



HAL
open science

Recherche de quarks top de même signe auprès du détecteur ATLAS

E. Dubreuil

► **To cite this version:**

E. Dubreuil. Recherche de quarks top de même signe auprès du détecteur ATLAS. Journées Jeunes Chercheurs 2012, Dec 2012, Munster, France. 8 p. in2p3-00790204

HAL Id: in2p3-00790204

<https://in2p3.hal.science/in2p3-00790204v1>

Submitted on 19 Feb 2013

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

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

Table des matières

- I Au-delà du Modèle Standard 3**
- Emmanuelle Dubreuil : *Recherche de quarks top de même signe auprès du détecteur ATLAS* 5**
- 1.1 Introduction 5
- 1.2 Contexte expérimental 5
- 1.3 Mesure de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ 6
- 1.4 Recherche de processus avec une paire de top de même signe 7
- 1.5 Conclusion 8

Première partie

Au-delà du Modèle Standard



François
RABELAIS



Rabelais
FRANÇOIS

Recherche de quarks top de même signe auprès du détecteur ATLAS

Emmanuelle Dubreuil

Laboratoire de Physique Corpusculaire, Université Blaise Pascal Clermont Ferrand II, CNRS/IN2P3, Clermont-Ferrand



Résumé

Le détecteur ATLAS enregistre des millions de collisions de protons produites par le LHC (Large Hadron Collider), au CERN à Genève. Le calorimètre hadronique d'ATLAS participe à la mesure de l'énergie des particules produites par les collisions. Pour connaître la relation entre la réponse du détecteur et l'énergie déposée par les particules, on étalonne celui-ci grâce à un système LASER. Lors de ces collisions, de nombreuses particules sont produites, dont des quarks top. Ces quarks top permettent de tester la validité du Modèle Standard de la physique des particules, via par exemple la mesure de section efficace de production de paires de top-antitop, ou bien la recherche de processus de Nouvelle Physique impliquant le quark top, par exemple la recherche de paires de quarks top de même signe.

1.1 Introduction

Les briques élémentaires de la matière ainsi que leurs interactions sont décrites par le Modèle Standard de la physique des particules. Ainsi, on dénombre 6 leptons et 6 quarks pour les composants élémentaires de la matière et 5 bosons qui permettent la médiation des forces fondamentales (exceptée la gravitation). S'ajoute à cela le boson de Higgs qui donne une masse aux particules. Pour tester ce modèle, on utilise des collisions de protons grâce à des accélérateurs, qui vont créer des centaines de particules. Afin d'étudier le résultat de ces collisions, des détecteurs sont contruits autour du point d'interaction.

1.2 Contexte expérimental

1.2.1 Le LHC et le détecteur ATLAS

Le LHC (Large Hadron Collider) est un accélérateur de particules situé au CERN à Genève. Il mesure 27 km de circonférence. Il est composé de deux anneaux où circulent des faisceaux de protons. Le LHC fonctionne avec une énergie dans le centre de masse de 8 TeV (7 TeV en 2011). Sur cet anneau sont placés quatre détecteurs : ALICE, ATLAS, CMS et LHCb.

Le détecteur ATLAS [1] est le plus grand détecteur installé auprès du LHC. Il mesure 44 m de long, 25 m de diamètre pour une masse de 7500 tonnes. Il est composé de 3 parties :

- les détecteurs internes, permettant la mesure des propriétés des particules chargées,
- les calorimètres, permettant de mesurer l'énergie des particules,
- les chambres à muons qui permettent de mesurer les propriétés des muons.

La partie calorimétrique se décompose en 2 parties : le calorimètre électromagnétique et le calorimètre hadronique.

1.2.2 L'étalonnage du calorimètre hadronique d'ATLAS

Le calorimètre hadronique [2] permet de mesurer l'énergie des hadrons comme les protons ou les pions chargés. Il est composé d'une succession de plaques de fer et de tuiles scintillantes reliées à des canaux (photomultiplicateurs + électronique associée).

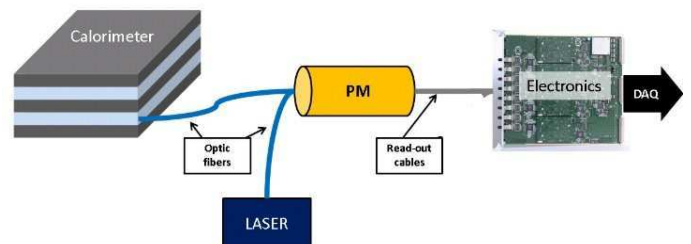


FIGURE 1.1 – Schéma du système de calibration du calorimètre hadronique d'ATLAS

La figure 1.1 montre le fonctionnement de la chaîne complète de mesure du calorimètre hadronique. Au passage d'une particule chargée, les tuiles scintillantes vont émettre de la lumière qui va être envoyée sur des photomultiplicateurs. Ces photomultiplicateurs vont convertir la lumière reçue en signal électrique qui sera analysé par l'électronique. Pour connaître la relation entre réponse du détecteur et énergie déposée, on étalonne celui-ci.

Le gain d'un canal est défini comme le rapport entre sa réponse numérisée sur l'énergie déposée dans le calorimètre.

Le calorimètre hadronique d'ATLAS est étalonné par trois systèmes différents : le système Cesium pour une calibration complète de toute la chaîne, cette calibration est lente et n'est faite qu'une fois par mois. Le LASER calibre les photomultiplicateurs et leur électronique associée (canaux) tandis qu'un système d'injec-

tion de charge calibre l'électronique uniquement. Les canaux reçoivent des pulses de lumière envoyés par le système LASER puis les variations de gain sont mesurées et analysées.

Le but de cette analyse est de corriger les canaux dont le gain dérive. Des prises de données avec le système LASER sont effectuées deux fois par semaine. Un facteur correctif (ou constante de calibration) est calculé pour chaque canal en tenant compte de la précision et des variations de lumière propres au dispositif. Pour déterminer cette précision et valider ces constantes de calibration, des comparaisons entre les différents systèmes sont faites.

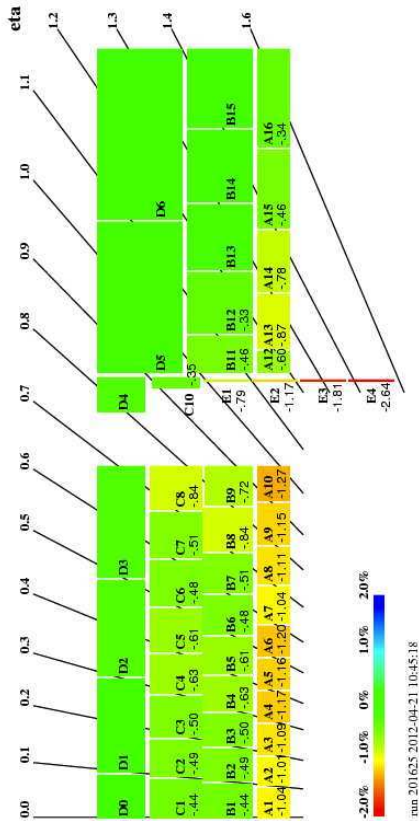


FIGURE 1.2 – Variation moyenne du gain des canaux, cellule par cellule, du calorimètre hadronique d'ATLAS

Les canaux sont regroupés par cellule (en moyenne 2 canaux par cellule). La figure 1.2 montre un quart du calorimètre hadronique d'ATLAS en coupe longitudinale. Pour chaque cellule, la variation moyenne des canaux liés à cette cellule est calculée et affichée. Une échelle de couleur montre la variation. L'ordre de grandeur des corrections est de quelques pourcents sur une période d'un mois. Ainsi, les 10000 canaux du calorimètre hadronique d'ATLAS sont étalonnés avec le système LASER avec une précision de l'ordre de 0.5 %. Un biais de 10 % sur la calibration se traduirait, par exemple, par un biais de 1 % sur l'énergie d'un électron provenant de la désintégration d'un boson Z.

Sur l'ensemble de l'année 2012, 10 % des canaux du calorimètre hadronique ont nécessité une correction.

1.3 Mesure de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$

1.3.1 Le quark top dans le Modèle Standard

Le quark top a été découvert en 1995 au Tevatron. La théorie prédit qu'il est de spin $\frac{1}{2}$ et de charge $+\frac{2}{3}$. Il est la particule élémentaire la plus lourde, sa masse étant de l'ordre de 173.5 GeV. Ce qui le différencie des autres quarks est qu'il se désintègre avant de s'hadroniser puisque son temps de vie est inférieur au temps d'hadronisation. Le quark top se désintègre à près de 100 % en un quark b et un boson W : $t \rightarrow W^+b$.

Etudier le quark top permet d'abord de tester le Modèle Standard en effectuant des mesures de précision sur les paramètres prédits par ce modèle comme par exemple, la section efficace de production de paires top-antitop. L'intérêt du quark top se justifie aussi dans la recherche de Nouvelle Physique où le top sera soit un bruit de fond dominant, soit une signature. Une analyse montrant la recherche de processus avec une paire de quarks top de même signe dans l'état final sera montrée dans la Section 1.4.

Le boson W peut se désintégrer soit de manière leptonique (un lepton et un neutrino), soit de manière hadronique (deux quarks). On distingue alors trois canaux de désintégration pour les paires $t\bar{t}$, classés en fonction du nombre de leptons dans l'état final :

- le canal dileptonique : les deux bosons W se désintègrent de manière leptonique. Ce canal représente 11 % des désintégrations des paires $t\bar{t}$. Sa signature particulière fait qu'il y a peu de bruit de fond mais la reconstruction est complexe dû à la présence des deux neutrinos.
- le canal semi-leptonique : l'un des bosons W se désintègre en quarks et l'autre en lepton et neutrino. Ce canal représente 44 % des désintégrations des paires $t\bar{t}$. Sa signature caractéristique rend la sélection des événements pure. De plus, la difficulté d'appariement des jets est faible.
- le canal tout hadronique : les deux bosons se désintègrent de manière hadronique. Ce canal représente 45 % des désintégrations des paires $t\bar{t}$. Cependant, discriminer cette signature du bruit de fond multijets est extrêmement difficile. De plus, l'appariement des jets est compliqué et rend la reconstruction des événements difficile.

Malgré la difficulté d'étudier le canal tout hadronique, il a été choisi car il est complémentaire aux autres canaux de désintégration et bénéficie d'un grand rapport d'embranchement permettant d'avoir un grand nombre d'événements.

Pour sélectionner les événements du canal tout hadronique en éliminant le plus de bruit de fond, on utilise les propriétés de notre signal. On va donc demander à avoir au moins 6 jets, dont 2 jets proviennent de quarks b. De plus, ces jets devront être assez énergétiques puisqu'ils proviennent d'un quark top. Enfin, l'événement ne devra avoir ni lepton, ni énergie manquante due à

des neutrinos.

1.3.2 Estimation du bruit de fond multijets

La section efficace de production des événements multijets est de l'ordre de 10^6 pb alors que la section efficace de production des paires $t\bar{t}$ dans le canal tout hadronique prédite est de 75 pb. Le bruit de fond multijets est donc largement dominant, même après sélection. Cependant, l'incertitude sur sa section efficace est importante, on utilise alors les données pour estimer le nombre d'événements multijets. Pour cela, on utilise la méthode ABCD.

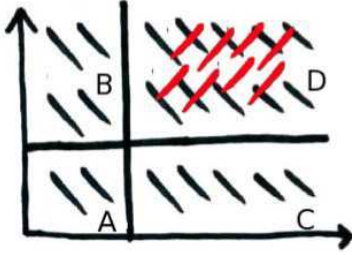


FIGURE 1.3 – Schéma illustrant la méthode ABCD

Soit deux variables discriminantes v_1 et v_2 utilisées lors de la sélection des événements. On divise le plan $v_1 v_2$ en quatre zones A, B, C et D définies par les coupures sur v_1 et v_2 (voir Figure 1.3). Si v_1 et v_2 sont décorréelées, alors la distribution de v_2 aura la même forme quelque soit le sous-ensemble défini par v_1 . Alors la distribution des événements dans le plan vérifie la relation :

$$(N_D - n_D - \epsilon_D^{\bar{t}\bar{t}} \sigma L) = \frac{(N_B - n_B - \epsilon_B^{\bar{t}\bar{t}} \sigma L)(N_C - n_C - \epsilon_C^{\bar{t}\bar{t}} \sigma L)}{(N_A - n_A - \epsilon_A^{\bar{t}\bar{t}} \sigma L)} \quad (1.1)$$

où N_A , N_B , N_C et N_D sont respectivement les nombres d'événements observés dans les zones A, B, C et D. D sera la zone enrichie en signal. n_A , n_B , n_C et n_D représentent respectivement la contamination (bruits de fond autres que multijets) dans les zones A, B, C et D. Ils sont déterminés à partir de la simulation. Les $\epsilon^{\bar{t}\bar{t}}$ sont les efficacités de sélection du signal dans chacune des zones (déterminés à partir de la simulation), σ est la section efficace que l'on cherche à mesurer et L est la luminosité.

Dans le cas de cette analyse, v_1 est la centralité, une variable topologique caractérisant le caractère frontal de la collision. v_2 est une variable logique : elle est égale à 1 si le nombre de jets de b est supérieure à 2 et la distance¹ entre ces deux jets de b est plus grande que 1, sinon cette variable logique est égale à 0.

On peut mesurer la section efficace totale de production des paires $t\bar{t}$. La section efficace est définie par la

1. La distance est définie comme $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$, où η est la pseudo-rapacité et ϕ est l'angle azimutal.

solution d'une équation du second degré :

$$\sigma = \frac{-b \pm \sqrt{\Delta}}{2a} \quad (1.2)$$

où $a = L^2(\epsilon_D^{\bar{t}\bar{t}}\epsilon_A^{\bar{t}\bar{t}} - \epsilon_B^{\bar{t}\bar{t}}\epsilon_C^{\bar{t}\bar{t}})$, $b = \epsilon_B^{\bar{t}\bar{t}}(N_C - n_C) + \epsilon_C^{\bar{t}\bar{t}}(N_B - n_B) - \epsilon_D^{\bar{t}\bar{t}}(N_A - n_A) - \epsilon_A^{\bar{t}\bar{t}}(N_D - n_D)$, $c = (N_D - n_D)(N_A - n_A) - (N_B - n_B)(N_C - n_C)$

Le résultat obtenu est : $\sigma = 167 \pm 18$ (stat.) ± 78 (syst.) ± 6 (lumi.) pb

Tous les effets systématiques affectant cette mesure ont été considérés, le plus important étant l'efficacité d'étiquetage d'un jet provenant qu'un quark b. Ce résultat est compatible avec la valeur prédite par le Modèle Standard (164 pb). Cette valeur a été obtenue avec les premières données enregistrées en 2011 [3], correspondant à une luminosité de 1.02 fb^{-1} .

1.4 Recherche de processus avec une paire de top de même signe

1.4.1 Propriétés du signal

Avec le quark top, on peut tester les prédictions du Modèle Standard mais aussi rechercher d'autres phénomènes. La production de paires de top de même signe est supprimée dans le Modèle Standard mais d'autres théories prédisent ce processus. Dans le cadre de notre étude, on considère seulement la production de paires de quarks top de même signe par interaction de contact, en prenant en compte uniquement le vertex $uu \rightarrow t\bar{t}$. Les quarks top se désintègrent de manière leptonique pour avoir une signature claire. L'état final est donc composé de deux leptons de même signe (e^+e^+ , $e^+\mu^+$, $\mu^+\mu^+$), 2 neutrinos (de l'énergie transverse manquante notée MET) et 2 jets provenant de quarks b.

1.4.2 Données et simulation MC

Le signal a été généré à partir d'un modèle phénoménologique, avec hadronisation et cascade partonique. Trois configurations de chiralité existent : LL, LR et RR. Les sections efficaces de production pour le signal (pondérées par le rapport d'embranchement) sont :

- LL : 1.77 pb
- LR : 0.22 pb
- RR : 1.77 pb

Différents processus peuvent mimer l'état final de notre signal. Ces processus peuvent être classés en deux catégories :

- les bruits de fond estimés par simulation : WZ/ZZ +jets, $W^\pm W^\pm$ +2jets, $t\bar{t}W$ (+jet), $t\bar{t}Z$ (+jet), $t\bar{t}WW$
- les bruits de fond estimés avec les données : fakes (électron pris pour un jet ou *vice versa*) et misid (mauvaise identification de la charge des leptons)

Les données utilisées pour cette analyse sont les données enregistrées en 2011, ce qui représente une luminosité intégrée de 4.7 fb^{-1} .

1.4.3 Sélection des événements

La sélection permet de distinguer le signal recherché des bruits de fond. Pour cela, on va se servir des propriétés de notre signal. Les critères de sélection utilisés pour cette analyse sont :

- 2 leptons de même charge car l'état final du signal contient 2 tops de même signe
- 2 jets, dont au moins 1 jet de b car l'état final de notre signal contient 2 jets de b
- Z-veto car il n'y a pas de Z dans notre état final
- $\text{MET} > 40 \text{ GeV}$ car 2 neutrinos sont produits
- $\text{HT} > 550 \text{ GeV}$ car 2 tops sont produits²
- 2 leptons positifs car 2 tops sont produits

La fraction d'événements qui passent cette sélection est de l'ordre du pourcent.

1.4.4 Résultat

Les nombres d'événements attendus et observés après sélection pour le signal, les bruits de fond et les données sont résumés dans le tableau 1.1 :

	ee	$e\mu$	$\mu\mu$
BdF total	0.63 ± 0.59	1.49 ± 0.55	0.84 ± 0.21
Signal LL	39.53 ± 2.70	117.88 ± 4.80	94.96 ± 4.18
Signal LR	4.31 ± 0.30	13.19 ± 0.53	9.39 ± 0.46
Signal RR	30.61 ± 2.23	97.68 ± 4.08	65.88 ± 3.44
Observés	0	2	0

TABLE 1.1 – Nombre d'événements attendus et observés après sélection

On n'observe aucun excès dans les données. La section efficace du signal est trop faible pour qu'il soit vu. On pose donc une limite avec une probabilité de 95 %. Les résultats présentés dans le tableau 1.2 sont les limites supérieures à 95 % de degré de confiance sur la section efficace de production des paires de top de même signe pour chaque configuration de chiralité.

	Attendue	Observée
LL	0.35 pb	0.26 pb
LR	0.41 pb	0.30 pb
RR	0.45 pb	0.35 pb

TABLE 1.2 – Limites observées et attendues pour notre signal

1.5 Conclusion

ATLAS est un ensemble de détecteurs installé auprès du LHC. Son calorimètre hadronique joue un rôle important dans la mesure de l'énergie des jets. Le système

2. HT est défini comme la somme scalaire des impulsions transverses de tous les objets de l'événement

LASER permet de suivre l'évolution des 10 000 canaux de ce calorimètre. Une procédure a été mise en place pour produire et appliquer les constantes de calibration. La précision du système LASER est de l'ordre de 0.5 %.

Le quark top a un rôle privilégié dans le Modèle Standard de part sa grande masse. Il permet de faire des mesures de précision pour tester la théorie ou de chercher de nouveaux phénomènes.

Dans le cadre de mesures de précision dans le Modèle Standard, la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ dans le canal tout hadronique a été mesurée et est compatible avec la valeur prédite.

Dans le cadre de la recherche de nouvelles signatures exotiques, une étude est menée sur la production de paires de top de même signe. Une limite a été mise sur la section efficace de production avec les données de 2011. Les données de 2012 permettront d'améliorer cette limite ou de voir un signal dans les données.

Références

- [1] ATLAS Collaboration. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. JINSTS08003(3)2008.
- [2] ATLAS Collaboration. ATLAS Tile Calorimeter Technical Design Report. CERN-LHCC-96-421996.
- [3] ATLAS Collaboration. Measurement of $t\bar{t}$ production in the all-hadronic channel in 1.02 fb^{-1} of pp collisions at $\sqrt{s}=7 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector. ATLAS-CONF-2011-1402011