

Chapitre X

Calibration en énergie des jets

Sommaire

1	Introduction	1
2	Étapes de la calibration	2
2.1	Correction de l'empilement	3
2.2	Correction de la réponse du détecteur en p_T et en η	5
2.3	Corrections résiduelles	5
2.4	Incertitudes sur la correction en énergie des jets	8
2.5	Correction de la résolution en énergie	10
3	Phénoménologie des événements γ + jets	10
3.1	Principe des événements γ + jets et réponse équilibrée	10
3.2	Activité additionnelle des jets et réponse MPF	12
4	Correction résiduelle absolue en p_T avec les événements γ + jets	13
4.1	Événements utilisés	13
4.2	Analyse	16
4.3	Résultats	21
5	Correction de la résolution en énergie avec les événements γ + jets	28
5.1	Définition de la résolution en énergie des jets	28
5.2	Analyse	28
5.3	Résultats	29
6	Conclusion	31

1 Introduction

Lors des collisions de protons, comme expliqué au chapitre 2, ce sont en réalité leurs constituants respectifs qui interagissent, c'est-à-dire les quarks et les gluons, regroupés sous le terme de « partons ». Il est donc très probable que l'interaction forte intervienne. De plus, les particules les plus lourdes issues de ces collisions, instables, peuvent émettre des quarks en se désintégrant. De nombreux partons sont ainsi émis lors des collisions de protons au LHC. Comme exposé dans le chapitre 1, les partons issus des collisions forment des jets, objets physiques de haut niveau dont la reconstruction est introduite au chapitre 2. Ces jets sont omniprésents dans les analyses réalisées par la collaboration CMS, leur caractérisation est donc un point essentiel. Or, les jets sont des objets physiques composés de nombreuses particules. Leur calibration en énergie est ainsi nécessaire afin d'obtenir une estimation de leur énergie réelle la plus fidèle possible. Les étapes de cette calibration dans l'expérience CMS sont abordées dans la section 2. Lors de ma thèse, j'ai contribué à la détermination de cette calibration. L'étape correspondante est discutée plus en détail. Elle utilise des événements γ + jets, où un photon et au moins un jet sont présents. La section 3 en présente la phénoménologie et la section 4 aborde l'obtention de la calibration. La correction de la résolution en énergie des jets à l'aide de ces mêmes événements est présentée dans la section 5.

2 Étapes de la calibration

Les jets sont des objets physiques composites complexes qu'il est nécessaire de calibrer. La précision apportée à la mesure des jets est capitale dans de nombreuses analyses dans lesquelles 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 [1].

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 en plusieurs étapes, chacune corrigeant un effet en particulier [1]. La figure X.1 résume ces étapes, décrites dans les sections qui suivent.

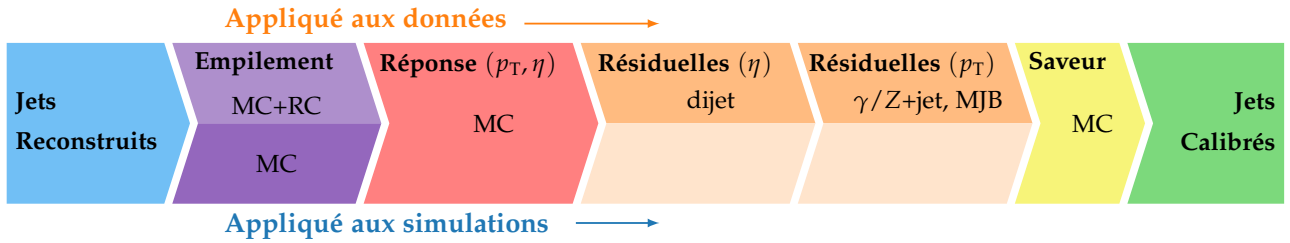


Figure X.1 – Étapes successives de la JEC pour les données réelles (« données ») et simulées (« simulations ») [1]. Les corrections des étapes marquées « MC » sont obtenues par l'étude de simulations, celles marquées « RC » par une méthode de cône aléatoire (Random Cone) sur les données réelles. Les types d'événements utilisés dans les corrections résiduelles sont également indiqués.

Trois stades ou « niveaux » de correction sur les particules peuvent être définis :

- le niveau « particule », noté p_{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 p_{reco} , correspond aux objets et variables après interaction avec le détecteur et reconstruction par l'algorithme de PF ;
- le niveau « corrigé » ou calibré, noté p_{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 dans ce chapitre, est définie comme

$$R = \frac{p_T}{p_{T_{\text{ptcl}}}}. \quad (\text{X.1})$$

La réponse peut être définie à différents niveaux, et par définition $R_{\text{ptcl}} = 1$. Si la JEC est correcte, alors l'impulsion transverse du jet corrigé doit correspondre sensiblement à l'impulsion transverse au niveau particule, c'est-à-dire $R_{\text{corr}} \simeq 1$. Sur la figure X.2 sont représentées les réponses de jets d'événements QCD simulés à différentes étapes de la JEC. Après avoir appliqué toutes les corrections (figure X.2c), 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 $c\tau > 1$ cm, à l'exception des neutrinos [1]. Les hadrons contenant des quarks lourds, 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 permet de définir la réponse des jets d'une manière qui soit accessible expérimentalement et similaire entre jets légers ou de gluons et jets lourds dans lesquels des neutrinos sont produits lors des désintégrations des quarks lourds.

La JEC est déterminée pour chaque année de prise de données et pour différentes subdivisions de ces années. En effet, les conditions expérimentales changent au cours du temps. Ce peut être dû au vieillissement du détecteur, à une modification des caractéristiques des faisceaux de protons ou encore à une modification du détecteur lui-même. Par exemple, entre 2016 et 2017, la partie centrale du trajectographe a été remplacée par un système d'architecture différente [2, 3]. De 2017 à 2018, les

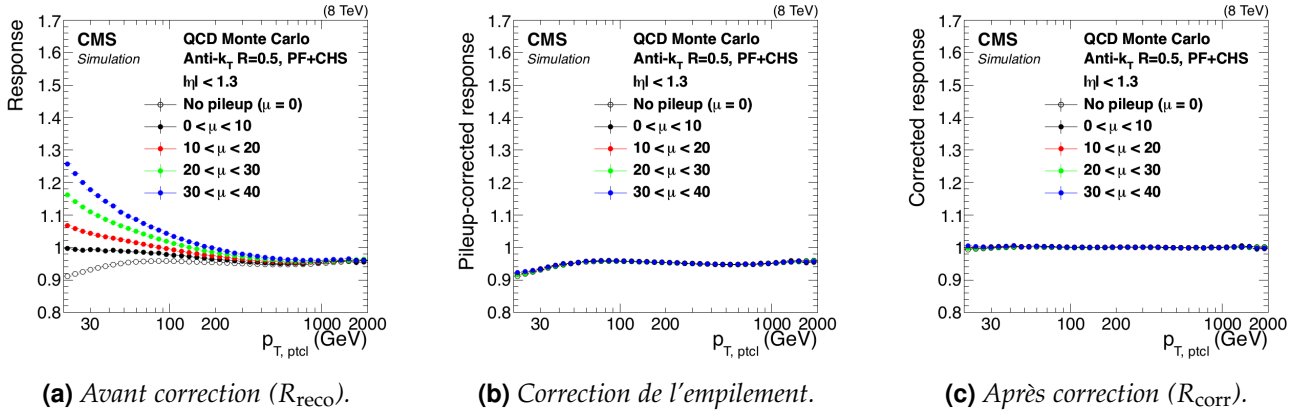


Figure X.2 – Valeur moyenne de la réponse de jets d'événements QCD simulés en fonction de $p_{T,\text{ptcl}}$ à différentes étapes de la JEC [1] et pour différentes valeurs d'interactions d'empilement μ .

photodiodes des bouchons du HCAL ont été changées pour des photomultiplicateurs à silicium [4, 5]. La réponse en énergie des jets dépend fortement de la nature du détecteur, c'est pourquoi des évolutions importantes peuvent apparaître sur la JEC d'une année à une autre. C'est en particulier le cas pour la réponse du détecteur dont la correction, présentée dans la section 2.2, est réalisée après la correction de l'empilement abordée ci-après.

2.1 Correction de l'empilement

Des contributions additionnelles à l'énergie et à l'impulsion des jets peuvent apparaître du fait de l'empilement, décrit dans le chapitre 2. La correction de l'empilement a pour but de soustraire ces contributions et est appliquée aux données réelles et simulées. Elle permet d'améliorer la résolution en énergie des jets 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, *pile-up Charged Hadron Subtraction*) [6], décrite ci-après.

Pour chacun des vertex primaires de l'événement, la somme des carrés des impulsions transverses des traces associées au vertex est calculée. Le vertex primaire principal est choisi comme étant le vertex présentant la plus grande valeur ainsi obtenue. Les autres vertex primaires sont considérés comme des vertex d'empilement. La méthode CHS consiste à retirer de l'événement les hadrons chargés dont les traces associées proviennent de vertex d'empilement. Ces traces permettent en effet de s'assurer que ces hadrons ne sont pas issus du vertex primaire principal. La reconstruction des jets est alors réalisée à partir de l'événement nettoyé, ce qui permet d'améliorer la résolution en p_T des jets.

La correction \mathcal{C}_{PU} de l'empilement résiduel, principalement dû aux hadrons neutres, aux photons, aux traces non associées à un vertex et à l'empilement asynchrone qui n'a pas pu être corrigé totalement, s'exprime en fonction de

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

sous la forme

$$\mathcal{C}_{\text{PU}}(p_{T,\text{reco}}^{\text{CHS}}, \eta, A, \rho) = 1 - \frac{\langle p_{T,\text{ptcl}}^{\text{add}} \rangle}{p_{T,\text{reco}}^{\text{CHS}}} \quad (\text{X.2})$$

où $\langle p_{T,\text{ptcl}}^{\text{add}} \rangle$ est la contribution additionnelle de l'empilement au niveau particule, estimée à l'aide de la méthode de l'aire hybride (*hybrid jet area*) à partir d'événements QCD multijet simulés avec et sans empilement, c'est-à-dire

$$\langle p_{T,\text{ptcl}}^{\text{add}} \rangle(\rho, \eta, p_{T,\text{reco}}^{\text{CHS}}) = \langle p_{T,\text{ptcl}}^{\text{avec PU}} - p_{T,\text{ptcl}}^{\text{sans PU}} \rangle, \quad (\text{X.3})$$

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 $p_{T_{\text{reco}}}^{\text{CHS}}$, η , A et ρ et la correction de l'empilement résiduel C_{PU} définie par (X.2) peut se réécrire

$$C_{\text{PU}}(p_{T_{\text{reco}}}^{\text{CHS}}, \eta, A, \rho) = 1 - \frac{[\rho_0(\eta) + \rho \beta(\eta)(1 + \gamma(\eta) \log p_{T_{\text{reco}}}^{\text{CHS}})] A}{p_{T_{\text{reco}}}^{\text{CHS}}} \quad (\text{X.4})$$

où $\rho_0(\eta)$, $\beta(\eta)$ et $\gamma(\eta)$ sont les paramètres de cette correction, dépendants de η .

La figure X.3 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.3b sont cohérents avec l'absence d'énergie supplémentaire due à l'empilement à $\pm 0,2$ GeV jusqu'à $p_{T_{\text{ptcl}}} = 500$ GeV et à $\pm 0,6$ GeV au-delà.

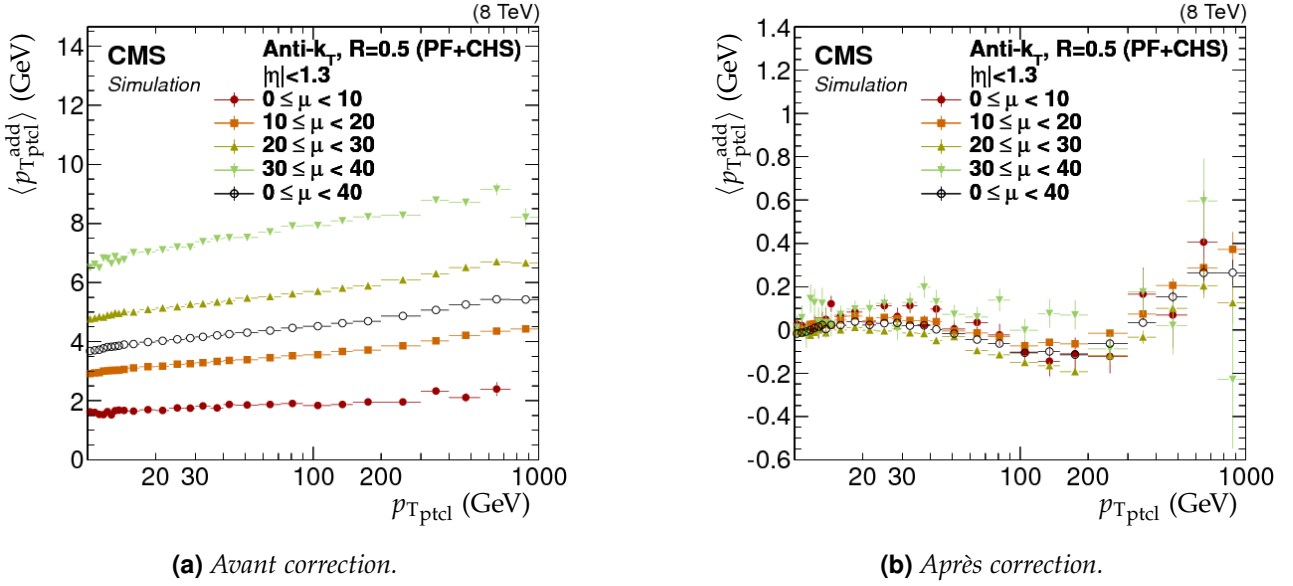


Figure X.3 – Contribution additionnelle de l'empilement au niveau particule telle que définie dans l'équation (X.3) pour $|\eta| < 1,3$ en fonction de l'impulsion du jet au niveau particule pour différentes valeurs du nombre d'interaction d'empilement (μ) [1].

La correction ainsi décrite doit être légèrement adaptée pour pouvoir l'appliquer aux données réelles 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 consiste à placer aléatoirement des cônes couvrant l'ensemble de l'acceptation du détecteur dans le plan (η, ϕ) . La reconstruction des jets se fait alors cône par cône, par regroupement des particules contenues dans chacun d'entre eux. L'impulsion transverse moyenne de ces jets, dans chaque événement, est une mesure de la densité d'énergie moyenne se retrouvant dans les jets [1]. 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, l'impulsion transverse moyenne des jets reconstruits par la méthode RC permet d'estimer la moyenne de la contribution additionnelle de l'empilement, c'est-à-dire

$$\langle p_T^{\text{add}} \rangle^{\text{RC}} = \langle p_{T_{\text{cône}}} \rangle. \quad (\text{X.5})$$

Il est alors possible de définir un facteur d'échelle à appliquer aux paramètres ρ_0 et β de l'équation (X.4) lorsque cette correction est appliquée aux données réelles. Ce facteur d'échelle s'exprime

$$\frac{\langle p_T^{\text{add}} \rangle_{\text{données}}^{\text{RC}}(\eta, \rho_{\text{données}})}{\langle p_T^{\text{add}} \rangle_{\text{simulation}}^{\text{RC}}(\eta, \rho_{\text{simulation}})}. \quad (\text{X.6})$$

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

2.2 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 des jets simulés R_{reco} , déterminée grâce à une simulation du détecteur CMS basée sur GEANT4 [7-9], combinée à PYTHIA 6.4 [10] avec les réglages Z2* [11], est représentée sur la figure X.4 pour les trois années du Run II du LHC. Il apparaît, par exemple, qu'un jet de $p_T = 30$ 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.

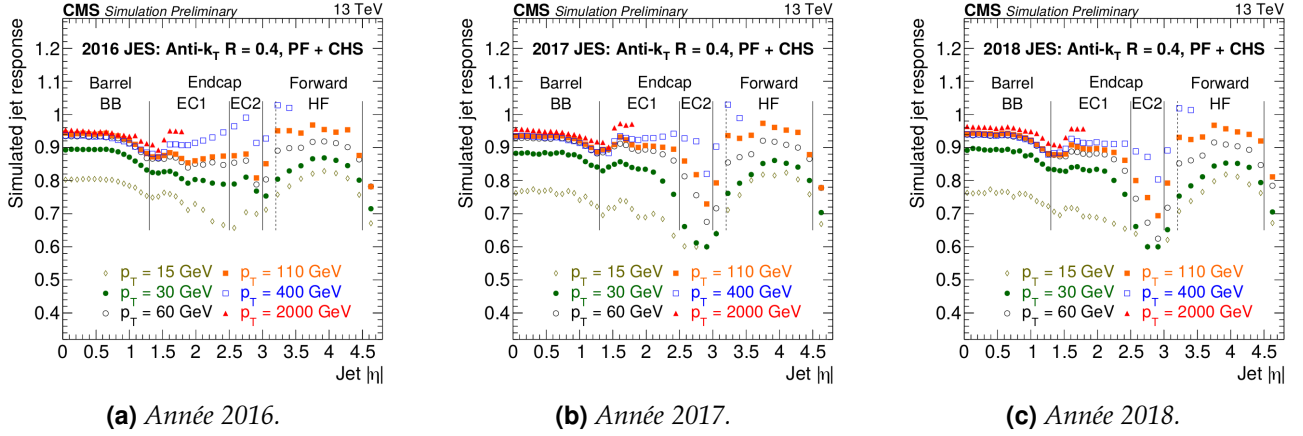


Figure X.4 – Réponse des jets reconstruits en fonction de p_T et η lors du Run II [12]. La chute de la réponse des jets dans la région $|\eta| \simeq 3$ est due à la transition entre le bouchon et la partie vers l'avant du détecteur. Pour $|\eta| > 4,5$, les limites d'acceptation du détecteur expliquent 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 $C_{\text{Rép}}$ à appliquer s'exprime

$$C_{\text{Rép}}(p_{T'_{\text{reco}}}, \eta) = \frac{\langle p_{T_{\text{ptcl}}} \rangle}{\langle p_{T'_{\text{reco}}} \rangle} = \frac{1}{\langle R'_{\text{reco}} \rangle} \quad (\text{X.7})$$

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 [1].

2.3 Corrections résiduelles

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

$$C_{\text{Res}} = \frac{R_{\text{simulations}}}{R_{\text{données}}}. \quad (\text{X.8})$$

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

La méthode équilibrée estime que l'objet de référence et le jet sont équilibrés (*balanced*) au niveau particule, c'est-à-dire d'impulsion transverse totale nulle, soit

$$\vec{p}_{T_{\text{ptcl}}}^{\text{réf}} + \vec{p}_{T_{\text{ptcl}}}^{\text{jet}} = \vec{0}. \quad (\text{X.9})$$

L'objet de référence étant fidèlement reconstruit,

$$\vec{p}_{T_{\text{reco}}}^{\text{réf}} \simeq \vec{p}_{T_{\text{ptcl}}}^{\text{réf}} = \vec{p}_T^{\text{réf}}. \quad (\text{X.10})$$

Ainsi, l'équation (X.9) peut se réécrire à l'aide de (X.10) sous la forme

$$\vec{p}_T^{\text{réf}} + \vec{p}_{T\text{ptcl}}^{\text{jet}} = \vec{0}. \quad (\text{X.11})$$

La réponse d'un jet définie par (X.1) permet alors de faire apparaître la réponse équilibrée du jet, notée R_{bal} (*balanced*),

$$\vec{p}_T^{\text{réf}} + \frac{1}{R_{bal}} \vec{p}_{T\text{reco}}^{\text{jet}} = \vec{0} \Rightarrow R_{bal}(p_T, \eta) = \frac{p_{T\text{reco}}^{\text{jet}}}{p_T^{\text{réf}}}. \quad (\text{X.12})$$

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

$$\vec{p}_{T\text{ptcl}}^{\text{réf}} + \vec{p}_{T\text{ptcl}}^{\text{recl}} = \vec{0}. \quad (\text{X.13})$$

Au niveau reconstruit, l'énergie transverse manquante (MET), introduite dans le chapitre 2, doit être prise en compte dans le recul. Afin de garder une description cohérente de l'événement, les corrections précédentes apportées aux jets sont d'abord propagées à \vec{E}_T^{miss} . L'équation précédente, valable au niveau particule, s'écrit alors

$$\vec{p}_{T\text{reco}}^{\text{réf}} + \vec{p}_{T\text{reco}}^{\text{recl}} = -\vec{E}_T^{\text{miss}} \quad (\text{X.14})$$

La réponse d'un jet définie par (X.1) permet alors de faire apparaître la réponse MPF du jet, notée R_{MPF} ,

$$\vec{p}_{T\text{reco}}^{\text{réf}} + R_{MPF} \vec{p}_{T\text{ptcl}}^{\text{recl}} = -\vec{E}_T^{\text{miss}}. \quad (\text{X.15})$$

En appliquant (X.10) et (X.13) à l'équation précédente, il est possible d'écrire

$$\vec{p}_T^{\text{réf}} - R_{MPF} \vec{p}_T^{\text{réf}} = -\vec{E}_T^{\text{miss}}. \quad (\text{X.16})$$

Par produit scalaire avec $\vec{p}_T^{\text{réf}}$, il vient

$$|\vec{p}_T^{\text{réf}}|^2 (1 - R_{MPF}) = -\vec{p}_T^{\text{réf}} \cdot \vec{E}_T^{\text{miss}}, \quad (\text{X.17})$$

ce qui permet de définir R_{MPF} comme

$$R_{MPF}(p_T, \eta) = 1 + \frac{\vec{p}_T^{\text{réf}} \cdot \vec{E}_T^{\text{miss}}}{|\vec{p}_T^{\text{réf}}|^2}. \quad (\text{X.18})$$

Ces deux réponses, équilibrée et MPF, sont exploitées afin de déterminer les corrections résiduelles décrites ci-après.

2.3.1 Correction résiduelle relative en η

La première correction résiduelle s'exprime en fonction de η . Elle 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 réelles sur simulées de la réponse des jets. Cette correction s'appuie sur la bonne reconstruction des jets dans le tonneau du détecteur. Lorsqu'un événement présente un premier jet avec $|\eta| < 1,3$, c'est-à-dire dans la région de référence du tonneau, et un second avec $|\eta| > 1,3$ et de p_T similaire, le premier sert d'objet de référence afin de calibrer le second. Pour cette raison, cette correction est qualifiée de « relative ». La correction à appliquer aux données réelles ainsi obtenue est illustrée sur la figure X.5 dans le cas des jets d'impulsion transverse égale à 120 GeV.

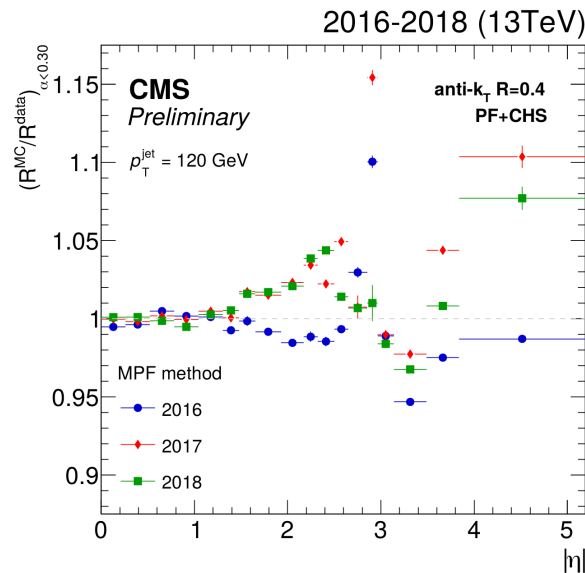


Figure X.5 – Correction résiduelle relative en η lors du Run II [12].

2.3.2 Correction résiduelle absolue en p_T

Cette correction, fonction de p_T , a pour but de rendre indépendant de p_T le rapport données réelles sur simulées 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 $p_T < 400 \text{ GeV}$;
- 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 $100 \text{ GeV} < p_T < 1000 \text{ GeV}$;
- événements multijet : ces événements contiennent au moins deux jets dans l'état final et couvrent la région $p_T > 200 \text{ GeV}$.

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

Cette correction corrige l'échelle en énergie absolue des jets, d'où son qualificatif, à partir d'un objet de référence pouvant être un boson Z ($Z + \text{jets}$), un photon ($\gamma + \text{jets}$) ou un autre jet (multijet). La correction à appliquer aux données réelles ainsi obtenue est illustrée sur la figure X.6 dans le cas des jets de pseudo-rapidité $|\eta| < 1,3$.

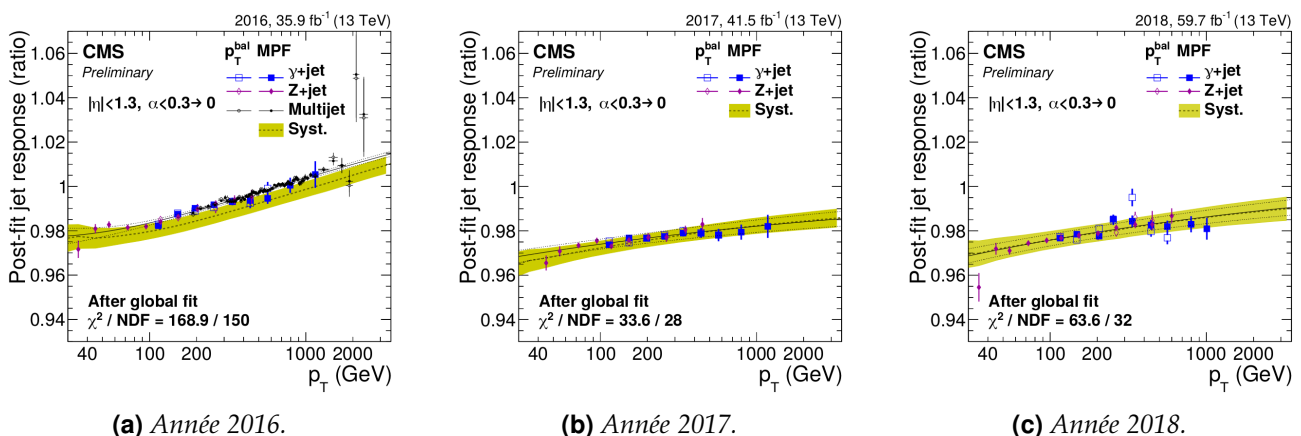


Figure X.6 – Correction résiduelle absolue en p_T pour $|\eta| < 1,3$ lors du Run II obtenue par ajustement global sur les événements $\gamma + \text{jets}$, $Z + \text{jets}$ et multijet [12].

Durant ma thèse, j'ai été responsable de la mesure de cette correction avec les événements $\gamma + \text{jets}$ pour les années 2018, utilisés dans la figure X.6c afin de réaliser un ajustement global avec les autres analyses, et 2017-UL. Cette responsabilité s'inscrit dans la continuité de ce savoir-faire au sein du groupe CMS de l'IP2I, la détermination de cette correction en 2016 et 2017 y ayant déjà été réalisée [13]. La phénoménologie de ces événements ainsi que leur analyse sont détaillées dans les sections 3 et 4.

2.3.3 Correction résiduelle de saveur

Les propriétés des jets dépendent de leur saveur, c'est-à-dire du parton initial, comme exposé au chapitre 1. Il existe ainsi une différence de réponse selon la saveur du jet, majoritairement due à la fragmentation en énergie et la composition du jet qui en dépendent [1]. Par exemple, les particules de bas p_T se retrouvent hors de l'acceptation du détecteur. Or, des jets initiés par des gluons présentent de nombreuses particules de bas p_T par rapport à ceux 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 lourd. La proportion de particules neutres dans le jet est également un des paramètres affectant le plus sa réponse.

La correction résiduelle de saveur C_{Sav} à appliquer aux données réelles et simulées est obtenue à l'aide de PYTHIA 6.4 [10] avec les réglages Z2* [11] sur des événements dijet, $Z + \text{jets}$ et $\gamma + \text{jets}$ simulés et est représentée sur la figure X.7. Elle est de moins de 2 % au-delà de 100 GeV mais peut atteindre 4 % à bas p_T . Dans les analyses de physique des particules, cette correction ne peut être appliquée qu'à condition de connaître la saveur du jet. Elle n'est donc utilisée en pratique que sur les jets issus de quarks b .

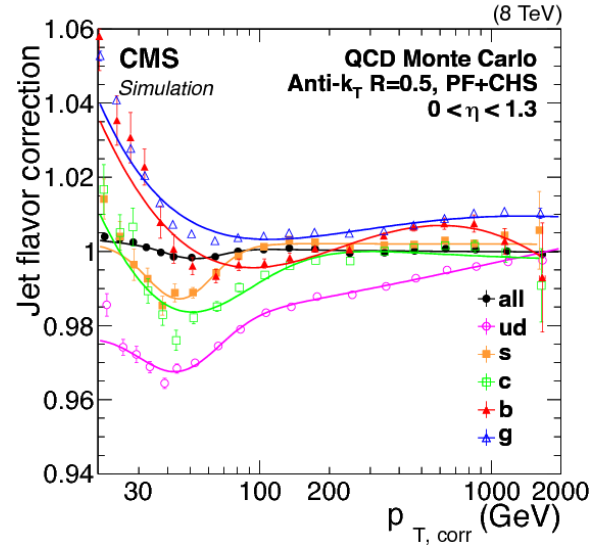


Figure X.7 – Correction résiduelle de saveur en fonction de l'impulsion du jet à laquelle ont été appliquées les corrections décrites dans les sections précédentes, $p_{T, \text{corr}}$, pour des jets de pseudo-rapidité $|\eta| < 1,3$ [1].

2.4 Incertitudes sur la correction en énergie des jets

Des incertitudes liées aux effets systématiques et, dans une moindre mesure, statistiques sont présentes dans chacune des étapes de la JEC. Elles sont parmi les plus importantes dans de nombreuses analyses de la collaboration CMS, leur caractérisation est donc un enjeu important. Elles sont réparties en six groupes dans le cadre de la JEC [12] :

Échelle absolue ou *Absolute scale* sur les légendes des figures X.8a à X.8f. Elle rend compte de l'incertitude sur l'échelle en énergie des objets de référence utilisés pour obtenir la correction résiduelle absolue en p_T décrite dans la section 2.3.2 ainsi que des effets de l'ISR (*Initial State Radiation*) et du FSR (*Final State Radiation*) abordés dans la section 3.

Échelle relative ou *Relative scale* sur les légendes des figures X.8a à X.8f. 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 2.3.1 ainsi qu'aux effets de l'ISR et du FSR.

Empilement ou *Pileup* sur les légendes des figures X.8a à X.8f. 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 réelles sur simulées 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.

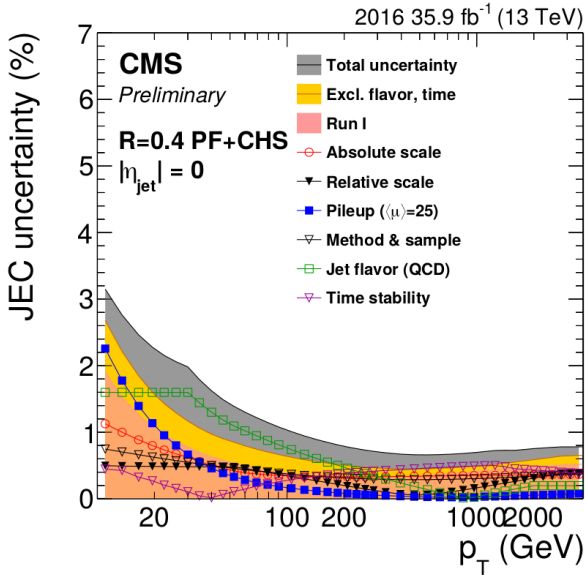
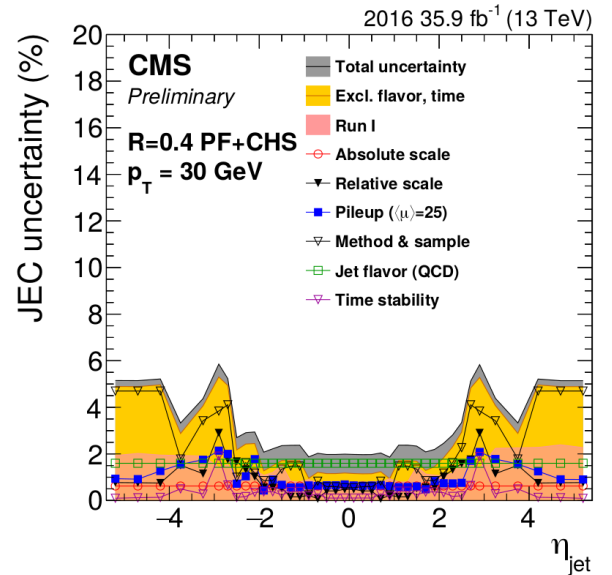
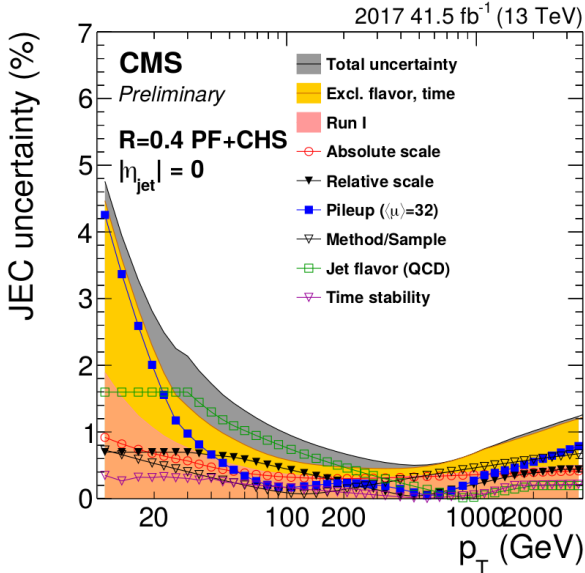
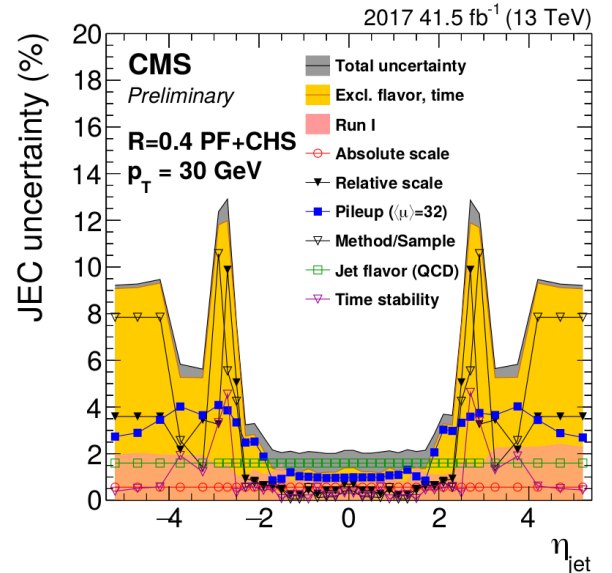
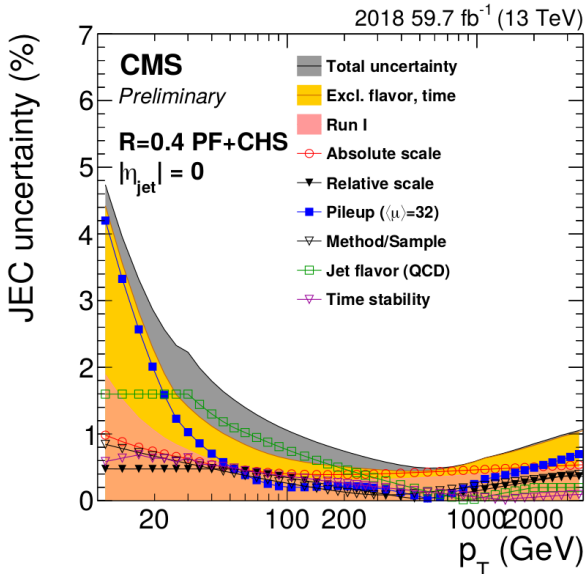
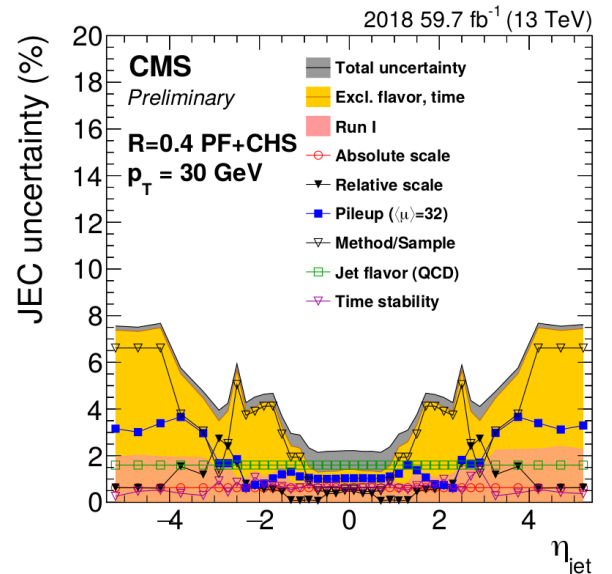
(a) En fonction de p_T pour $|\eta| = 0$ en 2016.(b) En fonction de η pour $p_T = 30$ GeV en 2016.(c) En fonction de p_T pour $|\eta| = 0$ en 2017.(d) En fonction de η pour $p_T = 30$ GeV en 2017.(e) En fonction de p_T pour $|\eta| = 0$ en 2018.(f) En fonction de η pour $p_T = 30$ GeV en 2018.

Figure X.8 – Incertitudes relatives sur la JEC lors du Run II [12].

Méthode et jeux de données ou *Method & sample* sur les légendes des figures X.8a à X.8f. 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.8a à X.8f. 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 [10] et HERWIG [14].

Stabilité temporelle ou *Time stability* sur les légendes des figures X.8a à X.8f. La JEC est déterminée pour chaque période de prise de données chaque année. Les écarts observés entre ces périodes sont inclus dans cette source d’incertitude.

La figure X.8 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 %. Pour $|\eta| \in [2,5; 3,0]$, cette incertitude est bien plus importante en 2017 que pour les autres années. Il s’agit de la région de transition entre les bouchons du HCAL (HE) et le HCAL vers l’avant (HF), c’est-à-dire deux parties distinctes du détecteur. Or, la qualité de la modélisation de cette région du détecteur est moindre pour l’année 2017, c’est pourquoi l’incertitude y est plus importante.

2.5 Correction de la résolution en énergie

La résolution en énergie des jets, notée JER, est de l’ordre de 20 % pour des jets à $p_T = 30 \text{ GeV}$ et de 10 % à $p_T = 100 \text{ GeV}$ [1]. 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 %). La JER joue ainsi un rôle important dans les analyses cherchant des résonances étroites, par exemple. Il est donc nécessaire de maîtriser cette grandeur.

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 $p_{T,corr}/p_{T,ptcl}$. 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.9a. Elle dépend de $p_{T,ptcl}$, η et μ .

La JER observée dans les simulations diffère de celle observée dans les données réelles, elle est légèrement meilleure. Afin de pouvoir réaliser des analyses comparant données réelles et simulées, 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.9b. Le principe est le même que pour les corrections résiduelles décrites dans les sections 2.3.1 et 2.3.2. Au lieu de s’intéresser à la moyenne de la distribution, c’est sa largeur qui est étudiée.

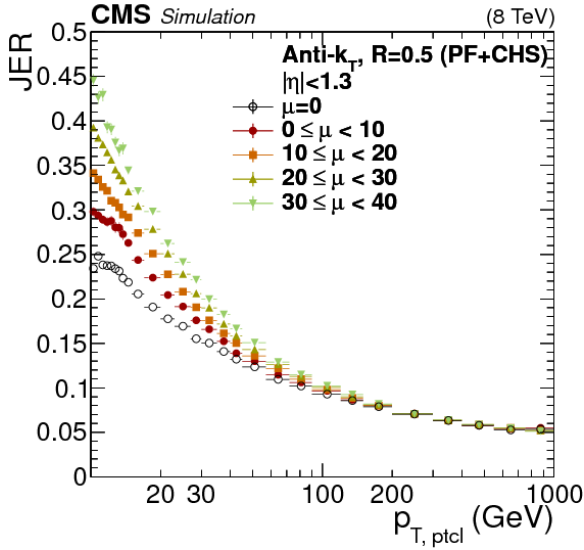
3 Phénoménologie des événements $\gamma + \text{jets}$

Les événements $\gamma + \text{jets}$ peuvent être utilisés afin d’obtenir la correction résiduelle absolue en p_T des jets, introduite dans la section 2.3.2, ainsi que la résolution en énergie des jets. Les analyses correspondantes sont abordées dans les sections 4 et 5.

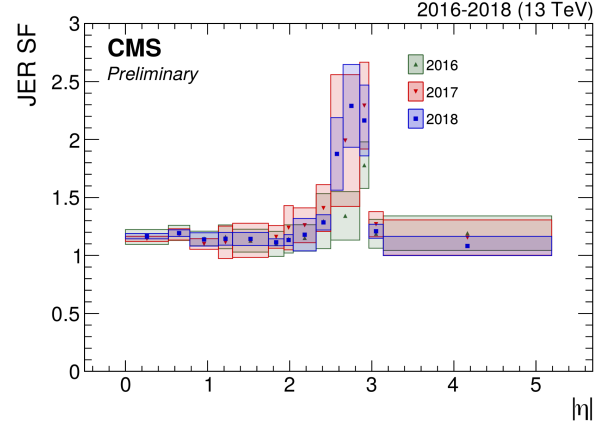
3.1 Principe des événements $\gamma + \text{jets}$ et réponse équilibrée

L’état final d’un événement $\gamma + \text{jets}$ comporte, d’une part, un jet à calibrer et, d’autre part, un photon utilisé comme objet de référence. Sur la figure X.10, la résolution sur les photons est inférieure à 4 % et de l’ordre du pourcent dans le tonneau. Dans le cas des jets, sur la figure X.9a, la résolution minimale est de 5 %. L’utilisation de photons comme objet de référence est donc justifiée.

Des diagrammes de Feynman correspondant à des événements $\gamma + \text{jets}$ sont présentés sur la figure X.11. Ces événements ne comportent pas de neutrino issu de l’interaction dure, 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



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



(b) Facteurs d'échelle de la résolution en énergie des jets en fonction de η lors du Run II [12].

Figure X.9 – Résolution en énergie des jets dans les simulations et facteurs d'échelle à leur appliquer.

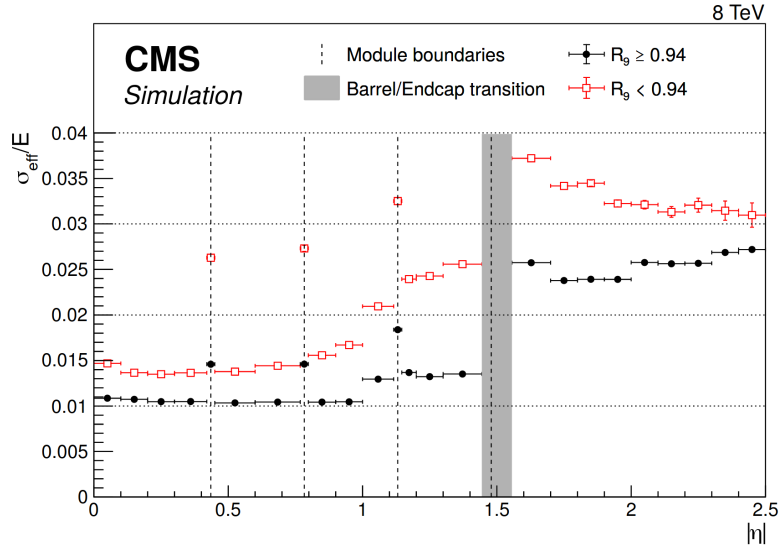


Figure X.10 – Résolution relative en énergie des photons en fonction de η pour des événements simulés $h \rightarrow \gamma\gamma$ [15]. La variable R_9 est définie au chapitre 2.

donc équilibrés, c'est-à-dire

$$\vec{p}_{T_{ptcl}}^{\gamma} + \vec{p}_{T_{ptcl}}^{\text{jet}} = \vec{0} \Rightarrow p_{T_{ptcl}}^{\gamma} = p_{T_{ptcl}}^{\text{jet}}. \quad (\text{X.19})$$

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 équilibrée introduite dans la section 2.3 permet de définir

$$R_{bal} = \frac{p_{T_{reco}}^{\text{jet}}}{p_T^{\gamma}}, \quad (\text{X.20})$$

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.12a.

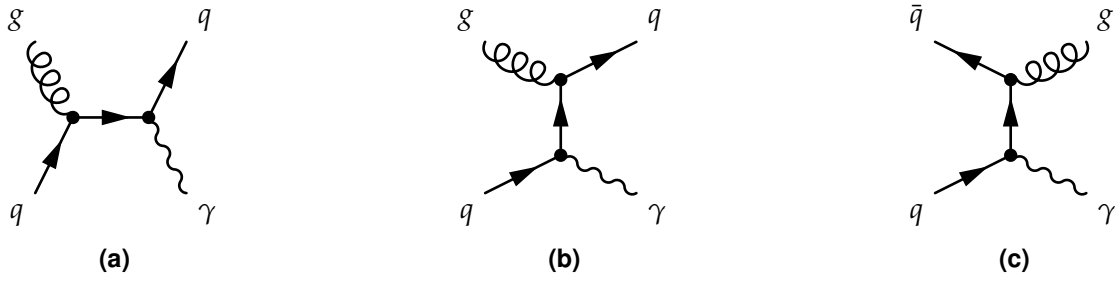
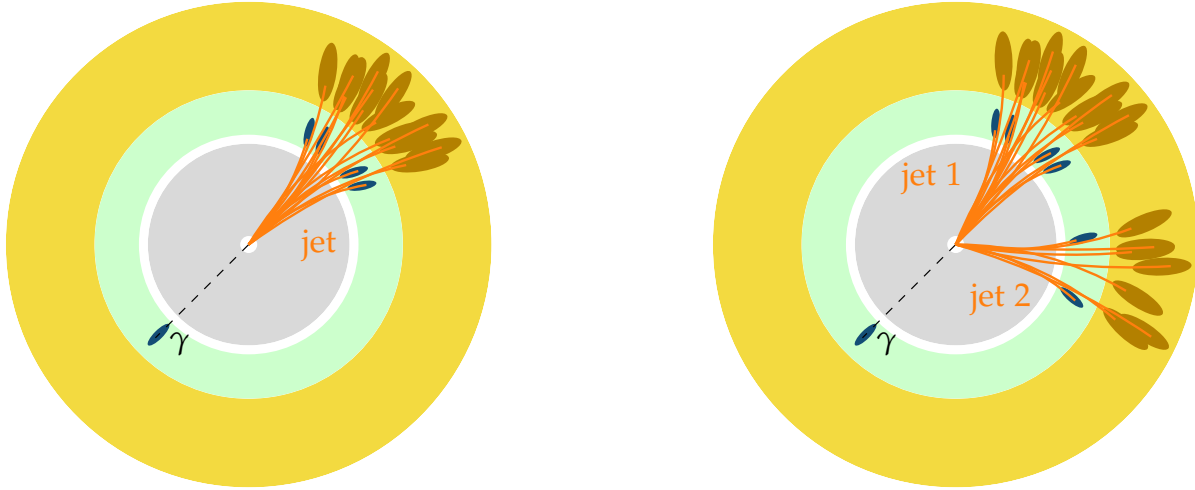


Figure X.11 – Exemples de diagrammes de Feynman de processus physiques donnant un photon et un jet dans l'état final.



(a) Topologie typique des événements correspondant aux diagrammes de la figure X.11.

(b) Topologie typique des événements correspondant au diagramme de la figure X.13d.

Figure X.12 – Topologies typiques des événements γ + jets. Réalisé à l'aide de CMSTransverseTikZ [16].

3.2 Activité additionnelle des jets et réponse MPF

Une activité additionnelle des jets peut survenir et altérer la topologie des événements γ + jets. Un photon peut être émis 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.13a et X.13b. Un système composé d'un des photons et du jet n'est donc pas équilibré 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 γ + jets à 13 TeV est importante [17], il est donc possible de sélectionner de manière stricte les événements afin d'obtenir une bonne pureté tout en conservant une statistique suffisante.

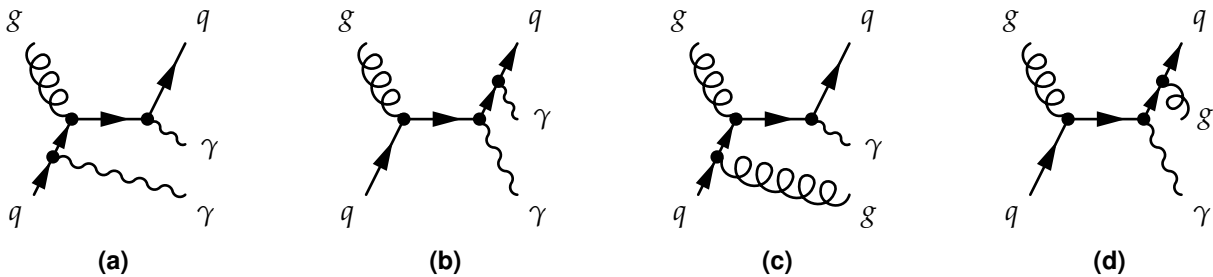


Figure X.13 – Exemples de diagrammes de Feynman de processus correspondant à des événements avec deux photons (X.13a, X.13b) ou deux jets (X.13c, X.13d) dans l'état final, dus à l'ISR (X.13a, X.13c) ou au FSR (X.13b, X.13d).

L'ISR et le FSR peuvent aussi produire un gluon, ce qui correspond aux diagrammes de Feynman des figures X.13c et X.13d. Plusieurs jets sont alors présents dans l'état final et sont ordonnés par impulsion transverse décroissante. La topologie d'un tel événement est illustrée sur la figure X.12b.

Il est possible de réduire le nombre d'événements avec ISR ou FSR en imposant une condition sur les directions du photon et du premier jet qui doivent être opposées. Toutefois, la plupart des événements présentent plusieurs jets dans la direction opposée au photon. La réponse équilibrée est alors considérée entre le photon et le premier jet, c'est-à-dire le jet d'impulsion transverse la plus grande. Ainsi,

$$R_{bal} = \frac{p_{T\text{reco}}^{\text{jet 1}}}{p_T^\gamma}. \quad (\text{X.21})$$

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

$$R_{MPF} = 1 + \frac{\vec{p}_T^\gamma \cdot \vec{E}_T^{\text{miss}}}{|\vec{p}_T^\gamma|^2}, \quad (\text{X.22})$$

est également analysée. Les impulsions de toutes les particules présentes étant considérées, R_{MPF} est moins sensible à l'activité additionnelle que R_{bal} . L'utilisation conjointe de R_{MPF} avec R_{bal} permet d'obtenir des résultats complémentaires. Des écarts significatifs observés entre les deux méthodes indiqueraient ainsi des effets incompris, nécessitant de plus amples investigations.

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

Durant ma thèse, j'étais responsable de la mesure de cette correction avec les événements $\gamma + \text{jets}$ pour les années 2018 et 2017-UL pour la collaboration CMS. Cette section présente la sélection des événements $\gamma + \text{jets}$, leur analyse et les derniers résultats obtenus pour l'année 2018.

4.1 Événements utilisés

4.1.1 Ensembles d'événements analysés

Données réelles Les jeux de données réelles utilisés pour 2018 et 2017-UL sont basés sur la présence d'un photon dans l'état final. Pour chacune de ces années, plusieurs périodes (*runs*) sont considérées, celles des collisions pp , dont la liste et les luminosités correspondantes sont présentées dans le tableau X.1. La liste détaillée de ces jeux de données se trouve dans l'annexe D.

Run	Luminosité (fb^{-1})	
	2018	2017-UL
A	13,98	-
B	7,06	4,823
C	6,90	9,664
D	31,75	4,252
E	-	9,278
F	-	13,54
Total	59,69	41,56

Tableau X.1 – Liste des périodes de prise de données considérées et luminosités correspondantes.

Données simulées Les simulations utilisées contiennent des événements $\gamma + \text{jets}$ de type $qg \rightarrow q\gamma$, comme ceux des figures X.11a et X.11b, et $qq \rightarrow g\gamma$, comme celui de la figure X.11c. Pour l'année 2018, les événements sont générés en un seul jeu de données à l'aide de PYTHIA 8 [18] avec les réglages CP5-Flat [19] 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 [18] avec les réglages CP5 [19] et MADGRAPH 5 [20] 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.2. La liste détaillée de ces jeux de données simulées se trouve dans l'annexe D.

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

Tableau X.2 – Sections efficaces des différents événements $\gamma + \text{jets}$ simulés.

4.1.2 Sélection des événements

Une sélection des événements à considérer est réalisée lors de l'analyse. Les événements souhaités sont ceux contenant un photon avec un ou plusieurs jets. Un des principaux bruits de fond provient d'événements multijet dans lesquels l'un des jets est identifié à tort comme un photon. Cette situation peut arriver lorsqu'une fraction importante de l'énergie de ce jet est portée par un ou plusieurs 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 [21]. Ces particules ne laissent donc aucune trace dans le trajectographe et un dépôt d'énergie dans le ECAL, tout comme les photons issus de l'interaction initiale. Un tel jet comporte ainsi une signature similaire à celle d'un photon d'un événement $\gamma + \text{jet}$ autour duquel une activité hadronique existe.

Sélection sur les photons Une sélection des photons est appliquée afin de réduire le bruit de fond. Le critère d'identification des photons retenu dans l'analyse est le critère strict, introduit dans le chapitre 2. Il est demandé que $R_9 > 0,90$, où R_9 est définie dans le chapitre 2. De plus, un veto est appliqué aux photons pouvant être reliés à une trace dans le trajectographe. Ce veto permet de limiter la contamination des photons considérés dans l'analyse par des électrons reconstruits à tort comme des photons. Seuls les photons situés dans le tonneau sont utilisés car ils présentent la meilleure résolution. Une coupure sur leur pseudo-rapacité est donc appliquée telle que $|\eta| < 1,3$, excluant également les bords du tonneau proches des bouchons.

Une étude interne a montré que l'utilisation des photons des bouchons ($|\eta| > 1,479$) permettrait de rajouter près de 30 % d'événements dans les données et de réduire ainsi les incertitudes statistiques. Les corrections résiduelles obtenues pourraient alors être plus précises. Toutefois, la résolution en énergie des photons, représentée en fonction de $|\eta|$ sur la figure X.10 est de l'ordre de 1 % dans le tonneau contre 2,5 % dans les bouchons. Cette différence sur la résolution en énergie de l'objet de référence rend délicate la combinaison des photons du tonneau et des bouchons dans cette analyse. Des travaux sont actuellement menés dans cette direction.

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 [22] avec un paramètre $R = 0,4$ et respectant les critères définis dans le chapitre 2. Ces critères permettent de rejeter les jets issus du bruit de fond avec une efficacité de 99 %.

Les jets ainsi sélectionnés sont calibrés en énergie en suivant la procédure décrite dans la section 2 jusqu'à la correction résiduelle relative en η incluse. Ils sont alors triés par impulsion transverse décroissante. Pour s'assurer d'un bon équilibre 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. Il est de plus requis que ce jet soit d'impulsion transverse supérieure à 15 GeV.

Si un second jet d'impulsion transverse supérieure à 10 GeV et à 30 % de p_T^γ est présent, l'événement est rejeté. L'événement est également rejeté si un lepton (électron ou muon) isolé, c'est-à-dire 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 [5]. 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 un jet sélectionné dans ces régions des calorimètres, résumées sur la figure X.14.

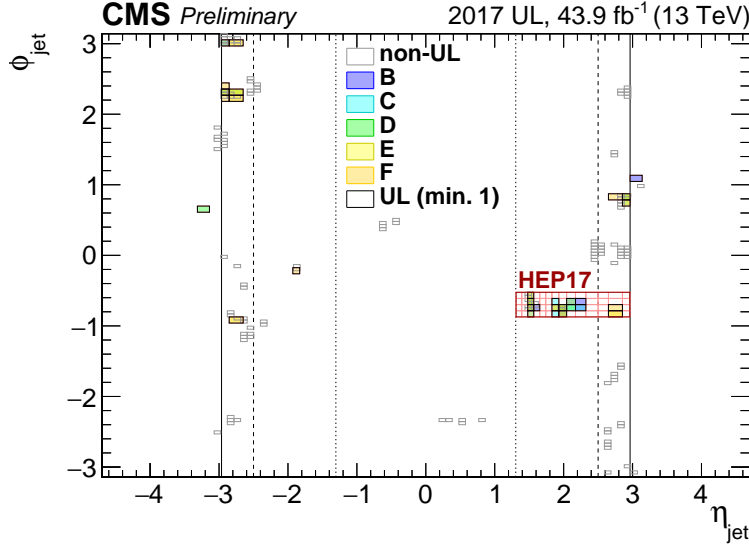


Figure X.14 – Régions des calorimètres à exclure de l'analyse dans le plan (η, ϕ) pour les événements de 2017-UL. Certaines régions ne concernent que certaines périodes de l'année (en couleur). La région « HEP17 » correspond à l'emplacement du système de lecture expérimental « SiPM » [5].

Sélection sur le chemin de déclenchement Comme expliqué dans le chapitre 2, un événement observé par le détecteur CMS est sauvegardé si un chemin de déclenchement (HLT *path*) est activé. Dans cette analyse, seuls les événements dont le photon servant d'objet de référence pour la calibration des jets correspond à celui ayant activé le chemin de déclenchement sont retenus. Or, plus l'impulsion transverse du photon p_T^γ est faible, plus le nombre d'événements pouvant être sauvegardés est importante, si bien que la chaîne d'acquisition arrive à saturation. Pour pallier cela, il existe différents chemins de déclenchement selon p_T^γ . Pour chacun d'entre eux, seule une fraction des événements les déclenchant est sauvegardée, déterminée par le nombre d'événements observés pour un sauvegardé ou « *prescale* ». Un *prescale* de 100 signifie qu'un événement sur 100 est enregistré. Un intervalle en p_T du photon retenu est défini pour chaque chemin de déclenchement utilisé afin de se placer à son plateau d'efficacité. Le tableau X.3 résume ces intervalles et *prescales*. Par exemple, un photon tel que $p_T^\gamma = 95$ GeV doit avoir activé le chemin nommé HLT_Photon75_R9Id90_HE10_IsoM.

Chemin de déclenchement	p_T^γ (GeV)	Prescale 2018	Prescale 2017-UL
HLT_Photon33	[40, 60[24 928,1	2911,33
HLT_Photon50_R9Id90_HE10_IsoM	[60, 85[253,333	135,050
HLT_Photon75_R9Id90_HE10_IsoM	[85, 105[63,8340	31,2939
HLT_Photon90_R9Id90_HE10_IsoM	[105, 130[31,9591	15,7153
HLT_Photon120_R9Id90_HE10_IsoM	[130, 175[8	5,322 78
HLT_Photon165_R9Id90_HE10_IsoM	[175, 230[4	1,465 51
HLT_Photon200	[230, +∞[1	1

Tableau X.3 – Chemins de déclenchement, intervalles d'impulsion transverse du photon et *prescales* utilisés.

4.2 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 2.3. Pour cela, l'écart à l'unité du rapport moyen des réponses des jets dans les données réelles et simulées est déterminé dans différents intervalles de p_T^γ , listés dans le tableau X.4. Ils sont une subdivision des intervalles définis pour les chemins de déclenchement dans le tableau X.3, ce qui permet de séparer le traitement des événements correspondant à différents chemins de déclenchement.

[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.4 – 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.4. Cet effet est dû aux différentes technologies utilisées ainsi qu'au vieillissement non uniforme du détecteur. Des intervalles de pseudo-rapacité du jet sont ainsi définis dans le tableau X.5 afin de séparer le traitement de ces différentes régions.

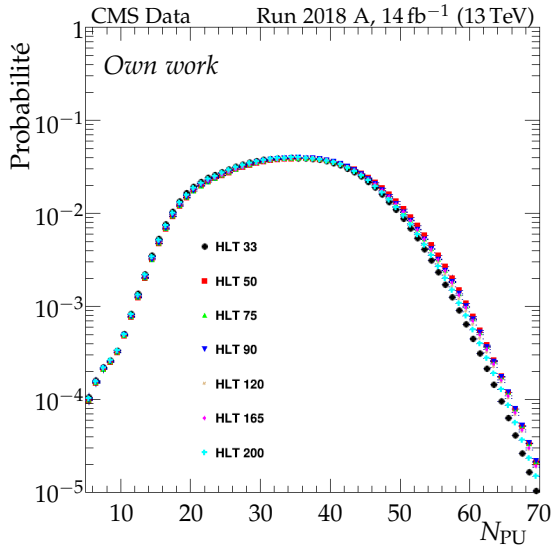
[0; 0,783[[0,783; 1,305[[1,305; 1,93[[1,93; 2,5[
[2,5; 2,964[[2,964; 3,2[[3,2; 5,191[

Tableau X.5 – Intervalles larges de $|\eta^{\text{jet}}|$.

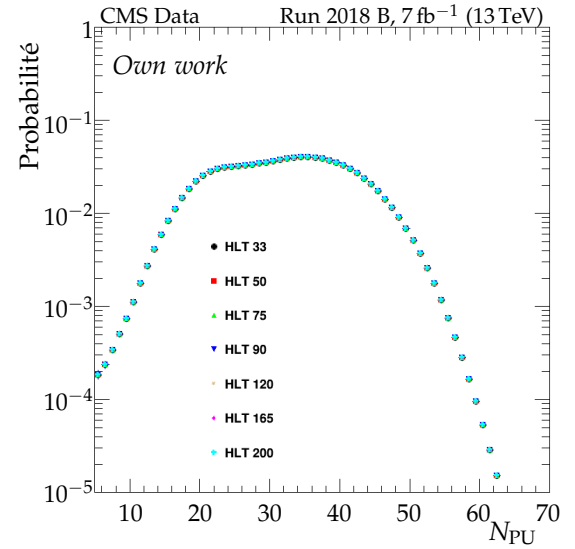
Pondération par l'empilement Le profil d'empilement, c'est-à-dire la densité de probabilité du nombre d'interactions d'empilement, dépend de la période de la prise de données et du chemin de déclenchement par lequel l'événement est retenu. Ces dépendances sont illustrées sur les graphiques des figures X.15 et X.16. Les événements simulés sont ainsi pondérés pour faire correspondre leur profil d'empilement à celui des données réelles, en prenant en compte la double dépendance avec la période de prise de données et le chemin de déclenchement.

Accord données-simulations Pour comparer les distributions des observables dans les événements, les distributions des événements simulés sont normalisées à la luminosité mesurée pour le jeu de données considéré. Les comparaisons étant faites entre les données réelles 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.17 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 réelles et simulées est considéré comme suffisant.

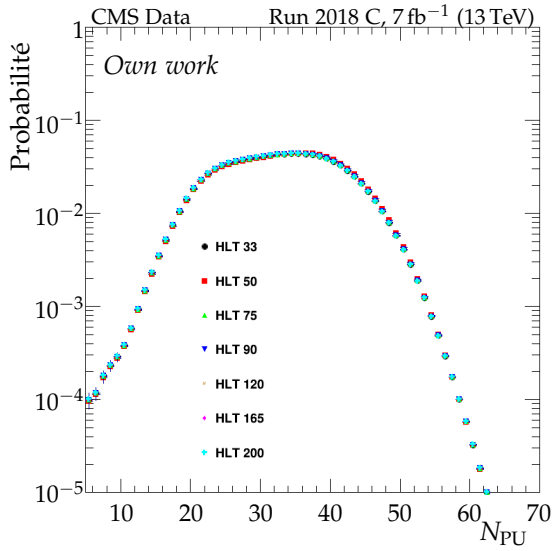
Activité additionnelle des jets supplémentaires La présence d'un jet secondaire, comme sur la figure X.12b, crée un déséquilibre dans R_{bal} dû à la physique de l'événement et non à la JES. Il ne faut donc pas corriger cet effet. Pour cela, il faut pouvoir se ramener au cas où un seul jet est présent, comme dans l'événement de la figure X.12a. L'activité additionnelle liée aux jets supplémentaires est



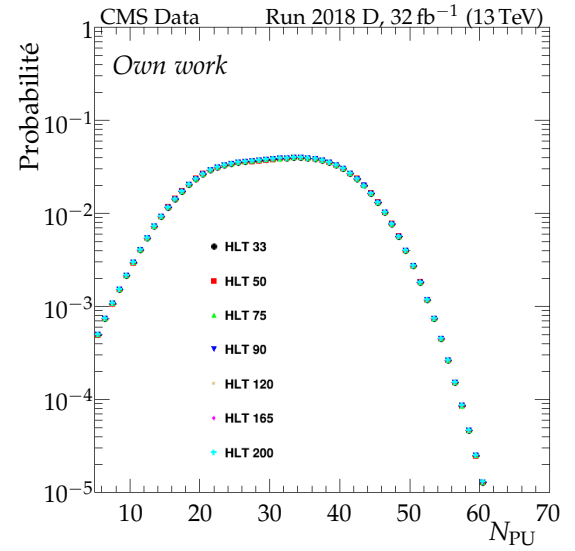
(a) Run 2018 A.



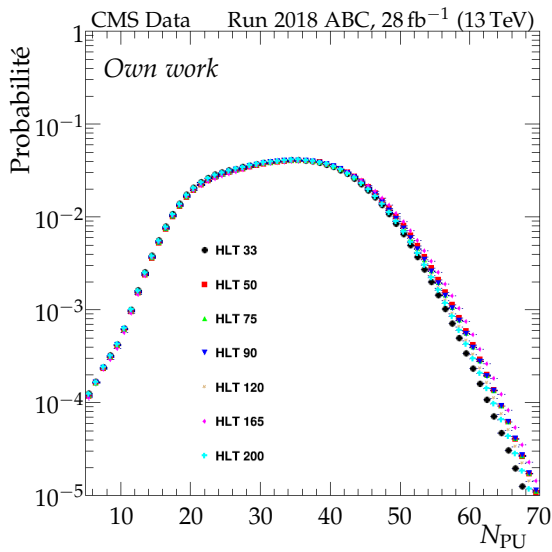
(b) Run 2018 B.



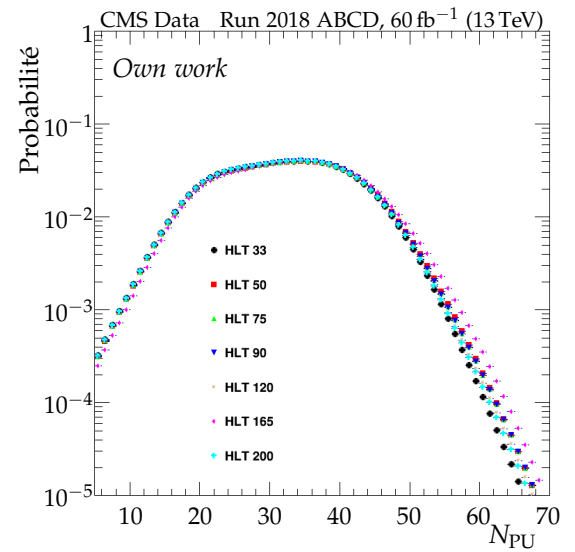
(c) Run 2018 C.



(d) Run 2018 D.

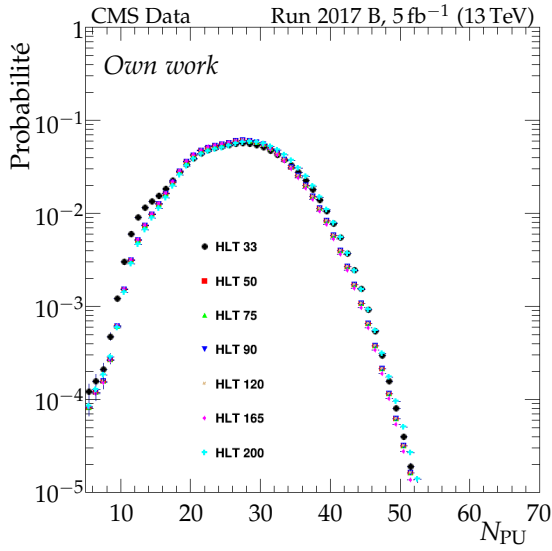


(e) Run 2018 ABC.

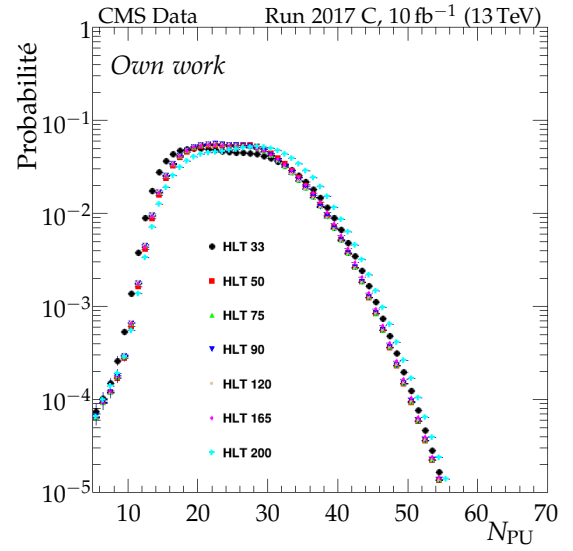


(f) Run 2018 ABCD.

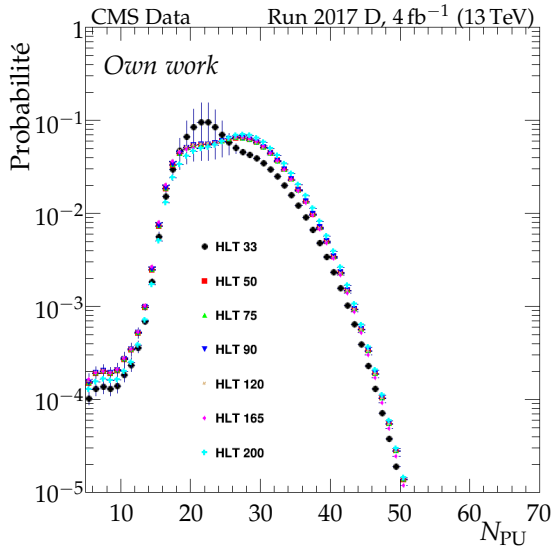
Figure X.15 – Densités de probabilité du nombre d'interactions d'empilement N_{PU} pour les périodes de prises de données de 2018.



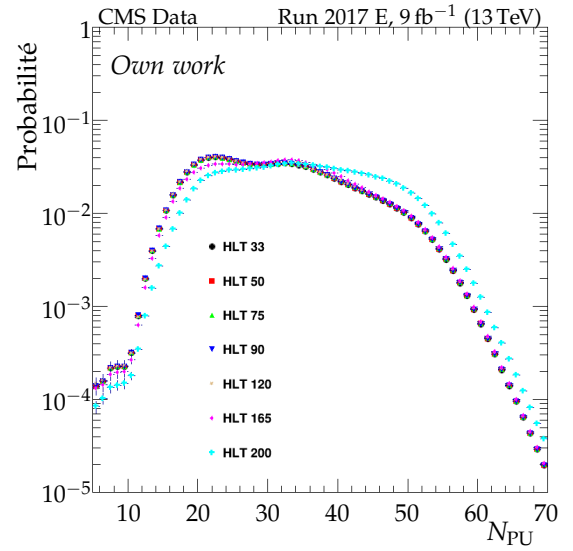
(a) Run 2017-UL B.



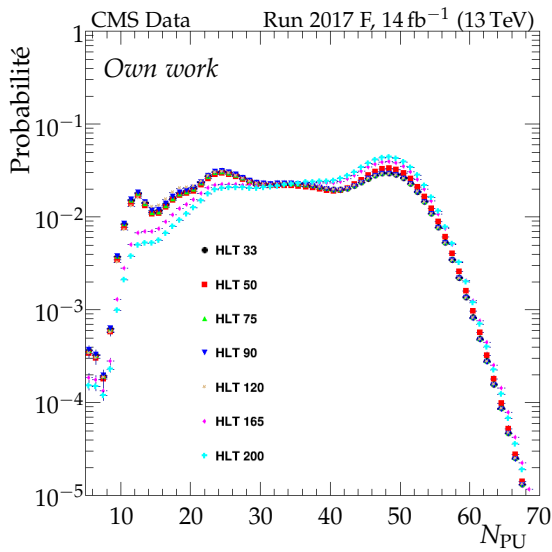
(b) Run 2017-UL C.



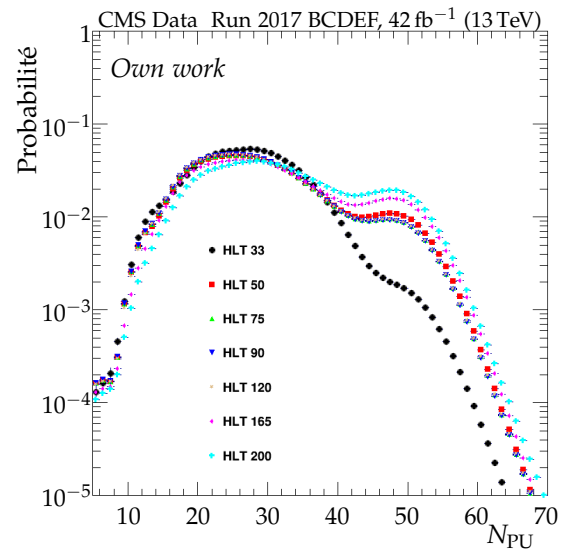
(c) Run 2017-UL D.



(d) Run 2017-UL E.

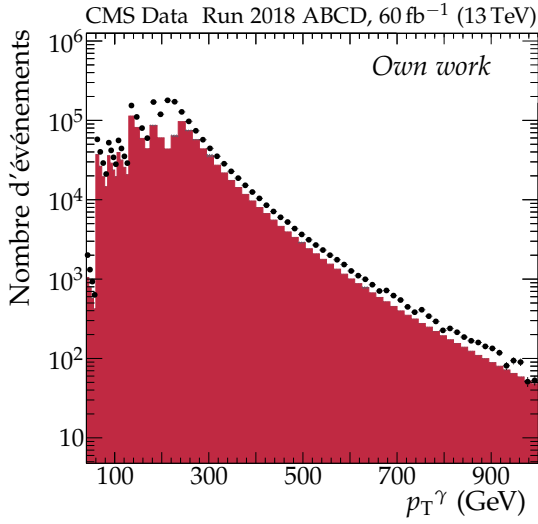


(e) Run 2017-UL F.

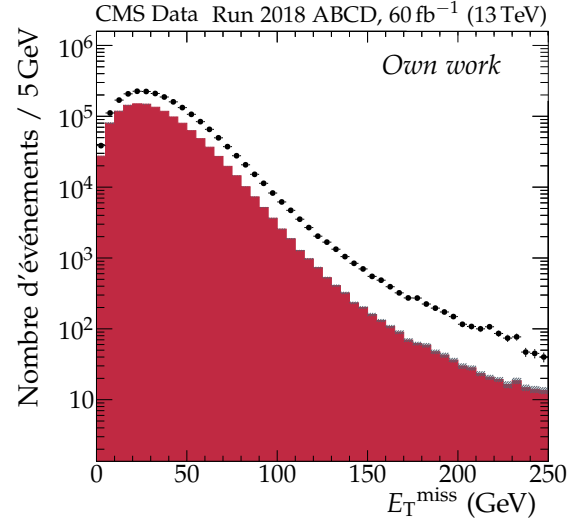


(f) Run 2017-UL BCDEF.

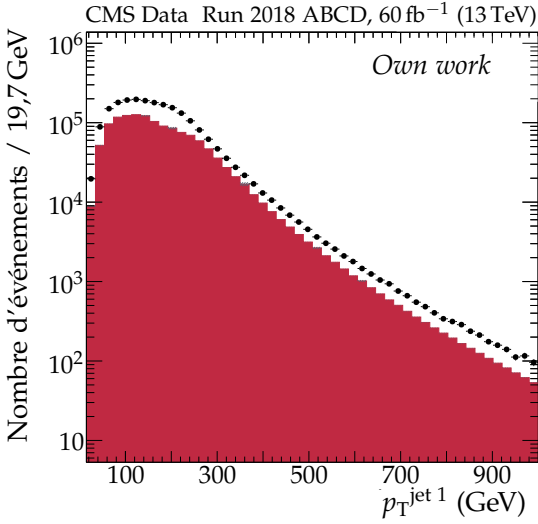
Figure X.16 – Densités de probabilité du nombre d'interactions d'empilement N_{PU} pour les périodes de prises de données de 2017-UL.



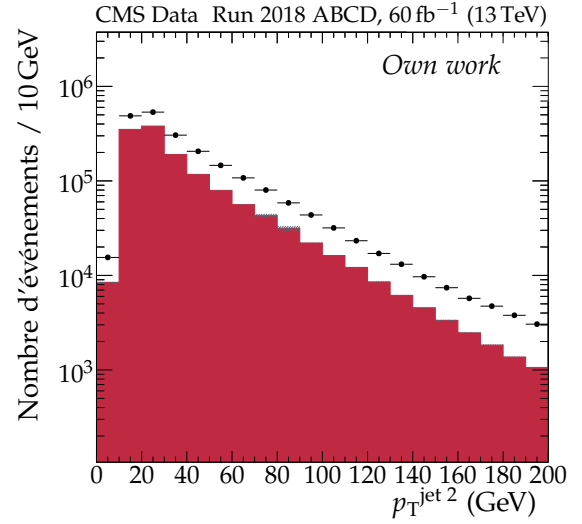
(a) Impulsion transverse du photon.



(b) Énergie transverse manquante.



(c) Impulsion transverse du premier jet.



(d) Impulsion transverse du second jet.

Figure X.17 – Distributions d'observables dans les données réelles (points noirs) et simulées (histogramme en rouge) pour l'année 2018. Sur la figure X.17a, l'effet des prescales donnant une distribution en dents de scie est clairement visible.

quantifiée par la variable

$$\alpha = \frac{p_{T\text{reco}}^{\text{jet } 2}}{p_T^{\gamma}}. \quad (\text{X.23})$$

L'analyse des événements $\gamma + \text{jets}$ est alors 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.6. 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 est linéaire *a posteriori*. Cela se retrouve dans les résultats de la figure X.19. Ce comportement linéaire rend possible une extrapolation simple vers $\alpha = 0$.

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

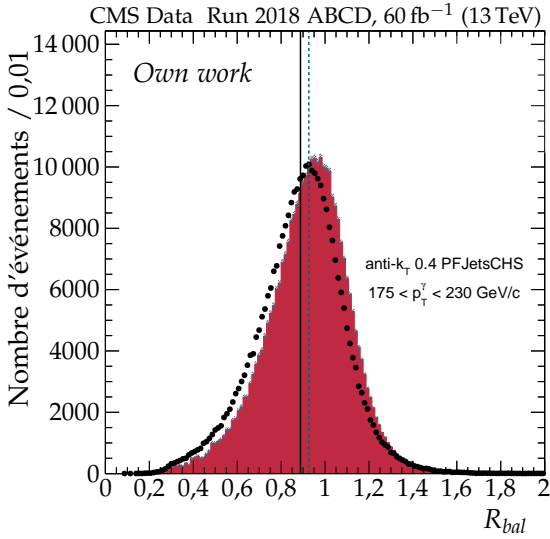
Tableau X.6 – Intervalles de α utilisés pour la JES.

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

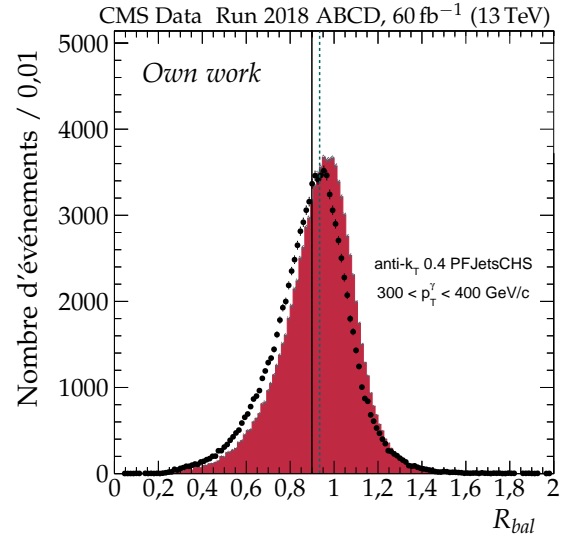
corrections vis-à-vis du FSR et les corrections à bas p_T . En effet, pour $p_T^\gamma < 100$ GeV, imposer $\alpha < 0,3$ implique $p_T^{\text{jet } 2} < 30$ GeV, ce qui limite fortement le nombre d'événements exploitables.

Obtention des corrections pour $(p_T^\gamma, \eta^{\text{jet}}, \alpha^{\text{max}})$ donnés Pour chaque domaine de p_T^γ défini dans le tableau X.4, de η^{jet} défini dans le tableau X.5 et de α défini dans le tableau X.6, les distributions des réponses équilibrée et MPF des données réelles et simulées sont déterminées. Certaines de ces distributions sont représentées sur la figure X.18.

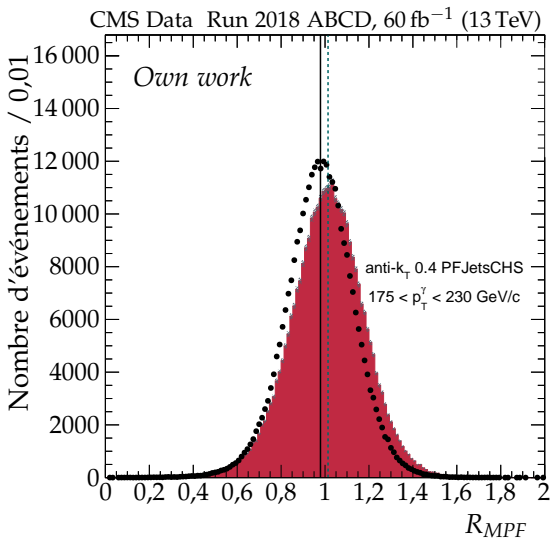
Afin de limiter les effets des queues de ces distributions, en particulier dans le cas de la réponse équilibrée, une troncature leur est appliquée pour n'en conserver que les parties centrales. Pour cela, un ajustement à une gaussienne est réalisé pour chaque distribution. Les points considérés dans la suite sont alors ceux appartenant à un intervalle $[\bar{R} - \Delta R, \bar{R} + \Delta R]$ où \bar{R} est le centre de la gaussienne obtenue et ΔR est fixé tel que l'intégrale de la distribution tronquée représente 98,5 % de l'intégrale de la distribution initiale. Une estimation des moyennes de ces distributions tronquées est alors obtenue ; ces dernières sont représentées sur la figure X.18. Un écart est effectivement observé entre données réelles et simulées, il s'agit précisément de celui que la correction résiduelle absolue en p_T des jets doit corriger.



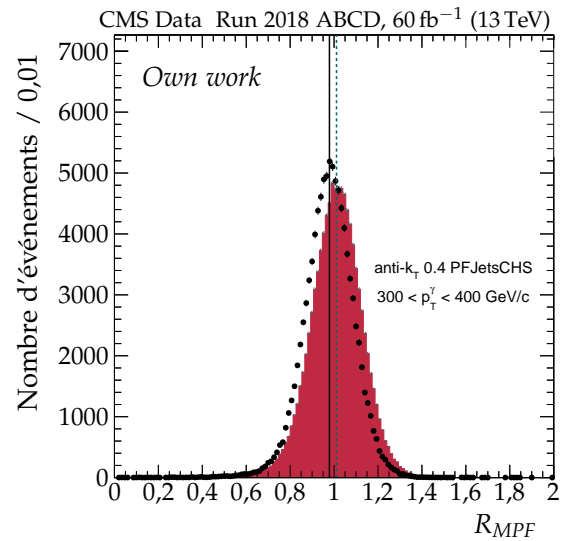
(a) Réponse équilibrée pour $p_T^\gamma \in [175, 230[$ GeV.



(b) Réponse équilibrée pour $p_T^\gamma \in [300, 400[$ GeV.



(c) Réponse MPF pour $p_T^\gamma \in [175, 230[$ GeV.



(d) Réponse MPF pour $p_T^\gamma \in [300, 400[$ GeV.

Figure X.18 – Réponses équilibrée et MPF dans les données réelles (points noirs) et simulées (histogramme en rouge) pour $\alpha < 0,3$, $|\eta^{\text{jet}}| < 1,3$ et deux intervalles de p_T^γ en 2018.

Extrapolation vers $\alpha = 0$ Une extrapolation vers $\alpha = 0$ est réalisée afin de s'affranchir de l'activité additionnelle des jets décrite dans la section 3.2. Les intervalles de α utilisés pour la JES sont présentés dans le tableau X.6. L'utilisation des ces intervalles inclusifs permet une extrapolation linéaire en α , ce qui est réalisé sur la figure X.19.

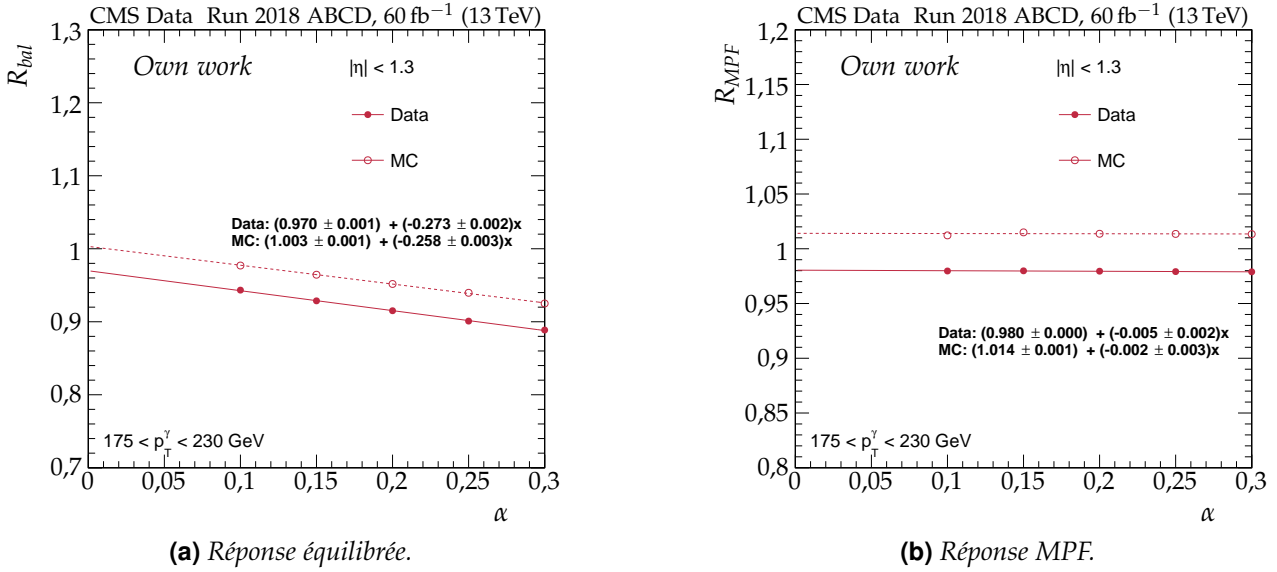


Figure X.19 – Extrapolation vers $\alpha = 0$ de la réponse des jets pour $|\eta| < 1,3$ et $175 < p_T^\gamma < 230$ GeV en 2018.

4.3 Résultats

La correction à appliquer aux données réelles, définie par la formule (X.8) d'après la démarche exposée dans la section 2.3, 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.4 et de η^{jet} défini dans le tableau X.5. Elle permet de ramener la réponse moyenne des jets dans les données réelles à celle constatée dans les simulations.

Les résultats ainsi obtenus à l'aide des méthodes équilibrée et MPF, avant et après extrapolation vers $\alpha = 0$, sont présentés dans les sections 4.3.1 et 4.3.2. Les distributions moyennes des réponses en fonction de p_T^γ dans les données réelles et simulées, ainsi que leurs rapports, y sont représentés. 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 4.3.3. Enfin, une vérification de la bonne mise en œuvre de la correction ainsi déterminée est présentée dans la section 4.3.4.

4.3.1 Résultats avant extrapolation

Les distributions des réponses équilibrées avant extrapolation se trouvent figure X.20, page 22. Les corrections à appliquer sont de l'ordre de 4 % pour $|\eta^{jet}| < 1,3$, de 6 % pour $1,3 \leq |\eta^{jet}| < 2,5$ et de 3 % pour $|\eta^{jet}| > 2,5$.

Les distributions des réponses MPF avant extrapolation se trouvent figure X.21, page 23. Les corrections à appliquer sont de l'ordre de 3 % pour $|\eta^{jet}| < 1,3$, de 5 % pour $1,3 \leq |\eta^{jet}| < 2,5$, soit environ 1 % de moins qu'avec la méthode équilibrée, et de 3 % pour $|\eta^{jet}| > 2,5$.

Il est à noter que ces résultats sont obtenus avant extrapolation vers $\alpha = 0$. Or, cette extrapolation a un effet beaucoup plus important sur la réponse équilibrée que sur la réponse MPF, comme le montre la figure X.19.

4.3.2 Résultats après extrapolation

L'extrapolation des réponses vers $\alpha = 0$ est réalisée comme expliqué dans la section 4.2.

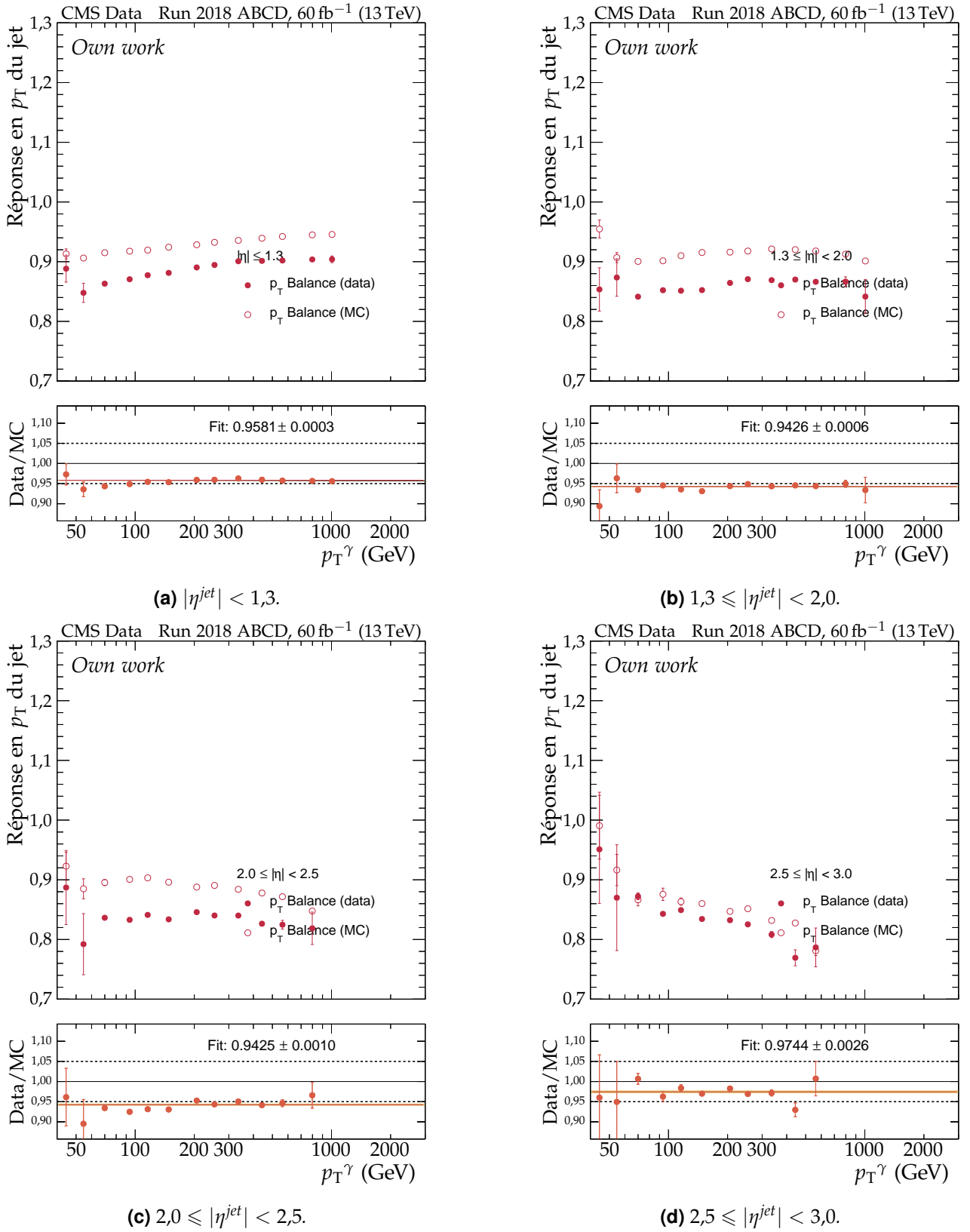


Figure X.20 – Distributions des réponses équilibrées moyennes en fonction de p_T^γ pour différents intervalles de η^{jet} en 2018 avant extrapolation. Le rapport données réelles sur simulées est présenté dans chaque cas ainsi qu'un ajustement à une constante donnant l'ordre de grandeur de la correction résiduelle à appliquer.

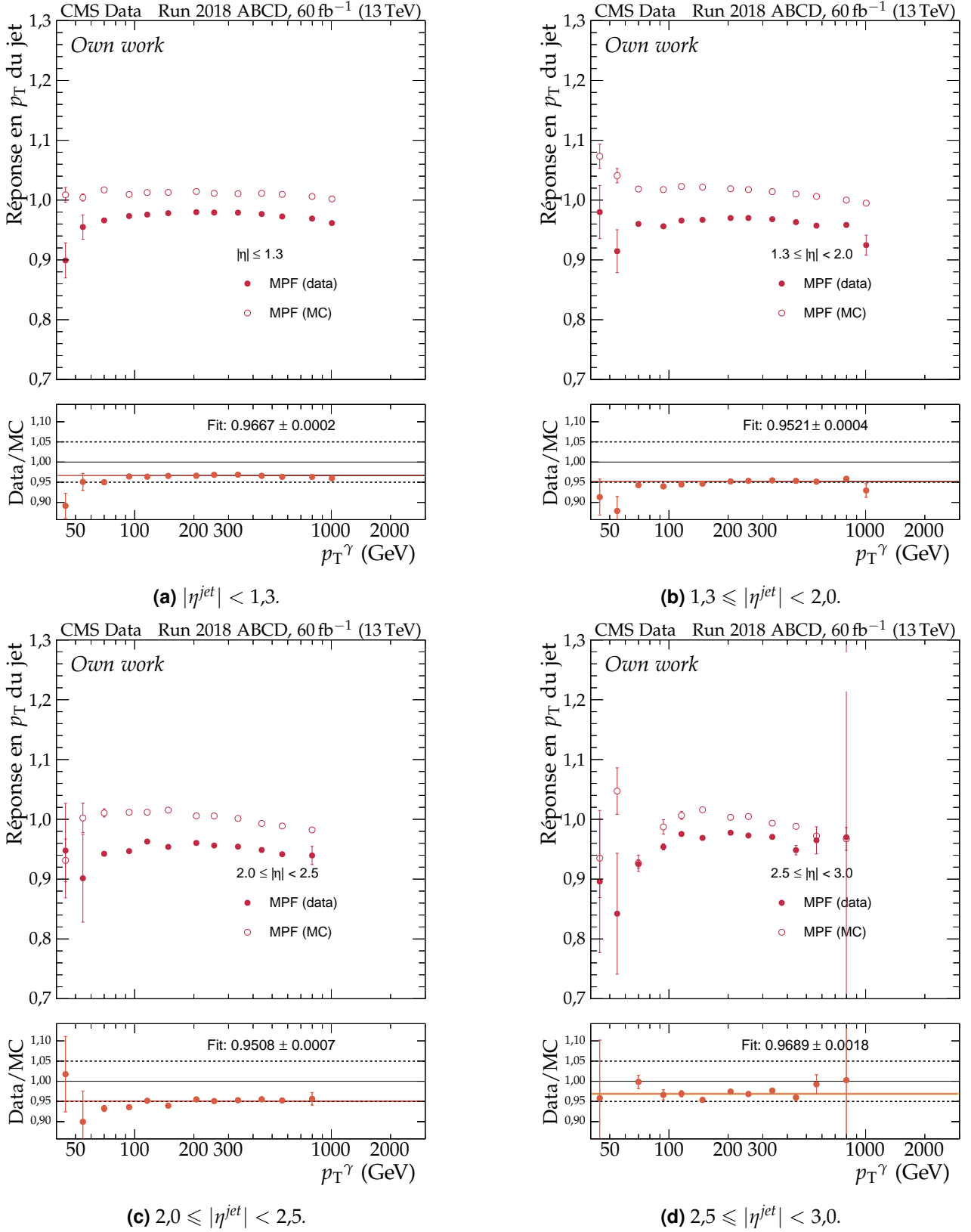


Figure X.21 – Distributions des réponses MPF moyennes en fonction de p_T^γ pour différents intervalles de η^{jet} en 2018 avant extrapolation. Le rapport données réelles sur simulées est présenté dans chaque cas ainsi qu'un ajustement à une constante donnant l'ordre de grandeur de la correction résiduelle à appliquer.

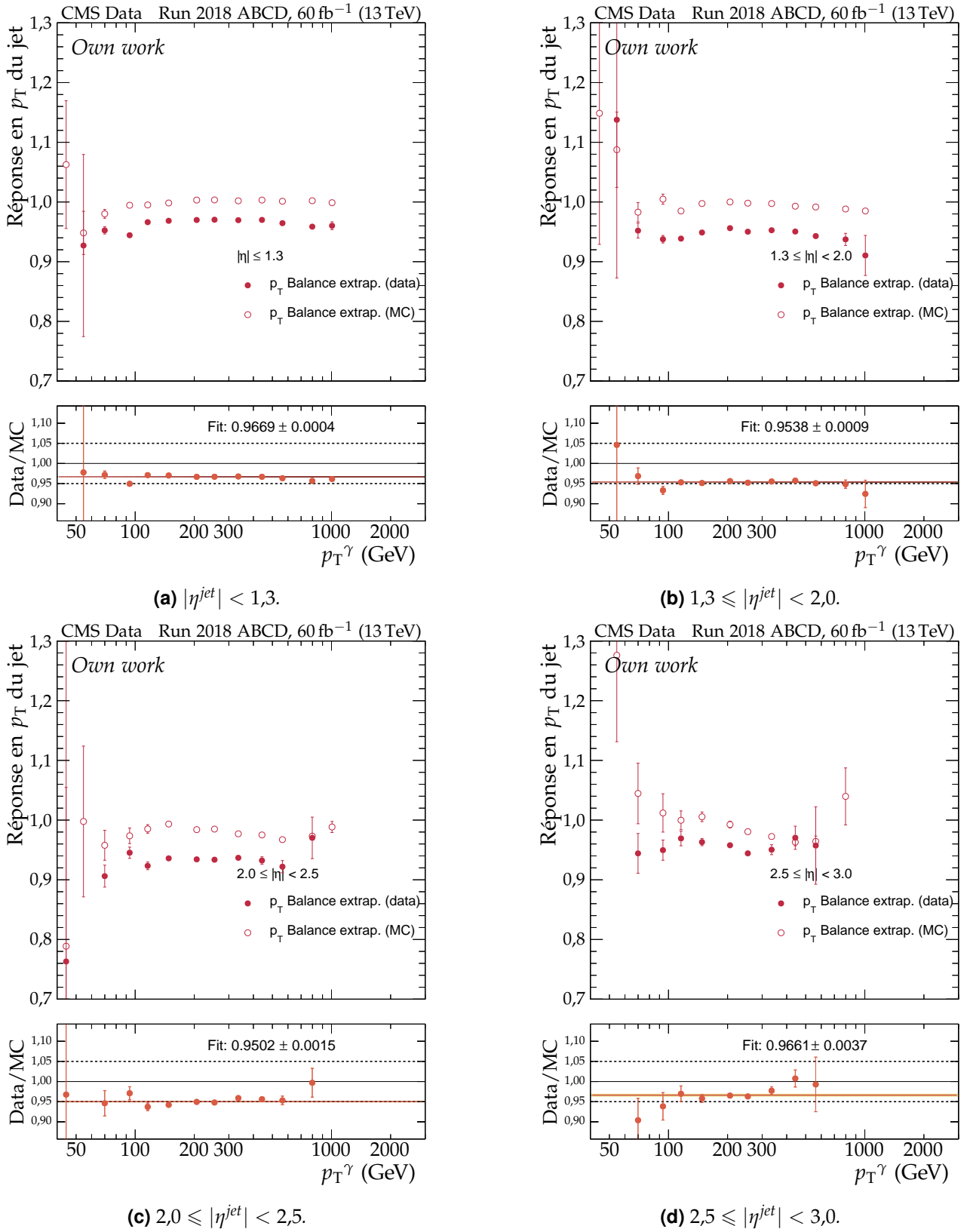


Figure X.22 – Distributions des réponses équilibrées moyennes en fonction de p_T^γ pour différents intervalles de η^{jet} en 2018 après extrapolation. Le rapport données réelles sur simulées est présenté dans chaque cas ainsi qu'un ajustement à une constante donnant l'ordre de grandeur de la correction résiduelle à appliquer.

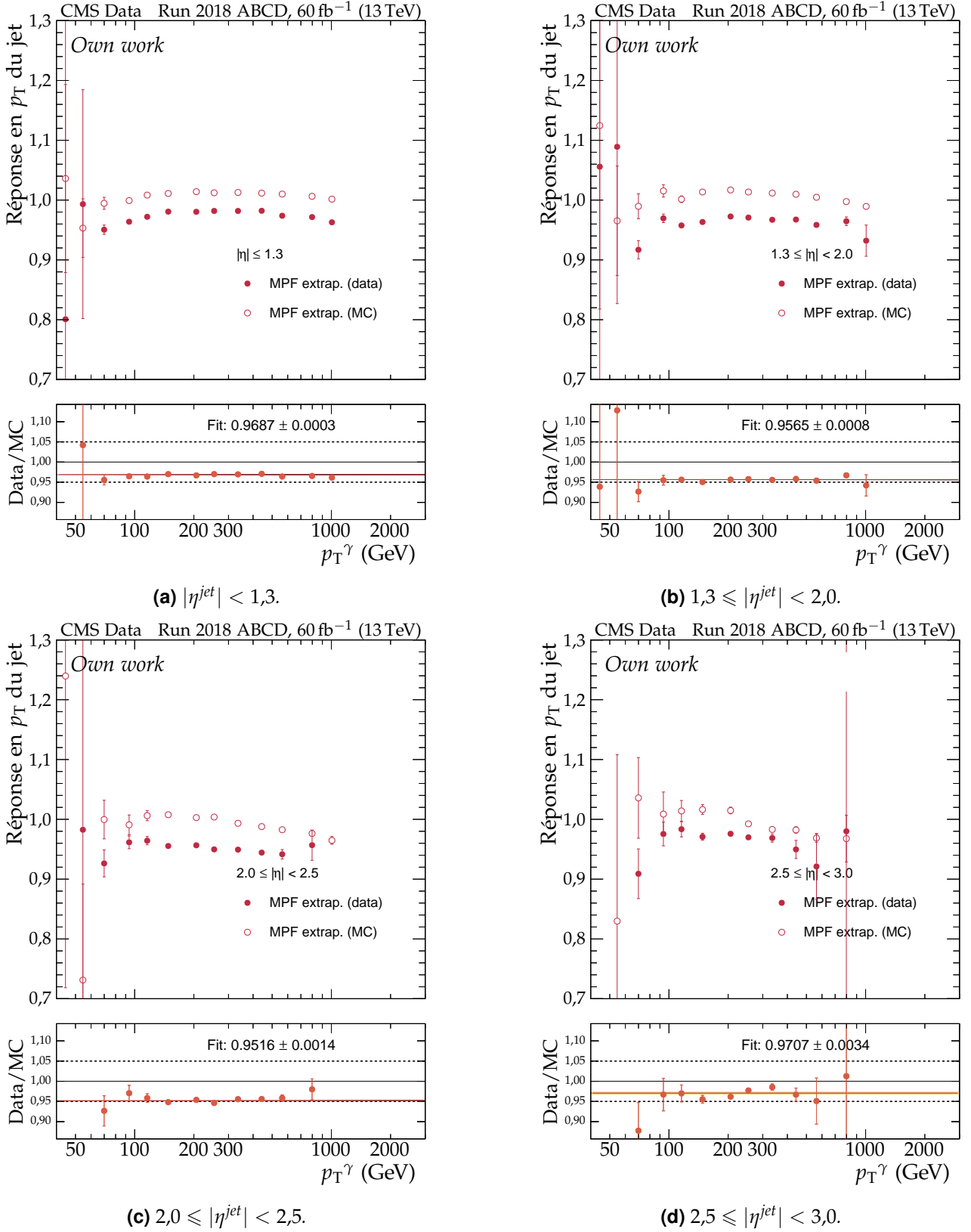


Figure X.23 – Distributions des réponses MPF moyennes en fonction de p_T^γ pour différents intervalles de η^{jet} en 2018 après extrapolation. Le rapport données réelles sur simulées est présenté dans chaque cas ainsi qu'un ajustement à une constante donnant l'ordre de grandeur de la correction résiduelle à appliquer.

Les distributions des réponses équilibrées après extrapolation se trouvent figure X.22, page 24. Les corrections à appliquer sont de l'ordre de 3 % pour $|\eta^{\text{jet}}| < 1,3$, de 5 % pour $1,3 \leq |\eta^{\text{jet}}| < 2,5$, soit environ 1 % de moins qu'avant extrapolation, et de 3 % pour $|\eta^{\text{jet}}| > 2,5$.

Les distributions des réponses MPF après extrapolation se trouvent figure X.23, page 25. Les corrections à appliquer sont de l'ordre de 3 % pour $|\eta^{\text{jet}}| < 1,3$, de 5 % pour $1,3 \leq |\eta^{\text{jet}}| < 2,5$ et de 3 % pour $|\eta^{\text{jet}}| > 2,5$, soit du même ordre qu'avant extrapolation. L'extrapolation a donc bien un effet très faible sur R_{MPF} .

Les valeurs des rapports données réelles sur simulées des réponses équilibrée et MPF obtenus sont résumés dans le tableau X.7. L'extrapolation vers $\alpha = 0$ permet de rétablir l'accord entre les rapport des réponses équilibrée et MPF. Cet accord permet de valider l'utilisation de ces méthodes afin d'estimer la JES.

$ \eta^{\text{jet}} \in$	Réponse équilibrée		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.7 – Rapports données réelles sur simulées des réponses équilibrée et MPF obtenus en 2018.

4.3.3 Ajustement global

Les événements γ + 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 + jets, γ + jets et multijet afin d'obtenir la correction finale à appliquer aux données réelles.

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 2.4 ;
- 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.

La figure X.24 compare les résultats produits lors de ma thèse avec les événements γ + jets à ceux de l'analyse basée sur les événements $Z(\rightarrow \mu^+ \mu^-)$ + jets pour l'année 2018. La réponse des jets dans les données réelles diminue du Run A au Run D dans les deux analyses, ce qui est dû à l'évolution des conditions d'acquisition des données au cours du temps. Le vieillissement du détecteur est une des sources de dépendance temporelle de la réponse des jets. La calibration en énergie des jets est ainsi déterminée à la fois pour une année entière, pour les différents *runs* individuellement et éventuellement pour des ensembles de *runs* successifs, ce qui permet d'améliorer la précision obtenue sur l'énergie des jets.

L'ajustement global sur les résultats des différentes analyses est illustré, pour les trois années du Run II, sur la figure X.6. La correction résiduelle absolue en p_T des jets utilisée par la collaboration CMS est ainsi obtenue.

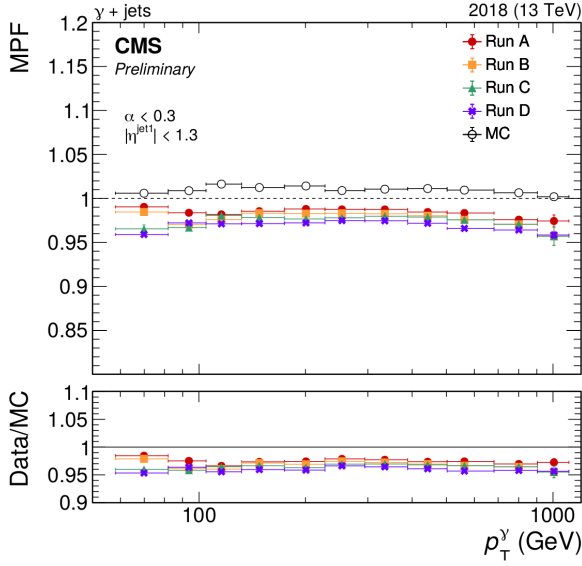
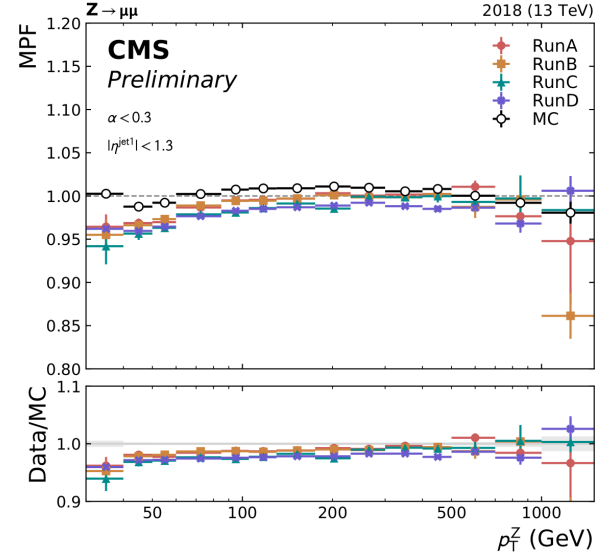
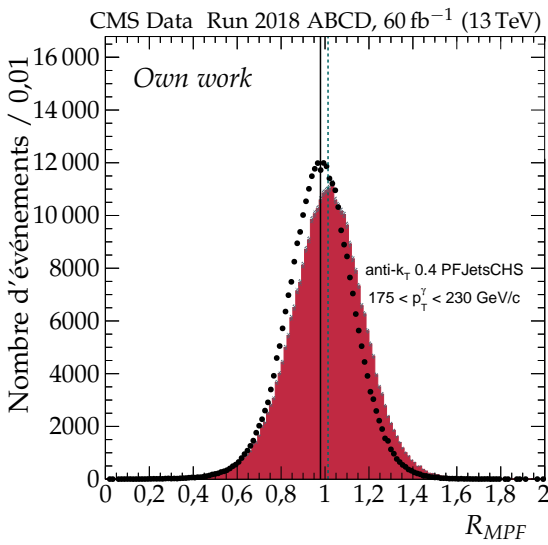
(a) Avec les événements $\gamma + \text{jets}$.(b) Avec les événements $Z(\rightarrow \mu^+ \mu^-) + \text{jets}$.

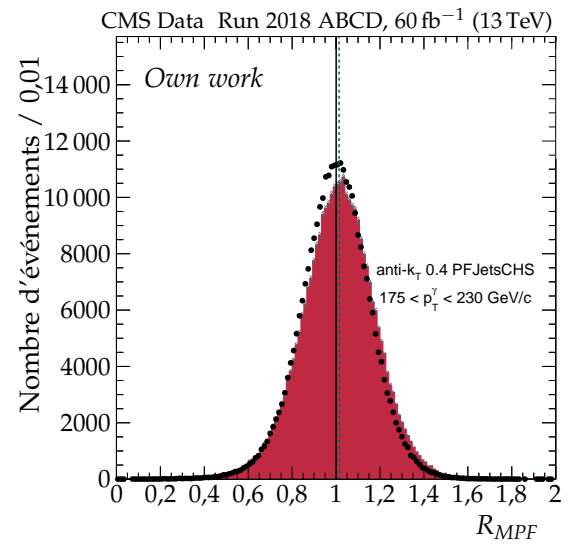
Figure X.24 – Distributions de la réponse MPF moyenne en fonction de p_T dans les événements avec $|\eta^{\text{jet}}| < 1,3$ et $\alpha < 0,3$ pour chaque période de prise de données et pour les simulations en 2018 [12].

$ \eta^{\text{jet}} \in$	Réponse équilibrée		Réponse MPF	
	avant C_{Res}	après C_{Res}	avant C_{Res}	après 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.8 – Rapports données réelles sur simulées des réponses équilibrée et MPF obtenus en 2018 après extrapolation vers $\alpha = 0$.



(a) Avant correction (figure X.18c).



(b) Après correction.

Figure X.25 – Comparaison des réponses MPF avant et après correction résiduelle absolue pour $p_T^\gamma \in [175, 230[\text{ GeV}$ et $|\eta| < 1,3$ en 2018.

4.3.4 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 réelles et simulées. 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 réelles sur simulées des réponses équilibrée et MPF obtenus avant et après utilisation de cette correction sont présentés dans le tableau X.8. 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.25 où les deux distributions sont plus proches l'une de l'autre après correction complète.

5 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 4.1, à ceci près que la correction résiduelle absolue en p_T des jets est appliquée.

5.1 Définition de la résolution en énergie des jets

La résolution en énergie des jets se détermine à l'aide de leur réponse équilibrée R_{bal} . À partir de la définition de R_{bal} , équation (X.12), il est possible d'écrire dans le cas des événements $\gamma + \text{jets}$

$$R_{bal} = \frac{p_{T\text{reco}}^{\text{jet } 1}}{p_T^\gamma} = \frac{p_{T\text{reco}}^{\text{jet } 1}}{p_{T\text{reco}}^\gamma} = \frac{p_{T\text{reco}}^{\text{jet } 1}}{p_{T\text{ptcl}}^{\text{jet } 1}} \times \frac{p_{T\text{ptcl}}^{\text{jet } 1}}{p_{T\text{ptcl}}^\gamma} \times \frac{p_{T\text{ptcl}}^\gamma}{p_{T\text{reco}}^\gamma}, \quad (\text{X.24})$$

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

$$\sigma_{R_{bal}} = \sigma \left(\frac{p_{T\text{reco}}^{\text{jet } 1}}{p_{T\text{ptcl}}^{\text{jet } 1}} \right) \oplus \sigma \left(\frac{p_{T\text{ptcl}}^{\text{jet } 1}}{p_{T\text{ptcl}}^\gamma} \right) \oplus \sigma \left(\frac{p_{T\text{ptcl}}^\gamma}{p_{T\text{reco}}^\gamma} \right), \quad (\text{X.25})$$

où \oplus désigne une somme quadratique. 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 émissions de particules secondaires et des neutrinos. Après extrapolation vers $\alpha = 0$, la contribution des émissions de particules secondaires 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.25) se réécrit alors, en utilisant les notations introduites,

$$\sigma_{R_{bal}} = \sigma_{\text{JER}} \oplus \sigma_{\text{PLI}} \oplus \sigma_\gamma, \quad (\text{X.26})$$

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

$$\sigma_{\text{JER}} = \sigma_{R_{bal}} \ominus \sigma_{\text{PLI}} \ominus \sigma_\gamma. \quad (\text{X.27})$$

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

5.2 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 4.2. 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.9, X.10 et X.11. 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.9 – 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.10 – Intervalles fins de $|\eta^{\text{jet}}|$ utilisés pour la JER.

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

Tableau X.11 – Intervalles de α utilisés pour la JER.

Obtention de $\sigma_{R_{bal}}$ et σ_{PLI} pour $(p_T^\gamma, \eta^{\text{jet}}, \alpha)$ donnés Pour chaque domaine de p_T^γ défini dans le tableau X.9, de η^{jet} défini dans le tableau X.10 et de α défini dans le tableau X.11, les distributions de la réponse équilibrée dans les données réelles et simulées sont déterminées.

Comme dans le cas de la JES, seuls les centres de ces distributions sont considérés afin de limiter les effets des leurs queues. Alors, $\sigma_{R_{bal}}$ 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 p_T^γ , η^{jet} et α , les distributions de $p_{T_{ptcl}}^{\text{jet}1}$ et $p_{T_{ptcl}}^\gamma$ 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 de l'activité additionnelle des jets décrits dans la section 3.2. Les intervalles de α utilisés pour la JER sont présentés dans le tableau X.11. L'extrapolation n'est plus linéaire comme dans le cas de la JES. Une fonction de la forme

$$\sigma_i = \sqrt{(a_i \alpha)^2 + b_i^2} \quad (\text{X.28})$$

est utilisée pour $\sigma_{R_{bal}}^{\text{données}}$, $\sigma_{R_{bal}}^{\text{simulations}}$ et σ_{PLI} . L'extrapolation est illustrée sur la figure X.26a.

Détermination de σ_{JER} en fonction de η^{jet} Dans chacun des intervalles de p_T^γ et η^{jet} , pour les données réelles et simulées, 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.27). Puis, un ajustement constant en p_T des rapports de σ_{JER} extrapolés à $\alpha = 0$ entre données réelles et simulées est déterminé dans chaque intervalle de η^{jet} , comme sur la figure X.26b. La valeur de cet ajustement correspond au facteur à appliquer à la JER dans l'intervalle de η^{jet} .

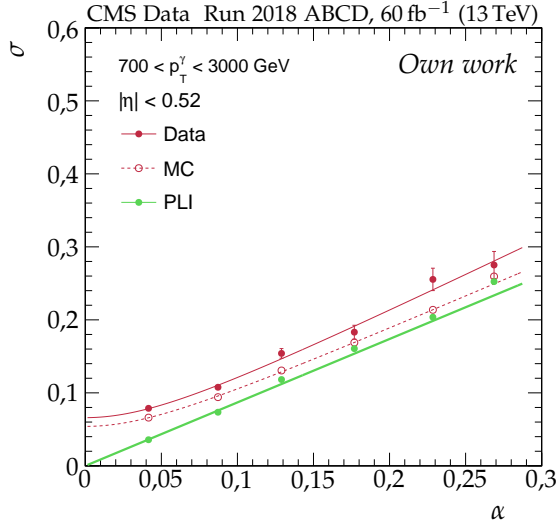
Incertitudes Les incertitudes prises en compte dans la mesure de la JER sont :

- 4,6 % sur la section efficace de collision inélastique pp utilisée pour estimer les profils d'empilement;
- les incertitudes de la JEC, décrites section 2.4.

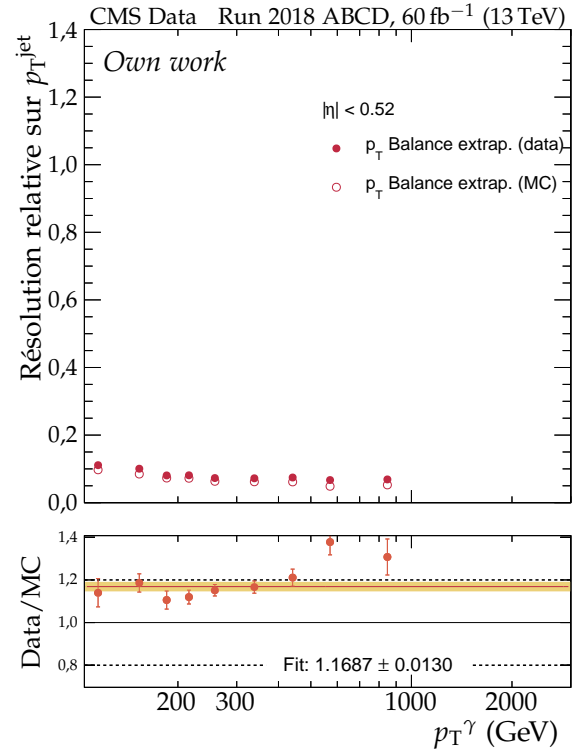
Les incertitudes sur l'échelle en énergie des photons ainsi que leur résolution sont négligées face aux autres incertitudes considérées.

5.3 Résultats

Les résultats issus de l'analyse des événements $\gamma + \text{jets}$ pour l'année 2018 sont présentés sur la figure X.27a. La combinaison avec l'analyses des événements dijet permet d'obtenir les facteurs correctifs utilisés par la collaboration, présentés sur la figure X.27b. Ces facteurs sont de l'ordre de 1,2 dans le tonneau et peuvent atteindre 2,3 dans les bouchons.

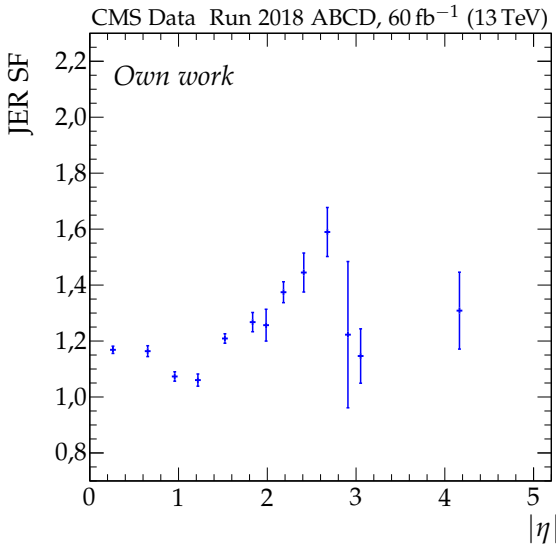


(a) Extrapolation vers $\alpha = 0$ de la résolution des jets pour $|\eta| < 0,52$ et $700 < p_T^\gamma < 3000$ GeV en 2018.

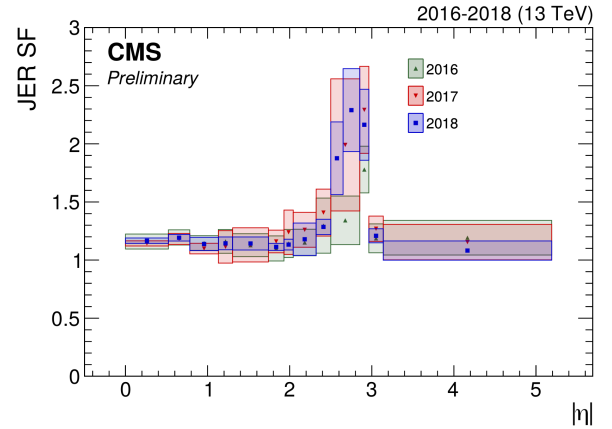


(b) Résolution en énergie des jets extrapolée à $\alpha = 0$ pour $|\eta| < 0,52$ en 2018.

Figure X.26 – Détermination de la résolution en énergie des jets.



(a) Facteurs correctifs déterminés avec les événements $\gamma + \text{jets}$ en 2018.



(b) Facteurs correctifs utilisés par la collaboration lors du Run II [12].

Figure X.27 – Facteurs correctifs de la résolution en énergie des jets.

L'effet de l'application des facteurs correctifs de la résolution en énergie des jets est particulièrement visible dans la région $2,5 \leq |\eta| < 3,0$ où sa valeur est de l'ordre de 2. Les distributions des réponses équilibrées des jets dans les données réelles et simulées avant et après application de ces facteurs sont illustrées pour cette région sur la figure X.28. Les réponses des jets dans les données réelles ne sont pas modifiées par la correction de la résolution en énergie des jets, ces distributions sont donc identiques dans les figures X.28a et X.28b.

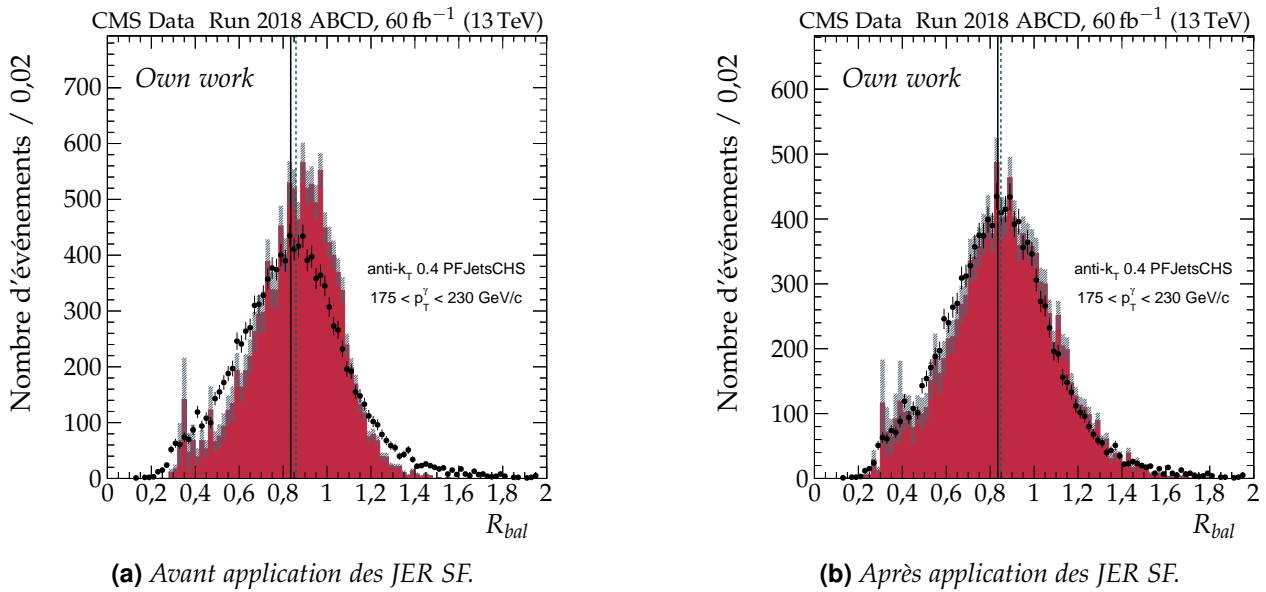


Figure X.28 – Comparaison des réponses équilibrées avant et après correction de la résolution en énergie des jets pour $p_T^\gamma \in [175, 230[$ GeV et $2,5 \leq |\eta| < 3,0$ en 2018.

6 Conclusion

Ce chapitre a présenté la calibration en énergie des jets. Elle permet d'obtenir des jets de la meilleure qualité possible pour les analyses de physique menées par l'ensemble de la collaboration CMS. 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 détail, ainsi que la phénoménologie des événements utilisés. Il s'agit d'événements γ + jets dans lesquels l'équilibre entre le photon et un jet permet d'estimer l'échelle en énergie du jet connaissant celle du photon. Pour l'année 2018, la réponse des jets dans ces événements est inférieure dans les données par rapport aux simulations de 3 % pour $|\eta^{\text{jet}}| < 1,3$ à 5 % pour $1,3 \leq |\eta^{\text{jet}}| < 2,5$. L'incertitude absolue sur ces mesures est inférieure à 0,3 %.

La résolution en énergie des jets doit également être corrigée. À l'aide d'une étude similaire, menée sur les mêmes événements et également détaillée dans ce chapitre, les facteurs d'échelle ont été obtenus lors de ma thèse pour les années 2018 et 2017-UL. Pour l'année 2018, la résolution en énergie des jets dans ces événements est inférieure dans les données par rapport aux simulations de (6 ± 3) % pour $1,131 \leq |\eta^{\text{jet}}| < 1,305$ à (60 ± 9) % pour $2,5 \leq |\eta^{\text{jet}}| < 2,8$.

Les jets sont omniprésents dans les collisions du LHC. Ces travaux permettant la bonne caractérisation des jets sont donc essentiels pour réaliser des analyses de qualité. Parmi elles se trouve celle présentée dans le chapitre 4.

Références

- [1] 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).
- [2] A. DOMINGUEZ & coll. *CMS Technical Design Report for the Pixel Detector Upgrade*. Rapp. tech. Sept. 2012. URL : <https://cds.cern.ch/record/1481838>.
- [3] The CMS Collaboration. *The Phase-1 Upgrade of the CMS Pixel Detector*. Rapp. tech. CMS-CR-2017-135. 06. Geneva : CERN, mai 2017. URL : <https://cds.cern.ch/record/2265423>.
- [4] J. MANS & coll. *CMS Technical Design Report for the Phase 1 Upgrade of the Hadron Calorimeter*. Rapp. tech. Sept. 2012. URL : <https://cds.cern.ch/record/1481837>.

- [5] The CMS Collaboration. « First results from the CMS SiPM-based hadronic endcap calorimeter ». Geneva, août 2018. URL : <https://cds.cern.ch/record/2636475>.
- [6] The CMS Collaboration. *Pileup Removal Algorithms*. Rapp. tech. CMS-PAS-JME-14-001. Geneva : CERN, 2014. URL : <https://cds.cern.ch/record/1751454>.
- [7] S. AGOSTINELLI & coll. « GEANT4 – A simulation toolkit ». *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* **A506.3** (2003), p. 250-303. DOI : [10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8).
- [8] 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](https://doi.org/10.1109/tns.2006.869826).
- [9] J. ALLISON & coll. « Recent developments in GEANT4 ». *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* **A835** (2016), p. 186-225. DOI : [10.1016/j.nima.2016.06.125](https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.06.125).
- [10] T. SJÖSTRAND, S. MRENNNA & P. SKANDS. « PYTHIA 6.4 physics and manual ». *Journal of High Energy Physics* **05** (mai 2006). DOI : [10.1088/1126-6708/2006/05/026](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2006/05/026).
- [11] The CMS Collaboration. « Event generator tunes obtained from underlying event and multiparton scattering measurements ». *European Physical Journal* **C76.3** (2016). DOI : [10.1140/epjc/s10052-016-3988-x](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-3988-x). arXiv : [1512.00815](https://arxiv.org/abs/1512.00815) [hep-ex].
- [12] 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>.
- [13] H. LATTAUD. « Photon et jets avec l'expérience CMS du LHC : de la calibration à la mesure ». Thèse de doct. Université Claude Bernard Lyon 1, sept. 2019. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-02422226>.
- [14] 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](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4018-8).
- [15] 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). URL : <https://cds.cern.ch/record/1988093>.
- [16] L. TORTEROTOT. *CMSTransverseTikZ : event displays in the CMS transverse plane with TikZ*. URL : <https://gitlab.com/lucastorterotot/cmstransversetikz>.
- [17] 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). URL : <http://cds.cern.ch/record/2628267>.
- [18] 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](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2015.01.024). arXiv : [1410.3012](https://arxiv.org/abs/1410.3012) [hep-ph].
- [19] 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). URL : <https://cds.cern.ch/record/2669320>.
- [20] J. ALWALL & coll. « MADGRAPH 5 : Going Beyond ». *Journal of High Energy Physics* **06** (2011). DOI : [10.1007/jhep06\(2011\)128](https://doi.org/10.1007/jhep06(2011)128). arXiv : [1106.0522](https://arxiv.org/abs/1106.0522) [hep-ph].
- [21] Particle Data Group. « Review of Particle Physics ». *Progress of Theoretical and Experimental Physics* **8** (août 2020). DOI : [10.1093/ptep/ptaa104](https://doi.org/10.1093/ptep/ptaa104).
- [22] 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](https://arxiv.org/abs/0802.1189) [hep-ph].

