



Mesure de la masse du quark top à partir d'événements $t\bar{t}$ présentant un J/ψ dans l'état final avec l'expérience CMS du LHC

Elvire Bouvier

► To cite this version:

Elvire Bouvier. Mesure de la masse du quark top à partir d'événements $t\bar{t}$ présentant un J/ψ dans l'état final avec l'expérience CMS du LHC. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Lyon, 2016. Français. <NNT : 2016LYSE1092>. <tel-01393723>

HAL Id: tel-01393723

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01393723>

Submitted on 10 Nov 2016

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.

Thèse

présentée devant

l'Université Claude Bernard – Lyon 1

École Doctorale de Physique et d'Astrophysique

pour l'obtention du

DIPLÔME DE DOCTORAT

Spécialité : Physique des Particules

(arrêté du 7 août 2006)

par

E. Bouvier

Mesure de la masse du quark *top* à partir d'événements $t\bar{t}$ présentant un J/ψ dans l'état final avec l'expérience CMS du LHC

Préparée à

l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon

Sous la direction de

Monsieur R. Chierici

Monsieur P. Verdier

Soutenue le 1^{er} juillet 2016

devant la Commission d'Examen

Jury :

Monsieur R. Chierici	Directeur de thèse
Monsieur F. Déliot	Rapporteur
Monsieur D. Denegri	Examineur
Monsieur I. Laktineh	Président du jury
Madame F. Ledroit	Rapporteur
Monsieur M. Mulders	Examineur
Monsieur P. Verdier	Co-directeur de thèse

RÉSUMÉ

La masse du quark *top* est un paramètre fondamental du Modèle Standard de la physique des particules. L'un des défis du programme de physique du LHC, où le quark *top* est produit en abondance, est la détermination précise de ce paramètre. Actuellement, il est mesuré via la reconstruction directe de tous les produits de désintégration du quark *top*. L'incertitude systématique sur la calibration en énergie des jets et sur l'étiquetage de quarks *b* limite grandement la précision de cette mesure et il est donc indispensable de développer des mesures alternatives. Une possibilité très prometteuse – jusque là jamais exploitée – est l'étude de désintégrations de paires de quarks *top*, où l'un des deux quarks se désintègre dans le canal leptonique avec un J/ψ créé lors de la fragmentation du quark *b*. La masse du quark *top* est extraite à travers sa corrélation à la masse invariante de la combinaison du J/ψ et du lepton chargé. Cette méthode présente l'avantage de n'utiliser que des leptons chargés, dont l'énergie-impulsion est mesurée avec une grande précision dans le détecteur CMS.

Mots-clefs : LHC, CMS, masse du quark *top*, méson J/ψ .

ABSTRACT

The top quark mass is a fundamental parameter of the Standard Model of Particle Physics. One of the challenges in the LHC physics case, where the top quark is produced in abundance, is the precise determination of this parameter. Currently, it is measured through the direct reconstruction of all the top quark decay products. The systematic uncertainty on the jet energy calibration and *b* tagging sensibly limits the precision on this measurement and it is thus vital to develop alternative measurements. A very promising possibility – never exploited until now – is the study of top pair decays, where one of the two quarks decays in the leptonic channel with a J/ψ created in the *b* quark fragmentation. The top quark mass is extracted through its correlation to the invariant mass of the J/ψ -charged lepton combination. This method presents the advantages of using charged leptons only, whose energy-momentum is measured with great accuracy in the CMS detector.

Keywords : LHC, CMS, top quark mass, J/ψ meson.

NOS REMERCIEMENTS

À NOS DIRECTEURS DE THÈSE,

Monsieur R. Chierici,
Monsieur P. Verdier,

Ils ont su nous laisser une grande autonomie tout au long de ce projet de recherche. Ils nous ont manifesté une totale confiance dans les moments les plus importants de l'élaboration de l'analyse et de son homologation par la collaboration CMS, tout en faisant toujours preuve d'une amicale exigence qui a guidé nos pas.

Qu'ils veuillent bien trouver dans le modeste résumé de ce travail le témoignage de notre reconnaissance.

AUX MEMBRES DU JURY,

À Monsieur I. Laktineh,

Nous le remercions de l'honneur qu'il nous fait en acceptant de présider ce jury. Qu'il veuille bien trouver ici l'expression de notre très respectueuse considération.

À Monsieur F. Déliot,

À Madame F. Ledroit,

Ils nous ont accordé un temps et des conseils précieux lors de la rédaction de ce manuscrit.

Qu'ils veuillent bien trouver ici l'expression de notre gratitude et juger ce travail avec indulgence.

À Monsieur D. Denegri,

À Monsieur M. Mulders,

Qu'ils veuillent bien trouver ici l'expression de nos sentiments respectueux.

AUX MEMBRES PERMANENTS DU GROUPE CMS DE L'IPNL,

Madame S. Beauceron,
Monsieur C. Bernet,
Madame G. Boudoul,
Monsieur R. Chierici,
Monsieur D. Contardo,
Monsieur P. Depasse,
Monsieur H. El Mamouni,
Monsieur J. Fay,
Madame S. Gascon,
Monsieur M. Gouzevitch,
Monsieur G. Grenier,
Monsieur B. Ille,
Monsieur I. Laktineh,
Monsieur M. Lethuillier,
Monsieur L. Mirabito,
Monsieur S. Perriès,
Madame V. Sordini,
Madame M. Vander Donckt,
Monsieur P. Verdier,
Monsieur S. Viret,

Pour l'accueil qu'ils nous ont réservé,
Pour l'organisation des manifestations de vulgarisation scientifiques auxquelles nous
avons eu grand plaisir à participer,
Pour les moyens financiers qu'ils nous ont accordés,
Qu'ils veuillent bien trouver ici le témoignage de notre reconnaissance.

AUX DOCTORANTS ET POST-DOCTORANTS DE L'UCBL,

Pour les agréables moments que nous avons partagés.

À Monsieur S. Brochet,
À Monsieur J. Chasserat,
À Madame A.-L. Cunrath,
À Monsieur F. Lagarde,

Pour leur aide et leur soutien.

AUX STAGIAIRES DU GROUPE CMS DE L'IPNL,

Pour avoir, avec leur candeur et leur curiosité, insufflé un vent de fraîcheur été après été.

AUX MEMBRES DU SERVICE INFORMATIQUE, AUX MEMBRES
DU SERVICE MISSIONS,

Pour le support qu'ils nous ont apporté durant cette thèse.

À Monsieur J. Bendavid,
À Monsieur J. Fernandez,
À Monsieur M. Seidel,
À Monsieur P. Silva,
À Monsieur B. Stieger,

Pour leur aide si précieuse au cours de ce projet.
Qu'ils veuillent bien trouver ici l'expression de notre profonde gratitude.

À Madame C. Augier,
À Monsieur N. Bérerd,
À Monsieur Y. Pipon,

Pour avoir guidé avec obligeance nos premiers pas en matière d'enseignement.
Qu'ils veuillent bien trouver ici le témoignage de notre reconnaissance.

À Monsieur D. Ducimetière,
À Madame S. Flores,
À Monsieur G. Galbit,
À Monsieur Y. Giraud,
À Monsieur H. Hansen,
À Monsieur M. Mommey,

Pour leur compassion et leur obligeance.
Qu'ils veuillent bien trouver ici l'expression de toute notre sympathie.

À Madame S. Davidson,

Pour son authenticité et son intégrité,
Pour son soutien et ses conseils avisés,
Pour son sens du partage et de l'hospitalité,
Qu'elle veuille bien trouver ici l'expression de notre tendre attachement.

À Griffonne et Byron,

Pour leur gentillesse et leur bonne humeur communicative,
Pour le réconfort et l'apaisement qu'ils nous ont apporté à maintes occasions.

À notre famille proche,

Sans laquelle je n'aurais jamais suivi cette voie.

À Noémie, Frédéric, Margaux, Lola, Aurore, et Julie,

Pour leur indéfectible amitié.

Les auteurs remercient le LABEX Institut Lyonnais des Origines (ANR-10-LABX-0066) de l'Université de Lyon pour son soutien financier dans le cadre du programme « Investissements d'Avenir » (ANR-11-IDEX-0007) de l'État Français géré par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR).

Les auteurs remercient également l'École Doctorale de Physique et d'Astrophysique de Lyon (ED 52) ainsi que l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon (UMR 5822) pour leur soutien financier.

TABLE DES MATIÈRES

Introduction	1
1 Masse du quark <i>top</i> dans le Modèle Standard	3
1.1 Définition(s) de la masse du quark <i>top</i>	3
1.1.1 Masse nue des fermions et états propres de masse dans le Modèle Standard	4
1.1.2 Corrections radiatives à la masse des quarks et au couplage de l'interaction forte	7
1.2 Importance de la masse du quark <i>top</i>	11
1.2.1 Fort couplage au boson de Higgs	11
1.2.2 Importante contribution dans les processus électrofaibles	13
2 Production et désintégration du quark <i>top</i>	19
2.1 Production du quark <i>top</i>	19
2.1.1 Le Grand collisionneur de hadrons.	20
2.1.2 Production du quark <i>top</i> dans une collision proton-proton	25
2.2 Désintégration du quark <i>top</i>	29
2.2.1 Canaux de désintégration.	29
2.2.2 Hadronisation des quarks.	30
2.2.3 Événement sous-jacent et reconnexion de couleur.	33
2.3 Simulation d'une collision proton-proton.	35
3 Reconstruction des produits de désintégration du quark <i>top</i>	39
3.1 Le Solénoïde compact à muons	39
3.1.1 Conception du détecteur	40
3.1.2 Simulation du détecteur.	48
3.2 Reconstruction des événements	52
3.2.1 Algorithme de reconstruction.	52
3.2.2 Identification des particules.	55

3.2.3	Calibrations et corrections	60
3.2.4	Signature d'un événement $t\bar{t}$	67
3.3	Système de déclenchement et enregistrement des données	68
3.3.1	Système de déclenchement de premier niveau.	69
3.3.2	Système de déclenchement de haut niveau.	70
4	Mesurer expérimentalement la masse du quark top	73
4.1	Reconstruction complète du quark top	73
4.1.1	Méthodes utilisées.	74
4.1.2	Nature de la masse mesurée	79
4.1.3	Combinaison des résultats	80
4.2	Reconstruction partielle du quark top	82
4.2.1	Utilisation du jet issu du quark b	83
4.2.2	Utilisation de traces de particules chargées	85
4.2.3	Utilisation de leptons chargés uniquement.	86
4.3	Reconstruction de mésons J/ψ se désintégrant en leptons	87
4.3.1	Principe de la méthode	88
4.3.2	Inconvénients et avantages	89
5	Événements $t\bar{t}$ avec un J/ψ dans l'état final	93
5.1	Sélection d'événements $t\bar{t}$ avec un J/ψ dans l'état final.	93
5.1.1	Données et simulations Monte-Carlo.	93
5.1.2	Échantillons sélectionnés	95
5.2	Investigations préliminaires	98
5.2.1	Saveur du lepton chargé isolé.	98
5.2.2	Appariement du J/ψ à un lepton chargé isolé	104
5.3	Simulations Monte-Carlo spécifiques	107
5.3.1	Échantillons associés au processus $t\bar{t}$	107
5.3.2	Échantillons associés au processus tW	112
6	Mesure de M_t à partir d'événements ayant un J/ψ	113
6.1	Méthode statistique	113
6.1.1	Procédure et calibration	113
6.1.2	Validation de la procédure	119
6.1.3	Paramètres de la fonction de fragmentation	120

6.2 Performances et incertitudes	122
6.2.1 Performances de la méthode	122
6.2.2 Incertitudes systématiques	125
6.3 Résultat et perspectives	130
6.3.1 Mesure à $\sqrt{s} = 8$ TeV.	130
6.3.2 Projection à $\sqrt{s} = 13$ TeV.	132
7 Vers un ajustement des paramètres Monte-Carlo de fragmentation	135
7.1 Fragmentation du quark b au LHC	135
7.1.1 Importance pour la physique du quark <i>top</i>	135
7.1.2 Du LEP au LHC	137
7.2 Événements $t\bar{t}$ semileptoniques avec un D^0 dans l'état final.	141
7.2.1 Sélection d'événements $t\bar{t}$ semileptoniques	141
7.2.2 Reconstruction de mésons D^0	144
7.2.3 Comparaison de quelques jeux de paramètres.	145
Conclusion	153
A Liste des échantillons d'événements simulés utilisés	155
B Principe et propriétés de la technique de $s\mathcal{P}$ Plot	159
Bibliographie.	163

INTRODUCTION

L'objectif poursuivi en Physique des Particules est la compréhension du monde qui nous entoure en termes de particules élémentaires – c'est-à-dire ne possédant pas de sous-structure. Après plusieurs décennies d'allers-retours entre théorie et expérience, le modèle qui reproduit le mieux et le plus grand nombre des phénomènes observés dans l'Univers à partir d'un nombre restreint de particules élémentaires s'avère être le Modèle Standard de la Physique des Particules.

L'existence des quarks b et top a été prédite dans le cadre de ce modèle en 1973 pour expliquer la violation de la symétrie CP dans la désintégration de kaons [1]. À cause de la valeur très élevée de sa masse, le quark top n'a pu être découvert expérimentalement qu'en 1995 [2, 3, 4], lorsque les accélérateurs de particules ont atteint des énergies suffisantes pour le produire abondamment. Il fait l'objet de nombreuses analyses depuis lors.

La valeur très élevée de sa masse lui confère en effet des propriétés uniques. Il est le seul quark qui ne s'hadronise pas, transférant son spin à ses produits de désintégration. En outre, sa contribution majeure aux corrections radiatives électrofaibles et son fort couplage au boson de Higgs font de sa masse M_t un paramètre fondamental du Modèle Standard, mais également une source de contraintes dans la recherche de nouvelle physique.

La détermination précise de M_t se révèle donc être un enjeu d'envergure. Le quark top est actuellement produit en abondance par le Grand collisionneur de hadrons (LHC) auprès duquel il peut être étudié. L'environnement hadronique dans lequel il est produit ainsi que le phénomène d'empilement – associé à la superposition de signaux provenant d'autres particules que les produits de désintégration du quark top – compliquent considérablement toute mesure de M_t . Il s'agit donc d'un véritable défi du programme de physique du LHC.

Une technique très prometteuse encore jamais mise en œuvre nécessite la reconstruction d'événements $t\bar{t}$ contenant un J/ψ et un lepton chargé isolé dans l'état final. De tels événements ont été reconstruits pour la première fois en 2013 [5], à partir des données récoltées par le Solénoïde compact à muons (CMS) en 2012 à $\sqrt{s} = 8$ TeV. La valeur de M_t est à présent déterminée par nos soins [6], grâce à la corrélation entre M_t et la masse de la combinaison du J/ψ et du lepton.

Dans le chapitre 1, la place de la masse du quark top M_t dans le Modèle Standard est discutée, révélant l'intérêt d'une détermination expérimentale de M_t la plus précise possible. Les chapitres 2 et 3 sont consacrés aux dispositifs expérimentaux utilisés

pour notre mesure de M_t et à la simulation des phénomènes qui s’y produisent. Un petit aparté sur l’efficacité d’un algorithme de réduction de l’empilement, résumant notre travail ¹ sur le sujet [7], est inséré dans le chapitre 3. Quelques techniques de mesures de M_t particulièrement intéressantes dans une optique d’amélioration de la précision sur M_t sont ensuite discutées dans le chapitre 4, avant de s’intéresser en détail à l’utilisation d’événements $t\bar{t}$ contenant un J/ψ dans l’état final dans les chapitres 5 et 6. Un dernier chapitre est finalement consacré à l’étude de la fragmentation au LHC, dont la modélisation est une source importante d’incertitude systématique dans les mesures de M_t qu’il est souhaitable de réduire.

1. Il s’agit de l’une de nos tâches de service, qui nous permettent d’être signataire des articles publiés par la collaboration CMS depuis avril 2014.

1

MASSE DU QUARK *TOP* DANS LE MODÈLE STANDARD

1.1	Définition(s) de la masse du quark <i>top</i>	3
1.1.1	Masse nue des fermions et états propres de masse dans le Modèle Standard	4
1.1.2	Corrections radiatives à la masse des quarks et au couplage de l'interaction forte	7
1.2	Importance de la masse du quark <i>top</i>	11
1.2.1	Fort couplage au boson de Higgs.	11
1.2.2	Importante contribution dans les processus électrofaibles	13

1.1 DÉFINITION(S) DE LA MASSE DU QUARK *TOP*

Le Modèle Standard est une théorie quantique des champs renormalisable. À une symétrie globale sous transformation du groupe de Poincaré s'ajoute une symétrie de jauge basée sur le groupe $SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y$ décrivant les interactions forte et électrofaible. Les médiateurs de ces interactions sont représentés par des champs de jauge de spin 1 : huit gluons $G_\mu^{A=1,\dots,8}$ pour l'interaction forte, ainsi que trois bosons $W_\mu^{a=1,2,3}$ et un boson B_μ pour l'interaction électrofaible. Les champs de spin 1/2 sont caractérisés par des charges qui déterminent leur transformation par symétrie de jauge et leurs interactions. Ils peuvent être regroupés en familles du type :

$$\begin{bmatrix} \nu & u \\ \ell & d \end{bmatrix} \equiv \begin{pmatrix} \nu \\ \ell \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \quad \ell_R, \quad u_R, \quad d_R, \quad (1.1)$$

dans lesquelles les champs fermioniques de chiralité gauche – indicés L – sont des doublets de $SU(2)_W$, leurs partenaires de chiralité droite – indicés R – des singulets de $SU(2)_W$, et les champs de type u et d existent avec une charge rouge, verte, ou bleue de $SU(3)_C$.

Avec l'introduction d'un doublet scalaire de $SU(2)_W$, le mécanisme de Brout-Englert-Higgs [8, 9] permet de décrire une brisure spontanée de la symétrie de jauge $SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y$ en $SU(3)_C \times U(1)_{\text{QED}}$. Les bosons de l'interaction électrofaible se transforment alors en trois bosons massifs $W^\pm$ et Z , ainsi qu'un photon γ de masse nulle, tandis que certains fermions acquièrent une masse et se mélangent.

Dans ces circonstances, après quantification des champs bosoniques et fermioniques, leurs excitations peuvent être identifiées aux particules élémentaires observées dans la Nature. En particulier, les excitations des champs de la troisième famille sont associés aux quarks *top* et *b*.

1.1.1 Masse nue des fermions et états propres de masse dans le Modèle Standard

Considérons un doublet de $SU(2)_W$ de champs complexes

$$\phi(x) \equiv \begin{pmatrix} \phi^{(+)}(x) \\ \phi^{(0)}(x) \end{pmatrix}, \quad (1.2)$$

singulet de $SU(3)_C$, avec le Lagrangien

$$\mathcal{L}_S = (D_\mu \phi)^\dagger D^\mu \phi - V(\phi) \quad (1.3)$$

qui régit l'évolution du champ scalaire ϕ soumis au potentiel

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2. \quad (1.4)$$

D^μ désignant la dérivée covariante de $SU(2)_W \times U(1)_Y$,

$$D^\mu \phi = \left[\partial^\mu + \frac{i}{2} g_W \sigma^a W_a^\mu + \frac{i}{2} g_Y B^\mu \right] \phi \quad (1.5)$$

en notant $\sigma^{a=1,2,3}$ les matrices de Pauli et $g_{W,Y}$ les constantes de coupages de l'interaction électrofaible, $\mathcal{L}_S$ est invariant sous transformation de $SU(2)_W \times U(1)_Y$.

Si $\lambda > 0$ et $\mu^2 < 0$, le minimum de potentiel est obtenu pour

$$\langle 0 | \phi^{(0)} | 0 \rangle = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} \equiv \frac{v}{\sqrt{2}}. \quad (1.6)$$

En effet, puisque la charge électrique est une quantité conservée, seul le champ neutre peut acquérir une valeur moyenne dans le vide non nulle. Compte tenu de l'invariance par symétrie de $SU(2)_W \times U(1)_Y$, il existe une infinité d'états dégénérés satisfaisant la condition (1.6). En choisissant une solution particulière comme état fondamental, la symétrie $SU(2)_W \times U(1)_Y$ est spontanément brisée en un sous-groupe électromagnétique $U(1)_{\text{QED}}$, qui, par construction, demeure une vraie symétrie du vide. Paramétronons les états d'excitation par

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \exp \left(\frac{i}{2} \sigma_a \theta^a(x) \right) \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}, \quad (1.7)$$

où $\theta^a(x)$ et $H(x)$ sont quatre champs réels. L'invariance de jauge $SU(2)_W$ du Lagrangien permet de se défaire de la dépendance en $\theta^a(x)$. Ces trois champs sont les bosons

de Goldstone [10] de masse nulle, associés au mécanisme de brisure de symétrie : ils décrivent les états d'excitation longitudinale de l'état fondamental.

En se plaçant dans la jauge physique $\theta^a(x) = 0$, la partie cinétique de $\mathcal{L}_S$ devient :

$$(D_\mu \phi)^\dagger D^\mu \phi = \frac{1}{2} \partial_\mu H \partial^\mu H + (v + H)^2 \left(\frac{g_W^2}{4} W_\mu^\dagger W^\mu + \frac{g_W^2}{8 \cos^2 \theta_W} Z_\mu Z^\mu \right), \quad (1.8)$$

où l'on a introduit l'angle de mélange électrofaible θ_W tel que $g_W \sin \theta_W = g_Y \cos \theta_W$, ainsi que les champs

$$W_\mu^\pm = \frac{W_\mu^1 \mp i W_\mu^2}{\sqrt{2}}, \quad Z_\mu = -B_\mu \sin \theta_W + W_\mu^3 \cos \theta_W, \\ \text{et} \quad A_\mu = B_\mu \cos \theta_W + W_\mu^3 \sin \theta_W. \quad (1.9)$$

Ainsi, en ajoutant le Lagrangien $\mathcal{L}_S$ au modèle $SU(2)_W \times U(1)_Y$, les bosons $W^\pm$ et Z acquièrent une masse proportionnelle à la valeur moyenne v du champ H dans le vide :

$$M_W = \frac{v g_W}{2} \quad \text{et} \quad M_Z = \frac{M_W}{\cos \theta_W}, \quad (1.10)$$

tandis que le photon A_μ demeure de masse nulle, $U(1)_{\text{QED}}$ étant une symétrie non brisée. Par ailleurs, le Lagrangien total étant invariant sous transformation de jauge, la théorie quantique des champs associée est renormalisable [11].

Les premières preuves expérimentales directes de l'existence des bosons $W^\pm$ et Z furent enregistrées par les expériences UA(1) et UA(2) auprès du Supersynchrotron à proton-antiproton (Sp $\bar{p}$ S) en 1983 [12, 13, 14]. La combinaison des mesures de M_W et M_Z réalisées depuis est centralisée par le *Particle Data Group* [15] :

$$M_W = (80,385 \pm 0,015) \text{ GeV} \quad \text{et} \quad M_Z = (91,1876 \pm 0,0021) \text{ GeV}. \quad (1.11)$$

Une particule scalaire notée H a été introduite. En jauge unitaire, $\mathcal{L}_S$ peut se réécrire sous la forme :

$$\mathcal{L}_S = \frac{1}{4} \lambda v^4 + \mathcal{L}_H + \mathcal{L}_{HG^2}, \quad (1.12)$$

avec

$$\mathcal{L}_H = \frac{1}{2} \partial_\mu H \partial^\mu H - \frac{1}{2} M_H^2 H^2 - \frac{M_H^2}{2v} H^3 - \frac{M_H^2}{8v^2} H^4, \quad (1.13)$$

$$\mathcal{L}_{HG^2} = M_W^2 W_\mu^\dagger W^\mu \left(1 + \frac{2}{v} H + \frac{H^2}{v^2} \right) + \frac{1}{2} M_Z^2 Z_\mu Z^\mu \left(1 + \frac{2}{v} H + \frac{H^2}{v^2} \right), \quad (1.14)$$

où $M_H = \sqrt{-2\mu^2} = v\sqrt{2\lambda}$ est la masse de cette particule H , appelée boson de Higgs. Tous les couplages au champ de Higgs sont déterminés par M_H , M_W , M_Z et v .

Le boson de Higgs fut finalement découvert en 2012, par les collaborations ATLAS et CMS auprès du Grand collisionneur de hadrons (LHC) [16, 17]. La combinaison des différentes mesures de M_H est actuellement [18] :

$$M_H = 125,09 \pm 0,21(\text{stat}) \pm 0,11(\text{syst}) \text{ GeV}. \quad (1.15)$$

Un terme de masse fermionique $\mathcal{L}_m = -m \bar{\psi}\psi = -m(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L)$ briserait la symétrie de jauge $SU(2)_W$ et doit donc être exclu. Cependant, puisqu'un doublet scalaire a été introduit, il est possible d'ajouter un couplage fermion-scalaire invariant de jauge. Considérons le cas général de N_g générations de fermions de type (1.1). Le Lagrangien de Yukawa de la forme la plus générique possible s'écrit :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y = - \sum_{j,k=1}^{N_g} \left((\bar{u}_j, \bar{d}_j)_L \left[c_{jk}^{(d)} \begin{pmatrix} \phi^{(+)} \\ \phi^{(0)} \end{pmatrix} d_{kR} + c_{jk}^{(u)} \begin{pmatrix} \phi^{(0)*} \\ -\phi^{(-)} \end{pmatrix} u_{kR} \right] \right. \\ \left. + (\bar{\nu}_j, \bar{\ell}_j) c_{jk}^{(\ell)} \begin{pmatrix} \phi^{(+)} \\ \phi^{(0)} \end{pmatrix} \ell_{kR} \right) + \text{conjugué hermitique}, \end{aligned} \quad (1.16)$$

où $c_{jk}^{(d)}$, $c_{jk}^{(u)}$, et $c_{jk}^{(\ell)}$ sont des constantes de couplage arbitraires. Après brisure spontanée de la symétrie $SU(2)_W \times U(1)_Y$, $\mathcal{L}_Y$ peut se réécrire sous la forme :

$$\mathcal{L}_Y = \left(1 + \frac{H}{v} \right) (\bar{d}_L M_d d_R + \bar{u}_L M_u u_R + \bar{\ell}_L M_\ell \ell_R + \text{conjugué hermitique}), \quad (1.17)$$

où

$$(M_d)_{ij} \equiv c_{ij}^{(d)} \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad (M_u)_{ij} \equiv c_{ij}^{(u)} \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad \text{et} \quad (M_\ell)_{ij} \equiv c_{ij}^{(\ell)} \frac{v}{\sqrt{2}} \quad (1.18)$$

sont les matrices de masses associées aux vecteurs d , u , et ℓ d'un espace à N_g dimensions.

La diagonalisation de ces matrices détermine les états propres de masse u'_j , d'_j , et ℓ'_j , qui sont des combinaisons linéaires des états propres de l'interaction faible u_j , d_j , et ℓ_j . Les matrices M_u , M_d , et M_ℓ peuvent être décomposées selon le schéma suivant :

$$M = H \cdot U = S^\dagger \cdot \mathcal{M} \cdot S \cdot U, \quad (1.19)$$

avec U une matrice unitaire, et $H \equiv \sqrt{M \cdot M^\dagger}$ une matrice hermitienne définie positive, diagonalisable par une matrice unitaire S en une matrice $\mathcal{M}$ également hermitienne définie positive. Il vient alors :

$$\mathcal{L}_Y = \left(1 + \frac{H}{v} \right) (\bar{d}'_L \mathcal{M}_d d'_R + \bar{u}'_L \mathcal{M}_u u'_R + \bar{\ell}'_L \mathcal{M}_\ell \ell'_R + \text{conjugué hermitique}), \quad (1.20)$$

où les états propres de masses sont définis par :

$$\begin{aligned} d'_L &\equiv S_d d_L, & u'_L &\equiv S_u u_L, & \ell'_L &\equiv S_\ell \ell_L, \\ d'_R &\equiv S_d d_R, & u'_R &\equiv S_u u_R, & \ell'_R &\equiv S_\ell \ell_R. \end{aligned} \quad (1.21)$$

En général, $S_u \neq S_d$, donc $\bar{u}_L d_L = \bar{u}'_L S_u \cdot S_d^\dagger d'_L \equiv \bar{u}'_L V d'_L$. Ainsi, pour exprimer les états propres de l'interaction faible en fonction de ceux de masse, il faut faire intervenir V , une matrice unitaire de mélange de taille $N_g \times N_g$, appelée matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa [19, 1]. En supposant les neutrinos ν de masse nulle, il est toujours possible de redéfinir la saveur des neutrinos de sorte que $\bar{\nu}_L \ell_L = \bar{\nu}_L S_\ell^\dagger \ell'_L \equiv \bar{\nu}'_L \ell'_L$, ce qui implique la conservation de la saveur leptonique dans le Modèle Standard minimal sans neutrino de chiralité droite. Pour $N_g = 3$ [20], la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa est décrite par trois angles θ_{12} , θ_{23} , et θ_{13} compris entre 0 et $\pi/2$, ainsi qu'une phase δ_{13} comprise entre 0 et 2π . Les valeurs des amplitudes des éléments V_{jk} obtenues expérimentalement sont :

$$\begin{pmatrix} |V_{ud}| & |V_{us}| & |V_{ub}| \\ |V_{cd}| & |V_{cs}| & |V_{cb}| \\ |V_{td}| & |V_{ts}| & |V_{tb}| \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13} \\ | -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} | & | c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} | & s_{23}c_{13} \\ | s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} | & | -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} | & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0,97427 \pm 0,00014 & 0,22536 \pm 0,00061 & 0,00355 \pm 0,00015 \\ 0,22522 \pm 0,00061 & 0,97343 \pm 0,00015 & 0,0414 \pm 0,0012 \\ 0,00886^{+0,00033}_{-0,00032} & 0,0405^{+0,0011}_{-0,0012} & 0,99914 \pm 0,00005 \end{pmatrix}, \quad (1.22)$$

avec $c_{jk} \equiv \cos \theta_{jk} \geq 0$ et $s_{jk} \equiv \sin \theta_{jk} \geq 0$ [15].

1.1.2 Corrections radiatives à la masse des quarks et au couplage de l'interaction forte

Le terme de masse pour un quark q_j est invariant sous transformation de $SU(3)_C$ et peut donc être intégré au Lagrangien de l'interaction forte :

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^A G_{\mu\nu}^A + \sum_{j=1}^{2N_g} \bar{q}_j (i\not{D} - m_{q_j}) q_j, \quad (1.23)$$

avec $D_\mu = \partial_\mu + ig_C G_\mu^A T_A$ et $G_{\mu\nu}^A = D_\mu G_\nu^A - D_\nu G_\mu^A$, $G_\mu^{A=1,\dots,8}$ étant le champ de jauge, g_C la constante de couplage de l'interaction forte, $T_{A=1,\dots,8}$ les générateurs de $SU(3)_C$, et m_{q_j} la valeur propre de $\mathcal{M}_q$ associée au vecteur propre q_j .

Après quantification des champs et fixation de jauge, les règles de Feynman peuvent être déduites du Lagrangien effectif [21]. À l'ordre dominant, le propagateur d'un quark q de quadri-impulsion p s'écrit alors :

$$\text{---}\overrightarrow{p}\text{---} = \frac{i}{\not{p} - m_q}. \quad (1.24)$$

Pour définir les intégrales de boucles qui interviennent dans les diagrammes de Feynman d'ordre supérieur à 1, une régularisation est nécessaire. Cela peut être réalisé en généralisant le nombre de dimensions du problème à $n = 4 - 2\varepsilon$, les divergences apparaissant alors dans la limite où ε tend vers 0 [22]. Par exemple, l'auto-énergie du quark, correction du propagateur au premier ordre, diverge logarithmiquement lorsque ε tend vers 0 :

$$\text{---}\overrightarrow{p}\text{---} \xrightarrow{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{g_C^2}{4\pi} \left(\frac{\mu^2}{m_q^2} \right)^\varepsilon C_F \left(-(\not{p} - m_q) + 3m_q \right) \frac{1}{\varepsilon} + \dots, \quad (1.25)$$

avec $C_F = 4/3$.

L'auto-énergie du quark diverge également pour de grandes impulsions p ; il s'agit d'une divergence ultraviolette. Afin que la série de corrections dans le développement perturbatif du propagateur

$$\text{---}\overrightarrow{p}\text{---} + \text{---}\overrightarrow{p}\text{---} \text{ (boucle gluon) } \text{---}\overrightarrow{p}\text{---} + \text{---}\overrightarrow{p}\text{---} \text{ (2 boucles gluon) } \text{---}\overrightarrow{p}\text{---} + \dots$$

converge, une procédure de renormalisation est nécessaire. Les champs, la constante de couplage, et la masse qui apparaissent dans le Lagrangien effectif sont multipliés par des constantes de renormalisation $Z_{i=1,\dots,6}$ liées entre elles par les identités de Slavnov-Taylor [23, 24], tandis qu'une série de contre-termes, dans lesquels sont absorbées les divergences ultraviolettes à tous les ordres de la théorie perturbative, est ajoutée au Lagrangien reparamétré. Cette procédure de renormalisation n'est pas définie de façon unique ; plusieurs schémas sont possibles. Il existe donc autant de définitions de la masse d'un quark que de schémas de renormalisation.

Par ailleurs, quel que soit le nombre de dimensions, la constante de couplage doit rester sans dimension. La constante de couplage g_C , telle qu'apparaissant dans le Lagrangien (1.23), est par conséquent liée à la constante de couplage $\tilde{g}_C$ en dimension n par une échelle $\mu = (g_C/\tilde{g}_C)^{1/\varepsilon}$, homogène à une masse. Une échelle de renormalisation μ_R est introduite pour relier la constante de couplage renormalisée en dimension n , $\tilde{g}_{C,R}$, à $\tilde{g}_C$:

$$\tilde{g}_C = Z_g \left(\frac{\mu_R}{\mu} \right)^\varepsilon \tilde{g}_{C,R}. \quad (1.26)$$

L'échelle de renormalisation μ_R n'étant pas physique, la constante $a_s = g_C^2/4\pi$ doit être indépendante de l'échelle μ_R , ce qui se traduit par l'équation du groupe de renormalisation :

$$\frac{\partial a_s}{\partial \ln \mu_R^2} = 0. \quad (1.27)$$

Pour un processus se produisant à une échelle d'énergie Q , l'équation (1.27) admet pour solution :

$$a_{s,R}(Q^2) = \frac{a_{s,R}(\mu^2)}{1 + a_{s,R}(\mu^2) \beta \ln \frac{Q^2}{\mu^2}}, \quad \text{où} \quad \beta = \frac{11}{3}C_A - \frac{2}{3}n_f, \quad (1.28)$$

avec $C_A = 3$ le nombre de couleurs, et n_f le nombre de quarks dont la masse est inférieure à μ_R . Ainsi, tant que $n_f \leq 16$, lorsque l'échelle d'énergie Q augmente, $a_{s,R}(Q^2)$ et par conséquent l'intensité du couplage de l'interaction forte diminuent, conférant à l'interaction forte la propriété de liberté asymptotique. La figure 1.1 montre la dé-

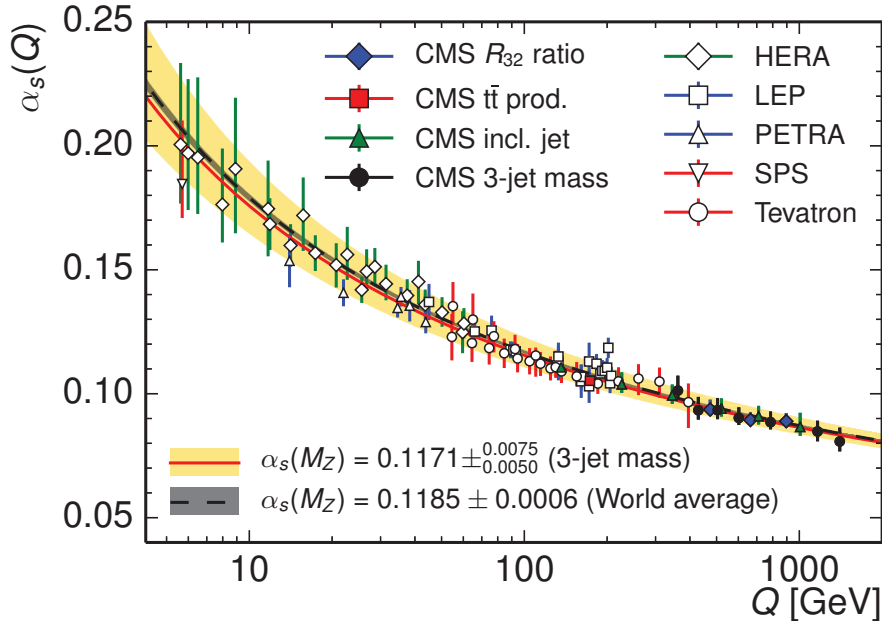


FIG. 1.1 – Valeur de la constante de couplage renormalisée $\alpha_{s,R} \equiv 4\pi a_{s,R}$ en fonction de l'échelle d'énergie Q [25]. À faible énergie, l'intensité de l'interaction forte confine les quarks et gluons au sein d'édifices hadroniques singulets de couleur : les baryons et les mésons.

croissance de $\alpha_{s,R} \equiv 4\pi a_{s,R}$ avec l'augmentation de Q sur plus de trois ordres de magnitude. À haute énergie, un traitement perturbatif est possible, tandis qu'à faible énergie, les termes en $(\alpha_{s,R})^{m \in \mathbb{N}}$ ne sont pas nécessairement négligeables devant les termes en $(\alpha_{s,R})^{n < m, n \in \mathbb{N}}$. Pour $\alpha_{s,R}(m_Z) \equiv 4\pi a_{s,R}(m_Z) \simeq 0,12$ [15], l'échelle d'hadronisation des quarks Λ_{QCD} est de l'ordre de 200–300 MeV et le traitement perturbatif cesse d'être pertinent pour des énergies $Q < 1$ GeV [26].

La définition de la masse la plus répandue est celle de masse au pôle, comme partie réelle de la singularité du propagateur à tout ordre de la théorie perturbative. Toutes les contributions finies et ultraviolettes de l'auto-énergie sont ainsi absorbées dans la masse au pôle. Cette définition correspond à la notion intuitive de masse au repos d'un quark considéré comme une particule libre, mais le lien avec les propriétés cinématiques est limité à cause du confinement. En effet, l'auto-énergie du quark reçoit des contributions de boucles de n'importe quelle énergie, y compris des énergies de l'ordre de $\mathcal{O}(\Lambda_{\text{QCD}})$. La détermination de la masse au pôle du quark *top* comporte une ambiguïté fondamentale de l'ordre de $0,7 \Lambda_{\text{QCD}}$ [27, 28].

Dans les réactions de haute énergie, une définition de masse à faible distance est souvent préférée à la masse au pôle. Une échelle intrinsèque R additionnelle est introduite, de sorte que les corrections de boucles d'énergie inférieure à cette échelle ne sont pas absorbées [29]. Par exemple, dans le schéma de soustraction minimale modifié, noté $\overline{\text{MS}}$, seules les divergences pour des processus faisant intervenir des énergies supérieures et de l'ordre de la masse du quark *top* sont absorbées. Cette définition de la masse est assez éloignée de la notion de particule physique d'un point de vue cinématique, mais pratique pour paramétrer le couplage de Yukawa entre le quark *top* et le boson de Higgs. De manière analogue à $a_{S,R}(\mu^2)$, la masse à faible distance $m_{q,R}$ est une fonction de l'échelle R et une équation similaire à l'équation (1.27) doit être établie :

$$\frac{\partial m_{q,R}(R)}{\partial \ln R} = 0. \quad (1.29)$$

Pour tous les schémas de renormalisation physique, la masse diminue lorsque R augmente.

En principe, il est possible de passer d'un schéma de renormalisation à un autre en théorie perturbative. La relation entre la masse au pôle et la masse dans le schéma $\overline{\text{MS}}$ est notamment connue au quatrième ordre en g_C^2 [30, 31, 32, 33], avec une incertitude additionnelle de l'ordre de $\mathcal{O}(g_W^2 g_C^2)$ [34]. Il est également possible de passer d'un schéma de renormalisation à un autre en résolvant l'équation (1.29), la solution pouvant s'écrire sous la forme d'une série de puissances de $\ln(R/\Lambda_{\text{QCD}})$. La figure 1.2 permet de comparer la conversion de la masse du quark *top* entre le schéma associé à $R_0 = 3 \text{ GeV}$ et le schéma associé à $R = 163 \text{ GeV}$ obtenu par troncature d'un développement en puissance de $\alpha_s(\mu) = \alpha_s(\kappa R)$ d'une part, et par résolution tronquée de l'équation (1.29) d'autre part, en fonction de $\kappa = R/\mu$. Il apparaît que la solution de l'équation (1.29) converge rapidement, avec une dépendance en κ pratiquement constante dès le deuxième ordre (NNLL).

Il sera discuté dans la section 4.1.2 que les mesures expérimentales de la masse du quark *top* correspondent à $R = 3_{-2}^{+6} \text{ GeV}$. La valeur obtenue après combinaison de mesures effectuées au Tevatron et au LHC est de $(173,34 \pm 0,76) \text{ GeV}$ [35].

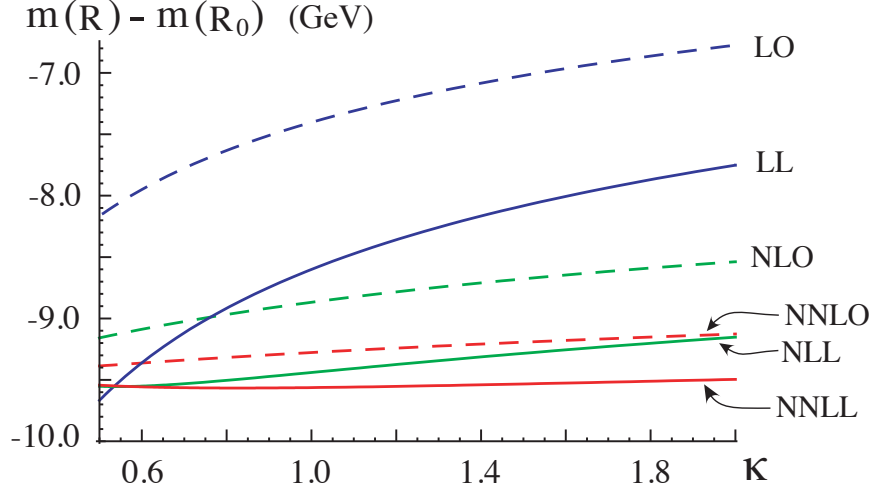


FIG. 1.2 – Conversion de la masse du quark *top* entre le schéma associé à $R_0 = 3$ GeV et le schéma associé à $R = 163$ GeV en fonction de $\kappa = R/\mu$ pour différents ordres de développement perturbatif (LO, NLO, NNLO) et de résolution tronquée de l'équation (1.29) (LL, NLL, NNLL) [29].

1.2 IMPORTANCE DE LA MASSE DU QUARK *TOP*

Bien qu'il soit impossible de définir de façon unique la masse du quark *top* M_t , il s'agit d'un paramètre fondamental du Modèle Standard.

1.2.1 Fort couplage au boson de Higgs

Le quark *top* est la particule du Modèle Standard qui se couple le plus fortement au boson de Higgs, avec un couplage de Yukawa y_t proche de 1, ce qui lui confère un rôle particulier dans le mécanisme de brisure électrofaible.

Le couplage quartique λ apparaissant dans l'équation (1.4) et la masse du boson de Higgs sont reliés, à une échelle d'énergie μ , par la relation :

$$\lambda(\mu) = \frac{G_\mu M_H}{\sqrt{2}} + \Delta\lambda(\mu), \quad (1.30)$$

où $\Delta\lambda(\mu)$ inclut toutes les corrections à boucles. Actuellement, les corrections à une et deux boucles du potentiel de Higgs sont connues, et le couplage quartique peut être exprimé en fonction de la masse du quark *top* et de la masse du boson de Higgs [36] :

$$\lambda(M_t, M_H) = 0,12577 + 0,00205 \left(\frac{M_H}{\text{GeV}} - 125 \right) - 0,00004 \left(\frac{M_t}{\text{GeV}} - 173,15 \right) \pm 0,00140_{\text{th}}, \quad (1.31)$$

où M_t désigne ici la masse du quark *top* dans le schéma de renormalisation $\overline{\text{MS}}$.

À partir de l'équation (1.27) et de l'équation du groupe de renormalisation qui peut être établie de façon analogue pour M_t , il est possible d'extrapoler la valeur de $\lambda(M_t, M_H)$ en fonction de l'échelle d'énergie μ . Sur la figure 1.3 est représenté $\lambda(M_t)$ en fonction de μ pour $M_H = (125,7 \pm 0,3)$ GeV, en supposant qu'il n'y ait pas de manifestation de nouvelle physique jusqu'à l'échelle de Planck. La stabilité du minimum

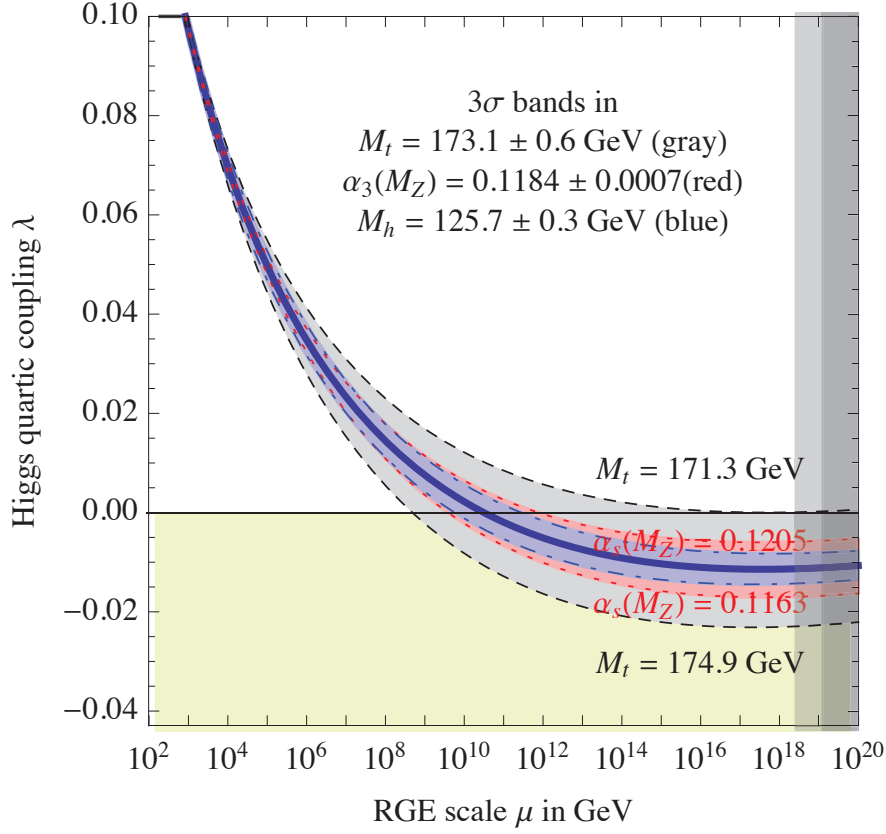


FIG. 1.3 – Extrapolation du couplage quartique du potentiel de Higgs à haute énergie, pour différentes valeurs de M_t [36].

de potentiel est absolue lorsque λ reste strictement positif pour toute énergie μ , jusqu'à l'échelle de Planck, ce qui conduit à une borne supérieure de $(171,44^{+0,36}_{-0,17})$ GeV pour la masse du quark *top*. Pour $M_t = (173,1 \pm 0,6)$ GeV, une échelle d'instabilité Λ_I de l'ordre de 10^{11} GeV, avec une incertitude de plusieurs ordres de grandeur, apparaît. Le Modèle Standard s'effondrerait à des énergies de l'ordre de Λ_I , et une nouvelle théorie, dont le Modèle Standard serait un modèle effectif à basse énergie, serait alors nécessaire. Pour $M_t \geq 178$ GeV, le temps de vie du vide décrit par le Modèle Standard serait inférieur à l'âge de l'Univers. La condition de stabilité $\lambda(M_t) > 0$ peut également

se traduire, pour une valeur de M_t donnée, par une borne inférieure sur la masse du boson de Higgs [36] :

$$M_H[\text{GeV}] > 129,4 + 2,0 \left(\frac{y_t(M_t) - 0,9356}{0,0054} \right) - 0,35 \left(\frac{\alpha_s(M_Z) - 0,1184}{0,0007} \right) \pm 1,0_{\text{th}}. \quad (1.32)$$

Pour $M_t = (173,1 \pm 0,6)$ GeV et $\alpha_s(M_Z) = 0,1184 \pm 0,0007$, cette condition devient $M_H > (129,4 \pm 1,8)$ GeV. L'incertitude sur la valeur de ce seuil vient principalement de la précision sur la mesure expérimentale de la masse du quark *top*. L'incertitude sur M_t se traduit en effet par une incertitude de 1,4 GeV sur M_H . En outre, la mesure précise de la masse du quark *top* est d'autant plus importante que le Modèle Standard semble vivre juste sur la frontière entre stabilité et instabilité.

1.2.2 Importante contribution dans les processus électrofaibles

La masse du quark *top* joue un rôle clé dans la prédiction de plusieurs observables, soit directement, soit par correction radiative électrofaible.

1.2.2.1 Ajustements d'observables électrofaibles

La masse du quark *top* intervient dans la prédiction théorique de plusieurs observables électrofaibles fondamentales, liées entre elles uniquement par des corrections à boucles, dont notamment :

- l'angle de mélange électrofaible effectif $\sin^2 \theta_{\text{eff}}$;
- la masse du boson W ;
- les largeurs partielles du boson Z et taux d'embranchement ;
- les fonctions de radiations factorisables $\mathcal{R}_{\gamma, \mathcal{A}}$, qui décrivent la probabilité d'émission réelle ou virtuelle d'un photon similairement à l'équation (2.8) ;
- la largeur du boson W.

L'ajustement de ces variables, mesurées par les collaborations du Grand collisionneur électron-positron (LEP) et du Collisionneur linéaire de Stanford (SLC), à partir de leurs prédictions théoriques, connues au deuxième ordre de la théorie perturbative, permet de jauger la validité du secteur électrofaible du Modèle Standard [37]. En tenant compte des incertitudes expérimentales et théoriques, l'ajustement converge avec une valeur minimale de χ^2 de 17,8 obtenue pour 14 degrés de liberté. La signification statistique de l'ajustement des données par le Modèle Standard est de $0,8 \sigma$.

Tous les paramètres du Modèle Standard qui entrent dans cet ajustement ont été expérimentalement déterminés, de sorte que l'ajustement est à présent sur-contraint

et peut être utilisé pour effectuer, par exemple, une mesure indirecte de la masse M_W du boson W. Pour une masse du quark *top* M_t assortie d'une précision expérimentale de 0,76 GeV, M_W est déterminée à 7,8 MeV près, dont 4,3 MeV sont associés à l'incertitude sur M_t , alors que les mesures directes permettent actuellement une précision de seulement 15 MeV. Les mesures directe et indirecte diffèrent de $1,5\sigma$. Des limites sur des modèles spécifiques peuvent être obtenues, notamment dans le Modèle supersymétrique minimal (MSSM) [38]. Les estimations de M_W dans le MSSM sont basées sur des balayages de l'espace des paramètres sur de larges intervalles. Sur la figure 1.4, M_W est représentée en fonction de M_t dans le MSSM. La surface verte montre l'espace des paramètres permis par le MSSM lorsque seules les limites de recherches du boson de Higgs sont considérées comme contraintes de l'espace des paramètres du MSSM et non le signal observé à 125,6 GeV. La région pour laquelle la prédiction du

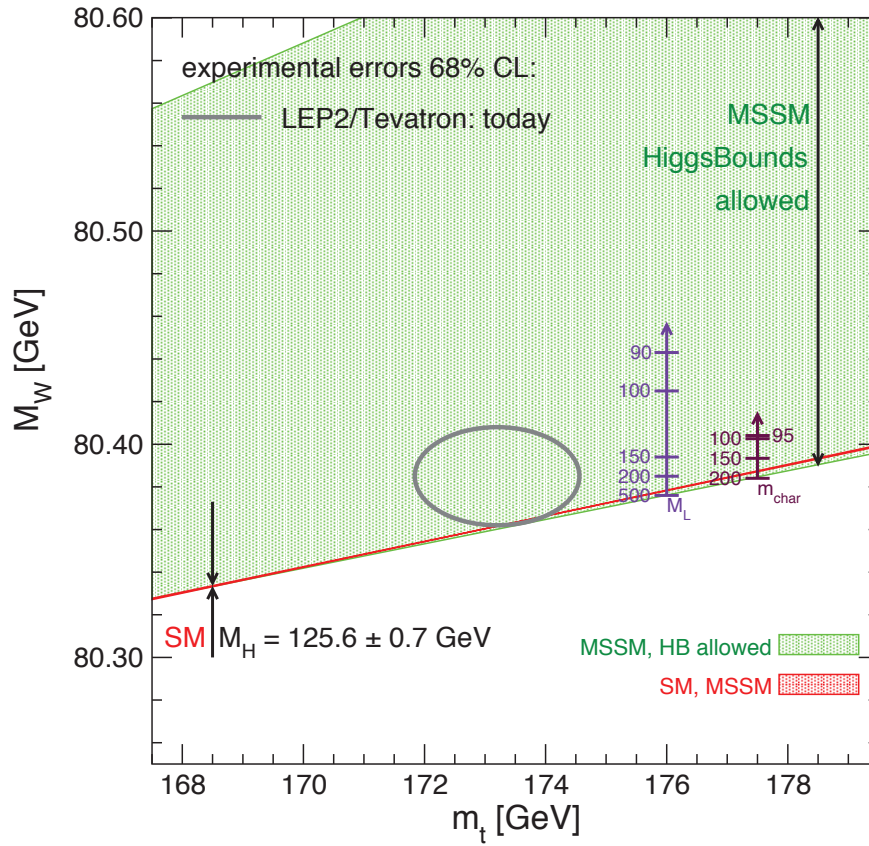


FIG. 1.4 – Prédiction de la masse du boson W en fonction de celle du quark *top* dans le MSSM, lorsque les limites de recherches du boson de Higgs sont utilisées pour contraindre l'espace des paramètres (en vert), et lorsque $M_H = (125,6 \pm 0,7)$ GeV (rouge). Les mesures expérimentales sont indiquées par une ellipse grise, qui restreint considérablement les possibilités [38].

MSSM se superpose à celle du Modèle Standard est indiquée par la bande rouge, où $M_H = (125,6 \pm 0,7)$ GeV est utilisé pour la prédiction du Modèle Standard. Les prédictions sont comparées aux valeurs expérimentales actuelles, représentées par une

ellipse grise. L'espace permis par le MSSM est bien plus grand que celui permis par les mesures expérimentales, ce qui permet d'en contraindre les paramètres.

L'ajustement des variables précédemment citées peut également être utilisé pour mesurer simultanément M_t et M_W , les mesures directes de M_W et M_t étant alors exclues de l'ajustement [37]. Un balayage du profil du niveau de confiance de M_W en fonction de M_t est représenté sur la figure 1.5 pour des scénarios où la mesure directe de M_H est incluse dans l'ajustement (ellipses bleues) ou non (ellipses grises). La comparaison avec les mesures directes (bandes et ellipses vertes) permet de tester la cohérence du Modèle Standard, d'autant plus significativement que M_t est précisément connue.

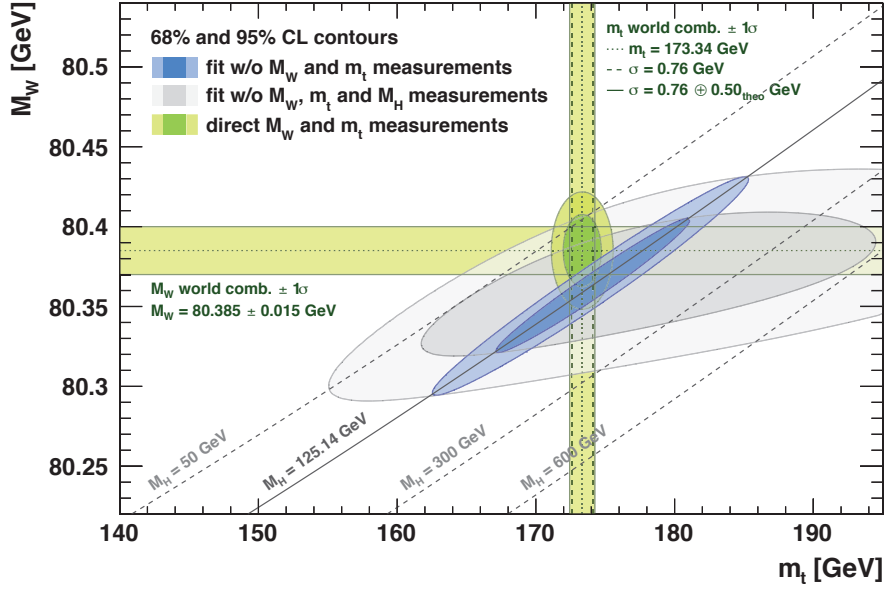


FIG. 1.5 – Contours correspondant à un niveau de confiance de 68% et 95% (ellipses grises et bleues), obtenus en faisant varier M_W avec M_t , comparés aux mesures directes (en vert) [37].

Si l'échelle d'une nouvelle physique est significativement supérieure à l'échelle électrofaible, des effets dus à des boucles de particules virtuelles devraient contribuer de façon prédominante aux observables électrofaibles à travers des corrections de polarisation du vide. Les termes sont regroupés sous la dénomination de « corrections obliques » et paramétrés avec 3 variables S , T et U , définies de sorte qu'elles sont de valeur nulle dans le Modèle Standard [37]. Des contraintes sur les paramètres S , T et U peuvent être déduites de l'ajustement électrofaible global. Pour $M_H = 125$ GeV et $M_t = 173$ GeV, $S = 0,05 \pm 0,11$, $T = 0,09 \pm 0,13$, $U = 0,01 \pm 0,11$ sont obtenus. Le paramètre U est souvent de valeur négligeable dans les modèles de nouvelle physique. En fixant $U = 0$, on obtient $S = 0,06 \pm 0,09$ et $T = 0,10 \pm 0,07$. Les contraintes sur S et T pour $U = 0$ sont représentées sur la figure 1.6. La propagation des incertitudes expérimentales actuelles sur M_t et M_H dans le cadre des prédictions du Modèle Standard est illustrée par la petite aire noire, proche de $S = U = 0$. Une fois de plus, la précision sur M_t est un enjeu d'envergure.

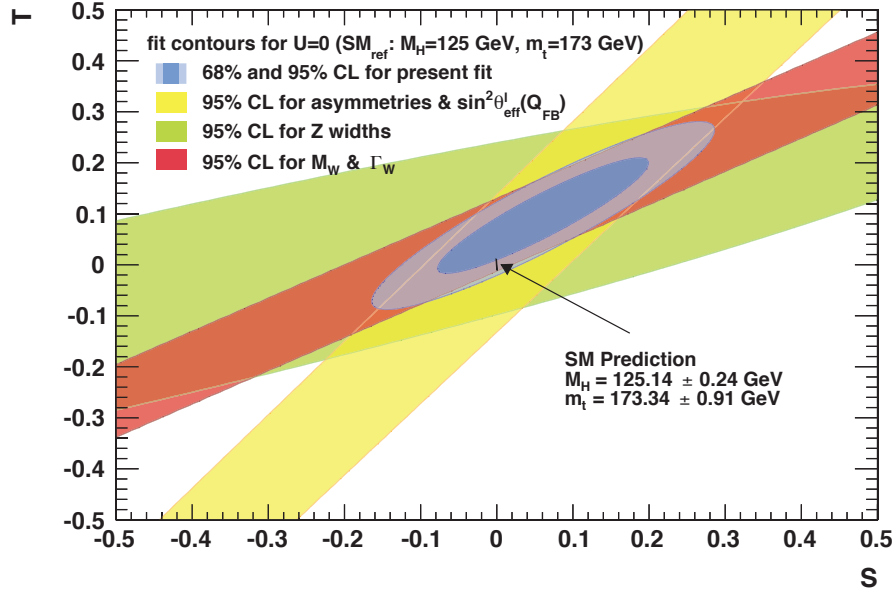


FIG. 1.6 – Contraintes sur les paramètres obliques S et T pour $U = 0$ à partir de l’ajustement de toutes les observables (ellipses bleues) [37]. La prédiction du Modèle Standard correspond à $S = T = 0$ (ellipse noire).

1.2.2.2 Désintégrations rares de mésons B

Les désintégrations rares de mésons B , telles que $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$, qui font intervenir des courants neutres de changement de saveur, ne sont permises dans le Modèle Standard que grâce à des diagrammes boîte (figure 1.7a) et pingouins (figures 1.7b et 1.7c), dans lesquels la contribution du quark *top* est indispensable.

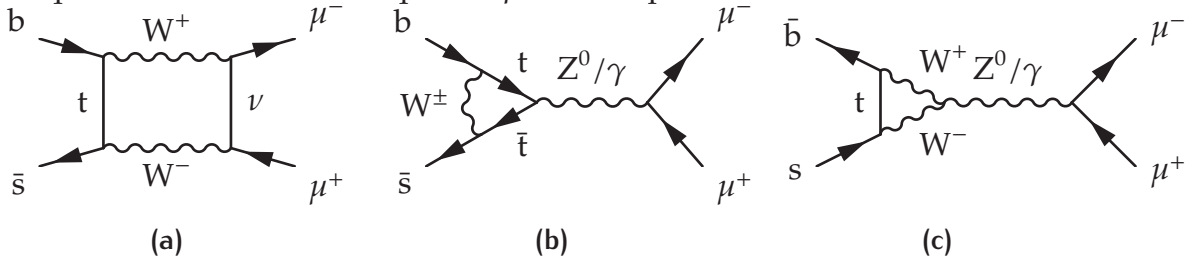


FIG. 1.7 – Diagrammes de Feynman de désintégration $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ à l’ordre le plus bas, permis dans le Modèle Standard.

Pour une masse au pôle du quark *top* de $(173,21 \pm 0,51 \pm 0,71)$ GeV, la valeur attendue du taux d’embranchement $\mathcal{B}$ de la désintégration $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ est prédite numériquement avec une précision relative de 6,4% [39] :

$$\mathcal{B} = (3,65 \pm 0,23) \cdot 10^{-9}. \quad (1.33)$$

L’incertitude de 0,87 GeV sur la masse du quark *top* se traduit à elle seule par une incertitude relative de 1,6% sur $\mathcal{B}$.

Actuellement, la combinaison des mesures effectuées par les collaborations CMS et LHCb à partir des données enregistrées entre 2010 et 2012 auprès du LHC est de $(2,9 \pm 0,7) \cdot 10^{-9}$ [40]. Il est attendu que la précision expérimentale atteigne la précision théorique dans la décennie à venir. Plusieurs extensions du Modèle Standard, telles que des modèles spécifiques de leptoquarks ou certains modèles supersymétriques, prédisent des taux d'embranchement plus élevés que le Modèle Standard. Il est par conséquent essentiel d'améliorer la précision sur la prédiction théorique de B – et donc sur la valeur expérimentale de la masse du quark *top* – pour pouvoir interpréter les résultats expérimentaux dans le cadre du Modèle Standard ou de nouvelle physique. Dans le cas où aucune déviation du Modèle Standard ne serait observée, le taux d'embranchement de $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ fournirait de très fortes contraintes sur les scénarios de nouvelle physique.

2 | PRODUCTION ET DÉSINTÉGRATION DU QUARK *TOP*

2.1	Production du quark <i>top</i>	19
2.1.1	Le Grand collisionneur de hadrons	20
2.1.2	Production du quark <i>top</i> dans une collision proton-proton	25
2.2	Désintégration du quark <i>top</i>	29
2.2.1	Canaux de désintégration	29
2.2.2	Hadronisation des quarks	30
2.2.3	Événement sous-jacent et reconnexion de couleur	33
2.3	Simulation d'une collision proton-proton	35

2.1 PRODUCTION DU QUARK *TOP*

Le Modèle Standard prédit deux principaux modes de production des quarks *top* dont les diagrammes de Feynman à l'arbre sont rassemblés sur les figures 2.1 et 2.2 : la production de paires $t\bar{t}$ par interaction forte et la production de quarks *top* célibataires par interaction faible.

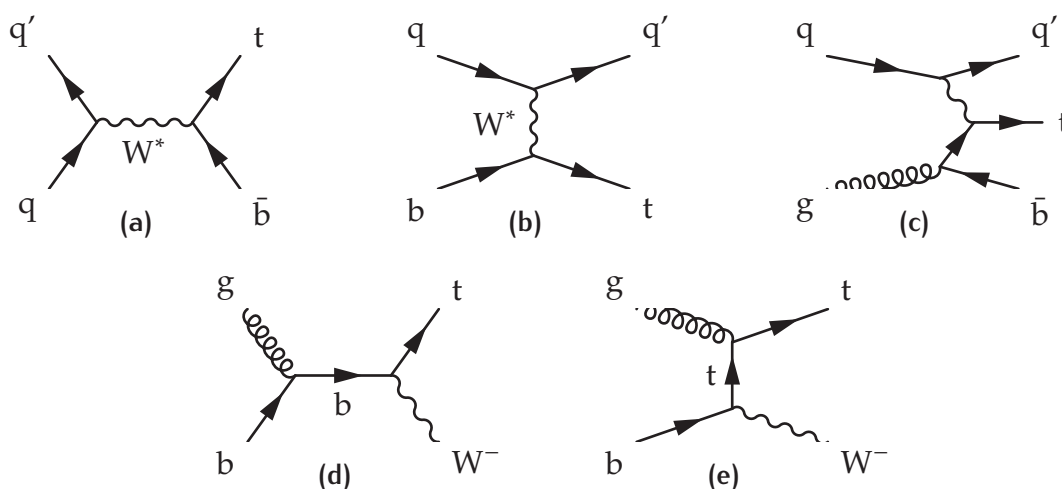


FIG. 2.1 – Diagrammes de Feynman de production à l'arbre de quarks *top* célibataires dans la voie s (figure 2.1a), dans la voie t (figures 2.1b et 2.1c), et en association avec un boson W (figures 2.1d et 2.1e).

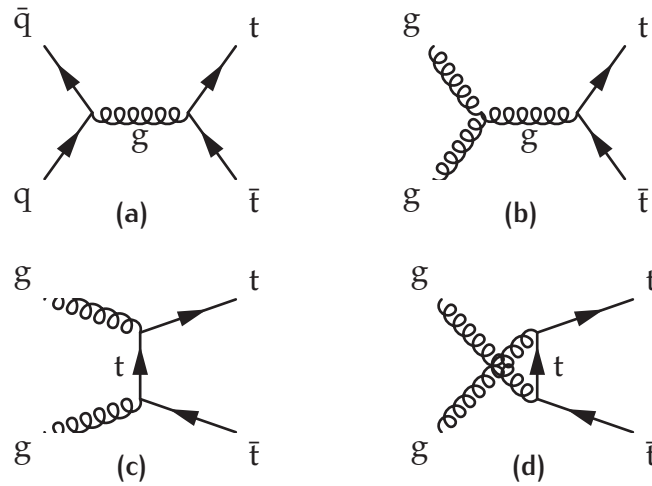


FIG. 2.2 – Diagrammes de Feynman de production à l’arbre des paires $t\bar{t}$ par annihilation d’une paire quark-antiquark (figure 2.2a) et par fusion de deux gluons (figures 2.2b, 2.2c, and 2.2d).

Le quark *top* a été produit abondamment, grâce à des énergies sans précédent, par deux collisionneurs hadroniques distincts : le Tevatron (Batavia, États-Unis), où il a été observé pour la première fois [2, 3, 4], et le Grand collisionneur de hadrons (Genève, Suisse), où il continue d’être étudié.

2.1.1 Le Grand collisionneur de hadrons

Approuvé par le conseil de l’Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire (CERN) en décembre 1994 [41] et mis en service le 10 septembre 2008 [42], le Grand collisionneur de hadrons (LHC) est un accélérateur de particules installé dans le tunnel circulaire du LEP de 26,7 km de circonférence, situé entre 45 et 170 m sous la frontière franco-suisse entre Meyrin (Suisse) et Cessy (France). Il permet d’accélérer deux faisceaux de particules – des protons ou des ions Pb^{54+} – en sens contraire et de les faire collisionner en quatre points de croisement, où sont situés des détecteurs permettant d’étudier les processus se produisant lors des collisions. Le LHC fut conçu et construit pour l’étude de processus rares de physique des hautes énergies, dont la probabilité varie avec l’énergie de collision et le taux de collisions par unités de temps et de surface.

La chaîne de création et d’injection des protons dans le LHC est constituée d’une succession d’accélérateurs d’énergies croissantes dont le LHC est le dernier élément. Comme le montre la figure 2.3, des paquets de protons, obtenus par ionisation d’hydrogène pur, commencent leur course dans l’Accélérateur linéaire 2 (LINAC2) où ils acquièrent une énergie de 50 MeV. Ils passent alors dans l’injecteur du Synchrotron à protons (PSB ou *Booster*), où les paquets de protons sont accélérés jusqu’à 1,4 GeV et découpés en douze. Puis le Synchrotron à protons (PS) porte leur énergie à 25 GeV.

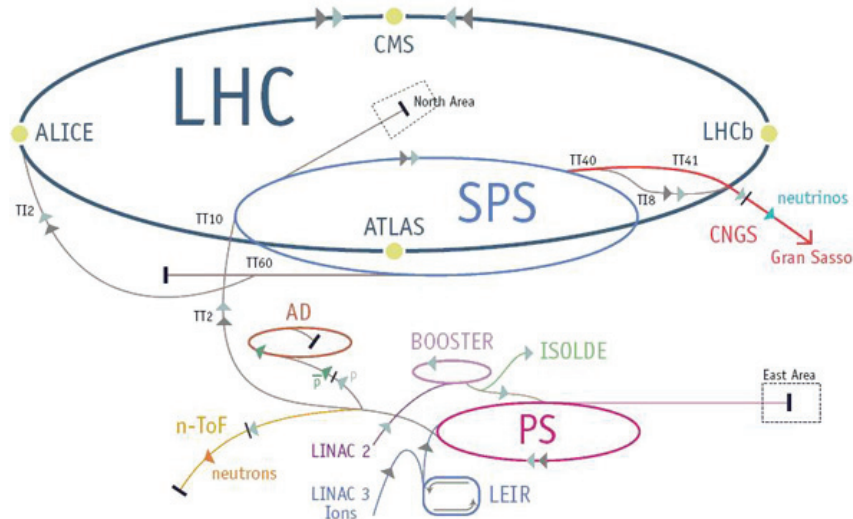


FIG. 2.3 – Schéma du complexe d'accélérateurs du CERN (échelle non respectée). Avant d'être injectés dans le LHC, les protons sont successivement accélérés par le LINAC 2, le *Booster*, le PS, puis le SPS.

Le Supersynchrotron à protons (SPS) leur permet ensuite d'atteindre 450 GeV. Ils sont séparés en deux faisceaux, injectés dans le LHC en sens contraires dans des chambres à vide séparées où règne une pression de 10^{-13} atm afin d'éviter des collisions avec les molécules de gaz. Ils sont finalement accélérés pendant vingt minutes dans le LHC avant que les collisions n'aient lieu à chaque tour. En 2012, l'énergie dans le centre de masse – somme des valeurs absolues de l'énergie des deux faisceaux incidents aux points de collisions – s'élève, à l'issue de ce processus d'accélération, à 8 TeV. Les protons n'étant pas des particules élémentaires mais des édifices de quarks et de gluons, l'énergie disponible dans le centre de masse à chaque collision de partons peut balayer une grande gamme d'énergies.

L'agencement du LHC, schématisé sur la figure 2.4, est similaire à celui du LEP, avec huit arcs de 2,45 km chacun et huit insertions rectilignes de 528 m de long. Les arcs contiennent une succession d'aimants servant à courber la trajectoire des faisceaux, tandis que les insertions peuvent accueillir divers dispositifs expérimentaux, avec, à leurs extrémités, des régions de transition destinées à limiter la dispersion des paquets. Les insertions 2 et 8 contiennent ainsi les systèmes d'injection de faisceaux reliés au SPS ainsi que deux des quatre points de collisions, les deux autres étant situés au centre des insertions 1 et 5. Les insertions 3 et 7 contiennent des systèmes de nettoyage des faisceaux, l'insertion 4 un système radiofréquence pour chaque faisceau, et l'insertion 6 le système d'arrêt des faisceaux. Chaque système radiofréquence est composé de 8 cavités accélératrices. Il s'agit de résonateurs électromagnétiques, opérant à 400 MHz, qui accélèrent les particules et les maintiennent ensuite à énergie constante

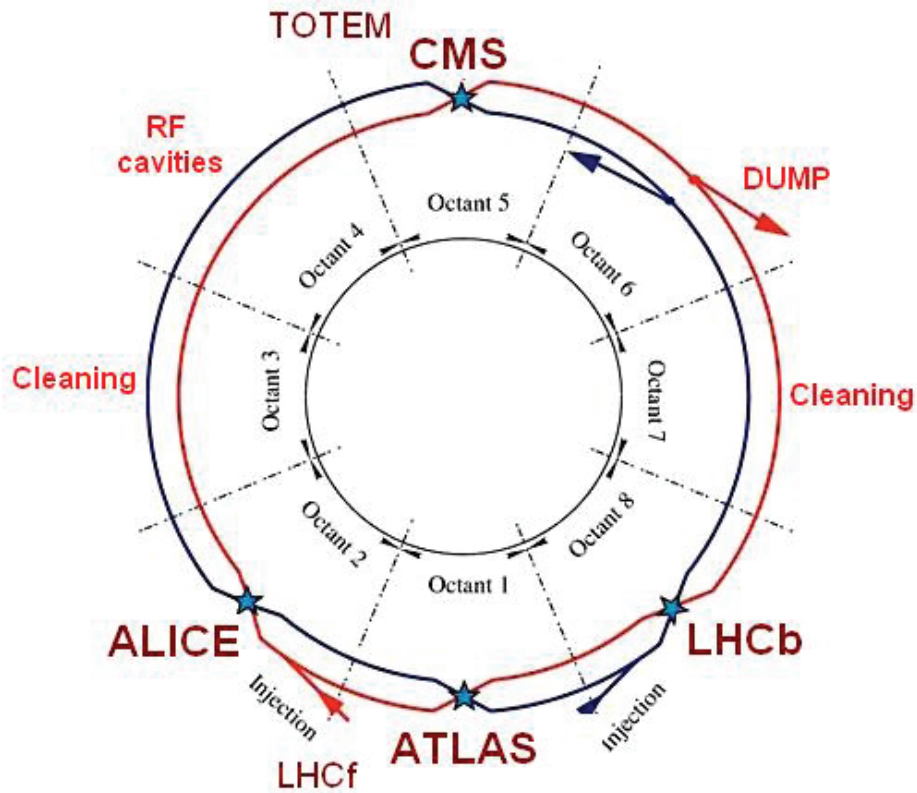


FIG. 2.4 – Schéma de l'agencement du LHC. L'anneau est découpé en huit secteurs, centrés sur les insertions qui accueillent aussi bien les points de collisions que les cavités radiofréquences ou les systèmes de nettoyage et d'arrêt des faisceaux [42].

en compensant l'énergie perdue à chaque tour par radiation synchrotron. Un arc est constitué de 23 cellules de 106,9 m de long de type « FODO ».

Comme le montre la figure 2.5, cela se traduit par une succession périodique de quadripôles (MQ), qui focalisent alternativement les faisceaux dans les plans horizontal et vertical, et de dipôles (MBA et MBB), maintenus à une température de 1,9 K, qui

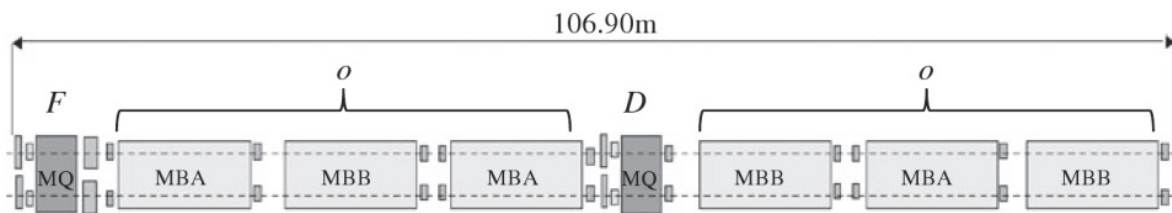


FIG. 2.5 – Structure d'une cellule d'un arc du LHC. Deux quadripôles MQ focalisent alternativement les faisceaux dans les plans horizontal et vertical et six dipôles MBA, MBB courbent la trajectoire des particules [41].

courbent la trajectoire des particules grâce à un champ de 8,33 T. Des sextupôles accolés aux quadripôles sont utilisés pour corriger les aberrations chromatiques. En effet,

les quadripôles et dipôles n'assurent une trajectoire stable qu'aux particules d'impulsion nominale. Les dipôles sont entourés de petits sextupôles et decapôles afin de compenser les éventuelles imperfections des champs magnétiques dipolaires.

Au centre des insertions 1, 2, 5, et 8, les deux faisceaux circulent dans la même chambre à vide sur une distance d'environ 260 m. En s'approchant (s'éloignant) du point de collisions, un faisceau traverse successivement un quadripôle à grande ouverture donnant une pente de 160 T/m, une paire de dipôles de recombinaison (séparation) distants de 88 m, et un triplet de quadripôles à ouverture normale avec un gradient nominal de 2000 T/m. L'enveloppe des faisceaux au point de collisions du premier octant est visible sur la figure 2.6.

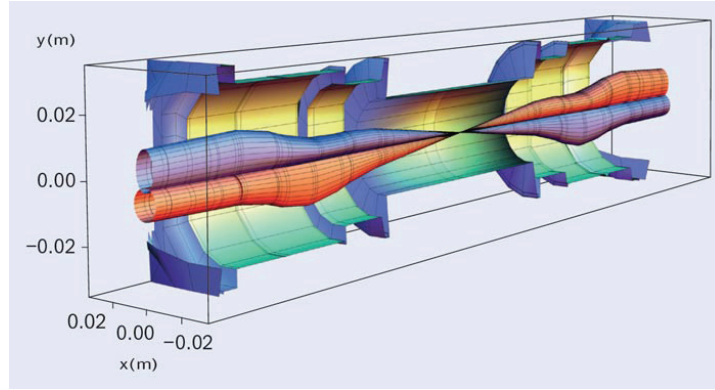


FIG. 2.6 – Croisements des faisceaux au point de collisions du premier octant du LHC. Les deux faisceaux partageant la même chambre à vide sur environ 260 m, si un quadripôle focalise un faisceau, alors il défocalise le second faisceau [43]. L'échelle dans le plan transverse est supérieure à l'échelle dans la direction longitudinale d'un facteur 10^4 environ.

Le taux d'événements – c'est à dire de croisements de faisceaux au point de collisions – par unités de temps et de surface de faisceau correspond à la luminosité instantanée du LHC, qui s'exprime comme :

$$\mathcal{L}_{\text{inst}} = \frac{1}{4\pi} \cdot \textcolor{red}{f_{\text{rev}}} \textcolor{blue}{n_b} \textcolor{green}{N_b} \cdot \frac{N_b}{\epsilon_n} \cdot \left(1 + \left(\frac{\theta_c \sigma_z}{2\sigma^*} \right)^2 \right)^{-1/2} \cdot \frac{\gamma_r}{\beta^*} \quad (2.1)$$

où N_b est le nombre de particules par paquet, n_b le nombre de paquets par faisceau, f_{rev} la fréquence de révolution, γ_r le facteur de Lorentz, ϵ_n l'émittance transverse normalisée d'un faisceau – rapport de la surface occupée par 39% du faisceau dans l'espace des phases sur π –, β^* paramètre de Twiss – distance entre le point d'interaction et l'endroit où le faisceau double de largeur –, θ_c angle entre les deux faisceaux au point d'interaction, σ_z la longueur moyenne d'un paquet, et σ^* la taille transverse moyenne d'un paquet. Le terme en rouge dans l'équation (2.1) représente le courant de particules, le terme bleu la brillance, et le terme vert le facteur de réduction géométrique. Pour augmenter la luminosité – et par conséquent la probabilité d'observer un événement associé à un processus physique donné – il faut augmenter autant que possible

TAB. 2.1 – Principales caractéristiques des faisceaux de protons accélérés par le LHC de 2010 à 2012. Les valeurs des paramètres β^* , θ_c , σ^* , et σ_z sont données pour le point de collisions du cinquième octant.

Paramètre	Valeur en		
	2010	2011	2012
Énergie par faisceau (TeV)	3,5	3,5	4
Facteur de Lorentz γ_r	3 731	3 731	4 264
Paramètre de Twiss β^* (m)	3,5	1,0	0,6
Angle de croisement θ_c (μrad)	200	240	290
Espacement des paquets $1/f_{rev}$ (ns)	150	75/50	50
Nombre maximal de paquets par faisceau n_b^{max}	368	1 380	1 380
Nombre maximal de protons par paquet N_b^{max} (10^{11})	1,2	1,45	1,7
Émittance normalisée ϵ_n ($\mu\text{m} \cdot \text{rad}$)	2	2,4	2,5
Longueur moyenne d'un paquet σ_z (ns)	1,4	1,4	1,25
Taille transverse moyenne d'un paquet σ^* (μm)	28,7	16,8	13,3
Pic de luminosité ($10^{33} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$)	0,21	3,7	7,7
Nombre maximal moyen de collisions inélastiques par croisement de faisceau	4	17	37
Énergie stockée par faisceau (MJ)	28	110	140

ces trois quantités ainsi que l'énergie des particules, et diminuer le paramètre de Twiss aux points de collisions. Les valeurs de ces paramètres de 2010 à 2012 sont récapitulées dans la table 2.1.

La luminosité n'est pas constante lors d'un cycle de prise de données. Elle diminue au cours du temps suite aux collisions successives entre les deux faisceaux, et aux interactions entre les protons et le gaz de particules piégé au centre des tubes à vide par les champs magnétiques, ce qui diminuent l'intensité du faisceau. La diffusion interne du faisceau dégrade l'émittance et contribue donc également à la diminution de la luminosité. Ainsi, le temps de vie moyen d'un faisceau dans le LHC est d'environ 15 h. Il faut ensuite au moins 70 mn pour qu'un nouveau faisceau puisse de nouveau circuler dans le LHC avec une énergie de 4 TeV. La luminosité intégrée au cours du temps enregistrée par le détecteur CMS au cours des trois grandes périodes de collisions proton-proton de 2010 à 2012 est représentée sur la figure 2.7.

Afin d'étudier les collisions produites, sept détecteurs sont placés dans les octants 1, 2, 5, et 8 :

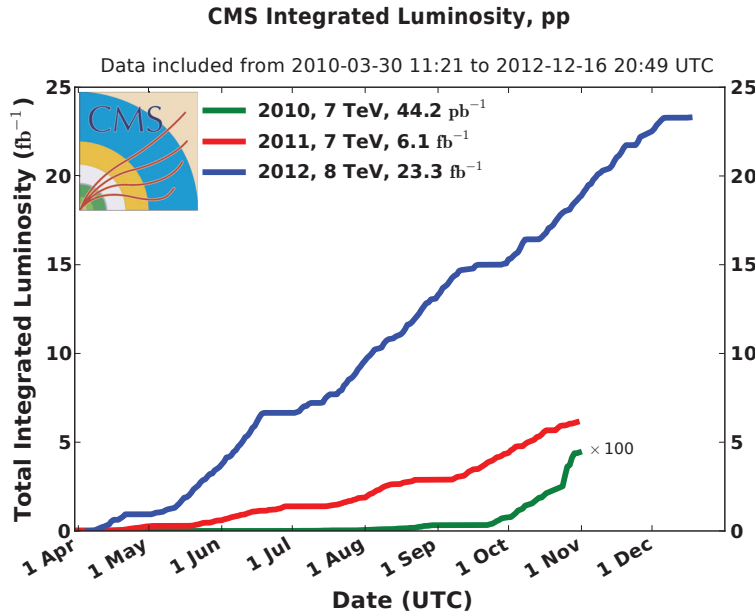


FIG. 2.7 – Luminosité intégrée enregistrée par CMS lors des périodes de prises de données en 2010 (vert), 2011 (rouge), et 2012 (bleu). La luminosité collectée en 2010 a été multipliée par 100 sur la figure pour plus de visibilité [44].

A TOROÏDAL LHC APPARUS (ATLAS) : détecteur généraliste situé dans le premier octant, utilisé aussi bien pour la recherche de nouvelle physique que pour des mesures de précision de paramètres du Modèle Standard [45] ;

LARGE HADRON COLLIDER FORWARD (LHCF) : détecteur en deux parties, situées environ 140 m avant et après ATLAS, ayant pour objectif l'étude de particules créées à très petits angles, simulant les rayons cosmiques de haute énergie [46] ;

A LARGE ION COLLIDER EXPERIMENT (ALICE) : détecteur placé dans le deuxième octant, dédié à l'étude du plasma quark-gluon à partir de collision d'ions lourds (Pb-Pb ou p-Pb) [47] ;

COMPACT MUON SOLENOID (CMS) : détecteur placé dans le cinquième octant ayant la même vocation qu'ATLAS [48] ;

TOTAL ELASTIC AND DIFFRACTIVE CROSS-SECTION MEASUREMENT (TOTEM) : détecteur situé dans la même cavité que CMS, dédié à la mesure précise de la luminosité du LHC [49] ;

LARGE HADRON COLLIDER BEAUTY (LHCb) : détecteur localisé dans le huitième octant, conçu pour l'étude du quark b et de la violation de la symétrie CP [50] ;

MONOPOLE AND EXOTICS DETECTOR AT THE LHC (MOEDAL) : détecteur situé en aval de LHCb afin de traquer les éventuels monopôles magnétiques [51].

2.1.2 Production du quark *top* dans une collision proton-proton

Dans le modèle des partons, un proton est considéré comme un ensemble de constituants ponctuels, appelés « partons », identifiables aux quarks et gluons, portant une

fraction x de l'impulsion totale du proton. Une section efficace différentielle hadronique $d\sigma$ est décrite comme une superposition incohérente de sections efficaces partoniques $d\hat{\sigma}$, associées à la diffusion de gluons et de quarks [52]. Ainsi, la section efficace différentielle hadronique correspondant à la production d'une paire de quarks *top* à partir de deux hadrons N_1 et N_2 s'écrit comme une convolution de $d\hat{\sigma}$ avec des fonctions de distribution partonique f qui décrivent le contenu partonique des hadrons :

$$d\sigma_{N_1 N_2 \rightarrow t\bar{t}} = \sum_{i,j \in q,\bar{q},g} \int dx_1 dx_2 f_{i/N_1}(x_1) f_{j/N_2}(x_2) d\hat{\sigma}_{ij}(x_1, x_2). \quad (2.2)$$

Au premier ordre, une fonction de densité partonique peut être interprétée comme la probabilité de trouver un certain parton ayant une fraction x de l'impulsion du hadron initial. Pour de faibles transferts d'impulsion Q , une grande fraction de l'impulsion du hadron initial est portée par les quarks de valence. Lorsque le hadron initial est sondé avec des transferts d'impulsion plus grands, de plus petites fluctuations quantiques peuvent être résolues, ce qui conduit à une augmentation de la contribution des gluons à haute énergie. Les fonctions de densité partonique sont habituellement évaluées à une échelle d'énergie de l'ordre de l'échelle caractéristique du processus modélisé, par exemple M_t . Ceci assure que les fonctions de densité partonique contiennent les fluctuations pertinentes pour l'état initial du processus.

Les fonctions de densité partonique ne peuvent pas être déterminées par traitement perturbatif des équations de la chromodynamique quantique. Elles sont obtenues à partir d'ajustement des données expérimentales, correspondant le plus souvent à des diffusions inélastiques profondes dans lesquelles la structure des protons est sondée par collision électron-proton, et à la production de jets dans des collisions proton-antiproton. Cependant, les intervalles balayés par x et Q dans ces expériences sont plus restreints qu'au LHC. Les équations de Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi sont utilisées pour faire évoluer les fonctions de densité partonique à des échelles d'énergie Q pour lesquelles elles n'ont pas été expérimentalement déterminées [53, 54] :

$$Q^2 \frac{\partial f(x, Q^2)}{\partial Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dz}{z} P_{a \rightarrow bc}(z, \alpha_s(Q^2)) f(x/z, Q^2), \quad (2.3)$$

où la fonction de division $P_{a \rightarrow bc}$ est associée à la probabilité d'une transition $a \rightarrow bc \in \{q \rightarrow qg, q \rightarrow gq, g \rightarrow gg, g \rightarrow q\bar{q}\}$. La figure 2.8 montre le profil des distributions de densité partonique dans un proton à une échelle d'énergie $Q = 100$ GeV déterminé par le groupe CTEQ [55].

Dans une collision proton-proton, la densité partonique des antiquarks est inférieure à celle des quarks de valence et des gluons. Ainsi, 90% des paires $t\bar{t}$ sont produites par fusion de gluons – processus dont les différents diagrammes de Feynman à l'arbre sont représentés sur les figures 2.2b, 2.2c, et 2.2d – et seulement 10% par annihilation quark-antiquark, tandis que la section efficace de production de quarks *top* célibataires

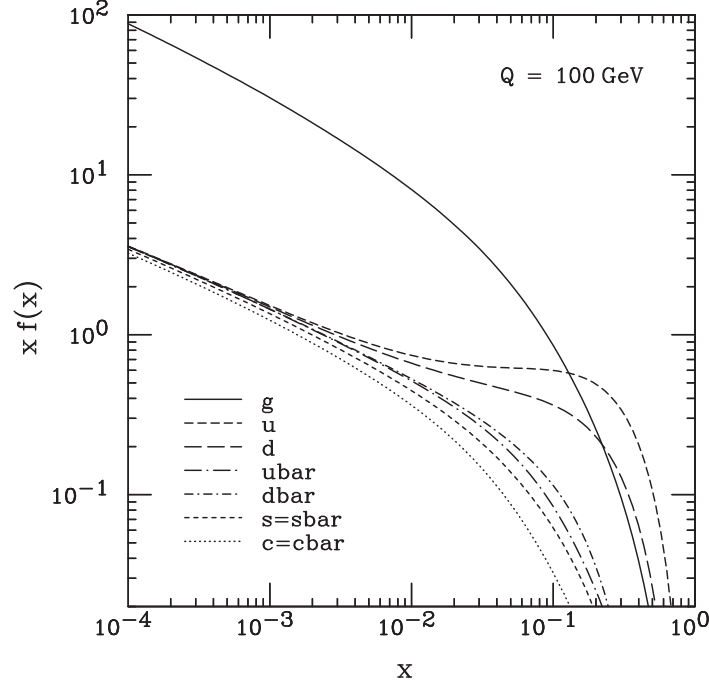


FIG. 2.8 – Profil des distributions de densité partonique dans un proton à une échelle d'énergie $Q = 100$ GeV déterminé par le groupe CTETQ [55].

dans les voies s et t est près de 2 fois plus grande que celle de leurs antiparticules. Dès le deuxième ordre de la théorie perturbative, il y a des interférences entre les canaux de production de quarks *top* célibataires et de paires $t\bar{t}$. En effet, le quark b n'étant pas un quark de valence du proton, il vient nécessairement par paire $b\bar{b}$, de sorte que les amplitudes des processus tW et $b\bar{b} \rightarrow t\bar{t}$ ne sont pas décorréliées.

La section efficace partonique peut être traitée par développement perturbatif, en tenant compte des éventuels quarks et gluons additionnels produits :

$$d\hat{\sigma}_{ij \rightarrow t\bar{t}} = \sum_k d\Phi_{t\bar{t}+k} \left| \sum_{\ell} \mathcal{M}_{t\bar{t}+k}^{(\ell)} \right|^2, \quad (2.4)$$

où $d\Phi_{t\bar{t}+k}$ est un élément infinitésimal de l'espace des phases accessible à l'état final $t\bar{t} + k$ partons, $\mathcal{M}_{t\bar{t}+k}^{(\ell)}$ est la partie du développement perturbatif de l'élément de matrice pour cet état final de l'ordre de la puissance ℓ de α_S . Des radiations dans les états initial ou final peuvent faire apparaître dans le calcul de $d\hat{\sigma}_{ij \rightarrow t\bar{t}}$ des divergences infrarouges.

Certaines divergences infrarouges dues à l'émission de gluons de faible énergie s'annulent dans la somme des corrections virtuelles et réelles en vertu du théorème de Kinoshita-Lee-Nauenberg [56, 57]. Cependant, lorsque l'espace des phases des émissions réelles est plus restreint que celui des émissions virtuelles, la somme des émis-

sions réelles et virtuelles fait apparaître des divergences logarithmiques. En première approximation, il apparaît des termes du type :

$$- \alpha_S \int_0^\tau \frac{dx}{x} \Big|_{\text{réel}} + \alpha_S \int_0^1 \frac{dx}{x} \Big|_{\text{virtuel}} = \alpha_S \int_\tau^1 \frac{dx}{x} \Big|_{\text{virtuel}} = \alpha_S \ln \frac{1}{\tau}, \quad (2.5)$$

qui compromettent la convergence d'un développement de l'élément de matrice en puissance de α_S . À l'ordre ℓ , une correction de la forme :

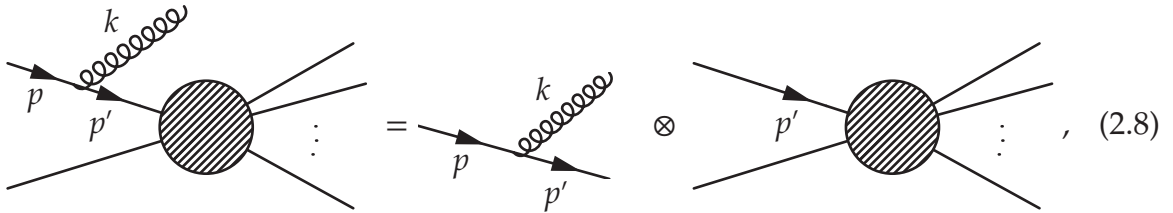
$$\alpha_S^\ell \left[\frac{\ln^m(1-x)}{1-x} \right]_+, \quad \text{avec } m = 0, \dots, 2\ell - 1 \quad \text{et}$$

$$\int_\tau^1 dx \left[\frac{\ln^m(1-x)}{1-x} \right]_+ g(x) = \int_\tau^1 \frac{\ln^m(1-x)}{1-x} [g(x) - g(1)] + \frac{g(1)}{m+1} \ln^{m+1}(1-\tau), \quad (2.6)$$

doit être resumée pour pallier ce problème. Traditionnellement, la resommation des gluons de basse énergie est effectuée dans l'espace des moments de Mellin, ce qui permet de substituer les distributions divergentes en $1-x$ par des puissances du logarithme du moment N :

$$\int_0^1 dx x^{N-1} \left[\frac{\ln^m(1-x)}{1-x} \right]_+ = \frac{(-1)^{m+1}}{m+1} \ln^{m+1} N + \mathcal{O}(\ln^{m-1} N). \quad (2.7)$$

Le traitement des divergences infrarouges associées à l'émission colinéaire de particules sur couche se propageant sur de longues distances nécessite quant à lui l'introduction d'une échelle de factorisation μ_F . La section efficace partonique peut être vue comme le produit de deux amplitudes incohérentes :



$$\text{Diagram (2.8): A hard process (circle with multiple lines) and a soft process (circle with multiple lines) are shown. The soft process is a factor of the hard process, indicating that the emission of a gluon with low momentum k is independent of the hard process.$$

dont la première, associée à la probabilité d'émission d'un gluon de faible impulsion k et indépendante du processus, est directement reliée à la fonction de division $P_{q \rightarrow gq'}$ tandis que la seconde décrit « l'événement dur ». L'ensemble des quarks et gluons créés en cascade à partir d'un parton initial ou final de l'événement dur constitue une « gerbe partonique ».

La figure 2.9 montre l'évolution de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse. Les mesures expérimentales sont en très bon accord avec les calculs au 2^e ordre de la chromodynamique quantique perturbative (NNLO), avec resommation des gluons au 2^e ordre du développement logarithmique (NNLL). Lorsque l'énergie dans le centre de masse est de 8 TeV, la

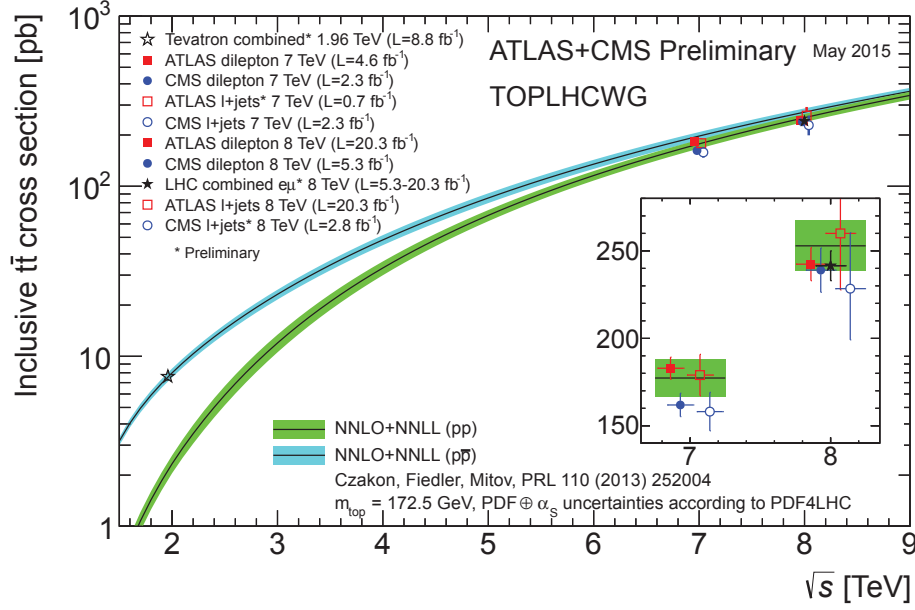


FIG. 2.9 – Mesures de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse de la collisions au LHC et au Tevatron, comparées aux calculs au NNLO+NNLL pour une masse du quark top $M_t = 172,5$ GeV [58].

section efficace théorique est de l'ordre de 246 pb pour la production de paires $t\bar{t}$ et de 87 pb pour la production de quarks top célibataires au NNLO+NNLL [59, 60]. Pour une luminosité intégrée $\mathcal{L} = 19,7$ fb $^{-1}$, cela correspond à la production de $4,9 \cdot 10^6$ paires $t\bar{t}$ et $1,7 \cdot 10^6$ quarks et anti-quarks top célibataires.

2.2 DÉSINTÉGRATION DU QUARK *TOP*

Le quark top étant la particule élémentaire la plus massive du Modèle Standard, elle n'est pas stable et ne peut être observée directement.

2.2.1 Canaux de désintégration

La masse du quark top est supérieure au seuil de production d'un boson W et l'amplitude de transition par courant faible d'un quark top à un quark b est $|V_{tb}|^2 = 99,83\%$ d'après l'équation (1.22). La désintégration représentée sur la figure 2.10 est donc permise, avec un temps caractéristique $\tau_{\text{faible}} \sim 3,3 \cdot 10^{-25}$ s [15]. Ce temps étant inférieur au temps caractéristique de l'interaction forte $\tau_{\text{forte}} \sim 3 \cdot 10^{-24}$ s, la formation d'états liés à partir de quarks top est supprimée par un facteur $\exp(-\tau_{\text{forte}}/\tau_{\text{faible}}) \sim 10^{-4}$. Le quark top se désintègre presque toujours par interaction faible. Il y a par conséquent

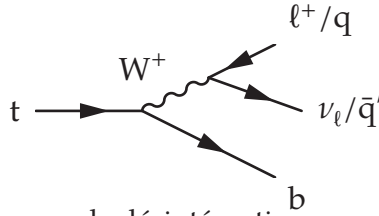


FIG. 2.10 – Diagramme de Feynman de désintégration par courant faible d'un quark *top*.

une corrélation angulaire entre les produits de désintégration du quark *top* précisément déterminable.

Le boson *W* émis lors de la désintégration du quark *top* se désintègre à son tour dans les modes suivants [15] :

$$\text{BR}(W^+ \rightarrow \ell^+ \nu_\ell) = 0,108, \quad \ell = e, \mu, \tau \quad (2.9)$$

$$\text{BR}(W^+ \rightarrow q \bar{q}') = 0,337 |V_{qq'}|^2, \quad (2.10)$$

tandis que le quark *b* est susceptible d'évoluer vers un état de plus basse énergie par émission de gluons. Lorsque le quark *top* est produit par paire, les deux quarks *top* se désintègrent de façon indépendante, et trois canaux se distinguent selon le mode de désintégration des deux bosons *W* :

LE CANAL SEMILEPTONIQUE, lorsque l'un des deux bosons se désintègre en quark et antiquark, et l'autre en lepton chargé et neutrino, ce qui se produit dans environ 45% des désintégrations *t $\bar{t}$* ;

LE CANAL DILEPTONIQUE, lorsque les deux bosons se désintègrent en leptons chargés et neutrinos, dans environ 9% des cas ;

LE CANAL TOUT HADRONIQUE, lorsque les deux bosons se désintègrent en quarks et antiquarks, dans les 46% restants.

Le formalisme pour décrire la désintégration du quark *top* est le même que pour sa production. L'élément de matrice pour chaque canal de désintégration peut être calculé par développement perturbatif, tandis que les radiations partoniques sont factorisées.

2.2.2 Hadronisation des quarks

Après évolution des quarks et gluons des gerbes partoniques jusqu'à une énergie de l'ordre de 1 GeV, ils donnent naissance à des flux collimatés de hadrons, qui forment des jets. Les énergies mises en jeu ne permettent plus un traitement perturbatif. Des modèles paramétriques doivent être utilisés pour décrire la formation des mésons et baryons. Deux modèles sont couramment utilisés : le modèle des cordes de Lund [61] et le modèle d'agglomération hadronique [62]. Les paramètres de ces deux modèles doivent être ajustés à partir de mesures expérimentales. En pratique, l'ajustement des paramètres de fragmentation se fait à partir de distributions qui sont sensibles à la

fois à la production des gerbes partoniques et à l'hadronisation, reliant ainsi chromodynamique quantique perturbative et non perturbative dans l'évolution de l'état d'un événement. Des ajustements similaires à partir des données collectées par exemple au LEP peuvent ainsi conduire à des prédictions différentes lorsqu'ils sont portés au LHC, les processus traités de manière perturbative étant très différents dans les deux cas.

Dans le modèle des cordes de Lund, une paire $q_0 \bar{q}_0$ connectée par un flux de couleur étire une corde de couleur de tension $\kappa \sim 1 \text{ GeV/fm}$. Les gluons sont traités comme des noeuds dans les cordes de couleurs. L'énergie potentielle entre deux charges de couleur est diminuée par la production d'une nouvelle paire $q_1 \bar{q}_1$ issue du vide quantique avec une probabilité proportionnelle à $\exp(-\pi m^2/\kappa)$, où m est la masse de q_1 , impliquant ainsi la suppression des quarks lourds. La fraction d'énergie z emportée par $q_1 \bar{q}_1$ est distribuée selon une fonction de fragmentation $f(z)$, tandis que l'impulsion transverse à la corde de couleur est étalée par une distribution Gaussienne de largeur $\sigma \sim 0.3 \text{ GeV}$. Pour l'hadronisation des quarks légers (u, d et s), la fonction de fragmentation fréquemment utilisée est la fonction symétrique de Lund :

$$f(z) \propto \frac{(1-z)^a}{z} \exp\left(\frac{-bm_\perp^2}{z}\right), \quad (2.11)$$

où a et b sont des paramètres à ajuster et $m_\perp$ est la masse transverse du hadron créé, définie comme le produit de la masse du hadron et du cosinus de l'angle θ entre la direction de l'impulsion du hadron et la corde de couleur. Pour l'hadronisation des quarks plus lourds (b et c), l'extension de Bowler [63] modifie la fonction de fragmentation par l'ajout d'un paramètre r_{q_1} qui dépend de la saveur du quark q_1 :

$$f(z) \propto \frac{(1-z)^a}{z^{1+r_{q_1}} \cdot bm_\perp^2} \exp\left(\frac{-bm_\perp^2}{z}\right). \quad (2.12)$$

Sur la figure 2.11 est schématisé ce processus après plusieurs itérations.

Les paramètres a , b , et r_{q_1} des équations (2.11) et (2.12) sont déterminés expérimentalement [64, 65, 66], à partir d'ajustement de distributions sensibles à la fragmentation, telles que la distribution de la fraction d'énergie emportée par un hadron B dans un processus $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$ avec une énergie dans le centre de masse égale au seuil de production d'un boson Z :

$$x_B(\sqrt{s} = m_Z) = \frac{2p_B \cdot p_Z}{m_Z^2}, \quad (2.13)$$

où p_B et p_Z désignent respectivement les impulsions du hadron B et du boson Z, de masse m_Z .

Le modèle d'agglomération hadronique repose sur l'hypothèse selon laquelle les flux d'énergie-impulsion et les nombres quantiques au niveau hadronique doivent

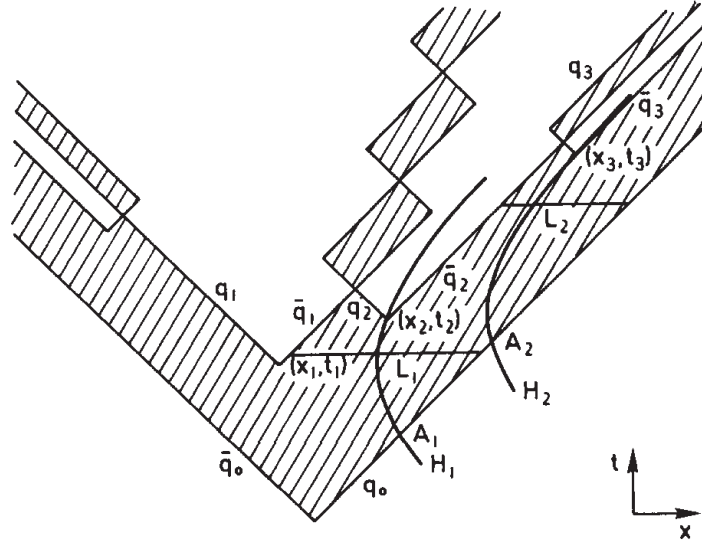


FIG. 2.11 – Évolution schématique dans l'espace-temps d'une paire $q_0 \bar{q}_0$ connectée par un flux de couleur dans le modèle des cordes de Lund [61]. Les particules q_0 et $\bar{q}_0$ s'éloignent. Des paires $q\bar{q}$ sont produites dans les champs aux points de l'espace-temps (x_1, t_1) , (x_2, t_2) , (x_3, t_3) ,... Des hadrons sont formés par $\bar{q}_1 q_2$, $\bar{q}_2 q_3$, ...

suivre ceux au niveau partonique. La procédure commence par la formation de paires $q\bar{q}$ à partir des gluons des gerbes partoniques. Les partons ayant tous de faibles énergies, il se produit naturellement par interaction forte un « pré-confinement » : des agrégats globalement neutres pour l'interaction forte se forment. Un agrégat est identifié à un hadron connu si leurs masses sont proches. Sinon, à condition que sa masse soit supérieure à un certain seuil Q_0 , il est désintégré de façon isotrope en agrégats plus légers. La procédure est itérée jusqu'à ce que tous les agrégats soient désintégrés en paires de hadrons.

La valeur du seuil Q_0 joue un rôle crucial et doit être soigneusement ajusté pour que le modèle d'agglomération hadronique décrive précisément l'hadronisation de partons. En effet, le pic de la distribution de masse des agrégats, représentée sur la figure 2.12, est de l'ordre de Q_0 .

Dans les deux modèles, les hadrons créés, tels que des mésons $B^\pm$ ou B_s^0 , sont souvent instables et se désintègrent en hadrons secondaires plus légers, par exemple en D^0 ou J/ψ . Ces hadrons secondaires sont également instables et se désintègrent à leur tour en hadrons plus légers, voire en leptons. La modélisation de cette chaîne de désintégration s'arrête généralement au niveau des pions et kaons, dont la durée de vie est suffisante pour interagir avec les détecteurs. La compréhension théorique de ces transitions est loin d'être parfaite [68], mais les taux d'embranchement sont mesurés expérimentalement avec une grande précision et consignés [15]. La cinématique de la désintégration est quant à elle modélisée comme une désintégration à plusieurs corps dont la probabilité dépend du spin des hadrons secondaires et de l'énergie-impulsion

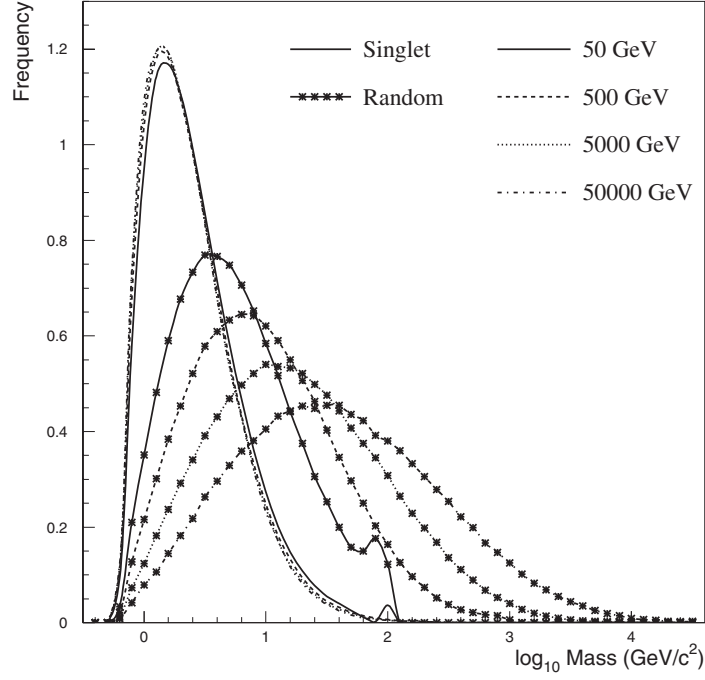


FIG. 2.12 – Distribution de la masse de paires $q_n \bar{q}_{n+1}$ singlets de couleur et de paires aléatoires $q_n \bar{q}_m$ dans le modèle d’agglomération hadronique pour différentes valeur du seuil Q_0 qui régit la désintégration des agrégats [67].

du hadron primaire. Le théorème de factorisation [69] suggère que cette étape est indépendante de l’hadronisation.

2.2.3 Événement sous-jacent et reconnexion de couleur

Lors d’une collision proton-proton, plusieurs partons issus des protons incidents ne participent pas à la collision dure. Les particules créées lors de l’hadronisation de ces partons vestiges ou dans des interactions partoniques additionnelles constituent « l’événement sous-jacent ». En effet, plusieurs interactions partoniques additionnelles, moins énergétiques que l’événement dur et essentiellement de type $gg \rightarrow gg$, peuvent se produire en utilisant l’énergie restante des protons initiaux. Ce phénomène d’interaction partonique multiple est amplifié par le chevauchement géométrique entre les deux protons qui entrent en collision. L’événement sous-jacent contribue de façon non négligeable aux gerbes partoniques.

Par ailleurs, des flux de couleur peuvent apparaître entre les partons issus des protons incidents, qui n’ont pas participé à la collision dure, et les partons des gerbes partoniques. Cela se traduit par des changements non perturbatifs dans la configuration de couleur de l’événement avant que l’hadronisation n’ait lieu, réduisant souvent l’énergie potentielle entre les charges de couleur. La figure 2.13 montre de façon sim-

plifiée la formation de jets dans un événement $t\bar{t}$ semileptonique, à laquelle certains partons initiaux peuvent prendre part.

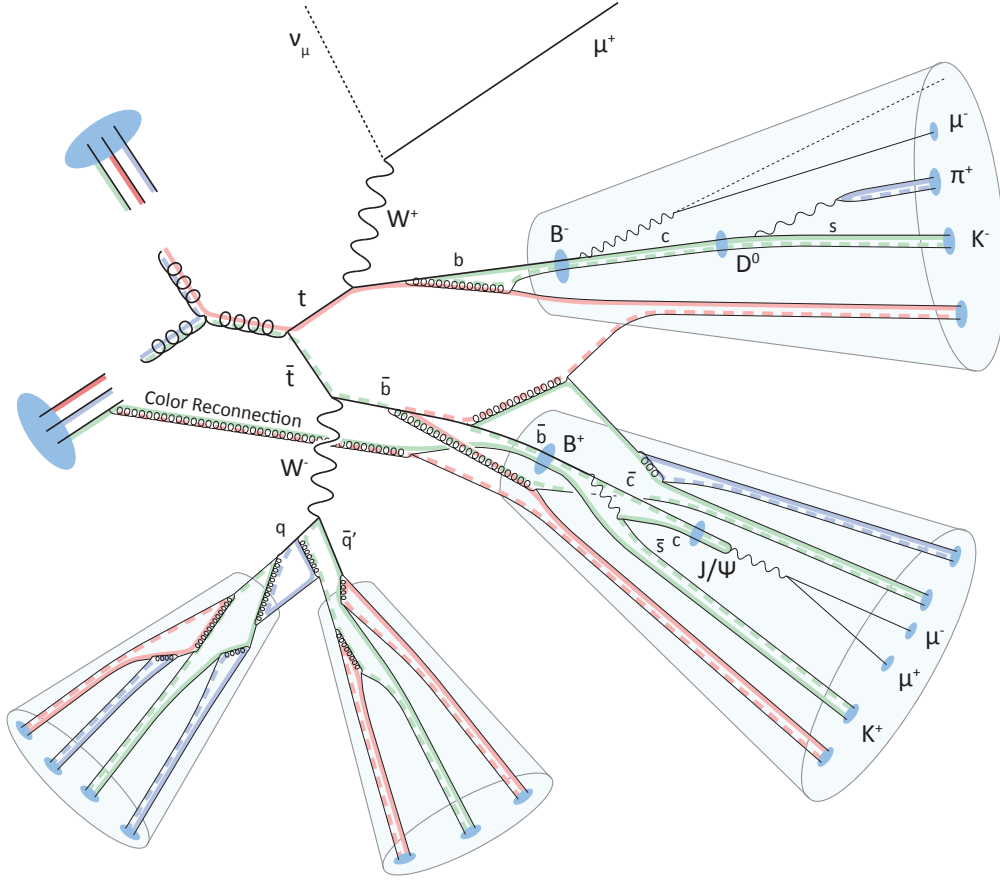


FIG. 2.13 – Représentation simplifiée de la formation de jets dans un événement $t\bar{t}$ semileptonique. Des flux de couleur peuvent exister entre les partons de deux jets distincts ou avec des partons initiaux. Des combinaisons globalement neutres de couleur donnent ensuite naissance à des hadrons primaires, qui se désintègrent généralement en hadrons secondaires, souvent instables eux-mêmes. Sur cette figure, l'événement sous-jacent n'est pas représenté, mais contribuerait à complexifier le schéma.

Pour décrire l'événement sous-jacent et le phénomène de reconnexion de couleur, plusieurs modèles phénoménologiques, ajustés à partir de données expérimentales, sont disponibles [70, 71, 72]. Ces mécanismes empiriques améliorent la description de l'impulsion transverse des particules chargées ainsi que de leur multiplicité. Néanmoins, les modèles ne donnent pas encore une description cohérente des données pour des énergies de différents ordres de grandeur.

2.3 SIMULATION D'UNE COLLISION PROTON-PROTON

La simulation d'une collision proton-proton – schématisée sur la figure 2.14 – comprend la réalisation, numériquement, de chaque étape précédemment décrite, en envisageant tous les états finaux et processus associés possibles.

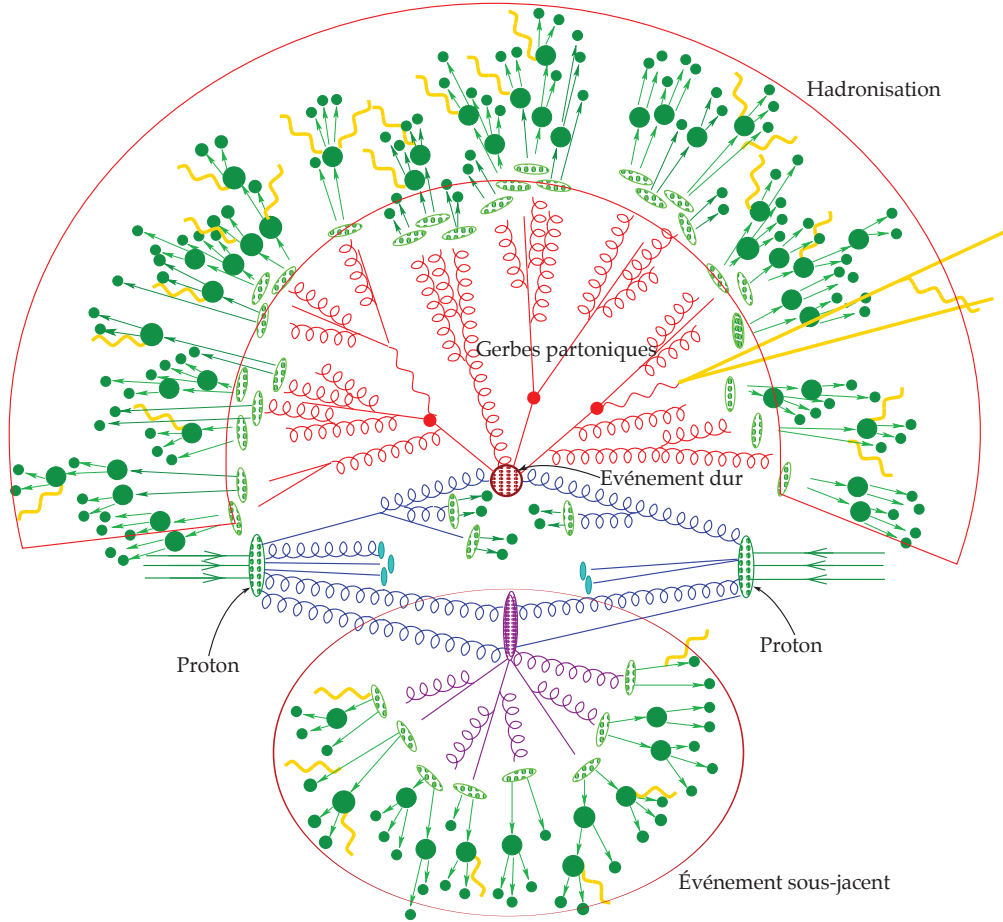


FIG. 2.14 – Représentation schématique de la simulation par étapes d'une collision proton-proton. L'événement dur, au centre, est produit par l'interaction de deux partons issus des protons initiaux. Les partons initiaux et finaux donnent lieu à de nombreuses radiations, qui forment les gerbes partoniques. Lorsque l'énergie des partons est suffisamment faible, ils s'hadronisent sous l'effet de l'interaction forte. L'interaction des restes des protons initiaux correspond à l'événement sous-jacent. De nombreux photons (en jaune) sont émis à chaque étape de l'évolution de l'événement.

Le nombre de dimensions de l'espace des phases étant généralement assez important, des méthodes Monte-Carlo sont utilisées pour les calculs de sections efficaces intégrales. Elles présentent en effet l'avantage d'avoir une vitesse de convergence indépendante du nombre de dimensions, et de pouvoir effectuer des intégrales sur des domaines d'intégration discontinus. Pour améliorer la précision des méthodes Monte-

Carlo, un changement de variable permettant de sélectionner préférentiellement les intervalles de l'espace des phases qui contribuent le plus à l'intégrale est souvent réalisé. Chaque point échantillonné correspond alors à un événement possible, pondéré par l'élément de matrice et un facteur de l'espace des phases. Dans l'équation 2.4, l'élément de matrice pour $k = \ell = 0$ correspond au diagramme de Feynman à l'arbre, habituellement implémenté dans des générateurs Monte-Carlo à but générique tels que PYTHIA [73] et HERWIG [74]. Les générateurs MADGRAPH [75] et SHERPA [76] contiennent des méthodes pour le calcul automatisé d'éléments de matrices pour certains processus pré-définis et peuvent par exemple permettre la simulation d'événements $t\bar{t}$ avec 3 ou 4 partons additionnels, mais ℓ demeure nul. Les générateurs NLO tels que POWHEG [76] correspondent le plus souvent à $k + \ell = 1$ et peuvent ainsi inclure des diagrammes de Feynman contenant soit une boucle soit une émission réelle. En vertu du théorème de Kinoshita-Lee-Nauenberg, les divergences infrarouges des deux types de diagrammes se compensent. Pour chaque événement, le générateur à éléments de matrice fournit le quadrivecteur énergie-impulsion de chaque parton et lepton produit lors de l'événement dur.

Les émissions réelles de partons additionnels sont ensuite simulées par des générateurs de gerbes partoniques tels que PYTHIA ou HERWIG, jusqu'au seuil d'hadronisation Q_0 à partir duquel un traitement perturbatif de la chromodynamique quantique n'est plus approprié. Techniquement, une interprétation probabiliste, similaire à celle des désintégrations nucléaires radioactives, permet l'utilisation de chaînes de Markov itératives. En partant d'une échelle Q_1 , l'échelle Q_2 à laquelle la radiation est émise est calculée à partir du facteur de Sudakov [77] pour un nombre aléatoire entre 0 et 1. Le facteur de Sudakov Δ correspond à la probabilité qu'il n'y ait pas de radiation réelle pour un état évoluant d'une échelle d'énergie Q_1 à une échelle Q_2 inférieure :

$$\Delta(\Phi_{t\bar{t}}, Q_1, Q_2) = \exp \left[- \sum_r \int_{Q_2}^{Q_1} \frac{d\Phi_{t\bar{t}+1}^r}{d\Phi_{t\bar{t}}} S_r(\Phi_{t\bar{t}+1}) \right], \quad (2.14)$$

où la fonction de radiation S_r est associée, le plus souvent, à une fonction de division $P_{a \rightarrow bc}$, $\Phi_{t\bar{t}+(k=\{0,1\})}$ ayant la même signification que dans l'équation 2.4. Dans le cas d'une émission à très basse énergie, un phénomène de cohérence de couleur est induit par confinement. Un modèle de dipôle de couleur, traduisant des transitions du type $q\bar{q} \rightarrow qg\bar{q}$, $qg \rightarrow qgg$, $gg \rightarrow ggg$, $qg \rightarrow qq'\bar{q}'$, et $gg \rightarrow gq\bar{q}$, est alors utilisé, ce qui correspond à une resommation de gluons de faible énergie au LL. La fonction de radiation S_r représente dans ce cas une fonction dipôle de Catany-Seymour [78] ou antenne [79]. Ce processus est répété, en partant de Q_2 , jusqu'à atteindre Q_0 . Pour les radiations de l'état initial, les impulsions des partons étant fixées au moment du calcul de l'élément de matrice, une évolution rétrograde, tenant compte des fonctions de densité partonique, est nécessaire.

Lorsqu'un générateur à éléments de matrice pour lequel $k > 0$ est utilisé, l'espace des phases des émissions de partons associées à l'élément de matrice $\mathcal{M}_{t\bar{t}+0}$ simulées

par le générateur de gerbes partoniques peut chevaucher celui du parton additionnel contenu dans l'état final associé à l'élément de matrice $\mathcal{M}_{t\bar{t}+k, k \geq 1}$. Pour éviter tout double-comptage d'un parton, lorsqu'un générateur à éléments de matrice LO est utilisé, les gerbes partoniques sont supprimées au-delà d'un seuil d'énergie de sorte que l'émission partonique est décrite par l'élément de matrice. En pratique, ce seuil est inférieur à l'échelle d'énergie du processus dur d'au moins un ordre de grandeur. Ainsi, la génération des partons de faibles impulsions ou colinéaires est assurée par le générateur à gerbes partoniques tandis que celle des partons plus énergétiques par le générateur à éléments de matrice. Les facteurs de Sudakov garantissent une transition douce entre les deux régions de l'espace des phases. Lorsqu'un générateur à éléments de matrice NLO est utilisé, des termes associés aux fonctions de radiation des gerbes partoniques peuvent être soustraits aux éléments de matrice correspondant à $(k = 1, \ell = 0)$ et $(k = 0, \ell = 1)$ pour éviter tout double-comptage. Cette approche peut cependant aboutir à des événements de poids négatifs. Lorsque le générateur POWHEG est utilisé, la description de l'émission partonique de plus haut p_T et les corrections virtuelles positives est assurée par le générateur à élément de matrice de sorte qu'aucun poids ne peut être négatif. Cette approche permet une description au NLO+LL.

La contribution de l'événement sous-jacent est également modélisée par le générateur de gerbes partoniques, tandis que des corrections sont effectuées pour rendre compte du phénomène de reconnexion de couleur.

Enfin, la formation de hadrons est simulée, par le générateur de gerbes partoniques, dans le cadre d'un des deux modèles paramétriques de fragmentation. En pratique, les paramètres de ces modèles sont ajustés à partir de distributions qui sont sensibles à la fois à la partie perturbative et à la partie non perturbative de la description de l'événement, ce qui compromet l'indépendance de cette étape avec les précédentes.

3

RECONSTRUCTION DES PRODUITS DE DÉSINTÉGRATION DU QUARK *TOP*

3.1	Le Solénoïde compact à muons	39
3.1.1	Conception du détecteur	40
3.1.2	Simulation du détecteur.	48
3.2	Reconstruction des événements	52
3.2.1	Algorithme de reconstruction	52
3.2.2	Identification des particules.	55
3.2.3	Calibrations et corrections	60
3.2.4	Signature d'un événement $t\bar{t}$	67
3.3	Système de déclenchement et enregistrement des données	68
3.3.1	Système de déclenchement de premier niveau	69
3.3.2	Système de déclenchement de haut niveau	70

3.1 LE SOLÉNOÏDE COMPACT À MUONS

Autour du point de collisions du cinquième octant est placé le détecteur CMS, avec lequel les produits de désintégration du quark *top* sont susceptibles d'interagir. Cet instrument compact de 14 000 t se présente sous la forme d'un cylindre de 28,7 m de long et de 15 m de diamètre, contenant un solénoïde supraconducteur capable de générer un champ de 3,8 T.

Le système de coordonnées adopté par la collaboration, représenté sur la figure 3.1, est similaire à celui des autres expériences situées au LHC. Le point de collisions, au centre du détecteur, est l'origine d'un repère orthonormé direct. L'axe des abscisses pointe vers le centre du LHC. L'axe des ordonnées, vertical, pointe vers le ciel. L'axe des cotes est quant à lui tangent aux faisceaux. Compte tenu de la symétrie cylindrique du détecteur, trois autres coordonnées sont couramment utilisées pour repérer un vecteur impulsion $\vec{p}$: la distance ρ à l'axe (Oz), l'angle azimutal $\phi \in [-\pi; \pi]$, entre l'axe des abscisses et la projection dans le plan transverse de $\vec{p}$, et la pseudo-rapacité η , exprimée à partir de l'angle polaire θ entre la direction de $\vec{p}$ et le faisceau :

$$\eta = -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right). \quad (3.1)$$

Pour les énergies atteintes au LHC, la pseudo-rapidité η peut être considérée comme un invariant de Lorentz dans la limite ultra-relativiste. La distance angulaire entre deux directions (η_1, ϕ_1) et (η_2, ϕ_2) :

$$\Delta R = \sqrt{(\eta_1 - \eta_2)^2 + (\phi_1 - \phi_2)^2} \quad (3.2)$$

est également un invariant vis-à-vis des transformations de Lorentz selon l'axe des cotes.

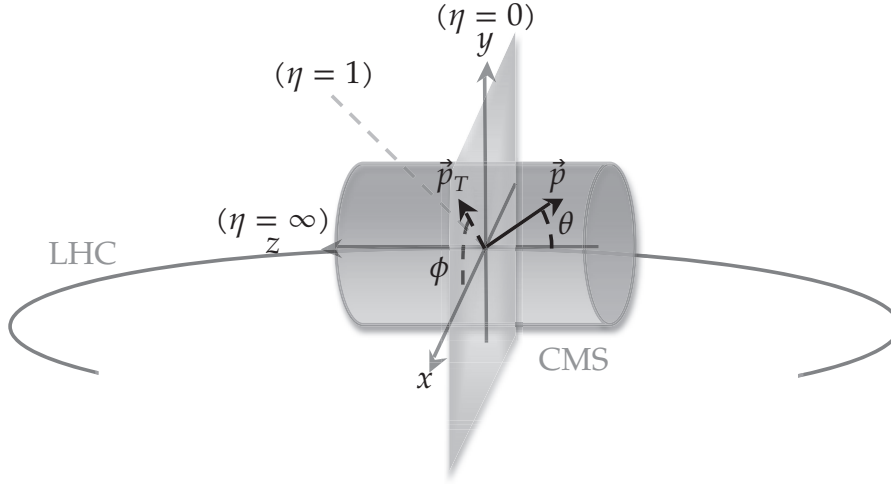


FIG. 3.1 – Système de coordonnées utilisé. L'origine du repère orthonormé direct est le point de collisions. L'axe des abscisses pointe vers le centre de l'anneau tandis que l'axe des cotes est tangent aux faisceaux.

3.1.1 Conception du détecteur

La conception du détecteur CMS [48, 80, 81] fut guidée par les défis que présente une expérience de physique auprès du LHC, dans un environnement hadronique. De nombreux événements multijets – produits par interaction forte lors des collisions de protons – constituent un bruit de fond très important aux processus plus rares dont l'étude est souhaitée. L'identification et la mesure de la quadri-impulsion des muons, photons et électrons sont ainsi primordiaux pour discriminer les événements multijets. Une mesure précise des vertex secondaires et des paramètres d'impact est également nécessaire pour une identification efficace des désintégrations de leptons τ et la physique du quark b .

La fréquence et le taux de collisions par événement imposés par le LHC alourdissent également le cahier des charges. En effet, pour ne pas mélanger les signaux de deux événements – phénomène appelé « empilement hors-temps » – le détecteur doit avoir complété l'acquisition électronique d'un événement avant que le suivant ne se produise. Les événements se produisant toutes les 50 ns, le temps de réponse de l'élec-

tronique doit être court. De plus, les paquets de protons contenant jusqu'à $1,7 \cdot 10^{11}$ particules dans les conditions de prise de données de 2012, environ 21 collisions inélastiques ont lieu à chaque croisement de faisceaux. Parmi ces dernières, la majorité mettent en jeu de faibles quantités d'énergie et l'étude des processus impliqués ne présente plus à l'heure actuelle d'enjeux d'envergure. Les signaux qu'elles créent dans le détecteur constituent néanmoins un bruit de fond appelé « empilement en temps ». Le détecteur doit par conséquent présenter une grande granularité afin de réduire l'occupation. Cela nécessite également un grand nombre de canaux électroniques et une excellente synchronisation entre eux. En outre, le flux de particules énergétiques étant important, la partie du détecteur la plus proche des faisceaux ainsi que l'électronique frontale sont soumis à des niveaux de radiations élevés.

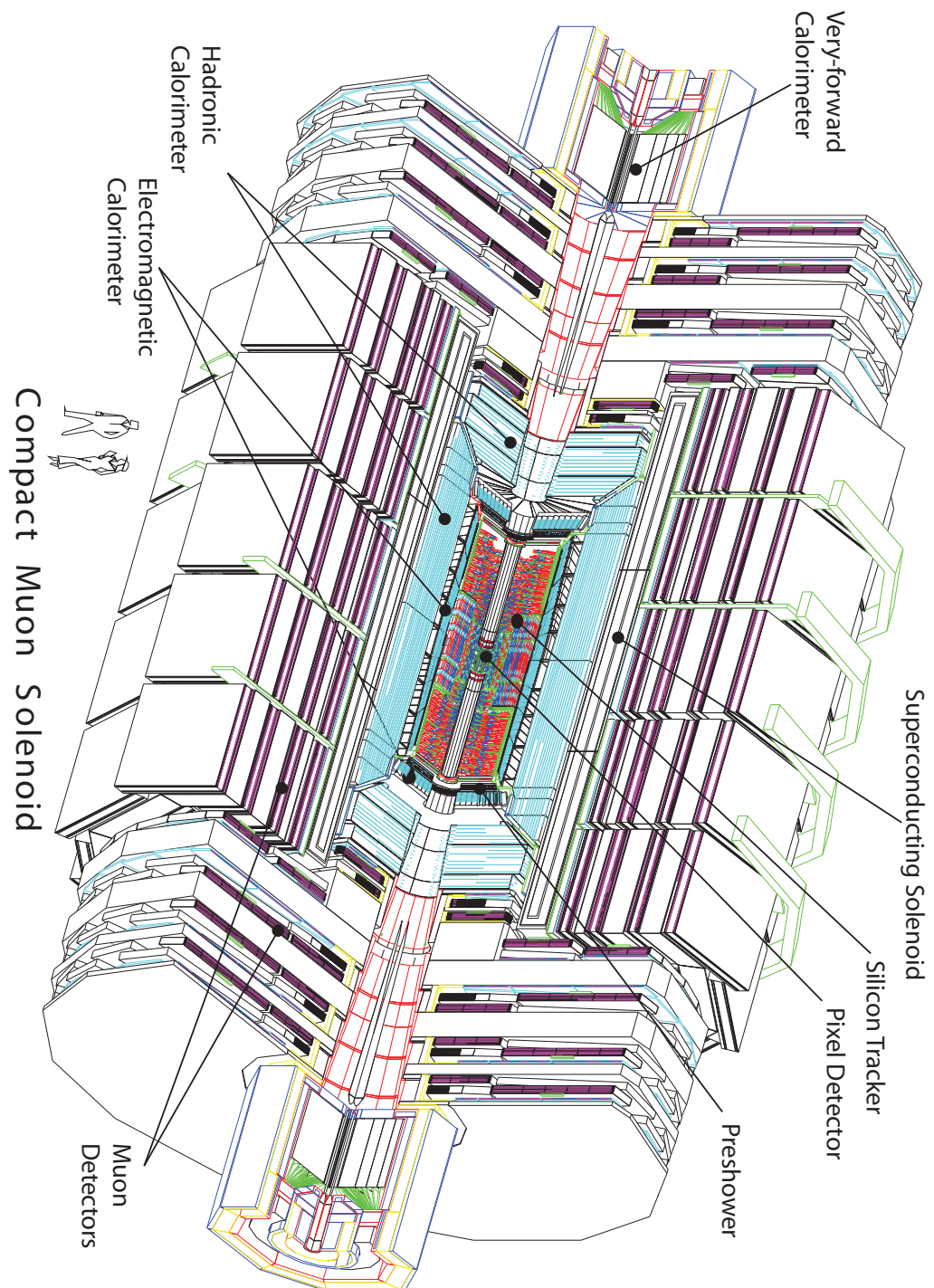
Le détecteur CMS est divisé en deux grandes parties : le tonneau – partie centrale enroulée autour du tube à vide du LHC pour laquelle $|\eta| < 1,4$ – et des bouchons aux extrémités. La figure 3.2 permet de visualiser l'agencement et la géométrie des sous-détecteurs. Le trajectographe ainsi que les calorimètres électromagnétique et hadronique sont contenus dans le solénoïde, tandis que les chambres à muons sont réparties dans la culasse de retour du champ magnétique.

Tirant profit de l'expertise acquise par les collaborations ALEPH, DELPHI et H1, la collaboration a choisi pour aimant un solénoïde de 12,9 m de long et de 5,9 m de diamètre interne. Cette géométrie présente l'avantage de courber, dès le vertex primaire d'interaction et uniquement dans le plan transverse, la trajectoire des particules chargées. Par ailleurs, le rayon de courbure d'une particule chargée étant proportionnel au rapport de son impulsion sur l'intensité du champ magnétique, la résolution sur l'impulsion de la particule est d'autant plus précise que le champ est élevé. Il s'agit par conséquent d'un solénoïde supraconducteur contenu dans un cryostat à hélium superfluide permettant de le refroidir à une température de 1,9 K.

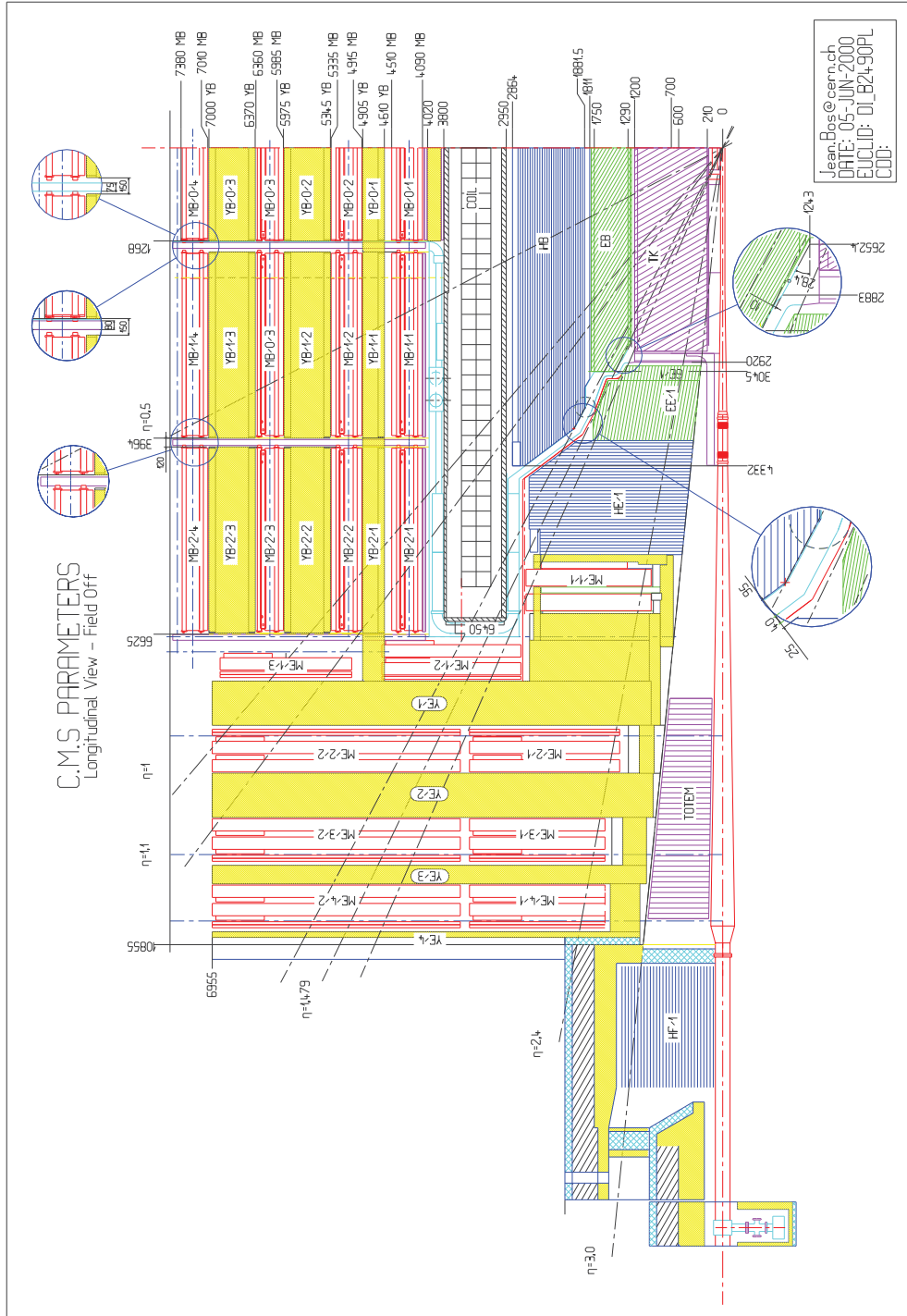
Le solénoïde est constitué d'un câble en NbTi, renforcé mécaniquement par un alliage d'aluminium, bobiné sur 4 couches en 2 168 spires, parcourues par un courant de 19,5 kA, accumulant une énergie totale de 2,7 GJ. Le retour du champ magnétique créé est assuré par 5 roues, notées YB sur la figure 3.2b, et 2 bouchons, notés YE, constitués de fer, pesant à eux seuls les trois quarts de la masse totale de CMS. Le solénoïde est en mesure de supporter une pression de 64 atm.

Les dimensions du solénoïde contraignent la taille du trajectographe ainsi que des calorimètres électromagnétique et hadronique. En revanche, la puissance du champ magnétique généré permet de restreindre le volume des chambres à muons et d'obtenir un détecteur – relativement – compact sans nuire à la mesure de l'impulsion des muons.

Le trajectographe, noté TK sur la figure 3.2b, est le sous-détecteur le plus proche du point d'interaction. Il a pour fonction la reconstruction des trajectoires hélicoïdales des particules chargées de pseudo-rapacité $|\eta| < 2,5$, courbées sous l'effet du champ



(a) Vue tridimensionnelles du détecteur CMS.



(b) Quart de vue du détecteur CMS.

FIG. 3.2 – Vues du détecteur CMS. À chaque extrémité du tonneau est placé un bouchon afin de couvrir le plus grand angle solide possible. Du point de collisions vers l'extérieur se succèdent le trajectographe, le calorimètre électromagnétique, le calorimètre hadronique, le solénoïde, et les chambres à muons intercalées dans la culasse de retour du champ magnétique [81].

magnétique, permettant ainsi de mesurer l'impulsion de ces particules chargées et de déterminer la position des vertex d'interaction.

L'agencement de ce cylindre de 5,4 m de long et 1,1 m de rayon est représenté sur la figure 3.3. Dans le tonneau, le trajectographe est divisé en trois régions :

- la région $0 < r < 10$ cm, dans laquelle le flux de particules, très élevé, nécessite l'utilisation de détecteurs silicium à pixels de $100 \times 150 \mu\text{m}^2$;
- la région intermédiaire $20 < r < 55$ cm, dans laquelle le flux est suffisamment faible pour utiliser des détecteurs à micropistes de silicium de $10 \text{ cm} \times 80 \mu\text{m}$ qui forment le *Tracker Inner Barrel* (TIB) ;
- la région la plus externe $r > 55$ cm, dans laquelle le flux permet d'utiliser des détecteurs à micropistes de silicium de $25 \text{ cm} \times 180 \mu\text{m}$ qui constituent le *Tracker Outer Barrel* (TOB).

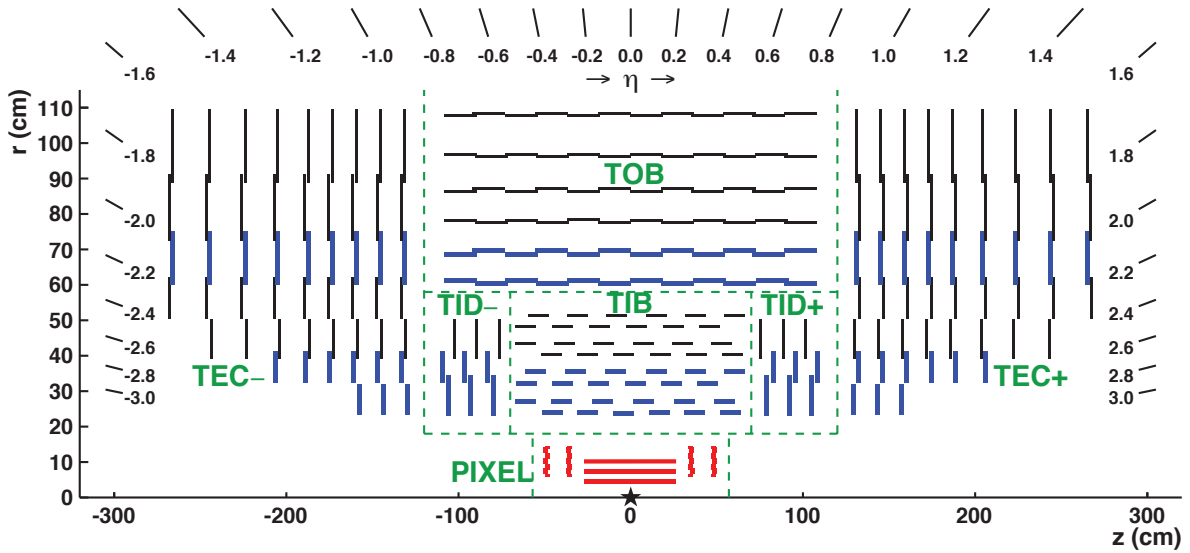


FIG. 3.3 – Vue du trajectographe dans le plan (r, z) [82]. En rouge sont représentés les détecteurs à pixel, en bleu les détecteurs double-couche à micropistes, et en noir les détecteurs mono-couche à micropistes.

Le détecteur à pixels est constitué de 768 modules de pixels, organisés en 3 couches à $r = 4,4, 7,3$, et $10,2$ cm, qui permettent d'obtenir une résolution spatiale de $10 \mu\text{m}$ dans le plan transverse et $20 \mu\text{m}$ dans la direction longitudinale, complétés par 4 disques de 6 et 15 cm de rayon, à $|z| = 34,5$ et $46,5$ cm. Les signaux créés au passage d'une particule chargée sont récupérés par 16 000 puces de lecture soudées aux modules. Le TIB comprend quant à lui 2 724 modules, répartis en 4 couches situées à $r = 25,5, 33,9, 41,8$ et $49,8$ cm, et le TOB en comporte 5 208, répartis en 6 couches. Les modules représentés en bleu sur la figure 3.3 sont des modules double-couche, permettant d'obtenir une bonne résolution – $\sim 23 \mu\text{m}$ dans le tonneau et $< 52 \mu\text{m}$ dans les

bouchons – à la fois dans le plan transverse et dans la direction longitudinale. L'électronique frontale permet d'amplifier, de stocker, et de traiter les 128 canaux de chaque détecteur à micropistes. Chaque bouchon, dans la région $120 < |z| < 280$ cm, contient également 9 disques de détecteurs à micropistes de silicium appelés *Tracker End Caps* (TEC) de rayon compris entre 22 et 113,5 cm, tandis que, dans la région de transition, entre le tonneau et les bouchons, 3 petits disques appelés *Tracker Inner Disks* (TID) complètent le TIB à $|z| = 70, 80, \text{ et } 90$ cm. Au total, ce sont 15 400 modules qui sont montés sur des structures en fibres de carbone et maintenus à une température de -20°C .

L'efficacité des différentes parties du trajectographe est représentée sur la figure 3.4 en fonction de la luminosité instantanée entre 0 et 4 Hz/nb^{-1} . La première couche du trajectographe est la plus sensible au taux de collisions. En 2012, la luminosité instantanée a atteint un pic de $7,7 \text{ Hz/nb}^{-1}$. L'efficacité de la première couche reste alors supérieure à 98%, tandis que celle des autres parties du trajectographe dépasse 99%.

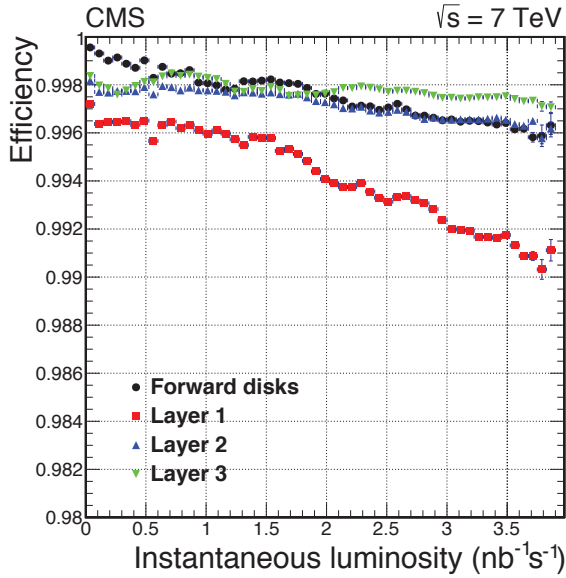


FIG. 3.4 – Efficacité des différentes parties du trajectographe en fonction de la luminosité instantanée mesurée à partir de collisions pp à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ [82]. Pour chaque sous-détecteur, y compris la couche la plus interne du trajectographe, l'efficacité est supérieure à 98%.

Le trajectographe est entouré du calorimètre électromagnétique (ECAL), dédié à la mesure précise de l'énergie des photons et électrons. Il comprend 75 848 monocristaux de tungstate de plomb : 61 200 dans le tonneau, noté EB sur la figure 3.2b, couvrant la région $|\eta| < 1,479$, et 7 324 dans chaque bouchon, noté EE, pour les pseudorapidités comprises entre 1,479 et 3. Dans le tonneau, les cristaux sont groupés dans des matrices 2×5 ($\phi \times \eta$), elles-mêmes groupées en 36 modules couvrant un $\Delta\phi$ de 20° . Dans les bouchons, les cristaux sont groupés en 138 matrices 5×5 appelées supercristaux. Les cristaux sont inclinés de 3° par rapport au point de collisions pour éviter qu'une zone non active ne soit alignée avec la trajectoire d'une particule.

Au passage d'un photon ou d'un électron dans ce scintillateur, une gerbe électromagnétique est initiée. De la lumière est émise par les cristaux en quantité proportion-

nelle à l'énergie déposée ($30\gamma/\text{MeV}$), puis collectée par des photo-détecteurs situés à l'extrémité des cristaux. Les photo-détecteurs utilisés sont des photodiodes à avalanche dans le tonneau ayant un gain intrinsèque de 50 à 18°C et des phototriodes à vide pour les bouchons ayant un gain légèrement inférieur à 10. Le tungstate de plomb est caractérisé par une longueur de radiation X_0 – distance nécessaire pour qu'un électron perde en moyenne une fraction de son énergie égale à $1 - 1/e$ dans cette gerbe – de 0,89 cm, et un rayon de Molière – rayon d'un cylindre contenant 90% de l'énergie de la gerbe – de 2,19 cm, ce qui permet aux cristaux d'être courts (230 mm dans le tonneau, 220 mm dans les bouchons) et de petite section ($2,18 \times 2,18 \text{ cm}^2$ dans le tonneau, et $2,47 \times 2,47 \text{ cm}^2$ dans les bouchons). Il ne faut que 25 ns pour que 80% de la lumière émise par les cristaux soit collectée par les photo-détecteurs. Le calorimètre est ainsi compact, avec une fine granularité, et rapide. Les deux inconvénients du tungstate de plomb sont la sensibilité à la température et l'opacification au fil des radiations. Un système de refroidissement permet de maintenir la température à $\pm 0,05^\circ\text{C}$, tandis qu'un système de contrôle par laser de fréquence proche du pic de scintillation du tungstate de plomb permet de mesurer la transparence des cristaux toutes les 20 mn afin de dériver les corrections nécessaires. La figure 3.5 montre la réponse des cristaux au cours du temps. À cause de la perte de transparence des cristaux au fil des radiations, la réponse diminue progressivement. Lors de périodes d'arrêt du LHC, les cristaux récupèrent un peu de leur transparence perdue, ce qui permet de ralentir le vieillissement du calorimètre.

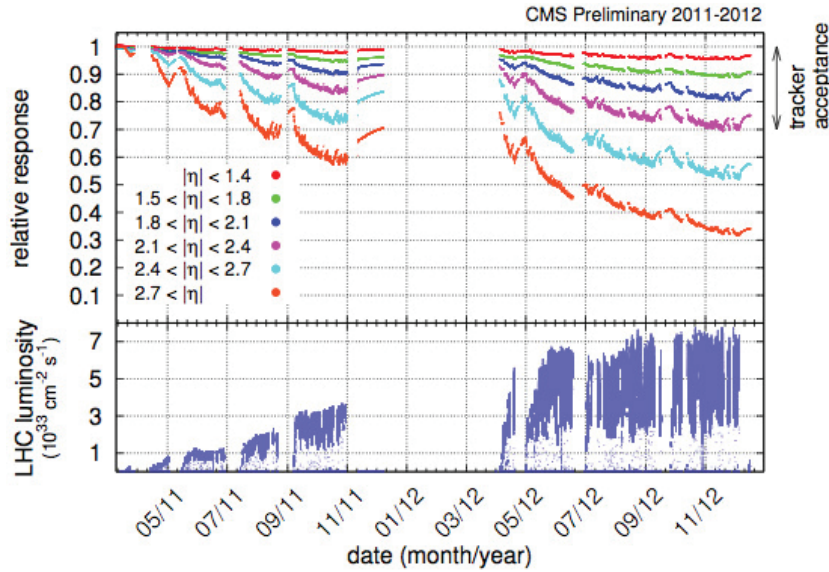


FIG. 3.5 – Réponse des cristaux du calorimètre électromagnétique au cours du temps [83]. Les régions les plus irradiées vieillissent plus vite.

Malgré la fine granularité du calorimètre électromagnétique, les deux photons issus de la désintégration d'un hadron neutre tel qu'un π^0 peuvent ne pas être résolus dans les bouchons. Le calorimètre est donc précédé d'un détecteur à pied de gerbe, noté SE sur la figure 3.2b, couvrant la région $1,653 < |\eta| < 2,6$. Une plaque de plomb et d'aluminium permet d'initier les gerbes électromagnétiques qui sont détectées par des bandes de silicium de 2 mm de large, avant d'entrer dans les cristaux du EE.

La résolution en énergie du calorimètre est ajustée par une distribution Gaussienne, paramétrée en fonction de l'énergie par :

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{S}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{N}{E}\right)^2 + C^2 \quad (3.3)$$

où S est le terme stochastique lié aux fluctuations dans l'étalement latéral des gerbes électromagnétiques, N le bruit électronique, et C le terme constant reflétant essentiellement les erreurs d'inter-calibration. Ces paramètres ont pu être déterminés en 2006 avec des faisceaux tests : $S = 2,8\%$, $N = 0,12 \text{ GeV}$, et $C = 0,30\%$ [84].

À l'extérieur du calorimètre électromagnétique se trouve le calorimètre hadronique (HCAL), détecteur à échantillonnages dédié à la mesure précise de l'énergie des hadrons neutres et chargés grâce à une succession d'absorbants et de scintillateurs. Le HCAL étant essentiellement situé à l'intérieur du solénoïde, seul un métal paramagnétique ayant une longueur d'interaction nucléaire – c'est-à-dire la longueur nécessaire pour absorber 36,7% des hadrons – raisonnablement courte peut convenir comme absorbant.

La partie du HCAL contenue dans le solénoïde, notée HB sur la figure 3.2b, est donc constitué de 15 plaques de laiton de 5 cm d'épaisseur et 2 plaques externes d'acier inoxydable pour renforcer mécaniquement la structure. Les tuiles de scintillateur, de 9 puis 3,7 mm d'épaisseur, sont reliées à des fibres optiques qui conduisent la lumière au système de lecture externe, constitué de photodiodes hybrides. Ce détecteur permet de couvrir la région $|\eta| < 1,4$ avec une segmentation $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,087 \times 0,087$.

Pour éviter des queues non Gaussiennes dans la résolution en énergie, il est nécessaire de contenir l'intégralité des gerbes hadroniques dans le calorimètre. Or pour des jets de l'ordre du TeV notamment, les gerbes ne sont pas contenues par le HB. Le HB est donc complété à l'extérieur du solénoïde, par le HO. Le HO comporte 5 anneaux. Les anneaux central et extrêmes sont constitués de 2 couches de scintillateur, à $r = 2,850$ et $4,097 \text{ m}$, séparées par 18 cm d'absorbant en fer. Les deux autres anneaux n'ont qu'une seule couche de scintillateur à $r = 4,097 \text{ m}$.

Dans les bouchons, le calorimètre hadronique, noté HE sur la figure 3.2b, couvre la région $1,48 < |\eta| < 3,0$. L'organisation est similaire à celle du HB, mais les plaques de laiton de 8 cm au lieu de 5 cm permettent de contenir intégralement les gerbes. Pour une meilleure herméticité, il est complété entre $3 < |\eta| < 5$ par deux calorimètres notés HF, deux cylindres de 130 cm de rayon et 165 cm de long, situés à $z = \pm 11,1 \text{ m}$. Il est

formé de tours d'absorbant en acier et de fibres optiques en quartz, qui permettent de mesurer l'énergie des hadrons par effet Cerenkov.

Le HF permet également de mesurer en temps réel la luminosité reçue par CMS. La luminosité est en effet proportionnelle à l'énergie transverse moyenne par tour, tandis que le nombre d'interactions par croisement de faisceaux se détermine à partir du nombre de tours sans signal. Des scans van der Meer [85] réalisés par le LHC, permettent, en déplaçant l'un des faisceaux horizontalement puis verticalement, de déterminer précisément la taille transverse des faisceaux ainsi que la section efficace inélastique pp visible par le détecteur, et donc de calibrer les mesures de luminosité.

Les calorimètres électromagnétique et hadronique sont quasiment transparents pour les muons. En plus du trajectographe, trois sortes de détecteurs à gaz sont utilisés pour identifier les muons et mesurer leur impulsion.

Dans le tonneau, jusqu'à $|\eta| < 1,2$, le flux de particules et le champ magnétique résiduel sont suffisamment faibles pour utiliser des chambres à dérive (DT), notées MB sur la figure 3.2b. Les chambres à dérive contiennent un mélange de 85% d'argon et de 15% de dioxyde de carbone dans des enceintes en aluminium. Lorsqu'un muon traverse une chambre, il ionise le gaz, créant des charges électriques collectées, en maximum 400 ns, par une anode centrale, faite d'un fil d'acier inoxydable plaqué or de 50 μm de diamètre. Au total, 250 chambres sont réparties en 5 roues de 4 couches concentriques, intercalées dans la culasse de retour du champ magnétique à $r = 4,0, 4,9, 5,9$, et $7,0$ m, de sorte qu'un muon – suffisamment énergétique – traverse au moins 3 chambres.

Dans les bouchons, le champ magnétique n'est pas constant et le flux de particules est beaucoup plus élevé. La région $0,9 < |\eta| < 2,4$ est donc couverte par 540 chambres à pistes cathodiques (CSC), notées ME sur la figure 3.2b. Il s'agit de chambres à fil proportionnelles de forme trapézoïdale. L'anode donne la coordonnée r , tandis que la charge induite sur la cathode permet d'obtenir la coordonnée ϕ .

En complément, des chambres à plaques résistives (RPC) sont utilisées dans le tonneau et dans les bouchons pour leur bonne résolution temporelle. Chaque chambre se compose de 2 plaques de bakélite, enduites d'huile de lin, séparées par 2 mm de gaz inerte. La résolution spatiale des RPC est moins bonne que celle des DT et CSC, mais leur temps de réponse, inférieur à 25 ns, permet d'identifier, sans ambiguïté, l'événement auquel appartient un muon.

3.1.2 Simulation du détecteur

Afin qu'un échantillon d'événements simulés puisse être comparé à un échantillon de collisions réelles, il est indispensable de simuler la propagation dans le détecteur, les interactions avec ses matériaux, et les réponses physique et électronique de ses sous-détecteurs – empilement hors-temps compris – pour toutes les particules de l'échantillon simulé, sans oublier d'inclure un profil de luminosité réaliste. Cette étape repose une fois de plus sur des méthodes Monte-Carlo, ajustées afin de reproduire de

façon réaliste et précise les observations expérimentales sur une large gamme d'énergies [86].

Le profil de luminosité est obtenu à partir du nombre d'interactions par croisement de faisceaux choisi par avance. Pour chaque événement, la luminosité instantanée est choisie au hasard à partir de ce profil. L'empilement en temps peut alors être simulé en superposant à chaque événement, simulé selon le protocole décrit dans la section 2.3, un nombre d'interactions inélastiques, générées avec PYTHIA, suivant une distribution de Poisson basée sur le profil de luminosité et la section efficace inélastique.

Une description extrêmement précise de la géométrie du détecteur et de ses matériaux, incluant le câblage électrique, ainsi que des processus physiques pour les interactions électromagnétiques et hadroniques est implémentée grâce au logiciel GEANT4 [87]. La trajectoire des particules de l'état final dans le détecteur est extrapolée à partir de leur énergie-impulsion. La courbure des trajectoires des particules chargées dépend du champ magnétique, dont la description est configurable en temps réel. Leur interaction avec les sous-détecteurs dépend ensuite de leur nature.

La simulation du trajectographe requiert une très grande précision dans la description de ses composants actifs et passifs, ainsi qu'un traitement très fin du phénomène de Bremsstrahlung qui affecte les électrons. Chaque détail de la géométrie du trajectographe est pris en compte tandis que le budget matériel est estimé à partir de conversions électron-photon et d'interactions nucléaires.

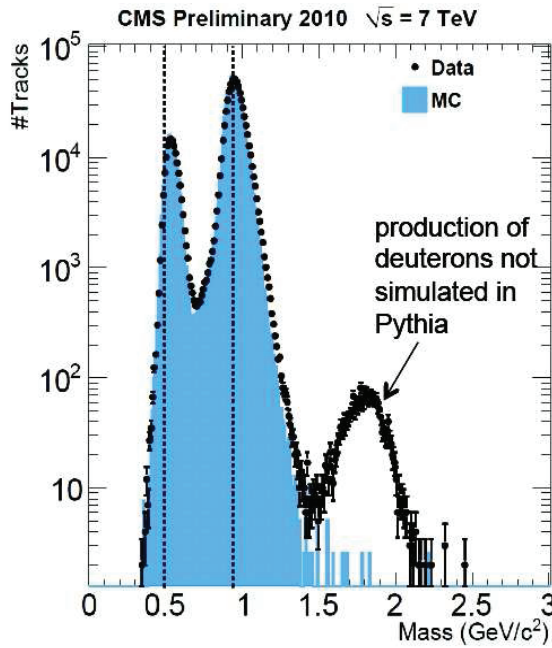


FIG. 3.6 – Distribution de la masse des particules chargées produites lors d'interactions nucléaires dans le trajectographe, estimée à partir de leur impulsion transverse et perte d'énergie dE/dx au cours de leur propagation dans le trajectographe pour les données et une simulation [86].

De nombreuses comparaisons entre données et simulations permettent de valider la description du trajectographe. La figure 3.6 montre par exemple une estimation, obtenue dans le cadre d'études des interactions nucléaires dans le trajectographe, de la

masse des particules chargées à partir de leur impulsion et perte d'énergie au cours de leur propagation pour les données et une simulation. Les données sont très bien reproduites par la simulation pour les kaons et protons. Autour de 2 GeV, une résonance se détache dans les données uniquement. Elle correspond au deutéron, dont la production n'est pas incluse dans la simulation réalisée avec le générateur PYTHIA.

La simulation du calorimètre électromagnétique nécessite également une description très précise de sa géométrie et du budget matériel, mais aussi une modélisation fidèle des processus électromagnétiques. En particulier, l'alignement des constituants du calorimètre doit être modulable et ajustable afin de rendre compte des calibrations laser régulièrement réalisées.

La simulation des gerbes électromagnétiques résultant des interactions particules-matière passe par la compréhension des profils transverse et longitudinal d'une gerbe. Elle est testée en faisceaux tests et à partir de données issues de collisions pp. La figure 3.7 permet de comparer, pour les données et une simulation, la largeur dans la direction η des gerbes électromagnétiques créées dans les bouchons du calorimètre par interaction particules-matière. Un très bon accord est obtenu entre données et simulation.

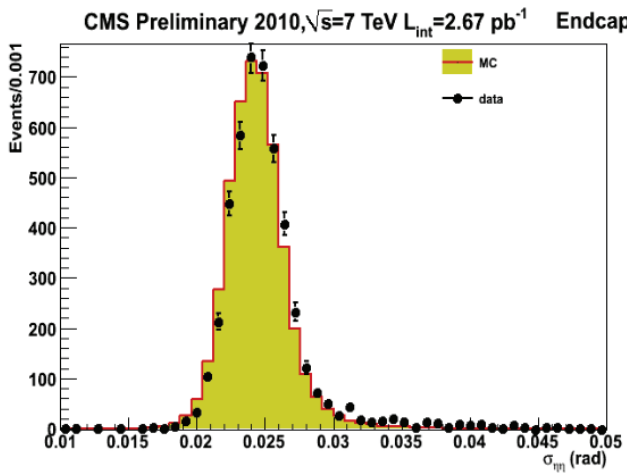


FIG. 3.7 – Distribution de la largeur des gerbes électromagnétiques créées dans les bouchons du calorimètre lors d'interaction entre leurs cristaux et des électrons ou photons, soit simulés soit issus de collisions pp [86].

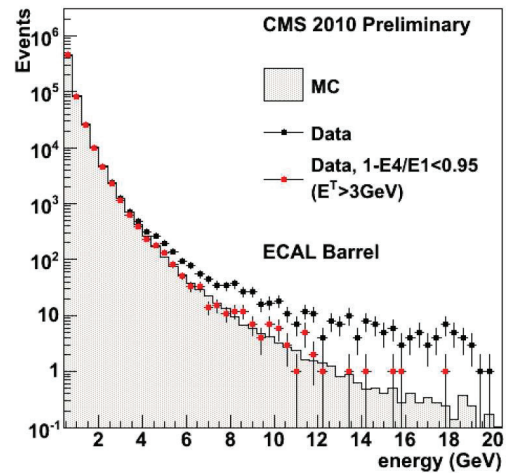


FIG. 3.8 – Distribution de l'énergie déposée dans le tonneau du calorimètre électromagnétique. Les données après application d'un filtre du bruit sont représentées en rouge [86].

La simulation permet par ailleurs de mieux comprendre le détecteur. Quelques dépôts d'énergie anormalement élevés sont parfois observés dans le calorimètre et perturbent fortement la prise de données s'ils ne sont pas corrigés. Grâce à la simulation, le phénomène a pu être interprété. Il est dû à des dépôts d'énergie dans la fine couche

de silicium des photo-diodes à avalanche. Des filtres ont pu être développés pour supprimer ces dépôts. La figure 3.8 montre les dépôts d'énergie dans le tonneau du calorimètre avant et après application sur les données de ces filtres, qui permettent de supprimer l'excès dans la queue à haute énergie.

Une description fiable du temps de réponse, de la réponse en énergie en fonction de l'énergie, et du bruit est cruciale pour le calorimètre hadronique. Des bibliothèques permettent de modéliser les gerbes hadroniques créées lors des interactions particules-matière ainsi que le bruit. La figure 3.9 montre pour différentes bibliothèques la réponse en énergie du calorimètre à un faisceau de pions selon l'énergie de ce faisceau. Bien que toutes les bibliothèques testées prédisent une réponse en accord avec les observations expérimentales, la bibliothèque finalement adoptée par la collaboration est la bibliothèque QGSP-FTFP-BERT-EML.

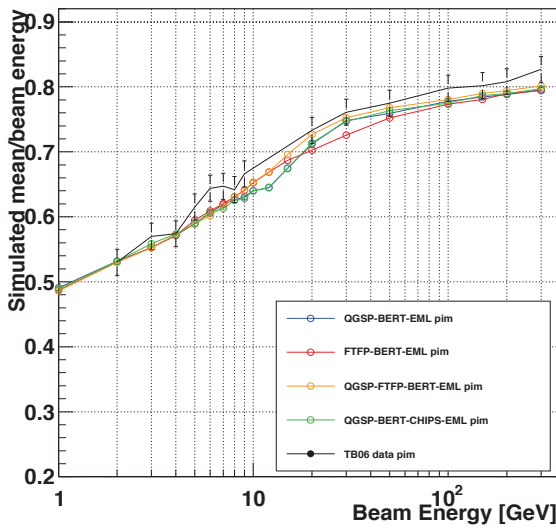


FIG. 3.9 – Réponse en énergie du calorimètre hadronique pour un faisceau test de pions selon l'énergie de ce faisceau [86]. La simulation obtenue avec la liste QGSP-FTFP-BERT-EML (ocre) est celle qui reproduit le plus fidèlement les données du faisceau test (noir).

La validité de la simulation des détecteurs à muons est vérifiée grâce à la prise régulière d'échantillons de muons cosmiques, sur une gamme d'énergie s'étendant de 10 GeV à 10 TeV. Un très bon accord entre données et simulations est obtenu lors des divers tests effectués. Le logiciel GEANT4 inclut une description du Bremsstrahlung, les possibles effets nucléaires, et les diffusions multiples que peuvent subir les muons les plus énergétiques qui traversent parfois tout le détecteur sans être arrêtés. Le temps de dérive et le bruit sont également soigneusement simulés.

Pour être en mesure de simuler fidèlement l'isolation des muons, une estimation réaliste du phénomène de *punch through* est indispensable. Il s'agit de gerbes hadroniques qui ne sont pas intégralement contenues dans le calorimètre hadronique et dont les constituants hadroniques peuvent interagir avec les premières chambres à muons, particulièrement celles contenues entre le HB et le HO, et feindre le signal qui serait créé par un muon.

L'efficacité de reconstruction repose quant à elle sur une description précise de la géométrie et de l'alignement des détecteurs à muons.

En contrepartie de la précision et de la fidélité de la simulation du détecteur, le temps de calcul pour chaque événement est très long. Les capacités CPU limitent donc la taille des échantillons simulés disponibles pour les analyses.

3.2 RECONSTRUCTION DES ÉVÉNEMENTS

Que ce soit pour les données réelles ou des simulations, en sortie du détecteur ou de sa simulation, chaque événement consiste en une collection de signaux électriques. Il faut traduire ces données brutes en termes de candidats particules pour que l'événement soit analysable et avoir une chance de comprendre les processus de physique mis en jeu entre l'instant où les faisceaux se croisent et l'instant où la réponse électronique du détecteur est enregistrée.

3.2.1 Algorithme de reconstruction

L'algorithme utilisé est un algorithme de type *particle flow*, qui combine les signaux produits dans les différents sous-détecteurs pour reconstruire un flot de particules [88, 89]. Cela permet notamment, en combinant l'information du trajectographe avec celle des calorimètres, de contrebalancer les faiblesses du calorimètre hadronique dans la reconstruction des jets, l'impulsion des hadrons chargés étant mesurée bien plus précisément par le trajectographe. Son cahier des charges, qu'il remplit avec un grand succès, inclut la nécessité d'une efficacité de reconstruction très élevée pour un taux de fausse identification très bas.

La reconstruction des trajectoires – ou traces – des particules chargées dans le trajectographe est faite de façon itérative en utilisant un filtre de Kalman [90].

Des triplets de coups dans les deux couches les plus internes du détecteur à pixels sont utilisés comme graines. Les trajectoires sont ensuite extrapolées en recherchant des coups compatibles avec chaque triplet dans les autres couches. Lors de la première itération, les contraintes sont très fortes de sorte que l'efficacité est moyenne mais le taux de faux très faible. Les coups associés sans ambiguïté à une trajectoire sont retirés de la liste de coups pour les itérations suivantes, dans lesquelles les contraintes sont progressivement relâchées, permettant de reconstruire un maximum de traces sans sacrifier la qualité des meilleures.

À l'issue de la troisième itération, l'efficacité de reconstruction des muons isolés s'élève à 99,5% et celle des hadrons chargés à plus de 90% [91]. Les trajectoires des hadrons associés à des vertex déplacés peuvent être reconstruites lors des quatrième et

cinquième itérations. Au bout de 5 itérations, les trajectoires de particules de 150 MeV seulement, ne laissant que trois coups, peuvent être interpolées.

La figure 3.10 montre la résolution en p_T sur les traces reconstruites. Dans le tonneau, elle est inférieure à 4%.

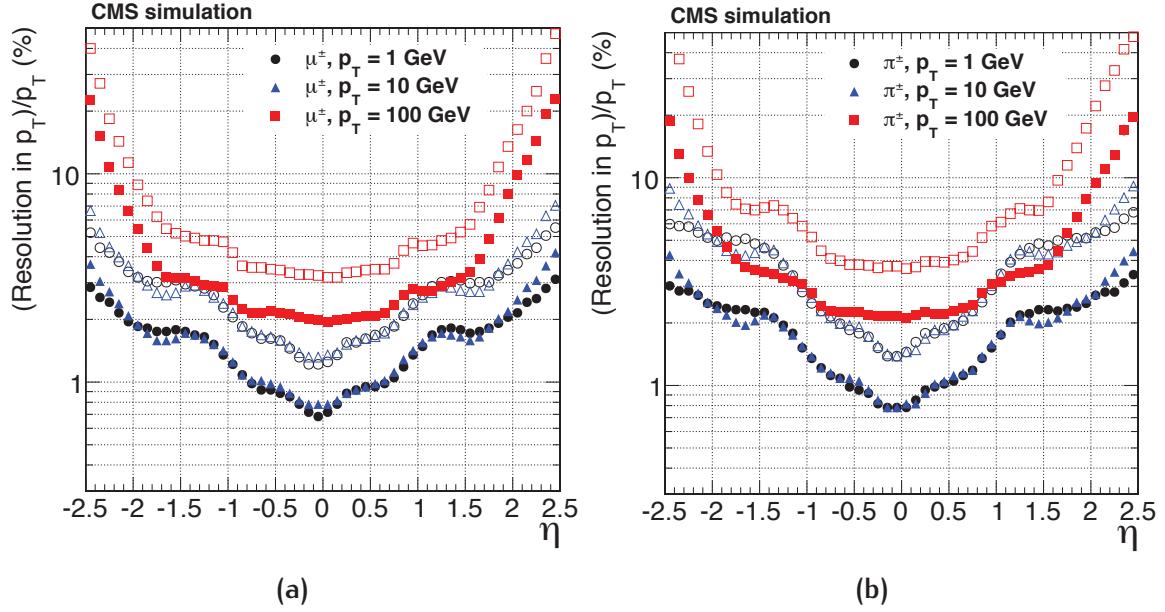


FIG. 3.10 – Résolution en p_T sur les traces reconstruites en fonction de leur pseudorapidité – selon qu’elles sont associées à des muons (a) ou non (b) – mesurée à partir de collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV [82]. Les symboles pleins (vides) correspondent à un niveau de confiance de 68% (90%).

Lorsque leur distance à l’axe du faisceau est inférieure à 2 mm, les trajectoires reconstruites sont agglomérées en candidats vertex. Pour chaque agrégat, un ajustement de vertex est réalisé [92]. Seuls les agrégats pour lesquels le χ^2 normalisé au nombre de degrés de liberté de l’ajustement est inférieur à 20 sont considérés comme des vertex primaires. La résolution spatiale, estimée à partir des premières données collectées à $\sqrt{s} = 7$ TeV, est inférieure à 50 μm dans les trois directions pour les vertex reconstruits à partir d’au moins 10 trajectoires [82].

Afin de distinguer le vertex primaire correspondant à l’interaction dure de ceux dus à l’empilement, la somme quadratique de l’impulsion transverse des traces qui le composent est calculée pour chacun. Le vertex retenu est celui correspondant à la somme la plus élevée, localisé dans une région de 24 cm longitudinalement et de 2 cm transversalement autour du point nominal d’interaction, et dont l’ajustement a au moins 4 degrés de liberté. Le nombre moyen de vertex primaires ajustés en 2012 s’élève à 14,6, ce qui correspond à une efficacité de reconstruction de l’ordre de 70%.

Des agrégats calorimétriques sont obtenus à partir des dépôts d’énergies laissés dans les calorimètres. Ces agrégats permettent non seulement de mesurer l’énergie

et la direction des particules neutres qui ne laissent pas de traces dans le trajectographe, mais sont également indispensables à la reconstruction des électrons dont les trajectoires peuvent être très fortement affectées par le Bremsstrahlung et à celle des hadrons chargés de faible impulsion. L'agglomération est effectuée séparément pour chaque partie des calorimètres électromagnétique et hadronique.

Les cellules calorimétriques, dont les dépôts dépassent un seuil déterminé en fonction du bruit du détecteur, constituent les graines de l'algorithme. Plusieurs graines ne peuvent être en contact direct. Des agrégats topologiques sont construits en agrégeant à chaque graine les cellules voisines dont les dépôts dépassent le double de la déviation standard du bruit électronique du calorimètre. Dans le cas où certaines cellules seraient susceptibles d'être agglomérées à plusieurs graines, le partage de leur énergie dépend de la distance à chaque graine. L'hypothèse selon laquelle la largeur du profil Gaussien d'une gerbe électromagnétique ne dépend pas de l'énergie de la gerbe sous-tend ce choix. Tandis que la position de l'agrégat est déterminée uniquement à partir des dépôts d'énergie dans la graine et les cellules agrégées, la profondeur du maximum de la gerbe électromagnétique est estimée à partir de son énergie et de sa position en η .

Les agrégats calorimétriques et les traces sont éventuellement associés grâce à un algorithme de liaison, en prenant soin d'éviter tout double-comptage. Chaque combinaison est envisagée et une variable discriminante doit permettre d'éliminer les combinaisons les moins probables lorsque plusieurs combinaisons ont un élément en commun. Ces liens permettent de constituer des blocs d'éléments, qui contiennent bien plus d'informations que chaque élément considéré individuellement, à partir desquels des candidats particules peuvent être identifiés et reconstruits.

Un agrégat calorimétrique est relié à une trace lorsque l'extrapolation de la trace dans le calorimètre intercepte le volume délimité par l'agrégat. Ce volume peut être augmenté d'un cristal pour le calorimètre électromagnétique ou d'une tour pour le calorimètre hadronique. La distance dans le plan (η, ϕ) est calculée entre la position de l'agrégat et la trace. Pour les liens entre trajectographe et calorimètre électromagnétique, des agrégats correspondant à des trajectoires tangentes à la trajectoire principale sont recherchés afin de regrouper les photons rayonnés par Bremsstrahlung.

De la même manière, lorsque le volume délimité par un agrégat dans le calorimètre électromagnétique est spatialement compatible avec celui délimité par un agrégat dans le calorimètre hadronique, à un cristal ou une tour près, un lien peut être établi. Il est une fois encore caractérisé par la distance dans le plan (η, ϕ) entre les deux agrégats.

Des liens peuvent également être établis entre les traces reconstruites dans le trajectographe et les détecteurs à muons. L'ajustement entre les deux est en revanche caractérisé par une variable de χ^2 .

3.2.2 Identification des particules

Les différentes particules ne laissent pas la même signature dans le détecteur. En particulier, les électrons laissent une trace dans le trajectographe et un dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique, tandis que les muons laissent des traces dans le trajectographe et dans les chambres à muons. Les particules collimées dans des jets laissent également des traces dans le trajectographe si elles sont électriquement chargées, mais s'arrêtent dans les calorimètres électromagnétique ou hadronique lorsque ce ne sont pas des muons. Les neutrinos quant à eux ne peuvent être détectés. Puisque l'énergie totale transverse définie comme $E_T = E \sin \theta = E / \cosh \eta$ est nulle avant collision et doit le rester par conservation, leur présence se traduit par de l'énergie transverse manquante (E_T^{miss}). Enfin, les leptons τ , dont la masse est de 1,777 GeV [15], se désintègrent avant de pouvoir être directement détectés.

La reconstruction des candidats particules commence par celle des muons, répartis en trois collections : les muons globaux, les muons *tracker*, et les muons *standalone*.

La reconstruction des muons globaux part de l'extérieur vers l'intérieur du détecteur CMS. Chaque trace laissée dans les chambres à muons est extrapolée dans le trajectographe. Un test de χ^2 permet d'associer éventuellement une trace du trajectographe avec la trace des chambres à muons. La trajectoire des muons étant d'autant moins courbée qu'ils sont énergétiques, une telle association se traduit par une meilleure résolution sur l'impulsion comparativement au cas où seule l'information du trajectographe serait utilisée.

La reconstruction des muons *tracker* va au contraire de l'intérieur vers l'extérieur. Chaque trace du trajectographe est extrapolée en direction des chambres à muons, à la recherche d'un segment du détecteur à muon qui aurait généré un signal électrique, en tenant compte des éventuelles pertes d'énergie, diffusions multiples, et inhomogénéités du champ magnétique. Cette approche permet de reconstruire les muons de faible impulsion transverse que la trajectoire très fortement déviée par le solénoïde ne permet pas d'identifier comme des muons globaux.

Il peut y avoir un recouvrement entre ces deux collections de muons. Lorsqu'un muon global et un muon *tracker* partagent la même trace dans le trajectographe, ils sont simplement fusionnés en un seul candidat muon. Cependant, pour environ 1% des traces laissées dans les chambres à muons, aucune des deux techniques de reconstruction ne permet de les associer aux traces du trajectographe. Ces candidats particules sont regroupés sous la dénomination de muons *standalone*. Les blocs d'éléments associés aux candidats muons sont finalement retirés pour la reconstruction des autres candidats particules.

Des critères de qualité sont imposés par l'algorithme de *particle flow* aux candidats de chaque catégorie selon le nombre de coups à partir desquels les traces ont pu être reconstruites, leur compatibilité avec les agrégats calorimétriques, leur paramètre d'im-

pact, la distance au vertex principal dans la direction z , et le χ^2 des liens éventuels entre trajectographe et spectromètre à muons.

À cause de la radiation de photons par Bremsstrahlung, les électrons peuvent perdre une grande partie de leur énergie dans le trajectographe, ce qui se traduit par une forte augmentation de la courbure de leur trajectoire et un écart important entre l'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique et l'impulsion mesurée dans le trajectographe. L'identification des photons émis est indispensable à une reconstruction précise de l'énergie des électrons. Un algorithme spécifique, appelé *Gaussian sum filter* est spécifiquement utilisé [93].

De « super amas » sont reconstruits à partir des agrégats du calorimètre électromagnétique afin de sommer l'énergie de l'agrégat laissé par l'électron à celle des agrégats laissés par les photons qu'il a émis. Dans le tonneau, des dominos 1×3 ou 1×5 dans le plan (η, ϕ) de cristaux associés à des dépôts d'au moins 100 MeV sont incorporés au super amas s'ils sont alignés avec un agrégat selon η et que leur énergie diminue avec la distance à la graine, ou si un vide de moins de 100 MeV les sépare de l'agrégat selon ϕ . Dans les bouchons, les super amas sont formés à partir de colonnes en ϕ de cristaux dont l'énergie décroît de façon continue avec la distance qui les sépare de l'agrégat.

En appliquant le modèle de Bethe-Heitler [94], le rayonnement Bremsstrahlung est modélisé par la somme de distributions Gaussiennes lors de la reconstruction de la trajectoire de l'électron. Le nombre de paramètres du modèle étant élevé, l'algorithme n'est utilisé que pour un nombre limité de traces présélectionnées en fonction de leur probabilité d'être associées à un électron.

Le candidat électron est finalement formé par l'association d'un super amas à une trace lorsque l'énergie transverse du super amas est supérieure à 4 GeV, la distance dans le plan (η, ϕ) entre les deux est inférieure à 0,15, et le rapport entre l'énergie dans le calorimètre hadronique – dans un cône de rayon $\Delta R = 0,15$ autour du super amas – et l'énergie du super amas est inférieur à 15%.

Des critères de qualité sont imposés aux candidats pour éviter d'identifier à tort des jets ou des photons comme des électrons. Ils sont basés principalement sur la forme et la position de la gerbe électromagnétique générée dans le calorimètre. Les blocs d'éléments associés aux candidats électrons sont alors retirés pour les étapes suivantes de l'algorithme de *particle flow*. Certains électrons peuvent ne pas provenir d'un vertex primaire mais d'une conversion de photon. Le paramètre d'impact de leur trace permet de les identifier.

Les hadrons – neutres et chargés – et photons sont ensuite reconstruits à partir des blocs d'éléments restants.

Chaque trace permet d'identifier le bloc associé comme un candidat hadron chargé, dont l'impulsion et l'énergie sont mesurées à partir de la trace avec l'hypothèse qu'il s'agit d'un pion chargé. Lorsque l'énergie des agrégats calorimétriques liés à une trace est compatible avec l'énergie estimée à partir de cette trace, la précision sur la mesure

est améliorée grâce à une moyenne pondérée. Si ce n'est pas le cas, c'est le signe que des photons ou hadrons neutres ont déposé leur énergie au même endroit qu'une particule chargée. Si l'excès d'énergie entre les agrégats et la trace est supérieur à l'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique, l'énergie électromagnétique est associée à un candidat photon et l'écart entre l'énergie hadronique et l'énergie évaluée à partir de la trace est attribué à la présence d'un candidat hadron neutre. Sinon, l'intégralité de l'excès est attribué à la présence d'un candidat photon.

Les agrégats reconstruits à partir des dépôts dans le calorimètre électromagnétique non associés à une trace donnent naissance à des candidats photons, tandis que ceux obtenus pour le calorimètre hadronique sont assimilés à la présence de candidats hadrons neutres.

Une fois les collections de candidats établies, il faut identifier les leptons isolés. L'isolation quantifie l'activité dans le détecteur dans un cône de rayon ΔR autour du candidat. Plus elle est proche de 0, plus le lepton est isolé. Sa définition doit être robuste à l'empilement, c'est-à-dire à la présence de candidats qui ne sont pas associés au même vertex primaire. Elle est définie comme le rapport entre la somme des impulsions transverses des hadrons chargés, des hadrons neutres, et des photons provenant du même vertex primaire, à laquelle la somme des impulsions transverses des hadrons chargés, des hadrons neutres, et des photons provenant de vertex d'empilement doit être soustraite, et l'impulsion transverse du lepton. Pour un muon, les particules contenues dans un cône de rayon $\Delta R = 0,4$ entrent dans le calcul de l'isolation. Le muon est considéré isolé si son isolation est inférieure à 12%. Pour un électron, la taille du cône est réduite à $\Delta R = 0,3$ mais l'isolation doit être inférieure à 10% pour que l'électron soit considéré isolé.

Les jets peuvent alors être reconstruits à partir des leptons non isolés, photons, hadrons neutres et hadrons chargés. Afin de réduire la contribution de l'empilement et améliorer la résolution sur les jets, les hadrons chargés dont la trace n'est pas associée au vertex principal sont exclus. Les performances de cette procédure, qui porte le nom de « soustraction des hadrons chargés » (CHS) [7], sont présentées dans la section 3.2.3.2.

L'algorithme utilisé pour la reconstruction des jets est l'algorithme anti- k_T [95], qui présente l'avantage d'être robuste vis-à-vis d'éventuelles radiations infrarouges et émissions colinéaires. En effet, les jets obtenus sont inchangés lorsqu'une radiation de très faible énergie est ajoutée et lorsque l'un des candidats particules est scindé en deux candidats ayant presque la même direction de propagation. Les jets obtenus avec cet algorithme ont donc un sens du point de vue de la chromodynamique quantique perturbative et ne dépendent pas du seuil d'énergie auquel la génération des gerbes partoniques est stoppée au profit de la simulation de l'hadronisation.

À chaque itération de l'algorithme, les candidats sont considérés par paires (i, j) . Les deux quantités suivantes sont calculées :

$$d_{ij} = \min(p_{T,i}^{-2}, p_{T,j}^{-2}) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}, \quad (3.4)$$

$$d_{B,i} = p_{T,i}^{-2}, \quad (3.5)$$

où $p_{T,i}$ est l'impulsion transverse du candidat i , ΔR_{ij} la distance dans le plan (η, ϕ) entre les candidats i et j , et $R = 0,5$ est la taille maximale du jet. L'algorithme cherche la valeur minimale $d_{\min}$ pour tous les d_{ij} et $d_{B,i}$ obtenus à partir des toutes les paires de candidats. Si $d_{\min}$ correspond à d_{ij} pour une paire de candidats, alors i et j sont fusionnés en un unique candidat qui sera considéré à la prochaine itération de l'algorithme. Sinon, le candidat i est considéré comme un jet et retiré de la liste des candidats utilisables à l'itération suivante. Les itérations se succèdent jusqu'à ce que la liste de candidats soit vide. Comme le montre la figure 3.11, les jets obtenus sont des cônes d'ouverture R , sauf si deux jets sont séparés de moins de $2R$.

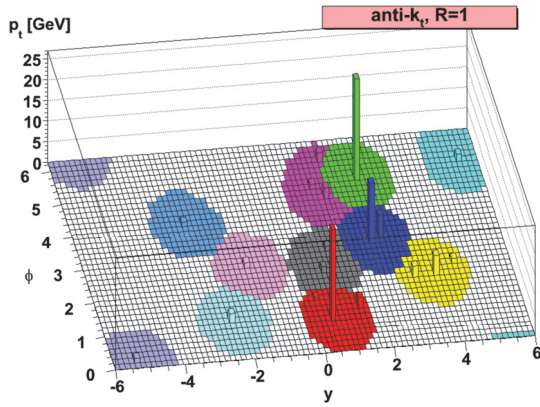


FIG. 3.11 – Reconstruction d'un événement simulé contenant plusieurs partons et « fantômes » de faible énergie avec l'algorithme anti- k_T pour $R = 1$ [95]. La plupart des jets sont de forme conique. Seuls les jets les moins énergétiques ont une forme plus complexe.

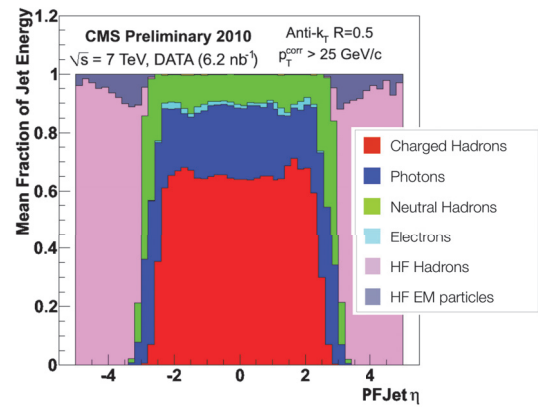


FIG. 3.12 – Composition des jets reconstruits avec l'algorithme anti- k_T pour une taille maximale de $R = 0,5$ à partir des premières collisions enregistrées en 2010 à $\sqrt{s} = 7$ TeV [96]. Le HF est la partie du calorimètre hadronique couvrant la région $|\eta| > 3,0$.

Afin de supprimer les faux jets, il est demandé qu'ils contiennent au moins 2 constituants, et qu'ils soient constitués à la fois de particule(s) chargée(s) et neutre(s). La figure 3.12 montre la composition des jets reconstruits en fonction de leur pseudorapidité, évaluée à partir des données collectées en 2010. Le trajectographe couvrant l'espace $|\eta| < 2,4$, il est impossible de distinguer un constituant neutre d'un constituant chargé en dehors de cette acceptance. Dans cette acceptance, un jet reconstruit

est en moyenne constitué pour 65% de hadrons chargés, 25% de photons, et 10% de hadrons neutres. Les leptons sont rares. Contrairement aux muons de $p_T > 4$ GeV, les électrons non isolés sont difficiles à identifier. La présence d'un muon est souvent caractéristique d'un jet issu de l'hadronisation d'un quark b , dont le hadron B s'est désintégré semileptoniquement.

Avec une masse $m_B \sim 5$ GeV et un temps propre $\tau_B \sim 10^{-12}$ s, les hadrons B ont des propriétés remarquables. Cela se traduit par une distance de vol dans le détecteur $d = \gamma_B \beta_B \tau_B \sim 7$ mm pour un facteur de Lorentz typique $\beta_B \gamma_B \sim 0,4 M_t/m_B$ dans un événement $t\bar{t}$.

Les jets issus de l'hadronisation de quarks b peuvent ainsi être identifiés plus efficacement grâce à des algorithmes d'étiquetage spécifiques [97, 98]. En particulier, l'algorithme du « vertex secondaire combiné » (CSV) repose sur une analyse multivariée dont la variable discriminante est calculée à partir de variables cinématiques telles que le paramètre d'impact de la trace la plus énergétique, la masse du vertex secondaire éventuellement reconstruit, son temps de vol, ou le nombre de traces qui y sont associées.

Trois points de fonctionnement sont déterminés selon le taux de faux – c'est-à-dire la probabilité qu'un jet issu de l'hadronisation d'un quark d'une autre saveur soit étiqueté : *loose* pour 10%, *medium* pour 1%, et *tight* pour 0,1%. La figure 3.13 montre le taux de faux en fonction de l'efficacité de plusieurs algorithmes d'étiquetage de jets issus de quarks b pour des simulations. Il est malheureusement impossible de réduire le taux de faux sans diminuer l'efficacité d'un algorithme d'étiquetage, et il faut donc trouver un compromis entre pureté et efficacité adapté aux besoins de chaque analyse.

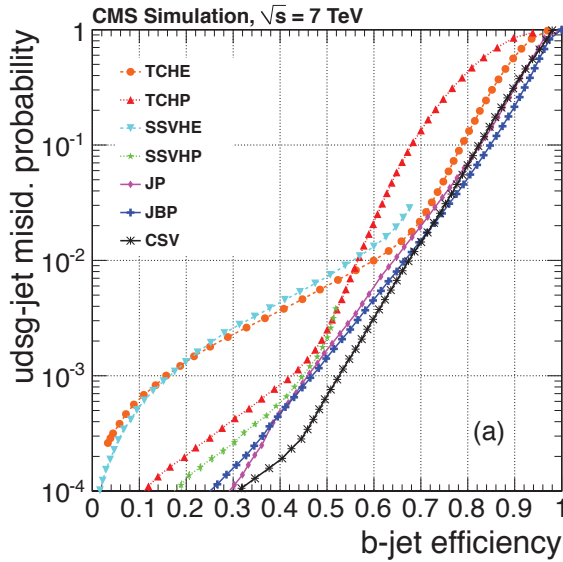


FIG. 3.13 – Taux de faux en fonction de l'efficacité de plusieurs algorithmes d'étiquetage de jets issus de quarks b [97]. L'algorithme CSV est le plus efficace pour les taux de faux inférieurs à $\sim 2\%$.

L'algorithme de *particle flow* permet par ailleurs d'obtenir une information sur les neutrinos présents dans un événements. En effet, bien qu'ils n'interagissent pas avec le détecteur, ce dernier étant hermétique et l'énergie transverse conservée, leur présence se traduit par de l'énergie transverse manquante :

$$\vec{E}_T^{\text{miss}} = - \sum_i \vec{p}_{T,i}, \quad (3.6)$$

où i parcourt la liste de tous les leptons isolés et jets reconstruits.

La résolution sur E_T^{miss} est d'autant plus cruciale qu'une énergie manquante élevée peut également être la signature de particules dont l'existence n'est pas prédite dans le Modèle Standard et qui interagiraient peu ou pas avec la matière ordinaire.

Finalement, les leptons τ sont probablement les particules les plus délicates à identifier et reconstruire. En effet, un lepton τ peut aussi bien se désintégrer en muon ou électron par courant chargé faible qu'en un nombre variable de hadrons légers. Les électrons et muons issus de τ sont difficilement distinguables des électrons et muons qui ne le sont pas. Des algorithmes existent uniquement pour identifier les τ qui se désintègrent hadroniquement [99].

Pour distinguer les produits de désintégration d'un lepton τ des constituants d'un jet, ces algorithmes utilisent le fait que les désintégrations de τ se traduisent par une multiplicité de hadrons plus faible que l'hadronisation de quarks et sont plus collimés et isolés. L'algorithme HPS [99], qui repose sur une analyse multivariée, a typiquement une efficacité de 50–60% pour un taux de faux qui varie entre 1‰ et 1%.

3.2.3 Calibrations et corrections

Aucun détecteur ou algorithme n'étant parfait, des facteurs correctifs sont évalués et appliqués soit aux données soit aux simulations afin de compenser leurs imperfections.

3.2.3.1 Correction de l'énergie des leptons, photons, et hadrons

Les caractéristiques du spectromètre à muons – temps et vitesse de dérive dans les chambres à dérive ou bruit dans les chambres à pistes cathodiques par exemple – sont déterminées avec soin pour calibrer sa réponse [100]. La figure 3.14 montre la distribution de l'écart relatif entre l'impulsion transverse des muons – qu'ils soient isolés ou non – au niveau reconstruit et leur impulsion au niveau générateur pour un échantillon simulé d'événements $t\bar{t}$. Une distinction est faite selon que les muons atteignent ou non les chambres à muons, c'est-à-dire selon que leur p_T est supérieur ou inférieur à 4 GeV. Comme attendu, la présence de traces dans les chambres à muons améliore considérablement la résolution en p_T , de même que les muons sont mieux reconstruits pour de faibles valeurs de η .

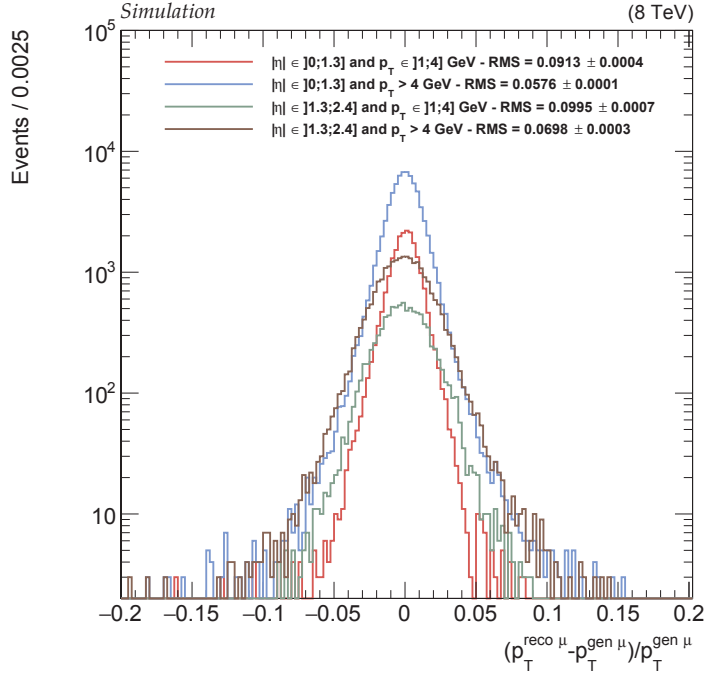


FIG. 3.14 – Distributions de l'écart relatif entre l'impulsion transverse d'un muon – qu'il soit isolé ou non – au niveau générateur et son impulsion transverse après reconstruction, obtenues pour différentes régions de l'espace des phases à partir d'un échantillon simulé d'environ 90 000 événements $t\bar{t}$ présentant un $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ dans l'état final. La moyenne quadratique de chaque distribution, liée à la résolution en p_T , varie typiquement entre 5 et 10% selon la région.

Par ailleurs, des corrections, calculées à partir de l'étude de désintégrations $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$, permettent, selon la courbure de la trajectoire des muons, de compenser des biais introduits par des effets tels que des déformations de la géométrie du trajectographe malgré la procédure d'alignement. Ces corrections concernent aussi bien les muons isolés que les muons inclus dans des jets et permettent de réduire l'incertitude sur l'échelle d'impulsion des muons. Elle est alors inférieure à 0,05% pour $|\eta| < 1,5$ et 0,10% pour $1,5 < |\eta| < 2,4$.

La réponse du calorimètre électromagnétique n'est pas la même pour un électron que pour un photon. Elle est calibrée à partir d'événements $Z \rightarrow e^+e^-$ pour les électrons, et $Z \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ pour les photons [84]. La figure 3.15 présente les performances de la reconstruction des électrons isolés après calibration. L'étape de calibration, associée à la stratégie de l'algorithme de *particle flow* de combiner le maximum d'informations, permet d'atteindre une résolution en énergie de l'ordre de 2%, tandis que l'incertitude sur l'échelle d'énergie des électrons de $p_T > 30$ GeV est inférieure à 0,3%. En outre, l'écart entre les simulations et les données – estimé à partir des résonances de mésons J/ψ , Y , et de bosons Z – est inférieur à 2% pour $p_T > 15$ GeV.

Pour les hadrons chargés, il faut calibrer à la fois la réponse du calorimètre électromagnétique et celle du calorimètre hadronique. L'énergie calibrée E_{calib} d'un hadron chargée s'exprime, à partir de l'énergie E_{ECAL} déposée dans le calorimètre électromagnétique et de l'énergie E_{HCAL} laissée dans le calorimètre hadronique, comme :

$$E_{\text{calib}} = a + b(E_{\text{raw}}, \eta) \cdot E_{\text{ECAL}} + c(E_{\text{raw}}, \eta) \cdot E_{\text{HCAL}}, \quad (3.7)$$

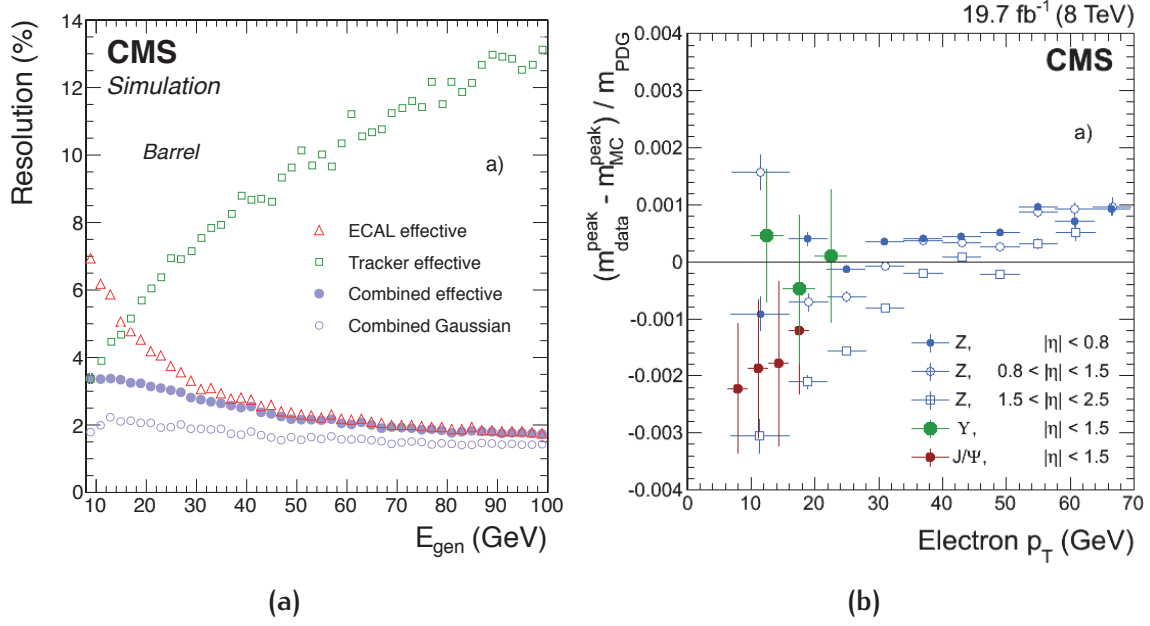


FIG. 3.15 – Résolution en énergie (a) et écart normalisé entre données et simulations estimé à partir des résonances de mésons J/ψ , Y , et de bosons Z (b) pour des électrons isolés [84].

où a , b , et c sont des constantes déterminées lors de la calibration et E_{raw} l'énergie non calibrée. La figure 3.16 montre l'effet de la calibration de l'énergie des hadrons chargés. Après calibration, l'énergie estimée à partir des dépôt calorimétriques est statistiquement compatible avec l'impulsion mesurée à partir de la trace laissée dans le trajectographe, aussi bien dans le tonneau que dans les bouchons.

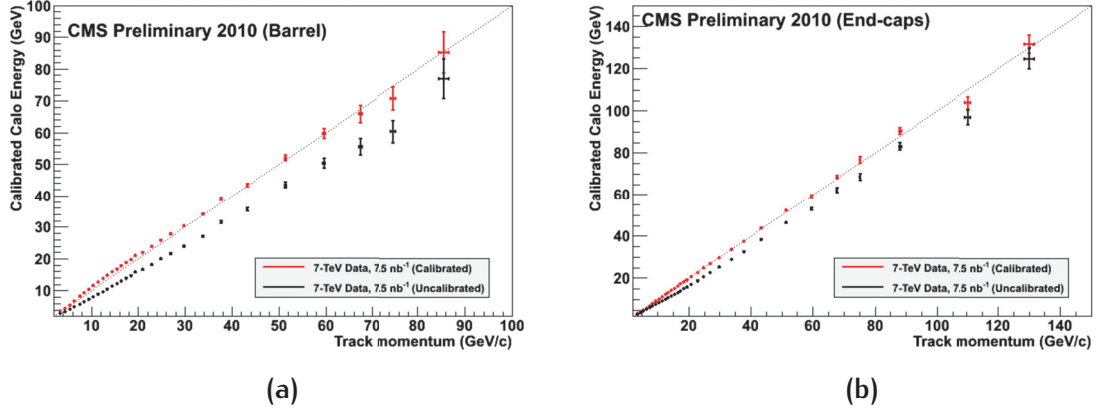


FIG. 3.16 – Énergie de hadrons chargés estimée à partir des dépôts calorimétriques, avant et après calibration, en fonction de l'impulsion estimée à partir de leur trace dans le tonneau (a) et les bouchons (b) [96]. Après calibration, énergie et impulsion sont statistiquement compatibles.

Cette calibration se répercute ensuite sur les hadrons neutres et les photons.

3.2.3.2 Performances des algorithmes de reconstruction d'objets composites

La calibration de l'énergie des jets est réalisée en 4 étapes [101]. La première vise à contrecarrer le bruit de l'électronique et l'empilement. Les corrections qui en découlent sont dites « de compensation ». Les étapes 2 et 3 sont faites simultanément, après application des corrections de compensation. Leur objectif est d'atténuer la dépendance de la réponse des calorimètres en fonction de η et p_T . À ce titre, elles portent respectivement les noms de « corrections relatives en η » et « corrections absolues en p_T ». Les corrections de ces 3 premiers niveaux sont évaluées à partir de simulations Monte-Carlo, en comparant l'énergie des jets reconstruits à l'énergie des jets correspondants au niveau générateur – après hadronisation, et appliquées à la fois aux données et aux simulations. Néanmoins, la réponse du détecteur peut varier légèrement entre simulations et données. Des corrections dites « résiduelles », paramétrées en η et p_T , sont par conséquent appliquées uniquement aux données pour gommer ces différences de réponse entre simulations et données.

Les corrections de compensation sont évaluées en comparant un même échantillon simulé avec et sans empilement. Elles sont typiquement de l'ordre de -15% ou -25% pour des jets de 30 GeV dans le tonneau, selon que l'algorithme CHS est utilisé ou non pour réduire l'empilement. Les corrections relatives en η et absolues en p_T sont obtenues à partir d'événements dijets, dans lesquels 2 jets sont produits dos-à-dos par interaction forte. Le facteur de correction varie entre 5 et 15% dans le tonneau selon l'impulsion transverse du jet et peut atteindre jusqu'à 70% dans les régions des bouchons les plus proches du faisceau, où la quantité de matière active dans le détecteur est plus faible. Pour des jets dont l'impulsion transverse est comprise entre 30 et 700 GeV, les corrections résiduelles sont évaluées à partir d'événements dijets, γ + jet, et Z + jet. Dans les événements γ + jet et Z + jet, le photon et le boson Z servent de sonde. Leur énergie est considérée suffisamment bien calibrée pour être égale à l'opposée de l'énergie réelle du jet dont l'énergie reconstruite – déjà partiellement corrigée – doit être calibrée. Dans les événements dijets, l'asymétrie :

$$\mathcal{A} = \frac{2|p_T(\text{jet } 1) - p_T(\text{jet } 2)|}{p_T(\text{jet } 1) + p_T(\text{jet } 2)}, \quad (3.8)$$

qui devrait être nulle puisque les deux jets sont dos-à-dos, permet d'obtenir les corrections. Au-delà de 700 GeV, le nombre d'événements γ + jet et Z + jet n'est plus suffisant. Des événements multijets, dans lesquels plusieurs jets de $p_T < 700$ GeV – déjà calibré – et un jet de $p_T > 700$ GeV sont émis dos-à-dos, sont alors utilisés. La sonde est alors l'ensemble des jets de faible impulsion. Les corrections résiduelles en η sont inférieures à 3% dans la région $|\eta| < 2,4$. Les corrections résiduelles en p_T sont typiquement du même ordre de grandeur.

Malgré ces corrections, il reste une incertitude systématique sur la mesure de l'énergie de chaque jet. Six sources indépendantes y contribuent :

- l'incertitude systématique liée à la méthode de détermination de la réponse du détecteur, appelée *missing E_T projection fraction* (MPF) ;
- l'incertitude sur l'échelle d'énergie des photons ;
- l'extrapolation des corrections à bas et haut p_T ;
- l'évolution éventuelle des conditions de reconstruction et de calibration entre deux périodes de prises de données ;
- l'écart résiduel, mesuré sur des simulations, entre l'impulsion transverse d'un jet au niveau générateur et son impulsion transverse reconstruite après calibration ;
- la dépendance de la réponse du détecteur avec la saveur des jets.

À bas p_T , l'empilement est la source principale d'incertitude systématique. En revanche, à haut p_T , l'incertitude systématique est dominée par l'incertitude due à l'extrapolation des corrections. L'incertitude systématique est représentée en fonction de p_T en $\eta = 0$ sur la figure 3.17. Pour des jets de $p_T = 100$ GeV et $|\eta| < 1,3$, l'erreur systématique totale est inférieure à 2%.

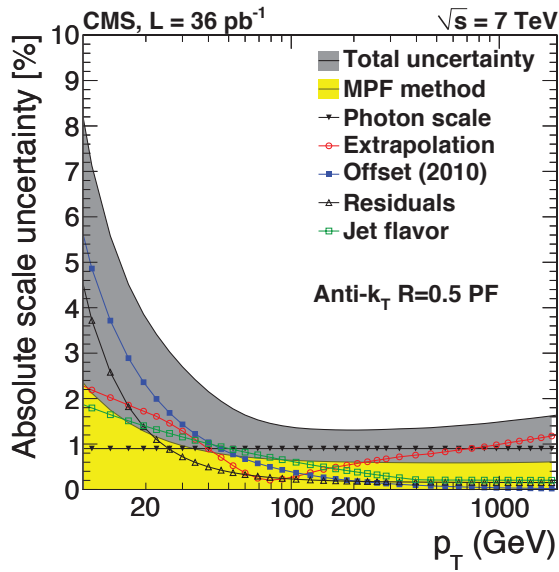


FIG. 3.17 – Incertitude systématique sur l'échelle d'énergie des jets en fonction de leur p_T après application des facteurs de correction évalués pour les collisions à $\sqrt{s} = 7$ TeV [101].

La valeur de E_T^{miss} doit être modifiée pour tenir compte des corrections apportées à l'énergie des jets. Ainsi, l'impulsion transverse des jets de plus de 10 GeV est remplacée par l'impulsion transverse corrigée dans le calcul de E_T^{miss} . La résolution sur E_T^{miss} est de l'ordre de 20 GeV, mais dépend très fortement de l'empilement et de l'activité dans le détecteur.

La résolution en énergie des jets est finalement corrigée de façon similaire à l'échelle d'énergie, en utilisant des événements dijets et $\gamma + \text{jet}$. La résolution est meilleure de 10% en moyenne pour les simulations. Cela peut atteindre 40% dans certaines régions

du détecteur. Le comportement de la résolution en fonction du p_T est en revanche le même pour les données et simulations. Des corrections sont appliquées aux simulations afin de reproduire la résolution expérimentalement observée avec une incertitude systématique comprise entre 3 et 5% dans la région $|\eta| < 2,4$.

Les corrections de compensation sont typiquement de l'ordre de -15% lorsque l'algorithme CHS est utilisé pour réduire l'empilement avec la reconstruction des jets, contre -25% lorsqu'il ne l'est pas. Le bénéfice semble non négligeable et l'impact de CHS sur les jets mérite d'être investigué davantage. Ce travail fait partie de nos tâches de service.

Un échantillon d'événements simulés correspondant au processus $\gamma + \text{jet}$, avec $p_T > 85 \text{ GeV}$ et $|\eta| < 1,3$ pour le photon, est utilisé. Les jets de chaque événement dont l'impulsion transverse est supérieure à 20 GeV sont séparés en deux catégories :

- si l'angle azimutal entre le photon et le jet est inférieur à 1, le jet appartient à ce qui est appelé *pileup enriched area* ;
- si l'angle azimutal entre le photon et le jet est supérieur à 3, le rapport entre l'impulsion transverse du jet et celle du photon est supérieure à 0,3, et l'événement ne contient pas d'autre jet satisfaisant ces critères, alors le jet entre dans la catégorie *hard scattering enriched area*.

Comme leur nom l'indique, la catégorie *pileup enriched area* doit recevoir une contribution plus importante de l'empilement que la catégorie *hard scattering enriched area*. Pour chaque catégorie, la fraction de jets reconstruits qui sont associés à des jets au niveau générateur est calculée en fonction de η et p_T . Sachant qu'au niveau générateur les collections de jets ne sont disponibles qu'avant la simulation de l'empilement, la fraction de jets non associés correspond à la contribution de l'empilement. Comme le montre la figure 3.18, l'effet de l'algorithme CHS dans la région *hard scattering enriched area* est logiquement indécélable. En revanche, dans la région *pileup enriched area*, il permet de réduire de 15% en moyenne la contribution de l'empilement dans la région où il est appliqué, c'est-à-dire $|\eta| < 2,4$. Son utilité est particulièrement remarquable à bas p_T .

Un jeu de critères de sélection est appliqué aux données collectées en 2012 à $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ afin d'obtenir un échantillon d'événements $\gamma + \text{jet}$. Quelques événements dijets dans lesquels l'un des jets est identifié à tort comme un photon contaminent l'échantillon, qui est par conséquent comparé à deux échantillons $\gamma + \text{jet}$ et dijets normalisés à leur section efficace et à la luminosité intégrée. Les jets sont catégorisés de la même manière que précédemment. Pour chaque jet, la réponse du détecteur :

$$R_{\text{MPF}} = 1 + \frac{\vec{E}_T^{\text{miss}} \cdot \vec{p}_T(\gamma)}{(\vec{p}_T(\gamma))^2} \quad (3.9)$$

est calculée. Dans le cas idéal, par conservation de l'énergie dans le plan transverse, la distribution de R_{MPF} devrait être un pic de Dirac décentré en 1. La figure 3.19a montre le cas réel. La distribution simulée est en accord avec la distribution obtenue pour

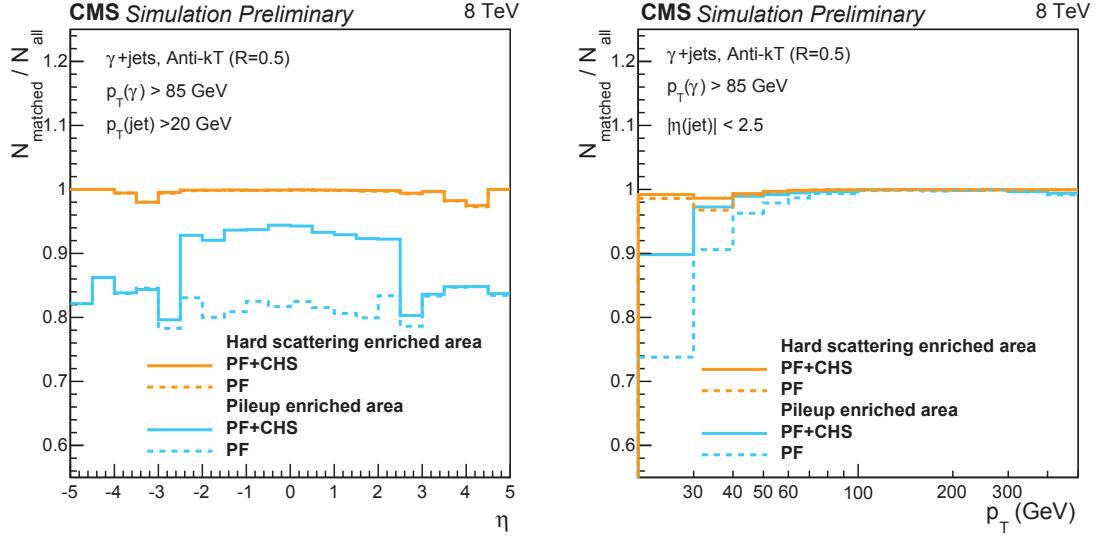


FIG. 3.18 – Fraction de jets reconstruits associés à des jets au niveau générateur en fonction de η (gauche) et de p_T (droite), selon que l’algorithme CHS est utilisé avant la reconstruction des jets (trait continu) ou non (trait pointillé). L’algorithme CHS n’est utilisable que dans la région couverte par le trajectographe, c’est-à-dire $|\eta| < 2.4$. Son intérêt est particulièrement marqué à bas p_T et dans la région où la contamination par les particules issues de vertex d’empilement est particulièrement forte.

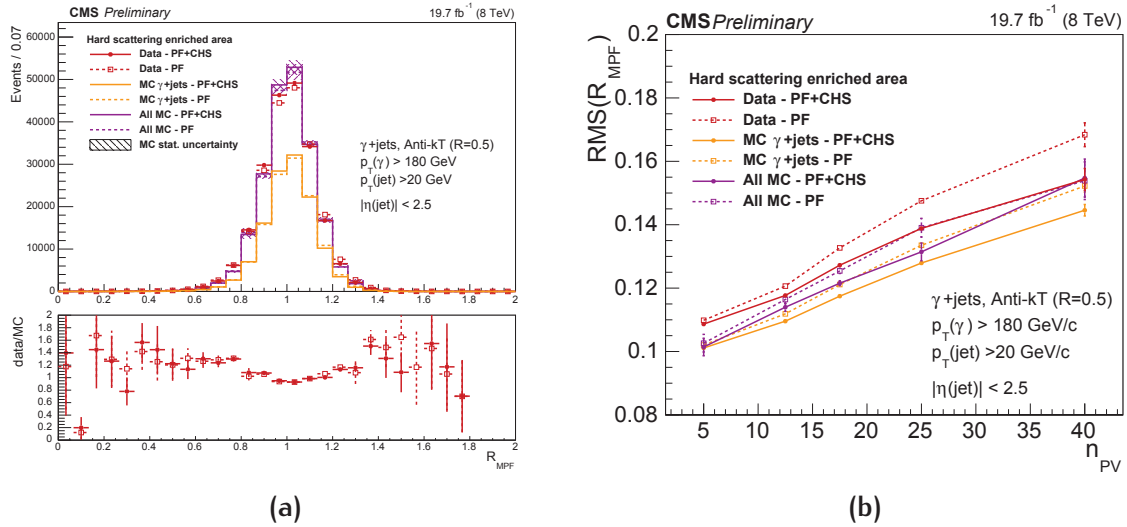


FIG. 3.19 – Distribution de R_{MPF} (a) et largeur de la distribution en fonction du nombre de vertex primaires par événement (b). Les données collectées en 2012 à $\sqrt{s} = 8$ TeV (en rouge) sont comparées à des simulations Monte-Carlo (en violet). La contribution du processus γ + jet est représentée en ocre.

l'échantillon de données. L'utilisation de l'algorithme CHS semble réduire légèrement la largeur du pic de la distribution. Son impact est plus marqué pour les événements contenant un grand nombre de vertex primaires. La figure 3.19b montre la largeur de la distribution de R_{MPF} en fonction du nombre de vertex primaires pour les simulations et données, selon que l'algorithme CHS est utilisé ou non. Pour 40 vertex, l'utilisation de cet algorithme permet non seulement de réduire la largeur de 17 à 15% environ, mais également d'obtenir un accord parfait entre données et simulations.

Dans les simulations, l'efficacité d'un algorithme d'étiquetage des jets issus de l'hadronisation de quarks b est évaluée en appariant les quarks au niveau générateur aux jets reconstruits. Pour les données, des échantillons enrichis en jets issus de quarks b sont obtenus en demandant des muons non isolés. L'efficacité pour un point de fonctionnement donné est généralement différente sur les données et sur les simulations. Des facteurs d'échelle sont appliqués aux simulations pour corriger cette différence. Pour l'algorithme CSV utilisé avec le point de fonctionnement *medium*, ils varient entre 5% pour les jets issus de l'hadronisation de quarks b et 17% pour les jets associés à des quarks d'autres saveurs.

En ce qui concerne l'algorithme HPS d'identification des leptons τ , son efficacité mesurée pour les données est compatible avec celle obtenue pour les simulations avec une incertitude de 4,5%. Le taux de faux est environ 20% plus élevé pour les jets de faible énergie, mais 20% plus faible pour les jets de haut p_T . Pour les électrons, le taux de faux pour les données est néanmoins 1,7 plus élevé que dans les simulations. Ici aussi, des facteurs d'échelle sont appliqués aux simulations pour corriger ces différences.

3.2.4 Signature d'un événement $t\bar{t}$

Comme mentionné dans la section 2.2.1, trois types d'états finaux sont possibles pour un événement $t\bar{t}$, avec des probabilités comprises entre 9 et 45%, selon le mode de désintégration des deux bosons W. Après reconstruction, les différents canaux se distinguent par leur signature :

- 2 jets étiquetés b et 4 autres jets pour le canal tout hadronique ;
- 2 jets étiquetés b, 2 autres jets, 1 lepton isolé, et une valeur de E_T^{miss} suffisamment élevée pour trahir la présence d'un neutrino ;
- 2 jets étiquetés b, 2 leptons isolés, et une valeur de E_T^{miss} suffisamment élevée pour trahir la présence de 2 neutrinos.

Ces signatures sont représentées sur la figure 3.20.

Le canal tout hadronique présente l'avantage d'un taux d'embranchement élevé. De plus, c'est le seul canal dans lequel tous les produits de désintégration des deux quarks

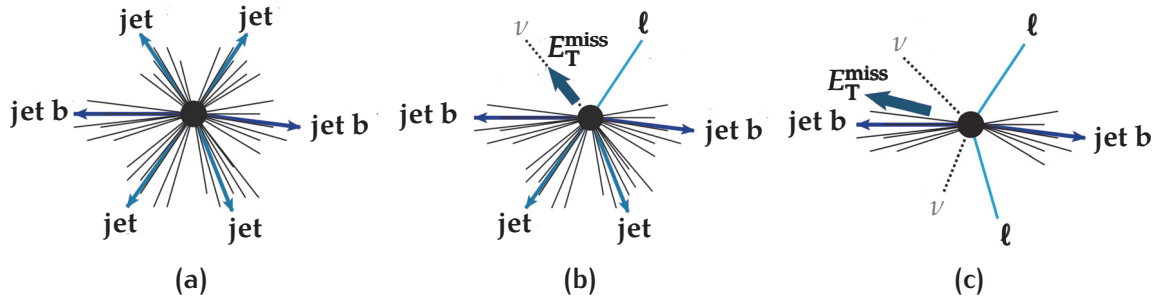


FIG. 3.20 – Signature d'un événement $t\bar{t}$ après reconstruction selon le canal de désintégration : hadronique (a), semileptonique (b), ou dileptonique (c). La présence de neutrino(s) se traduit par une valeur assez élevée de E_T^{miss} .

top de la paire $t\bar{t}$ laissent une empreinte dans le détecteur. Cependant, sa signature peut facilement être imitée par des événements multijets produits par interaction forte.

Au contraire, le canal dileptonique a l'inconvénient d'être le moins probable, mais sa signature permet de sélectionner efficacement des échantillons ne présentant qu'une très faible contamination par des processus de fond. En outre, la présence de deux neutrinos complique la reconstruction de la cinématique de l'événement. En effet, ils contribuent tous deux à E_T^{miss} et il n'est *a priori* pas possible de savoir dans quelles mesures. Des hypothèses *ad hoc* sont nécessaires pour pouvoir déterminer l'énergie-impulsion des quarks *t* et $\bar{t}$ initiaux à partir des jets, leptons isolés, et énergie transverse manquante reconstruits dans l'état final.

Le canal semileptonique est un compromis. Il représente 45% des désintégrations $t\bar{t}$, sa signature est telle que la contamination d'autres processus est contrôlable, et un seul neutrino contribue à E_T^{miss} .

En pratique, compte tenu de la complexité des algorithmes d'identification des leptons τ , beaucoup d'analyses n'utilisent pas les événements $t\bar{t}$ semileptoniques ou dileptoniques avec des leptons τ dans l'état final.

3.3 SYSTÈME DE DÉCLENCHEMENT ET ENREGISTREMENT DES DONNÉES

En 2012, un événement ayant lieu toutes les 50 ns et étant associé en moyenne à 1 Mo de données, le débit de données est de l'ordre de $20 \text{ To} \cdot \text{s}^{-1}$. Ce débit est bien trop élevé pour les capacités de traitement et stockage disponibles. Il est donc indispensable de trier les événements quasiment en temps réel afin de ne reconstruire, stocker, et analyser que les plus intéressants pour les analyses, tout en faisant attention à éliminer le moins possible d'événements de grand intérêt. Il existe à cet effet un système de déclenchement comprenant deux niveaux successifs [102].

3.3.1 Système de déclenchement de premier niveau

Le système de déclenchement de premier niveau (L1) permet de réduire le taux d'événements de 20 MHz à 100 kHz à l'aide d'un système électronique ultra-rapide programmable. Il n'utilise que les informations des spectromètres à muons et des calorimètres. Il est constitué de deux chaînes parallèles de déclenchement représentées

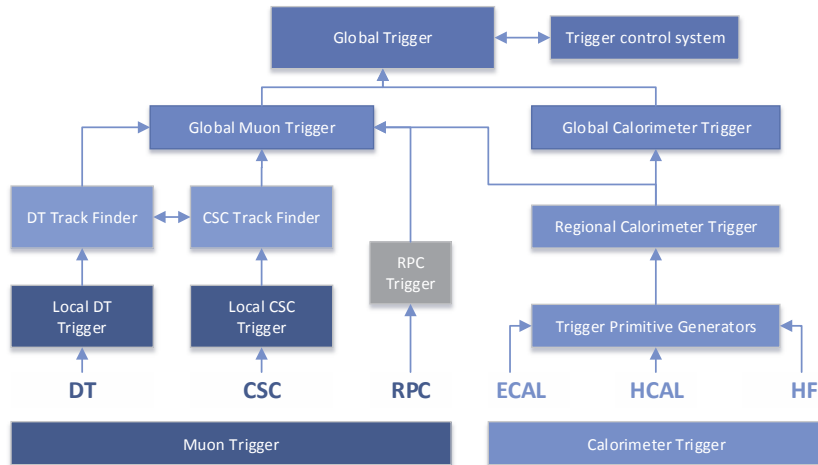


FIG. 3.21 – Représentation schématique de l'architecture du système de déclenchement de premier niveau. La décision de tri est prise uniquement au niveau du *Global Trigger*.

schématiquement sur la figure 3.21. Chaque chaîne comporte trois niveaux :

1. un niveau local, auquel les signaux électroniques sont identifiés dans les unités des structures des sous-détecteurs ;
2. un niveau régional, auquel les signaux sont regroupés pour reconstruire des objets primitifs de type électron/photon, muon, jet, ou E_T^{miss} et les classer selon leur énergie, position, isolation, et qualité ;
3. un niveau global, auquel les meilleurs objets sont transférés au système de décision appelé *Global Trigger*.

Le *Global Trigger* prend la décision de garder ou non l'événement à partir des résultats de 128 algorithmes de déclenchement, déterminés par les analyses de physique qui utiliseront les données enregistrées. Chaque algorithme fournit un booléen selon les objets contenus dans l'événement. Un « ou » logique les relie.

Le temps de latence entre la détection d'un événement et la décision le concernant est de $3,2 \mu\text{s}$, pendant lequel les données sont stockées par l'électronique embarquée dans une zone tampon de 128 échantillons. Sur ces $3,2 \mu\text{s}$, moins d'une microseconde est nécessaire aux algorithmes de déclenchement.

Si la décision de garder l'événement est prise, les données sont transmises au niveau suivant du système de déclenchement : le système de déclenchement de haut niveau (HLT). Sinon, le tampon est libéré et les données irrémédiablement perdues.

3.3.2 Système de déclenchement de haut niveau

Le HLT utilise une ferme d'ordinateurs, installée à la verticale du détecteur en surface, pour réduire, en 50 ms, le taux d'événements à environ 400 Hz. Une reconstruction plus complète – mais moins précise que celle réalisée avec l'algorithme de *particle flow* – est effectuée. Au maximum 4 objets HLT de type électron ou photon, 4 objets HLT de type muons, et 4 objets HLT de type jets peuvent être reconstruits en utilisant non seulement les informations des spectromètres à muons et des calorimètres, mais également celles du trajectographe à pixels.

Ces objets HLT permettent à environ 150 algorithmes qui tournent en parallèle de trier les événements. Chaque algorithme est constitué d'une succession de modules appelée « chemin de déclenchement ». Chaque module filtre les événements. Les modules nécessitant le plus de ressources CPU sont donc placés en derniers afin d'être utilisés pour le moins d'événements possible. Lorsqu'un événement parvient à passer tous les modules d'un chemin de déclenchement, il est stocké de façon pérenne dans un centre de stockage à haute redondance, appelé *Tier 0*. Les événements sont répartis en une quarantaine de lots de données, chaque lot de données étant associé à un ensemble de chemins de déclenchement similaires.

Un même événement peut satisfaire les critères de plusieurs chemins de déclenchement. Il est alors stocké dans autant de lots de données. De manière analogue, un événement qui ne satisfait les critères d'aucun chemin de déclenchement n'est pas stocké.

L'efficacité d'un chemin de déclenchement dépend de l'impulsion transverse et de la pseudorapidité des objets qui ont permis de considérer l'événement intéressant pour les analyses de physique. Pour que les données et les simulations restent sur un pied d'égalité, ces efficacités, paramétrées en p_T et η , sont appliquées aux échantillons simulés.

Chaque groupe d'analyses doit s'assurer régulièrement de la fiabilité et de l'efficacité des chemins de déclenchement qu'il a demandés, les chemins de déclenchement et définitions des objets HLT étant amenés à évoluer fréquemment en période de prise de données ou de développement logiciel.

Pour les analyses relatives à la physique du quark *top*, ce travail fait partie de nos tâches de service. La fiabilité des chemins de déclenchement est testée à partir des distributions de diverses observables – telles que le nombre de vertex primaire par événement, la multiplicité en jets de $p_T > 20$ GeV, des estimateurs de M_t et M_W , ou encore la variable discriminante de l'algorithme CSV pour les jets de $p_T > 20$ GeV –

obtenues pour des événements simulés $t\bar{t}$ sur lesquels le système de déclenchement a été appliqué. De plus, les propriétés cinématiques des objets HLT utilisés par les chemins de déclenchement sont comparées à celles des candidats *particle flow*. La figure 3.22 montre par exemple la distance dans le plan (η, ϕ) entre les objets HLT et les candidats *particle flow* les plus proches en fonction de leur pseudorapidité. La distance moyenne pour les jets est de 0,12, tandis qu'elle n'est que de 0,01 pour les leptons isolés.

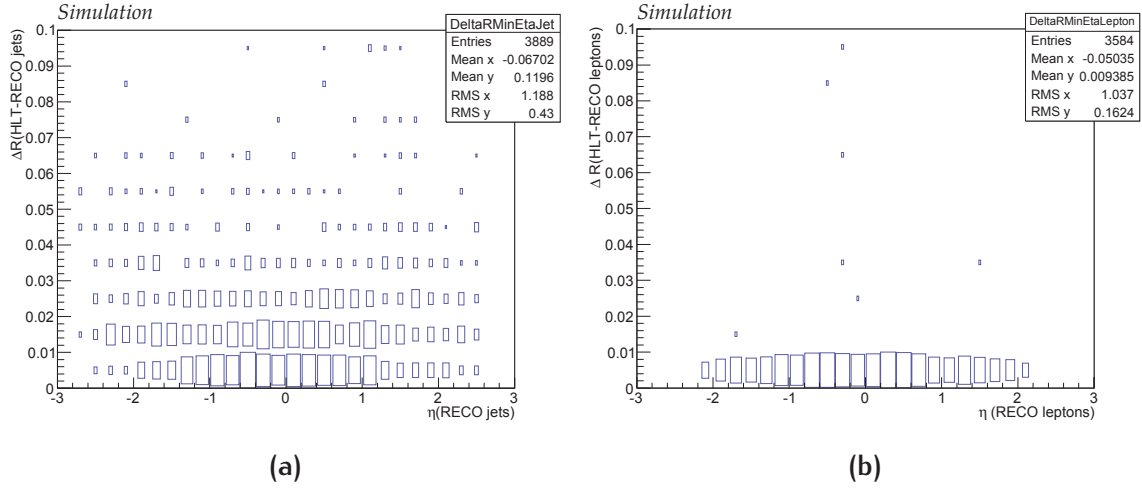


FIG. 3.22 – Distance dans le plan (η, ϕ) entre les objets HLT et les candidats *particle flow* les plus proches en fonction de leur pseudorapidité pour les jets (a) et leptons isolés (b).

L'efficacité des chemins de déclenchement – définie comme le rapport du nombre d'événements reconstruits dans l'acceptance du détecteur qui satisfont les chemins de déclenchement sur le nombre total d'événements reconstruits dans cette acceptance – est mesurée en fonction de l'impulsion transverse et de la pseudorapidité des jets et leptons isolés qui ont permis aux événements de passer les chemins de déclenchement. Elle est typiquement supérieure à 90% et augmente progressivement avec l'impulsion transverse des jets et leptons isolés jusqu'à tendre asymptotiquement vers 1.

4

MESURER EXPÉRIMENTALEMENT LA MASSE DU QUARK *TOP*

4.1	Reconstruction complète du quark <i>top</i>	73
4.1.1	Méthodes utilisées	74
4.1.2	Nature de la masse mesurée	79
4.1.3	Combinaison des résultats	80
4.2	Reconstruction partielle du quark <i>top</i>	82
4.2.1	Utilisation du jet issu du quark <i>b</i>	83
4.2.2	Utilisation de traces de particules chargées	85
4.2.3	Utilisation de leptons chargés uniquement	86
4.3	Reconstruction de mésons J/ψ se désintégrant en leptons	87
4.3.1	Principe de la méthode	88
4.3.2	Inconvénients et avantages	89

Bien qu'il ne soit pas possible de détecter directement le quark *top*, de nombreuses observables, corrélées à la masse du quark *top*, sont mesurables à partir de la reconstruction des particules produites dans la désintégration d'un quark *top*. En comparant ces observables à celles obtenues pour des événements simulés, il est possible de déterminer la valeur de M_t . Le choix de cette observable est un compromis entre sensibilité à la masse du quark *top* et vulnérabilité vis-à-vis des incertitudes expérimentales et théoriques.

4.1 RECONSTRUCTION COMPLÈTE DU QUARK *TOP*

Les mesures les plus précises effectuées à partir des données collectées par le détecteur CMS en 2012 ont abordé ce défi en utilisant une reconstruction complète de la chaîne de désintégration du quark *top* dans les événements $t\bar{t}$. Il convient dans ce cas de traiter séparément les trois canaux de désintégration représentés sur la figure 3.20, les résultats obtenus dans chaque analyse étant combinés *a posteriori* [103].

4.1.1 Méthodes utilisées

Pour le canal tout hadronique, dont la signature est représentée sur la figure 3.20a, les données utilisées ont été collectées avec un chemin de déclenchement sélectionnant les événements ayant au moins 4 jets, reconstruits à partir des dépôts calorimétriques, d'impulsion transverse $p_T > 50$ GeV, ce qui correspond à une luminosité intégrée $\mathcal{L} = 18,2 \text{ fb}^{-1}$. Les événements sélectionnés doivent par ailleurs avoir au moins 4 jets de $p_T > 60$ GeV et 2 jets supplémentaires de $p_T > 30$ GeV. Parmi les 6 jets de plus grande impulsion transverse, exactement 2 doivent être étiquetés comme issus de quarks b. L'échantillon ainsi obtenu est dominé par la contribution de processus $pp \rightarrow$ jets via l'interaction forte, avec une contribution $pp \rightarrow t\bar{t}$ de seulement 13%.

Pour le canal semileptonique, dont la signature est représentée sur la figure 3.20b, les données utilisées ont été collectées avec deux chemins de déclenchement sélectionnant les événements ayant au moins un électron isolé de $p_T > 27$ GeV ou un muon isolé de $p_T > 24$ GeV, ce qui correspond à une luminosité intégrée $\mathcal{L} = 19,7 \text{ fb}^{-1}$. Les événements sélectionnés doivent par ailleurs avoir exactement un lepton isolé – muon ou électron – de $p_T > 33$ GeV et $|\eta| < 2,1$, et 4 jets de $p_T > 30$ GeV et $|\eta| < 2,4$. Parmi les 4 jets de plus grande impulsion transverse, 2 doivent être étiquetés comme issus de quarks b. L'échantillon ainsi obtenu est composé à 93% d'événements $t\bar{t}$, 4% d'événements dans lesquels un quark *top* célibataire est produit, 2% d'événements $pp \rightarrow W +$ jets, et 1% d'autres processus de bruit de fond.

Pour le canal dileptonique, dont la signature est représentée sur la figure 3.20c, les données utilisées ont été collectées avec quatre chemins de déclenchement sélectionnant les événements ayant au moins deux leptons de $p_T > 17$ et 8 GeV – un électron de $p_T > 17$ GeV et un muon de $p_T > 8$ GeV, un muon de $p_T > 17$ GeV et un électron de $p_T > 8$ GeV, deux muons de $p_T > 17$ et 8 GeV, ou deux électrons de $p_T > 17$ et 8 GeV –, ce qui correspond à une luminosité intégrée $\mathcal{L} = 19,7 \text{ fb}^{-1}$. Les événements sélectionnés doivent par ailleurs avoir au moins deux leptons isolés de signe opposé et de $p_T > 20$ GeV et au moins 2 jets étiquetés b. Afin de réduire les contributions des processus Drell-Yan à l'échantillon sélectionné, dans le cas où les deux leptons de signe opposé de plus haute impulsion transverse sont de même saveur, la masse invariante de leur combinaison doit être supérieure à 10 GeV et en dehors de l'intervalle [76;106] GeV, et les événements doivent avoir $E_T^{\text{miss}} > 40$ GeV. L'échantillon ainsi obtenu est composé à 95% d'événements $t\bar{t}$, 3% d'événements dans lesquels un quark *top* célibataire est produit, 2% d'événements Drell-Yan, et moins de 0,3% d'autres processus de bruit de fond.

Pour les canaux tout hadronique et semileptonique, la technique des « idéogrammes » est employée [104], après un ajustement de la cinématique de l'événement reconstruit, reposant sur l'hypothèse que cet événement correspond à la production de deux particules lourdes de masse identique, se désintégrant chacune en un boson W et un quark b, la masse du boson W étant de 80,4 GeV. L'ajustement est obtenu par minimisation

de $\chi^2 = (\mathbf{x} - \mathbf{x}^m)^T G (\mathbf{x} - \mathbf{x}^m)$, où $\mathbf{x}^m$ est le vecteur des observables mesurées, $\mathbf{x}$ le vecteur des observables ajustées, et G l'inverse de la matrice des erreurs associées à la résolution du détecteur. Cette technique permet de déterminer M_t , et éventuellement un facteur d'échelle κ_{jet} pour la correction de l'énergie des jets, par maximisation d'une fonction de vraisemblance. L'observable utilisée pour mesurer M_t est la masse m_t^{fit} après ajustement cinématique, tandis que κ_{jet} est déterminé à partir de la masse M_W^{reco} de la combinaison d'une paire de jets associée à une désintégration hadronique d'un boson W avant ajustement cinématique. Les distributions de ces observables dans les canaux tout hadronique et semileptonique sont représentées sur la figure 4.1. Trois approches sont confrontées :

APPROCHE 2D : M_t et κ_{jet} sont déterminés simultanément, sans *a priori* ;

APPROCHE 1D : seule M_t est ajustée, κ_{jet} étant fixé à 1 ;

APPROCHE HYBRIDE : M_t et κ_{jet} sont déterminés simultanément, avec l'hypothèse selon laquelle κ_{jet} suit *a priori* une distribution Gaussienne centrée sur 1 et de largeur liée à l'incertitude sur la calibration de l'énergie des jets.

Des densités de probabilité P_{sig} et P_{fond} sont extraites, respectivement pour la contribution $t\bar{t}$ et celle des autres processus, à partir de distributions de M_W^{reco} et m_t^{fit} générées pour différentes valeurs de M_t et de κ_{jet} . Ainsi, la fonction de vraisemblance pour un événement i , aussi appelée « idéogramme », s'écrit :

$$\mathcal{L}(i | M_t, \kappa_{\text{jet}}) = \sum_j P_{\text{gof}}(j) \left(f_{\text{sig}} P_{\text{sig}}(m_t^{\text{fit}}, M_W^{\text{reco}} | M_t, \kappa_{\text{jet}}) + (1 - f_{\text{sig}}) P_{\text{fond}}(M_t, \kappa_{\text{jet}}) \right), \quad (4.1)$$

où j court sur toutes les permutations possibles dans l'appariement des jets aux partons, $P_{\text{gof}}(j)$ correspond à la probabilité que la permutation j soit correcte, et f_{sig} représente la fraction d'événement $t\bar{t}$. La fonction de vraisemblance pour mesurer M_t et κ_{jet} à partir de l'échantillon complet est par conséquent :

$$\mathcal{L}(\text{tot} | M_t, \kappa_{\text{jet}}) = \prod_i \mathcal{L}(i | M_t, \kappa_{\text{jet}})^{w_i}, \quad \text{avec} \quad w_i = c \sum_j P_{\text{gof}}(j) \quad (4.2)$$

et c une constante de normalisation. Les valeurs les plus probables de M_t et κ_{jet} , lorsqu'il n'est pas fixé à 1, sont obtenues en minimisant $-2 \ln \mathcal{L}(\text{tot} | M_t, \kappa_{\text{jet}})$. La figure 4.2 montre le résultat et l'incertitude statistique obtenus pour chaque approche.

Dans le canal dileptonique, la méthode des idéogrammes n'est pas appropriée à cause de la présence de deux neutrinos qui introduisent une incertitude dans l'utilisation de l'énergie transverse manquante mesurée. À la place, une technique de pondération matricielle [105] est combinée à un algorithme analytique pour résoudre les équations cinématiques [106]. Dans les désintégrations $t\bar{t}$ dileptoniques, l'état final comporte 18 inconnues : les trois composantes de l'impulsion de chacune des six particules créées. Seules 14 observables sont mesurables : les trois composantes de l'impulsion des leptons chargés issus des désintégrations des bosons W et des quarks b et

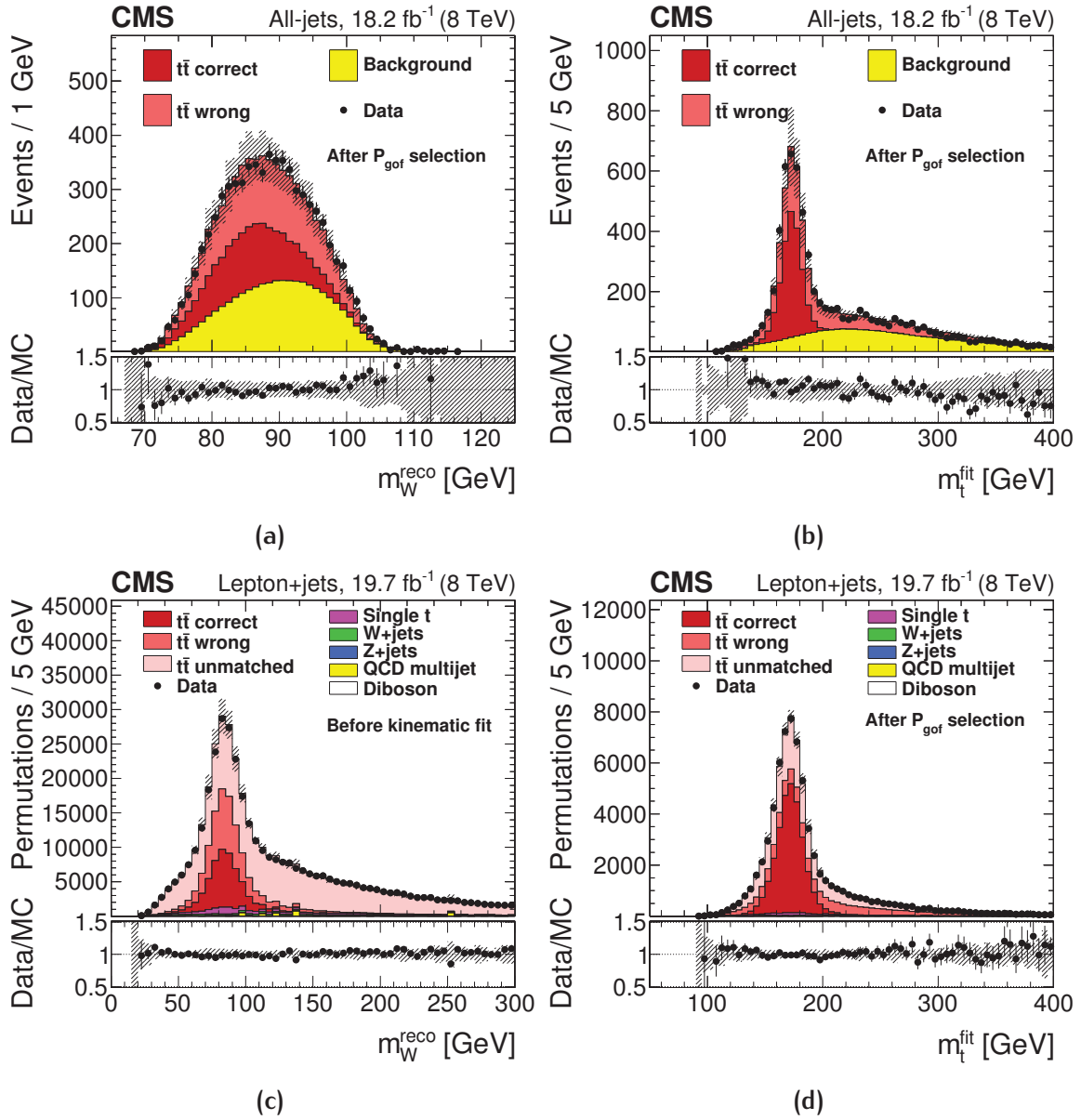


FIG. 4.1 – Distributions de la masse M_W^{reco} de la combinaison d’une paire de jets associée à une désintégration hadronique d’un boson W avant ajustement cinématique (gauche) et de la masse m_t^{fit} après ajustement cinématique (droite) dans les canaux tout hadronique (haut) et semileptonique (bas) [103]. L’appariement des jets aux partons et, dans le canal semileptonique, la détermination de l’impulsion longitudinale p_z du neutrino, ne sont pas univoques. Il convient de distinguer les permutations correctes (« $t\bar{t}$ correct ») des permutations incorrectes (« $t\bar{t}$ wrong »). Les permutations pour lesquelles au moins un quark de la désintégration $t\bar{t}$ n’est pas associé à un jet de sorte que $\Delta R < 0,3$ sont regroupées dans la catégorie « $t\bar{t}$ unmatched ». Sur la figure 4.1d, chaque permutation est pondérée par la probabilité $P_{\text{gof}} = \exp(-\chi^2/2)$.

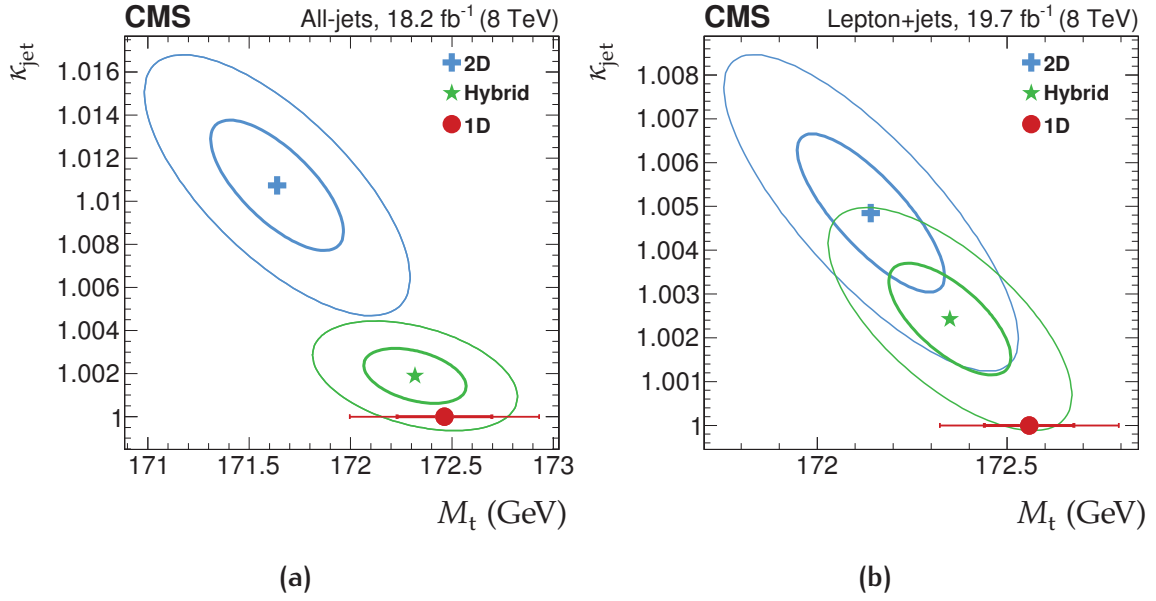


FIG. 4.2 – Résultats de la méthode des idéogrammes dans les canaux tout hadronique (gauche) et semileptonique (droite) pour les approches 2D, 1D, et hybride [103]. Les ellipses de plus petits axes correspondent aux contours $-2\Delta \ln \mathcal{L} = 1$, tandis que celles de plus grands axes correspondent à $-2\Delta \ln \mathcal{L} = 4$. Pour l’approche 1D, la barre d’erreur la plus courte correspond à une incertitude statistique de 1σ , et la plus longue à une incertitude statistique de 2σ .

$\bar{b}$, et les deux composantes de l’impulsion transverse de la combinaison $t\bar{t}$. Les 4 inconnues restantes doivent être obtenues analytiquement, à partir de quatre contraintes cinématiques : les deux combinaisons lepton chargé-neutrino doivent correspondre à la masse M_W du boson W , l’ensemble des produits de désintégration du quark t doit avoir la même masse invariante que l’ensemble des produits de désintégration du quark $\bar{t}$, égale à la valeur hypothétique M_t^h de la masse du quark *top*. Les équations cinématiques n’étant pas linéaires, elles admettent jusqu’à 8 solutions. Pour chaque événement, les solutions sont obtenues pour des valeurs de M_t comprises entre 100 et 600 GeV, par pas de 1 GeV. À chaque solution est assigné un poids :

$$w(\mathbf{x} | M_t^h) = \left(\sum_{partons} f(x_1)f(x_2) \right) p(E_{\ell^+} | M_t^h) p(E_{\ell^-} | M_t^h), \quad (4.3)$$

où x est le vecteur des observables mesurées, f est la fonction de densité partonique, évalué à une échelle d’énergie $Q = M_t^h$, x_1 et x_2 sont les fractions d’énergie emportées par les partons qui peuvent être calculées à partir de l’impulsion des particules

de l'état final, et $p(E|M_t^h)$ est la densité de probabilité d'observer un lepton chargé d'énergie E dans le référentiel du quark *top* dont il provient :

$$p(E|M_t^h) = \frac{4M_t^h E ((M_t^h)^2 - m_b^2 - 2M_t^h E)}{((M_t^h)^2 - m_b^2)^2 + M_W^2 ((M_t^h)^2 - m_b^2) - 2M_W^4}, \quad (4.4)$$

avec $m_b = 4,8$ GeV. Pour compenser un éventuel écart entre l'impulsion d'un jet et d'un quark, chaque événement est en réalité reconstruit 500 fois, de sorte que l'impulsion des jets suive une loi Gaussienne dont la largeur est liée à la résolution du détecteur. Pour chaque événement, l'hypothèse M_t^{AMWT} pour laquelle la somme moyenne des poids de chaque solution est la plus élevée est retenue. La figure 4.3a montre la distribution de cette variable.

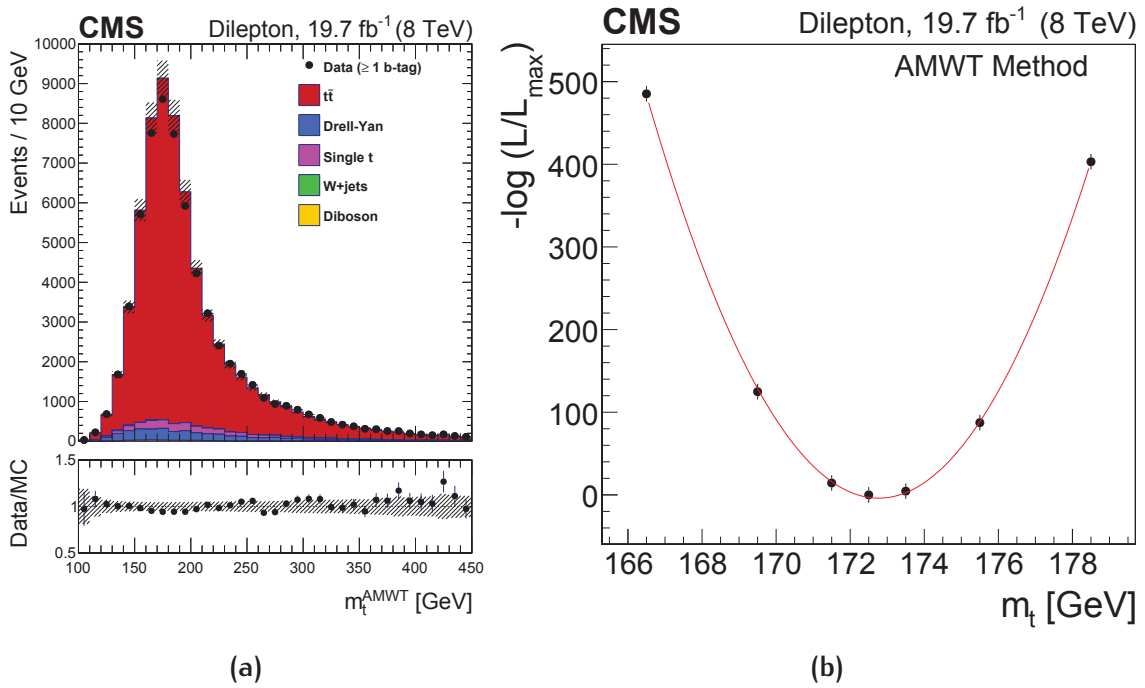


FIG. 4.3 – Distribution de M_t^{AMWT} , hypothèse pour laquelle la somme moyenne des poids de chaque solution des équations cinématiques est la plus élevée (gauche) et fonction de vraisemblance entre cette distribution et celles simulées pour différentes valeurs de M_t (droite) [103].

Des distributions de M_t^{AMWT} sont générées pour différentes valeurs de M_t . Comme le montre la figure 4.3b, la masse du quark *top* est obtenue par maximisation d'une fonction de vraisemblance entre ces distributions simulées et celle associée aux données.

4.1.2 Nature de la masse mesurée

Compte tenu des méthodes utilisées, la nature de la masse du quark *top* mesurée est déterminée par la définition du paramètre de masse M_t^{MC} implémenté dans le générateur à éléments de matrice. L'élément de matrice décrivant l'annihilation des partons initiaux, la production initiale de la paire $t\bar{t}$, et les éventuels partons additionnels à un ordre fixe de la chromodynamique quantique perturbative, M_t^{MC} peut être associé au propagateur du quark *top* avant sa désintégration. La resommation de corrections perturbatives, d'énergies comprises entre le seuil d'hadronisation $Q_0 \sim 1 \text{ GeV}$ et un ordre de grandeur en dessous de l'énergie du processus dur, est assurée par le générateur de gerbes partoniques. L'étape d'hadronisation permet ensuite de transformer les partons d'énergie de l'ordre de 1 GeV en hadrons observables. Comme mentionné dans le chapitre 2, bien que le théorème de factorisation garantisse que des phénomènes à des échelles d'énergie distinctes puissent être considérés comme indépendants, l'implémentation des modèles d'hadronisation dépend fortement de celle de la génération des gerbes partoniques. L'interprétation de M_t^{MC} en terme des principes premiers de la chromodynamique quantique revient à déterminer à quel point les simulations Monte-Carlo découlent de ces principes ou de modèles phénoménologiques. Les simulations actuelles sont capables de reproduire plus fidèlement les données que certains calculs théoriques exacts au LO+LL, limitant la portée de cette question pour l'instant, mais les progrès à venir en matière de générateurs à éléments de matrice pourraient changer la donne.

Les distributions utilisées pour mesurer la masse du quark *top* sont des distributions de masse invariante des produits de désintégration du quark *top*, dans lesquelles un poids statistique plus important est attribué aux événements pour lesquels le quark *top* est sur couche. Leur simulation dépend de différentes composantes des générateurs Monte-Carlo. En première approximation, M_t^{MC} détermine globalement l'intervalle dans lequel se trouve le pic de ces distributions. Les gerbes partoniques sont responsables des corrections perturbatives, tandis que l'hadronisation apporte des corrections non perturbatives aux distributions de masse invariante. Les gerbes partoniques et l'hadronisation modifient la forme et la position du pic. L'interaction entre les deux étapes de simulation contribue également à modifier ce pic.

Aucune correction de l'auto-énergie du quark *top* n'est prise en compte dans les simulations Monte-Carlo. Ces corrections peuvent être considérées comme absorbées dans la définition de M_t^{MC} uniquement pour des énergies supérieures à 1 GeV . Bien que la notion de masse au repos se rapproche de la définition de masse au pôle, il apparaît dès lors que M_t^{MC} ne peut être directement identifié à la masse au pôle du quark *top*, mais plutôt à une masse à faible distance, associée à une échelle intrinsèque $R \sim 1 \text{ GeV}$ [107], telle que définie dans le Chapitre 1. Cependant, la définition d'une masse à faible distance $m_t(R \sim 1 \text{ GeV})$ inclut tous les ordres de la théorie perturbative, tandis que M_t^{MC} est affecté par le modèle phénoménologique d'hadronisation. L'écart entre M_t^{MC} et $m_t(R \sim 1 \text{ GeV})$ est donc essentiellement imputable à une contribution

non-perturbative, qui peut être traitée comme une incertitude, paramétrée par une variation de R , de sorte que $M_t^{\text{MC}} = m_t(R = 3_{-2}^{+6} \text{ GeV})$ [108].

En utilisant l'équation (1.29), $m_t(R = 3_{-2}^{+6} \text{ GeV})$ peut être convertie dans le schéma $\overline{\text{MS}}$. La relation entre la masse au pôle et la masse dans le schéma $\overline{\text{MS}}$ étant connue au quatrième ordre de la théorie perturbative, la notion de masse implémentée dans les générateurs Monte-Carlo peut finalement être reliée à la notion de masse au pôle.

4.1.3 Combinaison des résultats

Les trois résultats présentés dans la section 4.1.1 sont combinés à quatre autres résultats, obtenus à partir des données collectées en 2010 et 2011, avec la méthode du « meilleur estimateur linéaire non biaisé » [109]. Chaque mesure individuelle fournit un estimateur $y_{i=1,\dots,7}$ non biaisé de la masse du quark *top*. Les incertitudes sont regroupées dans une matrice E . Afin de prendre en compte les corrélations qui existent entre les différentes sources d'incertitudes, les termes non diagonaux de E sont des coefficients de corrélation compris entre 0 et 1 – 0 dans le cas d'incertitudes non corrélées et 1 dans le cas d'incertitudes totalement corrélées. La combinaison linéaire des estimateurs individuels

$$\hat{y} = \alpha_i y_i, \quad \alpha_{i=1,\dots,7} \in \mathbb{R} \quad (4.5)$$

retenue est celle qui minimise la variance

$$\sigma^2 = E_{ij} \alpha_i \alpha_j. \quad (4.6)$$

Pour la plupart des sources d'incertitudes, il peut y avoir des corrélations entre les mesures dans un même canal de désintégration $t\bar{t}$ pour différentes années, ou entre les mesures dans différents canaux de désintégration $t\bar{t}$ pour une même année, de sorte que, pour certaines catégories, l'incertitude après combinaison demeure presque aussi grande que l'incertitude sur les mesures individuelles.

Pour pouvoir évaluer ces corrélations, le calcul des incertitudes systématiques doit, autant que possible, être harmonisé entre les différentes analyses. Ainsi, les sources d'incertitudes systématiques sont regroupées en quatre catégories : une pour les incertitudes expérimentales et trois pour les incertitudes théoriques. Chaque incertitude de $\pm 1\sigma$ est propagée à la mesure de la masse du quark *top*.

Les incertitudes expérimentales couvrent les incertitudes qui résultent de la précision de la calibration et de la résolution du détecteur CMS, ainsi que des effets provenant des processus de bruit de fond et de l'empilement. Cela inclut :

LA CALIBRATION ET LA RÉOLUTION EN ÉNERGIE DES JETS : l'incertitude sur l'échelle d'énergie d'un jet, qui dépend de son impulsion transverse et de sa pseudo-rapacité, et la résolution influent à la fois sur le nombre d'événements sélectionnés et la forme des distributions de M_t et m_t^{AMWT} ;

- L'ÉCHELLE D'ÉNERGIE DES LEPTONS** : une variation de 0,6% de l'impulsion des électrons isolés est propagée à M_t et m_t^{AMWT} ;
- L'ÉCHELLE D'ÉNERGIE TRANSVERSE MANQUANTE** : elle est affectée par la calibration de l'énergie des jets et l'échelle d'énergie des leptons, mais également par l'incertitude sur l'énergie qui n'est pas agglomérée par l'algorithme de reconstruction des jets ;
- L'ÉTIQUETAGE DES JETS ISSUS DE QUARKS B** : l'efficacité de l'étiquetage et la probabilité d'étiqueter un jet issu d'un quark léger peuvent affecter la proportion signal/bruit de fond ;
- LES CHEMINS DE DÉCLENCHEMENT** : l'évaluation des efficacités pour chaque chemin de déclenchement est assortie d'une incertitude qui affecte essentiellement la norme des distributions de M_t et m_t^{AMWT} ;
- L'EMPILEMENT** : la précision sur le nombre de collisions contribuant à l'empilement est estimée à $\pm 5\%$;
- LES PROCESSUS DE BRUIT DE FOND** : la normalisation et la forme des composantes de bruit de fond des distributions de M_t et m_t^{AMWT} sont légèrement modifiées ;
- LA CALIBRATION DE LA MÉTHODE D'AJUSTEMENT** : l'éventuel biais de la méthode d'ajustement des distributions de M_t et m_t^{AMWT} est évalué avec une précision limitée par la taille des échantillons simulés.

Les incertitudes théoriques couvrent la modélisation du processus de diffusion dur et les radiations associées, les effets de chromodynamique quantique non perturbative, et la modélisation de l'hadronisation des quarks légers et lourds. Selon la source d'incertitude, les valeurs de différents paramètres des générateurs Monte-Carlo sont modifiées :

- FONCTIONS DE DENSITÉ PARTONIQUE** : le jeu CTEQ6L1, utilisé par défaut, est comparé à d'autres ;
- ÉCHELLE DE RENORMALISATION ET FACTORISATION** : la valeur nominale, identique pour l'échelle de renormalisation et l'échelle de factorisation, est multipliée d'un facteur 0,5 et 2 ;
- SEUIL DE TRANSITION ENTRE ÉLÉMENT DE MATRICE ET GERBES PARTONIQUES** : la valeur nominale de 40 GeV est diminuée de 10 GeV et augmentée de 20 GeV ;
- GÉNÉRATEUR À ÉLÉMENTS DE MATRICE** : le générateur LO MADGRAPH est comparé au générateur NLO POWHEG [110, 111] ;
- IMPULSION TRANSVERSE DU QUARK *TOP*** : le générateur MADGRAPH fournit une description de l'impulsion transverse du quark *top* qui ne reproduit pas parfaitement les observations expérimentales [112, 113]. Ce défaut n'est pas corrigé dans les simulations utilisées pour la mesure, mais traité comme source d'incertitude systématique, en comparant les simulations non corrigées aux simulations pondérées pour reproduire la distribution de $p_T(t)$ observée expérimentalement ;

ÉVÉNEMENT SOUS-JACENT : les paramètres du modèle implémenté dans le générateur PYTHIA qui contrôlent l'activité de l'événement sous-jacent sont modifiés autour de leur valeur centrale ;

RECONNEXION DE COULEUR : la simulation nominale est comparée à une simulation dans laquelle la reconnexion de couleur n'est pas incluse ;

PARAMÈTRES DE FRAGMENTATION ET DÉSINTÉGRATION DE HADRONS B : les paramètres du modèle des cordes de Lund sont modifiés autour de leur valeur centrale, ajustée à partir des données expérimentales du LEP, tandis que le taux d'embranchement des désintégrations leptoniques de hadrons B est modifié de -0,45% et +0,77%.

L'incertitude sur la masse du quark *top* obtenue avec la méthode hybride est dominée par l'incertitude liée à la calibration de l'énergie des jets, suivie de l'incertitude liée au taux d'embranchement des hadrons B dans le canal semileptonique et de l'incertitude liée à la reconnexion de couleur dans le canal tout hadronique. Les principales incertitudes dans le canal dileptonique sont imputables à la calibration de l'énergie des jets et aux échelles de factorisation et renormalisation.

Les mesures individuelles et leur combinaison, associée à un χ^2 de 2,5 pour 6 degrés de liberté soit une probabilité de 87%, sont regroupées sur la figure 4.4. Les trois premières mesures (dans le canal dileptonique en 2010 et 2011, et dans le canal tout hadronique en 2011) contribuent pour moins de 1,5% à la combinaison. L'incertitude totale sur la mesure combinée est essentiellement imputable à l'incertitude systématique. Alors que la combinaison permet de réduire significativement l'incertitude statistique, l'incertitude systématique sur la mesure combinée est pratiquement aussi élevée que l'incertitude systématique sur la mesure de la masse du quark *top* dans le canal semileptonique.

Pour améliorer la précision sur M_t , il est impératif d'inclure dans la combinaison d'autres mesures, dont les sources d'incertitudes ne soient que faiblement corrélées aux principales sources d'incertitudes sur les mesures de M_t qui reposent sur la reconstruction de tous les produits de désintégration du quark *top*. Des progrès, en parallèle, sur la modélisation de la chromodynamique quantique non perturbative et de plus fortes contraintes sur les corrections de l'énergie des jets contribueraient également à réduire l'incertitude sur la mesure de M_t .

4.2 RECONSTRUCTION PARTIELLE DU QUARK *TOP*

La corrélation d'autres observables à M_t peut être exploitée, évitant d'avoir à reconstruire précisément toutes les particules de l'état final d'une désintégration $t\bar{t}$. De nombreuses mesures ont été réalisées avec les données collectées en 2012 par CMS et seules quelques unes sont ici présentées.

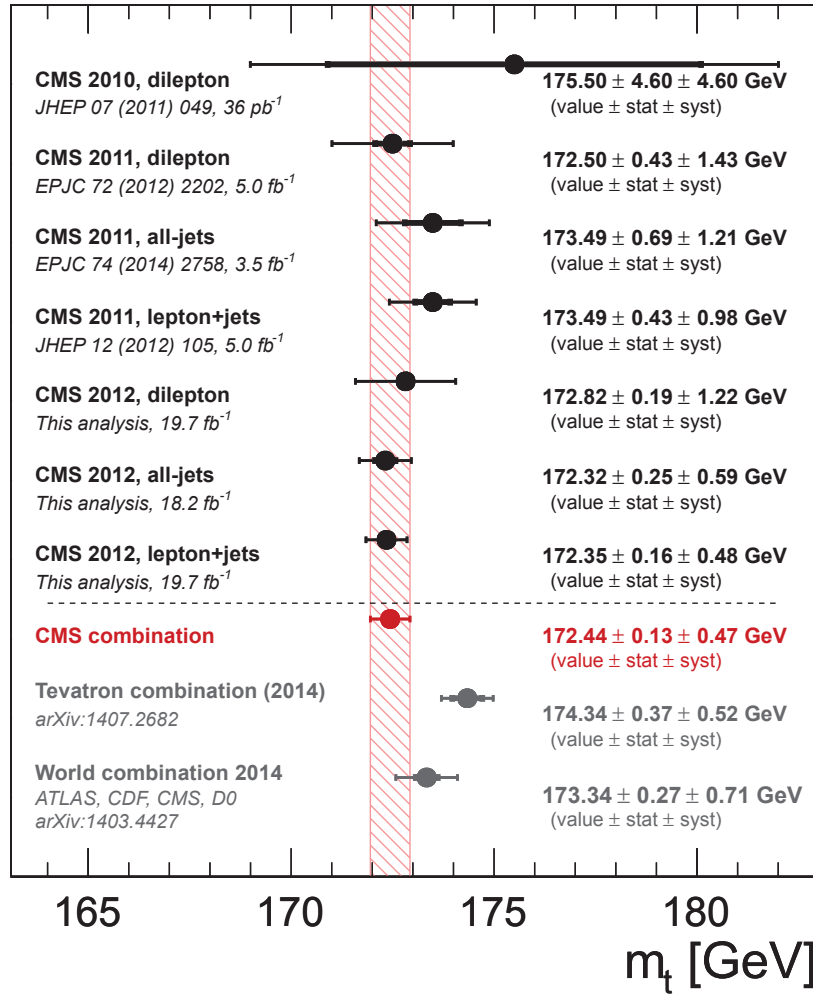


FIG. 4.4 – Récapitulatif des mesures de masse du quark *top* utilisant la reconstruction de tous les produits de désintégration du quark *top* et leur combinaison. Pour chaque mesure, la barre d'erreur la plus courte correspond à l'incertitude statistique, et la plus longue à l'incertitude totale [103].

4.2.1 Utilisation du jet issu du quark *b*

Il a été suggéré d'utiliser la forte corrélation, dans les événements $t\bar{t}$ semileptoniques ou dileptoniques, entre M_t et la masse invariante $m_{\ell b}$ de la combinaison du jet issu de l'hadronisation du quark *b* et du lepton chargé issu de la désintégration leptonique du boson *W*, $m_{\ell b}$ n'étant que peu affectée en principe par le mécanisme de production et les fonctions de densité partonique [114]. En effet, en notant $\theta_{\ell b}$ l'angle entre le lepton chargé et le jet étiqueté *b* :

$$m_{\ell b}^2 = \frac{M_t^2 - M_W^2}{2} (1 - \cos \theta_{\ell b}). \quad (4.7)$$

Le canal dileptonique offre à la fois l'avantage d'une sélection très pure et de connaissances théoriques approfondies.

Expérimentalement, le jet étiqueté *b* de plus haut p_T est associé à l'un des deux leptons isolés chargés. Afin d'augmenter la probabilité que les deux objets soient issus de la désintégration du même quark *top* de la paire $t\bar{t}$ comme représenté sur la figure 4.5, une seule combinaison par événement est retenue : celle pour laquelle m_{lb} est minimale. Cette probabilité atteint ainsi 85%. Un test de χ^2 est utilisé pour comparer la distribution de $m_{lb}^{\min}$ obtenue pour les données enregistrées en 2012 aux distributions simulées pour différentes valeurs de M_t . La figure 4.6 montre la distribution de $m_{lb}^{\min}$ pour les données ainsi que les distributions associées à $M_t \in \{166,5; 172,5; 178,5\}$ GeV. Le χ^2 minimum correspond à $M_t = 172,3^{+1,29}_{-1,33}$ GeV [115]. Les principales sources d'incertitudes sont l'impulsion transverse du quark *top*, la fragmentation du quark *b*, les échelles de renormalisation et factorisation, et la calibration de l'énergie des jets, et sont donc fortement corrélées à celles des mesures présentées précédemment.

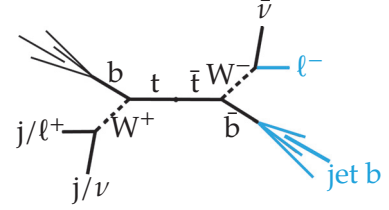


FIG. 4.5 – Vue picturale d'une désintégration $t\bar{t}$ semileptonique ou dileptonique.

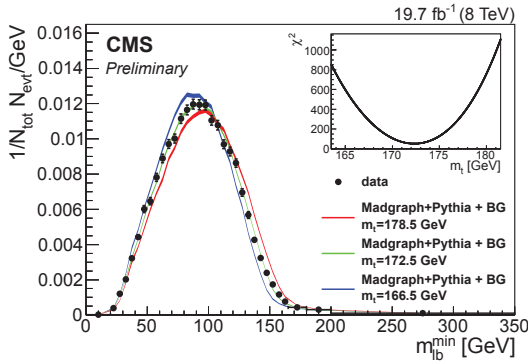


FIG. 4.6 – Ajustement de la distribution de masse invariante de la combinaison du jet étiqueté *b* et du lepton isolé au niveau reconstruit. L'encart montre la distribution de χ^2 en fonction de M_t [115].

Une autre observable proposée est l'énergie E du jet issu de l'hadronisation du quark *b* dans le référentiel du laboratoire, dont la distribution pique à la valeur de l'énergie E_b^{rest} dans le référentiel propre du quark *b* [116]. La relation entre M_t et E_b^{rest} est simplement :

$$M_t = E_b^{\text{rest}} + \sqrt{M_W^2 - m_b^2 + (E_b^{\text{rest}})^2}. \quad (4.8)$$

Cette méthode, purement cinématique, ne nécessite la reconstruction précise que d'un seul des produits de désintégration du quark *top* et devrait être robuste aux variations de $\sqrt{s}$, à l'impulsion du quark *top*, ainsi qu'aux radiations de l'état initial.

En pratique, des événements $t\bar{t}$ dileptoniques avec 1 ou 2 jets étiquetés *b* sont sélectionnés. La distribution de E en échelle logarithmique, à laquelle chaque événement contribue 1 à 2 fois avec un poids de $1/E$, est ajustée autour de son pic par une distribution Gaussienne. La sélection, la reconstruction, et la pureté affectent la relation (4.8).

Des simulations Monte-Carlo sont utilisées pour calibrer la mesure. Le résultat obtenu à partir des données produites à $\sqrt{s} = 8$ TeV est présenté sur la figure 4.7a avec son incertitude statistique avant et après calibration [117]. Dans le cadre d’une école, l’analyse a été reproduite sur les données collectées en 2015 correspondant à une luminosité intégrée de $\mathcal{L} = 2,4 \text{ fb}^{-1}$ pour une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 13$ TeV.

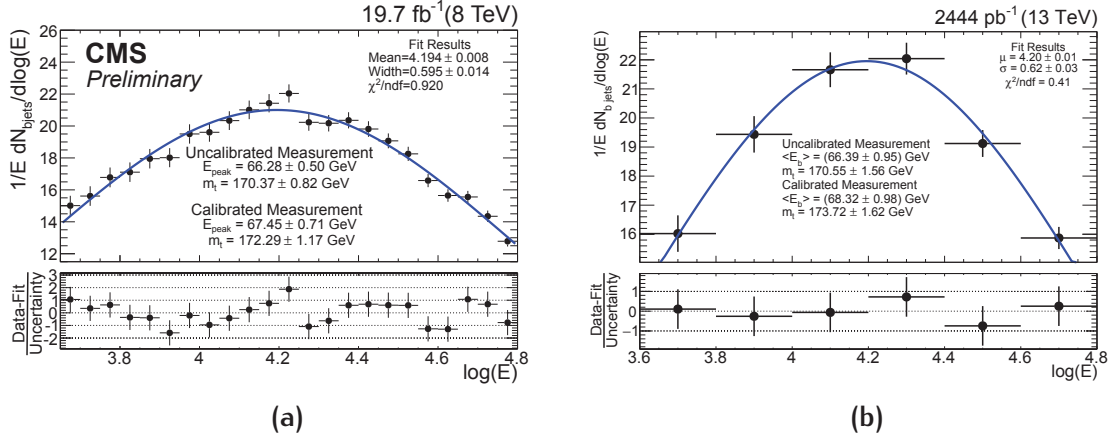


FIG. 4.7 – Ajustement de la distribution d’énergie du jet étiqueté b en échelle logarithmique pour les données collectées en 2012 à $\sqrt{s} = 8$ TeV (gauche) [117] et en 2015 à $\sqrt{s} = 13$ TeV (droite).

L’incertitude systématique s’avère être essentiellement imputable au choix du générateur à éléments de matrice, à l’impulsion transverse du quark *top*, et à la calibration de l’énergie des jets. À $\sqrt{s} = 8$ TeV, elle s’élève à 2,66 GeV. Bien qu’en théorie cette méthode ne devrait pas être affectée par la modélisation de l’impulsion du quark *top*, la sélection et la reconstruction font que, dans la pratique, ces sources d’incertitudes sont non seulement non négligeables, mais de l’ordre de 1,50 GeV chacune.

4.2.2 Utilisation de traces de particules chargées

Pour s’affranchir de la sensibilité à la calibration de l’énergie des jets, il apparaît indispensable de ne pas reconstruire l’intégralité des produits d’hadronisation du quark b. Une possibilité consiste à n’utiliser que les particules chargées du jet issu de l’hadronisation du quark b, dont la reconstruction à partir des traces laissées dans le trajectographe est très précise. La masse du quark *top* peut ensuite être évaluée à partir de la distribution de masse invariante de la combinaison de ces particules chargées et du lepton chargé isolé associé à la désintégration leptonique du boson W.

Pour le canal semileptonique, les événements doivent contenir exactement un électron (muon) isolé de $p_T > 30 \text{ GeV}$ (26 GeV) et $|\eta| < 2,4$ (2,1), ainsi qu’au moins 4 jets de $p_T > 30 \text{ GeV}$ et $|\eta| < 2,5$. Pour le canal dileptonique, les événements sélectionnés

ont au moins 2 jets, ainsi que deux leptons isolés de signe opposé – un électron et un muon, deux muons, ou deux électrons – de $p_T > 20$ GeV et $|\eta| < 2,4$. La masse invariante de leur combinaison doit être supérieure à 12 GeV et en dehors de l'intervalle [76;106] GeV, et les événements doivent avoir $E_T^{\text{miss}} > 40$ GeV. Pour chaque jet, les particules chargées sont utilisées en entrée d'un algorithme d'ajustement de vertex pour reconstruire un vertex secondaire [92]. Seuls les vertex candidats partageant moins de 65% de leurs traces avec le vertex primaire de l'interaction, auquel le quark *top* est produit, sont retenus. Chaque événement doit avoir au moins un vertex déplacé, qui, comme le montre la figure 4.8, est associé à l'hadronisation du quark *b*.

Pour chaque événement, la masse $m_{\text{SV},\ell}$ de toutes les combinaisons possibles de lepton isolé - vertex secondaire est calculée, la masse d'un vertex secondaire étant définie comme la masse invariante de la combinaison de toutes les particules chargées issues de ce vertex. Ainsi, dans 50% des cas, le lepton chargé et le vertex secondaire sont associés au même quark *top*. Une distinction est faite entre les combinaisons selon le nombre de traces associées au vertex déplacé, ainsi que le canal de désintégration de la paire $t\bar{t}$. Au total, quinze distributions de $m_{\text{SV},\ell}$ sont obtenues, et comparées à des simulations associées à différentes valeurs de M_t . Un ajustement simultané des quinze distributions basé sur une fonction de vraisemblance conduit à une valeur mesurée de $M_t = 173,68 \pm 0,20(\text{stat})_{-1,58}^{+0,97}(\text{syst})$ GeV [118]. Bien que les produits neutres de l'hadronisation du quark *b* ne soient pas utilisés, cette technique s'avère particulièrement sensible à la modélisation de la fragmentation. Une autre source importante d'incertitude systématique est l'impulsion transverse du quark *top*.

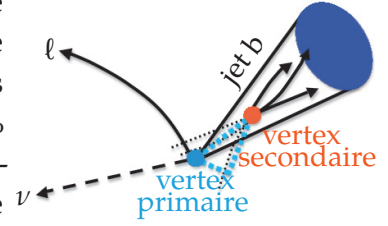


FIG. 4.8 – Représentation schématique de l'état final d'une désintégration $t \rightarrow (W^+ \rightarrow \ell^+ \nu) b$.

4.2.3 Utilisation de leptons chargés uniquement

Une autre stratégie consiste à n'utiliser que des leptons chargés pour mesurer M_t . L'impulsion transverse $p_T(\ell^+\ell^-)$ de la combinaison des deux leptons chargés isolés dans le canal dileptonique semble être l'observable leptonique la plus sensible aux variations de M_t [119]. Néanmoins, il ne s'agit pas d'une quantité invariante sous transformation de Lorentz et la méthode est donc potentiellement très sensible à la modélisation de l'impulsion transverse du quark *top*.

La première approche consiste à n'utiliser que le premier moment de Mellin de la distribution de $p_T(\ell^+\ell^-)$ entre 10 et 125 GeV, le moment d'ordre $r \in \mathbb{N}$ d'une fonction continue $f : I \mapsto \mathbb{R}$ étant défini comme $O^r = \int_{x \in I} x^r f(x) dx$. La figure 4.9 montre la relation linéaire entre O^1 et M_t pour des événements simulés $t\bar{t}$ et tW , satisfaisant un jeu de critères de sélection destinés à obtenir un échantillon d'événements $t\bar{t}$ dileptoniques. La pente est inférieure à 0,15 ce qui signifie qu'une incertitude de 1 GeV

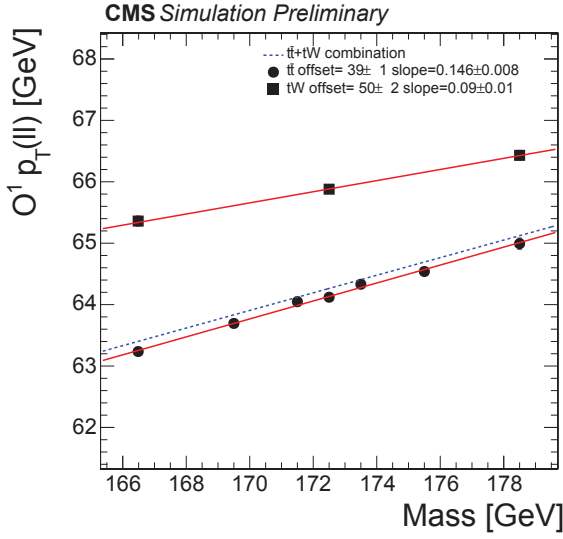


FIG. 4.9 – Représentation du 1^{er} moment de Mellin de la distribution de $p_T(\ell^+\ell^-)$ en fonction de M_t pour des événements simulés $t\bar{t}$ (cercles) et tW (carrés) [119].

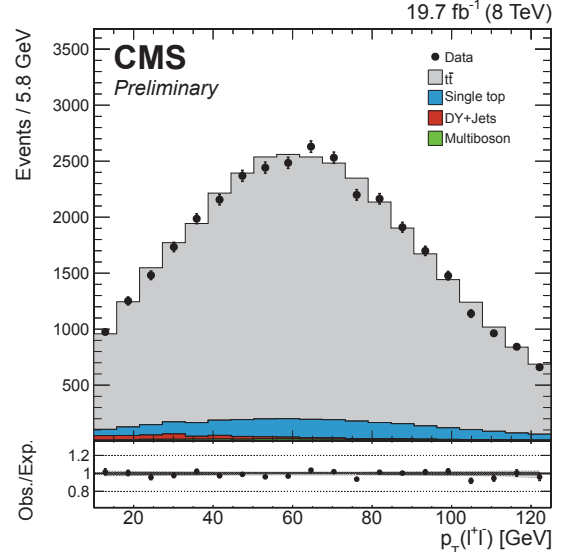


FIG. 4.10 – Distribution de l'impulsion transverse de la combinaison des 2 leptons chargés isolés pour une sélection dileptonique [119].

sur O^1 se traduit par une incertitude de 6,7 GeV sur M_t . Pour augmenter la sensibilité à M_t , la forme de l'intégralité de la distribution, représentée sur la figure 4.10, est utilisée. Une variable de χ^2 est calculée entre la distribution de $p_T(\ell^+\ell^-)$ observée et celle attendue pour différentes valeurs de M_t . Un minimum est obtenu pour $M_t = 171,7 \pm 1,1(\text{stat}) \pm 0,5(\text{exp})^{+3,1}_{-2,5}(\text{théo})^{+0,8}_{-0,0}(p_T(t))$ GeV.

La méthode s'avère effectivement sensible aux variations de l'impulsion transverse du quark top , mais bien davantage à celles des échelles de renormalisation et factorisation ainsi qu'à la modélisation de l'événement sous-jacent.

4.3 RECONSTRUCTION DE MÉSONS J/ψ SE DÉSINTÉGRANT EN LEPTONS

Un compromis entre les méthodes présentées dans les sections 4.2.2 et 4.2.3, envisagé avant même la construction du détecteur CMS [80], consiste à utiliser la corrélation entre M_t et la combinaison d'un lepton isolé et d'un méson charmé se désintégrant leptoniquement produit dans l'hadronisation du quark b .

$M_{J/\psi+\ell}$ et M_t est linéaire, caractérisée par une pente de 0,71. Un calcul relativiste permet par ailleurs d'établir que, dans la limite où $m_b, M_W \ll M_t$, $m_{\ell b}$ varie linéairement avec M_t à des termes d'ordre $(M_W/M_t)^2$ et $(m_b/M_t)^2$ près.

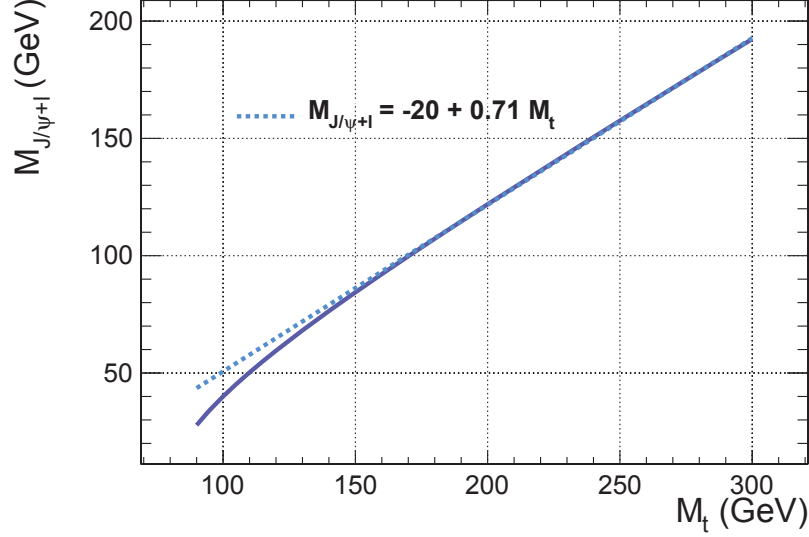


FIG. 4.12 – Corrélation entre la valeur moyenne de $M_{J/\psi+\ell}$ et M_t dans un modèle jouet d'une désintégration relativiste $t \rightarrow W(\ell + \nu) b(J/\psi + X)$ (trait plein) et approximation linéaire dans la limite où $m_b, M_W \ll M_t$ (trait pointillé).

4.3.2 Inconvénients et avantages

L'inconvénient majeur de cette méthode de mesure de la masse du quark *top* est la faible statistique de l'échantillon sélectionné, à cause du très faible taux d'embranchement attendu pour $t\bar{t} \rightarrow W^- \bar{b} (W^+ \rightarrow \ell^+ = \{e^+, \mu^+\} \nu) (b \rightarrow J/\psi + X \rightarrow \mu^+ \mu^- + X)$. C'est la raison pour laquelle cette méthode n'a encore jamais été mise en pratique, mais cela devient envisageable avec les $4,9 \cdot 10^6$ paires $t\bar{t}$ produites au LHC en 2012, correspondant à environ 1500 événements $t\bar{t} \rightarrow W^- \bar{b} (W^+ \rightarrow \ell^+ = \{e^+, \mu^+\} \nu) (b \rightarrow J/\psi + X \rightarrow \mu^+ \mu^- + X)$. L'efficacité de reconstruction, liée aux critères de sélection destinés à garantir la pureté de l'échantillon sélectionné, va ensuite réduire davantage la taille de cet échantillon. La sensibilité de $M_{J/\psi+\ell}$ aux variations de M_t est également un paramètre important dans la propagation de l'incertitude sur $M_{J/\psi+\ell}$ à M_t . D'après la figure 4.12, une incertitude statistique de 1 GeV sur $M_{J/\psi+\ell}$ se traduirait, dans le modèle jouet de désintégration considéré, par une incertitude statistique de 1,4 GeV sur M_t .

Il faut donc trouver un compromis entre la reconstruction d'une combinaison dont la signature soit suffisamment propre pour garantir une bonne efficacité de reconstruction – et une bonne résolution – et la reconstruction d'une combinaison dont la

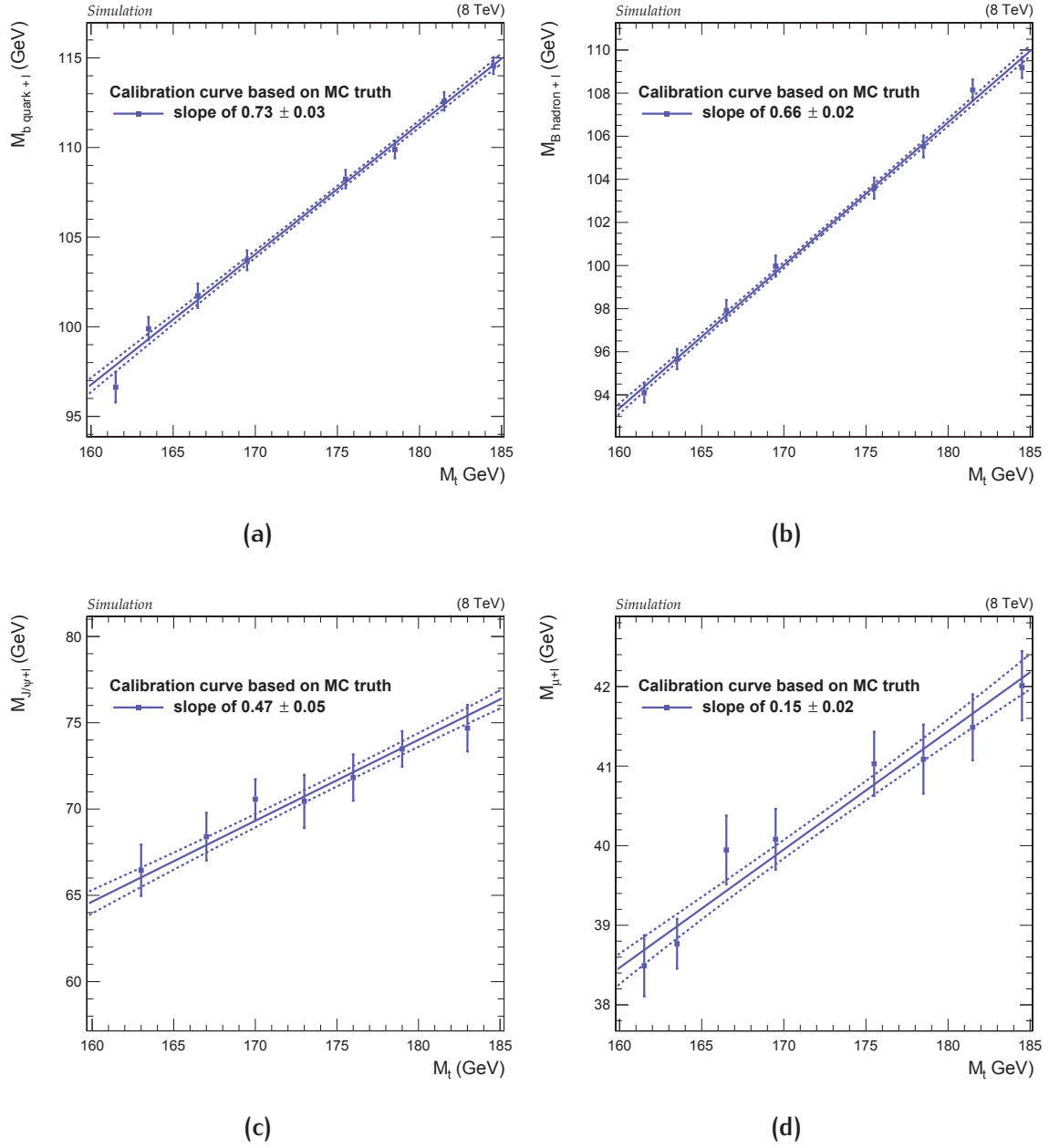


FIG. 4.13 – Corrélation, au niveau générateur, entre la masse invariante de diverses combinaisons possibles, à partir d'états finaux contenant un lepton isolé et un muon dans un jet, et la masse du quark *top* : $M_{\text{quark } b+l}$ (a), $M_{\text{hadron } B+l}$ (b), $M_{J/\psi+l}$ (c), et $M_{\mu+l}$ (d). Les lignes en pointillés délimitent les intervalles de confiance à 68%.

masse invariante soit le plus fortement possible corrélée à M_t . Comme le montre la figure 4.13, plusieurs possibilités de combinaison, dans des états finaux contenant un lepton isolé et un jet, ont été étudiées au niveau générateur :

- (a) la combinaison du quark b et du lepton chargé issu du boson W dans des événements $t\bar{t} \rightarrow W^- \bar{b} \ (W^+ \rightarrow \ell^+ = \{e^+, \mu^+\} \nu) \ (b \rightarrow B + X \rightarrow \mu^\pm + Y)$,
- (b) la combinaison du hadron B intermédiaire et du lepton isolé dans des événements $t\bar{t} \rightarrow W^- \bar{b} \ (W^+ \rightarrow \ell^+ = \{e^+, \mu^+\} \nu) \ (b \rightarrow B + X \rightarrow \mu^\pm + Y)$,
- (c) la combinaison du J/ψ et du lepton isolé dans des événements $t\bar{t} \rightarrow W^- \bar{b} \ (W^+ \rightarrow \ell^+ = \{e^+, \mu^+\} \nu) \ (b \rightarrow J/\psi + X \rightarrow \mu^+ \mu^- + X)$,
- (d) la combinaison de l'un des muons fils du J/ψ et du lepton isolé dans des événements $t\bar{t} \rightarrow W^- \bar{b} \ (W^+ \rightarrow \ell^+ = \{e^+, \mu^+\} \nu) \ (b \rightarrow J/\psi + X \rightarrow \mu^+ \mu^- + X)$.

À cause des propriétés de confinement de la chromodynamique quantique, un quark ne peut pas être observé directement. La mise en pratique de l'option (a) revient donc à reconstruire le jet issu de l'hadronisation du quark b et à calculer $m_{b\bar{b}}$, ce qui rejoint la méthode présentée à la section 4.2.1 et est par conséquent exclu.

Dans le cas d'un état final $t\bar{t} \rightarrow W^- \bar{b} \ (W^+ \rightarrow \ell^+ = \{e^+, \mu^+\} \nu) \ (b \rightarrow J/\psi + X \rightarrow \mu^+ \mu^- + X)$, en considérant la sensibilité à M_t , l'option (d) ne présente clairement aucun avantage sur l'option (c). Il faudrait plutôt considérer la reconstruction d'événements $t\bar{t} \rightarrow Wb \ (W \rightarrow \ell = \{e, \mu\} \nu) \ (b \rightarrow \mu^\pm + X)$, mais dont la signature de l'état final pourrait être confondue avec beaucoup d'autres processus.

En plus d'un état final à la signature quasiment unique, l'option (c) présente l'avantage de n'utiliser que des leptons, tandis que l'option (b) nécessiterait l'utilisation de traces chargées. De plus, la reconstruction de $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ s'annonce beaucoup moins complexe que la reconstruction de hadrons B , dont les possibilités de désintégration sont très nombreuses [15]. Bien que la sensibilité aux variations de M_t soit plus forte pour l'option (b), c'est donc l'option (c) qui est retenue.

Le principal atout de cette méthode de mesure de la masse du quark top est l'utilisation de leptons exclusivement. En effet, l'excellente résolution sur l'énergie-impulsion des électrons isolés et des muons – isolés ou au sein de jets – garantit une bonne résolution sur $M_{J/\psi+\ell}$. La figure 4.14 montre l'écart relatif entre $M_{J/\psi+\ell}$ au niveau générateur et après reconstruction. Le cas où ℓ désigne un muon est ici séparé du cas où il s'agit d'un électron. Comme mentionné dans la section 3.2.3.1, la résolution en énergie des muons est meilleure que celle des électrons. En pratique, seuls les électrons isolés de $p_T > 30$ GeV et les muons isolés de $p_T > 26$ GeV étant considérés, la résolution sur $M_{J/\psi+\ell}$ est sensiblement équivalente que ℓ désigne un électron ou un muon. La résolution sur $M_{J/\psi+\ell}$ est inférieure à 4,3% (1,4%) pour un niveau de confiance de 95% (63%).

Par ailleurs, le résultat obtenu par cette méthode ne devrait pas être affecté par l'efficacité des techniques d'étiquetage de jets b , et il devrait être peu sensible à la modélisation de l'événement sous-jacent et de la reconnexion de couleur, et quasiment

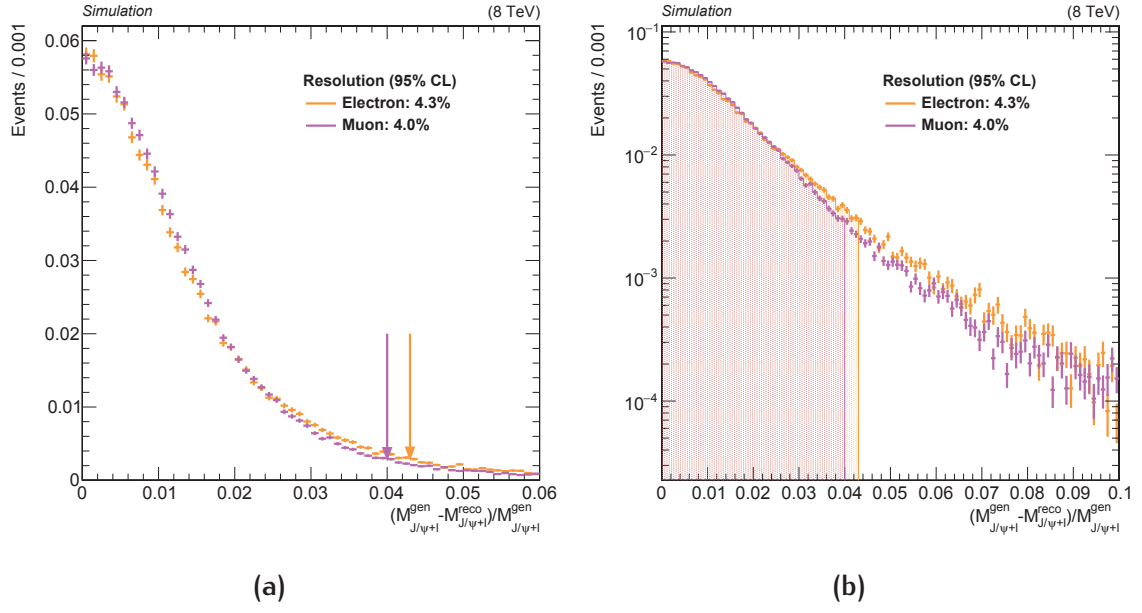


FIG. 4.14 – Distribution de l'écart relatif entre $M_{J/\psi+\ell}$ au niveau générateur et après reconstruction de 0 à 6% (gauche) et de 0 à 10% en échelle logarithmique (droite). La résolution sur $M_{J/\psi+e}$ ($M_{J/\psi+\mu}$), représentée en orange (violet), est inférieure à 4,3% (4,0%) pour un niveau de confiance de 95%.

insensible à la calibration de l'énergie des jets. La modélisation de la fragmentation du quark b , en revanche, est d'importance cruciale. Il est donc attendu que les principales sources d'incertitudes systématiques soient différentes de celles des mesures présentées dans la section 4.1.1.

5 | ÉVÉNEMENTS $t\bar{t}$ AVEC UN J/ψ DANS L'ÉTAT FINAL

5.1	Sélection d'événements $t\bar{t}$ avec un J/ψ dans l'état final	93
5.1.1	Données et simulations Monte-Carlo	93
5.1.2	Échantillons sélectionnés	95
5.2	Investigations préliminaires	98
5.2.1	Saveur du lepton chargé isolé	98
5.2.2	Appariement du J/ψ à un lepton chargé isolé	104
5.3	Simulations Monte-Carlo spécifiques	107
5.3.1	Échantillons associés au processus $t\bar{t}$	107
5.3.2	Échantillons associés au processus tW	112

5.1 SÉLECTION D'ÉVÉNEMENTS $t\bar{t}$ AVEC UN J/ψ DANS L'ÉTAT FINAL

Les critères de sélection doivent permettre d'obtenir un échantillon contenant autant que possible des événements $t\bar{t} \rightarrow W^- \bar{b} (W^+ \rightarrow \ell^+ = \{e^+, \mu^+\} \nu)$ ($b \rightarrow J/\psi + X \rightarrow \mu^+ \mu^- + X$), dont la désintégration est schématisée sur la figure 4.11, les critères reposant sur les définitions d'objets reconstruits présentées dans la section 3.2.2. Il s'agit donc de minimiser la contribution des processus de bruit de fond tout en conservant une efficacité de sélection élevée.

5.1.1 Données et simulations Monte-Carlo

Les données utilisées ont été enregistrées par le détecteur CMS en 2012 à une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 8$ TeV, et correspondent à une luminosité intégrée de $\mathcal{L} = (19.7 \pm 0.8) \text{ fb}^{-1}$ [122]. Les événements doivent passer les chemins de déclenchement associés à la présence soit d'un électron isolé de $p_T > 27$ GeV soit d'un muon isolé de $p_T > 24$ GeV.

La méthode d'analyse est développée et évaluée à partir d'événements simulés. Les processus $t\bar{t}$, W +jets, et Z +jets sont générés avec le générateur MADGRAPH (v5.1.3.30). Il a été mis en évidence que le générateur MADGRAPH ne reproduisait pas parfaitement la distribution de l'impulsion transverse du quark *top* observée expérimenta-

lement [112, 113]. Cet effet n'est pas corrigé mais traité comme source d'incertitude systématique. Les processus de production de quarks *top* célibataires – dans les voies t et s ou en association avec un boson W – sont simulés avec POWHEG (v1.0, r1380). Les processus WW , WZ , et ZZ sont générés avec PYTHIA 6 (v6.426). Le modèle utilisé pour l'événement sous-jacent est ZZ^* [123], tandis que le jeu de fonctions de densité partonique employé est CTEQ6L1. La plupart de ces simulations sont interfacées avec le programme TAUOLA (v27.121.5) [124] pour gérer la désintégration des leptons τ . Il est attendu que la contribution d'événements multijets produits par interaction forte soit négligeable grâce aux chemins de déclenchement utilisés.

Le modèle des cordes de Lund est utilisé pour simuler l'hadronisation d'un quark, et pour déterminer la fraction de l'énergie de ce quark emportée par les différents hadrons primaires instables, tels que les hadrons $B^\pm$ ou B^0 . Pour les quarks lourds, la fonction de fragmentation symétrique de Lund est modifiée selon le schéma d'espace-temps de Bowler de l'évolution d'une corde. Le théorème de factorisation suggérant l'universalité de la fragmentation des quarks, les valeurs des trois paramètres de la fonction de fragmentation obtenus à partir des résultats expérimentaux du LEP [125] sont utilisées. La majorité des hadrons primaires sont instables et se désintègrent dans le détecteur en hadrons secondaires, tels que les mésons D^0 et J/ψ . La compréhension théorique de la transition d'un hadron B en méson J/ψ n'est pas parfaite, mais la description expérimentale est très précise [126] et doit être totalement indépendante des détails de la formation en amont du hadron B . En particulier, la probabilité d'observer un J/ψ dans la désintégration d'un mélange $B^\pm/B^0/B_s^0$ /baryon b à haute énergie – c'est-à-dire au-delà du seuil de production d'un méson $Y(4S)$ dont la masse s'élève à 10,56 GeV [15] – est connue avec précision grâce aux mesures effectuées auprès du LHC, du LEP, et du Tevatron [15].

Les processus simulés sont normalisés à la luminosité intégrée et à leur section efficace théorique. La liste est disponible dans l'annexe A. La section efficace de production de paires $t\bar{t}$ est calculée au NNLO, tandis que la section efficace de production de quarks *top* célibataires est une section efficace NNLO approchée. Les sections efficaces pour les processus W +jets et Z +jets sont obtenues au NNLO avec FEWZ [127, 128]. Les sections efficaces de production diboson (WW , WZ , et ZZ) sont calculées au NLO avec MCFM.

La simulation complète du détecteur CMS basée sur GEANT4 (v9.4p03) est utilisée. Les simulations incluent les effets d'empilement de sorte que leur distribution du nombre de vertex primaires coïncide avec celle observée expérimentalement. Les efficacités des chemins de déclenchement [129] sont appliquées à toutes les simulations Monte-Carlo afin de mettre simulations et données sur un pied d'égalité.

5.1.2 Échantillons sélectionnés

Les événements semileptoniques doivent avoir exactement un lepton isolé, de $p_T > 26$ GeV et $|\eta| < 2,1$ dans le cas d'un muon, et de $p_T > 30$ GeV et $|\eta| < 2,5$ dans le cas d'un électron. Les événements dileptoniques doivent avoir exactement deux leptons isolés : au moins un lepton isolé comme défini précédemment, et soit un muon isolé de $p_T > 20$ GeV et $|\eta| < 2,4$, soit un électron isolé de $p_T > 20$ GeV et $|\eta| < 2,5$. Les deux leptons doivent être de charge opposée et la paire qu'ils forment doit avoir une masse invariante supérieure à 20 GeV pour limiter la contribution des processus Drell-Yan. Dans le cas d'une paire de leptons de même saveur, les masses comprises entre 76 et 106 GeV sont rejetées pour supprimer les désintégrations leptoniques de bosons Z.

En plus de ces critères leptoniques, la présence d'au moins 2 jets de $p_T > 40$ GeV et $|\eta| < 2,4$ est requise, les éventuels muons non isolés au sein du jet étant inclus lors du calcul du p_T .

Finalement, exactement un candidat J/ψ , de masse comprise entre 3,0 et 3,2 GeV, doit être reconstruit dans l'événement, à partir de 2 muons non isolés de charge opposée, de $p_T > 4$ GeV et $|\eta| < 2,4$, appartenant au même jet. Un ajustement de vertex utilisant un filtre de Kalman [92, 90], comportant un degré de liberté, est effectué. Afin de réduire le bruit de fond d'origine combinatoire, la valeur du χ^2 associée au vertex reconstruit à partir des traces des 2 muons doit être inférieure à 5. La signification statistique de la distance de vol [130] du second vertex par rapport au vertex primaire de l'interaction permet quant à elle de discriminer les J/ψ prompts. La figure 5.1 montre la distribution de la signification statistique de la distance de vol $c\tau > \Delta(c\tau)$ à ce

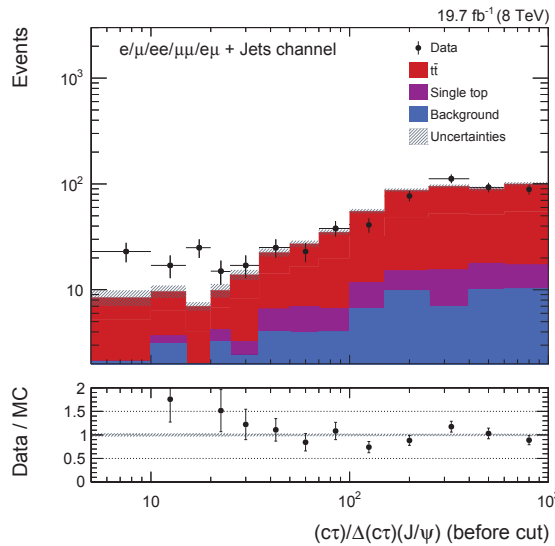


FIG. 5.1 –

Signification statistique de la distance de vol du second vertex par rapport au vertex primaire de l'interaction.

niveau de sélection. Les simulations Monte-Carlo utilisées dans cette figure et les suivantes correspondent à $M_t = 172,5$ GeV, et sont normalisées à la luminosité intégrée

et à leur section efficace théorique. L'incertitude représentée inclut l'incertitude statistique, les incertitudes systématiques qui seront décrites dans le chapitre 6, ainsi que l'incertitude sur la luminosité. Le rapport du nombre d'événements observés dans les données sur le nombre d'événements attendus à partir des simulations est présenté dans la partie inférieure de la figure. Un désaccord entre données et simulations est visible dans les premières classes de l'histogramme, l'origine de ce désaccord étant compatible avec la présence de J/ψ prompts dans les données puisque leur production n'est pas incluse dans les simulations. Pour $c\tau > 20\Delta(c\tau)$, malgré une légère différence, les simulations sont statistiquement compatibles avec les données. Afin de conserver autant de signal que possible, il est par la suite imposé que la signification statistique de la distance de vol du second vertex soit supérieure à 20.

L'ensemble de ces critères permet de sélectionner 666 événements dans l'échantillon de données. Le nombre d'événements attendus est évalué à partir de simulations Monte-Carlo des processus du Modèle Standard, normalisées à la luminosité intégrée et à leur section efficace théorique. Ils sont reportés dans la table 5.1. Une distinction est faite entre les événements dans lesquels le lepton isolé de plus grande impulsion transverse est un muon, désignés par le label $\mu/\mu\mu/\mu e + \text{jets}$, et ceux dans lesquels il s'agit d'un électron, désignés par le label $e/ee/e\mu + \text{jets}$. La principale contribution dans les échantillons sélectionnés provient des processus $t\bar{t}$ semileptonique et dileptonique, suivis par la production de quarks top célibataires.

TAB. 5.1 – Nombre d'événements sélectionnés dans les simulations Monte-Carlo et dans les données. Les incertitudes citées sont purement de nature statistique. Pour le processus $t\bar{t} \rightarrow b\bar{q}q'\bar{b}q\bar{q}'$, les limites sont données avec un niveau de confiance de 68%.

Processus	Nombre d'événements	
	Canal $\mu/\mu\mu/\mu e + \text{jets}$	Canal $e/ee/e\mu + \text{jets}$
$t\bar{t} \rightarrow b\ell^- \bar{\nu} \bar{b}q\bar{q}'$	$228,1 \pm 4,0$	$195,6 \pm 3,7$
$t\bar{t} \rightarrow b\ell^- \bar{\nu} \bar{b}\ell^+ \nu$	$66,3 \pm 1,7$	$56,9 \pm 1,6$
$t\bar{t} \rightarrow b\bar{q}q'\bar{b}q\bar{q}'$	$< 9 \cdot 10^{-5}$	$< 8 \cdot 10^{-5}$
top célibataire	$39,4 \pm 3,8$	$30,6 \pm 3,3$
$t\bar{t} W/t\bar{t} W W/t\bar{t} Z$	$0,5 \pm 0,1$	$0,4 \pm 0,1$
$(Z/\gamma^* \rightarrow \ell^+ \ell^-) + \text{jets}$	$4,5 \pm 0,9$	$6,3 \pm 1,0$
$(W^\pm \rightarrow \ell^\pm \nu) + \text{jets}$	$18,3 \pm 3,2$	$12,1 \pm 2,7$
$WW/WZ/ZZ$	$1,1 \pm 0,3$	$1,2 \pm 0,3$
Total des simulations	$358,2 \pm 6,6$	$303,1 \pm 5,9$
Données	355	311

Le nombre d'événements attendus et observés dans chaque canal de désintégration est représenté sous forme d'histogramme sur la figure 5.2. Les taux prédits en utilisant le jeu de paramètres $Z2^*$ pour la description de l'événement sous-jacent, de la reconnexion de couleur, et de la fragmentation sont en accord avec ceux observés dans les données.

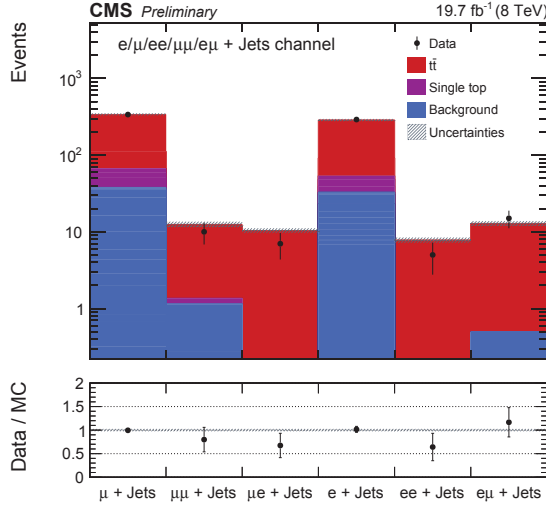


FIG. 5.2 – Nombre d'événements sélectionnés dans les échantillons de données et les échantillons simulés pour chaque canal de désintégration, désigné selon la saveur du ou des leptons isolés de plus grande impulsion, obtenus en appliquant l'ensemble des critères de sélection précédemment décrits.

Le spectre de masse invariante dimuon est présenté sur la figure 5.3 sur un intervalle plus large que la fenêtre d'acceptance dans laquelle une paire dimuon doit être pour être considérée comme une candidat J/ψ . Le nombre de candidats J/ψ est approximativement le même dans l'échantillon de données que dans les échantillons simulés. Malgré les corrections appliquées à l'échelle d'énergie des muons, une moins bonne résolution et un petit décalage du pic sont observés dans les données, ce qui est dû au fait que la radiation de l'état final pour les muons de faible énergie n'a pas été simulée [131]. Ce léger – en comparaison de l'impulsion transverse moyenne des candidats J/ψ – désaccord entre simulations et données est traité comme une source d'incertitude systématique.

La figure 5.4 montre les distributions d'impulsion transverse du principal lepton isolé – c'est-à-dire le lepton chargé isolé de plus haut p_T – et des jets de $p_T > 20$ GeV dans les événements sélectionnés. Les distributions de masse et d'impulsion transverse des candidats J/ψ sont représentées sur la figure 5.5. Les distributions de la distance dans le plan (η , ϕ) entre le J/ψ et le principal lepton isolé ainsi que de la masse invariante $M_{J/\psi+\ell}$ de leur combinaison, calculée à partir des muons fils du J/ψ et du lepton isolé, sont représentées sur la figure 5.6. Les simulations, correspondant à $M_t = 172,5$ GeV, sont normalisées à la luminosité intégrée et à leur section efficace théorique. L'incertitude représentée inclut l'incertitude statistique, les incertitudes systématiques, ainsi que l'incertitude sur la luminosité. Les simulations Monte-Carlo reproduisent assez fidèlement les données.

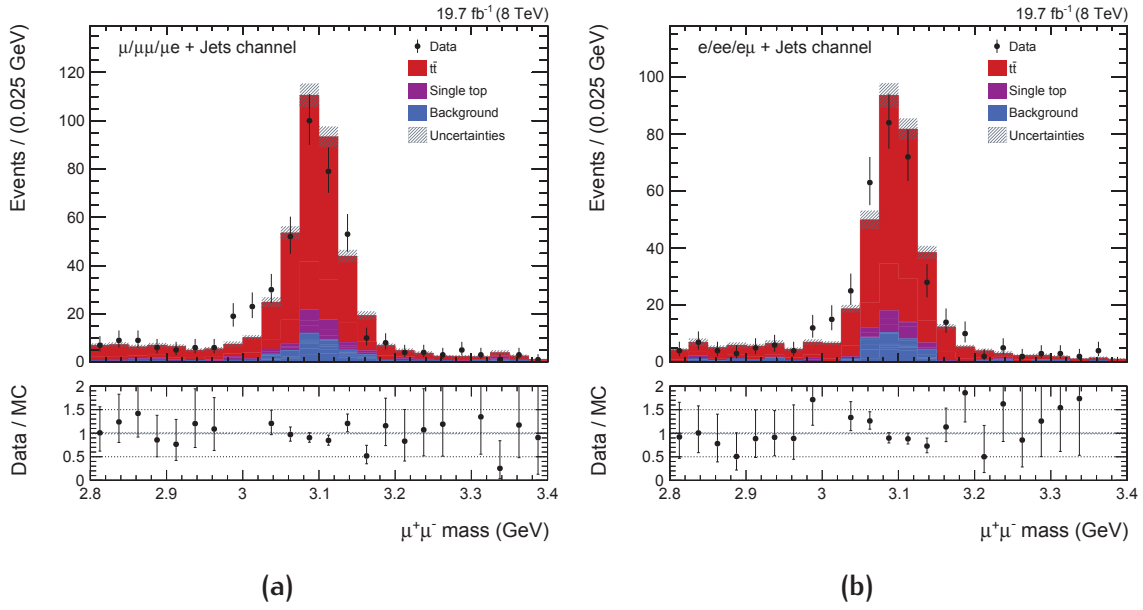


FIG. 5.3 – Distribution de masse invariante dimuon entre 2,8 et 3,4 GeV dans le cas où le lepton isolé de plus grande impulsion transverse est un muon (gauche) ou un électron (droite).

Les signatures dans le détecteur CMS de deux événements de l'échantillon de données, dans lesquels le lepton isolé de plus grande impulsion transverse est un muon, sont présentées sur les figures 5.7 et 5.8 dans le plan (ρ, ϕ) , en trois dimensions, et dans le plan (ρ, z) .

5.2 INVESTIGATIONS PRÉLIMINAIRES

Il s'agit à présent d'établir une stratégie pour évaluer M_t à partir des distributions de $M_{J/\psi+\ell}$, en gardant à l'esprit les deux principales difficultés à gérer que représentent le taille des échantillons sélectionnés et la sensibilité de la distribution de $M_{J/\psi+\ell}$ aux variations de M_t .

5.2.1 Saveur du lepton chargé isolé

Sur les figures 5.6c et 5.6d, les distributions correspondant aux états finaux $J/\psi + e$ et $J/\psi + \mu$ sont raisonnablement bien décrites par les simulations Monte-Carlo et aucun différence significative ne semble permettre de distinguer les deux canaux de désintégration.

Sur la figure 5.9a sont représentées, pour un échantillon généré avec $M_t = 172,5$ GeV, les distributions $M_{J/\psi+\ell}$ dans les cas où le principal lepton isolé est un électron, un

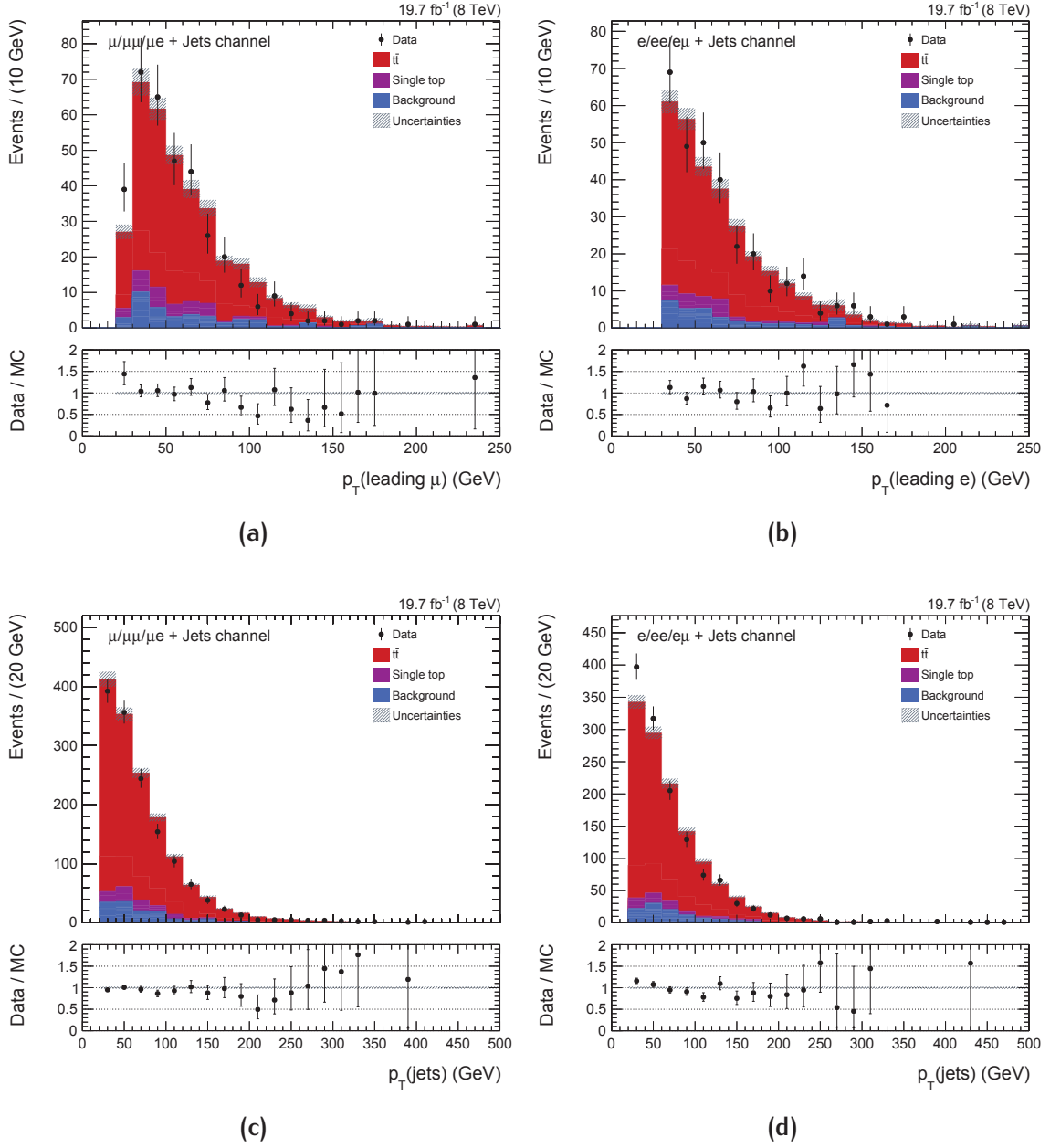


FIG. 5.4 – Distributions des caractéristiques cinématiques du lepton de plus grande impulsion transverse (haut) et des jets (bas), dans les canaux $\mu/\mu\mu/\mu e$ + jets (gauche) et $e/ee/e\mu$ + jets (droite), obtenues en appliquant l'ensemble des critères de sélection précédemment décrits. Les simulations, correspondant à $M_t = 172,5 \text{ GeV}$, sont normalisées à la luminosité intégrée et à leur section efficace théorique. L'incertitude représentée inclut l'incertitude statistique, les incertitudes systématiques, ainsi que l'incertitude sur la luminosité.

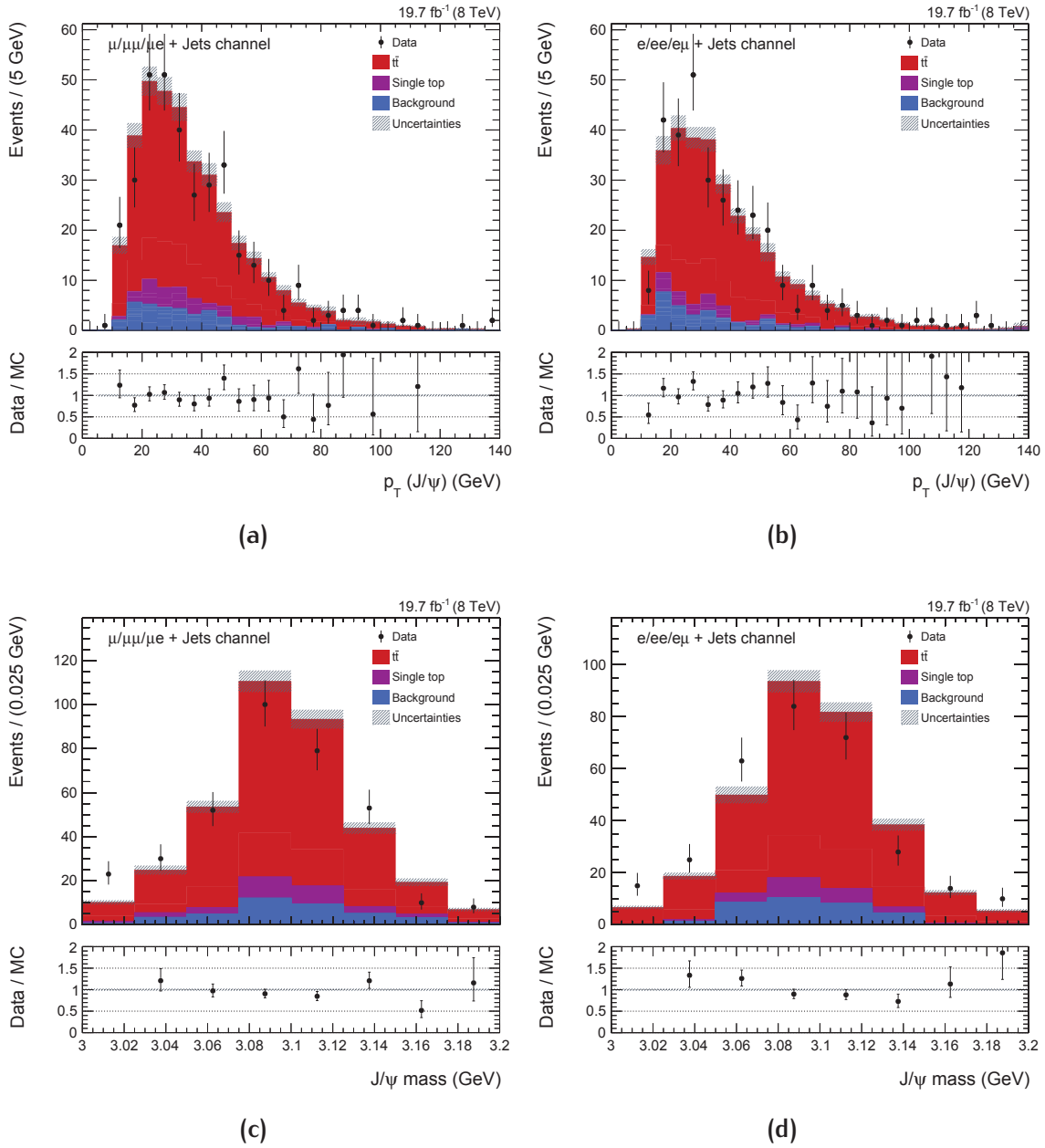


FIG. 5.5 – Distributions des caractéristiques cinématiques des candidats $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ – impulsion transverse (haut) et masse invariante (bas) – dans les canaux $\mu/\mu\mu/\mu e + \text{Jets}$ (gauche) et $e/ee/e\mu + \text{Jets}$ (droite), obtenues en appliquant l'ensemble des critères de sélection précédemment décrits. Les simulations, correspondant à $M_t = 172,5$ GeV, sont normalisées à la luminosité intégrée et à leur section efficace théorique. L'incertitude représentée inclut l'incertitude statistique, les incertitudes systématiques, ainsi que l'incertitude sur la luminosité.

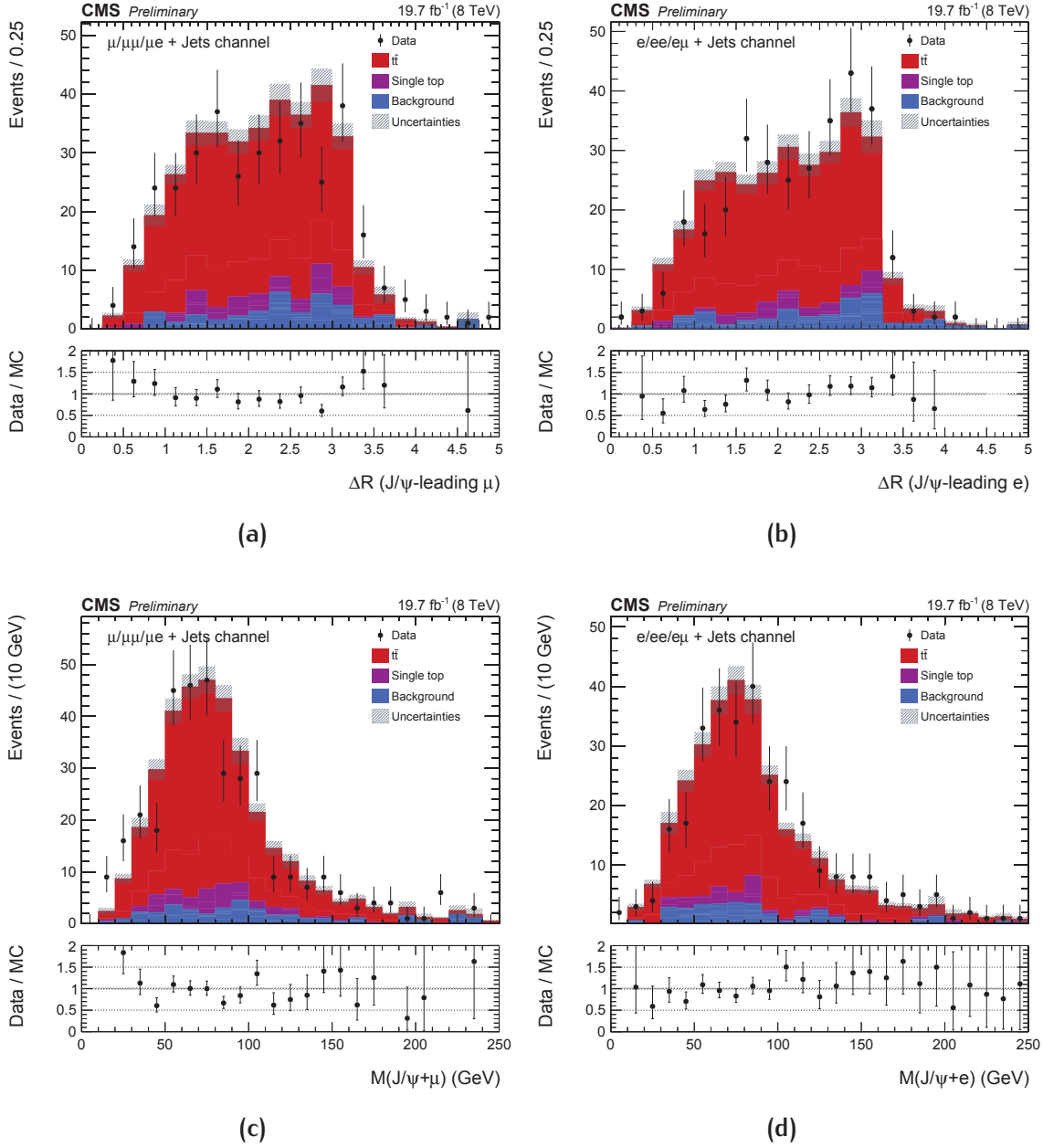


FIG. 5.6 – Distributions de la distance dans le plan (η, ϕ) entre le candidat J/ψ et le lepton isolé de plus haut p_T (haut) et de la masse invariante de leur combinaison (bas) dans les canaux $\mu/\mu\mu/\mu e$ + Jets (gauche) et $e/ee/e\mu$ + Jets (droite), obtenues en appliquant l'ensemble des critères de sélection précédemment décrits. Les simulations, correspondant à $M_t = 172,5$ GeV, sont normalisées à la luminosité intégrée et à leur section efficace théorique. L'incertitude représentée inclut l'incertitude statistique, les incertitudes systématiques, ainsi que l'incertitude sur la luminosité.

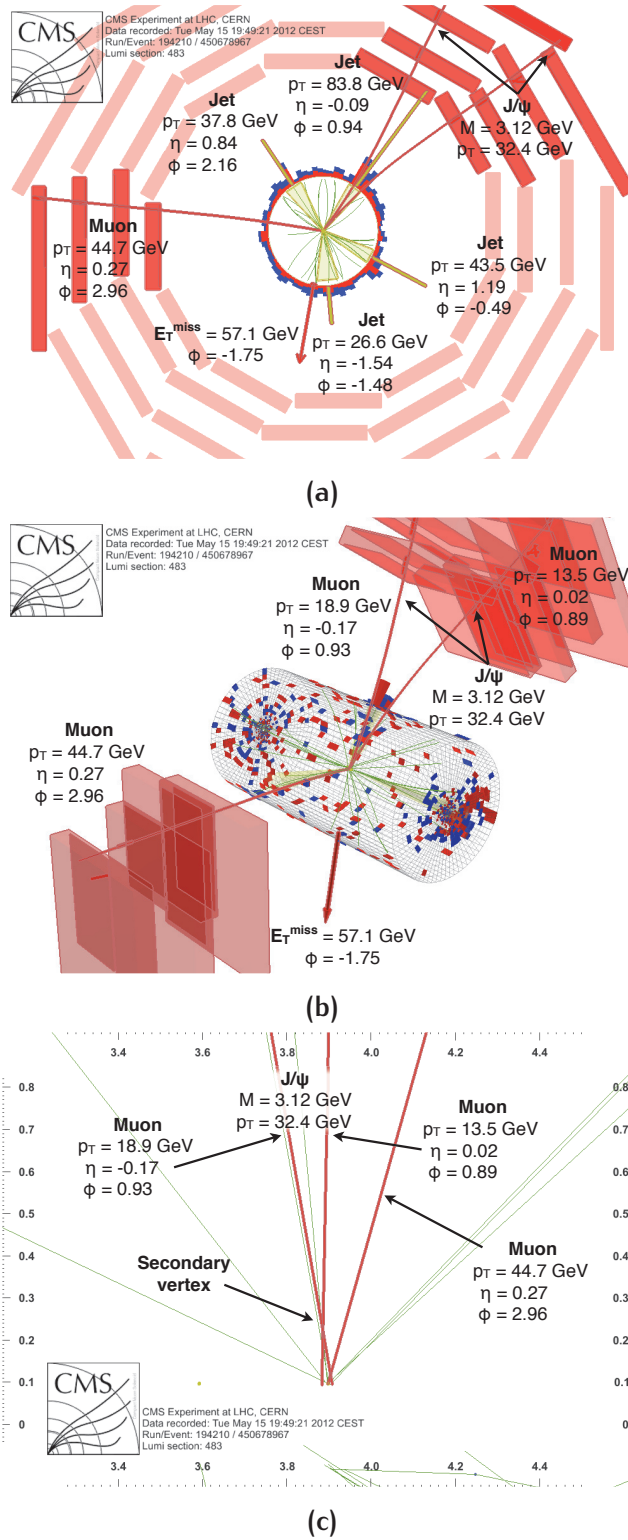
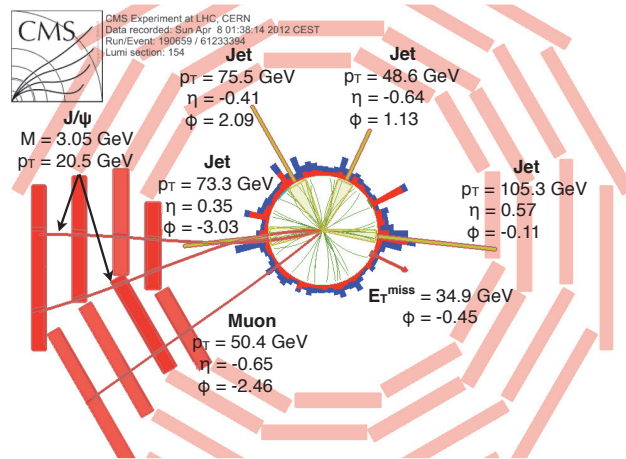
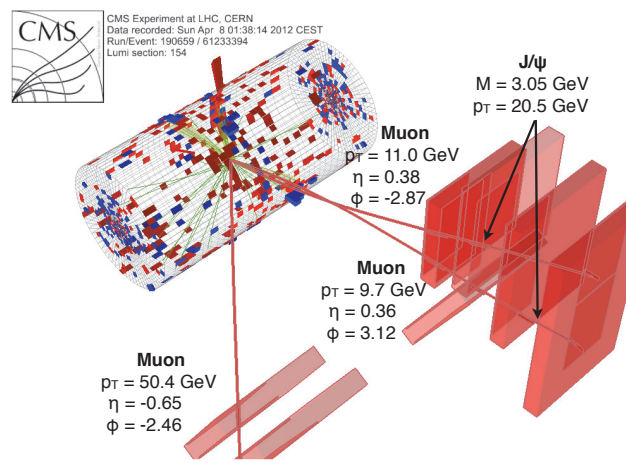


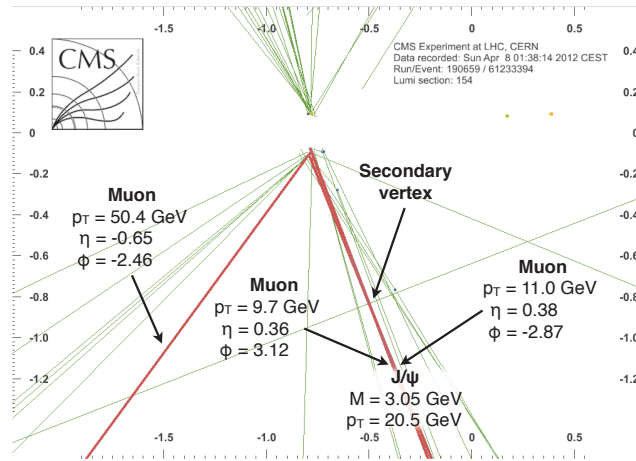
FIG. 5.7 – Signature dans le détecteur CMS d'un événement enregistré en 2012, dans lequel une paire de muons de charge opposée ayant une masse proche de celle d'un J/ψ est reconstruite dans un jet. Les trajectoires des deux muons, courbées par le champ magnétique, s'éloignent. Les traces sont représentées par des lignes vertes, les jets par des cônes oranges, les muons par des lignes rouges, l'énergie transverse manquante par une flèche rouge, et les dépôts calorimétriques sont en rouge et bleu.



(a)



(b)



(c)

FIG. 5.8 – Signature dans le détecteur CMS d'un événement enregistré en 2012, dans lequel une paire de muons de charge opposée ayant une masse proche de celle d'un J/ψ est reconstruite dans un jet. Les trajectoires des deux muons, courbées par le champ magnétique, s'éloignent. Les traces sont représentées par des lignes vertes, les jets par des cônes oranges, les muons par des lignes rouges, l'énergie transverse manquante par une flèche rouge, et les dépôts calorimétriques sont en rouge et bleu.

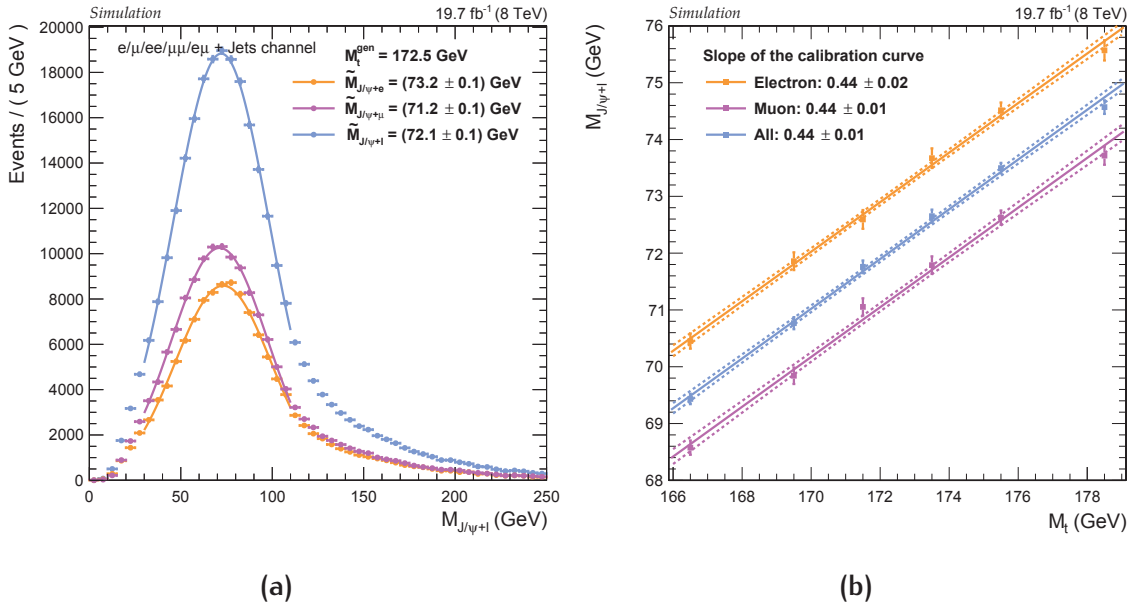


FIG. 5.9 – Distributions $M_{J/\psi+l}$ ajustées par une fonction Gaussienne entre 30 et 110 GeV, dans les cas où le principal lepton isolé est un électron (orange), un muon (violet), ou l'un des deux indifféremment (bleu) générées à $M_t = 172,5$ GeV (gauche), et évolution des valeurs les plus probables de ces distributions en fonction de M_t (droite).

muon, ou l'un des deux indifféremment, afin d'en faciliter la comparaison. Un ajustement Gaussien est effectué entre 30 et 110 GeV afin d'évaluer la position du pic de la distribution. Le pic obtenu pour l'état final $J/\psi + e$ correspond à une masse légèrement supérieure à celle associée au pic de la distribution $M_{J/\psi+l}$ pour l'état final $J/\psi + \mu$, ce qui s'avère après vérification s'expliquer par les critères de sélection cinématiques qui diffèrent entre les deux. Le plus important est le comportement de ces distributions en fonction de M_t . Sur la figure 5.9b sont représentées les masses correspondant aux pics des distributions $M_{J/\psi+l}$ générées pour différentes valeurs de M_t . Ces masses sont effectivement plus élevées dans le cas où le lepton isolé est un électron, mais la sensibilité aux variations de M_t est la même pour tous les états finaux. Les distributions $M_{J/\psi+l}$ correspondant aux états finaux $J/\psi + e$ et $J/\psi + \mu$ sont par conséquent sommées pour augmenter la taille statistique de l'échantillon analysé. La distribution $M_{J/\psi+l}$ ainsi obtenue contient alors un nombre d'événements correspondant à l'état final $J/\psi + e$ du même ordre de grandeur que pour l'état final $J/\psi + \mu$.

5.2.2 Appariement du J/ψ à un lepton chargé isolé

En sélectionnant un J/ψ produit dans l'hadronisation d'un quark b et un lepton chargé issu de la désintégration leptonique d'un boson W dans un événement $t\bar{t}$, il y a

statistiquement 50% de chance qu'ils soient issus du même quark *top*. Cela correspond à une désintégration de la paire $t\bar{t}$ dans le canal $t\bar{t} \rightarrow W^- \bar{b} + (W^+ \rightarrow \ell^+ \nu) (b \rightarrow J/\psi + X)$ qui est représentée schématiquement sur la figure 5.10a. La combinaison du J/ψ et du lepton chargé est alors qualifiée de « bonne combinaison ». Dans le cas d'une désintégration $t\bar{t} \rightarrow (W^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}) \bar{b} + W^+ (b \rightarrow J/\psi + X)$, schématiquement représentée sur la figure 5.10b, le J/ψ et le lepton chargé ne proviennent en revanche pas du même quark *top* et leur combinaison est qualifiée de « mauvaise ».

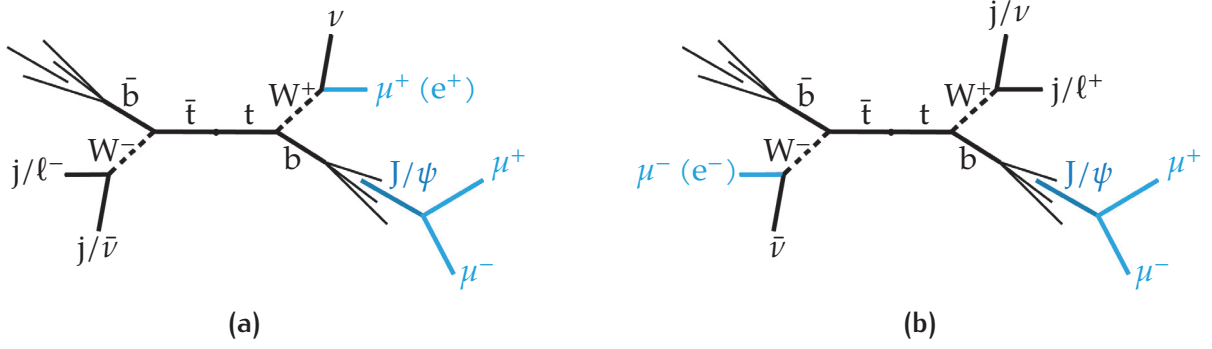


FIG. 5.10 – Vues picturales d'une désintégration $t\bar{t} \rightarrow W^- \bar{b} + (W^+ \rightarrow \ell^+ \nu) (b \rightarrow J/\psi + X)$ (gauche), dans laquelle le principal lepton isolé et le J/ψ sont issus du même quark *top*, et d'une désintégration $t\bar{t} \rightarrow (W^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}) \bar{b} + W^+ (b \rightarrow J/\psi + X)$ (droite), dans laquelle le principal lepton isolé et le J/ψ sont issus de deux quarks *top* différents.

Avec les critères définis dans la section 5.1.2, l'échantillon sélectionné contient $(51,1 \pm 0,1)\%$ de mauvaises combinaisons.

Sur la figure 5.11a sont représentées séparément, pour un échantillon généré avec $M_t = 172,5 \text{ GeV}$, les distributions $M_{J/\psi+\ell}$ pour les bonnes, les mauvaises, et l'ensemble des combinaisons, ajustées par une fonction Gaussienne entre 30 et 110 GeV. La forme de la distribution est plus piquée pour les bonnes combinaisons. Sur la figure 5.11b sont représentées les masses correspondant aux pics des distributions $M_{J/\psi+\ell}$ générées pour différentes valeurs de M_t . Bien que les mauvaises combinaisons soient moins sensibles aux variations de M_t , elles maintiennent une corrélation avec M_t . Par ailleurs, la sensibilité de $M_{J/\psi+\ell}$ pour l'ensemble des combinaisons demeure beaucoup plus proche de celle des bonnes combinaisons que de celle des mauvaises combinaison.

Il serait bien sûr intéressant d'augmenter la proportion de bonnes combinaisons dans l'échantillon final, mais cela nécessite de trouver une variable discriminante entre les deux types de combinaison. La seule différence entre elles est la distance entre le J/ψ et le lepton. Sur la figure 5.12 sont représentées les distributions de l'angle $\Delta\phi$ et de la distance dans le plan (η, ϕ) entre le J/ψ et le lepton selon le type de combinaison. Il n'est malheureusement pas possible de réduire la proportion de mauvaises combinaisons sans diminuer le nombre de bonnes combinaisons sélectionnées.

Les bonnes et les mauvaises combinaisons sont donc traitées indifféremment dans la suite, les deux étant sensibles aux variations de M_t .

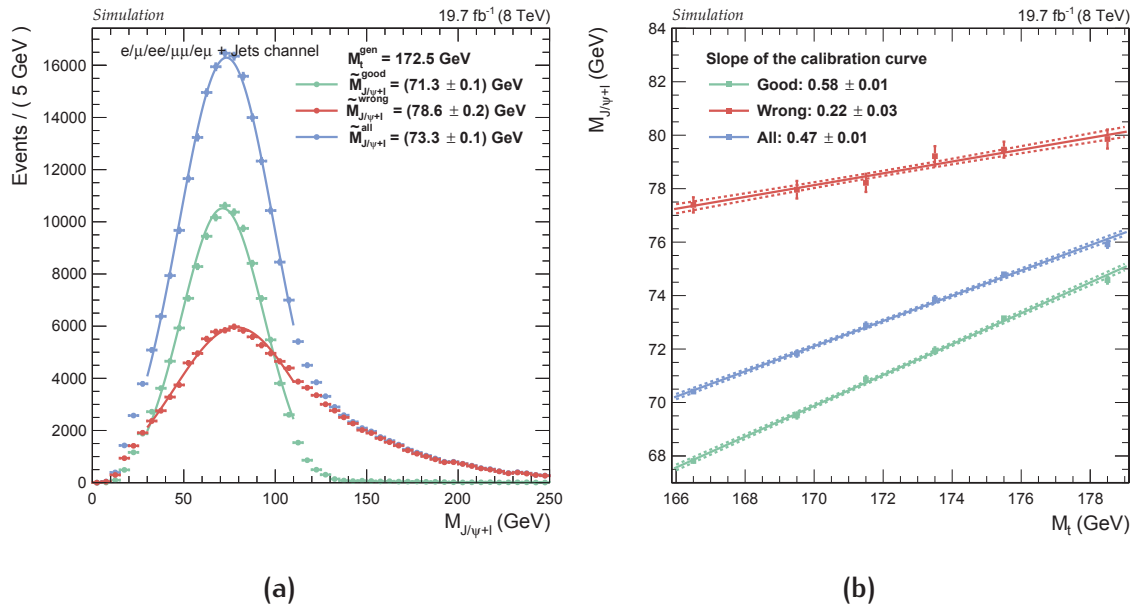


FIG. 5.11 – Distributions $M_{J/\psi+l}$ générées à $M_t = 172,5 \text{ GeV}$ (gauche), ajustées par une fonction Gaussienne entre 30 et 110 GeV, dans le cas où le J/ψ et le principal lepton isolé sont issus du même quark top (vert), de deux quarks différents (rouge), ou indifféremment (bleu), et évolution des valeurs les plus probables de ces distributions en fonction de M_t (droite).

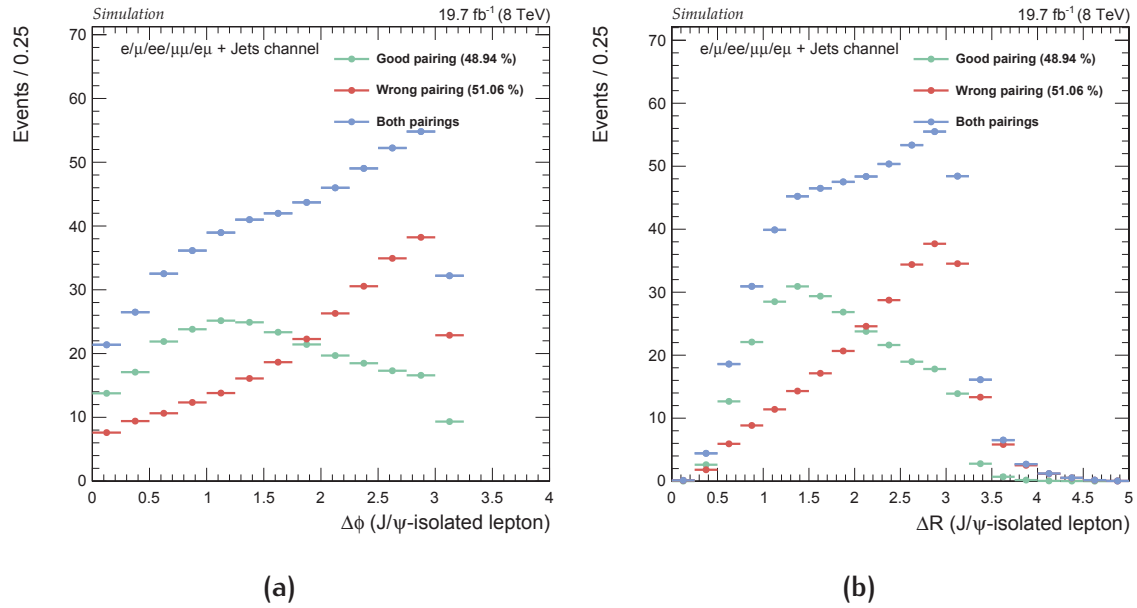


FIG. 5.12 – Distributions de l'angle $\Delta\phi$ (gauche) et de la distance dans le plan (η, ϕ) (droite) entre le J/ψ et le principal lepton isolé pour les bonnes combinaisons (vert), les mauvaises combinaisons (rouge), et la somme des deux (bleu).

5.3 SIMULATIONS MONTE-CARLO SPÉCIFIQUES

Pour pouvoir traiter les processus de production de *top* célibataire, $t\bar{t} \rightarrow b\ell^- \bar{\nu} b\bar{q}\bar{q}'$, $t\bar{t} \rightarrow b\ell^- \bar{\nu} b\ell^+ \nu$, et $t\bar{t} \rightarrow b\bar{q}q'\bar{b}q\bar{q}'$ comme signal, il faut générer des échantillons pour différentes valeurs de M_t . Des échantillons $t\bar{t}$ alternatifs – dont la liste exhaustive est dressée en annexe dans la table A.2 – sont par ailleurs nécessaires pour évaluer certaines incertitudes systématiques, liées notamment aux échelles de factorisation et de renormalisation ou à la modélisation de l'événement sous-jacent et de la reconnexion de couleur.

5.3.1 Échantillons associés au processus $t\bar{t}$

À cause du faible taux d'embranchement $b \rightarrow J/\psi + X \rightarrow \mu^+ \mu^- + X$, la production d'échantillon d'événements $t\bar{t}$ contenant un $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ consomme beaucoup de CPU et les outils standards de la collaboration CMS ne sont pas adaptés. Les échantillons $t\bar{t}$ sont par conséquent produits avec un dispositif spécifique qui repose sur un filtre itératif, développé par la collaboration CMS, qui contient deux étapes :

1. la séparation de l'espace des phases entre le générateur à éléments de matrice MADGRAPH et le générateur de gerbes partoniques PYTHIA 6,
2. l'identification, dans les particules créées lors de l'étape d'hadronisation, d'un méson J/ψ se désintégrant en deux muons.

Ces deux étapes sont répétées un nombre fixe de fois ($nAttempts$). L'échantillon obtenu avec ce filtre ne contient que des événements $t\bar{t}$ contenant un $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ dans l'état final. Pour chaque événement, un poids est calculé afin de prendre en compte le nombre de fois où l'hadronisation de ce même événement a satisfait les conditions du filtre ainsi que le nombre total d'itérations. Au final, l'hadronisation est répétée $nAttempts$ fois pour chaque événement, mais la simulation du détecteur une seule, ce qui permet d'économiser considérablement les ressources CPU.

Bien que les échantillons soient produits par la collaboration, il s'agit de la première utilisation de ce filtre, qu'il est par conséquent impératif de tester au préalable.

Pour commencer, deux échantillons $t\bar{t}$ sont produits en n'imposant que la première condition du filtre itératif, l'un avec $nAttempts = 1$, l'autre avec $nAttempts = 541$, valeur qui optimise la consommation de CPU compte tenu de l'efficacité du filtre. Quelques propriétés des jets et des quarks *top* de ces échantillons sont présentées au niveau générateur sur la figure 5.13. Aucune différence significative n'est observée, ce qui suggère que l'itération forcée de la première condition du filtre n'a aucun impact sur les propriétés des jets et des quarks *top*.

Un échantillon $t\bar{t}$ produit en imposant cette fois les deux conditions du filtre itératif avec $nAttempts = 541$ est comparé à un échantillon privé produit avec PYTHIA6 exclusivement. La fraction de J/ψ issus indirectement d'un quark *top* est la même dans les

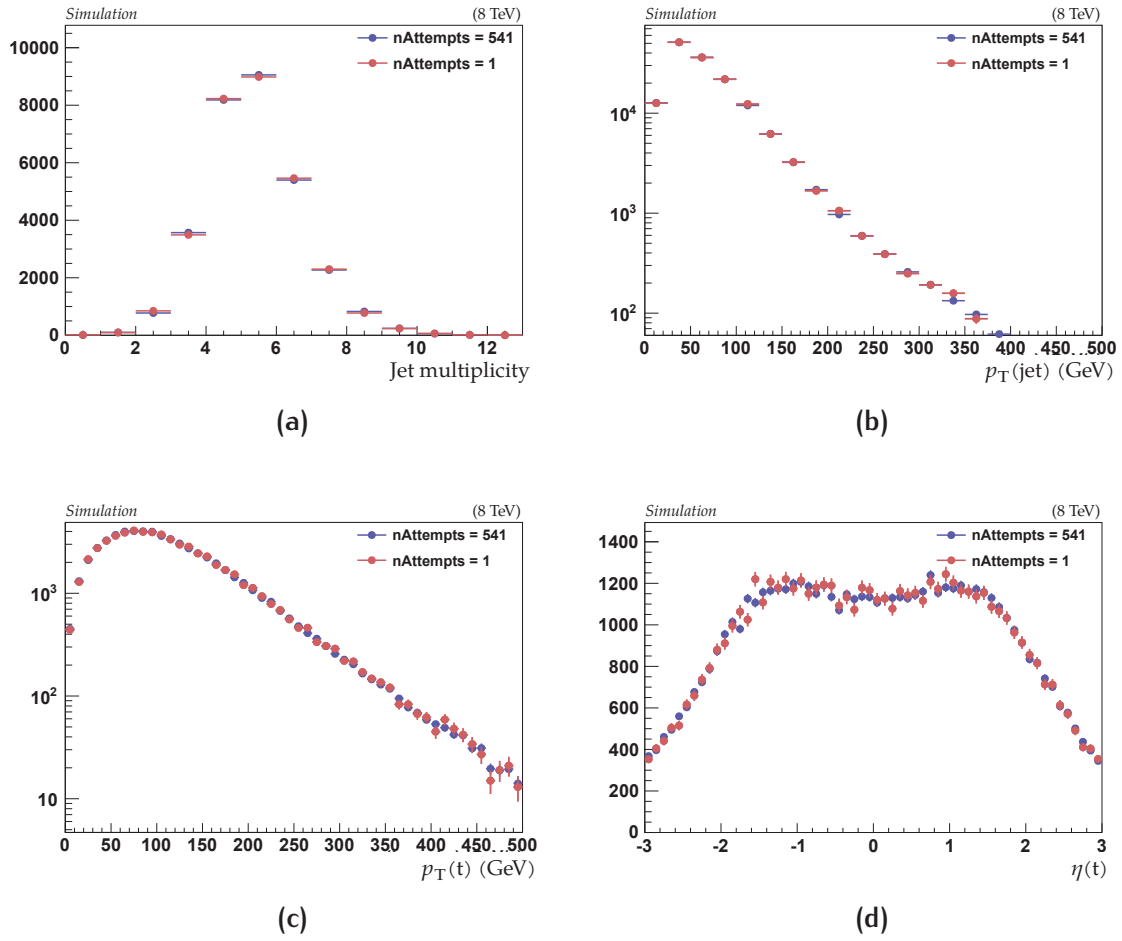


FIG. 5.13 – Distributions du nombre de jets par événement (a), de l'impulsion transverse des jets (b), de l'impulsion transverse des quarks top (c), et de la pseudo-rapidité des quarks top (d) dans deux échantillons $t\bar{t}$ produits en n'imposant que la première condition du filtre itératif, l'un avec $nAttempts = 1$ (rouge), l'autre avec $nAttempts = 541$ (bleu).

deux échantillons. Les propriétés cinématiques des J/ψ et des muons fils sont présentées sur la figure 5.14. L'itération forcée de la seconde condition du filtre ne semble avoir aucun effet significatif sur les propriétés du J/ψ et de ses muons.

Les propriétés des jets sont ensuite comparées dans deux échantillons $t\bar{t}$ produits en imposant les deux conditions du filtre itératif, l'un avec $nAttempts = 1$, l'autre avec $nAttempts = 541$. La figure 5.15 montre les distributions de ces propriétés. L'itération du filtre un grand nombre de fois ne semble pas affecter les propriétés de l'échantillon généré.

Pour finir, l'impulsion transverse des jets et des quarks top est comparée dans deux échantillons $t\bar{t}$ produits en imposant les deux conditions du filtre itératif, l'un avec $nAttempts = 541$, l'autre avec $nAttempts$ arbitrairement grand. La figure 5.16 montre

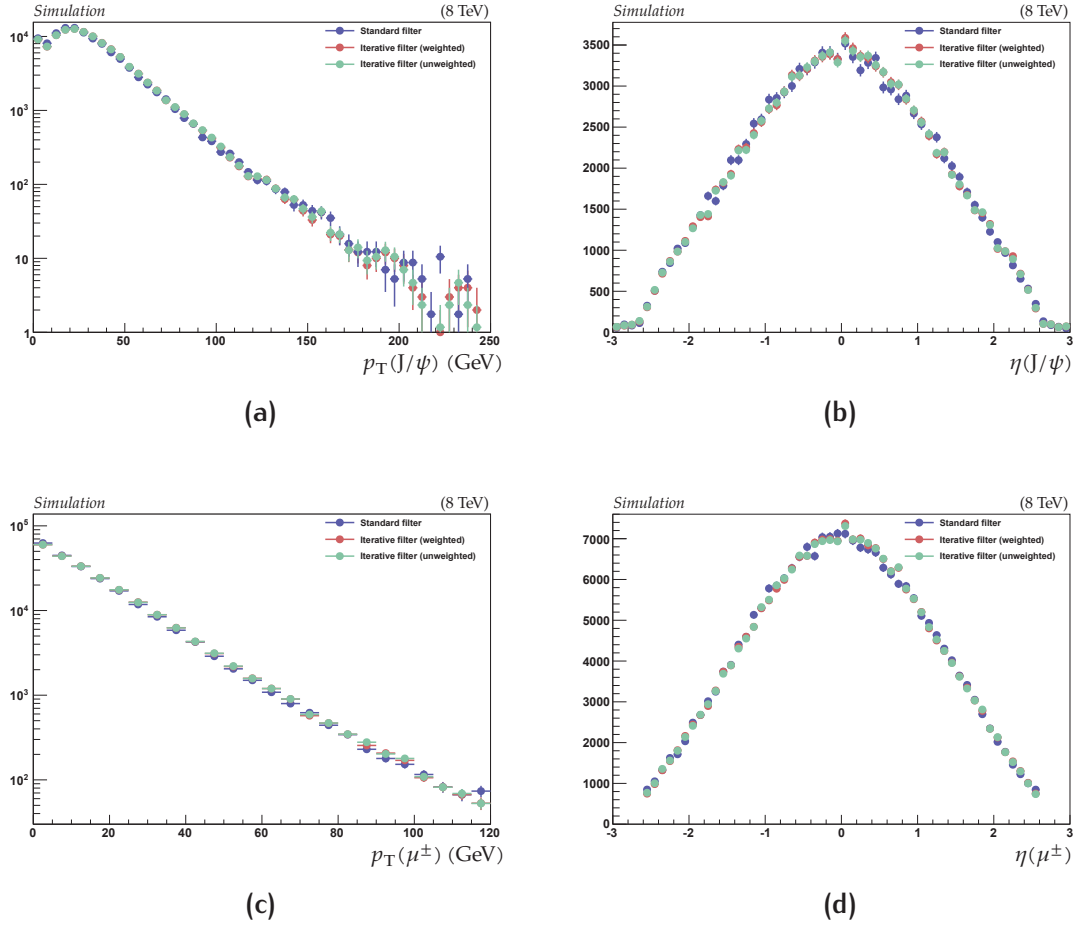


FIG. 5.14 – Distributions de l’impulsion transverse (gauche) et de la pseudo-rapidité (droite) des J/ψ (haut) et de leur muons fils (bas) dans un échantillon $t\bar{t}$ produit avec le filtre itératif pour $nAttempts = 541$ (distributions pondérée en rouge et non pondérée en vert) et un échantillon $t\bar{t}$ produit avec PYTHIA6 exclusivement (bleu). Pour $nAttempts = 541$, la plupart des événements ne passent les deux étapes du filtre qu’une fois – dans de rares cas deux fois – et la valeur des poids est donc pratiquement constante d’un événement à un autre. Les distributions pondérée et non pondérée sont donc très semblables pour $nAttempts = 541$.

les deux distributions. La valeur de $nAttempts$ n’a aucune répercussion sur les propriétés des jets et des quarks top et peut donc être choisie exclusivement selon des considérations relatives à la consommation CPU. En pratique, cette valeur est fixée de sorte d’optimiser le temps CPU total par événement – incluant la génération de l’élément de matrice, l’hadronisation, et la simulation du détecteur – en fonction de l’efficacité du filtre.

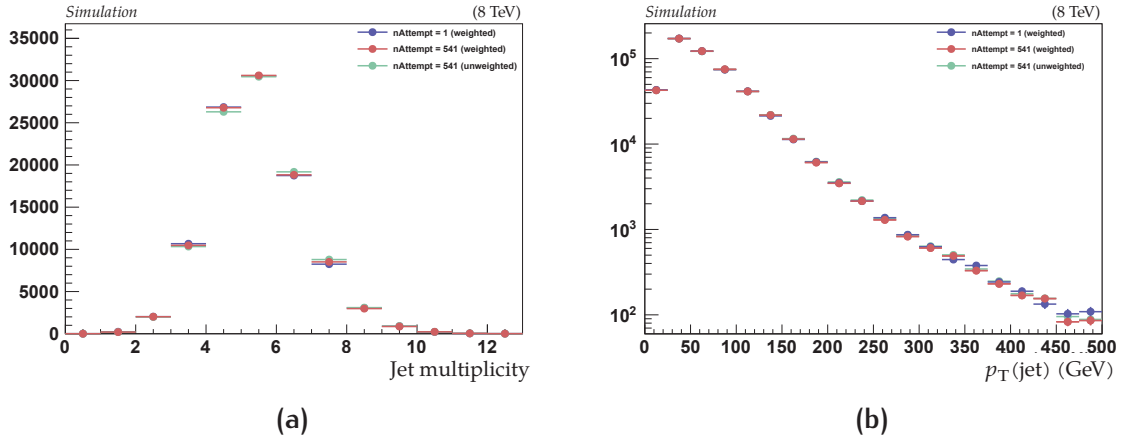


FIG. 5.15 – Distributions du nombre de jets par événements (gauche) et de l'impulsion transverse des jets (droite) dans deux échantillons $t\bar{t}$ produits en imposant les deux conditions du filtre itératif, l'un avec $n\text{Attempts} = 1$ (bleu), l'autre avec $n\text{Attempts} = 541$ (distributions pondérée en rouge et non pondérée en vert).

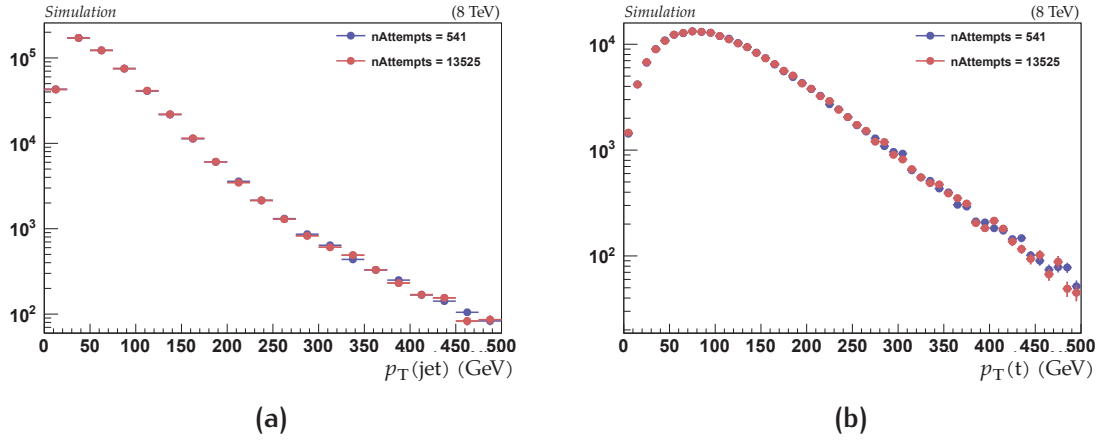


FIG. 5.16 – Distributions de l'impulsion transverse des jets (gauche) et des quarks top (droite) dans deux échantillons $t\bar{t}$ produits en imposant les deux conditions du filtre itératif, l'un avec $n\text{Attempts} = 541$ (bleu), l'autre avec $n\text{Attempts} = 13\,525$ (rouge).

L'échantillon généré avec ce dispositif pour $M_t = 172,5$ GeV est utilisé pour produire la figure 5.17, qui est l'analogue des figures 5.4, 5.5, et 5.6 lorsque les états finaux $J/\psi + e$ et $J/\psi + \mu$ sont traités ensemble, après normalisation à la luminosité intégrée et à la section efficace théorique. Les simulations sont en accord avec les observations.

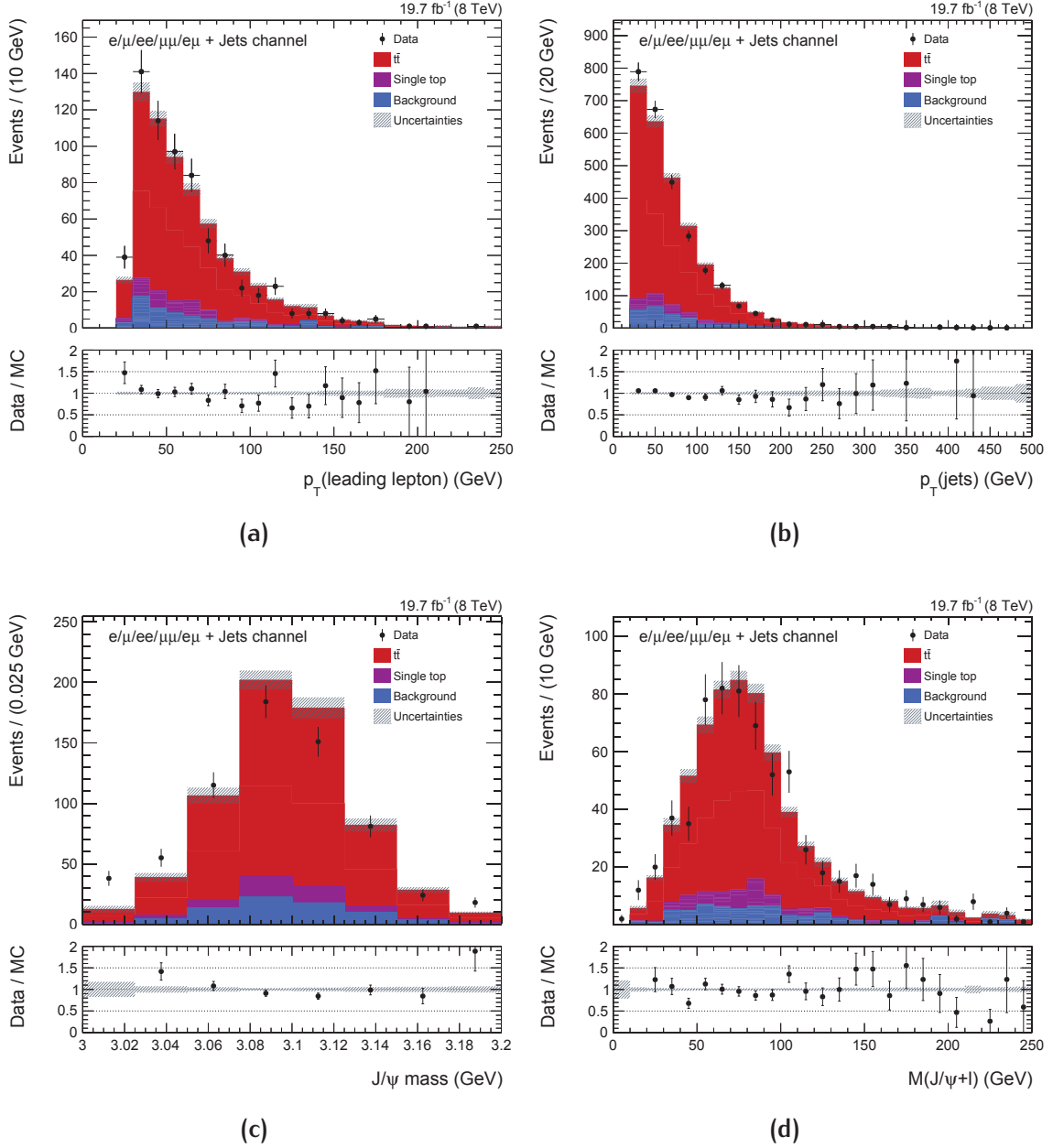


FIG. 5.17 – Distributions de l'impulsion transverse du principal lepton chargé (a), des jets (b), de la masse invariante des candidats J/ψ (c), et de la combinaison $J/\psi + \ell$, observées expérimentalement et attendues à partir des simulations pour $M_t = 172,5$ GeV. L'échantillon $t\bar{t}$ est produit avec le filtre itératif ($nAttempts = 505$).

5.3.2 Échantillons associés au processus tW

D'après la table 5.1, la production de quarks *top* célibataires représente à peine 13% du signal. Une production spécifique d'échantillons enrichis en J/ψ ne semble donc pas indispensable pour ce processus.

Des échantillons pour la voie t sont produits pour $M_t \in \{166,5; 169,5; 171,5; 172,5; 173,5; 175,5; 178,5\}$ GeV. En revanche, pour la production d'un quark *top* célibataire en association avec un boson W, des échantillons ne sont simulés que pour $M_t \in \{166,5; 172,5; 178,5\}$ GeV, l'échantillon central étant de plus petite taille que les deux autres. Une interpolation linéaire – dite de *morphing* – des distributions de $M_{J/\psi+l}$ simulées à $M_t = 166,5$ et $178,5$ GeV permet d'obtenir les distributions de $M_{J/\psi+l}$ pour $M_t \in \{169,5; 171,5; 172,5; 173,5; 175,5\}$ GeV. Ces distributions sont représentées sur la figure 5.18a. La distribution interpolée pour $M_t = 172,5$ GeV est comparée à la distribution simulée pour cette valeur de M_t afin de vérifier la validité de la procédure d'interpolation. Comme le montre la figure 5.18b, en tenant compte des incertitudes statistiques, les deux distributions semblent compatibles.

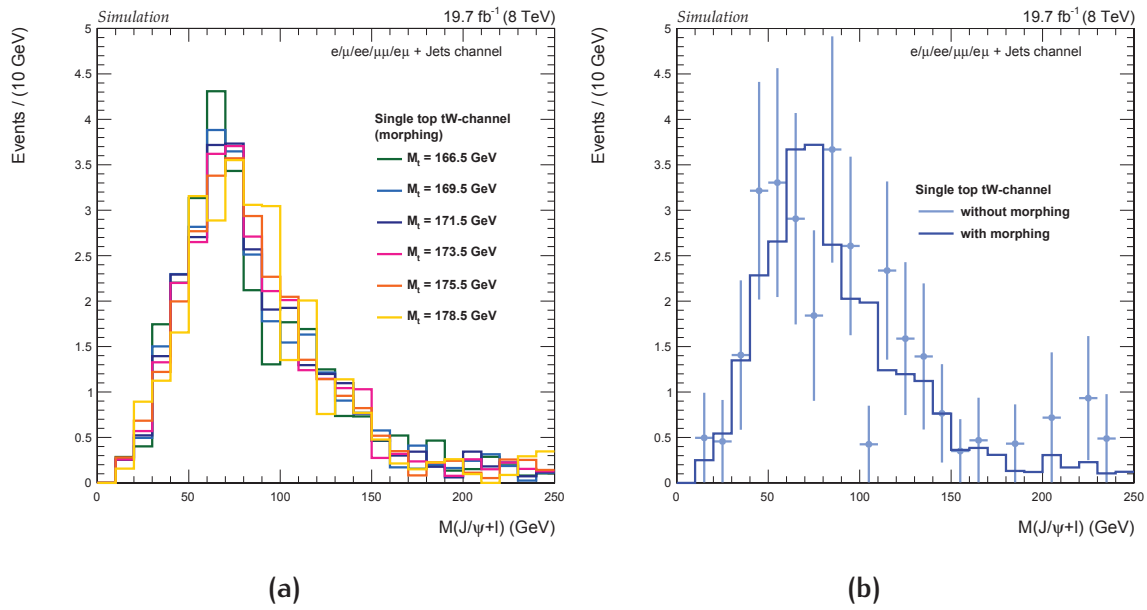


FIG. 5.18 – Distributions $M_{J/\psi+l}$ interpolées – c'est-à-dire obtenue par *morphing* – entre $M_t = 166,5$ et $178,5$ GeV correspondant à la production de quarks *top* célibataires associée à celle de bosons W (gauche) et comparaison de la distribution interpolée à $172,5$ GeV avec la distribution obtenue par simulation Monte-Carlo (droite).

6

MESURE DE M_t À PARTIR D'ÉVÉNEMENTS AYANT UN J/ψ

6.1	Méthode statistique	113
6.1.1	Procédure et calibration	113
6.1.2	Validation de la procédure	119
6.1.3	Paramètres de la fonction de fragmentation	120
6.2	Performances et incertitudes	122
6.2.1	Performances de la méthode	122
6.2.2	Incertitudes systématiques	125
6.3	Résultat et perspectives	130
6.3.1	Mesure à $\sqrt{s} = 8$ TeV	130
6.3.2	Projection à $\sqrt{s} = 13$ TeV	132

6.1 MÉTHODE STATISTIQUE

Les états finaux $J/\psi + e$ et $J/\psi + \mu$ sont considérés indifféremment. Il en va de même pour les bonnes et les mauvaises combinaisons. Ainsi, tous les événements sélectionnés parmi les données collectées en 2012 créent une unique distribution de $M_{J/\psi+\ell}$, à partir de laquelle M_t peut être mesurée.

6.1.1 Procédure et calibration

Des distributions de $M_{J/\psi+\ell}$ sont simulées – ou interpolées – pour $M_t \in \{166,5; 169,5; 171,5; 173,5; 175,5; 178,5\}$ GeV. Tous les processus ($t\bar{t}$, top célibataire, Drell-Yan...) sont sommés une fois normalisés à leur section efficace théorique. La contribution des processus de bruit de fond est considérée identique pour toutes les valeurs de M_t , tandis que les échantillons correspondant à la production de quarks top célibataires et de paires $t\bar{t}$ sont différents pour chaque valeur. Les distributions de $M_{J/\psi+\ell}$ ainsi

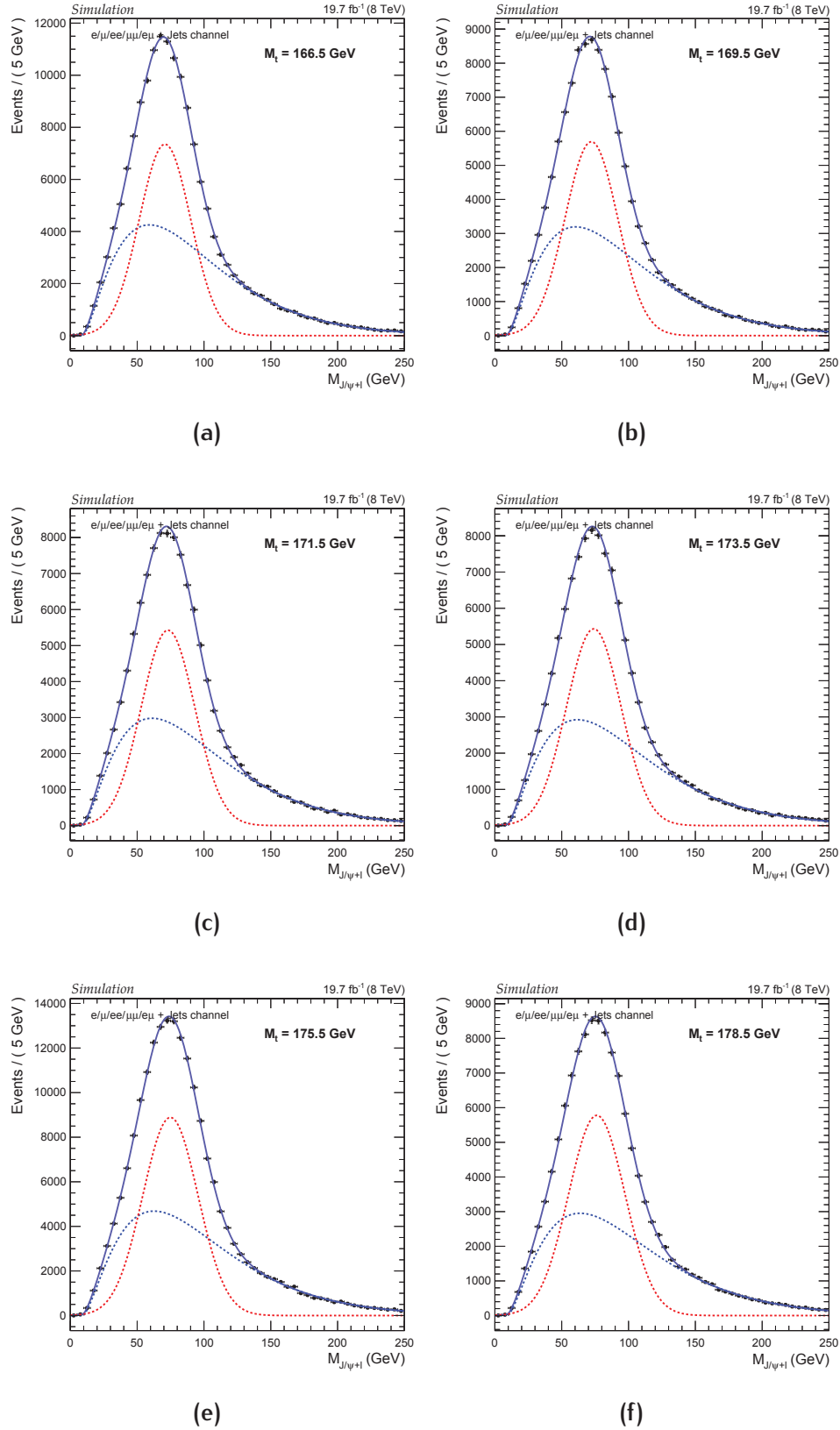
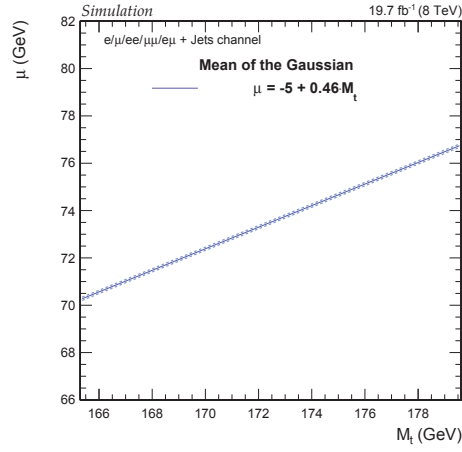
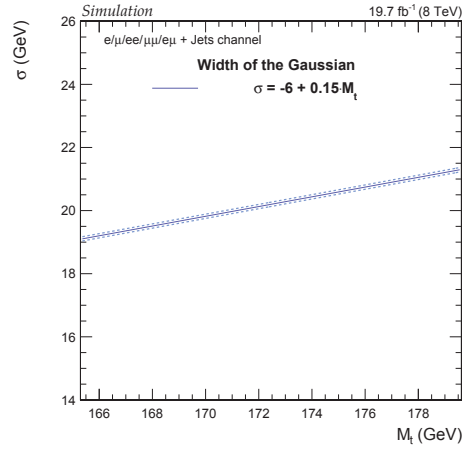


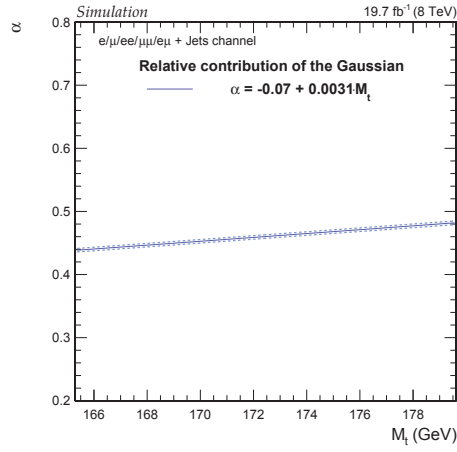
FIG. 6.1 – Distributions de $M_{J/\psi+\ell}$ simulées pour $M_t \in \{166,5; 169,5; 171,5; 173,5; 175,5; 178,5\}$ GeV, simultanément ajustées avec $P_{\text{sig+bg}}$ (trait plein bleu), somme d'une fonction Gaussienne (trait pointillé rouge) et d'une fonction gamma (trait pointillé bleu).



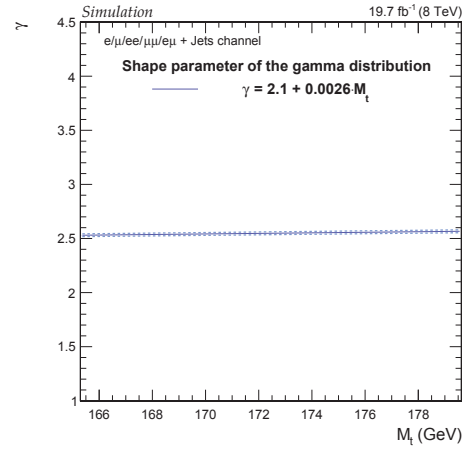
(a)



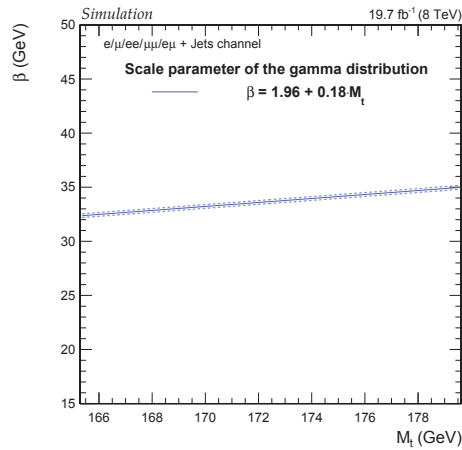
(b)



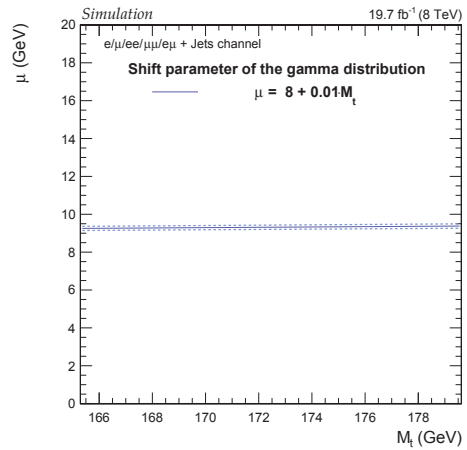
(c)



(d)



(e)



(f)

FIG. 6.2 – Représentation de chaque paramètre introduit dans l'équation (6.1) comme fonctions affines de M_t .

obtenus sont simultanément ajustées, entre 0 et 250 GeV, avec la fonction de densité de probabilité analytique suivante :

$$P_{\text{sig+bg}}(M_{J/\psi+L}) = \alpha \frac{1}{\sigma_g \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(M_{J/\psi+L} - \mu_g)^2}{2\sigma_g^2}\right) + (1 - \alpha) \frac{\beta_\gamma^{-\gamma_\gamma}}{\Gamma(\gamma_\gamma)} (M_{J/\psi+L} - \mu_\gamma)^{\gamma_\gamma-1} \exp\left(-\frac{M_{J/\psi+L} - \mu_\gamma}{\beta_\gamma}\right), \quad (6.1)$$

avec l'hypothèse que chacun des six paramètres, en bleu, est une fonction affine de M_t .

Cette fonction de densité de probabilité est la somme d'une fonction Gaussienne de paramètres libres μ_g (moyenne) et σ_g (largeur), qui décrit essentiellement le pic de la distribution de $M_{J/\psi+\ell}$, et d'une fonction gamma. La fonction gamma a trois paramètres libres : un paramètre de forme γ_γ , un paramètre d'échelle β_γ , et un paramètre de décalage μ_γ . La contribution relative de la fonction Gaussienne est donnée par un paramètre supplémentaire α .

La figure 6.1 montre les six distributions de $M_{J/\psi+\ell}$ simultanément ajustées avec $P_{\text{sig+bg}}$. La dépendance de chaque paramètre en fonction de M_t est présentée sur la figure 6.2. La moyenne et la largeur de la Gaussienne sont les deux paramètres les plus sensibles aux variations de M_t .

Les six fonctions de densité de probabilité obtenues pour $M_t \in \{166,5; 169,5; 171,5; 173,5; 175,5; 178,5\}$ GeV sont finalement regroupées sur la figure 6.3. En imposant une dépendance linéaire de chaque paramètre de $P_{\text{sig+bg}}$ en fonction de M_t lors de l'ajustement simultané des distributions de $M_{J/\psi+e}$, les fluctuations statistiques des distributions sont gommées.

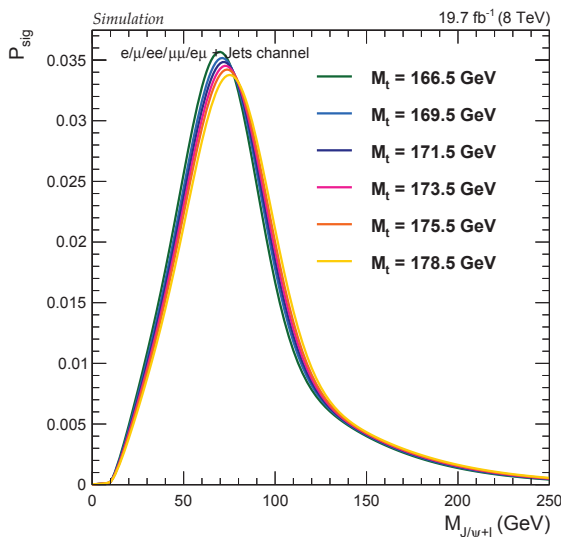


FIG. 6.3 – Fonctions de densité de probabilité obtenues pour $M_t \in \{166,5; 169,5; 171,5; 173,5; 175,5; 178,5\}$ GeV après ajustement simultané des distributions simulées de $M_{J/\psi+\ell}$ avec $P_{\text{sig+bg}}$, dont chaque paramètre est supposé varier linéairement avec M_t .

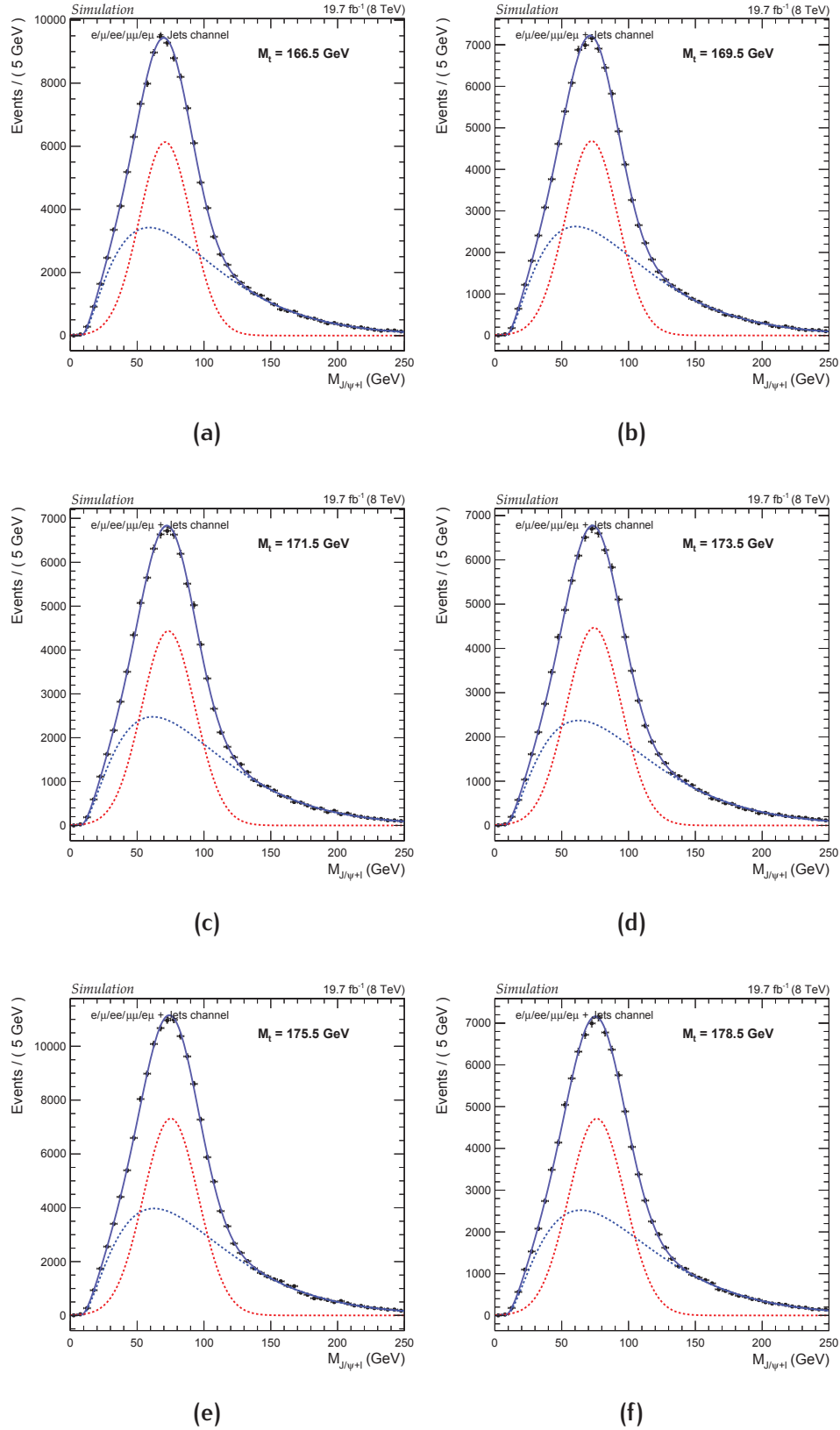


FIG. 6.4 – Distributions de $M_{J/\psi+\ell}$ simulées pour $M_t \in \{166,5; 169,5; 171,5; 173,5; 175,5; 178,5\}$ GeV, indépendamment ajustées avec $P_{\text{sig+bg}}$ (trait plein bleu), somme d'une fonction Gaussienne (trait pointillé rouge) et d'une fonction gamma (trait pointillé bleu), sans aucune hypothèse quant à la relation entre chaque paramètre de $P_{\text{sig+bg}}$ et M_t .

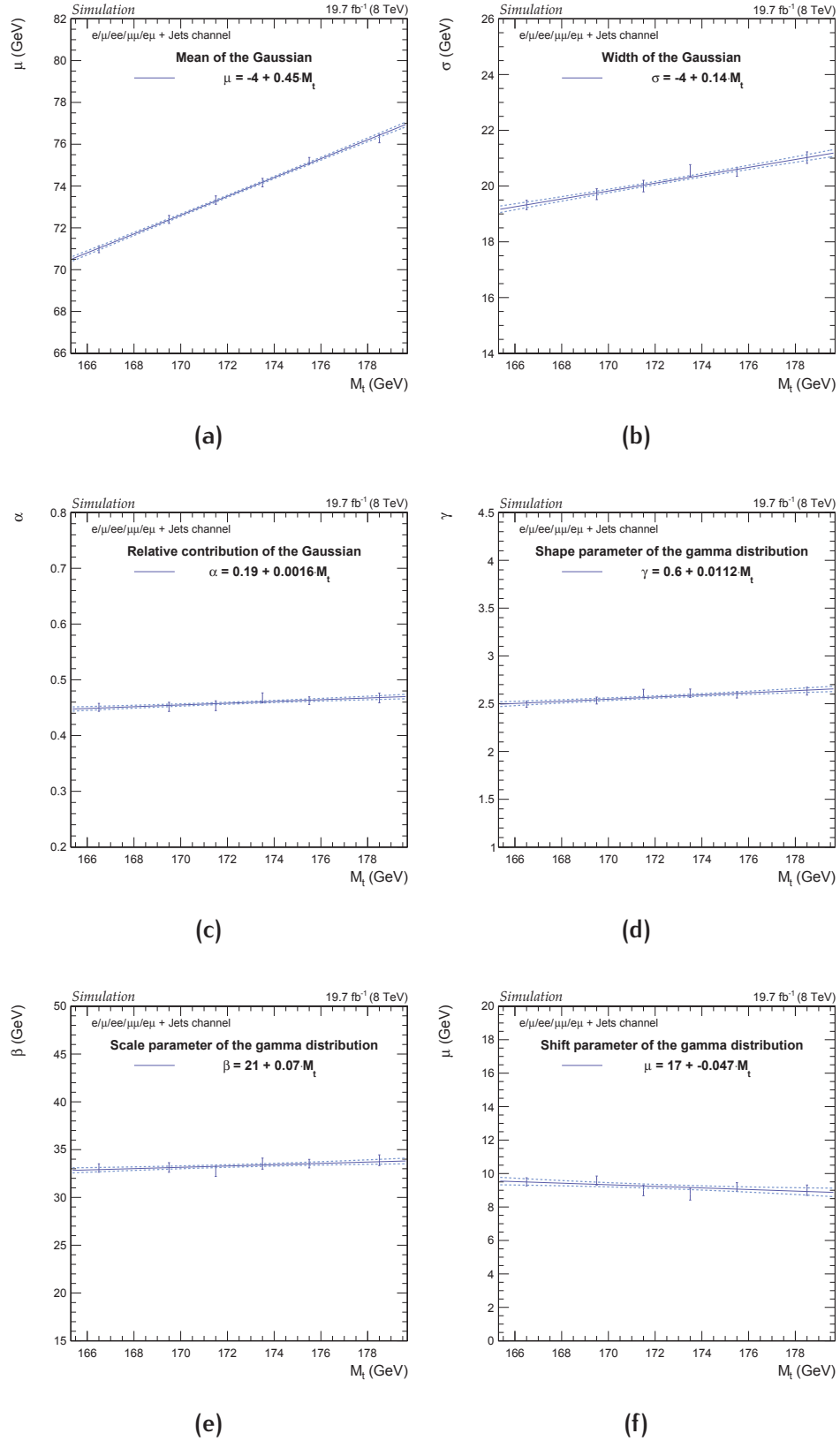


FIG. 6.5 – Représentation de chaque paramètre de $P_{\text{sig+bg}}$, obtenu indépendamment pour $M_t \in \{166,5; 169,5; 171,5; 173,5; 175,5; 178,5\}$ GeV, en fonction de M_t . Un ajustement de la relation entre chaque paramètre et M_t est effectué avec une fonction affine.

6.1.2 Validation de la procédure

Méthode alternative d'ajustement

Les six distributions de $M_{J/\psi+l}$ simulées pour $M_t \in \{166,5; 169,5; 171,5; 173,5; 175,5; 178,5\}$ GeV sont cette fois-ci ajustées indépendamment entre 0 et 250 GeV avec $P_{\text{sig+bg}}$, sans faire aucune hypothèse sur la relation entre chaque paramètre de $P_{\text{sig+bg}}$ et M_t . La figure 6.4 montre les distributions ainsi ajustées.

Chaque paramètre de $P_{\text{sig+bg}}$ est ensuite représenté en fonction de M_t sur la figure 6.5. La validité d'un ajustement par une fonction affine confirme l'hypothèse de linéarité faite précédemment concernant la corrélation entre chaque paramètre et M_t .

Test de la procédure sur un échantillon simulé

Après avoir fixé la dépendance de chaque paramètre de $P_{\text{sig+bg}}$ en M_t , calibrée à partir de simulations Monte-Carlo, la distribution de $M_{J/\psi+l}$ simulée pour $M_t = 172,5$ GeV est ajustée avec $P_{\text{sig+bg}}$. Le résultat est présenté sur la figure 6.6, dont l'encart montre l'opposé du logarithme de la fonction de vraisemblance en fonction de M_t , seul paramètre libre de l'ajustement. Le résultat obtenu avec cet ajustement est $(172,80 \pm 0,16)$ GeV, ce qui est statistiquement compatible à 2σ avec 172,5 GeV.

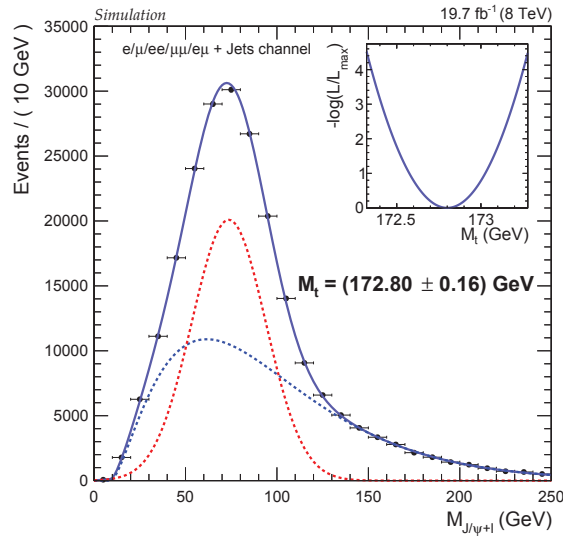


FIG. 6.6 – Ajustement de la distribution de $M_{J/\psi+l}$ obtenue à partir d'un échantillon simulé à $M_t = 172,5$ GeV. L'encart montre l'opposé du logarithme de la fonction de vraisemblance en fonction de M_t , seul paramètre libre de l'ajustement, dont le minimum correspond à la valeur de M_t mesurée.

6.1.3 Paramètres de la fonction de fragmentation

Le jeu de paramètres – y compris ceux décrivant la fragmentation – utilisé dans les échantillons Monte-Carlo est le jeu $Z2^*$. La forme de la distribution de l'impulsion transverse relative du hadron B au niveau générateur, par rapport à celle du jet auquel le hadron B appartient, est utilisée pour comparer deux jeux alternatifs de paramètres et leurs variations :

- le jeu $Z2^*$ rbLEP – qui repose sur le jeu $Z2^*$ mais inclut un ajustement de la distribution observée au LEP de la variable x_B , définie dans l'équation (2.13), en variant, pour les quarks b seulement, la valeur du paramètre r_{q_1} de l'extension de Bowler de la fonction de fragmentation, rappelée dans l'équation (2.12) – et ses variations douce ($Z2^*$ rbLEP soft) et dure ($Z2^*$ rbLEP hard) qui correspondent à des variations de $\pm 1\sigma$ de r_{q_1} ;
- le jeu Perugia 12 (P12) et deux variations dans lesquelles le processus de fragmentation est altéré pour être plus énergétique dans les directions longitudinale (P12FL) et transverse (P12FT) en changeant, pour tous les quarks, les paramètres a et b de la fonction de fragmentation de Lund, dont l'expression est donnée dans l'équation (2.11). D'autres analyses, telles que celles présentées dans les sections 4.1 et 4.2, utilisent le jeu Perugia 11 (P11) [125]. Les principales différences entre P11 et P12 sont :
 - le changement de jeu de fonctions de densité partonique (de CTEQ5L pour P11 à CTEQ6L1 pour P12),
 - une augmentation d'environ 5% de la production de mésons étranges,
 - un adoucissement de la queue de la distribution de l'impulsion des baryons, motivé par le spectre des baryons Λ_0 mesuré au LEP.

La figure 6.7 montre la distribution de $p_T(B)/p_T(\text{b jet})$ au niveau générateur pour le jeu $Z2^*$ rbLEP, connu pour mieux décrire les données que le jeu $Z2^*$ [118], ainsi que le rapport à $Z2^*$ rbLEP pour les jeux $Z2^*$, $Z2^*$ rbLEP soft, $Z2^*$ rbLEP hard, P12, P12FT, et P12FL. Dans de rares cas, les neutrinos n'étant pas inclus dans les jets au niveau générateur, $p_T(B)$ peut être supérieur à $p_T(\text{b jet})$. La queue correspondant à $p_T(B)/p_T(\text{b jet}) > 1$ est accentuée sur la figure 6.7 par le fait que les classes de la distribution de $p_T(B)/p_T(\text{b jet})$ sont de largeur variable.

Une procédure de pondération, basée sur la forme de la distribution d'impulsion transverse relative du hadron B au niveau générateur par rapport à celle du jet auquel le hadron appartient, est appliquée à la distribution de $M_{J/\psi+\ell}$ générée avec le jeu $Z2^*$ à $M_t = 172,5$ GeV. Il est supposé que la description de l'événement sous-jacent et de la reconnexion de couleur n'est pas affectée par cette procédure et reste donc identique à celle de l'échantillon simulé avec le jeu $Z2^*$. Seule la description de la fragmentation change. Chaque distribution pondérée de $M_{J/\psi+\ell}$ est ensuite ajustée avec $P_{\text{sig+bg}}$, dont le seul paramètre libre est M_t . La figure 6.8 montre la dépendance entre la valeur de

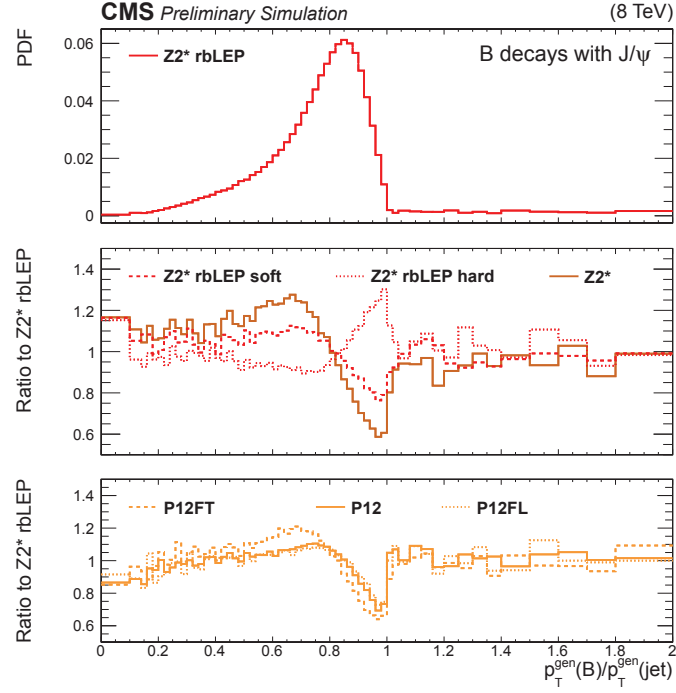


FIG. 6.7 – Rapport, au niveau générateur, du p_T du hadron B sur le p_T du jet associé, dans des événements $t\bar{t}$ contenant un J/ψ dans l'état final, pour les jeux Z2* rbLEP (haut), Z2*, Z2* rbLEP soft, Z2* rbLEP hard (milieu), P12, P12FT, et P12FL (bas).

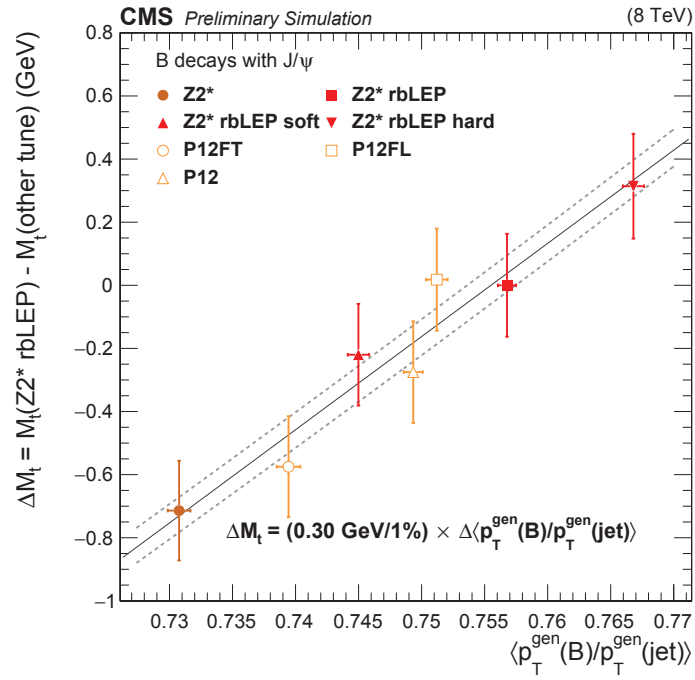


FIG. 6.8 – Représentation de la valeur de M_t pour des distributions pondérées de $M_{J/\psi+\ell}$ en fonction de la fragmentation moyenne $\langle p_T^{\text{gen}}(\text{B})/p_T^{\text{gen}}(\text{jet}) \rangle$, ajustée par une fonction affine.

M_t obtenue par ajustement et la fraction moyenne de l'impulsion transverse du jet emportée par le hadron B, $\langle p_T^{\text{gen}}(\text{B})/p_T^{\text{gen}}(\text{jet}) \rangle$, calculée entre 0 et 2. Le jeu Z2* ne prédit pas une fraction suffisamment élevée, tandis que les jeux P12 et Z2* donnent des résultats statistiquement compatibles. Le jeu Z2* rbLEP est choisi comme référence. Les taux d'événements attendus avec ce jeu ne varient que de 2 événements en comparaison de ceux présentés dans la table 5.1. Une correction de $-0,71$ GeV peut donc simplement être appliquée au résultat obtenu par ajustement avec $P_{\text{sig+bg}}$, dont la dépendance des paramètres en fonction de M_t a été calibrée avec le jeu Z2*. La différence entre les valeurs de M_t obtenues pour Z2* rbLEP soft et Z2* rbLEP hard est assignée comme incertitude systématique liée à la fragmentation.

Un test de fermeture est effectué en utilisant des échantillons Monte-Carlo générés avec la famille de jeux P12 et valide la stratégie de pondération utilisant le transfert d'impulsion transverse.

6.2 PERFORMANCES ET INCERTITUDES

Avant d'appliquer la méthode décrite ci-dessus pour mesure M_t à partir de la distribution de $M_{J/\psi+\ell}$ obtenue pour l'échantillon de données collectées en 2012, ses performances et les incertitudes systématiques qui l'accompagnent sont évaluées à partir de simulations Monte-Carlo.

6.2.1 Performances de la méthode

Les performances de la méthode sont évaluées avec des pseudoexpériences. À partir de la fonction de densité de probabilité décrite par l'équation (6.1) dont la masse est fixée à $172,5$ GeV ($P_{\text{sig+bg}}|_{M_t=172,5 \text{ GeV}}$), $N_{\text{pe}} = 3\,000$ distributions de $M_{J/\psi+\ell}$ contenant N_{evt} événements sont produites, N_{evt} suivant une loi de Poisson centrée sur le nombre d'événements observés dans les données (666). Chacune de ces distributions est ensuite ajustée avec $P_{\text{sig+bg}}$, M_t étant de nouveau le seul paramètre libre. Les distributions des valeur et incertitude obtenues pour chaque pseudoexpériences sont représentées sur les figures 6.9a et 6.9b respectivement. L'écart résiduel entre la valeur obtenue par ajustement et la valeur utilisée pour générer la distribution est également calculé. La figure 6.9c montre la distribution de cet écart, tandis que la distribution de cet écart normalisé à l'incertitude est représentée sur la figure 6.9d.

La même procédure est ensuite reproduite pour $M_t \in \{167; 169; 171; 174; 176; 178\}$ GeV. L'incertitude due aux nombres limités de pseudoexpériences N_{pe} , d'événements N_{evt} par pseudoexpériences, et d'événements N_{MC} dans les échantillons Monte-Carlo est propagée aux moyennes et largeurs des distributions de l'écart résiduel et de l'écart normalisé. En effet, dans l'hypothèse que les événements des pseudoexpériences soient obtenus sans remise, l'erreur sur la valeur moyenne varie en

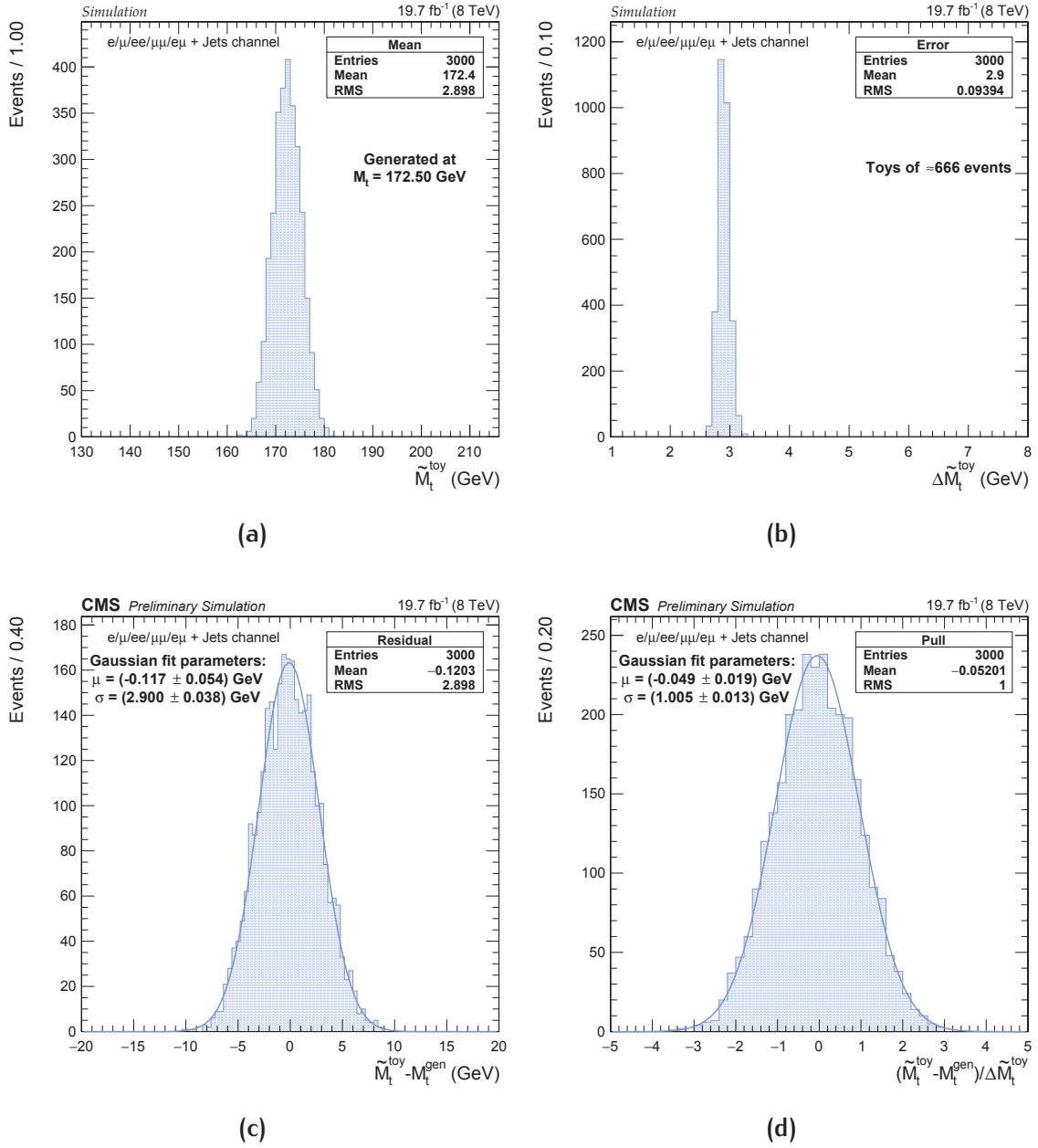


FIG. 6.9 – Distributions des valeurs (a), incertitude (b), écart résiduel (c), et écart normalisé (d) pour les mesures de M_t effectuées à partir de distributions de $M_{J/\psi+\ell}$ générées de $P_{\text{sig+bg}}|_{M_t=172,5 \text{ GeV}}$.

$\sqrt{1/N_{\text{pe}} + N_{\text{evt}}/N_{\text{MC}}}$ plutôt qu'en $1/\sqrt{N_{\text{pe}}}$ [132]. L'incertitude sur la moyenne des distributions obtenues à partir des pseudoexpériences doit donc être multipliée par $\sqrt{1 + N_{\text{pe}} \cdot N_{\text{evt}}/N_{\text{MC}}}$. Les pseudoexpériences sont ici obtenues avec remise, ce qui implique l'introduction d'un terme Poissonien dans le facteur $\sqrt{1/N_{\text{pe}} + N_{\text{evt}}/N_{\text{MC}}}$. Ce-

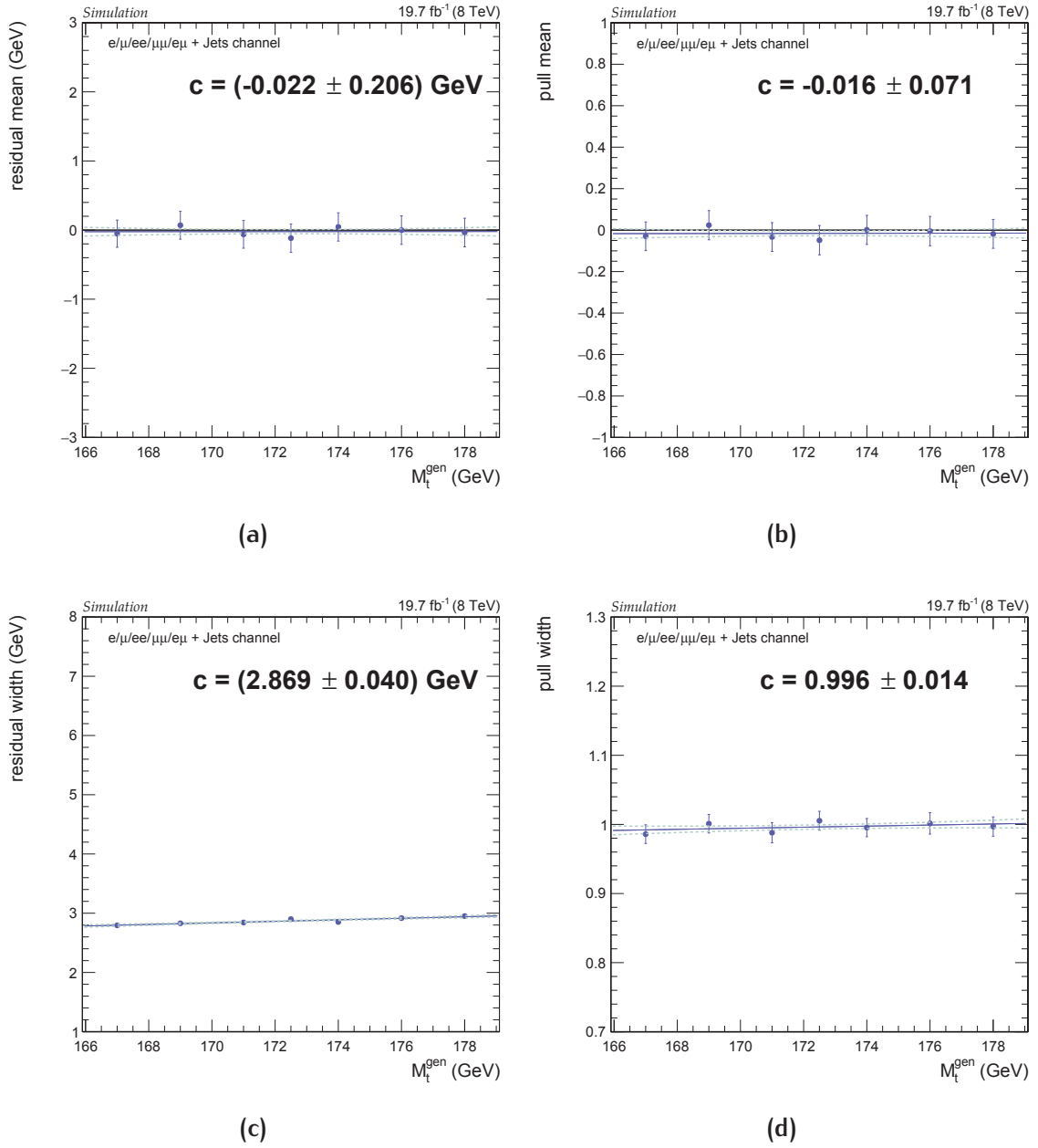


FIG. 6.10 – Représentations de la moyenne (haut) et de la largeur (bas), après propagation de l'incertitude due aux nombres limités de pseudoexpériences, d'événements par pseudoexpérience, et d'événements dans les échantillons Monte-Carlo, des distributions de l'écart résiduel (gauche) et de l'écart normalisé (droite) en fonction de M_t , ajustées linéairement. La valeur de chaque ajustement pour $M_t = 172,5 \text{ GeV}$ est indiquée dans la partie supérieure. La largeur des distributions résiduelles, qui correspond à l'incertitude statistique attendue, augmente naturellement avec M_t , tandis que les trois autres variables, associées aux éventuels biais de la procédure et à l'incertitude liée à la taille des échantillons Monte-Carlo, sont très peu sensibles aux variations de M_t .

pendant, avec les valeurs utilisées pour N_{pe} , N_{evt} , et N_{MC} , cette correction est négligeable. De la même façon, l'incertitude sur les largeurs des distributions obtenues à partir des pseudoexpériences est corrigée par un facteur $\sqrt{1 + N_{pe} \cdot (N_{evt}/N_{MC})^2}$. Les moyennes et largeurs des distributions de l'écart résiduel et de l'écart normalisé ainsi modifiés sont représentées en fonction de M_t sur la figure 6.10.

Les moyennes et largeurs des distributions de l'écart normalisé sont constantes par rapport aux variations de M_t . Elles sont statistiquement compatibles avec 0 et 1 respectivement. La méthode utilisée pour extraire M_t à partir de la distribution de $M_{J/\psi+\ell}$ peut par conséquent être considérée comme non biaisée.

La moyenne et la largeur de l'écart résiduel, estimées en $M_t = 172.5$ GeV à partir des figures 6.10a et 6.10c, sont interprétées respectivement comme l'incertitude systématique due à la taille des échantillons Monte-Carlo et l'incertitude statistique. Ainsi, une incertitude statistique de $(2,85 \pm 0,04)$ GeV, soit de manière conservatrice 2,89 GeV, est attendue pour les critères de sélection décrits dans la section 5.1.2, tandis que l'incertitude systématique due à la taille des échantillons Monte-Carlo est de $(0,02 \pm 0,20)$ GeV, soit 0,22 GeV.

6.2.2 Incertitudes systématiques

Les incertitudes systématiques sont évaluées en étudiant leur impact sur la forme de la distribution de $M_{J/\psi+\ell}$ et la manière dont ces changements se propagent à M_t . Pour chaque source d'incertitude décrite ci-après, les distributions de $M_{J/\psi+\ell}$ sont générées pour les variations correspondantes, puis ajustées au niveau reconstruit avec la fonction de densité de probabilité dont les paramètres ont été calibrés sans variations. Une contre-vérification est effectuée en utilisant des pseudoexpériences. Les différences entre les valeurs de M_t obtenues à partir des variations de la distribution de $M_{J/\psi+\ell}$ et la valeur de M_t obtenue à partir de la distribution de $M_{J/\psi+\ell}$ nominale sont assignées comme valeurs des incertitudes systématiques, qui sont regroupées dans la table 6.1 qui suit la description des sources d'incertitude systématique.

Taille des échantillons Monte-Carlo

Comme mentionné dans la section 6.2.1, des pseudoexpériences sont réalisées pour plusieurs valeurs de M_t . La distribution des écarts résiduels est calculée dans chaque cas. La moyenne des distributions en fonction de M_t est ajustée avec une fonction linéaire, dont la valeur en $M_t = 172,5$ GeV est interprétée comme l'incertitude systématique due à la taille limitée des échantillons Monte-Carlo.

Échelle d'impulsion des leptons

Les incertitudes relatives à l'échelle d'impulsion sont inférieures à 0,1% dans le cas de muons [133] et inférieures à 0,3% dans le cas d'électrons [134]. Elles sont paramétrées en fonction de p_T et η et propagées à $M_{J/\psi+\ell}$, ce qui permet d'évaluer leur impact sur M_t .

Modélisation de la distribution de masse des candidats J/ψ

Le spectre de masse des candidats J/ψ obtenu pour l'échantillon de données est représenté sur la figure 6.11a, ajustée avec une fonction de Cristal Ball dont les paramètres n et α sont fixés aux valeurs déterminées dans une autre analyse [131]. Le spectre de masse des candidats J/ψ obtenu par simulation Monte-Carlo, ajusté par une fonction Gaussienne, est représenté sur la figure 6.11b. Malgré les corrections appliquées à l'impulsion des muons fils, la largeur observée pour les données n'est pas exactement reproduite dans les simulations. Les corrections tiennent en effet compte de la géométrie du détecteur, mais pas des possibles radiations de photons. Une approche conservatrice est adoptée, dans laquelle l'intégralité de la différence entre les deux distributions est traitée comme une incertitude systématique. Ainsi, la distribution de $M_{J/\psi+\ell}$ est pondérée de sorte que les spectres de masse des candidats J/ψ soient identiques dans les données et les simulations, comme c'est le cas sur la figure 6.11c. L'incertitude associée à cet effet de modélisation est calculée comme l'écart entre les valeurs de M_t obtenues à partir des distributions de $M_{J/\psi+\ell}$ pondérée et non pondérée.

Échelle d'énergie des jets et résolution en énergie des jets

Dans cette analyse, l'échelle d'énergie des jets et la résolution en énergie des jets n'affectent que le nombre d'événements sélectionnés. L'effet de l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets est étudié en variant l'énergie des jets reconstruits d'un facteur dépendant de p_T et η avant que les critères de sélection ne soient appliqués. De façon similaire, l'effet de l'incertitude sur la résolution en énergie des jets est étudié en variant la résolution en énergie des jets simulés selon l'incertitude estimée.

Efficacités des chemins de déclenchement

Une incertitude conservatrice de $\pm 3\%$ pour les efficacités des chemins de déclenchement est propagée à la distribution de $M_{J/\psi+\ell}$ [135]. L'incertitude est évaluée comme la différence entre les valeurs de M_t obtenues pour les variations inférieure et supérieure des efficacités des chemins de déclenchement.

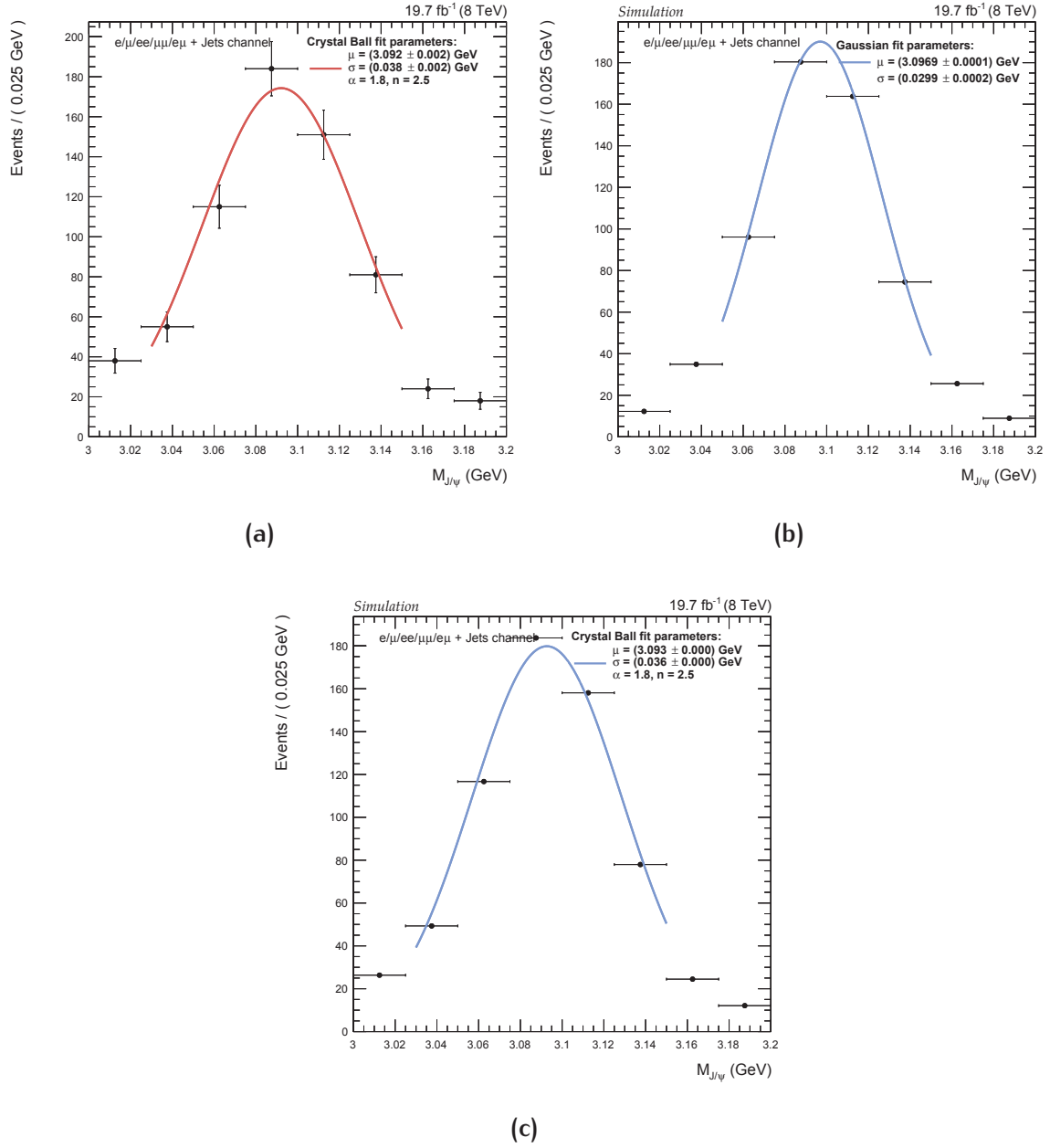


FIG. 6.11 – Distributions de masse des candidats J/ψ : pour les données (a) et les simulations (b, c). La distribution (c) est obtenue par pondération de la distribution (b) afin de reproduire la distribution (a).

Normalisation des processus de bruit de fond

Les processus sont normalisés à leur section efficace théorique. Pour évaluer l'effet de l'incertitude sur ces sections efficaces, les contributions des principaux processus de bruit de fond, c'est-à-dire W/Z + Jets et $WW/ZZ/WZ$, sont variées de $\pm 20\%$ et

$\pm 5\%$ respectivement [136]. L'effet sur la mesure de M_t des incertitudes sur les sections efficaces des autres processus est considéré négligeable.

Empilement

Les simulations Monte-Carlo utilisées pour la calibration de la fonction de densité de probabilité sont pondérées événement par événement de sorte que le nombre de vertex primaires d'interaction soit le même que celui observé expérimentalement. Une variation de 6% de ce nombre est utilisée pour évaluer l'effet sur la mesure de M_t de l'incertitude sur l'empilement.

Modélisation du signal

Les prédictions du générateur à éléments de matrice MADGRAPH à l'approximation de Born, utilisées pour la calibration de la fonction de densité de probabilité, sont comparées aux prédictions du générateur NLO POWHEG. La différence entre les deux est citée comme incertitude systématique.

Échelle de renormalisation et factorisation

Dans les échantillons Monte-Carlo utilisés, les échelles de factorisation et de renormalisation, μ_F et μ_R , sont fixées à la même valeur $Q^2 = M_t^2 + \sum (p_T^{\text{parton}})^2$, p_T^{parton} désignant l'impulsion transverse des partons initiaux. Des échantillons alternatifs sont produits pour des variations de Q par des facteurs 0,5 et 2. L'incertitude systématique liée à l'échelle de renormalisation et de factorisation est évaluée à partir de l'écart entre les valeurs de M_t obtenues pour ces échantillons alternatifs.

Séparation de l'espace des phases entre générateur à éléments de matrice et générateur à gerbes partoniques

Le paramètre utilisé dans les simulations pour définir la limite à laquelle la génération de jets additionnels est gérée par PYTHIA plutôt que MADGRAPH, et qui contrôle donc l'origine des radiations des états initial et final de chaque événement, est fixé à 40 GeV dans les échantillons Monte-Carlo nominaux. L'effet de ce choix sur la valeur de M_t est estimé en utilisant des échantillons alternatifs dans lesquels le paramètre vaut respectivement 30 et 60 GeV.

Impulsion transverse du quark top

Il a été mis en évidence dans de précédentes analyses [112, 113] que le générateur MADGRAPH ne fournit pas une description parfaite de l'impulsion transverse du quark

top. Ce défaut n'est pas corrigé dans les simulations utilisées pour la mesure, mais traité comme source d'incertitude systématique, en comparant les simulations non corrigées aux simulations pondérées événement par événement pour reproduire la distribution de $p_T(t)$ observée expérimentalement. Un facteur $\sqrt{\omega(p_T^t) \cdot \omega(p_T^{\bar{t}})}$, avec $\omega(p_T) = \exp(0.156 - 0.00137 \cdot p_T)$, est appliqué à chaque quark *top* et anti-quark *top* d'impulsions transverses respectives p_T^t et $p_T^{\bar{t}}$.

Fragmentation du quark b

Les échantillons Monte-Carlo utilisés pour la mesure de M_t sont produits avec le jeu de paramètre Z2* et une correction est appliquée sur le résultat pour passer au jeu Z2* rb LEP. Ces deux jeux de paramètres ont été obtenus à partir de données collectées au LEP (entre autres). Porter un jeu de paramètres du LEP au LHC repose sur l'hypothèse qu'il y a factorisation entre les parties perturbative et non perturbative de l'évolution des gerbes partoniques, qui sont typiquement ajustées ensemble, ainsi que sur la non corrélation de cet ajustement avec la structure de couleur de l'événement – clairement différente entre des événements $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$ et $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bW^-\bar{b}W^+$. Ces différences sont supposées incluses dans l'incertitude liée à la modélisation de l'événement sous-jacent et de la reconnexion de couleur. De plus, l'incertitude due à la modélisation de la désintégration d'un hadron B en un J/ψ est négligée. Ainsi, seul l'effet de la précision à laquelle les paramètres de la fonction de fragmentation ont été ajustés à partir des données du LEP est considéré comme une source additionnelle d'incertitude systématique. Comme mentionné dans la section 6.1.3, elle est calculée comme la différence entre les valeurs de M_t obtenues pour les jeux Z2* rbLEP soft et Z2* rbLEP hard.

Modèle d'hadronisation

Une étude – au niveau générateur – utilisant le générateur SHERPA a été menée pour une autre mesure de la masse du quark *top* [118]. SHERPA permet l'utilisation du même modèle de génération de gerbes partoniques (CSSHOWER++ [137]), interfacé avec deux modèles alternatifs d'hadronisation. L'impact sur la distribution de $M_{J/\psi+\ell}$ est négligeable comparativement aux variations des paramètres de la fonction de fragmentation. Par suite, aucune incertitude additionnelle n'est assignée à la modélisation de l'hadronisation.

Événement sous-jacent et reconnexion de couleur

L'effet de l'incertitude sur la modélisation de l'événement sous-jacent et de la reconnexion de couleur est évalué à partir de variations du jeu de paramètres P12 [125]. Des échantillons générés avec les jeux P12ueHi et P12ueLo, dans lesquelles la propor-

tion de jets énergétiques dans l'événement sous-jacent est respectivement augmentée et diminuée, sont utilisés pour l'événement sous-jacent. Un échantillon produit avec le jeu P12 est utilisé comme référence, car ces jeux ne contiennent pas seulement une paramétrisation différente de l'événement sous-jacent mais également de la fragmentation. Pour la reconnexion de couleur, la valeur de M_t obtenue pour l'échantillon généré avec le jeu P12 est comparée à la valeur de M_t obtenue pour un échantillon alternatif, généré avec le jeu P12loCR, dans lequel l'effet de la reconnexion de couleur est réduit.

Fonctions de densité partonique

Le jeu de fonctions de densité partonique utilisé pour la calibration de la fonction de densité de probabilité est CTEQ6L1. La valeur de M_t obtenue avec ce jeu est comparée à la valeur obtenue pour les jeux NNPDF30_NLO_AS_0118 [138], MMHT2014NLO68CL [139], et CT14NLO [140], en appliquant les recommandations du groupe PDF4LHC [141]. Pour chaque jeu, la valeur centrale de la fonction de densité de probabilité s'accompagne d'une incertitude. Il est recommandé d'évaluer l'incertitude sur M_t à partir de l'enveloppe des distributions $M_{J/\psi+\ell}$ obtenues pour les valeurs centrales des différents jeux et leurs incertitudes.

La table 6.1 regroupe les valeurs des incertitudes systématiques ainsi évaluées. L'échelle et la résolution en énergie des jets sont effectivement des sources d'incertitude négligeables. La principale contribution expérimentale provient de la taille des échantillons Monte-Carlo et pourrait assez facilement être réduite en générant davantage d'événements. En ce qui concerne les incertitudes théoriques, les sources dominantes sont la modélisation du p_T du quark *top* et la séparation de l'espace des phases entre générateur à éléments de matrice et générateur à gerbes partoniques. L'incertitude liée à la modélisation de la fragmentation du quark *b* s'avère d'importance modérée. L'incertitude systématique totale est finalement inférieure à 1 GeV.

6.3 RÉSULTAT ET PERSPECTIVES

En se basant sur les résultats obtenus pour les simulations Monte-Carlo, cette méthode doit fournir une mesure de M_t avec une incertitude statistique d'environ 2,9 GeV, l'incertitude systématique s'élevant quant à elle à 0,9 GeV.

6.3.1 Mesure à $\sqrt{s} = 8$ TeV

La distribution de $M_{J/\psi+\ell}$ obtenue pour les données – somme des distributions présentées sur les figures 5.6c et 5.6d – est ajustée avec $P_{\text{sig+bg}}$, dont le seul paramètre libre après calibration est M_t . Le résultat est présenté sur la figure 6.12. L'encart montre

TAB. 6.1 – Valeur de l’incertitude systématique sur M_t pour chaque source.

Source	Valeur (GeV)
<i>Incertitudes expérimentales</i>	
Taille des échantillons Monte-Carlo	$\pm 0,22$
Échelle d’impulsion des muons	$\pm 0,09$
Échelle d’impulsion des électrons	$\pm 0,11$
Modélisation de la distribution de masse des candidats J/ψ	$+0,09$
Échelle d’énergie des jets	$< 0,01$
Résolution en énergie des jets	$< 0,01$
Efficacités des chemins de déclenchement	$\pm 0,02$
Normalisation des processus de bruit de fond	$\pm 0,01$
Empilement	$\pm 0,08$
<i>Incertitudes théoriques</i>	
Modélisation du signal	$-0,37$
Échelle de renormalisation et factorisation	$\{^{+0,12}_{-0,46}$
Séparation de l’espace des phases entre générateur à éléments de matrice et générateur à gerbes partoniques	$\{^{+0,12}_{-0,58}$
Impulsion transverse du quark top	$+0,64$
Fragmentation du quark b	$\pm 0,30$
Événement sous-jacent	$\pm 0,13$
Reconnexion de couleur	$+0,12$
Fonctions de densité partonique	$\{^{+0,39}_{-0,11}$
Total	$\{^{+0,89}_{-0,94}$

l’opposé du logarithme de la fonction de vraisemblance en fonction de M_t , qui est le seul paramètre libre de l’ajustement. Une correction de $-0,71$ GeV doit être soustraite à la valeur de M_t pour laquelle le minimum est obtenu.

Cela conduit au résultat final :

$$M_t = 173,5 \pm 3,0(\text{stat}) \pm 0,9(\text{syst}) \text{ GeV}. \quad (6.2)$$

Cette valeur de M_t , obtenue à partir de 666 événements contenant un candidat $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ et un lepton chargé isolé, est compatible avec celles présentées dans les sections 4.1 et 4.2, mais assortie d’une incertitude statistique bien supérieure.

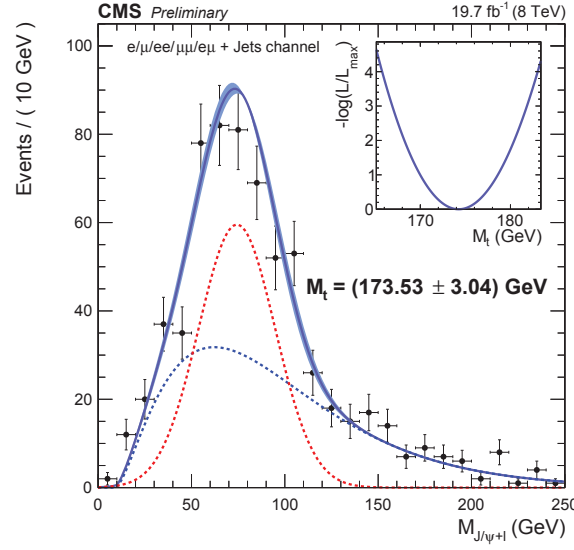


FIG. 6.12 – Ajustement de la distribution de $M_{J/\psi+\ell}$ obtenue à partir des données collectées par l'expérience CMS en 2012. L'encart montre l'opposé du logarithme de la fonction de vraisemblance en fonction de M_t , seul paramètre libre de l'ajustement, dont le minimum correspond à $M_t = 173,5$ GeV après application de la correction de $-0,71$ GeV. L'incertitude statistique correspondant à un niveau de confiance de 68% s'élève à 3,0 GeV.

6.3.2 Projection à $\sqrt{s} = 13$ TeV

À $\sqrt{s} = 8$ TeV, cette méthode est statistiquement limitée, mais, en comparaison des méthodes les plus précises présentées dans la section 4.1, les principales sources d'incertitude systématique sont diverses. Avec un plus grand nombre d'événements collectés, cette méthode devrait fournir un résultat plus compétitif avec les méthodes couramment utilisées. Elle s'annonce particulièrement prometteuse dans la perspective d'une combinaison des différentes mesures de M_t .

Pour la période de prises de données 2015–2018, l'énergie dans le centre de masse des collisions est de $\sqrt{s} = 13$ TeV. Cela correspond à une augmentation de la section efficace de production $t\bar{t}$ par un facteur 3,3 [142]. Cette méthode reposant sur l'utilisation exclusive de leptons, il semble possible de mettre en place des chemins de déclenchement et une sélection aux efficacités plus ou moins comparables à celles obtenues à $\sqrt{s} = 8$ TeV, tout en gardant la contribution des processus de bruit de fond ainsi que l'empilement sous contrôle. En collectant, à $\sqrt{s} = 13$ TeV, un échantillon correspondant à une luminosité de $\mathcal{L} \sim 55 \text{ fb}^{-1}$ – attendu courant 2017 – il serait alors possible de mesurer M_t à partir de $M_{J/\psi+\ell}$ avec une incertitude statistique de l'ordre de 1 GeV seulement, de sorte que cette méthode pèserait dans une combinaison avec les autres techniques traditionnelles.

De plus, avec la généralisation des générateurs à éléments de matrice NLO, les incertitudes théoriques dominantes pour cette méthode – liées à la modélisation du p_T du quark *top* et à la séparation de l'espace des phases entre générateur à éléments de matrice et générateur à gerbes partoniques – devraient pouvoir être réduites. Quant aux modèles de reconnexion de couleur et de fragmentation, leurs paramètres pourront éventuellement être ajustés à partir des nouvelles données du LHC, de sorte qu'ils soient mieux contraints. L'incertitude systématique totale, déjà inférieure à 1 GeV, pourrait probablement être réduite à moins de 0,5 GeV.

7

VERS UN AJUSTEMENT DES PARAMÈTRES MONTE-CARLO DE FRAGMENTATION

7.1	Fragmentation du quark b au LHC	135
7.1.1	Importance pour la physique du quark top	135
7.1.2	Du LEP au LHC.	137
7.2	Événements $t\bar{t}$ semileptoniques avec un D^0 dans l'état final	141
7.2.1	Sélection d'événements $t\bar{t}$ semileptoniques	141
7.2.2	Reconstruction de mésons D^0	144
7.2.3	Comparaison de quelques jeux de paramètres	145

7.1 FRAGMENTATION DU QUARK B AU LHC

La fragmentation du quark b a pu être étudiée à de nombreuses reprises dans des événements $b\bar{b}$ grâce aux collisionneurs électron-positron – SLC, LEP, PEP II, et KEK notamment – où les données collectées ont permis d'ajuster les paramètres contrôlant la fragmentation dans les générateurs de gerbes partoniques. Tandis que la modélisation de l'événement sous-jacent et de la reconnexion de couleur a dû être spécifiquement étudiée pour les collisions $p\bar{p}$ et pp du Tevatron et du LHC, aussi bien du point de vue théorique [123, 143] qu'expérimental [5], les jeux de paramètres utilisés pour décrire la fragmentation dans un environnement hadronique sont ceux obtenus par ajustement des données collectées dans des environnements leptoniques et peu d'études ont été menées au LHC.

7.1.1 Importance pour la physique du quark top

La fragmentation des quarks, et en particulier celle du quark b , est une importante source d'incertitude systématique pour les mesures de précision de propriétés du quark top , telles que sa masse et la section efficace de production $t\bar{t}$. Le quark top étant la particule la plus lourde du Modèle Standard, le processus $pp \rightarrow t\bar{t} + X$ est par ailleurs un important bruit de fond pour la recherche de nouvelle physique, qu'il convient donc de modéliser le plus précisément possible pour une plus grande sensibilité.

Traditionnellement, l'incertitude due à la modélisation de l'hadronisation est divisée en quatre catégories :

LA DÉPENDANCE DE L'ÉNERGIE DES JETS EN FONCTION DE LEUR SAVEUR, évaluée en variant l'énergie des jets selon l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets pour chaque saveur de quarks ;

L'INCERTITUDE LIÉE AU CHOIX DU MODÈLE D'HADRONISATION, évaluée en comparant le modèle des cordes de Lund au modèle d'agglomération hadronique ;

L'INCERTITUDE SUR LES PARAMÈTRES DE FRAGMENTATION DU QUARK b , quantifiée en variant les paramètres obtenus par ajustement de la distribution de la fraction d'énergie emportée par un hadron B au LEP selon leur incertitude ;

L'INCERTITUDE SUR LES TAUX D'EMBRANCHEMENTS DES CANAUX DE DÉSINTÉGRATION DES HADRONS B, estimée en variant les taux d'embranchement selon leur incertitude [15].

La table 7.1 regroupe par exemple les valeurs des incertitudes associées à chacune de ces catégories dans les mesures de M_t utilisant la reconstruction de l'intégralité des produits de désintégration du quark top , présentées dans la section 4.1.1, comparées aux incertitudes systématiques totales. Bien que n'étant pas dominante, il s'agit d'une importante source d'incertitude qu'il serait intéressant de mieux contrôler.

TAB. 7.1 – Incertitudes systématiques liées à la fragmentation des quarks et incertitudes systématiques totales dans les mesures de M_t utilisant la reconstruction de l'intégralité des produits de désintégration du quark top [103].

Source	Valeur (GeV)		
	Tout hadronique (hybride)	Semileptonique (hybride)	Dileptonique
Dépendance de la calibration en énergie des jets en fonction de la saveur des jets :			
– quarks légers	—	+0,05	+0,02
– quark c	–0,01	+0,01	+0,02
– quark b	–0,29	–0,32	–0,34
– gluon	–0,02	–0,08	+0,06
Modélisation du jet issu de l'hadronisation du quark b :			
– fragmentation du quark b	+0,04	< 0,01	–0,69
– désintégration des hadrons B	–0,13	–0,16	–0,17
Total lié à la fragmentation	$\begin{Bmatrix} +0,04 \\ -0,32 \end{Bmatrix}$	$\begin{Bmatrix} +0,05 \\ -0,37 \end{Bmatrix}$	$\begin{Bmatrix} +0,07 \\ -0,79 \end{Bmatrix}$
Total des systématiques	$\pm 0,59$	$\pm 0,48$	$\pm 1,22$

Pour les analyses qui ne reconstruisent pas intégralement les jets issus de l'hadronisation de quarks b , les valeurs sont plus importantes. Dans le cas de l'utilisation de désintégrations exclusives en J/ψ , l'incertitude totale imputable à la fragmentation est de $\pm 0,30$ GeV, tandis que dans le cas de l'utilisation de toutes les particules chargées produites dans l'hadronisation des quarks b , elle s'élève à $\{^{+0,57}_{-1,00}$ GeV [118]. Réduire l'incertitude liée à la fragmentation est alors un enjeu d'autant plus capital qu'il s'agit des techniques les plus prometteuses pour s'affranchir de la reconstruction précise de jets, et qu'il est probablement plus simple, avec l'augmentation future de l'empilement, de mieux contraindre la fragmentation que la calibration en énergie des jets.

7.1.2 Du LEP au LHC

L'utilisation au LHC de jeux de paramètres de fragmentation déterminés à partir d'ajustements des données collectées au LEP et SLC est motivée par le théorème de factorisation. Cependant, étant donnée la manière dont sont réalisés ces ajustements, les conditions d'applicabilité du théorème ne sont pas complètement satisfaites. Il est donc très important, vu le rôle de la fragmentation dans la physique du quark top et par suite dans la recherche de nouvelle physique, de s'assurer que ces jeux de paramètres permettent de reproduire les données collectées en environnement hadronique et dans des processus différents, voire de réajuster les valeurs des paramètres de fragmentation.

Dans un environnement leptonique, tel qu'au LEP ou SLC, l'expression de la variable x_B dans un processus $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$ avec une énergie dans le centre de masse égale au seuil de production d'un boson Z , qui s'interprète comme la fraction d'énergie emportée par un hadron B , est donnée dans l'équation (2.13). Les valeurs par défaut des paramètres de fragmentation des générateurs de gerbes partoniques ne permettent pas de reproduire la distribution de x_B observée au LEP et au SLC. Sur la figure 7.1 sont représentées les distributions de x_B obtenues par les collaborations OPAL, ALEPH, et SLD, ainsi que les distributions simulées avec les réglages par défaut de HERWIG et PYTHIA. Le quotient du χ^2 entre la distribution simulée et la distribution expérimentale sur le nombre de degrés de liberté vaut respectivement 793,4/61 et 467,9/61 pour HERWIG et PYTHIA [144]. Les valeurs des paramètres de fragmentation de ces deux générateurs ont donc été ajustées pour reproduire au mieux les observations expérimentales faites au LEP et SLC. Pour le générateur PYTHIA, les paramètres concernés sont les paramètres a , b , et r_b définis dans l'équation (2.12). Pour le générateur HERWIG, le taux de production de mésons/baryons, un paramètre régissant le spectre de masse tel que celui présenté sur la figure 2.12, et deux paramètres déterminant la direction de vol du hadron par rapport à celle du quark parent sont ajustés. Les distributions de x_B simulées pour ces nouvelles valeurs sont également représentées sur la figure 7.1. Le rapport du χ^2 sur le nombre de degrés de liberté est alors de 222,4/61 pour HERWIG et de 46,7/61 pour PYTHIA [144]. L'accord avec les données ob-

tenu pour PYTHIA est excellent, tandis que celui pour HERWIG n'est pas complètement satisfaisant.

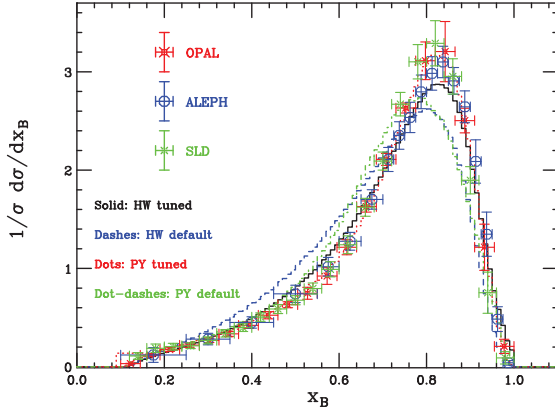


FIG. 7.1 – Distributions de la fraction d'énergie emportée par le hadron B simulées avec HERWIG et PYTHIA, avant et après ajustement des paramètres de fragmentation à partir des données collectées par les expériences OPAL, ALEPH, et SLD [144].

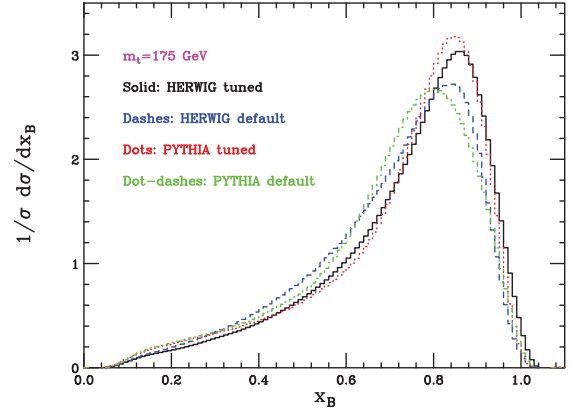


FIG. 7.2 – Distributions de la fraction normalisée d'énergie emportée par le hadron B dans le référentiel propre du quark *top*, pour $M_t = 175$ GeV, simulées avec HERWIG et PYTHIA, avant et après ajustement des paramètres de fragmentation à partir des données du LEP et SLC [144].

Dans une désintégration $t(p_t) \rightarrow b(p_b)W(p_W)X(p_X)$, où X désigne une radiation additionnelle de parton et le quark $b(p_b)$ donne par la suite naissance à un hadron $B(p_B)$, une extension directe de la variable x_B est

$$x_B = \frac{1}{1 - \frac{M_W^2}{M_t^2} + \frac{m_b^2}{M_t^2}} \frac{2p_B \cdot p_t}{M_t^2}, \quad (7.1)$$

qui peut s'interpréter comme la fraction normalisée d'énergie emportée par le hadron B dans le référentiel propre du quark *top* et présente l'avantage d'être encore un invariant de Lorentz. Les distributions de x_B simulées avec HERWIG et PYTHIA, avant et après ajustement des paramètres de fragmentation à partir des données du LEP et SLC, sont présentées sur la figure 7.2 pour $M_t = 175$ GeV. Dans un environnement hadronique où de très nombreux flux de couleur prennent part à la formation des jets, il peut arriver que x_B soit supérieure à 1.

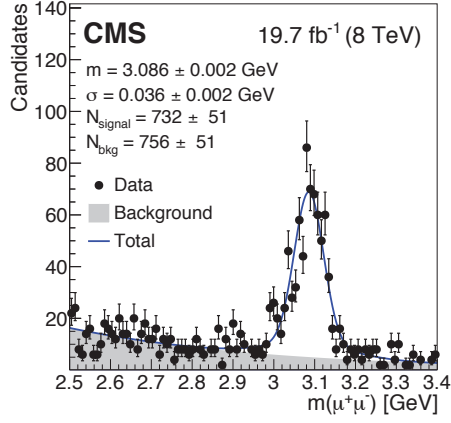
Au LEP et SLC, le référentiel propre du boson Z coïncide avec le référentiel du laboratoire. Au LHC, en revanche, le référentiel du quark *top* est boosté par rapport au référentiel du laboratoire. Pour mesurer x_B telle que définie dans l'équation (7.1), les quatre composantes des énergies-impulsions du quark *top* et du hadron B doivent par conséquent être expérimentalement déterminées. Une telle mesure dans un environnement hadronique avec le détecteur CMS ne peut être effectuée précisément. L'abandon d'observables invariantes de Lorentz apparaît comme un sacrifice à accepter pour

étudier qualitativement et quantitativement la fragmentation dans des événements $t\bar{t}$ au LHC avec le détecteur CMS. En outre, comme mentionné dans la section 3.2.2, l'algorithme CHS, qui exploite les performances du trajectographe dans la reconstruction des traces de particules chargées, permet de réduire considérablement le bruit dû à l'empilement dans la reconstruction des jets. Il paraît donc judicieux de se tourner vers l'utilisation exclusive de particules chargées. Ainsi, dans les études de l'événement sous-jacent et de la reconnexion de couleur, les variables les plus utilisées sont la multiplicité en particules chargées et l'impulsion transverse moyenne par particule chargée.

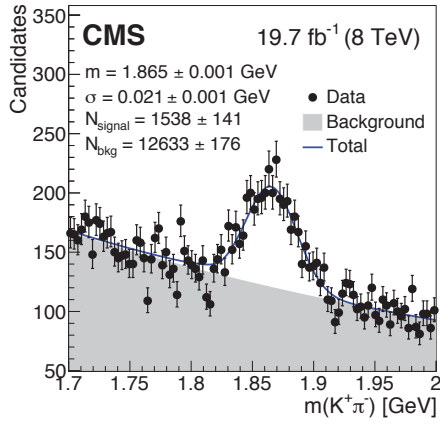
Dans le cadre de la mesure de M_t présentée dans la section 4.2.2, les propriétés cinématiques des mésons charmés produits dans les jets issus de l'hadronisation de quarks b, dans des désintégrations $t\bar{t}$ semileptoniques et dileptoniques, ont été utilisées pour comparer différents jeux de paramètres de fragmentation. Les mésons considérés sont : $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, $D^0 \rightarrow \kappa^-\pi^+$, $D^*(2010)^+ \rightarrow D^0\pi^- \rightarrow \kappa^-\pi^+\pi^-$. Ils présentent en effet l'avantage d'être associés à des taux d'embranchement relativement importants et un rapport signal-sur-bruit élevé dans l'expérience CMS.

Les candidats J/ψ sont reconstruits par combinaison de deux muons de charge opposée au sein d'un jet. Les candidats D^0 sont reconstruits par combinaison de deux particules de charge opposée au sein d'un jet contenant un muon non isolé de même signe que le kaon, à partir de toutes les permutations des trois particules chargées de plus haut p_T . Une fraction importante des D^0 sont produits par désintégration de $D^*(2010)^+$, qui peuvent être reconstruits en considérant la différence entre la masse invariante du système $\kappa\pi\pi$ et celle du système $\kappa\pi$, restreinte à un intervalle de 50 MeV autour de la masse nominale du D^0 . Les spectres de masse obtenus sont représentés sur la figure 7.3.

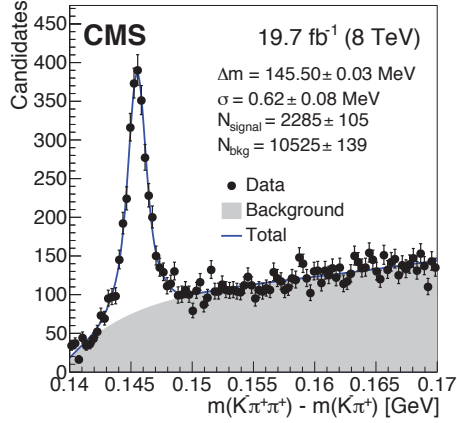
La masse invariante est utilisée comme variable discriminante pour séparer la composante de signal de la composante de bruit de fond – physique et combinatoire – des échantillons sélectionnés grâce à la technique de $sPlot$ [145] qui est brièvement décrite dans l'annexe B, et étudier ainsi les propriétés cinématiques des seuls mésons charmés. Cette technique est appliquée à la fois aux données et à plusieurs échantillons simulés, obtenus soit en pondérant l'échantillon produit avec le jeu $Z2^*$ selon la procédure décrite dans la section 6.1.3 soit avec le générateur HERWIG. L'observable la plus sensible aux variations des paramètres de fragmentation, parmi celles étudiées dans cette analyse [118], se révèle être le rapport $R_{p_T}^{\text{ch}}$ entre l'impulsion transverse du méson charmé et la somme vectorielle des impulsions transverses des particules chargées du jet auquel le méson appartient. Les distributions de $R_{p_T}^{\text{ch}}$ sont représentées sur la figure 7.4 pour les trois types de mésons considérés. Le jeu $Z2^*$ rbLEP est celui qui permet de décrire le plus fidèlement les données. Néanmoins, tous les jeux considérés sont statistiquement compatibles avec les données.



(a)

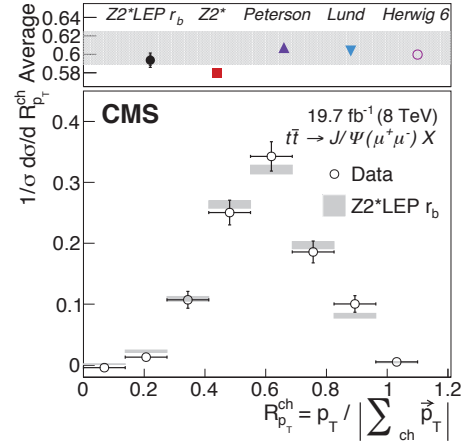


(b)

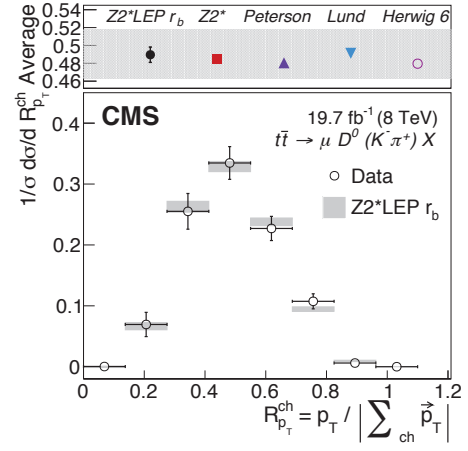


(c)

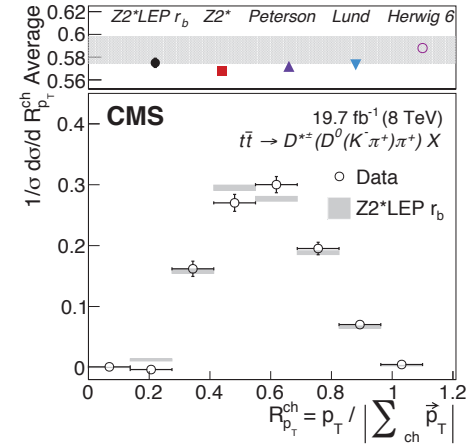
FIG. 7.3 – Distributions de masse invariante de trois types de mésons charmés – J/ψ (haut), D^0 (milieu), $D^{*}(2010)^{+}$ (bas) – dans des événements $t\bar{t}$ [118].



(a)



(b)



(c)

FIG. 7.4 – Distributions de l'impulsion transverse relative des candidats J/ψ (haut), D^0 (milieu), $D^{*}(2010)^{+}$ (bas) [118]. Les encarts supérieurs contiennent les moyennes des distributions observées dans les données (bande grise) et pour différents jeux de paramètres et modèles de fragmentation.

7.2 ÉVÉNEMENTS $t\bar{t}$ SEMILEPTONIQUES AVEC UN D^0 DANS L'ÉTAT FINAL

Parmi les trois mésons dont les spectres de masse sont représentés sur la figure 7.3, un compromis entre nombre de candidats reconstruits et largeur de résonance semble être obtenu dans le cas du D^0 . Son étude dans des événements $t\bar{t}$ présente par ailleurs l'avantage d'être totalement indépendante et décorrélée de la mesure de M_t présentée dans les chapitres 5 et 6.

7.2.1 Sélection d'événements $t\bar{t}$ semileptoniques

Les données et simulations utilisées pour cette étude sont celles décrites dans la section 5.1.1. L'accent est mis sur la reconstruction d'événements $t\bar{t}$ semileptoniques, dont la signature est représentée sur la figure 3.20b. Les événements sélectionnés doivent ainsi avoir exactement un lepton isolé, de $p_T > 26$ GeV et $|\eta| < 2,1$ dans le cas d'un muon, et de $p_T > 30$ GeV et $|\eta| < 2,5$ dans le cas d'un électron. Au moins 4 jets de $p_T > 30$ GeV et $|\eta| < 2,4$ doivent également être reconstruits, dont un – au minimum – doit contenir un muon non isolé de $p_T > 4$ GeV et $|\eta| < 2,4$, la présence d'un muon non isolé dans un jet étant caractéristique d'un jet issu de l'hadronisation d'un quark b. Le nombre d'événements sélectionnés dans les échantillons de données et simulés pour divers processus du Modèle Standard est récapitulé dans la table 7.2. Le processus $t\bar{t} \rightarrow b\ell^- \bar{\nu} b\bar{q}q'$ est, comme attendu, dominant. La contamination des processus de bruit de fond est inférieure à 10%.

TAB. 7.2 – Nombre d'événements sélectionnés dans les simulations Monte-Carlo et dans les données. Les incertitudes citées sont purement de nature statistique et correspondent à un niveau de confiance de 68%.

Processus	Nombre d'événements
$t\bar{t} \rightarrow b\ell^- \bar{\nu} b\bar{q}q'$	$85\,480 \pm 107$
$t\bar{t} \rightarrow b\ell^- \bar{\nu} b\ell^+\nu$	$8\,622 \pm 27$
$t\bar{t} \rightarrow b\bar{q}q'\bar{b}q\bar{q}'$	< 5
$t\bar{t} W/t\bar{t} W W/t\bar{t} Z$	337 ± 4
<i>top</i> célibataire	$4\,728 \pm 62$
$(Z/\gamma^* \rightarrow \ell^+\ell^-) + \text{jets}$	$2\,205 \pm 19$
$(W^\pm \rightarrow \ell^\pm\nu) + \text{jets}$	$9\,256 \pm 86$
$WW/WZ/ZZ$	348 ± 8
Total de simulations	$110\,977 \pm 154$
Données	115 724

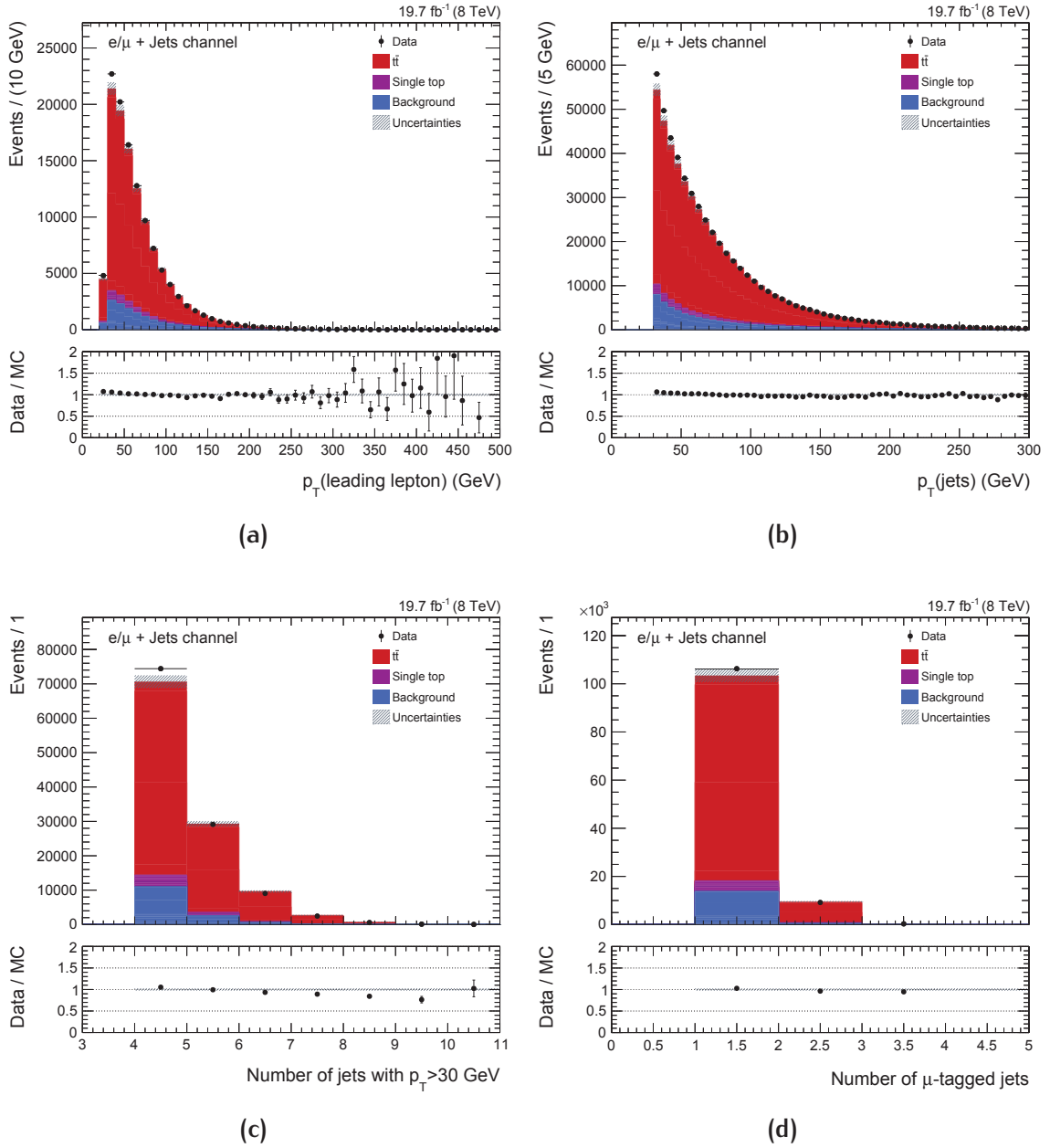


FIG. 7.5 – Distributions de l'impulsion transverse du lepton isolé (a), de l'impulsion transverse des jets (b), du nombre de jets par événement (c), et du nombre de jets contenant un muon non isolé (d). Les processus, simulés pour $M_t = 172,5 \text{ GeV}$, sont normalisés à la luminosité intégrée et à leur section efficace théorique.

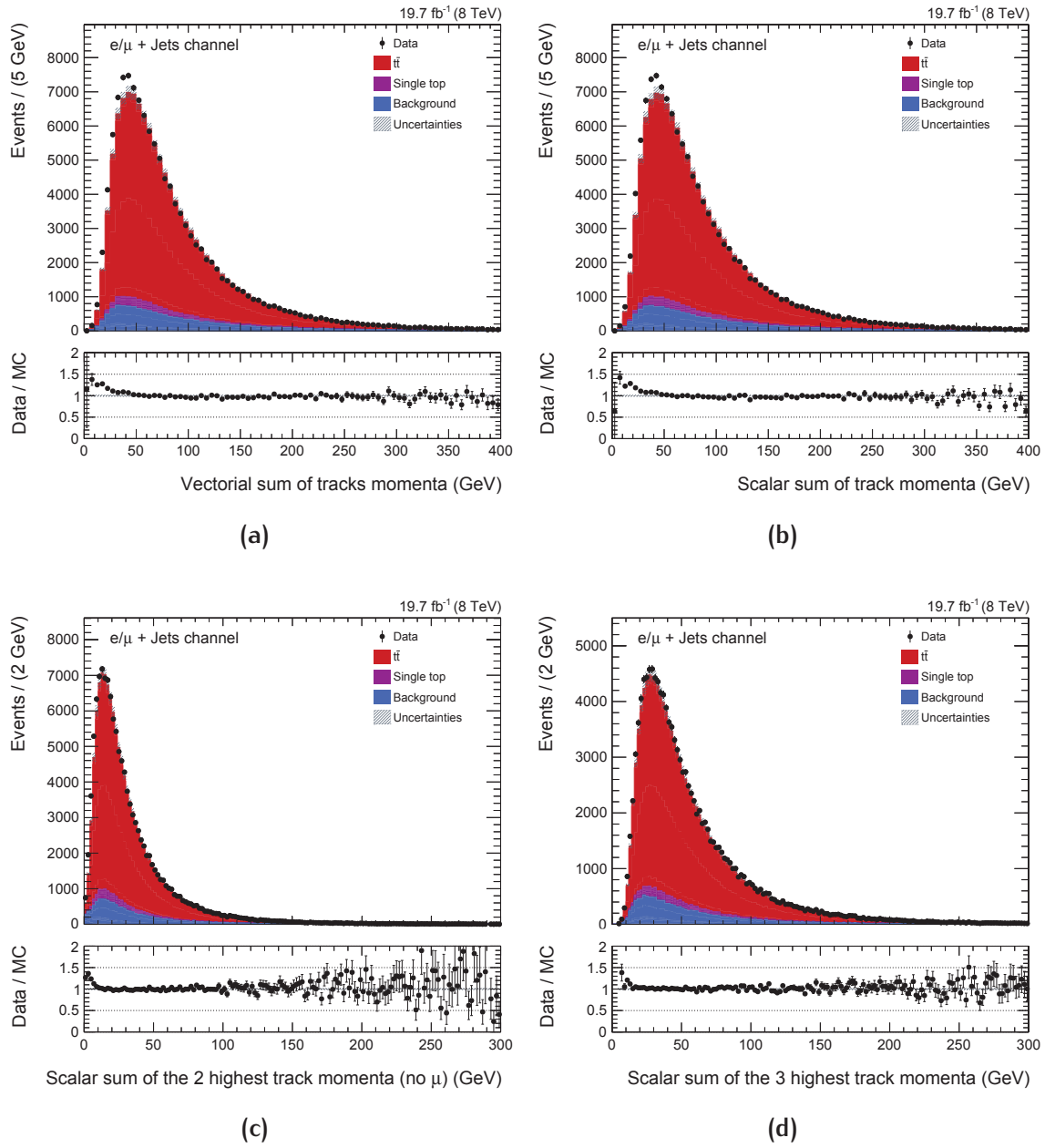


FIG. 7.6 – Distributions de quelques propriétés des particules chargées dans les jets contenant un muon non isolé : somme vectorielle des impulsions de particules chargées (a), somme scalaire des impulsions de particules chargées (b), somme scalaire des impulsions des deux particules chargées – non identifiées à des muons – de plus haut p_T (c), somme scalaire des impulsions des trois particules chargées – éventuellement identifiées à des muons – de plus haut p_T (d). Les processus, simulés pour $M_t = 172,5$ GeV, sont normalisés à la luminosité intégrée et à leur section efficace théorique.

Les observables pour les événements dans lesquels le lepton isolé est un électron présentent le même comportement que pour les événements dans lesquels il s'agit d'un muon. Pour chaque observable, les distributions pour les deux catégories d'événements sont donc sommées.

Quelques propriétés génériques sont représentées sur la figure 7.5. Les processus, simulés pour $M_t = 172,5$ GeV, sont normalisés à la luminosité intégrée et à leur section efficace théorique. Les simulations reproduisent bien les données.

Afin d'étudier plus spécifiquement les propriétés des particules chargées des jets, pour chaque jet contenant un muon non isolé sont calculées les quantités suivantes :

- la somme vectorielle des impulsions de particules chargées,
- la somme scalaire des impulsions de particules chargées,
- la somme scalaire des impulsions des deux particules chargées – non identifiées à des muons – de plus haut p_T ,
- la somme scalaire des impulsions des trois particules chargées – éventuellement identifiées à des muons – de plus haut p_T .

Les distributions de ces grandeurs sont présentées sur la figure 7.6. Des écarts entre simulations et données expérimentales sont observés. Tandis que leurs queues sont bien décrites, les distributions expérimentales sont assez mal reproduites jusqu'à leur pic. Cela peut provenir aussi bien de la modélisation de la fragmentation du quark b que de celle de l'événement sous-jacent, ou d'un défaut de simulation du trajectographe.

7.2.2 Reconstruction de mésons D^0

Afin d'étudier spécifiquement la fragmentation des quarks b, à partir des trois traces de plus haut p_T non identifiées à des muons appartenant au même jet, des candidats D^0 – aussi bien $D^0 \rightarrow \kappa^- \pi^+$ que $\bar{D}^0 \rightarrow \kappa^+ \pi^-$ – sont reconstruits par combinaison de deux particules chargées de signe opposé. La masse du kaon est attribuée à la première tandis que celle du pion est assignée à la seconde, puis inversement. Un ajustement, avec un degré de liberté, du vertex utilisant un filtre de Kalman est effectué. Les candidats pour lesquels $p_T < 12$ GeV, $\chi^2 > 4$, ou la signification statistique de la distance de vol du second vertex par rapport au vertex primaire de l'interaction est inférieure à 100 ne sont pas retenus. De plus, un muon non isolé de $p_T > 4$ GeV, $|\eta| < 2,4$, et de même signe que la trace identifiée comme un kaon doit être reconstruit dans chaque jet contenant un candidat D^0 , ce qui n'est possible que dans $(3,54 \pm 0,03)\%$ des cas. Comme le montre le diagramme de Feynman représenté sur la figure 7.7, la combinaison $\kappa^\pm \pi^\mp \mu^\pm$ est, dans la mesure où les neutrinos ne laissent pas de traces dans le détecteur CMS, la reconstruction la plus complète possible d'une désintégration semi-leptonique d'un méson $B^\pm$.

Les distributions de masse et d'impulsion des candidats D^0 et de leur combinaison avec un muon non isolé sont représentées sur la figure 7.8, quelque soit la masse du can-

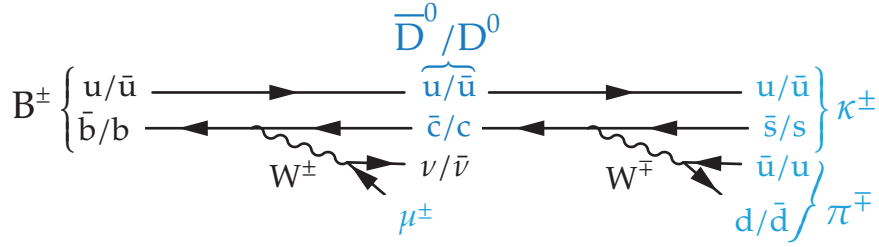


FIG. 7.7 – Diagramme de Feynman de désintégration semi-leptonique d'un hadron $B^\pm$ en $\bar{D}^0$, qui se désintègre lui-même en $\kappa^+ \pi^-$, et d'un hadron B^- en D^0 , qui se désintègre lui-même en $\kappa^- \pi^+$.

didat D^0 . Malgré un important bruit de fond d'origine combinatoire, une résonance caractéristique d'un D^0 se détache clairement sur la figure 7.8a autour de 1,864 GeV. Autour de 1,64 GeV, une autre résonance apparaît moins distinctement et est moins fidèlement reproduite dans les simulations. Il pourrait s'agir d'un $K^*(1680)$, dont l'un des produits de désintégration ne serait pas reconstruit.

La technique du $sPlot$ est utilisée pour séparer la composante de signal de la composante de bruit de fond aussi bien dans les données que dans les échantillons simulés pour des distributions de contrôle correspondant à une masse du candidat D^0 comprise uniquement entre 1,7 et 2,0 GeV. La variable discriminante est la masse du candidat D^0 , dont la distribution entre 1,7 et 2,0 GeV est représentée sur la figure 7.9.

Les distributions de masse et impulsion des combinaisons $\kappa^\pm \pi^\mp \mu^\pm$ sont représentées pour les données sur la figure 7.10, après séparation des composantes de signal et de bruit de fond – aussi bien combinatoire que physique. En principe, la technique du $sPlot$ ne permet de séparer signal et bruit de fond que pour des variables non corrélées à la variable discriminante. Les candidats D^0 ont une masse comprise entre 1,7 et 2,0 GeV seulement, pour une impulsion transverse supérieure à 12 GeV. Ainsi, la masse et l'impulsion de leur combinaison avec des muons ne sont que faiblement corrélées à la variable discriminante, et seulement trois points pour la distribution de masse correspondent à des nombres d'événements anormalement négatifs.

7.2.3 Comparaison de quelques jeux de paramètres

Afin d'étudier les effets de la fragmentation sur plusieurs distributions dont la composante de signal est isolée par $sPlot$, les échantillons simulés correspondant au processus $t\bar{t}$ sont pondérés en utilisant la même méthode que celle présentée dans la section 6.1.3. Néanmoins, la distribution de $p_T(B)/p_T(b)$ alors utilisée ne concernait que les désintégrations exclusives de hadrons B en mésons J/ψ . Les distributions de $p_T(B)/p_T(b)$ pour les différents jeux de paramètres de fragmentation des familles P12

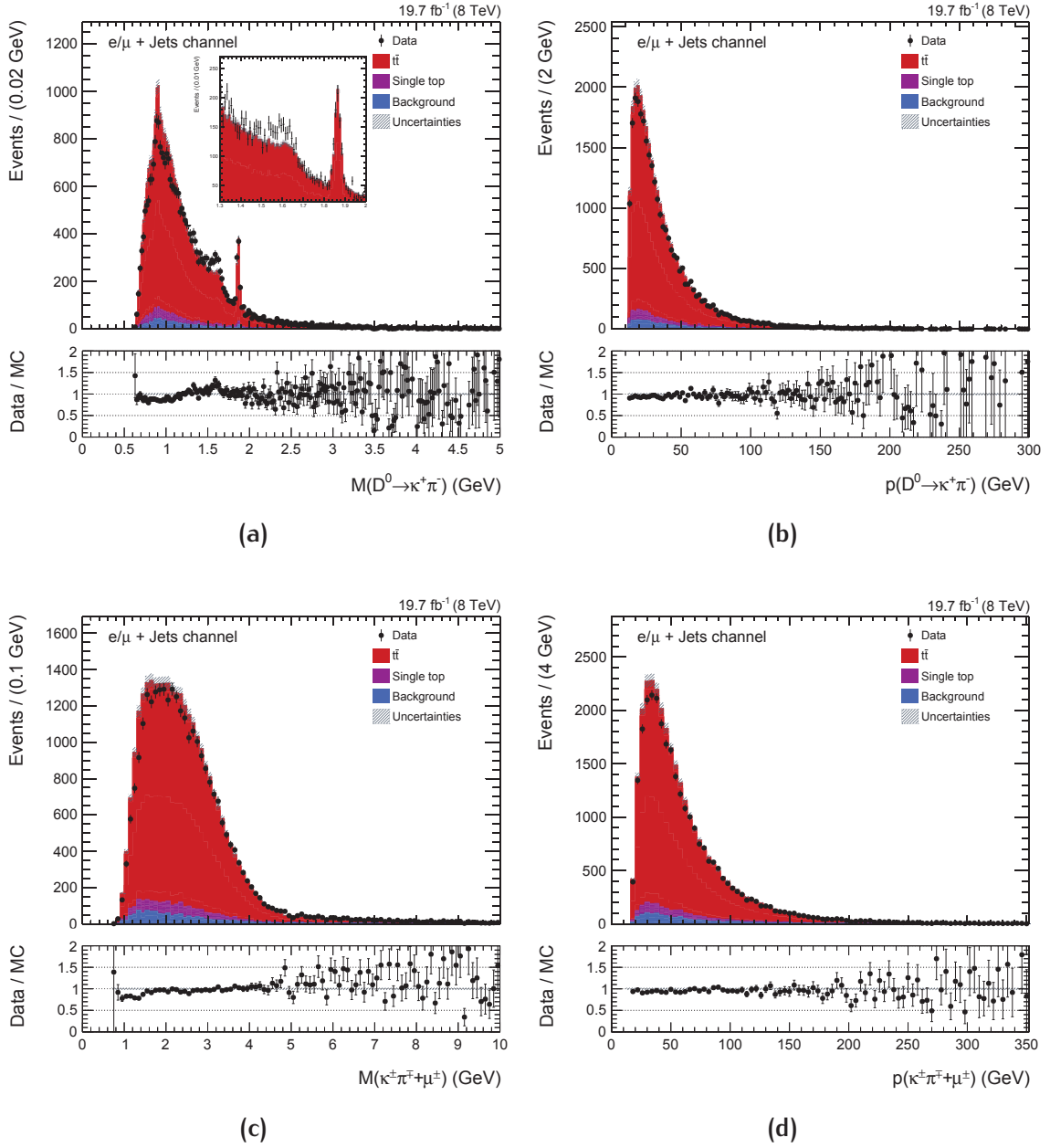


FIG. 7.8 – Distributions de masse (gauche) et d’impulsion (droite) des candidats D^0 (haut) et de leur combinaison avec un muon non isolé (bas), quelque soit la masse du candidat D^0 . Les processus, simulés pour $M_t = 172,5$ GeV, sont normalisés à la luminosité intégrée et à leur section efficace théorique.

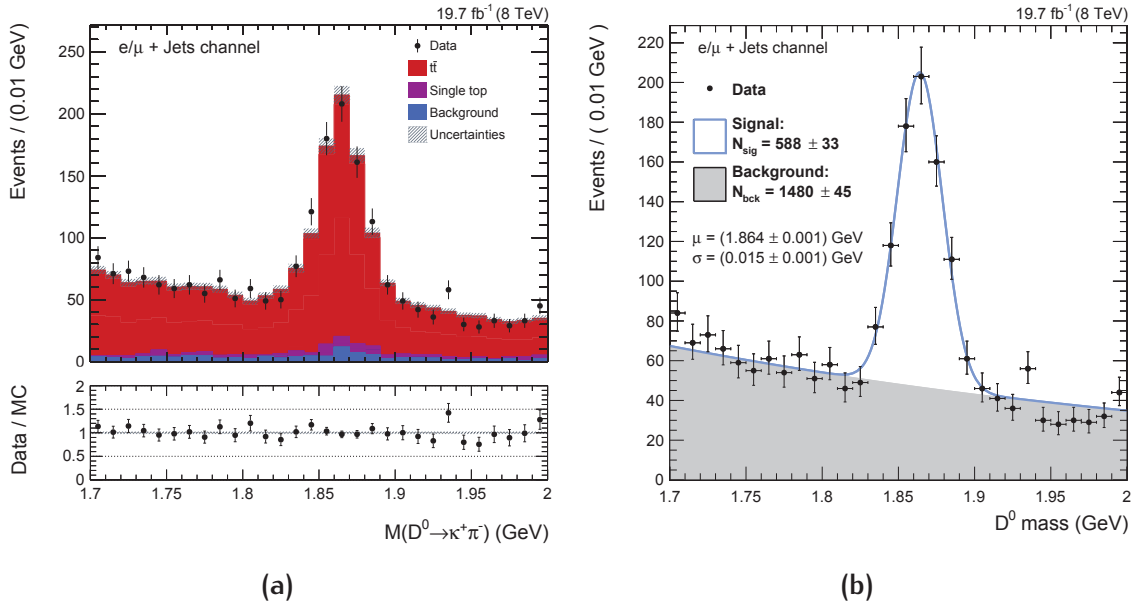


FIG. 7.9 – Distribution de masse des candidats D^0 entre 1,7 et 2,0 GeV, pour les échantillons de données et simulés (a) et ajustée avec la somme d’une exponentielle décroissante et d’une fonction Gaussienne pour les données (b). La largeur de la distribution – dominée par la résolution expérimentale – est de (15 ± 1) MeV.

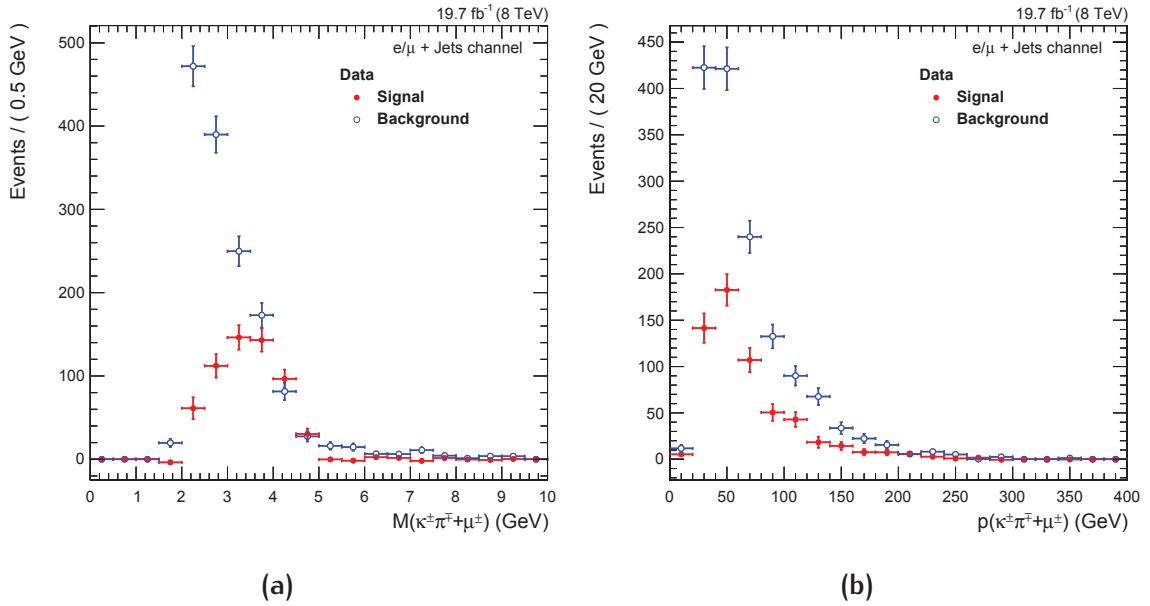


FIG. 7.10 – Distributions de masse (a) et impulsion (b) des combinaisons $\kappa^\pm \pi^\mp \mu^\pm$ correspondant à un candidat D^0 de masse comprise entre 1,7 et 2,0 GeV, après séparation des composantes de signal (rouge) et de bruit de fond (bleu) dans l’échantillon de données, qui correspondent respectivement à 588 ± 33 et 1480 ± 45 événements.

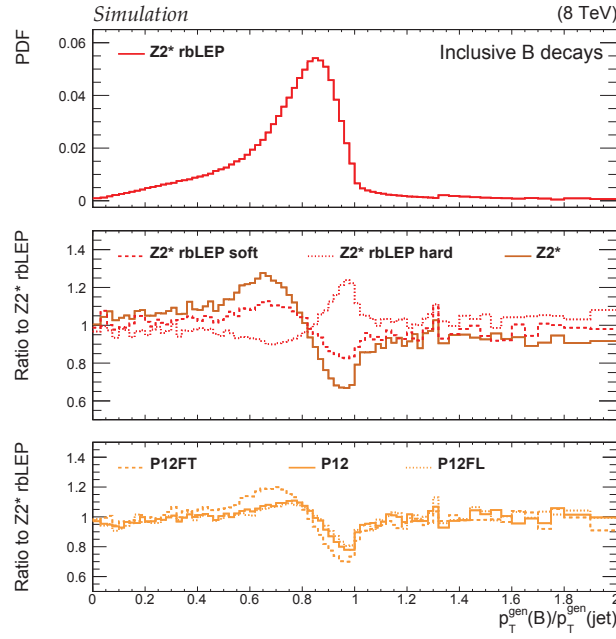


FIG. 7.11 – Rapport, au niveau générateur, du p_T du hadron B sur le p_T du jet associé, dans des événements $t\bar{t}$, pour les jeux $Z2^*$ rbLEP (haut), $Z2^*$, $Z2^*$ rbLEP soft, $Z2^*$ rbLEP hard (milieu), P12, P12FT, et P12FL (bas).

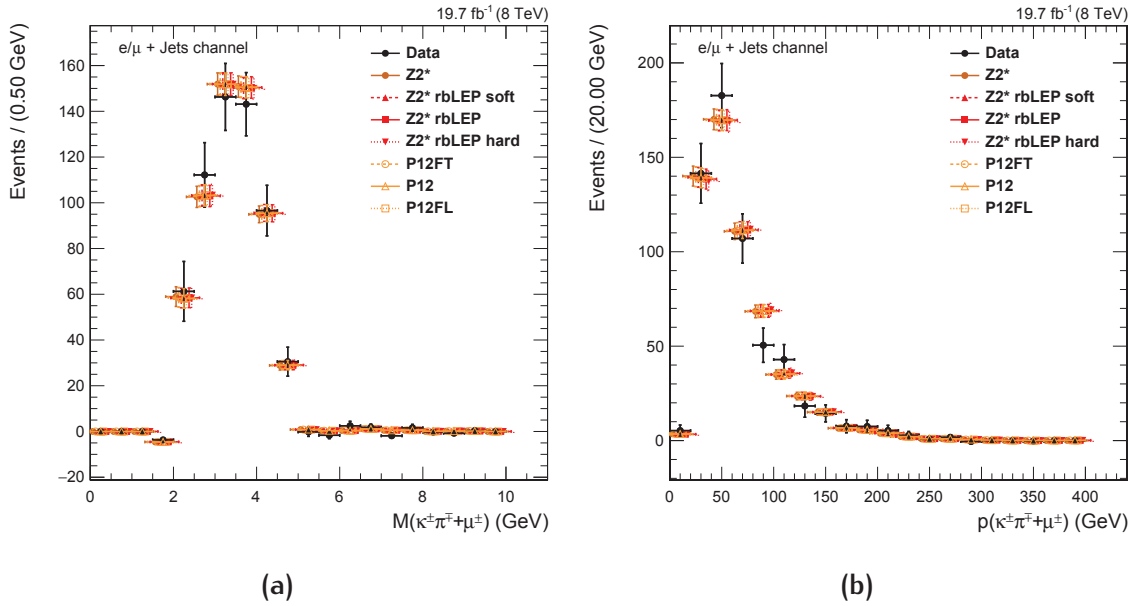


FIG. 7.12 – Distributions de masse (a) et impulsion (b) des combinaisons $\kappa^\pm\pi^\mp\mu^\pm$ obtenues pour la composante de signal dans les données et pour différents jeux de paramètres de fragmentation après pondération de l'échantillon $t\bar{t}$ simulé avec $Z2^*$. L'origine de l'axe des abscisses des distributions simulées est légèrement décalée pour plus de lisibilité.

et $Z2^*$ $rbLEP$ sont donc reproduites pour des désintégrations inclusives de hadrons B. Le résultat est présenté sur la figure 7.11.

Ainsi, la figure 7.12 permet de comparer les distributions de masse et impulsion des combinaisons $\kappa^\pm \pi^\mp \mu^\pm$ obtenues pour la composante de signal dans les données à celles obtenues pour les différents jeux de paramètres. Les distributions simulées sont statistiquement compatibles avec les distributions obtenues à partir des données expérimentales, quel que soit le jeu de paramètres de fragmentation. En outre, les différences entre les différents jeux de paramètres sont pratiquement indécélables pour ces deux observables.

D'autres observables, potentiellement plus sensibles à la fragmentation, sont investiguées dans les jets contenant un candidat D^0 et un muon non isolé de même signe que le kaon :

- la variable R_1 , rapport de l'impulsion de la particule de plus haut p_T – muon ou non – sur la somme scalaire des impulsions des particules chargées du jet ;
- la variable R_2 (no μ), rapport de la somme scalaire des impulsions des deux particules de plus haut p_T – non identifiées à des muons – sur la somme scalaire des impulsions des particules chargées du jet, analogue du rapport $p(D^0)/p(\text{jet})$;
- la variable R_3 , rapport de la somme scalaire des impulsions des trois particules de plus haut p_T – muon ou non – sur la somme scalaire des impulsions des particules chargées du jet, analogue du rapport $p(B)/p(\text{jet})$.

Les distributions de ces variables sont représentées sur la figure 7.13 avant et après isolation par $_s\text{Plot}$ de la composante de signal. Dans les distributions incluant signal et bruit de fond, les rapports R_1 et R_3 semblent légèrement plus grands dans l'échantillon de données que dans l'échantillon simulé avec $Z2^*$. L'exclusion des muons au numérateur semble améliorer l'accord entre données et simulations pour la distribution de R_2 (no μ). Le pic des composantes de signal des distributions de R_1 , R_2 (no μ), et R_3 est obtenu pour des valeurs plus élevées et est plus étroit que pour les sommes des composantes de signal et bruit. Pour la composante de signal des distributions de R_1 , R_2 (no μ), et R_3 , bien que les prédictions obtenues pour les différents jeux de paramètres de fragmentation soient mieux séparées que pour la masse et l'impulsion des combinaisons $\kappa^\pm \pi^\mp \mu^\pm$, elles sont toutes statistiquement compatibles avec les observations expérimentales.

Pour exclure l'un des jeux de paramètres de fragmentation étudiés dans un futur raisonnablement proche, il faudrait non seulement une plus grande luminosité intégrée, mais également considérer simultanément plusieurs résonances. Pour une énergie dans le centre de masse de 13 TeV, en utilisant les candidats D^0 et J/ψ , il faudrait au moins $\mathcal{L} = 150 \text{ fb}^{-1}$. Cette extrapolation est obtenue en comparant pour la variable R_2 (no μ) l'écart maximum entre les jeux de paramètres et l'incertitude statistique pour une luminosité intégrée de $19,7 \text{ fb}^{-1}$ et une énergie dans le centre de masse de 8 TeV.

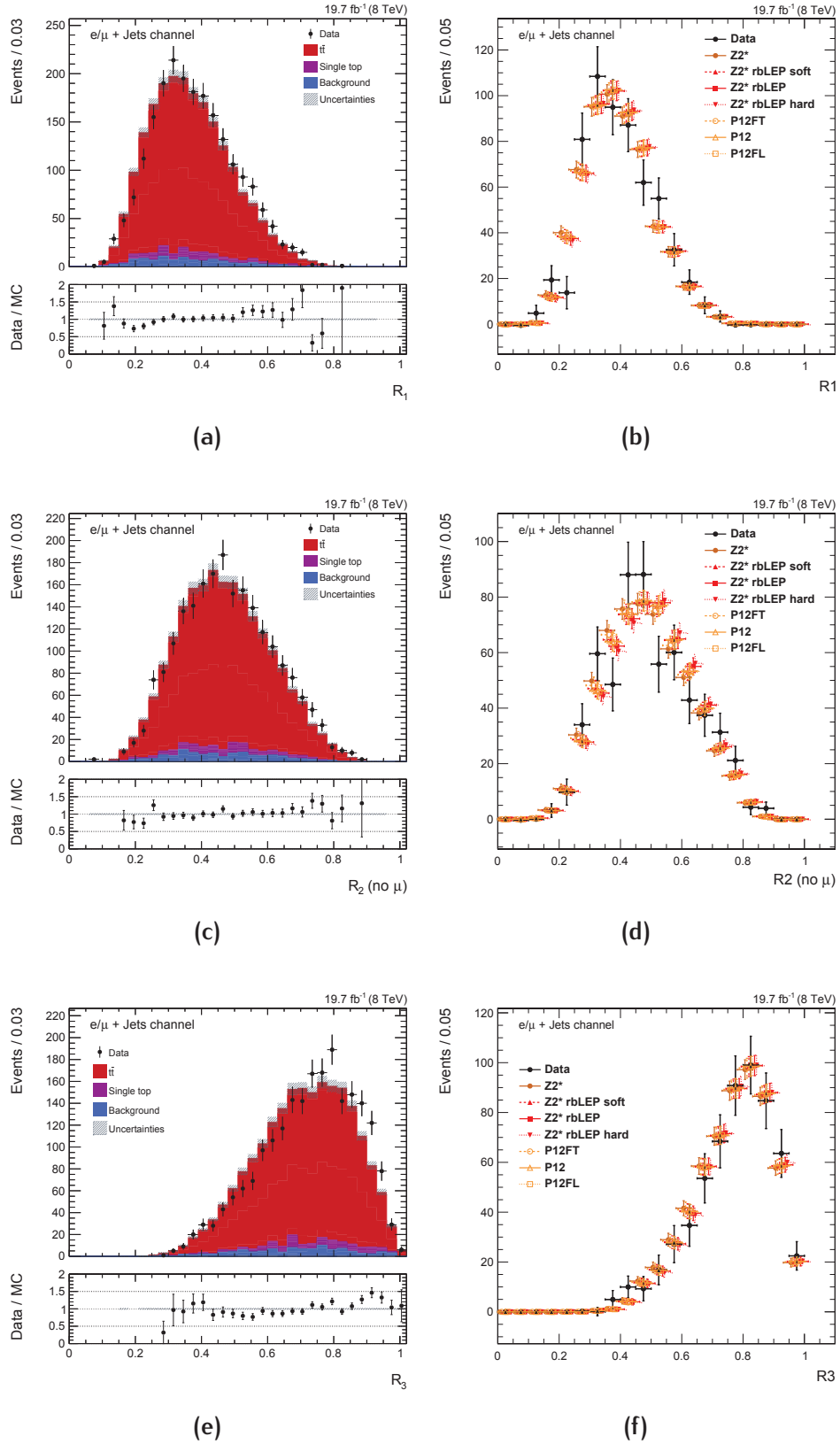


FIG. 7.13 – Distributions de R_1 (haut), R_2 (no μ) (milieu), et R_3 (bas) pour tous les événements $t\bar{t}$ semileptoniques sélectionnés dans lesquels la masse du candidat D^0 est comprise entre 1,7 et 2,0 GeV (gauche) et pour la composante de signal isolée par $\mathcal{P}$ 12 (droite).

Il pourrait également être utile de mener une étude similaire dans des événements $b\bar{b}$ et de comparer les distributions de R_1 , R_2 (no μ), et R_3 obtenues dans des événements $t\bar{t}$ et $b\bar{b}$ afin de tester le caractère universel de la fragmentation.

CONCLUSION

La masse du quark *top* est un paramètre libre du Modèle Standard particulièrement important, qu'il convient de déterminer avec la plus grande précision. Grâce au LHC, qui produit abondamment des quarks *top*, et aux excellentes performances du détecteur CMS, la technique consistant à mesurer M_t à partir d'événements $t\bar{t}$ contenant un J/ψ et un lepton isolé a pu être mise en œuvre pour la première fois. Elle ouvre la voie à une réduction de l'incertitude systématique sur M_t grâce à l'utilisation de leptons exclusivement.

Le résultat obtenu avec cette technique appliquée aux données collectées par le détecteur CMS en 2012 à $\sqrt{s} = 8$ TeV est $M_t = 173,5 \pm 3,0(\text{stat}) \pm 0,9(\text{syst})$ GeV. Bien que statistiquement limitée, cette méthode s'annonce très prometteuse dans un futur proche. Avec davantage de données, elle pourrait contribuer dès 2017 à réduire significativement l'incertitude sur M_t après combinaison aux techniques plus traditionnelles. Les principales sources d'incertitudes systématiques avec la technique présentée dans cette thèse sont en effet largement différentes des méthodes de reconstruction directe de M_t .

En outre, il s'agit d'une technique particulièrement robuste à l'augmentation de l'empilement, puisqu'elle n'utilise que des leptons. L'augmentation de la luminosité au LHC dans les prochaines années ne devrait donc pas avoir d'effet négatif sur la précision de cette méthode. Par ailleurs, les progrès en matière de générateurs Monte-Carlo devraient même permettre de réduire les sources d'incertitudes théoriques dominantes pour cette méthode que sont la modélisation de l'impulsion transverse du quark *top* et la séparation de l'espace des phases entre générateur à éléments de matrice et générateur à gerbes partoniques.

Une source d'incertitude commune à toutes les mesures de M_t , qui pourrait à terme devenir dominante, est la modélisation de la fragmentation du quark *b*. Les jeux de paramètres des modèles de fragmentation, ajustés à partir des données du LEP correspondant au processus $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$ à $\sqrt{s} = m_Z$, permettent de reproduire les observations faites au LHC dans des événements $t\bar{t}$ à $\sqrt{s} = 8$ TeV, mais la réduction de l'incertitude sur ces paramètres est la prochaine étape incontournable pour améliorer la précision sur M_t . Cette tâche s'annonce particulièrement ardue dans un environnement hadronique. La meilleure option qui se profile actuellement à l'horizon repose sur l'utilisation de particules chargées dans des événements $t\bar{t}$ contenant soit un J/ψ soit un D^0 .

A

LISTE DES ÉCHANTILLONS D'ÉVÉNEMENTS SIMULÉS UTILISÉS

Cette annexe contient la liste des échantillons d'événements simulés utilisés dans les chapitres 5 à 7, ainsi que les sections efficaces des processus associés.

Dans la table A.1 figurent les noms des échantillons Monte-Carlo utilisés pour évaluer l'efficacité des sélections présentées dans les sections 5.1.2 et 7.2.1 sur les différents processus du Modèle Standard considérés. Le nombre d'événements générés et la section efficace théorique sont précisés pour chaque échantillon.

Dans la table A.2 figurent les noms des échantillons Monte-Carlo utilisés d'une part pour calibrer la sensibilité de $M_{J/\psi+\ell}$ aux variations de M_t , et pour évaluer les incertitudes systématiques présentées dans la section 6.2.2 d'autre part. Les sections efficaces théoriques utilisées sont identiques à celles de la table A.1 ; seuls les nombres d'événements générés diffèrent.

T_{AB. A.1} – Échantillons d'événements simulés utilisés pour évaluer l'efficacité des sélections présentées dans les sections 5.1.2 et 7.2.1.

Processus	Échantillon Monte-Carlo	$\sigma \cdot \text{BR}$ (pb)	Nombre d'événements
$t\bar{t}$	/TTJets_FullLeptMGDecays_8TeV-madgraph-tauola/S12_53-v2	25,8	12 011 428
	/TTJets_SemiLeptMGDecays_8TeV-madgraph-tauola/S12_53-v1	107,7	31 004 465
	/TTJets_HadronicMGDecays_8TeV-madgraph/S12_53-v1	112,3	31 223 821
	/TTWJets_8TeV-madgraph/S12_53-v1	0,215	196 046
	/TTWWJets_8TeV-madgraph/S12_53-v1	0,002	217 820
	/TTZJets_8TeV-madgraph_v2/Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1	0,172	210 160
<i>top</i> célibataire	/T_s-channel_TuneZ2star_8TeV-powheg-tauola/S12_53-v1	3,79	259 961
	/T_t-channel_TuneZ2star_8TeV-powheg-tauola/S12_53-v1	56,4	3 758 227
	/T_tW-channel-DR_TuneZ2star_8TeV-powheg-tauola/S12_53-v1	11,1	497 658
	/Tbar_s-channel_TuneZ2star_8TeV-powheg-tauola/S12_53-v1	1,76	139 974
	/Tbar_t-channel_TuneZ2star_8TeV-powheg-tauola/S12_53-v1	30,7	1 935 072
	/Tbar_tW-channel-DR_TuneZ2star_8TeV-powheg-tauola/S12_53-v1	11,1	493 460
Diboson	/WW_TuneZ2star_8TeV_pythia6_tauola/S12_53-v1	54,8	10 000 431
	/WZ_TuneZ2star_8TeV_pythia6_tauola/S12_53-v1	33,2	10 000 283
	/ZZ_TuneZ2star_8TeV_pythia6_tauola/S12_53-v1	17,7	9 799 908
$W \rightarrow \ell \nu$	/W1JetsToLNu_TuneZ2Star_8TeV-madgraph/S12_53-v1	5 562	23 141 598
	/W2JetsToLNu_TuneZ2Star_8TeV-madgraph/S12_53-v1	1 803	34 044 921
	/W3JetsToLNu_TuneZ2Star_8TeV-madgraph/S12_53-v1	535	15 539 503
	/W4JetsToLNu_TuneZ2Star_8TeV-madgraph/S12_53-v1	220	13 382 803
$Z \rightarrow \ell \ell$	/DY1JetsToLL_M-50_TuneZ2Star_8TeV-madgraph/S12_53-v1	561	24 045 248
	/DY2JetsToLL_M-50_TuneZ2Star_8TeV-madgraph/S12_53-v1	181	21 852 156
	/DY3JetsToLL_M-50_TuneZ2Star_8TeV-madgraph/S12_53-v1	51,1	11 015 445
	/DY4JetsToLL_M-50_TuneZ2Star_8TeV-madgraph/S12_53-v1	23,0	6 402 827

Tab. A.2 – Échantillons d'événements simulés utilisés pour calibrer la corrélation entre $M_{j/\psi+\ell}$ et M_t , ainsi que les incertitudes systématiques sur la mesure de M_t .

Paramètre	Échantillon Monte-Carlo	Nombre d'événements
M_t	/TTJets_MSDecays_JpsiFilter_1665_TuneZ2star_8TeV-madgraph-tauola/S12_53-v1	2 537 451
	/TTJets_MSDecays_JpsiFilter_1695_TuneZ2star_8TeV-madgraph-tauola/S12_53-v2	1 909 822
	/TTJets_MSDecays_JpsiFilter_1715_TuneZ2star_8TeV-madgraph-tauola/S12_53-v2	1 803 768
	/TTJets_MSDecays_JpsiFilter_central_TuneZ2star_8TeV-madgraph-tauola/S12_53-v2	4 037 468
	/TTJets_MSDecays_JpsiFilter_1735_TuneZ2star_8TeV-madgraph-tauola/S12_53-v1	1 775 180
	/TTJets_MSDecays_JpsiFilter_1755_TuneZ2star_8TeV-madgraph-tauola/S12_53-v2	2 878 798
	/TTJets_MSDecays_JpsiFilter_1785_TuneZ2star_8TeV-madgraph-tauola/S12_53-v1	1 836 496
	/TTToLeptons_t-channel_mass166_5_8TeV-powheg-tauola/S12_53-v1	1 944 483
	/TTToLeptons_t-channel_mass169_5_8TeV-powheg-tauola/S12_53-v1	2 894 632
	/TTToLeptons_t-channel_mass171_5_8TeV-powheg-tauola/S12_53-v1	2 932 796
	/TTToLeptons_t-channel_mass173_5_8TeV-powheg-tauola/S12_53-v1	2 937 681
	/TTToLeptons_t-channel_mass175_5_8TeV-powheg-tauola/S12_53-v1	2 918 026
	/TTToLeptons_t-channel_mass178_5_8TeV-powheg-tauola/S12_53-v1	1 891 106
	/TBarToLeptons_t-channel_mass166_5_8TeV-powheg-tauola/S12_53-v1	891 031
	/TBarToLeptons_t-channel_mass169_5_8TeV-powheg-tauola/S12_53-v1	1 460 416
	/TBarToLeptons_t-channel_mass171_5_8TeV-powheg-tauola/S12_53-v1	1 468 594
	/TBarToLeptons_t-channel_mass173_5_8TeV-powheg-tauola/S12_53-v1	1 469 318
	/TBarToLeptons_t-channel_mass175_5_8TeV-powheg-tauola/S12_53-v1	1 469 507
	/TBarToLeptons_t-channel_mass178_5_8TeV-powheg-tauola/S12_53-v1	967 539
	/TTToTlepWhad_tW-channel-DR_mass166_5_8TeV-powheg-tauola/S12_53-v1	497 610

	/TTToThadWlep_tW-channel-DR_mass166_5_8TeV-powheg-tauola/S12_53-v1	497 598
	/TTToDilepton_tW-channel-DR_mass166_5_8TeV-powheg-tauola/S12_53-v1	1 489 880
	/TTToTlepWhad_tW-channel-DR_mass178_5_8TeV-powheg-tauola/S12_53-v1	497 165
	/TTToThadWlep_tW-channel-DR_mass178_5_8TeV-powheg-tauola/S12_53-v1	489 678
	/TTToDilepton_tW-channel-DR_mass178_5_8TeV-powheg-tauola/S12_53-v1	1 493 428
	/TBarToTlepWhad_tW-channel-DR_mass166_5_8TeV-powheg-tauola/S12_53-v1	495 229
	/TBarToThadWlep_tW-channel-DR_mass166_5_8TeV-powheg-tauola/S12_53-v1	497 614
	/TBarToDilepton_tW-channel-DR_mass166_5_8TeV-powheg-tauola/S12_53-v1	1 478 200
	/TBarToTlepWhad_tW-channel-DR_mass178_5_8TeV-powheg-tauola/S12_53-v1	454 540
	/TBarToThadWlep_tW-channel-DR_mass178_5_8TeV-powheg-tauola/S12_53-v1	497 828
	/TBarToDilepton_tW-channel-DR_mass178_5_8TeV-powheg-tauola/S12_53-v1	1 493 389
$\mu_R = \mu_F$	/TTJets_MSDecays_JpsiFilter_scaledown_TuneZ2star_8TeV-madgraph-tauola/S12_53-v1	1 700 060
	/TTJets_MSDecays_JpsiFilter_scaleup_TuneZ2star_8TeV-madgraph-tauola/S12_53-v2	2,669,713
Séparation espace des phases	/TTJets_MSDecays_JpsiFilter_matchingdown_TuneZ2star_8TeV-madgraph-tauola/S12_53-v1	2 247 788
	/TTJets_MSDecays_JpsiFilter_matchingup_TuneZ2star_8TeV-madgraph-tauola/S12_53-v2	2 741 192
Événement sous-jacent, reconnexion de couleur, et fragmentation	/TTJets_MSDecays_JpsiFilter_central_TuneP12_8TeV-madgraph-tauola/S12_53-v1	7 545 557
	/TTJets_MSDecays_JpsiFilter_central_TuneP12ueLo_8TeV-madgraph-tauola/S12_53-v1	7 029 391
	/TTJets_MSDecays_JpsiFilter_central_TuneP12ueHI_8TeV-madgraph-tauola/S12_53-v1	7 831 716
	/TTJets_MSDecays_JpsiFilter_central_TuneP12loCR_8TeV-madgraph-tauola/S12_53-v1	6 284 305
	/TTJets_MSDecays_JpsiFilter_central_TuneP12FT_8TeV-madgraph-tauola/S12_53-v1	7 373 483
	/TTJets_MSDecays_JpsiFilter_central_TuneP12FL_8TeV-madgraph-tauola/S12_53-v1	7 519 122
	/TT_CT10_JpsiFilter_central_TuneZ2star_8TeV-powheg-tauola/S12_53-v1	9 297 008

B

PRINCIPE ET PROPRIÉTÉS DE LA TECHNIQUE DE ${}_s\mathcal{P}\text{LOT}$

Cette annexe décrit brièvement la technique de ${}_s\mathcal{P}\text{lot}$ [145] utilisée dans le chapitre 7 pour séparer la composante de signal de la composante de bruit de fond des distributions de plusieurs variables de contrôle telles que le rapport entre l'impulsion transverse d'un méson charmé et la somme vectorielle des impulsions transverses des particules chargées du jet auquel le méson appartient.

Une variable discriminante continue y – la masse du candidat méson dans les cas présentés dans le chapitre 7 –, pour laquelle les fonctions de densité de probabilité f_{sig} et f_{bg} décrivant respectivement les composantes de signal et de bruit de fond de la distribution de y sont connues, est utilisée pour évaluer le nombre d'événements de signal N_{sig} et de bruit de fond N_{bg} . En effet, un ajustement de la distribution de y par maximisation de

$$\mathcal{L} = \sum_{e=1}^{N_{\text{sig}}+N_{\text{bg}}} \ln \left(N_{\text{sig}} \cdot f_{\text{sig}}(y_e) + N_{\text{bg}} \cdot f_{\text{bg}}(y_e) \right) - (N_{\text{sig}} + N_{\text{bg}}) \quad (\text{B.1})$$

permet de déterminer N_{sig} et N_{bg} .

Il s'agit ensuite de déterminer à partir de N_{sig} , N_{bg} , f_{sig} et f_{bg} les composantes de signal et de bruit de fond, notées respectivement g_{sig} et g_{bg} , de la fonction de densité de probabilité de la variable de contrôle continue x .

Après discrétisation de x en classes de largeur $2\delta x$ centrées en $\bar{x}$, les fonctions

$$\tilde{g}_{\text{sig}}(\bar{x}) = \frac{1}{\delta x} \frac{1}{N_{\text{sig}}} \sum_{e \in \{x-\bar{x}|<\delta x\}} \mathcal{P}_{\text{sig}}(y_e) \quad \text{et} \quad \tilde{g}_{\text{bg}}(\bar{x}) = \frac{1}{\delta x} \frac{1}{N_{\text{bg}}} \sum_{e \in \{x-\bar{x}|<\delta x\}} \mathcal{P}_{\text{bg}}(y_e) \quad (\text{B.2})$$

peuvent être définies, avec, pour chaque événement $e \in \llbracket 1; N_{\text{sig}} + N_{\text{bg}} \rrbracket$,

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{\text{sig}}(y_e) &= \frac{N_{\text{sig}} \cdot f_{\text{sig}}(y_e)}{N_{\text{sig}} \cdot f_{\text{sig}}(y_e) + N_{\text{bg}} \cdot f_{\text{bg}}(y_e)} \\ \text{et} \quad \mathcal{P}_{\text{bg}}(y_e) &= \frac{N_{\text{bg}} \cdot f_{\text{bg}}(y_e)}{N_{\text{sig}} \cdot f_{\text{sig}}(y_e) + N_{\text{bg}} \cdot f_{\text{bg}}(y_e)}. \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

Intuitivement, le poids $\mathcal{P}_{\text{sig}}(y_e)$ (respectivement $\mathcal{P}_{\text{bg}}(y_e)$) correspond au nombre d'événements de signal (respectivement de bruit de fond) observés pour la valeur y_e relativement au nombre total d'événements observés pour y_e . Si les variables x et y ne sont pas indépendantes, alors, en moyenne, à chaque somme présente dans l'équation B.2 peut être substituée une intégrale simple sur y :

$$\left\langle \sum_{e \setminus |x-\bar{x}| < \delta x} \right\rangle \rightarrow \int dx \left(N_{\text{sig}} \cdot f_{\text{sig}}(y) + N_{\text{bg}} \cdot f_{\text{bg}}(y) \right) \delta(x(y) - \bar{x}) \delta x, \quad (\text{B.4})$$

de sorte que

$$\langle N_{\text{sig}} \cdot \tilde{g}_{\text{sig}}(\bar{x}) \rangle = N_{\text{sig}} \cdot g_{\text{sig}}(\bar{x}) \quad \text{et} \quad \langle N_{\text{bg}} \cdot \tilde{g}_{\text{bg}}(\bar{x}) \rangle = N_{\text{bg}} \cdot g_{\text{bg}}(\bar{x}). \quad (\text{B.5})$$

Ainsi, les poids $\mathcal{P}_{\text{sig}}$ et $\mathcal{P}_{\text{bg}}$ permettent de construire, à partir des valeurs $y_{e \in \llbracket 1; N_{\text{sig}} + N_{\text{bg}} \rrbracket}$, deux histogrammes correspondant à une discrétisation des composantes de signal et de bruit de fond de la distribution de x , chaque classe contenant en moyenne soit $N_{\text{sig}} \cdot g_{\text{sig}}(\bar{x}) \cdot \delta x$ soit $N_{\text{bg}} \cdot g_{\text{bg}}(\bar{x}) \cdot \delta x$ événements. Néanmoins, la corrélation entre x et y induit un biais dans l'évaluation des fonctions de densité de probabilité difficile à quantifier.

Dans le cas où les variables x et y sont indépendantes, la substitution de l'équation B.4 devient :

$$\left\langle \sum_{e \setminus |x-\bar{x}| < \delta x} \right\rangle \rightarrow \int \int dy dx \left(N_{\text{sig}} \cdot g_{\text{sig}}(x) \cdot f_{\text{sig}}(y) + N_{\text{bg}} \cdot g_{\text{bg}}(x) \cdot f_{\text{bg}}(y) \right) \delta(x - \bar{x}) \delta x, \quad (\text{B.6})$$

de sorte que l'équation B.5 n'est plus vérifiée. Il est nécessaire de modifier la définition des poids $\mathcal{P}_{\text{sig}}$ et $\mathcal{P}_{\text{bg}}$ de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{\text{sig}} &= \frac{V_{\text{sig, sig}} \cdot f_{\text{sig}}(y_e) + V_{\text{sig, bg}} \cdot f_{\text{bg}}(y_e)}{N_{\text{sig}} \cdot f_{\text{sig}}(y_e) + N_{\text{bg}} \cdot f_{\text{bg}}(y_e)} \\ \text{et } \mathcal{P}_{\text{bg}} &= \frac{V_{\text{bg, sig}} \cdot f_{\text{sig}}(y_e) + V_{\text{bg, bg}} \cdot f_{\text{bg}}(y_e)}{N_{\text{sig}} \cdot f_{\text{sig}}(y_e) + N_{\text{bg}} \cdot f_{\text{bg}}(y_e)}, \end{aligned} \quad (\text{B.7})$$

où V désigne l'inverse de la matrice de covariance associée à l'ajustement de la distribution de la variable y par maximisation de $\mathcal{L}$:

$$\begin{bmatrix} V_{\text{sig, sig}}^{-1} & V_{\text{sig, bg}}^{-1} \\ V_{\text{bg, sig}}^{-1} & V_{\text{bg, bg}}^{-1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial^2(-\mathcal{L})}{\partial^2 N_{\text{sig}}} & \frac{\partial^2(-\mathcal{L})}{\partial N_{\text{sig}} \partial N_{\text{bg}}} \\ \frac{\partial^2(-\mathcal{L})}{\partial N_{\text{bg}} \partial N_{\text{sig}}} & \frac{\partial^2(-\mathcal{L})}{\partial^2 N_{\text{bg}}} \end{bmatrix}. \quad (\text{B.8})$$

Les propriétés de $\mathcal{L}$ et V permettent d'établir que

$$\sum_{[\delta x]} N_{\text{sig}} \cdot \tilde{g}_{\text{sig}}(\bar{x}) \cdot \delta x = N_{\text{sig}} \quad \text{et} \quad \sum_{[\delta x]} N_{\text{bg}} \cdot \tilde{g}_{\text{bg}}(\bar{x}) \cdot \delta x = N_{\text{bg}}. \quad (\text{B.9})$$

Ainsi, chaque composante de la distribution de la variable $\tilde{x}$ est convenablement normalisée. De plus, la relation

$$\mathcal{P}_{\text{sig}}(y_e) + \mathcal{P}_{\text{bg}}(y_e) = 1 \quad (\text{B.10})$$

garantit une représentation cohérente de la répartition de tous les événements entre les deux composantes de la distribution de la variable $\tilde{x}$.

La procédure de $_s\text{Plot}$ consiste donc à :

1. ajuster la distribution de la variable discriminante y afin de déterminer N_{sig} et N_{bg} connaissant f_{sig} et f_{bg} ;
2. calculer pour chaque événement $e \in \llbracket 1; N_{\text{sig}} + N_{\text{bg}} \rrbracket$ les poids $\mathcal{P}_{\text{sig}}(y_e)$ et $\mathcal{P}_{\text{bg}}(y_e)$ donnés par la formule B.7 ;
3. remplir les histogrammes de la variable de contrôle x , dont chaque classe contient soit $N_{\text{sig}} \cdot \tilde{g}_{\text{sig}}(\tilde{x}) \cdot \delta x$ soit $N_{\text{bg}} \cdot \tilde{g}_{\text{bg}}(\tilde{x}) \cdot \delta x$ événements, $\tilde{g}_{\text{sig}}$ et $\tilde{g}_{\text{bg}}$ étant définies dans l'équation B.2.

L'incertitude statistique sur le nombre d'événements par classe vaut alors soit

$$\begin{aligned} \sigma[N_{\text{sig}} \cdot \tilde{g}_{\text{sig}}(\tilde{x}) \cdot \delta x] &= \sqrt{\sum_{e \in \{x - \tilde{x}\} < \delta x} \mathcal{P}_{\text{sig}}(y_e)^2}, \\ \text{soit } \sigma[N_{\text{bg}} \cdot \tilde{g}_{\text{bg}}(\tilde{x}) \cdot \delta x] &= \sqrt{\sum_{e \in \{x - \tilde{x}\} < \delta x} \mathcal{P}_{\text{bg}}(y_e)^2}. \end{aligned} \quad (\text{B.11})$$

BIBLIOGRAPHIE

- [1] M. Kobayashi et T. Maskawa. « CP-violation in the renormalizable theory of weak interaction ». *Prog. Theor. Phys.*, 49 : 652, 1973. (Cité en pages 1 et 7)
- [2] F. Abe et al. (CDF Collaboration). « Evidence for top quark production in $\bar{p}p$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV ». *Phys. Rev. Lett.*, 73 : 225, 1994. (Cité en pages 1 et 20)
- [3] F. Abe et al. (CDF Collaboration). « Observation of top quark production in $\bar{p}p$ collisions ». *Phys. Rev. Lett.*, 74 : 2626, 1995. (Cité en pages 1 et 20)
- [4] S. Abachi et al. (D0 Collaboration). « Observation of the top quark ». *Phys. Rev. Lett.*, 74 : 2632, 1995. (Cité en pages 1 et 20)
- [5] CMS Collaboration. « Study of the underlying event, b-quark fragmentation and hadronization properties in $t\bar{t}$ events ». CMS Physics Analysis Summary TOP-13-007, CERN, Geneva, 2013. (Cité en pages 1 et 135)
- [6] CMS Collaboration. « Measurement of the top quark mass in $t\bar{t}$ events with a J/ψ from pp collisions at 8 TeV ». CMS Physics Analysis Summary TOP-15-014, CERN, Geneva, 2016. (Cité en page 1)
- [7] CMS Collaboration. « Pileup Removal Algorithms ». CMS Physics Analysis Summary JME-14-001, CERN, Geneva, 2014. (Cité en pages 2 et 57)
- [8] F. Englert et R. Brout. « Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons ». *Phys. Rev. Lett.*, 13 : 321, 1964. (Cité en page 3)
- [9] P. W. Higgs. « Broken symmetries and the masses of gauge bosons ». *Phys. Rev. Lett.*, 13 : 508, 1964. (Cité en page 3)
- [10] J. Goldstone, et al. « Broken symmetries ». *Phys. Rev.*, 127 : 965, 1962. (Cité en page 5)
- [11] G. 'tHooft. « Renormalization of massless Yang-Mills fields ». *Nucl. Phys. B*, 33 : 173, 1971. (Cité en page 5)
- [12] G. Arnison, et al. (UA1 Collaboration). « Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $\sqrt{s} = 540$ GeV ». *Phys. Lett. B*, 122 : 103, 1983. (Cité en page 5)

- [13] M. Banner, et al. (UA2 Collaboration). « Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the CERN $\bar{p}p$ collider ». *Phys. Lett. B*, 122 : 476, 1983. (Cité en page 5)
- [14] G. Arnison, et al. (UA1 Collaboration). « Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around 95 GeV/ c^2 at the CERN SPS collider ». *Phys. Lett. B*, 126 : 398, 1983. (Cité en page 5)
- [15] K. A. Olive et al. (Particle Data Group). « Review of Particle Physics ». *Chin. Phys. C*, 38 : 090001, 2014. (Cité en pages 5, 7, 9, 29, 30, 32, 55, 88, 91, 94, et 136)
- [16] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration). « Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC ». *Phys. Lett. B*, 716 : 1, 2012. (Cité en page 6)
- [17] S. Chatrchyan et al. (CMS Collaboration). « Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC ». *Phys. Lett. B*, 716 : 30, 2012. (Cité en page 6)
- [18] G. Aad et al. (ATLAS and CMS collaborations). « Combined Measurement of the Higgs Boson Mass in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV with the ATLAS and CMS Experiments ». *Phys. Rev. Lett.*, 114 : 191803, 2015. (Cité en page 6)
- [19] N. Cabibbo. « Unitary symmetry and leptonic decays ». *Phys. Rev. Lett.*, 10 : 531, 1963. (Cité en page 7)
- [20] M. Grünwald et al. (ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, SLD Collaborations, LEP Electroweak Working Group, and SLD Electroweak and Heavy Flavour Groups). « Precision electroweak measurements on the Z resonance ». *Phys. Rep.*, 427 : 257, 2006. (Cité en page 7)
- [21] M. Klasen. *Mécanique quantique relativiste*. Sciences Sup. Dunod, Paris, 2009. (Cité en page 8)
- [22] G. 't Hooft. « Dimensional regularization and the renormalization group ». *Nucl. Phys. B*, 61 : 455, 1973. (Cité en page 8)
- [23] A. Slavnov. « Ward identities in gauge theories ». *Theor. Math. Phys.*, 10 : 99, 1972. (Cité en page 8)
- [24] J. Taylor. « Ward identities and charge renormalization of the Yang-Mills field ». *Nucl. Phys. B*, 33 : 436, 1971. (Cité en page 8)
- [25] V. Khachatryan et al. (CMS Collaboration). « Measurement of the inclusive 3-jet production differential cross section in proton–proton collisions at 7 TeV and determination of the strong coupling constant in the TeV range ». *Eur. Phys. J. C*, 75 : 186, 2015. (Cité en page 9)

- [26] A. Khodjamirian. « Quantum Chromodynamics and Hadrons : an Elementary Introduction ». Dans « High-energy physics. Proceedings, European School, Tsakhkadzor, Armenia, August 24-September 6, 2003 », page 173. 2004. (Cité en page 9)
- [27] M. C. Smith et S. S. Willenbrock. « Top quark pole mass ». *Phys. Rev. Lett.*, 79 : 3825, 1997. (Cité en page 10)
- [28] C. Bauer, et al. « Compelling Evidence of Renormalons in QCD from High Order Perturbative Expansions ». *Phys. Rev. Lett.*, 108 : 242002, 2012. (Cité en page 10)
- [29] A. H. Hoang, et al. « Infrared Renormalization Group Flow for Heavy Quark Masses ». *Phys. Rev. Lett.*, 101 : 151602, 2008. (Cité en pages 10 et 11)
- [30] N. Gray, et al. « Three Loop Relation of Quark $\overline{\text{MS}}$ and Pole Masses ». *Z. Phys. C*, 48 : 673, 1990. (Cité en page 10)
- [31] K. G. Chetyrkin et M. Steinhauser. « The Relation between the $\overline{\text{MS}}$ and the on-shell quark mass at order α_s^3 ». *Nucl. Phys. B*, 573 : 617, 2000. (Cité en page 10)
- [32] K. Melnikov et T. v. Ritbergen. « The Three loop relation between the $\overline{\text{MS}}$ and the pole quark masses ». *Phys. Lett. B*, 482 : 99, 2000. (Cité en page 10)
- [33] P. Marquard, et al. « Quark Mass Relations to Four-Loop Order in Perturbative QCD ». *Phys. Rev. Lett.*, 114 : 142002, 2015. (Cité en page 10)
- [34] F. Jegerlehner, et al. « On the difference between the pole and the $\overline{\text{MS}}$ masses of the top quark at the electroweak scale ». *Phys. Lett. B*, 722 : 123, 2013. (Cité en page 10)
- [35] M. Mulders (LHC Top Working Group). « History of LHCTopWG Summary Plots : Top Mass Measurements ». TWiki, CERN, 2016. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/TopMassHistory>. (Cité en page 10)
- [36] G. Degrandi, et al. « Higgs mass and vacuum stability in the Standard Model at NNLO ». *J. High Energy Phys.*, 08 : 098, 2012. (Cité en pages 11, 12, et 13)
- [37] M. Baak, et al. « The global electroweak fit at NNLO and prospects for the LHC and ILC ». *Eur. Phys. J. C*, 74 : 3046, 2014. (Cité en pages 13, 15, et 16)
- [38] S. Heinemeyer, et al. « Implications of LHC search results on the W boson mass prediction in the MSSM ». *J. High Energy Phys.*, 12 : 084, 2013. (Cité en page 14)
- [39] C. Bobeth, et al. « $B_{s,d} \rightarrow \ell^+ \ell^-$ in the Standard Model with Reduced Theoretical Uncertainty ». *Phys. Rev. Lett.*, 112 : 101801, 2014. (Cité en page 16)

- [40] S. Chatrchyan et al. (CMS Collaboration). « Measurement of the $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ branching fraction and search for $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ with the CMS Experiment ». *Phys. Rev. Lett.*, 111 : 101804, 2013. (Cité en page 17)
- [41] T. S. Pettersson et P. Lefèvre (LHC Study Group). « The Large Hadron Collider : conceptual design ». Rapport technique CERN-AC-95-05-LHC, CERN, Geneva, 1995. (Cité en pages 20 et 22)
- [42] L. Evans et P. Bryant. « LHC machine ». *J. Instrum.*, 3 : S08001, 2008. (Cité en pages 20 et 22)
- [43] M. Lamont (LHC team). « The LHC's first long run ». *CERN Courier*, Jul./Aug. 2013. Présenté à IPAC13. (Cité en page 23)
- [44] I. Redondo (CMS Collaboration). « CMS Luminosity – Public Results ». CMS Public TWiki, CERN, 2015. https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/LumiPublicResults#Multi_year_Collisions_Plots. (Cité en page 25)
- [45] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration). *ATLAS : technical proposal for a general-purpose pp experiment at the Large Hadron Collider at CERN*. LHC Tech. Proposal. CERN, Geneva, 1994. (Cité en page 25)
- [46] O. Adriani, et al. (LHCf Collaboration). *LHCf experiment : Technical Design Report*. Technical Design Report LHCf. CERN, Geneva, 2006. (Cité en page 25)
- [47] K. Aamodt et al. (ALICE Collaboration). *ALICE : Technical proposal for a Large Ion collider Experiment at the CERN LHC*. LHC Tech. Proposal. CERN, Geneva, 1995. (Cité en page 25)
- [48] S. Chatrchyan et al. (CMS Collaboration). *CMS, the Compact Muon Solenoid : technical proposal*. LHC Tech. Proposal. CERN, Geneva, 1994. (Cité en pages 25 et 40)
- [49] W. Kienzle, et al. (TOTEM Collaboration). « TOTEM, Total Cross Section, Elastic Scattering and Diffraction Dissociation at the LHC : Technical Proposal ». Rapport technique CERN-LHCC-99-007. LHCC-P-5, CERN, Geneva, 1999. (Cité en page 25)
- [50] J. Alves et al. (LHCb Collaboration). *LHCb : Technical Proposal*. Tech. Proposal. CERN, Geneva, 1998. (Cité en page 25)
- [51] J. Pinfold, et al. (MoEDAL Collaboration). « Technical Design Report of the MoEDAL Experiment ». Rapport technique CERN-LHCC-2009-006. MoEDAL-TDR-001, CERN, Geneva, 2009. (Cité en page 25)

- [52] N. Kidonakis et B. D. Pecjak. « Top-quark production and QCD ». *Eur. Phys. J. C*, 72 : 2084, 2012. (Cité en page 26)
- [53] G. Altarelli et G. Parisi. « Asymptotic freedom in parton language ». *Nucl. Phys. B*, 126 : 298, 1977. (Cité en page 26)
- [54] V. N. Gribov et L. N. Lipatov. « Deep inelastic ep scattering in perturbation theory ». *Sov. J. Nucl. Phys.*, 15 : 438, 1972. [*Yad. Fiz.*15,781(1972)]. (Cité en page 26)
- [55] J. Pumplin, et al. « New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis ». *J. High Energy Phys.*, 07 : 012, 2002. (Cité en pages 26 et 27)
- [56] T. Kinoshita. « Mass Singularities of Feynman Amplitudes ». *J. Math. Phys.*, 3 : 650, 1962. (Cité en page 27)
- [57] T. D. Lee et M. Nauenberg. « Degenerate systems and mass singularities ». *Phys. Rev. B*, 133 : 1549, 1964. (Cité en page 27)
- [58] M. Mulders (LHC Top Working Group). « History of LHCTopWG Summary Plots : Top pair production cross section as a function of center-of-mass energy ». TWiki, CERN, 2016. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/TopPairCrossSectionSqrtsHistory>. (Cité en page 29)
- [59] M. Czakon, et al. « Total top-quark pair-production cross section at hadron colliders through $\mathcal{O}(\alpha_s^4)$ ». *Phys. Rev. Lett.*, 110 : 252004, 2013. (Cité en page 29)
- [60] N. Kidonakis. « Differential and total cross sections for top pair and single top production ». Dans « Proceedings, 20th International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects (DIS 2012) », page 831. 2012. (Cité en page 29)
- [61] B. Andersson, et al. « Parton fragmentation and string dynamics ». *Phys. Rep.*, 97 : 31, 1983. (Cité en pages 30 et 32)
- [62] G. Marchesini et B. Webber. « Simulation of QCD jets including soft gluon interference ». *Nucl. Phys. B*, 238 : 1, 1984. (Cité en page 30)
- [63] M. G. Bowler. « e^+e^- Production of Heavy Quarks in the String Model ». *Z. Phys. C*, 11 : 169, 1981. (Cité en page 31)
- [64] G. Abbiendi et al. (OPAL Collaboration). « Inclusive analysis of the b quark fragmentation function in Z decays at LEP ». *Eur. Phys. J. C*, 29 : 463, 2003. (Cité en page 31)

- [65] K. Abe et al. (SLD Collaboration). « Measurement of the b-quark fragmentation function in Z^0 decays ». *Phys. Rev. D*, 65 : 092006, 2002. [Erratum : *Phys. Rev. D* 66,079905(2002)]. (Cité en page 31)
- [66] A. Heister et al. (ALEPH Collaboration). « Study of the fragmentation of b quarks into B mesons at the Z peak ». *Phys. Lett. B*, 512 : 30, 2001. (Cité en page 31)
- [67] I. G. Knowles et G. D. Lafferty. « Hadronization in Z^0 decay ». *J. Phys. G*, 23 : 731, 1997. (Cité en page 33)
- [68] N. Brambilla et al. (Quarkonium Working Group). « Heavy quarkonium physics ». arXiv : 0412158 [hep-ph], 2004. (Cité en page 32)
- [69] J. C. Collins, et al. « Factorization for short distance hadron-hadron scattering ». *Nucl. Phys. B*, 261 : 104, 1985. (Cité en page 33)
- [70] R. Field. « Early LHC Underlying Event Data - Findings and Surprises ». Dans « Hadron collider physics. Proceedings, 22nd Conference, HCP 2010, Toronto, Canada, August 23-27, 2010 », 2010. (Cité en page 34)
- [71] G. Gustafson. « Multiple scattering, underlying event, and minimum bias ». Dans « Proceedings, 12th International Conference on Elastic and Diffractive Scattering (Blois Workshop) - Forward Physics and QCD (EDS 2007) », page 192. 2007. (Cité en page 34)
- [72] A. Ortiz Velasquez, et al. « Color Reconnection and Flowlike Patterns in pp Collisions ». *Phys. Rev. Lett.*, 111 : 042001, 2013. (Cité en page 34)
- [73] T. Sjöstrand, et al. « PYTHIA 6.4 Physics and Manual ». *J. High Energy Phys.*, 0605 : 026, 2006. (Cité en page 36)
- [74] J. Bellm et al. « Herwig 7.0 / Herwig++ 3.0 Release Note ». *Eur. Phys. J. C*, 76 : 196, 2016. (Cité en page 36)
- [75] J. Alwall, et al. « MadGraph 5 : Going Beyond ». *J. High Energy Phys.*, page 128, 2011. (Cité en page 36)
- [76] T. Gleisberg, et al. « Event generation with SHERPA 1.1 ». *J. High Energy Phys.*, 02 : 007, 2009. (Cité en page 36)
- [77] V. V. Sudakov. « Vertex parts at very high-energies in quantum electrodynamics ». *Sov. Phys. JETP*, 3 : 65, 1956. [*Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 30,87(1956)]. (Cité en page 36)

- [78] S. Catani et M. Seymour. « A general algorithm for calculating jet cross sections in NLO QCD ». *Nucl. Phys. B*, 485 : 291, 1997. [Erratum : *Nucl. Phys. B* 510,503(1998)]. (Cité en page 36)
- [79] D. A. Kosower. « Antenna factorization of gauge-theory amplitudes ». *Phys. Rev. D*, 57 : 5410, 1998. (Cité en page 36)
- [80] M. Markytan et al. (CMS Collaboration). « Letter of intent : by the CMS Collaboration for a general purpose detector at LHC ». Rapport technique CERN-LHCC-92-003. CERN-LHCC-92-3. LHCC-I-1, CERN, Geneva, 1992. Open presentation to the LHCC 5 November 1992, M. Della Negra/CERN, CMS Spokesman. (Cité en pages 40 et 87)
- [81] G. L. Bayatian et al. (CMS Collaboration). *CMS Physics : Technical Design Report Volume 1 : Detector Performance and Software*. Technical Design Report CMS. CERN, Geneva, 2006. There is an error on cover due to a technical problem for some items. (Cité en pages 40 et 43)
- [82] S. Chatrchyan et al. (CMS Collaboration). « Description and performance of track and primary-vertex reconstruction with the CMS tracker ». *J. Instrum.*, 9 : P10009, 2014. (Cité en pages 44, 45, et 53)
- [83] C. La Licata (CMS Collaboration). « Calibration and Monitoring of the CMS Electromagnetic Calorimeter ». CMS Conference Report 2013-264, CERN, Geneva, 2013. Présenté à ICATPP Villa Olmo. (Cité en page 46)
- [84] V. Khachatryan et al. (CMS Collaboration). « Performance of electron reconstruction and selection with the CMS detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV ». *J. Instrum.*, 10 : P06005, 2015. (Cité en pages 47, 61, et 62)
- [85] S. van der Meer. « Calibration of the effective beam height in the ISR ». Rapport technique CERN-ISR-PO-68-31. ISR-PO-68-31, CERN, Geneva, 1968. (Cité en page 48)
- [86] S. Banerjee (CMS Collaboration). « CMS Simulation Software ». CMS Conference Report 2012-146, CERN, Geneva, 2012. (Cité en pages 49, 50, et 51)
- [87] S. Agostinelli et al. (GEANT4 Collaboration). « GEANT4 : A simulation toolkit ». *Nucl. Instrum. Meth. A*, 506 : 250, 2003. (Cité en page 49)
- [88] CMS Collaboration. « Particle-Flow Event Reconstruction in CMS and Performance for Jets, Taus, and MET ». CMS Physics Analysis Summary PFT-09-001, CERN, Geneva, 2009. (Cité en page 52)

- [89] D. Benedetti (CMS Collaboration). « Performance of the particle flow algorithm in CMS ». CMS Conference Report 2010-127, CERN, Geneva, 2010. Présenté à PLHC2010. (Cité en page 52)
- [90] R. Frühwirth. « Application of Kalman filtering to track and vertex fitting ». *Nucl. Instrum. Meth. A*, 262 : 444, 1987. (Cité en pages 52 et 95)
- [91] W. Adam, et al. « Track Reconstruction in the CMS tracker ». CMS Note 2006-041, CERN, Geneva, 2006. (Cité en page 52)
- [92] R. Frühwirth, et al. « Adaptive vertex fitting ». *J. Phys. G*, 34 : N343, 2007. (Cité en pages 53, 86, et 95)
- [93] W. Adam, et al. « Reconstruction of electrons with the Gaussian-sum filter in the CMS tracker at the LHC ». *J. Phys. G*, 31 : N9, 2005. (Cité en page 56)
- [94] H. Bethe et W. Heitler. « On the Stopping of fast particles and on the creation of positive electrons ». *Proc. Roy. Soc. Lond. A*, 146 : 83, 1934. (Cité en page 56)
- [95] M. Cacciari, et al. « The anti- k_T jet clustering algorithm ». *J. High Energy Phys.*, 04 : 063, 2008. (Cité en pages 57 et 58)
- [96] CMS Collaboration. « Commissioning of the Particle-Flow reconstruction in Minimum-Bias and Jet Events from pp Collisions at 7 TeV ». CMS Physics Analysis Summary PFT-10-002, CERN, Geneva, 2010. (Cité en pages 58 et 62)
- [97] S. Chatrchyan et al. (CMS Collaboration). « Identification of b-quark jets with the CMS experiment ». *J. Instrum.*, 8 : P04013, 2013. (Cité en page 59)
- [98] S. Chatrchyan et al. (CMS Collaboration). « Performance of b tagging at $\sqrt{s} = 8$ TeV in multijet, $t\bar{t}$ and boosted topology events ». CMS Physics Analysis Summary BTV-13-001, CERN, Geneva, 2013. (Cité en page 59)
- [99] V. Khachatryan et al. (CMS Collaboration). « Reconstruction and identification of τ lepton decays to hadrons and ν_τ at CMS ». *J. Instrum.*, 11 : P01019, 2016. (Cité en page 60)
- [100] S. Chatrchyan et al. (CMS Collaboration). « The performance of the CMS muon detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV at the LHC ». *J. Instrum.*, 8 : P11002, 2013. (Cité en page 60)
- [101] V. Khachatryan et al. (CMS Collaboration). « Determination of jet energy calibration and transverse momentum resolution in CMS ». *J. Instrum.*, 6 : P11002, 2011. (Cité en pages 63 et 64)

- [102] S. Cittolin, et al. (CMS Collaboration). *CMS The TriDAS Project : Technical Design Report, Volume 2 : Data Acquisition and High-Level Trigger. CMS trigger and data-acquisition project*. Technical Design Report CMS. CERN, Geneva, 2002. (Cité en page 68)
- [103] V. Khachatryan et al. (CMS Collaboration). « Measurement of the top quark mass using proton-proton data at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV ». *Phys. Rev. D*, 93 : 072004, 2016. (Cité en pages 73, 76, 77, 78, 83, et 136)
- [104] M. Mulders. *Direct measurement of the W boson mass in e^+e^- collisions at LEP*. Thèse de doctorat, FOM & University of Amsterdam, 2001. (Cité en page 74)
- [105] B. Abbott et al. (D0 Collaboration). « Measurement of the top quark mass using dilepton events ». *Phys. Rev. Lett.*, 80 : 2063, 1998. (Cité en page 75)
- [106] S. Chatrchyan et al. (CMS Collaboration). « Measurement of the top-quark mass in $t\bar{t}$ events with dilepton final states in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV ». *Eur. Phys. J. C*, 72 : 2202, 2012. (Cité en page 75)
- [107] A. H. Hoang. « The Top Mass : Interpretation and Theoretical Uncertainties ». Dans « 7th International Workshop on Top Quark Physics (TOP2014) Cannes, France, September 28-October 3, 2014 », 2014. (Cité en page 79)
- [108] A. H. Hoang et I. W. Stewart. « Top Mass Measurements from Jets and the Tevatron Top-Quark Mass ». *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 185 : 220, 2008. (Cité en page 80)
- [109] L. Lyons, et al. « How to combine correlated estimates of a single physical quantity ». *Nucl. Instrum. Meth. A*, 270 : 110, 1988. (Cité en page 80)
- [110] S. Alioli, et al. « NLO single-top production matched with shower in POWHEG : s- and t-channel contributions ». *J. High Energy Phys.*, 0909 : 111, 2009. (Cité en page 81)
- [111] E. Re. « Single-top Wt-channel production matched with parton showers using the POWHEG method ». *Eur. Phys. J. C*, 71 : 1547, 2011. (Cité en page 81)
- [112] V. Khachatryan et al. (CMS Collaboration). « Measurement of the differential cross section for top quark pair production in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV ». *Eur. Phys. J. C*, 75 : 542, 2015. (Cité en pages 81, 94, et 128)
- [113] V. Khachatryan et al. (CMS Collaboration). « Measurement of the $t\bar{t}$ Production Cross Section in the All-Jets Final State in pp Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV ». *Eur. Phys. J. C*, 76 : 128, 2016. (Cité en pages 81, 94, et 128)

- [114] S. Biswas, et al. « Next-to-leading order QCD effects and the top quark mass measurements at the LHC ». *J. High Energy Phys.*, 08 : 048, 2010. (Cité en page 83)
- [115] CMS Collaboration. « Determination of the top-quark mass from the $m(\ell b)$ distribution in dileptonic $t\bar{t}$ events at $\sqrt{s} = 8$ TeV ». CMS Physics Analysis Summary TOP-14-014, CERN, Geneva, 2014. (Cité en page 84)
- [116] K. Agashe, et al. « Simple “invariance” of two-body decay kinematics ». *Phys. Rev. D*, 88 : 057701, 2013. (Cité en page 84)
- [117] CMS Collaboration. « Measurement of the top-quark mass from the b jet energy spectrum ». CMS Physics Analysis Summary TOP-15-002, CERN, Geneva, 2015. (Cité en page 85)
- [118] V. Khachatryan et al. (CMS Collaboration). « Measurement of the top quark mass using charged particles in collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV ». *Phys. Rev. D*, 93 : 092006, 2016. (Cité en pages 86, 120, 129, 137, 139, et 140)
- [119] CMS Collaboration. « Determination of the top quark mass from leptonic observables using $e\mu$ + jets final states selected in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV ». CMS Physics Analysis Summary TOP-16-002, CERN, Geneva, 2016. (Cité en pages 86 et 87)
- [120] A. Kharchilava. « Top mass determination in leptonic final states with J/ψ ». *Phys. Lett. B*, 476 : 73, 2000. (Cité en page 88)
- [121] R. Chierici et A. Dierlamm. « Determination of the top mass with exclusive events $t \rightarrow Wb \rightarrow \ell\nu J/\psi X$ ». CMS Note 2006-058, CERN, Geneva, 2006. (Cité en page 88)
- [122] CMS Collaboration. « CMS Luminosity Based on Pixel Cluster Counting - Summer 2013 Update ». CMS Physics Analysis Summary LUM-13-001, CERN, Geneva, 2013. (Cité en page 93)
- [123] R. Field. « Min-Bias and the Underlying Event at the LHC ». *A. Phys. Pol. B*, 42 : 2631, 2011. (Cité en pages 94 et 135)
- [124] N. Davidson, et al. « Universal Interface of TAUOLA Technical and Physics Documentation ». *Comput. Phys. Commun.*, 183 : 821, 2012. (Cité en page 94)
- [125] P. Z. Skands. « Tuning Monte Carlo Generators : The Perugia Tunes ». *Phys. Rev. D*, 82 : 074018, 2010. (Cité en pages 94, 120, et 129)
- [126] B. Aubert et al. (BaBar Collaboration). « Study of inclusive production of charmonium mesons in B decay ». *Phys. Rev. D*, 67 : 032002, 2003. (Cité en page 94)

- [127] R. Gavin, et al. « W Physics at the LHC with FEWZ 2.1 ». *Comput. Phys. Commun.*, 184 : 208, 2013. (Cité en page 94)
- [128] R. Gavin, et al. « FEWZ 2.0 : A code for hadronic Z production at next-to-next-to-leading order ». *Comput. Phys. Commun.*, 182 : 2388, 2011. (Cité en page 94)
- [129] CMS Collaboration. « Update on the search for the standard model Higgs boson in pp collisions at the LHC decaying to W + W in the fully leptonic final state ». CMS Physics Analysis Summary HIG-13-003, CERN, Geneva, 2013. (Cité en page 94)
- [130] P. Avery. « Directly determining lifetime using a 3-D fit ». Unpublished writeup, 1999. <http://www.phys.ufl.edu/~avery/fitting/lifetime.pdf>. (Cité en page 95)
- [131] V. Khachatryan et al. (CMS Collaboration). « Measurement of J/ψ and $\psi(2S)$ Prompt Double-Differential Cross Sections in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV ». *Phys. Rev. Lett.*, 114 : 191802, 2015. (Cité en pages 97 et 126)
- [132] R. Barlow. « Application of the Bootstrap resampling technique to Particle Physics experiments ». Rapport technique MAN-HEP-99-04, Manchester University, 2000. (Cité en page 123)
- [133] S. Chatrchyan et al. (CMS Collaboration). « The performance of the CMS muon detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV at the LHC ». *J. Instrum.*, 8 : P11002, 2013. (Cité en page 126)
- [134] CMS Collaboration. « WZ inclusive and differential cross section and aTGC ». CMS Physics Analysis Summary TOP-14-014, CERN, Geneva, 2015. (Cité en page 126)
- [135] CMS Collaboration. « Measurement of the W-boson helicity in top decays from $t\bar{t}$ production in lepton+jets events at the LHC at $\sqrt{s} = 8$ TeV ». CMS Physics Analysis Summary TOP-13-008, CERN, Geneva, 2013. (Cité en page 126)
- [136] M. Seidel. *Precise measurement of the top-quark mass at the CMS experiment using the ideogram method*. Thèse de doctorat, Hamburg U., 2015. (Cité en page 128)
- [137] S. Schumann et F. Krauss. « A Parton shower algorithm based on Catani-Seymour dipole factorisation ». *J. High Energy Phys.*, 03 : 038, 2008. (Cité en page 129)
- [138] R. D. Ball et al. (NNPDF). « Parton distributions for the LHC Run II ». *J. High Energy Phys.*, 04 : 040, 2015. (Cité en page 130)

- [139] L. A. Harland-Lang, et al. « Parton distributions in the LHC era : MMHT 2014 PDFs ». *Eur. Phys. J. C*, 75 : 204, 2015. (Cité en page 130)
- [140] S. Dulat, et al. « The CT14 Global Analysis of Quantum Chromodynamics ». *Phys. Rev. D*, 93 : 033006, 2016. (Cité en page 130)
- [141] M. Botje et al. « The PDF4LHC Working Group Interim Recommendations ». *arXiv* : 1101.0538 [hep-ph], 2011. (Cité en page 130)
- [142] M. Cacciari, et al. « Top-pair production at hadron colliders with next-to-next-to-leading logarithmic soft-gluon resummation ». *Phys. Lett. B*, 710 : 612, 2012. (Cité en page 132)
- [143] S. Argyropoulos et T. Sjöstrand. « Effects of color reconnection on $t\bar{t}$ final states at the LHC ». *J. High Energy Phys.*, 11 : 043, 2014. (Cité en page 135)
- [144] G. Corcella et F. Mescia. « A Phenomenological Study of Bottom Quark Fragmentation in Top Quark Decay ». *Eur. Phys. J. C*, 65 : 171, 2010. [Erratum : *Eur. Phys. J. C* 68, 687(2010)]. (Cité en pages 137 et 138)
- [145] M. Pivk et F. R. Le Diberder. « $sPlot$: A Statistical tool to unfold data distributions ». *Nucl. Instrum. Meth. A*, 555 : 356, 2005. (Cité en pages 139 et 159)