

# Incidence de bruits de fond sur la mesure de la masse du quark top au LHC avec le détecteur ATLAS

RAPHAËL BRISELET

4 juillet 2012

---

Stage de Master 1  
Physique et applications  
*Encadrement* : Tristan Beau et Aurélien Demilly

---



## Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>LHC et ATLAS</b>	<b>3</b>
2.1	LHC . . . . .	3
2.2	ATLAS . . . . .	4
<b>3</b>	<b>Le modèle standard</b>	<b>5</b>
3.1	Généralités . . . . .	5
3.2	Le quark top . . . . .	6
3.2.1	La désintégration du quark top et de $t\bar{t}$ . . . . .	7
3.2.2	Masse du quark top . . . . .	7
<b>4</b>	<b>Mesurer cinématiquement la masse du quark top</b>	<b>9</b>
4.1	Introduction à ROOT et au système de coordonnées de la physique des particules . . . . .	9
4.2	La quadri-impulsion du W . . . . .	10
4.3	La masse du quark top . . . . .	11
<b>5</b>	<b>Masse du quark top : la méthode des éléments de matrice</b>	<b>12</b>
5.1	Introduction de la méthode . . . . .	13
5.2	Retrouver la vraisemblance . . . . .	14
<b>6</b>	<b>Conclusions</b>	<b>18</b>
<b>7</b>	<b>Annexes</b>	<b>19</b>
7.1	Annexe 1 : Exemple de l'organisation d'un évènement au sein de ROOT .	19
7.2	Annexe 2 : Exemple d'un fichier de données de densité de probabilité à la sortie de madweight . . . . .	20
7.3	Annexe 3 : Distribution des probabilités . . . . .	21
7.4	Annexe 4 : Courbe de probabilité de différentes puretés (bruit de fond + masse générée à 170 GeV) . . . . .	22

## 1 Présentation du laboratoire et introduction

---

Le LPNHE (Laboratoire de Physique Nucléaire et Hautes Energies [7]) est une unité mixte du CNRS (au sein de l'IN2P3 Institut National de Physique Nucléaire et de Physique de Particules) de l'université Pierre et Marie Curie et de l'université Paris-Diderot. Le LPNHE est engagé dans plusieurs programmes :

- Physique des particules : recherche du boson de Higgs, test du modèle standard, mesure et origine des masses des particules, physique des saveurs lourdes, propriétés des neutrinos. Tout cela grâce aux expériences menées au LHC (Large Hadron Collider), Tevatron, SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) National Laboratory et T2K (Tokaï To Kamiokande).
- Cosmologie : matière noire et énergie noire, supernovæ... Au sein de divers projets ou futur projets : le Supernovae Legacy Survey (SNLS) auprès du Canadian French Hawaiï Telescope, le Supernovae Factory (SNF), le « Supernova Acceleration Probe » (SNAP) et le Large Synoptic Survey Telescope (LSST)...
- Astroparticules : Origine des rayons cosmiques de très haute énergie (observatoire HESS (High Energy Stereoscopic System), observatoire Pierre Auger)

C'est au sein du groupe ATLAS (A large Toroidal LHC Apparatus) qui travaille sur les données du détecteur éponyme installé au LHC que j'ai effectué mon stage sur la masse du quark top. ATLAS détecte des particules créées lors de collisions proton-proton au LHC. Cela permet, entre autre, de vérifier et de perfectionner le modèle standard de la physique des particules. Le stage s'est donc inséré dans le programme de la physique des particules et plus précisément dans la recherche de l'incidence de bruits de fond sur la mesure de la masse du quark top.

Nous verrons dans un premier temps une description succincte du LHC et du détecteur ATLAS, puis nous nous concentrerons sur le quark top, sa désintégration et le modèle standard, pour arriver ensuite sur le travail effectué pendant ce stage.

## 2 LHC et ATLAS

---

### 2.1 LHC

Le Grand Collisionneur de Hadrons (Large Hadron Collider ; LHC [6]) est un collisionneur proton/proton basé à la frontière franco-suisse au CERN ayant la forme d'un anneau de 27 kilomètres et situé à 100 m sous terre. Le LHC est conçu dans l'optique d'accélérer des faisceaux de protons afin d'atteindre une énergie maximale de 14 TeV au centre de masse des particules (soit 7 TeV chacune ;  $1 \text{ eV} = 1,60217653 \times 10^{-19} \text{ J}$ ). Il fonctionne actuellement à 8 TeV dans le centre de masse et est, à ce jour, l'accélérateur de particule le plus puissant du monde.

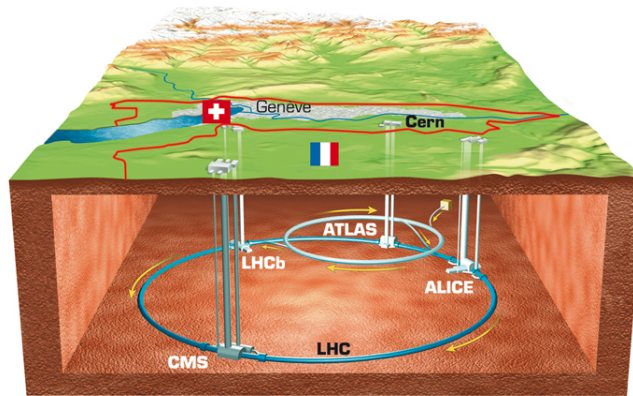


FIG. 1 – LHC [4]

Les données physiques des collisions protons-protons sont collectées et analysées par plusieurs détecteurs dont ATLAS. On remarque aussi la présence d'autres expériences internationales comme ALICE (A Large Ion Collider Experiment) CMS (Compact Muon Solenoid) ou bien LHCb (Large Hadron Collider beauty).

## 2.2 ATLAS

ATLAS [9] est un détecteur long de 40 mètres pour 20 mètres de haut ; il a été conçu par une collaboration de 38 pays différents.

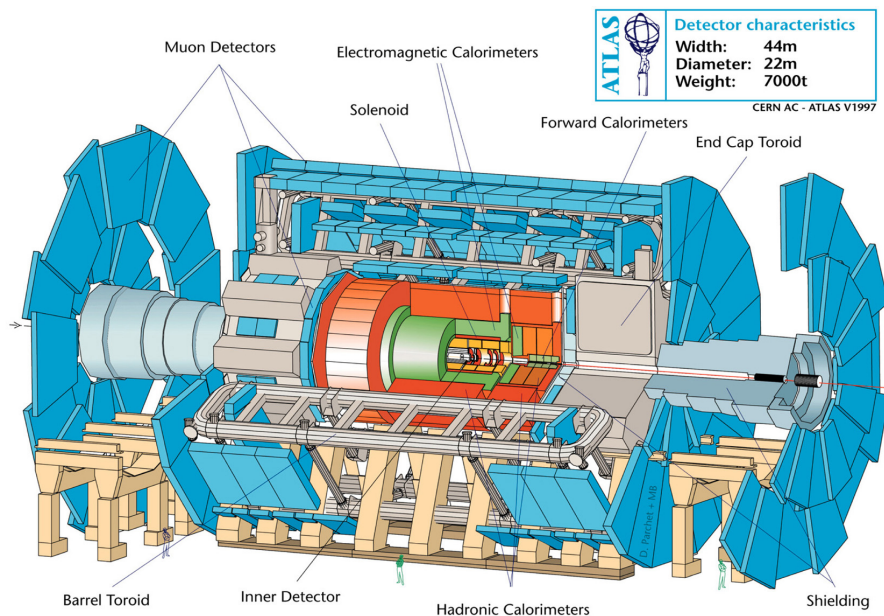


FIG. 2 – ATLAS [4]

Comme le montre la figure 2 le détecteur est composé de :

- Un détecteur interne ; lui même composé de 3 sous détecteurs : le détecteur de vertex à pixels, le détecteur de traces à semi-conducteurs et le trajectographe à radiation

de transition. Ces détecteurs doivent mesurer la trace et l'impulsion transverse de particules chargées.

- Calorimètres (hadronique et électromagnétique) qui mesurent l'énergie des particules à partir des dépôts d'énergie qu'elles laissent en son sein.
- Une chambre à muons qui permet quant à elle la mesure des impulsions et énergies des muons.

On peut résumer un processus de détection et d'identification grâce à ce schéma :

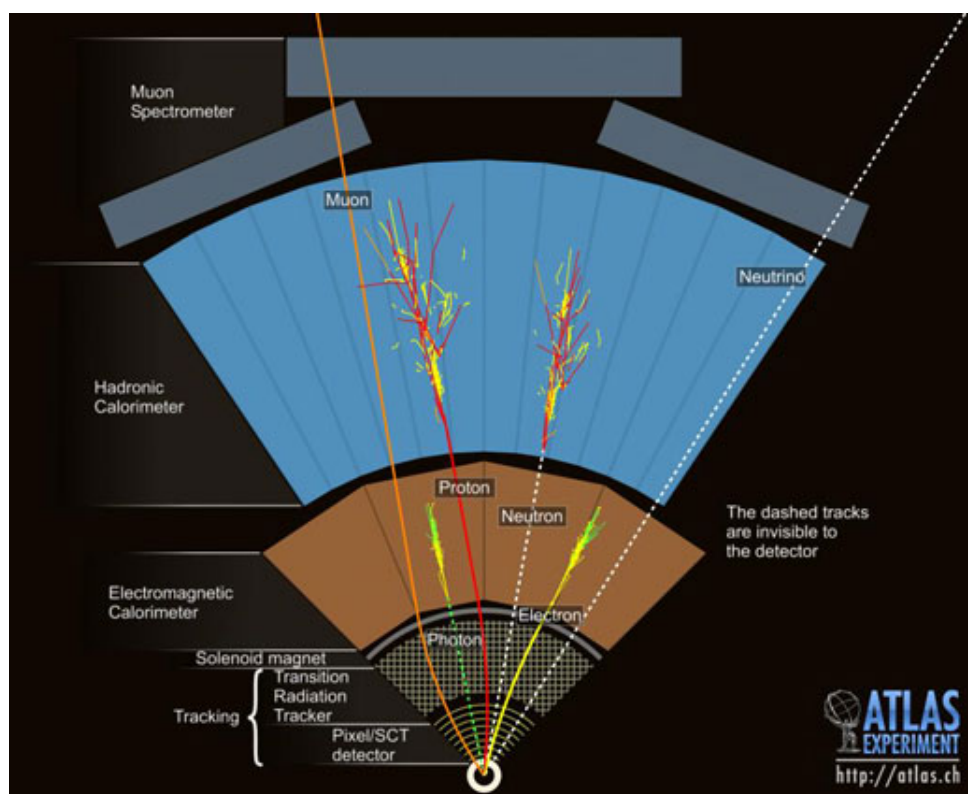


FIG. 3 – schéma d'une tranche de ATLAS [4]

Les différents détecteurs permettent de retracer la trajectoire et d'identifier les particules : les particules chargées sont identifiées grâce au solénoïde et son champ magnétique qui dévie leurs trajectoires. Le calorimètre électromagnétique permet la reconstruction des photons et des électrons. Le calorimètre hadronique permet celle des hadrons. Enfin les muons sont reconstruits grâce au spectromètre à muon. L'énergie manquante détectée nous indique que d'autres particules ont été créées : elle est attribuée aux neutrinos. Le LPNHE a quant à lui participé à la conception et la construction du calorimètre électromagnétique à argon liquide.

### 3 Le modèle standard

#### 3.1 Généralités

Le modèle standard est la théorie quantique des champs qui décrit actuellement le mieux les particules fondamentales et les interactions entre ces particules. Il décrit les 3 grandes interactions microscopiques que sont l'interaction forte, faible et électromagné-

tique. On peut regrouper les 2 dernières en une seule l'interaction électrofaible. L'interaction gravitationnelle est laissée de côté puisqu'il n'existe pas encore de théorie vérifiée qui l'unifie aux 3 autres interactions. Dans ce modèle standard les particules sont classifiées :

		fermions (3 générations de la matière)			bosons (forces)	
		I	II	III		
masse →		2.4 MeV	1.27 GeV	171.2 GeV	0	électromagnétisme
charge →		$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0	
spin →		$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	
nom →		u up	c charm	t top	$\gamma$ photon	
	Quarks	4.8 MeV	104 MeV	4.2 GeV	0	interaction forte
		$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0	
		$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	
		d down	s strange	b bottom	g gluon	
	Leptons	<2.2 eV	<0.17 MeV	<15.5 MeV	91.2 GeV	interaction faible
		0	0	0	0	
		$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	
		$\nu_e$ neutrino électronique	$\nu_\mu$ neutrino muonique	$\nu_\tau$ neutrino tauique	$Z^0$ boson $Z^0$	
		0.511 MeV	105.7 MeV	1.777 GeV	80.4 GeV	interaction faible
		-1	-1	-1	$\pm 1$	
		$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	
		e électron	$\mu$ muon	$\tau$ tau	$W^\pm$ boson W	

FIG. 4 – classification des particules d'après le modèle standard [5]

On peut y voir 2 grandes classifications que sont les fermions (de spin demi-entier) et les bosons (de spin entier).

- Les bosons (en rouge) sont les vecteurs des interactions entre les particules, on les appelle aussi des bosons de jauge en référence au fait que dans la théorie des champs quantiques ces bosons correspondent à des invariances de jauge dans le lagrangien associé aux processus physiques. On associe le photon à l'interaction électromagnétique, les gluons à l'interaction forte et les bosons W et Z à l'interaction faible.
- Les fermions (en violet et en vert), forment ce que l'on appelle communément la matière. Ils sont constitués de leptons et de quarks chacun possédant son antiparticule. Les quarks "fonctionnent" par paire u et d, c et s, b et t. C'est la dernière paire (appelée quarks de 3<sup>ème</sup> génération car classés par masse  $E = mc^2$  en eV <sup>1</sup>) qui va nous intéresser et plus précisément le quark le plus lourd : le quark top.

### 3.2 Le quark top

Le quark top (et son antiquark) est la particule du modèle standard la plus lourde (environ la masse d'un noyau d'or). Sa masse très importante implique qu'il nécessite des réactions de hautes énergies cinétiques afin de pouvoir le produire, c'est pourquoi ce

<sup>1</sup>Dans les prochaines pages, on utilisera la convention usitée en physique des particules et en théorie  $\hbar = c = 1$  ce qui implique par exemple que la dimension du temps est  $[E]^{-1}$  et celle de l'impulsion et la masse est  $[E]$  (avec E pour Énergie)...

fut le dernier quark découvert. Il fut prédit dès 1973 par Makoto Kobayashi et Toshihide Maskawa et découvert au Tevatron en 1995 [5] [9].

La charge du quark top est de  $+\frac{2}{3}e$ . La durée de vie du quark top est très brève : environ  $5.10^{-25}$ s [8] ce qui ne lui laisse pas le temps de s'hadroniser.

Les hadrons sont des états liés de quark-antiquark. Ils sont classés en baryons ( $qqq$ ) ou Mésons ( $q\bar{q}$ ) avec  $q = u, d, c, s, b$  et  $\bar{q}$  leur anti-particule.

Les quark top ne s'hadronisant pas, ils se désintègrent.

### 3.2.1 La désintégration du quark top et de $t\bar{t}$

Le quark top se désintègre principalement (rapport d'embranchement privilégié [10] ) selon le mode :  $t \rightarrow W + q$  (noté  $Wq$ ) ( $q=b,s,d$ )[10], le boson  $W$  se désintégrant lui même en  $W \rightarrow l\nu_l$  ( $l = e, \mu, \tau$ ) ou bien  $W \rightarrow$  hadrons ( $q_1, q_2$ ).

Lors des collisions protons-protons, détectées par ATLAS, on crée des paires  $t\bar{t}$  par interaction forte. Ensuite se produit la désintégration du  $t$  et du  $\bar{t}$ . La figure ci dessous représente cette désintégration sous la forme d'un schéma proche d'un diagramme de feynmann (diagramme mathématique permettant de calculer la matrice de diffusion en mécanique quantique).

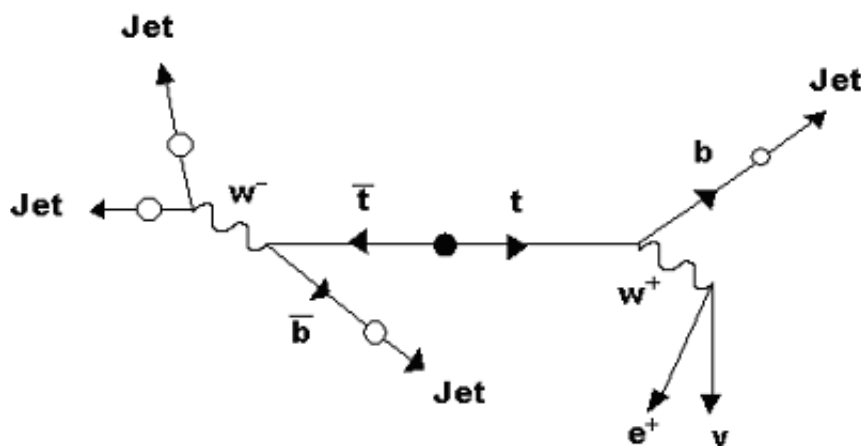


FIG. 5 – Schéma d'une désintégration  $t\bar{t}$  semi-leptonique[2]

Un jet de particules étant le produit du processus d'hadronisation d'un quark ou d'un gluon (un quark dans notre cas). La figure 5 représente une désintégration semi leptonique car l'un des  $W$  se désintègre en un lepton (ici le positron  $e^+$ ) et son neutrino ( $\nu_e$ ) tandis que l'autre se désintègre en 2 jets. Il est aussi possible d'avoir des désintégrations complètement leptoniques ou bien composées uniquement de jets.

### 3.2.2 Masse du quark top

La masse du quark top est mesurée à  $173,1 \pm 0,6_{(stat.)} \pm 1,1_{(syst.)}$  GeV (figure 6). Cette masse fait l'objet de nombreuses recherches, on peut voir ci dessous les dernières expériences qui ont permis d'améliorer la précision de cette mesure :

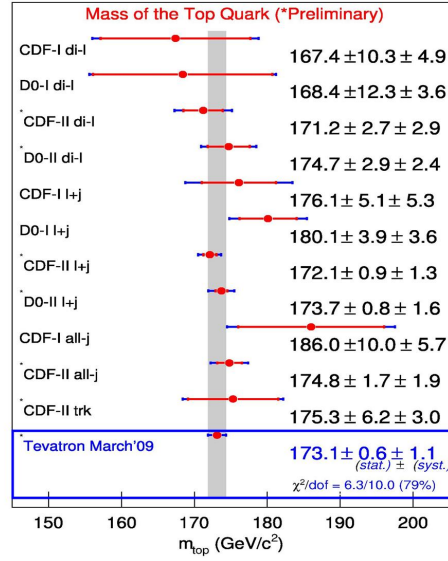


FIG. 6 – Masse du quark top dans différentes expériences[1]

La mesure de la masse du quark top est nécessaire pour plusieurs raisons :

- C'est un paramètre dans le modèle standard, par conséquent on ne peut pas prévoir sa masse théoriquement, et il nous faut trouver sa masse expérimentalement.
- Le quark top intervient dans de nombreuses réactions à hautes énergies qui se produisent au sein du LHC et connaître sa masse plus précisément permettra de minimiser les erreurs et renforcera notre connaissance sur les réactions produites. Exemples :  $q\bar{q} \rightarrow W_+ \rightarrow t\bar{b}$  ou bien  $q_1g \rightarrow q_2t\bar{b}$  avec g un gluon, q un quark, b un quark bottom, W un boson électrofaible.
- Les événements associés au quark top sont susceptible de constituer un bruit de fond important dans la recherche du boson de Higgs (boson scalaire prédit théoriquement permettant de donner de la masse aux bosons de jauge W et Z) ou de la nouvelle physique. Cela permet de tester et d'améliorer voire invalider le modèle standard.

Voyons comment on peut calculer simplement la masse du quark top dans une réaction semi-leptonique (cf figure 5).

Dans le centre de masse on a :

$$\mathbf{P}_t + \mathbf{P}_{\bar{t}} = \mathbf{0}$$

Avec  $\mathbf{P}_t$  et  $\mathbf{P}_{\bar{t}}$  les quadri-vecteurs de t et  $\bar{t}$ . exemple :  $\mathbf{P}_t = \begin{pmatrix} E_t \\ \vec{P}_t \end{pmatrix}$

$$\mathbf{P}_t + \mathbf{P}_{\bar{t}} = \mathbf{P}_b + \mathbf{P}_{\bar{b}} + \mathbf{P}_{w_+} + \mathbf{P}_{w_-} = \mathbf{0}$$

$$\mathbf{P}_t + \mathbf{P}_{\bar{t}} = \mathbf{P}_b + \mathbf{P}_{\bar{b}} + \mathbf{P}_l + \mathbf{P}_{\nu_l} + \mathbf{P}_{q_1} + \mathbf{P}_{q_2} = \mathbf{0}$$

avec  $q_1, q_2, b, \bar{b}$  les jets ; mais aussi :

$$\mathbf{P}_{\bar{t}}^2 = (\mathbf{P}_{\bar{b}} + \mathbf{P}_{w_-})^2$$

$$\mathbf{P}_t^2 = (\mathbf{P}_b + \mathbf{P}_{w_+})^2$$

Soit :

$$m_t^2 = m_{\bar{t}}^2 = m_b^2 + m_{W_-}^2 + 2E_b E_{W_-} - 2\vec{P}_b \cdot \vec{P}_{W_-} \quad (1)$$



D'après (1) on peut donc retrouver cinématiquement la masse du quark top à condition d'avoir les énergies et impulsions du boson  $W$  et du quark  $b$ .

La première partie du stage a consisté à retrouver cinématiquement cette masse dans un lot d'évènements de désintégrations  $t\bar{t}$  semi-leptonique comme sur la figure 5.

## 4 Mesurer cinématiquement la masse du quark top \_\_\_\_\_

### 4.1 Introduction à ROOT et au système de coordonnées de la physique des particules

Dans un premier temps l'apprentissage de l'utilisation de ROOT [1], qui est un programme orienté objet contenant de nombreuses bibliothèques et pouvant lire le `c++`, fut obligatoire. Il permet de nombreuses applications en physique des particules dont celle de créer des histogrammes (1,2 ou 3D).

Le système d'unités utilisé est un système adapté à la géométrie du LHC et aux propriétés des détecteurs. En effet les collisions se font sur l'axe centrale d'un cylindre, on pourrait donc utiliser les coordonnées cylindriques, cependant les détecteurs étant disposés sur le contour du cylindre on ne détecte que les valeurs **transversales** des impulsions. On utilisera donc la pseudo-rapacité :  $\eta$

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

avec  $\theta$  l'angle entre  $\vec{Oz}$  et  $\vec{r}$  en coordonnées sphérique; l'angle  $\phi$  (identique à celui en coordonnées sphérique).

on a donc pour un vecteur impulsions  $\vec{P} = \begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_t \cos(\phi) \\ P_t \sin(\phi) \\ P_t \sinh(\eta) \end{pmatrix}$  avec  $P_t$  l'impulsion transverse.

Dans une liste d'évènements de désintégration semi-leptonique  $t\bar{t}$  (*cf* figure 5) mis sous le format de `root`, le programme comportait plusieurs variables sous la forme d'histogramme 1D.

Voici un exemple de données dans un histogramme :

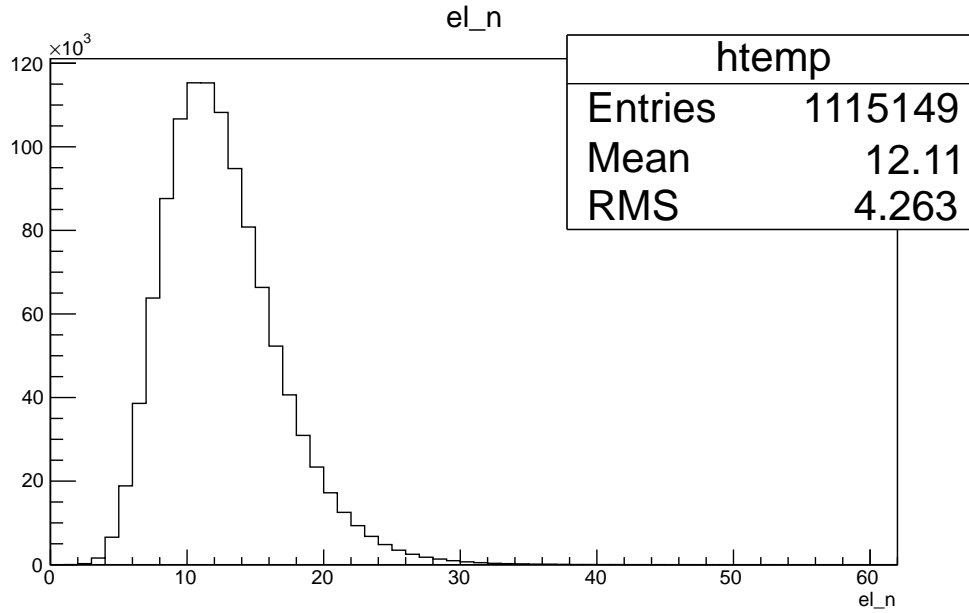


FIG. 7 – Nombres d'électrons pour chaque évènement : histogramme 1D

Les données étudiées ici et dans la suite sont des données Monte-Carlo, c'est à dire des données simulées numériquement (par une méthode probabiliste) qui reproduisent avec une bonne fiabilité des désintégrations  $t\bar{t}$  et les caractéristiques des détecteurs.

On observe donc ici que sur 1 115 149 évènements de désintégrations semi-leptonique  $t\bar{t}$  on a en moyenne produit 12,11 électrons.

L'importance de trier ces évènements est ici bien visible. En effet la désintégration semi-leptonique  $t\bar{t}$  ne produit que un seul lepton (*cf* figure 5). Par conséquent parmi les 12 électrons de certains évènements il va falloir sélectionner l'électron qui correspond bien à la désintégrations  $t\bar{t}$  les autres provenant d'autres désintégrations qui ne nous intéressent pas ; de même avec les muons.

*Pour plus de précisions voir l'annexe 1.*

## 4.2 La quadri-impulsion du W

Comme nous l'avons vu précédemment avec l'équation (1), pour accéder à la masse du quark top, nous avons besoin de la quadri-impulsion  $\mathbf{P}_w$  ; il faut donc d'abord identifier les jets issues de la désintégrations du W.

Afin d'y parvenir, il fallait d'abord sélectionner les évènements afin de bien identifier les éléments des désintégrations  $t\bar{t}$ , les sélections effectuées sont :

- les évènements possédant 4 jets afin de correspondre à la réaction.
- suppression des leptons ( $e$  ou  $\mu$ ) ayant une charge nulle ( identifiés comme de mauvais leptons) et sélection du lepton de plus haute énergie.
- Les jets doivent avoir une impulsion transverse  $P_t > 25$  GeV.
- Les électrons doivent avoir une impulsion transverse  $P_t > 18$  GeV et une énergie  $E > 30$  GeV
- Les jets et les électrons ayant une pseudo-rapacité  $\eta$  tel que :  $0 < \eta < 2,5$  sont sélectionnés.

- Les électrons ayant une pseudo-rapidité  $\eta$  tel que :  $1,37 < \eta < 1,52$  ne sont pas sélectionnés car c'est une région où le calorimètre électromagnétique est aveugle.

Ensuite je devais sélectionner le couple de jet afin de reproduire le mieux la masse du W (connue et mesurée précisément à environ  $80,399 \pm 0,023$  GeV [10]), car on a

$$\mathbf{P}_w = \mathbf{P}_{q_1} + \mathbf{P}_{q_2} \Rightarrow \mathbf{P}_w^2 = E_w^2 - \vec{P}_w^2 = m_w^2 \quad (2)$$

avec  $E_w = E_{q_1} + E_{q_2}$  et  $\vec{P}_w = \vec{P}_{q_1} + \vec{P}_{q_2}$ . À l'aide de l'équation (2) j'ai sélectionné le couple de jets parmi les 4 jets se rapprochant le plus de la masse du W. L'autre couple restant devant donc correspondre au quark  $b$  et  $\bar{b}$ .

Voici l'histogramme correspondant à la masse du W trouvée à l'aide d'un couple de jets pour tout les évènements :

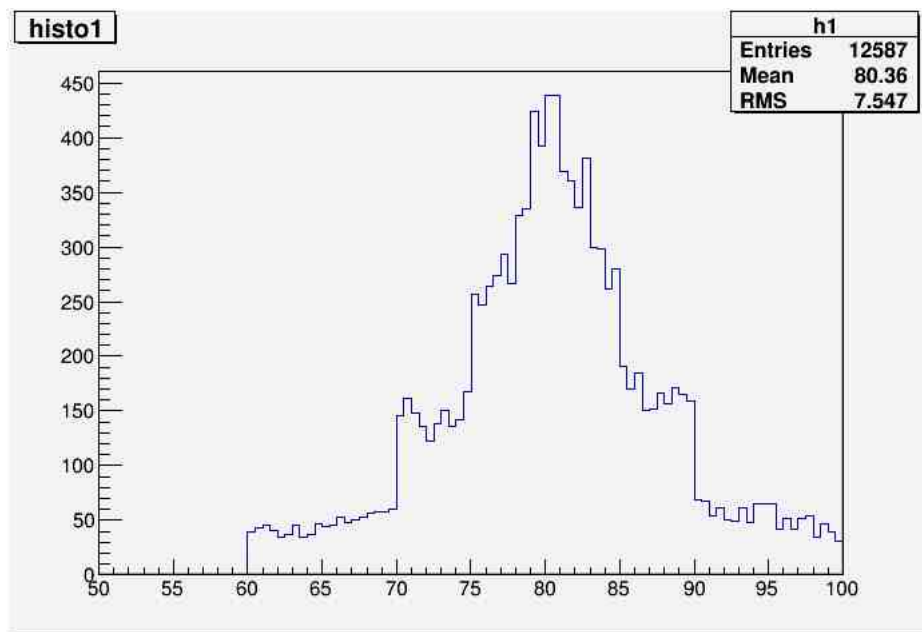


FIG. 8 – Masse du W après sélection des meilleurs couples de jets : histogramme 1D (données Monte-Carlo)

L'histogramme 8 montre que les couples choisis correspondent bien en moyenne à la masse du W (la moyenne est ici de 80,36 GeV ce qui est proche de la vraie masse).

De plus, on remarquera que le tri des bons évènements (bon muon ou électron, évènements à 4 jets...) a réduit considérablement le nombre d'évènements passant de plus de 1 millions à 12 587.

Une fois le bon couple de jets associé au boson W trouvé on utilise l'équation (1) afin de retrouver la masse du quark top.

### 4.3 La masse du quark top

Pour trouver la masse du quark top, il ne reste plus qu'à appliquer l'équation (1) pour le jet de  $b$ . Ne distinguant pas les 2 derniers jets, nous calculerons la masse du top pour chacun des 2 jets ne provenant pas de la désintégration du W (et donc correspondant à  $b$  et  $\bar{b}$ ). L'un des 2 résultats sera bon et l'autre mauvais. Sur le nombre important d'évènement

(environ 12 000), environ la moitié des résultats devraient participer au bruit de fond et la masse du quark top devrait émerger grâce à l'autre moitié.

Voici l'histogramme des résultats avec des muons choisis comme leptons :

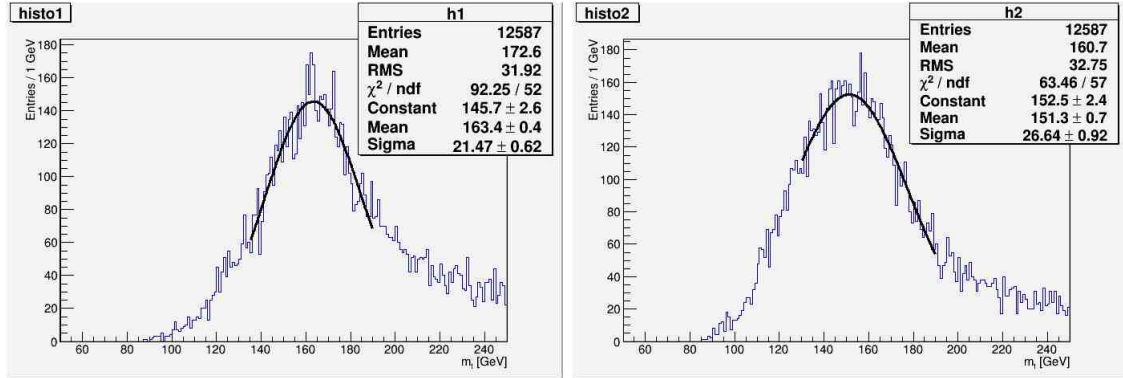


FIG. 9 – Masse du quark top pour chacun des 2 derniers jets (cas des muons) : histogramme 1D

Voici l'histogramme des résultats avec des électrons choisis comme leptons :

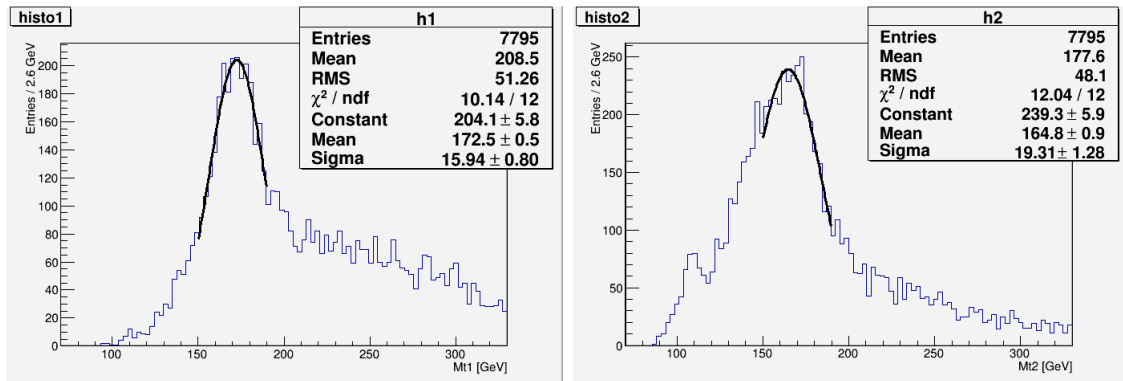


FIG. 10 – Masse du quark top pour chacun des 2 derniers jets (cas des électrons) : histogramme 1D

Nous voyons émerger 4 masses, un peu différentes, du quark top. Après avoir ajusté la statistique par des gaussiennes nous obtenons le maximum de la gaussienne pour des valeurs de masse de 163,4 GeV, 151,3 GeV, 172,5 GeV et 164,8 GeV. Si l'on fait une moyenne cela fait environ  $163 \pm 11$  GeV. Il est certainement possible d'améliorer la précision de cette mesure, en faisant par exemple des sélections différentes, en augmentant la statistique et/ou en purifiant les données. De plus il faudrait faire un travail statistique afin d'évaluer l'incertitude de cette mesure.

Nous avons donc pu estimer rapidement la masse du quark top grâce à des calculs cinématiques simples, il existe cependant d'autres moyens d'évaluer cette masse.

## 5 Masse du quark top : la méthode des éléments de matrice

Dans la seconde partie du stage, nous allons étudier une deuxième possibilité afin de déterminer la masse du quark top : La méthode des éléments de matrice [9].

### 5.1 Introduction de la méthode

La désintégration  $t\bar{t}$  peut être vue comme un processus similaire à une diffusion avec des particules dans un état initial puis d'autres dans un état final après la désintégration. Dans la suite les désintégrations  $t\bar{t}$  considérées sont des désintégrations leptoniques (ex :  $t\bar{t} \rightarrow e^- \mu^+ \bar{\nu}_e \nu_\mu b\bar{b}$ ).

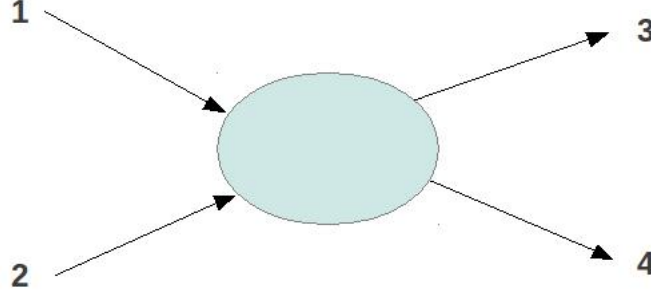


FIG. 11 – exemple d'un processus de diffusion sur 2 particules

Si on a 1 et 2 les 2 particules à l'état initial et 3 et 4 les 2 particules à l'état final. La densité de probabilité  $P$  que cette diffusion se produise est :

$$P = |\langle final | S | initial \rangle|^2$$

Avec  $S$  la matrice de diffusion,  $| initial \rangle$  la fonction d'onde des particules dans l'état initial,  $| final \rangle$  la fonction d'onde des particules dans l'état final.

Le principe de la méthode des éléments de matrice est de calculer la densité de probabilité de chaque évènement (désintégration  $t\bar{t}$ ) pour le signal et pour le bruit de fond en fonction d'un paramètre : ici la masse du quark top. On a donc

$$P_{evt}(x | M_t) = f_{top} P_{sig}(x | M_t) + (1 - f_{top}) P_{bdf}(x)$$

Avec  $x$  : l'ensemble des quantités mesurées,  $M_t$  le paramètre,  $f_{top}$  le rapport entre le signal et le bruit de fond  $P_{sig}$  la densité de probabilité dû au signal et  $P_{bdf}$  la densité de probabilité dû au bruit de fond.

Le maximum de probabilité correspondra au paramètre le plus probable et donc à la masse du quark top la plus probable.

D'après la mécanique quantique et selon la règle d'or de Fermi la probabilité de transition est proportionnelle à la section efficace ( $P \propto \sigma$ ). La probabilité pour le signal devient :  $P_{sig}(x | M_t) \propto \frac{d\sigma(M_t)}{dx}$  en normalisant tel que  $\int P_{sig} dx = 1$ , on obtient :

$$P_{sig}(x | M_t) = \frac{d\sigma(M_t)}{dx} \frac{1}{\sigma(M_t)}$$

La probabilité finale sera le produit des probabilités de chaque évènement. En effet les évènements étant indépendants entre eux on a  $P(A \cap B) = P(A)P(B)$ .

L'évènement le mieux reconstruit correspondra à la plus forte probabilité et donc à la masse du quark top la plus appropriée. La probabilité final est construite à l'aide de la vraisemblance  $L$  :

$$L(x | M_t) = \prod_{evt=1}^n P_{evt}(x | M_t)$$

Ou pour des raisons numérique :

$$-\ln(L(x | M_t)) = - \sum_{evt=1}^n \ln(P_{evt}(x | M_t))$$

La courbe de la vraisemblance pourra ensuite être ajusté à un polynôme du second degrés puisque la densité de probabilité suit une loi normale autour de  $m_{t_0}$  (en  $e^{-\frac{(m_t - m_{t_0})^2}{2\sigma^2}}$ ).

Voici un exemple d'une courbe de densité de probabilité ajusté par un polynôme, on voit ici que la masse du quark top la plus probable est d'environ  $170,92 \pm 0,08$  GeV.

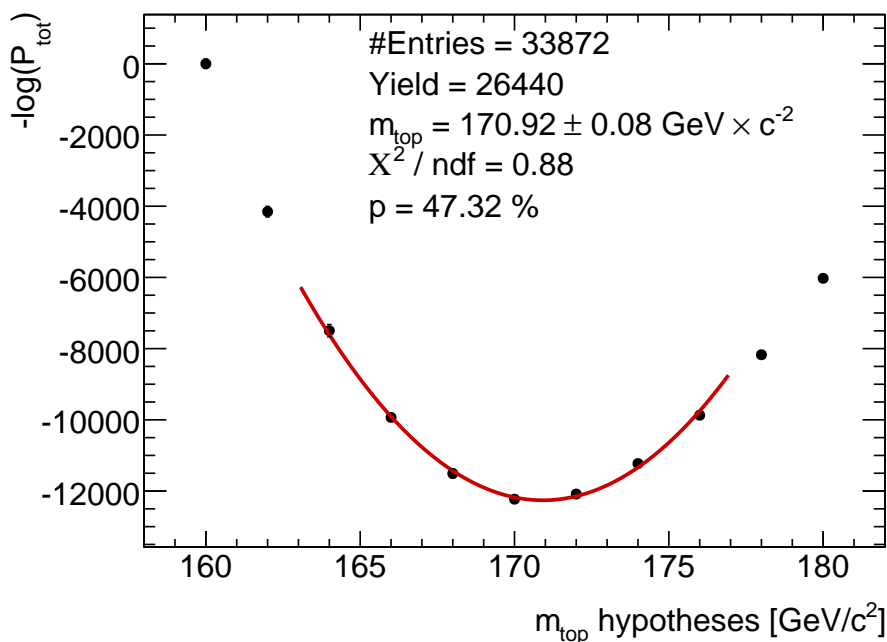


FIG. 12 – exemple d'une courbe de probabilité en fonction de différentes masses du quark top testées :  $\ln(L(x | M_t))$

Cette exemple représente la vraisemblance pour des données Monte-Carlo possédant une masse top de 170 GeV.

## 5.2 Retrouver la vraisemblance

Le calcul de la densité probabilité de  $P = |\langle final | S | initial \rangle|^2$  consiste à intégrer. Le calcul des éléments de matrice de  $S$  et de l'intégrale est réalisé à l'aide d'un programme se nommant MadWeight [3].

Dans un premier temps, afin de vérifier l'efficacité de la méthode, on calcule la vraisemblance sur des données dites Monte-Carlo. On peut changer les paramètres d'entrés des données Monte-Carlo. Deux masses différentes du quark top seront testées :

- des données Monte-Carlo qui reproduisent des évènements  $t\bar{t}$  avec une masse du quark top générée à 160 GeV ;
- des données Monte-Carlo qui reproduisent des évènements  $t\bar{t}$  avec une masse du quark top générée à 170 GeV.

Si la méthode des éléments de matrices est efficace le maximum de probabilité, avec comme paramètre différentes masse de quark top, devrait se trouver à une masse de 160 GeV pour les premières données simulées et de 170 GeV pour les deuxièmes.

À partir des densités de probabilités de nombreux évènements (pour 11 masses du quark top différentes) rassemblées dans des fichiers, on parvient, en enlevant les évènements de probabilité nulle, à reconstituer la vraisemblance en fonction de différentes masses du quark top (*voir l'annexe 2 pour plus de précisions et l'annexe 3 pour la distribution des probabilités*).

Pour cela j'ai réalisé un programme qui effectuait ce tri et qui calculait la vraisemblance. Observons les résultats obtenus :

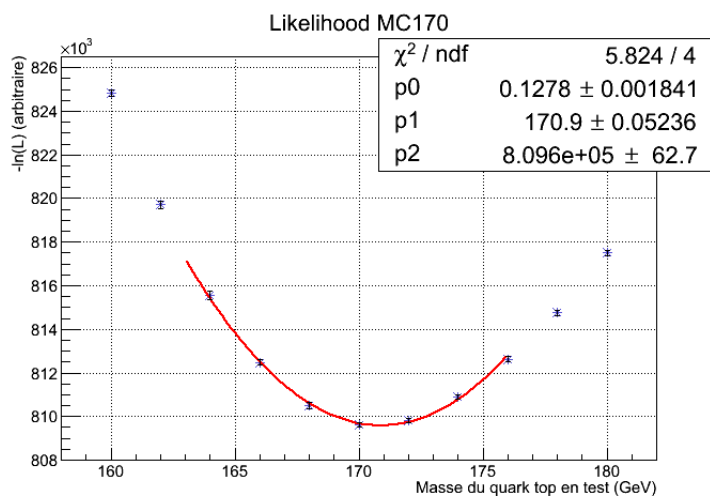


FIG. 13 – courbe de probabilité en fonction de différentes masses du quark top testées pour une masse générée de 170 GeV :  $-\ln(L(x | M_t))$  (ajustée par un polynôme du second degré)

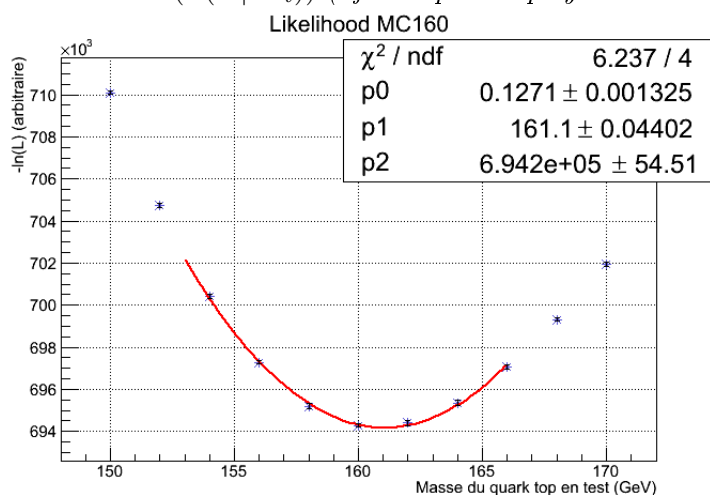


FIG. 14 – courbe de probabilité en fonction de différentes masses du quark top testées pour une masse générée de 160 GeV :  $-\ln(L(x | M_t))$  (ajustée par un polynôme du second degré)

Les polynômes utilisés dans ces graphiques sont de la forme  $\frac{2}{P_0^2} * (M_t - P_1)^2 + P_2$ . Le polynôme utilisé est tel que  $P_1$  correspond à la masse du quark top  $M_{top}$ ,  $P_0$  à l'incertitude

sur cette masse ( $\Delta M_{top}$ ) et  $P_2$  à la vraisemblance pour  $M = M_{top}$ . La figure 13 indique que la masse trouvée par la méthode des matrices est environ de  $170,9 \pm 0,13$  GeV ce qui est proche de la masse générée de 170 GeV. De même sur la figure 14, pour une masse générée de 160 GeV, on trouve environ  $161,1 \pm 0,13$  GeV. La méthode des matrices semble donc relativement efficace pour retrouver la masse du quark top, on remarquera cependant que la méthode implique un léger décalage vers les hautes énergies (d'environ 1 GeV) dont il faudra tenir compte lors de l'application de la méthode sur de véritables mesures et non plus des mesures simulées.

De même afin d'évaluer les conséquences du bruit de fond sur les résultats on a simulé des données Monte-Carlo de bruit de fond et tracé la vraisemblance du bruit de fond. Le bruit de fond étant principalement composé de processus Drell-Yan ( $Z \rightarrow \tau\tau + 2$  jets), production d'un seul quark top et di-boson. Le bruit de fond décale la masse du quark top vers  $168,1 \pm 1,01$  GeV.

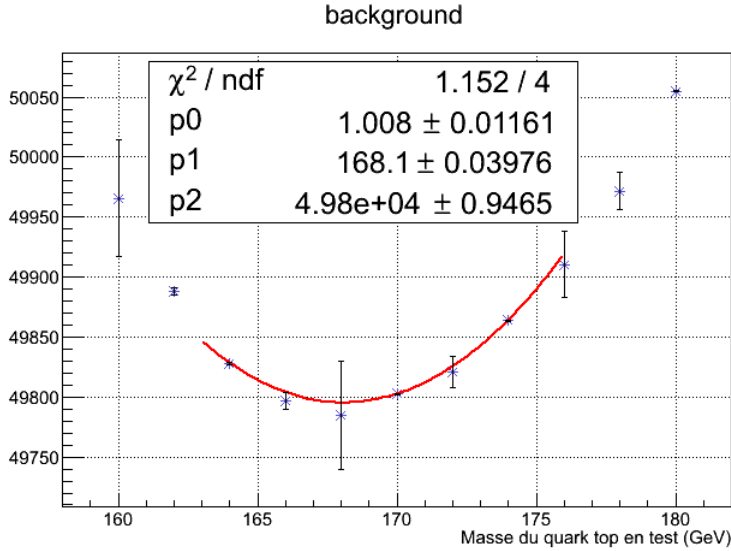


FIG. 15 – courbe de probabilité en fonction de différentes masses du quark top testées, pour le bruit de fond :  $-\ln(L(x | M_t))$  (ajustée par un polynôme du second degré)



Voyons comment agit le bruit de fond sur la vraisemblance pour une masse générée à 170 GeV en les combinant pour différents niveaux de pureté :

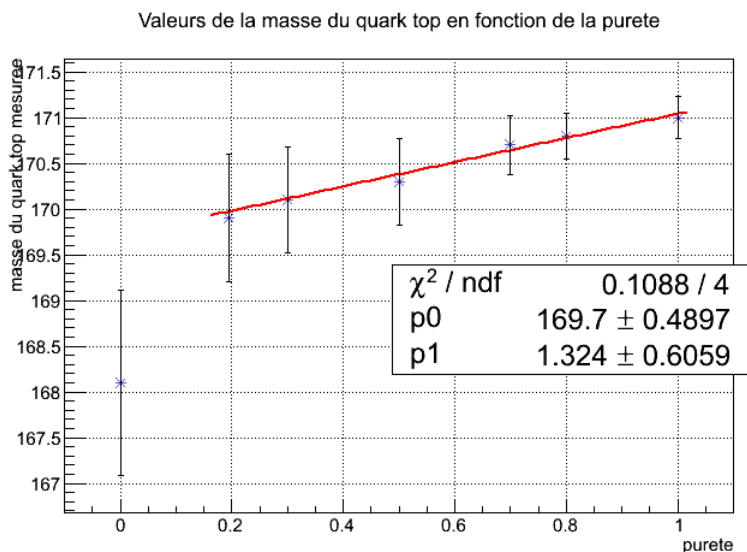


FIG. 16 – Courbe de la masse du quark top mesurée en fonction de la pureté des évènements (pureté maximum pour 1, minimum pour 0)

L'influence du bruit de fond est donc bien effectif et décale la masse du quark top. On passe d'une masse  $M_{top} = 168,1 \pm 1,01$  GeV pour un lot d'évènements composés uniquement de bruit de fond (donc impur) à une masse  $M_{top} = 171,0 \pm 0,23$  GeV pour un lot d'évènements de données Monte-Carlo générée à 170 GeV de même taille que celui de bruit de fond (donc de pureté maximal). La courbe est ajustée, pour les dernières valeurs, par un polynôme du premiers degrés ( $P_0 * x + P_1$ ). Grâce à celui ci on peut estimer l'incidence du bruit de fond sur la mesure de la masse du quark top sur des échantillons relativement pur (ce qui est en général le cas). L'augmentation de la pureté de 1 % entraîne une augmentation d'environ  $13,2 \pm 6$  MeV de la masse que quark top mesurée. De plus on remarque la diminution des barres d'erreurs avec la plus grande pureté des évènements.

*Pour plus de précisions voir l'annexe 4.*

## 6 Conclusions

---

La masse du quark top nécessite de nombreuses précautions avant d'être mesuré précisément, et la méthode des éléments de matrices n'échappe pas à cette règle. C'est pour cela qu'on a utilisé les données Monté-Carlo générées à des masses de 170 GeV et 160 GeV. On a vu que la méthode est efficace bien qu'il faudra tenir compte d'un calibrage (légers décalage d'environ 1 GeV).

De même nous devons prendre en compte l'influence du bruit de fond sur la méthode. On a vu que celui ci entraînait un décalage plus ou moins important selon la pureté de l'échantillon. Il faudra donc en tenir compte lors de la mesure effective de la masse du quark top.

La distribution des probabilités a montré qu'il pourrait, peut être, être intéressant de sélectionner des régions de probabilités où le bruit de fond serait moins important.

Pour conclure je voudrais remercier l'équipe et notamment Tristan et Aurélien qui m'ont aidé en répondant à mes (nombreuses) questions.

## 7 Annexes

### 7.1 Annexe 1 : Exemple de l'organisation d'un évènement au sein de ROOT

Les données root étaient ordonnées comme ceci : (exemple de l'évènement 100)

=====> EVENT :100

```

el_n          = 17
el_E          = (vector<float>*)0x1a5d0d80
el_Pt        = (vector<float>*)0x1ba40b90
el_Eta       = (vector<float>*)0x1b8a6c60
el_Phi       = (vector<float>*)0x1ba2dfc0
el_Charge    = (vector<float>*)0x1ba2e040
mu_n         = 2
mu_E         = (vector<float>*)0x1b8f2500
mu_Pt        = (vector<float>*)0x1b8f3c50
mu_Eta       = (vector<float>*)0x1b8f24e0
mu_Phi       = (vector<float>*)0x1b8f4000
mu_Charge    = (vector<float>*)0x1b8f4200
met_E        = 95.5637
met_Eta      = 0
met_Phi      = 1.47583
jet_n        = 7
jet_E        = (vector<float>*)0x1b8f4990
jet_Pt       = (vector<float>*)0x1b9e6300
jet_Eta      = (vector<float>*)0x1b9e6cb0
jet_Phi      = (vector<float>*)0x1b9e7660

```

Avec :

**el** pour électron,

**mu** pour muon,

**met** pour missing energy transverse (l'énergie transverse manquante :correspond à l'énergie des neutrinos),

**jet** pour les jets ( $b, \bar{b}, q_1, q_2$ ),

**n** pour le nombre,

**E** pour l'énergie total,

**Pt** pour l'impulsion transverse,

**Eta** pour l'angle  $\eta$ ,

**Phi** pour l'angle  $\phi$ ,

**Charge** pour la charge des leptons ( $\pm 1$ ).

Certain sont sous forme vectoriel comme par exemple **el\_E** ou **el\_Pt** puisqu'il y a plusieurs électrons. Grâce à toutes ces informations nous pouvons retrouver la masse du quark top.

## 7.2 Annexe 2 : Exemple d'un fichier de données de densité de probabilité à la sortie de madweight

```

File number : 1
1.0 0.0 0.0
1.1 1.13110973e-22 5.59010606e-25
1.2 6.49398081e-25 2.95780129e-27 ← : exemple utilisé
1.3 5.09564201e-22 2.34694763e-24
1.4 1.9957164e-24 9.82752757e-27
2.0 0.0 0.0
2.1 2.78328242e-22 1.29783409e-24
2.2 9.89418487e-25 4.85686845e-27
2.3 5.19070025e-22 2.42529355e-24
2.4 4.06161929e-24 2.20588212e-26
...
11.3 7.31973596e-23 2.57120088e-25
11.4 4.06878614e-23 1.82124052e-25
File number : 2
etc...
```

- Examinons à quoi correspond chaque nombre dans le fichier numéro 1 dans un exemple :
- le premier nombre `1.2` possède deux chiffres le 1 correspond à la masse testée (par exemple 165 GeV) . Le second chiffre 2 correspond à l'évènement numéro 2 (sur 5 évènements ici allant de 0 à 4).
  - le second nombre `6.49398081e-25` correspond à la densité de probabilité calculée par madweight (ici de la masse 1 et de l'évènement 2).
  - le troisième nombre `2.95780129e-27` correspond à l'erreur sur la densité de probabilité.

Les fichiers comporte souvent 11 masses testées et le nombre d'évènements peut varier (ici on en a donc 5).

On s'aperçoit ici que certains évènements associés à certaine masse peuvent avoir une probabilité nulle. Ici par exemple pour `2.0` (la masse 2 et l'évènement 0) on a une probabilité égal à 0. Ces évènements sont mauvais, il faut donc les retirer pour toutes les masses (ici 1.0, 2.0, 3.0, ... ,11.0 ).

### 7.3 Annexe 3 : Distribution des probabilités

Voici quelques exemples de distributions de  $\ln(p)$ .

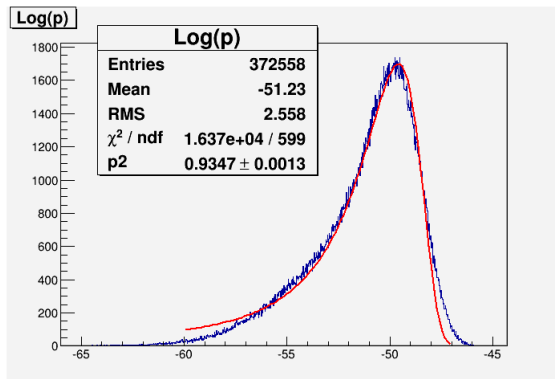


FIG. 17 – *a gauche* : Distribution des  $\ln(p)$  pour une masse du quark top générée de 170 GeV ajustée à l'aide d'une loi de Landau

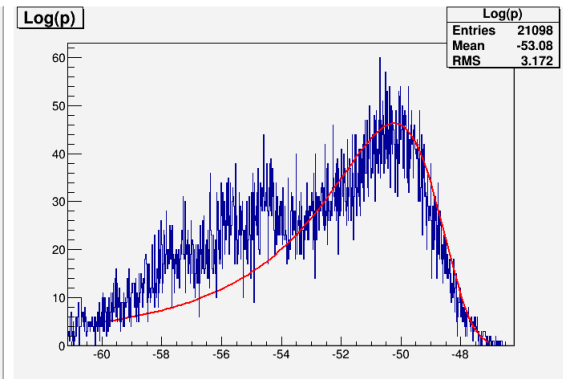


FIG. 18 – *à droite* : Distribution des  $\ln(p)$  pour le bruit de fond reconstruit ajustée à l'aide d'une loi de Landau

Dans les deux cas les probabilités sont prises indépendamment des masses de quark top testées. On a donc une distribution qui s'étend sur tous les événements (sauf ceux possédant une probabilité nulle).

Sur la figure 17 on observe que le  $\ln(P)$  le plus courant se trouve autour de  $P = \exp(-49,5)$  avec une queue plus longue du côté des basses probabilités. Sur la figure 18 on observe que le  $\ln(P)$  le plus courant se trouve autour de  $P = \exp(-50,5)$  avec une queue plus longue du côté des basses probabilités.

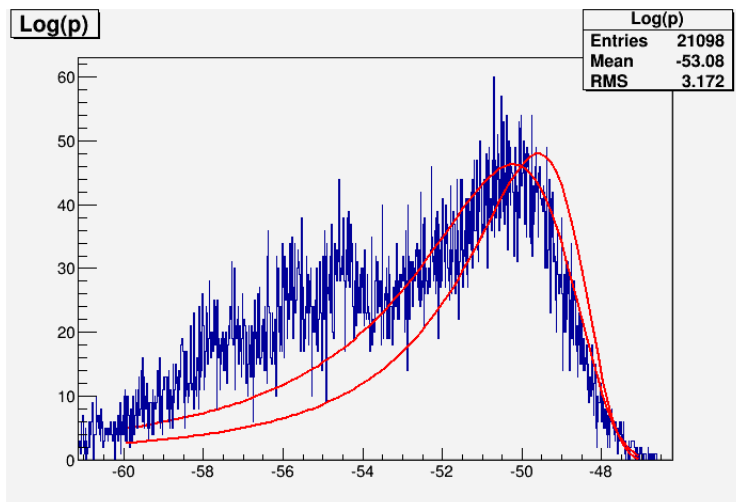


FIG. 19 – *Distribution des  $\ln(p)$  pour le bruit de fond reconstruit ajustée à l'aide d'une loi de Landau et comparée à une loi de Landau pour une masse de 170 GeV (normalisée)*

Lorsque que l'on compare les 2 distributions on s'aperçoit que le bruit de fond possède une queue plus large et est plus orienté vers les basses probabilités. De plus la loi de Landau est moins bien adaptée à la statistique du bruit de fond qui semble plus étalée et disparate. Il semble que certaines basses probabilités soient privilégiées.

### 7.4 Annexe 4 : Courbe de probabilité de différentes puretés (bruit de fond + masse générée à 170 GeV)

Voici en détail les courbes qui ont permis la création de la courbe de la figure 16

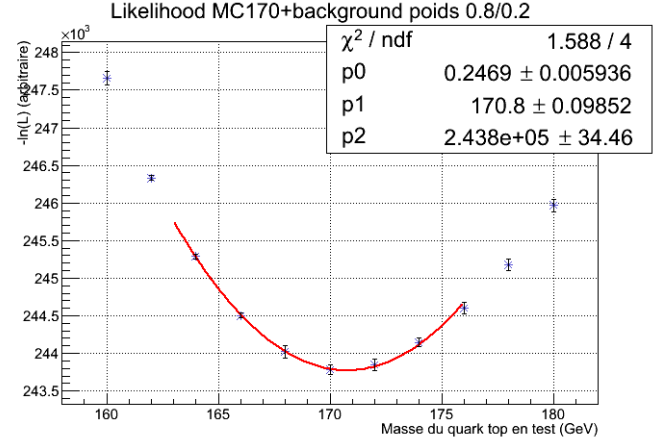
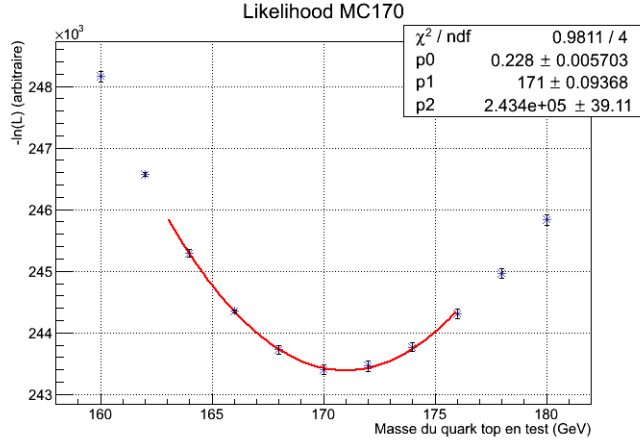


FIG. 20 – à gauche : courbe de probabilité en fonction de différentes masses du quark top testées pour une masse générée de 170 GeV

FIG. 21 – à droite : courbe de probabilité en fonction de différentes masses du quark top testées pour une masse générée de 170 GeV (80 pourcent) et du bruit de fond (20 pourcent)

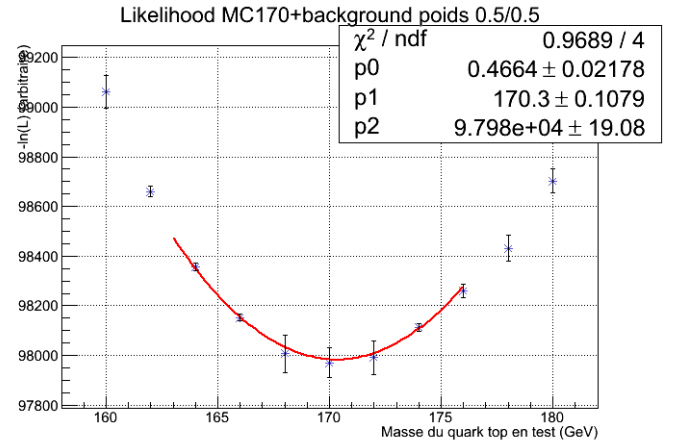
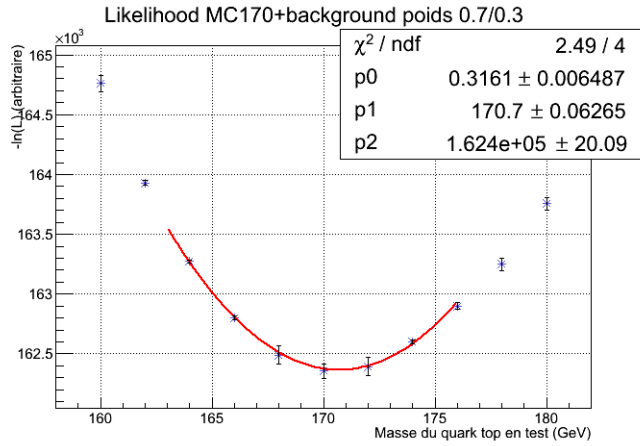


FIG. 22 – à gauche : courbe de probabilité en fonction de différentes masses du quark top testées pour une masse générée de 170 GeV (70 pour-cent) et du bruit de fond (30 pour-cent)

FIG. 23 – à droite : courbe de probabilité en fonction de différentes masses du quark top testées pour une masse générée de 170 GeV (50 pour-cent) et du bruit de fond (50 pour-cent)

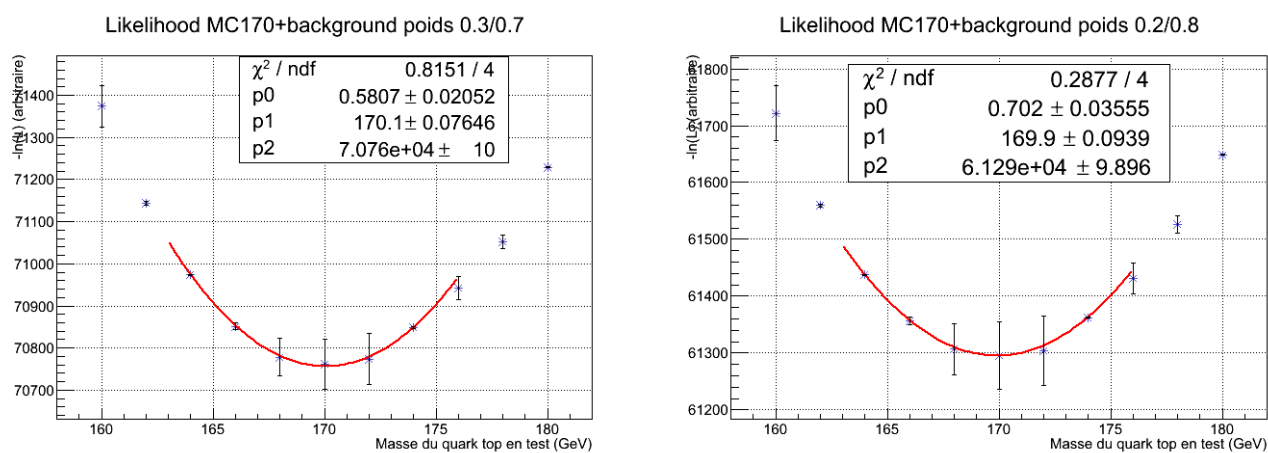


FIG. 24 – à gauche : courbe de probabilité en fonction de différentes masses du quark top testées pour une masse générée de 170 GeV (30 pour-cent) et du bruit de fond (70 pour-cent)

FIG. 25 – à droite : courbe de probabilité en fonction de différentes masses du quark top testées pour une masse générée de 170 GeV (19,5 pour-cent) et du bruit de fond (80,5 pour-cent)

## Références

- [1] site internet de l'irfu/cea. <http://irfu.cea.fr>.
- [2] site internet de l'université de laval. <http://feynman.phy.ulaval.ca>.
- [3] site internet de madgraph, madweight. <https://server06.fynu.ucl.ac.be/projects/madgraph/wiki/MadWeight>.
- [4] site internet de science in school. <http://www.scienceinschool.org/2008/issue10/lhchow/french>.
- [5] site internet de wikipedia. <http://fr.wikipedia.org>.
- [6] site internet du lhc. <http://www.lhc-france.fr>.
- [7] site internet du lnph. <http://lnph.in2p3.fr/>.
- [8] Demilly A. Physique du quark top au lhc avec le détecteur atlas (stage de master 2). Paris, Mai 2011. Paris UPMC.
- [9] Pietro G. Cavalleri. Etude de faisabilité de la mesure de la masse du quark top dans le canal électron-muon avec le détecteur atlas auprès du lhc (thèse).
- [10] K Nakamura et al. Particle physics booklet. *Journal of Physics*, page 22, 2010.