gerbes électromagnétiques. Afin de tenir compte de la dimension transverse des cellules, la taille des cellules est augmentée en ϕ et la granularité est $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.0245 \times 0.05$.

La roue interne du bouchon ($|\eta| > 2.5$) est segmentée en deux sections longitudinales de granularité transversale plus grossière.

Afin de prendre en compte les pertes d'énergie dans le détecteur interne et la bobine supraconductrice en amont du calorimètre, des pré-échantillonneurs (LAr) sont placés juste avant les calorimètres électromagnétiques dans les cryostats pour $|\eta| < 1.8$.

La résolution attendue du calorimètre électromagnétique est $\Delta E/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 0.7\%$.

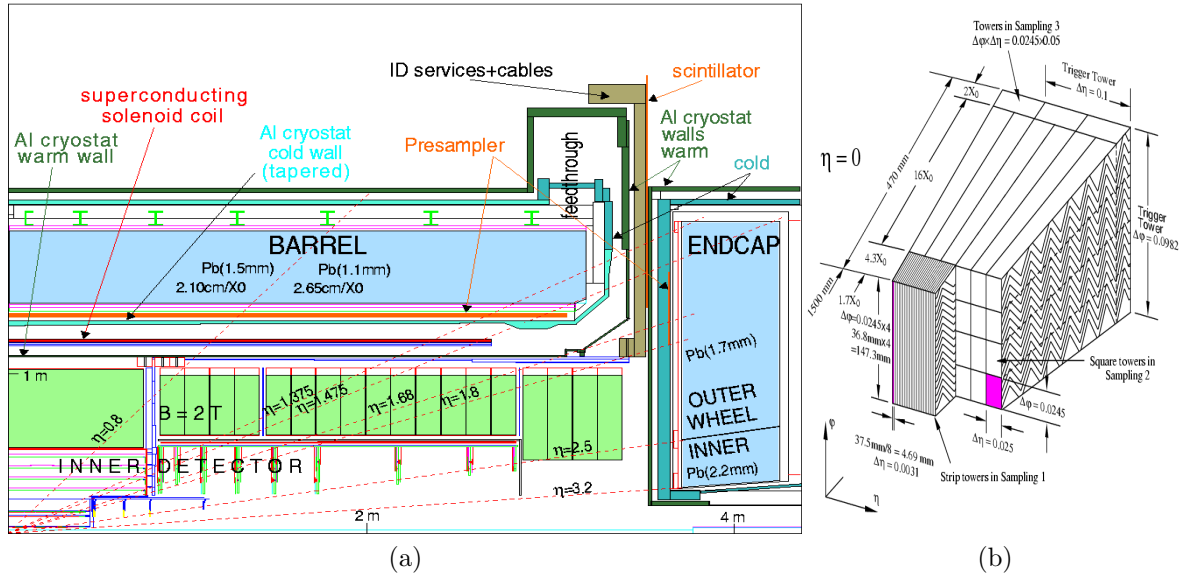


FIGURE 2.6 – Schéma d'un quadrant (gauche) et d'un module du calorimètre électromagnétique du détecteur ATLAS.

Le calorimètre hadronique

Le détecteur ATLAS est constitué d'un ensemble de trois calorimètres hadroniques.

Le calorimètre à tuiles (TileCal)

Le calorimètre à tuiles (TileCal) représenté sur la figure 2.7, forme la partie centrale du système de calorimètres hadroniques et s'étend jusqu'à $|\eta| < 1.7$. Il est formé de deux tonneaux de 2.65 m de longueur chacun, et divisés chacun en 64 modules trapézoïdaux.

L'ensemble est contenu dans un cylindre de rayon interne et externe respectivement de 2.3 m et 4.3 m. C'est un calorimètre à échantillonnage. Il est composé de tuiles en matériau organique scintillant (polystyrène dopé) disposées perpendiculairement à l'axe du faisceau. Les tuiles convertissent en photons les particules secondaires créées dans les couches d'absorbeur de Fer intercallées aux scintillateurs. Le signal lumineux est alors transmis par l'intermédiaire de fibres optiques vers un ensemble de photomultiplicateurs qui le convertissent en un signal électrique traité ensuite par l'électronique rassemblée dans les cartes *3in1*. A partir de ce signal, il est alors possible de reconstruire l'énergie associée aux gerbes hadroniques.

Le TileCal est divisé en trois compartiments avec une granularité des cellules en $\Delta\eta \times \Delta\phi$ respectivement de 0.1×0.1 pour les deux premières couches et 0.2×0.1 pour la couche la plus externe.

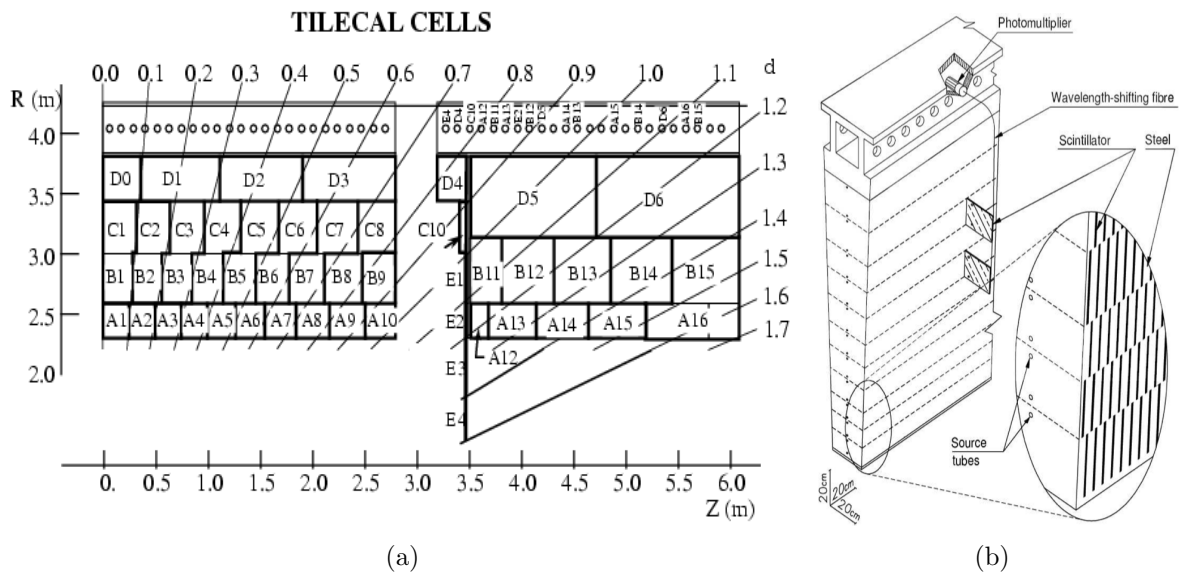


FIGURE 2.7 – Schéma d'un quadrant et d'un module du calorimètre hadronique du détecteur ATLAS.

Le calorimètre hadronique avant (HEC)

Le calorimètre hadronique avant *Hadronic End Cap* (HEC) est situé juste derrière le calorimètre EMEC, dans le même cryostat et couvre l'intervalle de pseudo-rapacité $1.5 < |\eta| < 3.2$. Le HEC est un calorimètre à échantillonnage à Argon liquide (LAr). Les gaps de LAr sont interspacés de plaques de Cuivre utilisées comme absorbeur. Il se divise en deux roues disposées perpendiculairement à l'axe du faisceau. La granularité du HEC est $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ jusqu'en $|\eta| < 2.5$, puis $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$ pour $2.5 < |\eta| < 3.2$.

Le calorimètre à l'avant (FCAL)

Le calorimètre à l'avant (FCAL) est un détecteur à échantillonnage situé à 4.7 m de part et d'autre du point d'interaction et contenu dans le même cryostat que le EMEC et le HEC. Il couvre l'intervalle de pseudo-rapacité $3.1 < |\eta| < 4.9$. Positionné dans une

zone du détecteur de très forte radiation, ce calorimètre est lui aussi à Argon liquide. Il utilise comme absorbeurs le Cuivre pour le premier module et du Tungstène pour les deux suivants.

La résolution attendue pour le calorimètre hadronique est $\sigma(E)/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$ pour $|\eta| < 3.2$ et $\sigma(E)/E = 100\%/\sqrt{E} \oplus 10\%$ pour la partie avant $3.1 < |\eta| < 4.9$.

2.2.3 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons, dont une vue schématique est proposée sur la figure 2.8, constitue la partie la plus externe du système de détection ATLAS. Il a pour but la mesure précise de l'impulsion des muons courbés par le champ magnétique toroïdal engendré dans la partie centrale pour une pseudo-rapacité $|\eta| < 1.0$ par un ensemble de huit bobines supraconductrices disposées symétriquement autour de l'axe du faisceau.

Dans la région avant correspondant à $1.4 < |\eta| < 2.7$, le champ magnétique est généré par deux aimants toroïdaux situés aux deux extrémités du toroïde central.

Il existe deux types de chambres, les chambres utilisées par le système de déclenchement et les chambres dites de précision. Les chambres de déclenchement sont des chambres rapides de type RPC pour la partie centrale et TGC pour la partie avant du spectromètre. La mesure de précision de la trajectoire du muon est complétée par les chambres MDT utilisées dans les parties centrales et avant et les chambres CSC à grand η ($2.0 < |\eta| < 2.7$). La résolution intrinsèque des chambres de précision est de $60 \mu\text{m}$ pour les MDT pour un temps de dérive inférieur à 600 ns. Les CSC ont quant à elles une résolution spatiale meilleure que $50 \mu\text{m}$.

Les performances attendues sont une grande efficacité d'identification d'environ 90% pour des muons de $p_T > 6 \text{ GeV}$ avec une résolution de 3% pour des $p_T < 250 \text{ GeV}$ et 10% pour des $p_T < 1 \text{ TeV}$.

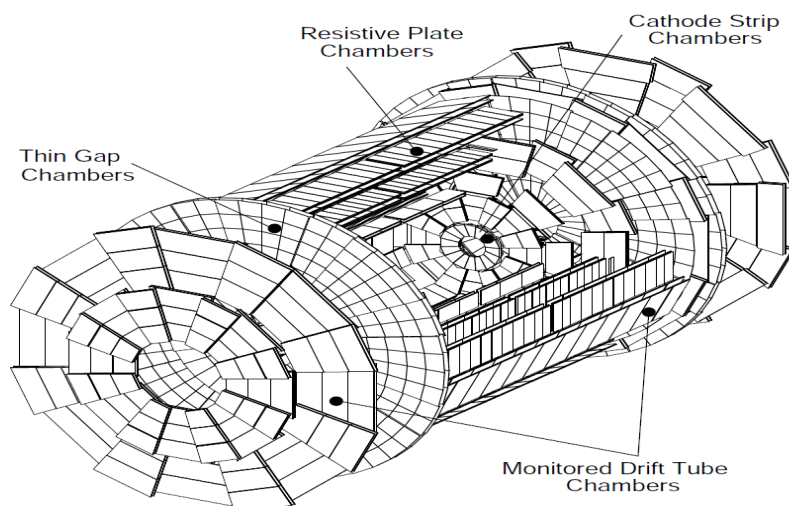


FIGURE 2.8 – Schéma de l'ensemble du spectromètre à muons du détecteur ATLAS.

2.2.4 Le système de déclenchement

La fréquence des collisions du LHC de 40 MHz avec un nombre moyen de 20 collisions aux conditions nominales de la machine se traduit par un taux d'interactions proche du GHz. Il est par conséquent essentiel de disposer d'un système de sélection des collisions intéressant du point de vue physique et basé sur la présence dans l'évènement d'objets reconstruits à haut p_T .

Le système de déclenchement d'ATLAS schématisé sur la figure 2.9 est constitué de trois niveaux.

Le premier niveau (LVL1) utilise les informations provenant du système de calorimètres et du spectromètre à muons. A partir des données issues des chambres RPC et TGC et de tours de sommation analogique du signal dans les calorimètres, des algorithmes simples reconstruisent des objets (muons, des dépôts d'énergie dans les calorimètres électromagnétiques, des jets dans le calorimètre hadronique). Ces objets grossièrement reconstruits définissent les régions d'intérêt (ROI). Si la signature de l'évènement satisfait les critères de déclenchement basé sur ces ROIs, l'ensemble des données du détecteur est alors transféré au niveau des RODs (Read-Out Drivers) pour être reconstruites et préparées pour leur utilisation par le niveau supérieur de déclenchement.

Le second niveau (LVL2) raffine et complète la décision du niveau LVL1 en précisant la nature des particules qui définissent les ROIs, en fournissant des mesures plus précises de leur direction en η, ϕ , leur p_T et leur énergie. Le flux de données est ainsi réduit de 75 kHz à la sortie du LVL1 à 2 kHz à la sortie du LVL2.

Le troisième niveau (EF) consiste en la reconstruction totale des évènements en mettant à profit la granularité fine des différents détecteurs. Il permet ainsi la sélection finale des évènements avec un taux d'environ 200 Hz en sortie.

2.3 Reconstruction des objets physiques

Dans cette section, nous décrivons brièvement la reconstruction des particules utilisées pour l'analyse de la section efficace présentée dans les chapitres suivants. Pour les jets, puisque nous avons contribué aux activités du groupe de performance d'ATLAS, nous les décrivons plus en détails dans le chapitre 3.

2.3.1 Électrons

La reconstruction des électrons [16] est basée sur la reconstruction d'amas (*clusters*) de cellules dans le calorimètre électromagnétique et de leur association avec une trace reconstruite à partir du détecteur interne.

L'algorithme de reconstruction est optimisé pour une reconstruction de l'impulsion des électrons sur une large gamme en p_T et η avec une grande efficacité d'identification et une réjection maximale des jets. L'amas électromagnétique est défini par un algorithme de fenêtre glissante de taille fixe dans laquelle les énergies des cellules sont sommées sur toute la profondeur du calorimètre.

Dans le cadre des analyses du groupe de physique Top d'ATLAS, les critères de sélection des électrons résumés dans la référence [17], sont :

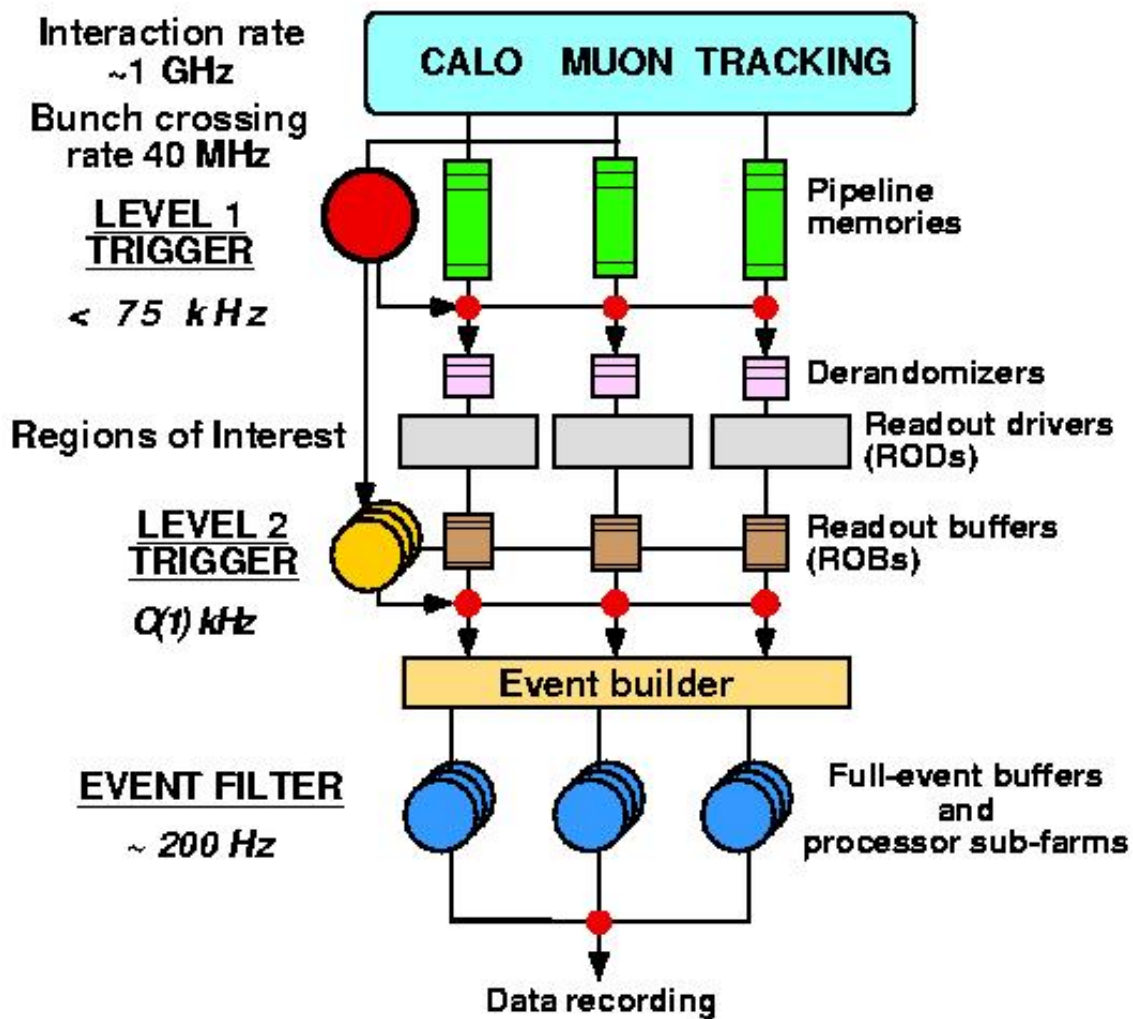


FIGURE 2.9 – Description des différents niveau du système de déclenchement du détecteur ATLAS.

- l'électron doit satisfaire un ensemble de coupures strictes sur l'association entre la trace et l'amas électromagnétique rassemblées sous le nom de sélection *tight*, sélection qui permet d'atteindre une efficacité de reconstruction des électrons de l'ordre de 75%. Ainsi on demande que la valeur du rapport de l'énergie E associée au cluster et de l'impulsion p de la trace soit contrainte au domaine $0.75 < E/p < 5.0$. On demande également que la trace associée à l'amas électromagnétique ait un certain nombre de points ou *hits* dont un dans la première couche du détecteur à pixels.
- l'énergie transverse $E_T > 20$ GeV et la pseudo-rapacité $|\eta_{\text{cluster}}| < 2.47$, en excluant la région de transition du calorimètre électromagnétique $1.37 < |\eta_{\text{cluster}}| < 1.52$.
- l'isolation des électrons en demandant que l'énergie dans un cône de rayon $R = 0.2$ autour de la direction de l'électron soit inférieure à 3.5 GeV. Ainsi on réduit la contamination en électrons issus des désintégrations de mésons et baryons de saveur lourde ainsi que les électrons associés à une conversion de photon.

Enfin, afin d'éviter un double comptage, tout jet reconstruit par l'algorithme de jets anti- k_T et situé à une distance $\Delta R < 0.2$ de l'électron sélectionné est supprimé de la liste des jets finaux.

2.3.2 Muons

Les muons utilisés dans les analyses du groupe de physique Top, sont reconstruits en combinant les segments de traces reconstruits à partir des différents compartiments du spectromètre à muons avec les traces reconstruites avec le détecteur interne [18].

Ces deux ensembles de traces sont combinées en utilisant l'algorithme *MuID* [19]. Les muons reconstruits sont alors sélectionnés en demandant que leur $p_T > 20$ GeV et $|\eta| < 2.5$. On applique ensuite un critère d'isolation à ces muons en demandant que l'énergie contenue dans un cône de rayon $R = 0.3$ autour de la direction du muon soit inférieure à 4 GeV. De la même façon, la trace associée au muon doit être isolée avec un p_T reconstruit à partir des traces contenues dans un cône de rayon $R = 0.3$ autour de la direction du muon inférieure à 4 GeV. La qualité des muons sélectionnés est renforcée en demandant au moins un point de trace dans la première couche du détecteur à pixels et au moins six points dans le SCT. Enfin, afin de supprimer la contamination due aux muons provenant de la désintégration des saveurs lourdes, les muons proches d'un jet reconstruit avec un $p_T > 20$ GeV et situés à $\Delta R < 0.4$, sont exclus de la liste finale de muons.

2.3.3 Jets

Les jets sont reconstruits avec l'algorithme anti- k_T $R = 0.4$, à partir d'amas topologiques ou *clusters* de cellules du calorimètre reconstruits à l'échelle électromagnétique.

Les jets reconstruits par cet algorithme sont alors corrigés à l'échelle hadronique en appliquant une calibration dépendante du p_T et de η du jet. Dans le cadre des analyses du groupe de physique Top, on requiert que les jets calibrés soient contraints en acceptance à la région $|\eta| < 2.5$ avec un $p_T > 20$ GeV. Les détails de la reconstruction et de la calibration des jets est discutée en détails dans le chapitre 3.

2.3.4 Etiquetage des jets de b

L'identification des jets produits par les quarks b utilise une combinaison basée sur la méthode des réseaux de neurones appliquées aux algorithmes *JetFitter*, *IP3D* et *SV1* [20]. Ces trois algorithmes exploitent essentiellement les propriétés suivantes des hadrons B :

- sa longue durée de vie de l'ordre de 1.5 ps qui se traduit par la présence d'un vertex secondaire déplacé par rapport au vertex primaire de l'évènement ;
- sa grande masse $m_B \simeq 5$ GeV qui se traduit par un nombre de traces associées aux produits de désintégration plus importants et moins collimées que pour les jets de saveur plus légère ;
- un rapport d'embranchement associé au mode de désintégration semi-leptonique $\mathcal{BR}(B \rightarrow \ell X) \simeq 20\%$. Ce large rapport d'embranchement se traduit par la présence d'un lepton, électron ou muon, dit *soft* et proche du jet.

L'algorithme *SV1* combine plusieurs informations dans une statistique de rapport de vraisemblance utilisée pour discriminer les jets de b des jets associés aux autres saveurs. Les informations discriminantes exploitées sont la signification $L/\sigma(L)$ définie à partir de la distance tri-dimensionnelle entre le vertex secondaire et le vertex primaire (L) et de son incertitude associée ($\sigma(L)$), la masse invariante des différentes traces associées au vertex secondaire, le rapport de la somme des énergies des traces associées à ce vertex avec la somme de énergies des traces associées au jet, la multiplicité de vertex secondaires avec deux traces et enfin, la distance ΔR entre la direction du jet et la ligne joignant le vertex primaire au vertex secondaire.

L'algorithme *IP3D* se base sur l'utilisation du paramètre d'impact à trois dimensions². Il combine les significances des paramètres d'impact transverse d_0/σ_{d_0} et longitudinaux z_0/σ_{z_0} des différentes traces associées au jet. Ces distributions, par l'utilisation d'une technique de rapport de vraisemblance, sont comparées aux distributions obtenues à partir de la simulation pour les jets de b et pour les jets légers.

L'algorithme *JetFitterCombNN* exploite la topologie associée aux désintégrations des hadrons de b et de c à l'intérieur du jet. Un filtre de Kalman est utilisé pour déterminer la ligne commune entre le vertex primaire de l'évènement et le vertex secondaire associé aux hadrons de b et de c , permettant ainsi de calculer la distance de vol des hadrons de b . Une technique de rapport de vraisemblance basée sur des variables similaires à celles utilisées pour l'algorithme *SV1* est utilisée pour discriminer les jets de b des jets légers.

Les poids associés à ces trois algorithmes sont combinés dans un algorithme basé sur un réseau de neurones, l'algorithme *MV1*. La coupure sur la valeur du poids *MV1* correspond à une efficacité donnée de sélection des jets de b et à un facteur de rejection donné des autres jets³.

Le point de fonctionnement de l'algorithme utilisé correspond à une efficacité de sélection de 60% pour un facteur de réjection des quarks légers d'environ 200 [20].

Afin de reproduire l'efficacité et le taux d'erreur associés à l'identification des jets de b dans les données, un poids est appliqué à chaque jet dans la simulation Monte-Carlo en

2. Le paramètre d'impact est la distance d'approche minimale entre la trajectoire reconstruite de la trace et le vertex primaire.

3. L'efficacité de sélection d'un jet de b est définie comme $\epsilon_b = n_b/N_b$ avec n_b le nombre de jets de b identifiés par l'algorithme et N_b le nombre total de jets de b . Le facteur de rejection est déterminé comme $N_{u,d,c,s}/n_{u,d,c,s}$ avec $n_{u,d,c,s}$ est le nombre de jets légers sélectionnés et $N_{u,d,c,s}$ le nombre total de jets légers u, d, c, s .

fonction de η , p_T et de la valeur du poids MV1 et de l'information partonique associée.

2.3.5 Energie transverse manquante

L'énergie transverse manquante est reconstruite comme la somme vectorielle de toutes les cellules des calorimètres associées à des amas topologiques, calibrés à l'échelle électromagnétique, puis corrigés suivant l'objet considéré. L'énergie manquante inclut un terme associé aux électrons, un terme associé aux jets calibrés avec un $p_T > 20$ GeV, un terme associé aux jets de bas p_T ($7 \text{ GeV} < p_T < 20 \text{ GeV}$), un terme associé aux muons et enfin un terme dit de *cellout* qui comprend les amas restants et non associés à l'un des objets précédents, mais contenant un dépôt d'énergie. Les performances associées à l'algorithme de reconstruction sont reportées dans la référence [21].

2.4 Résumé de mes activités liées au trajectographe à radiation de transition

Dans cette section, nous résumons notre activité sur le détecteur TRT, décrit dans la section 2.2.1, durant notre poste au CERN en tant que *Research Fellow* de 2003 à 2005. Nous nous concentrerons plus particulièrement sur la partie avant du détecteur. Après une description de l'électronique frontale du TRT dont une présentation exhaustive est donnée dans la référence [22], nous décrivons les différents tests que nous avons mis en place et qui sont actuellement utilisés pour l'étude de la fonctionnalité des canaux de lecture de ce sous-détecteur dont les parties centrales et avant sont schématisées sur la figure 2.10.

Les tubes proportionnels du TRT sont connectés directement à l'électronique frontale

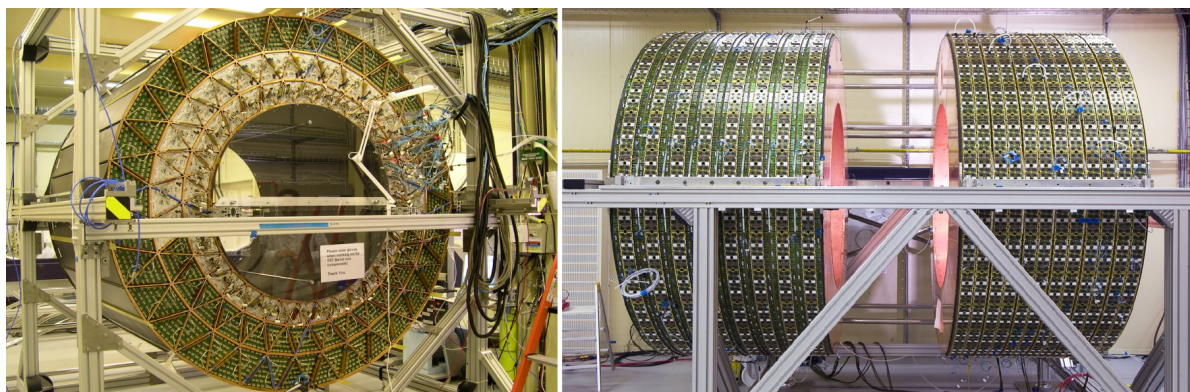


FIGURE 2.10 – Photos des deux composantes centrales (gauche) et avant (droite) du détecteur TRT d'ATLAS.

placée aux deux extrémités des tubes proportionnels de la partie tonneau du TRT. Pour la partie avant du détecteur, l'électronique est placée sur la circonférence des roues par l'intermédiaire de connecteurs souples en Kapton rassemblés en un ensemble appelé *Wheel Endcap Board* (WEB).

L'électronique du TRT est constituée de deux parties illustrées par la figure 2.11 pour

la partie avant du détecteur. La première composante est appelée ASDBLR pour *Analog Shaper Discriminator Base Line Restorer* [23]. L'ASDBLR, de dimensions $3.3 \times 3.6 \text{ cm}^2$, implémente un ensemble de huit canaux de lecture identiques associés à huit tubes proportionnels en parallèle. La tâche de chacun de ces canaux est l'amplification du signal reçu à l'anode avec un *shaper* pour la mise en forme et la suppression de la queue du signal due à l'arrivée tardive des ions Xénon. L'ASDBLR implémente également deux discriminateurs à seuils programmables codés sur 8-bits. Le seuil bas, dont la valeur est fixée à environ 300 eV, permet de caractériser le passage d'une particule au minimum d'ionisation. Le seuil haut fixé à environ 6 keV est quant à lui utilisé pour identifier l'excès de signal associé à l'absorption des photons de radiation de transition et ainsi identifier les électrons.

Les ASDBLR sont couplées par groupes de deux à un *Digital Time Measurement Read-Out Chip* (DTMROC) [24]. Ainsi un DTMROC peut prendre en charge jusqu'à 16 tubes proportionnels du détecteur TRT.

Lorsqu'un évènement est déclenché par le premier niveau LVL1 du système de déclenchement,

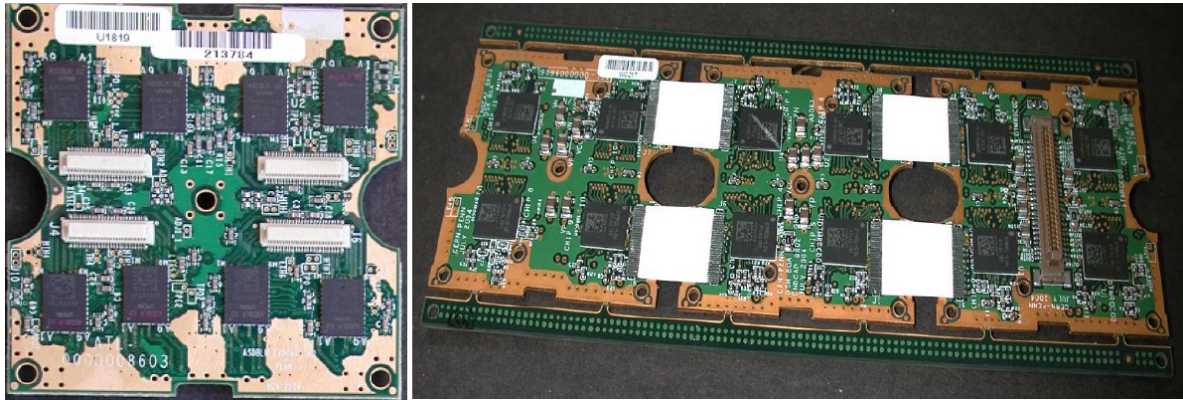


FIGURE 2.11 – Illustration de l'électronique frontale du détecteur TRT montrant les ASDBLR (gauche) et les DTMROC.

le DTMROC échantillonne $3 \times 25 \text{ ns}$ du signal. L'information associée au seuil bas est échantillonnée toutes les $25/8 \text{ ns}$, alors que celle correspondant au seuil haut ne l'est qu'une fois par croisement de faisceaux, c'est à dire toutes les 25 ns . L'information du premier bit indique le temps de dérive des électrons jusqu'à l'anode et permet ainsi de reconstruire la position du hit initial. La présence d'un bit associé au seuil haut permet de signaler la radiation de transition.

La lecture des données des DTMROC s'effectue par l'intermédiaire des TRT-ROD (*Read Out Driver*). Le contrôle des DTMROC s'effectue par l'intermédiaire du TRT-TTC (*Time Trigger Controller*) qui accède directement aux registres du DTMROC avec pour tâches la transmission du signal d'horloge du LHC aux DTMROCs qui peuvent ainsi échantillonner les signaux en sortie des ASDBLR, d'envoyer le signal de déclenchement du niveau LVL1 pour la lecture des mémoires des DTMROCs et enfin de transmettre les signaux pour leur configuration.

La connection des TRT-TTC et TRT-ROD aux DTMROCs se fait par l'intermédiaire de cartes appelées *Patch Panels* disponibles en trois types : pour l'alimentation basse tension (PP-LV), pour l'interface avec les TRT-TTC (PP-TTC) et enfin pour l'interface avec les

TRT-ROD (PP-ROD).

Le principe de l'électronique du TRT est résumé sur la figure 2.12.

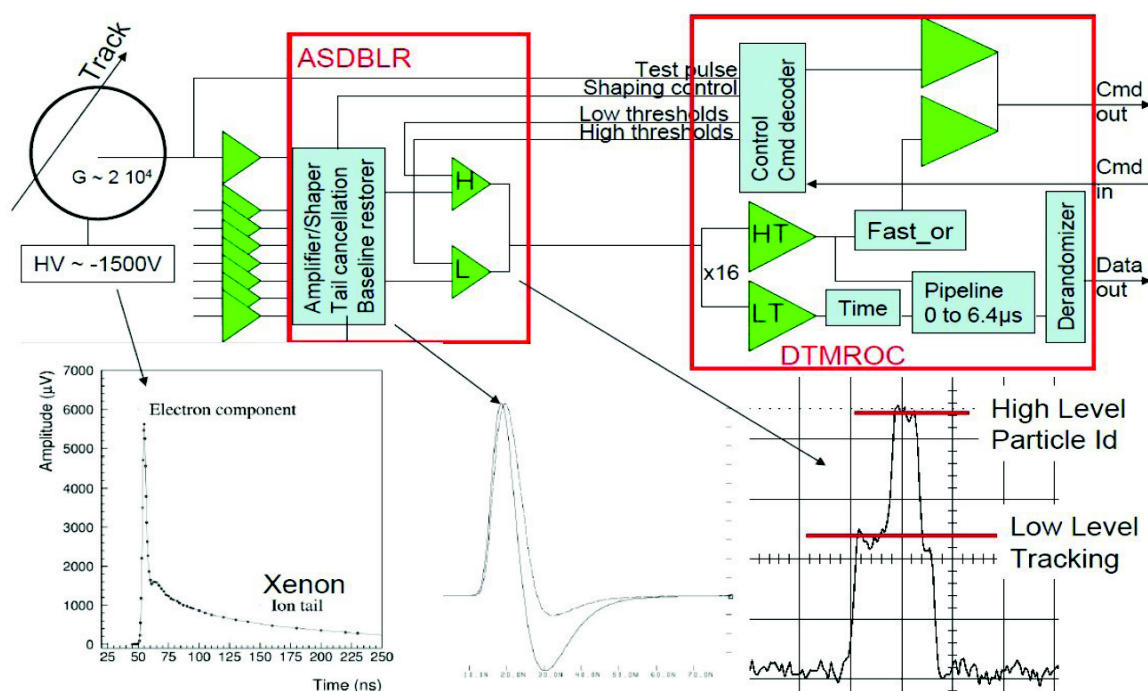


FIGURE 2.12 – Principe de l'électronique frontale du TRT. Le signal d'avalanche créée par le passage d'une particule chargée est collecté au niveau de l'anode, mis en forme par l'électronique ASDBLR et numérisé par les DTMROCs.

L'électronique frontale du TRT, réalisée par le groupe ATLAS de l'Université de Pennsylvanie, est tout d'abord envoyée au Niels Bohr Institute pour une série de tests de fonctionnalité des ASDBLR et des DTMROC.

Avec O.Rohne, un chercheur rattaché à l'Université de Pennsylvanie, nous avons mis en place les différents tests de sélection de l'électronique, développé les programmes d'acquisition permettant leur réalisation par des utilisateurs non expérimentés lors de shifts au CERN. Ces tests basiques incluent :

- une vérification minutieuse d'éventuels défauts de conception en vérifiant visuellement les constituants électroniques ainsi que les impédances d'entrée des différents canaux ;
- un accès des registres associés au DTMROC pour en vérifier l'écriture et la lecture ainsi que la bonne qualité de transmission des signaux de commande et de l'horloge utilisée pour l'échantillonnage du signal ;
- un balayage du registre 8-bits associé au seuil bas. Pour chaque valeur du seuil, le bruit électronique est quantifié par le taux de franchissement du seuil bas en sortie du canal DTMROC associé ; Ce test est ensuite répété avec une injection de charge (2 fC) généré au niveau de l'électronique intégrée. De façon similaire, le registre associé au seuil de niveau haut est testé avec et sans injection de charge (30 fC).

Cette série de tests est ensuite répétée après que l'électronique fut soumise pendant une semaine à une température de 80°C. Les cartes sont alors réceptionnées au CERN où les tests sont une nouvelle fois réalisés avant et après leur installation finale sur le détecteur. Les résultats de ces différents tests sont enregistrés dans une base de données MySQL, ce qui permet un suivi de l'historique de chacune des voies de lecture associée à un tube proportionnel. Par ce suivi minutieux de chacune des voies du TRT, il est possible d'identifier tout problème potentiel associé à ce détecteur.

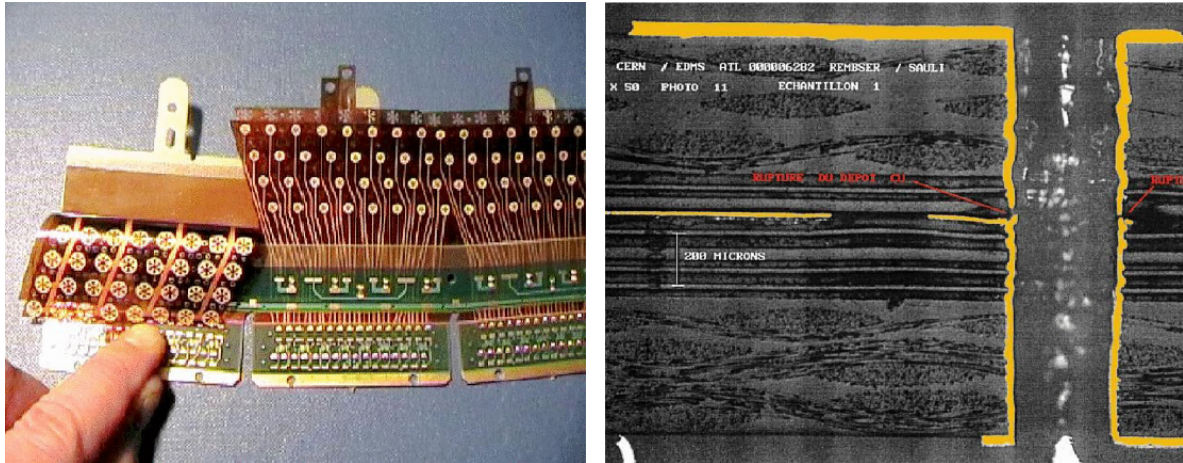


FIGURE 2.13 – Illustration d'un WEB utilisé pour la connection des tubes proportionnels à l'électronique frontale de la partie avant du TRT.

L'une des raisons établies pour le non fonctionnement d'un canal du TRT est lié à la qualité de la connection entre l'anode et l'ASDBLR au niveau du WEB comme il est illustré sur la figure 2.13. En effet, une mauvaise métallisation au niveau du *via* représenté sur la figure 2.14, se traduit directement par une absence de signal collecté au niveau de l'ASDBLR.

Afin d'identifier ces canaux problématiques, nous avons développé une technique basée sur l'invariance d'impédance à l'entrée de la voie de l'ASDBLR associée en cas de mauvaise soudure au niveau du *via*. La méthode consiste à réaliser un balayage du registre associé au seuil bas pour mesurer le taux de transitions associé en fonction de la valeur définie de ce seuil. La mesure est répétée lorsque l'électronique est connectée à l'anode par le WEB. L'absence de problèmes au niveau de la métallisation du *via* se caractérise par un taux de transition du seuil bas plus élevé, puisque l'impédance à son entrée est plus importante. Dans le cas d'une mauvaise métallisation, les distributions mesurées avant et après installation sur le détecteur sont quasiment identiques. Une telle mesure est représentée pour un canal fonctionnel sur la figure 2.14. Il est par conséquent possible de vérifier les différents canaux et de s'assurer de leur fonctionnement. Le taux de canaux problématiques à la fin de cette étape est inférieur à 0.2%.

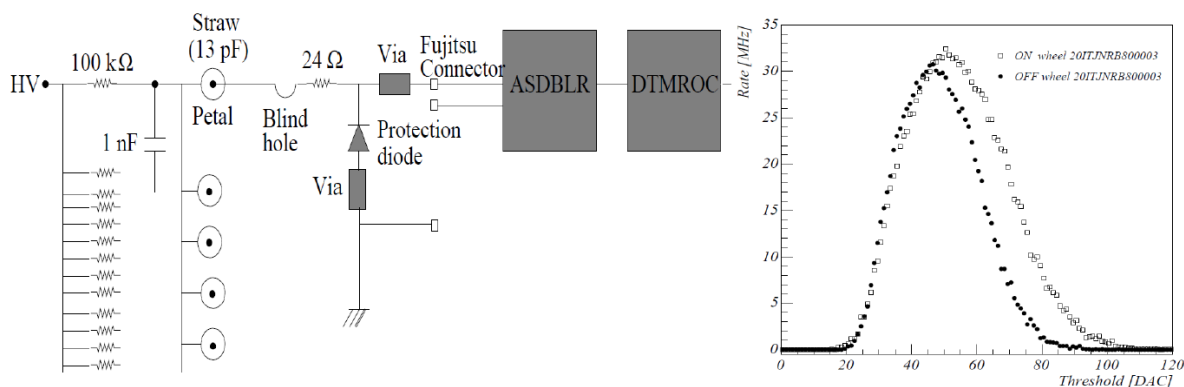


FIGURE 2.14 – Exemple de l’un des problèmes de métallisation au niveau de la connection entre la paille et l’électronique frontale du TRT.

2.5 Conclusions

Dans ce chapitre nous avons présenté l’expérience ATLAS auprès du LHC. Après une description des différents sous-détecteurs spécialisés chacun dans l’identification d’un type de particule donnée, nous avons établi les différents critères de sélection des particules mises en jeu dans une analyse dans le cadre du groupe de physique Top. Enfin, nous nous sommes focalisés dans une dernière section sur la description de l’intégration de l’électronique frontale du TRT et sur les procédures que nous avons développées pour caractériser et suivre l’évolution de chacune des voies de lecture de l’électronique frontale de ce détecteur. L’ensemble de ces tests ont été améliorés depuis et sont actuellement utilisés pour la caractérisation de l’électronique frontale du détecteur TRT.

Bibliographie

- [11] LHC study group. he Large Hadron Collider Accelerator Project. CERN-AC-93-03, 1993. <https://cdsweb.cern.ch/record/87244>.
- [12] LHC study group. he Large Hadron Collider Accelerator Project. CERN-AC-95-05, 1995. <https://cdsweb.cern.ch/record/291782>.
- [13] L.Evans, P.Bryant. LHC Machine. *Journal of Instrumentation*, 3(08), 2008.
- [14] ATLAS collaboration. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *JINST*, 3 :S08003, 2008.
- [15] ATLAS Collaboration. The ATLAS Inner Detector commissioning and calibration. *Eur.Phys.J.*, C70 :787–821, 2010.
- [16] The ATLAS Collaboration. Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data. *Eur.Phys.J.*, C72 :1909, 2012.
- [17] The ATLAS Collaboration. Measurement of the top quark pair production cross-section with atlas in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV in dilepton final states. Technical Report ATLAS-CONF-2011-034, March 2011.

- [18] The ATLAS Collaboration. Commissioning of the ATLAS Muon Spectrometer with Cosmic Rays. *Eur.Phys.J.*, C70 :875–916, 2010.
- [19] The ATLAS Collaboration. Muon reconstruction efficiency in reprocessed 2010 lh proton-proton collision data recorded with the atlas detector. Technical Report ATLAS-CONF-2011-063, April 2011.
- [20] The ATLAS Collaboration. Commissioning of the ATLAS high-performance b -tagging algorithms in the 7 TeV collision data. Technical Report ATLAS-CONF-2011-102, 2011. <https://cdsweb.cern.ch/record/1369219>.
- [21] The ATLAS Collaboration. Performance of Missing Transverse Momentum Reconstruction in Proton-Proton Collisions at 7 TeV with ATLAS. *Eur.Phys.J.*, C72 :1844, 2012.
- [22] The ATLAS Collaboration. The ATLAS TRT electronics. *Journal of Instrumentation*, 3(06) :P06007, 2008.
- [23] Dressnandt, N. and Keener, P.T. and Newcomer, M. and VanBerg, R.P. and Williams, H.H. Implementation of the ASDBLR and DTMROC ASICS for the ATLAS TRT in DMILL Technology. *Nucl. Sci.*, 48 :161–163, 2000.
- [24] F. Anghinolfi, N. Dressnandt, P. Eerola. DTMROC-S, deep submicron version of the readout chip for the TRT detector in ATLAS.

Chapitre 3

Reconstruction et performance des jets dans l'expérience ATLAS

3.1 Jets et algorithmes de jets

Les processus de chromodynamique quantique (QCD) mettent en jeu l'interaction de partons, quarks et gluons, assimilés aux degrés de liberté fondamentaux de QCD. Du fait du confinement QCD, ces partons ne sont pas directement observables et se manifestent sous la forme de *jets* définis comme des gerbes collimées de particules constituées principalement de hadrons, kaons et pions. Le processus de formation de ces jets résulte de deux effets. Le premier appelé *parton shower* est un processus itératif de création de gerbes partoniques par radiation de gluons par les partons initiaux. Une partie de ces gluons se matérialise en paires $q\bar{q}$. Ce processus de *parton shower* est ensuite relayé par le phénomène non perturbatif d'*hadronisation* qui consiste essentiellement en la formation d'objets non colorés constitués de hadrons. Les deux processus sont illustrés sur la figure 3.1.

Lors de leur interaction dans le détecteur, seule une fraction de l'énergie de ces jets peut être mesurée, l'autre fraction étant obtenue par des méthodes de calibration décrites dans ce chapitre, dans le cadre de l'expérience ATLAS.

La correspondance entre les jets reconstruits et les partons initiaux est complexe aussi bien au niveau théorique qu'expérimental, ce qui impose des contraintes quant au choix de l'algorithme pour la reconstruction des jets. Celui-ci doit être [25, 26] :

- complètement spécifié, par une description claire des processus de sélection des objets d'entrée de l'algorithme ainsi que les éventuelles corrections appliquées au jet reconstruit ;
- insensible aux effets infra-rouges, c'est à dire insensible à l'émission de particules de basse énergie telle par exemple, la radiation de gluons peu énergétiques par l'un des partons initiaux. L'observable en question, ici le nombre de jets reconstruits doit être invariante sous ces effets ;
- insensible aux effets collinéaires, c'est à dire invariant si l'une des particules d'entrée de l'algorithme est divisée en deux particules collinéaires de même impulsion totale ;
- invariant sous les transformations de Lorentz ;

Les contraintes précédentes sont illustrées sur la figure 3.2. Il est enfin souhaitable d'avoir une dépendance minimale de l'algorithme de jets vis à vis des effets associés directement

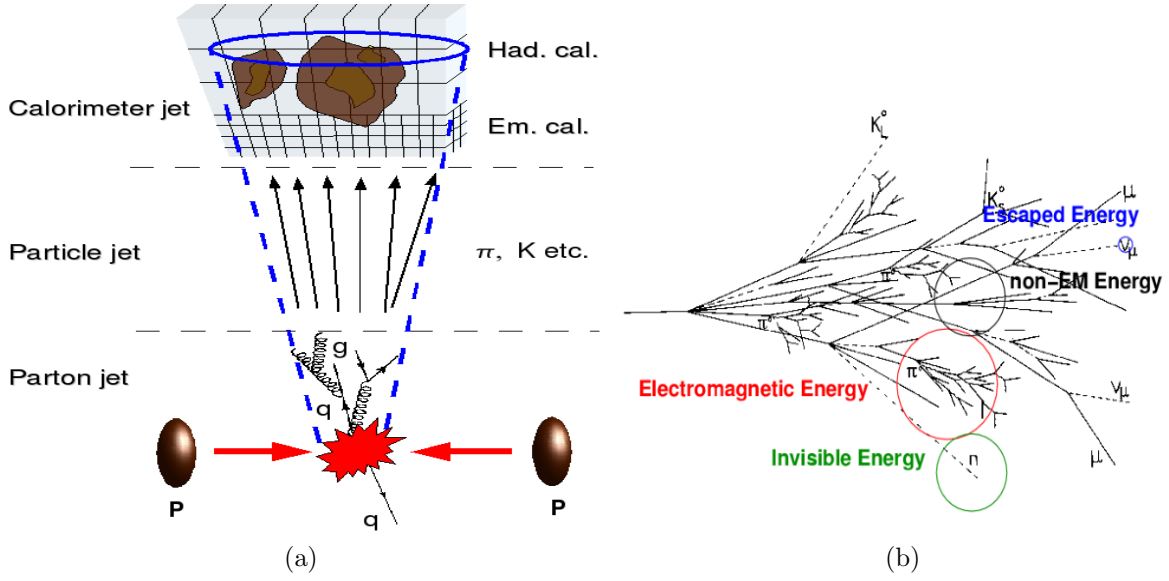


FIGURE 3.1 – a : description d’une interaction proton-proton du processus partonique à la détection des dépôts d’énergie dans le système de calorimètre. b : développement d’une gerbe hadronique.

au détecteur comme par exemple la granularité du calorimètre, les conditions de luminosité et les phénomènes dits d’empilement.

Deux classes d’algorithmes de reconstruction de jets sont communément utilisées : les algorithmes dits de cône et les algorithmes dits d’aggrégation ou de *clusterisation*. Ces deux classes d’algorithmes implémentés dans l’environnement ATLAS, utilisent comme point de départ les quadri-impulsions (*proto-jets*¹) pour la reconstruction des jets. Au niveau Monte-Carlo, ces *proto-jets* sont soit les particules après le processus de *parton-shower* ou les particules stables après hadronisation à l’exception des neutrinos et des muons. Au niveau détecteur, les *proto-jets* utilisés sont les clusters reconstruits à partir des dépôts d’énergie dans les cellules du système de calorimétrie.

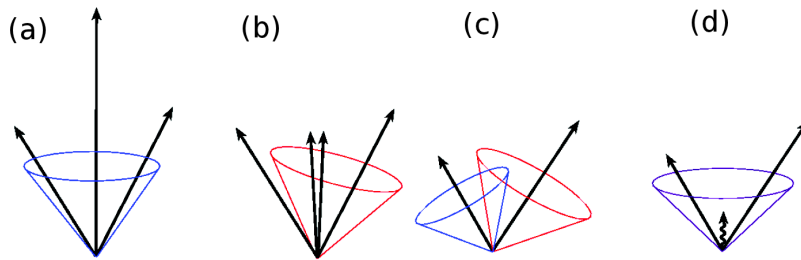


FIGURE 3.2 – Illustration de l’influence sur la reconstruction des jets de l’émission collinéaire : (a) et (b) et infrarouge : (c) et (d).

1. Dans la suite, nous désignons par *proto-jets* l’ensemble des quadri-impulsions en entrée de l’algorithme de reconstruction des jets.

3.1.1 Les algorithmes de cône

Dans les algorithmes de type cône, les jets sont définis comme la combinaison des *proto-jets* dans un cône de rayon R autour de la direction du jet définie dans le plan (η, ϕ) , en utilisant une procédure décrite en détails dans la référence [27].

Les *proto-jets* sont tout d'abord ordonnés par ordre décroissant en E_T . Ensuite, tous les *proto-jets* possédant une énergie transverse supérieure à une énergie seuil minimale donnée, sont sélectionnés comme point de départ. Chacun de ces *proto-jets* constitue la direction de départ utilisée par l'algorithme et communément appelée *seed*. Ensuite tous les *proto-jets* k_i contenus dans un cône de rayon $R = \sqrt{(\eta_s - \eta_i)^2 + (\phi_s - \phi_i)^2}$ autour de la *seed* de directions η_s et ϕ_s , lui sont associées. Ainsi, l'énergie transverse $E_{T,s}$ et la direction (η_s, ϕ_s) de la *seed* sont redéfinies respectivement comme $E_{T,s} = \sum_i E_{T,i}$, $\eta_s = \sum_i \eta_i E_{T,i} / \sum_i E_{T,i}$ et $\phi_s = \sum_i \phi_i E_{T,i} / \sum_i E_{T,i}$;

Cette étape d'aggrégation des *proto-jets* à la *seed* est répétée jusqu'à atteindre une convergence des coordonnées de la *seed* η_s et ϕ_s . L'aggrégation des *proto-jets* s'arrête si la variation de la direction de la *seed* entre deux itérations successives est inférieure à 5%.

La difficulté associée à cet algorithme tient au traitement des *proto-jets* rattachés à plusieurs jets à une étape donnée de l'algorithme décrit précédemment. Ainsi le critère d'invariance infrarouge défini précédemment n'est pas satisfait et le nombre de jets diffère si l'un des *proto-jets* subit une radiation avec une impulsion transverse faible.

Afin de restaurer l'invariance du nombre de jets reconstruits, l'algorithme est modifié en conséquence par une procédure dite de division-rassemblage (*split-merge*) qui consiste à :

- répéter l'algorithme précédent en prenant les points médians de tous les jets reconstruits comme *seed*;
- supprimer de la liste des jets reconstruits, les jets partageant une fraction de 50% de leur énergie transverse avec un autre jet de plus grande énergie transverse ;
- associer un *proto-jet* en commun avec deux jets à celui qui lui est le plus proche.

Néanmoins, le choix arbitraire de certains paramètres de l'algorithme, telle que la précision pour la convergence d'une *seed*, ou bien la valeur de la fraction d'énergie partagée par deux jets amènent les différentes expériences à progressivement se détourner de ces algorithmes de cône au profit des algorithmes de clusterisation décrits dans la section suivante.

3.1.2 Les algorithmes de clusterisation

Les algorithmes de clusterisation [28, 29, 30] permettent de s'affranchir de l'étape dite de *split-merge* introduite précédemment et aboutissent ainsi à une association unique entre les *proto-jets* et les jets finaux.

A partir de l'ensemble de *proto-jets* k_i , on définit pour toute paire (i, j) la distance d_{ij} comme $d_{ij} = \min(k_{T,i}^{2p}, k_{T,j}^{2p}) R_{ij}^2 / R^2$ avec $R_{ij}^2 = (\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2$ et R un paramètre de l'algorithme définissant l'échelle de distance entre les *proto-jets* appartenant à un même jet. Ainsi la distance minimale entre les jets reconstruits est R . On définit également, pour chacun des *proto-jets*, sa distance à la direction des particules dans l'état initial comme $d_i = k_{T,i}^{2p}$. Dans une seconde étape, l'algorithme recherche la distance minimale $d_{\min} = \min(d_i, d_{ij})$. Si de toutes les distances calculées, $d_{\min} = d_i$, alors le *proto-jet* i est défini comme un jet. Il est alors exclu de la liste de *proto-jets*. Si $d_{\min} = d_{ij}$, les deux

proto-jets sont combinés suivant un schéma de recombinaison donné. Dans ATLAS, on a opté pour le schéma dit de type E et défini comme la somme des quadri-impulsions. Ainsi les deux *proto-jets* i et j sont combinés comme $k_{ij} = k_i + k_j$. L'étape de clusterisation est ensuite répétée jusqu'à ce qu'il ne reste plus de *proto-jet* non-associé à un jet.

Le paramètre p introduit dans la définition de la distance d_{ij} permet de contrôler le poids relatif de l'énergie transverse et de la distance R_{ij} entre la paire (i, j) de *proto-jets*. L'algorithme k_T correspond à $p = +1$, anti- k_T à $p = -1$ et l'algorithme dit de Cambridge/Aachen à $p = 0$.

Dans le cas de l'algorithme anti- k_T , comme le montre la figure 3.3, les jets reconstruits ont une forme circulaire dans le plan (η, ϕ) , ce qui rend plus pratique leur calibration. Après d'intenses études de comparaison des performances des différents algorithmes, la

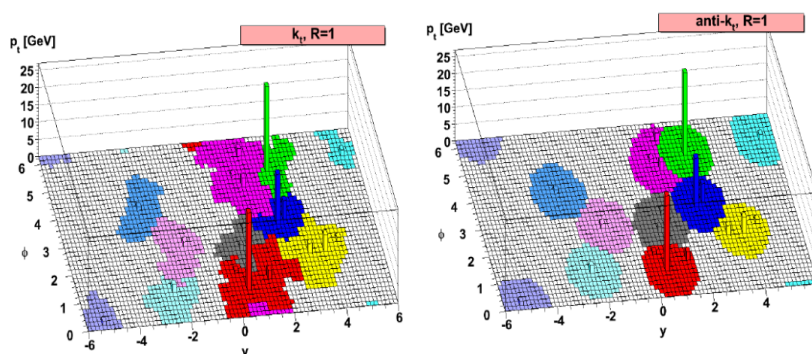


FIGURE 3.3 – Représentation dans le plan (η, ϕ) de la forme des jets reconstruits par les algorithmes k_T (gauche) et anti- k_T [30].

collaboration ATLAS a fait le choix de se détourner des algorithmes de cône, au profit de l'algorithme anti- k_T .

3.2 Reconstruction des jets dans ATLAS

Dans l'environnement ATLAS, les jets sont reconstruits à partir des données et de la simulation Monte-Carlo (MC) avec l'algorithme anti- k_T pour deux valeurs du paramètre R : 0.4 et 0.6. Les jets reconstruits sont de deux sortes [31]. Ils sont soit reconstruits à partir des cellules du système de calorimétrie, soit à partir de l'ensemble des traces reconstruites à partir du détecteur interne.

3.2.1 Jets reconstruits à partir du calorimètre

Les jets reconstruits à partir du système de calorimétrie utilisent deux types de *proto-jets* constitués d'amas ou *clusters* topologiques ou de tours projectives de dimensions fixées dans le plan (η, ϕ) .

Clusters topologiques

les clusters topologiques sont définis comme un groupe de cellules du calorimètre [32, 33]. L'algorithme de recherche de ces clusters identifie les cellules avec une énergie associée E qui vérifie $|E| > 4\sigma$. Le paramètre σ est le RMS de la distribution en énergie dans la cellule mesurée à partir d'événements correspondant à un déclenchement aléatoire du système de lecture d'ATLAS. Ces cellules sont les points de départ ou *seed* de l'algorithme. L'algorithme identifie dans un premier temps les cellules proches de la cellule *seed* et vérifiant $|E| > 2\sigma$. Enfin les cellules géométriquement proches de ces dernières sont rajoutées au cluster. Dans une dernière étape, l'algorithme recherche la présence dans le cluster de minima locaux associés à deux gerbes collinéaires. Ces minima sont alors utilisés comme *seed* et l'algorithme est répété pour diviser le cluster en plusieurs sous-clusters. Les clusters ainsi formés ont une énergie définie comme la somme des énergies des cellules associées, et une contrainte de masse nulle. Les directions η et ϕ du cluster sont définies comme les barycentres des directions des cellules qui le constituent.

Tours projectives

les jets reconstruits à partir du calorimètre utilisent également des tours projectives de dimensions $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$. Celles-ci sont de deux sortes. Il y a tout d'abord l'approche naive qui consiste à inclure toutes les cellules associées à la tour projective. Cette approche utilisée dans le passé présente des difficultés associées à la fluctuation du bruit dans les cellules. Elle fut récemment abandonnée au profit des tours projectives construites à partir des clusters topologiques déterminés préalablement en utilisant l'algorithme décrit précédemment. Ces *proto-jets* sont appelés tours topologiques ou *topo-towers*.

3.2.2 Jets reconstruits à partir des traces

L'utilisation des traces reconstruites à partir du système de détecteurs internes pour la reconstruction des jets offre une approche indépendante et complémentaire à la reconstruction des jets à partir du système de calorimétrie. Il est ainsi possible de valider certaines mesures par la comparaison à la simulation Monte-Carlo du rapport construit à partir des jets du calorimètre et des jets construits à partir du détecteur interne.

Les traces sont sélectionnées avec un $p_T > 500$ MeV, avec au moins un point de mesure ou *hit* associé dans le détecteur à pixels et au moins six points associés dans le SCT. Une contrainte est également appliquée sur les paramètres d'impact transversal ($d_0 < 1.5$ mm) et longitudinal ($|z_0 \sin \theta| < 1.5$ mm) de la trace. Les jets sont alors reconstruits à partir de l'algorithme anti- k_T avec au moins deux traces, une impulsion transverse $p_T > 5$ GeV et une pseudo-rapacité $|\eta| < 2.5$ limitée par la couverture géométrique du détecteur interne.

3.3 La calibration des jets

Le calorimètre hadronique d'ATLAS est un calorimètre non compensé. Ainsi la réponse aux gerbes hadroniques doit être repondérée afin de restaurer l'énergie initiale du jet. Cette procédure de correction doit également prendre en compte les effets liés au détecteur tels que la présence de zones non instrumentées en amont du calorimètre, la fraction

d'énergie associée à la gerbe qui n'est pas entièrement contenue dans les différents compartiments du calorimètre hadronique, et enfin la fraction d'énergie associée aux particules courbées par le champ magnétique crée dans le détecteur interne et n'atteignant pas le système de calorimètres.

3.3.1 Calibration EM+JES

La procédure de calibration adoptée dans ATLAS et appelée calibration EM+JES, définit un ensemble de coefficients de calibration fonction de l'énergie et de la pseudo-rapidity des jets reconstruits à partir des clusters topologiques à l'échelle électromagnétique. La calibration EM+JES est définie en trois étapes représentées sur la figure 3.4. Celles-ci sont résumées dans cette section :

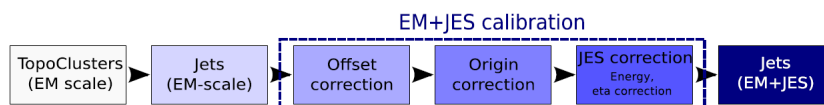


FIGURE 3.4 – Les différentes étapes de la calibration des jets basée sur l'approche EM+JES.

Correction de biais ou de *pile-up*

La correction de biais est estimée à partir d'évènements à biais minimum. L'énergie additionnelle associée aux interactions pp supplémentaires, est soustraite de l'énergie du jet à l'échelle électromagnétique. Cette correction appliquée au jet est exprimée en fonction du nombre de vertex avec plus de cinq traces associées reconstruits dans l'évènement, de la direction η du jet et de l'énergie moyenne déposée dans la fenêtre 0.1×0.1 dans le plan (η, ϕ) autour de la direction du jet.

Correction de l'origine

La direction de chacun des clusters topologiques associés au jet est corrigée pour la ramener du centre géométrique d'ATLAS vers la position du vertex primaire de l'évènement². Cette correction apporte une amélioration de la résolution angulaire des jets.

Calibration de l'énergie

L'approche pour la calibration des jets mise en place dans ATLAS est basée sur le schéma dit *EM+JES*. Dans ce schéma, les constantes de calibration sont appliquées aux jets reconstruits à partir des clusters topologiques définis à l'échelle électromagnétique (EM). Ces constantes de calibration sont déterminées en comparant l'énergie des jets reconstruits à partir des clusters avec l'énergie des jets reconstruits à partir des hadrons stables à

2. Le vertex primaire de l'évènement est défini comme le vertex reconstruit pour lequel les traces associées d'impulsion transverse $p_{T,i}$ maximisent la somme $\sum_i p_{T,i}^2$

l'exception des muons et des neutrinos.

Les jets sont présélectionnés avec un $p_T > 7$ GeV et doivent correspondre à un jet reconstruit à partir des hadrons stables avec une distance $\Delta R(\text{jet}_{\text{EM}}, \text{jet}_{\text{MC}}) < 0.3$. On requiert également qu'aucun autre jet ne soit présent dans un cône de rayon $2.5 \times R$ autour de la direction du jet dans le plan (η, ϕ) , avec $R = 0.4(0.6)$ le paramètre de l'algorithme anti- k_T . Ce critère d'isolation sera pris en considération dans l'évaluation finale des incertitudes associées au schéma de calibration EM+JES.

La réponse à l'échelle EM des jets reconstruits est alors définie comme le rapport :

$$\mathcal{R}_{\text{EM}} = E_{\text{EM}}/E_{\text{MC}}$$

avec E_{EM} et E_{MC} respectivement, l'énergie du jet reconstruit à partir des clusters définis à l'échelle EM, et l'énergie du jet reconstruit à partir des hadrons stables.

La procédure de calibration décrite en détails dans la référence [31], consiste alors à déterminer la réponse $\mathcal{R}_{\text{EM}}$ ainsi que E_{EM} , l'énergie du jet à l'échelle EM pour un ensemble de fenêtres en $(E_{\text{MC}}, \eta_{\text{det}})$. La réponse moyenne $\langle \mathcal{R}_{\text{EM}} \rangle$ en fonction de η_{det} est extraite à partir de l'ajustement gaussien de la distribution $\mathcal{R}_{\text{EM}}$ associée. L'énergie moyenne du jet $\langle E_{\text{EM}} \rangle$ est quant à elle déterminée comme la valeur moyenne de la distribution E_{EM} pour la fenêtre E_{MC} en question.

La réponse moyenne $\langle \mathcal{R}_{\text{EM}} \rangle$ est alors ajustée pour chaque fenêtre k de η_{det} par la fonction empirique paramétrisée comme :

$$\mathcal{F}_{\text{calib},k}(E_{\text{EM}}) = \sum_{i=0}^{N_{\text{max}}} a_i (\ln E_{\text{EM}})^i$$

avec a_i , les paramètres libres de l'ajustement et $1 \leq N_{\text{max}} \leq 6$ est l'ordre de l'ajustement dont la valeur est déterminée en fonction de la qualité de l'ajustement de $\langle \mathcal{R}_{\text{EM}} \rangle$.

L'énergie du jet calibrée $E_{\text{EM+JES}}$ est alors définie comme :

$$E_{\text{EM+JES}} = \frac{E_{\text{EM}}}{\mathcal{F}_{\text{calib}}(E_{\text{EM}})|_{\eta_{\text{det}}}}$$

La réponse moyenne $\langle \mathcal{R}_{\text{EM}} \rangle$ est illustrée sur la figure 3.5 de gauche pour les jets reconstruits avec l'algorithme anti- k_T 0.6 pour différentes valeurs d'énergie $E_{\text{EM+JES}}$ des jets calibrés. La variation moyenne du facteur de calibration $\langle \mathcal{F}_{\text{calib},k}(E_{\text{EM}}) \rangle$ avec le p_T du jet est illustrée sur la figure 3.5 de droite pour trois fenêtres en η_{det} . Les valeurs des coefficients de calibration vont de 2.1 pour les jets à petite énergie dans la partie centrale du calorimètre et moins de 1.2 pour les grandes énergies dans la région avant.

Correction de la pseudo-rapidité des jets

Après la calibration de l'énergie des jets de l'échelle électromagnétique à l'échelle calibrée, la direction du jet est corrigée pour prendre en compte le biais introduit par la reconstruction. Cette correction est inférieure à $\Delta\eta \simeq 0.01$ sur l'ensemble du calorimètre, mais plus importante dans les régions de transition du calorimètre moins bien instrumentées entre le HEC et le FCAL ($\Delta\eta \simeq 0.05$).

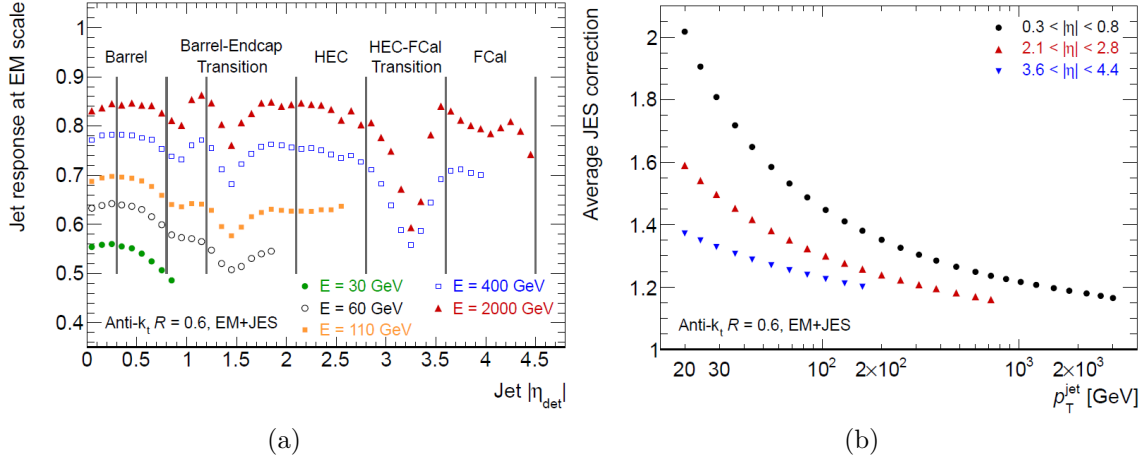


FIGURE 3.5 – a : fraction mesurée de l’énergie du jet à l’échelle électromagnétique en fonction de la pseudo-rapacité $|\eta_{\text{det}}|$ du jet pour différentes valeurs d’énergie E du jet après calibration. b : coefficient associée à la calibration EM+JES en fonction du p_T du jet après calibration, pour différentes fenêtres en pseudo-rapacité $|\eta_{\text{det}}|$. Les deux figures sont extraites de la référence [31].

3.3.2 Les schémas de calibration alternatifs

La calibration EM+JES appliquée aux jets reconstruits à partir des clusters topologiques à l’échelle électromagnétique, est actuellement le schéma de calibration de référence dans ATLAS. D’autres approches pour la calibration des jets, prometteurs du point de vue de leurs performances, sont en cours de validation. Celles-ci sont :

- l’approche *Global Cell Weighting* (**GCW**) [34, 35] : les cellules associées aux jets reconstruits à l’échelle électromagnétique sont pondérées par un coefficient dépendant de la densité d’énergie dans la cellule ainsi que de la position géométrique de cette dernière dans le calorimètre. Les coefficients de pondération sont déterminés à partir de la simulation Monte-Carlo basée sur des événements di-jets, par une procédure de minimisation de χ^2 en comparant les énergies des jets reconstruits à partir du calorimètre à celles des jets reconstruits à partir des hadrons stables.
- l’approche *Global Sequential Calibration* (**GSC**) [34, 36] : les jets sont tout d’abord calibrés à l’échelle EM+JES en suivant la prescription décrite précédemment. Les jets sont alors corrigés avec un ensemble de coefficients fonctions de p_T et η du jet, déterminés à partir de la comparaison des dimensions transverses et longitudinales du jet. L’approche GSC permet une amélioration sensible de la résolution des jets, sans altération de leur réponse.
- la technique dite *Local Cluster Weighting* (**LCW**) [37, 38] utilise une approche radicalement différente des deux méthodes précédentes. Dans un premier temps, les clusters topologiques sont calibrés à l’échelle hadronique avant d’être utilisés comme *proto-jets* par l’algorithme de jets anti- k_T . Les coefficients de calibration des clusters sont déterminés à partir de la position géométrique et de la densité d’énergie déposée dans ces cellules en se basant sur les résultats dérivés de la simulation de faisceaux de pions validée avec les données en tests faisceau. L’un des avantages les plus

évidents de la calibration LCW est la possibilité de reconstruire les jets avec des valeurs du paramètre R de l'algorithme anti- k_T différentes de 0.4 ou 0.6, puisque la calibration est effectuée au niveau même des clusters. Cette calibration est idéale pour le cas des événements $t\bar{t}$ avec des top boostés pour lesquels le jet de b et les deux jets légers provenant du W ne sont pas résolus.

3.3.3 Incertitudes associées au schéma de calibration EM+JES

Comme nous le verrons dans les chapitres suivants, l'incertitude associée au schéma de calibration EM+JES des jets pour restaurer leur énergie à l'échelle hadronique, est l'une des sources d'incertitudes systématiques dominantes, puisque cette incertitude sur la calibration aura un impact direct sur la multiplicité de jets sélectionnés par les analyses, sur les masses des résonances reconstruites à partir de ces jets, etc... Ainsi la compréhension de ces incertitudes en vue de leur réduction est un travail fondamental. L'incertitude associée au schéma EM+JES est déterminée :

- en quantifiant l'incertitude associée à la méthode de calibration EM+JES basée sur une réponse en énergie, mais appliquée à la réponse en p_T du jet. En appliquant la calibration à un échantillon d'événements Monte-Carlo, idéalement, le p_T du jet calibré doit être égal au p_T vrai sur tout le domaine de p_T étudié. Toute déviation de la réponse du jet de l'unité est associée à l'incertitude de la méthode de calibration. On parle alors d'incertitude associée à la non-fermeture ou *non-closure*.
- en comparant les résultats dérivés avec différents générateurs pour différents ensembles de valeurs de leurs paramètres (*tune*) ; On compare également différents modèles de radiation des partons, différents modèles de fragmentation et d'hadronisation ainsi que différents modèles pour la simulation des événements sous-jacents ;
- en étudiant l'incertitude de la réponse des jets en fonction du nombre de vertex reconstruits dans l'événement afin de tenir compte du biais introduit par les phénomènes d'empilement des événements ;
- en utilisant les résultats basés sur les analyses comparant l'énergie E déposée des traces isolées au niveau du calorimètre avec leur impulsion p reconstruite à partir du détecteur interne. L'étude du rapport E/p pour des impulsions de trace $0.5 \text{ GeV} < p < 20 \text{ GeV}$ [39] mesuré dans les données et simulé permet de comprendre en détails la réponse de particules isolées par le système de calorimétrie. Ces études profitent du test faisceau combiné réalisé en 2004 et permettent ainsi d'étudier en détails la réponse du calorimètre pour des faisceaux de pions sur un large domaine en énergie comprise entre 20 et 350 GeV [40] ;
- en comparant différents modèles du détecteur ATLAS pour décrire la composition en termes de longueurs de radiation des matériaux dans le détecteur interne en amont du calorimètre. Les zones non instrumentées du détecteur sont également simulées, afin de comprendre la variation induite sur la réponse des jets reconstruits ;
- en étudiant les effets associés à la variation des seuils de bruit dans les cellules du calorimètre pour la reconstruction des clusters topologiques ;
- en évaluant l'incertitude dans la région avant à grand $|\eta|$ à partir de techniques d'intercalibration basées sur des événements di-jets balancés en p_T pour lesquels un premier jet est reconstruit dans la région centrale avec $|\eta| < 0.8$ et le second jet est reconstruit dans la région avant avec $|\eta| > 0.8$. Par la balance des impulsions

p_T [GeV]	$R = 0.6$		$R = 0.4$	
	20 – 30	> 30	20 – 30	> 30
$0.4 \leq R_{min} < 0.5$	-	-	2.7%	2.8%
$0.5 \leq R_{min} < 0.6$	-	-	1.7%	2.3%
$0.6 \leq R_{min} < 0.7$	3.9%	1.9%	2.5%	2.7%
$0.7 \leq R_{min} < 0.8$	5.1%	1.6%	-	-
$0.8 \leq R_{min} < 0.9$	2.5%	1.9%	-	-

TABLE 3.1 – Incertitude sur le schéma de calibration associée à la non isolation des jets en fonction de la distance minimale entre le jet étudié et son plus proche voisin. Les incertitudes sont respectivement données pour anti- k_T $R = 0.4$ et $R = 0.6$ [41].

transverses des deux jets, cette technique permet ainsi de calibrer la région avant à partir de la région centrale et de propager les incertitudes associées.

Avec l'augmentation de la luminosité accumulée, l'incertitude associée à la calibration EM+JES est validée à partir de techniques de balance en p_T exploitant les événements avec photon+jets, Z^0 +jets, multi-jets ainsi que l'information associée aux jets reconstruits à partir des traces. L'incertitude systématique obtenue est illustrée pour les données 2010 à 7 TeV sur les figures 3.6. Elle atteint pour la région centrale $|\eta| < 0.8$ une valeur maximale de 4.6% pour un jet avec un p_T de 20 GeV et 2.3% pour un jet de 200 GeV de p_T . Cette incertitude est plus importante dans la région avant pour laquelle, elle atteint 6.5% pour $|\eta| < 2.8$, un résultat remarquable dérivé à partir des premières données.

3.3.4 Incertitudes additionnelles

A l'incertitude de base associée au schéma de calibration EM+JES, se rajoutent les source d'incertitudes supplémentaires qui doivent être prises en compte pour les différentes analyses de précision comme la mesure de la section efficace présentée au chapitre 5.

Incertitude de non-isolation des jets [41] :

La dérivation des constantes de calibration EM+JES est basée sur l'utilisation d'événements di-jets avec la contrainte qu'aucun autre jet ne soit reconstruit dans un cône de rayon $2.5 \times R$ autour de la direction du jet dans le plan (η, ϕ) . On observe que lorsque cette contrainte est relâchée, la réponse des jets est réduite de 15% [41]. On estime alors la magnitude de cette incertitude en étudiant la réponse des jets reconstruits à partir des traces relativement à la réponse des jets à partir du calorimètre. La variation de la réponse en fonction de la distance R_{min} entre le jet et son plus proche voisin est comparée dans les données et la simulation afin d'en extraire l'incertitude associée. Les valeurs de l'incertitude de non-isolation sont reproduites dans la table 3.1 pour les deux classes de jets utilisées anti- k_T $R = 0.4$ et $R = 0.6$ [41].

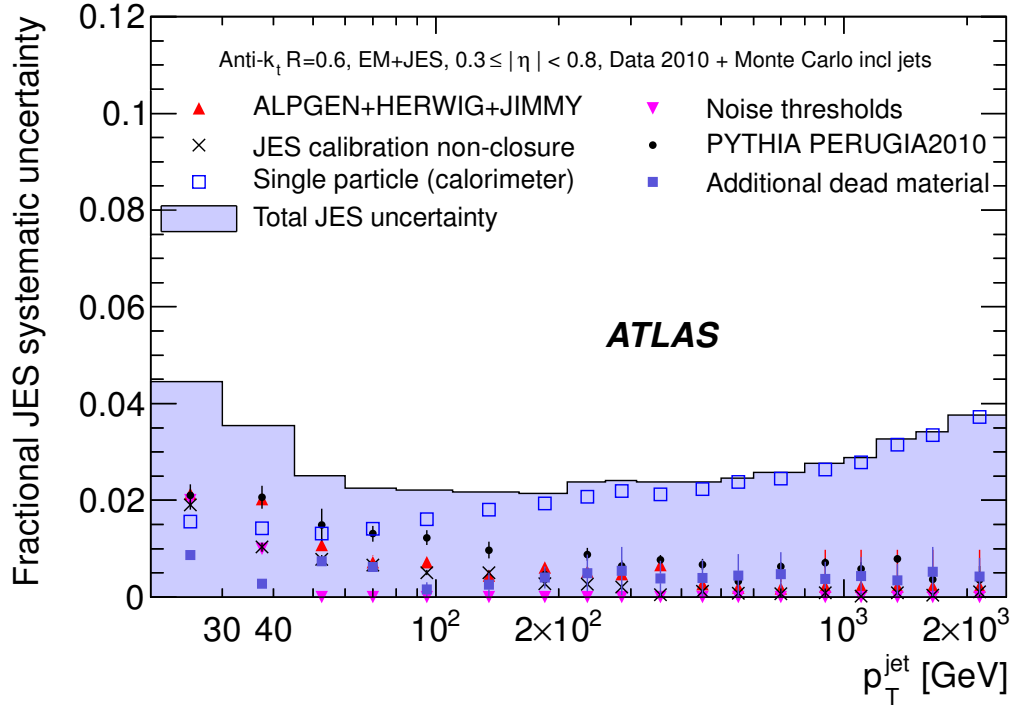
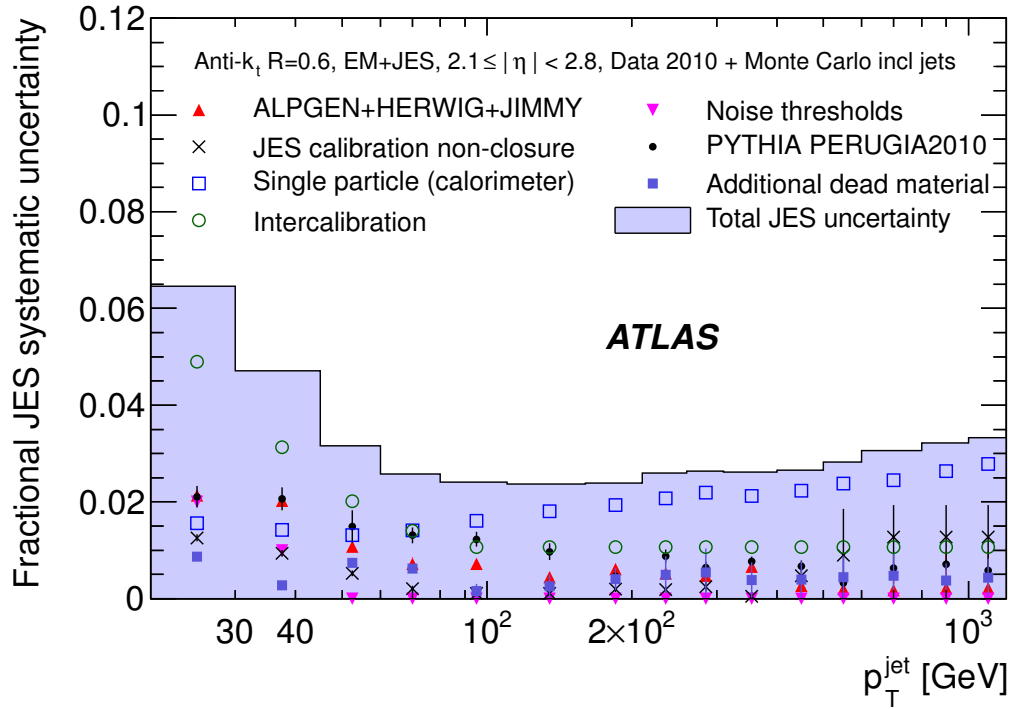
(a) $0.3 \leq |\eta| < 0.8$ (b) $2.1 \leq |\eta| < 2.8$

FIGURE 3.6 – Incertitude associée à la méthode de calibration EM+JES en fonction du p_T du jet calibré pour les jets dans la région $0.3 \leq |\eta| < 0.8$ dans la région centrale du calorimètre (a) et la région avant (b). Les différentes composantes de l'incertitude sont également représentées [31].

Incertitude de la composition en saveur quark/gluon [42] :

L'étude des propriétés des jets comme par exemple le nombre de traces associées, ou bien la dimension transverse du jet³, montre que la réponse d'un jet dont l'origine est un quark diffère sensiblement de la réponse d'un jet provenant d'un gluon. On doit ainsi définir une incertitude supplémentaire liée à la saveur du parton initiateur du jet, qu'il soit gluon ou quark. La détermination de cette incertitude se fait en plusieurs étapes. Dans un premier temps, des *templates* de distributions comme la multiplicité de traces chargées associées au jet et la dimension transverse du jet sont construits à partir d'un échantillon Monte-Carlo d'événements QCD avec deux jets. Cet échantillon est composé majoritairement de jets de gluons à bas p_T et dans la région centrale en η . Ces deux *templates* sont ensuite ajustés aux distributions obtenues à partir des événements γ + jet et multi-jets dans les données et la simulation Monte-Carlo pour en extraire l'incertitude associée à la composition en saveur quark/gluon. Cette incertitude peut atteindre jusqu'à 10% [42]. La variation de la composition en quarks/gluons dans les événements multi-jets est représentée en fonction de la multiplicité des jets sur les figures 3.7 pour les deux variables discriminantes discutées précédemment.

Incertitude associée aux jets de b

Les jets identifiés comme jets de b ont une incertitude additionnelle déterminée de plusieurs façons :

- à partir de l'étude de la réponse des jets isolés identifiés comme des jets de b dans les données et la simulation⁴. L'incertitude est estimée inférieure à 0.5% [39] ;
- à partir de l'étude de la variation de la réponse des jets par rapport à la simulation nominale pour différents modèles de fragmentation des quarks de b , différents modèles d'hadronisation, différents générateurs et valeurs de leurs paramètres et enfin pour différentes simulations de la fraction de matière en amont du calorimètre. L'incertitude dérivée à partir de ces différentes études est illustrée sur la figure 3.8. L'incertitude associée à la modélisation est de 2.5% pour un jet de b de bas p_T et se réduit à $< 1\%$ pour un jet de b à grand p_T . L'incertitude totale est de l'ordre de 4% sur tout le domaine de p_T des jets de b .

L'incertitude totale associée aux jets de b illustrée sur la figure 3.8, est de l'ordre de 2% pour $p_T < 100$ GeV et $< 1\%$ pour $p_T > 100$ GeV. Ce résultat a été validé à partir d'événements di-jets. Pour chaque jet d'impulsion transverse p_T , l'incertitude est obtenue à partir de la variation maximale du rapport R_b/R_j , avec $R_b = (r_b|_{data}/r_b|_{MC})$ et $R_j = (r_j|_{data}/r_j|_{MC})$, $r = \sum_i p_{T,i}/p_T$ et p_T l'impulsion transverse totale des traces associées au jet.

3. la dimension transverse W d'un jet d'impulsion transverse p_T et de directions η et ϕ , est calculée à partir des clusters qui lui sont associés comme $W = \sum_i p_{T,i} ((\eta - \eta_i)^2 + (\phi - \phi_i)^2)^{1/2} / p_T$

4. Dans la simulation, les jets de b sont identifiés en considérant l'information Monte-Carlo et une association avec $\Delta R < 0.3$

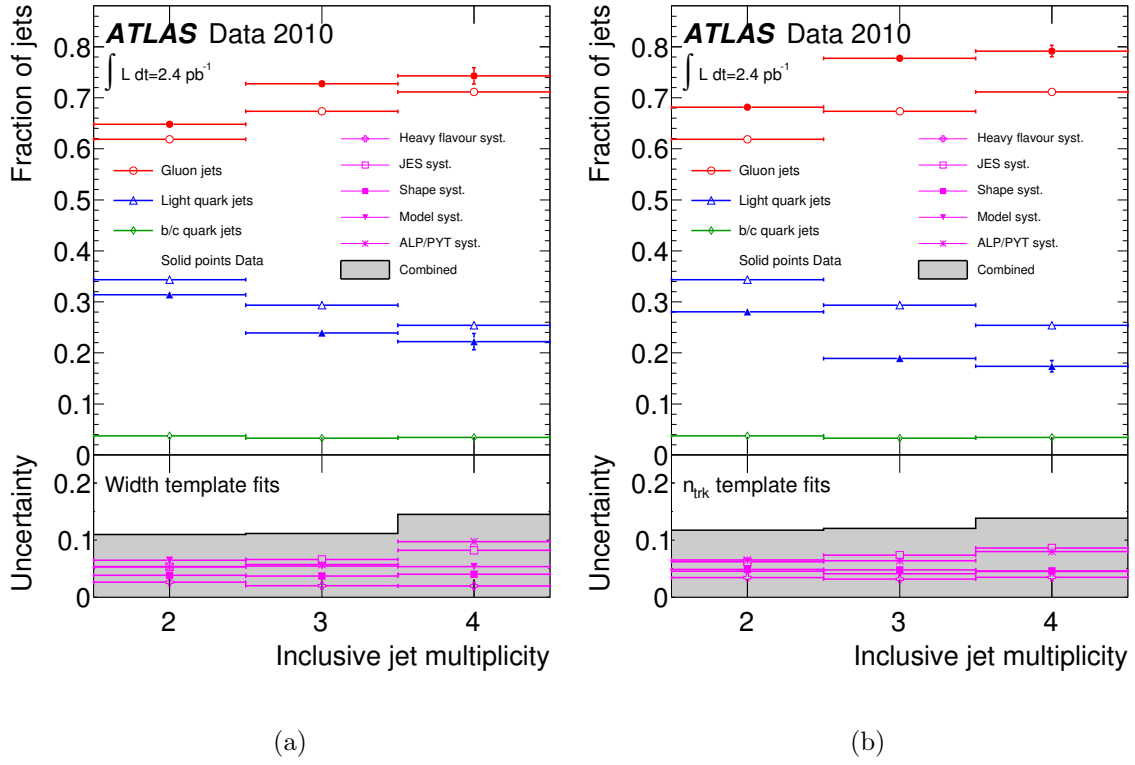


FIGURE 3.7 – Fractions de gluons et de quarks dans les évènements multi-jets déterminées à partir des données (cercles, triangles et losanges remplis) et de la simulation Monte-Carlo (cercles, triangles et losanges non remplis). Les distributions associées au nombre de traces et la largeur du jet sont ajustées par les *templates* obtenus à partir de la simulation pour des jets de gluons et de quarks. Les fractions ajustées sont représentées en fonction de la multiplicité en jets de l'évènement. l'incertitude systématique est représentée par la bande grise [31].

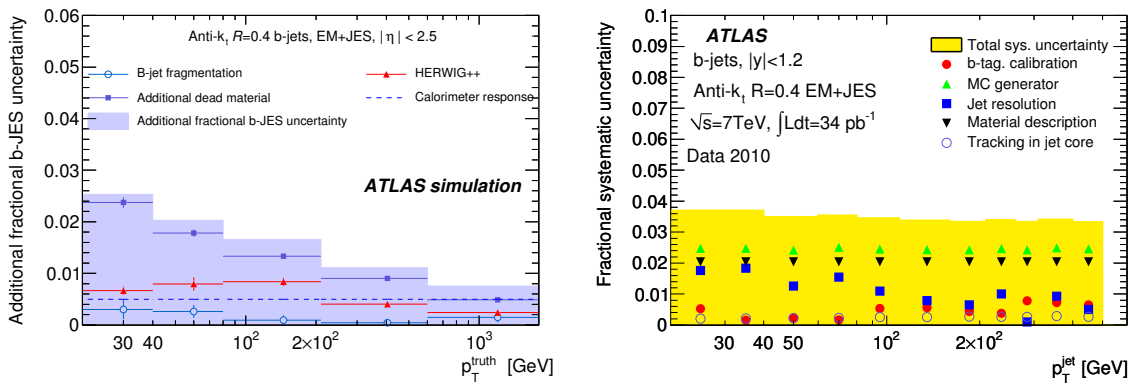


FIGURE 3.8 – Incertitude associée aux jet de b en fonction de l'impulsion transverse reconstruite à partir du Monte-Carlo en utilisant comme *proto-jets* les hadrons stables à l'exception des muons et des neutrinos (a). Validation *in-situ* de la calibration avec l'usage des traces associées aux jets [31].

3.4 Performance des jets

La validation des méthodes de calibration est fondamentale pour l'interprétation des résultats des analyses de physique, notamment pour des mesures se basant sur des techniques de déconvolution pour l'interprétation de l'évènement au niveau partonique. Dans cette section nous présentons quelques uns de ces résultats. Nous décrivons la mesure de l'efficacité de reconstruction des jets ainsi que les résultats associés à la résolution en énergie des jets. Ces résultats sont basés sur les données collectées en 2010 pour une énergie de 7 TeV et pour une luminosité intégrée équivalente d'environ 39 pb^{-1} .

3.4.1 Sélection et qualité des jets

Lors de la collision pp , d'autres jets non associés à l'évènement proprement dit, sont reconstruits. L'origine de ces jets est soit la collision entre un proton de l'un des deux faisceaux avec le gaz résiduel présent dans le tube du faisceau, soit l'interaction entre le faisceau de protons et le halo de protons. Ces jets peuvent également être associés au passage de muons atmosphériques dans le détecteur, ou bien ils correspondent à une zone problématique du calorimètre. Afin de rejeter ces jets, on classe tous les jets reconstruits en plusieurs catégories définies à partir des quantités telles que :

- f_{EM} , la fraction électromagnétique de l'énergie du jet ;
- f_{HEC} , la fraction de l'énergie du jet déposée dans le HEC ;
- $f_{HECquality}$, la fraction de l'énergie dans les cellules du HEC avec un qualité dégradée de la forme du signal collecté ;
- $f_{quality}$, la fraction des cellules du calorimètre avec une mauvaise qualité pour la forme du signal collecté ;
- E_{neg} , l'énergie négative mesurée dans les cellules associées au jet ;
- f_{ch} , la fraction chargée d'un jet définie comme $f_{ch} = \sum_i p_{T,i} / p_{T,EM+JES}$ avec $p_{T,i}$ l'impulsion transverse de la trace i reconstruite à partir du détecteur interne et associée au jet ;
- t_{jet} , le temps moyen reconstruit à partir des temps mesurés à partir des cellules pondérés par leur énergie.

On définit ainsi deux classes de qualité de jets : *loose* et *medium*.

<i>Loose</i>	<i>Medium</i>
$(f_{HEC} > 0.5 \cap f_{HECquality} > 0.5)$ $\cup E_{neg} > 60 \text{ GeV}$	Loose $\cup$ $f_{HEC} > 1 - f_{HECquality} $
$f_{EM} > 0.95 \cap f_{quality} > 0.8$ $\cap \eta < 2.8$	Loose $\cup$ $f_{EM} > 0.9 \cap f_{quality} > 0.8 \cap \eta < 2.8$
$ t_{jet} > 25 \text{ ns} \cup$ $(f_{EM} < 0.05 \cap f_{ch} < 0.05 \cap \eta < 2)$ $\cup (f_{EM} < 0.05 \cap \eta \geq 2)$ $\cup (f_{max} > 0.99 \cap \eta < 2)$	Loose $\cup$ $ t_{jet} > 10 \text{ ns}$ $\cup (f_{EM} < 0.05 \cap f_{ch} < 0.1 \cap \eta < 2)$ $\cup (f_{EM} > 0.95 \cap f_{ch} < 0.05 \cap \eta < 2)$

TABLE 3.2 – Définition des deux critères de sélection pour rejeter les jets non associés à la collision pp . Le critère *loose* est utilisé par la plupart des analyses.

Pour la plupart des analyses, la sélection dite *loose* est suffisante pour rejeter les jets ne provenant pas de l'interaction *pp*. L'efficacité associée à cette sélection est déterminée par une méthode dite de *tag-and-probe* basée sur des événements di-jets balancés en p_T . L'efficacité de la sélection *loose* est illustrée sur la figure 3.9. Elle atteint une valeur de 99.9% sur toute le domaine de p_T des jets. L'inefficacité résiduelle de 0.1% est alors reproduite dans la simulation par une méthode de réjection aléatoire appliquée aux jets reconstruits.

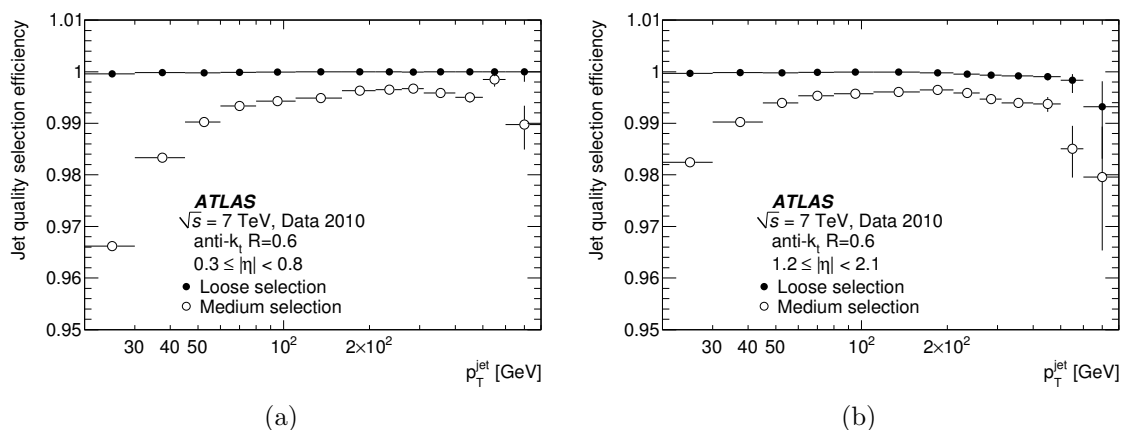


FIGURE 3.9 – Efficacités des sélections *loose* et *medium* des jets reconstruits avec anti- k_T $R = 0.6$ dans la région centrale du calorimètre pour deux domaines de $|\eta|$ (a) : $0.3 \leq |\eta| < 0.8$ et (b) : $1.2 \leq |\eta| < 2.1$. Les deux figures sont extraites de la référence [31].

3.4.2 Efficacité de reconstruction des jets

La simulation de la réponse des hadrons ainsi que la calibration des jets reconstruits à partir des amas de cellules est une tâche complexe. Aussi, il est essentiel de s'assurer qu'à processus équivalent, la simulation n'introduit pas de biais avec une efficacité de reconstruction des jets plus importante que celle obtenue à partir des données réelles. Une fois le biais mesuré, et pour pallier à cette différence, une simple rejection aléatoire des jets peut être établie pour les jets reconstruits dans les événements simulés.

L'efficacité associée à la reconstruction des jets est déterminée dans la simulation en comptant la fraction des jets reconstruits à partir des amas d'énergie au niveau du calorimètre (J_{calo}) associés à un jet reconstruit dans la simulation à partir des hadrons stables à l'exception des muons et des neutrinos (J_{truth}). La distance maximale d'association entre les deux jets J_{calo} et J_{truth} est fixée à $\Delta R < 0.4$. Les jets sont sélectionnés avec un $p_T > 7$ GeV et $|\eta| < 2.5$. L'efficacité de reconstruction en fonction du p_T du jet J_{truth} est illustrée par la figure 3.10 (a) pour l'algorithme anti- k_T , $R=0.6$ pour les schémas de calibration EM+JES, GCW+JES et LCW+JES, décrits dans les sections 3.3.1 et 3.3.2. Cette efficacité est maximale pour un $p_T > 20$ GeV. On observe également que les performances des différentes techniques de calibration sont équivalentes. La différence résiduelle observée à bas p_T s'explique par une meilleure résolution pour les schémas de calibration GCW et LCW par rapport au schéma EM+JES.

La validation *in situ* de cette efficacité de reconstruction est effectuée à l'aide de la méthode de *tag-and-probe* appliquée aux évènements à biais minimum avec au moins deux jets de traces en demandant que :

- les jets de traces reconstruits avec l'algorithme anti- k_T $R = 0.6$, sont sélectionnés avec un $p_T > 5$ GeV et $|\eta| < 1.9$;
- le jet de traces de plus haut p_T dans l'évènement est pris comme référence (*tag*). Son impulsion transverse est contrainte à $p_T > 15$ GeV. ce seuil est déterminé à partir de la mesure de l'efficacité des jets de traces, maximale à ce seuil ;
- Le jet de traces référence doit correspondre avec un jet reconstruit à partir du calorimètre avec un $p_T > 7$ GeV avec la contrainte $\Delta R(J_{trk}, J_{calo}) < 0.6$;
- le deuxième jet de traces de l'évènement, appelé *probe* doit balancer le jet de traces *tag* dans le plan transverse et vérifier $|\Delta\phi| \geq 2.8$. Tout évènement ne satisfaisant pas ce critère est rejeté ;
- Un critère d'isolation est appliqué au système constitué des deux jets de traces *tag* et *probe* en rejetant tout évènement ayant un troisième jet situé dans la zone $|\Delta\phi| \geq 2.8$;
- l'efficacité de reconstruction du jet J_{calo} relative au jet J_{trk} , est déterminée comme la fraction de jets de traces *probe* associés à un jet reconstruit à partir du calorimètre avec une distance maximale entre les deux jets de $\Delta R < 0.6$.

L'efficacité de reconstruction des jets en fonction du p_T est illustrée sur les figures 3.10, b, c et d pour les trois schémas de calibration EM+JES, GCW+JES et LCW+JES. On observe que l'efficacité est maximale pour un $p_T > 25$ GeV. On remarque également que l'efficacité de reconstruction obtenue dans la simulation reproduit bien celle obtenue à partir des données à l'exception du domaine en bas p_T , où celle-ci est plus faible dans les données. En incluant les différentes sources d'incertitudes comme :

- l'effet dû à la variation du seuil de la trace de plus haut p_T du jet de trace ;
- la variation de la valeur seuil $|\Delta\phi|$ entre les deux jets de traces ;
- la variation de la distance maximale ΔR entre le jet de traces *probe* et le jet du calorimètre qui lui est associé ;

on observe que les deux efficacités de reconstruction obtenues à partir des données et de la simulation sont compatibles. La différence totale entre la reconstruction des jets mesurée dans les données et la simulation est représentée sur la figure 3.10. L'incertitude associée à la mesure est représentée par la bande de couleur jaune. La différence entre les deux efficacités de reconstruction est de 2% pour les jets de p_T inférieur à 30 GeV. Afin de prendre en compte cette différence résiduelle dans l'analyse, on rejettera de façon aléatoire 2% des jets reconstruits avec un $p_T < 30$ GeV [31].

3.4.3 Résolution en énergie des jets

La détermination précise de la résolution en énergie des jets est un ingrédient essentiel pour les mesures de précision telles la masse du quark top ou la découverte de nouvelles résonances. Dans ATLAS, sa mesure se base sur deux techniques décrites brièvement dans la suite, de plus amples détails étant donnés dans la référence [43].

La première méthode se base sur la balance en p_T entre les deux jets de plus haut p_T à partir des évènements multi-jets. Dans cette technique, l'asymétrie entre les deux jets, exprimée comme $\mathcal{A}(p_{T,1}, p_{T,2}) = (p_{T,1} - p_{T,2}) / (p_{T,1} + p_{T,2})$, a une résolution associée $\sigma_{\mathcal{A}}$

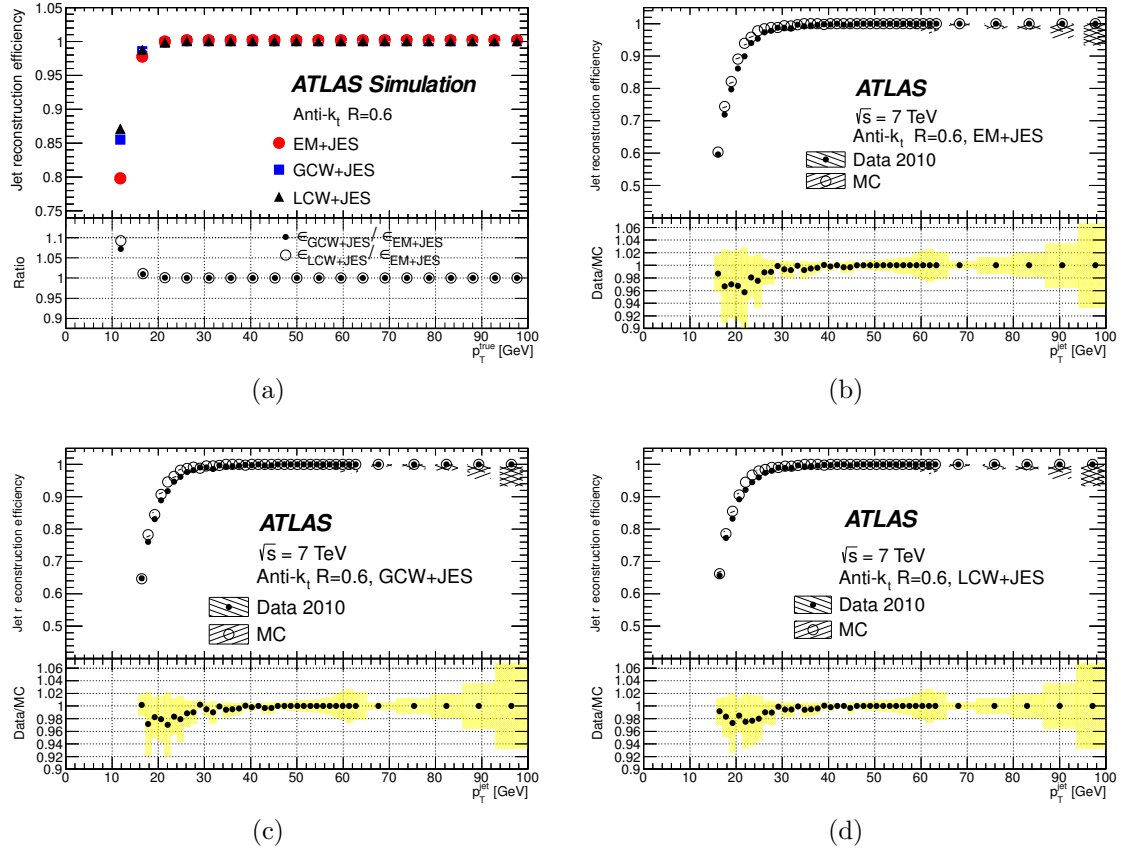


FIGURE 3.10 – Efficacité de reconstruction des jets reconstruits avec anti- k_T $R = 0.6$ en prenant comme référence les jets reconstruits à partir des hadrons stables (a) et des jets reconstruits à partir des traces reconstruites par le système de détecteurs internes (b,c,d). Les différents schémas de calibration EM+JES, LCW+JES et GCW+JES sont comparés [31].

reliée à la résolution du p_T moyen des deux jets comme $\sigma_A \simeq 1/\sqrt{2} \times \sigma_{p_T}/p_T$. On peut alors pour différentes fenêtres en p_T , ajuster la distribution de σ_A correspondante par une approximation gaussienne afin d'en extraire le σ_{p_T} associé.

La seconde technique dite *méthode de la bissectrice*, consiste à repérer le plan transverse du système di-jets par un système d'axes particuliers. Le premier axe, appelé axe η est parallèle à la bissectrice de l'angle défini par les directions des deux jets dans le plan transverse. Le second axe, appelé axe ξ , est perpendiculaire à l'axe η dans le même plan. Ainsi les coordonnées du vecteur $\vec{P}_T = \vec{p}_{T,1} + \vec{p}_{T,2}$ des deux jets projetées sur ces deux axes sont : $P_{T,\eta} = (p_{T,1} + p_{T,2})|\cos(\Delta\phi_{12}/2)|$ et $P_{T,\xi} = (p_{T,1} - p_{T,2})|\sin(\Delta\phi_{12}/2)|$. Par ce choix de système d'axes, seule la composante $P_{T,\xi}$ est sensible à la résolution en énergie des deux jets. Par contre, les deux composantes sont affectées de la même manière par les radiations résiduelles isotropiques en azimuth. Ainsi la résolution sur l'énergie des jets peut être extraite en soustrayant de la résolution σ_ξ , la composante due aux radiations supplémentaires σ_η . On peut alors montrer que la résolution moyenne sur l'énergie des jets s'exprime comme $\sigma(P_T)/\langle P_T \rangle = 1/\sqrt{2} \times (\sigma_\xi^2 - \sigma_\eta^2)^{1/2}/(\langle P_T \rangle |\cos \Delta\phi_{12}|)$.

Les courbes obtenues par les deux méthodes précédentes sont alors ajustées par la paramétrisation $\sigma(p_T)/p_T = N/p_T \oplus S/\sqrt{p_T} \oplus C$, qui correspond à une paramétrisation classique des résolutions calorimétriques, avec N , S et C respectivement le terme de bruit, le terme stochastique et le terme constant.

Les résultats obtenus à partir de l'analyse des données collectées en 2010 pour la première méthode sont illustrées sur les figures 3.11 pour les différents schémas de calibration EM+JES, GCW, LCW et GSC introduits précédemment. On remarquera que la résolution sur le p_T des jets est réduite avec les schémas de calibration LCW et GSC.

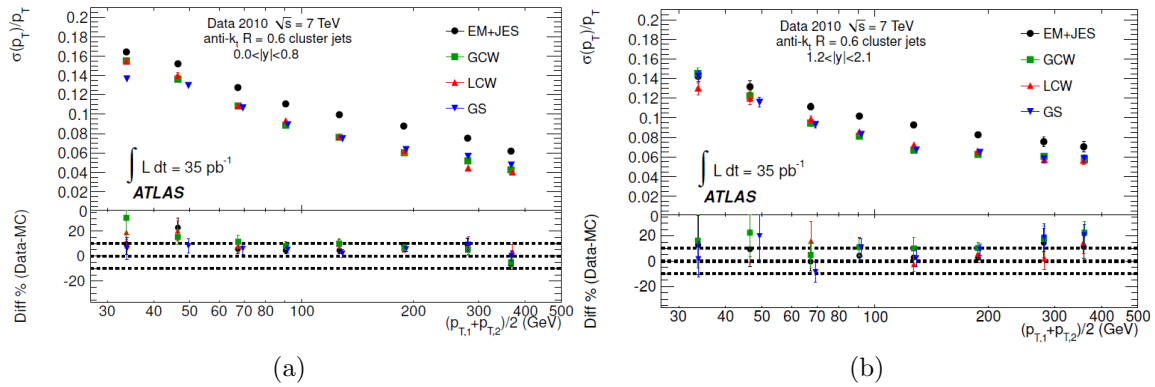


FIGURE 3.11 – Résolution des jets en fonction du p_T moyen mesuré dans les données pour anti- k_T $R=0.6$ pour les quatre schémas de calibration des jets EM+JES, GCW, GSC et LCW pour une rapidité $|y| < 0.8$ (a) et $1.2 < |y| < 2.1$ (b) [31].

3.5 Résumé de mes activités liées à la performance des jets

Dans ce chapitre, nous avons donné un résumé de la reconstruction des jets dans l'environnement ATLAS. Les performances obtenues à partir des données collectées en 2010 ont été rendues publiques dans le document cité en référence [31]. Nos activités dans le cadre du groupe de performance Jets d'ATLAS incluent également les études que nous décrivons très brièvement dans la suite. Nous donnerons les références des notes associées.

Performance des algorithmes de jets

En amont de la prise de données, la collaboration ATLAS s'est lancée dans une longue étude sur les performances des différents algorithmes de jets dans le cadre des différentes analyses de physique. Nous avons contribué à cet effort global en nous concentrant plus particulièrement sur la performance de ces algorithmes dans le contexte de la physique du quark top. Nous avons ainsi étudié les différents paramètres de ces algorithmes ainsi que l'évolution des efficacités et des puretés de reconstruction des jets. Nous avons également étudié l'impact de ces choix sur les analyses de reconstruction des résonances W et top dans le canal lepton+jets du processus $pp \rightarrow t\bar{t}$. Nos études ont fait l'objet de deux notes internes [44, 45] dont les résultats sont illustrés par les figures 3.12 pour l'efficacité de reconstruction des jets associés au boson W en fonction de la distance ΔR entre les deux jets légers. On observe clairement la supériorité des algorithmes d'aggrégation ou de *clusterisation* de la famille k_T par rapport aux algorithmes de Cône pour l'efficacité de reconstruction du boson W lorsque la distance entre les deux jets devient petite. Sur cette même figure, nous représentons l'impact du choix de l'algorithme de jets sur la résolution de la masse du W améliorée.

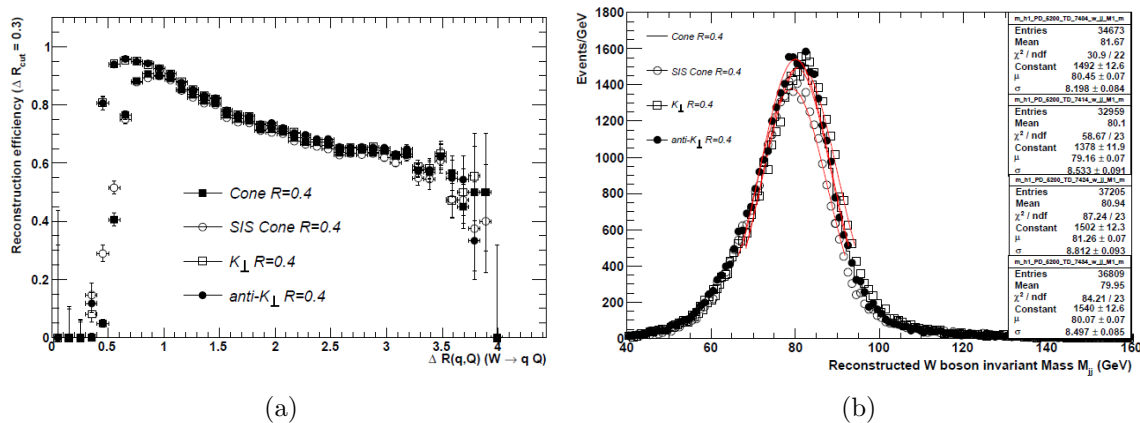


FIGURE 3.12 – a : efficacité de reconstruction en fonction de la distance entre les deux jets produits par la désintégration hadronique d'un boson W . Les algorithmes Cône, k_T , anti- k_T et SIS-Cône sont comparés [44]. b : impact sur la résolution de la masse du boson W [44].

Etude de la fraction de vertex d'un jet

Nous avons démarré au LPC des études de performance liées à la variable discriminante liée à la fraction d'un jet associée à un vertex (JVF). L'observable JVF permet de rejeter les jets associés aux collisions supplémentaires liées au phénomène d'empilement. En associant les traces reconstruites à partir du détecteur interne aux jets reconstruits au niveau du calorimètre, on peut définir la probabilité qu'un jet donné soit associé à un vertex particulier. Les jets pour lesquels aucune association de trace n'est obtenue ont une valeur de JVF associée fixée à -1.

Ce travail a été ensuite repris par D.Boumediene et H.Liao dans un premier temps. Leurs études réalisées à partir des données collectées en 2010, ont permis de déterminer la valeur de coupure optimale à utiliser dans le cadre d'une analyse $t\bar{t}$ ⁵. Reprise en main par R.Camacho et S.Calvet, et grâce à leur travail acharné, ils ont pu dériver les facteurs de correction à appliquer à la simulation afin de reproduire la distribution de JVF dans les données. Nous illustrons ces études basées sur les données 2010 liées au JVF par les figures 3.13 montrant une comparaison des distributions de JVF pour le vertex primaire dans les données et la simulation Monte-Carlo, ainsi que l'évolution de l'efficacité de la sélection des jets en fonction de la contrainte JVF. Ces études ont été résumées dans la note interne [45], matériel support pour les notes soumises par le groupe de physique Top pour les conférences.

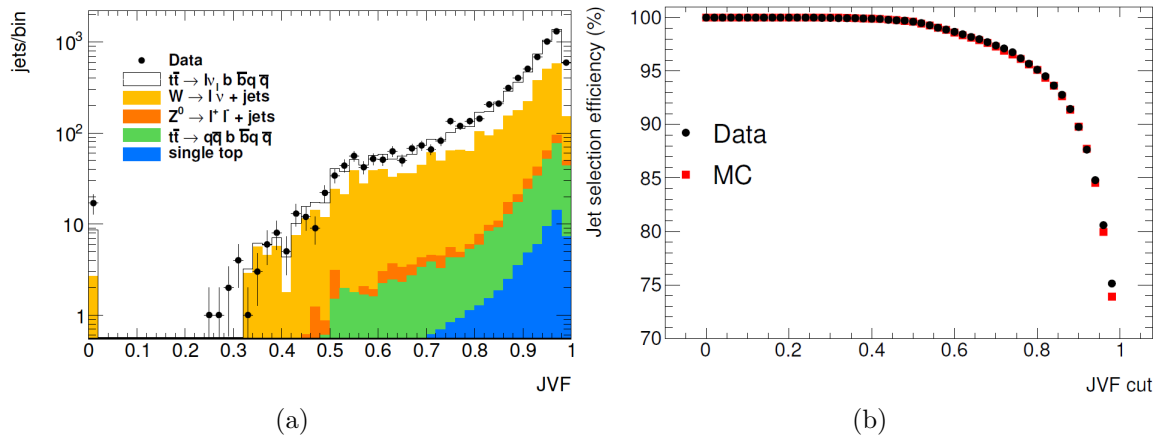


FIGURE 3.13 – a : Distribution de la variable JVF à partir des données 2010. b : comparaison de l'efficacité de sélection des jets en fonction de JVF [45].

Mesure de l'efficacité de reconstruction des jets

Nous avons pris en charge la mesure de l'efficacité de reconstruction des jets relative aux jets reconstruits à partir des traces du détecteur interne. Nous avons pu, par l'utilisation d'une méthode dite de *tag-and-probe*, estimer cette efficacité et dériver les systématiques associées. Ces résultats ont été inclus dans la référence [31].

5. Cette contrainte n'a finalement pas été utilisée pour les notes de conférences basées sur les données 2010, puisque les conditions d'empilement étaient acceptables.

Activités de coordination de la liaison Top/Jet

De 2009 à 2010, nous avons pris en charge la liaison entre le groupe de performance Jets et le groupe de physique Top avec comme objectifs principaux :

- de résumer les différentes présentations faites au groupe Jet/ETmiss à la communauté du groupe de physique Top ;
- de s'assurer de l'implémentation dans le cadre des analyses Top des différentes recommandations et prescriptions définies dans le groupe Jet/ETmiss. Pour cela, notre tâche a consisté essentiellement à être en contact avec les auteurs des recommandations, à tester les versions préliminaires et leur rapporter notre retour d'expérience ;
- à organiser de façon régulière des réunions dédiées durant lesquelles les membres du groupe Top contribuant à des thématiques identifiées et liées au groupe de performance Jet, ont exposé de façon régulière leurs résultats, résultats que nous devons résumer de façon plus globale lors des réunions générales du groupe Top.
- à l'activité de co-éditeur avec M.J.Costa de la note traitant de la performance des jets [44]. Ce document fut utilisé comme document support pour les différentes notes de conférence soumises par le groupe de physique Top de la collaboration ATLAS.

3.6 Conclusions

Dans ce chapitre nous avons décrit la reconstruction des jets dans l'environnement de l'expérience ATLAS. Après une description des différents algorithmes de jets, nous avons présenté les différents schémas de calibration utilisés pour restaurer l'échelle d'énergie des jets. Nous nous sommes plus particulièrement concentrés sur le schéma dit EM+JES, schéma de calibration officiel pour les données collectées lors de la prise de données en 2010 et 2011 à 7 TeV. Nous avons ensuite décrit les différences sources d'incertitudes systématiques associées à ce schéma de calibration. Nous nous sommes plus particulièrement concentrés sur l'estimation de l'incertitude associée à l'efficacité de reconstruction des jets. Cette étude que nous avons menée a été incluse dans la publication résumant les performances pour la reconstruction des jets à partir des données collectées en 2010 [31].

En parallèle à cette mesure, nous avons également coordonné le sous-groupe de liaison entre le groupe de performance sur les jets et le groupe de physique Top. Ce travail de liaison a consisté à coordonner les études liées à certaines des sources d'incertitudes liées au schéma de calibration EM+JES (incertitude de non isolation des jets, incertitudes due à la différence de réponse quark/gluon, etc...), à valider les prescriptions du groupe de performance Jets dans le cadre du groupe de physique Top, et enfin à éditer les documents supports sur la performance des jets utilisés dans les différentes analyses du groupe de physique Top. Ce travail de coordination et d'édition a été crucial pour amener dans des délais très courts, la collaboration ATLAS à publier les résultats des analyses réalisées à une énergie de 7 TeV.

Bibliographie

- [25] Stermann, G. and Weinberg, S. Jets from Quantum Chromodynamics. *Phys. Rev. Lett.*, 39 :1436–1439, 1977.
- [26] Buttar, C. and others. Standard Model Handles and Candles Working Group : Tools and Jets Summary Report. pages 121–214, 2008.
- [27] Blazey, G.C. and others. Run II jet physics. pages 47–77, 2000.
- [28] S.D. Ellis and D.E. Soper. Successive combination jet algorithm for hadron collisions. *Phys.Rev.*, D48 :3160–3166, 1993.
- [29] Matteo Cacciari and Gavin P. Salam. Dispelling the N^3 myth for the k_t jet-finder. *Phys.Lett.*, B641 :57–61, 2006.
- [30] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, and Gregory Soyez. The Anti- $k(t)$ jet clustering algorithm. *JHEP*, 0804 :063, 2008.
- [31] The ATLAS Collaboration. Jet energy measurement with the ATLAS detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. 2011.
- [32] The ATLAS Collaboration. Hadronic calibration of the ATLAS liquid argon end-cap calorimeter in the pseudorapidity region $1.6 < |\eta| < 1.8$ in beam tests. *Nucl.Instrum.Meth.*, A531 :481–514, 2004.
- [33] The ATLAS Collaboration. Calorimeter clustering algorithms : Description and performance. Technical Report ATL-LARG-PUB-2008-002, CERN, Geneva, April 2008.
- [34] The ATLAS Collaboration. Properties of jets and inputs to jet reconstruction and calibration with the atlas detector using proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ tev. Technical Report ATLAS-CONF-2010-053, July 2010.
- [35] The ATLAS Collaboration. Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics. 2009.
- [36] Camacho, R. and Pallin, D. *Search of new resonances decaying into top quark pairs with the ATLAS detector at the LHC and jet calibration studies.* *oai :cds.cern.ch :1475083*. PhD thesis, Clermont-Ferrand U., Jul 2012. Presented 13 Jul 2012.
- [37] The ATLAS Collaboration. Prediction of signal amplitude and shape for the atlas electromagnetic calorimeter. Technical Report ATL-LARG-PUB-2007-010, CERN, Geneva, September 2007.
- [38] The ATLAS Collaboration. Local hadronic calibration. Technical Report ATL-LARG-PUB-2009-001-2, CERN, Geneva, June 2008.
- [39] The ATLAS Collaboration. ATLAS Calorimeter Response to Single Isolated Hadrons and Estimation of the Calorimeter Jet Scale Uncertainty. Technical Report ATLAS-CONF-2011-028, March 2011.
- [40] The ATLAS Collaboration. Study of the response of the hadronic barrel calorimeter in the atlas combined test-beam to pions of energies from 20 to 350 gev for beam impact points from 0.2 to 0.65. Technical Report ATL-TILECAL-PUB-2009-007, 2009.

- [41] The ATLAS Collaboration. Close-by jet effects on jet energy scale calibration in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ tev with the atlas detector. Technical Report ATLAS-CONF-2011-062, CERN, Geneva, April 2011.
- [42] The ATLAS Collaboration. Light-quark and gluon jets in atlas. Technical Report ATLAS-CONF-2011-053, CERN, Geneva, April 2011.
- [43] The ATLAS Collaboration. Jet energy resolution and selection efficiency relative to track jets from in-situ techniques with the atlas detector using proton-proton collisions at a center of mass energy $\sqrt{s} = 7$ tev. Technical Report ATLAS-CONF-2010-054, CERN, Geneva, July 2010.
- [44] Ghodbane, N. et *al.* Performance of jet algorithms in the atlas detector. Technical Report ATL-PHYS-INT-2010-129, CERN, Geneva, December 2010.
- [45] Ghodbane, N. et *al.* Jet selection for top physics. Technical Report ATL-PHYS-INT-2010-134, CERN, Geneva, December 2010.

Chapitre 4

La physique du quark top

4.1 Introduction

Le quark top est le constituant fondamental le plus lourd introduit dans le cadre du Modèle Standard de la physique des particules. Bien avant son observation directe par les deux expériences CDF et D0 au TEVATRON, plusieurs arguments aussi bien du point de vue théorique qu'expérimental allaient déjà en faveur de l'existence de ce sixième quark rassemblé avec le quark b dans un doublet de $SU(2)_L$. Parmi ces arguments, on citera celui lié à la nécessaire suppression des anomalies triangulaires afin d'assurer la renormalisabilité du Modèle Standard. Ces anomalies triangulaires dont un diagramme est représenté sur la figure 4.1, sont chacune proportionnelle à $a_f Q_f^2$ où Q_f est la charge électromagnétique du fermion et a_f le couplage axial au courant neutre. L'absence d'une troisième famille de quarks rendrait la somme des différents termes non nulle et la théorie de jauge sous-jacente non renormalisable.

L'hypothèse de l'existence du quark top fut renforcée par la découverte en 1977 à FERMI-LAB du quark b suite à l'observation de la résonance Upsilon Υ , état lié $b\bar{b}$. S'en suivent alors plusieurs mesures expérimentales portant sur les propriétés du quark b dont les résultats sont compatibles avec celles d'un doublet de $SU(2)_L$. Parmi les études, on citera notamment :

- la mesure de l'isospin faible du quark b à partir l'asymétrie avant-arrière $\mathcal{A}_{FB}^b$ dans les événements $e^+e^- \rightarrow \gamma/Z^0 \rightarrow b\bar{b}$. Cette asymétrie est due au fait que le quark b se couple au photon par un couplage de type vectoriel alors que son couplage au Z^0 est à la fois vectoriel et axial. L'asymétrie définie comme : $\mathcal{A}_{FB}^b = 3/4 \times \mathcal{A}_e \mathcal{A}_b$ avec $\mathcal{A}_{f=e,b} = (2v_f/a_f)/(1 + (v_f/a_f)^2)$ et $v_f/a_f = 1 - 4|Q_f| \sin^2 \theta_W$, est reliée aux valeurs propres d'isospin faible du quark dont les mesures $T_{3,L}^b = -0.490_{-0.012}^{+0.015}$ et $T_{3,R}^b = -0.028 \pm 0.056$ [46] suggèrent l'existence d'un partenaire pour le quark b ;
- l'incompatibilité entre la limite établie par l'expérience UA1 au CERN sur le rapport des rapports d'embranchement entre les courants neutre et chargé $\mathcal{BR}(B \rightarrow \mu^+\mu^-X)/\mathcal{BR}(B \rightarrow \mu\nu_\mu X)$, avec les calculs dans l'hypothèse où le quark b serait un singlet de $SU(2)$ [47] ;
- l'oscillation des mésons B^0 et $\bar{B}^0$ par les diagrammes tels que celui présenté sur la figure 4.1, et l'observation expérimentale du mélange, nécessite l'introduction d'une particule de masse lourde pour expliquer la mesure de l'oscillation entre les deux états ;

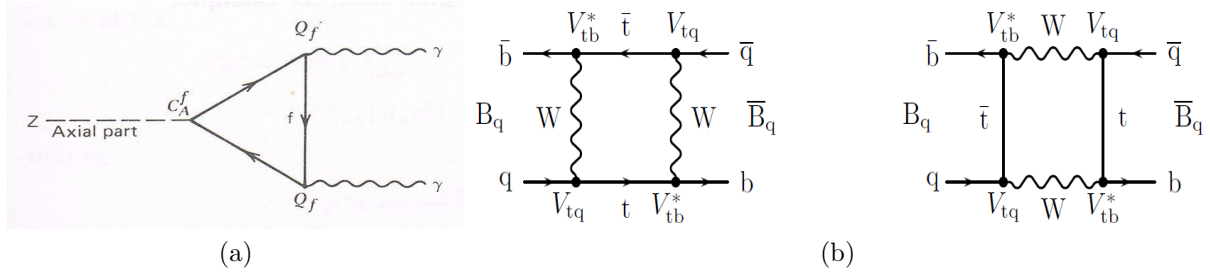


FIGURE 4.1 – (a) : diagramme source d'anomalie triangulaire. (b) : diagrammes associés au mélange des mesons B^0 . La contribution du quark top est dominante.

Après de nombreuses années de recherche par production directe ou associée auprès des collisionneurs PETRA, TRISTAN, HERA, SLC et LEP, le quark top a été finalement observé en 1995 au collisionneur $p\bar{p}$ du TEVATRON par les deux expériences CDF et D0 [48, 49].

Avec sa grande masse, mesurée de 173.2 ± 0.9 GeV, comparable à celle d'un atome de Rhenium ^{75}Re , le quark top est remarquable. Plus lourd que le boson W , il se désintègre essentiellement en $t \rightarrow Wq$ avec un rapport d'embranchement $\mathcal{BR}(t \rightarrow bW)$ de presque 100%. Sa largeur¹ d'environ 1.48 GeV, correspond à une durée de vie de l'ordre de 0.4×10^{-24} s très inférieure au temps d'hadronisation $\tau_{QCD} \sim 3 \times 10^{-24}$ s. Ainsi le quark top se désintègre avant que les effets d'hadronisation ne se manifestent. Ceci permet l'étude des propriétés associées à ce quark, comme par exemple les effets de corrélation de spin entre les deux quarks t et $\bar{t}$ à partir des distributions angulaires de leurs produits de désintégration.

Le quark top est pressenti pour être l'un des éléments clés pour la compréhension du mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible. En effet, par sa grande masse, son couplage de Yukawa $y_t = m_t\sqrt{2}/v$, avec $v \sim 246$ GeV la valeur moyenne dans le vide du champ de *Brout-Englert-Higgs* (BEH), sera proche de l'unité, ce qui rend son couplage au boson BEH en principe plus important.

Le quark top intervient dans les corrections radiatives à de nombreuses observables du Modèle Standard dont notamment la masse du boson W , qui s'exprime comme :

$$m_W^2 = \frac{\pi\alpha_{\text{EM}}}{\sqrt{2}G_F(1 - \Delta r)\sin^2\theta_W}$$

où α_{EM} est la constante de couplage électromagnétique, G_F la constante de Fermi, θ_W l'angle faible, et Δr un terme associé aux corrections radiatives représentées sur la figure 4.2. Δr contient plusieurs contributions dont un terme dépendant directement de la masse du quark top $\Delta r_t = 3G_F m_t^2 / (8\sqrt{2}\pi^2 \tan^2\theta_W)$ avec un ordre de grandeur d'environ 1%. Le terme Δr inclut également une contribution dépendante de la masse du boson de Higgs comme : $\Delta r_H = 11G_F m_Z^2 \cos^2\theta_W \log(m_H^2/m_Z^2)/(24\sqrt{2}\pi^2)$. Comme l'illustre la figure 4.3, les améliorations progressives de la mesure de la masse du boson W ont permis de progressivement contraindre la masse du quark top jusqu'à son observation directe.

1. En négligeant la masse du quark b et en supposant légitimement que l'élément de matrice CKM $|V_{tb}|^2 = 1$, on peut déterminer la largeur totale du quark top comme : $\Gamma_t = G_F/(8\pi\sqrt{2}) \times (1 - m_W^2/m_t^2)^2(1 + 2m_W^2/m_t^2)m_t^3$.

Une fois le quark top observé et sa masse mesurée avec précision, celle-ci a pu alors être utilisée en combinaison avec les autres observables pour contraindre la masse du boson de BEH au domaine de masse reporté sur la figure 4.4.

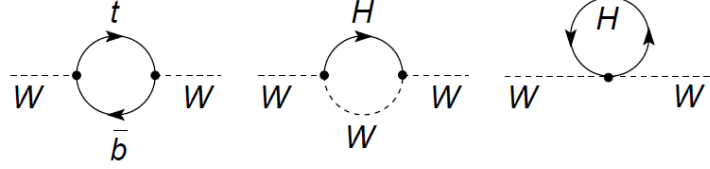


FIGURE 4.2 – Corrections du propagateur associé au boson W et qui corrèlent les trois masses m_W , m_t et m_H .

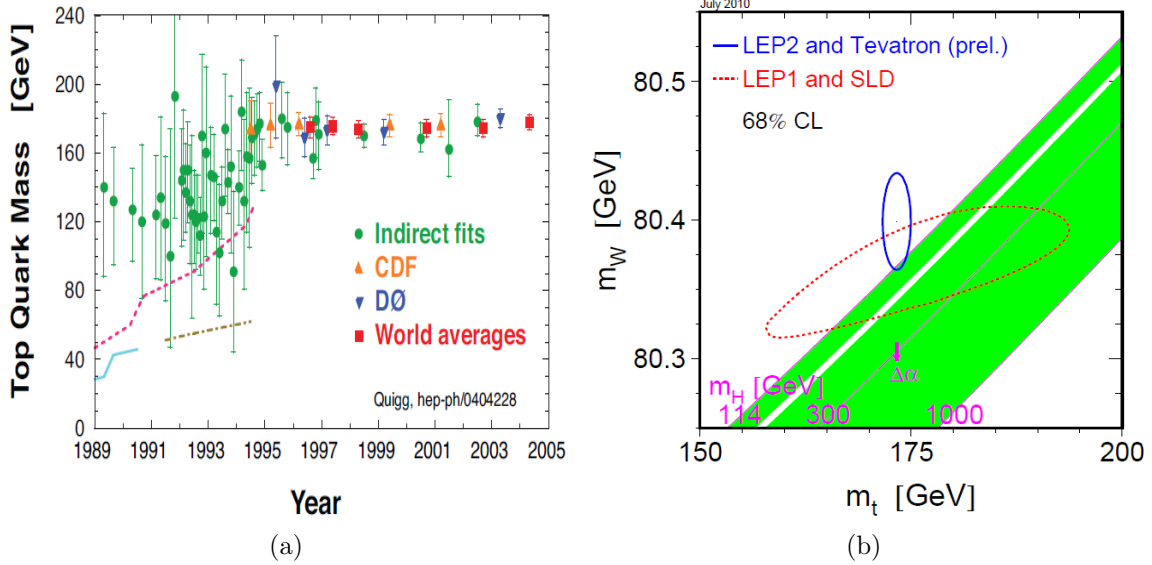


FIGURE 4.3 – a : évolution de la mesure de la masse du quark top en fonction du temps. Les limites inférieures avec un taux de confiance de 95%, sont établies à partir des collisionneurs e^+e^- et $p\bar{p}$ et sont représentées par les lignes en hachuré. b : Contrainte de la masse du quark top et du boson de BEH à partir des ajustements électrofaibles des données du LEP, SLD et de TEVATRON [50].

Le top joue également un rôle important dans les extensions et les alternatives au Modèle Standard. Dans les modèles supersymétriques il constituera soit le produit de désintégration des particules supersymétriques plus lourdes telles que les s -top $\tilde{t}_1$, soit il constitue un bruit de fond irréductible dont la compréhension et l'estimation est fondamentale pour l'extraction des limites sur les paramètres de ces modèles.

Dans la suite de ce chapitre, après la description des mécanismes de production du quark top à un collisionneur hadronique, nous résumerons les différents résultats remarquables obtenus par l'expérience ATLAS sur les propriétés du quark top.

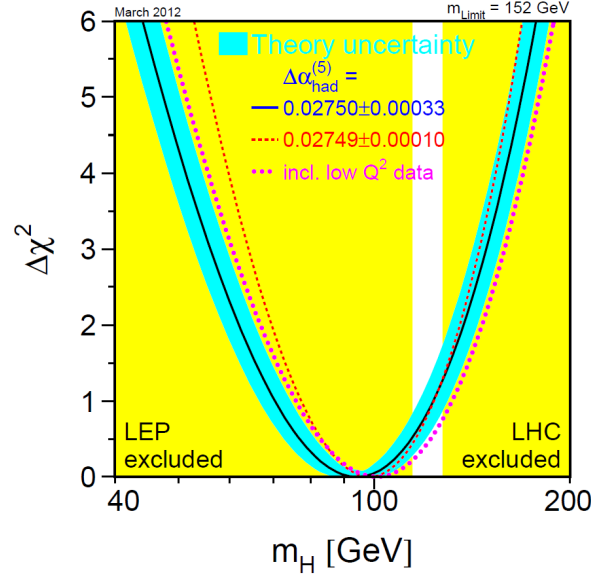


FIGURE 4.4 – $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{min}^2$ associé à l’ajustement des paramètres du Modèle Standard en fonction de la masse du boson scalaire de BEH, m_H . La région jaune est exclue avec un niveau de confiance de 95% à partir des recherches directes effectuées à LEP ($m_H > 114$ GeV), SLD et au TEVATRON et des deux expériences CMS et ATLAS au LHC qui excluent un boson de BEH dans le domaine de masse $127 \text{ GeV} < m_H < 600 \text{ GeV}$. Cette figure est extraite à partir du site du groupe LEP Electroweak <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>.

4.2 Mécanismes de production du quark top

A un collisionneur hadronique pp comme le LHC, le quark top est principalement produit en paires $t\bar{t}$ par interaction forte avec la fusion de quarks ou de gluons, ou seul par interaction faible. Les diagrammes associés sont représentés à l’ordre le plus bas de la théorie des perturbations sur les figures 4.5 pour le mécanisme $pp \rightarrow t\bar{t}$ et sur les figures 4.6 pour la production en singlet via le vertex dominant Wtb .

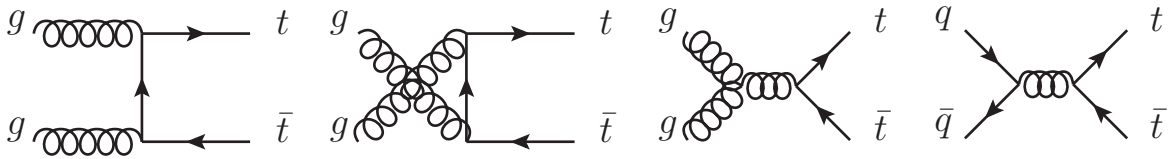


FIGURE 4.5 – Diagramme de production de $t\bar{t}$ à l’arbre auprès d’un collisionneur proton-(anti-)proton

En utilisant le théorème de factorisation de QCD, la section efficace associée à la production de paire $t\bar{t}$ s’exprime comme la convolution des fonctions densité de partons associées aux deux partons initiaux avec la section efficace partonique :

$$\sigma_{pp \rightarrow t\bar{t}}(s, m_t) = \sum_{i,j=q,\bar{q},g} \int dx_i dx_j f_i(x_i, \mu_F^2) f_j(x_j, \mu_F^2) \cdot \hat{\sigma}_{ij \rightarrow t\bar{t}}(\hat{s}, m_t, \mu_F, \mu_R, \alpha_s)$$

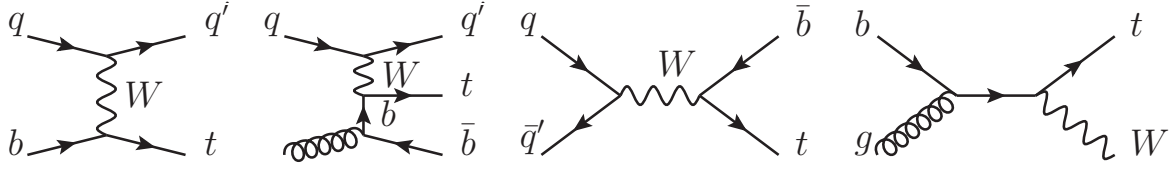


FIGURE 4.6 – Diagramme de production de singlet de top à l'arbre.

avec :

- x_i , la fraction de l'impulsion du proton emportée par le parton i ;
- $\hat{s} = x_i x_j s$, où $\sqrt{s}$ représente l'énergie dans le centre de masse des deux protons, et $\hat{s}$ au niveau partonique. Les variables de Mandelstam associées aux processus partoniques $g(p_1) + g(p_2) \rightarrow t(p_3)\bar{t}(p_4)$ et $q(p_1) + q(p_2) \rightarrow t(p_3)\bar{t}(p_4)$, soit $\hat{s} = (p_1+p_2)^2$, $\hat{t}_1 = (p_1-p_3)^2 - m_t^2$, $\hat{u}_1 = (p_2-p_3)^2 - m_t^2$, vérifient la relation $\hat{s} + \hat{t}_1 + \hat{u}_1 = 0$;
- μ_F , l'échelle de factorisation qui définit l'échelle d'énergie démarquant les domaines perturbatif et non-perturbatif ;
- μ_R , l'échelle de renormalisation utilisée pour la régularisation des divergences pouvant apparaître dans le calcul ;
- α_s , la constante de couplage associée à SU(3) ;
- $f_i(x_i, \mu_F^2)$, les fonctions distribution de partons (PDF) qui décrivent la distribution du parton i quark ou gluon à l'intérieur du proton. Celles-ci sont évaluées expérimentalement par différents groupes CTEQ, MRSTW, NNPDF à partir de l'ajustement de données ;
- $\hat{\sigma}_{ij \rightarrow t\bar{t}}(\hat{s}, m_t, \mu_F, \mu_R, \alpha_s)$, la section efficace partonique calculée à un certain ordre de la théorie des perturbations en puissances de $\alpha_s(\mu_R^2)$. Les expressions analytiques des sections efficaces à l'arbre et à l'ordre NLO et NNLO sont disponibles dans la littérature [51, 52, 53, 54, 55].

Pour la production au seuil d'une paire de quark top, $\hat{s}$ doit vérifier la contrainte $\hat{s} \geq 4m_t^2$, soit $x_{i,j} \simeq 0.049$ à 7 TeV et $x_{i,j} \simeq 0.025$ à l'énergie nominale de 14 TeV. A partir des figures 4.7, on remarque que pour ces valeurs, la PDF dominante est celle des gluons. Ceci a comme conséquence qu'au domaine d'énergie atteint au LHC, le mécanisme de production des paires $t\bar{t}$ se fera majoritairement par la fusion de gluons, soit environ 85% tandis que le diagramme associé à la fusion de quarks ne contribuera que de l'ordre de 15%.

Les échelles de renormalisation et de factorisation sont choisies généralement identiques et égales à la masse m_t , elle même communément définie dans le cadre du schéma de renormalisation $\overline{\text{MS}}$ et fonction de l'échelle de renormalisation μ_R .

La variation de la section efficace de production de la paire $t\bar{t}$ calculée à l'ordre NNLO est représentée sur la figure 4.8 [56] pour une masse de top fixée à $m_t = 171.3$ GeV. On observe clairement une dépendance avec α_s et la PDF associée aux gluons. Sur cette même figure sont également représentées les mesures expérimentales de la section efficace pour le canal lepton+jets obtenues par les deux expériences CMS et ATLAS.

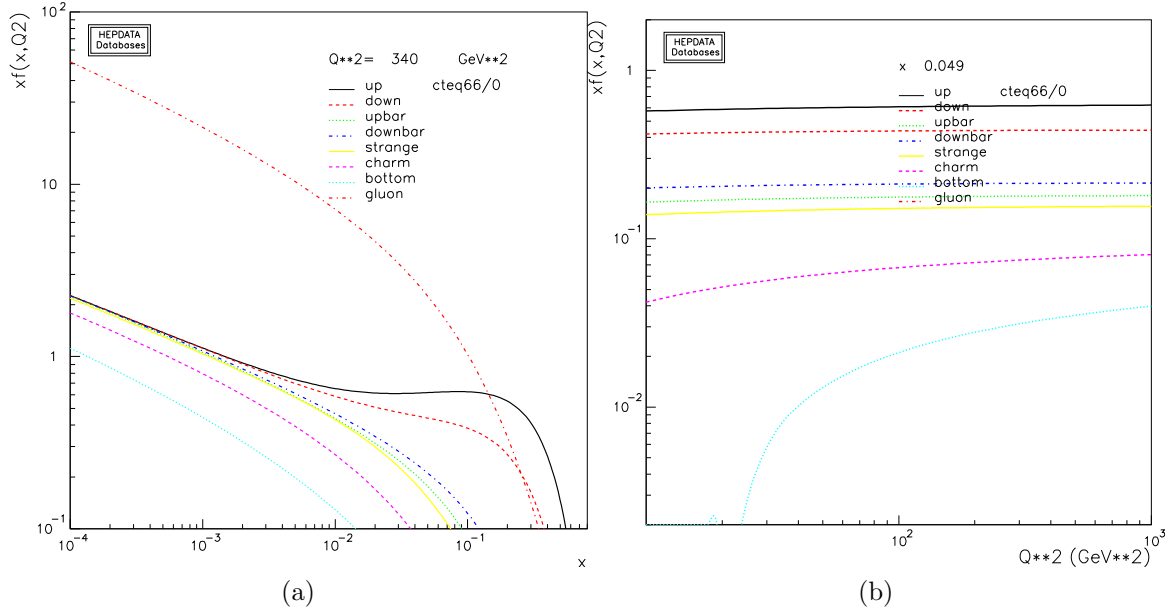


FIGURE 4.7 – a : évolution de $x_i f_i(x_i, \mu_F^2)$ en fonction de x_i la fraction de l'impulsion du proton emportée par le parton i . $f_i(x_i, \mu_F^2)$ est la fonction densité de parton. b : évolution de $x_i f_i(x_i, \mu_F^2)$ en fonction de l'échelle de factorisation μ_F pour $x_i \simeq 0.049$, le seuil de production de la paire $t\bar{t}$ à 7 TeV au LHC. Ces deux courbes sont produites à partir de l'interface <http://hepdata.cedar.ac.uk/pdf/pdf3.html>

4.3 Mécanismes de désintégration

Dans le cadre du Modèle Standard, le quark top se désintègre essentiellement en un boson W et un quark b avec un rapport d'embranchement $\mathcal{BR}(t \rightarrow Wb) \simeq 1$, puisque $|V_{tb}| \gg |V_{td}|, |V_{ts}|$. Les autres canaux de désintégration comme $t \rightarrow Z^0/\gamma + q$ sont négligeables, et toute déviation de leur rapport d'embranchement par rapport aux limites du Modèle Standard serait l'indication d'une nouvelle physique. Ainsi les différents modes de désintégration de la paire $t\bar{t}$ sont déterminés à partir des modes de désintégration de chacun des deux bosons W . On considère :

- **le canal di-leptonique** : les deux bosons W se désintègrent chacun en un lepton (e, μ, τ) et un neutrino (ν_e, ν_μ, ν_τ). Le rapport d'embranchement associé est donc de $\sim 10.3\%$ pour chaque saveur de leptonnet se réduit à $\sim 4\%$ si l'on considère uniquement les canaux e, μ . Expérimentalement, on recherchera les états finaux avec deux leptons de charges opposées, de haut p_T associés à des régions d'intérêt (*ROI*) dans le calorimètre pour l'électron et le tau et à des *ROI* reconstruites à partir du spectromètre à muons pour le muon avec la présence supplémentaire de deux jets identifiés comme jets de b . Les événements sont également caractérisés par la présence d'une grande énergie manquante dans le plan transverse. Les principaux processus physiques dits de bruit de fond sont la production $Z^0/\gamma^* + \text{jets}$ (Drell-Yan), $W + \text{jets}$ pour lequel le deuxième lepton provient de la désintégration semi-leptonique d'un quark b , et d'événements multi-jets. Les processus avec production de di-bosons WW, WZ^0 et Z^0Z^0 contribuent dans une mesure plus faible. La reconstruction

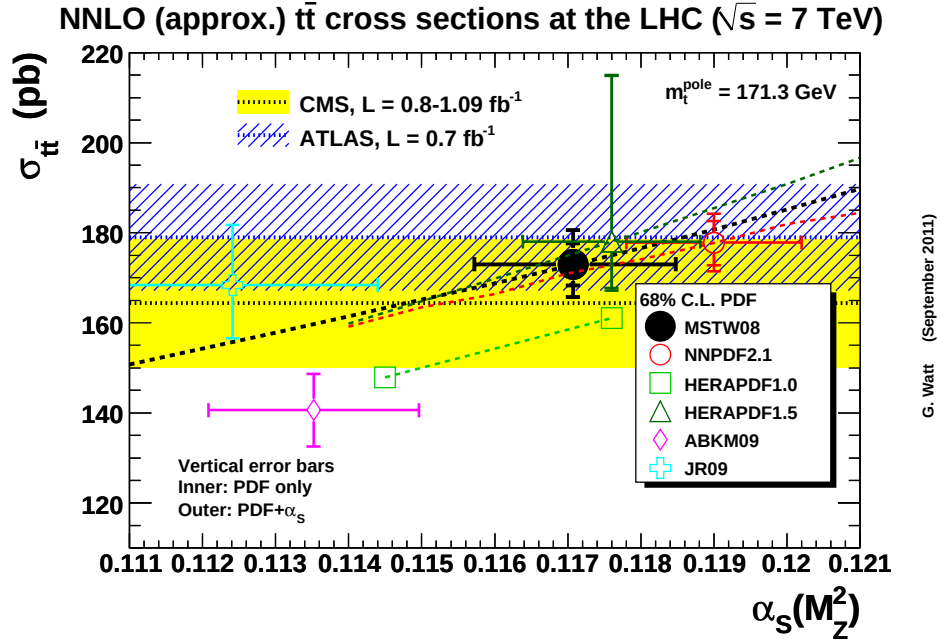


FIGURE 4.8 – Evolution de la section efficace de production d’une paire de quarks $t\bar{t}$ à l’ordre NNLO en fonction de $\alpha_s(m_Z^2)$ pour $m_t = 171.3$ GeV [56], évaluée pour différents choix de PDF et comparée au résultats des collaborations ATLAS et CMS [57].

du système $t\bar{t}$ avec un état final avec 24 paramètres mesurés et non mesurés est complexe. De ces paramètres, les quadri-impulsions des leptons et des deux jets de b (16 paramètres) sont directement mesurées, les deux composantes de l’énergie transverse manquante (2 paramètres) sont obtenues en imposant le principe de conservation de l’impulsion transverse totale, enfin le système doit satisfaire les cinq contraintes additionnelles portant sur les masses des résonances intermédiaires et des particules dans l’état final : $m_{W^+} = m_{W^-}$, $m_{W^+} = m_W^{PDG}$, $m_t = m_{\bar{t}}$, $m_{\nu_\ell} = m_{\bar{\nu}_\ell}$ et $m_{\nu_\ell} \simeq 0$ GeV. La reconstruction du système total a donc un degré de liberté ; Différentes méthodes de reconstruction ont été développées au TEVATRON et sont adaptées au cas du LHC pour la reconstruction de ces événements. On citera par exemple l’algorithme dit de *neutrino weighting algorithm*, la méthode m_{T2} discutée dans la suite du chapitre ou enfin la méthode des éléments de matrices décrite dans la référence [58] ;

- **le canal semi-leptonique** : un des deux bosons W se désintègre en un lepton et un neutrino associé, tandis que le second W se désintègre en deux quarks. Le rapport d’embranchement associé est de 43.5%. Expérimentalement, l’état final est constitué d’un lepton isolé de haut p_T associé à une région d’intérêt reconstruite par le système de déclenchement, au moins quatre jets dont deux identifiés comme jets de b . Le bruit de fond physique dominant associé à ce canal est le processus W + jets, avec une désintégration en un lepton et un neutrino associé du W .
- **le canal tout hadronique** : chacun des deux bosons W se désintègre en deux quarks, pour un rapport d’embranchement final $\sim 46.2\%$. La signature de ce canal étudié dans le chapitre suivant est constituée d’un état final avec au moins six jets

dont deux identifiés comme jets de b , aucun lepton isolé et une énergie transverse manquante quasiment nulle. Ce canal est très complexe du fait de la contamination provenant des processus multi-jets difficilement modélisable du point de vue simulation Monte-Carlo.

Les différents canaux de désintégration, ainsi que leur rapports d'embranchement associés sont résumés sur la figure 4.9.

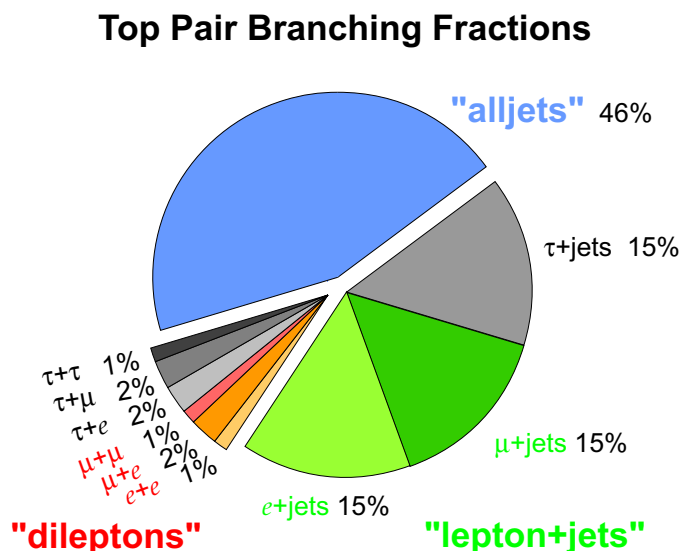


FIGURE 4.9 – Rapport d'embranchement des différents modes de désintégration d'une paire $t\bar{t}$.

4.4 De la définition de la masse du quark top

Dans le cadre du Modèle Standard, la masse du quark top est un paramètre du modèle. Néanmoins la masse d'un quark est une notion ambiguë du fait du confinement des quarks. On distingue plusieurs définitions pour la masse du quark top, dont les principales sont :

- m_{pole} , la masse définie à partir du propagateur associé au quark. Ainsi la partie réelle du pôle du propagateur est définie comme la masse au pôle, tandis que la partie imaginaire est identifiée à la largeur de désintégration de la particule. La masse au pôle est alors identifiée à la masse physique de la particule. Néanmoins le développement perturbatif au pôle à un ordre donné en α_s , introduit une indétermination irréductible sur m_{pole} de l'ordre de $\Delta m_{pole} \simeq 8\pi/3\beta_0 \times e^{5/6} \times \Lambda_{QCD}$ avec $\beta_0 = 11 - 2/3 \times N_f$ et $\Lambda_{QCD} \simeq 200$ MeV. Δm_{pole} est de l'ordre de 500 MeV [59, 60] ;
- $\bar{m}(\mu_R)$, la masse renormalisée du lagrangien QCD, dépendant de l'échelle de renormalisation μ_R . On utilisera communément le schéma de renormalisation $\overline{MS}$ particulièrement bien adapté aux quarks légers pour lesquels l'échelle d'énergie caractéristique est grande devant la masse du quark. Dans le cas du quark top, ce schéma de renormalisation présente l'avantage de n'être sensible qu'aux effets perturbatifs de QCD ;

- les différentes mesures reportées expérimentalement sont généralement calibrées à partir de générateurs Monte-Carlo. Ainsi la masse qui est mesurée est le paramètre de masse utilisé dans ces générateurs, m_{MC} . On peut montrer que la relation entre m_{pole} et m_{MC} prend la forme [61] : $m_{pole} = m_{MC} + \mu \times (\alpha_s(\mu)c_1 + \dots)$ où le coefficient c_1 dépend du schéma d'hadronisation propre au générateur Monte-Carlo utilisé. L'échelle μ est également propre au générateur et se réfère à l'échelle d'énergie en dessous de laquelle le processus de cascade de partons prend fin. Celle-ci est estimée à $\mu \simeq 1$ GeV [61].

Les deux masses m_{pole} et $\bar{m}(\mu_R)$ peuvent être exprimées l'une en fonction de l'autre à l'ordre NNNLO comme [62] :

$$m_{pole} = \bar{m}(\bar{m}) \left(1 + 4/3 \times c + 8.2364 \times c^2 + 73.638 \times c^3 \right) + \mathcal{O}(\Lambda_{QCD})$$

avec $c = \alpha_s(\bar{m})/\pi$. Pour $\alpha_s = 0.109$ et $m_{pole} = 175$ GeV on obtient pour la masse renormalisée la valeur $\bar{m}(\bar{m}) = 165.2$ GeV. La différence entre les deux masses est de l'ordre de 10 GeV permettant ainsi la discrimination entre les deux masses en cas de doute sur le type de masse mesurée.

Expérimentalement, la masse reconstruite à partir de la somme des quadri-impulsions des produits de désintégration du quark top, correspond à la masse au pôle m_{pole} . La mesure de la masse à partir des ajustements des observables du Modèle Standard exprimées dans le schéma $\overline{MS}$ correspond à $\bar{m}$. Enfin, l'extraction de la masse à partir de la mesure de la section efficace de production correspond à la masse au pôle.

4.5 Résultat expérimentaux

Dans cette section, nous résumons les différents résultats associés à la production du quark top (section efficace), à la mesure de ses propriétés (masse, asymétrie de charge, corrélations de spin) à partir des événements $t\bar{t}$ obtenus par l'expérience ATLAS à partir des données collectées en 2010 et en 2011. Pour une revue plus complète et exhaustive de ces différents résultats on pourra consulter la référence [63].

4.5.1 Section efficace de production

La mesure de la section efficace inclusive a été effectuée dans ATLAS dans les différents canaux *lepton+jets*, *di-leptonique* et *tout hadronique*. Les résultats obtenus aboutissent à des mesures dont l'incertitude associée se rapproche des incertitudes théoriques.

Dans le canal *lepton+jets*, l'analyse se focalise principalement sur les états finaux avec un électron ou un muon isolé de haut p_T , une grande énergie transverse manquante et au moins trois jets. Le signal $t\bar{t}$ est extrait du bruit de fond dominant $W + \text{jets}$ en utilisant une analyse dite par catégories basée sur la multiplicité de jets dans l'évènement ($N_j = 3, 4, \geq 5$), ce qui permet ainsi de mieux contraindre le bruit de fond physique. Pour chacune de ces catégories, une variable discriminante est construite à partir des quantités cinématiques associées à l'évènement. Les distributions attendues pour cette variable pour le signal $t\bar{t}$ et les différents bruit de fond, sont alors utilisées pour ajuster les distributions obtenues dans les données. L'ajustement est effectué simultanément avec les distributions attendues pour la simulation nominale et en variant les différentes source

d'incertitudes associées à la modélisation telles que l'échelle d'énergie des jets, l'identification des jets de b , les radiations dans l'état initial et final, ... La mesure obtenue par ATLAS pour une luminosité intégrée de 700 pb^{-1} avec une incertitude totale de 7% est dominée par l'incertitude associée à la modélisation du signal et par l'incertitude associée à la luminosité [57].

L'analyse effectuée dans le canal *di-leptonique*, requiert la présence de deux leptons isolés de haut p_T avec des charges électriques opposées. Les événements sont analysés dans les canaux ee , $e\mu$, et $\mu\mu$ avec au moins deux jets reconstruits avec et sans l'information de la saveur b du jet. La section efficace est extraite pour une hypothèse de masse de 172.5 GeV du quark top en combinant le nombre d'événements observés dans les données dans chacun des canaux. L'incertitude associée à la mesure est de 9.7%, avec une valeur centrale compatible avec la section efficace extraite dans le canal lepton+jet.

L'extraction dans le canal *tout hadronique* est présentée dans le chapitre suivant. Néanmoins on peut déjà souligner la difficulté de ce canal pour la séparation des événements $t\bar{t}$ des événements multi-jets. Ceci se traduit par la grande incertitude associée à la valeur de la section efficace d'environ 48%. Celle-ci est réduite à 37% en utilisant une technique basée sur un fit cinématique introduit dans le chapitre suivant.

La combinaison des différentes mesures précédentes à 7 TeV est résumées dans la figure 4.10, aboutit à une section efficace de production de paire $t\bar{t}$ de $177 \pm 12(\text{stat.})_{-57}^{+60}(\text{syst.}) \pm 6(\text{lumi.}) \text{ pb}$, soit une incertitude totale d'environ 6% inférieure à l'incertitude théorique de la section efficace estimée à l'ordre NNLO.

La production du top singlet se fait à l'ordre le plus bas de la théorie des perturbations via les trois canaux s , t et Wt représentés sur la figure 4.6. Le canal t est dominant au LHC. A l'exception du canal s qui requiert une luminosité plus importante pour être observé, les sections efficaces dans les canaux t et Wt ont été mesurées et sont reportées dans la table 4.1 tirée des références [64, 65]. Ces mesures montrent une compatibilité remarquable avec les calculs NNLO [66].

Canal	σ_t (pb)	σ_{tW} (pb)	σ_s (pb)
ATLAS	$83 \pm 4(\text{stat})_{-19}^{+20}(\text{syst})$	$14.4_{-5.1}^{+5.3}(\text{stat})_{-9.4}^{+9.7}(\text{syst})$	$< 26.5 \text{ @ } 95\% \text{ CL}$
Théorie (NNLO)	$64.57_{-0.71}^{+2.09} \text{ }_{-1.74}^{+1.51}$	$15.74 \pm 0.40_{-1.14}^{+1.10}$	$4.63 \pm 0.07_{-0.17}^{+0.19}$

TABLE 4.1 – Section efficace de production expérimentales mesurées par ATLAS et théoriques pour la production de top singlet.

4.5.2 Masse du quark top

La masse du quark top est un paramètre fondamental du Modèle Standard. La précision associée à sa mesure s'est progressivement améliorée depuis son observation par les deux collaborations CDF et D0 et ce, grâce à l'accumulation de données, à la compréhension de plus en plus poussée des détecteurs et enfin par l'amélioration des techniques d'analyses employées pour l'extraction du signal du bruit de fond physique.

Les mesures directes de la masse du quark top présentées dans cette section, utilisent essentiellement deux approches. La première technique extrait la masse du quark top à partir de la comparaison de *templates* construits pour différents point de simulation de

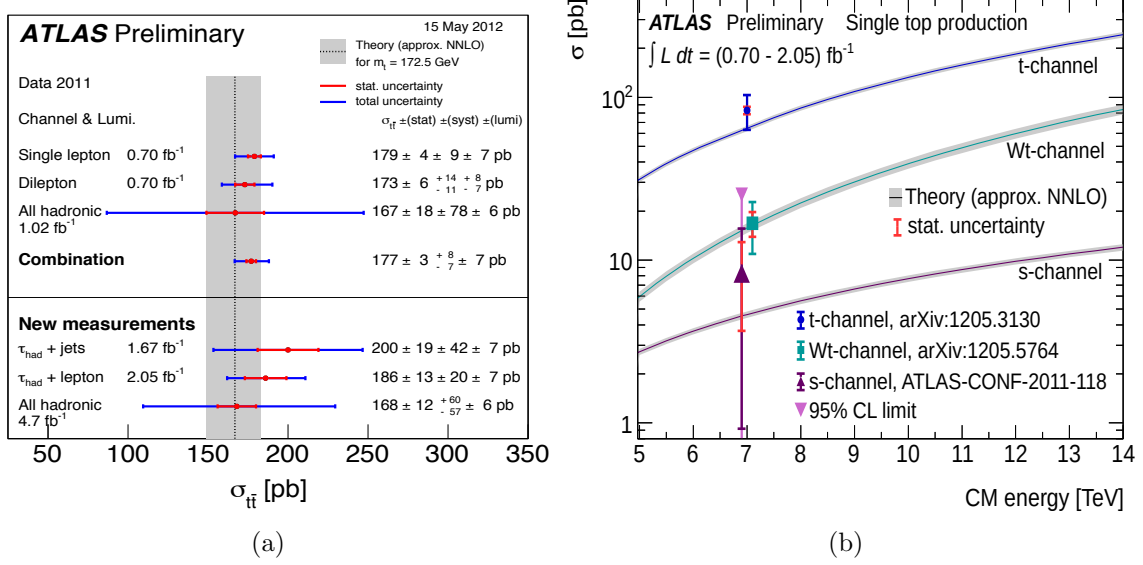


FIGURE 4.10 – Comparaison des sections efficaces de production de paires $t\bar{t}$ (a) et du top singlet (b) mesurées dans ATLAS à partir des différents canaux de désintégration et de la prédiction NNLO.

masse avec la distribution mesurée dans les données. Comme exemple, nous verrons la méthode appelée R_{32} ou la méthode des templates dans le canal tout hadronique. La seconde approche utilisée dans le canal di-leptonique, se base quant à elle sur la méthode dite m_{T2} en utilisation une courbe de calibration obtenue à partir de la simulation. Ces analyses sont résumées dans cette section avec les références nécessaires pour de plus amples détails.

4.5.2.1 Canal lepton+jets

Dans le canal semi-leptonique, les événements sont sélectionnés en demandant exactement un électron isolé avec $E_T > 25$ GeV ou un muon avec un $p_T > 20$ GeV, le lepton reconstruit doit être associé à une région d'intérêt reconstruite par les algorithmes du système de déclenchement. L'événement est sélectionné avec au moins quatre jets de $p_T > 25$ GeV et de $|\eta| < 2.5$, parmi lesquels au moins un jet est identifié comme un jet de b ; L'énergie transverse manquante emportée par le neutrino doit être $E_T^{\text{miss}} > 20$ GeV pour les événements avec un électron et $E_T^{\text{miss}} > 35$ GeV pour les événements avec un muon. Afin de réduire la contamination provenant du fond multi-jets, la masse transverse du boson W reconstruite à partir du lepton et de l'énergie transverse manquante² est contrainte à $m_W^T > 25$ GeV dans le canal électron+ jets et à $m_W^T + E_T^{\text{miss}} > 60$ GeV dans le canal muon+jets. La mesure de la masse du quark top utilise deux méthodes différentes décrites dans la suite.

La première méthode appelée $1d\text{-}R_{32}$, se base sur la mesure de la variable R_{32} définie comme le rapport $m_t^{\text{reco}}/m_W^{\text{reco}}$, où m_t^{reco} et m_W^{reco} sont les masses invariantes reconstruites

2. m_W^T est définie comme $m_W^{T2} = 2p_{T,\ell}p_{T,\nu}(1 - \cos(\phi_\ell - \phi_\nu))$

à partir des trois jets sélectionnés tels que la somme de leur quadri-vecteurs ait une impulsion transverse maximale. Dans le cas particulier où aucun des trois jets sélectionnés n'est un jet de b , les deux jets qui définissent le boson W sont sélectionnés comme les deux jets les plus proches en ΔR dans le plan (η, ϕ) . Différents templates des distributions R_{32} sont construits pour différentes hypothèses de masse du quark top. Ces templates sont alors comparés à la distribution obtenue à partir des données en maximisant la vraisemblance :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}(R_{32}|m_t) &= \mathcal{L}_{\text{shape}}(R_{32}|m_t) \times \mathcal{L}_{\text{bkg}}(R_{32}), \\ \mathcal{L}_{\text{shape}}(R_{32}|m_t) &= \prod_{i=1}^{N_{\text{bins}}} \frac{\lambda_i^{N_i}}{N_i!} \cdot e^{-\lambda_i}, \\ \mathcal{L}_{\text{bkg}}(R_{32}) &= \exp \left\{ -\frac{(n_{\text{bkg}} - n_{\text{bkg}}^{\text{pred}})^2}{2\sigma_{n_{\text{bkg}}^{\text{pred}}}^2} \right\},\end{aligned}$$

avec :

$$\begin{aligned}\lambda_i &= (N - n_{\text{bkg}}) \cdot P_{\text{sig}}(R_{32}|m_t)_i + n_{\text{bkg}} \cdot P_{\text{bkg}}(R_{32})_i, \\ N &= \sum_{i=1}^{N_{\text{bins}}} N_i = n_{\text{sig}} + n_{\text{bkg}}.\end{aligned}$$

Dans l'expression de la vraisemblance, N_i est le nombre d'événements observés dans le bin i , n_{sig} et n_{bkg} sont le nombre d'événements de signal et de bruit de fond à déterminer, $P_{\text{sig}}(R_{32}|m_t)$ et $P_{\text{bkg}}(R_{32}|m_t)$ sont les densités de probabilités attendues pour le signal $t\bar{t}$ et le bruit de fond pour la variable R_{32} pour une hypothèse de masse m_t donnée. Le terme $\mathcal{L}_{\text{shape}}$ décrit la forme de la distribution R_{32} , tandis que le terme $\mathcal{L}_{\text{bkg}}$ permet de contraindre le nombre total d'événements de bruit de fond n_{bkg} à partir du nombre d'événements attendu à partir de la simulation $n_{\text{bkg}}^{\text{pred}}$ avec une incertitude associée de 50%. La vraisemblance est maximisée par rapport aux deux paramètres m_t et n_{bkg} . Cette analyse permet une estimation de la masse du top à $m_t = 169.3 \pm 4.0(\text{stat.}) \pm 4.9(\text{syst.})$ GeV à partir des données collectées en 2010 pour une luminosité intégrée équivalente de 35 pb^{-1} .

A partir des données recueillies en 2011, soit une environ 1.04 fb^{-1} , cette analyse a été raffinée pour la selection des trois jets utilisés pour la variable R_{32} . Les trois jets sont sélectionnés à partir d'un fit cinématique maximisant la vraisemblance construite à partir de l'association des objets mesurés aux objets au niveau partonique via un ensemble de fonctions de transfert déterminées à partir de la simulation. La masse mesurée $m_t = 174.4 \pm 0.9(\text{stat.}) \pm 2.5(\text{syst.})$ GeV donne une incertitude totale relative de 1.52%, inférieure d'un facteur environ 2.5 par rapport au résultat obtenu en 2010.

La seconde méthode, appliquée aux données 2011 et appelée analyse 2d, détermine simultanément la masse du top m_t et le facteur d'échelle d'énergie JSF. Le facteur JSF est déterminé à partir de la différence entre les distributions m_W^{reco} dans la simulation et les données. Dans cette analyse, les trois jets constituant le candidat top, sont sélectionnés en choisissant la combinaison qui maximise l'impulsion transverse totale associée et en demandant que l'un des trois jets soit identifié comme jet de b et que la masse invariante des deux jets légers vérifie $50 \text{ GeV} < m_W^{\text{reco}} < 110 \text{ GeV}$. Les deux jets légers sont alors

utilisés pour minimiser le χ^2 par rapport aux facteurs d'échelle d'énergie partoniques α_i :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^2 \left[\frac{E_{\text{jet},i}(1 - \alpha_i)}{\sigma(E_{\text{jet},i})} \right]^2 + \left[\frac{m_{\text{jet,jet}}(\alpha_1, \alpha_2) - m_W}{\Gamma_W} \right]^2 ,$$

avec m_W et Γ_W respectivement la masse du boson W et sa largeur. La masse m_t est alors corrigée par ces deux facteurs d'échelle d'énergie α_i afin de réduire sa dépendance vis à vis du facteur JSF, tandis que m_W^{reco} est reconstruite directement à partir des deux jets légers non corrigés.

Un ensemble de templates associés à la variable R_{32} et à la masse du quark top m_t^{reco} sont construits pour différentes masses de quark top dans le domaine $160 \text{ GeV} < m_t < 190 \text{ GeV}$ et pour différentes valeurs du facteur JSF dans le domaine $0.90 < JSF < 1.10$. Les distributions de m_t et m_W^{reco} dans les données représentées sur la figure 4.11, sont ajustées alors en maximisant la vraisemblance :

$$\mathcal{L}_{\text{shape}}(m_W^{\text{reco}}, m_t^{\text{reco}} | m_t, JSF, n_{\text{bkg}}) = \prod_{i=1}^N P_{\text{top}}(m_t^{\text{reco}} | m_t, JSF, n_{\text{bkg}})_i \times P_W(m_W^{\text{reco}} | JSF, n_{\text{bkg}})_i ,$$

avec :

$$\begin{aligned} P_{\text{top}} &= (N - n_{\text{bkg}}) \cdot P_{\text{top}}^{\text{sig}}(m_t^{\text{reco}} | m_t, JSF)_i + n_{\text{bkg}} \cdot P_{\text{top}}^{\text{bkg}}(m_t^{\text{reco}} | m_t, JSF)_i , \\ P_W &= (N - n_{\text{bkg}}) \cdot P_W^{\text{sig}}(m_W^{\text{reco}} | JSF)_i + n_{\text{bkg}} \cdot P_W^{\text{bkg}}(m_W^{\text{reco}} | JSF)_i . \end{aligned}$$

les trois paramètres déterminés par le fit étant m_t , le facteur JSF et le nombre d'événements de bruit de fond n_{bkg} . La masse mesurée $m_t = 174.6 \pm 0.6(\text{stat.}) \pm 2.3(\text{syst.}) \text{ GeV}$ donne une incertitude totale relative de 1.70%. La précision statistique de cette mesure atteinte est égale à celle obtenue à partir de la combinaison des résultats des deux expériences CDF et D0 [67].

4.5.2.2 Canal di-leptonique

La mesure directe de la masse du quark top dans le canal di-leptonique effectuée dans ATLAS reprend une technique appliquée avec succès à CDF [69] et basée sur l'utilisation de la variable m_{T2} définie pour les événements avec deux particules finales non détectées, ici les deux neutrinos, comme :

$$m_{T2}(m_{\text{invis}}) = \min_{\vec{p}_T^{(1)}, \vec{p}_T^{(2)}} \left[\max[m_T(m_{\text{invis}}, \vec{p}_T^{(1)}), m_T(m_{\text{invis}}, \vec{p}_T^{(2)})] \right] ,$$

où m_T est la masse transverse :

$$m_T(m_{\text{invis}}, \vec{p}_T^{(i)}) = \sqrt{m_{\text{vis}}^2 + m_{\text{invis}}^2 + 2(E_T^{\text{vis}} E_T^{\text{invis}} - \vec{p}_T^{\text{vis}} \cdot \vec{p}_T^{(i)})}$$

avec $\vec{p}_T^{(1)}$ et $\vec{p}_T^{(2)}$ les deux impulsions transverses des particules non-détectées et contraints à l'énergie transverse manquante de l'événement comme $\vec{p}_T^{(1)} + \vec{p}_T^{(2)} = \vec{p}_T^{(\text{miss})}$. Les variables $E_T^{\text{vis(invis)}}$, $\vec{p}_T^{\text{vis(invis)}}$ et $m_{\text{vis(invis)}}$ correspondent respectivement à l'énergie transverse, à l'impulsion transverse et à la masse, reconstruites à partir du b -jet et du

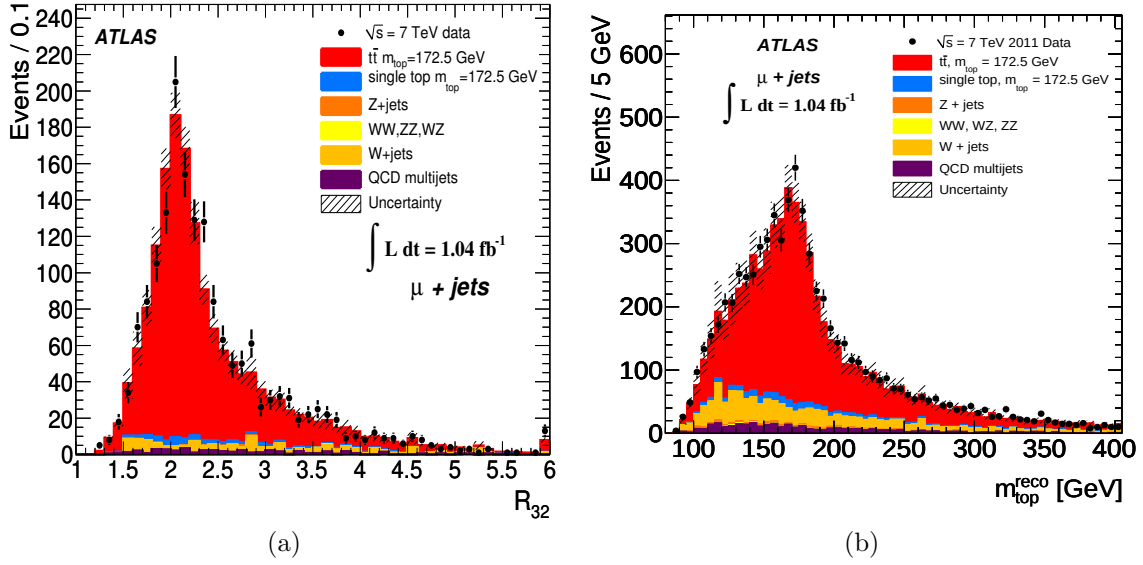


FIGURE 4.11 – Distribution dans le canal μ +jets de la variable R_{32} utilisée avec la méthode 1d (a) et reconstruction de m_t dans le canal muon avec la méthode 2d [68].

lepton pour la partie visible et à partir du neutrino pour la partie invisible³.

La méthode se base sur la variation de la valeur moyenne de la distribution de m_{T2} en fonction de la masse du quark top. La courbe de calibration de $\langle m_{T2} \rangle$ en fonction de la masse du quark top est obtenue à partir de la simulation. Cette dépendance est illustrée sur la figure 4.12. L'analyse des 4.7 fb^{-1} de données collectées en 2011 aboutit au résultat $m_t = 175.2 \pm 1.6(\text{stat.}) \pm 3.0(\text{syst.}) \text{ GeV}$, soit une incertitude relative de 1.95 % dominée par l'incertitude à l'échelle d'énergie des jets [70].

4.5.2.3 Canal tout hadronique

Les évènements sont sélectionnés en demandant zéro lepton, au moins six jets de $p_T > 30 \text{ GeV}$ et $|\eta| < 4.5$, dont cinq avec $p_T > 55 \text{ GeV}$. Deux des jets sélectionnés doivent être identifiés comme des jets de b et leur distance ΔR dans le plan (η, ϕ) supérieure à 1.2 afin de réduire la contribution due au processus de bruit de fond $g \rightarrow b\bar{b}$. Les bruits de fond physique associés aux évènements $t\bar{t}$ semi-leptoniques sont réduits en demandant une faible signification (< 3) pour l'énergie transverse manquante⁴. La topologie de l'évènement $t\bar{t}$ est reconstruite en utilisant un χ^2 défini comme :

$$\chi^2 = \frac{(m_{j_1, j_2} - m_W)^2}{\sigma_W^2} + \frac{(m_{j_1, j_2, b_1} - m_t)^2}{\sigma_t^2} + \frac{(m_{j_3, j_4} - m_W)^2}{\sigma_W^2} + \frac{(m_{j_3, j_4, b_2} - m_t)^2}{\sigma_t^2}$$

avec $\sigma_W = 10.2 \text{ GeV}$ et $\sigma_t = 17.4 \text{ GeV}$ les résolutions de masse du boson W et du quark top extraites à partir de la simulation Monte-Carlo. Pour chaque évènement sélectionné, l'association des jets est obtenue à partir de la valeur minimale de χ^2 . Pour chaque

3. Puisque la masse des neutrinos est négligeable, on a $m_{invis} \simeq 0$ et $E_T^{invis} = |p_T^{invis}|$. Enfin, l'impulsion visible p^{vis} vérifie la contrainte $p^{vis} = p^\ell + p^b$.

4. la signification est définie comme $E_T^{\text{miss}}/\sqrt{H_T}$ avec $H_T = \sum_i p_{T,i}$.

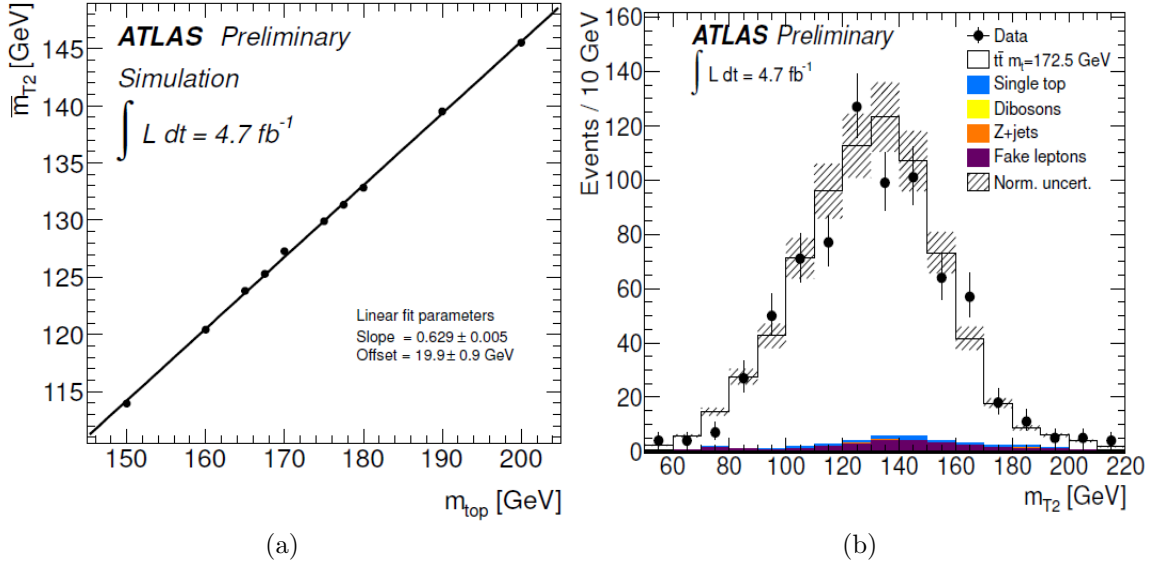


FIGURE 4.12 – a : courbe de calibration de la valeur moyenne de la variable m_{T2} en fonction de m_t , la masse générée du quark top. b : distribution de m_{T2} à partir des évènements sélectionnés [70].

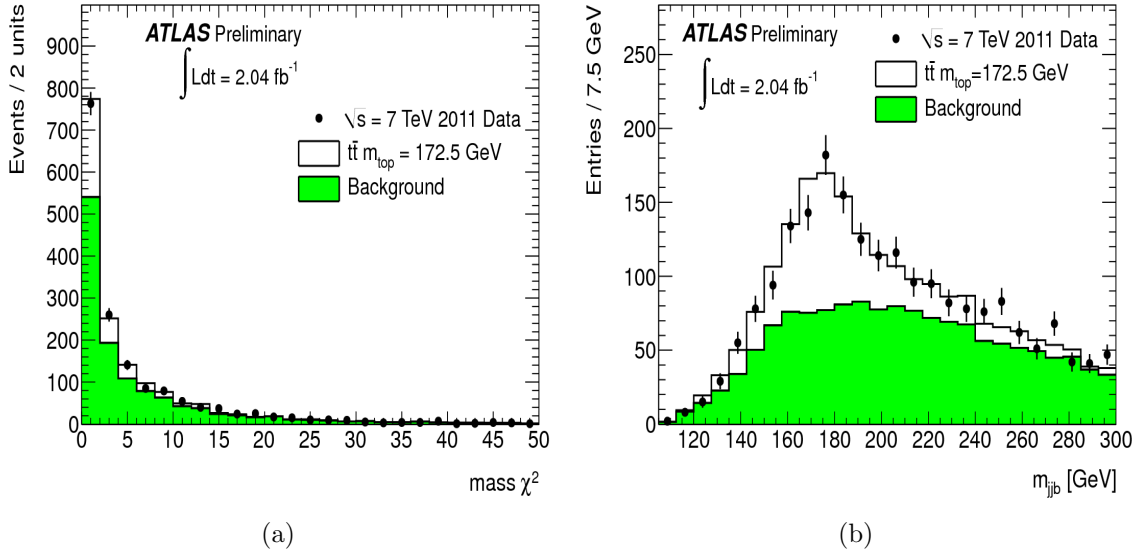


FIGURE 4.13 – a : distribution de l'observable χ^2_{min} pour le signal $t\bar{t}$ et pour le processus multi-jets (vert) modélisé par la technique d'*event mixing* introduite au chapitre suivant. b : distribution de la masse du quark top reconstruite [71].

combinaison, le χ^2 est minimisé par rapport à m_W et m_t . La distribution du χ^2_{min} est illustrée sur la figure 4.13. Seuls les évènements avec $\chi^2_{min} < 8$ sont utilisés pour l'extraction de la masse m_t et ce afin de minimiser les incertitudes systématiques associées à la mesure. La masse du top m_{bjj} est reconstruite à partir des deux jets légers recalibrés par le rapport m_W^{PDG}/m_{jj} et du jet de b . La masse du quark top est alors obtenue à

partir d'un ajustement de la distribution de m_{bjj} dans les données par un ensemble de templates construits pour différentes masses de quark top et le template associé au bruit de fond multi-jets modélisé par la technique dite d'évent mixing introduite dans le chapitre suivant. La masse de quark top mesurée est de $m_t = 174.9 \pm 2.1(stat.) \pm 3.8(syst.)$ GeV, soit une incertitude relative de 2.48% dominée par les incertitudes liées à l'échelle d'énergie des jets et à la modélisation du bruit de fond multi-jets [71].

4.5.2.4 Résumé

Les différents résultats sur la masse du quark top sont résumés sur la figure 4.14 pour les trois canaux di-leptonique, semi-leptonique et tout hadronique. Ces résultats sont comparés avec la mesure obtenue en Juillet 2011 par les deux collaborations CDF et TEVATRON, qui ont à ce jour la mesure la plus précise de $m_t = 173.2 \pm 0.6(stat.) \pm 0.8(syst.)$ GeV [67].

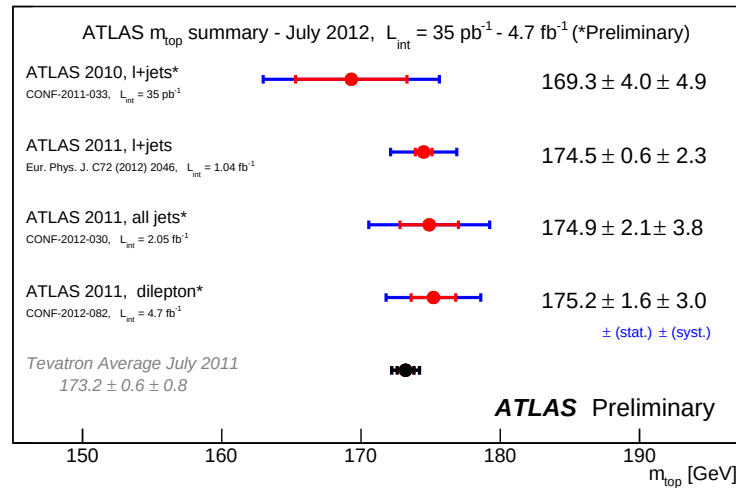


FIGURE 4.14 – Résumé des différents résultats d'ATLAS pour la mesure de la masse m_t du quark top à partir des événements $t\bar{t}$ pour les différents canaux de désintégration *lepton+jets*, *di-leptonique* et *tout hadronique*. Ces résultats sont comparés à la mesure la plus précise actuellement obtenue par la combinaison des résultats des collaborations CDF et D0 au TEVATRON [67].

4.5.2.5 Mesure de m_t à partir de la section efficace $t\bar{t}$

En comparant la section efficace de production $t\bar{t}$ mesurée aux calculs menés dans le cadre du Modèle Standard, il est possible d'extraire de façon non ambiguë la masse du quark top au pôle m_{pole} et par conséquent la masse $\overline{m}_{\overline{MS}}$. Cette mesure permet de tester les différents schémas de renormalisation utilisés pour les calculs théoriques de la section efficace de production $t\bar{t}$.

L'analyse effectuée dans ATLAS se base sur la technique développée à l'origine à D0 [72]. La masse est extraite à partir de la mesure de la section efficace dans le canal *lepton+jets* effectuée à partir des données collectées en 2010 pour une luminosité intégrée égale à

35 pb^{-1} . Le résultat de cette analyse est présenté sur la figure 4.15. La valeur de la masse est alors extraite soit par une première approche qui consiste simplement à prendre l'intersection entre les deux courbes expérimentale et théorique en fonction de la masse. La seconde approche utilisée ici consiste à maximiser de la vraisemblance définie comme :

$$\mathcal{L}(m_t) = \int f_{exp}(\sigma_{t\bar{t}}|m_t) f_{th}(\sigma_{t\bar{t}}|m_t) d\sigma_{t\bar{t}}$$

avec f_{exp} et f_{th} les fonctions densité de probabilité paramétrisant respectivement la dépendance de la section efficace expérimentale et théorique en fonction de la masse m_t prenant en considération les différentes incertitudes associées à la mesure. Les résultats présentés sur la figure 4.15 donnent une masse de quark top au pôle de $166.4^{+7.8}_{-7.3} \text{ GeV}$.

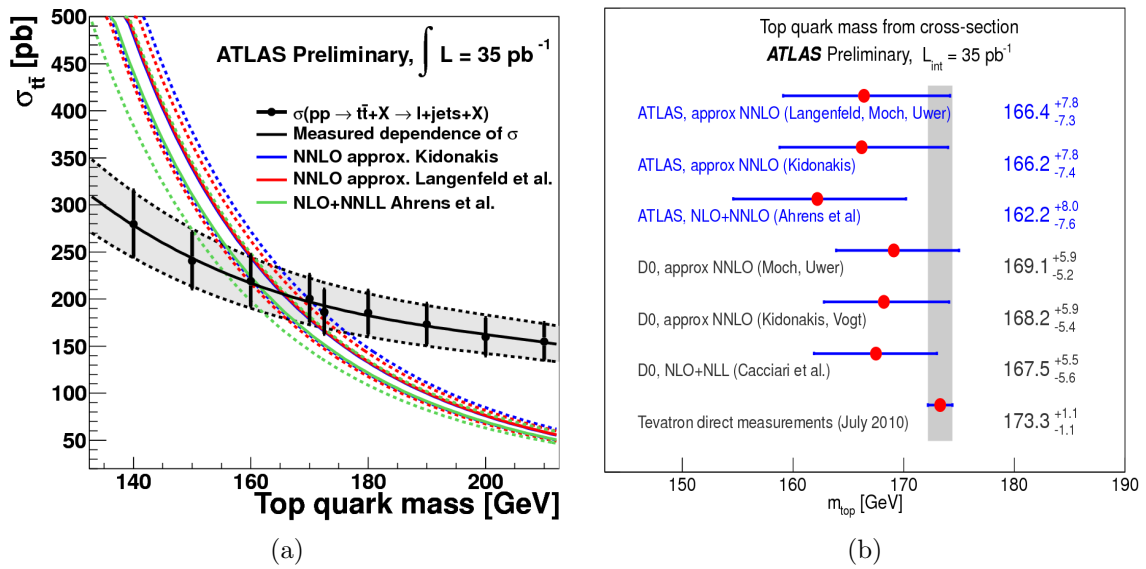


FIGURE 4.15 – a : section efficace expérimentale en fonction de la masse du quark top pour le canal semi-leptonique avec une luminosité totale intégrée de 35 pb^{-1} et section efficace théorique pour trois différentes approximations. b : valeur de la masse du quark top au pôle extraite à partir de la section efficace observée et comparée aux résultats obtenus par l'expérience D0 [73].

4.5.3 Propriétés du quark top

Avec l'accumulation d'événements $t\bar{t}$, les propriétés du quark top telles que la masse, la section efficace de production, la charge électromagnétique, les voies de désintégration rares avec changement de saveur (FCNC) sont étudiées dans ATLAS, en continuité des études menées au TEVATRON. Ces études sont essentielles, puisqu'elles permettent d'étudier le canal de production $gg \rightarrow t\bar{t}$, mode de production dominant au LHC. Dans cette section, nous résumons certains des résultats obtenus par la collaboration ATLAS à partir des analyses réalisées avec les données collectées en 2011.

4.5.3.1 Charge du quark top

Des extensions du Modèle Standard suggèrent l'existence d'une quatrième génération et l'introduction d'un nouveau quark t' de charge $4/3$, de masse égale à celle actuellement mesurée à 173.2 GeV [67] et dont le mode de désintégration principal est $t' \rightarrow W^+ \bar{b}$ [74]. Il existe par conséquent une ambiguïté quant à l'interprétation des événements comme $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow W^+ \bar{b} W^- b$ ou bien comme $pp \rightarrow t'\bar{t}' \rightarrow W^+ \bar{b} W^- b$. Afin de lever cette ambiguïté et d'exclure ce scénario, il est alors nécessaire de corrélérer la charge du quark top à celle de ses produits de désintégration W et b et de s'assurer que celle-ci est bien égale à $2/3$. La mesure de la charge du quark top à partir des événements semi-leptoniques $t\bar{t}$, est basée sur la reconstruction des charges de ses produits de désintégration, le jet de b et le boson W . La charge du boson W est déterminée de façon triviale à partir de la charge du lepton. La charge du quark b n'est pas directement mesurable, puisque le quark b s'hadronise pour être finalement reconstruit comme un jet. Il est néanmoins possible de donner une définition approximative de cette charge à partir des traces reconstruites qui lui sont associées dans un cône de rayon $R = 0.25$ comme :

$$Q_b = \sum_i q_i |\vec{j} \cdot \vec{p}_i|^\kappa / \sum_i |\vec{j} \cdot \vec{p}_i|^\kappa$$

avec q_i et p_i respectivement la charge et l'impulsion de la i -ème trace associée, $\vec{j}$ la direction du jet de b et $\kappa = 0.5$ un paramètre optimisé pour la séparation des jets provenant de b et de $\bar{b}$. Une autre définition de la charge du jet de b se base quant à elle sur l'utilisation des événements avec la désintégrations semi-leptonique de mésons B dont le rapport d'embranchement est $\mathcal{BR}(b \rightarrow \mu\nu + X) \simeq 11\%$ et l'identification d'un muon non isolé proche du jet de b .

Afin de distinguer le quark t du Modèle Standard du quark t' , l'analyse utilise la charge Q_{comb} définie à partir de la charge du jet de b (Q_{b-jet}) et la charge du lepton Q_ℓ comme $Q_{comb} = Q_{b-jet} \cdot Q_\ell$.

L'analyse effectuée à partir d'un échantillon correspondant à une luminosité intégrée de 700 pb^{-1} permet de mesurer la charge Q_{comb} dans les deux canaux électron+jets et muon+jets compatible avec celle du top du Modèle Standard et ainsi d'exclure le scénario exotique mettant en jeu la désintégration du quark t' avec une signification de plus de 5σ compatible avec les résultats obtenus par les deux expériences CDF et D0 [75]. L'analyse est illustrée sur la figure 4.16.

4.5.3.2 Asymétrie de charge

Récemment les deux collaborations CDF et D0 ont rapporté un excès de 2 à 3 σ dans la mesure de l'asymétrie avant-arrière $\mathcal{A}_{FB}$ dans le système $t\bar{t}$ par rapport aux prédictions du Modèle Standard [76, 77], ce qui a donné lieu à de nombreuses spéculations quant à la possible mise en évidence de la présence de nouvelle physique.

Au LHC, du fait que le canal dominant pour la production $t\bar{t}$ est le canal $gg \rightarrow t\bar{t}$, la mesure de $\mathcal{A}_{FB}$ n'est pas possible. Néanmoins, du fait de la légère asymétrie dans les diagrammes de production $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ et $qg \rightarrow t\bar{t}$, il est attendu un nombre plus important de quarks $\bar{t}$ dans la région centrale du détecteur ainsi qu'un nombre plus important de quark t dans la région avant. Il est alors possible d'étudier l'asymétrie de charge dans les

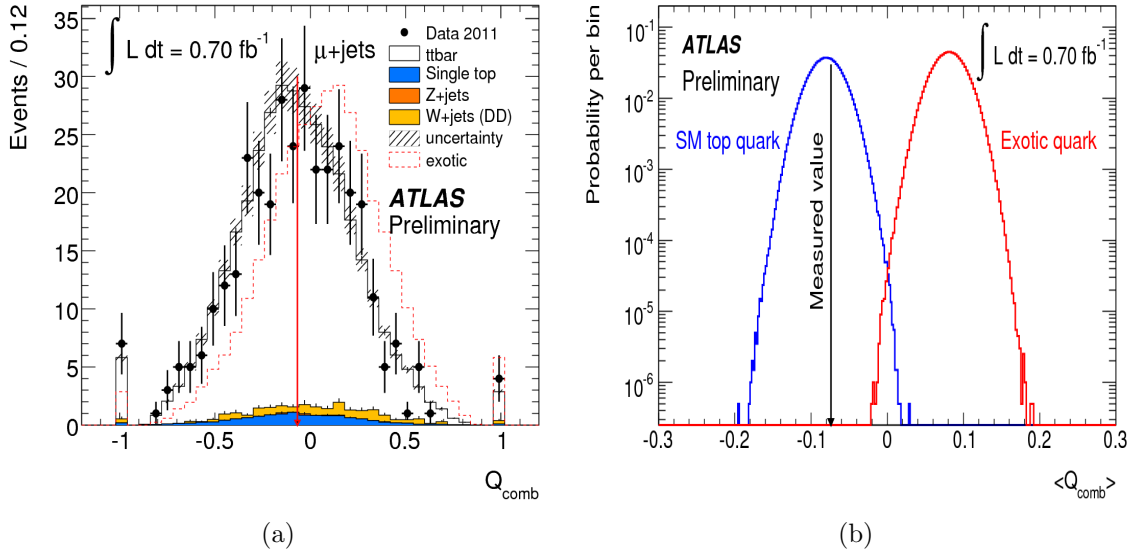


FIGURE 4.16 – a : distribution de la charge Q_{comb} reconstruite à partir du jet de b et du lepton dans les évènements muon+jets. b : valeur de la charge moyenne mesurée [75].

évènements $t\bar{t}$, définie comme :

$$\mathcal{A}_C = (N_{\Delta|y|>0} - N_{\Delta|y|<0}) / (N_{\Delta|y|>0} + N_{\Delta|y|<0})$$

avec $\Delta|y| = |y_t| - |y_{\bar{t}}|$ la différence entre les rapidités des quarks top et anti-top et $N_{\Delta|y|>0}$, $N_{\Delta|y|<0}$, respectivement le nombre d'évènements avec $\Delta|y| > 0$ et $\Delta|y| < 0$. Une déviation de l'asymétrie de charge mesurée dans ATLAS permettrait de corroborer les observations du TEVATRON.

La mesure est effectuée à partir d'un échantillon correspondant à une luminosité de 1.04 fb^{-1} . Les évènements sont sélectionnés en demandant un électron ou un muon isolé de haut p_T , une énergie transverse manquante et la présence d'au moins quatre jets dont deux sont identifiés comme jets de b . La reconstruction de la topologie $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}\ell\nu_\ell q\bar{q}'$ est effectué à l'aide d'un fit cinématique maximisant la vraisemblance construite à partir de l'association des objets reconstruits avec la réponse attendue à partir des objets au niveau partonique. Après la soustraction des évènements associés au bruit de fond physique W +jets, les effets associés à la réponse du détecteur sont corrigés par une technique de déconvolution bayésienne appliquée aux particules reconstruites dans l'évènement. Les distributions de $\Delta|y|$ dans les données et la simulation Monte-Carlo sont illustrées sur la figure 4.17 a. La valeur mesurée de l'asymétrie de charge $\mathcal{A}_C = -0.018 \pm 0.028(stat.) \pm 0.002(syst.)$ [78] est en accord avec la mesure obtenue à partir de la simulation Monte-Carlo $\mathcal{A}_C^{MC} = 0.006 \pm 0.002$. Ce résultat comparé aux prédictions des modèles exotiques au delà du Modèle Standard est illustré sur la figure 4.17 b.

4.5.3.3 Polarisation du W

L'étude de la polarisation du boson W à partir de l'angle θ^* entre la direction du lepton issu du W et la direction opposée à celle du quark b en utilisant les évènements $t\bar{t}$ dans

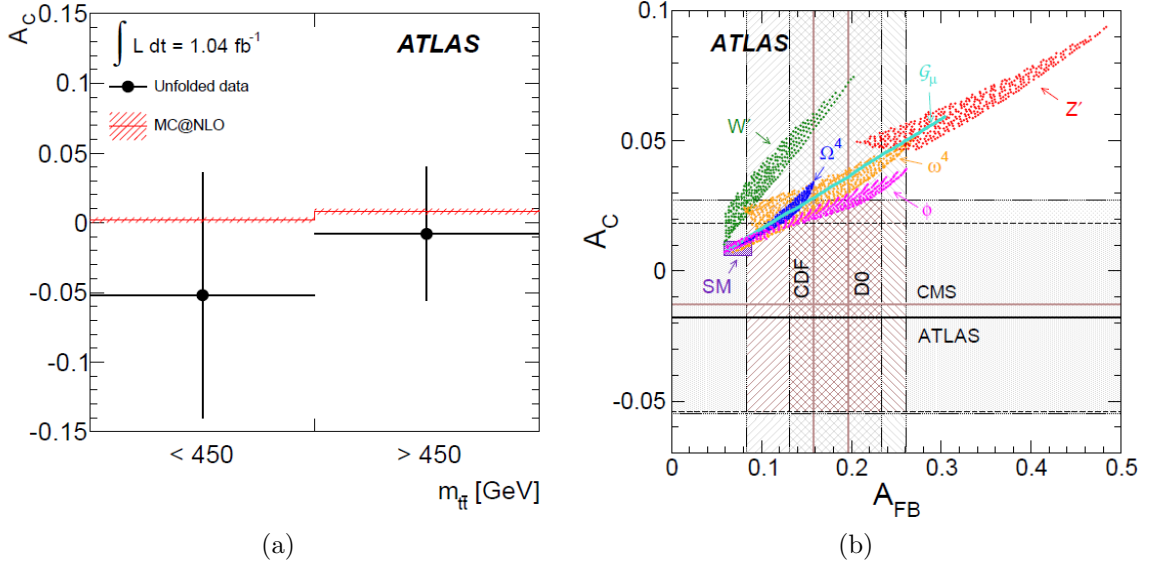


FIGURE 4.17 – a : comparaison des données avec la simulation pour l'asymétrie $\mathcal{A}_C$ pour deux régions de masse invariante de la paire $t\bar{t}$. b : mesure de $\mathcal{A}_C$ en fonction de l'asymétrie avant arrière $\mathcal{A}_{FB}$ des expériences CDF et D0 et valeurs attendues pour différents modèles impliquant l'existence d'une résonance se désintégrant en une paire $t\bar{t}$ [78].

les canaux lepton+jets et di-leptonique, permet de confronter les mesures des fractions d'hélicité longitudinale F_0 , gauche F_L et droite F_R dérivées à partir de la distribution angulaire comme [79] :

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\cos\theta^*} = \frac{3}{4}(1 - \cos^2\theta^*)F_0 + \frac{3}{8}(1 - \cos\theta^*)^2F_L + \frac{3}{8}(1 + \cos\theta^*)^2F_R.$$

avec les valeurs prédites dans le cadre du Modèle Standard. Ces fractions peuvent également être déterminées à partir de la mesure des asymétries angulaires $\mathcal{A}_+$ et $\mathcal{A}_-$, définies comme :

$$\mathcal{A}_{\pm} = (N_{\cos\theta^* > z} - N_{\cos\theta^* < z}) / (N_{\cos\theta^* > z} + N_{\cos\theta^* < z}), \text{ avec } z = \pm(1 - 2^{2/3}).$$

Les analyses réalisées à partir d'un échantillon correspondant à une luminosité intégrée totale de 1.04 fb^{-1} , déterminent les fractions d'hélicité $F_{0,L,R}$ avec les deux techniques précédentes en utilisant deux approches. Dans la première approche, la distribution $\cos\theta^*$ obtenue à partir des données est ajustée par un ensemble de templates simulés pour différentes valeurs de polarisation du W . Dans la seconde approche, l'asymétrie angulaire $\mathcal{A}_{\pm}$ définie précédemment, est extraite après la déconvolution des effets associés au détecteur.

Les valeurs des fractions d'hélicité obtenues $F_0 = 0.67 \pm 0.07$, $F_R = 0.01 \pm 0.05$ et $F_L = 0.32 \pm 0.04$ [80] sont en accord avec les prédictions du Modèle Standard NNLO de $F_0^{SM} = 0.687 \pm 0.005$, $F_R^{SM} = 0.0017 \pm 0.0001$ et $F_L^{SM} = 0.311 \pm 0.005$ [81] et atteignent une précision supérieure aux résultats des collaborations CDF et D0. Les résultats sont résumés sur la figure 4.18.

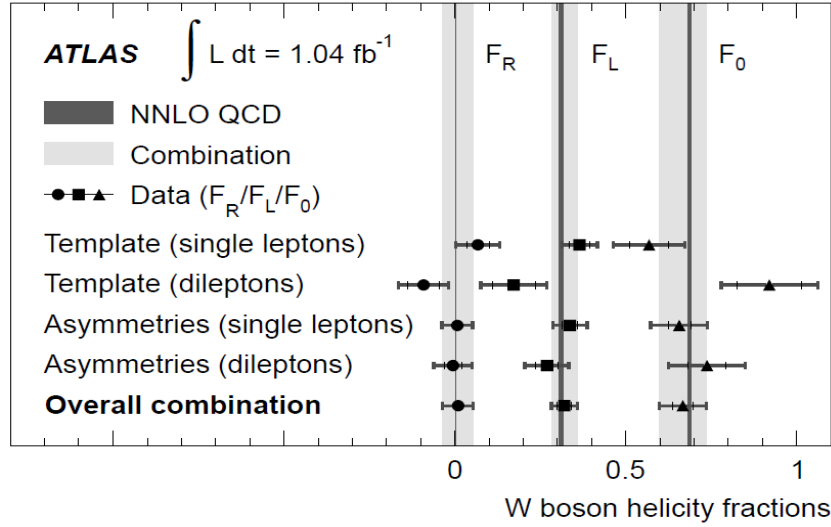


FIGURE 4.18 – Résultats de la mesure des fraction d'hélicité F_0 , F_L et F_R du boson W et comparaison aux prédictions du Modèle Standard [80].

4.5.3.4 Corrélations de spin

Du fait de sa très courte durée de vie par rapport au temps d'hadronisation, le quark top se désintègre avant que les phénomènes d'hadronisation ne se produisent. Il est par conséquent possible de mesurer les corrélations de spin dans le système $t\bar{t}$ à partir des corrélations angulaires de ses produits de désintégration. Ces mesures réalisées à partir du processus $gg \rightarrow t\bar{t}$ sont complémentaires à celles effectuées au TEVATRON qui mettent en jeu le processus $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$.

La mesure de la corrélation de spin dans les événements $t\bar{t}$ a été effectuée dans ATLAS à partir des événements $t\bar{t} \rightarrow \ell^+ \nu \ell^- \bar{\nu} b \bar{b}$ en étudiant l'angle azimutal $\Delta\phi = \phi_{\ell^+} - \phi_{\ell^-}$ entre les deux leptons, électron ou muon, dont la reconstruction est très précise. À partir de l'angle $\Delta\phi$, le coefficient de corrélation $\mathcal{A}$, défini à partir des spins des deux quarks t et $\bar{t}$ comme :

$$\mathcal{A} = (N_{++} + N_{--} - N_{+-} - N_{-+}) / (N_{++} + N_{--} + N_{+-} + N_{-+})$$

est extrait par un ajustement de la distribution de $\Delta\phi$ mesurée dans les données avec la combinaison linéaire des distributions attendues avec et sans corrélations de spin.

L'analyse effectuée avec un échantillon correspondant à une luminosité intégrée de 2.1 fb^{-1} illustrée sur la figure 4.19, permet de mesurer le coefficient de corrélation $\mathcal{A} = 0.40 \pm 0.04(\text{stat.})_{-0.07}^{+0.08}(\text{syst.})$ en accord avec la valeur prédite dans le cadre du Modèle Standard $\mathcal{A}_{SM} = 0.31$ [82]. Ce résultat permet d'exclure l'hypothèse avec absence de corrélation de spin dans le système $t\bar{t}$ avec une signification de 5.1σ [83].

4.6 Conclusions

Dans ce chapitre nous avons introduit la physique liée au quark top. Après avoir décrit les différents mécanismes de production et de désintégration ainsi que le rôle fondamental de cette particule dans le cadre du Modèle Standard, nous avons résumé les différentes

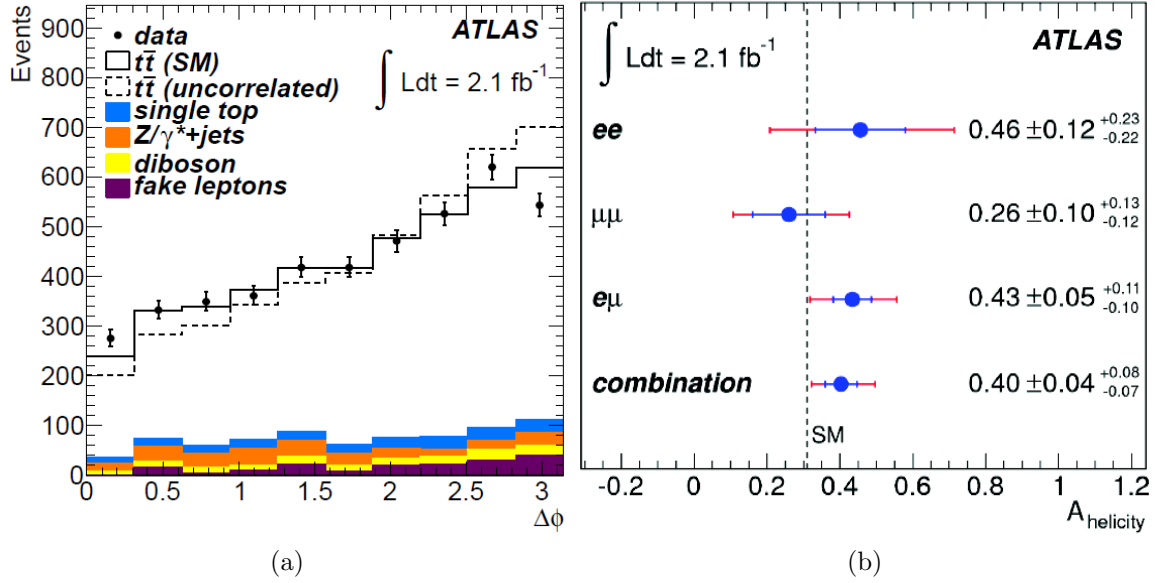


FIGURE 4.19 – a : reconstruction de la distribution $\Delta\phi$ entre les deux leptons dans le canal di-leptonique dans les données et la simulation [83]. b : résumé des valeurs du coefficient de corrélation $\mathcal{A}$ dans les différents modes di-leptoniques étudiés.

analyses réalisées au sein de la collaboration ATLAS pour la mesure de la masse, de la section efficace de production et des propriétés de cette particule. Dans le chapitre suivant, nous nous focaliserons sur la mesure de la section efficace de production dans le canal tout hadronique de paires $t\bar{t}$.

Bibliographie

- [46] Schaile, D. and Zerwas, P. M. Measuring the weak isospin of b quarks in e^+e^- annihilation. *Phys. Rev. D*, 45 :3262–3265, May 1992.
- [47] UA1 Collaboration. Beauty production at the CERN p anti-p collider. *Phys.Lett.*, B256 :121–128, 1991.
- [48] CDF Collaboration. Observation of top quark production in $\bar{p}p$ collisions with the collider detector at fermilab. *Phys. Rev. Lett.*, 74 :2626–2631, April 1995.
- [49] D0 Collaboration. Observation of the top quark. *Phys. Rev. Lett.*, 74 :2632–2637, April 1995.
- [50] Chris Quigg. The Electroweak theory. pages 3–67, 2002.
- [51] P. Nason and S. Dawson and R.K. Ellis. The total cross section for the production of heavy quarks in hadronic collisions. *Nuclear Physics B*, 303(4) :607 – 633, 1988.
- [52] Beenakker, W. and van Neerven, W.L. and Meng, R. and Schuler, G.A. and Smith, J. QCD corrections to heavy quark production in hadron hadron collisions. *Nucl.Phys.*, B351 :507–560, 1991.
- [53] Kidonakis, Nikolaos. Next-to-next-to-leading soft-gluon corrections for the top quark cross section and transverse momentum distribution. *Phys.Rev.*, D82 :114030, 2010.

- [54] Ahrens, V. and Ferroglia, A. and Neubert, M. and Pecjak, Ben D. and Yang, L.L. Renormalization-Group Improved Predictions for Top-Quark Pair Production at Hadron Colliders. *JHEP*, 1009 :097, 2010.
- [55] Beneke, M. and Falgari, P. and Klein, S. and Schwinn, C. Hadronic top-quark pair production with NNLL threshold resummation. *Nucl.Phys.*, B855 :695–741, 2012.
- [56] Graeme Watt. MSTW PDFs and impact of PDFs on cross sections at Tevatron and LHC. *Nucl.Phys.Proc.Suppl.*, 222-224 :61–80, 2012.
- [57] ATLAS Collaboration. Measurement of the $t\bar{t}$ production cross-section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using kinematic information of lepton+jets events. Technical Report ATLAS-CONF-2011-121, August 2011.
- [58] D0 Collaboration. Measurements of the Top Quark Mass in the Dilepton Decay Channel at the D0 Experiment. 2008.
- [59] Martin C. Smith and Scott S. Willenbrock. Top quark pole mass. *Phys.Rev.Lett.*, 79 :3825–3828, 1997.
- [60] M. Beneke and Vladimir M. Braun. Heavy quark effective theory beyond perturbation theory : Renormalons, the pole mass and the residual mass term. *Nucl.Phys.*, B426 :301–343, 1994.
- [61] Andre H. Hoang and Iain W. Stewart. Top Mass Measurements from Jets and the Tevatron Top-Quark Mass. *Nucl.Phys.Proc.Suppl.*, 185 :220–226, 2008.
- [62] K.G. Chetyrkin and M. Steinhauser. Short distance mass of a heavy quark at order $^{**3}(s)$. *Phys.Rev.Lett.*, 83 :4001–4004, 1999.
- [63] Frank-Peter Schilling. Top Quark Physics at the LHC : A Review of the First Two Years. *Int.J.Mod.Phys.*, A27 :1230016, 2012.
- [64] ATLAS Collaboration. Measurement of the t-channel single top-quark production cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector. 2012.
- [65] ATLAS Collaboration. Search for $w+t$ single-top events in the dileptonic channel at atlas. Technical Report ATLAS-CONF-2011-104, July 2011.
- [66] Nikolaos Kidonakis. Next-to-next-to-leading-order collinear and soft gluon corrections for t-channel single top quark production. *Phys.Rev.*, D83 :091503, 2011.
- [67] The Tevatron Electroweak Working Group, CDF and D0 Collaborations. Combination of CDF and D0 results on the mass of the top quark using up to 5.8 fb⁻¹ of data. 2011.
- [68] ATLAS Collaboration. Measurement of the top quark mass with the template method in the $t\bar{t}$ lepton + jets channel using ATLAS data. *Eur.Phys.J.*, C72 :2046, 2012.
- [69] CDF Collaboration. Top Quark Mass Measurement using m_{T2} in the Dilepton Channel at CDF. *Phys.Rev.*, D81 :031102, 2010.
- [70] ATLAS Collaboration. Top quark mass measurement in the e channel using the m_{T2} variable at ATLAS. Technical Report ATLAS-CONF-2012-082, CERN, Geneva, July 2012.
- [71] ATLAS Collaboration. Determination of the top quark mass with a template method in the all hadronic decay channel using 2.04/fb of atlas data. Technical Report ATLAS-CONF-2012-030, CERN, Geneva, March 2012.

- [72] D0 Collaboration. Determination of the pole and $\overline{MS}$ masses of the top quark from the $t\bar{t}$ cross section. *Phys.Lett.*, B703 :422–427, 2011.
- [73] ATLAS Collaboration. Determination of the top-quark mass from the $t\bar{t}$ cross section measurement in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the atlas detector. Technical Report ATLAS-CONF-2011-054, CERN, Geneva, April 2011.
- [74] Darwin Chang, We-Fu Chang, and Ernest Ma. Alternative interpretation of the Tevatron top events. *Phys.Rev.*, D59 :091503, 1999.
- [75] ATLAS Collaboration. Measurement of the top quark charge in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV in the atlas experiment. Technical Report ATLAS-CONF-2011-141, CERN, Geneva, September 2011.
- [76] CDF Collaboration. Evidence for a Mass Dependent Forward-Backward Asymmetry in Top Quark Pair Production. *Phys.Rev.*, D83 :112003, 2011.
- [77] D0 Collaboration. Forward-backward asymmetry in top quark-antiquark production. *Phys.Rev.*, D84 :112005, 2011.
- [78] ATLAS Collaboration. Measurement of the charge asymmetry in top quark pair production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector. *Eur.Phys.J.*, C72 :2039, 2012.
- [79] Kane, G. L. and Ladinsky, G. A. and Yuan, C. -P. Using the top quark for testing standard-model polarization and CP predictions. *Phys. Rev. D*, 45 :124–141, January 1992.
- [80] ATLAS Collaboration. Measurement of the W boson polarization in top quark decays with the ATLAS detector. *JHEP*, 1206 :088, 2012.
- [81] Andrzej Czarnecki, Jurgen G. Korner, and Jan H. Piclum. Helicity fractions of W bosons from top quark decays at NNLO in QCD. *Phys.Rev.*, D81 :111503, 2010.
- [82] Bernreuther, W. and Si, Z.G. Distributions and correlations for top quark pair production and decay at the Tevatron and LHC. *Nucl.Phys.*, B837 :90–121, 2010.
- [83] ATLAS Collaboration. Observation of spin correlation in $t\bar{t}$ events from pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector. *Phys.Rev.Lett.*, 108 :212001, 2012.

Chapitre 5

Mesure de la section efficace de production $t\bar{t}$ dans le canal tout hadronique

5.1 Introduction

La mesure de la section efficace de production $t\bar{t}$ à partir des collisions proton-proton permet de confronter les prédictions des calculs effectués à l'ordre NNNLO avec l'expérience. Il est ainsi possible de mieux comprendre et prédire les distributions associées aux événements $t\bar{t}$ qui constituent le bruit de fond physique dominant pour la plupart des processus associés à la présence de nouvelle physique.

Dans ce chapitre nous présentons la mesure de la section efficace de production $t\bar{t}$ dans le canal tout hadronique. Ce canal, avec son grand rapport d'embranchement $\mathcal{BR} = 46\%$, se caractérise par un état final avec au moins six jets dont deux identifiés comme provenant de la désintégration d'un quark b , aucun lepton, électron ou muon, isolé de haut p_T , et enfin par une énergie transverse manquante très faible. Le principal bruit de fond physique aux événements $t\bar{t}$ est associé aux processus multi-jets de QCD dominant par sa large section efficace associée. La difficulté de la simulation Monte-Carlo de ce processus, nous amène à modéliser ces processus à partir d'un ensemble de données indépendant et correspondant à une région déplétée en signal $t\bar{t}$.

L'analyse utilisée ici est basée sur la variable discriminante χ_{min}^2 construite à partir de l'hypothèse $t\bar{t}$. Cette analyse a été sélectionnée dans le passé comme résultat officiel ATLAS pour une luminosité intégrée de 1.02 fb^{-1} [84, 85]. Avec toute la statistique de 4.7 fb^{-1} accumulée en 2011, cette analyse a été utilisée comme analyse support à l'analyse basée sur un fit cinématique de l'hypothèse $t\bar{t}$ [86] et développée par les groupes CPPM de Marseille, LPC et SLAC avec lesquels nous collaborons actuellement en vue de la publication de cette mesure.

Après une description de la sélection des événements dans la section 5.2, la modélisation des processus multi-jets par l'algorithme *event mixing* est discutée dans la section 5.3. La section efficace de production $t\bar{t}$ basée sur la variable χ_{min}^2 est ensuite présentée dans la section 5.4, puis l'estimation des différentes sources d'incertitudes systématiques associées à la mesure sont présentées dans la section 5.5. L'analyse basée sur un fit cinématique est discutée dans la section 5.7. Enfin dans la dernière section, nous résumons les activités

auquelles nous avons pris part.

5.2 Sélection des évènements

Les données utilisées pour la mesure de la section efficace ont été collectées durant l'année 2011 et correspondent à une énergie dans le centre de masse de 7 TeV.

Les critères d'identification et d'isolation des différents objets finaux, électrons, muons, jets ont été décrits dans la section 2.3 du chapitre 2.

Les évènements sont sélectionnés en demandant :

- la reconstruction au troisième niveau EF du système de déclenchement, d'au moins cinq jets d'énergie transverse $E_T > 55$ GeV. Ce seuil en énergie transverse est choisi afin de minimiser les effets de biais induits sur les distributions cinématiques par le système de déclenchement. Par conséquent, le choix d'une énergie transverse seuil de 55 GeV pour les cinq jets garantit une efficacité de déclenchement d'au moins 90%. La courbe d'efficacité est illustrée sur la figure 5.1 en fonction du p_T du cinquième jet ; Afin d'améliorer cette efficacité, un critère d'isolation dans le plan (η, ϕ) est appliqué au jets reconstruits en demandant que la distance minimale entre deux jets sélectionnés soit $\Delta R > 0.6$;
- la reconstruction dans l'évènement d'au moins un vertex avec cinq traces associées ;
- aucun lepton, électron ou muon isolé avec un $p_T > 20$ GeV ;
- que les jets reconstruits avec un $p_T > 20$ GeV et $|\eta| < 4.5$ correspondent à des dépôts d'énergie dans le calorimètre et ne soient pas associés à des problèmes au niveau du détecteur, suivant le schéma d'identification des jets décrit dans la section 3.4.1 du chapitre 3 ;
- que tous les jets sélectionnés dans l'évènement soient associés à la collision en demandant que la fraction de vertex JVF associée définie dans la section 3.5 du chapitre 3 vérifie $|JVF| > 0.75$;
- au moins six jets de $p_T > 30$ GeV et de $|\eta| < 2.5$, dont au moins cinq avec $p_T > 55$ GeV ;
- au moins deux jets identifiés comme jets de b et vérifiant $p_T > 55$ GeV et $|\eta| < 2.5$;

Afin de réduire la contribution due aux différents processus de bruit de fond physique, on demande que :

- la signification associée à l'énergie transverse manquante E_T^{miss} et définie comme $E_T^{\text{miss}}/\sqrt{H_T}$ soit inférieure à $3 \text{ GeV}^{1/2}$. La distribution attendue de la signification pour les évènements $t\bar{t}$ dans le mode tout hadronique et lepton+jets est illustrée sur la figure 5.1 ;
- la distance minimale entre les deux jets identifiés comme jets de b , soit supérieure à 1.2. Cette contrainte permet de réduire la contribution associée au processus $g \rightarrow b\bar{b}$ dans les processus multi-jets. Dans les évènements $t\bar{t}$, cette distribution est piquée à π .

Ces différents critères de sélection appliqués au signal $t\bar{t}$ généré avec le programme MCATNLO [87] résultent une efficacité de sélection de 0.7% et un nombre d'évènements sélectionnés dans les données de 16375 évènements.

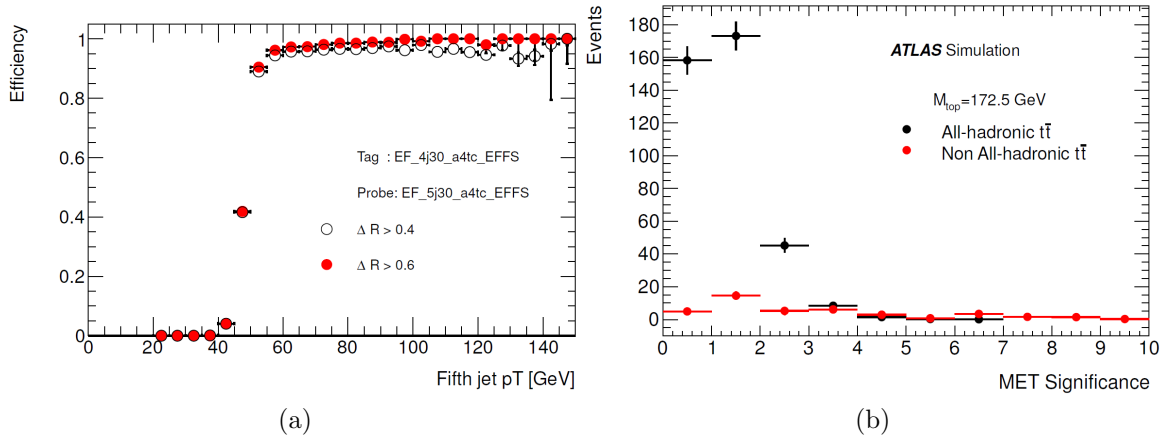


FIGURE 5.1 – a : efficacité de déclenchement du troisième niveau EF pour les évènements $t\bar{t}$ en fonction du p_T du cinquième jet. L'efficacité est relative et suppose qu'au moins quatre des jets associés ont déclenché l'évènement. La figure montre également l'amélioration de l'efficacité avec un critère d'isolation appliqué aux jets reconstruits. b : Distribution de la signification de l'énergie transverse manquante pour les évènements $t\bar{t}$ dans le canal tout-hadronique et le canal lepton+jet.

5.3 Modélisation des processus multi-jets

La modélisation du bruit de fond physique multi-jets par le calcul des éléments de matrices associés est complexe du fait du nombre de diagrammes croissant avec le nombre de partons dans l'état final. L'utilisation de méthodes basées sur le développement de cascades de partons permet d'approximer l'élément de matrice à n particule dans un espace des phases restreint par rapport à l'espace des phases total. Cette approche est implémentée dans des générateurs dits hybrides tels que ALPGEN [88]. Néanmoins, du fait de la complexité du processus $t\bar{t}$ dans le canal dominant tout hadronique, il est préférable d'utiliser des approches basées directement sur les données pour la modélisation des évènements multi-jets avec au moins six jets dans l'état final.

Pour cette analyse, nous emploierons la méthode dite d' *event mixing* suggérée et appliquée avec succès dans le passé à l'expérience D0 [89]. Le principe de base de cette méthode est de modéliser les évènements multi-jets de haute multiplicité de jets ($N_{jets} \geq 6$) à partir d'évènements avec une multiplicité plus petite mais proche en terme d'espace des phases. Ainsi les distributions cinématiques associées aux évènements multi-jets à haute multiplicité peuvent être modélisées et comparées aux données pour une sélection correspondant à des évènements constitués principalement de processus multi-jets.

L'algorithme associé à la technique de l' *event mixing* se base sur l'utilisation de deux échantillons d'évènements multi-jets reconstruits à partir des collisions pp . Le premier échantillon d'évènements appelé dans la suite *accepteurs*, correspond aux évènements avec exactement cinq jets dans l'état final. Le deuxième lot d'évènements avec une multiplicité d'au moins six-jets est appelé *donneurs*. Les évènements de ces deux échantillons satisfont les critères de sélection définis dans la section 5.2, à l'exception de la contrainte sur la multiplicité de jets.

L'algorithme procède alors comme suit, à partir des événements pour lesquels les jets sont ordonnés en p_T décroissant pour la construction de pseudo-données multi-jets à partir du lot d'événements *accepteurs* :

- pour chacun des événements du lot d'*accepteurs*, on associe un événement du lot d'événements *donneurs* avec un espace des phases similaire. Pour cela, on contraint les deux jets de plus haut p_T à être proches avec $\Delta p_T < 1$ GeV, puisque l'impulsion de transfert est fortement corrélée au p_T du jet. Cette contrainte en Δp_T est graduellement relâchée par pas de 1 GeV jusqu'à ce qu'un événement *donneur* soit trouvé. Une amélioration à l'algorithme consiste à également appliquer cette contrainte en Δp_T aux cinquièmes jets ;
- dans le cas d'une paire d'événements *donneur* et *accepteur* satisfaisant les contraintes précédentes, on construit alors à partir de l'événement *accepteur* un événement avec une plus haute multiplicité en lui rajoutant le sixième jet ainsi que les jets suivants de plus bas p_T pris au *donneur*, sans modifier le p_T de ces jets additionnels. Les combinaisons pour lesquelles les jets additionnels se superposent aux cinq jets initiaux de l'*accepteur* sont rejetées. La procédure est répétée plusieurs fois pour chacun des *accepteurs*, en s'assurant de que l'événement *donneur* n'est pas réutilisé pour un *accepteur* donné.

La méthode d'*event mixing* précédente dont l'algorithme est résumé sur la figure 5.2, est appliquée aux événements *accepteurs* avec quatre ou cinq jets pour construire des événements avec au moins six jets. On dispose ainsi de deux lots distincts permettant d'estimer les incertitudes associées à la modélisation.

Validation de la modélisation des événements multi-jets

L'algorithme d'*event mixing* a été validé à partir de deux échantillons multi-jets avec une contamination très faible en événements $t\bar{t}$.

Nous avons dans un premier temps considéré les événements exclusifs avec cinq jets dont deux des jets sont identifiés comme jets de b que nous avons comparé aux pseudo-événements exclusifs avec cinq jets reconstruits à l'aide de l'algorithme précédent en utilisant comme *accepteur* un lot d'événements avec exactement quatre jets dont deux identifiés comme jets de b . Nous avons ainsi reproduit les différentes distributions caractéristiques des événements avec cinq jets. L'accord entre les deux échantillons pour les différentes distributions des variables cinématiques des jets ainsi que des variables topologiques comme la distance entre les deux jets de b dans le plan (η, ϕ) , H_T la somme des p_T des jets, la sphéricité, la centralité et l'aplanarité¹ est remarquable. Les différentes distributions sont illustrées sur les figures 5.3 et 5.4. Néanmoins on remarque que la modélisation de la centralité est plus difficile, les événements dans les données étant plus centraux que ceux dans la modélisation. Cette différence sera prise en compte comme source d'incertitude systématique pour la modélisation du processus multi-jets.

Dans une seconde étape, nous avons considéré les événements multi-jets avec exactement cinq jets dont aucun n'est identifié comme jet de b . Cet échantillon contient une très faible fraction d'événements $t\bar{t}$ inférieure au pour-cent. A partir de cet échantillon

1. La centralité est définie comme H_T/M_{jets} avec M_{jets} la masse invariante reconstruite à partir de tous les jets sélectionnés. La sphéricité et l'aplanarité sont définies à partir des trois valeurs propres $\lambda_{1,2,3}$ du tenseur $\mathcal{M}^{\alpha\beta} = \sum_i p_i^\alpha p_i^\beta / \sum_i |p_i|^2$ avec $\alpha, \beta = 1, 2, 3$ respectivement comme $1.5 \times \lambda_3$ et $1.5 \times (\lambda_2 + \lambda_3)$.

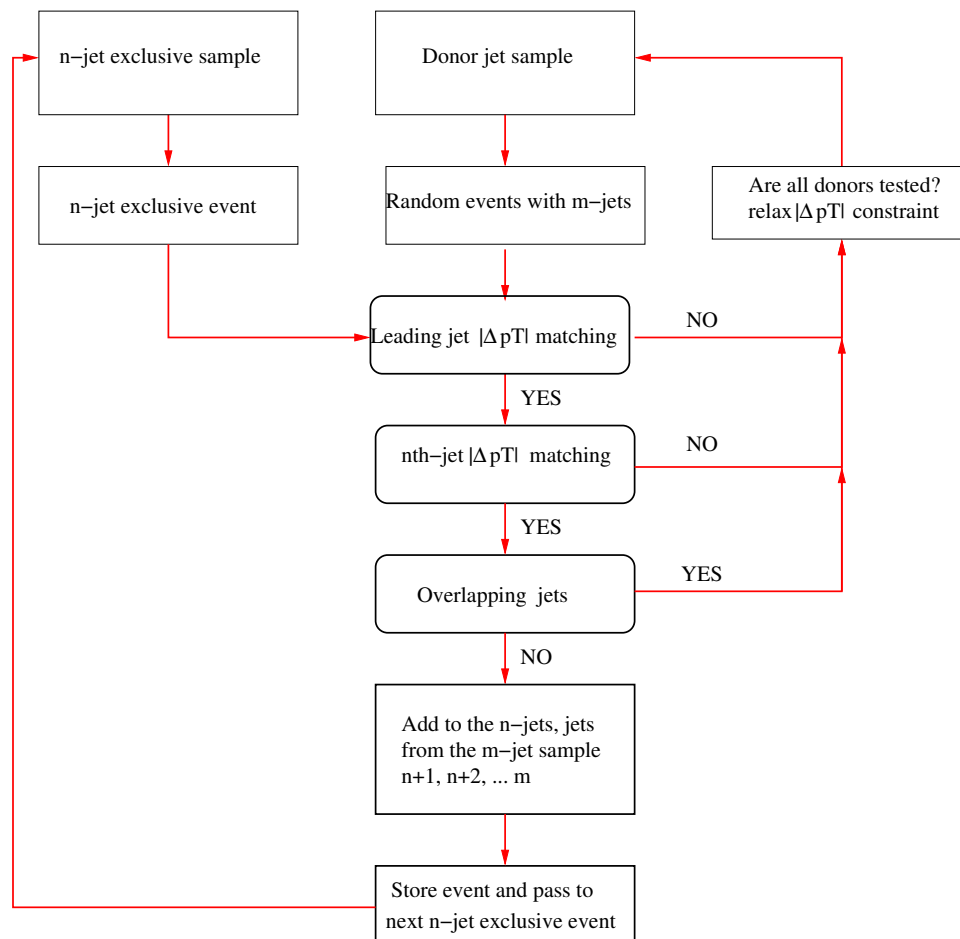


FIGURE 5.2 – Description de l’algorithme dit d’*event mixing* pour la modélisation des processus multi-jets.

accepteur, nous avons construit un échantillon de pseudo-événements multi-jets inclusif avec au moins six jets dont aucun n'est identifié comme jet de b . Les pseudo-données multi-jets sont alors comparées aux événements dans les données avec au moins six jets dont aucun n'est identifié comme jet de b . Comme l'illustrent les figures 5.5 et 5.6, les différentes distributions cinématiques des événements avec six jets sont remarquablement bien reproduites.

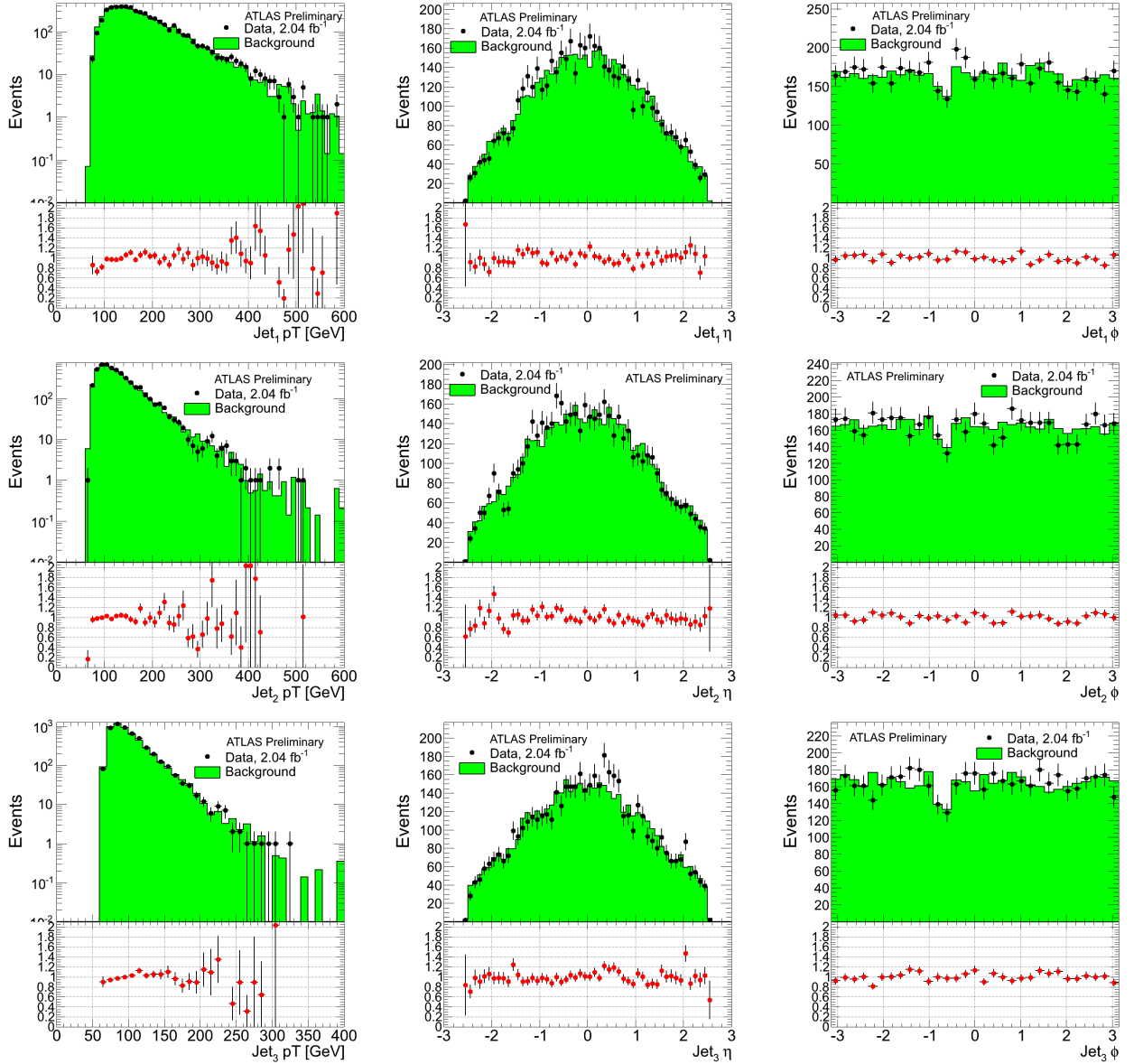


FIGURE 5.3 – Comparaison des événements avec cinq jets dans les données (points) à la modélisation réalisée à partir d'événements avec quatre jets (vert). Les distributions en p_T , η et ϕ sont comparées pour les trois jets de plus haut p_T .

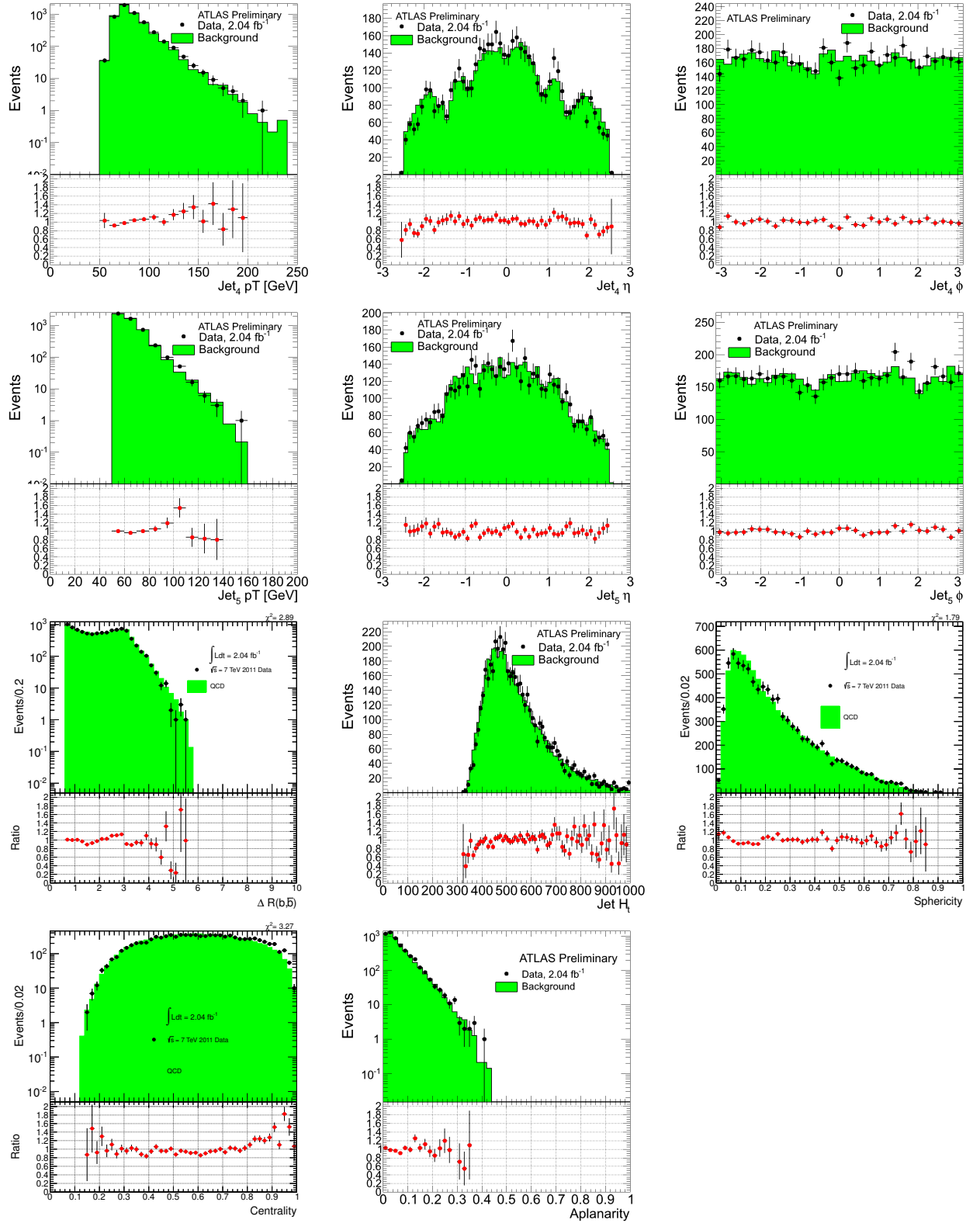


FIGURE 5.4 – Comparaison des événements avec cinq jets dans les données (points) à la modélisation réalisée à partir d'événements avec quatre jets (vert). Les distributions en p_T , η et ϕ sont comparées pour les deux jets de plus bas p_T . Les variables topologiques telles $\Delta R(b\bar{b})$, H_T , la sphéricité, la centralité et l'aplanarité sont également modélisées.

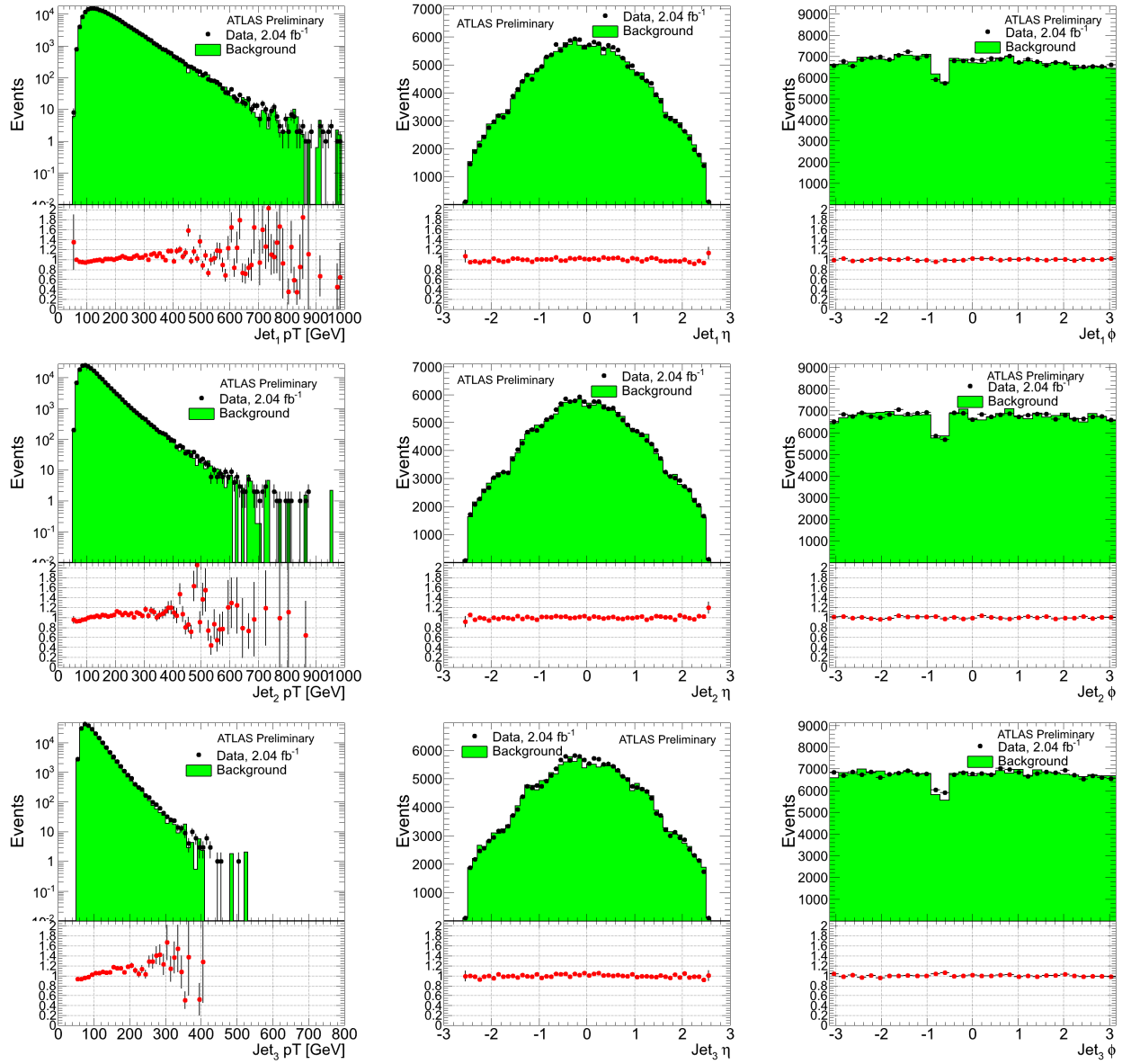


FIGURE 5.5 – Comparaison des évènements avec six jets sans jet de b dans les données (points) à la modélisation réalisée à partir d'évènements avec cinq jets (vert). Les distributions en p_T , η et ϕ sont comparées pour les trois jets de plus haut p_T .

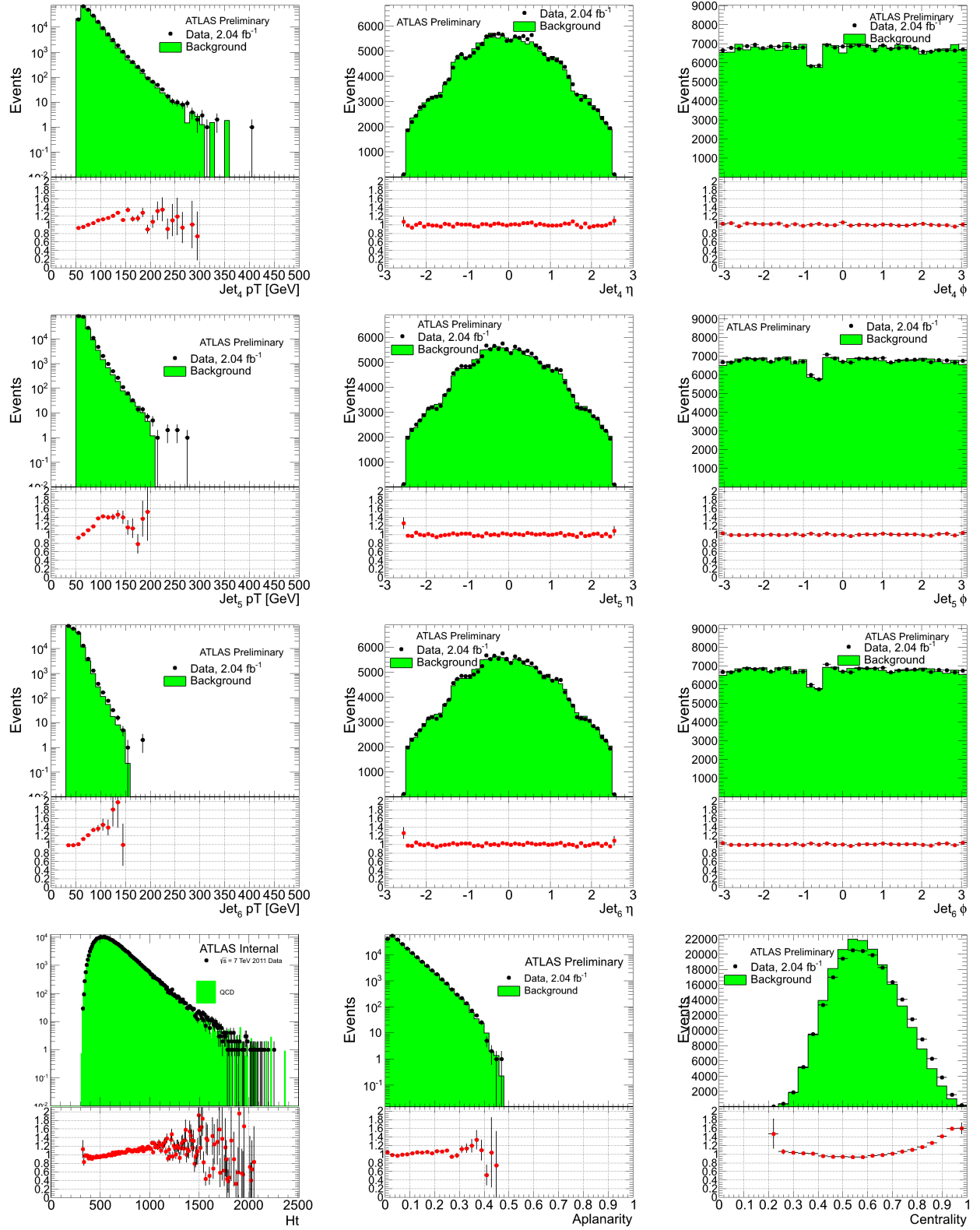


FIGURE 5.6 – Comparaison des événements avec six jets dans les données (points) à la modélisation réalisée à partir d'événements avec cinq jets (vert). Les distributions en p_T , η et ϕ sont comparées pour les deux jets de plus bas p_T . Les variables topologiques H_T , aplanarité et centralité sont également reproduites par le modèle.

5.4 Extraction de la section efficace $t\bar{t}$

Afin de tester la compatibilité des événements sélectionnés avec le signal $t\bar{t}$, on reconstruit la topologie de l'événement $t\bar{t}$ en utilisant la fonction de χ^2 définie comme :

$$\chi^2 = \frac{(m_{j_1,j_2} - m_W)^2}{\sigma_W^2} + \frac{(m_{j_1,j_2,b_1} - m_t)^2}{\sigma_t^2} + \frac{(m_{j_3,j_4} - m_W)^2}{\sigma_W^2} + \frac{(m_{j_3,j_4,b_2} - m_t)^2}{\sigma_t^2}$$

avec $\sigma_W = 10.2$ GeV et $\sigma_t = 17.4$ GeV, les résolutions de masse extraites à partir du signal $t\bar{t}$ simulé.

Pour chaque événement sélectionné, l'association des jets est obtenue à partir de la valeur minimale de χ^2 désignée dans la suite par χ_{min}^2 . La distribution du χ_{min}^2 est illustrée sur la figure 5.7. Afin de minimiser les incertitudes systématiques associées à la mesure, seuls les événements avec $\chi_{min}^2 < 30$ sont utilisés pour l'extraction de la section efficace.

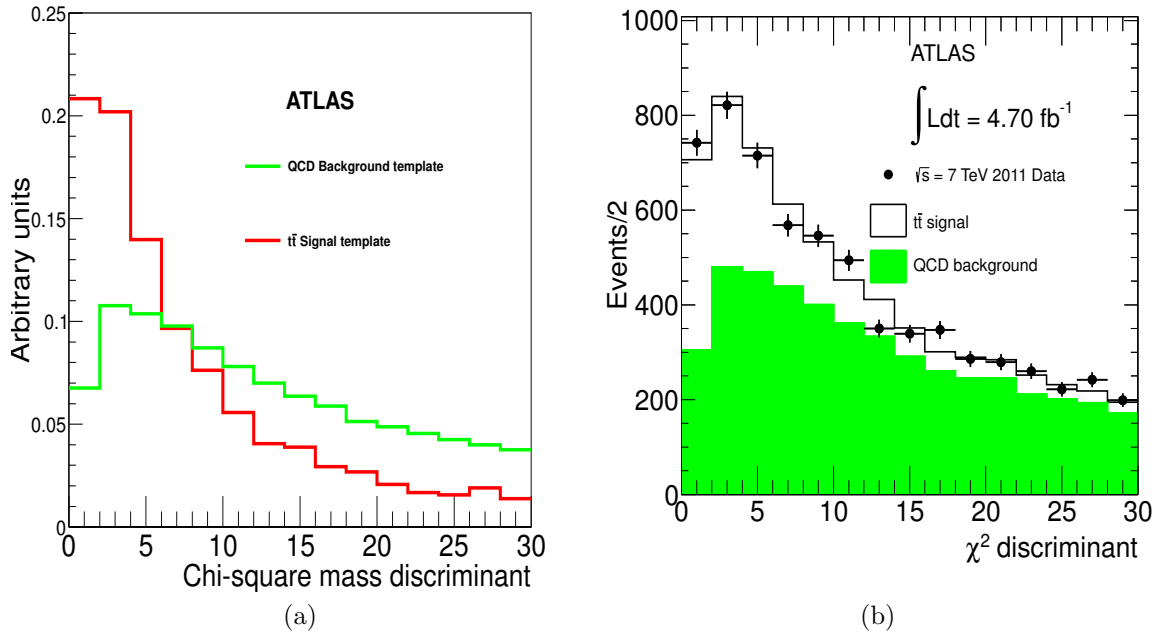


FIGURE 5.7 – a : distributions attendues de la discriminante χ_{min}^2 pour le signal $t\bar{t}$ et le processus multi-jets. b : ajustement de la distribution du χ_{min}^2 dans les données par les deux distributions attendues.

La distribution de la variable χ_{min}^2 dans les données est ajustée par les deux *templates* associés au signal $t\bar{t}$ et au principal bruit de fond physique associé aux événements multi-jets, permettant ainsi d'extraire la fraction d'événements, $t\bar{t}$ f_s , par la maximisation de la vraisemblance :

$$\mathcal{L}(f_s) = \prod_i \frac{\mu_i^{n_i} \exp(-\mu_i)}{n_i!}; \quad \mu_i = N_{\text{data}} \times (f_s \times P_{i,t\bar{t}} + (1 - f_s) \times P_{i,\text{QCD}}).$$

avec N_{data} , le nombre d'événements dans les données et n_i , $P_{i,t\bar{t}}$, et $P_{i,\text{QCD}}$ respectivement le nombre d'événements observés dans les données dans le i -ème bin dans la distribution

de χ_{min}^2 et les densités de probabilités associées au signal $t\bar{t}$ et au processus multi-jets. La section efficace est alors exprimée comme $\sigma_{t\bar{t}} = f_s N_{data} / L\epsilon$ avec L , la luminosité intégrée correspondant au lot d'événements utilisé, et ϵ , l'efficacité de sélection inclusive du signal $t\bar{t}$. Le nombre total d'événements sélectionnés dans les données est de 6410 événements. La maximisation de la vraisemblance $\mathcal{L}$ par rapport à la fraction d'événements f_s donne un nombre d'événements $t\bar{t}$ de 1798 ± 112 et un nombre d'événements associés au processus multi-jets de 4612 événements. En utilisant l'efficacité de sélection du signal $t\bar{t}$ extraite à partir de la simulation, estimée à $(0.23 \pm 0.02)\%$, on mesure une section efficace $\sigma = 169 \pm 11$ (stat.) pb. Ce résultat est illustré par la distribution observée pour l'observable χ_{min}^2 dans les données ajustée par les deux distributions associées au signal $t\bar{t}$ et au processus multi-jets.

5.5 Incertitudes associées à la mesure de la section efficace

La section efficace de production $t\bar{t}$ mesurée précédemment a plusieurs sources d'incertitudes. Celles-ci sont :

- l'incertitude associée à la calibration des jets avec le schéma EM+JES. Cette incertitude a été discutée en détails dans la section 3.3.3 du chapitre 3 ; Pour cela les jets sont recalibrés avec cette incertitude additionnelle et l'impact sur la valeur obtenue de la section efficace est analysé ;
- l'incertitude associée à la différence entre l'efficacité d'identification des jets de b dans les données et dans la simulation. La différence entre les deux efficacités d'identification des jets de b dans les données et la simulation se traduit par un ensemble de facteurs de correction appliqués à la simulation. L'incertitude associée à ces facteurs de correction est alors propagée à chacun des jets, ce qui se traduit par un facteur global appliqué à chacun des événements dans la simulation. La forme de la distribution de l'observable χ_{min}^2 est par conséquent modifiée ainsi que la valeur de la section efficace extraite à partir de la maximisation de la vraisemblance ;
- l'incertitude associée à la modélisation du signal $t\bar{t}$ et à la modélisation des phénomènes d'hadronisation est étudiée en utilisant différents générateurs ;
- la modélisation de la radiation QCD dans les états initial (ISR) et final (FSR). La variation des paramètres associés à la quantité d'ISR et de FSR, a un impact direct sur le nombre de jets reconstruits dans l'événement, aussi bien sur l'efficacité de sélection que la forme de la distribution de l'observable χ_{min}^2 ;
- l'incertitude associée au système de déclenchement du troisième niveau est déterminée à partir de la comparaison entre les données et la simulation des courbes d'efficacité du trigger en fonction du p_T du cinquième jet ;
- l'incertitude associée aux fonctions de distribution de partons dans le proton (PDF). Pour estimer cette incertitude, différents ensembles de PDFs sont considérés : CT10 [90], MSTW2008nlo68cl [91] et NNPDF20 [92]. Pour chacune de ces PDFs, la valeur de chacun de leurs paramètres est variée dans son incertitude associée et la valeur de la PDF est recalculée ; La variation maximale de la section efficace est considérée comme l'incertitude associée ;
- l'incertitude associée à la résolution en énergie des jets (JER). La JER a été discutée

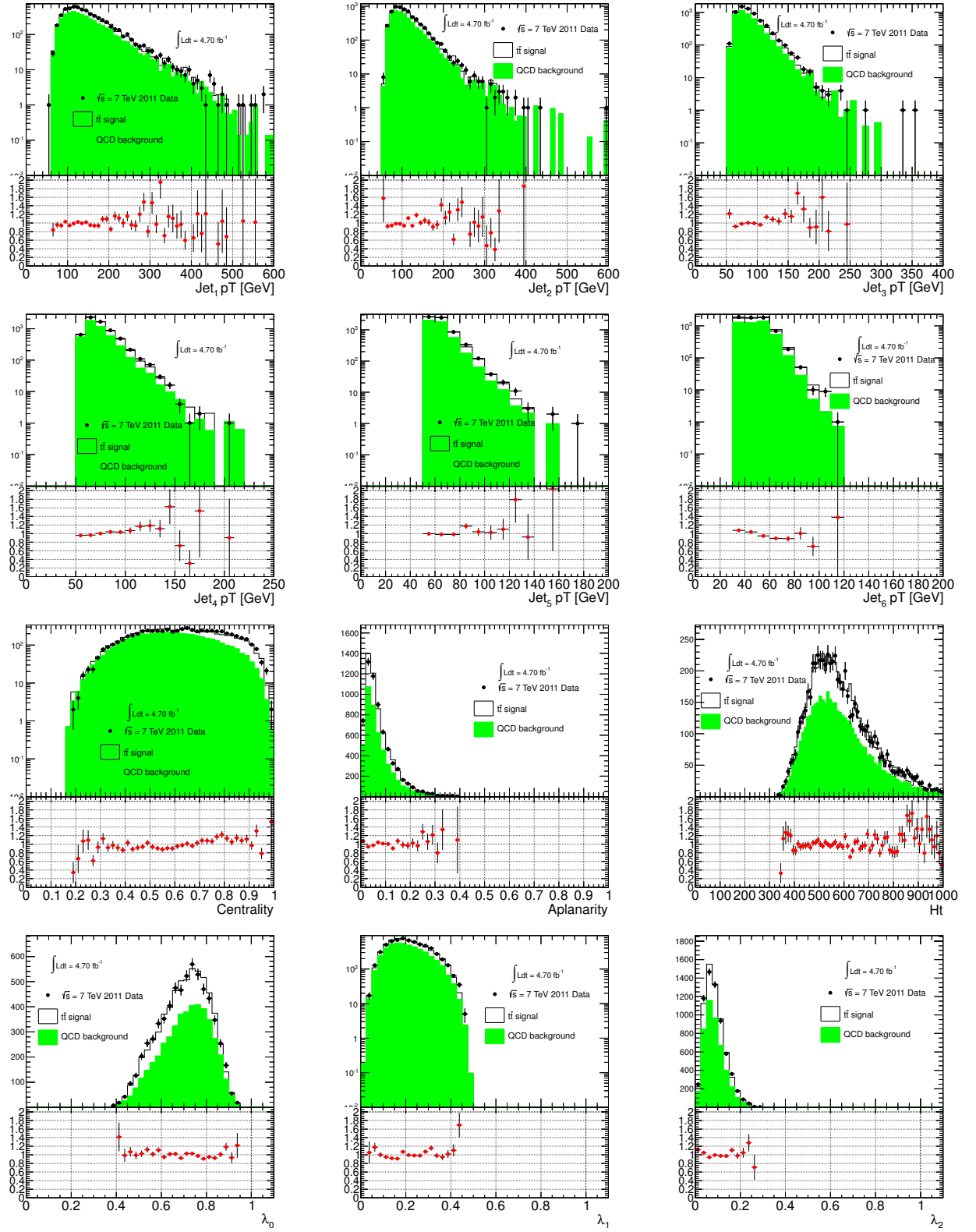


FIGURE 5.8 – Comparaison des évènements avec six jets dans les données (points) à la modélisation réalisée à partir d'évènements avec cinq jets (vert). Les distributions en p_T , η et ϕ sont comparées pour les deux jets de plus bas p_T , ainsi que les variables topologiques comme la centralité, l'aplanarité, H_T ainsi que les trois valeurs propres $\lambda_{0,1,2}$ associées au tenseur $\mathcal{M}^{\alpha\beta}$ décrit dans cette section.

dans la section 3.4.3 au chapitre 3. La différence observée entre les données et la simulation pour la JER est corrigée dans la simulation en dégradant le p_T des différents jets dans la simulation par cette différence ;

- l'incertitude associée à l'efficacité de reconstruction des jets (JRE). La JRE discutée en détails dans la section 3.4.2 au chapitre 3 diffère dans les données et la simulation d'environ 2% à bas p_T . Cette différence est prise en compte en assignant à chacun des jets dans la simulation une probabilité de rejection de 2% pour un $p_T < 30$ GeV mesuré à l'échelle calibrée ;
- l'incertitude associée à la modélisation du bruit de fond multi-jets. Celle-ci est estimée à partir de la variation de la forme de la variable χ^2_{min} pour les événements basés sur un échantillon d'*accepteurs* avec exactement quatre jets et exactement cinq jets, avec et sans jets de b . La variation maximale entre ces différentes distributions est appliquée à la distribution de l'observable χ^2_{min} utilisée pour l'analyse. Comme seconde source d'incertitude liée à la modélisation du processus multi-jets, nous considérons la différence résiduelle observée dans les distributions pour les événements avec au moins six jets et sans jets de b . Cette différence illustrée sur les figures 5.5 et 5.6 est appliquée aux événements six jets modélisés à partir des événements avec cinq jets avec deux jets de b .

Enfin comme dernière source d'incertitude liée à la modélisation du processus multi-jet, nous avons considéré différentes valeurs pour le paramètre Δp_T utilisée pour l'association entre les événements de type *donneurs* et *accepteurs*. Par défaut dans l'algorithme dit d'*event mixing*, la contrainte en Δp_T est graduellement relâchée jusqu'à une valeur maximale de 20 GeV pour l'association entre deux événements de type *donneur* et *accepteur*. Nous avons testé différentes valeurs de contraintes sur le jet de plus haut p_T et le cinquième jet. Le choix d'une valeur de 20 GeV est clairement établi à partir de la comparaison des événements multi-jets dans les données et les événements obtenus par la modélisation comme l'illustrent les figures 5.9 et 5.10. L'impact du choix pour Δp_T sur l'observable χ^2_{min} est mineur (voir figure 5.11), puisque les jets sélectionnés à partir de cette observable correspondent à une partie de l'espace des phases donnée. La différence maximale entre les différentes distributions est appliquée à la distribution de χ^2_{min} utilisée dans l'analyse.

La variation de la forme de la distribution de l'observable χ^2_{min} obtenue à partir de ces différentes sources est illustrée sur la figure 5.12 et la variation maximale à partir des sections efficaces dérivées pour chacune de ces distributions est notée comme systématique associée à la modélisation du processus multi-jets.

5.6 Résultats de la mesure

L'analyse basée sur l'observable discriminante χ^2 a été appliquée dans un premier temps à un échantillon de 1.02 fb^{-1} et fut la première mesure de la section efficace de production $t\bar{t}$ dans le canal tout hadronique rendue publique par la collaboration ATLAS. La section efficace de production $t\bar{t}$ mesurée est de $167 \pm 18(\text{stat.}) \pm 78(\text{syst.}) \pm 6(\text{lum.}) \text{ pb}$ [84]. La liste des différentes sources de systématiques est donnée dans la table 5.1.

Etendue à toute la statistique des données cumulées en 2011 correspondant à une luminosité intégrée de 4.7 fb^{-1} , l'incertitude systématique liée à la mesure fut légèrement

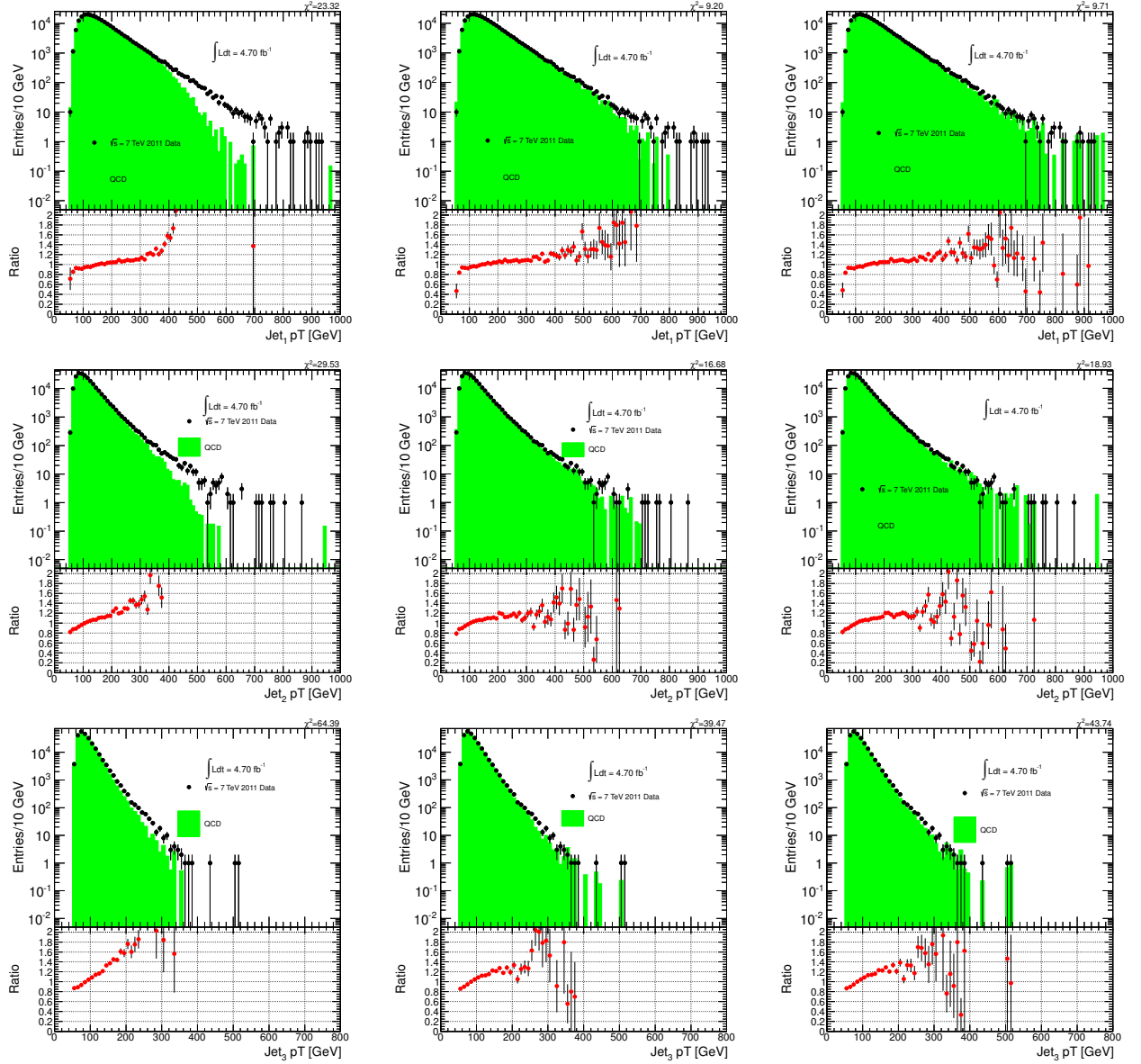


FIGURE 5.9 – Comparaison des évènements avec six jets dans les données (points) à la modélisation réalisée à partir d'évènements avec cinq jets (vert) pour trois différentes valeurs pour la contrainte en Δp_T pour le jet de plus haut p_T et pour le cinquième jet : (15 GeV, 1 GeV), (15 GeV, 5 GeV) et (20 GeV, 20 GeV). La comparaison est illustrée pour les trois premiers jets de plus haut p_T .

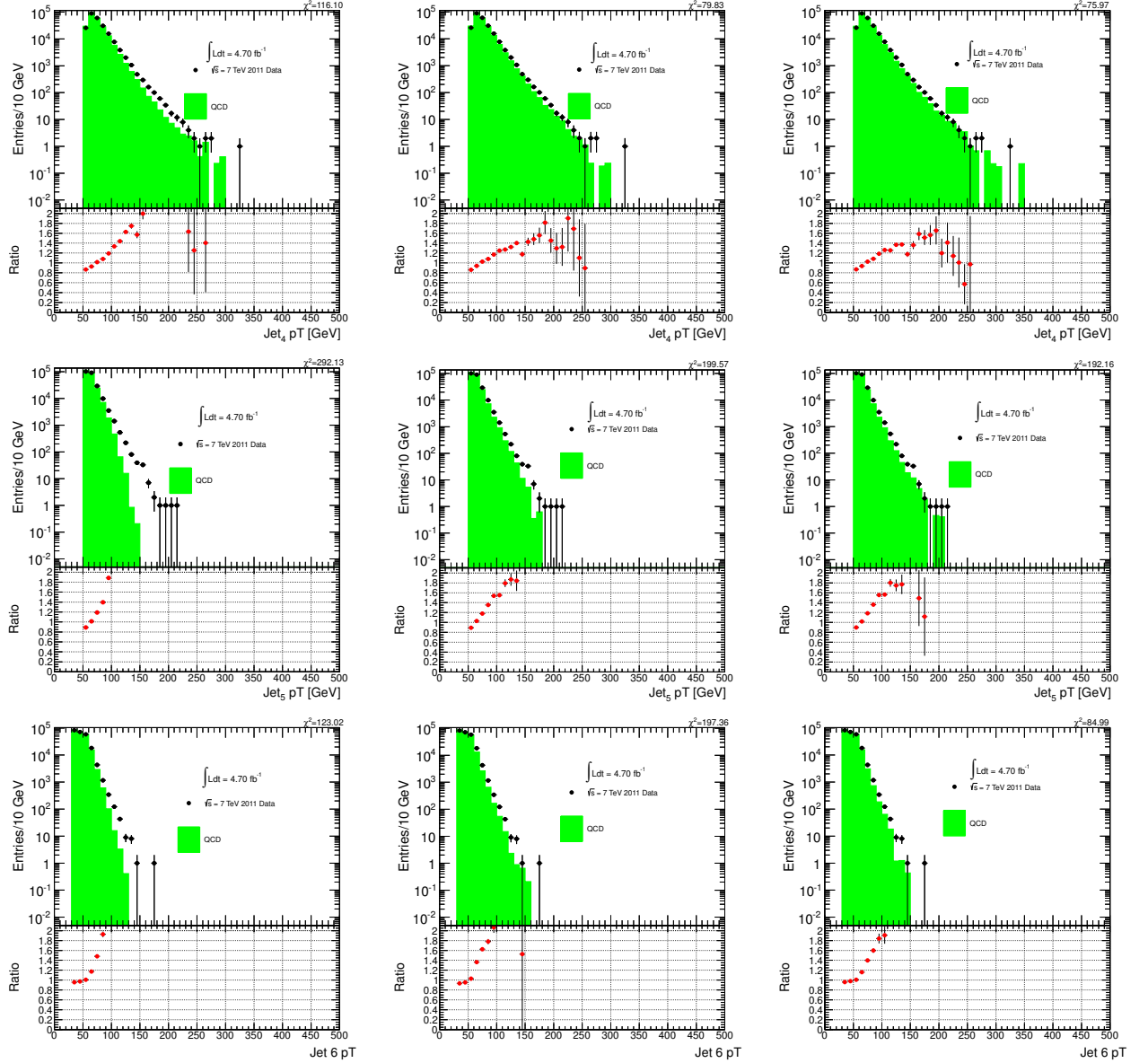


FIGURE 5.10 – Comparaison des évènements avec six jets dans les données (points) à la modélisation réalisée à partir d'évènements avec cinq jets (vert) pour trois différentes valeurs pour la contrainte en Δp_T pour le jet de plus haut p_T et pour le cinquième jet : (15 GeV, 1 GeV), (15 GeV, 5 GeV) et (20 GeV, 20 GeV). La comparaison est illustrée pour les trois jets de plus bas p_T .

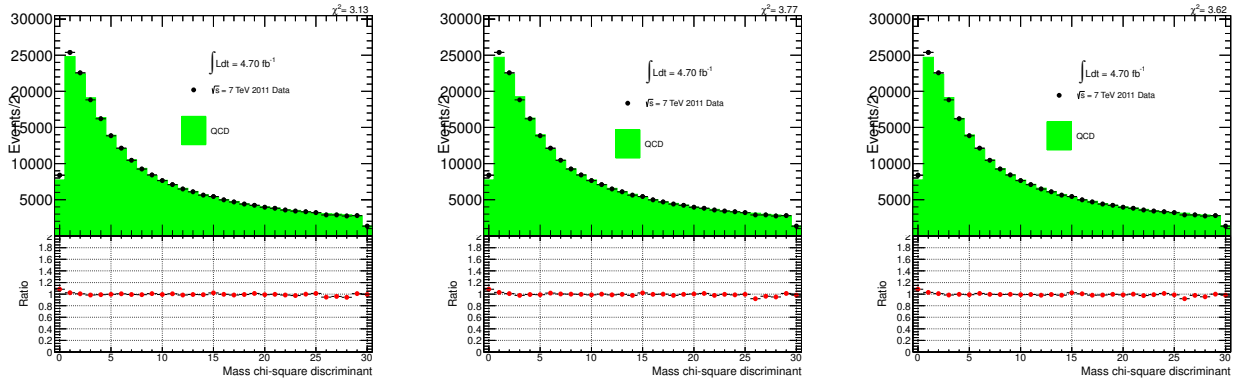


FIGURE 5.11 – Comparaison des évènements avec six jets dans les données (points) à la modélisation réalisée à partir d'évènements avec cinq jets (vert) pour trois différentes valeurs pour la contrainte en Δp_T pour le jet de plus haut p_T et pour le cinquième jet : (15 GeV, 1 GeV), (15 GeV, 5 GeV) et (20 GeV, 20 GeV). L'impact sur l'observable χ^2_{min} , négligeable est utilisé comme incertitude additionnelle pour la modélisation du processus multi-jets.

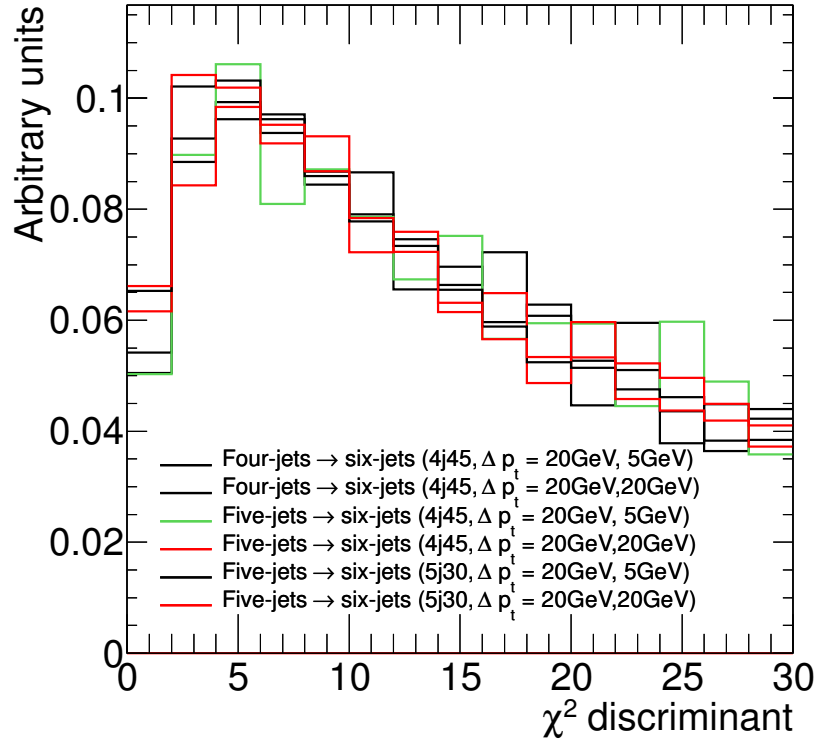


FIGURE 5.12 – Résumé de l'impact sur la distribution de l'observable χ^2_{min} de l'utilisation de différents échantillons d'accepteurs.

améliorée pour aboutir au résultat de $169 \pm 11(stat.) \pm 65(syst.) \pm 7(lum.)pb$ [84]. Les valeurs des différentes sources d'incertitudes associées à la mesure sont résumées dans le tableau 5.1. L'incertitude systématique totale de 38.5% est légèrement supérieure au résultat obtenu par une analyse concurrente basée sur un fit cinématique développée par les groupes CPPM et SLAC et qui aboutit à une incertitude totale de 35% sur la section efficace [86]. Cette analyse est décrite dans la section suivante.

Source d'incertitude	Contribution (%)
Echelle d'énergie des jets (JES)	+15.3/−32.2
Empilement	+3.8/−6.0
Efficacité de reconstruction des jets (JRE)	±0.1
Résolution en énergie des jets (JER)	±7.3
déclenchement trigger	±10.0
<i>b</i> -tagging	±17.7
ISR, FSR	±18.2
Générateur	±2.8
PDF	+8.8/−8.8
Modélisation du processus multi-jets	±9.4
Incertitude systématique totale	+36.1/−41.0
Luminosité	±3.9

TABLE 5.1 – Résumé des différentes sources d'incertitudes systématiques associées à la mesure de la section efficace de production $t\bar{t}$ dans le canal tout hadronique à partir de l'observable χ^2_{min} [86].

5.7 Mesure de la section efficace à partir d'un fit cinématique

Une analyse concurrente à celle basée sur la variable discriminante χ^2_{min} a été développée par les groupes CPPM et SLAC. Cette analyse implémente les mêmes critères de sélection décrits dans la section 5.2.

5.7.1 Fit cinématique de l'hypothèse $t\bar{t}$

La reconstruction des événements $t\bar{t}$ est effectuée à partir d'un fit cinématique maximisant la vraisemblance définie comme :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{kin}} = & \text{BW}(m_{q_1 q_2} | m_W, \Gamma_W) \cdot \text{BW}(m_{q_3 q_4} | m_W, \Gamma_W) \cdot \\ & \text{BW}(m_{q_1 q_2 b_1} | m_{\text{top}}^{\text{reco}}, \Gamma_{\text{top}}) \cdot \text{BW}(m_{q_3 q_4 b_2} | m_{\text{top}}^{\text{reco}}, \Gamma_{\text{top}}) \cdot \\ & W(\hat{E}_{\text{jet}_1} | E_{b_1}) \cdot W(\hat{E}_{\text{jet}_2} | E_{b_2}) \cdot W(\hat{E}_{\text{jet}_3} | E_{q_1}) \cdot W(\hat{E}_{\text{jet}_4} | E_{q_2}) \cdot \\ & W(\hat{E}_{\text{jet}_5} | E_{q_3}) \cdot W(\hat{E}_{\text{jet}_6} | E_{q_4}) \cdot \\ & \prod_{i=1}^2 \left\{ \begin{array}{l} \epsilon; b_i \text{ } b\text{-tagged} \\ (1-\epsilon); b_i \text{ not } b\text{-tagged} \end{array} \right\} \cdot \prod_{i=1}^4 \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{R}; q_i \text{ } b\text{-tagged} \\ (1-\frac{1}{R}); q_i \text{ not } b\text{-tagged} \end{array} \right\}. \end{aligned}$$

avec $q_{i=1,\dots,4}$ les quatre quarks légers, $b_{i=1,2}$ les deux quarks de b , BW les fonctions Breit-Wigner associée aux propagateurs des deux quark t et $\bar{t}$ et $W^\pm$, W sont les fonctions de transfert déterminées à partir de la simulation. Elles assurent la correspondance entre les énergies des jets reconstruits ($\hat{E}_{\text{jet}_i}$) et l'information au niveau partonique (E_{q/b_i}). La masse du boson W , m_W et sa largeur Γ_W sont fixées à leurs valeurs mesurées. La masse au pôle $m_{\text{top}}^{\text{reco}}$ du quark top est avec les six énergies des jets $E_{q_{i=1,\dots,4}}, E_{b_{i=1,2}}$ l'un des sept paramètres libres de la vraisemblance précédente². Enfin l'expression de la vraisemblance fait intervenir un terme qui permet de contraindre les deux jets de b à correspondre aux deux quarks de b de l'hypothèse $t\bar{t}$ en tenant compte de ϵ , l'efficacité d'identification des b et de la réjection $1/R$ des jets légers correspondant à cette efficacité. A partir des jets sélectionnés, la vraisemblance est maximisée pour chaque combinaison par rapport aux sept paramètres, et la combinaison avec la plus grande vraisemblance est sélectionnée.

5.7.2 Modélisation des processus multi-jets

Les processus multi-jets sont modélisés à partir des événements dans les données avec au moins six-jets sans présence de jet de b avec une faible contamination en événements $t\bar{t}$ inférieure à 4.6%. Une étude basée sur la simulation des événements multi-jets avec et sans saveur lourde, assure que la distribution de la masse $m_{\text{top}}^{\text{reco}}$ obtenue est sensiblement invariante. La légère différence entre les différentes distributions de masse $m_{\text{top}}^{\text{reco}}$ observées sont utilisées pour corriger la distribution de masse reconstruite à partir des données et estimer les incertitudes associées au bruit de fond physique.

Enfin, afin d'améliorer la séparation entre les événements $t\bar{t}$, on rajoute une coupure supplémentaire basées sur la variable χ_{min}^2 définie précédemment dans la section 5.4.

5.7.3 Résultats

La section efficace est extraite à partir de l'ajustement de la distribution de la masse $m_{\text{top}}^{\text{reco}}$ dans les données par les deux hypothèses $t\bar{t}$ et multi-jets. La section efficace mesurée est de $168 \pm 12(\text{stat.}) \pm 58(\text{syst.}) \pm 7(\text{lum.})\text{pb}$ [86].

2. La largeur Γ_{top} est recalculée pour chaque valeur de $m_{\text{top}}^{\text{reco}}$.

5.8 Activités de coordination dans le groupe section efficace

Dans le cadre du groupe section efficace d'ATLAS nous avons effectué les tâches suivantes :

- avec H.Liao collègue au LPC, nous avons développé l'analyse basée sur la variable discriminante χ^2_{min} décrite précédemment. Celle-ci fut le premier résultat rendu public pour la mesure de la section efficace $t\bar{t}$ dans le canal tout hadronique par la collaboration ATLAS. Ce travail est résumé dans les notes [84, 85, 86] ;
- nous avons été co-convenuer du sous-groupe section efficace dans le canal tout hadronique et co-éditeur avec I.Aracena (SLAC) de la note de conférence [86].
- nous coordonnons actuellement avec C.Bertella (CPPM), la publication de cette analyse.

5.9 Conclusions

Dans ce chapitre nous avons présenté la mesure de la section efficace de production $t\bar{t}$ dans le canal tout hadronique. Cette mesure est rendue complexe par la présence d'un large bruit de fond physique associé au processus multi-jets, dont la modélisation Monte-Carlo est rendue difficile par le nombre de partons présents dans l'état final. Cette difficulté nous a amené à développer une approche basée sur les données et appelée *event-mixing*. Cette technique décrite en détail dans ce chapitre permet de modéliser les événements multi-jets à haute multiplicité en jets à partir des événements à basse multiplicité. La fraction d'événements $t\bar{t}$ ainsi que la section efficace de production associée sont alors extraites à partir de l'ajustement de la distribution obtenue dans les données de la variable discriminante χ^2 , par les deux *templates* pour le signal et le bruit de fond physique multi-jets. Le résultat obtenu a été la première mesure rendue publique par la collaboration ATLAS dans ce canal.

Nous avons ensuite coordonné le sous-groupe dédié à cette mesure avec comme objectifs d'extraire une nouvelle mesure plus compétitive à partir de l'ensemble des données collectées en 2011. Ce travail a fait l'objet d'une seconde note soumise à conférence. Nous travaillons actuellement à la publication prochaine de cette mesure.

Bibliographie

- [84] ATLAS Collaboration. Measurement of $t\bar{t}$ production in the all-hadronic channel in 1.02 fb^{-1} of pp collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ tev}$ with the atlas detector. Technical Report ATLAS-CONF-2011-140, CERN, Geneva, Sep 2011.
- [85] Statistical combination of top quark pair production cross-section measurements using dilepton, single-lepton, and all-hadronic final states at $s = 7 \text{ tev}$ with the atlas detector. Technical Report ATLAS-CONF-2012-024, CERN, Geneva, Mar 2012.
- [86] Measurement of the $t\bar{t}$ production cross section in the all-hadronic channel in atlas with $\sqrt{s} = 7 \text{ tev}$ data. Technical Report ATLAS-CONF-2012-031, CERN, Geneva, Mar 2012.

- [87] S. Frixione and B.R. Webber. Matching NLO QCD computations and parton shower simulations. *JHEP*, 0206 :029, 2002.
- [88] M.L. Mangano et al. Alpgen, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions. *JHEP*, 0307 :001, 2003.
- [89] The D0 Collaboration. Measurement of the $t\bar{t}$ cross section using high-multiplicity jet events. *Phys. Rev. D*, 82 :032002, 2011.
- [90] Lai, H.L. and others. New parton distributions for collider physics. *Phys. Rev.*, D82 :074024, 2010.
- [91] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thorne and G. Watt. Parton distributions for the LHC. *Eur. Phys. J.*, C63 :189, 2009.
- [92] NNPDF Collaboration. Precision determination of electroweak parameters and the strange content of the proton from neutrino deep-inelastic scattering. *Nucl. Phys.*, B823 :195, 2009.

Chapitre 6

Conclusions

Dans ce mémoire nous avons résumé quelques unes des activités de recherche que nous avons menées au sein de la collaboration ATLAS depuis l'année 2003 jusqu'à l'année 2012.

Nous avons dans un premier temps décrit le dispositif expérimental du détecteur ATLAS soumis au difficile environnement du LHC avec une attention plus particulière portée au détecteur à radiation de transition (TRT). Nous avons décrit nos différentes contributions pour son intégration dans l'ensemble du détecteur interne. Notre action a consisté essentiellement à définir et à mettre en place les différents tests visant à identifier les problèmes potentiels associés aux différents voies de lecture de ce détecteur.

Dans un second chapitre, nous avons abordé la thématique associée à la reconstruction et à la performance des jets dans l'environnement du détecteur ATLAS. Après une introduction aux différentes classes d'algorithmes dits de cône et de clustérisation, nous avons décrit les performances obtenues à partir des premières collisions à 7 TeV en 2010. Nous avons ensuite résumé nos différentes contributions à ces études. Nous avons dans un premier temps, en amont de la prise des données, en 2007, contribué à l'effort global pour le choix final de l'algorithme officiel pour la reconstruction des jets. Pour cela, nous avons réalisé à partir d'événements $t\bar{t}$, un ensemble d'études de performance comparant différents choix d'algorithmes de jets et de valeurs de leurs paramètres associés. Nous avons ensuite comparé l'efficacité de reconstruction des jets pour différents schémas de calibration dans les données et dans la simulation. Parallèlement à cette analyse, en vue d'améliorer la synergie entre le groupe de physique Top et le groupe de performance Jets, nous avons coordonné le groupe de liaison dit *Top/Jet Liaison*. Dans le cadre de cette liaison, différents membres du groupe de physique Top ont contribué à des thématiques de performances nécessaires pour l'estimation des incertitudes systématiques associées aux différentes analyses Top. Ces études ont été résumées un document support, base des différentes publications faites par le groupe de physique Top pour la redécouverte de cette particule à partir des collisions enregistrées dans le détecteur ATLAS.

Dans un troisième chapitre, nous avons introduit la seconde thématique importante à laquelle nous avons pris part, associée à la physique du quark top. Après une introduction au sujet, nous avons donné les différentes motivations quant à l'existence du quark top dans le cadre du Modèle Standard. Nous avons ensuite fait le bilan de certaines des mesures remarquables obtenues par la collaboration ATLAS à partir des données collectées en 2010 et en 2011, soit une luminosité d'environ 5.1fb^{-1} pour une énergie de

collision dans le centre de masse de 7 TeV. Parmi ces résultats, nous avons discuté les analyses publiées pour la reconstruction de la masse du quark top dans ses différents modes de désintégration lepton+jets, di-leptonique et tout hadronique. Nous avons également résumé les premières mesures des propriétés de cette particule, qui d'ores et déjà sont compétitives vis-à-vis des mesures publiées par les deux expériences CDF et D0 au TEVATRON.

Enfin dans un dernier chapitre nous avons décrit l'analyse associée à la mesure de la section efficace de production $t\bar{t}$ dans le canal tout hadronique. Cette analyse que nous avons réalisée dans un premier temps avec une luminosité intégrée de 1.04 fb^{-1} a été la première mesure publique de la collaboration ATLAS dans ce mode de désintégration. En étroite collaboration avec les équipes du CPPM et du SLAC, nous préparons et co-ordinons actuellement la publication d'une mesure améliorée basée sur l'utilisation d'un fit cinématique à partir de toute la statistique cumulée en 2011 à 7 TeV.