

UNIVERSITÉ PARIS-SUD 11
FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY

Habilitation à Diriger des Recherches

soutenue le 9 janvier 2012 par

Anne-Isabelle ETIENVRE

Spécialité: Physique des particules

**Le quark top, une particule instructive:
mesure de sa masse et illustrations de recherche
au-delà du Modèle Standard dans le canal avec
deux leptons de même signe,
avec le détecteur ATLAS.**

Soutenue devant la commission d'examen composée de :

M.	Philippe CHOMAZ	(Examineur)
M.	Fabio MALTONI	(Rapporteur)
M.	Aleandro NISATI	(Rapporteur)
M.	Dominique PALLIN	(Examineur)
M.	Yves SIROIS	(Rapporteur)
M.	Achille STOCCHI	(Président du jury)

Mémoire préparé à
l'Institut de recherche sur les lois fondamentales de l'Univers
Service de Physique des Particules
CEA-Saclay

Table des matières

I	Contexte expérimental et théorique	11
1	Le contexte expérimental : le détecteur ATLAS auprès du LHC	13
1.1	Le LHC	13
1.1.1	Caractéristiques techniques	13
1.2	Le détecteur ATLAS	15
1.3	Reconstruction des objets physiques	18
1.3.1	Electrons	18
1.3.2	Muons	19
1.3.3	Jets	19
1.3.4	Etiquetage des jets b	20
1.3.5	\cancel{E}_T	20
1.4	Prise en compte de l'empilement des événements	20
	Bibliographie	22
2	Le quark top : une particule instructive	25
2.1	Introduction	25
2.2	La découverte du quark top : une longue quête.	25
2.2.1	Recherche directe du quark top auprès des accélérateurs	26
2.2.2	Recherche indirecte du quark top	27
2.2.3	Vers la découverte du quark top	27
2.3	Production et désintégration du quark top.	30
2.3.1	Production de paires $t\bar{t}$	30
2.3.2	Désintégration du quark top	31
2.4	Propriétés du quark top : panorama des mesures.	33
	Bibliographie	35

II	Mesure de la masse du quark top avec le détecteur ATLAS au LHC	39
3	Motivations pour une mesure précise de la masse du quark top	43
3.1	Ajustement électrofaible	43
3.1.1	Principe	43
3.1.2	Mesures expérimentales	44
3.1.3	Prédictions théoriques	44
3.1.4	Résultats de l'ajustement électrofaible liés à la masse du quark top	46
3.2	Quelle masse mesure-t-on ?	47
3.2.1	Masse au pôle du quark top	47
3.2.2	Mesure expérimentale de la masse du quark top et schémas de renormalisation	48
	Bibliographie	50
4	Mesure de la masse du quark top dans le canal lepton + jets	55
4.1	Introduction	55
4.2	Sélection des événements	56
4.2.1	Processus de bruit de fond	56
4.2.2	Bruit de fond combinatoire	58
4.2.3	Sélection des événements	59
4.2.4	Comparaison entre données et Monte Carlo	60
4.3	Reconstruction de l'état final	60
4.3.1	Choix des jets	64
4.3.2	Reconstruction de la masse du quark top hadronique	66
4.4	Paramétrisation des templates	66
4.4.1	Paramétrisation des templates du signal $t\bar{t}$	68
4.4.2	Paramétrisation des distributions de masse pour le bruit de fond	69
4.4.3	Fraction de bruit de fond f_{bdf}	70
4.4.4	Vraisemblance	70
4.5	Pseudo-expériences	71
4.5.1	Linéarité et résidus	71
4.5.2	Erreur statistique attendue	73

4.6	Erreurs systématiques	75
4.6.1	Rayonnements QCD dans l'état initial et dans l'état final (ISR/FSR)	75
4.6.2	Reconnexion de couleur	76
4.6.3	Générateur	77
4.6.4	Fragmentation	77
4.6.5	Fonctions de distribution partoniques	77
4.6.6	Echelle d'énergie des jets	77
4.6.7	Echelle d'énergie relative des jets b	78
4.6.8	Performance de reconstruction des objets	78
4.6.9	Méthode	80
4.6.10	Connaissance du fond	80
4.6.11	Empilement	80
4.7	Mesure de la masse du quark top avec 0.70 fb^{-1}	81
4.7.1	Combinaison des deux canaux	83
4.8	Autres méthodes de mesure de la masse du quark top dans le canal lepton+jets	84
4.8.1	Autres méthodes de templates	84
4.8.2	Mesure indirecte de la masse du quark top à partir de la mesure de la section efficace $t\bar{t}$	85
4.9	Conclusion et perspectives	86
	Bibliographie	91
5	Etudes préliminaires pour une mesure de la masse du quark top dans le canal di-leptons	94
5.1	Introduction	94
5.2	Sélection des événements	94
5.2.1	Caractéristiques du canal di-lepton	94
5.2.2	Sélection des événements	95
5.3	Reconstruction de l'état final : Neutrino Weighting Algorithm	96
5.3.1	Principe	96
5.4	Paramétrisation des templates	98
5.5	Tests de la méthode sur Monte Carlo	99
5.6	Perspectives	99
	Bibliographie	101

III Le quark top comme sonde pour la recherche de physique au-delà du Modèle Standard : illustrations dans le canal avec deux leptons de même signe	102
Bibliographie	106
6 Recherche des partenaires au quark top dans le cadre d'un modèle composite.	108
6.1 Motivations théoriques	108
6.1.1 Contexte	108
6.1.2 Etats propres de masse	109
6.1.3 B et $T_{5/3}$: caractéristiques	109
6.2 Sélection des événements dans le canal avec deux leptons de même signe	111
6.2.1 Sélection des événements	111
6.2.2 Bruits de fond au canal avec deux leptons de même signe	113
6.2.3 Validation de l'estimation du bruit de fond	116
6.3 Erreurs systématiques	116
6.4 Observation et interprétation	117
6.4.1 Comparaison entre observation et prédiction	117
6.4.2 Interprétation en terme de recherche de quarks B lourds	117
6.5 Conclusion	119
Bibliographie	120
7 Production d'événements à quatre quarks top : études préliminaires et perspectives	123
7.1 Cadre théorique	123
7.1.1 Résonance "top-philique"	123
7.1.2 Interaction effective	124
7.1.3 Supersymétrie : production d'une paire de gluinos	124
7.1.4 Bruit de fond à la production de 4 quarks top au-delà du Modèle Standard	125
7.2 Recherche de Z' top-philique	125
7.3 Recherche de 4 tops produits par interaction effective	127
7.4 Recherche de 4 tops produits par désintégration d'une paire de gluinos : $\tilde{g}\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}\chi\bar{t}\bar{\chi}$ (χ = chargino ou neutralino)	127
7.5 Conclusion	128

Bibliographie 129

Introduction

Le quark top est une particule instructive, à plusieurs titres. La mesure des propriétés qui la caractérisent, telles que sa masse, permet de mener à bien des tests de précision du Modèle Standard de la physique des particules. C'est également une excellente sonde pour les processus de physique au-delà du Modèle Standard : sa grande masse (et son couplage de Yukawa au boson de Higgs, proche de 1), lui font jouer un rôle particulier dans les mécanismes de brisure spontanée de symétrie électrofaible.

Ce manuscrit s'articule autour des deux axes de recherche que j'ai menées à bien depuis 2004, auprès du détecteur ATLAS : la mesure de la masse du quark top, d'une part, et, d'autre part, la recherche (non exhaustive) de processus exotiques dans le cadre de modèles où le quark top est composite.

Après avoir brièvement décrit le contexte expérimental (l'expérience ATLAS, auprès du LHC, au CERN) de ces recherches, un portrait du quark top est dressé. Vient ensuite la partie consacrée à la mesure de la masse du quark top. Les motivations qui m'ont poussée à choisir cet axe de recherche sont rappelées. Les interrogations relatives à la définition intrinsèque de la masse mesurée sont exposées. Vient ensuite la présentation de la mesure de cette masse, dans un canal particulier (lepton + jets), avec 0.7 fb^{-1} de données acquises par le détecteur ATLAS. La méthode utilisée, dite des "templates", permet la mesure simultanée de la masse du quark top et de l'échelle d'énergie des jets, réduisant ainsi la sensibilité de la mesure à la connaissance sur cette échelle d'énergie. Un autre chapitre, plus prospectif, résume les études menées à bien, à partir de simulations Monte Carlo, dans un autre canal, le canal di-lepton.

La dernière partie de ce manuscrit est consacrée à la recherche de processus exotiques situés majoritairement dans le cadre de modèles où le quark top serait une particule composite. L'état final choisi comprend deux leptons de même charge électrique, afin de s'affranchir des sources de bruit de fond dues aux processus du Modèle Standard. Un premier chapitre est consacré à la recherche de partenaires du quark top ($B, T_{5/3}$), résume les motivations théoriques de cette recherche, ainsi que les études effectuées avec 1 fb^{-1} de données enregistrées par ATLAS. Un second chapitre, plus prospectif, présente plusieurs processus conduisant à la production de 4 quarks top au LHC, spectaculaire compte-tenu du nombre de partons présents dans l'état final.

Première partie

Contexte expérimental et
théorique

Chapitre 1

Le contexte expérimental : le détecteur ATLAS auprès du LHC

Ce court chapitre a pour but de préciser le contexte expérimental des études présentées : le détecteur ATLAS, situé auprès du collisionneur LHC. La reconstruction des objets physiques qui sont utilisés dans les analyses présentées dans ce document est également décrite.

1.1 Le LHC

Le projet du Large Hadron Collider (LHC) [1], situé au CERN, est un projet de grande envergure, tant par les défis technologiques qu'il a représentés lors de sa construction, que par sa taille. Approuvé en décembre 1994, son installation dans le tunnel de son prédécesseur (le LEP) commença presque immédiatement après l'arrêt et le démantèlement de celui-ci, en 2000. En mars 2010, les premières collisions à $\sqrt{s} = 7$ TeV ont marqué le début d'une longue prise de données, interrompue par quelques mois d'arrêt permettant d'augmenter sensiblement la luminosité fournie par la machine.

1.1.1 Caractéristiques techniques

D'une source d'hydrogène à la collision de protons

Les protons, créés à partir d'une source d'hydrogène, sont d'abord pré-accélérés à une énergie de 50 MeV par un accélérateur linéaire, le Linac 2, qui alimente le Proton Synchrotron Booster (PSB). Le PSB accélère ensuite les protons à une énergie de 1.4 GeV avant de les injecter dans le Proton Synchrotron (PS) qui les accélère à son tour pour les injecter dans le Super Proton Synchrotron (SPS) à une énergie de 26 GeV. Le SPS est un accélérateur de deux kilomètres de diamètre qui fournit au LHC des paquets de 1.1×10^{11}

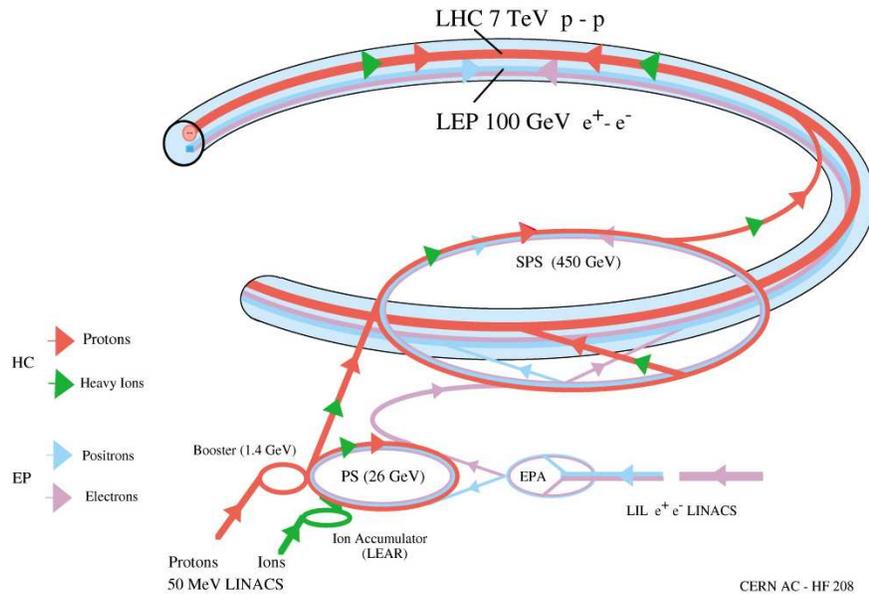


FIG. 1.1 – Système d’injection des protons et des ions lourds dans le LHC ainsi que des électrons et positrons dans le LEP

protons¹ à une énergie de 450 GeV espacés de 25 ns en fonctionnement nominal. Ce dispositif d’injection est représenté sur la Figure 1.1. Une fois injectés dans le LHC, dans deux tubes à vide séparés, les protons sont accélérés jusqu’à l’énergie requise dans le centre de masse de la collision des protons, 7 TeV par faisceau en régime nominal.

Accélération et trajectoire des protons

Les protons injectés dans le LHC sont accélérés par des cavités radiofréquences, supraconductrices. Elles sont au nombre de 8 par faisceau. Ces cavités permettent également de maintenir groupés les paquets de protons, afin d’assurer une forte luminosité aux points de collision. Les trajectoires des protons sont déterminées par 9593 aimants dont 1232 aimants dipolaires supraconducteurs qui maintiennent, grâce au champ magnétique de 8.3 Teslas qu’ils créent, les faisceaux de protons sur leur trajectoire courbée le long des 26.6 km de l’accélérateur. La focalisation des faisceaux dans le tube à vide est assurée par 392 aimants quadripolaires.

Les faisceaux de protons sont déviés de leur trajectoire afin de rentrer en collision, en 4 points, où sont situés 4 détecteurs :

- 2 détecteurs généralistes qui poursuivent les mêmes objectifs de découverte et de mesure de précision : ATLAS et CMS ;

¹Le nombre de paquets par faisceau de protons est de 2808 en régime nominal; la taille d’un paquet est minimale -16 μm - au point de collision, et les paquets sont espacés de 7 m (25 ns). L’augmentation de la luminosité repose notamment sur l’augmentation du nombre de paquets.

- 2 détecteurs spécialisés : LHCb qui étudie la physique du quark b et ALICE qui étudie le plasma quark-gluon grâce aux collisions d'ions lourds dans le LHC.

Phénoménologie des collisions proton-proton

En régime nominal, les 2808 paquets de protons se croisent environ 40 millions de fois par seconde ; au moment du croisement, une vingtaine de collisions, en moyenne, ont lieu parmi les 200 milliards de particules contenues dans les deux paquets de protons. La section efficace totale inélastique, à $\sqrt{s} = 14$ TeV, est égale à 100 mb. Plusieurs processus sont à distinguer :

- le processus dur, correspondant à une valeur élevée de $\hat{s} = x_a x_b s$, a et b étant les partons initiaux impliqués dans la collision, $x_{a,b}$ la fraction d'impulsion portée par ces partons.
- L'événement sous-jacent, correspondant au résidu des partons ne prenant pas part au processus dur et se recombinant en hadrons.
- Les événements à biais minimum, correspondant aux interactions inélastiques non diffractives sans processus dur. Cela correspond, en régime nominal de fonctionnement, à 7 particules chargées en moyenne par unité de pseudo-rapacité.

Vers le régime nominal de fonctionnement

Depuis les premières collisions à $\sqrt{s} = 7$ TeV, en mars 2010, le LHC a augmenté régulièrement la luminosité instantanée délivrée, jusqu'à atteindre $3.3 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ fin septembre 2011. Cette augmentation s'est faite en plusieurs étapes, en jouant sur différents paramètres, comme cela est illustré sur la Figure 1.2 (gauche) : espacement entre paquets (de 75 à 50 ns), nombre de paquets de protons (actuellement, 1380), émittance et β^* du faisceau (diminués, produisant un faisceau plus collimé au point d'interaction). La Figure 1.2 (droite) montre l'évolution de la luminosité intégrée au fil des mois : ATLAS dispose ainsi actuellement de plus de 5 fb^{-1} de données.

L'accélérateur fonctionne excellentement bien, délivre de l'ordre de 0.4 fb^{-1} par semaine. Il est prévu de continuer à produire des collisions proton-proton à 7 TeV jusqu'à fin 2012 : la luminosité intégrée stockée sera alors de l'ordre de 20 fb^{-1} . S'ensuivra un arrêt de 18 mois, afin de permettre à l'accélérateur une montée en énergie et de redémarrer l'accélérateur mi-2014, avec une énergie dans le centre de masse entre 13 et 14 TeV, suivant les performances obtenues sur les aimants.

1.2 Le détecteur ATLAS

ATLAS, acronyme de **A** Toroidal LHC **A**pparatu**S**, est avec CMS l'un des deux détecteurs généralistes au LHC. Représenté sur la Figure 1.3, il forme un cylindre de 44 mètres de long et 25 mètres de diamètre pour une masse de 7 000 tonnes. Sa conception fut optimisée pour la découverte du boson de

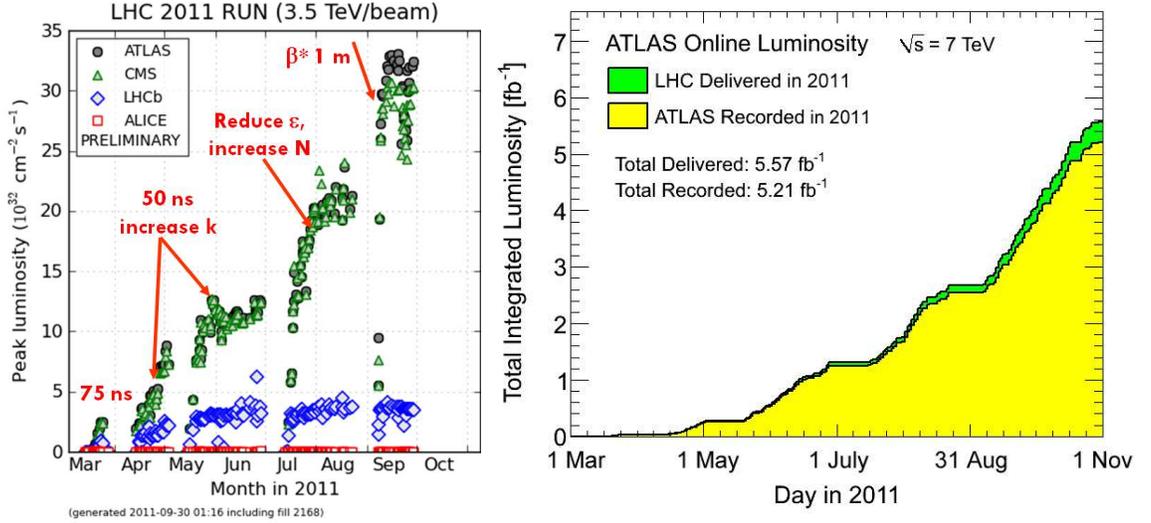


FIG. 1.2 – Illustrations de la montée en luminosité du LHC de mars 2010 à octobre 2011 : luminosité instantanée à gauche et luminosité intégrée par semaine à droite.

Higgs et de la physique au-delà du Modèle Standard. Les caractéristiques du détecteur qui sont données dans la suite proviennent de la référence [2], dans laquelle plus de précisions peuvent être trouvées.

En raison de sa géométrie, on utilise les coordonnées cylindriques autour de l'axe des faisceaux pour se repérer dans ATLAS :

- l'axe longitudinal z est confondu avec l'axe des faisceaux, l'origine se situant au point de collision.
- Le plan transverse, perpendiculaire à l'axe z , est défini par le plan (x,y) .
- L'angle azimutal ϕ est défini dans le plan transverse autour de l'axe z de 0 (en $y=0$) à 2π .
- L'angle θ est défini par rapport à l'axe z dans l'intervalle $[-\pi, \pi]$.
- On définit la pseudo-rapacité η :

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}. \quad (1.1)$$

Cette définition est privilégiée à l'angle θ car la densité de particules par unité de η est quasiment constante. L'acceptance d'ATLAS en pseudo-rapacité est l'intervalle $|\eta| \leq 4.9$.

A partir du point d'interaction, plusieurs sous-détecteurs se succèdent, afin de reconstruire précisément les quadrivecteurs énergie-impulsion des particules, et d'identifier ces dernières. Leurs caractéristiques sont résumées ci-dessous. Soulignons l'excellente efficacité opérationnelle de l'ensemble des sous-détecteurs d'ATLAS, supérieure à 95%.

- Détecteur interne : ce détecteur permet de mesurer avec précision l'impulsion des électrons, d'étiqueter les quarks b et, en association avec la calorimétrie, d'aider à l'identification des photons et des électrons. La résolution nominale de ce sous-détecteur est la suivante : $\sigma_{p_T}/p_T = 0.038\% p_T [\text{GeV}] \oplus 1.5\%$.

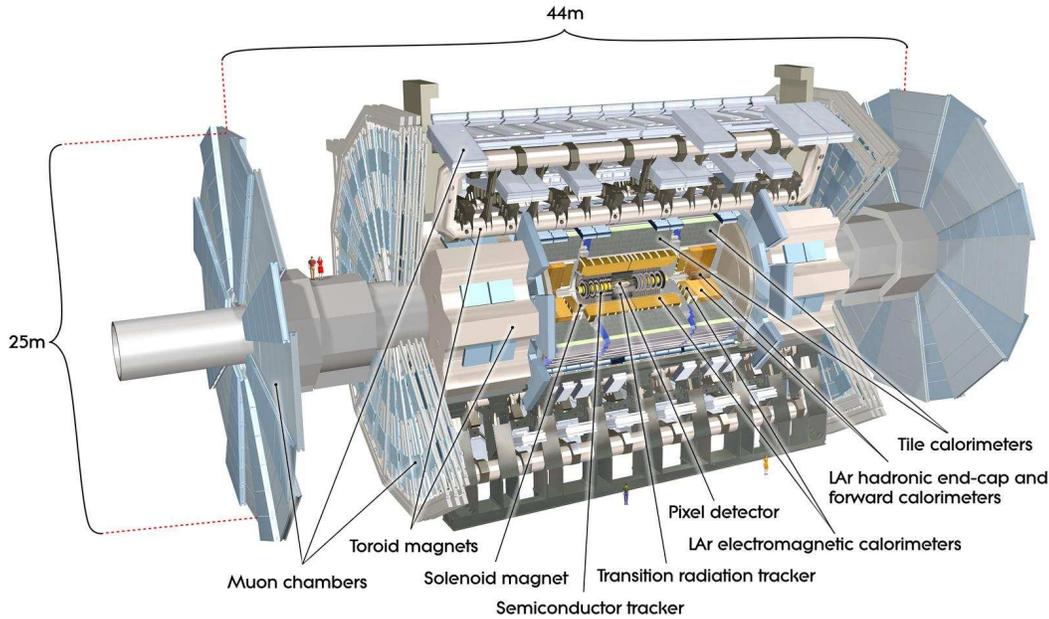


FIG. 1.3 – Schéma du détecteur ATLAS

- Solénoïde : utilisant la technologie supraconductrice, le solénoïde juxtaposé au détecteur interne fournit un champ magnétique de 2 Tesla au centre du détecteur interne, courbant la trajectoire des particules chargées et permettant ainsi la mesure des impulsions des particules chargées.
- Le calorimètre électromagnétique est de type à échantillonnage, avec de l'argon liquide comme matériel actif et du plomb comme absorbeur. La géométrie utilisée est particulière : elle est en accordéon, ce qui permet une grande rapidité de réponse et une excellente hermiticité en ϕ . Il est constitué de deux parties : la partie tonneau ($|\eta| < 1.4$) et deux bouchons couvrant la partie $1.4 < |\eta| < 3.2$. La résolution nominale de ce sous-détecteur est la suivante : $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E} [\text{GeV}] \oplus 0.7\%$.
- Le calorimètre hadronique est constitué également de deux parties : la partie tonneau ($|\eta| < 1.7$) utilise la technologie des tuiles scintillantes, et les parties bouchons ($1.5 < |\eta| < 3.2$) sont composées de cuivre comme absorbeur, et d'argon liquide comme matériel actif. La résolution nominale de ce sous-détecteur est la suivante : $\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E} [\text{GeV}] \oplus 3\%$.
- Le spectromètre à muons a la particularité d'être imposant par sa taille : 11 m de rayon et 23 m de demi-longueur, ce qui lui confère un grand bras de levier, et donc une mesure précise de l'impulsion des muons, de 5 GeV à 1 TeV (précision relative sur l'impulsion transverse inférieure à 10 %). Ce système est conçu pour assurer une mesure qui peut être indépendante du détecteur interne. De plus, il est l'un des acteurs du système de déclenchement de l'expérience.

Etant donné le taux très élevé de particules produites à chaque croisement de paquets de protons, il importe que le système de déclenchement d'ATLAS

soit très sélectif. Ce système est constitué de trois niveaux successifs :

- Le niveau 1 doit faire passer, en régime nominal, la fréquence des événements stockés de 40 MHz à 100 kHz. Ceci s’effectue en utilisant l’information provenant des calorimètres et du spectromètre à muons.
- Le niveau 2 réduit la fréquence à 1 kHz en régime nominal. Ce niveau reconstruit les régions d’intérêt fournies par le niveau 1, représentant moins de 2% du détecteur.
- Le niveau 3 réduit d’un facteur 10 la fréquence des événements, en utilisant les algorithmes complets de reconstruction d’ATLAS, incluant les constantes de calibration et d’alignement, afin d’affiner la sélection.

1.3 Reconstruction des objets physiques

Cette partie décrit brièvement la reconstruction des objets physiques utilisés dans les analyses présentées ici. Soulignons que cette présentation n’est donc pas exhaustive : d’autres analyses, au sein d’ATLAS, peuvent choisir d’autres critères pour certains objets. Dans la mesure où la désintégration de paires $t\bar{t}$ conduit à la production de leptons chargés, de jets (étiquetés b ou légers), et d’énergie transverse manquante, il importe de bien connaître ces différents objets.

1.3.1 Electrons

Le principe de reconstruction des électrons [?] repose sur l’identification d’amas de cellules dans le calorimètre électromagnétique, associés à des traces dans le détecteur interne. L’algorithme de reconstruction des électrons optimise l’efficacité de reconstruction des vrais électrons, tout en minimisant la contamination de faux électrons issus de jets, ou bien de conversion de photons. L’amas, rectangulaire et de taille fixe, est défini par un algorithme à fenêtre glissante ; la taille optimale de cet amas, permettant de maximiser l’énergie reconstruite dans l’amas, dépend de la position en η dans le calorimètre. Les analyses présentées dans ce manuscrit utilisent des électrons satisfaisant, de plus, les critères suivants :

- l’électron est “tight” : des coupures strictes sont appliquées sur l’association trace-amas, sur le nombre de coups dans les différentes couches du détecteur interne, et sur le rapport E/p . L’efficacité de reconstruction de cet algorithme est de l’ordre de 75%.
- $E_T > 25$ GeV
- $|\eta| < 2.47$ et $|\eta| \notin [1.37, 1.52]$ (région de superposition entre le tonneau et les bouchons du calorimètre électromagnétique).
- Isolation : afin de rejeter les électrons issus des désintégrations des mésons et baryons de saveur lourde, ainsi que les conversions de photons, l’électron doit être isolé ; pour ce faire, une coupure est appliquée sur la différence entre l’énergie transverse dans un cône de taille $\Delta R = 0.2$ autour de la direction de l’électron et l’énergie transverse de l’électron : cette différence doit être inférieure à 3.5 GeV.
- L’électron doit avoir passé le trigger adéquat.

- L'échelle d'énergie des électrons est corrigée, dans les données, d'un facteur fonction de $|\eta|$, déterminé à partir de la position du pic de la distribution du $Z \rightarrow e^+e^-$.
- Les quadrivecteurs des électrons sont dégradés, dans le Monte Carlo, d'un facteur déterminé à partir de la largeur du pic de la distribution du $Z \rightarrow e^+e^-$.
- Un poids est appliqué à l'événement, dans le Monte Carlo ; ce poids prend en compte l'écart observé entre l'efficacité de reconstruction des électrons dans les données et dans le Monte Carlo (dans les événements $Z \rightarrow e^+e^-$) ; ce poids est très proche de 1 pour les électrons sélectionnés ici.
- De la même façon, un poids prenant en compte l'écart observé entre l'efficacité de trigger des électrons dans les données et dans le Monte Carlo (dans les événements $Z \rightarrow e^+e^-$ et $W \rightarrow e\nu$) est appliqué aux électrons, dans le Monte Carlo. Ce nombre, fonction de η , est voisin de 1 (écart inférieur à 2 %).

1.3.2 Muons

Les muons utilisés ici sont reconstruits² en combinant l'information du spectromètre à muons avec celle fournie par le détecteur interne [?]. Des critères de qualité stricts sont appliqués à l'algorithme qui s'assure de la bonne correspondance entre les traces issues des deux sous-détecteurs. Un certain nombre de coupures additionnelles sont appliquées :

- $p_T > 20$ GeV, $|\eta| < 2.5$.
- Isolation : de même que pour les électrons, le muon doit être isolé. Pour ce faire, deux critères doivent être satisfaits. Le premier consiste à rejeter un muon qui présente un jet de $p_T > 20$ GeV, situé à $\Delta R < 0.4$. Le second consiste à étudier la différence entre l'énergie et l'impulsion transverses dans un cône de taille $\Delta R = 0.2$ autour de la direction de l'électron et l'énergie et l'impulsion transverses de l'électron : cette différence doit être inférieure à 4 GeV.
- Un poids est appliqué, dans le Monte Carlo, qui prend en compte l'écart observé entre l'efficacité de reconstruction des muons dans les données et dans le Monte Carlo (dans les événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$) ; ce poids est très proche de 1 pour les muons sélectionnés ici.
- Les quadrivecteurs des muons sont dégradés, dans le Monte Carlo, d'un facteur déterminé à partir de la largeur du pic de la distribution du $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$.

1.3.3 Jets

Les jets utilisés ici sont reconstruits en deux étapes : la première étape consiste à définir un amas topologique de cellules du calorimètre, dont l'énergie est définie à l'échelle électromagnétique. La seconde étape consiste à reconstruire le jet, au moyen de l'algorithme anti- k_T [3], utilisé en configuration étroite ($\Delta R = 0.4$), adaptée à la physique du quark top. Les jets ainsi définis

²L'algorithme utilisé est baptisé MuID.

sont ensuite calibrés au moyen d'une fonction définie à partir d'un échantillon Monte Carlo QCD ; cette calibration est fonction de η et p_T . Un certain nombre de critères additionnels sont requis :

- $|\eta| < 2.5$
- si un jet est situé à $\Delta R < 0.2$ d'un électron, tel que défini ci-dessus, ce jet est rejeté.

1.3.4 Etiquetage des jets b

Les algorithmes d'étiquetage des jets issus de mésons B exploitent essentiellement le fait que le vertex de désintégration des mésons B est déplacé par rapport au vertex primaire en raison du temps de vol plus long des B par rapport aux autres saveurs. Il est ainsi possible d'étiqueter les jets b soit en identifiant des traces ayant un paramètre d'impact incompatible avec le vertex primaire soit en reconstruisant directement le vertex secondaire. L'algorithme utilisé jusqu'à présent - SV0 - calcule la distance tri-dimensionnelle entre le vertex secondaire identifié et le vertex primaire, divisée par l'erreur sur cette distance. Une coupure à 5.85 sur ce nombre est appliquée, correspondant à une efficacité d'identification des jets b de 50 %, pour une réjection des jets légers de 150.

L'efficacité et le taux d'erreur d'identification des jets b n'étant pas le même dans les données et dans le Monte Carlo, un poids est appliqué à chaque jet, dans le Monte Carlo, fonction de η et du p_T des jets.

1.3.5 \cancel{E}_T

L'énergie transverse manquante est estimée à partir de l'énergie déposée dans des amas topologiques, calibrés à l'échelle électromagnétique, puis corrigés suivant l'objet considéré. Plusieurs contributions sont prises en compte :

- Electrons, calibrés à l'échelle électromagnétique.
- Jets (un facteur correctif est appliqué à leurs quadrivecteurs, fourni par la calibration hadronique des jets).
- "Soft" jets : jets de bas p_T (entre 7 et 20 GeV).
- Muons : le quadrivecteur considéré est celui obtenu en combinant le détecteur interne et le spectromètre à muons.
- "Cellout" : les amas restant, non associés à l'un des objets ci-dessous, mais contenant un dépôt d'énergie.

1.4 Prise en compte de l'empilement des événements

L'augmentation de la luminosité instantanée fournie par le LHC conduit à une augmentation du nombre moyen d'interactions par croisement, de l'ordre de 12 actuellement, comme cela est illustré sur la Figure 1.4. Les simulations Monte Carlo utilisées incluent des événements de biais minimum, en respectant la structure des paquets (espacement, taille). Les événements sous-jacents sont superposés au processus dur simulé, de façon aléatoire, suivant une distribution poissonnienne centrée sur le nombre moyen d'interactions par croisement. Afin

de prendre en compte correctement les événements dus à l'empilement, les distributions Monte Carlo sont pondérées d'un facteur déterminé afin de rendre identiques les distributions du nombre moyen d'interaction par croisement dans le Monte Carlo et les données.

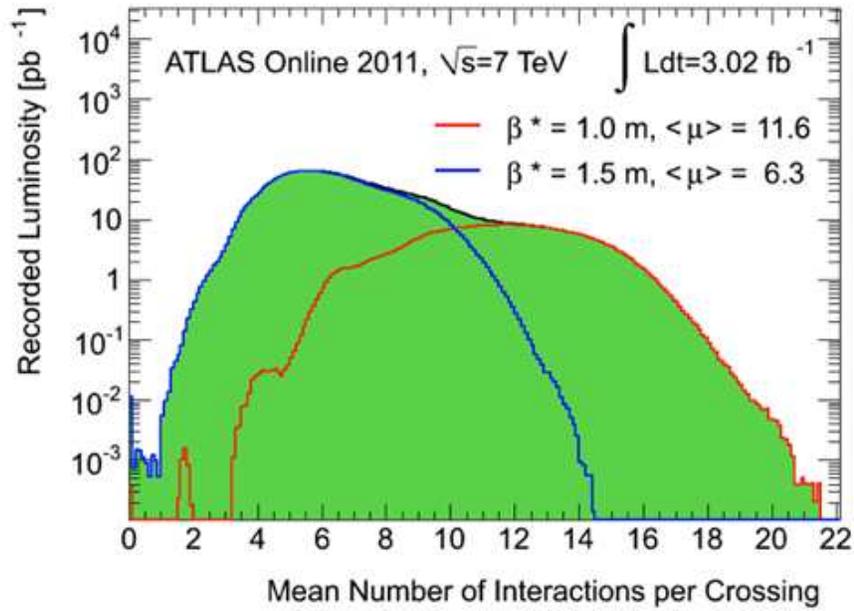


FIG. 1.4 – Distribution du nombre moyen d'interactions par croisement de paquets, pour deux configurations successives de fonctionnement du LHC ($\beta^* = 1.5$ mètre, puis 1 mètre).

Bibliographie

- [1] Lyndon Evans and Philip Bryant (editors). LHC Machine. *JINST 3 S08001*, 2008.
- [2] The ATLAS Collaboration. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *JINST 3 S08003*, 2008.
- [3] M.Cacciari et al. The anti- k_T jet clustering algorithm. *JHEP 0804*, 2008.

Chapitre 2

Le quark top : une particule instructive

2.1 Introduction

Le quark top se distingue des autres quarks, au sein du Modèle Standard, par sa masse élevée (40 fois celle du quark b), et par un couplage de Yukawa au boson de Higgs très voisin de 1, particularité intrigante ! Le quark top jouerait-il un rôle particulier dans les mécanismes à l'origine de la masse des particules ? Ce quark est par ailleurs une excellente sonde pour la physique au-delà du Modèle Standard, domaine dans lequel de nombreux nouveaux couplages au quark top sont prédits. Ce chapitre, après avoir rappelé que la découverte de cette particule fut le fruit d'une longue quête, décrit les modes de production et de désintégration du quark top au LHC. Un panorama synthétique des nombreuses mesures dans le secteur du top est également présenté.

2.2 La découverte du quark top : une longue quête.

En 1974, le Modèle Standard de la physique des particules était doté de 2 familles de quarks, décrivant de façon satisfaisante la spectroscopie hadronique d'alors, et de leptons. L'année suivante, le lepton τ était découvert à SLAC [1], ouvrant la porte à la recherche d'une probable troisième famille de quarks. En 1977, une nouvelle résonance fut découverte, au Fermilab, dans le spectre de masse invariante di-muons, baptisée upsilon [2]. Cette résonance fut interprétée comme un état lié $b\bar{b}$, et donc comme la signature de la découverte d'un cinquième quark : le quark beau (ou *bottom*). Deux nombres quantiques de cette nouvelle particule ont été mesurés rapidement : sa charge électrique $Q = (-1/3)$ et la troisième composante de son isospin faible $I_3 = (-1/2)$. Le quark beau apparaît alors naturellement comme une composante d'un nouveau doublet d'isospin faible. Débute alors la longue quête du partenaire $SU(2)_L$ du quark b , de nombres quantiques $Q = (2/3)$ et $I_3 = (1/2)$: le quark top.

Deux types de recherche sont menées à bien simultanément : une recherche directe de résonance $t\bar{t}$ auprès des accélérateurs (e^+e^- ou $p\bar{p}$) ou bien une re-

cherche indirecte basée sur les prédictions théoriques de la masse de ce sixième quark.

2.2.1 Recherche directe du quark top auprès des accélérateurs

Les quarks c et b ayant été découverts via la découverte des mésons J/Ψ (résonance $c\bar{c}$) et Υ (résonance $b\bar{b}$), le quark top a naturellement été recherché dans un premier temps via la mise en évidence d'un état lié $t\bar{t}$: le toponium, dont la masse n'était pas prédite. Sa recherche a donc suivi la montée en puissance de l'énergie fournie par les accélérateurs successifs.

Collisionneurs e^+e^-

La recherche d'une résonance auprès des collisionneurs e^+e^- a été faite notamment en étudiant le rapport de sections efficaces R : $R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$. En effet, la production d'un nouveau quark se traduit par une augmentation de $3 Q_q^2$ de ce rapport au seuil de production de ce quark, Q_q étant la charge électrique du nouveau quark q . Cette recherche a été menée à bien auprès de collisionneurs successifs (PETRA à DESY, TRISTAN à KEK), explorant une énergie dans le centre de masse jusqu'à 61 GeV : l'absence de découverte de toponium a permis de déterminer une limite inférieure sur la masse du quark top de 30 GeV. Puis, à la fin des années 80, l'étude de la largeur du Z auprès du LEP et du SLC, fonctionnant au pic du Z , a montré que cette dernière était incompatible avec une désintégration $Z \rightarrow t\bar{t}$: ceci a alors borné inférieurement la masse du quark top à 45.8 GeV [3], [4].

Collisionneurs $p\bar{p}$

Les collisionneurs $p\bar{p}$ ne permettant pas de connaître l'énergie dans le centre de masse des partons interagissant dans le processus dur, la recherche de résonance ne s'effectue pas de la même façon qu'en collisionneurs leptoniques. La recherche du quark top s'est ainsi effectuée en étudiant les produits de désintégration de ce quark, prédits par le Modèle Standard. Comme cela sera décrit un peu plus loin dans ce chapitre, le Modèle Standard prédit que le quark top peut être produit soit par paires, par interaction forte, soit seul, par interaction électrofaible. Les détecteurs UA1 et UA2, exploitant les collisions fournies par le $SppS$ au CERN, à une énergie dans le centre de masse de 630 GeV, ont recherché le quark top de 1981 à 1990, aboutissant à une limite inférieure sur la masse du quark top de 69 GeV [5]. Le Tevatron, avec une énergie dans le centre de masse sensiblement supérieure (1.8 TeV), a permis d'explorer une fenêtre plus large de masse : le détecteur CDF, après avoir exploité les collisions du Tevatron de 1988 à 1992, a publié une limite inférieure sur la masse du quark top égale à 91 GeV [6].

2.2.2 Recherche indirecte du quark top

Parallèlement à ces recherches directes, les théoriciens ont utilisé les mesures électrofaibles sur le W et le Z pour contraindre indirectement la masse du quark top. En effet, comme cela sera expliqué en détail dans le prochain chapitre, la masse du boson W et la masse du quark top sont reliées par les corrections radiatives au propagateur du boson W qui conduisent, au premier ordre, à l'expression suivante de la masse de cette particule :

$$M_W = \sqrt{\frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F \sin^2\Theta_W} \frac{1}{1 - \Delta r}} \quad (2.1)$$

Dans cette expression, Δr représente la contribution des corrections radiatives, dépendant de la masse du quark top (via notamment un terme proportionnel à cette masse au carré), ainsi que, plus faiblement, de la masse du boson de Higgs. La Figure 2.1 montre l'évolution dans le temps de ces prédictions théoriques.

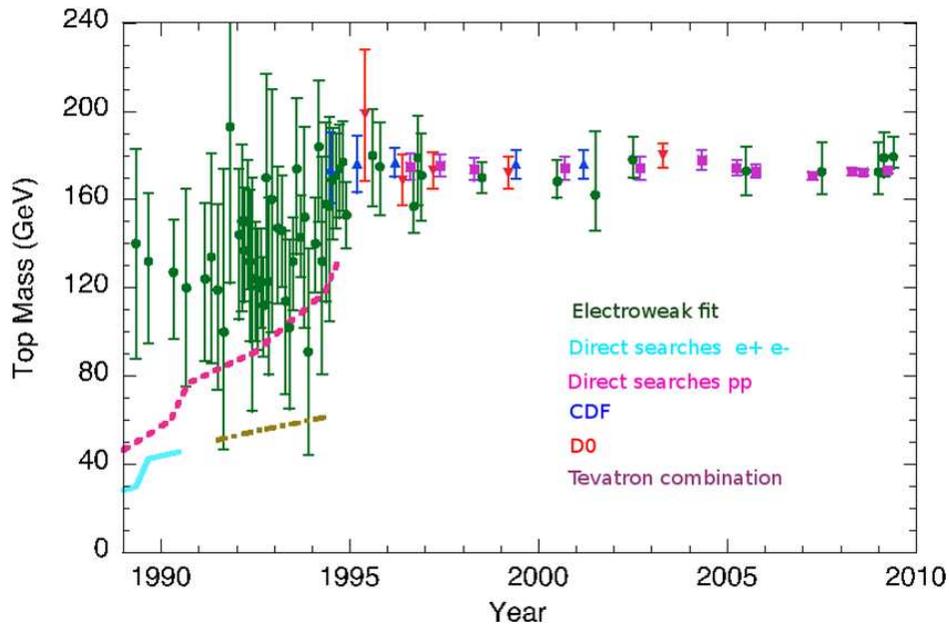


FIG. 2.1 – Evolution des contraintes et des mesures de la masse du quark top depuis 1989.

2.2.3 Vers la découverte du quark top

En 1992 commença la deuxième campagne de prise de données du Tevatron, à plus haute luminosité, et doté d'un second détecteur, D0. En 1994, CDF publie une première observation du quark top, à 2.9σ , avec un peu moins de 20 pb^{-1} ; la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ correspondante était trois fois plus grande que ne le prédisait le Modèle Standard. L'année suivante, les deux expériences annoncent chacune la découverte du quark top, avec une signification de 4.8σ pour CDF (pour une luminosité de 67 pb^{-1}) et 4.6σ pour

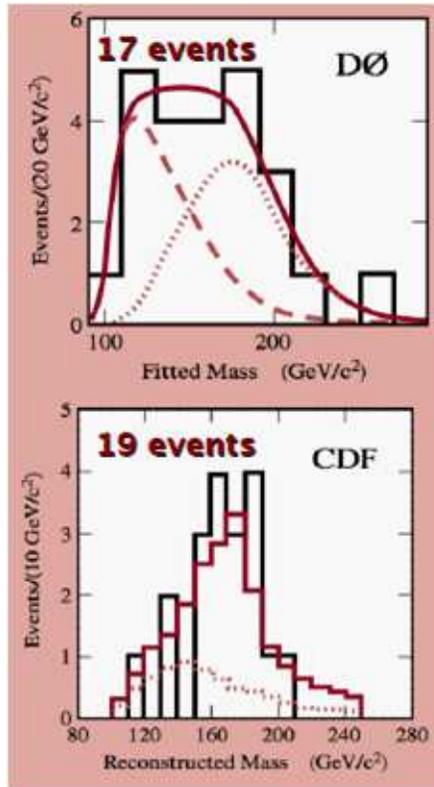


FIG. 2.2 – Distribution de la masse du quark top reconstruite au moment de sa découverte (les données correspondent aux traits pleins noirs).

D0 (pour une luminosité de 50 pb^{-1}). Les sections efficaces de production de paires $t\bar{t}$ publiées sont compatibles avec celles prédites par le Modèle Standard [7] [8]. Une première mesure de la masse du quark top a été effectuée, au moyen d’une méthode de comparaison entre distributions simulées et distributions issues des données, illustrée sur la Figure 2.2. Les valeurs sont compatibles entre elles, en prenant en compte les barres d’erreurs, importantes :

- $m_{top} = 176 \pm 8(stat.) \pm 10(syst.) \text{ GeV}$ (CDF)
- $m_{top} = 199 \pm 19(stat.) \pm 22(syst.) \text{ GeV}$ (D0)

Cette première mesure marque le début d’une nouvelle ère pour les mesures indirectes de la masse via l’ajustement électrofaible, comme cela est illustré sur la Figure 2.1. La mesure actuelle, datant de Juillet 2011, atteint une précision inférieure au GeV : $m_{top} = 173.2 \pm 0.6(stat.) \pm 0.8(syst.) \text{ GeV}$ [9]. Cette valeur a été obtenue en combinant plusieurs méthodes de mesure de masse, ainsi que les résultats fournis par les deux expériences. La Figure 2.3 résume les différentes valeurs mesurées, par canal, et par expérience.

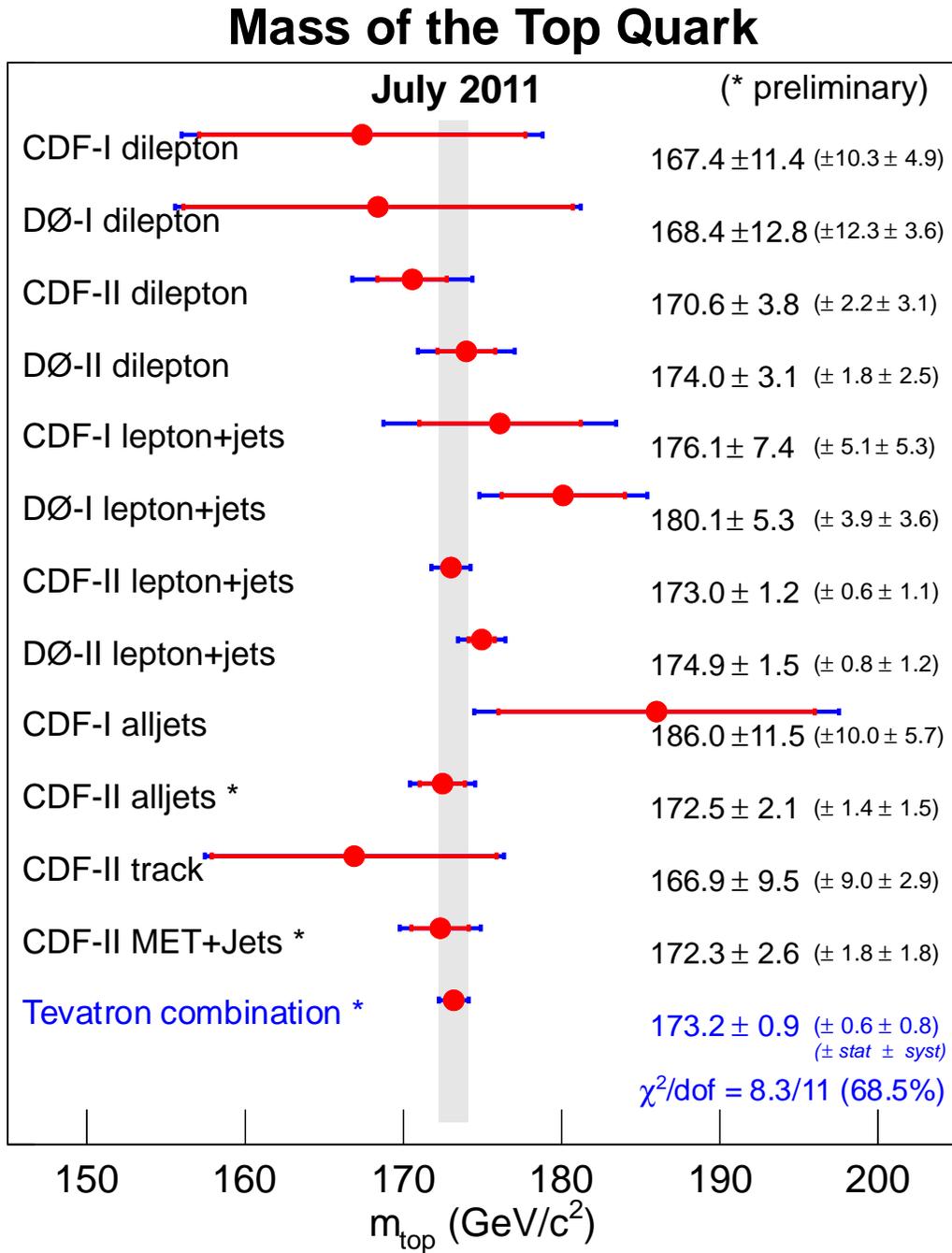


FIG. 2.3 – Bilan des mesures de la masse du quark top effectuées par les expériences du Tevatron, à l'été 2011.

2.3 Production et désintégration du quark top.

Le quark top peut être produit de deux façons différentes, dont l'importance relative dépend de l'énergie disponible dans le centre de masse, et du type de collisionneurs utilisé :

- production par paire $t\bar{t}$: l'interaction mise en jeu est l'interaction forte ; dans la mesure où les études présentées dans ce document reposent sur ce mode de production, c'est celui qui est exposé en détail ici.
- production seul, par interaction faible (“single top”). Ce mode est illustré sur la Figure 2.4, dans les trois voies de production possibles. Le single top a été observé pour la première fois par le Tevatron en 2007 [10], dans la voie s , 12 ans après la découverte du quark top. La voie t a par la suite été mise en évidence au Tevatron. La voie Wt ne pourra pas être observée dans ce collisionneur, mais elle sera mise en évidence au LHC.

Les sections efficaces de ces modes de production, fournies par le calcul approché d'ordre 3 (approx. NNLO), au Tevatron et au LHC, sont résumées dans la Table 2.1.

TAB. 2.1 – Sections efficaces (pb) inclusives de production du quark top en paires, ou seul, au Tevatron et au LHC. Calculs effectués à l'ordre NNLO approché, avec les PDFs CTEQ6.6., pour une masse du top de 173 GeV (paires) et 172.5 GeV (single top).

	Tevatron	LHC $\sqrt{s} = 7$ TeV	LHC $\sqrt{s} = 14$ TeV
$t\bar{t}$ [11]	$7.34^{+0.23}_{-0.38}$	165.0^{+11}_{-16}	874^{+14}_{-33}
single top			
voie s [12]	1.04 ± 0.04	$4.63^{+0.19}_{-0.17}$	11^{+1}_{-1}
voie t [13]	2.26 ± 0.12	$64.57^{+2.71}_{-2.01}$	246^{+12}_{-12}
voie Wt [14]	0.28 ± 0.06	$15.74^{+1.06}_{-1.08}$	66^{+2}_{-2}

2.3.1 Production de paires $t\bar{t}$

En collisionneurs hadroniques, le quark top est produit par paires $t\bar{t}$, soit par fusion de gluons, soit par annihilation quark-antiquark, comme cela est illustré sur la Figure 2.5. Au LHC, le mode de production dominant est la fusion de gluons, à 7 TeV (85 %) comme à 14 TeV (90 %). Ceci peut être compris aisément à partir de l'expression de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$.

Le théorème de factorisation de QCD conduit à exprimer la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ comme l'intégrale de la section efficace du processus dur au niveau partonique sur les fractions d'impulsion portées par les partons, pondérées par la densité partonique du proton :

$$\sigma_{P+P \rightarrow t\bar{t}}(\sqrt{s}, m_{top}) = \sum_{a,b=q,\bar{q},g} \int \hat{\sigma}_{a+b \rightarrow t\bar{t}}(\hat{s}, \alpha_s(\mu_R^2), \mu_R^2, m_{top}) \times f_{a/P}(x_a, \mu_f^2) \times f_{b/P}(x_b, \mu_f^2) dx_a dx_b \quad (2.2)$$

où les hadrons initiaux sont des protons au LHC et $\sqrt{s} = 7$ ou 14 TeV. Dans cette expression :

- a et b sont les partons initiaux du processus dur qui peuvent être considérés comme libres en raison de la liberté asymptotique : (quark, anti-quark), ou bien (gluon, gluon).
- $\hat{\sigma}_{a+b \rightarrow t\bar{t}}(\hat{s}, \alpha_s(\mu_R^2), \mu_R^2, m_{top})$ est la section efficace partonique ; celle-ci dépend de l'énergie dans le centre de masse au niveau partonique $\sqrt{\hat{s}}$, de α_s , de l'échelle de renormalisation μ_R , ainsi que de la valeur de la masse du quark top.
- La densité partonique $f_{i/I}(x_i, \mu_f^2)$ détermine la probabilité de trouver dans un hadron I un parton i portant la fraction x_i de l'impulsion du hadron lorsqu'il est sondé à une échelle d'énergie μ_f^2 , échelle de factorisation.
- Il est d'usage de fixer les échelles d'énergie μ_f et μ_R à l'échelle d'énergie caractéristique du processus dur considéré : $Q = m_t$.

La section efficace de production $t\bar{t}$ dépend donc notamment de la densité partonique choisie : il existe en effet un certain nombre de densités partoniques (PDF), fonction des données sur lesquelles elles reposent, ou bien de l'ordre perturbatif jusqu'auquel le calcul est effectué (LO, NLO, app. NNLO). La Figure 2.6 [15] montre les densités partoniques du proton et leurs incertitudes pour un processus dur avec un transfert d'impulsion $Q^2 = 170^2 \text{ GeV}^2$ qui correspond à la production d'une paire $t\bar{t}$. On observe que la densité partonique est dominée par les quarks de valence (u, d) à grand x tandis que les gluons contribuent majoritairement à l'impulsion du proton pour $x < 0.1$. L'incertitude relative sur les densités partoniques est de l'ordre de 5% pour $x < 0.1$ puis diverge à grand x . Cette figure permet de comprendre l'importance relative des deux modes de production de paires $t\bar{t}$. En effet, l'énergie minimale requise dans le centre de masse, au niveau partonique, pour créer une paire $t\bar{t}$, est égale à $2 m_t$. Par conséquent, $\hat{s} = x_a x_b s = 4m_{top}^2$. En supposant que les deux partons impliqués dans le processus dur portent la même fraction d'énergie $x_a = x_b = x$, la fraction d'impulsion minimale que doit porter en moyenne chaque parton pour produire une paire $t\bar{t}$ est donc :

$$\langle x \rangle = \sqrt{\frac{\hat{s}}{s}} = \frac{2m_{top}}{7(14) \text{ TeV}} \simeq 0.05(0.025) \quad (2.3)$$

La Figure 2.6 nous montre donc que ces valeurs de x correspondent à une région où la densité partonique est nettement dominée par les gluons. À noter que la situation est inverse au Tevatron : les partons doivent porter une fraction plus élevée d'impulsion (de l'ordre de 0.175) pour produire une paire $t\bar{t}$.

2.3.2 Désintégration du quark top

Dans le cadre du Modèle Standard, le quark top se désintègre essentiellement via le processus $t \rightarrow Wq$, où q désigne les quarks de charge électrique $-1/3$: d, s et b . La contribution de chaque quark est proportionnelle au carré de l'élément de la matrice unitaire CKM V_{tq} . En l'absence d'hypothèse d'unitarité de la matrice CKM, ce qui laisse la porte ouverte aux processus physiques au-delà du Modèle Standard, $|V_{tb}|$ est mesuré notamment à partir de la mesure

de la section efficace de production du single-top. Les éléments de matrice $|V_{td}|$ et $|V_{ts}|$ ne peuvent pas être mesurés directement à partir de la désintégration du quark top mais peuvent être estimés à partir des oscillations $B - \bar{B}$ ou des désintégrations rares des mésons K et B faisant intervenir des diagrammes en boîte contenant des quarks top. Les dernières mesures disponibles sont [16] :

$$|V_{td}| = 0.00874^{+0.00026}_{-0.00037} \quad (2.4)$$

$$|V_{ts}| = 0.0407 \pm 0.0010 \quad (2.5)$$

$$|V_{tb}| = 0.999133^{+0.000044}_{-0.000043} \quad (2.6)$$

La valeur de $|V_{tb}|$, quasiment égale à 1, implique un mode de désintégration du quark top dans la voie $t \rightarrow Wb$ dans 99.9% des cas, dans le cadre du Modèle Standard. Seul ce mode est considéré, dans ce document : par conséquent, les canaux de désintégration des paires $t\bar{t}$ sont classés en 3 catégories, en fonction du mode de désintégration des 2 bosons de jauge W^\pm .

Environ 68% des désintégrations du boson W sont hadroniques via le processus $W \rightarrow q\bar{q}'$ où $q = u, c$ et $\bar{q}' = \bar{d}, \bar{s}, \bar{b}$. Les désintégrations restantes du boson W (32%) s'effectuent leptoniquement avec une probabilité de 10.8%, en moyenne, pour chacune des trois saveurs de leptons e, μ et τ . Soulignons que la désintégration leptonique en $\tau\nu_\tau$ est traitée de façon spécifique dans la mesure où le lepton τ se désintègre, dans 35 % des cas, leptoniquement : dans ce cas, la désintégration du boson W conduit alors à la présence de deux neutrinos dans l'état final ; ce dernier est alors plus délicat à reconstruire.

Le canal hadronique Le canal hadronique inclut les événements $t\bar{t}$ où les deux bosons W de l'état final se désintègrent hadroniquement. Son rapport d'embranchement est de 44%, auquel s'ajoutent les événements $t\bar{t}$ di-taus ou τ +jets avec désintégration hadronique du tau. Les atouts et faiblesses de ce canal sont résumés ci-dessous :

- le rapport d'embranchement élevé est un atout : l'échantillon statistique est ainsi important.
- L'état final ne comprend aucun neutrino, ce qui permet une reconstruction cinématique aisée.
- Le rapport signal sur bruit est très défavorable. Il peut être amélioré en utilisant l'étiquetage des jets b .
- Le bruit de fond combinatoire, correspondant à des associations erronées de jets légers aux bosons W dont ils proviennent, est important (la multiplicité en jets de l'état final est élevée) ; ceci dégrade la résolution obtenue sur la reconstruction de la masse du quark top.

Le canal dilepton Le canal dilepton inclut les événements $t\bar{t}$ où les deux bosons W de l'état final se désintègrent leptoniquement. Si l'on met de côté le lepton τ , pour les raisons présentées ci-dessus, seuls les modes $ee, \mu\mu$ et $e\mu$ sont considérés. Les atouts et faiblesses de ce canal sont résumés ci-dessous :

- le principal atout de ce canal est qu'il présente une signature très propre en collisionneur hadronique. En effet, la présence de deux leptons dans l'état final permet une bonne réjection des principales sources de bruit

de fond (QCD multijets, et di-bosons ZZ et WW qui peuvent être partiellement éliminés en coupant sur la masse du boson Z et en imposant que les deux leptons soient de charges opposées). Il est possible d'étudier ce canal sans avoir recours à l'étiquetage des quarks b , ce qui permet d'augmenter l'efficacité de sélection des événements.

- Ce canal souffre d'une très faible statistique, avec un rapport d'embranchement de seulement 4%.
- Une autre difficulté de ce canal est la présence de deux neutrinos dans l'état final, rendant sa reconstruction délicate. La reconstruction de la cinématique de l'état final repose sur la résolution d'un système d'équations sous-contraint nécessitant l'introduction de nouvelles contraintes pour réduire le nombre d'inconnues. Différentes méthodes de reconstruction ont été développées au Tevatron et la méthode "Neutrino Weighting Algorithm", qui consiste à fixer la rapidité de chaque neutrino afin de reconstruire la cinématique de l'état final en attribuant une probabilité à chaque configuration possible, sera détaillée par la suite.

Le canal semi-leptonique Le canal semi-leptonique inclut les événements où un boson W se désintègre hadroniquement tandis que le deuxième se désintègre leptoniquement. Ce canal est bien souvent considéré comme le canal en or. En effet, avec un rapport d'embranchement d'environ 15% pour chaque saveur leptonique, ce canal offre un excellent compromis entre une statistique élevée et un bon rapport signal sur bruit. Il est possible d'utiliser les événements τ +jets avec désintégration leptonique du tau. En effet, si on n'utilise que la masse invariante des trois jets issus de côté hadronique comme estimateur de la masse du quark top, la sélection d'événements à partir du lepton ($\ell=e,\mu$) issu de la désintégration du tau n'altère pas la reconstruction du top hadronique. La situation est différente si on souhaite reconstruire l'intégralité de l'état final puisque les neutrinos issus de la désintégration leptonique du tau peuvent altérer la résolution de l'énergie transverse manquante qui sert d'estimateur de l'impulsion transverse du neutrino issu de la désintégration leptonique du W .

2.4 Propriétés du quark top : panorama des mesures.

Le quark top est une particule instructive à bien des égards. Le nombre élevé de quarks top que le LHC a produits, et produira dans les années à venir, fait de ce collisionneur un laboratoire privilégié pour étudier en détail les propriétés du quark top. Ce manuscrit n'a pas l'ambition de décrire la mesure de chacune de ses propriétés, ces dernières faisant l'objet individuellement d'études minutieuses. En revanche, une synthèse de ces mesures (hormis la masse, qui fait l'objet d'une partie des études détaillées ici), est présentée dans le Tableau 2.2 ; ce tableau précise notamment la sensibilité ou non à une physique au-delà du Modèle Standard, l'état des lieux au Tevatron avec toute la luminosité acquise et au LHC à l'été 2011.

	Intérêt	Mesure	Tevatron	LHC été 2011
Masse	Ajustement électrofaible	Masse invariante produits désintégration	1 GeV	2.8 GeV (une seule mesure)
$\sigma(t\bar{t})$	Calculs QCD BSM (résonances,...)	comptage	6%	< 7 %
$\sigma(\text{single top})$	V_{tb} , H^+ , couplages	Comptage	Voies s et t	Voie t
Charge	Modèles exotiques [17] : -4/3	Produits de désintégration	Exclut -4/3 à 99% C.L.	Exclut -4/3 à 99% C.L.
Corrélations de spin	BSM	Distributions angulaires	Cohérent avec SM	limitation stat.
Hélicité du W	Vertex Wtb : V-A ?	Distribution angulaire du lepton chargé		
Asymétrie $t\bar{t}$	BSM	Comptage	Excès < $3\sigma(\text{CDF})$ à haute $m_{t\bar{t}}$	Pas d'excès
FCNC	BSM (MSSM)	Comptage	Limites sur BR	Limites sur BR

TAB. 2.2 – Panorama des mesures relatives à la physique du quark top.

Bibliographie

- [1] M. L. Perl et al. Evidence for anomalous lepton production in e^+e^- annihilation. *Phys. Rev. Lett.* *35*, 1489, 1975.
- [2] S. W. Herb et al. Observation of a dimuon resonance at 9.5 GeV in 400 GeV proton - nucleus collisions. *Phys. Rev. Lett.* *39*, 252, 1977.
- [3] P. Abreu et al. [Delphi Collaboration]. Search for the t and b-prime quarks in hadronic decays of the Z boson. *Phys. Lett. B* *242*, 536, 1990.
- [4] D. Decamp et al. [ALEPH Collaboration]. A search for new quarks and leptons from Z decay. *Phys. Lett. B* *236*, 511, 1990.
- [5] T. Akesson et al. [UA2 Collaboration]. Search for top quark production at the CERN $p\bar{p}$ collider. *Z. Phys. C* *46*, 1990.
- [6] F. Abe et al. [CDF Collaboration]. A limit on the top quark mass from $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ tev. *Phys. Rev. D* *45*, 1992.
- [7] S. Abachi et al. [D0 Collaboration]. Observation of the top quark. *Phys. Rev. Lett.* *74*, 2632, 1995.
- [8] F. Abe et al. [CDF Collaboration]. Observation of top quark production in $p\bar{p}$ collisions. *Phys. Rev. Lett.* *74*, 2626, 1995.
- [9] Tevatron Electroweak Working Group. Combination of CDF and D0 results on the mass of the top quark using up to 5.8 fb^{-1} of data. *arXiv :1107.5255*, 2011.
- [10] S. Abachi et al. [D0 Collaboration]. Observation of single top quark production. *Phys. Rev. Lett.* *103*, 092001, 2009.
- [11] U. Langefeld et al. New results for $t\bar{t}$ production at hadron colliders. *arXiv :0907.2527v1*, 2009.
- [12] N. Kidonakis. Next-to-next-to-leading-order collinear and soft gluon corrections for t-channel single top quark production. *Phys. Rev. D*, 83, 2011.
- [13] N. Kidonakis. Two-loop soft anomalous dimensions for single top quark associated production with a w or h. *Phys. Rev. D*, 82, 2011.
- [14] N. Kidonakis. Nnll resummation for s-channel single top quark production. *Phys. Rev. D*, 81, 2010.
- [15] Marc-André Pleier. Review of properties of the top quark from measurements at the Tevatron. *J.Mod.Phys.A*, *24* :2899–3037, 2009.
- [16] C. Amsler et al. Review of particle physics. *Physics Letters B*, 667 :1, 2008.
- [17] D. Chang et al. *Physics Rev. D*, 59 :091503, 1999.

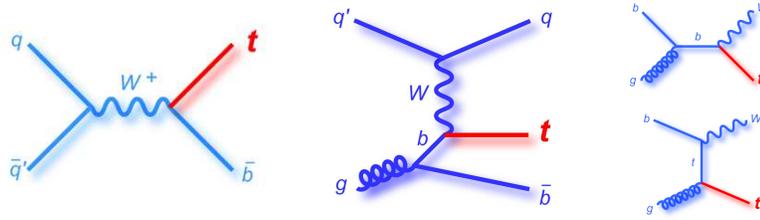


FIG. 2.4 – Production du quark top par interaction faible (single top) : voies s (gauche), t (milieu) et Wt (droite).

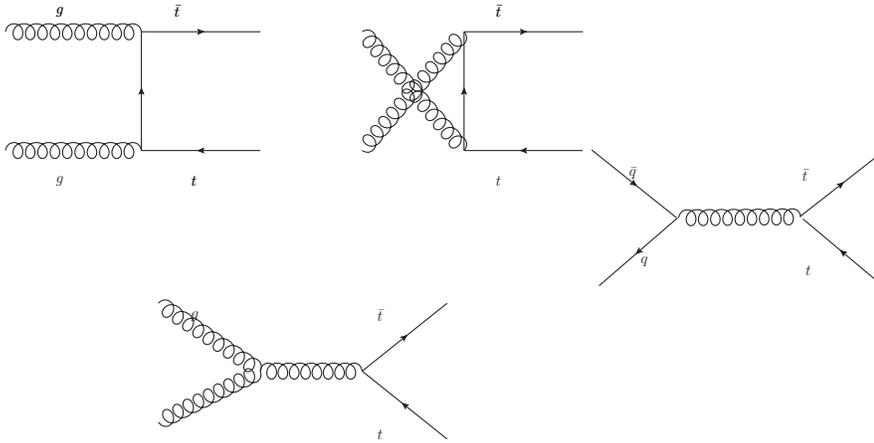


FIG. 2.5 – Diagrammes de Feynman au premier ordre (LO) correspondant à la production de paires $t\bar{t}$ au LHC : par fusion de gluons (gauche), mode dominant, et par annihilation quark-antiquark (droite)

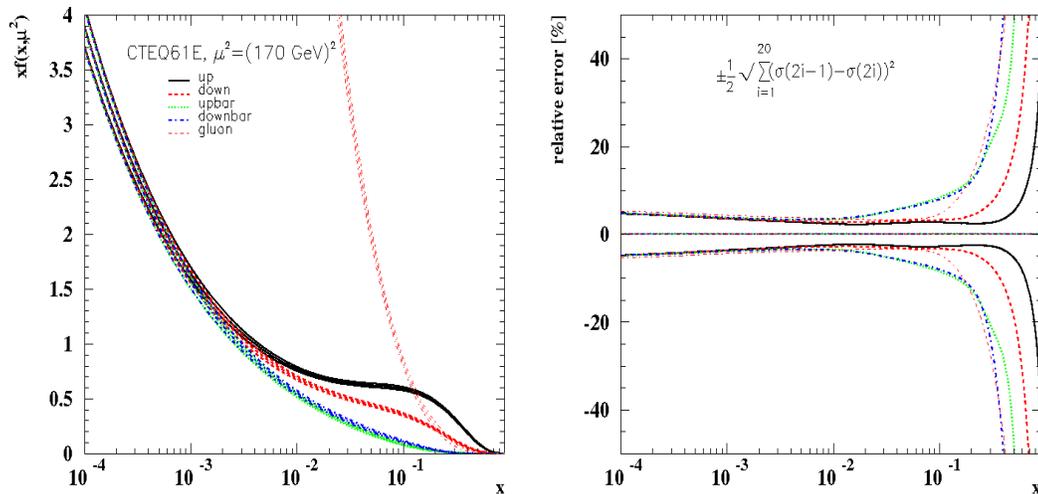


FIG. 2.6 – Gauche : Densités partoniques du proton (CTEQ61) avec les bandes d'incertitude pour les partons u, \bar{u}, d, \bar{d} et le gluon ($Q^2 = 170^2 \text{ GeV}^2$). Droite : incertitudes relatives associées à ces densités partoniques.

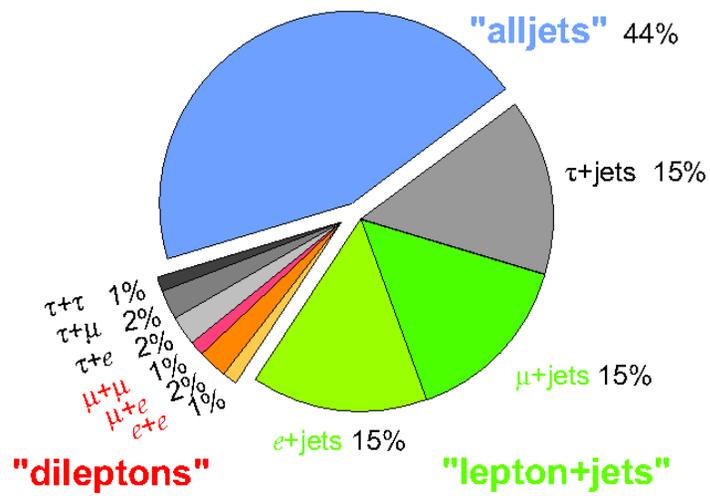


FIG. 2.7 – Rapports d'embranchement des différents canaux de désintégration d'une paire $t\bar{t}$.

Deuxième partie

Mesure de la masse du quark top avec le détecteur ATLAS au LHC

Introduction

La mesure de la masse du quark top a fait l'objet de nombreuses analyses au Tevatron, reposant sur des techniques sophistiquées. Le LHC a pour but, dans ce domaine, d'améliorer la précision actuelle (de l'ordre de 1 GeV) obtenue par la combinaison de plusieurs méthodes, et des deux expériences (CDF et D0). Dans cette partie, un premier chapitre rappelle l'une des principales motivations qui nous poussent à vouloir mesurer une masse du quark top précise : l'ajustement électrofaible qui nous permettra, munis de mesures précises de la masse du boson W et du quark top, de contraindre la masse du boson de Higgs. Ce chapitre souligne également qu'il est nécessaire de s'interroger sur la signification de la masse mesurée, dès lors qu'elle atteint une précision inférieure au GeV.

Un second chapitre présente l'une des méthodes de mesure de la masse du quark top dans le canal lepton plus jets, qui a conduit au résultat publié par ATLAS à l'été 2011, à partir de 0.7 fb^{-1} de données enregistrées. Il s'agit d'une méthode de "templates", comparant des distributions d'observables discriminantes (masse du top, masse du W se désintégrant en jets) dans les données et dans le Monte Carlo ; cette comparaison conduit à la mesure simultanée de la masse du quark top et de l'échelle d'énergie des jets, réduisant ainsi la sensibilité de la mesure de la masse du quark top à l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets.

Un dernier chapitre est consacré à une étude prospective, faite dans le canal di-leptons, à partir de simulations générées à une énergie dans le centre de masse de 10 TeV. Le principe de reconstruction de l'état final, point délicat dans ce canal, est présenté, ainsi que la méthode des templates conduisant à la mesure de la masse du quark top seule.

Chapitre 3

Motivations pour une mesure précise de la masse du quark top

Le Tevatron a permis d'atteindre une précision sur la mesure de la masse du quark top de l'ordre du GeV, 15 ans après la découverte de ce quark. Le LHC poursuit cette quête de mesure de précision. Ce chapitre présente tout d'abord l'une des principales motivations qui sous-tendent cette recherche de précision : l'ajustement électrofaible. Par ailleurs, il est licite de se demander quelle masse mesure-t-on, dès lors que la précision est meilleure que le GeV. Ce chapitre donne des éléments de réponse à cette question.

3.1 Ajustement électrofaible

L'ajustement électrofaible consiste à regrouper les mesures expérimentales d'un certain nombre d'observables au sein d'un ajustement afin de tester la cohérence du Modèle Standard, d'une part, et, d'autre part, fournir une contrainte indirecte de paramètres inconnus à ce jour, notamment la masse du boson de Higgs. La précision actuelle atteinte sur les paramètres caractérisant les bosons W et Z est telle qu'il est nécessaire de prendre en compte les corrections radiatives dans les prédictions théoriques, afin de confronter correctement théorie et mesure. La masse du quark top est un ingrédient important de ces corrections, dans la mesure où elle apparaît sous la forme d'un terme quadratique. Les contraintes découlant d'une mesure précise de la masse du quark top sont donc particulièrement significatives. Une description précise de l'ajustement électrofaible est donnée dans cette section.

3.1.1 Principe

L'ajustement électrofaible¹ ([10], [5], [2]) repose sur un certain nombre d'observables électrofaibles mesurées expérimentalement ; certaines d'entre elles sont laissées libres dans l'ajustement effectué. Par ailleurs, ces observables

¹Trois groupes de travail effectuent ce travail ; les résultats fournis sont parfaitement cohérents.

ont fait l'objet d'un calcul théorique incluant les corrections radiatives électrofaibles aux ordres supérieurs (allant jusqu'à 3). Chaque observable est ainsi calculée théoriquement en fonction de 5 variables : $\Delta\alpha_{had}(m_Z^2)$, $\alpha_S(m_Z)$, M_Z , M_{top} et M_{Higgs} .

3.1.2 Mesures expérimentales

L'ajustement électrofaible combine 18 observables électrofaibles mesurées expérimentalement, auprès de différents collisionneurs, résumées sur la Figure 3.1, qui indique également la valeur fournie par l'ajustement, en très bon accord avec la mesure expérimentale. Quelques précisions sur l'origine expérimentale de ces mesures sont données ci-dessous.

- 8 observables sont liées à la physique du boson Z à une énergie correspondant au pôle du propagateur de ce boson : largeur et masse du boson Z, asymétrie leptonique avant-arrière, asymétrie de polarisation, asymétrie de charge. Ces observables ont été mesurées à LEP-I et SLD.
- L'incertitude sur la constante de couplage électrofaible α calculée au pôle du boson Z : $\Delta\alpha_{had}(m_Z^2)$. Cette dernière provient de la contribution des quarks légers à la polarisation du vide par les photons ; la mesure de cette quantité a été effectuée par la collaboration BES, notamment [8].
- Les résultats fournis par LEP-I et SLD sur les saveurs lourdes (6 observables).
- La masse et la largeur du boson W : les valeurs utilisées jusqu'à présent combinent les mesures fournies par le LEP-II et le Tevatron.
- La masse du quark top, mesurée par le Tevatron.

3.1.3 Prédictions théoriques

L'ensemble des prédictions théoriques utilisées pour l'ajustement électrofaible est le fruit d'un travail considérable, résumé par les programmes de calcul analytique ZFITTER [3] et TOPAZO [4]. Seul le calcul de la masse du boson W est illustré ici, puisque c'est celui qui montre l'incidence principale de la masse du quark top sur l'ajustement électrofaible.

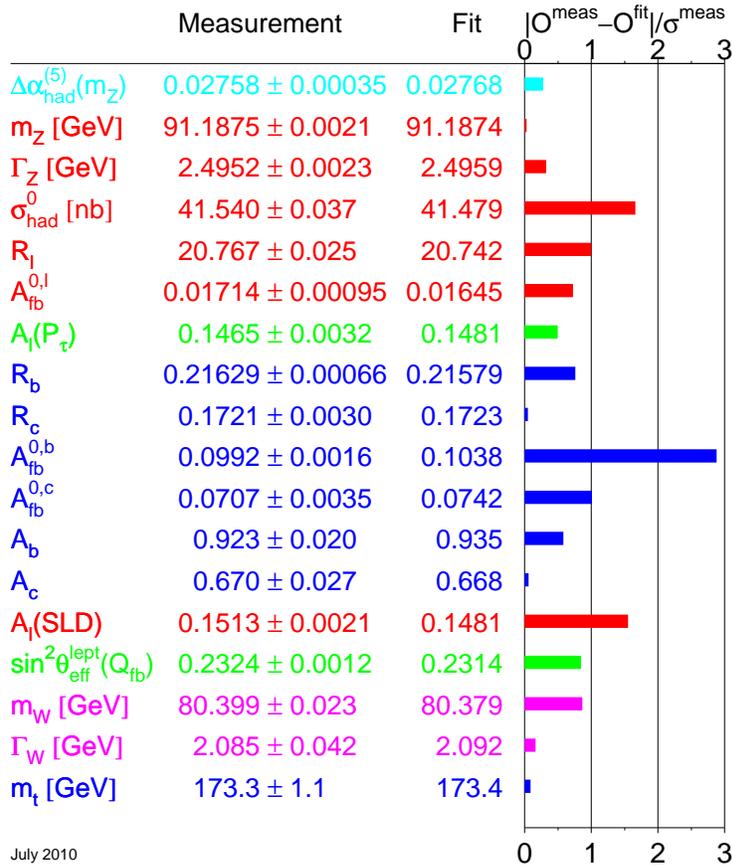
Masse du boson W à l'ordre supérieur

A l'ordre le plus bas, la masse du boson W est définie par la relation suivante :

$$M_W = \sqrt{\frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F \sin^2\Theta_W}} \quad (3.1)$$

La prise en compte des corrections radiatives complètes (bosoniques et fermioniques) dans le propagateur du boson W, illustrée sur la Figure 3.2, modifie cette expression, de la façon suivante [6] :

$$M_W = \sqrt{\frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F \sin^2\Theta_W} \frac{1}{1 - \Delta r}} \quad (3.2)$$



July 2010

FIG. 3.1 – Observables incluses dans l’ajustement électrofaible : la première colonne indique la valeur mesurée expérimentalement ; la seconde colonne indique la valeur fournie par l’ajustement électrofaible. La dernière colonne indique le résidu sur cette mesure indirecte, c’est-à-dire l’écart entre la valeur mesurée expérimentalement et la valeur ajustée, divisé par l’incertitude expérimentale.

Dans cette expression, Δr représente la somme de chaque type de contributions aux boucles (leptons chargés, hadrons, quark top, boson de Higgs) :

$$\Delta r = \Delta r_{leptons} + \Delta r_{hadrons} + \Delta r_{top} + \Delta r_{Higgs}. \quad (3.3)$$

La contribution du quark top, Δr_{top} , est elle-même la somme de trois termes, que l'on peut écrire à l'ordre 1 :

$$\Delta r_{top} = \Delta \alpha_{top} - \frac{\cos^2 \Theta_W}{\sin^2 \Theta_W} \Delta \rho + \Delta r_{residuel}^{top}. \quad (3.4)$$

Détaillons ces trois termes :

- $\Delta \alpha_{top}$ représente les corrections à la constante de couplage électromagnétique : la contribution du quark top à ces corrections est négligeable.
- $\Delta \rho \approx \frac{3\sqrt{2}G_F}{16\pi^2} M_{top}^2$: cette contribution est prépondérante, du fait de sa dépendance quadratique en fonction de la masse du quark top.
- $\Delta r_{residuel}^{top}$ apporte une correction proportionnelle à $\log \frac{M_t^2}{M_W^2}$, et de ce fait, cinq fois plus faible que $\Delta \rho$.

Par ailleurs, le terme dominant dans Δr_{Higgs} est proportionnel à $\log \frac{M_H^2}{M_W^2}$:

$$\Delta r_{Higgs} = \frac{\sqrt{2}G_F}{16\pi^2} M_W^2 \left[\frac{11}{3} \left(\log \frac{M_H^2}{M_W^2} - \frac{5}{6} \right) \right]. \quad (3.5)$$

Par conséquent, la masse du boson W, calculée pour l'ajustement électrofaible en prenant en compte les corrections radiatives à l'ordre 2 complet, dépend beaucoup plus fortement de la masse du quark top que de la masse du boson de Higgs.

3.1.4 Résultats de l'ajustement électrofaible liés à la masse du quark top

Deux types d'ajustement électrofaibles sont menés à bien : le premier inclut toutes les observables, à l'exception des contraintes obtenues à partir des recherches directes du boson de Higgs (LEP et Tevatron). Cet ajustement est qualifié de standard. Le second ajustement, baptisé complet, inclut ces contraintes, ce qui conduit bien entendu à un espace des paramètres ajustés restreint.

Mesure indirecte de la masse du quark top

La Figure 3.3 représente la mesure indirecte de la masse du quark top au moyen des deux types d'ajustement électrofaible (la masse du quark top mesurée expérimentalement par le Tevatron n'est pas ici incluse dans l'ajustement). L'ajustement complet mène à $m_{top} = 178.2_{-3.5}^{+11.8}$ GeV : cette valeur est compatible à 1σ avec la valeur mesurée expérimentalement au Tevatron.

Contrainte sur la masse du boson de Higgs

La combinaison de mesures précises de la masse du boson W et de la masse du quark top conduit, d'après les équations citées ci-dessus, à une contrainte sur la masse du boson de Higgs. Le résultat de l'ajustement, dans le plan (M_W, M_{top}) est illustré sur la Figure 3.4, dont voici les principaux enseignements :

- l'accord entre les prédictions théoriques (contours d'exclusion) et les mesures expérimentales est satisfaisant.
- Les basses valeurs de masse du boson de Higgs standard sont privilégiées.
- La prise en compte des résultats fournis par la recherche directe du boson de Higgs (contours jaunes) réduit sensiblement l'espace des paramètres dans le plan (M_W, M_{top}) .

La Figure 3.5 montre le résultat de l'ajustement en fonction de la masse du boson de Higgs :

- L'ajustement standard (à gauche sur la figure) conduit à une valeur centrale (minimum de $\Delta\chi^2$) de la masse du boson de Higgs égale à $95.7_{-24.2}^{+30.3}$ GeV (les incertitudes indiquées correspondent à $\pm 1\sigma$). L'intervalle correspondant à $\pm 2\sigma$ autour de la valeur centrale est le suivant : [52, 171] GeV.
- L'ajustement complet (à droite sur la figure) conduit à une valeur centrale (minimum de $\Delta\chi^2$) de la masse du boson de Higgs égale à $120.2_{-4.7}^{+12.3}$ GeV (les incertitudes indiquées correspondent à $\pm 1\sigma$). L'intervalle correspondant à $\pm 2\sigma$ autour de la valeur centrale est le suivant : [115, 138] GeV. La prise en compte des résultats du LHC à l'hiver 2011 ($36 pb^{-1}$, ATLAS et CMS pris séparément) conduit à une valeur centrale inchangée, et à un intervalle à 2σ très voisin. Les résultats actuels du LHC n'ont pas encore été pris en compte dans l'ajustement complet.

3.2 Quelle masse mesure-t-on ?

L'importance d'une mesure précise de la masse du quark top a été soulignée dans la première partie de ce chapitre. Le Tevatron atteint une précision proche du GeV, le LHC espère descendre en-dessous du GeV, et l'ILC évoque une précision de l'ordre de 0.1 GeV. Il devient donc nécessaire de se demander quelle masse est mesurée [11]. En effet, la définition de la masse d'un quark est ambiguë : cette particule ne peut pas être observée comme libre du fait du confinement des quarks. Ce paragraphe est consacré d'une part à l'ambiguïté relative à la définition de la masse au pôle du quark top et, d'autre part, à la masse du quark top définie dans différents schémas de renormalisation.

3.2.1 Masse au pôle du quark top

Il est d'usage de définir la masse d'une particule instable telle que le quark top comme la partie réelle du pôle de l'amplitude de diffusion, baptisée masse au pôle. Si seuls les effets perturbatifs de la chromodynamique quantique étaient pris en compte, la différence entre la masse au pôle et la masse exprimée dans divers schémas de renormalisation serait alors calculée de façon exacte aux ordres finis de la théorie des perturbations de QCD. Mais les effets

non perturbatifs doivent être pris en compte. La Figure 3.6 illustre ceci : en théorie des perturbations, le quark top se désintègre en boson W et quark b (à gauche sur cette figure). Les particules observables ne possèdent pas de charge de couleur. Le quark top étant triplet de couleur, le quark b n'est pas observé expérimentalement seul, mais sous la forme d'un jet hadronique sans couleur (Figure 3.6, droite) : ceci implique qu'au moins un des quarks de l'état final n'est pas issu du quark top. Il résulte de ceci une ambiguïté irréductible sur la mesure de la masse au pôle du système Wb, donc du quark top, de l'ordre de grandeur de l'échelle d'énergie de l'interaction forte : Λ_{QCD} . Cette estimation correspond à ce que la théorie prédit : en effet, l'ambiguïté, dans le calcul théorique, provient de la coupure infrarouge introduite pour s'affranchir des effets non perturbatifs au propagateur complet du quark top. Ce dernier est défini par l'expression suivante :

$$S_{ij}(p) = \frac{\delta_{ij}}{\not{p} - m_0 - \Sigma(p) - i\varepsilon}, \quad (3.6)$$

dans laquelle m_0 désigne la masse nue du quark top, paramètre théorique non accessible expérimentalement, $\Sigma(p)$, l'énergie propre du quark top. Ce propagateur a donc un pôle en m_{pole} défini par :

$$m_{pole} = m_0 + \Sigma(\not{p} = m_{pole}). \quad (3.7)$$

Le calcul de l'énergie propre du quark top fait intervenir une intégrale incluant le domaine des basses énergies, où QCD n'est plus perturbative. Il est donc nécessaire de décomposer l'énergie propre en une composante infrarouge, fonction de la coupure infrarouge $\mu_{IR} \gg \Lambda_{QCD}$ appliquée, et une composante calculable en théorie des perturbations. La masse au pôle peut donc s'écrire :

$$m_{pole} = m_R(\mu) + \Sigma^{IR}(\not{p} = m_{pole}) \quad (3.8)$$

Dans cette expression, $m_R(\mu)$ dépend du schéma de renormalisation choisi, ainsi que de la coupure infrarouge μ_{IR} appliquée. Le calcul de l'énergie propre du quark top dans le domaine infrarouge ($\Sigma^{IR}(\not{p} = m_{pole})$), faisant intervenir une série qui ne peut converger que si elle est tronquée, aboutit à une ambiguïté irréductible, due à la connaissance imparfaite du comportement non perturbatif de QCD. L'estimation précise de cette énergie propre conduit au résultat suivant :

$$\delta m_{top} = m_{pole} - m_R(\mu) = \frac{8}{3\beta_0} \Lambda_{QCD} \sqrt{\frac{4\pi}{\ln \frac{\mu^2}{\Lambda_{QCD}^2}}}. \quad (3.9)$$

Numériquement, en se plaçant à une échelle de renormalisation de l'ordre de la masse du quark top, et pour une valeur de Λ_{QCD} égale à 300 MeV, il résulte de ce calcul que l'ambiguïté théorique irréductible sur la masse au pôle du quark top est égale à 100 MeV.

3.2.2 Mesure expérimentale de la masse du quark top et schémas de renormalisation

La masse du quark top mesurée expérimentalement correspond à différentes définitions de la masse, suivant la méthode utilisée : il importe donc de

connaître la relation théorique entre les expressions de ces différentes masses. La mesure directe de la masse du quark top, utilisant la masse invariante de ses produits de désintégration, est en général assimilée à la masse au pôle, bien que ce sujet fasse l'objet de discussions toujours d'actualité.

Masse du quark top dans le schéma de renormalisation \overline{MS}

Le schéma de renormalisation \overline{MS} [7] est particulièrement bien adapté aux quarks légers, pour lesquels l'échelle d'énergie caractéristique est grande devant la masse du quark. Il peut être utilisé également pour le quark top, bien que ce dernier soit plus lourd, car il présente l'avantage de n'être sensible qu'aux effets perturbatifs de QCD. Le calcul de la différence entre la masse au pôle m_{pole} et la masse \overline{MS} \bar{m} s'écrit à l'ordre trois [9] :

$$m_{pole} = \bar{m} \left(1 + \frac{4}{3} \frac{\bar{\alpha}_s(\bar{m})}{\pi} + 8.24 \left(\frac{\bar{\alpha}_s(\bar{m})}{\pi} \right)^2 + 73.64 \left(\frac{\bar{\alpha}_s(\bar{m})}{\pi} \right)^3 + \dots \right) + \mathcal{O}(\Lambda_{QCD}). \quad (3.10)$$

Numériquement, pour $\alpha_s(m_{\overline{MS}}) = 0.109$ et une masse du pôle $m_{pole} = 175$ GeV, nous avons à l'ordre trois $m_{\overline{MS}}(m_{\overline{MS}}) = 165.2$ GeV. Il existe donc un écart important entre ces deux masses. La masse \overline{MS} du quark top \bar{m} peut être déterminée expérimentalement via la mesure de la section efficace [12]. En effet, à partir du calcul NNLO approché de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ en fonction de la masse \overline{MS} , d'une part, et, d'autre part, de la mesure de cette section efficace par le Tevatron, la valeur suivante de la masse \overline{MS} a été obtenue :

$$\bar{m} = 160.0_{-3.2}^{+3.3} \text{ GeV}. \quad (3.11)$$

Ceci correspond à une masse au pôle (NNLO) sensiblement plus élevée : $m_{pole} = 168.2_{-3.5}^{+3.6}$ GeV, compatible avec la mesure de masse directe fournie par le Tevatron.

Masse du quark top dans le schéma de renormalisation PS

Le schéma de renormalisation de potentiel soustrait (PS) [1] est adapté au cas de production du quark top près du seuil comme cela sera le cas auprès des collisionneurs électron-positron de type ILC ou CLIC. Le lien entre cette masse et la masse dans le schéma \overline{MS} est calculé à l'ordre 3.

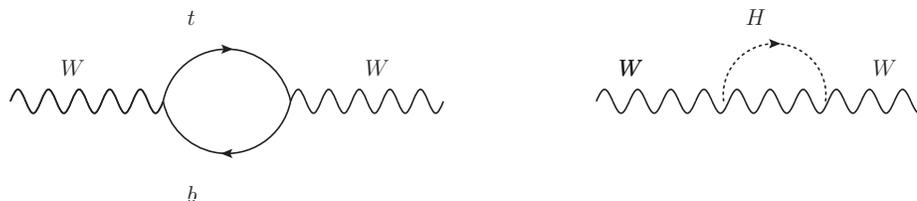
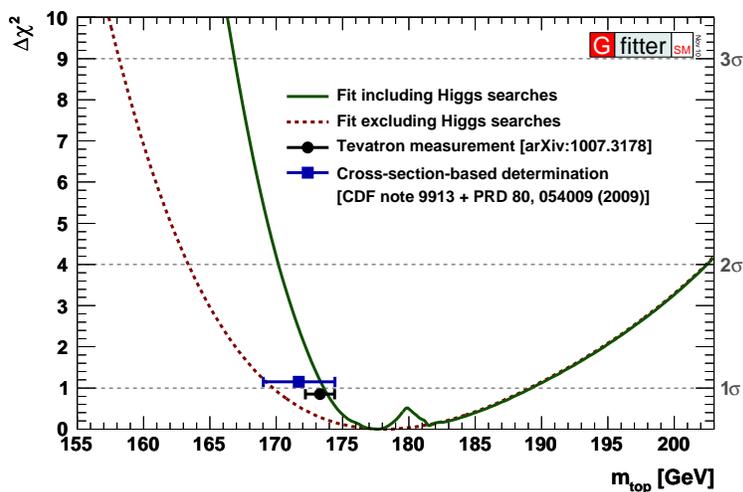
La Table 3.1 résume les valeurs calculées de la masse du quark top dans ces différents schémas de renormalisation.

TAB. 3.1 – Masses du quark top calculées dans les schémas de renormalisation \overline{MS} et PS, et masse au pôle, à l'ordre NNLO. Les valeurs indiquées sont en GeV.

\bar{m}	m_{PS}^{NNLO}	m_{pole}^{NNLO}
160.0	167.97	169.56
165.0	173.22	174.80
170.0	178.47	180.05

Bibliographie

- [1] M. Beneke. A quark mass definition adequate for threshold problems. *hep-ph/9804241*, 1998.
- [2] C. Amsler et al. Review of particle physics. *Physics Letters B*, 667, 2008.
- [3] D.Y.Bardin et al. *Z. Phys.*, C44, 1989.
- [4] G. Montagna et al. *hep-ph/9506329*, 1995.
- [5] H. Flaecher et al. Revisiting the global electroweak fit of the standard model and beyond with Gfitter. *Eur.Phys.J.direct C*60, 2009.
- [6] M. Awramik et al. *Phys. Rev. D*, 69, 2004.
- [7] W.A. Bardeen et al. *Phys. Rev. D*, 20 :3998, 1978.
- [8] B.Pietrzyk H. Burkhardt. *Phys. Lett*, D69, 2004.
- [9] T. vanRitbergen K. Melnikov. The three-loop relation between the \overline{MS} and the pole quark masses. *hep-ph/9912391*, 2000.
- [10] SLD electroweak heavy flavour groups LEP Electroweak Working Group, Tevatron Electroweak Working Group. Precision electroweak measurements and constraints on the Standard Model. *arXiv :1012.2367v2 [hep-ex]*, 2010.
- [11] M. Smith and S. Willenbrock. Top quark pole mass. *Phys. Rev. L.*, 79 :3825, 1997.
- [12] P. Uwer U. Langenfeld, S. Moch. Measuring the running top-quark mass. *hep-ph/0906.5273*, 2000.


 FIG. 3.2 – Corrections à l'ordre supérieur au propagateur du boson W .

 FIG. 3.3 – $\Delta\chi^2$ en fonction de la masse du quark top pour l'ajustement standard (pointillés) et l'ajustement complet (ligne continue). Les valeurs mesurées expérimentalement au Tevatron (mesure directe, ou mesure à partir de $\sigma(t\bar{t})$) sont indiquées. L'échelle de droite indique les déviations à 1, 2 et 3 déviations standards à partir du minimum.

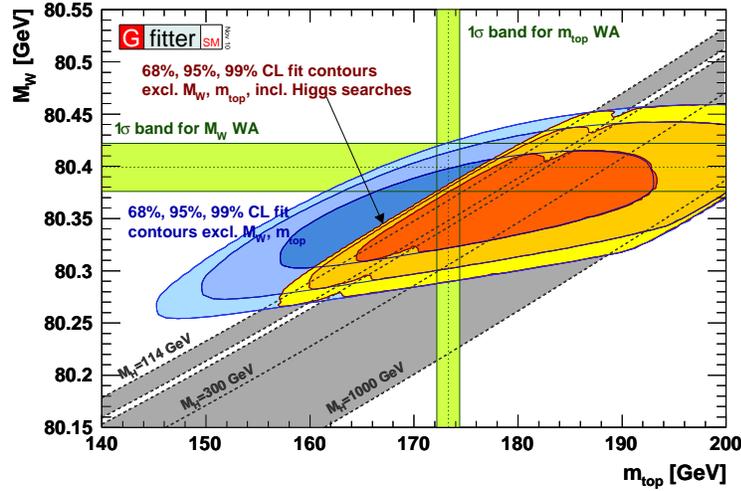


FIG. 3.4 – Contours à 68, 95 et 99 % de niveau de confiance sur la masse du boson de Higgs, en fonction des masses du quark top et du boson W . En bleu figurent les contours obtenus sans prendre en compte les résultats issus de la recherche directe du boson de Higgs ; en jaune figurent les contours obtenus en prenant en compte ces résultats. Les bandes grises correspondent aux prédictions théoriques de M_W et M_{top} en fonction de la masse du boson de Higgs. Les bandes vertes correspondent aux erreurs expérimentales à 1σ fournies par la combinaison mondiale (WA) de ces mesures.

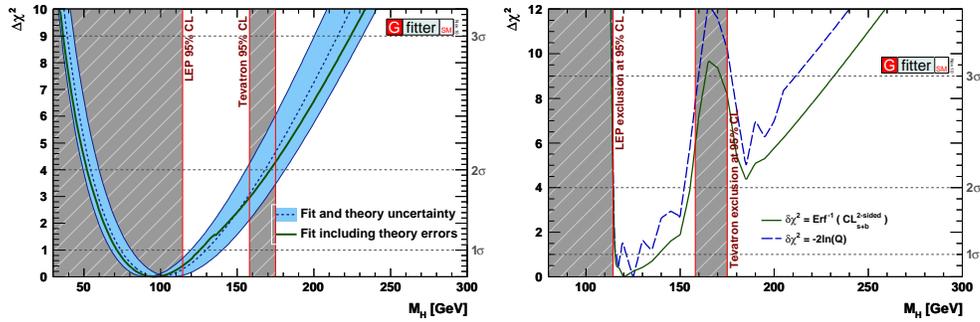


FIG. 3.5 – $\Delta\chi^2$ en fonction de la masse du boson de Higgs, pour l'ajustement standard (à gauche) et l'ajustement complet (à droite). L'ajustement est réalisé de deux façons : soit les incertitudes théoriques sur les paramètres de l'ajustement sont ignorées (trait plein), soit elles sont prises en compte (trait pointillés). La bande indique le résultat de l'ajustement effectué lorsque les observables de l'ajustement sont modifiées d' 1σ (σ étant l'incertitude qui leur est associée).

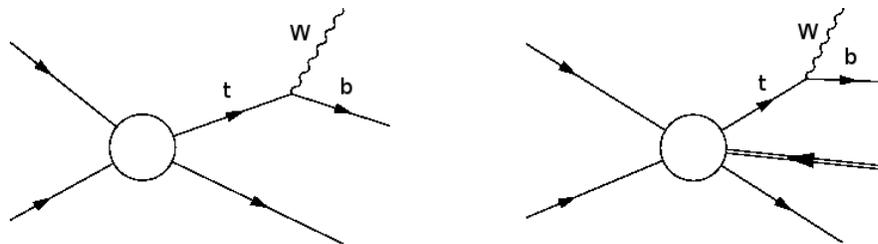


FIG. 3.6 – Production et désintégration d'un quark top, en théorie des perturbations (à gauche) et en théorie non-perturbative (à droite).

Chapitre 4

Mesure de la masse du quark top dans le canal lepton + jets

4.1 Introduction

Ce chapitre présente une méthode de mesure de la masse du quark top dans le canal lepton + jets, qui correspond à un état final $t\bar{t}$ dans lequel un boson W se désintègre leptoniquement (e, μ) tandis que le second W se désintègre hadroniquement ($q\bar{q}'$). L'observable mesurée est la masse invariante des produits de désintégration du quark top (un boson W et un jet étiqueté b), dans l'hémisphère hadronique ; elle sera notée dans ce chapitre m_{top}^{reco} . Cette observable correspond à la masse au pôle du quark top [14]. La méthode présentée ici a fait l'objet d'un certain nombre de publications au sein d'ATLAS, à partir de simulations ([3], [8]), mais également avec les données acquises par le détecteur jusqu'à l'été 2011, soit 0.7 fb^{-1} [2] [5]. Deux étapes se succèdent. Dans un premier temps, la partie hadronique de l'état final $t\bar{t}$ est reconstruite, pour chaque événement ; les deux jets légers associés à la désintégration hadronique du boson W sont choisis, ainsi que le jet b qui leur est associé. Des coefficients de réétalonnage des quadrivecteurs énergie-impulsion des deux jets légers choisis sont déterminés simultanément ; ces coefficients sont uniquement appliqués lors du calcul de la masse invariante tri-jets m_{top}^{reco} . La seconde étape consiste à comparer les distributions des variables discriminantes obtenues à partir des données, avec les distributions caractéristiques des mêmes variables, appelées templates, obtenues à partir des simulations Monte Carlo. Les deux observables choisies sont :

- m_{top}^{reco} : la masse reconstruite du quark top dans l'hémisphère hadronique (masse invariante de 3 jets, 2 légers et un étiqueté b)
- m_W^{reco} : la masse invariante des deux jets légers issus de la désintégration hadronique du boson W . Cette distribution a été choisie afin de contraindre l'échelle d'énergie des jets légers. En effet, l'une des principales sources d'erreur systématique dans la mesure de la masse du quark top provient de l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets. Contraindre l'échelle d'énergie des jets légers permet donc de réduire cette erreur systématique à l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets b , essentiellement.

Les templates de ces deux variables ont été définies à partir d'événements simulés par ATLAS, pour une énergie dans le centre de masse égale à 7 TeV^1 . Plusieurs (9) valeurs de la masse du quark top ont été générées, et les événements ont été reconstruits avec différents écarts de l'échelle d'énergie des jets par rapport à sa valeur par défaut. Les templates ont également été déterminées pour les principaux bruits de fond. La comparaison entre les données et ces templates conduit à une mesure simultanée de la masse du quark top et de l'échelle d'énergie des jets, appelée JES par la suite.

Les données utilisées correspondent aux données issues des collisions produites par le LHC, enregistrées par le détecteur ATLAS, et ayant passé les critères de qualité définis par le groupe de travail "Top" d'ATLAS.

Ce chapitre débute avec la description de la sélection des événements correspondant au canal lepton + jets. S'ensuit la reconstruction de l'état final. Le paragraphe suivant décrit la paramétrisation des templates, définie à partir d'événements Monte Carlo de signal et de bruit de fond. Vient ensuite la présentation d'un test de la méthode, consistant en une comparaison entre ces templates et un lot indépendant de pseudo-données. Le paragraphe suivant est consacré à un certain nombre de vérifications de la solidité de la méthode : linéarité, distributions de résidus. L'application de cette méthode aux données d'ATLAS clôt ce chapitre : une mesure de la masse du quark top est ainsi fournie, ainsi qu'une estimation des erreurs systématiques liées à cette mesure.

4.2 Sélection des événements

L'état final étudié regroupe des leptons, des jets (étiquetés : b , légers, c), et de l'énergie transverse manquante. Ces objets ont été définis au chapitre 2. La sélection des événements repose sur des coupures cinématiques, afin de rejeter les événements provenant des processus de bruit de fond, décrits ci-dessous, conduisant à un état final analogue au signal étudié. Après avoir résumé cette sélection (coupures appliquées, performance), des distributions cinématiques de variables caractéristiques sont présentées, montrant un bon accord entre données et simulations Monte Carlo.

4.2.1 Processus de bruit de fond

Les principales sources de bruit de fond, résumées dans la Table 4.1, correspondent à différents processus physiques détaillés ci-dessous.

Single top

La production électrofaible de quark top (single top), dans les voies Wt et t principalement. Plusieurs échantillons Monte Carlo, correspondant à 5 points de masse du quark top, ont été utilisés pour définir les templates du bruit de fond.

¹Des études préalables aux données ont été menées à bien à des énergies dans le centre de masse différentes : 10 et 14 TeV [3], [8]

$W (\rightarrow l\nu) + \mathbf{X}$

La production de bosons W se désintégrant leptoniquement ($W \rightarrow l\nu$) : $W + \text{jets}$, $W + b\bar{b}$ et $W + c\bar{c}$. Le niveau de bruit de fond a été estimé à partir du Monte Carlo, mais il peut l'être à partir des données.

Bruit de fond QCD multi-jets

Un événement QCD multijet peut être considéré comme un événement de signal lorsqu'un jet est vu comme un lepton, ou bien si un quark de saveur lourde se désintègre leptoniquement, ou bien encore lors de désintégrations de Kaons, dans le canal $\mu + \text{jets}$. La contribution due au fond QCD multi-jet a été estimée à partir des données, dans la mesure où la simulation de ce processus est à ce jour relativement peu précise. L'estimation du niveau et de la forme du fond QCD repose, dans cette analyse, sur une méthode matricielle, basée sur la sélection de deux catégories d'événements : un sous-échantillon correspondant à des leptons "tight" et un sous-échantillon correspondant à des leptons "loose"². Le nombre d'événements contenant un lepton "loose" s'écrit :

$$N^{\text{loose}} = N_{\text{real}}^{\text{loose}} + N_{\text{fake}}^{\text{loose}}, \quad (4.1)$$

où $N_{\text{real}}^{\text{loose}}$ et $N_{\text{fake}}^{\text{loose}}$ sont les nombres d'événements contenant des leptons vrais et fake, respectivement. Le rapport du nombre d'événements tight et loose peut être exprimé comme une efficacité : sont ainsi définies une efficacité pour les vrais leptons ϵ_{real} et une efficacité pour les faux leptons (fake) ϵ_{fake} . Ces efficacités sont définies par :

$$\epsilon_{\text{real}} = \frac{N_{\text{real}}^{\text{tight}}}{N_{\text{real}}^{\text{loose}}} \quad \& \quad \epsilon_{\text{fake}} = \frac{N_{\text{fake}}^{\text{tight}}}{N_{\text{fake}}^{\text{loose}}}, \quad (4.2)$$

où $N_{\text{real}}^{\text{tight}}$ et $N_{\text{fake}}^{\text{tight}}$ sont les fractions de leptons vrais et faux passant les critères de sélection tight.

Le nombre d'événements sélectionnés passant les critères tight est donné par l'équation suivante :

$$N^{\text{tight}} = \epsilon_{\text{real}} N_{\text{real}}^{\text{loose}} + \epsilon_{\text{fake}} N_{\text{fake}}^{\text{loose}} \quad (4.3)$$

Le nombre de leptons faux (fake) passant les critères tight peut ainsi s'exprimer :

$$N_{\text{fake}}^{\text{tight}} = \frac{\epsilon_{\text{fake}}}{\epsilon_{\text{real}} - \epsilon_{\text{fake}}} (N^{\text{loose}} \epsilon_{\text{real}} - N^{\text{tight}}). \quad (4.4)$$

Cette méthode d'estimation du fond QCD n'est valable que si les deux efficacités ϵ_{fake} et ϵ_{real} sont sensiblement différentes. Ces termes doivent être indépendants de la topologie de l'événement. ϵ_{real} est mesurée par une méthode de "tag and probe" à partir d'événements $Z \rightarrow ll$. ϵ_{fake} est mesurée à partir d'une région de contrôle, dans laquelle la contribution des leptons faux est nettement supérieure (par exemple, les petites valeurs de la masse transverse du W).

²la définition des leptons loose diffère de celle des leptons tight par le relâchement de certains critères, notamment E/p et les pré-requis sur les couches du détecteur interne dédiées à l'identification des jets b.

Bruit de fond $t\bar{t}$

Une dernière source de bruit de fond provient des événements $t\bar{t}$ eux-mêmes. La perte d'identification d'un lepton peut ainsi conduire des événements du canal di-leptons à imiter la signature lepton+jets. De plus, la désintégration leptonique d'un jet b , ou bien la superposition d'un lepton avec un jet, peut conduire des événements du canal hadronique à être étiquetés lepton+jets (comme pour le fond QCD). Les événements du canal lepton+jets, provenant d'une désintégration leptonique du τ issu lui-même d'une désintégration leptonique d'un boson W , sont également considérés comme du bruit de fond : la présence de 2 neutrinos dans l'état final rend la distribution cinématique leptonique de l'état final distincte de celle des événements e +jets et μ +jets. Ce bruit de fond n'est pas séparé du signal $t\bar{t}$ dans la définition des templates, dans la mesure où les densités de probabilité qui leur sont associées sont très voisines de celle du signal lepton+jets.

TAB. 4.1 – Principales sources de bruit de fond au signal $t\bar{t}$ dans le canal lepton+jets ($\sqrt{s} = 7$ TeV).

Processus	$\sigma(\text{pb})$	K-facteur	Nombre d'événements pour 1 fb ⁻¹
Signal $t\bar{t}$ ($m_{top} = 172.5 \text{ GeV}$)	43.0	1.12	48180
single top ($m_{top} = 172.5 \text{ GeV}$)			
voie t	21.5	1	21500
voie Wt	14.6	1	14600
voie s	1.4	1	1400
W +jets	26067	1.22	$3.2 \cdot 10^7$
Wbb + N partons	124.8	1.22	152260
$Wc\bar{c}$ + N partons	299.6	1.22	365510
Z +jets	1690	1.25	2112750
dibosons			
WW	11.8	1.52	17940
ZZ	0.98	1.20	11760
WZ	3.43	1.58	5420

4.2.2 Bruit de fond combinatoire

Lorsqu'un événement $t\bar{t}$ dans le canal lepton+jets est reconstruit, il est nécessaire de déterminer quels jets présents dans l'état final associer à la désintégration hadronique du boson W . De plus, lorsque l'événement contient plus d'un jet b , il faut alors apparier le jet b au boson W qui lui correspond. Lorsque l'un de ces choix est erroné, l'événement est considéré comme appartenant au bruit de fond combinatoire. La définition de l'adjectif combinatoire repose sur

l'information fournie par le générateur : un jet est considéré comme provenant d'un parton si la distance ΔR^3 qui les sépare est inférieure à 0.3.

4.2.3 Sélection des événements

Le rapport signal sur bruit est défavorable avant toute coupure, comme l'indique la Table 5.1. Un certain nombre de coupures sont appliquées de façon consécutive aux événements, afin de séparer les événements de signal de ceux provenant du bruit de fond :

- au moins 5 traces doivent être associées au vertex primaire de l'événement : ceci rejette les événements qui ne sont pas issus de la collision.
- L'événement est rejeté s'il contient au moins un jet d'impulsion supérieure à 10 GeV qui n'est pas associé à des dépôts en temps dans le calorimètre hadronique.
- exactement un électron (muon) isolé d'impulsion transverse supérieure à 25 (20) GeV. Le critère d'isolation permet de s'affranchir d'une grande partie des désintégrations leptoniques conduisant à des leptons identifiés comme "fake". De plus, dans le canal electron (muon), l'événement est rejeté s'il contient au moins un muon (électron). Le niveau de déclenchement correspondant doit être passé.
- $\cancel{E}_T > 35$ GeV dans le canal electron, $\cancel{E}_T > 20$ GeV dans le canal muon.
- $M_T^W > 25$ GeV dans le canal electron, et $\cancel{E}_T + M_T^W > 60$ GeV dans le canal muon, où M_T^W est la masse transverse reconstruite du système (lepton, neutrino). Ces deux coupures rejettent une fraction élevée du bruit de fond provenant des désintégrations leptoniques des événements Z +jets.
- L'événement contient au moins 4 jets d'impulsion transverse supérieure à 25 GeV, et situés à $|\eta| < 2.5$.
- L'événement contient au moins un jet étiqueté b . La Figure 4.1 montre la multiplicité en jets b : exiger au moins un jet b permet de rejeter l'essentiel du fond provenant des désintégrations leptoniques du W , ainsi que de réduire nettement le fond QCD. Il est envisagé de sélectionner des événements présentant au moins 2 jets b lorsque la luminosité disponible le permettra, afin de purifier le lot d'événements choisis : les distributions discriminantes seront ainsi plus aisées à ajuster. De plus, le rapport signal/bruit serait alors supérieur d'un facteur 4 : l'erreur systématique sur la masse du top due à la connaissance du niveau de fond serait ainsi réduite.

L'effet de ces coupures sur le signal et sur le bruit de fond est résumé dans les Tables 4.2 et Table 4.3. Dans ces tableaux, la dernière colonne renvoie à une coupure appliquée à un stade ultérieur de l'analyse, qui sera décrit au paragraphe 5.3. Dans ces tableaux, les barres d'erreur sont les incertitudes sur l'estimation du niveau de fond QCD (50% avant b -tagging, 100% après b -tagging), les incertitudes sur le niveau de fond W +jets. Pour les autres processus, les barres d'erreur regroupent les incertitudes liées à la statistique Monte Carlo disponible, à la luminosité (3.7%), et aux facteurs d'échelle du b -tagging. A ce stade de l'analyse, le rapport signal sur bruit est égal à 4.2 ± 1.9 dans le canal

³ $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$

electron, et 3.6 ± 1.6 dans le canal muon.

TAB. 4.2 – Nombre d'événements de signal et de bruit de fond, après les coupures successives, dans le canal electron ($\mathcal{L} = 0.70 \text{ fb}^{-1}$).

Processus	≥ 4 jets	≥ 1 b-jet	Reconstruction Top
Signal $t\bar{t}$	3302.9 ± 125.5	2227.8 ± 216.7	1897.3 ± 169.1
$t\bar{t}$ hadronique	2.3 ± 0.7	1.5 ± 0.6	1.3 ± 0.6
W + jets	3504.6 ± 1682.2	306.8 ± 220.9	234.0 ± 168.5
Z + jets	531.8 ± 22.9	33.9 ± 16.5	24.8 ± 11.7
QCD	460.3 ± 230.1	55.3 ± 55.3	44.1 ± 44.1
single top	221.5 ± 9.2	125.7 ± 13.6	97.9 ± 9.8
dibosons	56.4 ± 3.4	5.0 ± 1.0	4.3 ± 0.9
Total bruit de fond	4776.9 ± 1698.6	528.2 ± 229.7	406.5 ± 175.5
Signal / Bruit	0.7 ± 0.2	4.2 ± 1.9	4.7 ± 2.1
Total attendu	8079.8 ± 1703.2	2755.9 ± 315.7	2303.9 ± 243.7
Total données (697.9 pb^{-1})	8255	3011	2499

La Figure 4.2 montre la distribution du nombre de vertex, après b -tagging. Le nombre moyen de vertex est de 3.69 ± 0.02 (3.72 ± 0.01) dans le canal electron (muon), dans le Monte Carlo, et de 3.75 ± 0.03 (3.68 ± 0.03) dans le canal electron (muon) dans les données : ce bon accord montre la qualité de l'outil de pondération du Monte Carlo mis en place afin de prendre en compte l'empilement.

4.2.4 Comparaison entre données et Monte Carlo

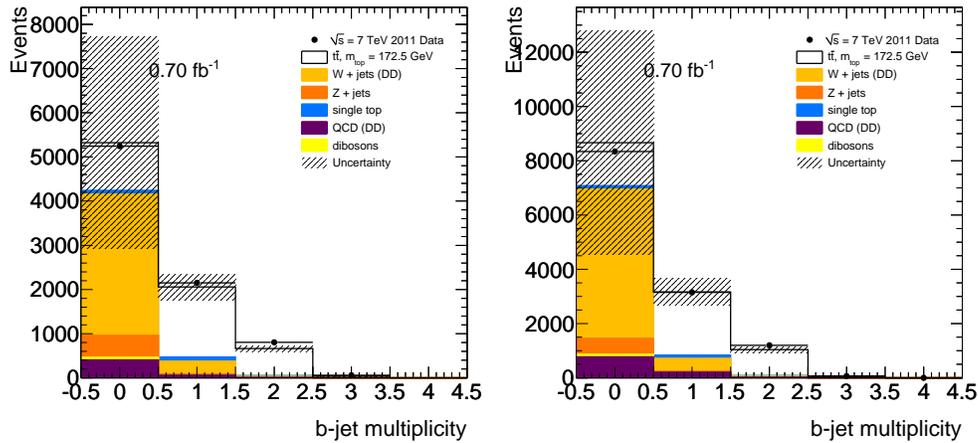
Les distributions d'un certain nombre de variables cinématiques caractérisant l'événement choisi sont présentées sur les Figures 4.3 et 4.4. Ces distributions correspondent à des événements choisis après toutes les étapes de sélection expliquées ci-dessus. Un bon accord entre les données 2011 et les simulations Monte Carlo est observé.

4.3 Reconstruction de l'état final

La sélection décrite au paragraphe précédent nous amène à un lot d'événements enrichi en signal lepton plus jets. L'étape suivante consiste à reconstruire cet état final, ce qui nous permettra ensuite de construire les distributions des observables discriminantes (templates) pour la mesure de la masse du quark top.

TAB. 4.3 – Nombre d'événements de signal et de bruit de fond, après les coupures successives, dans le canal muon ($\mathcal{L} = 0.70 \text{ fb}^{-1}$).

Processus	≥ 4 jets	≥ 1 b-jet	Reconstruction Top
Signal $t\bar{t}$	4909.5 ± 185.1	3327.8 ± 331.6	2818.7 ± 258.3
$t\bar{t}$ hadronique	1.8 ± 0.6	1.5 ± 0.6	1.3 ± 0.5
$W + \text{jets}$	6006.8 ± 2883.3	503.0 ± 362.2	383.1 ± 275.8
$Z + \text{jets}$	625.0 ± 25.8	39.6 ± 13.0	31.2 ± 10.7
QCD	977.3 ± 488.7	205.3 ± 205.3	160.8 ± 160.8
single top	313.3 ± 12.4	175.9 ± 19.1	140.9 ± 14.5
dibosons	93.2 ± 4.7	8.2 ± 1.4	6.6 ± 1.2
Total bruit de fond	8017.5 ± 2924.6	933.4 ± 417.5	723.9 ± 320.2
Signal / Bruit	0.6 ± 0.2	3.6 ± 1.6	3.9 ± 1.8
Total attendu	12927.0 ± 2930.5	4261.3 ± 533.2	3542.6 ± 411.4
Total données (697.9 pb^{-1})	12753	4411	3662


 FIG. 4.1 – Multiplicité des jets b pour des événements contenant au moins 4 jets, dans le canal electron (gauche) et dans le canal muon (droite). L'incertitude (zone hachurée) est estimée en prenant en compte une incertitude de 70% sur le niveau de $W + \text{jets}$, une incertitude de 100% sur le niveau de QCD, et une incertitude statistique pour les autres contributions.

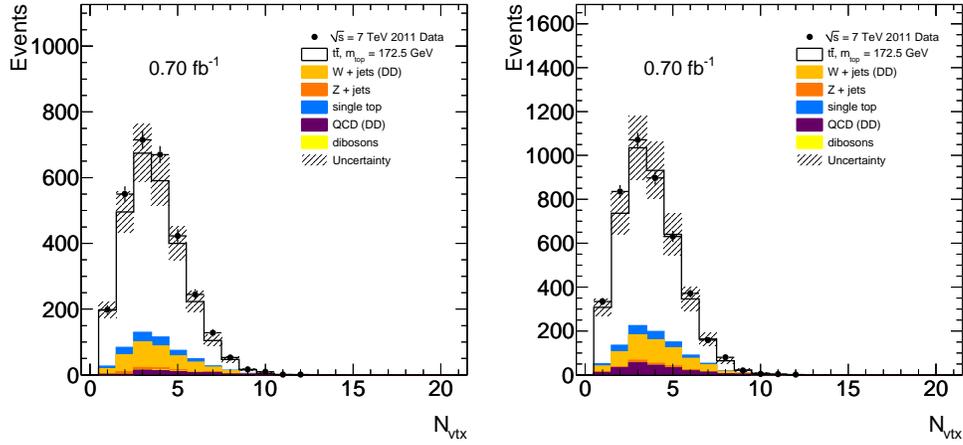


FIG. 4.2 – Distribution du nombre de vertex avec au moins 5 traces dans le canal électron (gauche) et dans le canal muon (droite), après la coupure sur le b -tagging.

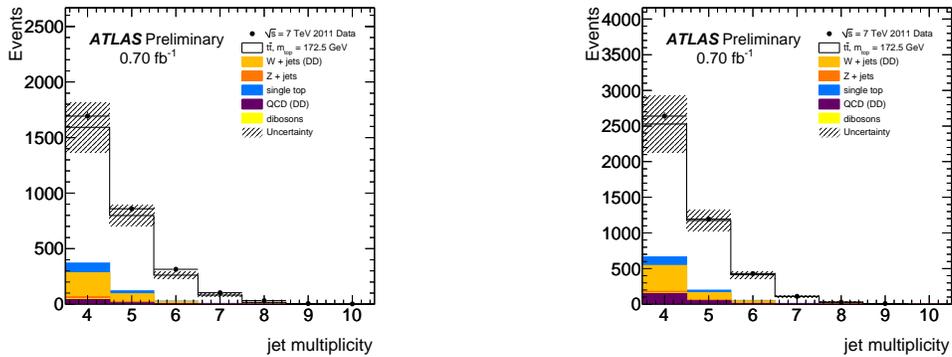


FIG. 4.3 – Multiplicité des jets légers dans les données (points) et dans le Monte Carlo pour le canal electron (gauche) et dans le canal muon (droite), après les coupures de sélection du canal lepton + jets.

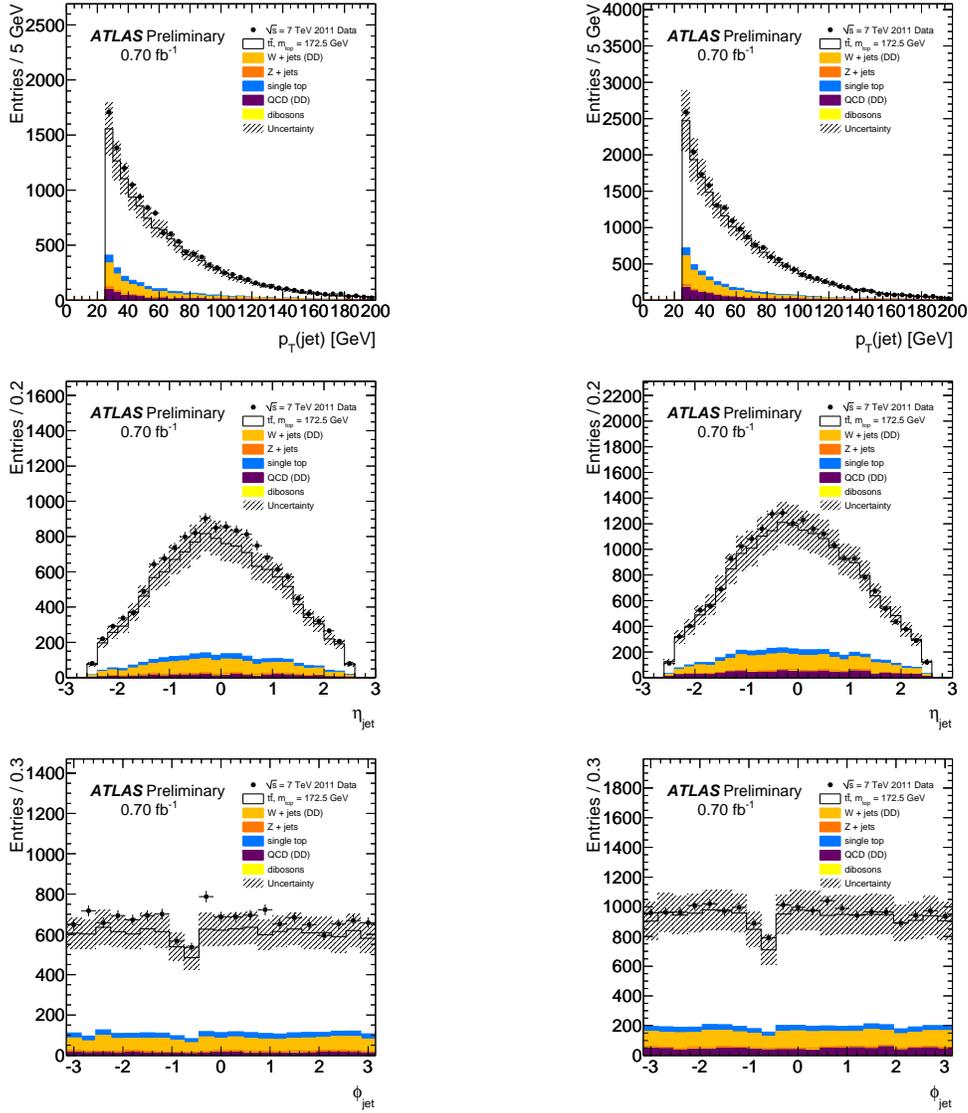


FIG. 4.4 – Comparaison entre données (points) et Monte Carlo dans le canal electron (gauche) et dans le canal muon (droite), après les coupures de sélection du canal lepton+jets.

4.3.1 Choix des jets

Reconstruire le quark top hadronique suppose que les deux jets légers correspondant à la désintégration du boson W aient été identifiés, ainsi que le jet b qui lui est associé. Parmi tous les jets légers et jets b de $p_T > 25$ GeV, le triplet (jjb) tel que $50 \text{ GeV} < m_{jj} < 110 \text{ GeV}$ et de p_T maximal est choisi, et forme ainsi la désintégration hadronique du quark top.

La pertinence de ce choix est illustrée sur la Figure 4.5, à gauche : en effet, hors de l'intervalle $[50 - 110 \text{ GeV}]$, la plupart des paires de jet légers sont soit de mauvaises combinaisons (au moins l'un des jets choisis ne correspond pas à un quark issu de la désintégration du quark top), ou bien des paires issues d'événements $\tau + \text{jets}$ ou bien des paires issues d'événements $t\bar{t}$ dileptoniques.

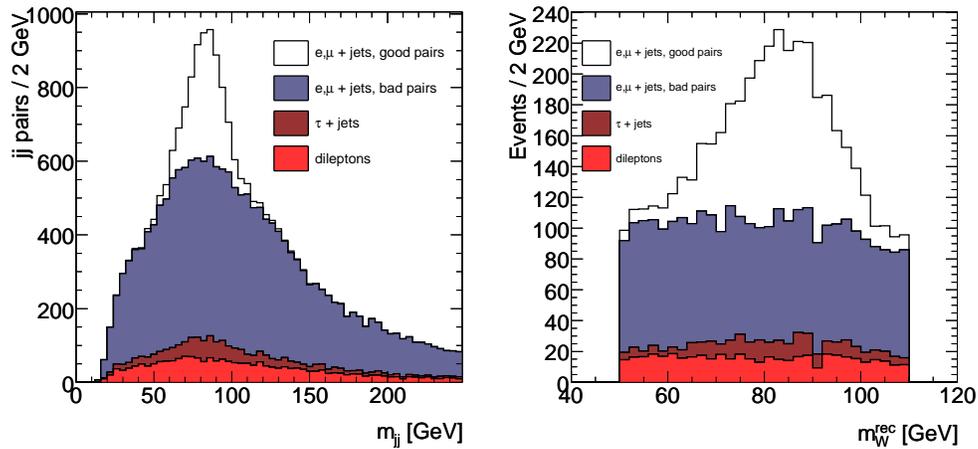


FIG. 4.5 – Masse invariante des paires de jets légers possibles (gauche) et de la paire de jets légers choisie pour reconstruire le W hadronique (droite).

La masse invariante de jets légers choisie est notée par la suite m_W^{reco} . Sa distribution est illustrée sur la Figure 4.5 (droite), dans le canal muon, où figure également la contribution du bruit de fond combinatoire.

La distribution de la masse invariante des deux jet légers choisis est illustrée sur la Figure 4.6. Un écart entre les distributions dans les données et dans le Monte Carlo se reflètera dans une JES ajustée par la méthode des templates différente de 1.

Outre l'efficacité des coupures appliquées, il importe de connaître la pureté de l'échantillon sélectionné, c'est-à-dire la probabilité d'avoir choisi les jets légers correspondant au boson W se désintégrant de façon hadronique, ainsi que le jet b associé au même quark top que le W hadronique. Les puretés étant corrélées, la pureté relative au quark top n'est pas le simple produit des puretés relatives au W et au b . Les chiffres sont résumés dans le Tableau 4.4, en séparant les événements présentant au moins un jet b de ceux présentant au moins deux jets b : il est manifeste que sélectionner des événements présentant au moins deux jets b nous permettrait de gagner sensiblement en pureté (50%), au détriment de l'efficacité (facteur 3), comme le montre la Figure 4.1.

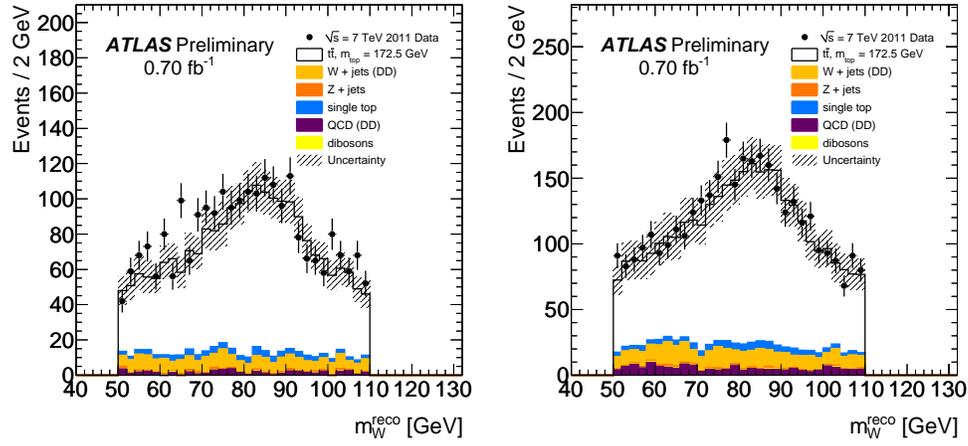


FIG. 4.6 – Distribution de la masse invariante de la paire jj choisie, dans le canal electron (gauche) et dans le canal muon (droite).

TAB. 4.4 – Puretés relatives au W , au b et au quark top (moyenne sur les 2 canaux)

Nombre de jets b	Pureté pour le W (%)	Pureté pour le b (%)	Pureté pour le top (%)
Au moins un	41.5%	50.0%	24.0%
Au moins 2	53.6%	58.5%	36.1%

4.3.2 Reconstruction de la masse du quark top hadronique

La masse du quark top hadronique pourrait être reconstruite à partir du triplet ($j\bar{j}b$). Néanmoins, afin d'améliorer la résolution des jets et de réduire l'effet de la calibration des jets légers sur la masse du quark top, les quadri-vecteurs sont ré-étalonnés par des facteurs α_i , $i = 1, 2$, calculés pour chaque jet, obtenus en minimisant l'expression suivante :

$$\chi^2 = \frac{(M_{jj}(\alpha_1, \alpha_2) - M_W^{PDG})^2}{\Gamma_W^2} + \frac{(E_{j1}(1 - \alpha_1))^2}{\sigma_1^2} + \frac{(E_{j2}(1 - \alpha_2))^2}{\sigma_2^2} \quad (4.5)$$

Cette expression est la somme de trois termes : le premier terme, dominant, correspond à la contrainte imposée par la masse du boson W telle qu'elle est fournie par le PDG (M_W^{PDG}). Les autres termes correspondent aux facteurs correctifs sur l'échelle d'énergie des jets, α_i , $i = 1, 2$, déterminés par la minimisation de ce χ^2 . σ_i , $i = 1, 2$ est la résolution en énergie des jets légers, déterminée à partir du Monte Carlo $t\bar{t}$ et vérifiée avec les données. La distribution des facteurs de ré-étalonnage, avec les données, est illustrée sur la Figure 4.7. Ces facteurs sont appliqués aux jets légers du triplet ($j\bar{j}b$), uniquement pour la masse du quark top hadronique, et donc pas pour m_W^{reco} . L'amélioration apportée par ce ré-étalonnage sur la masse du quark top est illustrée Figure 4.8. Ces distributions sont ajustées par la somme d'une Landau et d'une Gaussienne. La largeur de la partie gaussienne est réduite de 30%, de 19.0 ± 0.1 GeV (gauche) à 12.6 ± 0.1 GeV (droite).

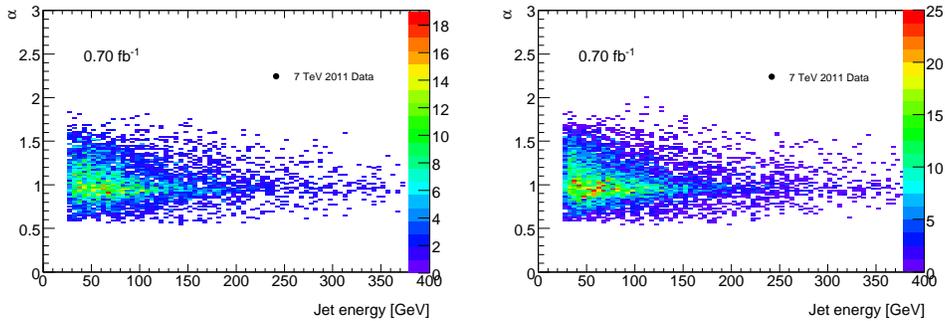


FIG. 4.7 – Facteurs de ré-étalonnage en énergie des jets, dans le canal électron (gauche) et dans le canal muon (droite), obtenus à partir des données d'ATLAS.

La Figure 4.9, enfin, montre la distribution de la masse du quark top ainsi reconstruite, dans les données et dans le Monte Carlo.

4.4 Paramétrisation des templates

A partir des simulations Monte Carlo $t\bar{t}$ disponibles sont générées les templates de m_{jj} et de $m_{j\bar{j}b}$, en multipliant les quadri-vecteurs des jets (légers et b) par un facteur d'échelle variant de 0.9 à 1.1, par pas de 2%. Ceci est fait

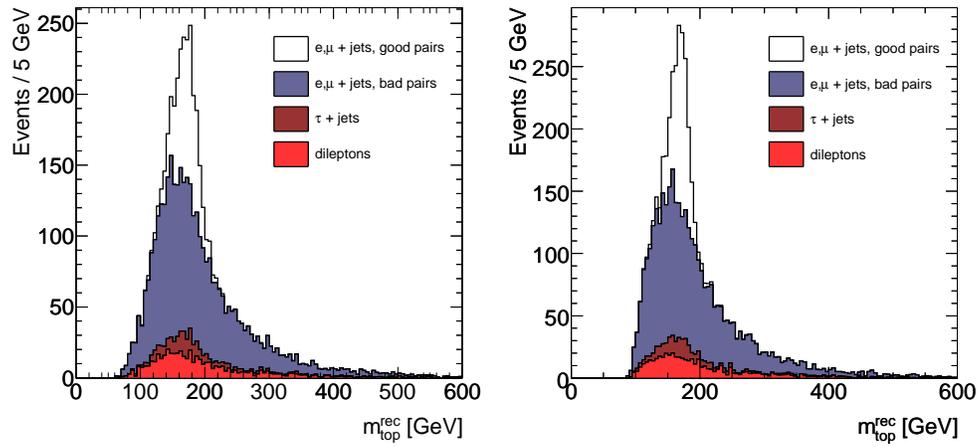


FIG. 4.8 – Masse du quark top reconstruite (canal muon) sans la contrainte de la masse du W (gauche) et avec cette contrainte (droite).

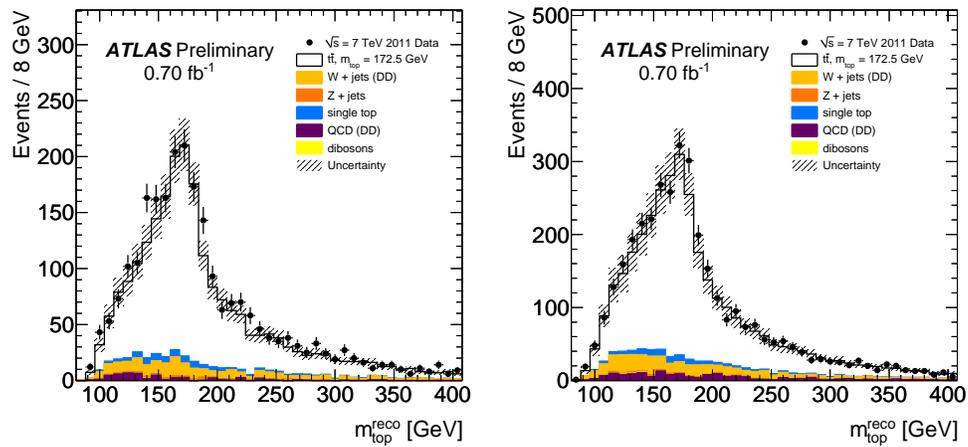


FIG. 4.9 – Masse du quark top reconstruite dans le canal electron (gauche) et dans le canal muon (droite).

pour les différents échantillons de signal, correspondant à 9 valeurs de masse du top distinctes, ainsi que pour les différents bruits de fond.

4.4.1 Paramétrisation des templates du signal $t\bar{t}$

Masse invariante m_{jj}

La distribution de m_{jj} n'est pas censée dépendre de la masse du quark top et, de fait, elle n'en dépend pas. Par conséquent, pour une échelle d'énergie des jets donnée, les distributions de m_{jj} pour les différentes masses du quark top ont été sommées, puis ajustées par la somme de deux distributions gaussiennes. Un exemple de cet ajustement, dans le canal muon, et pour une JES de 1, est illustré sur la Figure 4.10 (gauche). La dépendance des valeurs moyennes ($\mu_{1,2}$) et des largeurs ($\sigma_{1,2}$) des gaussiennes, en fonction de la JES, ainsi que la fraction relative des deux gaussiennes (α_g), sont ajustées par des droites ; la variation de la valeur moyenne de la première gaussienne est illustrée sur la Figure 4.10 (droite). La pente est de l'ordre de 0.8 GeV / % : c'est précisément ce qui est attendu par le calcul direct de la dépendance de la masse invariante de deux jets en fonction de la JES.

Une fois ajustée la dépendance des différents paramètres en fonction de la JES, il est possible de définir la probabilité conditionnelle de mesurer m_W^{reco} compte tenu d'une valeur donnée de la JES : $P_s(m_W^{reco}|JES)$. Cette probabilité est donnée par la formule ci-dessous :

$$P_s(m_W^{reco}|JES) = \frac{1}{\sigma_1\sqrt{2\pi}}e^{-\frac{(m_W^{reco}-\mu_1)^2}{2\sigma_1^2}} + \alpha_g \frac{1}{\sigma_2\sqrt{2\pi}}e^{-\frac{(m_W^{reco}-\mu_2)^2}{2\sigma_2^2}} \quad (4.6)$$

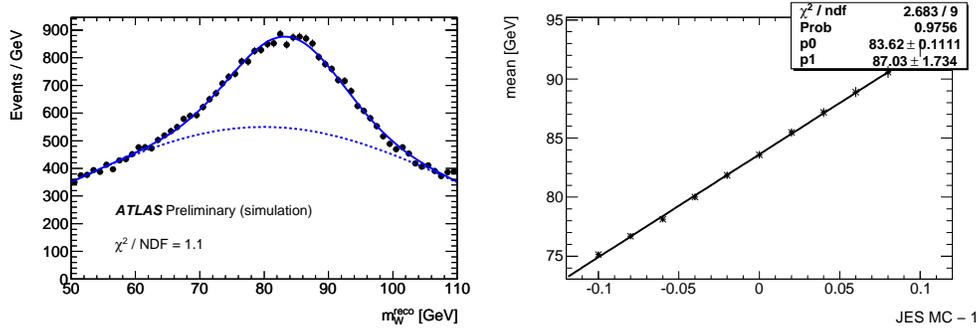


FIG. 4.10 – Exemple (dans le canal muon, pour une JES de 1) de l'ajustement de m_W^{reco} au moyen de la somme de deux gaussiennes (gauche) ; dépendance de la moyenne de la gaussienne la plus étroite en fonction de la JES (droite).

Masse du quark top m_{top}^{reco}

Les distributions m_{top}^{reco} sont ajustées par la somme d'une distribution gaussienne et d'une distribution de Landau. Une illustration de cet ajustement, dans le canal muon, pour une JES égale à 1, et une masse du quark top égale à 172.5 GeV, est montrée sur la Figure 4.11 (gauche).

Les paramètres des distributions dépendent de la masse du quark top et de la JES. Dans un premier temps, la dépendance des paramètres en fonction de la masse du quark top a été déterminée, pour JES=1 ; la dépendance de ces paramètres en fonction de la JES est déterminée dans un second temps.

La dépendance de la partie gaussienne de la distribution de m_{top}^{reco} en fonction de m_{top} est illustrée sur la Figure 4.11 (droite) : cette dépendance est linéaire, avec une pente proche de 1, ce qui est logique puisque la partie gaussienne correspond à la masse invariante des produits de désintégration du quark top hadronique. Les variations, en fonction de la JES, des valeurs moyennes de la Gaussienne et de la distribution de Landau sont prises en compte par un paramètre additif, indépendant de la masse ; les largeurs sont paramétrées proportionnellement à la JES. La fraction relative des deux distributions est fixe.

La densité de probabilité de mesurer m_{top}^{reco} , pour une valeur réelle m_{top} de la masse du quark top et une JES donnée est ainsi déterminée ; elle est notée $P_s(m_{top}^{reco} | m_{top}, JES)$.

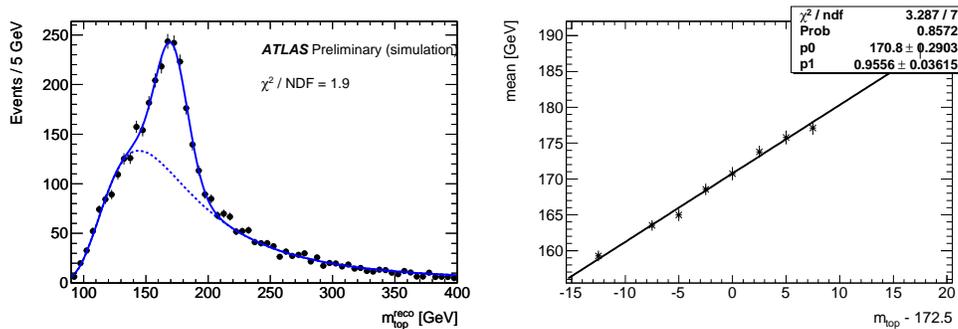


FIG. 4.11 – Exemple (dans le canal muon, pour JES = 1 et une masse du top de 172.5 GeV) de l’ajustement de m_{top}^{reco} par la somme d’une Gaussienne et d’une Landau (gauche) ; variation de la valeur moyenne de la gaussienne en fonction de la masse du top, pour JES =1 (droite).

4.4.2 Paramétrisation des distributions de masse pour le bruit de fond

Toutes les sources de bruit de fond, et en particulier le Monte Carlo single top simulé pour 5 valeurs de la masse du top (160, 170, 172.5, 180, 190 GeV), ont été prises en compte pour fabriquer les templates de fond. Ces dernières ont été générées en multipliant les quadrivecteurs des jets, avant toute sélection, par un facteur d’échelle variant de 0.9 à 1.1, par pas de 2% ; pour le single top, ceci a été fait de surcroît pour chaque point de masse. De même que pour le signal, les templates sont définies et ajustées séparément pour les canaux electron et muon.

Les distributions de m_W^{reco} sont ajustées par une distribution gaussienne dont la valeur moyenne et la largeur dépendent linéairement de la JES. Une illustration de cet ajustement, pour une JES égale à 1 dans le canal electron, est montrée sur la Figure 4.12 (gauche). La distribution de probabilité est notée :

$$P_{bdf}(m_{jj}^{reco}|JES).$$

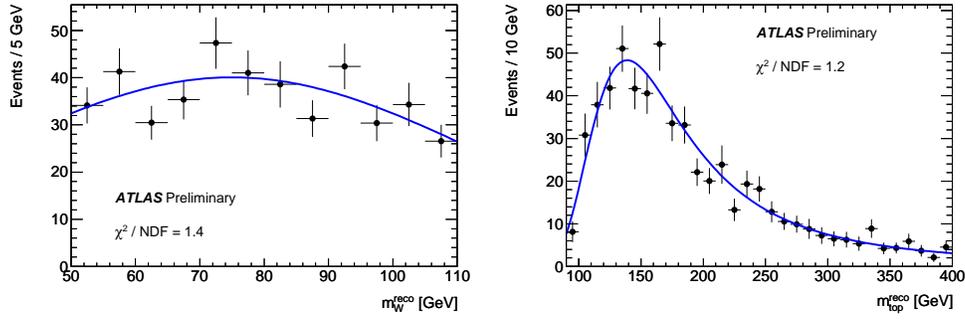


FIG. 4.12 – Gauche : exemple (canal electron, $JES=1$ et $m_{top} = 172.5$ GeV) d’ajustement gaussien de m_W^{reco} . Droite : exemple (canal electron, $JES=1$ et $m_{top} = 172.5$ GeV) d’ajustement par une distribution de Landau de m_{top}^{reco} .

Les distributions de m_{top}^{reco} sont ajustées par une distribution de Landau, dont les paramètres varient linéairement avec la JES. Une illustration de cet ajustement, pour $m_{top} = 172.5$ GeV (single top) et $JES=1$ est montrée sur la Figure 4.12 (droite), dans le canal électron. La densité de probabilité est notée $P_{bdf}(m_{top}^{reco}|m_{top}, JES)$.

4.4.3 Fraction de bruit de fond f_{bdf} .

Puisque la section efficace de production $t\bar{t}$ dépend de la masse du quark top, la fraction de signal après coupures dépend de la masse du quark top. Ceci est illustré sur la Figure 4.13.

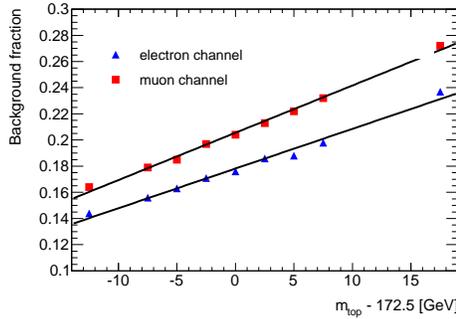


FIG. 4.13 – Fraction de bruit de fond, en fonction de la masse du quark top généré.

4.4.4 Vraisemblance

Les densités de probabilité ainsi définies pour le signal $t\bar{t}$ et le fond sont ensuite utilisées pour définir la vraisemblance suivante, normalisée convenablement par la fraction de fond f_{bdf} (n_{data} représente le nombre d’événements sélectionnés dans les données) :

$$\mathcal{L}(m_{top}, JES) = \mathcal{L}_{m_{top}^{reco}}(m_{top}, JES) \times \mathcal{L}_{m_{jj}}(JES) \quad (4.7)$$

où

$$\mathcal{L}_{m_{top}^{reco}}(m_{top}, JES) = \prod_{i=1}^{n_{data}} (1 - f_{bdf}) P_s(m_{top,i}^r; m_{top}, JES) + f_{bdf} P_{bdf}(m_{top,i}^r; m_{top}, JES) \quad (4.8)$$

et

$$\mathcal{L}_{m_{jj}}(JES) = \prod_{i=1}^{n_{data}} (1 - f_{bdf}) P_s(m_{jj,i}; JES) + f_{bdf} P_{bdf}(m_{jj,i}; JES) \quad (4.9)$$

La maximisation de la vraisemblance conduit ainsi à 3 mesures, dans chacun des canaux : la masse du quark top (m_{top}), l'échelle dénergie des jets (JES) et la fraction de bruit de fond, laissée libre lors de la maximisation.

4.5 Pseudo-expériences

Avant d'appliquer la vraisemblance aux données d'ATLAS, il convient de s'assurer de la fiabilité de la méthode; ceci peut être effectué au moyen de pseudo-expériences, qui nous permettent de vérifier notamment la linéarité de la méthode, l'absence de biais, ainsi que l'erreur statistique attendue.

4.5.1 Linéarité et résidus

Définition des pseudo-expériences

Les pseudo-expériences sont générées en utilisant la technique de ré-échantillonnage (bootstrap resampling) [12] : pour chaque pseudo-expérience, les événements de signal et de bruit de fond sont tirés aléatoirement, à partir d'un échantillon Monte Carlo pour le signal, et à partir des distributions de probabilité définies au paragraphe précédent pour le bruit de fond ⁴. Chaque pseudo-expérience correspond à une luminosité intégrée de 200 pb⁻¹; 600 pseudo-expériences ont été générées, pour chaque point de masse et chaque JES. Soulignons qu'un même événement pouvant se retrouver dans plusieurs pseudo-expériences, mais également plusieurs fois dans la même pseudo-expérience, la corrélation entre pseudo-expériences doit être prise en compte, en particulier dans les barres d'erreur.

Pour chaque pseudo-expérience, les 3 paramètres, ainsi que leurs erreurs, sont mesurés simultanément en maximisant la vraisemblance définie ci-dessus. La Figure 4.14 montre la distribution de la masse et de la JES mesurées, pour une masse de 170 GeV et une JES de 1. La Figure 4.15 montre, dans le canal muon, les distributions du niveau de bruit de fond mesuré à partir de ces

⁴Le nombre important d'échantillons de bruit de fond rend un tirage aléatoire techniquement délicat.

pseudo-expériences, pour une masse du quark top de 160 GeV (gauche) et 190 GeV (droite). Soulignons que les valeurs moyennes de ces distributions sont en bon accord avec la prédiction (16.4 et 27.2%, respectivement, voir Figure 5.13).

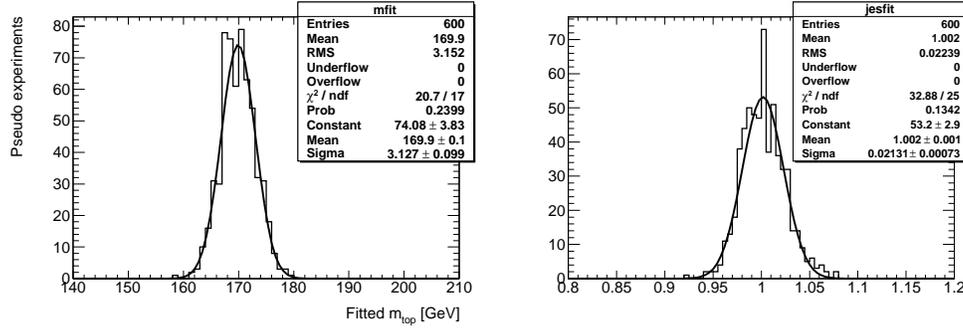


FIG. 4.14 – Distribution de la masse (gauche) et de la JES (droite) mesurées à partir de 600 pseudo-expériences, pour $m_{top} = 170$ GeV and JES = 1, dans le canal muon.

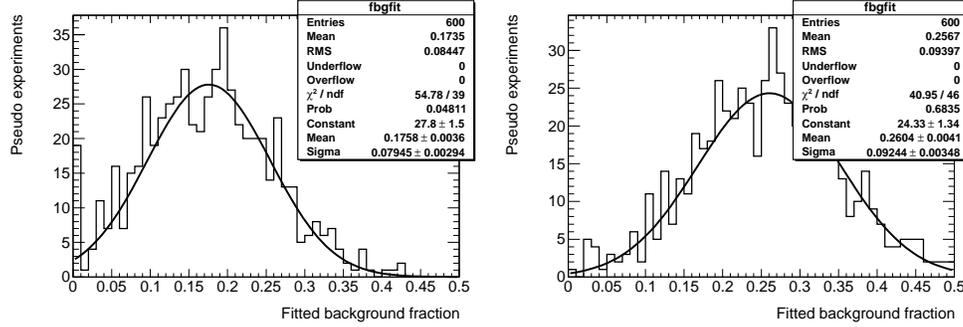


FIG. 4.15 – Distributions de la fraction du bruit de fond, dans le canal muon, pour une masse du top de 160 GeV (gauche) et de 190 GeV (droite).

L’ajustement gaussien illustré sur la Figure 4.14 permet de vérifier la linéarité de la méthode : la Figure 4.16 montre la différence entre la masse du quark top ajustée et la masse générée, en fonction de la masse générée. La masse ajustée dépend linéairement de la masse générée, avec un offset ⁵ moyen compatible avec 0 (-0.02 ± 0.23 GeV dans le canal électron, et -0.08 ± 0.17 GeV dans le canal muon).

A partir des 600 résultats obtenus pour chaque point, une distribution des résidus (“pulls”) est construite ; deux paramètres de cette distribution nous importent : sa valeur moyenne, et sa largeur. Les résidus sont définis par $(m_i^{mesuree} - m_i^{generee}) / \sigma_i^m$ et $(JES_i^{mesuree} - JES_i^{generee}) / \sigma_i^{JES}$, i désignant une pseudo-expérience. Les distributions des résidus sont ajustées par une gaussienne, ce qui nous donne accès aux valeurs moyennes et largeurs des résidus, illustrés sur les Figures 4.17 et 4.18 . Les valeurs moyennes sont compatibles avec 0, indiquant que la méthode ne présente pas de biais ; les largeurs sont légèrement inférieures à 1, ce qui montre que l’erreur donnée par l’ajustement est

⁵ Au point de masse nominal (172.5 GeV), la différence entre les masses ajustées dans les deux canaux est de l’ordre de 1 GeV. Cette différence est retranscrite dans la Table 4.6

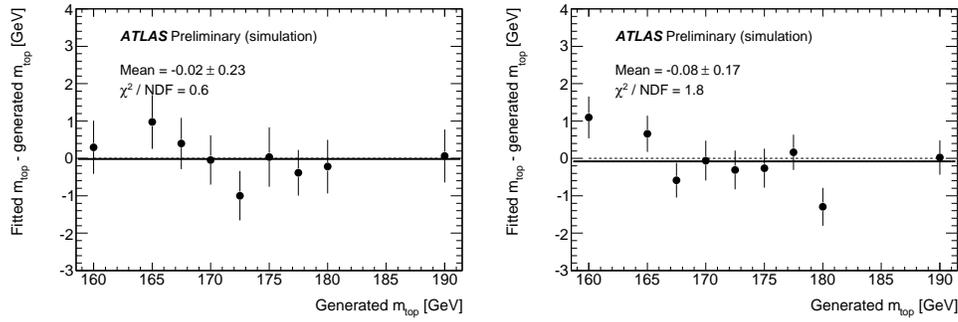


FIG. 4.16 – Différence entre la masse du quark top reconstruite et celle générée, en fonction de la masse du quark top générée, dans le canal électron (gauche) et dans le canal muon (droite).

légèrement sur-estimée. Cette erreur n'a pas été corrigée, néanmoins, comme nous le verrons lors de la mesure sur les données, qui est ainsi conservative.

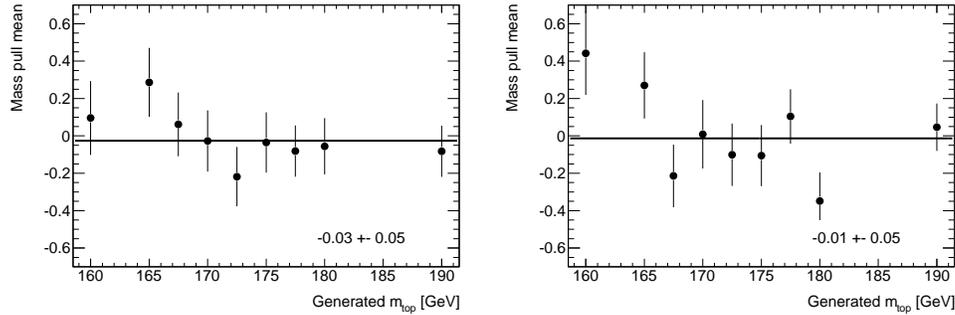


FIG. 4.17 – Valeurs moyennes des distributions des résidus, en fonction de la masse générée dans le canal électron (gauche) et dans le canal muon (droite).

La dépendance de la masse du top ajustée (pour une masse générée de 175 GeV) en fonction de la JES générée est montrée sur la Figure 4.19⁶. La pente résiduelle observée, de 0.1-0.2 GeV / % se traduira dans la mesure présentée au paragraphe suivant en une erreur systématique sur la JES.

Enfin, la Figure 4.20 montre la différence entre la JES ajustée et la JES générée, en fonction de la JES.

4.5.2 Erreur statistique attendue

L'erreur statistique attendue est obtenue en effectuant 100 pseudo-expériences à partir du Monte Carlo $t\bar{t}$, pour une masse du top de 172.5 GeV. Chaque pseudo-expérience correspond à 0.70 fb^{-1} . La distribution des erreurs fournies par l'ajustement est montrée sur la Figure 4.21. La valeur moyenne est 1.63 GeV dans le canal électron et 1.24 GeV dans le canal muon.

⁶Les points sur cette figure sont corrélés

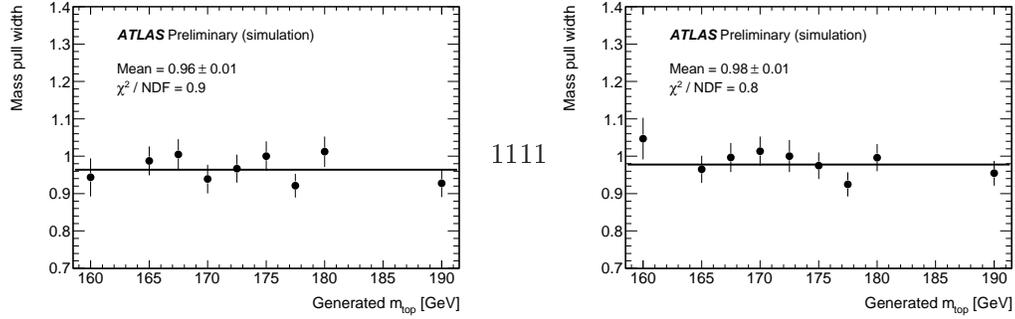


FIG. 4.18 – Largeurs des distributions des résidus, en fonction de la masse générée dans le canal électron (gauche) et dans le canal muon (droite).

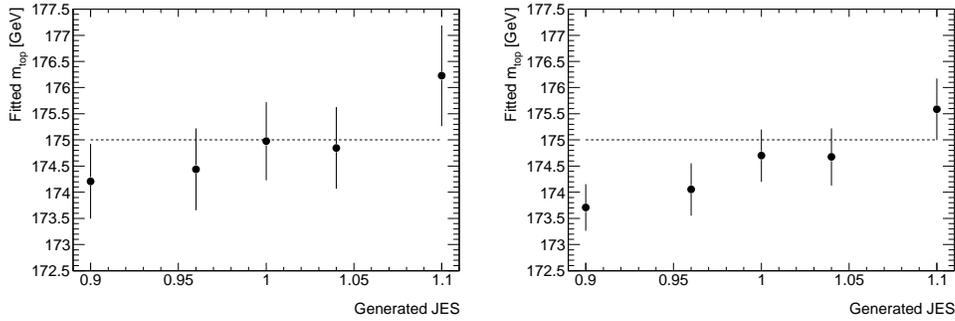


FIG. 4.19 – Masse du quark top ajustée en fonction de la JES dans le canal électron (gauche) et dans le canal muon (droite).

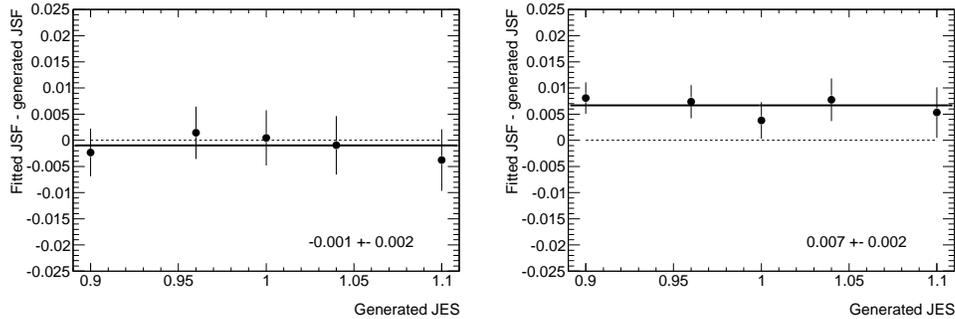


FIG. 4.20 – Différence entre la JES ajustée et la JES générée, en fonction de la JES, dans le canal électron (gauche) et dans le canal muon (droite). Les différents points sont corrélés puisqu’obtenus à partir du même échantillon Monte Carlo : cette corrélation n’étant pas prise en compte dans le calcul de la barre d’erreur indiquée, cette-dernière est surestimée.

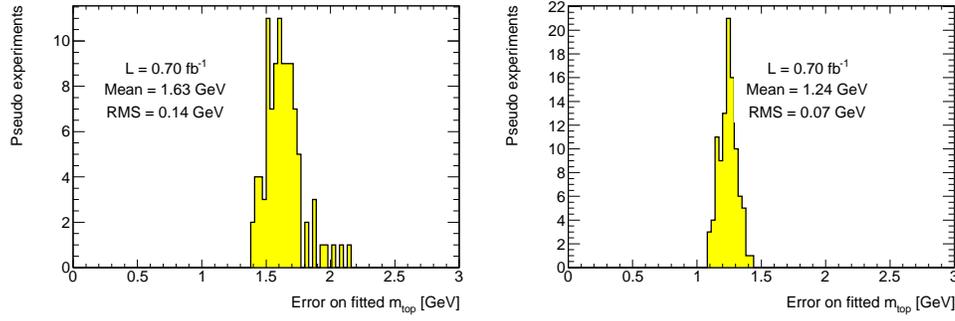


FIG. 4.21 – Distribution de l’erreur attendue sur la mesure de la masse dans le canal électron (gauche) et dans le canal muon (droite), pour 0.70 fb^{-1} .

4.6 Erreurs systématiques

Plusieurs sources d’incertitudes systématiques, décrites individuellement dans ce paragraphe, doivent être prises en compte dans la mesure de la masse du quark top. Ces erreurs sont évaluées séparément dans les canaux électron et muon ; le plus souvent, cette évaluation est faite en calculant l’écart entre la valeur par défaut obtenue en maximisant la vraisemblance définie ci-dessus sur les événements $t\bar{t}$ générés à une masse de 172.5 GeV , et la configuration utilisée pour estimer une erreur systématique donnée. Les distributions de probabilité définies à partir des templates sont donc inchangées.

4.6.1 Rayonnements QCD dans l’état initial et dans l’état final (ISR/FSR)

Incidence attendue sur la masse du quark top reconstruite

La présence de rayonnements QCD dans l’état initial et l’état final modifie la masse du quark top reconstruite. En effet, les jets additionnels originaires des partons initiaux (ISR) non seulement contribuent au bruit de fond combinatoire, mais surtout se superposent dans le détecteur aux jets issus de la désintégration de la paire $t\bar{t}$, conduisant ainsi à une surestimation de la masse du quark top reconstruite. Les jets de l’état final ayant subi des FSR ont cédé une partie de leur énergie aux gluons rayonnés : ceci conduit à une perte d’efficacité, l’événement pouvant être rejeté de ce fait, mais surtout à une sous-estimation de la masse du quark top reconstruite.

Afin d’évaluer l’erreur systématique due aux ISR/FSR, la méthode des templates est appliquée à des échantillons particuliers, générés spécifiquement pour l’étude de ces radiations. Le générateur utilisé pour ces échantillons est AcerMC, l’hadronisation étant faite par Pythia. Quatre paramètres ont été variés afin de changer le niveau des radiations dans l’état initial ou l’état final :

- PARP(64), paramétrisant la constante de couplage α_s pour les ISR : α_s est en effet proportionnelle à $\text{PARP}(64)Q/\Lambda_{ISR}^2$.
- PARP(67) est un facteur d’échelle appliqué à l’échelle maximale à partir de laquelle la gerbe issue des ISR commence son évolution.

- $\text{PARP}(72) = \Lambda_{FSR}$.
- $\text{PARP}(82)$, correspondant au p_T le plus bas dans les radiations FSR à partir duquel l’hadronisation l’emporte sur la gerbe partonique (parton shower).

Treize échantillons ont été générés : un échantillon nominal, pour lequel le défaut de ces paramètres est inchangé, et 12 en faisant varier ces paramètres, séparément ou simultanément.

Evaluation de l’erreur systématique

L’erreur systématique sur la masse du quark top est estimée en appliquant la méthode des templates à ces différents échantillons. Les masse et JES ajustées sont résumées dans la Table 4.6, ainsi que sur la Figure 4.22 : les valeurs mesurées sont majoritairement en accord, qualitativement, avec ce que l’on attend d’une augmentation (diminution) des ISR (FSR). Il a été vérifié que l’écart observé entre les canaux électron et muon, pour le point nominal est due à une fluctuation statistique. L’erreur systématique due aux ISR/FSR, sur la masse du quark top, est définie, dans chacun des deux canaux, comme la moitié de la différence maximale entre les différentes valeurs ajustées.

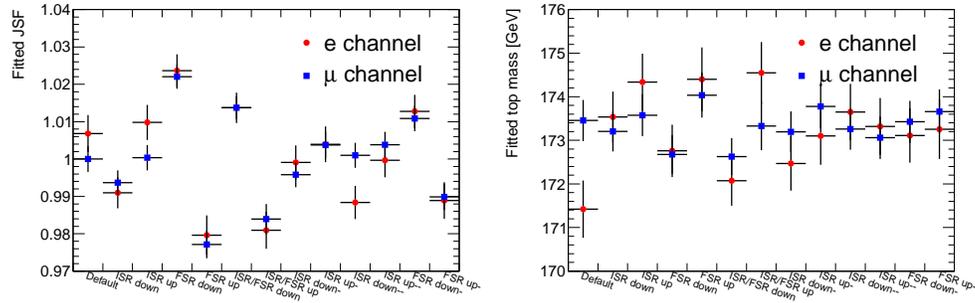


FIG. 4.22 – JES (gauche) et masse du top (droite) ajustées, dans les différents échantillons disponibles, correspondant à différents niveaux de radiations ISR/FSR.

4.6.2 Reconnexion de couleur

Dans le canal lepton+jets, l’un des quarks de la désintégration hadronique du boson W peut s’hadroniser non pas avec l’autre quark issu de la même désintégration du W , mais avec un quark du restant de l’état final, modifiant ainsi la cinématique des jets de l’état final. Cette reconnexion de couleur conduit à une erreur systématique sur la masse du quark top. Pour estimer cette erreur, 4 échantillons Monte Carlo ont été générés, à partir d’AcerMC+Pythia, correspondant à différents niveaux de reconnexion de couleur : 2 échantillons (avec et sans reconnexion) utilisent le modèle PS/MI le plus récent dans Pythia (Perugia2010 [13]), les deux autres (avec et sans reconnexion) utilisent un modèle plus ancien (TuneAPro [7]). La différence entre masses ajustées est calculée pour chacun des deux types de modèle, et la plus grande des deux différences ainsi obtenue (en l’occurrence, avec Perugia2010) correspond à l’erreur

systématique sur la masse du quark top. Les valeurs numériques sont indiquées dans la Table 4.6.

4.6.3 Générateur

Les événements $t\bar{t}$ ont été générés avec MC@NLO pour le processus dur, et Herwig pour l’hadronisation. Le résultat obtenu en testant la méthode sur le point de masse de 172.5 GeV est comparé au résultat obtenu en utilisant un autre générateur NLO (Powheg), lui aussi interfacé à Herwig : une erreur systématique est ainsi estimée.

4.6.4 Fragmentation

L’erreur systématique liée à la modélisation de la fragmentation des partons est estimée en comparant des événements identiques au niveau du l’élément de matrice du processus dur (tel que généré par Powheg) mais qui diffèrent par le modèle d’hadronisation et de gerbe partonique (Herwig ou Pythia). La différence obtenue entre les deux masses ajustées est l’erreur systématique correspondant à la modélisation de la fragmentation.

4.6.5 Fonctions de distribution partoniques

L’incertitude liée aux PDFs, négligeable, est estimée en pondérant les événements de signal $t\bar{t}$ par 22 paires de poids fournis par CTEQ. L’ajustement par la méthode des templates est effectué 44 fois ; pour chaque paire, la différence de masse est calculée et l’erreur systématique sur la masse du top correspond à la moitié de la somme quadratique des 22 différences.

4.6.6 Echelle d’énergie des jets

L’erreur systématique sur la masse du top, due à l’échelle d’énergie des jets, est estimée en multipliant les quadrivecteurs de tous les jets par l’incertitude relative sur la JES, illustrée sur la Figure 4.23 : l’erreur est le plus grand des 2 écarts (positif et négatif). Ceci conduit à une erreur de 0.19 GeV (0.38 GeV) dans le canal électron (muon). Par ailleurs, chaque composante de l’incertitude sur la mesure de la JES est considérée séparément, et l’écart en résultant sur la masse du top est ajouté quadratiquement aux autres, ce qui donne une erreur sur la masse du top de 0.46 GeV (0.25 GeV) dans le canal électron (muon). La plus grande des erreurs ainsi estimée est gardée en tant qu’erreur systématique liée à l’incertitude sur la JES.

A ces incertitudes sur la calibration de la JES vient s’ajouter la contribution du pile-up, de l’ordre de 3% : l’erreur qui en résulte sur la masse du top est ajoutée en quadrature aux précédentes erreurs. Soulignons que l’erreur estimée est compatible avec la dépendance observée de la masse du top en fonction de la JES, illustrée Figure 4.19 : la pente est de l’ordre de 0.1 à 0.2 GeV/% ; l’incertitude relative sur la JES, illustrée Figure 4.23, étant de 2 à 6%

suivant la position en η , et le p_T du jet, une incertitude sur la masse du quark top due à l'incertitude sur la JES de 0.7-0.8 GeV est donc raisonnable.

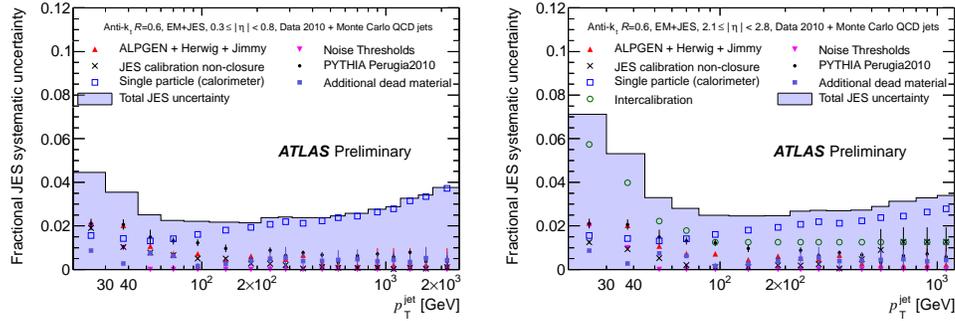


FIG. 4.23 – Incertitude relative sur l'échelle d'énergie des jets, dans le tonneau ($0.3 < \eta < 0.8$, gauche) et dans les bouchons ($2.1 < \eta < 2.8$, droite). Différentes contributions à l'incertitude sur la JES sont indiquées.

4.6.7 Echelle d'énergie relative des jets b

L'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets b est de 2.5 %. Cette valeur a été obtenue en étudiant différents échantillons Monte Carlo di-jets (différents générateurs, différents paramètres de fragmentation des b , variation de la matière morte devant le calorimètre), et validée par des comparaisons dans les données entre l'énergie mesurée par les calorimètres et l'énergie des traces associées. Afin d'estimer l'impact de cette incertitude sur la mesure de la masse du quark top, les quadrivecteurs des jets b sont multipliés par ± 2.5 %. Le résultat de l'ajustement, donné dans la Table 4.6, montre que la JES ajustée ne varie pas, ce qui est logique puisqu'elle est obtenue à partir des templates de la distribution de m_W^{reco} seulement. En revanche, l'incertitude sur la masse du top due à l'écart entre les échelles d'énergie des jets légers et des jets b n'est pas réduite par la méthode bi-dimensionnelle exposée dans ce chapitre : cette erreur est de 1.98 GeV dans le canal électron, et 1.67 GeV dans le canal muon⁷.

4.6.8 Performance de reconstruction des objets

Résolution sur la mesure d'énergie des jets

Afin d'estimer l'erreur sur la masse du top due à la résolution sur l'échelle d'énergie des jets, les quadrivecteurs des jets ont été dégradés par la résolution des jets, illustrée sur la Figure 4.24. L'incertitude résultante est très petite (inférieure à 0.3 GeV).

⁷L'erreur est l'écart maximal obtenu entre les deux configurations : (+ 2.5 % et -2.5 %), et la masse nominale.

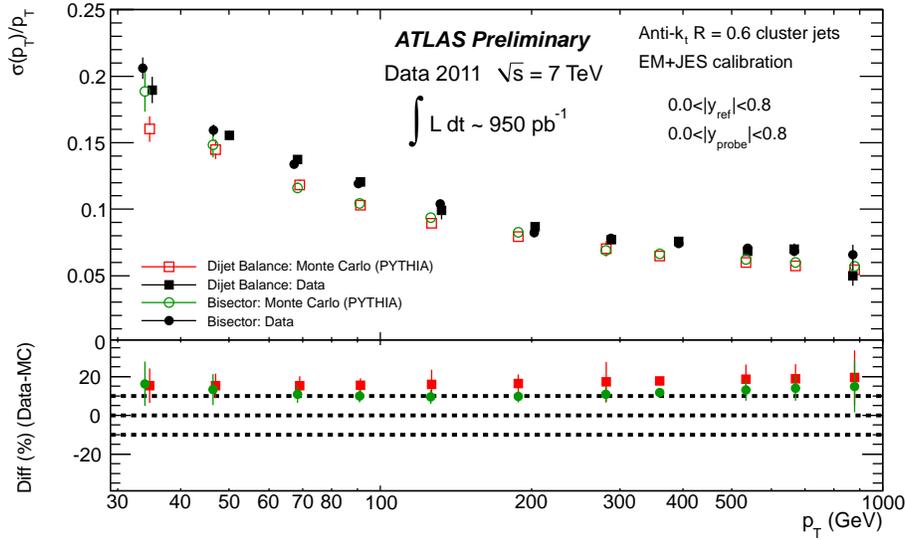


FIG. 4.24 – Résolution sur l'impulsion des jets, calibrés à l'échelle hadronique et électromagnétique.

Efficacité sur la reconstruction des jets

L'erreur systématique due à l'incertitude sur l'efficacité de reconstruction des jets a été estimée en enlevant de façon aléatoire, mais en quantité compatible avec cette incertitude⁸, des jets avant la sélection des événements. L'incertitude qui en résulte est négligeable, comme l'indique la Table 4.7.

Facteurs d'échelle de l'étiquetage des jets b

Afin de compenser les différences observées entre données et Monte Carlo sur l'efficacité et la réjection des jets légers de l'algorithme d'étiquetage des jets b , des facteurs d'échelle sont appliqués à chaque jet concerné. L'incertitude résultante sur la mesure de la masse du top est estimée en modifiant ces facteurs de l'incertitude qui leur est liée ($\pm 1\sigma$). Cette source d'incertitude est également très faible.

E_T^{miss}

L'impact d'une mesure erronée de E_T^{miss} sur la masse du top a été estimée en changeant sa valeur de $\pm 10\%$ en amont de la sélection des événements. L'incertitude qui en résulte sur la masse du top est négligeable.

⁸La comparaison des données et du Monte Carlo a montré que cette incertitude est de l'ordre de 2%.

4.6.9 Méthode

La statistique $t\bar{t}$ Monte Carlo disponible et exploitée pour cette analyse est limitée, ce qui conduit à une incertitude systématique sur la définition des templates, qui se reflète dans l'écart résiduel entre masse générée et masse reconstruite, montré Figure 4.16. Cet écart résiduel correspond à l'erreur systématique due à la définition des templates.

4.6.10 Connaissance du fond

Niveau du bruit de fond W +jets

L'incertitude liée à la connaissance imparfaite du niveau de fond W +jets a été déterminée en renormalisant le fond W +jets par un facteur de l'ordre de $\pm 70\%$ ⁹. La vraisemblance définie précédemment est alors appliquée à ce nouveau lot de signal et fond renormalisé, la fraction de bruit de fond étant bien entendu redéfinie de façon cohérente.

Forme du bruit de fond W +jets

L'incertitude due à la forme du bruit de fond W +jets a été estimée de la façon suivante : deux paramètres (iqopt3 et ptjmin10), liés à la distribution cinématique du jet de p_T dominant, ont été changés par rapport au défaut d'ALPGEN. La vraisemblance inchangée est appliquée à ce nouvel échantillon, et les deux erreurs systématiques ainsi obtenues sont ajoutées quadratiquement.

Niveau du bruit de fond QCD

L'incertitude liée à la connaissance imparfaite du niveau de fond QCD estimé à partir des données est calculée de façon similaire à celle estimée pour le niveau de fond W +jets ; l'incertitude sur le niveau de fond QCD est conservative (100% d'incertitude sur le niveau de fond QCD).

Forme du bruit de fond QCD

L'incertitude due à la forme du bruit de fond QCD a été estimée en comparant les deux méthodes disponibles dans ATLAS pour mesurer le fond QCD à partir des données.

4.6.11 Empilement

Afin d'étudier l'erreur systématique due à l'empilement des événements, la maximisation de vraisemblance est appliquée aux données en fonction du

⁹Ce nombre prend en compte l'incertitude théorique sur la section efficace ainsi que la différence entre l'estimation de ce fond basée sur le Monte Carlo et celle basée sur les données.

nombre de vertex primaires reconstruits. La Figure 4.25 montre la JES (gauche) et la masse du top (droite) ajustées, en fonction du nombre de vertex reconstruits, dans le canal muon (les distributions sont très semblables dans le canal électron).

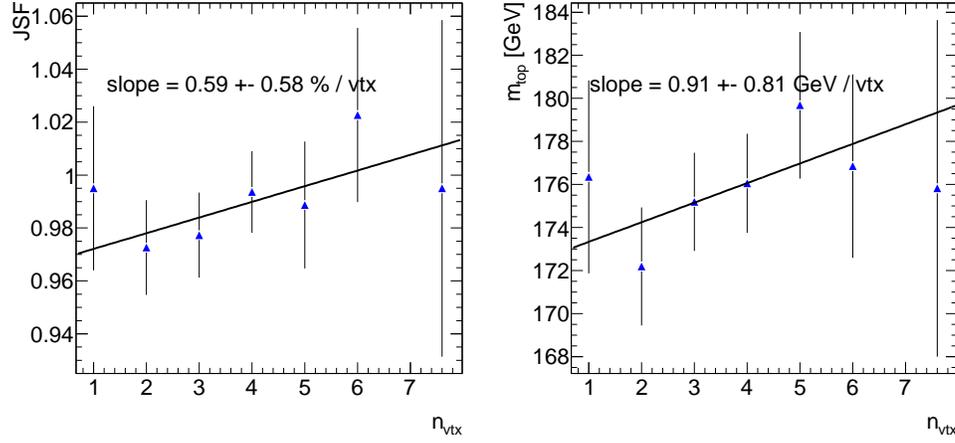


FIG. 4.25 – JES (gauche) et masse du top (droite) ajustées par la maximisation de la vraisemblance, sur les données, en fonction du nombre de vertex primaires, dans le canal muon.

La pente de ces distributions est 0.16 ± 0.90 GeV dans le canal électron et 0.91 ± 0.81 GeV dans le canal muon. Pour la JES, la pente est $(0.91 \pm 0.71)\%$ dans le canal électron et $(0.59 \pm 0.58)\%$ dans le canal muon.

Même si les pentes sont compatibles avec 0, une incertitude liée au pile-up a été estimée, de la façon suivante : dans chaque canal, la pente de la distribution de la masse en fonction du nombre de vertex a été estimée sur le Monte Carlo et sur les données, et l'écart entre ces deux pentes a été pris comme erreur systématique.

Bilan

L'ensemble des incertitudes systématiques est résumé dans la Table 4.5. Ces incertitudes sont supposées être non corrélées et ont donc été additionnées quadratiquement. L'incertitude dominante correspond à l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets b (2.5 % à l'été 2011). Vient ensuite l'incertitude due aux ISR/FSR, puis celle due à l'écart observé entre générateurs. Soulignons que cette dernière est amenée à diminuer, ayant été estimée à partir d'un échantillon limité statistiquement (c'est également vrai pour l'erreur liée à la reconnexion de couleur).

4.7 Mesure de la masse du quark top avec 0.70 fb^{-1}

La fiabilité de la méthode des templates étant acquise, il est possible d'appliquer celle-ci sur les données. La Figure 4.26 montre la distribution de m_W^{reco}

TAB. 4.5 – Erreurs systématiques sur la masse du quark top (GeV)

source	canal e	canal μ
ISR / FSR	1.56	0.70
Reconnexion de couleur	0.57	0.91
Générateur	1.15	1.23
Fragmentation	0.01	0.42
JES	0.69	0.81
JES des jets b	1.98	1.67
Résolution des jets	0.30	0.19
Méthode	0.02	0.08
Pile-up	0.01	0.04
b-tagging scale factor	0.13	0.33
Niveau de fond W +jets	0.20	0.12
Niveau de fond QCD	0.39	0.42
Forme du fond W +jets	0.03	0.13
Forme du fond QCD	0.18	0.27
Efficacité de reconstruction des jets	0.01	0.04
\cancel{E}_T	0.14	0.11
PDFs	0.10	0.10
Total	2.97	2.63

dans les données, ainsi que l’ajustement optimal. L’échelle d’énergie des jets (JES) est 0.9958 ± 0.0118 dans le canal électron et 0.9871 ± 0.0083 dans le canal muon.

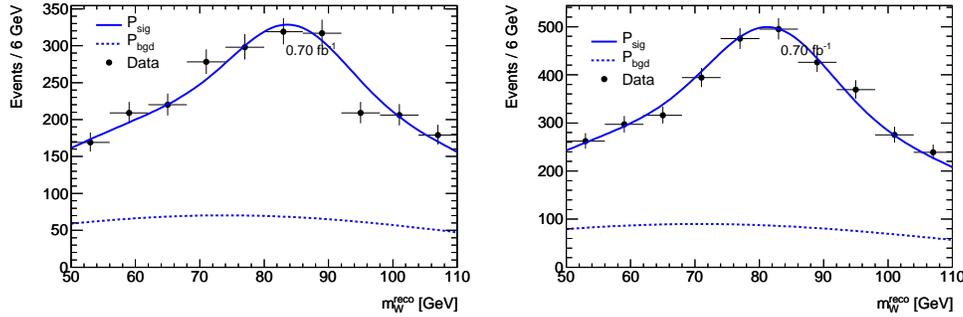


FIG. 4.26 – Distribution de m_W^{reco} ajustée sur les données, dans le canal électron (gauche) et dans le canal muon (droite).

La Figure 4.27 montre la distribution de m_{top}^{reco} dans les données ainsi que l’ajustement optimal résultant de la maximisation de la vraisemblance. La valeur de la masse du quark top ajustée est :

$$\begin{aligned}
 m_{top} &= (173.93 \pm 1.57_{stat} \pm 2.97_{syst}) \text{ GeV (canal electron)} \\
 m_{top} &= (175.86 \pm 1.20_{stat} \pm 2.63_{syst}) \text{ GeV (canal muon)}
 \end{aligned}$$

Les barres d’erreur statistiques sont compatibles avec l’incertitude statis-

tique attendue.

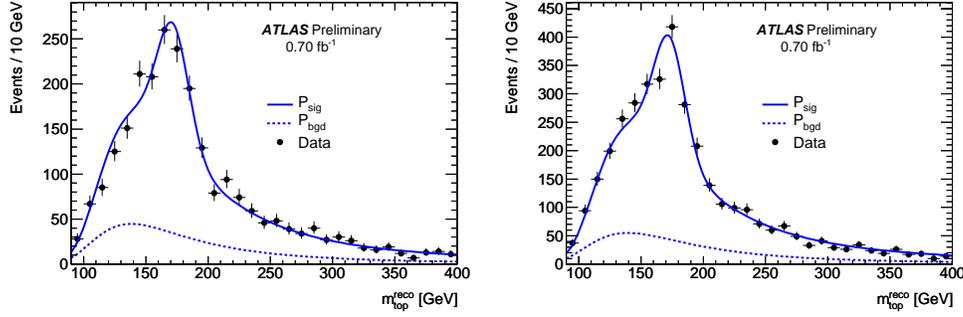


FIG. 4.27 – Distribution de m_{top}^{reco} ajustée dans les données, dans le canal électron (gauche) et dans le canal muon (droite).

Les fractions de bruit de fond ajustées sont $26.55 \pm 4.5 \%$ dans le canal électron et $22.77 \pm 3.5 \%$ dans le canal muon. Ces fractions sont supérieures aux fractions attendues (18.6 et 21.3 % respectivement).

Les contours à 1 et 2 σ de l'échelle d'énergie des jets en fonction de la masse sont montrées sur la Figure 4.28.

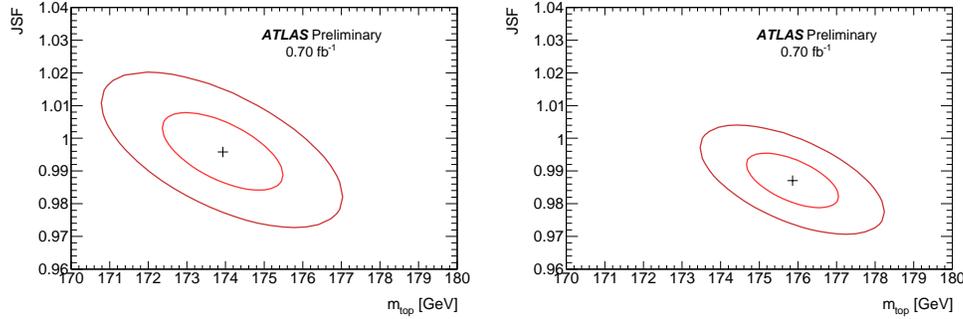


FIG. 4.28 – Contours bi-dimensionnels fournis par la maximisation de la vraisemblance, appliquée sur les données, dans le canal électron (gauche) et dans le canal muon (droite).

Les JES ajustées dans les données diffèrent de $0.87 \pm 1.44 \%$ entre les 2 canaux ; les masses diffèrent quant à elles de -1.93 ± 1.98 GeV.

4.7.1 Combinaison des deux canaux

Les mesures effectuées dans les deux canaux (electron et muon) ont été combinées en utilisant la méthode BLUE [9] [1], également utilisée au Tevatron. Cette combinaison repose sur les hypothèses suivantes concernant les différentes sources d'incertitude :

- Incertitude statistique : les deux canaux reposant sur des échantillons parfaitement séparés, ils sont statistiquement décorrélés.
- Méthode : décorrélés
- Générateur : 100 % corrélé
- Hadronisation : 100 % corrélé

- Pileup : 100 % corrélé
- Reconnexion de couleur : 100 % corrélé
- ISR/FSR : 100 % corrélé
- Proton PDF : 100 % corrélé
- Niveau de fond W/Z +jets : 100 % corrélé
- Forme du fond W/Z +jets : 100 % corrélé
- Niveau du fond QCD : décorrélié entre les deux canaux, puisque l'estimation de ce fond repose sur des données, étudiées dans chacun des deux canaux séparément.
- Forme du fond QCD : décorrélié, pour les mêmes raisons que le niveau de ce fond.
- Jet energy scale : 100% corrélé.
- JES des jets b : 100% corrélé.
- b-tagging scale factor : 100% corrélé.
- Résolution sur l'énergie des jets : 100% corrélé.
- Efficacité de reconstruction des jets : 100% corrélé.
- \cancel{E}_T : 100% corrélé.

Le résultat de la combinaison conduit au résultat suivant pour la masse du quark top :

$$m_{top} = (175.41 \pm 0.79_{stat} \pm 2.73_{syst}) \text{ GeV}$$

Les poids des deux mesures dans la combinaison sont 0.23 et 0.77 pour les canaux électron et muon, respectivement. La corrélation entre les deux résultats est de 0.72. L'incertitude totale est diminuée, grâce à cette corrélation, de 1.9% par rapport à la plus précise des deux mesures individuelles (canal muon).

4.8 Autres méthodes de mesure de la masse du quark top dans le canal lepton+jets

Un certain nombre de méthodes alternatives ont été développées, au sein d'ATLAS, pour mesurer la masse du quark top dans le canal lepton+jets. Trois d'entre elles ont été appliquées aux données enregistrées par le détecteur : deux autres méthodes de templates, uni-dimensionnelles, et une méthode de mesure indirecte de la masse, à partir de la mesure de la section efficace $t\bar{t}$.

4.8.1 Autres méthodes de templates

Deux autres méthodes de mesure directe de masse du quark top reposant également sur une méthode de templates, ont été proposées. Elles se distinguent de celle présentée ici par une sensibilité différente aux erreurs systématiques et statistiques. Elles sont brièvement décrites ci-dessous ; une description plus complète peut être consultée dans la référence [6].

Méthode R_{32}

Cette méthode repose sur la mesure du rapport R_{32} de deux masses : $R_{32} = \frac{m_{top}^{reco}}{m_W^{reco}}, m_{top}^{reco}$ désignant la masse reconstruite du quark top hadronique et m_W^{reco} , la masse reconstruite du boson W hadronique. Des coupures additionnelles sont appliquées : les événements contenant 2 jets b dans le triplet associé au top hadronique sont rejetés, et la masse du boson W hadronique reconstruit doit être comprise entre 60 et 100 GeV. Ceci conduit à une perte d'efficacité de l'ordre de 40%, mais permet un meilleur ajustement de la distribution de R_{32} . Des templates de cette variable ont été fabriquées, puis ajustées par des PDFs, pour le signal et le bruit de fond. Le principe est ensuite semblable à la méthode exposée précédemment ; la maximisation de la vraisemblance reposant sur ces PDFs, appliquée aux données de 2010 (35 pb^{-1}) a conduit à une mesure de la masse du quark top cohérente avec celle obtenue avec la méthode exposée dans ce chapitre, sur le même échantillon de données.

Ajustement cinématique

Une dernière méthode de templates repose sur la reconstruction totale de l'état final (hémisphères hadronique et leptonique) au moyen d'un ajustement cinématique (KLFitter). Ce dernier relie chaque objet observé, reconstruit par ATLAS, à la prédiction au niveau partonique de ce même objet, au moyen de fonctions de transfert. Utilisant toute l'information disponible, la distribution de la masse du quark top ainsi reconstruite est plus étroite, ce qui permet de réduire significativement l'erreur statistique de la mesure. Mais cette méthode est nettement plus sensible à l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets. Testée sur les données 2010 d'ATLAS, elle a conduit à une mesure de la masse du quark top compatible avec les deux autres mesures, avec une barre d'erreur statistique inférieure, mais une erreur systématique nettement supérieure.

4.8.2 Mesure indirecte de la masse du quark top à partir de la mesure de la section efficace $t\bar{t}$

Une mesure indirecte de la masse du quark top est possible, reposant sur le fait que la section efficace de production $t\bar{t}$ dépend de la masse du quark top. La masse qui intervient dans le calcul, à l'ordre NNLO approché, de cette section efficace est la masse au pôle du quark top. Une comparaison entre sections efficaces mesurée et théorique conduit à la masse du quark top. Soulignons que cette comparaison repose sur l'hypothèse que la masse du quark top au niveau générateur est identique à la masse au pôle (ceci est pris en compte dans les erreurs systématiques). L'intérêt de cette mesure repose sur sa complémentarité avec les mesures directes, reposant essentiellement sur la cinématique de l'état final. Les erreurs systématiques sont donc distinctes, d'une part, et, d'autre part, la comparaison de ces méthodes fournit une vérification croisée des méthodes instructive. Cette analyse [4] a été menée à bien en utilisant trois prédictions théoriques de la section efficace, en fonction de la masse ([15], [11], [10]), toutes calculées au même ordre. Cette méthode conduit à la mesure suivante de la masse au pôle du quark top, si l'on choisit la prédiction

théorique approx.NNLO-Langefeld [11] :

$$m_{top} = 166.4_{-7.3}^{+7.8} \text{ GeV}$$

L'incertitude indiquée prend en compte les différentes sources d'erreur (théoriques et expérimentales). La Figure 4.30 compare ce résultat aux autres mesures indirectes fournies par les différentes prédictions théoriques : ces mesures sont compatibles entre elles. Figurent également les résultats obtenus par l'expérience D0, avec la même méthode, que l'on peut comparer à la mesure directe fournie par l'expérience, nettement plus précise.

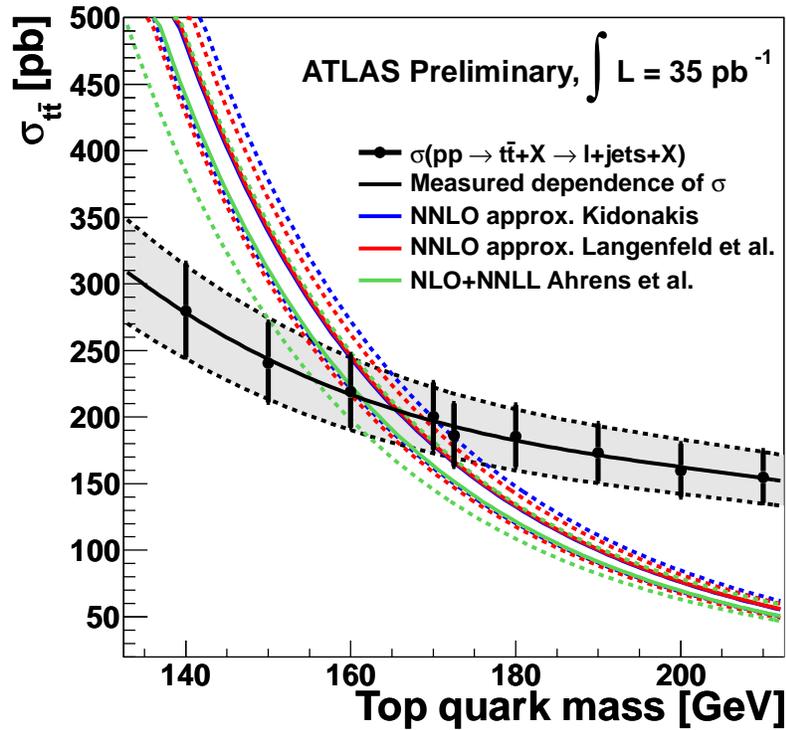


FIG. 4.29 – Comparaison des sections efficaces de production $t\bar{t}$ prédites et mesurées. Les valeurs théoriques sont représentées en traits pleins (valeur centrale) et pointillés (incertitudes) ; les valeurs expérimentales sont représentées par la courbe noire pleine, entourée par une bande grise représentant les incertitudes de la mesure.

4.9 Conclusion et perspectives

La méthode des templates présentée dans ce chapitre a permis de mesurer, dans le canal lepton+jets, la masse du quark top et l'échelle d'énergie des jets, simultanément, réduisant ainsi l'une des sources importantes d'erreur systématique affectant la mesure de la masse du top. Avec 0.7 fb^{-1} , la valeur mesurée

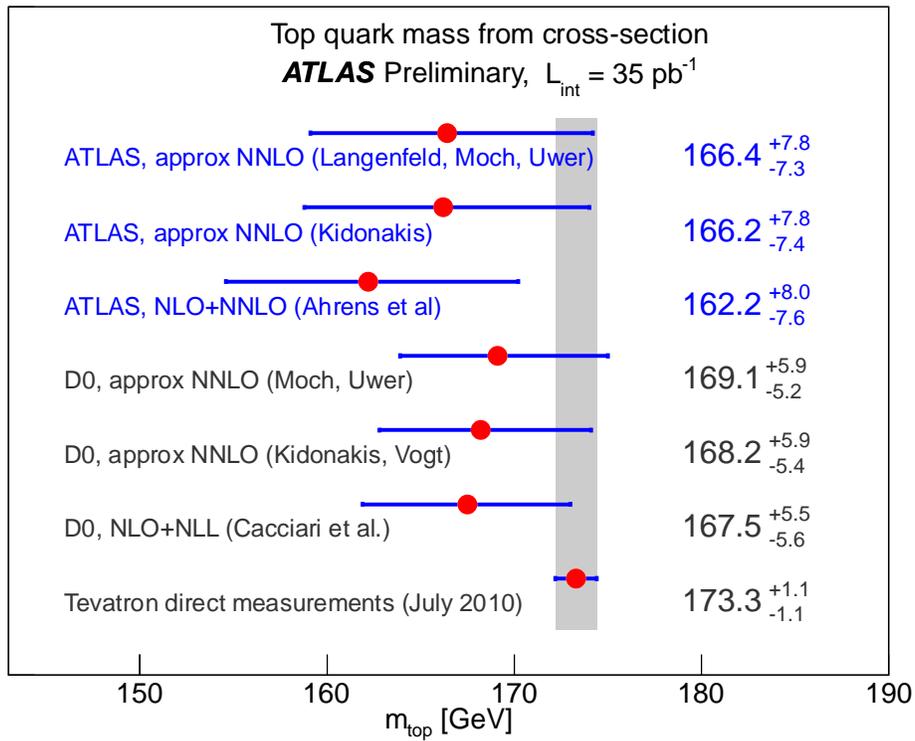


FIG. 4.30 – Comparaison des mesures indirectes de la masse du quark top, pour différentes prédictions théoriques ; à titre indicatif, figurent également les résultats fournis par D0, ainsi que la mesure directe de masse fournie par D0.

en combinant les canaux e et μ conduit à la valeur suivante :

$$m_{top} = (175.41 \pm 0.79_{stat} \pm 2.73_{syst}) \text{ GeV}$$

Cette valeur est d'ores et déjà dominée par l'erreur systématique, provenant notamment de l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets b , le générateur utilisé (qui peut être réduite en utilisant des échantillons Monte Carlo plus importants), et les radiations QCD dans l'état initial et final. Afin de réduire cette dernière source d'incertitude, il est nécessaire de mesurer le niveau de ces radiations dans les données à partir de distributions cinématiques discriminantes, ou de la mesure de la section efficace inclusive $t\bar{t}$ +jets. L'essentiel du travail à venir, pour cette méthode, consiste donc à réduire ces sources d'erreurs systématique. Par ailleurs, d'autres méthodes de mesure de masse sont en cours de développement au sein d'ATLAS. Bien souvent créées par les physiciens du Tevatron, elles aussi, ces méthodes sont complémentaires d'une méthode des templates, dans la mesure où leurs erreurs systématiques sont distinctes. Ainsi, l'étude du spectre en p_T du lepton, ou de la longueur de désintégration du B , tous deux reliés à la masse du quark top, sont beaucoup moins sensibles à l'échelle d'énergie des jets. La combinaison de différentes méthodes, puis de canaux, permettra à ATLAS d'atteindre, puis de dépasser, la précision actuelle du Tevatron, de l'ordre du GeV. Se posera alors la question de la définition de la masse mesurée !

TAB. 4.6 – JSF et masses du top ajustées dans différents échantillons ou conditions. Nombres utilisés pour estimer les erreurs systématiques.

Dataset	JSF (e chan.)	m_{top} (e chan.)	JSF (μ chan.)	m_{top} (μ chan.)
105200	1.0082 ± 0.0047	171.66 ± 0.65	1.0017 ± 0.0038	172.48 ± 0.52
105205	1.0068 ± 0.0049	171.42 ± 0.66	1.0000 ± 0.0034	173.46 ± 0.47
117255	0.9910 ± 0.0042	173.54 ± 0.58	0.9937 ± 0.0032	173.20 ± 0.46
117256	1.0098 ± 0.0047	174.33 ± 0.65	1.0004 ± 0.0034	173.58 ± 0.48
117257	1.0237 ± 0.0044	172.76 ± 0.60	1.0220 ± 0.0032	172.68 ± 0.44
117258	0.9796 ± 0.0053	174.40 ± 0.73	0.9772 ± 0.0037	174.04 ± 0.52
117259	1.0137 ± 0.0041	172.07 ± 0.57	1.0137 ± 0.0031	172.63 ± 0.43
117260	0.9809 ± 0.0050	174.55 ± 0.71	0.9839 ± 0.0040	173.33 ± 0.55
117249	0.9991 ± 0.0046	172.47 ± 0.62	0.9958 ± 0.0033	173.20 ± 0.47
117251	1.0039 ± 0.0048	173.10 ± 0.66	1.0037 ± 0.0036	173.78 ± 0.51
117250	0.9884 ± 0.0044	173.65 ± 0.65	1.0010 ± 0.0034	173.26 ± 0.47
117252	0.9997 ± 0.0046	173.32 ± 0.65	1.0038 ± 0.0035	173.06 ± 0.49
117253	1.0127 ± 0.0045	173.11 ± 0.62	1.0109 ± 0.0034	173.43 ± 0.48
117254	0.9889 ± 0.0049	173.26 ± 0.69	0.9899 ± 0.0035	173.66 ± 0.51
Powheg + Herwig	1.0060 ± 0.0055	172.82 ± 0.73	1.0015 ± 0.0039	173.71 ± 0.54
Powheg+Pythia	1.0006 ± 0.0050	172.83 ± 0.70	1.0022 ± 0.0036	173.29 ± 0.51
Perugia2010	1.0003 ± 0.0048	173.56 ± 0.67	1.0030 ± 0.0035	173.02 ± 0.50
Perugia2010NOCR	1.0027 ± 0.0047	172.99 ± 0.65	1.0037 ± 0.0036	173.93 ± 0.51
TuneAPro	1.0107 ± 0.0044	172.73 ± 0.62	0.9994 ± 0.0031	174.19 ± 0.45
TuneACRPro	1.0137 ± 0.0044	172.42 ± 0.60	1.0056 ± 0.0034	173.56 ± 0.46
JES +NOPILEUPNOCLOSURE	1.0425 ± 0.0051	171.80 ± 0.66	1.0359 ± 0.0039	172.28 ± 0.52
JES -NOPILEUPNOCLOSURE	0.9783 ± 0.0041	171.85 ± 0.57	0.9689 ± 0.0036	172.86 ± 0.52
105200 +PILEUP	1.0333 ± 0.0049	171.14 ± 0.65	1.0276 ± 0.0038	171.76 ± 0.51
105200 -PILEUP	0.9744 ± 0.0047	171.79 ± 0.67	0.9652 ± 0.0036	172.79 ± 0.51
105200 +CALORIMETER	1.0264 ± 0.0049	171.64 ± 0.66	1.0183 ± 0.0039	172.46 ± 0.52
105200 +NOISETHRESHOLDS	1.0106 ± 0.0048	171.62 ± 0.65	1.0034 ± 0.0037	172.39 ± 0.51
105200 +PERUGIATUNE	1.0243 ± 0.0049	171.52 ± 0.66	1.0161 ± 0.0038	172.39 ± 0.52
105200 +ALPGENHERWIGJIMMY	1.0203 ± 0.0049	171.44 ± 0.66	1.0122 ± 0.0038	172.33 ± 0.52
105200 +ETAINTERCALIBRATION	1.0180 ± 0.0048	171.36 ± 0.65	1.0090 ± 0.0038	172.43 ± 0.51
105200 +CLOSURE	1.0156 ± 0.0048	171.51 ± 0.65	1.0076 ± 0.0038	172.36 ± 0.52
105200 +FLAVORCOMPOSITION	1.0201 ± 0.0049	171.80 ± 0.66	1.0121 ± 0.0038	172.62 ± 0.52
105200 -FLAVORCOMPOSITION	1.0062 ± 0.0048	171.60 ± 0.66	0.9987 ± 0.0037	172.59 ± 0.52
105200 +CLOSEBYJETS	1.0199 ± 0.0048	171.47 ± 0.65	1.0118 ± 0.0038	172.46 ± 0.52
b-tagged jets +2.5%	1.0094 ± 0.0047	173.64 ± 0.66	1.0030 ± 0.0038	174.09 ± 0.52
b-tagged jets -2.5%	1.0067 ± 0.0048	170.03 ± 0.65	1.0006 ± 0.0037	170.81 ± 0.51
all b jets +2.5%	1.0098 ± 0.0047	173.36 ± 0.65	1.0034 ± 0.0038	174.07 ± 0.52
all b jets -2.5%	1.0070 ± 0.0047	169.94 ± 0.64	0.9997 ± 0.0037	170.90 ± 0.51

TAB. 4.7 – JES et masse du top ajustées pour différents échantillons ou conditions. Ces nombres sont utilisés pour estimer les erreurs systématiques.

Dataset	JSF (e chan.)	m_{top} (e chan.)	JSF (μ chan.)	m_{top} (μ chan.)
105200	1.0082 ± 0.0047	171.66 ± 0.65	1.0017 ± 0.0038	172.48 ± 0.52
Jet energy resolution	1.0095 ± 0.0049	171.96 ± 0.67	1.0028 ± 0.0038	172.29 ± 0.53
Jet reconstruction efficiency	1.0084 ± 0.0047	171.65 ± 0.65	1.0019 ± 0.0037	172.44 ± 0.52
MET + 10%	1.0089 ± 0.0046	171.58 ± 0.64	1.0010 ± 0.0037	172.39 ± 0.51
MET -10%	1.0087 ± 0.0049	171.80 ± 0.68	1.0028 ± 0.0038	172.38 ± 0.53
bSF b/c - 1 sigma	1.0102 ± 0.0050	171.53 ± 0.68	1.0042 ± 0.0040	172.15 ± 0.54
bSF b/c + 1 sigma	1.0060 ± 0.0046	171.75 ± 0.63	0.9989 ± 0.0036	172.66 ± 0.51
bSF light - 1 sigma	1.0083 ± 0.0047	171.68 ± 0.65	1.0016 ± 0.0037	172.45 ± 0.52
bSF light + 1 sigma	1.0082 ± 0.0047	171.64 ± 0.65	1.0018 ± 0.0038	172.42 ± 0.52
W + 1 sigma	1.0114 ± 0.0051	171.72 ± 0.69	1.0002 ± 0.0039	172.36 ± 0.52
W - 1 sigma	1.0054 ± 0.0045	171.46 ± 0.62	1.0032 ± 0.0036	172.49 ± 0.50
QCD + 100%	1.0061 ± 0.0048	171.27 ± 0.66	1.0008 ± 0.0040	172.26 ± 0.54
QCD - 100%	1.0117 ± 0.0047	171.91 ± 0.64	1.0022 ± 0.0035	172.06 ± 0.49
W iqopt3	1.0092 ± 0.0048	171.68 ± 0.65	1.0035 ± 0.0038	172.30 ± 0.53
W ptjmin10	1.0086 ± 0.0048	171.64 ± 0.65	1.0027 ± 0.0038	172.28 ± 0.52
QCD shape	1.0074 ± 0.0046	171.84 ± 0.65	1.0010 ± 0.0037	172.21 ± 0.51

Bibliographie

- [1] A. Valassi et al. Combining correlated measurements of several different quantities. *Nucl. Instr. and Meth.*, A(500) :391, 2003.
- [2] ATLAS Collaboration. Measurement of the top-quark mass using the template method in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ tev with the ATLAS detector. *ATL-CONF-2011-033*, 2010.
- [3] ATLAS Collaboration. Prospect for the measurement of the top quark mass using the template method with early ATLAS data. *ATL-PHYS-PUB-2010-004*, 2010.
- [4] ATLAS Collaboration. *ATLAS Conference notes*, 2011(054), 2011.
- [5] ATLAS Collaboration. Measurement of the top quark mass from 2011 ATLAS data using the template method. *ATL-CONF-2011-120*, 2011.
- [6] ATLAS Collaboration. Measurement of the top quark mass using the template method in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ tev with the ATLAS detector. *ATL-CONF-2011-033*, 2011.
- [7] A. Buckley et al. *Eur. Phys. J.*, C 65(331), 2010.
- [8] A.-I. Etienvre et al. Top mass measurement using a 2D template method at $\sqrt{s} = 10$ TeV. *ATL-INT-2010-049*, 2009.
- [9] L. Lyons et al. How to combine correlated estimates of a single physical quantity. *Nucl. Instr. and Meth.*, A(270) :110, 1998.
- [10] V. Ahrens et al. Renormalization-group improved predictions for top-quark pair production at hadron colliders. *Phys.Rev.D*, 09(097), 2010.
- [11] N. Kidonakis. Next-to-next-to-leading soft-gluon corrections for the top quark cross section and transverse momentum distribution,. *Phys.Rev.D*, 82(114030), 2010.
- [12] R.Barlow. Application of the bootstrap resampling technique to particle physics experiments. *MAN-HEP-99-4*, 1999.
- [13] P.Z. Skands. *Phys.Rev.D*, 82(074018), 2010.
- [14] M. Smith and S. Willenbrock. Top quark pole mass. *Phys. Rev. L.*, 79 :3825, 1997.
- [15] S. Moch U. Langenfeld and P. Uwer. *Phys.Rev.D*, 80(054009), 2009.

Chapitre 5

Etudes préliminaires pour une mesure de la masse du quark top dans le canal di-leptons

5.1 Introduction

La masse du quark top peut être mesurée dans le canal dileptons, canal correspondant à une désintégration leptonique des deux bosons W . ATLAS n'a pas encore mesuré de masse dans ce canal, mais une méthode a été développée sur simulation Monte Carlo, dans le cadre de la thèse d'A.Marzin [5], pour une énergie dans le centre de masse de 10 TeV¹. Cette méthode, résumée ici, repose à nouveau sur la fabrication de templates ; la contrainte de la masse du boson W ne pouvant pas être utilisée dans ce canal, l'échelle d'énergie des jets n'est pas mesurée in-situ. Ce chapitre présente, de façon succincte, la reconstruction de l'état final di-leptons, point délicat de ce canal du fait de la présence de deux neutrinos rendant le système sous-contraint. La paramétrisation des templates est ensuite décrite, avant de montrer les résultats obtenus sur simulation.

5.2 Sélection des événements

5.2.1 Caractéristiques du canal di-lepton

Comme le montre la Figure 5.1, l'état final d'un événement $t\bar{t}$ dans le canal dileptons comprend deux jets b , deux leptons isolés de signes opposés, de l'énergie transverse manquante. Dans cette analyse, seuls sont considérés les événements ee , $\mu\mu$ et $e\mu$, les canaux impliquant des leptons taus altérant la reconstruction de l'état final. Ceci correspond à un rapport d'embranchement de 4% de la désintégration des paires $t\bar{t}$.

Les bruits de fond associés au signal $t\bar{t}$ dans le canal dileptons correspondent

¹Cette énergie a été évoquée après l'accident du LHC en 2009, comme possible énergie nominale en lieu et place de 14 TeV. ATLAS a donc effectué un grand nombre d'analyses sur simulation à cette énergie, avant de tout reprendre à 7 TeV.

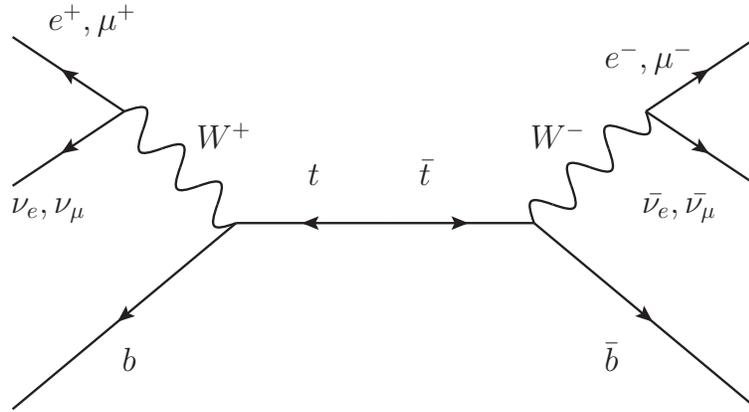


FIG. 5.1 – Production de paires $t\bar{t}$: canal de désintégration en di-leptons.

à des processus physiques présentant deux leptons dans l'état final, ou bien un lepton, le deuxième étant un jet identifié à tort comme un lepton. Les principales sources de bruit de fond sont décrites ci-dessous, leurs contributions avant et après coupures de sélection se retrouvent dans le Tableau 5.1 :

- Z + jets, principale source de bruit de fond, réduite par une coupure sur la masse invariante des deux leptons.
- $t\bar{t}$: les événements $t\bar{t}$, issus du canal hadronique ou du canal lepton+jets, ainsi que les événements di-leptons avec un ou deux leptons τ . Ce fond est réduit par l'isolation des leptons.
- single top : la voie Wt , essentiellement.
- W +jets : la coupure sur la multiplicité des leptons et leur isolation réduit fortement cette contribution.
- dibosons : la section efficace faible de ce processus le rend négligeable après coupures
- QCD multijets : cette contribution, désormais estimée sur les données, n'a pas été estimée lors de cette analyse, faute d'échantillon Monte Carlo disponible. Elle est fortement réduite par les différentes coupures appliquées.

5.2.2 Sélection des événements

Un certain nombre de coupures, décrites ci-dessous, sont appliquées, afin de réduire le niveau de bruit de fond. L'événement doit ainsi présenter :

- exactement deux leptons isolés de charges opposées, de $p_T > 20$ GeV
- $\cancel{E}_T > 35$ GeV dans les canaux ee et $\mu\mu$, 20 GeV dans le canal $e\mu$
- une masse invariante des deux leptons inférieure à 86 GeV, ou supérieure à 96 GeV, dans les canaux ee et $\mu\mu$
- exactement deux jets de $p_T > 40$ GeV

L'effet de ces coupures sur les différents bruits de fond est résumé dans la Table 5.1 (la dernière colonne correspond au nombre d'événements reconstruits à l'aide de la méthode décrite dans le prochain paragraphe). Partant d'un rapport signal/bruit très défavorable, ces coupures permettent d'aboutir à un

rapport plus favorable, de l'ordre de 3, sans utiliser le b-tagging.

TAB. 5.1 – Nombres d'événements de signal $t\bar{t}$ dilepton ($\ell=e,\mu$) et des bruits de fond, pour une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} avant et après les coupures de sélection successives. Ces nombres ont été obtenus pour $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$.

Processus	Section efficace (pb)	2 leptons de charges opposées	$m_{\ell\ell} < 86 \text{ GeV}$ et $m_{\ell\ell} > 96 \text{ GeV}$	$\cancel{E}_T > 20 \text{ GeV}$ ou $\cancel{E}_T > 35 \text{ GeV}$	= 2 jets	Reconstruction état final
$t\bar{t} ee$	4	1623	1503	1307	508	496
$t\bar{t} \mu\mu$	4	2212	2044	1788	834	815
$t\bar{t} e\mu$	8	3998	3997	3995	1654	1617
Total signal	16	7833	7544	7090	2996	2928
$t\bar{t} \tau\tau, e\tau, \mu\tau$	20	1131	1081	1020	431	423
$t\bar{t} \ell + \text{jets}$	174	326	314	281	105	104
$t\bar{t}$ tout hadronique	183	3	3	1	0	0
single top inclusif	57	561	550	511	114	110
$W \rightarrow e\nu + \text{jets}$	16164	403	395	308	18	18
$W \rightarrow \mu\nu + \text{jets}$	16150	1776	365	302	73	52
$W \rightarrow \tau\nu + \text{jets}$	16144	118	36	30	7	7
$Z \rightarrow ee + \text{jets}$	1471	10530	2894	145	39	35
$Z \rightarrow \mu\mu + \text{jets}$	1469	6106	1812	486	138	116
$Z \rightarrow \tau\tau + \text{jets}$	1477	618	617	495	93	86
$W + b\bar{b} + \text{jets}$	18	15	13	12	3	3
WW	26	478	459	406	21	20
ZZ	2	101	32	19	2	2
WZ	9	170	85	62	7	6
Total bruit de fond	53364	4078	1051	982		
S/B	3.10^{-4}	0.35	0.87	1.74	2.85	2.98

5.3 Reconstruction de l'état final : Neutrino Weighting Algorithm

5.3.1 Principe

Comme cela a été souligné précédemment, il est délicat de reconstruire cinématiquement l'état final di-lepton, du fait de la présence de deux neutrinos. En effet, cet état final étant composé de 6 particules, chacune caractérisée par son quadrivecteur énergie-impulsion, celui-ci est défini par 24 quantités cinématiques. Les connaissances des masses et mesures des énergies-impulsions dans le détecteur réduisent à 6 le nombre de degrés de liberté. En supposant que l'énergie transverse manquante mesurée est due uniquement aux deux neutrinos, ce nombre se réduit à 4. En utilisant enfin la masse du boson W , d'une part, et, d'autre part, en supposant que la masse du top est égale à la masse de l'anti-top, reste un degré de liberté. La cinématique de l'état final est donc sous-contrainte; afin de lever le dernier degré de liberté, plusieurs méthodes ont été développées au Tevatron ([2], [1], [4], [3]), se distinguant par le choix des variables cinématiques utilisées et l'extraction de la masse du quark top par événement. La méthode décrite ici est l'une d'entre elles : baptisée "Neutrino Weighting Algorithm", elle consiste à reconstruire les impulsions transverses des deux neutrinos indépendamment de l'énergie transverse manquante reconstruite dans le détecteur. Chaque solution trouvée est ensuite comparée

aux valeurs mesurées de E_x^{miss} et E_y^{miss} : il en résulte une densité de probabilité par événement, dépendant de la masse du quark top.

Le calcul des impulsions transverses des deux neutrinos est effectué pour chaque hypothèse (triplet de valeurs $(m_{top}, \eta_\nu, \eta_{\bar{\nu}})$, association des jets b aux bosons W), ce qui conduit à huit paires de quadrivecteurs possibles pour les deux neutrinos. A chaque paire $(\nu, \bar{\nu})$ est attribuée une probabilité gaussienne p_i définie par :

$$p_i = \frac{1}{\sigma_x \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{E_x - p_x^\nu - p_x^{\bar{\nu}}}{2\sigma_x^2}} \frac{1}{\sigma_y \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{E_y - p_y^\nu - p_y^{\bar{\nu}}}{2\sigma_y^2}} \quad (5.1)$$

Dans cette équation, $E_{x,y}^{miss}$ représente la valeur mesurée, $p_{x,y}^{\nu, \bar{\nu}}$ les quantités calculées pour chaque hypothèse et $\sigma_{x,y}$, la résolution expérimentale sur $E_{x,y}^{miss}$. Les huit combinaisons possibles étant à priori équiprobables, elle sont ensuite sommées pour établir une probabilité $p(m_{top}, \eta_\nu, \eta_{\bar{\nu}})$ pour ce jeu de paramètres :

$$p(m_{top}, \eta_\nu, \eta_{\bar{\nu}}) = \sum_{i=1}^8 p_i. \quad (5.2)$$

Il convient enfin de prendre en compte la distribution du η des neutrinos. La Figure 5.2, basée sur des événements $t\bar{t}$ au niveau générateur, montre, à gauche, que cette distribution est gaussienne, de largeur 1.34, et, à droite, que les valeurs des pseudo-rapidity des deux neutrinos ne sont pas corrélées.

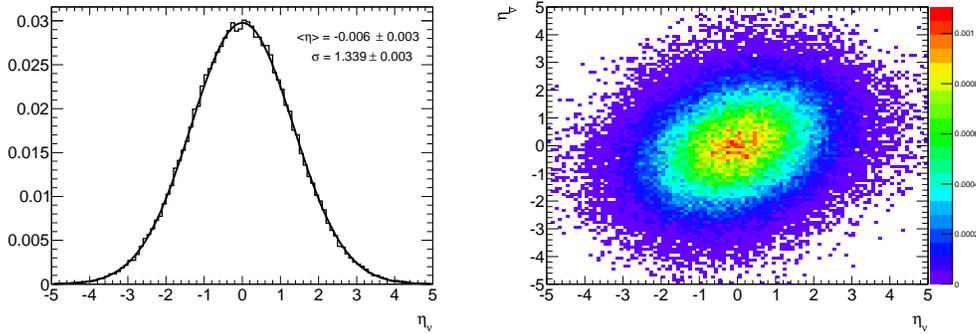


FIG. 5.2 – A gauche : distribution de la pseudo-rapidity des neutrinos dans les événements $t\bar{t}$ dilepton au niveau Monte Carlo. La largeur de l’ajustement gaussien est $\sigma = 1.339 \pm 0.003$. A droite : pseudo-rapidity de l’anti neutrino en fonction de la pseudo-rapidity du neutrino dans les événements $t\bar{t}$ dilepton au niveau Monte Carlo.

A chaque valeur de m_{top} est ainsi attribuée un poids $p(m_{top})$ correspondant à la somme de toutes les contributions de chaque paire $(\eta_\nu, \eta_{\bar{\nu}})$ pondérée par la probabilité d’occurrence $P(\eta_\nu, \eta_{\bar{\nu}})$, définie par une probabilité gaussienne de largeur 1.34 :

$$p(m_{top}) = \sum_{\eta_\nu, \eta_{\bar{\nu}}} P(\eta_\nu, \eta_{\bar{\nu}}) \cdot p(m_{top}, \eta_\nu, \eta_{\bar{\nu}}). \quad (5.3)$$

Il peut arriver que la cinématique de l’état final d’un événement ne permette à l’algorithme de reconstruire une probabilité pour aucune masse du quark top

scannée ; ces événements sont alors rejetés pour la suite de l'analyse. Pour chaque événement restant, la valeur la plus probable de la masse du quark top est conservée. L'efficacité de reconstruction de cet algorithme est de près de 98% pour les événements du signal, et de 93.5 % pour les événements de bruit de fond, ces derniers ayant une probabilité plus élevée qu'un événement du signal de ne pas être reconstruits par l'algorithme. Le rapport signal/bruit se trouve ainsi légèrement amélioré (5%) par cette reconstruction, comme l'indique la Table 5.1.

La Figure 5.3 représente la distribution de masse obtenue par cet algorithme, avec les événements du signal et du bruit de fond, pour une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} .

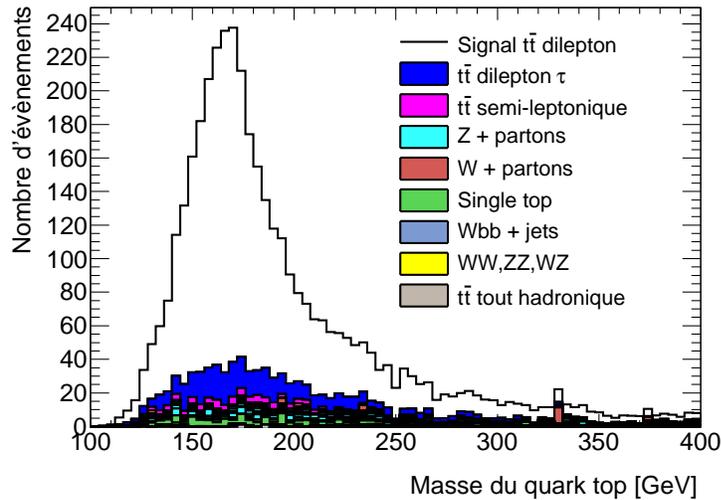


FIG. 5.3 – Distribution de masse du quark top reconstruite dans le canal dilepton ($ee, \mu\mu, e\mu$) pour une masse du quark top générée de 172.5 GeV ($\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$).

5.4 Paramétrisation des templates

Une fois la reconstruction de l'état final menée à bien, reste à construire les templates de la masse du top ainsi déterminée, pour le signal, et pour le bruit de fond.

De même que dans le canal lepton+jets, tous les événements $t\bar{t}$ sont regroupés lors de la paramétrisation des templates de signal : ces dernières sont paramétrisées par la somme normalisée d'une gaussienne et d'une fonction Γ . La forme du bruit de fond est ajustée par la somme normalisée d'une gaussienne et d'une fonction Γ . La distribution de probabilité résultante, pour le signal et le bruit de fond, et pour une masse du top générée de 172.5 GeV, est représentée sur la Figure 5.4.

Une fois les PDFs ajustées, une vraisemblance peut être définie, de même que pour la méthode exposée au chapitre précédent, en enlevant le degré de liberté JES.

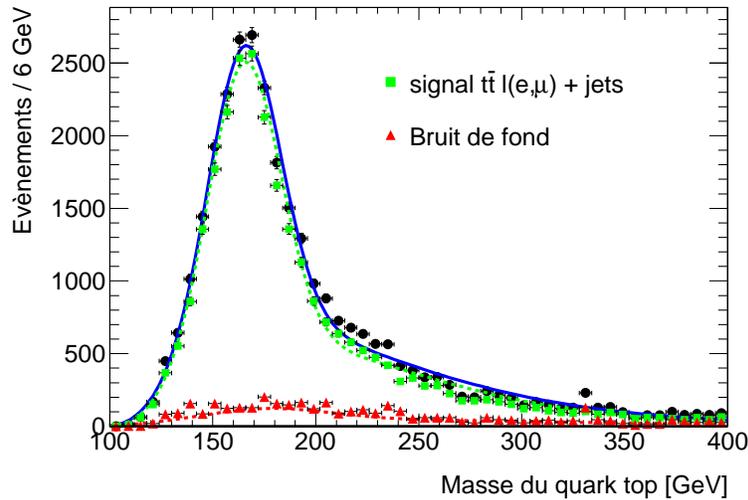


FIG. 5.4 – Distribution de masse du quark top pour le signal et le bruit de fond avec une masse générée à 172.5 GeV et une échelle d'énergie des jets égale à un ($\mathcal{L} = 7.66 \text{ fb}^{-1}$). Les carrés verts représentent le signal $t\bar{t}$ et les triangles rouges le bruit de fond physique ; la PDF ajustée est représentée par la ligne solide.

5.5 Tests de la méthode sur Monte Carlo

Cette méthode n'a pas encore été testée sur les données (il conviendrait préalablement qu'elle soit reproduite à une énergie dans le centre de masse de 7 TeV). Néanmoins, un certain nombre de tests ont été réalisés afin de s'assurer de la validité de la méthode :

- La vraisemblance est appliquée à un sous-échantillon de l'échantillon Monte Carlo nominal, correspondant à une luminosité de 1 fb^{-1} . Pour une masse générée de 172.5 GeV, la masse ainsi obtenue est 172.3 ± 0.9 GeV. Ceci est illustré sur la Figure 5.5.
- Des pseudo-expériences ont été réalisées, et ne montrent pas de biais dans la distribution des résidus.
- La linéarité de la méthode a été vérifiée : la masse reconstruite dépend linéairement de la masse générée.

5.6 Perspectives

L'étude présentée dans ce chapitre, de façon résumée, montre que l'algorithme de reconstruction de l'état final Neutrino Weighting Algorithm est performant, d'une part, et que, d'autre part, la méthode des templates, utilisant ici la masse du top reconstruite comme seule observable discriminante, est un outil solide pour mesurer la masse du quark top dans le canal di-leptons. Une étude des erreurs systématiques - non détaillée ici car sensiblement différente de celle menée à bien pour les analyses $t\bar{t}$ avec les données d'ATLAS - a montré que l'erreur sur la masse du top due à l'échelle d'énergie des jets b est

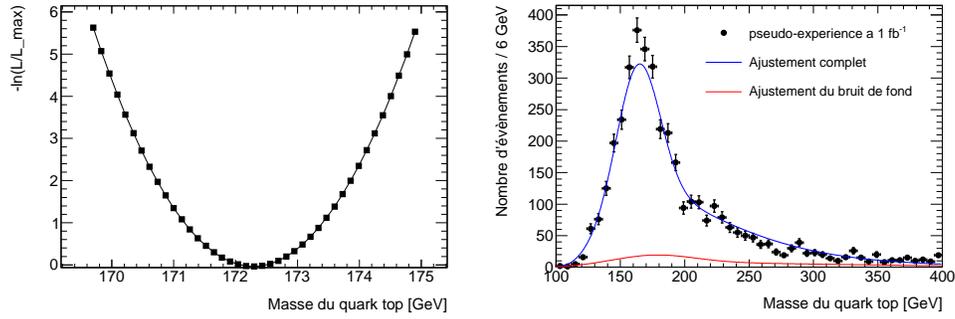


FIG. 5.5 – . A gauche : valeur de $-\ln(L/L_{max})$ (L étant la vraisemblance, L_{max} la vraisemblance maximale) en fonction de la masse du quark top ($\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$) ; pour une masse du quark top générée à 172.5 GeV, la minimisation mène à $m_{top} = 172.3 \pm 0.9 \text{ GeV}$. A droite : l'ajustement obtenu sur la distribution de masse du quark top reconstruite. La ligne continue bleue représente l'ajustement complet, signal plus bruit de fond, tandis que la ligne rouge représente l'ajustement pour le bruit de fond seulement.

identique à celle obtenue dans le canal lepton+jets (0.7 GeV/%). En revanche, l'erreur due à l'estimation du fond est inférieure. L'erreur due aux ISR/FSR est à réestimer, les échantillons dont nous disposons actuellement n'étaient pas disponibles lorsque cette étude a été réalisée. La luminosité acquise par le LHC en 2011 permet sans aucun doute d'explorer le canal di-lepton pour la mesure du quark top ; le résultat qui sera obtenu sera ainsi combiné à celui obtenu dans le canal lepton+jets, ce qui permettra de gagner en précision sur la valeur finale de la masse du quark top mesurée par ATLAS.

Bibliographie

- [1] F. Abe et al. (CDF Collaboration). *Phys. Rev. Lett.*, 82 :271, 1999.
- [2] B. Abbott et al. (D0 Collaboration). *Phys. Rev. D*, 60 :052001, 1999.
- [3] A. Abulencia et al.(CDF Collaboration). *Phys. Rev. D*, 73 :112006, 2006.
- [4] T. Affolder et al.(CDF Collaboration). *Phys. Rev. D*, 63 :032003, 2001.
- [5] A. Marzin. Méthode de mesure de la masse du quark top avec le détecteur ATLAS. *Doctorat, CEA-Saclay*, 2010.

Troisième partie

Le quark top comme sonde pour
la recherche de physique au-delà
du Modèle Standard :
illustrations dans le canal avec
deux leptons de même signe

Introduction

Le quark top est un constituant élémentaire particulier. C'est en effet le seul quark qui se désintègre avant de s'hadroniser, ce qui offre la possibilité d'étudier l'interaction d'un quark nu à des énergies allant de quelques centaines de GeV à plusieurs TeV. Ceci ouvre la porte à de nombreuses études allant au-delà du Modèle Standard [1], qui ne seront pas détaillées ici. Par ailleurs, du fait de sa masse élevée (40 fois celle du quark b), le quark top doit se coupler fortement aux forces responsables de la brisure spontanée de symétrie électrofaible (EWSB). Le couplage de Yukawa du top au boson de Higgs du Modèle Standard, y_t , est ainsi de l'ordre de 1 ($y_t = \sqrt{2}v/m_{top}$, v étant la "vacuum expectation value" du champ de Higgs standard : numériquement, avec $v = 246$ GeV, et la valeur actuelle de la masse du quark top, $y_t = 0.992$).

Un boson de Higgs scalaire, léger comme semblent l'indiquer les contraintes expérimentales actuelles, répondrait à la question de l'origine de la masse des particules. Resterait néanmoins une question ouverte : celle du problème de hiérarchie des masses entre l'échelle d'énergie des particules observées et l'échelle de Planck (les corrections radiatives à la masse du boson de Higgs standard ne stabilisent pas sa masse). Une solution alternative pour stabiliser l'échelle d'ESWB est la supersymétrie. Une autre possibilité est que la brisure spontanée de la symétrie électrofaible ait lieu dans le cadre d'un secteur fort, à une énergie de l'ordre du TeV : c'est notamment le cas dans les modèles composites [2].

Dans ce scénario, le boson de Higgs apparaît comme un état composite du secteur fort, dont la brisure spontanée de symétrie engendre 4 bosons de Goldstone. Les champs de particules du Modèle Standard qui acquièrent une masse par EWSB sont couplés à ce secteur fort par un couplage proportionnel à leur masse : ceci laisse donc supposer que le quark top est la particule du Modèle Standard la plus fortement couplée au secteur fort, et constitue donc une sonde idéale pour la manifestation de modèles composites.

Les études présentées ici se placent essentiellement dans le cadre de modèles composites. Le premier chapitre est consacré à l'étude des partenaires du quark top, de même spin mais de charge électrique différente ($B_{2/3}, T_{5/3}$) : ces nouvelles particules viennent contrebalancer la contribution du quark top aux corrections radiatives à la masse du boson de Higgs, la stabilisant ainsi. La production de paires de ces particules conduisant à un état final $t\bar{t}W^+W^-$, la signature expérimentale de cette production optimale est constituée de deux leptons de même signe, ainsi que de jets et d'énergie transverse manquante. Cette signature a fait l'objet d'une analyse avec les données d'ATLAS acquises jusqu'en juillet 2011, qui sera résumée ici.

Le second chapitre est consacré à un autre processus favorisé dans les modèles composites : la production de 4 quarks top, dont la signature expérimentale optimale est elle aussi constituée de 2 leptons de même signe dans l'état final, accompagnés de jets et d'énergie transverse manquante. Les sections efficaces de production de 4 tops sont très faibles à 7 TeV : les études effectuées au niveau générateur, dans le cadre de la thèse de L. Gauthier, en collaboration avec G. Servant, se placent à une énergie dans le centre de masse

de 14 TeV. La production de 4 quarks top est renforcée en supersymétrie, via la désintégration d'une paire de gluinos. Les perspectives de découverte de ce signal exotique dans différents modèles sont résumées dans ce chapitre.

Bibliographie

- [1] W. Bernreuther. Top quark physics at the LHC. *arXiv :0805.1333*, 2008.
- [2] S. Weinberg. *Phys. Rev. Lett.*, 29 :1698, 1972.

Chapitre 6

Recherche des partenaires au quark top dans le cadre d'un modèle composite.

Ce chapitre commence par préciser les motivations théoriques qui m'ont poussée à étudier la production de partenaires au quark top dans le cadre de modèles composites. La pertinence du canal avec deux leptons de même signe est soulignée. Vient ensuite l'analyse effectuée avec 1 fb^{-1} de données d'ATLAS, dans ce canal, afin de rechercher des signaux exotiques. L'identification et l'estimation des sources de bruit de fond issus de processus du Modèle Standard sont ainsi exposées, avant de comparer les nombres d'événements attendus et observés. L'absence d'excès est ensuite interprétée en termes de limites sur un processus exotique : la production générique de quarks B lourds. La production d'échantillons Monte Carlo de $T_{5/3}$, générés avec MadGraph [6], n'étant pas terminée au moment où cette analyse a été publiée, il n'a pas été possible de poser de nouvelles limites sur la masse de cette particule. Néanmoins, l'analyse présentée ici est instructive, puisqu'elle montre l'absence d'excès ; de plus, l'analyse à venir, utilisant 5 fb^{-1} , et disposant de la production des partenaires du top pour l'interprétation des résultats, s'inspirera grandement de cette analyse.

6.1 Motivations théoriques

6.1.1 Contexte

L'étude présentée ici se place dans le cadre du modèle de Higgs composite où un nouveau secteur, fortement couplé, serait responsable d'une brisure spontanée d'une symétrie globale [10]. Cette brisure de symétrie conduit à 4 bosons de Goldstone, dont un Higgs léger, qui est représenté par un doublet de $SU(2)_L$. Une approche effective est adoptée, puisque c'est le régime à basse énergie de ce secteur fort qui nous intéresse ici. Le cadre adopté est celui d'un modèle à 5 dimensions, qui préserve la symétrie custodiale nécessaire au secteur fort [5].

6.1.2 Etats propres de masse

Le modèle effectif utilisé repose sur deux secteurs :

- le secteur faiblement couplé, correspondant aux champs élémentaires $q_L = (t_L, b_L)$ et t_R .
- Le secteur composite comprenant deux multiplets de particules lourdes de $SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)_X$ ¹ :

$$(2, 2)_{2/3} = \begin{bmatrix} T & T_{5/3} \\ B & T_{2/3} \end{bmatrix}$$

et $(1, 1)_{2/3} = \tilde{T}$, ainsi que le champ de Higgs, représenté par le multiplet :

$$(2, 2)_0 = \begin{bmatrix} \Phi_0^\dagger & \Phi^+ \\ -\Phi^- & \Phi_0 \end{bmatrix}$$

Le doublet (T, B) a les mêmes nombres quantiques que (t_L, b_L) : la charge électrique vaut en particulier $2/3$ et $-1/3$; le doublet $(T_{5/3}, T_{2/3})$ correspond aux partenaires “custodians” du doublet (T, B) et présente notamment un partenaire exotique au quark top, de charge électrique $5/3$. Les états propres de masse résultent d’un mélange entre les champs élémentaires et les champs composites. Par conséquent, le boson de Higgs, qui ne se couple dans ce modèle qu’aux fermions composites, donne de la masse aux particules élémentaires du Modèle Standard grâce à la partie composite de celles-ci. Le mélange entre les composantes élémentaire et composite des fermions $(t_{L,R})$ du Modèle Standard est paramétrisé par un angle $\Phi_{L,R}$ ($|SM\rangle = \cos\Phi_{L,R}|élémentaire\rangle + \sin\Phi_{L,R}|composite\rangle$). Leur couplage de Yukawa devient $y_t = Y^* \sin\Phi_L \sin\Phi_R$, où Y^* représente le couplage de Yukawa des états composites. Le degré de “compositeness” d’un fermion est caractérisé par $\sin\Phi_R$ (lorsque $\sin\Phi_R$ tend vers 1, le fermion est entièrement composite).

6.1.3 B et $T_{5/3}$: caractéristiques

Couplages

Le travail présenté ici se concentre sur les nouvelles particules B et $T_{5/3}$, composites. Les constantes de couplage pour ces deux particules sont données par les expressions suivantes :

$$\lambda_{T_{5/3}} = Y^* \sin\Phi_R \tag{6.1}$$

$$\lambda_B = Y^* \cos\Phi_L \sin\Phi_R \tag{6.2}$$

Ces équations sont valables avant de prendre en compte les effets de brisure électrofaible, sensibles pour de faibles masses de B et $T_{5/3}$ et un fort couplage Y^* . L’expression exacte des couplages a bien entendu été implémentée dans MadGraph pour la génération de production en paires et seule des B et $T_{5/3}$.

¹L’hypercharge est définie par $Y = T_R^3 + X$.

Soulignons que le couplage est d'autant plus fort que le quark top t_R est composite ; la masse du partenaire (B ou $T_{5/3}$) est quant à elle d'autant plus légère que le quark top t_R est composite [8]. Expérimentalement, explorer l'espace ($\sin\theta$, masse du partenaire du top) permet donc de mesurer le degré de "compositeness" du quark top, $\sin\theta$ intervenant dans le vertex ($T_{5/3}, W^+, t_R$), défini par le couplage $g\sin\theta/\sqrt{2}$ ($\sin\theta \simeq v\lambda_X/M_X$ où X désigne le partenaire du quark top (B, $T_{5/3}$)). Les contours à λ fixé dans l'espace ($\sin\theta$, M) sont donc des hyperboles. Ceci est illustré sur la Figure 6.1 [4].

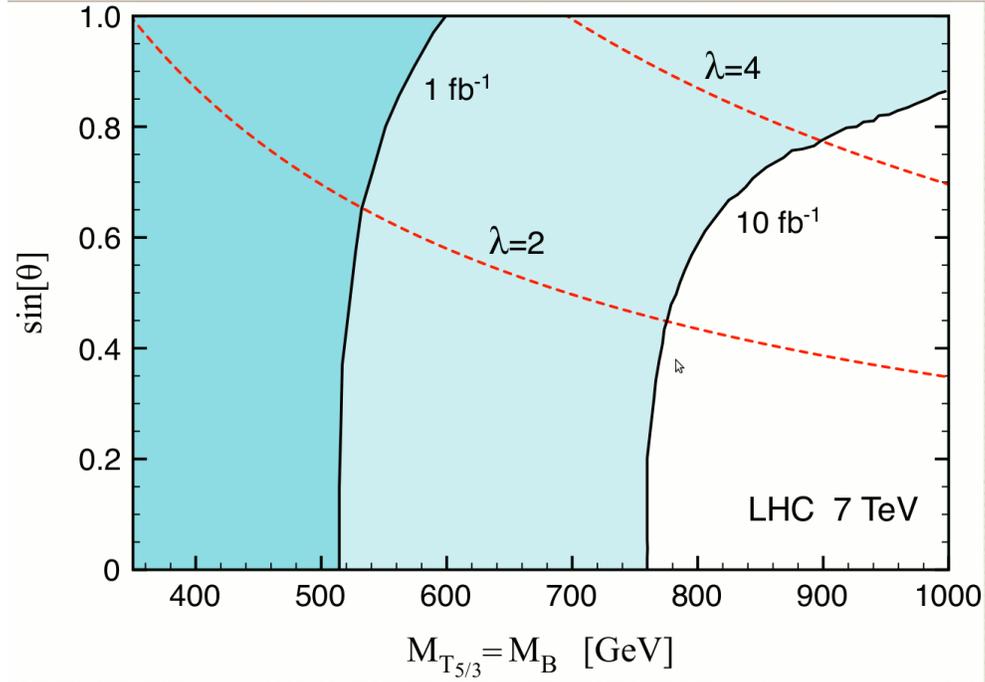


FIG. 6.1 – Couplage du partenaire du top, en fonction de sa masse : estimation des performances attendues au LHC.

Production et désintégration

Les partenaires du top (B ou $T_{5/3}$) sont produits par paires, via des interactions QCD, ou bien seuls, par l'interaction décrite ci-dessus. Cette dernière est également responsable de la désintégration de ces particules, en top et W polarisé longitudinalement, exclusivement.

Les diagrammes de production par paires de ces deux particules sont illustrés sur la Figure 6.2 : l'état final $t\bar{t}W^+W^-$ est donc constitué, après désintégration du quark top en Wb , de 4 bosons W et de deux jets b. Suivant le mode de désintégration des bosons W, la multiplicité en leptons de l'état final diffère. Le canal optimal, compromis entre une bonne réduction du bruit de fond et une section efficace raisonnable, comprend deux leptons de même signe. Soulignons qu'il est possible de reconstruire la masse du $T_{5/3}$ à partir de la masse invariante de ses produits de désintégration (en prenant la partie de l'état final correspondant aux désintégrations hadroniques, entourée sur la Figure 6.2) ; ce n'est pas le cas du B. Enfin, la valeur de la section efficace de

production de paires ne dépend pas de la valeur du couplage λ .

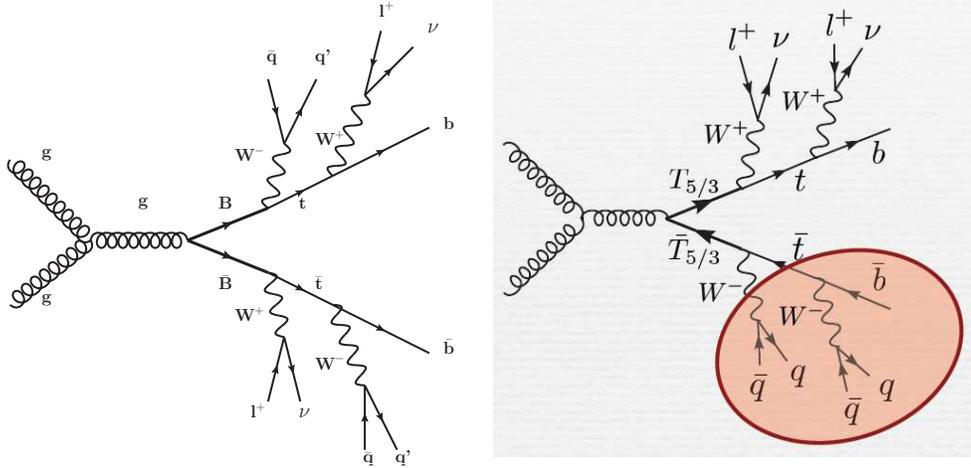


FIG. 6.2 – Production de paires des partenaires du top : B (gauche) et $T_{5/3}$ (droite), dans le canal avec deux leptons de même signe.

La production d'une seule de ces particules est illustrée sur la Figure 6.3. La section efficace de production dépend fortement de la constante de couplage λ , comme le montre la Figure 6.4 : si la production seule peut être négligée pour $\lambda = 1$, elle devient dominante à haute masse pour $\lambda = 3$. Il convient donc de prendre en compte les deux modes de production, afin d'augmenter la sensibilité de découverte.

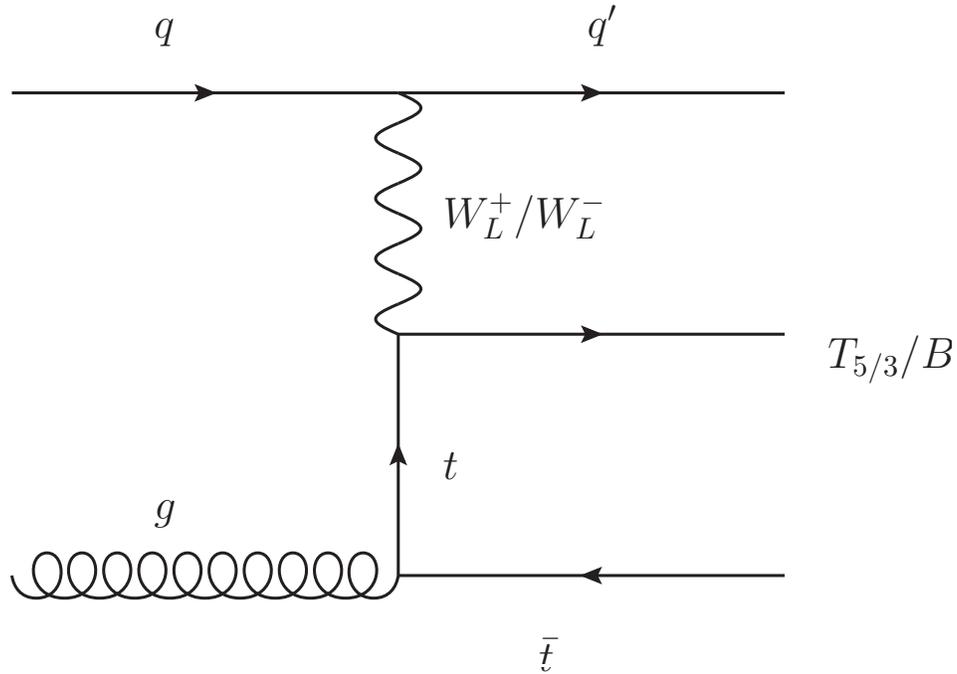
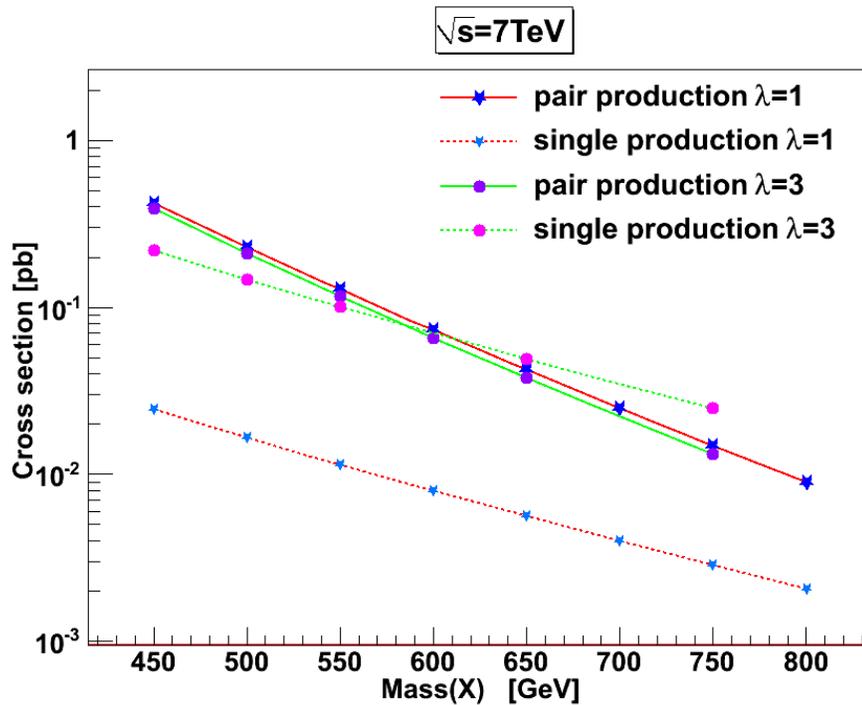
La simulation de la production en paires et de la production seule de $T_{5/3}$, pour 4 points de masse entre 450 et 750 GeV, et deux valeurs de couplages ($\lambda = 1, 3$) est en cours au sein d'ATLAS. Les caractéristiques de cette production sont résumées dans le Tableau 6.1.

6.2 Sélection des événements dans le canal avec deux leptons de même signe

6.2.1 Sélection des événements

Les événements sélectionnés pour la recherche de signaux exotiques dans le canal avec deux leptons de même signe satisfont un certain nombre de critères, décrits ci-dessous :

- au moins 5 traces doivent être associées au vertex primaire de l'événement : ceci rejette les événements qui ne sont pas issus de la collision
- L'événement est rejeté s'il contient au moins un jet d'impulsion supérieure à 10 GeV qui n'est pas associé à des dépôts en temps dans le calorimètre hadronique.
- au moins deux leptons isolés de même charge, d'impulsion transverse supérieure à 25 (20) GeV pour l'électron (le muon), et dans l'acceptance du détecteur ($|\eta| < 2.5$). Dans les événements avec plus de deux leptons de même charge, la paire contenant le lepton de plus haut p_T est celle

FIG. 6.3 – Production seule des partenaires du top B et $T_{5/3}$.FIG. 6.4 – Section efficace de production seule ou par paires du partenaire du quark top (B , $T_{5/3}$), fournie par MadGraph, pour deux valeurs du couplage $\lambda = 1$ ou 3.

TAB. 6.1 – Sections efficaces de production du $T_{5/3}$, en paires ou seule, pour différentes masses du $T_{5/3}$ et du couplage λ . Sections calculées avec MadGraph ($\sqrt{s} = 7$ TeV).

	Section efficace de production de paires (fb)	Section efficace de production “single” (fb)
$\lambda = 1$		
$M(T_{5/3}) = 450$ GeV	419	25
$M(T_{5/3}) = 550$ GeV	128	11
$M(T_{5/3}) = 650$ GeV	42	6
$M(T_{5/3}) = 750$ GeV	15	3
$\lambda = 3$		
$M(T_{5/3}) = 450$ GeV	419	219
$M(T_{5/3}) = 550$ GeV	128	101
$M(T_{5/3}) = 650$ GeV	42	49
$M(T_{5/3}) = 750$ GeV	15	25

retenue pour l’analyse.

- $E_T^{miss} > 40$ GeV.
- $H_T > 350$ GeV (H_T est la somme scalaire de l’impulsion transverse des leptons et jets sélectionnés) : cette coupure a été optimisée afin d’obtenir la sensibilité optimale sur le signal recherché (quarks B exotiques, tel qu’un b’ de 4^{me} génération, de 400 GeV c’est-à-dire proche des limites disponibles au moment de l’analyse).
- L’événement contient au moins 2 jets d’impulsion transverse supérieure à 20 GeV, et situés à $|\eta| < 2.5$.
- Dans le cas d’une paire de leptons de même signe qui sont de même saveur (ee, $\mu\mu$), une coupure sur leur masse invariante est appliquée, afin de rejeter les événements issus des désintégrations leptoniques du Z : la fenêtre en masse entre 80 et 100 GeV est rejetée.

6.2.2 Bruits de fond au canal avec deux leptons de même signe

L’état final étudié comprend deux leptons de même signe, une énergie transverse manquante et des jets. Plusieurs processus du Modèle Standard ont une signature analogue ; ces sources de bruit de fond sont classées en trois catégories, suivant l’origine des leptons :

- Événements où un lepton provient d’un jet (“fake lepton”). Cette contribution, dominante, est estimée à partir des données, à partir d’une méthode matricielle, décrite ci-dessous.
- Événements avec 2 leptons de charge opposées, où la charge de l’un des deux leptons est mal identifiée. Cette contribution est estimée à partir des données, à partir des événements $Z \rightarrow e^+e^-$.
- bruit de fond irréductible : ceci regroupe les processus du Modèle Standard produisant un état final avec réellement deux leptons de même signe

($WZ, ZZ, t\bar{t}W, t\bar{t}W + jet, t\bar{t}Z, t\bar{t}Z + jet, t\bar{t}W^+W^-, W^\pm W^\pm + 2jets$), dont les sections efficaces sont résumées dans le Tableau 6.2. Leur contribution est estimée à partir de la simulation Monte Carlo de ces processus.

TAB. 6.2 – Sections efficaces du signal $T_{5/3}$ et des bruits de fond à ce signal, dans le canal avec deux leptons de même signe ($\sqrt{s} = 7$ TeV).

Processus	σ inclusive (fb)	$\sigma^* \text{BR}(l^\pm l^\pm)$ (fb)	Générateur
Signal $T_{5/3}$ ($m_{T_{5/3}} = 500 \text{ GeV}$)	247	15.4	MadGraph + Pythia (LO)
WW	43 150	3	Alpgen + Herwig (LO)
ZZ	6 500	437	Alpgen + Herwig (LO)
WZ	16 870	245	Alpgen + Herwig (LO)
$t\bar{t}W^+W^-$		1	MadGraph + Pythia (LO)
$t\bar{t}W^\pm$		132	MadGraph + Pythia (LO)
$t\bar{t}Z$		18	MadGraph + Pythia (LO)
WWjj		221	MadGraph + Pythia (LO)

Estimation du bruit de fond correspondant à un faux lepton

La source la plus importante de bruit de fond provenant de processus du Modèle Standard correspond à des événements où l’un des deux leptons provient de la désintégration d’un boson W, l’autre lepton étant un faux lepton, c’est-à-dire un lepton issu de la désintégration semi-leptonique d’un hadron de saveur lourde, ou bien un jet ou un photon reconstruits par erreur comme un lepton. Ces faux leptons sont principalement issus des désintégrations $t\bar{t}$, des événements W+jets, et QCD multijets.

Une méthode matricielle analogue à celle développée dans le canal lepton+jets, exposée dans le chapitre 5, est appliquée pour mesurer la fraction de la région de signal qui contient des événements avec des faux leptons [1]. Les leptons “loose” (notés “J” comme jets) sont définis en relâchant les coupures de sélection des leptons : les leptons n’ont plus à être isolés, et les électrons voient de surcroît les critères de qualité de leur trace relâchés. Les vrais leptons sont notés “L”. Les ingrédients de la méthode sont les suivants :

- les nombre d’événements dileptoniques avec 0, 1 ou 2 leptons vrais, et simultanément 2, 1, ou 0 leptons “loose”, respectivement ($N_{JJ}, N_{LJ}, N_{JL}, N_{LL}$).
- Les probabilités, r (pour real) et f (pour false), qu’un lepton vrai ou faux, respectivement, qui satisfait la définition “loose”, passe aussi les critères finaux de sélection des leptons. r est obtenue à partir d’événements $Z \rightarrow \ell\ell$ avec $86 < m_{l+l-} < 96$ GeV. f est mesurée à partir d’un échantillon d’événements à un lepton dominé par QCD multi-jet après coupures cinématiques.
- A partir de ces probabilités, des expressions linéaires du nombre

$(N_{FF}, N_{FR}, N_{RF}, N_{RR})$ d'événements avec 0, 1 ou 2 vrais leptons ("R") avec simultanément 2, 1 ou 0 faux leptons ("F") sont obtenues ; ces expressions forment la matrice ci-dessous, qui est inversée afin d'extraire le nombre d'événements contenant un faux lepton dans la région étudiée.

$$\begin{bmatrix} N_{LL} \\ N_{LJ} \\ N_{JL} \\ N_{JJ} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} rr & rf & fr & ff \\ r(1-r) & r(1-f) & f(1-r) & f(1-f) \\ (1-r)r & (1-r)f & (1-f)r & (1-f)f \\ (1-r)(1-r) & (1-r)(1-f) & (1-f)(1-r) & (1-f)(1-f) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} N_{RR} \\ N_{RF} \\ N_{FR} \\ N_{FF} \end{bmatrix} \quad (6.3)$$

Estimation du taux de mauvaise identification de la charge des électrons

Un événement dont l'état final présente deux leptons de charges opposées peut être vu comme un événement avec deux leptons de même signe si la charge électrique d'un des deux leptons est mal reconstruite. La probabilité de mauvaise identification de la charge est négligeable pour les muons, grâce à la combinaison des informations du spectromètre à muons et du détecteur interne (de 10^{-8} à bas p_T à 10^{-3} au-delà de 250 GeV). Pour les électrons, la mauvaise identification de la charge a deux origines :

- le rayonnement bremsstrahlung dur (effet dominant) : celui-ci produit un photon portant une fraction importante de l'impulsion de l'électron, qui se convertit en une paire e^+e^- (électrons "trident"). L'amas calorimétrique peut alors être associé à la trace du mauvais lepton, conduisant ainsi à une mauvaise identification de la charge. Les processus concernés par cet effet sont principalement $Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$ et $t\bar{t}$ dans le canal dileptonique comprenant au moins un électron.
- Traces faiblement courbées : les électrons de haut p_T ont une trace moins courbée, rendant l'identification de la charge moins aisée. Cet effet n'est significatif qu'à haut p_T (au-delà de 150 GeV).

La probabilité de mauvaise identification de la charge des électrons est obtenue à partir du taux de paires e^+e^- , d'une part, et d'autre part, e^+e^+ et e^-e^- , dans une fenêtre en masse invariante de ces deux leptons comprise entre 66 et 116 GeV. Ce taux, fonction de $|\eta|$, est ensuite appliqué aux événements ee ou $e\mu$ avec deux leptons de signe opposés, afin d'estimer la contribution de ces événements à l'échantillon avec deux leptons de même signe. Plusieurs méthodes ont été développées afin d'estimer ce taux (une méthode de vraisemblance donne les meilleurs résultats [2]) ; leur pertinence a été testée en comparant les résultats obtenus sur les données à ceux appliqués à un échantillon $Z \rightarrow e^+e^-$.

La probabilité de mauvaise identification de la charge de l'électron est illustrée sur la Figure 6.5, en fonction de $|\eta|$. La faible statistique disponible à haut p_T ne nous a pas permis d'exprimer cette probabilité en fonction de p_T .

Soulignons enfin qu'une partie du fond dû à une mauvaise identification de la charge des électrons est inclus dans le fond dû aux faux leptons. Afin d'éviter un double comptage de ce fond, la superposition, estimée à partir de la comparaison entre événements avec deux leptons de même signe prédits et

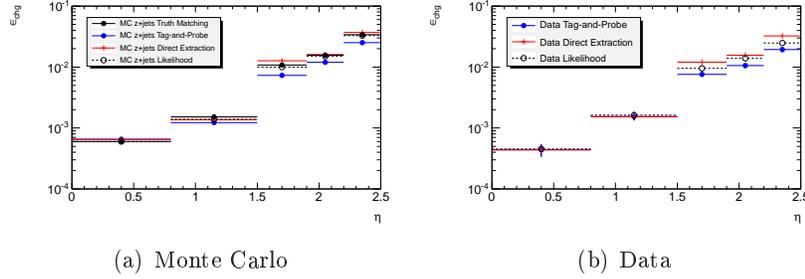


FIG. 6.5 – Probabilité de mauvaise identification de la charge de l'électron, en fonction de $|\eta|$, pour différentes méthodes, à partir du Monte Carlo Z+jets (gauche), et dans les données (droite).

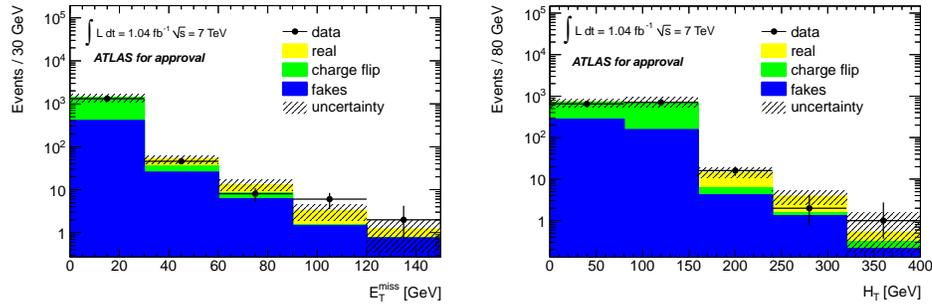


FIG. 6.6 – Comparaison entre les distributions du bruit de fond attendu et des données observées, dans des événements avec une paire de leptons de même signe, et pas de jets (région de contrôle) : E_T^{miss} (gauche) et H_T (droite). La contribution en jaune correspond au bruit de fond irréductible.

observés dans le pic de Z, entre ces deux fonds est supprimée dans le fond dû aux faux leptons.

6.2.3 Validation de l'estimation du bruit de fond

Afin de valider la procédure d'estimation du bruit de fond, deux régions de contrôle sont définies, régions où le bruit de fond domine. La première région diffère de la sélection des événements décrite ci-dessus en demandant deux leptons de charges opposées, et pas de coupure sur H_T . La seconde région diffère de la sélection des événements en considérant des événements sans jet. Dans les deux cas, un bon accord entre les distributions attendues et observées dans les données est obtenu. Ceci est illustré pour la seconde région de contrôle sur la Figure 6.6.

6.3 Erreurs systématiques

Un certain nombre d'erreurs systématiques ont été prises en compte. L'incidence de ces différentes sources sur l'acceptance, aussi bien pour le signal

(tops de même signe ou b') que pour le bruit de fond, est résumée dans le Tableau 6.3. L'erreur systématique, non négligeable, notée LAr Hole est amenée à disparaître².

6.4 Observation et interprétation

6.4.1 Comparaison entre observation et prédiction

Après avoir appliqué l'ensemble des coupures de sélection décrites au paragraphe 9.2, la source de bruit de fond dominante dans la recherche de signaux exotiques est le bruit de fond irréductible (essentiellement, les di-bosons), suivie par les faux leptons. Dans le Tableau 6.4 (Tableau 6.5), le nombre d'événements attendus ainsi que le nombre observé sont indiqués pour les événements avec deux leptons chargés négativement (positivement). Les distributions de E_T^{miss} et de H_T sont montrées sur les Figures 6.7 et 6.8. Dans les deux cas, les nombres attendu et observé sont cohérents, en prenant en compte les incertitudes sur la connaissance du fond dû aux processus du Modèle Standard.

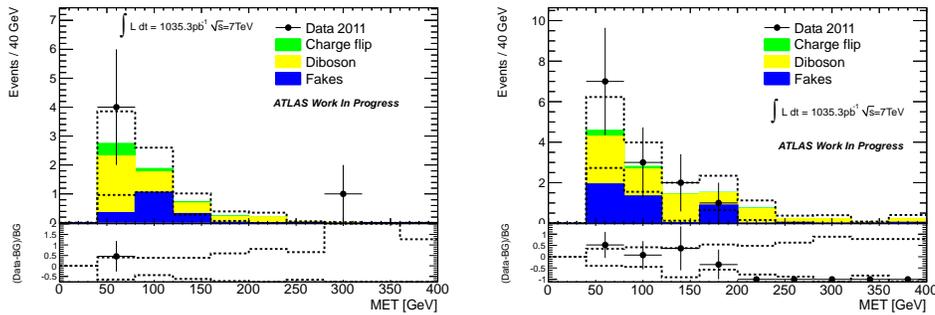


FIG. 6.7 – Distribution de E_T^{miss} : comparaison des données observées et des bruits de fond issus du Modèle Standard attendus pour des événements passant l'intégralité de la sélection. À gauche, les paires de leptons chargés négativement ; à droite, les paires de leptons chargés positivement.

6.4.2 Interprétation en terme de recherche de quarks B lourds

Il est possible d'interpréter ces résultats en terme de limite sur la masse des quarks B lourds, génériques, de charge électrique $-1/3$, se désintégrant exclusivement en un quark top et un boson W, comme c'est le cas pour les quarks b' de 4^{ème} génération si $m_{b'} > m_{t'} + M_W$ ou pour le partenaire exotique du quark top, le fermion B présenté au début de ce chapitre. Le signal de b' a été généré avec PYTHIA (hadronisation comprise), pour 7 points de masse compris entre 300 et 600 GeV. Seule la production en paires a été considérée ici.

²Une fraction de la statistique accumulée a été acquise avec une acceptation du calorimètre électromagnétique réduite du fait de la perte de 6 Front End Boards, ce qui a une incidence notable sur le calcul de E_T^{miss} , sur les jets et électrons situés autour de la zone concernée; ceci s'étant produit après la production des échantillons Monte Carlo, il a fallu pondérer a posteriori le Monte Carlo. Ce problème a été résolu, depuis.

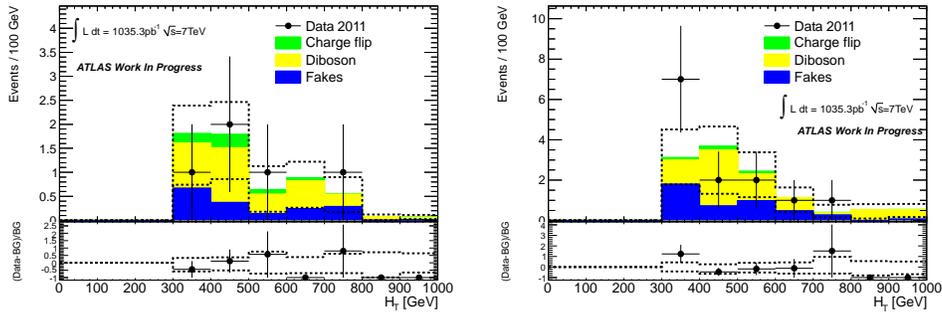


FIG. 6.8 – Distribution de H_T : comparaison des données observées et des bruits de fond issus du Modèle Standard attendus pour des événements passant l'intégralité de la sélection. A gauche, les paires de leptons chargés négativement ; à droite, les paires de leptons chargés positivement.

L'interprétation statistique repose sur la méthode des niveaux de confiance (CLs) [7,9]. Une expérience de comptage, à un seul bin, est réalisée, ajustant les données afin d'en extraire la section efficace de signal la plus probable. Les erreurs systématiques sont prises en compte en variant les nombres d'événements de signal et de bruit de fond attendus, au sein des échantillons utilisés pour générer les distributions de niveau de confiance.

Les limites sur les sections efficaces attendues et observées pour la production de paires $B\bar{B}$ sont illustrées sur la Figure 6.9. L'intersection de cette limite avec la prédiction théorique (en bleu sur la Figure) conduit à une limite inférieure sur la masse du B égale à 450 GeV. Le processus de production QCD étant identique pour le B et pour le $T_{5/3}$, et chacune de ces particules se désintégrant en tW , une limite identique pourrait être en principe donnée pour le $T_{5/3}$ également, mais il convient de vérifier que l'efficacité de sélection est identique pour ces deux particules, ce qui sera fait très prochainement, une fois les échantillons Monte Carlo disponibles.

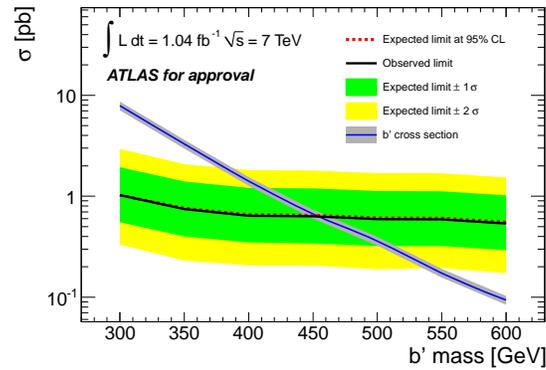


FIG. 6.9 – Limites d'exclusion, à 95% de niveau de confiance, sur la section efficace de production de paires $B\bar{B}$.

6.5 Conclusion

Le canal comprenant deux leptons de même signe, de l'énergie transverse manquante, et des jets, a été étudié avec 1 fb^{-1} de données enregistrées par ATLAS. Les données observées sont en accord avec les prédictions du Modèle Standard. Ceci a permis de mettre des limites inférieures sur la masse des quarks lourds B ($> 450 \text{ GeV}$ à 95 % C.L.), que l'on pourrait extrapoler au $T_{5/3}$. Cette analyse sera appliquée dans les mois à venir à la recherche de $T_{5/3}$, en utilisant un lot cinq fois plus important de données, ce qui permettra d'améliorer la limite actuelle fournie par CDF [3] ($m(T_{5/3}) > 351 \text{ GeV}$ à 95% C.L.).

Bibliographie

- [1] ATLAS Collaboration. *Eur. Phys. J.*, C 71 :1577, 2011.
- [2] ATLAS Collaboration. Search for same-sign top pairs and fourth generation bottom-like quarks in same-sign dilepton final states with 1 fb^{-1} of data. *ATLAS-COM-PHYS-2011-710*, 2011.
- [3] CDF Collaboration. Search for fermion-pair decays $q\bar{Q} \rightarrow (t\bar{t}w^+w^-$ in same charge dilepton events with 2.7 fb^{-1} . *arXiv :0912.1057*, 2009.
- [4] R. Contino. New heavy fermions. *Workshop "Implications of LHC results for TeV-scale physics"*, CERN, 2011.
- [5] R. Contino and G. Servant. Discovering the top partners at the LHC using same-sign dilepton final states. *arXiv :0801.1679*, 2009.
- [6] J. Alwall et al. Madgraph 5 : Going beyond. *JHEP*, 1106 :128, 2011.
- [7] T. Junk. *Nucl. Instr. Meth. A*, 434 :435, 1999.
- [8] G. Panico and A. Wulzer. The discrete composite Higgs model. *arXiv :1106.2719*, 2011.
- [9] A. Read. *Nucl. Part. Phys.*, 28 :2693, 2002.
- [10] S. Weinberg. *Phys. Rev. Lett.*, 29 :1698, 1972.

Source	Incertitude sur l'acceptance du signal (%)	Incertitude sur l'acceptance du bruit de fond(%)
Echelle d'énergie des jets	+0.7, -0.8	+7.1, -5.5
Résolution en énergie des jets	+0.7, -0.8	+4.1, -4.2
Efficacité de reconstruction des jets	+0.1, -0.1	+0.1, -0.1
Echelle dénergie des leptons	+0.3, -0.4	+1.1, -1.2
Résolution en énergie des électrons	+0.1, -0.1	+0.8, -0.8
Echelle d'énergie des muons	+0.1, -0.1	+0.1, -0.1
Résolution en énergie des muons	+0.2, -0.3	+0.6, -0.7
Efficacité de reconstruction des électrons	+3.4, -4.9	+1.8, -2.0
Efficacité de reconstruction des muons	+4.4, -5.3	+2.3, -3.0
E_T^{miss}	+0.8, -0.8	+0.9, -0.9
LAr Hole	+2.0, -3.0	+1.0, -2.0

TAB. 6.3 – Sources d'incertitudes systématiques pour l'acceptance du signal (moyenne sur les signalux provenant de quarks top de même signe et de b') et du bruit de fond.

	e^-e^-	$\mu^-\mu^-$	$e^-\mu^-$
Faux leptons	$0.2 \pm 0.3^{+0.1}_{-0.1}$	$0.7 \pm 0.3^{+0.6}_{-0.3}$	$0.5 \pm 0.2^{+0.7}_{-0.3}$
Mauvaise identification de la charge	$0.3 \pm 0.1^{+0.3}_{-0.1}$	$0 \pm 0^{+0.01}_{-0}$	$0.3 \pm 0.1^{+0.2}_{-0.1}$
Bdf irréductible	$0.8 \pm 0.3^{+0.2}_{-0.5}$	$1.0 \pm 0.3^{+0.3}_{-0.6}$	$2.3 \pm 0.5^{+0.6}_{-1.8}$
Total attendu	$1.4 \pm 0.4^{+0.3}_{-0.6}$	$1.7 \pm 0.4^{+0.7}_{-0.7}$	$3.1 \pm 0.6^{+1.0}_{-1.8}$
Données	1	2	2
b' 450 GeV	$1.8 \pm 0.2^{+0.2}_{-0.2}$	$2.1 \pm 0.2^{+0.2}_{-0.2}$	$4.3 \pm 0.3^{+0.4}_{-0.4}$

TAB. 6.4 – Nombre d'événements de bruit de fond SM et de signal (b' de 450 GeV) attendus et observés pour des événements avec deux leptons de même signe (négatif). Les incertitudes indiquées sont statistiques, suivies par l'incertitude systématique.

	e^+e^+	$\mu^+\mu^+$	$e^+\mu^+$
Faux leptons	$0.8 \pm 0.6^{+0.2}_{-0.4}$	$1.0 \pm 0.3^{+0.6}_{-0.4}$	$3.3 \pm 1.1^{+1.6}_{-1.4}$
Mauvaise identification de la charge	$0.3 \pm 0.1^{+0.3}_{-0.1}$	$0 \pm 0^{+0.01}_{-0}$	$0.4 \pm 0.1^{+0.3}_{-0.1}$
Bdf irréductible	$1.9 \pm 0.5^{+0.5}_{-1.4}$	$1.6 \pm 0.3^{+0.6}_{-0.9}$	$4.4 \pm 0.7^{+1.0}_{-3.0}$
Total attendu	$3.0 \pm 0.8^{+0.6}_{-1.4}$	$2.6 \pm 0.4^{+0.9}_{-1.1}$	$8.1 \pm 1.3^{+2.1}_{-3.3}$
Données	2	1	10
b' 450 GeV	$1.8 \pm 0.2^{+0.2}_{-0.2}$	$2.7 \pm 0.2^{+0.3}_{-0.3}$	$5.0 \pm 0.3^{+0.7}_{-0.7}$

TAB. 6.5 – Nombre d'événements de bruit de fond SM et de signal (b' de 450 GeV) attendus et observés pour des événements avec deux leptons de même signe (positif). Les incertitudes indiquées sont statistiques, suivies par l'incertitude systématique.

Chapitre 7

Production d'événements à quatre quarks top : études préliminaires et perspectives

La production d'événements à 4 quarks top est un processus autorisé dans le cadre du Modèle Standard, mais très rare et de ce fait non contraint par les expériences du Tevatron. C'est surtout un processus sensible à un certain nombre de modèles au-delà du Modèle Standard [2], qui conduisent à une section efficace de production de 4 tops sensiblement supérieure à celle du Modèle Standard. Ce chapitre présente une estimation de la sensibilité attendue au LHC dans le cadre de différents modèles (production résonante, interaction effective de contact, ou bien production de paires de gluinos). Les études résumées ici ont été menées à bien pour une énergie dans le centre de masse de 14 TeV, au niveau générateur ; les perspectives pour une énergie plus basse (7 TeV) sont succinctement évoquées : les sections efficaces de ce processus sont en effet nettement plus faibles à $\sqrt{s} = 7$ TeV. De même que pour l'étude des partenaires du quark top, le canal avec deux leptons de même signe, de l'énergie transverse manquante, et des jets est optimal pour la recherche de ce signal, compte tenu de la complexité de son état final (12 partons), et du niveau de fond provenant du Modèle Standard ($t\bar{t}$, notamment).

7.1 Cadre théorique

7.1.1 Résonance “top-philique”

Dans un certain nombre de modèles au-delà du Modèle Standard, de nouvelles particules X se couplent préférentiellement au quark top (elles sont baptisées “top-philiques”). Leur production résonante est accompagnée d'une paire $t\bar{t}$; la désintégration de la résonance X produisant à son tour une paire $t\bar{t}$, l'état final est donc composé de 4 quarks top. Ceci est illustré sur la Figure 7.1, dans le cas de la production résonante d'un Z' top-philique, fortement couplé au quark top du Modèle Standard, et un couplage nul aux fermions légers du Modèle Standard. Le cadre théorique est celui d'un modèle présentant un quark

top composite. Le couplage du Z' au top choisi pour l'étude présentée ici est $g_{t_R}^{Z'} = 3$.

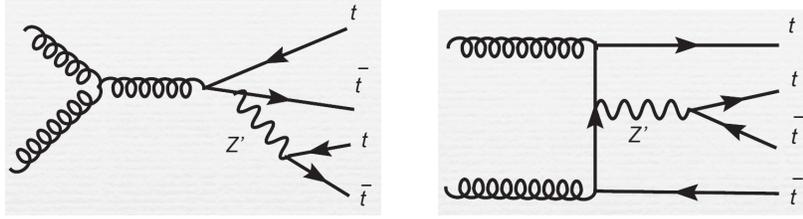


FIG. 7.1 – Diagrammes de production de 4 quarks top via une résonance Z' top-philique

7.1.2 Interaction effective

Lorsque la masse de cette résonance est trop élevée, celle-ci est remplacée par une interaction de contact, effective, entre 4 quarks top supposés composites [1] [4], illustrée sur la Figure 7.2, et traduisant le terme suivant dans le lagrangien effectif $\frac{1}{\Lambda^2}(\bar{t}_R\gamma^\mu t_R)(\bar{t}_R\gamma_\mu t_R)$. L'absence de résonance rend la reconstruction de l'état final encore plus délicate.

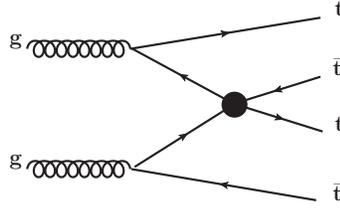


FIG. 7.2 – Interaction effective à 4 quarks top.

Pour une énergie dans le centre de masse de 14 TeV, la section efficace de l'interaction effective est inférieure, d'un facteur au moins 10, à la section efficace de production d'un Z' top-philique. Enfin, à $\sqrt{s} = 7$ TeV, la section efficace de production d'un Z' top-philique est nettement plus petite qu'à 14 TeV (ainsi, pour un Z' de 800 GeV, la section efficace passe de 137 fb à 14 TeV à 5 fb à 7 TeV, à l'ordre dominant).

7.1.3 Supersymétrie : production d'une paire de gluinos

La production de 4 quarks top peut également avoir lieu dans un cadre supersymétrique [3] : en effet, un gluino pouvant se désintégrer, via des squarks virtuels, en une paire $t\bar{t}$ accompagnée d'une LSP (Lightest Supersymmetric Particle, LSP : neutralino ou chargino), la production de paires de gluinos conduit à 4 quarks top. Ceci est illustré sur la Figure 7.3. Cela suppose un gluino suffisamment massif (800 GeV dans l'étude présentée ici, réalisée avant les limites fournies par le LHC à l'été 2011). Les hypothèses de calcul sont les suivantes : le gluino considéré a une masse de 800 GeV, la LSP, une masse de 150 GeV ; les

stop ont été générés avec une masse de 400 GeV pour la particule gauche, et 600 GeV pour la particule droite. Les sbottoms ont été générés avec une masse de 580 GeV. Enfin, les autres squarks ont été générés avec une masse de 1 TeV. Dans ces conditions, la section efficace de production de 4 tops accompagnés de deux LSP est de 122 fb à 14 TeV, et de 8 fb à 7 TeV.

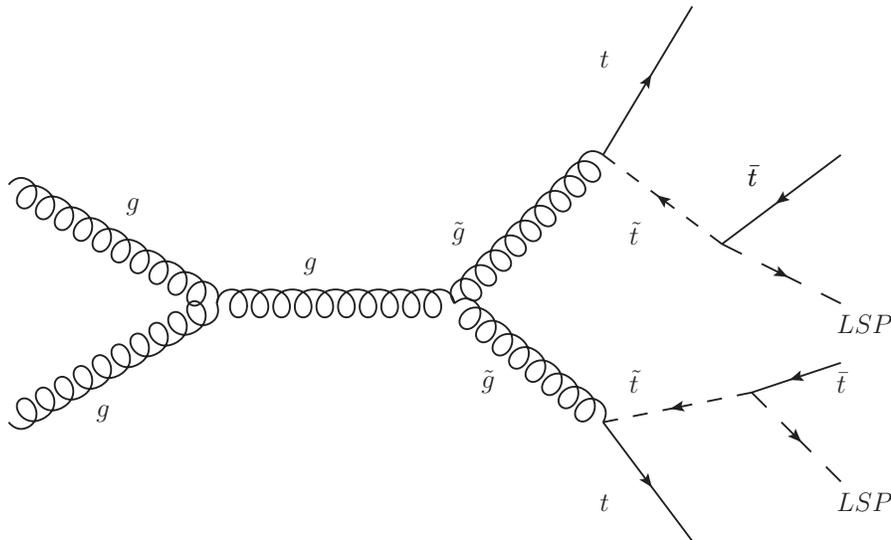


FIG. 7.3 – Production d'une paire de gluinos se désintégrant en $t\bar{t} + LSP$ (Lightest Supersymmetric Particle = chargino, neutralino).

7.1.4 Bruit de fond à la production de 4 quarks top au-delà du Modèle Standard

L'état final du signal étudié peut être recherché dans plusieurs canaux, suivant la désintégration des quarks top; le canal le plus prometteur est, à nouveau, le canal comprenant deux leptons de même signe. Plusieurs processus, dans le cadre du Modèle Standard, conduisent à un état final comprenant de nombreux jets, et deux leptons de même signe, comme ceci a été indiqué dans le chapitre précédent. Leurs sections efficaces (à l'ordre dominant), ainsi que la section efficace pondérée par le rapport d'embranchement en deux leptons de même signe, sont indiquées dans le Tableau 7.1. L'intérêt du canal avec deux leptons de même signe est manifeste, puisqu'il réduit le bruit de fond $t\bar{t}$ d'un facteur 1600. Des coupures strictes seront néanmoins indispensables pour ramener ce bruit de fond à une contribution inférieure au signal.

7.2 Recherche de Z' top-philique

Des études prospectives ont été menées à bien afin d'estimer le potentiel de découverte d'un Z' top-philique au LHC, pour une énergie dans le centre de masse de 14 TeV. Compte tenu des sections efficaces de production de ce processus à 7 TeV, ce signal semble très difficile à rechercher à plus basse éner-

Processus	σ [fb]	$\sigma.BR(l^\pm l^\pm)$ [fb]
$t\bar{t}\bar{t}$	7.5	0.3
$t\bar{t}W^+W^- + jets$	121	5.1
$t\bar{t}W^\pm + jets$	595	18.4
$W^+W^-W^\pm + jets$	603	18.7
$W^\pm W^\pm + jets$	340	15.5
$t\bar{t} + jets$	$1, 0.10^6$	600
signal :		
$m(Z') = 500 \text{ GeV}$	838	35
$m(Z') = 1 \text{ TeV}$	61	2.6
Interaction effective ($\Lambda = 500 \text{ GeV}$)	81	3.4
SUSY		
$M_{gluino} = 800 \text{ GeV}$	122	5.1

TAB. 7.1 – Sections efficaces des signaux de 4 quarks top, à l'ordre dominant, générées par MadGraph/MadEvent et Pythia pour la gerbe partonique, ainsi que de leurs bruits de fond ; les valeurs indiquées sont inclusives (seconde colonne) ou pondérées par le rapport d'embranchement dans le canal avec deux leptons de même signe (e ou μ) .

gie. Les signaux et bruits de fond ont été générés avec MadGraph/MadEvent, la gerbe partonique étant faite avec Pythia en utilisant des jets de taille de cône $\Delta R = 0.4$. Le couplage du Z' au quark top a été fixé à 3. Une efficacité d'étiquetage des jets b de 60 % a été simulée.

Un certain nombre de coupures ont été appliquées afin de ramener le bruit de fond à un niveau inférieur à celui du signal :

- Canal avec deux leptons de même signe de $p_T > 30 \text{ GeV}$.
- Multiplicité des jets de $p_T > 30 \text{ GeV}$: supérieure à 6.
- Multiplicité des jets b de $p_T > 30 \text{ GeV}$: supérieure à 3.
- Masse transverse¹ : cette quantité augmente sensiblement avec la masse du Z' généré ; par conséquent, la coupure appliquée ici est fonction de la masse du Z' : $M_T > 700 \text{ GeV}$ pour un Z' de 500 GeV, $M_T > 1200 \text{ GeV}$ pour un Z' de 1 TeV.

La pertinence de ces coupures est illustrée, pour la multiplicité des jets, sur la Figure 7.4.

Avec ces coupures, les perspectives sont les suivantes à 14 TeV :

- pour un Z' top-philique de 500 GeV : le nombre d'événements de signal pour 10 fb^{-1} est égal à 64, celui de bruit de fond, à 11 (soit un rapport S/B de 6). La luminosité de découverte à 5σ est de 1.2 fb^{-1} .
- pour un Z' top-philique de 1 TeV : le nombre d'événements de signal pour 10 fb^{-1} est égal à 5, celui de bruit de fond, à 4 (soit un rapport S/B de 1.3). La luminosité de découverte à 5σ est de 49 fb^{-1} .

Soulignons que la reconstruction de la masse du Z' à partir de ses produits

¹La masse transverse est définie comme $M_T^2 = (\sum_{i=l,jets} E_{Ti})^2 - |\sum_i \vec{p}_{Ti}|^2$

de désintégration est délicate, compte tenu de la complexité de l'état final. En revanche, il est possible d'avoir accès indirectement à la masse du Z' à partir de la position du maximum de la distribution en H_T qui dépend linéairement de la masse du Z' généré, comme le montre la Figure 7.5.

7.3 Recherche de 4 tops produits par interaction effective

Le signal a également été généré avec MadGraph/MadEvent, la gerbe partonique étant faite avec Pythia en utilisant des jets de taille de cône $\Delta R = 0.4$. Une efficacité d'étiquetage des jets b de 60 % a été simulée. Les coupures suivantes ont été appliquées :

- Canal avec deux leptons de même signe de p_T supérieur à 30 GeV.
- Multiplicité des jets de p_T supérieur à 30 GeV : supérieure à 5.
- Multiplicité des jets b de p_T supérieur à 30 GeV : supérieure à 3.
- Masse transverse supérieure à 1.2 TeV.

Avec ces coupures, les perspectives sont les suivantes à 14 TeV : pour une échelle de masse Λ de 500 GeV, le nombre d'événements de signal pour 10 fb^{-1} est égal à 5, celui de bruit de fond, à 3 (soit un rapport S/B de 1.7). La luminosité de découverte à 5σ est de 25.4 fb^{-1} . Les perspectives sont donc moins encourageantes que pour le cas du Z' top-philique.

7.4 Recherche de 4 tops produits par désintégration d'une paire de gluinos : $\tilde{g}\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}\chi t\bar{t}\chi$ ($\chi =$ chargino ou neutralino)

L'étude prospective menée à bien utilise un signal supersymétrique généré avec MadGraph/MadEvent, en utilisant Pythia pour la gerbe partonique. Une seule masse de gluino a été étudiée (800 GeV) ; la masse de la LSP considérée est de 150 GeV. La singularité de ce processus par rapport aux deux précédents est la valeur élevée de l'énergie transverse manquante ; la Figure 7.6 montre que cette observable est très discriminante, et sera donc essentielle pour extraire le signal du bruit de fond. Elle permet également de ne pas appliquer de critères sur le nombre de jets b, ce qui permet de gagner en efficacité de sélection.

Les coupures appliquées sont les suivantes :

- 2 leptons de même signe, de p_T supérieur à 30 GeV
- Au moins 7 jets de p_T supérieur à 30 GeV
- E_T^{miss} supérieure à 320 GeV
- Masse transverse supérieure à 1.1 TeV

Avec ces coupures, les perspectives sont les suivantes à 14 TeV : pour un gluino de 800 GeV et une LSP de 150 GeV, le nombre d'événements de signal pour 10 fb^{-1} est égal à 99, celui de bruit de fond, à 9 (soit un rapport S/B de 11). La luminosité de découverte à 5σ est de 0.63 fb^{-1} . Ce processus est donc prometteur ; compte tenu de la section efficace à 7 TeV (8 fb pour un gluino de 800 GeV), il est tout à fait envisageable d'étudier ce processus dans cette

première phase du LHC (ATLAS s’y emploie avec 5 fb^{-1} de données).

7.5 Conclusion

La production de 4 quarks top est un processus sensible à de nombreux modèles situés au-delà du Modèle Standard, dont ce chapitre a montré quelques illustrations. Les études présentées ici, au niveau générateur, montrent que le processus de production le plus rapidement observable serait celui qui correspond à la désintégration d’une paire de gluinos. Ce processus permettrait de contraindre l’espace $(m_{\text{gluino}}, m_{LSP})$. Cette étude est en cours dans ATLAS. Il faudra attendre, probablement, que l’énergie dans le centre de masse du LHC atteigne 14 TeV pour étudier la production de 4 quarks top via une résonance top-philique, en particulier pour des masses de Z' supérieures au TeV. Il est possible de gagner en sensibilité de découverte en reconstruisant la masse du Z' : cette piste sera explorée à partir des événements simulés, prenant en compte les effets du détecteur, et utilisant sans doute les algorithmes de “boosted tops”. Ces derniers sont dédiés à la reconstruction cinématique d’événements contenant des quarks top issus de désintégration de particules lourdes : les produits de désintégration de ces quarks top, de haute impulsion, sont rassemblés dans un cône étroit, baptisé “mono-jet top”.

Bibliographie

- [1] J. Serra A. Pomarol. Top quark compositeness : feasibility and implications. *arXiv :0806.3247*, 2008.
- [2] B. Lillie et al. Top compositeness at the Tevatron and the LHC. *JHEP 04*, 087, 2008.
- [3] G. Kane et al. Top channel for early SUSY discovery at the 'lhc. *arXiv :1101.1963*.
- [4] G. Servant et al. New physics at the LHC : a Les Houches report. four top final states. *arXiv :1005.1229*, 2010.

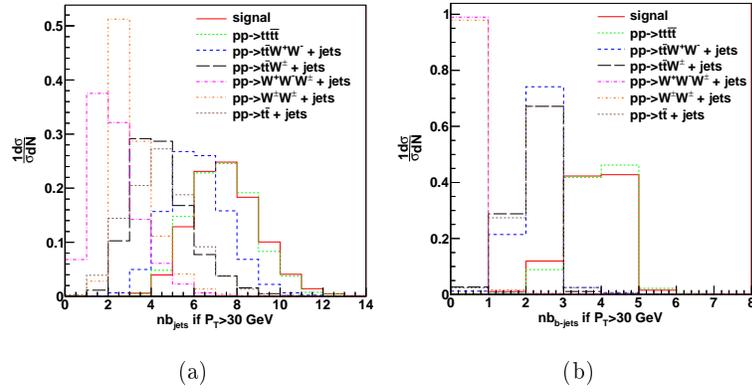


FIG. 7.4 – Multiplicité des jets de $P_T > 30$ GeV ((a) : tous les jets, (b) : jets b).

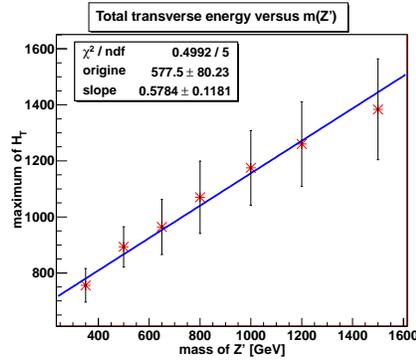


FIG. 7.5 – Distribution de H_T en fonction de la masse du Z' généré.).

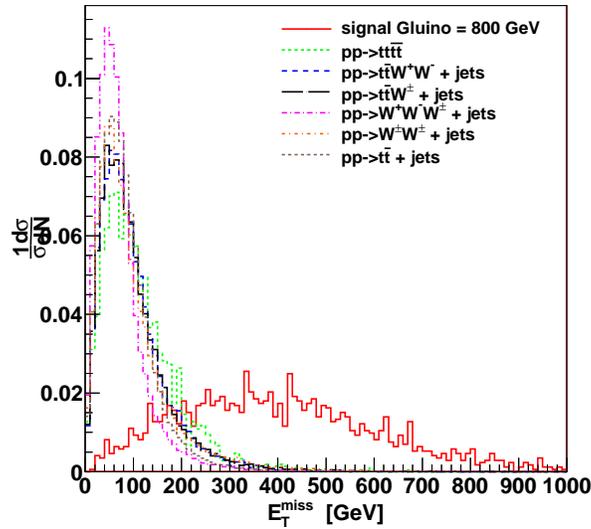


FIG. 7.6 – Distribution de E_T^{miss} pour le processus de production de 4 tops par désintégration d'une paire de gluinos, et pour les principaux bruits de fond. La masse du gluino considérée est 800 GeV.

Conclusion

L'excellent fonctionnement du LHC depuis le début de la prise de données à $\sqrt{s} = 7$ TeV a permis d'enregistrer une luminosité de 1 fb^{-1} à l'été 2011. Compte-tenu de la section efficace élevée de production de paires $t\bar{t}$ (165 pb), de nombreuses études concernant le quark top ont pu être menées à bien : mesure de ses propriétés, et recherches de manifestations d'une physique au-delà du Modèle Standard.

La première mesure présentée dans ce manuscrit porte sur la masse du quark top. Les enjeux de cette mesure, mais aussi les interrogations qu'elle soulève (quelle masse mesure-t-on ?), interrogation qui prendra tout son sens lorsque la précision atteinte sera inférieure au GeV, sont soulignés. La mesure publiée par ATLAS à l'été 2011, à partir de 0.7 pb^{-1} de données enregistrées, a été obtenue en utilisant une méthode de templates bi-dimensionnelle mesurant simultanément la masse du quark top et l'échelle d'énergie des jets. Cette méthode, exposée dans ce manuscrit, a conduit à la valeur suivante : $m_{top} = (175.41 \pm 0.79_{stat} \pm 2.73_{syst}) \text{ GeV}$, d'ores et déjà dominée par l'erreur systématique. Afin d'améliorer la précision de cette mesure, il est indispensable de se concentrer sur l'étude des erreurs systématiques : il faudra notamment contraindre à partir des données le niveau de radiations QCD dans l'état initial et dans l'état final. Par ailleurs, l'application d'autres méthodes de mesure, complémentaires, d'une part, et, d'autre part, la combinaison de plusieurs canaux (tel que le canal di-lepton, exposé dans ce manuscrit dans le cadre de données simulées) permettra d'atteindre une précision de l'ordre du GeV avec 10 fb^{-1} de données.

Ce manuscrit illustre ensuite la recherche de manifestations du rôle particulier que le quark top est amené à jouer dans les mécanismes de brisure spontanée de symétrie électrofaible, à travers plusieurs processus prédits par des modèles composites. La première illustration choisie est la recherche de partenaires exotiques du quark top tels que le fermion B lourd ou le $T_{5/3}$, partenaire du quark top de charge électrique 5/3. La seconde illustration est la recherche de la production de quatre quarks top.

Il est souligné que le canal comprenant deux leptons de même charge électrique est optimal afin de s'affranchir d'une partie raisonnable du bruit de fond issu des processus du Modèle Standard. Ce canal a fait l'objet d'une analyse avec 1 fb^{-1} de données : aucun excès n'a été observé dans les données par rapport aux prédictions du Modèle Standard, ce qui nous a permis de poser une limite inférieure (450 GeV, à 95% de niveau de confiance) sur la masse du B, limite qui peut être extrapolée à la masse du $T_{5/3}$. L'augmentation de la luminosité fournie par le LHC nous permettra d'explorer le spectre de masse de ces partenaires exotiques vers les masses plus élevées. De plus, la prise en compte de la production de ces particules seules, et non plus seulement en paires, permettra de sonder le degré de "compositeness" du quark top. Ce même canal a été étudié de façon prospective pour la recherche de production de 4 quarks top, prédite par plusieurs processus au-delà du Modèle Standard. Trois ont été étudiés : la production résonante d'un Z' top-philique, remplacée par une interaction effective lorsque la masse de ce Z' est élevée, et enfin la production de paires de gluinos se désintégrant en 4 quarks top accompagnés

de deux Lightest Supersymmetric Particles (LSP). Ce dernier modèle est le plus prometteur à une énergie dans le centre de masse de 7 TeV ; une montée en énergie dans le centre de masse sera profitable aux deux autres modèles, même si un Z' top-philique peut être recherché à $\sqrt{s} = 7$ TeV, avec la luminosité attendue à la fin de 2012.

Ces exemples de recherche au-delà du Modèle Standard impliquant le quark top ne sont que quelques illustrations des nombreuses pistes à explorer dans ce domaine, que le LHC nous permettra de parcourir, grâce à la quantité importante de données qui seront enregistrées à $\sqrt{s} = 7$ TeV, et à la montée en énergie ultérieure, qui nous ouvrira une fenêtre d'exploration plus large pour la masse de nouvelles particules, si elles existent.