

Chapitre X

Calibration en énergie des jets

Sommaire

1	Introduction	1
2	Formation des jets	2
2.1	Gerbe partonique	2
2.2	Hadronisation	3
3	Reconstruction des jets	4
3.1	Algorithmes de regroupement	5
3.2	Identification des jets dans CMS	6
3.3	Saveur des jets	7
4	Calibration en énergie des jets dans CMS	12
4.1	Correction de l'empilement	13
4.2	Correction de la réponse du détecteur en p_T et en η	15
4.3	Propagation à la MET	15
4.4	Corrections résiduelles	15
4.5	Incertitude sur la correction en énergie des jets	18
4.6	Correction de la résolution en énergie	20
5	Phénoménologie des événements $\gamma + \text{jets}$	20
5.1	Principe des événements $\gamma + \text{jets}$ et réponse balancée	21
5.2	Effets radiatifs et activité additionnelle	22
5.3	Utilisation conjointe de la réponse MPF	23
6	Correction résiduelle absolue en p_T avec les événements $\gamma + \text{jets}$	23
6.1	Événements utilisés	23
6.2	Analyse	27
6.3	Résultats	31
7	Correction de la résolution en énergie avec les événements $\gamma + \text{jets}$	39
7.1	Définition de la résolution en énergie des jets	39
7.2	Analyse	40
7.3	Résultats	41
8	Conclusion	42

1 Introduction

L’interaction forte est abordée dans le chapitre sur le modèle standard. Les particules portant une charge de couleur non nulle y sont sensibles. Il s’agit des quarks et des gluons, également nommés « partons ». La constante de couplage de l’interaction forte, g_s ¹, décroît avec l’énergie. Ainsi se produit à haute énergie le phénomène de « liberté asymptotique ».

L’échelle d’énergie atteinte au LHC, de l’ordre du TeV, permet de réaliser des calculs perturbatifs car dans ce cas $g_s \rightarrow 0$. Toutefois, cela n’est vrai qu’au moment de la collision initiale entre les protons.

1. La constante de couplage pour l’interaction forte est souvent notée α_s . Dans un souci de cohérence à travers ce manuscrit, la notation g_s introduite dans le chapitre sur le modèle standard est conservée.

En effet, les partons issus de cette collision, du fait de l’interaction forte à laquelle ils sont sensibles, vont radier d’autres partons. Par conservation de l’énergie, l’énergie portée par une de ces particules diminue au fur et à mesure de ces radiations et g_s augmente. Arrivé à des énergies de l’ordre de la centaine de MeV, il n’est plus possible de réaliser des calculs perturbatifs.

Le phénomène de confinement de couleur réapparaît alors et les partons sont ainsi confinés au sein de hadrons, dont la charge de couleur est nulle. Ce processus est appelé « hadronisation ». Les partons produits lors des collisions de haute énergie se manifestent ainsi sous la forme d’un flux collimé de particules stables, un « jet ».

Le LHC fait se collisionner des protons, aussi la collision a réellement lieu entre les constituants des protons, c'est-à-dire les quarks et les gluons. Lors des collisions de protons, il y a donc une forte probabilité d’interaction par interaction forte. Il en résulte une omniprésence des jets dans les analyses réalisées dans l’expérience CMS. Leur caractérisation est donc un point essentiel pour la collaboration.

Ce chapitre aborde la calibration en énergie des jets qui permet d’en obtenir une caractérisation la plus précise possible. Dans un premier temps, le processus de formation des jets est décrit d’un point de vue théorique. Ensuite, la méthode de reconstruction des jets dans le cadre de l’expérience CMS est présentée, ainsi que le principe de calibration de ces objets physiques. Dans un second temps, une des étapes de la calibration en énergie des jets est discutée plus en détails. La phénoménologie des événements utilisés est présentée, puis les analyses permettant d’obtenir les corrections en énergie et en résolution de l’énergie des jets sont exposées.

2 Formation des jets

Lorsqu’un parton, c'est-à-dire un quark ou un gluon, est issue de la collision, cette particule possède une haute énergie et $g_s \ll 1$. Elle radie, par interaction forte, d’autres partons. Par conservation, l’énergie portée par chaque parton ainsi obtenu diminue et par conséquent, g_s augmente.

Tant que l’échelle d’énergie est suffisamment grande pour que $g_s \ll 1$, ce qui correspond à des énergies supérieures à la centaine de MeV, il est possible de réaliser des calculs perturbatifs. La radiation de partons crée la « gerbe partonique », sujet de la prochaine section.

Au fur et à mesure des radiations, l’échelle en énergie diminue et en deçà d’une centaine de MeV, il n’est plus possible de réaliser des calculs perturbatifs car g_s augmente. Des modèles paramétriques sont alors utilisés pour caractériser le phénomène de « hadronisation », abordés ensuite.

2.1 Gerbe partonique

Lorsqu’un parton est issu d’une collision au LHC, il se trouve dans un premier temps dans le régime de liberté asymptotique. Il radie alors d’autres partons. Ainsi, pour un événement $Z \rightarrow q\bar{q}$ comme celui de la figure X.1a avec deux quarks dans l’état final, il est possible d’obtenir par radiation d’un gluon un état $q\bar{q}g$ comme ceux illustrés sur les figures X.1b et X.1c, par exemple.

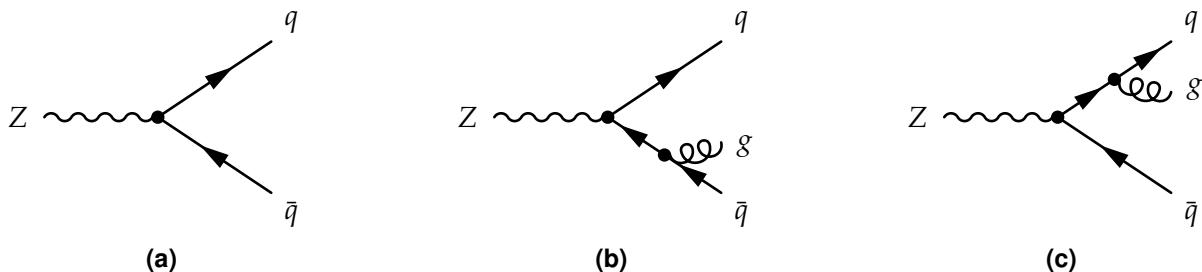


Figure X.1. Un boson Z se désintègre en paire quark-antiquark. Dans les cas des figures X.1b et X.1c, un gluon supplémentaire est radié.

Il est légitime de se demander quelle est la probabilité d’obtenir un état $q\bar{q}g$ à partir d’un état $q\bar{q}$. Des calculs de section efficace permettent d’obtenir [1], pour un état initialement à X partons dont

un parton i radie un parton j ,

$$d\sigma_{X+j} \simeq \sigma_X \sum_{i \in \{X\}} \frac{g_s}{2\pi} \frac{d\theta^2}{\theta^2} dz P_{ij}(z) \quad (\text{X.1})$$

où θ est l'angle entre le parton radié j et le parton radiant i . La grandeur $P_{ij}(z)$ est la probabilité qu'un parton de type i radie un parton de type j emportant une fraction z de l'énergie initiale de i , qui s'exprime

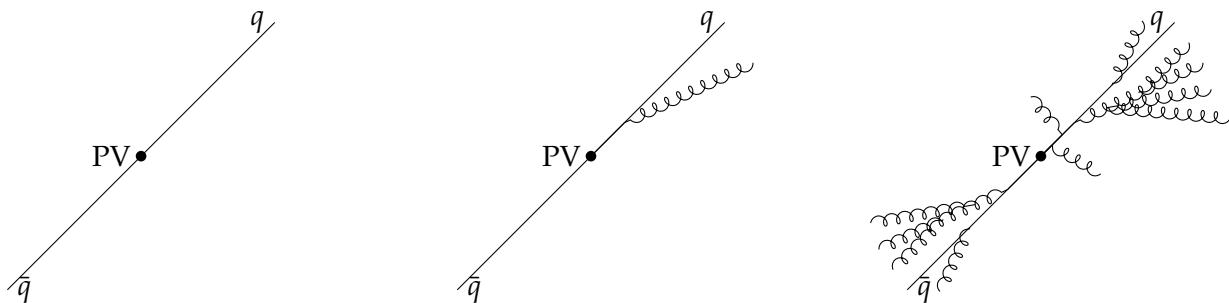
$$P_{qq}(z) = C_F \frac{1+z^2}{1-z}, \quad P_{qg}(z) = C_F \frac{1+(1-z)^2}{z}, \quad (\text{X.2})$$

$$P_{gg}(z) = C_A \frac{z^4 + 1 + (1-z)^4}{z(1-z)}, \quad P_{gq}(z) = T_R(z^2 + (1-z)^2), \quad (\text{X.3})$$

et $P_{g\bar{q}}(z) = P_{gq}(z)$, avec $C_F = \frac{4}{3}$, $C_A = 3$ et $T_R = \frac{1}{2}$. La probabilité de radier un parton supplémentaire diverge dans deux cas :

- le parton radié a une énergie faible devant celle du parton radiant, c'est la limite infrarouge ;
- l'angle entre le parton radié et le parton radiant est petit, c'est la limite colinéaire.

Les nouveaux partons ainsi radiés et les partons initiaux continuent chacun ce processus jusqu'à ce que le phénomène de confinement de couleur réapparaisse. Pour un unique parton directement issu de la collision, une gerbe partonique est formée, c'est-à-dire un ensemble collimé de partons, comme illustré sur la figure X.2. Ce sont ces particules qui vont participer au phénomène de hadronisation dû au confinement de couleur.



(a) Deux quarks sont initialement produits, ce qui correspond au diagramme de la figure X.1a.

(b) Un des quarks peut radier un gluon, ce qui correspond au diagramme de la figure X.1c.

(c) Le processus est réitéré, donnant un ensemble de particules colorées.

Figure X.2. Illustration de la formation de deux gerbes partoniques à partir d'une paire de quarks.

2.2 Hadronisation

Lorsque des partons en rradient d'autres, la conservation de l'énergie implique que chaque particule, individuellement, possède une énergie de plus en plus petite. Or, comme cela est discuté dans le chapitre sur le modèle standard, g_s augmente lorsque l'échelle d'énergie diminue et en-deçà de quelques centaines de MeV, g_s diverge. Le phénomène de confinement de couleur réapparaît et la gerbe partonique subit le phénomène de hadronisation. Un flux collimé de hadrons, particules de charge de couleur nulle composées de partons, est alors obtenu. Certains de ces hadrons peuvent comporter des quarks de deuxième ou troisième génération. Ils sont alors instables et peuvent être amenés à se désintégrer, auquel cas ce sont leurs produits de désintégration qui sont observés dans le détecteur.

Le phénomène de hadronisation ayant lieu lorsque $g_s \gg 1$, il n'est pas possible de réaliser des calculs perturbatifs. Afin de décrire ce phénomène, il faut avoir recours à des modèles paramétriques. Deux d'entre eux sont décrits ci-après, le modèle des cordes de Lund [2] et le modèle d'agglomération hadronique [3].

2.2.1 Modèle des cordes de Lund

Dans le modèle des cordes de Lund [2], les quarks sont reliés en paires $q\bar{q}$ par des « cordes » de couleur, de tension $\kappa \simeq 1 \text{ GeV}\cdot\text{fm}^{-1}$, comme sur la figure X.3b. Les gluons sont décrits comme des noeuds des cordes de couleur.

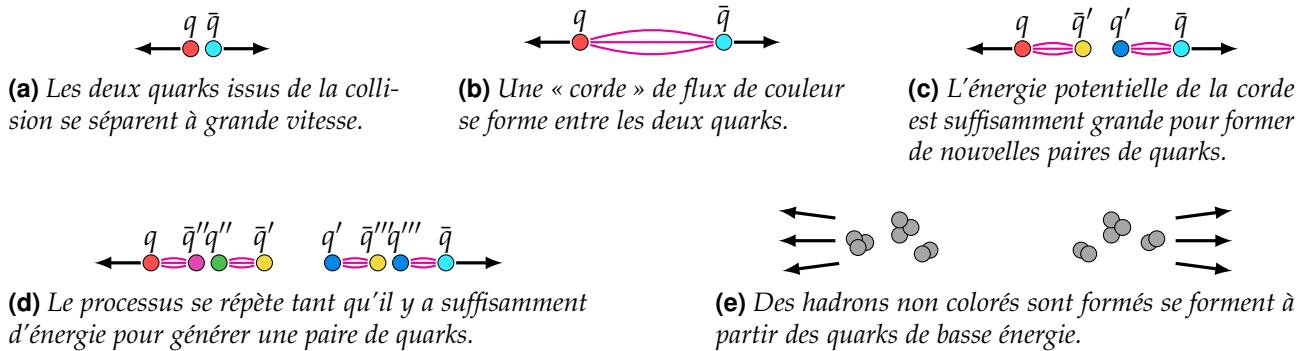


Figure X.3. Processus de formation de deux jets dans le cadre du modèle des cordes de Lund.

Lorsque deux charges colorées s'éloignent, l'énergie potentielle augmente. Une fois que l'énergie potentielle est suffisamment grande, une nouvelle paire $q'\bar{q}'$ est créée (fig. X.3c), avec une probabilité proportionnelle à $\exp(-\frac{\pi}{\kappa} m_q)$; la probabilité d'obtenir des quarks lourds par ce processus est donc très faible. Le partage de l'énergie entre les paires de quarks est régi par une fonction de partition dont les paramètres sont estimés expérimentalement.

2.2.2 Modèle d'agglomération hadronique

L'agglomération hadronique [3] repose sur l'hypothèse de conservation des nombres quantiques ainsi que de l'énergie-impulsion entre les partons issus de la gerbe hadronique et les hadrons obtenus après hadronisation.

Dans un premier temps, les gluons de la gerbe partonique se désintègrent en paires $q\bar{q}$. Les partons, uniquement des quarks à ce stade donc, se rassemblent dans un second temps en agglomérats de charge de couleur nulle, c'est le « pré-confinement ». Deux cas de figurent se présentent alors :

- la masse de l'agrégat est proche de celle d'un hadron, l'agrégat produit ce hadron ;
- la masse de l'agrégat n'est pas proche de celle d'un hadron et son énergie est supérieure à un seuil Q_0 , cet agrégat se désintègre en agrégats plus petits et forme plusieurs hadrons.

Ce processus est illustré sur la figure X.4.

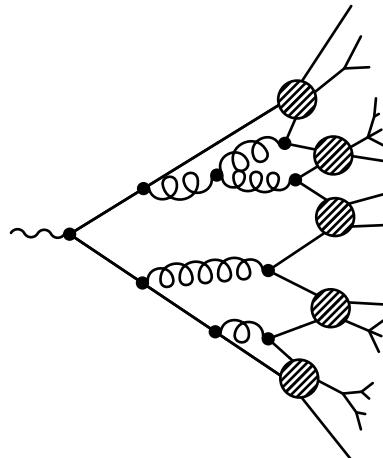


Figure X.4. Schématisation de l'hadronisation dans le cadre du modèle d'agglomération hadronique.

3 Reconstruction des jets

Les partons ne peuvent donc pas être directement observés dans le détecteur. Leur signature expérimentale est un flux collimé de particules stables composé de hadrons, de leptons et de photons. La présence de hadrons s'explique directement par le processus de hadronisation décrit dans la section précédente. Les leptons proviennent de la désintégration, par interaction faible, des hadrons de saveur lourde, ou plus précisément des quarks de deuxième et troisième génération composant ces hadrons lourds. Les photons sont radiés par les particules électriquement chargées.

Un processus physique comme celui de la figure X.1a produit seulement quelques particules, en l'occurrence deux, et non des ensembles de particules, comme sur la figure X.4 qui pourrait correspondre à l'état effectivement observé pour le processus de la figure X.1a. Afin de pouvoir étudier le processus initial, il est nécessaire de définir une observable décrivant les partons à l'origine de ces flux collimés de particules stables.

Cette observable est un « jet ». À partir des particules identifiées à l'aide de l'algorithme de *Particle Flow* (PF)², un algorithme de regroupement permet d'obtenir la liste des jets de l'événement. Il existe plusieurs algorithmes de regroupement dont le principe est décrit dans la section suivante.

3.1 Algorithmes de regroupement

Il existe deux catégories d'algorithmes permettant de regrouper les particules en jets, les algorithmes de cônes et les algorithmes de recombinaison séquentielle. Les radiations de partons sont plus importantes pour de basses énergies (limite infrarouge) ou pour un parton radié colinéaire au parton initial (limite colinéaire), comme discuté dans la section 2. Afin de conserver des prédictions de QCD vérifiables sur des jets réels, les algorithmes de regroupement doivent être insensibles à l'ajout d'une particule de basse énergie ou au partage d'une particule en deux particules d'énergies inférieures. C'est ce que l'on appelle l'insensibilité IRC, pour *InfraRed and Colinear*. La plupart des algorithmes de cônes ne sont pas IRC-insensibles, alors que la plupart des algorithmes de recombinaison séquentielle le sont.

3.1.1 Les algorithmes de cônes

Les algorithmes de cônes regroupent toutes les particules ayant une direction \vec{p} telle que la distance ΔR_{pa} à la direction de l'axe du cône \vec{a} dans le plan (η, ϕ) ³ est inférieure à une distance de coupure R_c , c'est-à-dire si

$$\Delta R_{pa}^2 = (\eta_p - \eta_a)^2 + (\phi_p - \phi_a)^2 < R_c^2. \quad (\text{X.4})$$

Alors, la direction \vec{a} du cône est redéfinie comme étant la direction moyenne de toutes les particules rassemblées dans ce cône. Ce processus est itéré jusqu'à la stabilisation des cônes. Enfin, les cônes sont séparés en cas de superposition, une particule ne pouvant appartenir qu'à un seul jet.

L'algorithme *Seedless Infrared Safe Cone* ou SISCONE [4] est un exemple d'algorithme de cônes IRC-insensible. Dans un premier temps, tous les cônes stables possibles sont reconstruits. Ces cônes sont alors fusionnés, les cônes ayant l'impulsion transverse la plus grande absorbant des cônes d'impulsion transverse moindre dont ils contiennent déjà une fraction des constituants. Un exemple de reconstruction de jets à l'aide de l'algorithme SISCONE est présenté sur la figure X.5.

3.1.2 Les algorithmes de recombinaison séquentielle

Les algorithmes de recombinaison séquentielle commencent par considérer que chaque particule forme un jet d'une seule particule. Puis, à l'aide d'une métrique donnée, la paire de jets les plus proches entre eux fusionne en un seul jet tant que la distance entre eux est en-deçà d'une valeur seuil. Les jets fusionnés donnent la liste des jets de l'événement. Il est également possible de fixer le nombre de jets à déterminer et non la valeur seuil de la distance entre les jets à fusionner.

Plusieurs métriques peuvent être définies, chacune correspondant à un algorithme de recombinaison séquentielle proposant des regroupements différents.

Algorithme k_T La distance d_{ij} entre deux jets i et j est

$$d_{ij} = \min(p_{T_i}^2, p_{T_j}^2) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}, \quad \Delta R_{ij}^2 = (\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2 \quad (\text{X.5})$$

où p_{Tx} est l'impulsion transverse du jet x et R un paramètre libre. Cet algorithme a l'avantage de regrouper les particules très fidèlement vis-à-vis de la gerbe hadronique, mais les jets obtenus possèdent une géométrie spatiale irrégulière, comme cela se voit sur la figure X.5.

2. L'algorithme de *Particle Flow* est décrit dans la section 4 du chapitre « Dispositif expérimental ».

3. Les coordonnées η et ϕ sont définies dans la section 2.1 du chapitre « Dispositif expérimental ».

Algorithme de Cambridge/Aachen La distance d_{ij} entre deux jets i et j est

$$d_{ij} = \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}, \quad \Delta R_{ij}^2 = (\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2 \quad (\text{X.6})$$

où R est un paramètre libre. Le regroupement des jets est ainsi uniquement basé sur l'écart angulaire.

Algorithme anti- k_T [5] La distance d_{ij} entre deux jets i et j est

$$d_{ij} = \min \left(\frac{1}{p_{T_i}^2}, \frac{1}{p_{T_j}^2} \right) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}, \quad \Delta R_{ij}^2 = (\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2 \quad (\text{X.7})$$

où p_{T_x} est l'impulsion transverse du jet x et R un paramètre libre. Le regroupement des particules se fait ainsi autour de celles de plus hautes énergies. Cet algorithme propose un regroupement des particules moins fidèle à la gerbe hadronique, mais produit des jets de forme régulière, comme cela se voit sur la figure X.5.

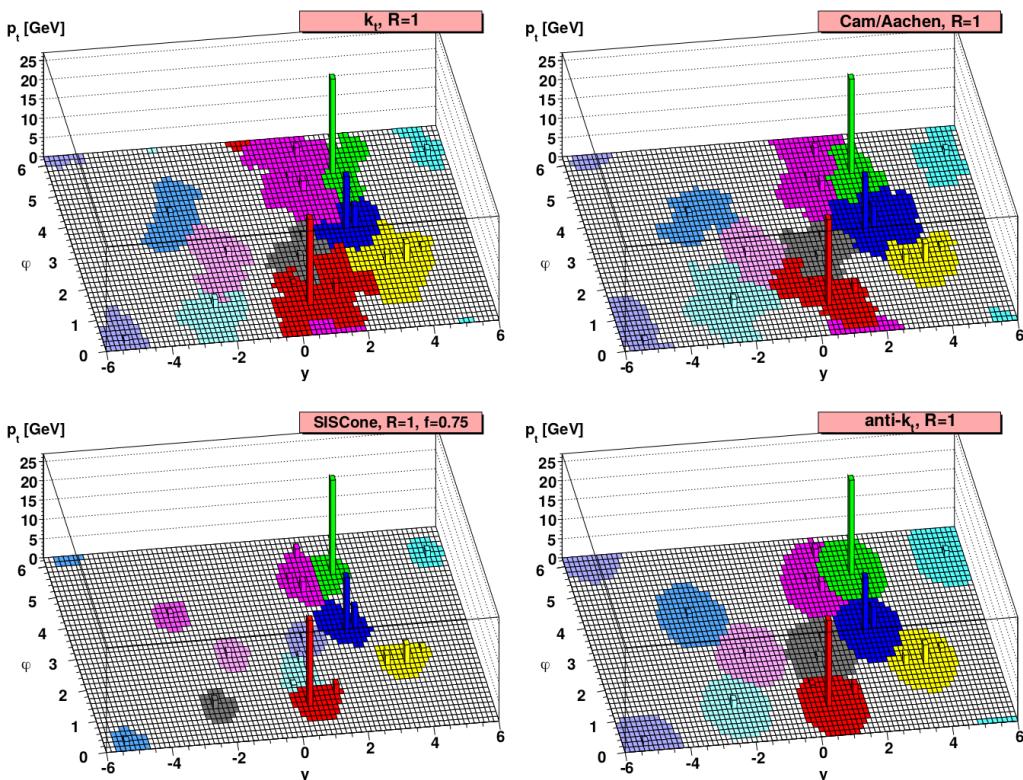


Figure X.5. Formes des jets reconstruits à partir de différents algorithmes pour un même événement [5]. En haut à gauche, k_T ; en haut à droite, C/A; en bas à gauche, SIScone; en bas à droite, anti- k_T . L'algorithme anti- k_T permet d'obtenir des jets de forme régulière, conique.

Le temps de calcul de ces algorithmes est un enjeu majeur au LHC. Leurs temps d'exécution sont représentés en fonction du nombre d'interactions d'empilement sur la figure X.6. L'algorithme anti- k_T se place parmi les algorithmes les plus rapides. Dans les conditions des collisions proton-proton du LHC, il permet le traitement d'un événement en moins d'une milliseconde. C'est cet algorithme de regroupement qui est utilisé dans le cadre de l'expérience CMS. Sur la figure X.7 sont illustrées les compositions des jets reconstruits lors des trois années du Run II. L'écart entre données et simulations n'excède généralement pas 2 %.

3.2 Identification des jets dans CMS

Les jets ainsi reconstruits à l'aide des algorithmes de recombinaison sont en fait des « candidats » jets. À l'instar des particules individuelles, des critères d'identification leur sont appliqués afin de rejeter le bruit de fond et s'assurer de la qualité des jets utilisés dans les analyses.

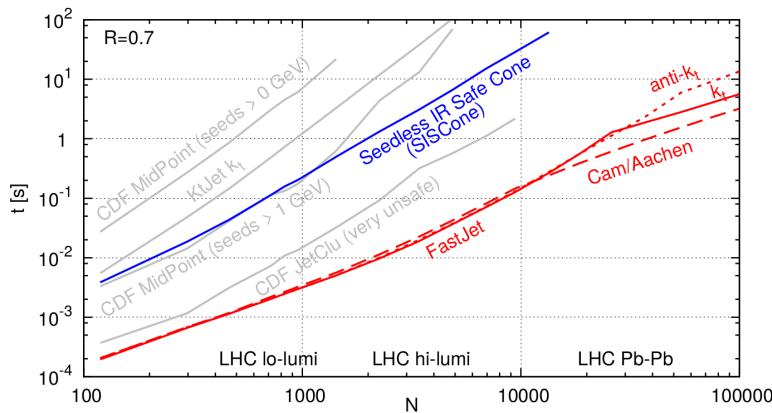


Figure X.6. Temps de recombinaison d'un événement dijet simulé de 50 GeV contenant N interactions d'empilement pour différents algorithmes de reconstruction des jets [6].

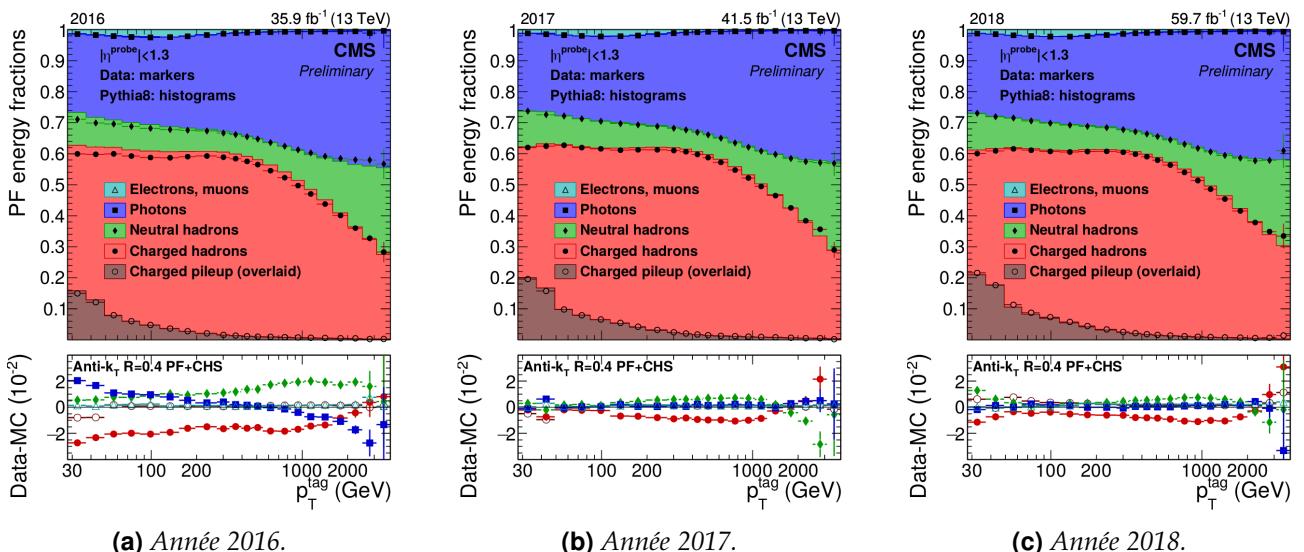


Figure X.7. Composition des jets reconstruits à l'aide de l'algorithme $\text{anti-}k_{\text{T}}$ lors du Run II [7] en fonction de l'impulsion transverse du jet. La partie Charged pileup (overlaid) en brun correspond à la fraction du jet retirée par la procédure CHS décrite section 4.1.

Ces critères reposent sur les caractéristiques des candidats jets comme la fraction d'énergie provenant de leurs constituants neutres ou encore le nombre de ces constituants. Ces critères dépendent des années de prise de données et de la pseudo-rapidité du jet, c'est-à-dire de la région du détecteur dans laquelle il se trouve.

Les critères utilisés pour les années 2016, 2017, 2018 et 2017-UL⁴, listés page 8, permettent d'obtenir une efficacité d'identification des jets supérieure à 99 % dans chacune des régions en η du détecteur. La réjection du bruit de fond est supérieure à 98 % pour $|\eta| \leq 3,0$ et supérieure à 36 % pour $|\eta| > 3,0$.

3.3 Saveur des jets

Pour étudier la physique du processus initial, la connaissance du parton à l'origine d'un jet ainsi identifié dans le détecteur est une information de choix. Il est impossible de connaître avec certitude cette particule, mais sa nature influe directement sur certaines propriétés des jets, permettant de l'estimer.

4. La dénomination « UL » signifie *Ultra-Legacy* et correspond à une réinterprétation des données récoltées une fois que la collaboration peut prendre plus de recul sur l'obtention de celles-ci.

Propriété du jet à identifier	$ \eta \leq 2,4$	$2,4 < \eta \leq 2,7$	$2,7 < \eta \leq 3,0$	$3,0 < \eta $
Fraction d'énergie				
— hadronique neutre	< 0,90	< 0,90	< 0,98	
— électromagnétique neutre	< 0,90	< 0,90	> 0,01	< 0,90
— hadronique chargée	> 0			
— électromagnétique chargée	< 0,99			
Nombre de constituants				
— neutres	> 1	> 1	> 2	> 10
— chargés	> 0			

Tableau X.1. Critères d'identification des jets à CMS pour l'analyse des données de 2016.

Propriété du jet à identifier	$ \eta \leq 2,4$	$2,4 < \eta \leq 2,7$	$2,7 < \eta \leq 3,0$	$3,0 < \eta $
Fraction d'énergie				
— hadronique neutre	< 0,90	< 0,90		> 0,02
— électromagnétique neutre	< 0,90	< 0,90	< 0,99 et > 0,02	< 0,90
— hadronique chargée	> 0			
Nombre de constituants				
— neutres	> 1	> 1	> 2	> 10
— chargés	> 0			

Tableau X.2. Critères d'identification des jets à CMS pour l'analyse des données de 2017.

Propriété du jet à identifier	$ \eta \leq 2,6$	$2,6 < \eta \leq 2,7$	$2,7 < \eta \leq 3,0$	$3,0 < \eta \leq 5,0$
Fraction d'énergie				
— hadronique neutre	< 0,90	< 0,90		> 0,02
— électromagnétique neutre	< 0,90	< 0,99	< 0,99 et > 0,02	< 0,90
— hadronique chargée	> 0			
Nombre de constituants				
— neutres	> 1		> 2	> 10
— chargés	> 0	> 0		

Tableau X.3. Critères d'identification des jets à CMS pour l'analyse des données de 2018.

Propriété du jet à identifier	$ \eta \leq 2,6$	$2,6 < \eta \leq 2,7$	$2,7 < \eta \leq 3,0$	$3,0 < \eta \leq 5,0$
Fraction d'énergie				
— hadronique neutre	< 0,90	< 0,90		> 0,02
— électromagnétique neutre	< 0,90	< 0,99	< 0,99 et > 0,02	< 0,90
— hadronique chargée	> 0			
Nombre de constituants				
— neutres	> 1		> 2	> 10
— chargés	> 0	> 0		

Tableau X.4. Critères d'identification des jets à CMS pour l'analyse des données de 2017-UL.

3.3.1 Saveur de la particule initiale et caractéristiques des jets

Le quark t possède une durée de vie trop courte pour participer à l'hadronisation. Il se désintègre alors par interaction faible en un autre quark, très majoritairement un quark b , et un boson W . Le nouveau quark issu de cette désintégration forme alors un jet.

Les autres quarks, d , u , s , c et b , sont plus stables que le top et participent à l'hadronisation. Ils se retrouvent alors confinés au sein des hadrons formés.

Le quark b ne forme pas de hadron stable. Il se désintègre en quark c ou u selon

$$b \rightarrow cW^-, \quad \bar{b} \rightarrow \bar{c}W^+, \quad b \rightarrow uW^-, \quad \bar{b} \rightarrow \bar{u}W^+. \quad (\text{X.8})$$

Ces désintégrations font intervenir les modules des coefficients V_{cb} et V_{ub} de la matrice CKM⁵ dont les valeurs sont faibles et sont donc fortement supprimées.

Les hadrons contenant un quark b ont ainsi une durée de vie τ de l'ordre de la picoseconde [8, 9] et peuvent voyager sur une distance de l'ordre du millimètre. Les traces des particules chargées issues de cette nouvelle désintégration proviennent donc d'un vertex secondaire (SV), différent du vertex primaire (PV). Ces traces sont « déplacées ». Pour chacune d'entre elles, il est possible de déterminer le paramètre d'impact (IP) au vertex primaire, dont la valeur est typiquement plus grande que pour des traces provenant du vertex primaire, comme cela est illustré sur la figure X.8.

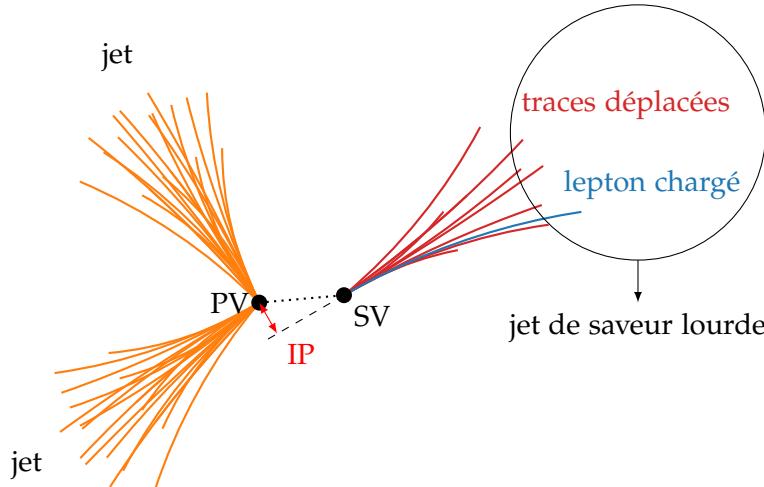


Figure X.8. Illustration d'un jet de saveur lourde. Les particules composant ce jet proviennent d'un vertex secondaire (SV), différent du vertex primaire (PV) où a lieu la collision entre les protons et la formation du hadron lourd à l'origine du SV. Le paramètre d'impact (IP) est également indiqué.

Le boson W issu du changement de saveur du quark b se désintègre leptoniquement dans 30 % des cas [10] selon

$$W^\pm \rightarrow \ell^\pm \nu_\ell. \quad (\text{X.9})$$

Le lepton chargé donne une signature caractéristique lors des collisions proton-proton ayant lieu au LHC. Dans les autres cas, le W se désintègre hadroniquement selon

$$W^\pm \rightarrow q\bar{q}. \quad (\text{X.10})$$

Le nombre de constituants du jet, ainsi que le nombre de traces déplacées, est alors plus important.

Le quark c suit le même schéma que le quark b . Cependant, son canal de désintégration principal est

$$c \rightarrow sW^+, \quad \bar{c} \rightarrow \bar{s}W^-, \quad (\text{X.11})$$

ce qui fait intervenir le module du coefficient V_{cs} de la matrice CKM, proche de 1. Les hadrons contenant un quark c ont ainsi une durée de vie τ de inférieure à la picoseconde [9] et il est plus difficile d'identifier les jets issus de quarks c que ceux issus de quarks b .

5. La matrice CKM est introduite dans la section 2.3.4 du chapitre « Particules, interactions et phénoménologie ».

Les quarks d , u et s forment des hadrons étant :

- très instables, par exemple les π^0 , dont seuls les produits de désintégration sont observés ;
- faiblement instables, par exemple les K^+ , qui peuvent se propager jusque dans les parties sensibles du détecteur et donc être directement observés ;
- stables, par exemple les protons, qui sont directement observés dans le détecteur.

Dans tous les cas, les traces des particules chargées observées proviennent du PV, lieu de formation du quark initial. Le phénomène décrit précédemment pour les quarks b et c n'est donc pas observable. Les jets issus de ces trois types de quarks, les plus légers, sont ainsi regroupés sous la dénomination de « jets légers ».

Les gluons portent une charge de couleur plus importante que les quarks⁶. Les jets initiés par des gluons comportent typiquement plus de particules électriquement chargées et sont moins collimés que les jets légers [11].

3.3.2 Identification de la saveur des jets

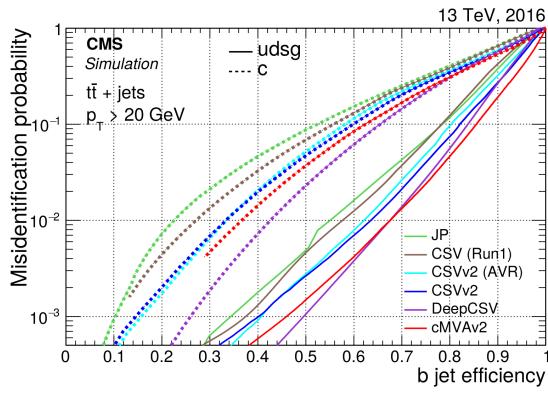
Les jets présentent ainsi des propriétés caractéristiques, selon qu'il s'agisse de jets légers (quarks d , u ou s), de jets lourds (quarks c ou b) ou de jets issus d'un gluon. En utilisant ces propriétés, des algorithmes d'identification de la saveur des jets ont été mis au point par la collaboration CMS [12]. Les avancées récentes dans le domaine du *Deep Learning*, appliquées à l'identification des jets [13], ont permis l'amélioration de ces algorithmes. L'algorithme DEEPCSV [14] a ainsi été développé.

Les variables utilisées dans cet algorithme sont décrites dans la référence [14]. Elles sont traitées par un réseau de neurones profond de quatre couches cachées de 100 nœuds connectés les uns aux autres. Ce réseau est entraîné sur un ensemble d'événements simulés $t\bar{t}$, présentant de nombreux jets de quarks b , et multijet à l'aide des librairies KERAS [15] et TENSORFLOW [16].

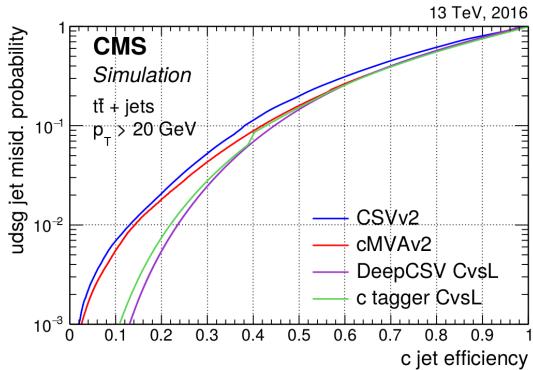
Les performances ainsi obtenues pour l'algorithme DEEPCSV sont comparées à d'autres algorithmes d'identification de la saveur des jets sur la figure X.9. Les algorithmes CMVAV2 et DEEPCSV présentent les meilleures performances en termes d'identification des jets de quark b . Pour le traitement des jets de quark c , l'algorithme DEEPCSV propose les meilleures performances. Dans les analyses présentées dans ce chapitre et le chapitre 5, c'est cet algorithme qui est utilisé afin d'identifier les jets issus de quarks c ou b .

La discrimination entre jet léger et jet initié par un gluon peut être réalisée à l'aide d'une fonction de vraisemblance [11] renvoyant un score entre 0 et 1 pour chaque jet, correspondant à la probabilité que ce jet soit issu d'un quark. La densité de probabilité de cette fonction, selon qu'il s'agisse de jets initiés par des gluons ou des quarks, est représentée sur la figure X.10.

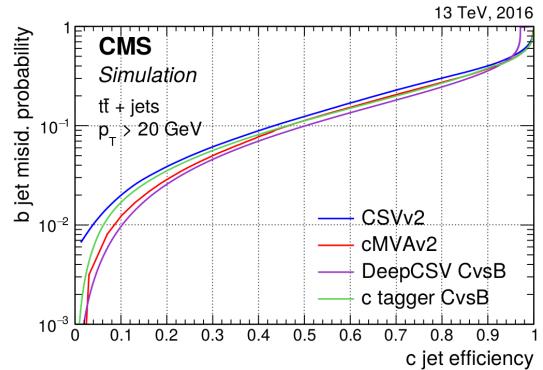
6. Les quarks portent une couleur, les antiquarks une anticoloreur et les gluons portent une couleur et une anticoloreur.



(a) Probabilité de mauvaise identification en tant que jet de quark b de jets de gluon ou quarks légers (traits pleins) ou de jets de quark c (pointillés) en fonction de l'efficacité d'identification des jets de quark b .



(b) Probabilité de mauvaise identification en tant que jet de quark c de jets de gluon ou quarks légers en fonction de l'efficacité d'identification des jets de quark c .



(c) Probabilité de mauvaise identification en tant que jet de quark b de jets de quark c en fonction de l'efficacité d'identification des jets de quark c .

Figure X.9. Comparaison des performances des algorithmes d'identification de la saveur des jets [14].

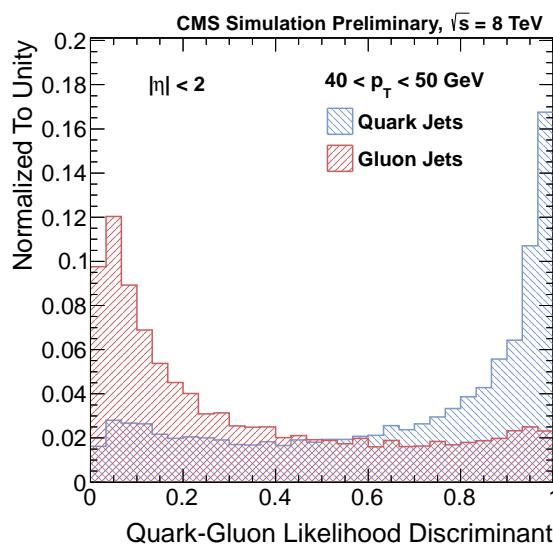


Figure X.10. Densité de probabilité de la fonction de vraisemblance utilisée pour discriminer les jets issus de gluons de ceux issus de quarks [11]. En rouge, pour les jets issus de gluons. En bleu, pour des jets issus de quarks.

4 Calibration en énergie des jets dans CMS

Les jets sont des objets physiques composites complexes qu'il est nécessaire de calibrer, comme tout autre objet reconstruit. La précision apportée à la mesure des jets est capitale dans de nombreuses analyses, où il s'agit d'une source majeure d'incertitude systématique. Les avancées réalisées récemment sur la calibration des jets ont ainsi permis d'améliorer la précision sur la mesure de la section efficace inclusive de production de jets et de la masse du quark t [17].

À partir des jets reconstruits par les méthodes décrites précédemment, un procédé de correction de l'énergie des jets (JEC, *Jet Energy Correction*) est réalisé. Il permet de corriger l'échelle en énergie des jets (JES, *Jet Energy Scale*) ainsi que la résolution sur cette énergie (JER, *Jet Energy Resolution*). La collaboration CMS utilise une approche factorisée dans laquelle plusieurs étapes corrigeant chacune un effet en particulier et dépendent des étapes précédentes [17]. La figure X.11 résume ces étapes, décrites plus en détails dans les sections qui suivent.

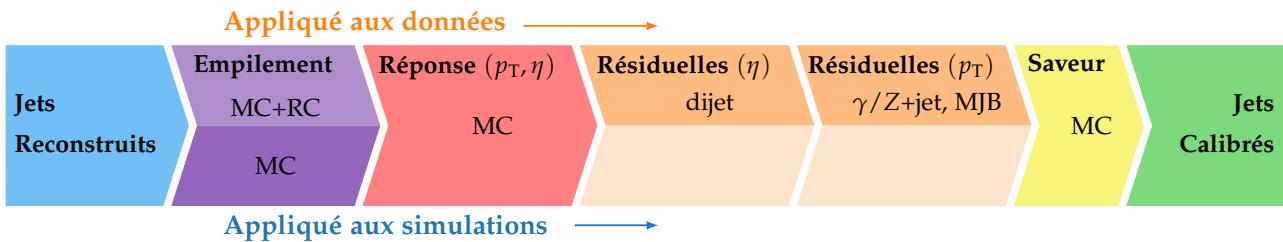


Figure X.11. Étapes successives de la JEC pour les données et les simulations [17]. Les corrections des étapes marquées « MC » sont obtenues par l'étude de simulations, celles marquées « RC » par une méthode de cône aléatoire (Random Cone). Les types d'événements utilisés dans les corrections résiduelles sont également indiqués.

Trois stades ou « niveaux » de connaissance sur les particules peuvent être définis.

- Le niveau « particule », noté $ptcl$, ou niveau « vrai », se réfère aux objets et variables après hadronisation mais avant interaction avec le détecteur. Il s'agit donc des grandeurs recherchées, uniquement accessibles dans les événements simulés.
- Le niveau « reconstruit », noté $reco$, correspond aux objets et variables après interaction avec le détecteur et reconstruction par l'algorithme de PF.
- Le niveau « corrigé » ou calibré, noté $corr$, correspond aux objets et variables corrigés, c'est-à-dire ceux du niveau reconstruit auxquels ont été appliquées les corrections.

La réponse d'un jet, variable importante pour ce chapitre, est définie comme

$$R = \frac{p_T}{p_{T,ptcl}}. \quad (\text{X.12})$$

La réponse peut être définie à différents niveaux, et par définition $R_{ptcl} = 1$. Si la JEC est correcte, alors les variables corrigées doivent correspondre sensiblement aux variables au niveau particule, c'est-à-dire $R_{corr} \simeq 1$. Sur la figure X.12 sont représentées les réponses de jets d'événements QCD simulés à différentes étapes de la JEC. Après avoir appliqué toutes les corrections, ce qui correspond à la figure X.12c, la réponse est sensiblement égale à 1, ce qui montre que la JEC est correcte.

Les jets au niveau particule sont reconstruits en appliquant la procédure de recombinaison à toutes les particules de durée de vie τ telle que $c\tau > 1 \text{ cm}$ à l'exception des neutrinos [17]. Les hadrons contenant des quarks c ou b ne rentrent pas dans cette catégorie et ce sont donc leurs produits de désintégration qui sont pris en compte pour la recombinaison. Exclure les neutrinos de la recombinaison au niveau particule est une convention adoptée par la collaboration CMS, mais pas de manière universelle en physique des particules. Les neutrinos sont en fait généralement inclus au niveau particule. La réponse des jets étant mesurée dans des événements contenant peu de neutrinos, comme cela est discuté dans la section 5, ce choix n'apporte pratiquement aucune différence à la JEC. L'intérêt de cette convention est de pouvoir définir la réponse des jets d'une manière qui soit accessible expérimentalement et qui réduise significativement les différences de réponse entre jets lourds et jets légers ou de gluons, à cause des neutrinos produits dans les désintégrations des quarks lourds.

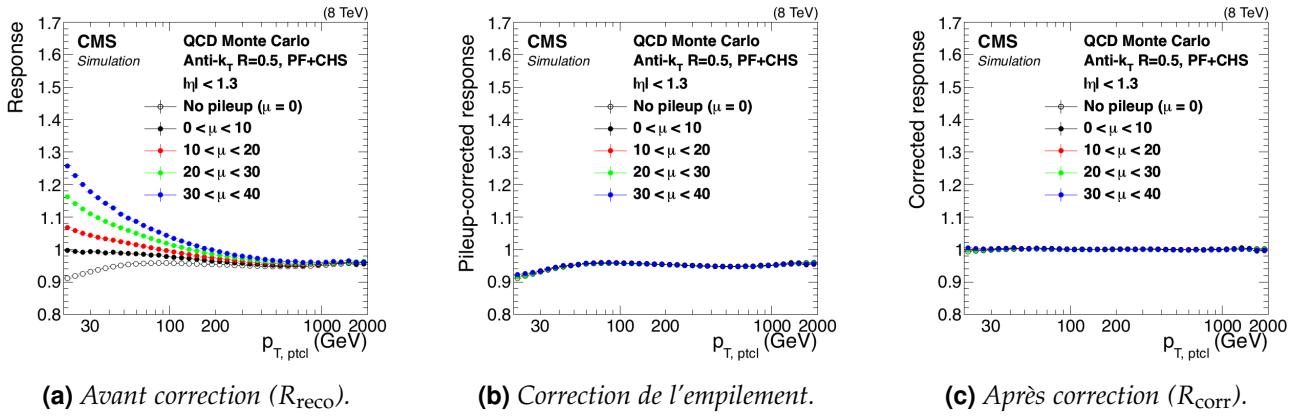


Figure X.12. Valeur moyenne de la réponse de jets d'événements QCD simulés en fonction de $p_{\text{T, ptcl}}$ à différentes étapes de la JEC [17] et pour différentes valeurs d'interactions d'empilement μ .

4.1 Correction de l'empilement

Des contributions additionnelles à l'énergie et à l'impulsion des jets peuvent apparaître du fait de l'empilement⁷. La correction de l'empilement a pour but de soustraire ces contributions et est appliquée dans les données et les événements simulés. Elle permet d'améliorer la résolution du détecteur et d'obtenir une JES plus précise.

L'empilement asynchrone est réduit par l'analyse temporelle des signaux des calorimètres, l'empilement synchrone par la méthode de soustraction des hadrons chargés (CHS, *Charged Hadron Subtraction*), décrite ci-après.

Pour chacun des vertex primaires de l'événement, la somme des impulsions transverses au carré des traces associées au vertex est calculée. Le vertex primaire principal est choisi comme étant le vertex présentant la plus grande valeur de cette somme. Les autres vertex primaires sont considérés comme des vertex d'empilement. Toutes les traces associées aux vertex d'empilement sont retirées de l'événement. La reconstruction des jets est alors réalisée à partir de l'événement « nettoyé ». La procédure CHS permet ainsi de supprimer environ 50 % de l'empilement synchrone, uniquement à l'aide du trajectographe. La correction de l'empilement peut être calculée avec et sans utilisation de la CHS ; la JEC est peu modifiée par ce choix. Cependant, l'utilisation de la CHS permet d'améliorer la résolution en p_{T} des jets. L'efficacité de reconstruction des vertex d'empilement étant de 30 %, des traces de hadrons chargés non associées à un vertex subsistent. De plus, cette méthode ne permet pas de corriger l'empilement des particules neutres.

La correction de l'empilement résiduel, principalement due aux particules neutres, aux traces non associées à un vertex et à l'empilement asynchrone qui n'a pas pu être corrigé totalement, est déterminée à l'aide de la méthode de l'aire hybride (*hybrid jet area*). Il s'agit d'une correction paramétrique, appliquée indépendamment à chaque jet, dépendante de :

- la densité en énergie dans le plan (η, ϕ) de l'événement contenant ce jet, ρ ;
- l'aire du jet dans le plan (η, ϕ) , A_j ;
- la pseudo-rapidité du jet, η ;
- l'impulsion transverse du jet avant application de cette correction et après CHS, $p_{\text{T, reco}}^{\text{CHS}}$.

La correction \mathcal{C}_{PU} à appliquer à un jet s'exprime alors

$$\mathcal{C}_{\text{PU}}(p_{\text{T, reco}}^{\text{CHS}}, \eta, A_j, \rho) = 1 - \frac{[\rho_0(\eta) + \rho \beta(\eta)(1 + \gamma(\eta) \log p_{\text{T, reco}}^{\text{CHS}})] A_j}{p_{\text{T, reco}}^{\text{CHS}}} \quad (\text{X.13})$$

où $\rho_0(\eta)$, $\beta(\eta)$ et $\gamma(\eta)$ sont les paramètres de cette correction, dépendants de η . Ils sont déterminés à partir de la contribution additionnelle de l'empilement au niveau particule $p_{\text{T, ptcl}}^{\text{add}}$, estimée à partir d'événements QCD multijet simulés avec et sans empilement, telle que

$$\langle p_{\text{T, ptcl}}^{\text{add}} \rangle(\rho, \eta, p_{\text{T, reco}}^{\text{CHS}}) = \langle p_{\text{T, ptcl}}^{\text{avec PU}} - p_{\text{T, ptcl}}^{\text{sans PU}} \rangle, \quad (\text{X.14})$$

7. Le phénomène d'empilement est décrit dans la section 1.4 du chapitre « Dispositif expérimental ».

avec $p_{T\text{ptcl}}^{\text{avec PU}}$ et $p_{T\text{ptcl}}^{\text{sans PU}}$ les impulsions du jet au niveau particule avec et sans empilement. La contribution additionnelle de l'empilement au niveau particule est alors paramétrée en fonction de ρ , η , $p_{T\text{reco}}^{\text{CHS}}$ et A_j afin d'obtenir les paramètres $\rho_0(\eta)$, $\beta(\eta)$ et $\gamma(\eta)$ de l'équation (X.13) qui peut se réécrire

$$\mathcal{C}_{\text{PU}}(p_{T\text{reco}}^{\text{CHS}}, \eta, A_j, \rho) = 1 - \frac{\langle p_{T\text{ptcl}}^{\text{add}} \rangle}{p_{T\text{reco}}^{\text{CHS}}}. \quad (\text{X.15})$$

La figure X.13 montre $\langle p_{T\text{ptcl}}^{\text{add}} \rangle$ en fonction de l'impulsion transverse du jet au niveau particule, avant et après application de la correction de l'empilement. Les résultats de la figure X.13b sont cohérents avec l'absence d'énergie supplémentaire due à l'empilement à $\pm 0,2 \text{ GeV}$. Dans le cas d'un grand nombre d'interactions d'empilement ($\mu > 30$), un léger effet est visible, lié à une dépendance quadratique en ρ de la contribution en énergie de l'empilement qui n'est pas modélisée [17].

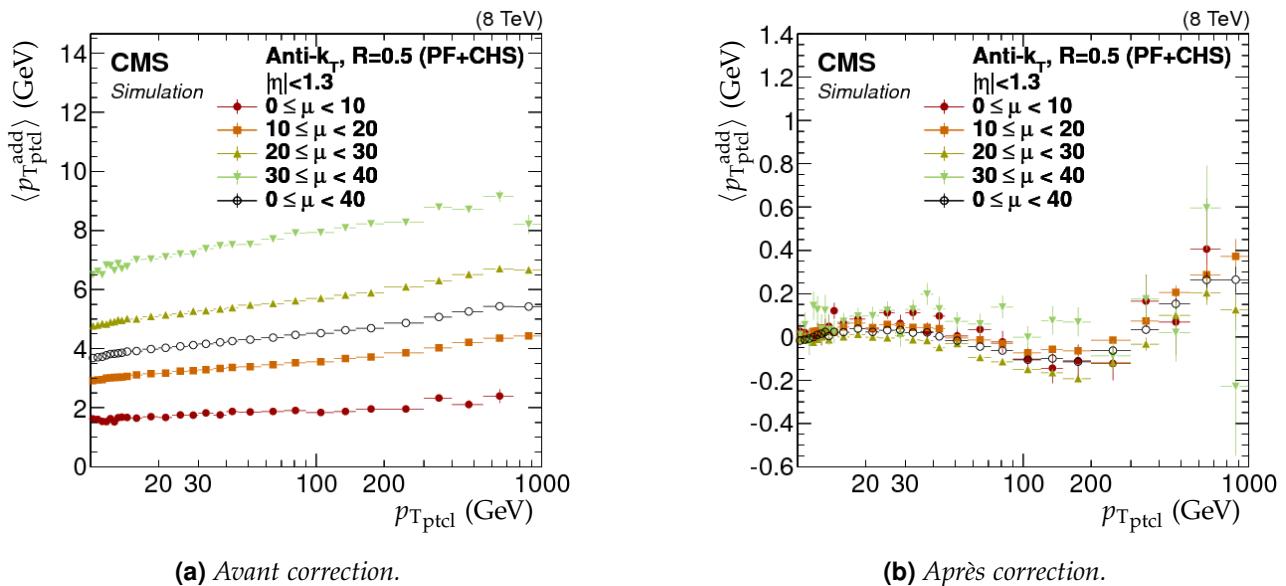


Figure X.13. Contribution additionnelle de l'empilement au niveau particule telle que définie dans l'équation (X.14) pour $|\eta| < 1,3$ en fonction de l'impulsion du jet au niveau particule pour différentes valeurs du nombre d'interaction d'empilement (μ) [17].

La correction ainsi décrite doit être légèrement adaptée pour pouvoir l'appliquer aux données à cause des biais de simulation du détecteur. Pour cela, un ajustement en fonction de η est déterminé à l'aide de la méthode de cône aléatoire (RC, Random Cone). La méthode RC reconstruit les jets à l'aide de cônes dont la direction en (η, ϕ) est choisie de manière aléatoire. L'étude est réalisée sur des événements dits de « zéro biais ». Il s'agit d'événements sélectionnés par un déclenchement aléatoire pendant que les faisceaux de protons se croisent. Le déclenchement n'étant pas dû à un dépôt d'énergie en particulier, ces événements ne comportent pas, en général, de contribution provenant d'une interaction dure, c'est-à-dire d'une collision effective entre les protons. Dans ce cas, la valeur moyenne de l'impulsion transverse des jets reconstruits par la méthode RC permet d'estimer la moyenne de la contribution additionnelle de l'empilement, c'est-à-dire

$$\langle p_{T\text{add}} \rangle^{\text{RC}} = \langle p_{T\text{cône}} \rangle. \quad (\text{X.16})$$

Il est alors possible de définir un facteur d'échelle à appliquer aux paramètres ρ_0 et β de l'équation (X.13) lorsque cette correction est appliquée aux données. Ce facteur d'échelle s'exprime

$$\frac{\langle p_{T\text{add}} \rangle_{\text{données}}^{\text{RC}}(\eta, \rho_{\text{données}})}{\langle p_{T\text{add}} \rangle_{\text{simulation}}^{\text{RC}}(\eta, \rho_{\text{simulation}})}. \quad (\text{X.17})$$

La contribution additionnelle de l'empilement est ainsi corrigée dans les simulations et les données.

4.2 Correction de la réponse du détecteur en p_T et en η

La réponse du détecteur CMS à un jet n'est pas uniforme selon la valeur de p_T et η du jet. La réponse au niveau reconstruit de jets simulés R_{reco} , déterminée grâce à une simulation du détecteur CMS basée sur GEANT4 [18-20], combinée à PYTHIA 6.4 [21] avec les réglages Z2* [22], est représentée sur la figure X.14 pour les trois années du Run II du LHC. Il apparaît, par exemple, qu'un jet de $p_T = 30 \text{ GeV}$ nécessite une correction allant de 10 % dans la région centrale $|\eta| < 0,7$ à plus de 30 % lorsque $|\eta| \simeq 3$ en 2017 et 2018.

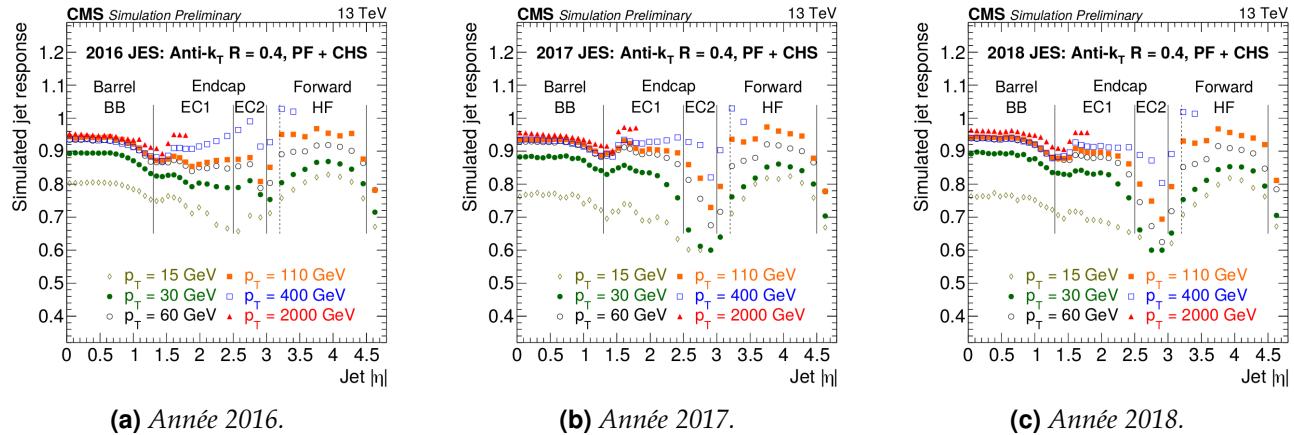


Figure X.14. Réponse des jets reconstruits en fonction de p_T et η lors du Run II [7]. La chute de la réponse des jets dans la région $|\eta| \simeq 3$ est due à la transition entre le bouchon (Endcap) et la partie avancée (Forward) du détecteur. Pour $|\eta| > 4,5$, les limites du détecteur en termes d'acceptation expliquent la chute de la réponse des jets. La dégradation au cours du temps du détecteur dans la région « EC2 » s'observe par la baisse de la réponse des jets dans cette région de 2016 à 2017.

Afin de corriger la réponse du détecteur en p_T et en η , la correction $\mathcal{C}_{\text{R}\bar{\text{e}}\text{p}}$ à appliquer s'exprime

$$\mathcal{C}_{\text{R}\bar{\text{e}}\text{p}}(p_{T_{\text{reco}}'}, \eta) = \frac{\langle p_{T_{\text{ptcl}}} \rangle}{\langle p_{T_{\text{reco}}'} \rangle} = \frac{1}{\langle R'_{\text{reco}} \rangle} \quad (\text{X.18})$$

où $p_{T_{\text{reco}}'}$ est l'impulsion transverse du jet après correction de l'empilement. Les moyennes sont réalisées sur les jets appartenant à la même cellule d'une grille en $(p_{T_{\text{ptcl}}}, \eta)$ prédéfinie [17].

4.3 Propagation à la MET

L'impulsion transverse manquante \vec{E}_T^{miss} ⁸ doit prendre en compte les corrections apportées aux jets afin de garder une description cohérente de l'événement. La JEC est ainsi propagée à \vec{E}_T^{miss} par la correction dite de « type-I »,

$$\vec{E}_T^{\text{miss, type-I}} = \vec{E}_T^{\text{miss, reco}} + \sum_{\substack{\text{jets} \\ p_{T_{\text{reco}}} > 15 \text{ GeV}}} (\vec{p}_{T_{\text{reco}}} - \vec{p}_{T_{\text{corr}}}) - \vec{O}_{\text{RC}} \quad (\text{X.19})$$

où $\vec{p}_{T_{\text{corr}}}$ correspond à l'impulsion transverse du jet après correction de la réponse du détecteur et \vec{O}_{RC} la contribution moyenne de l'empilement obtenue par la méthode RC.

4.4 Corrections résiduelles

Les corrections décrites dans les sections précédentes permettent d'obtenir une bonne correction en énergie des jets. Toutefois, des différences dans les réponses des jets, de l'ordre du pourcent, subsistent entre données et simulations. Des corrections résiduelles à appliquer aux données sont ainsi déterminées afin de réduire ces écarts, définies telles que

$$\mathcal{C}_{\text{Res}} = \frac{R_{\text{simulations}}}{R_{\text{données}}}. \quad (\text{X.20})$$

8. L'impulsion transverse manquante est définie dans la section 4.4 du chapitre « Dispositif expérimental ».

Le principe est d'estimer la réponse du jet en s'appuyant sur un objet de référence pouvant être un boson Z (événements $Z + \text{jets}$), un photon (événements $\gamma + \text{jets}$) ou un autre jet (événements dijet et multijet). Deux méthodes existent et sont utilisées de manière complémentaire :

la méthode de la balance estime que l'objet de référence et le jet sont balancés au niveau particule, c'est-à-dire d'impulsion transverse totale nulle, soit

$$\vec{p}_{\text{Tptcl}}^{\text{réf}} + \vec{p}_{\text{Tptcl}}^{\text{jet}} = \vec{0} \Rightarrow p_{\text{Tptcl}}^{\text{jet}} = p_{\text{Tptcl}}^{\text{réf}}. \quad (\text{X.21})$$

Ainsi, au niveau reconstruit⁹,

$$\vec{p}_{\text{Treco}}^{\text{réf}} + \vec{p}_{\text{Treco}}^{\text{jet}} = \vec{0} \Leftrightarrow \vec{p}_{\text{Tptcl}}^{\text{réf}} + R_{\text{bal}} \vec{p}_{\text{Tptcl}}^{\text{jet}} = \vec{0} \quad (\text{X.22})$$

car l'objet de référence, fidèlement reconstruit, permet de considérer

$$\vec{p}_{\text{Treco}}^{\text{réf}} \simeq \vec{p}_{\text{Tptcl}}^{\text{réf}} = \vec{p}_{\text{T}}^{\text{réf}}. \quad (\text{X.23})$$

La réponse balancée R_{bal} est alors définie comme

$$R_{\text{bal}}(p_{\text{T}}, \eta) = \frac{p_{\text{Treco}}^{\text{jet}}}{p_{\text{T}}^{\text{réf}}} \quad (\text{X.24})$$

la méthode « MPF » (MET Projection Fraction) prend en compte l'ensemble de l'activité hadronique de l'événement et considère l'impulsion de recul vis-à-vis de l'objet de référence, c'est-à-dire

$$\vec{p}_{\text{Tptcl}}^{\text{réf}} + \vec{p}_{\text{Tptcl}}^{\text{recul}} = \vec{0} \Rightarrow \vec{p}_{\text{Treco}}^{\text{réf}} + \vec{p}_{\text{Treco}}^{\text{recul}} = -\vec{E}_{\text{T}}^{\text{miss}} \Leftrightarrow \vec{p}_{\text{Treco}}^{\text{réf}} + R_{\text{MPF}} \vec{p}_{\text{Tptcl}}^{\text{recul}} = -\vec{E}_{\text{T}}^{\text{miss}}. \quad (\text{X.25})$$

En appliquant (X.23) à l'équation précédente, il est possible d'écrire

$$\vec{p}_{\text{T}}^{\text{réf}} - R_{\text{MPF}} \vec{p}_{\text{T}}^{\text{réf}} = -\vec{E}_{\text{T}}^{\text{miss}}, \quad (\text{X.26})$$

ce qui permet de définir la réponse MPF R_{MPF} comme

$$R_{\text{MPF}}(p_{\text{T}}, \eta) = 1 + \frac{\vec{p}_{\text{T}}^{\text{réf}} \cdot \vec{E}_{\text{T}}^{\text{miss}}}{|\vec{p}_{\text{T}}^{\text{réf}}|^2}. \quad (\text{X.27})$$

4.4.1 Correction résiduelle relative en η

La première de ces corrections résiduelles, fonction de η , est obtenue à partir de la comparaison données-simulations sur une sélection d'événements dijet. Son but est de rendre indépendant de η le rapport données sur simulations de la réponse des jets. Cette correction s'appuie sur la bonne reconstruction des jets dans le bâillet, c'est pourquoi elle est qualifiée de « relative ».

Lorsqu'un événement présente un premier jet avec $|\eta| < 1,3$, c'est-à-dire dans la région de référence du bâillet, et un second avec $|\eta| > 1,3$ et de p_{T} similaire, le premier sert d'objet de référence afin de calibrer le second. La correction à appliquer aux données ainsi obtenue est illustrée sur la figure X.15 dans le cas des jets d'impulsion transverse égale à 120 GeV.

4.4.2 Correction résiduelle absolue en p_{T}

Cette correction, fonction de p_{T} , a pour but de rendre indépendant de p_{T} le rapport données sur simulations de la réponse des jets. Elle combine, à l'aide d'un ajustement global, les comparaisons données-simulations de plusieurs types d'événements afin de couvrir un large spectre de valeurs de p_{T} . Chaque type d'événement est en effet dominant, de par sa statistique, dans une gamme de p_{T} donnée :

- événements $Z + \text{jets}$: il s'agit d'événements $Z(\rightarrow \mu^+ \mu^-) + \text{jets}$ et $Z(\rightarrow e^+ e^-) + \text{jets}$, sélectionnés par la présence d'une paire de muons ou d'électrons compatibles avec la désintégration d'un Z , ils couvrent la région $p_{\text{T}} < 200$ GeV ;

9. Le niveau reconstruit prend ici en compte les étapes de correction de l'empilement et de la réponse du détecteur.

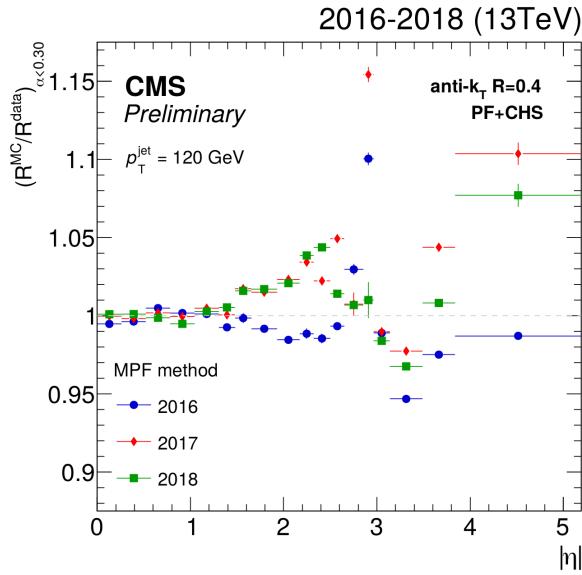


Figure X.15. Correction résiduelle relative en η lors du Run II obtenue avec des événements dijet et la méthode MPF [7].

- événements $\gamma + \text{jets}$: sélectionnés dans les données à l'aide d'un déclenchement basé sur la présence d'un photon, ils permettent de traiter la région $200 \text{ GeV} < p_T < 800 \text{ GeV}$;
- événements multijet : ces événements contiennent au moins deux jets dans l'état final et couvrent la région $p_T > 800 \text{ GeV}$.

En 2017 et 2018, les événements multijet n'ont pas été exploités et la correction résiduelle absolue en p_T dans la région $p_T > 800 \text{ GeV}$ est contrainte par l'analyse des événements $\gamma + \text{jets}$.

L'objet de référence utilisé pour calibrer le jet, que ce soit un boson Z ($Z + \text{jets}$), un photon ($\gamma + \text{jets}$) ou un autre jet (multijet), possède une meilleure résolution en énergie. Cette correction corrige l'échelle en énergie absolue des jets, d'où son qualificatif. La correction à appliquer aux données ainsi obtenue est illustrée sur la figure X.16 dans le cas des jets de pseudo-rapidité $|\eta| < 1,3$.

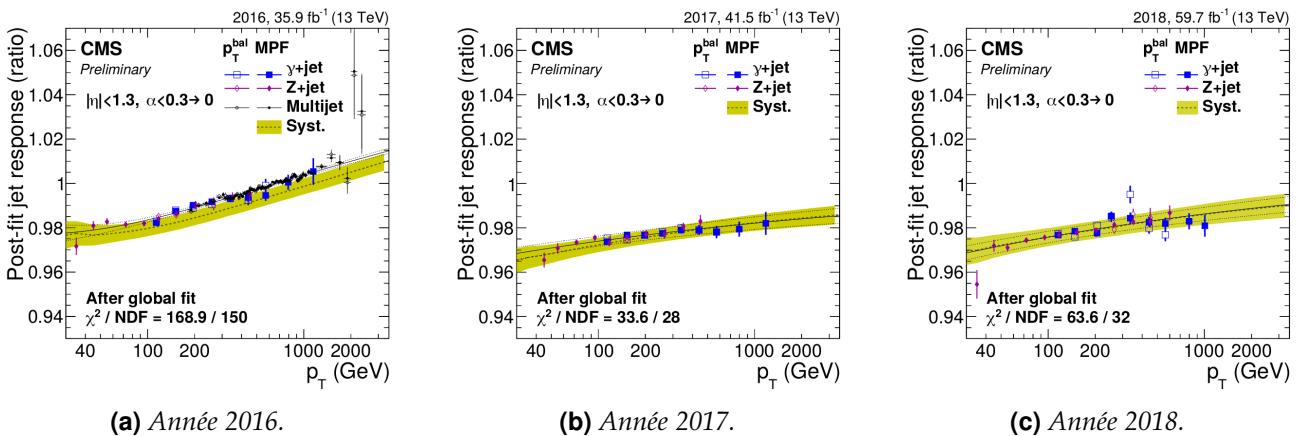


Figure X.16. Correction résiduelle absolue en p_T pour $|\eta| < 1,3$ lors du Run II obtenue par ajustement global sur les événements $\gamma + \text{jets}$, $Z + \text{jets}$ et multijet [7].

L'analyse des événements $\gamma + \text{jets}$ utilisés dans ces ajustements globaux pour les années 2018, utilisés dans la figure X.16c, et 2017-UL a fait partie de mon travail de thèse. La phénoménologie de ces événements ainsi que leur analyse sont détaillées dans les sections 5 et 6.

4.4.3 Correction résiduelle de saveur

Il existe une différence de réponse selon la saveur du jet, majoritairement due à la fragmentation en énergie et la composition du jet qui dépendent de cette saveur [17]. Par exemple, les particules de bas p_T se retrouvent hors de la zone d'acceptation du détecteur. Or, des jets initiés par des gluons présentent de nombreuses particules de bas p_T par rapport aux jets issus de quarks légers. Dans une moindre mesure, les jets lourds possèdent également plus de particules de bas p_T que les jets de quarks légers suite à la désintégration du hadron lourd¹⁰. La proportion de particules neutres dans le jet est également un des paramètres affectant le plus sa réponse.

La correction résiduelle de saveur \mathcal{C}_{Sav} à appliquer aux données et aux simulations est obtenue à l'aide de PYTHIA 6.4 [21] avec les réglages Z2* [22] sur des événements dijet, $Z + \text{jets}$ et $\gamma + \text{jets}$ simulés et est représentée sur la figure X.17. Elle est de moins de 2 % en-deçà de 100 GeV mais peut atteindre 4 % à bas p_T .

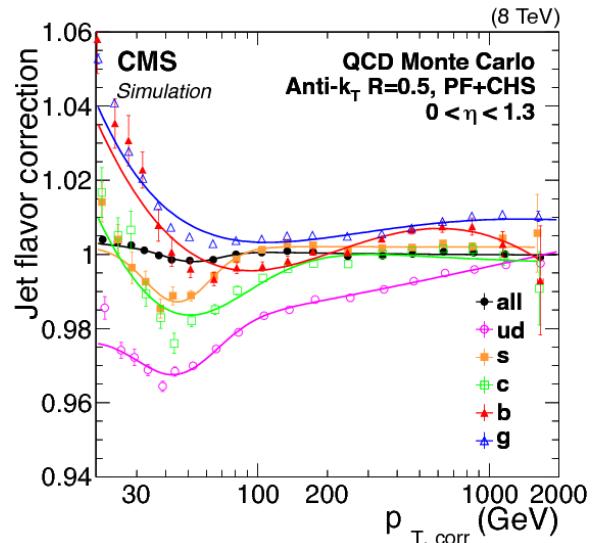


Figure X.17. Correction résiduelle de saveur en fonction de l'impulsion du jet préalablement corrigée par les corrections décrites dans les sections précédentes, $p_{T,\text{corr}}$, pour des jets de pseudo-rapidité $|\eta| < 1,3$ [17].

4.5 Incertitude sur la correction en énergie des jets

Chacune des étapes de la JEC comporte des incertitudes liées aux effets systématiques et, dans une moindre mesure, statistiques. La maîtrise de ces incertitudes est un enjeu important pour de nombreuses analyses de la collaboration CMS où elles constituent une des sources d'incertitude les plus importantes. Les sources d'incertitude considérées pour la JEC sont réparties en six groupes [7] :

Échelle absolue ou *Absolute scale* sur les légendes des figures X.18a à X.18f. Cette incertitude prend en compte l'échelle en énergie des objets de référence utilisés pour obtenir la correction résiduelle absolue en p_T décrite dans la section 4.4.2 ainsi que les effets de l'ISR et du FSR¹¹.

Échelle relative ou *Relative scale* sur les légendes des figures X.18a à X.18f. Cette incertitude est principalement due à la JER qui s'applique à l'objet de référence dans la correction résiduelle relative en η décrite dans la section 4.4.1 ainsi qu'aux effets de l'ISR et du FSR.

Empilement ou *Pileup* sur les légendes des figures X.18a à X.18f. Il s'agit de rendre compte de l'incertitude sur la détermination de la contribution additionnelle de l'empilement au niveau particule. Une incertitude de 5 % sur le rapport données sur simulations de cette contribution, obtenue à l'aide de la méthode de cône aléatoire, est considérée. La différence résiduelle entre la contribution obtenue par cône aléatoire et la contribution réelle extraite des simulations est également prise en compte.

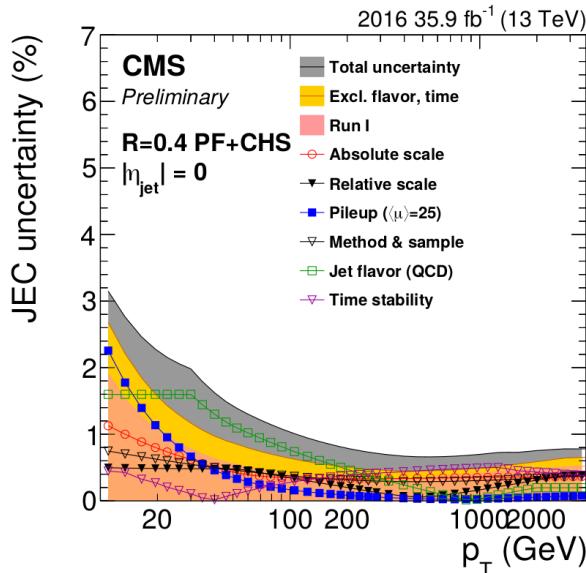
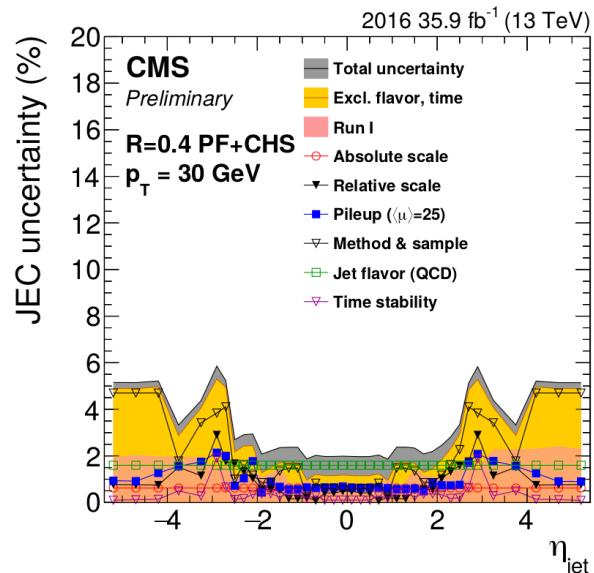
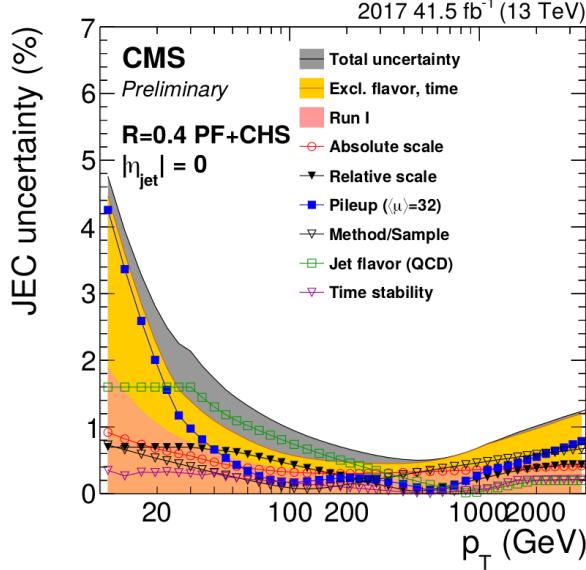
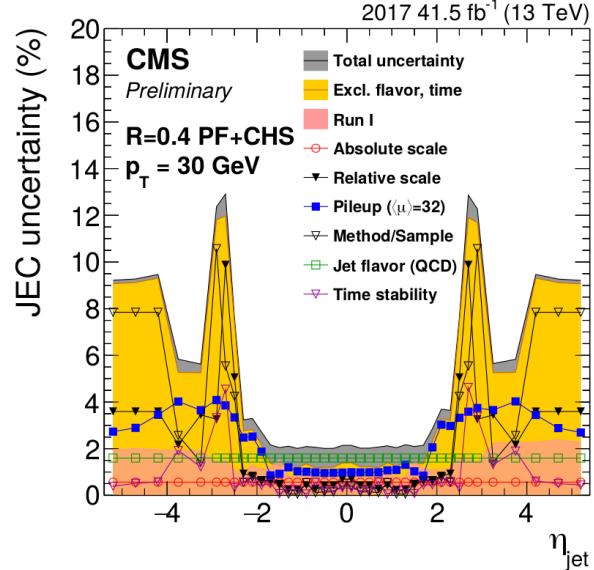
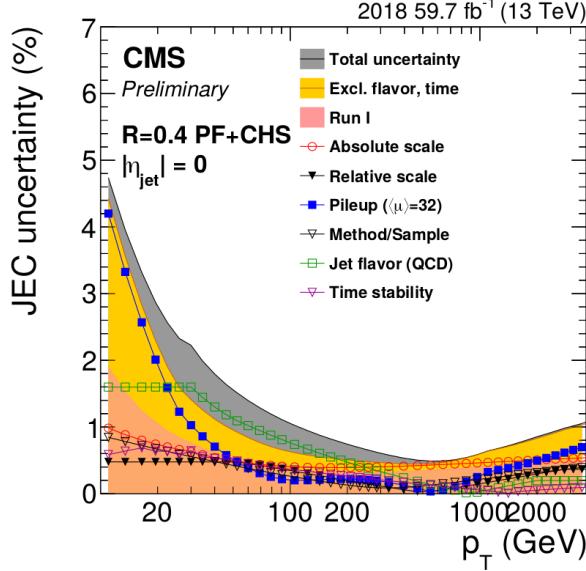
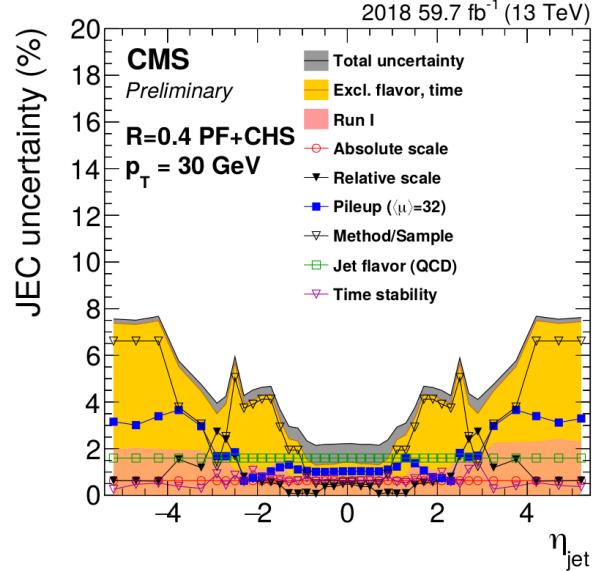
Méthode et jeux de données ou *Method & sample* sur les légendes des figures X.18a à X.18f. Cette incertitude correspond aux écarts observés entre les méthodes utilisant les réponses R_{bal} et R_{MPF} d'une part et entre les analyses utilisant les événements $Z + \text{jets}$, $\gamma + \text{jets}$ et dijet d'autre part.

Saveur ou *Jet flavor* sur les légendes des figures X.18a à X.18f. L'incertitude sur la dépendance en saveur de la réponse des jets dans les simulations est estimée à partir de la différence entre deux générateurs, PYTHIA [21] et HERWIG [23].

Stabilité temporelle ou *Time stability* sur les légendes des figures X.18a à X.18f. La JEC est déterminée pour chaque période de prise de donnée chaque année. Les écarts observés entre ces périodes sont inclus dans cette source d'incertitude.

10. Le lecteur pourra se référer à la section 3.3 pour plus de détails sur la saveur des jets.

11. L'*Initial State Radiation* et le *Final State Radiation* sont abordés dans la section 5.

(a) En fonction de p_T pour $|\eta| = 0$ en 2016.(b) En fonction de η pour $p_T = 30 \text{ GeV}$ en 2016.(c) En fonction de p_T pour $|\eta| = 0$ en 2017.(d) En fonction de η pour $p_T = 30 \text{ GeV}$ en 2017.(e) En fonction de p_T pour $|\eta| = 0$ en 2018.(f) En fonction de η pour $p_T = 30 \text{ GeV}$ en 2018.**Figure X.18.** Incertitudes relatives sur la JEC lors du Run II [7].

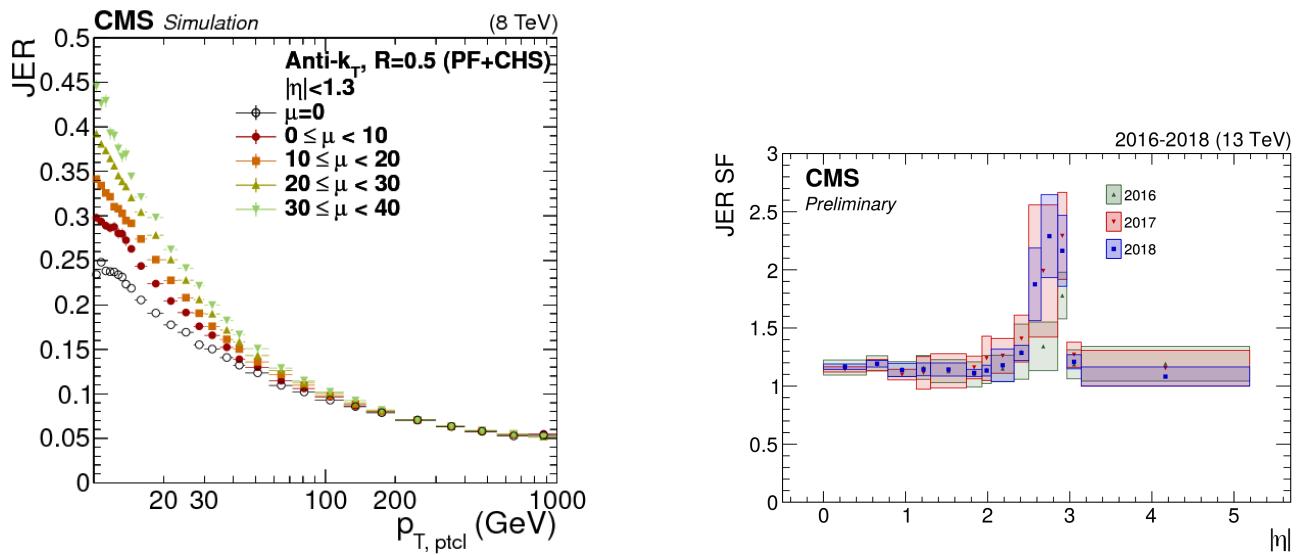
La figure X.18 résume les valeurs de ces incertitudes pour les trois années du Run II. L'incertitude globale sur la JEC est généralement inférieure à 2 %, excepté pour les cas $p_T \leq 30 \text{ GeV}$ ou $|\eta| \geq 2$ où elle peut être de l'ordre de 10 %.

4.6 Correction de la résolution en énergie

La résolution en énergie des jets, notée JER, est de l'ordre de 10 % pour des jets avec $p_T \geq 50 \text{ GeV}$ et peut atteindre environ 40 % pour des jets de bas p_T et un empilement important [17]. Cette résolution est donc bien moins bonne que celles d'autres objets physiques tels que les électrons (2 à 5 %), les muons (1 à 6 %) et les photons (environ 1 %), ce qui peut introduire des biais importants dans les analyses cherchant des résonances étroites, par exemple.

La JER est définie comme la largeur de la gaussienne obtenue par un ajustement sur la distribution de R_{corr} des jets, c'est-à-dire $p_{T,\text{corr}}/p_{T,\text{ptcl}}$. Sa mesure est réalisée à l'aide d'événements $\gamma + \text{jets}$ et $Z + \text{jets}$ et les résultats obtenus lors du Run I sont présentés sur la figure X.19a. Elle est définie comme une fonction de $p_{T,\text{ptcl}}$, η et μ .

La JER observée dans les simulations diffère de celle observée dans les données, elle est légèrement meilleure. Afin de pouvoir réaliser des analyses comparant données et simulations, il est nécessaire d'avoir une JER comparable dans ces deux catégories d'événements. La JER des simulations est ainsi détériorée par un facteur d'échelle (JER SF), déterminé à partir d'événements $\gamma + \text{jets}$ et dijet et défini en fonction de η . Les résultats obtenus lors du Run II sont présentés sur la figure X.19b. Le principe est le même que pour les corrections résiduelles décrites dans les sections 4.4.1 et 4.4.2. Au lieu de s'intéresser à la moyenne de la distribution, c'est sa largeur qui est étudiée.



(a) *JER en fonction de p_T dans le bâillet de CMS ($|\eta| < 1,3$) pour différentes valeurs d'interactions d'empilement μ lors du Run I [17].*

(b) *Facteurs d'échelle de la résolution en énergie des jets en fonction de η lors du Run II [7].*

Figure X.19. Résolution en énergie des jets dans les simulations et facteurs d'échelle à leur appliquer.

L'analyse des événements $\gamma + \text{jets}$ utilisés pour les années 2018 et 2017-UL a fait partie de mon travail de thèse. La phénoménologie de ces événements ainsi que leur analyse sont détaillées dans les sections 5 et 7.

5 Phénoménologie des événements $\gamma + \text{jets}$

Les événements $\gamma + \text{jets}$ peuvent être utilisés afin d'obtenir la correction résiduelle absolue en p_T des jets, introduite dans la section 4.4.2, ainsi que la résolution en énergie des jets. Les analyses correspondantes sont abordées dans les sections 6 et 7.

5.1 Principe des événements $\gamma + \text{jets}$ et réponse balancée

L'état final d'un événement $\gamma + \text{jets}$ comporte un jet à calibrer d'une part et un photon utilisé comme objet de référence d'autre part. En effet, les performances de reconstruction des photons sont meilleures que celles des jets. Sur la figure X.20, la résolution sur les photons est inférieure à 4 % et de l'ordre du pourcent dans le bâillet. Dans le cas des jets, sur la figure X.19a, la résolution minimale est de 5 %. L'utilisation de photons comme objet de référence est donc justifiée.

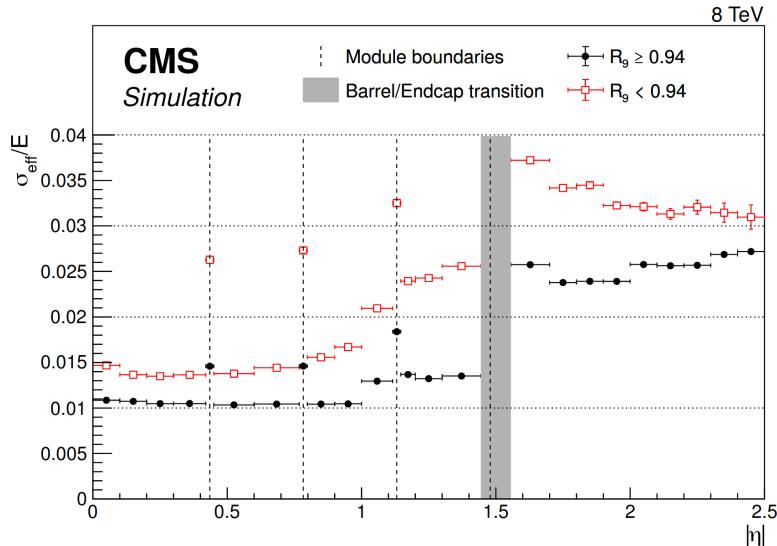


Figure X.20. Résolution relative en énergie des photons en fonction de η pour des événements simulés $h \rightarrow \gamma\gamma$ [24]. La variable R_9 est définie page 25.

Des diagrammes de Feynman correspondant à des événements $\gamma + \text{jets}$ sont présentés sur la figure X.21. Ces événements ne comportent pas de neutrino issu de l'interaction dure¹², il n'y a donc pas d'énergie transverse manquante due à la physique de ces événements. L'impulsion transverse étant nulle dans l'état initial, par conservation, elle est nulle dans l'état final. Le photon et le jet sont donc balancés, c'est-à-dire

$$\vec{p}_{T,\text{ptcl}}^\gamma + \vec{p}_{T,\text{ptcl}}^{\text{jet}} = \vec{0} \Rightarrow p_{T,\text{ptcl}}^\gamma = p_{T,\text{ptcl}}^{\text{jet}}. \quad (\text{X.28})$$

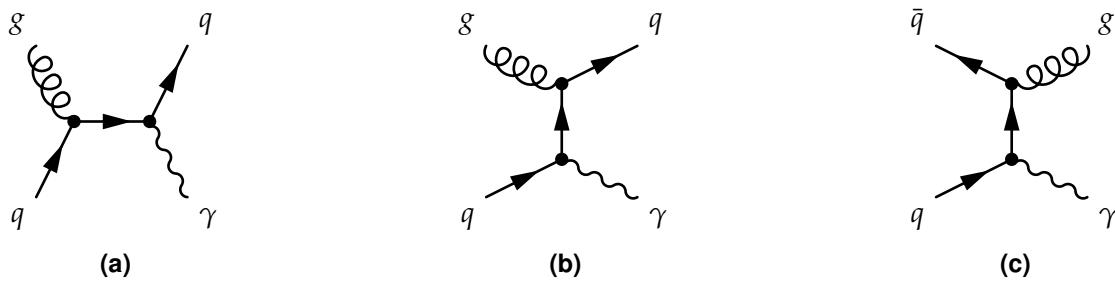


Figure X.21. Exemples de diagrammes de Feynman de processus physiques donnant un photon et un jet dans l'état final.

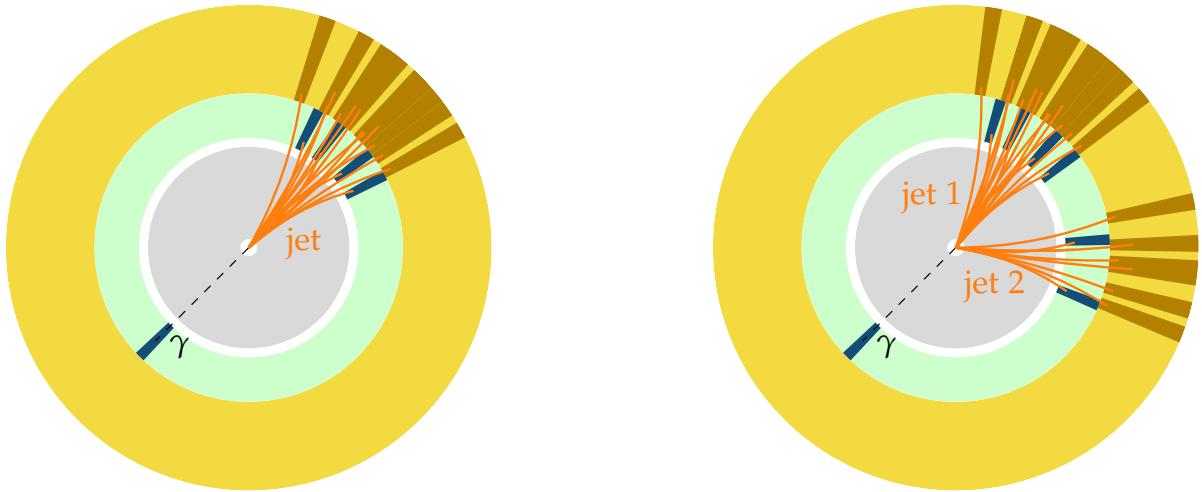
L'impulsion transverse du jet doit donc être égale à celle du photon, objet de référence. La bonne résolution en énergie sur les photons permet de considérer que leur impulsion transverse au niveau reconstruit est égale à leur impulsion transverse au niveau particule. Ainsi, la méthode de la balance¹³ permet de définir

$$R_{bal} = \frac{p_{T,\text{reco}}^{\text{jet}}}{p_{T,\gamma}}, \quad (\text{X.29})$$

qui doit valoir 1 après correction. Cette méthode est performante pour les événements à un photon et un jet dont la topologie est représentée sur la figure X.22a.

12. Des neutrinos peuvent apparaître lors de la formation du jet.

13. La méthode de la balance est introduite dans la section 4.4.



(a) Topologie typique des événements correspondant aux diagrammes de la figure X.21.

(b) Topologie typique des événements correspondant au diagramme de la figure X.23c.

Figure X.22. Topologies typiques des événements $\gamma + \text{jets}$.

5.2 Effets radiatifs et activité additionnelle

Des effets radiatifs peuvent survenir et altérer la topologie des événements $\gamma + \text{jets}$. Un photon peut ainsi être radié dans l'état initial (ISR, *Initial State Radiation*) ou dans l'état final (FSR, *Final State Radiation*), ce qui correspond aux diagrammes de Feynman des figures X.23b et X.23d. Un système composé d'un des photons et du jet n'est donc pas balancé dans ce cas. Il est possible de supprimer ce biais en imposant la présence d'un seul photon dans l'événement. La section efficace de production d'événements $\gamma + \text{jets}$ à 13 TeV est importante [25], il est donc possible de sélectionner de manière stricte les événements afin d'obtenir une bonne pureté tout en conservant une statistique suffisante.

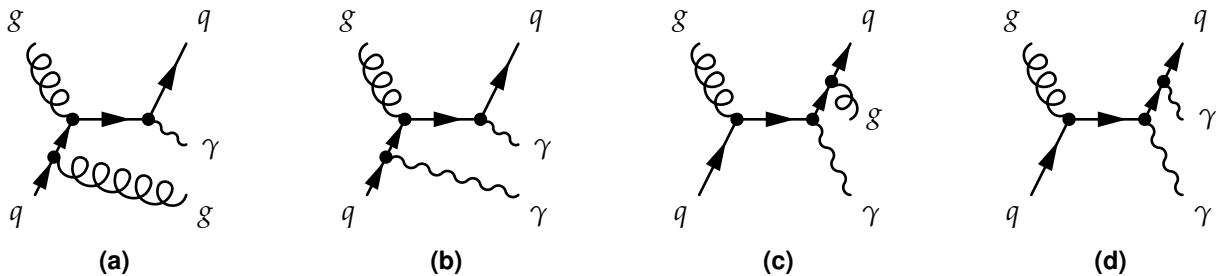


Figure X.23. Exemples de diagrammes de Feynman de processus avec ISR (X.23a, X.23b) ou FSR (X.23c, X.23d) donnant des événements avec deux jets (X.23a, X.23c) ou deux photons (X.23b, X.23d) dans l'état final.

L'ISR et le FSR peuvent aussi produire un gluon, ce qui correspond aux diagrammes de Feynman des figures X.23a et X.23c. Plusieurs jets sont alors présents dans l'état final et sont ordonnés par impulsion transverse décroissante. Le cas de la figure X.23a, correspondant à un jet additionnel par ISR, peut être supprimé par une condition sur les directions du photon et du premier jet qui doivent être opposées. Dans le cas du diagramme de la figure X.23c, correspondant à un jet additionnel par FSR, le photon est balancé avec le système des deux jets. La topologie d'un tel événement est illustrée sur la figure X.22b. La réponse balancée est alors considérée entre le photon et le premier jet, c'est-à-dire le jet d'impulsion transverse la plus grande. Ainsi,

$$R_{bal} = \frac{p_T^{\text{jet } 1}}{p_T^\gamma}. \quad (\text{X.30})$$

La présence d'un jet secondaire, comme sur la figure X.22b, crée un déséquilibre dans R_{bal} dû à la physique de l'événement et non à la JES. Il ne faut donc pas corriger cet effet. Pour cela, il faut pouvoir se ramener au cas où un seul jet est présent, comme dans l'événement de la figure X.22a.

L'activité additionnelle liée aux jets supplémentaires est quantifiée par la variable

$$\alpha = \frac{p_{T\text{reco}}^{\text{jet } 2}}{p_T^\gamma}. \quad (\text{X.31})$$

L'analyse des événements $\gamma + \text{jets}$ est ainsi réalisée à différentes valeurs de α , puis une extrapolation de R_{bal} à $\alpha = 0$ permet d'obtenir le résultat souhaité. Cette procédure est détaillée dans la section 6.

5.3 Utilisation conjointe de la réponse MPF

En complément de la réponse balancée, la réponse MPF, définie comme

$$R_{MPF} = 1 + \frac{\vec{p}_T^\gamma \cdot \vec{E}_T^{\text{miss}}}{|\vec{p}_T^\gamma|^2}, \quad (\text{X.32})$$

est également analysée. Les impulsions de toutes les particules présentes étant considérées, R_{MPF} est moins sensible à l'activité additionnelle que R_{bal} , ce qui se retrouve dans les résultats de l'analyse, figure X.30, page 33, où ces deux réponses sont représentées en fonction de α .

L'utilisation de la réponse MPF nécessite une bonne reconstruction de \vec{E}_T^{miss} , ce qui est le cas grâce aux bonnes performances de l'algorithme de PF. Son utilisation conjointe avec la réponse balancée permet d'obtenir des résultats complémentaires. Des écarts significatifs observés entre les deux méthodes indiqueraient ainsi des effets incompris, nécessitant de plus amples investigations. Dans la situation de la figure X.30 par exemple, les rapports des réponses balancée et MPF entre données et simulations valent $0,967 \pm 0,001$ et $0,966 \pm 0,001$, ce qui est tout à fait compatible.

6 Correction résiduelle absolue en p_T avec les événements $\gamma + \text{jets}$

L'obtention de la correction résiduelle absolue en p_T des jets avec les événements $\gamma + \text{jets}$ a été un de mes travaux de thèse. J'ai ainsi traité les événements des années 2018 et 2017-UL. Cette section présente la sélection des événements $\gamma + \text{jets}$, leur analyse et les derniers résultats obtenus pour l'année 2018.

6.1 Événements utilisés

6.1.1 Ensembles d'événements analysés

Données Les jeux de données utilisés pour 2018 et 2017-UL sont basés sur la présence d'un photon dans l'état final. Plusieurs périodes sont considérées pour chacune de ces années, celles des collisions pp , dont la liste et les luminosités correspondantes sont présentés dans les tableaux X.5a et X.5b.

Run	Luminosité (fb^{-1})
A	13,65
B	7,06
C	6,89
D	31,07
Total	58,67

(a) Année 2018.

Run	Luminosité (fb^{-1})
B	4,79
C	9,63
D	4,25
E	9,31
F	13,54
Total	41,52

(b) Année 2017-UL.

Tableau X.5. Liste des périodes de prise de données considérées et luminosités correspondantes.

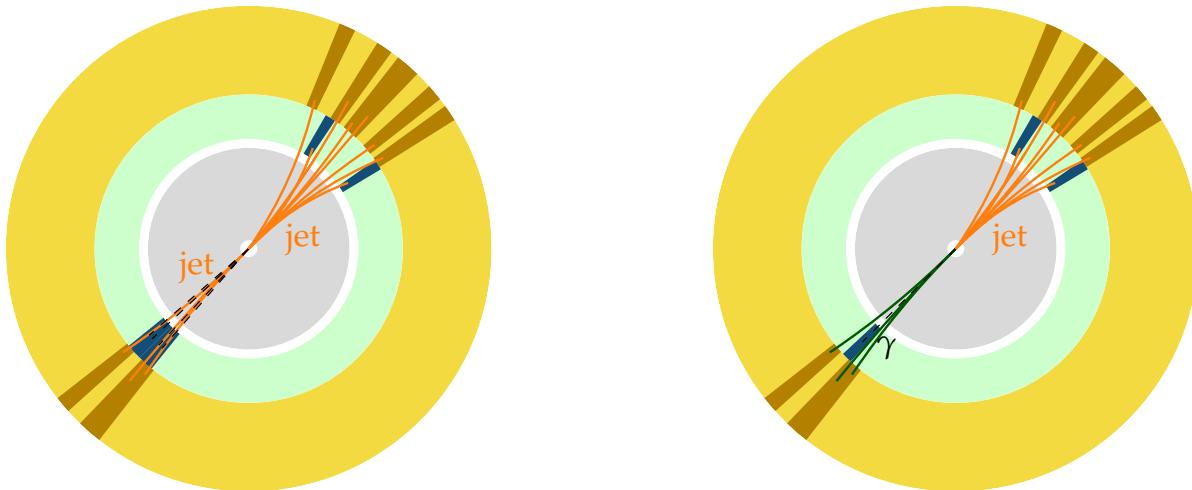
Simulations Les simulations utilisées contiennent des événements $\gamma + \text{jets}$ de type $qg \rightarrow q\gamma$, comme ceux des figures X.21a et X.21b, et $qq \rightarrow g\gamma$, comme celui de la figure X.21c. Pour l'année 2018, les événements sont générés en un seul jeu de données à l'aide de PYTHIA 8 [26] avec les réglages CP5-Flat [27] et une énergie dans le centre de masse de 13 TeV. Dans l'état final, un photon d'impulsion transverse comprise entre 15 et 6000 GeV est généré. Pour l'année 2017-UL, les événements sont générés conjointement à l'aide de PYTHIA 8 [26] avec les réglages CP5 [27] et MADGRAPH 5 [28] et une énergie dans le centre de masse de 13 TeV. Dans l'état final, la somme scalaire des impulsions transverses des jets, notée HT, appartient à un intervalle, définissant ainsi cinq jeux de données. Les sections efficaces des événements simulés ainsi obtenus sont présentées dans le tableau X.6.

Année	Caractéristique	Section efficace (pb)
2018	$p_T \gamma \in [15, 6000] \text{ GeV}$	283 000,0
2017-UL	$\text{HT} \in [40, 100] \text{ GeV}$	18 700,0
2017-UL	$\text{HT} \in [100, 200] \text{ GeV}$	8640,0
2017-UL	$\text{HT} \in [200, 400] \text{ GeV}$	2185,0
2017-UL	$\text{HT} \in [400, 600] \text{ GeV}$	259,9
2017-UL	$\text{HT} > 600 \text{ GeV}$	85,31

Tableau X.6. Sections efficaces des différents événements $\gamma + \text{jets}$ simulés.

6.1.2 Sélection des événements

Une sélection plus fine des événements à considérer est réalisée lors de l'analyse elle-même. En effet, les événements souhaités sont ceux contenant un photon avec un ou plusieurs jets; un des bruits de fond principal provient d'événements multijet où un des jets est identifié à tort comme un photon. Cette situation peut arriver lorsque ce jet contient de nombreux pions neutres, les π^0 . Les π^0 se propagent sur des distances moyennes de 26 nm puis se désintègrent dans 99 % des cas en deux photons [10]. Ces particules ne laissent donc aucune trace dans le trajectographe et un dépôt d'énergie dans le ECAL, tout comme un vrai photon issu de l'interaction initiale. Un tel jet comporte ainsi une signature similaire à un photon d'un événement $\gamma + \text{jet}$ autour duquel une activité hadronique existe. Les topologies de ces deux types d'événements, semblables, sont représentées sur la figure X.24.



(a) Topologie d'un événement dijet, dont un jet contient de nombreux π^0 .

(b) Topologie d'un vrai événement $\gamma + \text{jet}$ avec un peu d'activité hadronique autour du photon.

Figure X.24. Topologies d'événements $\gamma + \text{jet}$ et dijet.

Sélection sur les photons Une sélection des photons est appliquée afin de réduire le bruit de fond. La collaboration CMS propose des critères d'identification des photons (lâche, moyen et strict) s'ap-

puyant sur diverses propriétés du « candidat » photon :

- H/E est le rapport de l'énergie hadronique sur l'énergie électromagnétique associées à l'agglomérat d'énergie du photon. Un photon est sensé déposer son énergie dans le ECAL et ne laisser aucun signal dans le HCAL. Une faible valeur de H/E est donc compatible avec un photon.
- $\sigma_{inj\eta}$ est l'étalement en η du dépôt d'énergie dans le ECAL. Cette observable est reliée à la forme de la gerbe électromagnétique, moins étalée pour un photon que pour un électron. Une faible valeur de $\sigma_{inj\eta}$ est donc compatible avec un photon.
- I_{CH} est l'isolation vis-à-vis des hadrons chargés. Elle se définit comme le ratio entre la somme des impulsions transverses de tous les hadrons chargés situés à une distance ΔR du candidat photon dans le plan (η, ϕ) inférieure à 0,3 et l'impulsion transverse du candidat photon lui-même.
- I_{NH} est l'isolation vis-à-vis des hadrons neutres, analogue à I_{CH} .
- I_γ est l'isolation vis-à-vis des photons autres que le candidat lui-même, analogue à I_{CH} .

À cet ensemble de variables dont une valeur maximale est admise pour l'identification des photons s'ajoute R_9 , définie comme

$$R_9 = \frac{E_{3\times 3}}{E_{SC}} \quad (\text{X.33})$$

avec $E_{3\times 3}$ la somme des énergies dans les cristaux du ECAL formant un carré de trois cristaux de côté centré sur le cristal contenant le plus d'énergie dans le *supercluster*¹⁴ et E_{SC} l'énergie dans le *supercluster* [24]. Dans l'analyse des événements $\gamma + \text{jets}$, il est requis que $R_9 > 0,90$.

Les variables d'isolation sont corrigées afin de prendre en compte l'empilement, on considère alors I^{corr} au lieu de I , telle que

$$I^{\text{corr}} = \max(I - \rho \times \mathcal{E}_A, 0) \quad (\text{X.34})$$

où \mathcal{E}_A est l'aire effective, c'est-à-dire la fraction de l'espace (η, ϕ) correspondant à la zone d'isolation à corriger pour l'empilement. Les valeurs des aires effectives utilisées sont présentées dans le tableau X.7. Les coupures définissant les différents critères d'identification des photons ainsi que leurs efficacités d'identification et de réjection sont résumées dans le tableau X.8.

Région	Hadrons chargés	Hadrons neutres	Photons
$ \eta \leq 1,0$	0,0112	0,0668	0,1113
$1,0 < \eta \leq 1,479$	0,0108	0,1054	0,0953
$1,479 < \eta \leq 2,0$	0,0106	0,0786	0,0619
$2,0 < \eta \leq 2,2$	0,010 02	0,0233	0,0837
$2,2 < \eta \leq 2,3$	0,0098	0,0078	0,1070
$2,3 < \eta \leq 2,4$	0,0089	0,0028	0,1212
$ \eta > 2,4$	0,0087	0,0137	0,1466

Tableau X.7. Valeurs de l'aire effective \mathcal{E}_A utilisée pour corriger la contribution de l'empilement aux isolations des photons vis-à-vis des autres particules.

Le critère d'identification des photons retenu dans l'analyse est le critère strict. Seuls les photons situés dans le bâillet sont utilisés car ils présentent la meilleure résolution. La figure X.20, page 21, montre en effet que ces photons possèdent une résolution relative en énergie de l'ordre de 1 %, contre environ 2,5 % pour les photons des bouchons. Une coupure sur leur pseudo-rapidité est donc appliquée, telle que $|\eta| < 1,305$.

Barrel photon study if done in service task, else small paragraph on this idea

Sélection sur les jets Les événements présentant un unique photon sélectionné d'après les critères précédents sont retenus. Avec ce photon doit être présent au moins un jet reconstruit à l'aide de l'algorithme anti- k_T [5] avec un paramètre $R = 0,4$ et respectant les critères définis dans le tableau X.3 pour les données de 2018 et ceux du tableau X.4 pour les données de 2017-UL. Ces critères permettent de rejeter les jets issus du bruit de fond avec une efficacité de 99 %.

14. Le *supercluster* est défini dans la section 4.2 du chapitre « Dispositif expérimental ».

Critère	Lâche		Moyen		Strict	
	Région	Barijet	Bouchon	Barijet	Bouchon	Barijet
Efficacité	90,08 %	90,65 %	80,29 %	80,08 %	70,24 %	70,13 %
Réjection	86,25 %	76,72 %	89,36 %	81,85 %	90,97 %	84,55 %
H/E	0,045 96	0,0590	0,021 97	0,0326	0,021 48	0,0321
$\sigma_{i\eta i\eta}$	0,0106	0,0272	0,010 15	0,0272	0,009 96	0,0271
I_{CH}^{corr}	1,694	2,089	1,141	1,051	0,65	0,517
I_{NH}^{corr}	{ 24,032 +0,015 12 p_T +2,259 $p_T^2/10^5$ }	19,722 +0,011 p_T +2,3 $p_T^2/10^5$	1,189 +0,015 12 p_T +2,259 $p_T^2/10^5$	2,718 +0,0117 p_T +2,3 $p_T^2/10^5$	0,317 +0,015 12 p_T +2,259 $p_T^2/10^5$	2,716 +0,0117 p_T +2,3 $p_T^2/10^5$
I_{γ}^{corr}	{ 2,876 +0,004 017 p_T }	4,162 +0,0037 p_T	2,08 +0,004 017 p_T	3,867 +0,0037 p_T	2,044 +0,004 017 p_T	3,032 +0,0037 p_T

Tableau X.8. Valeurs maximales des observables considérées pour l’identification des photons selon le critère utilisé et la région du détecteur dans laquelle se trouve le candidat photon (barillet pour $|\eta| < 1,479$, bouchon sinon).

Les jets ainsi sélectionnés sont calibrés en énergie en suivant la procédure décrite dans la section 4 jusqu’à la correction résiduelle relative en η incluse. Ils sont alors triés par impulsion transverse décroissante. Pour s’assurer d’une bonne balance dans le plan transverse entre le photon et le premier jet, c’est-à-dire celui d’impulsion transverse la plus grande, seuls les événements proposant un écart angulaire $\Delta\phi$ entre le photon et ce jet supérieur à 2,8 rad sont considérés dans la suite. Le photon et le jet sont donc dos à dos dans le plan transverse, ce qui correspond aux situations illustrées figures X.22a, X.22b et X.24b.

Si un second jet d’impulsion transverse supérieure à 10 GeV est présent, l’événement est rejeté si $\alpha > 0,3$ où α est défini dans l’équation (X.31), page 23. L’événement est également rejeté si un lepton (électron ou muon) isolé, en pratique hors des jets, est présent.

Il a été observé que des régions des calorimètres produisent des signaux menant à des reconstructions biaisées de jets. De plus, un système de lecture expérimental « SiPM » a été installé dans le bouchon du HCAL [29]. Il en résulte des calibrations qui ne sont pas optimales dans les régions correspondantes du détecteur. Afin d’éviter ces effets, tout événement est rejeté s’il comporte, dans ces régions des calorimètres, un jet utilisé dans l’analyse. Ces régions sont résumées sur la figure X.25.

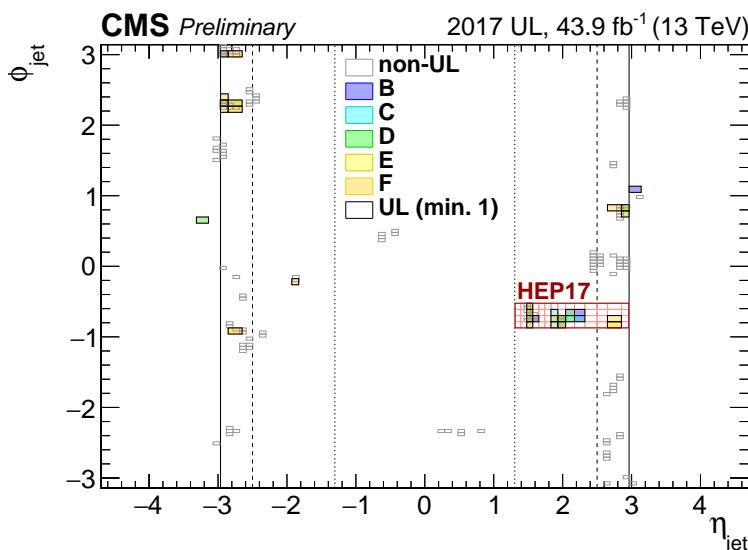


Figure X.25. Régions des calorimètres à exclure de l’analyse dans le plan (η, ϕ) pour les événements de 2017-UL. Certaines régions ne concernent que certaines périodes de l’année (en couleur). La région « HEP17 » correspond à l’emplacement du système de lecture expérimental « SiPM » [29].

Chemin de déclenchement	p_T^γ (GeV)	Prescale 2018	Prescale 2017-UL
HLT_Photon33	[40, 60[$4,011\,54 \times 10^{-5}$	$3,434\,86 \times 10^{-4}$
HLT_Photon50_R9Id90_HE10_IsoM	[60, 85[$3,947\,37 \times 10^{-3}$	$7,404\,66 \times 10^{-3}$
HLT_Photon75_R9Id90_HE10_IsoM	[85, 105[0,015 665 6	0,031 955 2
HLT_Photon90_R9Id90_HE10_IsoM	[105, 130[0,031 290 0	0,063 632 3
HLT_Photon120_R9Id90_HE10_IsoM	[130, 175[0,125 036	0,187 872
HLT_Photon165_R9Id90_HE10_IsoM	[175, 230[0,250 031	0,682 358
HLT_Photon200	[230, $+\infty$ [1	1

Tableau X.9. Chemins de déclenchement, intervalles d’impulsion transverse du photon et prescales utilisés.

Sélection sur le chemin de déclenchement Dans le cas des données, l’événement est sauvegardé si un chemin de déclenchement est activé¹⁵. Seuls les événements dont le photon retenu correspond au photon du chemin de déclenchement sont retenus. Il existe plusieurs chemins de déclenchement en fonction de l’impulsion du photon. Certains de ces chemins proposent une quantité trop importante d’événements à sauvegarder et pourraient saturer la chaîne d’acquisition. Pour éviter cette saturation, seule une fraction des événements passant un tel chemin de déclenchement sont effectivement sauvegardés. Cette fraction est nommée *prescale*. Chaque chemin de déclenchement possède ainsi son *prescale*. Afin de ne pas introduire de biais dû à ces *prescales* dans l’analyse, un intervalle d’impulsion transverse du photon retenu est défini pour chaque chemin de déclenchement utilisé. Il est ainsi requis que le photon retenu soit le photon du chemin de déclenchement correspondant à l’intervalle dans lequel se trouve son impulsion transverse. Les différents chemins de déclenchement, leurs *prescales* et intervalles d’impulsion transverse sont présentés dans le tableau X.9.

Par exemple, un photon d’impulsion transverse 95 GeV doit avoir déclenché le chemin nommé HLT_Photon75_R9Id90_HE10_IsoM. Ce chemin de déclenchement requiert un photon d’impulsion transverse minimale 75 GeV. Ce même photon déclenche donc potentiellement le chemin nommé HLT_Photon90_R9Id90_HE10_IsoM. Utiliser un écart minimal entre l’impulsion du photon et l’impulsion minimale requise au déclenchement du chemin permet de se placer au plateau d’efficacité maximale du chemin de déclenchement. Des biais dus à la calibration du photon sont également évités grâce à cette méthode.

6.2 Analyse

Intervalles de p_T^γ L’analyse a pour but de déterminer la correction résiduelle absolue en p_T des jets, définie dans la section 4.4. Pour cela, l’écart à l’unité du rapport moyen des réponses des jets dans les données et les simulations est déterminé dans différents intervalles de p_T^γ , listés dans le tableau X.10. Ils sont une subdivision des intervalles définis pour les chemin de déclenchement dans le tableau X.9.

[40, 50[[50, 60[[60, 85[[85, 105[
[105, 130[[130, 175[[175, 230[[230, 300[
[300, 400[[400, 500[[500, 700[[700, 1000[
[1000, 3000]			

Tableau X.10. Intervalles de p_T^γ en GeV.

Intervalles de $|\eta^{\text{jet}}|$ La calibration en énergie des jets dépend fortement de la région du détecteur dans laquelle le jet laisse un signal, comme le montre la figure X.14 en page 15. Cet effet est dû aux différentes technologies utilisées ainsi qu’au vieillissement non uniforme du détecteur. Des intervalles

15. Le chemin de déclenchement est abordé dans la section 2.7 du chapitre « Dispositif expérimental ».

de pseudo-rapidité du jet sont ainsi définis dans le tableau X.11 afin de séparer le traitement de ces différentes régions.

[0, 0, 0,783[[0,783, 1,305[[1,305, 1,93[[1,93, 2,5[
[2,5, 2,964[[2,964, 3,2[[3,2, 5,191[

Tableau X.11. Intervalles larges de $|\eta^{\text{jet}}|$.

Pondération par l'empilement Le profil d'empilement, c'est-à-dire la densité de probabilité du nombre d'interactions d'empilement, dépend de la période de la prise de données et du chemin de déclenchement par lequel l'événement est retenu. Ces dépendances sont illustrées sur les graphiques des figures X.26 et X.27. Les événements simulés sont ainsi pondérés afin que leur distribution du nombre d'interactions d'empilement soit similaire à celle dans les données, en prenant en compte la double dépendance avec la période de prise de donnée et le chemin de déclenchement.

Accord données-simulations Les distributions des événements simulés sont normalisées à la luminosité mesurée pour le jeu de données considéré. Les comparaisons étant faites entre les données et les événements simulés $\gamma + \text{jets}$, un désaccord dû à la contamination à bas p_T d'événements multijet est attendu, ces événements n'étant pas présents dans les simulations utilisées. De plus, l'utilisation d'une simulation au premier ordre perturbatif seulement influe sur le nombre de jets dans l'état final qui s'en trouve plus faible, en particulier dans les queues des distributions. Ces désaccords se constatent sur les graphiques de la figure X.28 présentant les distributions de l'impulsion transverse du photon, l'énergie transverse manquante et les impulsions transverses du premier et du second jet. Afin de déterminer la correction résiduelle absolue en p_T des jets ainsi que la correction de leur résolution en énergie, seule la comparaison des distributions de R_{bal} et R_{MPF} est nécessaire. L'accord ainsi obtenu entre données et simulations est considéré comme suffisant.

Intervalles de α Comme expliqué dans la section 5.2, l'analyse des événements $\gamma + \text{jets}$ est réalisée pour différents intervalles de α afin de pouvoir réaliser par la suite une extrapolation à $\alpha = 0$, correspondant au cas idéal d'événements $\gamma + \text{jet}$. Les intervalles utilisés sont présentés dans le tableau X.12. Il s'agit d'intervalles inclusifs, c'est-à-dire que chaque intervalle contient l'intervalle précédent. L'évolution des réponses moyennes en fonction de α y étant linéaire, ce choix rend possible une extrapolation simple vers $\alpha = 0$.

[0, 0, 0,10[[0, 0, 0,15[[0, 0, 0,20[[0, 0, 0,25[[0, 0, 0,30[
--------------	--------------	--------------	--------------	--------------

Tableau X.12. Intervalles de α utilisés pour la JES.

Des études sont en cours afin d'inclure des valeurs de α allant jusqu'à 1. L'exploitation des événements tels que $\alpha > 0,3$ est doublement motivée. Ces événements permettraient d'améliorer les corrections vis-à-vis du FSR¹⁶ et les corrections à bas p_T . En effet, pour $p_T^\gamma < 100 \text{ GeV}$, imposer $\alpha < 0,3$ équivaut à imposer $p_T^{\text{jet}^2} < 30 \text{ GeV}$. Or, les jets d'impulsion transverse inférieure à 30 GeV sont très majoritairement issus de l'empilement, ce qui limite le nombre d'événements exploitables.

Obtention des corrections pour $(\alpha^{\max}, p_T^\gamma, \eta^{\text{jet}})$ donnés Pour chaque domaine de α défini dans le tableau X.12, de p_T^γ défini dans le tableau X.10 et de η^{jet} défini dans le tableau X.11, les distributions des réponses balancée et MPF des données et des simulations sont déterminées. Certaines de ces distributions sont représentées sur la figure X.29.

Afin de limiter les effets des queues de ces distributions, en particulier dans le cas de la réponse balancée, seuls les points à moins de 98,5 % de l'erreur quadratique moyenne (RMS) sont considérés. Une estimation des moyennes de ces distributions tronquées est alors obtenue ; ces moyennes sont

16. Voir page 22.

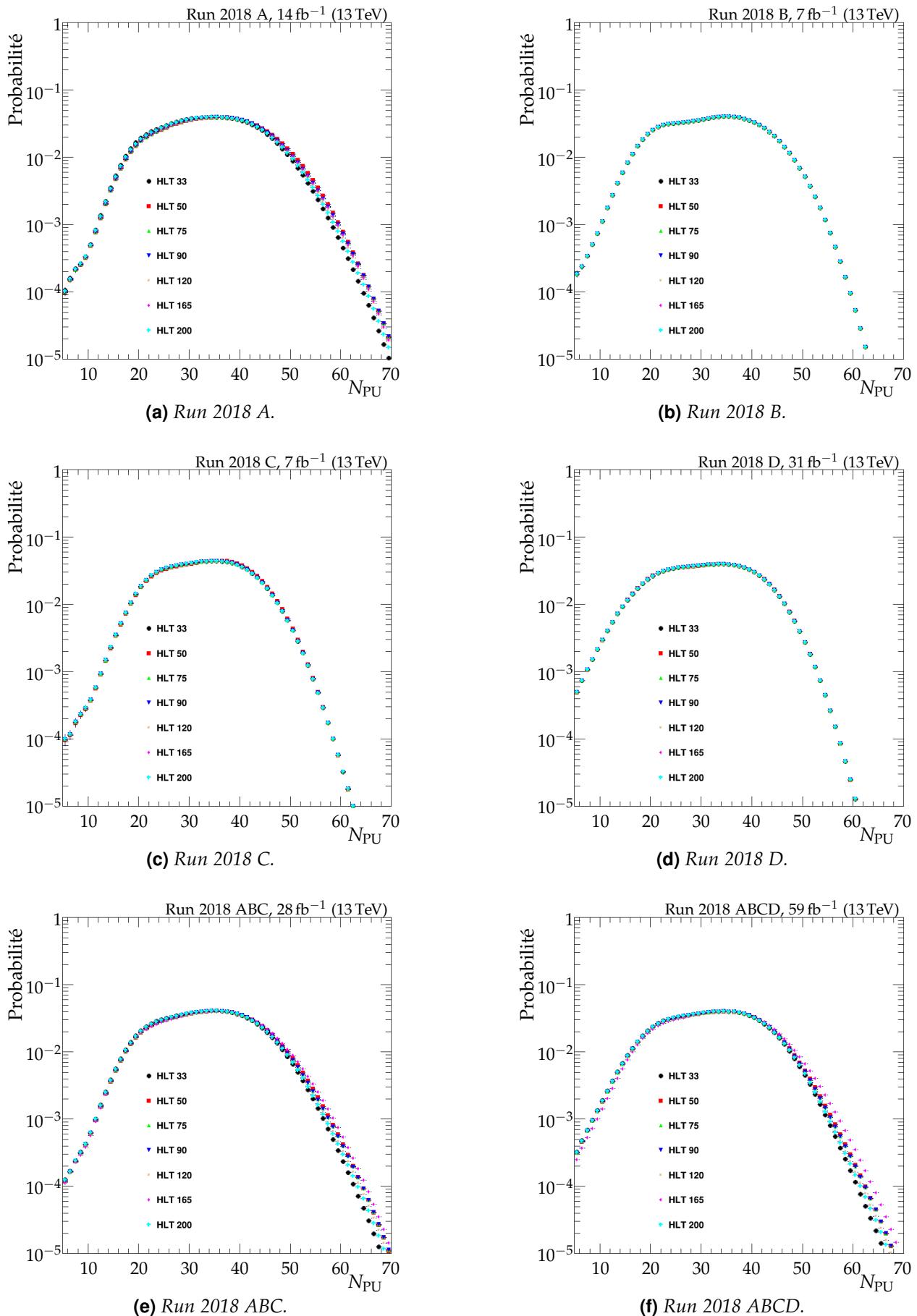


Figure X.26. Densités de probabilité du nombre d'interactions d'empilement N_{PU} pour les périodes de prises de données de 2018.

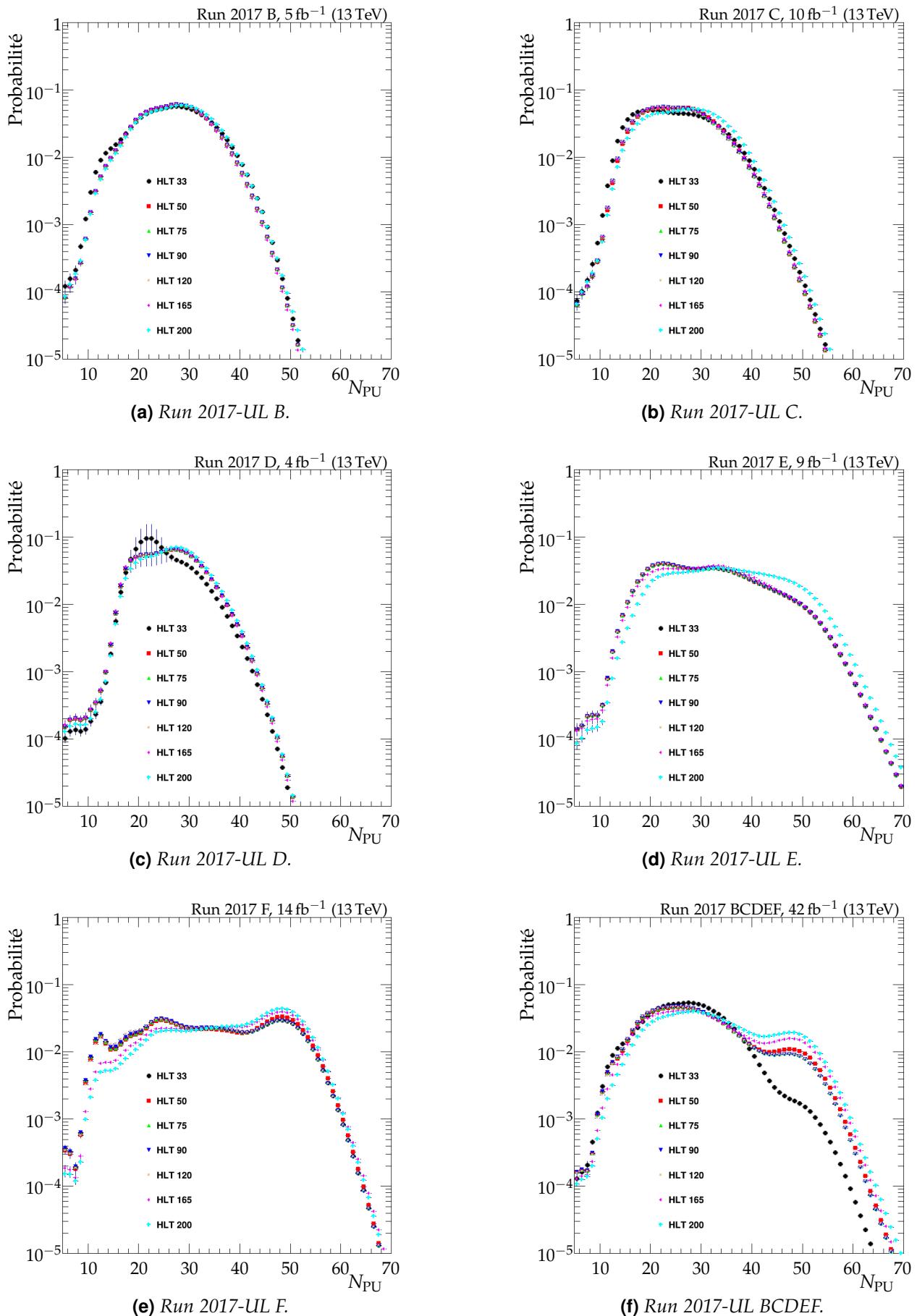
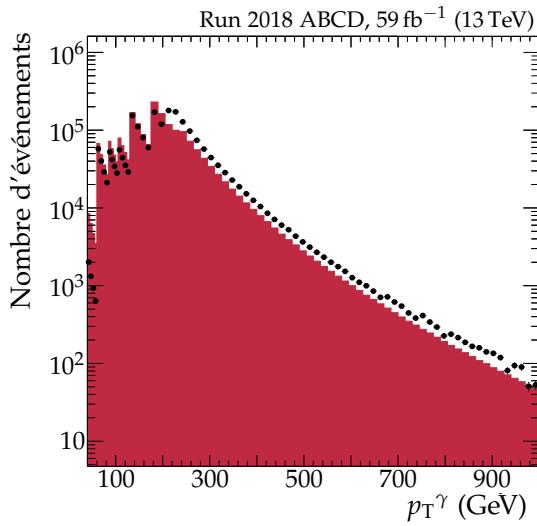
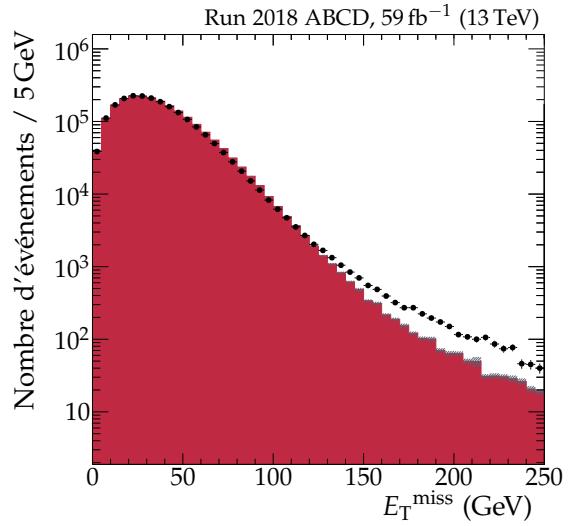


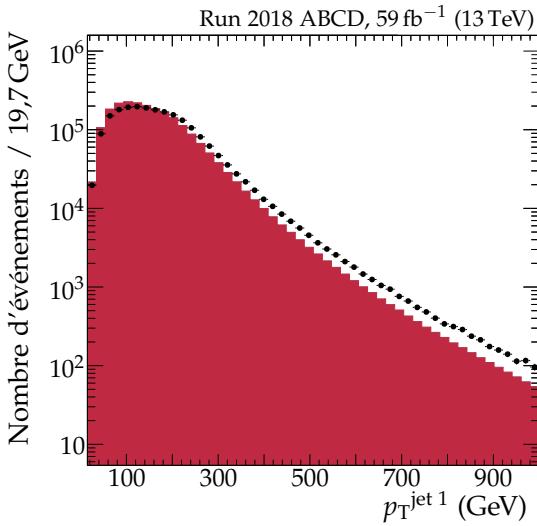
Figure X.27. Densités de probabilité du nombre d'interactions d'empilement N_{PU} pour les périodes de prises de données de 2017-UL.



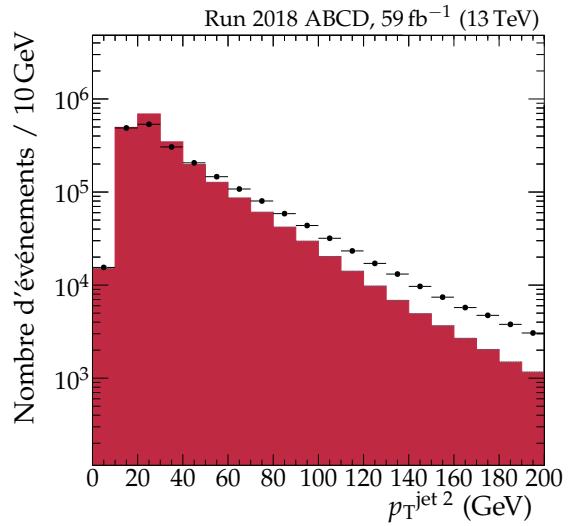
(a) Impulsion transverse du photon.



(b) Énergie transverse manquante.



(c) Impulsion transverse du premier jet.



(d) Impulsion transverse du second jet.

Figure X.28. Distributions d'observables dans les données (points noirs) et les simulations (histogramme en rouge) pour l'année 2018. Sur la figure X.28a, l'effet des prescales (voir page 27) donnant une distribution en dents de scie est clairement visible.

représentées sur la figure X.29. Un écart est effectivement observé entre données et simulations. Il s'agit précisément de l'écart que la correction résiduelle absolue en p_T des jets doit corriger.

Extrapolation vers $\alpha = 0$ Une extrapolation vers $\alpha = 0$ est réalisée afin de s'affranchir des effets radiatifs et de l'activité additionnelle des jets¹⁷. Les intervalles de α utilisés pour la JES sont présentés dans le tableau X.12. L'utilisation des ces intervalles inclusifs permet une extrapolation linéaire en α , ce qui est réalisé sur la figure X.30.

6.3 Résultats

La correction à appliquer aux données, définie par la formule (X.20) d'après la démarche exposée dans la section 4.4, s'obtient en calculant la valeur moyenne des réponses R_{bal} ou R_{MPF} pour les données et les simulations dans chacun des intervalles de p_T^γ défini dans le tableau X.10 et de η^{jet} défini dans le tableau X.11. Elle permet de ramener la réponse moyenne des jets dans les données à celle constatée dans les simulations.

17. Ces effets sont décrits dans la section 5.2.

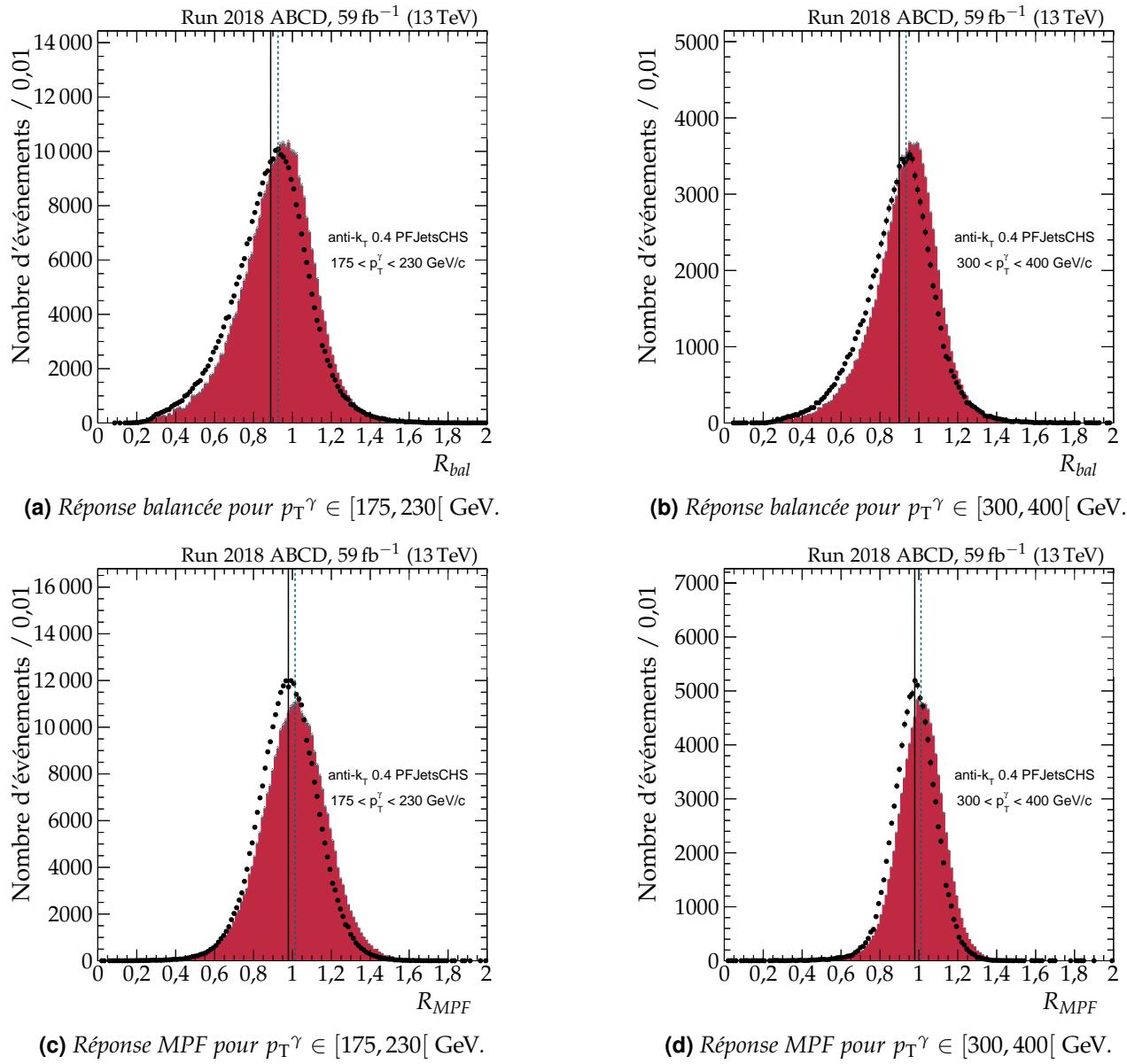


Figure X.29. Réponses balancée et MPF dans les données (points noirs) et simulations (histogramme en rouge) pour $\alpha < 0,3$, $|\eta^{\text{jet}}| < 1,3$ et deux intervalles de p_T^γ en 2018.

Les résultats ainsi obtenus à l'aide des méthodes de la balance et MPF, avant et après extrapolation vers $\alpha = 0$, sont présentés dans les sections 6.3.1 et 6.3.2. Les distributions moyennes des réponses en fonction de p_T^γ dans les données et les simulations, ainsi que leurs rapports, y sont représentées. Un ajustement constant est réalisé dans chaque intervalle de η^{jet} afin d'obtenir un ordre de grandeur de la correction à appliquer dans cet intervalle. La dépendance en p_T de la correction est déterminée grâce à un ajustement global réalisé avec les résultats d'autres analyses, présenté dans la section 6.3.3. Enfin, une vérification de la bonne mise en œuvre de la correction ainsi déterminée est présentée dans la section 6.3.4.

6.3.1 Résultats avant extrapolation

Les distributions des réponses balancées avant extrapolation se trouvent figure X.31, page 34. Les corrections à appliquer sont de l'ordre de 5 % pour $|\eta^{\text{jet}}| < 2,5$. Au-delà, trop peu d'événements sont présents pour obtenir une calibration satisfaisante.

Les distributions des réponses MPF avant extrapolation se trouvent figure X.32, page 35. Les corrections à appliquer sont de l'ordre de 4 % pour $|\eta^{\text{jet}}| < 2,5$, soit environ 1 % de moins qu'avec la méthode balancée. Toutefois, ces résultats sont obtenus avant extrapolation vers $\alpha = 0$. Or, cette

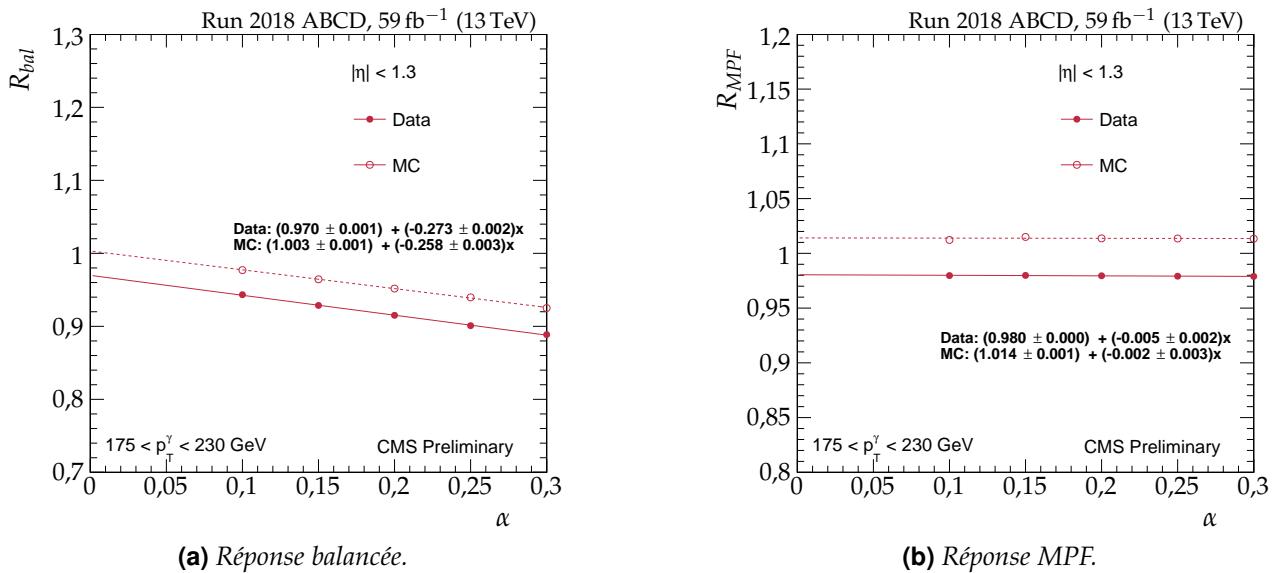


Figure X.30. Extrapolation vers $\alpha = 0$ de la réponse des jets pour $|\eta| < 1,3$ et $175 < p_T^\gamma < 230 \text{ GeV}$ en 2018.

extrapolation a un effet plus important sur la réponse balancée que sur la réponse MPF.

6.3.2 Résultats après extrapolation

L'extrapolation des réponses vers $\alpha = 0$ est réalisée telle que décrite dans la section 6.2.

Les distributions des réponses balancées après extrapolation se trouvent figure X.33, page 36. Les corrections à appliquer sont de l'ordre de 4 % pour $|\eta^{\text{jet}}| < 2,5$, soit environ 1 % de moins qu'avant extrapolation. Pour $|\eta^{\text{jet}}| \geq 2,5$, le manque de statistique ne permet pas de réaliser une extrapolation satisfaisante.

Les distributions des réponses MPF après extrapolation se trouvent figure X.34, page 37. Les corrections à appliquer sont de l'ordre de 4 % pour $|\eta^{\text{jet}}| < 2,5$, l'extrapolation a bien un effet très faible sur R_{MPF} . Pour $|\eta^{\text{jet}}| \geq 2,5$, le manque de statistique ne permet pas de réaliser une extrapolation satisfaisante.

Les valeurs des rapports données sur simulations des réponses balancée et MPF obtenus sont résumés dans le tableau X.13. L'extrapolation vers $\alpha = 0$ permet de rétablir l'accord entre les rapport des réponses balancée et MPF. Cet accord permet de valider l'utilisation de ces méthodes afin d'estimer la JES.

$ \eta^{\text{jet}} \in$	Réponse balancée		Réponse MPF	
	$\alpha < 0,3$	$\alpha \rightarrow 0$	$\alpha < 0,3$	$\alpha \rightarrow 0$
$[0,1,3[$	$0.9581 \pm 0,0003$	$0.9669 \pm 0,0004$	$0.9667 \pm 0,0002$	$0.9687 \pm 0,0003$
$[1,3,2,0[$	$0.9426 \pm 0,0006$	$0.9538 \pm 0,0009$	$0.9521 \pm 0,0004$	$0.9565 \pm 0,0008$
$[2,0,2,5[$	$0.9425 \pm 0,0010$	$0.9502 \pm 0,0015$	$0.9508 \pm 0,0007$	$0.9516 \pm 0,0014$
$[2,5,3,0[$	$0.9744 \pm 0,0026$	$0.9661 \pm 0,0037$	$0.9689 \pm 0,0018$	$0.9707 \pm 0,0034$

Tableau X.13. Rapports données sur simulations des réponses balancée et MPF obtenus en 2018.

6.3.3 Ajustement global

Les événements $\gamma + \text{jets}$ ne permettent pas à eux seuls de couvrir avec une statistique suffisante l'ensemble de la gamme d'impulsions transverses à calibrer. De plus, l'utilisation de différentes catégories d'événements permet de valider *a posteriori* les résultats des analyses entre elles. Un ajustement global est alors réalisé sur les événements $Z + \text{jets}$, $\gamma + \text{jets}$ et multijet afin d'obtenir la correction finale à appliquer aux données.

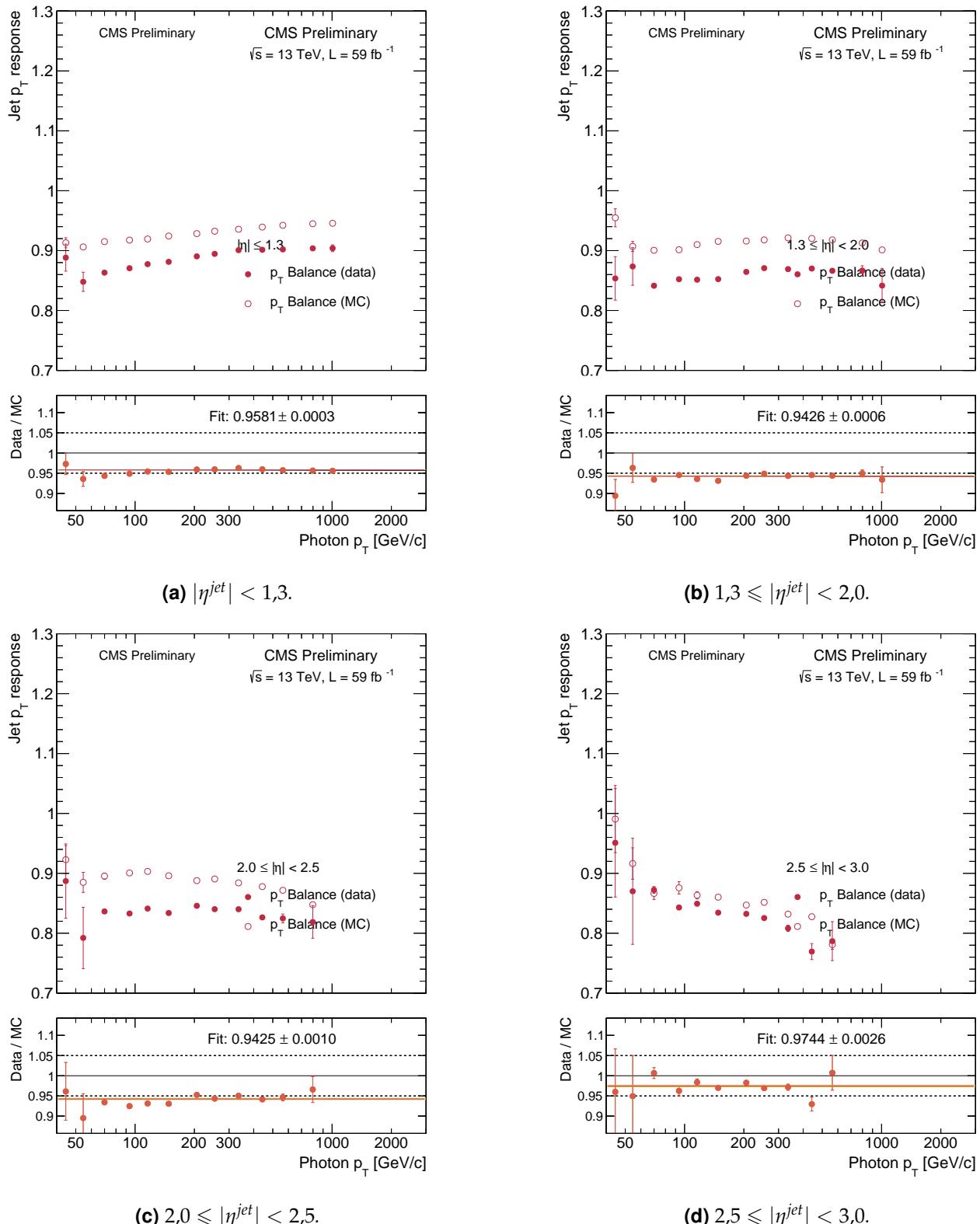


Figure X.31. Distributions des réponses balancées moyennes en fonction de p_T^γ pour différents intervalles de $|\eta^{jet}|$ en 2018 avant extrapolation. Le rapport données sur simulations est présenté dans chaque cas ainsi qu'un ajustement à une constante donnant l'ordre de grandeur de la correction résiduelle à appliquer.

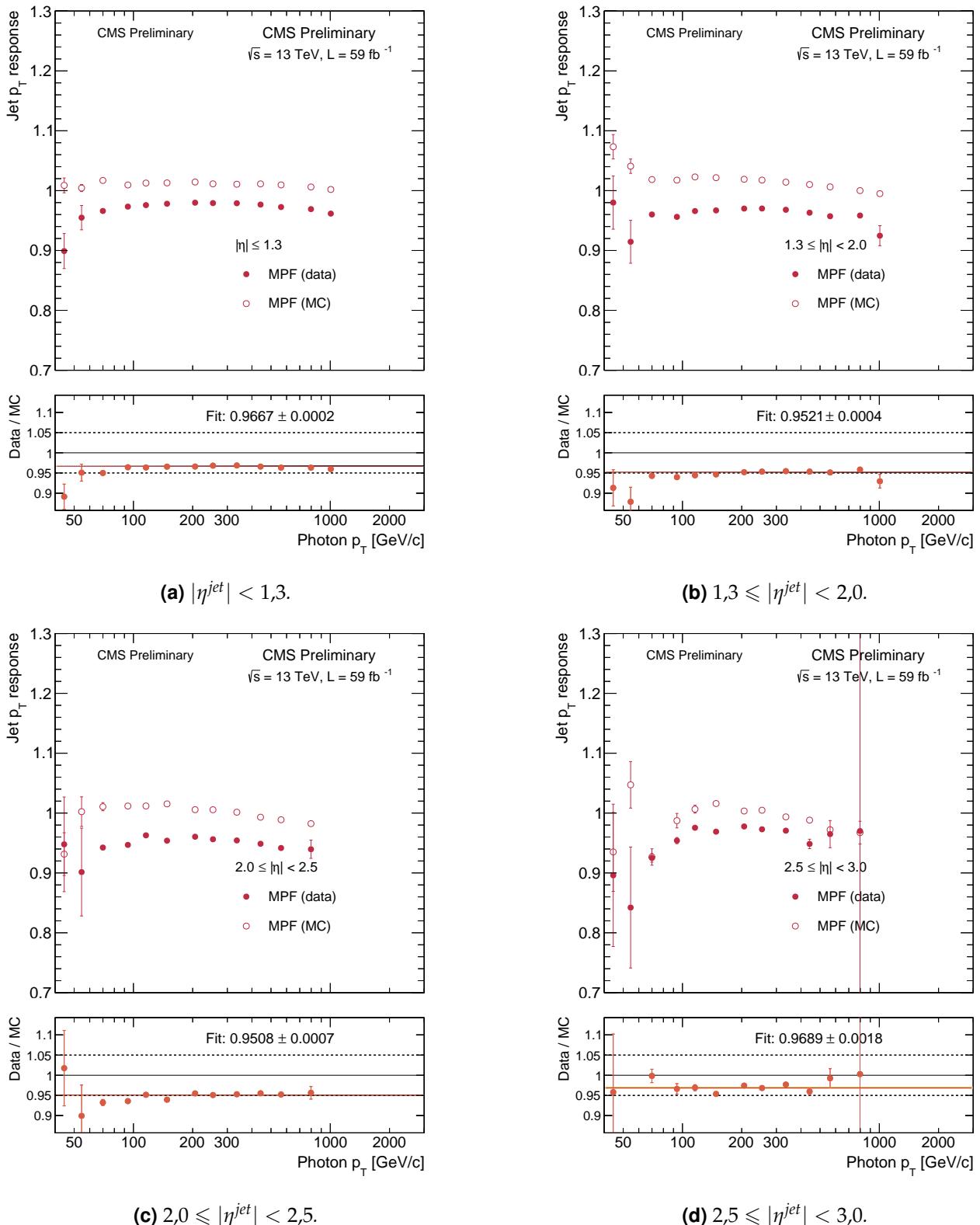


Figure X.32. Distributions des réponses MPF moyennes en fonction de p_T^γ pour différents intervalles de $|\eta^{jet}|$ en 2018 avant extrapolation. Le rapport données sur simulations est présenté dans chaque cas ainsi qu'un ajustement à une constante donnant l'ordre de grandeur de la correction résiduelle à appliquer.

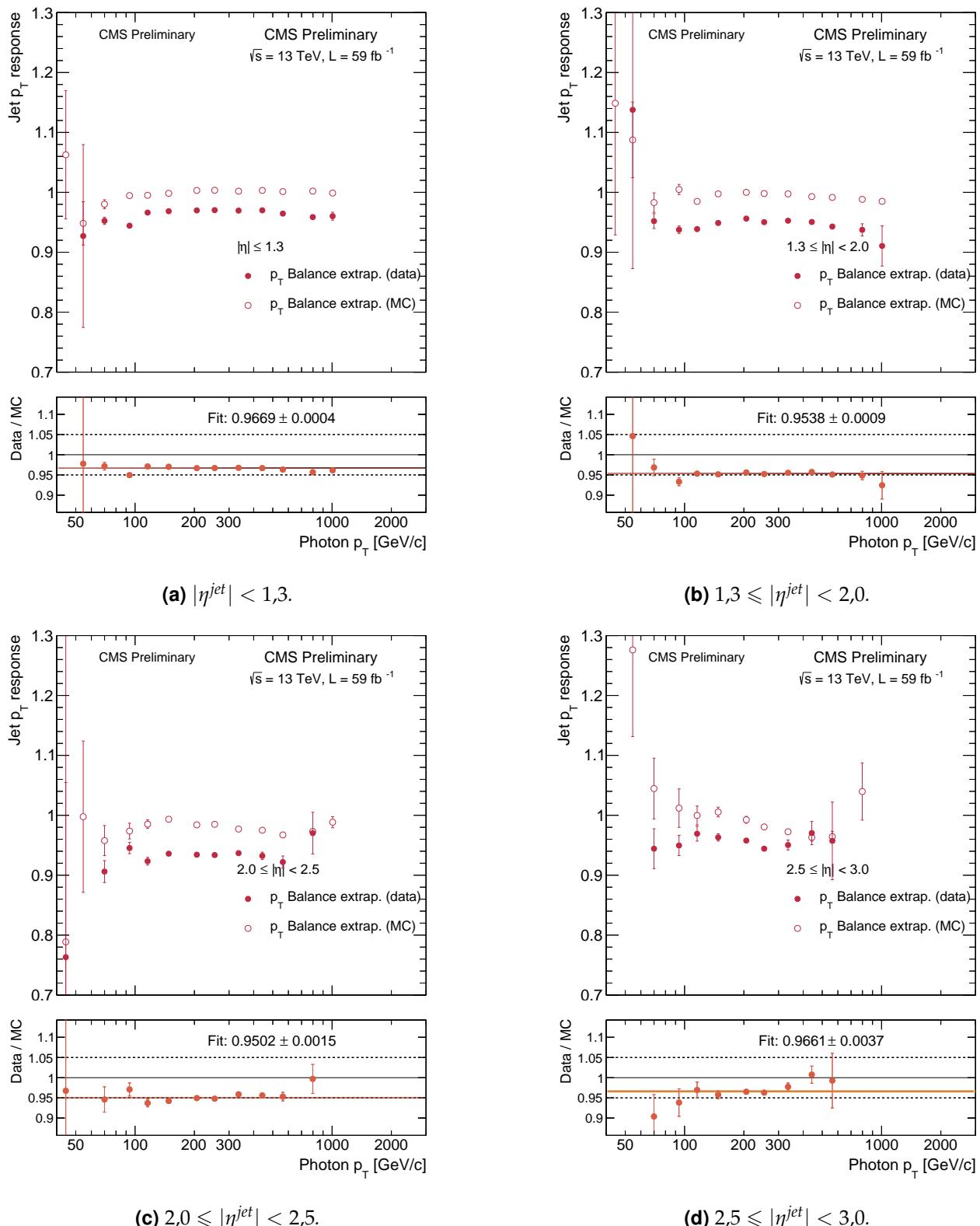


Figure X.33. Distributions des réponses balancées moyennes en fonction de p_T^γ pour différents intervalles de $|\eta^{jet}|$ en 2018 après extrapolation. Le rapport données sur simulations est présenté dans chaque cas ainsi qu'un ajustement à une constante donnant l'ordre de grandeur de la correction résiduelle à appliquer.

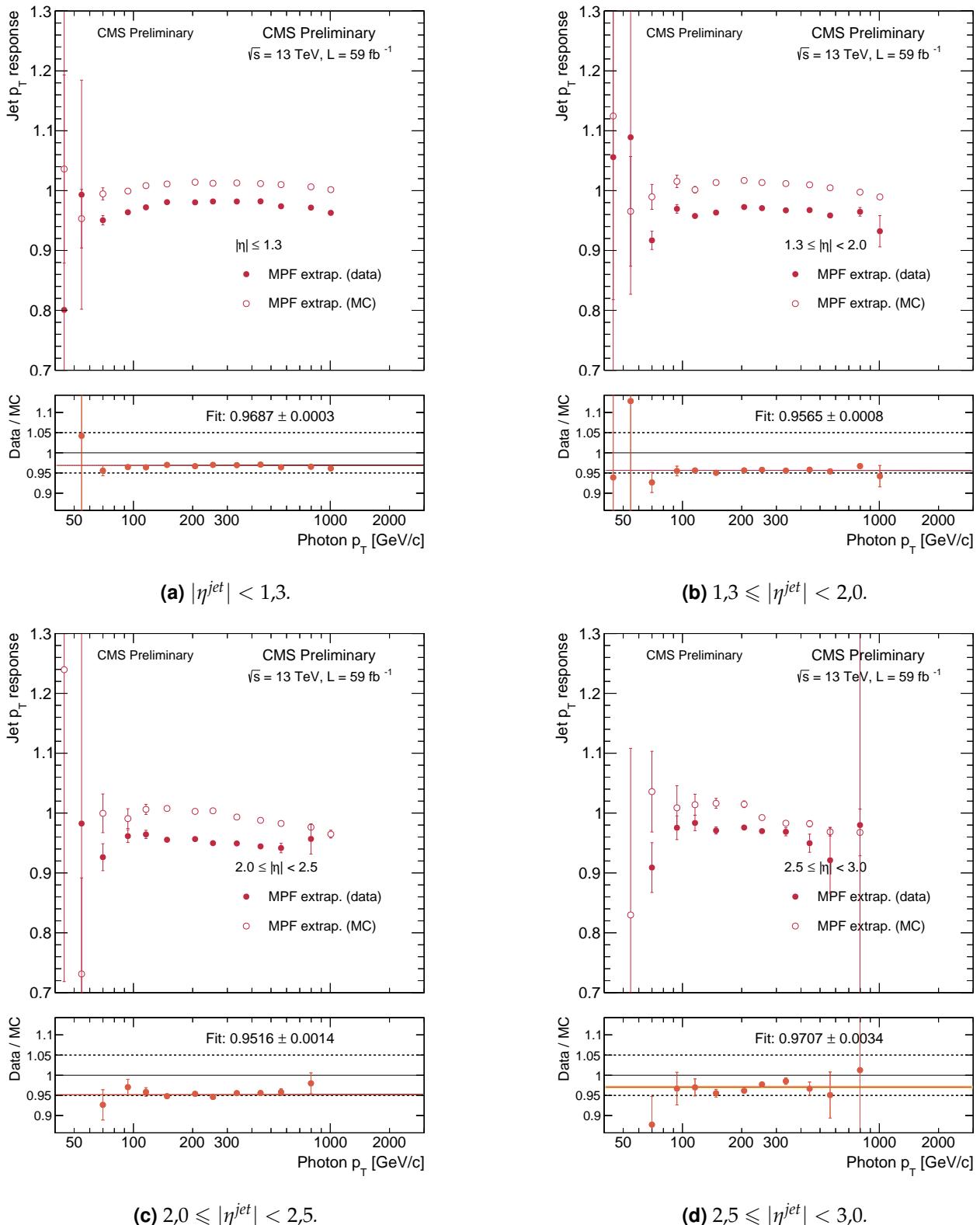
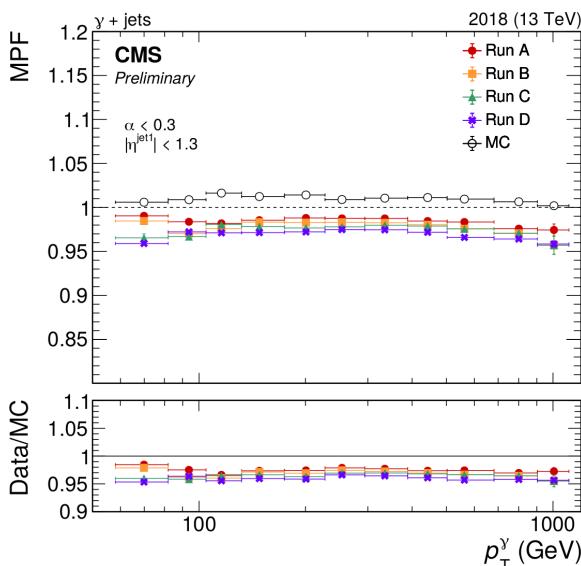


Figure X.34. Distributions des réponses MPF moyennes en fonction de p_T^γ pour différents intervalles de $|\eta^{jet}|$ en 2018 après extrapolation. Le rapport données sur simulations est présenté dans chaque cas ainsi qu'un ajustement à une constante donnant l'ordre de grandeur de la correction résiduelle à appliquer.

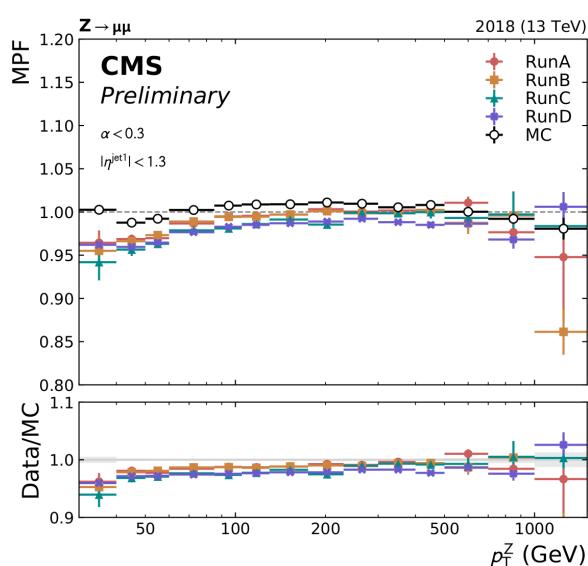
Cet ajustement est réalisé en minimisant un χ^2 prenant en compte les contraintes de chaque catégorie d'événements. La correction résiduelle absolue en p_T des jets correspond ainsi à l'ajustement d'une fonction paramétrique. Les incertitudes présentes dans les différentes analyses sont considérées comme des paramètres de nuisance pour l'ajustement. Ces incertitudes sont :

- 4,6 % sur la section efficace de collision inélastique pp utilisée pour estimer les profils d'empilement;
- les incertitudes de la JEC, décrites section 4.5, page 18;
- l'échelle en énergie des objets de référence, 0,2 % pour les photons et les muons, 0,5 % pour les électrons;
- les effets de l'ISR et du FSR se retrouvant dans l'incertitude de l'extrapolation en α ;
- la propagation des calibrations des photons et des électrons dans l'énergie transverse manquante.

Les résultats produits lors de ma thèse avec les événements $\gamma + \text{jets}$ peuvent être comparés à ceux de l'analyse basée sur les événements $Z(\rightarrow \mu^+ \mu^-) + \text{jets}$ pour la même période de prise de données sur la figure X.35. Une dépendance temporelle des réponse est observée, en partie due au vieillissement du détecteur.



(a) Avec les événements $\gamma + \text{jets}$.



(b) Avec les événements $Z(\rightarrow \mu^+ \mu^-) + \text{jets}$.

Figure X.35. Distributions de la réponse MPF moyenne en fonction de p_T dans les événements avec $|\eta^{\text{jet}}| < 1,3$ et $\alpha < 0,3$ pour chaque période de prise de données et pour les simulations en 2018 [7].

L'ajustement global sur les résultats des différentes analyses est illustré, pour les trois années du Run II, sur la figure X.16 en page 17. La correction résiduelle absolue en p_T des jets utilisée par la collaboration CMS est ainsi obtenue.

6.3.4 Test d'intégrité

Il est possible de vérifier que la correction résiduelle absolue en p_T des jets déterminée permet bien de rapprocher les réponses des jets entre données et simulations. Pour cela, l'analyse est à nouveau réalisée en appliquant la correction résiduelle absolue en p_T des jets lors de leur calibration. Les valeurs des rapports données sur simulations des réponses balancée et MPF obtenus avant et après utilisation de cette correction sont présentés dans le tableau X.14. Ces rapports se rapprochent de 1, ce qui montre que la correction améliore l'accord données-simulations. Cette amélioration peut également se constater sur les distributions des réponses des jets, dont une comparaison est proposée sur la figure X.36 où les deux distributions sont plus proches l'une de l'autre après correction complète.

$ \eta^{\text{jet}} \in$	Réponse balancée		Réponse MPF	
	avant \mathcal{C}_{Res}	après \mathcal{C}_{Res}	avant \mathcal{C}_{Res}	après \mathcal{C}_{Res}
[0,1,3[$0,9669 \pm 0,0004$	$0,9867 \pm 0,0004$	$0,9687 \pm 0,0003$	$0,9877 \pm 0,0003$
[1,3,2,0[$0,9538 \pm 0,0009$	$0,9739 \pm 0,0009$	$0,9565 \pm 0,0008$	$0,9753 \pm 0,0008$
[2,0,2,5[$0,9502 \pm 0,0015$	$0,9698 \pm 0,0016$	$0,9516 \pm 0,0014$	$0,9724 \pm 0,0014$
[2,5,3,0[$0,9661 \pm 0,0037$	$0,9884 \pm 0,0039$	$0,9707 \pm 0,0034$	$0,9922 \pm 0,0035$

Tableau X.14. Rapports données sur simulations des réponses balancée et MPF obtenus en 2018 après extrapolation vers $\alpha = 0$.

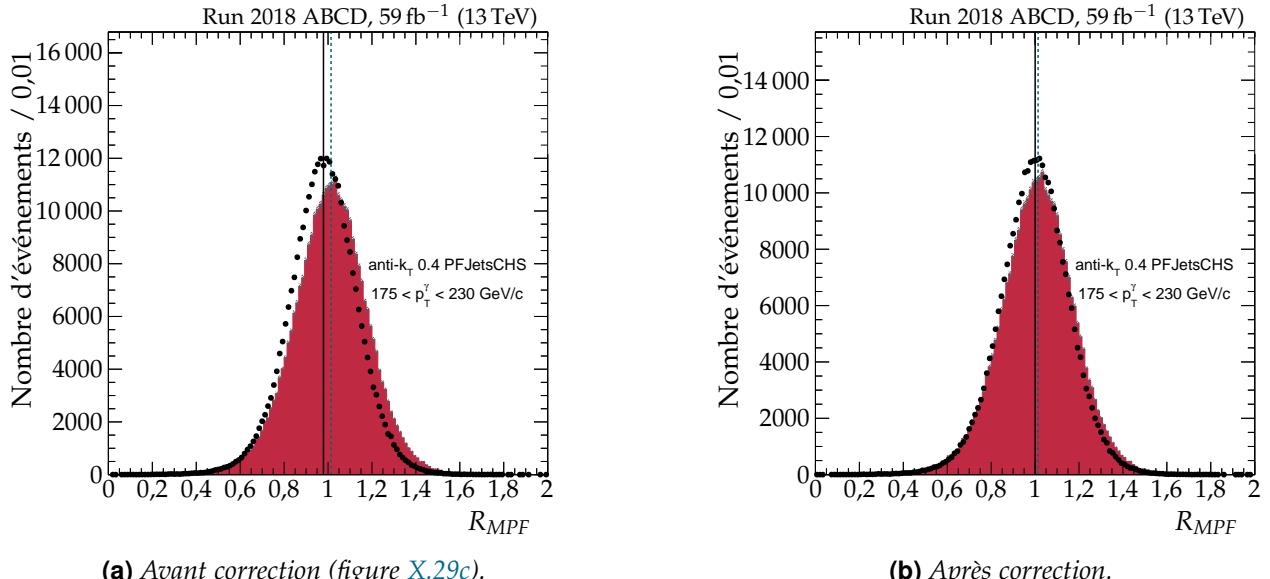


Figure X.36. Comparaison des réponses MPF avant et après correction résiduelle absolue pour $p_T^\gamma \in [175, 230[$ GeV en 2018.

7 Correction de la résolution en énergie avec les événements $\gamma + \text{jets}$

Déterminer la correction de la résolution en énergie des jets, ou JER, en 2018 et 2017-UL avec les événements $\gamma + \text{jets}$ a été un des mes travaux de thèse. La méthode est sensiblement la même que pour déterminer la correction résiduelle absolue en p_T des jets, ou JES.

Dans le cas de la JES, la moyenne de la distribution des réponses des jets est corrigée. Pour la JER, c'est la largeur de cette distribution qui doit être corrigée. La sélection des événements est ainsi faite comme dans le cas de la JES décrite section 6.1, à ceci près que la correction résiduelle absolue en p_T des jets est appliquée.

7.1 Définition de la résolution en énergie des jets

La résolution en énergie des jets se détermine à l'aide de leur réponse balancée R_{bal} . À partir de la définition de R_{bal} en page 16, il est possible d'écrire dans le cas des événements $\gamma + \text{jets}$

$$R_{bal} = \frac{p_{T\text{reco}}^{\text{jet } 1}}{p_T^\gamma} = \frac{p_{T\text{reco}}^{\text{jet } 1}}{p_{T\text{ptcl}}^\gamma} = \frac{p_{T\text{reco}}^{\text{jet } 1}}{p_{T\text{ptcl}}^{\text{jet } 1}} \times \frac{p_{T\text{ptcl}}^{\text{jet } 1}}{p_{T\text{ptcl}}^\gamma} \times \frac{p_{T\text{ptcl}}^\gamma}{p_{T\text{reco}}}, \quad (\text{X.35})$$

ce qui se traduit en terme des largeurs des distributions de chacune de ces fractions sous la forme

$$\sigma_{R_{bal}} = \sigma \left(\frac{p_{T\text{reco}}^{\text{jet } 1}}{p_{T\text{ptcl}}^{\text{jet } 1}} \right) \oplus \sigma \left(\frac{p_{T\text{ptcl}}^{\text{jet } 1}}{p_{T\text{ptcl}}^\gamma} \right) \oplus \sigma \left(\frac{p_{T\text{ptcl}}^\gamma}{p_{T\text{reco}}} \right), \quad (\text{X.36})$$

où \oplus désigne une somme quadratique, c'est-à-dire $(a \oplus b)^2 = a^2 + b^2$. Des termes de cette dernière équation, le premier rend compte de la résolution en énergie des jets au niveau reconstruit et est noté σ_{JER} dans la suite. Il s'agit de la grandeur d'intérêt dans cette analyse. Le second terme est lié à la physique de l'événement sous-jacent, c'est-à-dire de l'empilement, des radiations et des neutrinos. Après extrapolation vers $\alpha = 0$, la contribution des radiations devient négligeable. Ce terme est noté σ_{PLI} dans la suite ; « PLI » signifie interaction au niveau particule (*Particle Level Interaction*). Enfin, le dernier terme est lié à la résolution en énergie des photons, noté σ_γ .

L'équation (X.36) se réécrit alors, en utilisant les notations introduites,

$$\sigma_{R_{\text{bal}}} = \sigma_{\text{JER}} \oplus \sigma_{\text{PLI}} \oplus \sigma_\gamma, \quad (\text{X.37})$$

ce qui peut se réarranger afin d'exprimer σ_{JER} sous la forme

$$\sigma_{\text{JER}} = \sigma_{R_{\text{bal}}} \ominus \sigma_{\text{PLI}} \ominus \sigma_\gamma. \quad (\text{X.38})$$

La bonne qualité de reconstruction des photons permet de négliger le terme σ_γ dans la suite.

7.2 Analyse

Similitudes avec l'analyse menée pour la JES L'analyse des événements $\gamma + \text{jets}$ dans le cas de la JER est semblable à celle pour la JES, décrite dans la section 6.2. Les intervalles de p_T^γ , $|\eta^{\text{jet}}|$ et α sont toutefois différents. Les intervalles de ces grandeurs utilisés pour la JER sont définis dans les tableaux X.15, X.16 et X.17. En particulier, les intervalles de α sont exclusifs, contrairement aux intervalles inclusifs utilisés pour la JES.

[105, 130[[130, 175[[175, 200[[200, 230[[230, 300[
[300, 400[[400, 500[[500, 700[[700, 3000[

Tableau X.15. Intervalles de p_T^γ en GeV utilisés pour la JER.

[0,0,0,522[[0,522,0,783[[0,783,1,131[[1,131,1,305[[1,305,1,740[
[1,740,1,930[[1,930,2,043[[2,043,2,322[[2,322,2,5[[2,5,2,853[
[2,853,2,954[[2,954,3,139[[3,139,5,191[

Tableau X.16. Intervalles fins de $|\eta^{\text{jet}}|$ utilisés pour la JER.

[0,0,0,10[[0,10,0,15[[0,15,0,20[[0,20,0,25[[0,25,0,30[
------------	-------------	-------------	-------------	-------------

Tableau X.17. Intervalles de α utilisés pour la JER.

Obtention de $\sigma_{R_{\text{bal}}}$ et σ_{PLI} pour $(\alpha, p_T^\gamma, \eta^{\text{jet}})$ donnés Pour chaque domaine de α défini dans le tableau X.17, de p_T^γ défini dans le tableau X.15 et de η^{jet} défini dans le tableau X.16, les distributions de la réponse balancée dans les données et les simulations sont déterminées.

Comme dans le cas de la JES, seuls les points à moins de 98,5 % de l'erreur quadratique moyenne (RMS) sont considérés afin de limiter les effets des queues de ces distributions. Alors, $\sigma_{R_{\text{bal}}}$ s'obtient à partir des points restant comme étant le rapport de la variance de la distribution de ces points divisée par leur valeur moyenne.

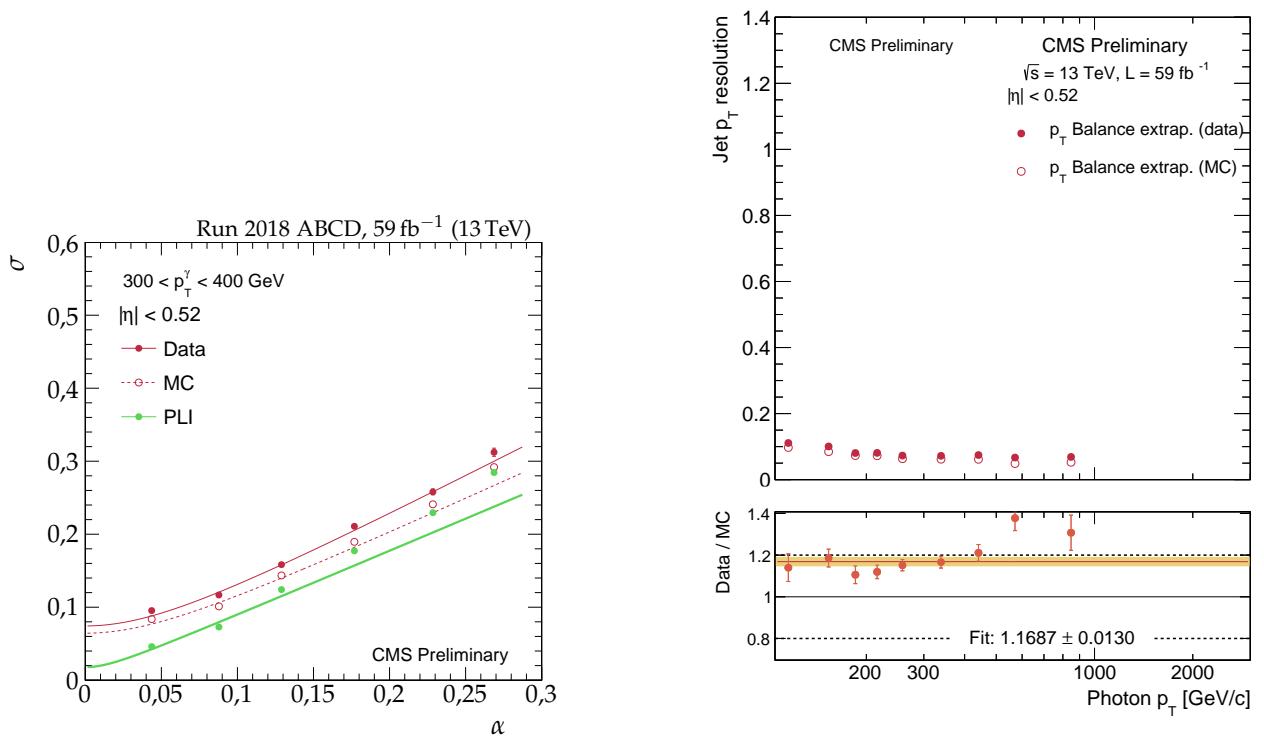
Dans ces mêmes domaines de α , p_T^γ et η^{jet} , les distributions de $p_T^{\text{jet}1}$ et p_T^{ptcl} sont estimées à partir des événements simulés. Il est alors possible d'obtenir σ_{PLI} .

Extrapolation vers $\alpha = 0$ Une extrapolation vers $\alpha = 0$ est réalisée afin de s'affranchir des effets radiatifs et de l'activité additionnelle des jets¹⁸. Les intervalles de α utilisés pour la JER sont présentés dans le tableau X.17. L'extrapolation n'est plus linéaire comme dans le cas de la JES. Une fonction de la forme

$$\sigma_i = \sqrt{(a_i\alpha)^2 + b_i^2} \quad (\text{X.39})$$

est utilisée pour $\sigma_{R_{bal}}^{\text{données}}$, $\sigma_{R_{bal}}^{\text{simulations}}$ et σ_{PLI} . L'extrapolation est illustrée sur la figure X.37a.

Détermination de σ_{JER} en fonction de η^{jet} Dans chacun des intervalles de p_T^γ et η^{jet} , pour les données et les simulations, la contribution estimée de l'événement sous-jacent est soustraite en quadrature à $\sigma_{R_{bal}}$ afin d'obtenir σ_{JER} en suivant l'équation (X.38). Puis, un ajustement constant en p_T des rapports de σ_{JER} extrapolés à $\alpha = 0$ entre données et simulations est déterminé dans chaque intervalle de η^{jet} , comme sur la figure X.37b. La valeur de cet ajustement correspond au facteur à appliquer à la JER dans l'intervalle de η^{jet} .



(a) Extrapolation vers $\alpha = 0$ de la résolution des jets pour $|\eta| < 0,52$ et $300 < p_T^\gamma < 400 \text{ GeV}$ en 2018.

(b) Résolution en énergie des jets extrapolée à $\alpha = 0$ pour $|\eta| < 0,52$ en 2018.

Figure X.37. Détermination de la résolution en énergie des jets.

Incertitudes Les incertitudes prises en compte dans la mesure de la JER sont :

- 4,6 % sur la section efficace de collision inélastique pp utilisée pour estimer les profils d'empilement;
- les incertitudes de la JEC, décrites section 4.5, page 18.

Les incertitudes sur l'échelle en énergie des photons ainsi que leur résolution sont négligées face aux autres incertitudes considérées.

7.3 Résultats

Les résultats issus de l'analyse des événements $\gamma + \text{jets}$ pour l'année 2018 sont présentés sur la figure X.38a. La combinaison avec l'analyses des événements dijet permet d'obtenir les facteurs

18. Ces effets sont décrits dans la section 5.2.

correctifs utilisés par la collaboration, présentés sur la figure X.38b. Ces facteurs sont de l'ordre de 1,2 dans le barilet et peuvent atteindre 2,3 dans les bouchons.

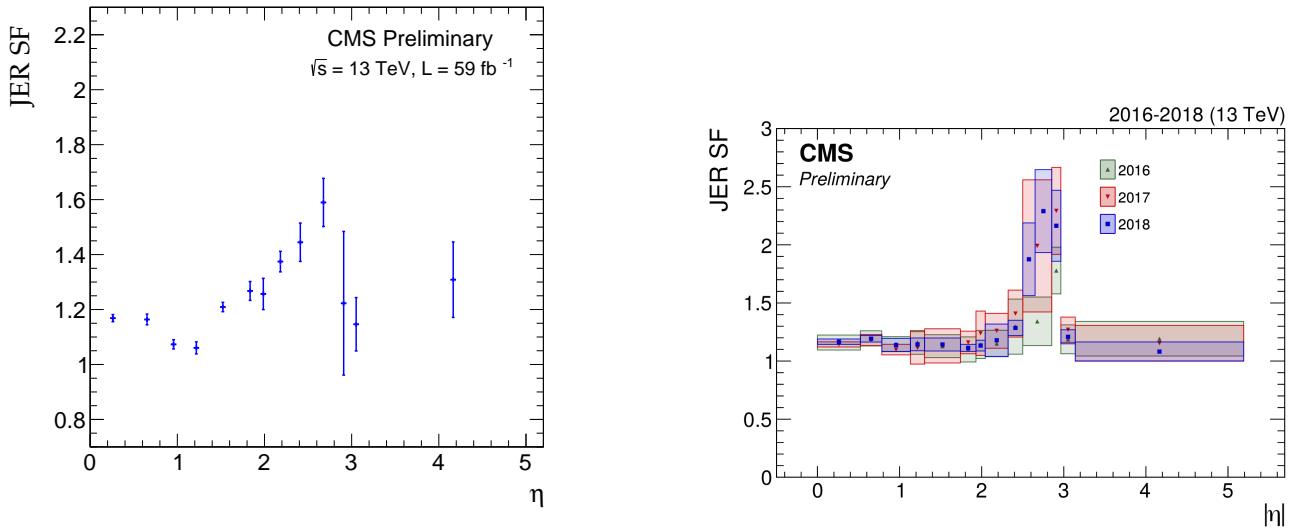


Figure X.38. Facteurs correctifs de la résolution en énergie des jets.

8 Conclusion

Ce chapitre a abordé le sujet des jets.

Dans un premier temps, leur mécanisme de formation a été décrit. Leur apparition est due à l'interaction forte, d'abord dans un régime de haute énergie menant à une gerbe partonique, puis dans un régime de basse énergie donnant lieu au phénomène de hadronisation.

Dans un second temps, la reconstruction des jets a été abordée. Plusieurs algorithmes permettent de regrouper les particules individuellement reconstruites en jets. La forme exacte des jets reconstruits dépend de la méthode utilisée. Au sein de la collaboration CMS, l'algorithme de regroupement principalement utilisé est l'algorithme « anti- k_T ». Une liste de « candidats » jets est ainsi obtenue. Ces candidats doivent alors remplir des critères d'identification afin d'être effectivement considérés comme des jets.

La saveur des jets a brièvement été discutée. En effet, selon le type de particule initiant le jet, ce dernier présente des caractéristiques variables. Bien qu'il soit impossible de remonter à coup sûr à cette particule initiale, ces caractéristiques permettent de l'estimer.

Les jets ainsi reconstruits et identifiés sont des objets dits de « haut niveau » qu'il est nécessaire de calibrer, comme tout autre objet reconstruit. La procédure de calibration en énergie des jets utilisée dans la collaboration CMS a été présentée. Elle permet d'obtenir des jets de la meilleure qualité possible pour les analyses de physique menées par l'ensemble de la collaboration. Il s'agit d'une approche factorisée de plusieurs corrections, chacune ayant pour but de corriger un effet en particulier.

L'obtention d'une de ces corrections pour les années 2018 et 2017-UL a fait partie de mon travail de thèse et a été développée plus en détails, ainsi que la phénoménologie des événements utilisés. Il s'agit d'événements $\gamma + \text{jets}$ dans lesquels la balance entre le photon et un jet permet d'estimer l'échelle en énergie du jet connaissant celle du photon. Les résultats obtenus pour l'année 2018 ont été présentés.

La résolution en énergie des jets doit également être corrigée. À l'aide d'une étude similaire menée sur les mêmes événements, également détaillée dans ce chapitre, les facteurs d'échelle ont été obtenus lors de ma thèse pour les années 2018 et 2017-UL. Les résultats issus de mon travail pour l'année 2018, ainsi que les résultats combinés avec des analyses complémentaires et utilisés par la collaboration, ont été présentés.

Les jets sont omniprésents dans les collisions du LHC. Ces travaux permettent la bonne caractérisation des jets et sont donc essentiels pour réaliser des analyses de physique de qualité. Parmi ces analyses se trouve celle des événements $h \rightarrow \tau\tau$, sujet du chapitre suivant.

Références

- [1] G. P. SALAM. *Elements of QCD for hadron colliders*. 2010. arXiv : [1011.5131 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/pdf/1011.5131.pdf). URL : <https://arxiv.org/pdf/1011.5131.pdf>.
- [2] B. ANDERSSON & coll. « Parton fragmentation and string dynamics » (avr. 1983). URL : <http://cds.cern.ch/record/143980>.
- [3] J.-C. WINTER, F. KRAUSS & G. SOFF. « A modified cluster-hadronisation model ». *European Physical Journal C*36.3 (août 2004), p. 381-395. DOI : [10.1140/epjc/s2004-01960-8](https://doi.org/10.1140/epjc/s2004-01960-8). URL : <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s2004-01960-8>.
- [4] G. P. SALAM & G. SOYEZ. « A practical seedless infrared-safe cone jet algorithm ». *Journal of High Energy Physics* 05 (mai 2007). DOI : [10.1088/1126-6708/2007/05/086](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2007/05/086). URL : <http://dx.doi.org/10.1088/1126-6708/2007/05/086>.
- [5] M. CACCIARI, G. P. SALAM & G. SOYEZ. « The Anti- k_T jet clustering algorithm ». *Journal of High Energy Physics* 04 (avr. 2008). DOI : [10.1088/1126-6708/2008/04/063](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2008/04/063). arXiv : [0802.1189 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/0802.1189).
- [6] G. P. SALAM. « Towards jetography ». *European Physical Journal C*67.3-4 (mai 2010), p. 637-686. DOI : [10.1140/epjc/s10052-010-1314-6](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-010-1314-6). URL : <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-010-1314-6>.
- [7] The CMS Collaboration. « Jet energy scale and resolution performance with 13 TeV data collected by CMS in 2016-2018 » (avr. 2020). URL : <https://cds.cern.ch/record/2715872>.
- [8] The DØ Collaboration. « Measurement of the B_s^0 lifetime in the exclusive decay channel $B_s^0 \rightarrow J/\Psi\phi$ ». *Physical Review Letters* 94 (2005).
- [9] G. BELLINI, I. BIGI & P. DORNAN. « Lifetimes of charm and beauty hadrons ». *Physics Reports* 289.1 (1997), p. 1-155. DOI : [https://doi.org/10.1016/S0370-1573\(97\)00005-7](https://doi.org/10.1016/S0370-1573(97)00005-7). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370157397000057>.
- [10] Particle Data Group. « Review of Particle Physics ». *Progress of Theoretical and Experimental Physics* 2020.8 (août 2020). DOI : [10.1093/ptep/ptaa104](https://doi.org/10.1093/ptep/ptaa104).
- [11] The CMS Collaboration. *Performance of quark/gluon discrimination in 8 TeV pp data*. Rapp. tech. CMS-PAS-JME-13-002. Geneva : CERN, 2013. URL : <http://cds.cern.ch/record/1599732>.
- [12] The CMS Collaboration. « Identification of b-quark jets with the CMS experiment ». *Journal of Instrumentation* 8.04 (avr. 2013). DOI : [10.1088/1748-0221/8/04/p04013](https://doi.org/10.1088/1748-0221/8/04/p04013). URL : <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/8/04/P04013>.
- [13] D. GUEST & coll. « Jet flavor classification in high-energy physics with deep neural networks ». *Physical Review* D94.11 (déc. 2016). DOI : [10.1103/physrevd.94.112002](https://doi.org/10.1103/physrevd.94.112002). URL : <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.94.112002>.
- [14] The CMS Collaboration. « Identification of heavy-flavour jets with the CMS detector in pp collisions at 13 TeV ». *Journal of Instrumentation* 13.05 (mai 2018). DOI : [10.1088/1748-0221/13/05/P05011](https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/05/P05011). URL : <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/13/05/P05011>.
- [15] F. CHOLLET & coll. KERAS. <https://keras.io>. 2015.
- [16] M. ABADI & coll. TENSORFLOW : *Large-scale machine learning on heterogeneous distributed systems*. Software available from tensorflow.org. 2015. URL : <https://www.tensorflow.org/>.
- [17] The CMS Collaboration. « Jet energy scale and resolution in the CMS experiment in pp collisions at 8 TeV ». *Journal of Instrumentation* 12.02 (fév. 2017). DOI : [10.1088/1748-0221/12/02/p02014](https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/02/p02014). URL : <https://doi.org/10.1088%2F1748-0221%2F12%2F02%2Fp02014>.

- [18] S. AGOSTINELLI & coll. « GEANT4 – A simulation toolkit ». *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* **A506**.3 (2003), p. 250-303. DOI : [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203013688>.
- [19] J. ALLISON & coll. « GEANT4 developments and applications ». *IEEE Transactions on Nuclear Science* **53**.1 (fév. 2006), p. 270-278. DOI : <10.1109/tns.2006.869826>.
- [20] J. ALLISON & coll. « Recent developments in GEANT4 ». *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* **A835** (2016), p. 186-225. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.06.125>. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900216306957>.
- [21] T. SJÖSTRAND, S. MRENNA & P. SKANDS. « PYTHIA 6.4 physics and manual ». *Journal of High Energy Physics* **05** (mai 2006). DOI : <10.1088/1126-6708/2006/05/026>. URL : <http://dx.doi.org/10.1088/1126-6708/2006/05/026>.
- [22] The CMS Collaboration. « Event generator tunes obtained from underlying event and multi-parton scattering measurements ». *European Physical Journal* **C76**.3 (2016). DOI : <10.1140/epjc/s10052-016-3988-x>. arXiv : [1512.00815 \[hep-ex\]](1512.00815).
- [23] J. BELLM & coll. « HERWIG 7.0/HERWIG++ 3.0 release note ». *European Physical Journal* **C76**.196 (avr. 2016). DOI : <10.1140/epjc/s10052-016-4018-8>.
- [24] The CMS Collaboration. « Performance of photon reconstruction and identification with the CMS detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV ». *Journal of Instrumentation* **10** (fév. 2015). DOI : <10.1088/1748-0221/10/08/P08010>. URL : <https://cds.cern.ch/record/1988093>.
- [25] The CMS Collaboration. « Measurement of differential cross sections for inclusive isolated-photon and photon+jets production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV ». *European Physical Journal* **C79**.20 (juil. 2018). DOI : <10.1140/epjc/s10052-018-6482-9>. URL : <http://cds.cern.ch/record/2628267>.
- [26] T. SJÖSTRAND & coll. « An Introduction to PYTHIA 8.2 ». *Computer Physics Communications* **191** (2015), p. 159-177. DOI : <10.1016/j.cpc.2015.01.024>. arXiv : [1410.3012 \[hep-ph\]](1410.3012).
- [27] The CMS Collaboration. « Extraction and validation of a new set of CMS PYTHIA 8 tunes from underlying-event measurements ». *European Physical Journal* **C80** (mar. 2019). DOI : <10.1140/epjc/s10052-019-7499-4>. URL : <https://cds.cern.ch/record/2669320>.
- [28] J. ALWALL & coll. « MADGRAPH 5 : Going Beyond ». *Journal of High Energy Physics* **06** (2011). DOI : [10.1007/jhep06\(2011\)128](10.1007/jhep06(2011)128). arXiv : [1106.0522 \[hep-ph\]](1106.0522).
- [29] The CMS Collaboration. « First results from the CMS SiPM-based hadronic endcap calorimeter ». Geneva, août 2018. DOI : <10.1088/1742-6596/1162/1/012009>. URL : <https://cds.cern.ch/record/2636475>.

