



PHAST
PHYSIQUE
ET ASTROPHYSIQUE
UNIVERSITÉ DE LYON

ÉCOLE
DOCTORALE
52



Lyon 1

N° d'ordre NNT : ?

Thèse de doctorat de l'Université de Lyon
opérée au sein de
L'Université Claude Bernard Lyon 1

École Doctorale N° 52
École Doctorale de Physique et Astrophysique

Spécialité du doctorat : Physique des particules

Soutenue publiquement le XX xxxx 2021 par

Lucas TORTEROTOT

**Recherche d'un boson de Higgs de haute masse se
désintégrant en paire de taus dans l'expérience
CMS au LHC**

devant le jury composé de :

M Bla BLA Fonction Institut <rôle>

À ...

Remerciements

Remerciements

Résumé

Résumé

Abstract

Abstract

Table des matières

1	Introduction	1
2	Particules, interactions et phénoménologie	3
1	Les particules du modèle standard	4
1.1	Les fermions	4
1.2	Les bosons	5
2	Formalisme théorique et interactions	6
2.1	Lagrangien et équation d'Euler-Lagrange	6
2.2	Interaction électromagnétique	8
2.3	Interaction électrofaible	9
2.4	Mécanisme de Higgs et brisure spontanée de symétrie	14
2.5	Interaction forte	17
3	Succès et limites du modèle standard	20
3.1	Succès	20
3.2	Limites	20
4	Au-delà du modèle standard	23
4.1	La supersymétrie	23
4.2	Modèles à deux doublets de Higgs	24
4.3	L'extension supersymétrique minimale du modèle standard	25
5	Phénoménologie des bosons de Higgs du MSSM	28
5.1	Production de bosons de Higgs	28
5.2	Désintégration de bosons de Higgs	31
5.3	Désintégration des leptons tau	33
6	Conclusion	34
3	Dispositif expérimental	35
1	Le LHC : <i>Large Hadron Collider</i>	35
1.1	Collisions de protons	35
1.2	Accélération de protons	35
1.3	Luminosité et nombre d'événements	35
1.4	L'empilement	35
1.5	Les expériences du LHC	35
2	L'expérience CMS : <i>Compact Muon Solenoïd</i>	36
2.1	Vue d'ensemble et système de coordonnées	36
2.2	Le solénoïde	36
2.3	Le trajectographe ou <i>tracker</i>	36
2.4	Le calorimètre électromagnétique ou ECAL	36
2.5	Le calorimètre hadronique ou HCAL	36
2.6	Les chambres à muons	36
2.7	Prise de données à CMS	36
3	Événements simulés	37
3.1	Génération d'événements	37
3.2	Simulation du détecteur	37
4	Reconstruction des événements	37

4.1	L'algorithme de <i>Particle Flow</i>	37
4.2	Identification et reconstruction des particules	37
4.3	Objets de haut niveau	37
4.4	Énergie transverse manquante	37
5	Conclusion	37
4	Calibration en énergie des jets	39
1	Introduction	39
2	Formation des jets	40
2.1	Gerbe partonique	40
2.2	Hadronisation	41
3	Reconstruction des jets	42
3.1	Algorithmes de regroupement	43
3.2	Identification des jets dans CMS	44
3.3	Saveur des jets	45
4	Calibration en énergie des jets dans CMS	50
4.1	Correction de l'empilement	51
4.2	Correction de la réponse du détecteur en p_T et en η	53
4.3	Propagation à la MET	53
4.4	Corrections résiduelles	53
4.5	Incertitude sur la correction en énergie des jets	56
4.6	Correction de la résolution en énergie	58
5	Phénoménologie des événements $\gamma + \text{jets}$	58
5.1	Principe des événements $\gamma + \text{jets}$ et réponse balancée	59
5.2	Effets radiatifs et activité additionnelle	60
5.3	Utilisation conjointe de la réponse MPF	61
6	Correction résiduelle absolue en p_T avec les événements $\gamma + \text{jets}$	61
6.1	Événements utilisés	61
6.2	Analyse	65
6.3	Résultats	69
7	Correction de la résolution en énergie avec les événements $\gamma + \text{jets}$	76
7.1	Définition de la résolution en énergie des jets	77
7.2	Analyse	78
7.3	Résultats	79
8	Conclusion	79
5	Recherche d'un boson de Higgs de haute masse	81
1	Introduction	81
2	Sélection d'événements et catégorisation	81
2.1	Données	81
2.2	Simulation	81
2.3	Catégorisation	81
3	Chaîne d'analyse	81
4	Estimation du bruit de fond	81
4.1	Estimations de bruits de fond à partir de simulations	81
4.2	Estimations de bruits de fond à partir de données	81
5	Incertitudes systématiques	81
5.1	Incertitudes de normalisation	81
5.2	Incertitudes de forme	81
6	Résultats et interprétations	82
7	Conclusion	82
6	Reconstruction de la masse d'une résonance à l'aide d'un réseau de neurones profond	83

7 Conclusion	85
A Notions mathématiques	87
B Diagrammes de Feynman	89

Table des figures

2.1	Les particules fondamentales du modèle standard.	4
2.2	Une particule se déplace au cours du temps.	6
2.3	Variation de la trajectoire d'une particule.	6
2.4	Diagrammes de Feynman possibles à partir du terme $\bar{\psi}\gamma^\mu e Q A_\mu \psi$ du lagrangien \mathcal{L}_{QED}	10
2.5	Diagrammes de Feynman de production de paire W^+W^- à l'arbre.	10
2.6	Diagramme de Feynman correspondant à l'interaction entre trois bosons.	12
2.7	Forme du potentiel du Higgs V selon le signe de μ^2	15
2.8	Combinaisons des couleurs des quarks dans les hadrons.	17
2.9	Interaction entre un quark et un gluon.	18
2.10	Diagrammes de Feynman correspondant à l'interaction entre trois et quatre gluons.	18
2.11	Mesure de g_s en fonction de l'échelle d'énergie.	19
2.12	Spectre de masse des hadrons légers.	19
2.13	Diagrammes de Feynman des corrections à la masse du boson de Higgs.	22
2.14	Masses des bosons de Higgs du MSSM.	27
2.15	Sections efficaces des modes de production du boson de Higgs du modèle standard.	29
2.16	Production de boson de Higgs par fusion de gluons et de bosons vecteurs.	29
2.17	Production de boson de Higgs en association avec un boson.	29
2.18	Production de boson de Higgs en association avec un quark t	29
2.19	Production de boson de Higgs du MSSM par fusion de gluons et de bosons vecteurs.	30
2.20	Production de boson de Higgs du MSSM en association avec un boson.	31
2.21	Production de boson de Higgs du MSSM en association avec un quark b	31
2.22	Rapports de branchement des bosons de Higgs du MSSM.	32
2.23	Désintégration $h, H, A \rightarrow \tau^+\tau^-$	33
2.24	Diagrammes de Feynman de désintégration d'un τ^-	34
3.1	Vue éclatée du détecteur CMS.	36
3.2	Coupe transverse schématique du détecteur CMS.	37
4.1	Un boson Z se désintègre en paire quark-antiquark.	40
4.2	Formation de deux gerbes partoniques.	41
4.3	Formation de jets dans le cadre du modèle des cordes de Lund.	42
4.4	Formation de jets dans le cadre du modèle d'agglomération hadronique.	42
4.5	Formes des jets reconstruits à partir de différents algorithmes.	44
4.6	Temps de recombinaison d'un événement dijet.	45
4.7	Compositions des jets reconstruits lors du Run II.	45
4.8	Illustration d'un jet de saveur lourde.	47
4.9	Performances des algorithmes d'identification de la saveur des jets.	49
4.10	Performances de la discrimination quark-gluon pour la saveur des jets.	49
4.11	Étapes successives de la JEC.	50
4.12	Valeur moyenne de la réponse de jets d'événements QCD simulés.	51
4.13	Contribution additionnelle de l'empilement au niveau particule.	52
4.14	Réponse des jets reconstruits en fonction de p_T et η lors du Run II.	53
4.15	Correction résiduelle relative en η lors du Run II.	55
4.16	Correction résiduelle absolue en p_T pour $ \eta < 1,3$ lors du Run II.	55

4.17 Correction résiduelle de saveur en fonction de l’impulsion du jet.	56
4.18 Incertitudes relatives sur la JEC en fonction de p_T et η lors du Run II.	57
4.19 Résolution en énergie des jets.	58
4.20 Résolution en énergie des photons.	59
4.21 Diagrammes de Feynman donnant un photon et un jet dans l’état final.	59
4.22 Topologies typiques des événements $\gamma + \text{jets}$	60
4.23 Diagrammes de Feynman de processus avec ISR ou FSR.	60
4.24 Topologies d’événements $\gamma + \text{jet}$ et dijet.	62
4.25 Régions des calorimètres à exclure de l’analyse dans le plan (η, ϕ)	64
4.26 Densités de probabilité de N_{PU} pour 2018.	67
4.27 Densités de probabilité de N_{PU} pour 2017-UL.	68
4.28 Observables d’événements $\gamma + \text{jets}$ en 2018.	69
4.29 Réponses balancée et MPF en 2018.	70
4.30 Extrapolation vers $\alpha = 0$ de la réponse des jets.	71
4.31 Réponses balancées en 2018 avant extrapolation.	72
4.32 Réponses MPF en 2018 avant extrapolation.	73
4.33 Réponses balancées en 2018 après extrapolation.	74
4.34 Réponses MPF en 2018 après extrapolation.	75
4.35 Distributions de la réponse MPF moyenne en fonction de p_T en 2018.	76
4.36 Comparaison des réponses MPF avant et après correction résiduelle absolue en 2018. .	77
4.37 Détermination de la résolution en énergie des jets.	79
4.38 Facteurs correctifs de la résolution en énergie des jets.	80
B.1 Diagramme de Feynman issu du terme (B.1).	89

Liste des tableaux

2.1	Représentation des fermions selon leur chiralité et leur isospin faible.	11
2.2	Valeurs des hypercharges, isospins faibles et charges électriques pour les leptons.	13
2.3	Valeurs expérimentales des 19 paramètres libres du modèle standard.	21
2.4	Couplages des bosons de Higgs neutres.	25
2.5	Particules et leurs superpartenaires.	27
2.6	Couplages des bosons de Higgs neutres dans la limite découplée.	28
2.7	Rapports de branchement des événements $h \rightarrow \tau\tau$	34
4.1	Critères d’identification des jets à CMS pour l’analyse des données de 2016.	46
4.2	Critères d’identification des jets à CMS pour l’analyse des données de 2017.	46
4.3	Critères d’identification des jets à CMS pour l’analyse des données de 2018.	46
4.4	Critères d’identification des jets à CMS pour l’analyse des données de 2017-UL.	46
4.5	Liste des périodes de prise de données considérées et luminosités correspondantes. .	61
4.6	Sections efficaces des différents événements $\gamma + \text{jets}$ simulés.	62
4.7	Aires effectives de correction de l’isolation du photon.	63
4.8	Coupures utilisées pour l’identification des photons.	64
4.9	Chemins de déclenchement.	65
4.10	Intervalles de p_T^γ	65
4.11	Intervalles larges de $ \eta^{\text{jet}} $	66
4.12	Intervalles de α utilisés pour la JES.	66
4.13	Rapports des réponses balancée et MPF obtenus en 2018.	71
4.14	Rapports des réponses balancée et MPF obtenus en 2018 après extrapolation vers $\alpha = 0$. .	77
4.15	Intervalles de p_T^γ utilisés pour la JER.	78
4.16	Intervalles fins de $ \eta^{\text{jet}} $ utilisés pour la JER.	78
4.17	Intervalles de α utilisés pour la JER.	78
5.1	Valeurs prises par gen_match.	82

Chapitre 1

Introduction

MS = th description ptcs et interactions

50+ ans échanges th et expé

MAIS matière et énergie noire, asymétrie matière antimat., ... BSM

LHC!

CMS

« ce qui suit dans ce manuscrit »

Grandeur	Dimensions : (M , L , T), (\hbar , c , GeV), ($\hbar = c = 1$, GeV)		Conversion SI \leftrightarrow UN
Masse	M	$\text{GeV} \cdot c^{-2}$	GeV
Longueur	L	$\hbar \cdot c \cdot \text{GeV}^{-1}$	GeV^{-1}
Durée	T	$\hbar \cdot \text{GeV}^{-1}$	GeV^{-1}
Énergie	$ML^2 T^{-2}$	GeV	$1 \text{ J} = \frac{10^{-3}}{1,6 \times 10^{-19}} \text{ GeV}$
Impulsion	MLT^{-1}	$\text{GeV} \cdot c^{-1}$	$1 \text{ kg} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-1} = 1,87 \times 10^{18} \text{ GeV}$

Chapitre 2

Particules, interactions et phénoménologie

Sommaire

1	Les particules du modèle standard	4
1.1	Les fermions	4
1.2	Les bosons	5
2	Formalisme théorique et interactions	6
2.1	Lagrangien et équation d'Euler-Lagrange	6
2.2	Interaction électromagnétique	8
2.3	Interaction électrofaible	9
2.4	Mécanisme de Higgs et brisure spontanée de symétrie	14
2.5	Interaction forte	17
3	Succès et limites du modèle standard	20
3.1	Succès	20
3.2	Limites	20
4	Au-delà du modèle standard	23
4.1	La supersymétrie	23
4.2	Modèles à deux doublets de Higgs	24
4.3	L'extension supersymétrique minimale du modèle standard	25
5	Phénoménologie des bosons de Higgs du MSSM	28
5.1	Production de bosons de Higgs	28
5.2	Désintégration de bosons de Higgs	31
5.3	Désintégration des leptons tau	33
6	Conclusion	34

Ce chapitre présente le contexte dans lequel s'inscrit cette thèse. Le modèle standard est le cadre théorique en place en physique des particules. Il permet de décrire les objets fondamentaux qui composent l'Univers, les particules, ainsi que leurs interactions.

Les particules du modèle standard sont présentées dans la section 1. Le formalisme mathématique permettant de décrire leur comportement, faisant apparaître les forces fondamentales, est introduit dans la section 2. Le modèle standard ainsi construit propose une description de l'Univers à la fois précise et robuste.

Le boson de Higgs, dernière particule découverte à ce jour, a ainsi été postulé près de cinquante ans avant d'être observé. De nombreux succès, dont une présentation non exhaustive est proposée dans la section 3.1, couronnent ainsi le modèle standard. Cependant, malgré plusieurs décennies de prédictions correctement vérifiées, certaines observations montrent que le modèle standard ne saurait prétendre au titre de « théorie du tout ».

Ces limitations au modèle standard, dont certaines sont présentées dans la section 3.2, mènent à de nouveaux modèles dits « au-delà du modèle standard », dont il est question dans la section 4. Parmi eux se trouvent des modèles dit « à deux doublets de Higgs », c'est-à-dire avec un secteur de Higgs plus complexe, comme la supersymétrie.

Il existe plusieurs degrés de complexité dans ces nouveaux modèles, aussi seule l'extension supersymétrique minimale du modèle standard, ou MSSM, sera considérée pour l'analyse menée dans

cette thèse. Dans le cadre du MSSM, de nouvelles particules existent et la phénoménologie de ces particules, présentée dans la section 5, motive le choix du type d'événements d'intérêt pour la recherche de cette nouvelle physique.

1 Les particules du modèle standard

Une particule est considérée comme fondamentale si elle ne possède pas de sous-structure observée à ce jour. Le modèle standard décrit le comportement de ces particules fondamentales qui peuvent être catégorisées selon plusieurs critères. Le premier d'entre eux est le « spin », une observable quantique intrinsèque aux particules. Les particules de spin demi-entier sont les fermions, celles de spin entier les bosons.



Figure 2.1 – Les particules fondamentales du modèle standard.

1.1 Les fermions

Les fermions sont les particules fondamentales de spin demi-entier et suivent donc la statistique de Fermi-Dirac. Ainsi, deux fermions ne peuvent pas occuper le même état quantique, c'est-à-dire avoir chacun de leurs nombres quantiques égaux entre eux, comme exposé par le principe d'exclusion de Pauli. Le modèle standard comprend douze fermions constituant la matière, accompagnés de douze antifermions correspondants pour l'antimatière.

Les fermions peuvent se diviser d'une part en deux catégories, les quarks et les leptons, et d'autre part en trois catégories correspondant à trois « générations », comme illustré sur la figure 2.1. La

première génération (quarks u et d , électron e^- et neutrino électronique ν_e) correspond aux particules les plus communes ; les deuxièmes et troisièmes générations contiennent des particules analogues, plus massives et instables.

1.1.1 Les quarks

Les quarks sont les fermions possédant une charge de couleur. Il existe deux quarks par génération, un quark de type *up* et un quark de type *down*, formant un doublet d'isospin faible¹. Il y a donc six quarks au total. Les quarks de type *up* (u , c et t) portent une charge électrique $+\frac{2}{3}e$ avec e la charge électrique élémentaire, les quarks de type *down* (d , s et b) une charge $-\frac{1}{3}e$. Les antiquarks possèdent une charge électrique opposée ($-\frac{2}{3}e$ et $+\frac{1}{3}e$). Les quarks sont donc sensibles à l'interaction électromagnétique.

À l'instar de la charge électrique pour l'interaction électromagnétique, la « couleur » rend les quarks sensibles à l'interaction forte. La charge de couleur peut prendre trois valeurs orthogonales, nommées par convention rouge, verte et bleue, car les particules portant une charge de couleur ne sont pas stables à elles seules et se regroupent pour former des particules composites de charge de couleur nulle, ou de couleur « blanche ». C'est ce que l'on appelle le phénomène de « confinement de couleur », décrit dans la section 2.5.3.

Les particules composées de quarks sont les hadrons. Ces particules sont de couleur blanche, ce qui peut être obtenu de deux manières :

- par association d'un quark rouge, un vert et un bleu ; il s'agit d'un « baryon ». Le proton (uud) et le neutron (udd) sont deux exemples de baryons.
- par association d'un quark et d'un antiquark ; il s'agit d'un « méson ». En effet, un antiquark porte une « anticolleur ». Ainsi, un quark up (u) rouge et un antiquark down (\bar{d}) « antirouge » forment un pion chargé π^+ .

Enfin, comme tous les fermions, les quarks sont également sensibles à l'interaction faible. Les quarks sont ainsi les seules particules sensibles à toutes les interactions fondamentales décrites par le modèle standard.

1.1.2 Les leptons

Les leptons sont les fermions ne possédant pas de charge de couleur. Ils sont donc insensibles à l'interaction forte. En revanche, ils sont tous sensibles à l'interaction faible. Sur le même principe que pour les quarks, il y a un doublet d'isospin faible de deux leptons par génération, soit six leptons au total. Les leptons d'isospin faible haut sont l'électron (e^-), le muon (μ^-) et le tau (τ^-), ils portent une charge électrique $-e$ ($+e$ pour les antiparticules correspondantes). Les leptons d'isospin faible bas sont les neutrinos. Les neutrinos ne portent pas de charge électrique et interagissent donc uniquement par interaction faible, ce qui en fait des particules difficiles à détecter.

1.2 Les bosons

Les bosons sont les particules fondamentales de spin entier. Ils suivent la statistique de Bose-Einstein qui n'interdit pas la présence de plusieurs bosons ayant tous leurs nombres quantiques égaux entre eux, contrairement à la statistique de Fermi-Dirac.

Les bosons de spin 1 sont les bosons de jauge, ou bosons vecteurs, et sont les médiateurs des interactions fondamentales. Ainsi, le photon (γ) est le boson vecteur de l'interaction électromagnétique. Il est de masse nulle et est électriquement neutre. Les bosons W^+ , W^- et Z sont ceux de l'interaction faible. Le boson Z est électriquement neutre et de masse $m_Z = 91,19 \text{ GeV}$, les bosons W portent une charge électrique de $\pm e$, ont une masse de $m_W = 80,38 \text{ GeV}$ et n'interagissent qu'avec les particules de chiralité² gauche et les antiparticules de chiralité droite. Enfin, huit gluons (g) sont les médiateurs de l'interaction forte. Ils n'ont ni masse ni charge électrique, mais portent une charge de couleur

1. L'isospin faible est un nombre quantique décrit dans la section 2.3.

2. La chiralité est définie dans la section 2.3.

et une charge d'anticouleur. Un gluon peut donc être chargé « rouge et antibleu ». Si un tel gluon interagit avec un quark bleu, par conservation, ce quark est rouge après interaction.

Le boson de Higgs est de spin nul, il s'agit donc d'un boson scalaire. Ce boson est une conséquence du mécanisme de brisure spontanée de symétrie électrofaible, mécanisme donnant leurs masses aux particules. Ce mécanisme est présenté dans la section 2.4.

2 Formalisme théorique et interactions

Il ne suffit pas de lister les particules fondamentales pour obtenir un modèle, il faut également décrire leur comportement, c'est-à-dire leur évolution à travers le temps et l'espace. Pour cela, le modèle standard se base sur la théorie quantique des champs. Une particule n'est pas un « objet ponctuel » comme en mécanique classique, mais une excitation d'un champ quantique relativiste. Il s'agit alors de décrire l'évolution de ces excitations.

Les lois de la mécanique classique ne sauraient remplir ce rôle. Le comportement des particules fondamentales est obtenu par l'application des équations d'Euler-Lagrange au lagrangien du modèle standard. Afin de comprendre pourquoi ce formalisme mathématique permet effectivement d'obtenir l'évolution des champs quantiques relativistes décrivant les particules, la section suivante consiste en une brève introduction du lagrangien dans le cas de la mécanique classique, suivie d'une généralisation au cas du modèle standard.

2.1 Lagrangien et équation d'Euler-Lagrange

2.1.1 Lagrangien en mécanique Newtonienne

Considérons une particule de masse m , soumise à une force F , se déplaçant dans le temps le long d'une dimension x , d'un point A à $t = 0$ à un point B à $t = \tau$, comme illustré sur la figure 2.2.

Comme cela est enseigné dès les premiers cours de physique, la trajectoire de cette particule peut être déterminée à l'aide du principe fondamental de la dynamique, ou seconde loi de Newton, qui s'exprime simplement dans ce cas sous la forme

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = F. \quad (2.1)$$

Nous obtenons la position de la particule à tout instant.

Or, cette méthode ne permet pas de décrire le comportement des particules fondamentales. En effet, à leur échelle, la mécanique quantique prévaut et il n'est pas possible, lorsque l'on observe une particule à un point A puis à un point B , de déterminer la trajectoire exacte suivie par cette particule. La particule peut suivre la trajectoire déterminée avec la mécanique classique, c'est-à-dire celle de la figure 2.2, comme toute autre trajectoire reliant A à B , comme illustré sur la figure 2.3.

Si le principe fondamental de la dynamique tel que formulé par Newton ne tient plus dans le contexte de la mécanique quantique, il existe un autre principe physique toujours en place, la conservation de l'énergie. Dans le cas de la particule précédemment décrit, il s'agit de la somme de son énergie cinétique T et de son énergie potentielle V , c'est-à-dire

$$E = T + V = C^{\text{te}} \quad (2.2)$$

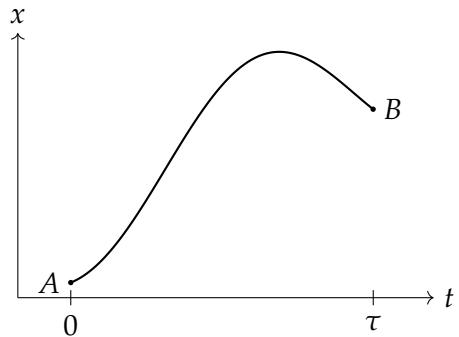


Figure 2.2 – Une particule se déplace au cours du temps d'un point A à un point B le long d'une dimension x .

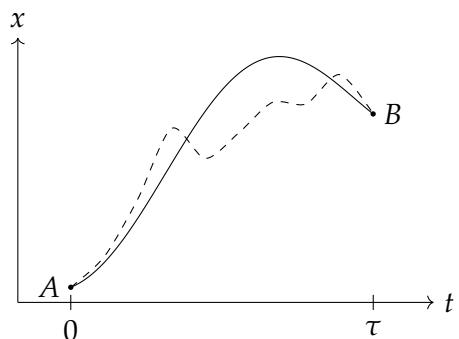


Figure 2.3 – Variation de la trajectoire d'une particule se déplaçant au cours du temps d'un point A à un point B .

où T dépend uniquement de la vitesse de la particule et V uniquement de sa position. Il en va ainsi de même pour les moyennes temporelles de ces grandeurs,

$$E = \langle E \rangle = \langle T \rangle + \langle V \rangle = C^{\text{te}} \quad (2.3)$$

avec, en notant $\dot{x} = \frac{dx}{dt}$,

$$\langle T \rangle = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau T(\dot{x}(t)) dt, \quad \langle V \rangle = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau V(x(t)) dt. \quad (2.4)$$

Nous pouvons alors nous demander de quelle manière ces grandeurs sont modifiées lorsque la trajectoire suivie par la particule varie par rapport à la trajectoire déterminée par la mécanique Newtonienne. La variation de la valeur moyenne de l'énergie potentielle s'exprime

$$\frac{\delta \langle V \rangle}{\delta x(t')} = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \frac{\delta V(x(t))}{\delta x(t')} dt = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \frac{dV(x(t))}{dx(t)} \delta(t - t') dt = \frac{1}{\tau} \left. \frac{dV}{dx(t)} \right|_{t=t'} = -\frac{1}{\tau} F(x(t')) \quad (2.5)$$

car la force F est à V par $F = -\frac{dV}{dx}$. De même, l'énergie cinétique moyenne varie selon

$$\begin{aligned} \frac{\delta \langle T \rangle}{\delta x(t')} &= \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \frac{\delta T(\dot{x}(t))}{\delta x(t')} dt = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \frac{dT(\dot{x}(t))}{dx(t)} \delta'(t - t') dt = -\frac{1}{\tau} \int_0^\tau \delta(t - t') \frac{d}{dt} \left(\frac{dT(\dot{x}(t))}{d\dot{x}(t)} \right) dt \\ &= -\frac{1}{\tau} \left. \frac{d}{dt} \left(\frac{dT(\dot{x}(t))}{d\dot{x}(t)} \right) \right|_{t=t'} = -\frac{1}{\tau} m \left. \frac{d^2x}{dt^2} \right|_{t=t'} \end{aligned} \quad (2.6)$$

car pour une particule de masse m , en mécanique newtonienne, $T = \frac{1}{2} m \left(\frac{dx}{dt} \right)^2$.

Le long de la trajectoire classique, le principe fondamental de la dynamique est vérifié. Alors, les variations autour de la trajectoire classique sont reliées par

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = F \Leftrightarrow \frac{\delta \langle T \rangle}{\delta x(t')} = \frac{\delta \langle V \rangle}{\delta x(t')} \Leftrightarrow \frac{\delta}{\delta x(t')} (\langle T \rangle - \langle V \rangle) = 0. \quad (2.7)$$

Ainsi, la différence entre l'énergie cinétique et l'énergie potentielle du système étudié semble jouer un rôle particulier lorsque l'on s'intéresse aux différentes trajectoires possibles pour ce système. Définissons alors le lagrangien L du système étudié comme

$$L = T - V. \quad (2.8)$$

2.1.2 Équation d'Euler-Lagrange

L'intégrale au cours du temps du lagrangien est appelée action et est définie comme

$$S = \int_0^\tau dt L. \quad (2.9)$$

Compte-tenu de l'équation (2.7), l'action vérifie pour la trajectoire classique

$$\frac{\delta S}{\delta x(t')} = 0, \quad (2.10)$$

ce qui est connu sous le nom de principe de moindre action. Or,

$$\frac{\delta S}{\delta x(t')} = \int_0^\tau dt \left[\frac{\delta L}{\delta x(t)} \delta(t - t') + \frac{\delta L}{\delta \dot{x}(t)} \delta'(t - t') \right] = \frac{\delta L}{\delta x(t')} - \frac{d}{dt} \frac{\delta L}{\delta \dot{x}(t')}, \quad (2.11)$$

ce qui implique

$$\frac{\delta L}{\delta x(t')} - \frac{d}{dt} \frac{\delta L}{\delta \dot{x}(t')} = 0. \quad (2.12)$$

Cette équation est l'équation d'Euler-Lagrange et permet d'obtenir toutes les équations du mouvement du système, c'est-à-dire de décrire son évolution au cours du temps.

2.1.3 Lagrangien, champs et symétries

Généralisons le raisonnement précédent à un espace à une dimension temporelle et trois dimensions spatiales. À partir du lagrangien, il est possible de définir la densité lagrangienne \mathcal{L} telle que

$$L = \int d^3x \mathcal{L}, \quad S = \int d^4x \mathcal{L} \quad (2.13)$$

où x désigne la coordonnée dans l'espace de Minkowski, c'est-à-dire l'espace-temps à quatre dimensions. Considérons maintenant une densité lagrangienne dépendant d'un champ $\phi(x)$ et de ses dérivées $\partial_\mu \phi(x)$. Alors,

$$S = \int d^4x \mathcal{L}(\phi(x), \partial_\mu \phi(x)) \quad (2.14)$$

et du principe de moindre action résultent les équations d'Euler-Lagrange pour \mathcal{L} ,

$$\frac{\delta S}{\delta \phi} = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} - \partial_\mu \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi)} = 0. \quad (2.15)$$

Il s'agit à présent de déterminer la densité lagrangienne \mathcal{L} du modèle standard. Par la suite, nous nommerons la densité lagrangienne \mathcal{L} « lagrangien » dans un souci de praticité.

Un champ quantique peut subir une transformation de jauge locale. Une telle transformation doit laisser la physique inchangée, ainsi le lagrangien du modèle standard est construit pour être invariant sous les transformations de jauge locales du groupe de symétrie

$$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y. \quad (2.16)$$

De cette construction résultent les interactions fondamentales, discutées ci-après.

2.2 Interaction électromagnétique

Le lagrangien libre d'un fermion, c'est-à-dire le lagrangien décrivant le comportement d'un fermion seul, s'exprime

$$\mathcal{L}_{\text{fermion libre}} = \bar{\psi} (i\cancel{D} - m) \psi = \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi = i\bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi - m\bar{\psi} \psi \quad (2.17)$$

où la notation « slash » pour un objet k signifie $\cancel{k} = \gamma^\mu k_\mu$, i est l'unité imaginaire ($i^2 = -1$), ψ le spinor de Dirac correspondant au champ fermionique, $\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma^0$ son adjoint de Dirac, ψ^\dagger étant l'adjoint de ψ , γ^μ les matrices de Dirac, définies dans l'annexe A, ∂_μ la dérivée partielle par rapport à la coordonnée μ dans l'espace-temps de Minkowski et m la masse de la particule considérée. Le terme $\gamma^\mu \partial_\mu$, par convention de sommation d'Einstein exposée dans l'annexe A, correspond à une somme sur les différentes valeur de μ .

Le lagrangien $\mathcal{L}_{\text{fermion libre}}$ est invariant sous une transformation globale du groupe $U(1)_{em}$ ³, c'est-à-dire lorsque l'on applique la transformation suivante au spinor ψ

$$\psi \rightarrow e^{iQ\alpha} \psi, \quad \bar{\psi} \rightarrow \bar{\psi} e^{-iQ\alpha} \quad (2.18)$$

où $\alpha \in \mathbb{R}$ et Q est l'opérateur de charge électrique⁴. En effet, sous une telle transformation,

$$\bar{\psi} \psi \rightarrow \bar{\psi} e^{-iQ\alpha} e^{iQ\alpha} \psi = \bar{\psi} \psi \quad (2.19)$$

et

$$\bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi \rightarrow \bar{\psi} e^{-iQ\alpha} \gamma^\mu \partial_\mu (e^{iQ\alpha} \psi) = \bar{\psi} e^{-iQ\alpha} e^{iQ\alpha} \gamma^\mu \partial_\mu (\psi) + \bar{\psi} e^{-iQ\alpha} \gamma^\mu \partial_\mu (e^{iQ\alpha}) \psi = \bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi \quad (2.20)$$

car α ne dépend pas de l'espace-temps pour une transformation globale.

3. Dans la notation $U(1)_{em}$, « em » signifie électromagnétique. Ce groupe n'apparaît pas dans l'équation (2.16) car nous ne traitons ici que de l'électromagnétisme. Le groupe $U(1)_Y$ est traité dans la section 2.3.

4. Lorsque cet opérateur est appliqué à un champ quantique décrivant un fermion, il permet d'obtenir la valeur de la charge électrique du fermion.

En revanche, pour une transformation locale,

$$i\bar{\psi}\gamma^\mu \partial_\mu \psi \rightarrow i\bar{\psi}\gamma^\mu \partial_\mu \psi + ie^{-iQ\alpha} \bar{\psi}\gamma^\mu \partial_\mu \left(e^{iQ\alpha} \right) \psi = i\bar{\psi}\gamma^\mu \partial_\mu \psi - \bar{\psi}\gamma^\mu Q \partial_\mu \alpha \psi \quad (2.21)$$

ce qui fait apparaître un terme supplémentaire, $\bar{\psi}\gamma^\mu Q \partial_\mu \alpha \psi$, provenant de la transformation du terme $i\bar{\psi}\gamma^\mu \partial_\mu \psi$ de $\mathcal{L}_{\text{fermion libre}}$ qui brise ainsi l'invariance de jauge du lagrangien. Afin de rendre le lagrangien invariant sous les transformations locales du groupe $U(1)_{em}$, il est possible de remplacer la dérivée usuelle ∂_μ par la dérivée covariante D_μ , telle que

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu - ieQA_\mu \quad (2.22)$$

où e est la charge électrique élémentaire et A_μ un champ de jauge nouvellement introduit, dont la transformation de jauge permet de supprimer le terme supplémentaire qui brise l'invariance de jauge du lagrangien. En effet, le champ A_μ se transforme tel que

$$A_\mu \rightarrow A_\mu + \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha. \quad (2.23)$$

Ainsi, en réécrivant le lagrangien du fermion de l'équation (2.17) avec la dérivée covariante,

$$\mathcal{L}'_{\text{fermion libre}} = i\bar{\psi}\gamma^\mu D_\mu \psi - m\bar{\psi}\psi = i\bar{\psi}\gamma^\mu \partial_\mu \psi - m\bar{\psi}\psi + \bar{\psi}\gamma^\mu eQA_\mu \psi = \mathcal{L}_{\text{fermion libre}} + \bar{\psi}\gamma^\mu eQA_\mu \psi, \quad (2.24)$$

le dernier terme se transforme en

$$\bar{\psi}\gamma^\mu eQA_\mu \psi \rightarrow \bar{\psi}e^{-iQ\alpha} \gamma^\mu eQ \left(A_\mu + \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha \right) e^{iQ\alpha} \psi = \bar{\psi}\gamma^\mu eQA_\mu \psi + \bar{\psi}\gamma^\mu Q \partial_\mu \alpha \psi \quad (2.25)$$

et le dernier terme obtenu compense exactement le terme brisant l'invariance de jauge dans l'équation (2.21).

Le nouveau terme introduit par l'utilisation de la dérivée covariante, $\bar{\psi}\gamma^\mu eQA_\mu \psi$, correspond à l'interaction entre un fermion et le champ de jauge A_μ , dont l'intensité est directement proportionnelle à la charge électrique du fermion. Toutefois, le champ A_μ ne représente pas encore le photon en l'état, il faut permettre au photon de se propager librement. Pour cela, il faut introduire un terme cinétique qui soit invariant de jauge dans le lagrangien, ce qui peut se faire avec

$$\mathcal{L}_{\text{photon libre}} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \quad (2.26)$$

avec $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$. Un terme de masse pour le champ A_μ devrait s'écrire sous la forme $\frac{1}{2}m^2 A^\mu A_\mu$, ce qui n'est pas invariant de jauge. Par conséquent, le champ A_μ est de masse nulle.

Le lagrangien complet pour l'interaction électromagnétique⁵ s'exprime alors

$$\mathcal{L}_{QED} = \underbrace{\bar{\psi} (iD - m) \psi}_{\text{fermions}} - \underbrace{\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}}_{\text{photons}} = \underbrace{\bar{\psi} (iD - m) \psi}_{\mathcal{L}_{\text{fermion libre}}} + \underbrace{\bar{\psi}\gamma^\mu eQA_\mu \psi}_{\text{interaction}} - \underbrace{\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}}_{\mathcal{L}_{\text{photon libre}}}. \quad (2.27)$$

Le terme d'interaction dans ce lagrangien permet de « connecter » les fermions aux photons dans les diagrammes de Feynman, dont le principe est décrit dans l'annexe B. La « connexion » ainsi obtenue est nommée « vertex ». La structure du terme d'interaction, $\bar{\psi}\gamma^\mu eQA_\mu \psi$, impose ainsi la présence au vertex d'un photon (A_μ), d'un fermion entrant ou d'un antifermion sortant (ψ) et d'un fermion sortant ou d'un antifermion entrant ($\bar{\psi}$). Nous obtenons alors les diagrammes de la figure 2.4.

Maintenir l'invariance de jauge locale à l'aide de la dérivée covariante fait émerger l'interaction électromagnétique dans le cas de l'invariance de jauge sous $U(1)_{em}$. Dans les sections suivantes, un raisonnement similaire est appliqué afin d'obtenir les interactions électrofaible et forte.

2.3 Interaction électrofaible

Le modèle standard décrit les interactions électromagnétiques et faible comme deux facettes d'une seule et même interaction qui les unifie, l'interaction électrofaible, notée « EW » pour *electro-weak*. Une des raisons pour unifier ces deux forces provient du calcul de la section efficace de production de paire W^+W^- . Pour obtenir cette section efficace sans avoir de divergence, ce qui ne saurait



Figure 2.4 – Diagrammes de Feynman possibles à partir du terme $\bar{\psi}\gamma^\mu e Q A_\mu \psi$ du lagrangien \mathcal{L}_{QED} .

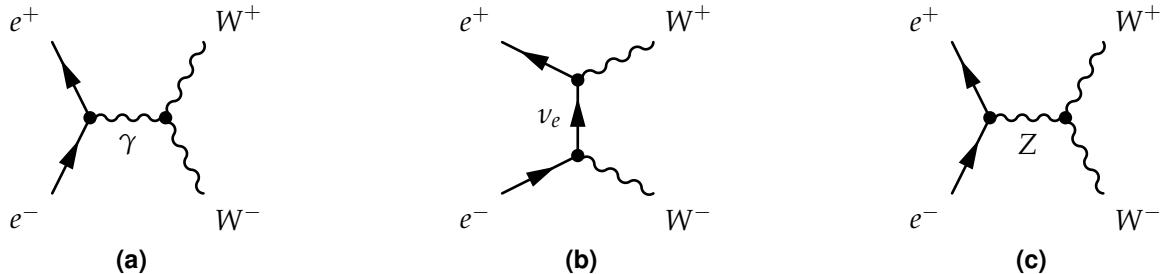


Figure 2.5 – Diagrammes de Feynman de production de paire W^+W^- à l’arbre.

représenter la réalité physique, il est nécessaire de considérer les diagrammes des figures 2.5a, 2.5b et 2.5c. L’analogie entre les diagrammes 2.5a et 2.5c pousse ainsi à unifier les deux forces.

Nous avons vu précédemment que l’interaction électromagnétique repose sur l’invariance de jauge sous les transformations locales du groupe $U(1)_{em}$. Dans le cas de l’interaction électrofaible, ce groupe de symétrie est $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Dans un premier temps, nous ne traiterons que le cas de $SU(2)_L$ avec les leptons et nous verrons toute la richesse supplémentaire de ce groupe par rapport à $U(1)$. Ensuite, nous traiterons de $SU(2)_L \times U(1)_Y$, toujours avec les leptons. Nous verrons ensuite comment traiter les quarks, et nous obtiendrons alors une description de l’interaction électrofaible.

2.3.1 Symétrie $SU(2)_L$ et chiralité

Dans la notation $SU(2)_L$, L signifie « left » car l’interaction faible ne couple que les fermions de chiralité gauche et les antifermions de chiralité droite. Une des propriétés les plus importantes de l’interaction faible est de violer la symétrie de parité (P), ainsi que la symétrie CP où C correspond à la charge électrique. Dans les termes de couplage du lagrangien, un facteur γ^μ correspond à un couplage vectoriel, comme pour l’électromagnétisme. Un facteur $\gamma^\mu\gamma^5$ correspond quant à lui à un couplage vectoriel axial. Un facteur $\gamma^\mu(1 - \gamma^5)$ somme ainsi un vecteur à un vecteur axial, ce qui implique une violation de la symétrie de parité. Or, il est possible de projeter un spinor ψ afin d’obtenir sa composante de chiralité gauche ψ_L à l’aide du projecteur chiral γ^5 ,

$$\psi_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5)\psi. \quad (2.28)$$

Pour les antiparticules décrites par $\bar{\psi} = \psi^\dagger\gamma^0$,

$$\bar{\psi}_L = (\psi_L)^\dagger\gamma^0 = \left(\frac{1}{2}(1 - \gamma^5)\psi\right)^\dagger\gamma^0 = \psi^\dagger\frac{1}{2}(1 - \gamma^5)\gamma^0 = \psi^\dagger\gamma^0\frac{1}{2}(1 + \gamma^5) = \bar{\psi}_R, \quad (2.29)$$

d’où le couplage entre fermions de chiralité gauche et antifermions de chiralité droite.

L’introduction de la symétrie $SU(2)_L$ amène un nouveau nombre quantique, l’« isospin faible », noté I . Il se comporte mathématiquement comme le spin des particules, d’où son nom *isospin*. Les fermions de chiralité gauche sont rassemblés en doublet d’isospin faible $I = \frac{1}{2}$, les fermions de chiralité

5. Aussi nommé QED pour *Quantum Electro-Dynamics*.

droite en singlets d'isospin faible $I = 0$. Ces derniers sont ainsi invariants sous les transformations de $SU(2)_L$, ce qui se traduit physiquement par une insensibilité à l'interaction faible.

Mis à part les neutrinos qui n'existent, dans le cadre actuel du modèle standard, qu'avec une chiralité gauche⁶, les fermions peuvent être de chiralité droite ou gauche. Nous obtenons donc les représentations du tableau 2.1.

I	Quarks gauches	Quarks droits	Leptons gauches	Leptons droits
$\frac{1}{2}$	$\begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}_L$	-	$\begin{pmatrix} \nu_i \\ \ell_i \end{pmatrix}_L$	-
0	-	$u_{i,R}, d_{i,R}$	-	$\ell_{i,R}$

Tableau 2.1 – Représentation des fermions selon leur chiralité et leur isospin faible. L'indice $i \in \{1, 2, 3\}$ correspond à la génération des particules. Ainsi, les symboles u_i, d_i, ℓ_i et ν_i correspondent, respectivement, aux quarks d'isospin faible haut (u, c, t), d'isospin faible bas (d, s, b), aux leptons chargés (e, μ, τ) et aux neutrinos (ν_e, ν_μ, ν_τ).

2.3.2 Symétrie $SU(2)$ et interactions entre bosons

Afin d'alléger les notations, nous traitons ici du cas plus général d'un groupe de symétrie $SU(2)$. Pour étendre les résultats à $SU(2)_L$, il suffit de se souvenir que les couplages ont uniquement lieu entre fermions de chiralité gauche et antifermions de chiralité droite. Procédons comme pour l'électromagnétisme et observons ce que l'invariance de jauge implique pour le lagrangien. Sous une transformation de $SU(2)$, les spineurs se transforment selon

$$\psi \rightarrow e^{\frac{i}{2}\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\alpha}(x)} \psi, \quad \bar{\psi} \rightarrow \bar{\psi} e^{-\frac{i}{2}\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\alpha}(x)} \quad (2.30)$$

où $\boldsymbol{\alpha} \in \mathbb{R}^3$ et $\boldsymbol{\tau}$ est un vecteur dont les composantes τ_i sont les générateurs de $SU(2)$ ⁷. Notons que l'équation (2.30) est l'analogue directe de l'équation (2.19).

Afin de simplifier les calculs qui suivent, nous ne considérerons que des transformations infinitésimales. En effet, $SU(2)$ est un groupe non abélien. Cela signifie deux transformations successives a et b de ce groupe ne donnent pas le même résultat selon que l'on applique a puis b ou b puis a , c'est-à-dire $ab - ba \neq 0$. Ainsi, des termes supplémentaires apparaissent, ou plutôt ne se simplifient pas entre eux. Nous considérons donc les transformations précédentes sous leurs formes infinitésimales, c'est-à-dire au premier ordre en $\boldsymbol{\alpha}$,

$$\psi \rightarrow \left(1 + \frac{i}{2}\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\alpha}(x)\right) \psi, \quad \bar{\psi} \rightarrow \bar{\psi} \left(1 - \frac{i}{2}\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\alpha}(x)\right). \quad (2.31)$$

Les termes du lagrangien du fermion libre, introduit dans l'équation (2.17), se transforment alors comme

$$-m\bar{\psi}\psi \rightarrow -m\bar{\psi} \left(1 - \frac{i}{2}\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\alpha}(x)\right) \left(1 + \frac{i}{2}\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\alpha}(x)\right) \psi = -m\bar{\psi}\psi + \mathcal{O}(\alpha^2) \quad (2.32)$$

et

$$i\bar{\psi}\gamma^\mu \partial_\mu \psi \rightarrow i\bar{\psi} \left(1 - \frac{i}{2}\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\alpha}(x)\right) \gamma^\mu \partial_\mu \left(\left(1 + \frac{i}{2}\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\alpha}(x)\right) \psi\right) = i\bar{\psi}\gamma^\mu \partial_\mu \psi - \bar{\psi} \frac{1}{2}\boldsymbol{\tau} \cdot \gamma^\mu \partial_\mu \boldsymbol{\alpha}(x) \psi + \mathcal{O}(\alpha^2) \quad (2.33)$$

ce qui fait apparaître, sur le même principe qu'avec l'interaction électromagnétique, un terme supplémentaire brisant l'invariance de jauge du lagrangien. Définissons une nouvelle dérivée covariante afin de rétablir l'invariance de jauge,

$$D_\mu = \partial_\mu - \frac{i}{2}g_I \boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{W}_\mu(x), \quad (2.34)$$

6. Il n'y a à ce jour aucune raison pour les neutrinos de chiralité droite de ne pas exister. Cependant, ils n'interagissent pas avec la matière dans le cadre du modèle standard. Ainsi, il est possible de les retirer du modèle tout en conservant une description cohérente du comportement des particules.

7. Les générateurs de $SU(2)$ sont des matrices 2×2 s'identifiant aux matrices de Pauli σ_i définies dans l'annexe A. Toutefois, ces générateurs agissent dans le cas de $SU(2)_L$ sur les doublets d'isospin faible alors que les matrices de Pauli agissent sur le spin d'un fermion. Afin d'éviter les confusions, nous utiliserons donc la notation τ .

où l'on introduit g_I la constante de couplage d'isospin faible, ainsi que trois champs de jauge vectoriels $W_\mu^i(x)$, $i \in \{1, 2, 3\}$ se transformant tels que

$$W_\mu \rightarrow W_\mu + \frac{1}{g_I} \partial_\mu \alpha - (\alpha \wedge W_\mu). \quad (2.35)$$

Dans ce cas, le lagrangien du fermion libre se réécrit sous la forme

$$\begin{aligned} \mathcal{L}'_{\text{fermion libre}} &= i\bar{\psi}\gamma^\mu D_\mu \psi - m\bar{\psi}\psi = i\bar{\psi}\gamma^\mu \partial_\mu \psi + \bar{\psi}\gamma^\mu \frac{1}{2} g_I \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu \psi - m\bar{\psi}\psi \\ &= \mathcal{L}_{\text{fermion libre}} + \bar{\psi}\gamma^\mu \frac{1}{2} g_I \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu \psi. \end{aligned} \quad (2.36)$$

Ainsi, le terme supplémentaire du lagrangien se transforme tel que

$$\begin{aligned} \bar{\psi}\gamma^\mu \frac{1}{2} g_I \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu \psi &\rightarrow \bar{\psi} \left(1 - \frac{i}{2} \boldsymbol{\tau} \cdot \alpha(x)\right) \gamma^\mu \frac{g_I}{2} \boldsymbol{\tau} \cdot \left(W_\mu + \frac{1}{g_I} \partial_\mu \alpha - (\alpha \wedge W_\mu)\right) \left(1 + \frac{i}{2} \boldsymbol{\tau} \cdot \alpha(x)\right) \psi \\ &= \bar{\psi}\gamma^\mu \frac{g_I}{2} \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu \psi - \bar{\psi} \frac{i}{2} \boldsymbol{\tau} \cdot \alpha(x) \gamma^\mu \frac{g_I}{2} \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu \psi + \bar{\psi}\gamma^\mu \frac{g_I}{2} \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu \frac{i}{2} \boldsymbol{\tau} \cdot \alpha(x) \psi \\ &\quad + \bar{\psi}\gamma^\mu \frac{1}{2} \boldsymbol{\tau} \cdot \partial_\mu \alpha \psi - \bar{\psi}\gamma^\mu \frac{g_I}{2} \boldsymbol{\tau} \cdot (\alpha \wedge \mathbf{W}_\mu) \psi + \mathcal{O}(\alpha^2). \end{aligned} \quad (2.37)$$

Or,

$$(\boldsymbol{\tau} \cdot \alpha)(\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{b}) = (\alpha \cdot \mathbf{b}) + i\boldsymbol{\tau} \cdot (\alpha \wedge \mathbf{b}) \Leftrightarrow \boldsymbol{\tau} \cdot (\alpha \wedge \mathbf{b}) = i[(\alpha \cdot \mathbf{b}) - (\boldsymbol{\tau} \cdot \alpha)(\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{b})]. \quad (2.38)$$

Ainsi,

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\tau} \cdot (\alpha \wedge \mathbf{W}_\mu) &= \frac{1}{2} [\boldsymbol{\tau} \cdot (\alpha \wedge \mathbf{W}_\mu) - \boldsymbol{\tau} \cdot (\mathbf{W}_\mu \wedge \alpha)] \\ &= \frac{i}{2} [[(\alpha \cdot \mathbf{W}_\mu) - (\boldsymbol{\tau} \cdot \alpha)(\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu)] - [(\mathbf{W}_\mu \cdot \alpha) - (\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu)(\boldsymbol{\tau} \cdot \alpha)]] \\ &= \frac{i}{2} [(\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu)(\boldsymbol{\tau} \cdot \alpha) - (\boldsymbol{\tau} \cdot \alpha)(\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu)] \end{aligned} \quad (2.39)$$

et nous obtenons alors, en combinant les équations (2.37) et (2.39),

$$\bar{\psi}\gamma^\mu \frac{1}{2} g_I \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu \psi \rightarrow \bar{\psi}\gamma^\mu \frac{g_I}{2} \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu \psi + \bar{\psi}\gamma^\mu \frac{1}{2} \boldsymbol{\tau} \cdot \partial_\mu \alpha \psi + \mathcal{O}(\alpha^2), \quad (2.40)$$

où le dernier terme obtenu compense exactement le terme brisant l'invariance de jauge dans l'équation (2.33).

À ce stade, l'analogie avec l'électromagnétisme nous pousse à introduire $\mathbf{W}_{\mu\nu}$ l'analogue à $F_{\mu\nu}$ tel que $\mathbf{W}_{\mu\nu} = \partial_\mu \mathbf{W}_\nu - \partial_\nu \mathbf{W}_\mu$. Or, les invariances de jauge imposées mènent à utiliser une définition légèrement différente,

$$\mathbf{W}_{\mu\nu} = \partial_\mu \mathbf{W}_\nu - \partial_\nu \mathbf{W}_\mu + g_I (\mathbf{W}_\mu \wedge \mathbf{W}_\nu). \quad (2.41)$$

Le lagrangien pour $SU(2)$ s'écrit alors

$$\mathcal{L}_{SU(2)} = \bar{\psi}(iD - m)\psi - \frac{1}{4} \mathbf{W}_{\mu\nu} \cdot \mathbf{W}^{\mu\nu}. \quad (2.42)$$

Une nouvelle différence notable et importante vis-à-vis de \mathcal{L}_{QCD} est la non linéarité de $\mathbf{W}_{\mu\nu}$ par rapport à \mathbf{W}_μ et \mathbf{W}_ν . Cette composante non linéaire ouvre la porte aux interactions directes entre les champs W_μ^i , c'est-à-dire entre les bosons, ce qui était impossible avec QED. De nouveaux types de vertex, comme celui de la figure 2.6, sont donc possibles dans une théorie de jauge avec une symétrie locale $SU(2)$.

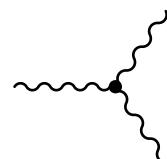


Figure 2.6 – Diagramme de Feynman correspondant à l'interaction entre trois bosons.

2.3.3 Symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ et unification électrofaible

Dans la notation $U(1)_Y$, Y est l'« hypercharge », reliée à Q la charge électrique et à I_3 la projection de l'isospin faible par la relation de Gell-Mann–Nishijima,

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2}, \quad (2.43)$$

dont les résultats pour les différents leptons sont présentés dans le tableau 2.2.

Mettons ici à profit les raisonnements réalisés précédemment. En effet, nous avons traité dans la section 2.2 de $U(1)_{em}$. Il est possible d'obtenir directement les mêmes résultats pour $U(1)_Y$ en procédant à l'analogie $U(1)_{em} \leftrightarrow U(1)_Y$, avec

$$A_\mu \leftrightarrow B_\mu, \quad F_{\mu\nu} \leftrightarrow F_{\mu\nu}^{(B)}, \quad e \leftrightarrow g_Y, \quad Q \leftrightarrow \frac{1}{2}Y. \quad (2.44)$$

De plus, sachant que $SU(2)_L$ couple les fermions de chiralité gauche et les antifermions de chiralité droite, les résultats pour $SU(2)$ sont directement utilisables en ajoutant les projections décrites par les équations (2.28) et (2.29).

Nous arrivons donc à la définition de la dérivée covariante pour $SU(2)_L \times U(1)_Y$,

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_I I \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu - \frac{i}{2} g_Y Y B_\mu, \quad (2.45)$$

pouvant agir sur un doublet d'isospin faible, noté L , ou un singlet d'isospin faible, noté R , selon

$$D_\mu L = \left[\partial_\mu - \frac{i}{2} g_I \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu + \frac{i}{2} g_Y B_\mu \right] L, \quad (2.46)$$

$$D_\mu R = [\partial_\mu + ig_Y B_\mu] R, \quad (2.47)$$

compte-tenu des différentes valeurs de Y et I données dans le tableau 2.2.

Nous pouvons alors écrire le lagrangien invariant sous $SU(2)_L \times U(1)_Y$ de l'interaction électrofaible,

$$\mathcal{L}_{EW} = i\bar{\psi} D\psi - \frac{1}{4} \mathbf{W}_{\mu\nu} \cdot \mathbf{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^{(B)} \cdot F^{(B)\mu\nu}, \quad (2.48)$$

où nous pourrions imaginer que le champ B_μ correspond au photon et les champs W_μ^i aux bosons W^\pm et Z . Comme nous allons le voir plus loin, ces quatre bosons sont en fait des combinaisons de ces quatre champs.

2.3.4 Interaction électrofaible pour les quarks

Le lagrangien électrofaible ainsi construit pour les leptons pourrait facilement être réutilisé dans le cas des quarks, ψ étant un champ décrivant un fermion. Cependant, le lagrangien de l'équation (2.48) ne couple entre eux que des fermions de même génération. Or, il a été observé expérimentalement que l'interaction faible peut également coupler des quarks de générations différentes.

Un mécanisme rendant possible de tels couplages a été introduit par Cabibbo, Kobayashi et Maskawa [1-3]. Le principe est de faire, pour les quarks, la distinction entre les états propres de masse, c'est-à-dire ceux que l'on observe, et les états propres de l'interaction faible. Ces deux ensembles d'états propres diffèrent ainsi pour les quarks d'isospin faible bas et sont reliés entre eux par la matrice CKM \mathcal{M}_{CKM} , matrice 3×3 unitaire complexe,

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}, \quad (2.49)$$

où d' , s' et b' sont les états propres de l'interaction faible et d , s et b ceux de masse. L'élément de matrice V_{ij} ou son conjugué V_{ij}^* est ainsi un facteur appliqué au vertex pour le calcul de la section efficace des processus impliquant des quarks et l'interaction faible. Ces coefficients ne sont pas prédits par le modèle standard et sont donc mesurés expérimentalement. Les valeurs de leurs modules sont les suivantes [4]

$$|\mathcal{M}_{CKM}| = \begin{pmatrix} 0,97420 \pm 0,00021 & 0,2243 \pm 0,0005 & 0,00394 \pm 0,00036 \\ 0,218 \pm 0,004 & 0,997 \pm 0,017 & 0,0422 \pm 0,0008 \\ 0,0081 \pm 0,0005 & 0,0394 \pm 0,0023 & 1,019 \pm 0,025 \end{pmatrix}. \quad (2.50)$$

Champ	ν_e	e_L	e_R
Y	-1	-1	-2
I	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0
I_3	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0
Q	0	-1	-1

Tableau 2.2 – Valeurs des hypercharges, isospins faibles et charges électriques pour les leptons.

Remarquons la structure très prononcée de cette matrice, presque diagonale. Le couplage entre les quarks de générations différentes est faible, ce qui se traduit expérimentalement par des durées de vie de certains hadrons contenant des quarks de deuxième et troisième génération suffisamment longs pour qu'ils se propagent sur quelques millimètres, voire quelques mètres.

Nous avons donc à présent construit un modèle décrivant l'interaction électrofaible pour tous les fermions. Cependant, il n'y a aucun terme de masse dans le lagrangien de l'équation (2.48). En effet, un terme de masse pour les fermions serait de la forme

$$-m\bar{\psi}\psi = -m(\bar{\psi}_R + \bar{\psi}_L)(\psi_R + \psi_L) = -m(\bar{\psi}_R\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_L\psi_L) = -m(\bar{\psi}_R\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_R). \quad (2.51)$$

Or, ce terme n'est pas invariant sous $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Pour les champs W_μ^i et B_μ , des termes de masse violeraient également la symétrie de jauge. Dès lors, il semble difficile pour un tel lagrangien de décrire les forces électromagnétique et faible.

En réalité, ce lagrangien décrit l'interaction « électrofaible ». Les interactions électromagnétique et faible résultent d'un mécanisme de brisure spontanée de symétrie, qui se trouve dans ce cas être le mécanisme de Higgs. Dans la section suivante, nous allons voir comment l'introduction du champ de Higgs amène cette brisure de symétrie et comment nous retrouvons des fermions massifs, le photon et les bosons W^\pm et Z .

2.4 Mécanisme de Higgs et brisure spontanée de symétrie

2.4.1 Champ de Higgs et brisure de symétrie

Introduisons un champ complexe, scalaire, massif, le champ de Higgs [5-8], noté ϕ . Il s'agit d'un champ à quatre composantes, qu'il est possible d'écrire sous la forme d'un doublet d'isospin faible,

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_3 + i\phi_4 \\ \phi_1 + i\phi_2 \end{pmatrix}. \quad (2.52)$$

Le champ de Higgs a pour hypercharge $Y = +1$ et pour isospin faible $I = \frac{1}{2}$. Il se transforme ainsi, respectivement sous $U(1)_Y$ et $SU(2)_L$, selon

$$\begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} e^{i\frac{\beta}{2}} & 0 \\ 0 & e^{i\frac{\beta}{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \rightarrow e^{\frac{i}{2}\tau \cdot \alpha} \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad (2.53)$$

La dérivée covariante définie par l'équation (2.45) agit donc sur le champ de Higgs selon

$$D_\mu \phi = \left[\partial_\mu - \frac{i}{2} g_I \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu - \frac{i}{2} g_Y B_\mu \right] \phi, \quad (2.54)$$

et ce champ de Higgs apporte les termes \mathcal{L}_h au lagrangien du modèle standard, où

$$\mathcal{L}_h = (D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) - V(\phi) \quad (2.55)$$

avec

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2, \quad \lambda > 0. \quad (2.56)$$

Observons le comportement de ce champ autour du minimum du potentiel V , c'est-à-dire autour de sa position d'équilibre. Soit v tel que $v^2 = \phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2$. Alors, à la position d'équilibre,

$$\begin{cases} \frac{\partial V}{\partial \phi} \Big|_{\text{éq}} = 0 \\ \frac{\partial^2 V}{\partial \phi^2} \Big|_{\text{éq}} \geq 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \left(2\mu^2 + 4\lambda \frac{v^2}{2} \right) \frac{v}{\sqrt{2}} = 0 \\ 2\mu^2 + 12\lambda \frac{v^2}{2} \geq 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \mu^2 \geq 0 \Rightarrow v = 0 \\ \mu^2 < 0 \Rightarrow v^2 = \frac{-\mu^2}{\lambda} \end{cases}. \quad (2.57)$$

Ainsi, dans le cas où $\mu^2 < 0$, le potentiel possède une infinité de minimums, situés sur un cercle de rayon $\frac{|v|}{\sqrt{2}}$, comme cela est visible sur la figure 2.7. La forme de ce potentiel n'est pas sans rappeler celle d'un chapeau mexicain.

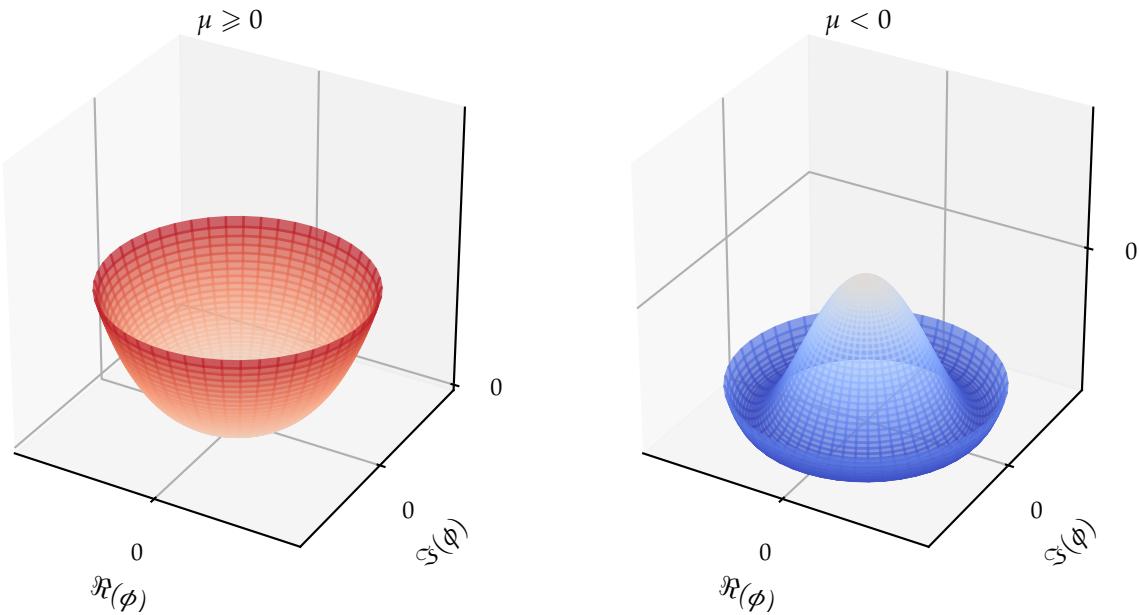


Figure 2.7 – Forme du potentiel du Higgs V selon le signe de μ^2 .

Le condensat de ce champ dans le vide correspond à la position de ce minimum de ce potentiel,

$$\langle \phi \rangle_0 = \frac{v}{\sqrt{2}} \neq 0, \quad (2.58)$$

ce qui implique le phénomène de brisure spontanée de symétrie.

Le minimum de potentiel pour V étant dégénéré, c'est-à-dire qu'il y a une infinité de points au minimum, il est possible de briser la symétrie avec n'importe lequel de ces points. Alors, les observables physiques s'obtiennent en réalisant un développement limité autour du point choisi. Le choix le plus simple est nommé « jauge unitaire ». Dans ce cas,

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \quad (2.59)$$

où h correspond à un nouveau champ de Higgs, cette fois-ci physiquement réel.

2.4.2 Masses des bosons

Injectons à présent cette expression de ϕ dans \mathcal{L}_h . Le terme cinétique devient

$$\begin{aligned} (D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) &= \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h \\ &+ \frac{(v+h)^2}{8} g_I^2 \left(W_\mu^1 + iW_\mu^2 \right) \left(W^{\mu 1} - iW^{\mu 2} \right) \\ &+ \frac{(v+h)^2}{8} \left(g_I W_\mu^3 - g_Y B_\mu \right) \left(g_I W^{\mu 3} - g_Y B^\mu \right) + \mathcal{O}(h^2). \end{aligned} \quad (2.60)$$

Il est possible de développer cette expression et d'identifier les termes quadratiques qui correspondent à des termes de masse pour les bosons physiques, tout en obtenant les combinaisons des champs leurs correspondant,

$$\text{bosons } W^\pm : \quad W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2 \right), \quad m_W = \frac{1}{2} v g_I, \quad (2.61)$$

$$\text{photon } \gamma : \quad A_\mu = \frac{g_Y W_\mu^3 + g_I B_\mu}{\sqrt{g_I^2 + g_Y^2}}, \quad m_A = 0, \quad (2.62)$$

$$\text{boson } Z : \quad Z_\mu = \frac{g_I W_\mu^3 - g_Y B_\mu}{\sqrt{g_I^2 + g_Y^2}}, \quad m_Z = \frac{1}{2} v \sqrt{g_I^2 + g_Y^2}. \quad (2.63)$$

Ces équations peuvent être réécrites en introduisant l'angle de mélange faible⁸ noté θ_W [9], tel que

$$\cos \theta_W = \frac{g_I}{\sqrt{g_I^2 + g_Y^2}}, \quad \sin \theta_W = \frac{g_Y}{\sqrt{g_I^2 + g_Y^2}}. \quad (2.64)$$

Alors,

$$\text{photon } \gamma : \quad A_\mu = B_\mu \cos \theta_W + W_\mu^3 \sin \theta_W, \quad m_A = 0, \quad (2.65)$$

$$\text{boson } Z : \quad Z_\mu = W_\mu^3 \cos \theta_W - B_\mu \sin \theta_W, \quad m_Z = \frac{m_W}{\cos \theta_W}. \quad (2.66)$$

Pour le boson de Higgs lui-même, le terme de masse provient de $V(\phi)$ et donne $m_h = \sqrt{-2\mu^2}$.

Les masses des bosons W^\pm , γ et Z ainsi prédites [10] sont expérimentalement confirmées [4, 11-15]. Cependant, la masse du boson de Higgs dépendant de μ , paramètre libre de ce modèle, seule une détermination expérimentale permet de l'obtenir. En 2012, les collaborations ATLAS et CMS ont observé un boson [16-18], confirmé comme étant ce boson de Higgs [19, 20]. Sa masse est déterminée à $125,18 \pm 0,16 \text{ GeV}$ [4].

2.4.3 Masses des fermions

Le champ de Higgs peut également interagir avec les fermions. Une telle interaction, entre un champ scalaire et un champ de Dirac, est une interaction de Yukawa et permet d'introduire des termes de masse invariants de jauge pour ces fermions.

Avant la brisure de symétrie, les termes de Yukawa pour un champ ψ dont la composante d'isospin faible bas correspond à une particule de masse m s'exprime

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -\frac{m\sqrt{2}}{v}\bar{\psi}\phi\psi = -\frac{m\sqrt{2}}{v}(\bar{\psi}_L\phi\psi_R + \bar{\psi}_R\phi^\dagger\psi_L), \quad (2.67)$$

donnant après la brisure spontanée de symétrie précédemment décrite les termes de masse pour les fermions d'isospin faible bas,

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -m\bar{\psi}\psi + \frac{m}{v}\bar{\psi}h\psi. \quad (2.68)$$

En effet, la brisure de symétrie dans le cas de la jauge unitaire (2.59) laisse la composante d'isospin faible haut du champ de Higgs nulle. Ce formalisme permet donc d'obtenir les termes de masse pour les leptons chargés. Les neutrinos étant considérés dans le lagrangien du modèle standard comme des particules de masses nulles, l'ensemble des leptons est donc traité à ce stade.

Dans le cas des quarks en revanche, il nous faut obtenir des termes de masse pour les quarks d'isospin faible haut. Pour cela, il est possible d'introduire le conjugué de charge du champ de Higgs,

$$\phi^C = i\sigma_2\phi^* = \begin{pmatrix} \phi^* \\ -\phi^- \end{pmatrix} \quad (2.69)$$

dont l'expression devient après brisure de symétrie dans le cas de la jauge unitaire

$$\phi^C = \frac{-1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v + h(x) \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (2.70)$$

Cette fois, la composante d'isospin faible haut du champ de Higgs n'est pas nulle et permet d'obtenir des termes de masse pour les quarks d'isospin faible haut.

Ainsi, les termes de Yukawa pour les fermions s'expriment

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = y\bar{\psi}\phi\psi + \text{h.c.} = \sum_{i=1}^3 y_i^\ell \bar{\ell}_i \phi \ell_i + \sum_{i=1}^3 y_i^d \bar{d}_i \phi d_i + \sum_{i=1}^3 y_i^u \bar{u}_i \phi^C u_i, \quad y_i^x = -\frac{\sqrt{2}}{v} m_i^x \quad (2.71)$$

où i correspond à la génération des fermions, ℓ_i , d_i et u_i aux champs listés dans le tableau 2.1 et m_i^x à la masse du fermion de type x et de génération i .

8. L'angle de mélange faible est également connu sous le nom d'angle de Weinberg.

2.5 Interaction forte

2.5.1 La couleur

L'interaction forte est la troisième force fondamentale décrite par le modèle standard. L'analogie de la charge électrique pour l'interaction électromagnétique est, dans le cas de l'interaction forte, la « couleur », concept né de l'observation des baryons Δ^{++} , Δ^- , Ω^- . Dans le modèle des quarks, ces baryons sont composés comme

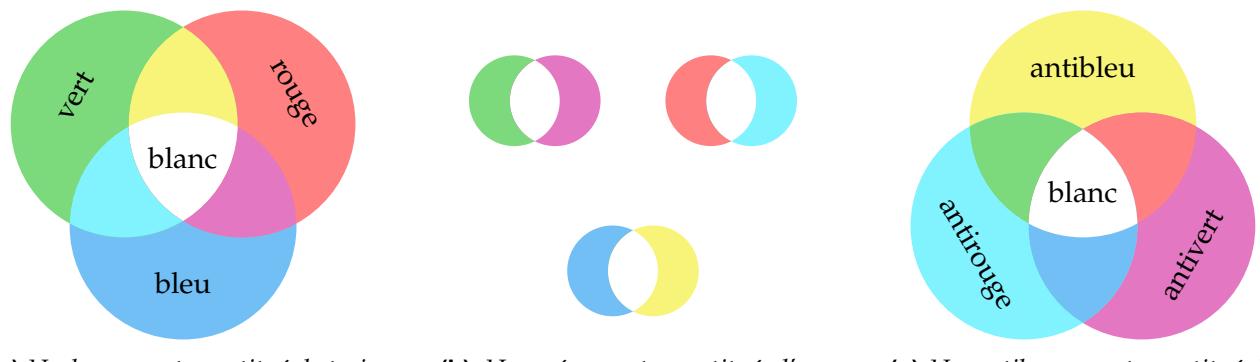
$$\Delta^{++} = (uuu), \quad \Delta^- = (ddd), \quad \Omega^- = (sss). \quad (2.72)$$

Or, ces baryons sont de spin $\frac{3}{2}$. Les quarks possédant un spin $\frac{1}{2}$, il faudrait alors que pour chacun de ces baryons, les trois quarks les composant aient leurs nombres quantiques égaux, ce qui va à l'encontre du principe de Pauli.

Il est possible de décrire ces baryons sans violer le principe d'exclusion de Pauli en introduisant un nouveau nombre quantique, la couleur. Les quarks portent ainsi une charge de couleur, pouvant prendre trois valeurs orthogonales, nommées par convention rouge, verte et bleue. Les antiquarks portent une anticoloreur. Il suffit alors que chaque quark porte une couleur différente, c'est-à-dire

$$\Delta^{++} = (\text{rouge}, \text{vert}, \text{bleu}), \quad \Delta^- = (\text{antibleu}, \text{antirouge}, \text{antiverte}), \quad \Omega^- = (\text{blanc}). \quad (2.73)$$

Les baryons ainsi formés de trois quarks (un rouge, un vert et un bleu) portent une charge de couleur globale nulle, ils sont de couleur « blanche », comme cela est visible sur la figure 2.8a. Dans le cas des antibaryons formés de trois antiquarks, sur la figure 2.8c, c'est l'association des trois anticolores qui permet d'obtenir un baryon blanc. Il est également possible de former une particule composite blanche par association d'un quark avec un antiquark portant l'anticolore correspondante. Les trois combinaisons possibles sont illustrées sur la figure 2.8b. Il s'agit alors de mésons.



(a) Un baryon est constitué de trois quarks, un de chaque couleur.

(b) Un méson est constitué d'un quark et d'un antiquark de l'anticolore correspondante.

(c) Un antibaryon est constitué de trois antiquarks, un de chaque anticolore.

Figure 2.8 – Combinaisons des couleurs des quarks dans les hadrons. La couleur globale est toujours blanche, c'est-à-dire que la charge de couleur globale est nulle.

Les quarks et antiquarks se regroupent ainsi en particules composites, les hadrons (baryons et mésons), dont la neutralité de couleur est confirmée expérimentalement. Ce phénomène est connu sous le nom de « confinement de couleur » et est abordé dans la section 2.5.3.

2.5.2 Symétrie $SU(3)_C$

Afin de décrire l'interaction forte dans le même formalisme que les autres interactions fondamentales, il nous faut un groupe de symétrie. Étant donné qu'il existe trois dimensions de couleur (rouge, verte, bleue), la théorie quantique des champs associée à l'interaction forte se base sur le groupe $SU(3)_C$, où C signifie « couleur ».

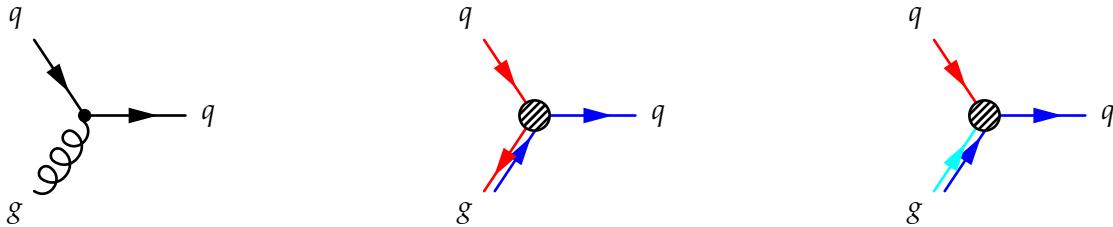
Tout comme $SU(2)$, $SU(3)$ est un groupe non abélien. Il est possible de reprendre exactement les mêmes calculs que ceux de la section 2.3.2, en procédant aux changements⁹

$$\tau \in \mathcal{M}_2(\mathbb{C})^3 \leftrightarrow \lambda \in \mathcal{M}_3(\mathbb{C})^8, \quad \alpha \in \mathbb{R}^3 \leftrightarrow \theta \in \mathbb{R}^8, \quad g_I \leftrightarrow g_s, \quad W_\mu \leftrightarrow G_\mu, \quad W_{\mu\nu} \leftrightarrow G_{\mu\nu} \quad (2.74)$$

9. La constante de couplage pour l'interaction forte est souvent notée α_s . Nous utilisons ici la notation g_s afin d'illustrer le rôle analogue avec celui g_Y et g_I .

où λ est un vecteur à huit composantes, chacune étant une matrice de Gell-Mann, définies dans l'annexe A et où G_μ décrit donc huit gluons, bosons vecteurs de l'interaction forte.

Les gluons portent une couleur et une anticoloreur. Lors de chaque interaction, la charge de couleur est conservée, ainsi un quark rouge interagissant avec un gluon bleu-antirouge devient un quark bleu. Le flux de couleur ainsi conservé dans cet exemple est représenté sur la figure 2.9.



(a) Diagramme de Feynman de l'interaction.

(b) Représentation du flux de couleur conservé.

(c) Interprétation en utilisant les anticoloreurs.

Figure 2.9 – Interaction entre un quark rouge et un gluon bleu-antirouge, donnant un quark bleu.

Le terme non linéaire $G_\mu \wedge G_\nu$ dans l'expression de $G_{\mu\nu}$ ¹⁰ est lourd de conséquences. Il permet le couplage entre trois et quatre gluons, comme cela est illustré sur la figure 2.10, et donne à l'interaction forte toute sa singularité. En effet, ce terme est responsable de l'initiation de la gerbe partonique qui donne naissance aux jets¹¹ ainsi que du confinement de couleur.



Figure 2.10 – Diagrammes de Feynman correspondant à l'interaction entre trois et quatre gluons.

2.5.3 Confinement de couleur et liberté asymptotique

Le confinement de couleur force les quarks, particules colorées, à s'associer en formant des particules composites, les hadrons, états liés de charge globale de couleur nulle. Ce phénomène empirique peut s'expliquer par la variation en fonction de l'échelle d'énergie de la constante de couplage de l'interaction forte g_s , représentée sur la figure 2.11.

Aux basses énergie, g_s diverge. Ainsi, séparer et isoler des particules colorées mène à une énergie potentielle de couleur suffisamment grande pour créer des paires quark-antiquark. Lorsqu'un quark est issu d'une collision en physique des particules, ce processus se réalise et produit un ensemble collimé de particules, un jet.

De plus, à cause de la valeur élevée de g_s aux basses énergies, il n'est pas possible de réaliser des calculs perturbatifs pourtant usuels en théorie quantique des champs. D'autres techniques sont toutefois utilisées, comme la méthode de QCD sur réseau. Son principe est de discréteriser l'espace-temps en un réseau de points. Bien que cette méthode requière d'importantes capacités de calcul et beaucoup de temps, elle permet d'obtenir avec succès les masses des hadrons comme cela se voit sur la figure 2.12 pour les hadrons légers.

Les valeurs de g_s à deux échelles d'énergie k et μ sont reliées par la relation

$$g_s(k) = \frac{g_s(\mu)}{1 + \frac{11n_c - 2n_f}{12\pi} g_s(\mu) \ln\left(\frac{k^2}{\mu^2}\right)} \quad (2.75)$$

10. Obtenue à partir de l'analogie (2.74) appliquée à l'équation (2.41).

11. Les jets sont abordés dans le chapitre 4.

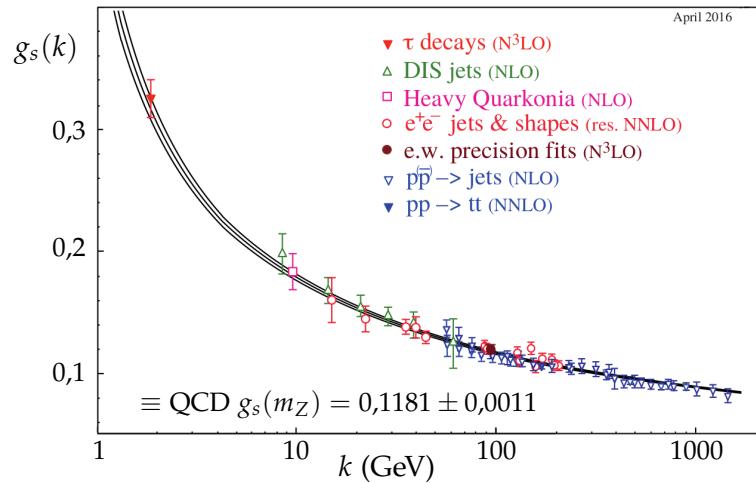


Figure 2.11 – Mesures de g_s en fonction de l'échelle d'énergie k (points) et prédition théorique (courbe) [4]. Le degré des calculs perturbatifs de QCD utilisés pour extraire g_s est indiqué entre parenthèses (NLO : next-to-leading order, c'est-à-dire jusqu'à l'ordre suivant le premier degré non nul; NNLO : un ordre de plus que NLO; etc.).

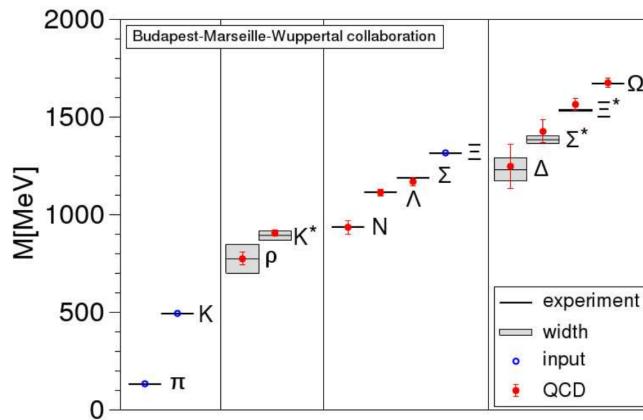


Figure 2.12 – Spectre de masse des hadrons légers [21]. Les lignes horizontales ainsi que les zones grisées sont les valeurs expérimentales et les largeurs de désintégration. Les résultats obtenus en utilisant des calculs de QCD sur réseau sont représentés par des cercles, avec les erreurs associées. Seules les masses des hadrons π , K et Ξ sont sans barre d'erreur, elles sont utilisées pour fixer les paramètres libres du modèle.

avec n_c le nombre de couleurs et n_f le nombre de saveurs de quarks, c'est-à-dire $n_c = 3$ et $n_f = 6$ [22]. Cette relation peut ainsi se réécrire

$$g_s(k) = \frac{6\pi}{21 \ln\left(\frac{k}{\Lambda_{\text{QCD}}}\right)}, \quad \Lambda_{\text{QCD}} = 218 \pm 24 \text{ MeV}, \quad (2.76)$$

avec Λ_{QCD} l'échelle d'énergie à laquelle g_s diverge. Il ressort que g_s décroît lorsque l'échelle d'énergie augmente. Cette diminution de g_s aux hautes énergies est la « liberté asymptotique », régime où les particules colorées ne sont plus confinées et peuvent se propager comme des particules libres. Aux LHC, les énergies de collision permettent d'atteindre ce régime.

3 Succès et limites du modèle standard

3.1 Succès

Le modèle standard a été conçu il y a plus de 50 ans et a évolué avec les nouvelles observations expérimentales. Ses succès sont nombreux, notamment de par son pouvoir prédictif. L'existence de bosons massifs W et Z est ainsi prédictie dès la fin des années 60 [10], leur observation est réalisée en 1983 [11-15]. De même, le quark top postulé en 1973 [3] est observé 22 ans plus tard [23, 24]. Dernier tour de force en date, le boson de Higgs, prédit en 1964 [5-8] et observé en 2012 [16, 17].

Le lagrangien du modèle standard s'écrit à ce jour sous la forme

$$\mathcal{L}_{SM} = \underbrace{-\frac{1}{4}\mathcal{F}_{\mu\nu}\mathcal{F}^{\mu\nu}}_{\text{bosons vecteurs libres}} + \underbrace{i\bar{\psi}\not{D}\psi}_{\text{fermions et interactions}} + \underbrace{(D^\mu\phi)^\dagger(D_\mu\phi) - V(\phi)}_{\text{boson de Higgs et interactions avec les autres bosons}} + \underbrace{(y\bar{\psi}\phi\psi + \text{h.c.})}_{\text{termes de Yukawa (interactions fermions-Higgs)}} \quad (2.77)$$

où « h.c. » signifie conjugué hermitien et

$$\mathcal{F}_{\mu\nu}\mathcal{F}^{\mu\nu} = G_{\mu\nu} \cdot G^{\mu\nu} + W_{\mu\nu} \cdot W^{\mu\nu} + F_{\mu\nu}^{(B)} F^{(B)\mu\nu}, \quad (2.78)$$

$$\not{D} = \gamma^\mu D_\mu = \gamma^\mu \left[\partial_\mu - ig_I I\tau \cdot W_\mu - ig_Y \frac{Y}{2} B_\mu - ig_s \frac{C}{2} \lambda \cdot G_\mu \right], \quad (2.79)$$

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2. \quad (2.80)$$

Le modèle standard ainsi construit permet d'expliquer la plupart des phénomènes observés avec une grande précision. Cependant, il ne propose pas d'explications à certaines observations discutées dans la section suivante.

3.2 Limites

La plupart des phénomènes connus sont parfaitement décrits par le modèle standard et son formalisme, mais ils ne le sont pas tous. En effet, certaines observations présentées de manière non exhaustive ci-après laissent à penser que le modèle standard est une théorie effective à basse énergie et qu'il existe une théorie plus fondamentale au-delà à même de pouvoir les expliquer.

Nombre de générations Le modèle standard ne permet pas de prédire le nombre de générations, aujourd'hui égal à trois. Ainsi, il est tout à fait possible qu'il existe une quatrième génération de fermions (quarks t' et b' , leptons τ' et ν_τ'). Seule contrainte connue à ce jour, les mesures sur la largeur du Z impliquent que seulement trois générations peuvent présenter des neutrinos de masse inférieure à $\frac{1}{2}m_Z$ [25]. Il faudrait ainsi nécessairement $\nu_\tau' > \frac{1}{2}m_Z$. Mesurer avec précision les paramètres de la matrice CKM permet de tester la présence d'une génération supplémentaire de fermions, cette matrice devant être unitaire.

Masse des neutrinos Dans le lagrangien du modèle standard (2.77), les neutrinos ne possèdent pas de masse. Or, des oscillations entre saveurs de neutrinos ont été observées [26, 27]. Ces oscillations impliquent d'une part que les neutrinos possèdent une masse, et d'autre part que les états propres de l'interaction faible ne sont pas les états propres de masse des neutrinos.

Donner une masse aux neutrinos demande d'introduire des neutrinos de chiralité droite, non présents dans le modèle standard. Des telles particules, par construction, n'interagissent ni par interaction forte (pas de charge de couleur), ni par interaction électromagnétique (pas de charge électrique), ni par interaction faible (particules de chiralité droite). Plusieurs hypothèses, comme le mécanisme de Seesaw [28-32], sont avancées afin de décrire de tels neutrinos stériles. Il n'existe à ce jour aucun résultat expérimental permettant de conclure sur la validité de ces hypothèses.

Les états propres de l'interaction faible des neutrinos peuvent être reliés à leurs états propres de masse à l'aide de la matrice PMNS [33], pour Pontecorvo, Maki, Nakagawa et Sakata, analogue à la

matrice CKM¹². Dans ce cas,

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{\mu 2} & U_{\tau 3} \\ U_{e1} & U_{\mu 2} & U_{\tau 3} \\ U_{e1} & U_{\mu 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}, \quad (2.81)$$

où ν_e , ν_μ et ν_τ sont les états propres de l'interaction faible et ν_1 , ν_2 et ν_3 ceux de masse.

Nombre de paramètres libres Le modèle standard tel que décrit dans la section 2 comporte 19 paramètres libres, listés dans le tableau 2.3. Une théorie comportant moins de paramètres libres propose plus de prédictions, sur la masse des particules par exemple, ce qui permet de réaliser plus de comparaisons aux données expérimentales. Parmi ces 19 paramètres libres, 15¹³ sont reliés au boson de

Grandeur	Symbol	Valeur
Masse du quark up	m_u	$2,2^{+0,5}_{-0,4}$ MeV
Masse du quark down	m_d	$4,7^{+0,5}_{-0,3}$ MeV
Masse du quark strange	m_s	95^{+9}_{-3} MeV
Masse du quark charm	m_c	$1,275^{+0,025}_{-0,035}$ GeV
Masse du quark bottom	m_b	$4,18^{+0,04}_{-0,03}$ GeV
Masse du quark top	m_t	$173,0 \pm 0,4$ GeV
Masse de l'électron	m_e	$0,510\,998\,946\,1 \pm 0,000\,000\,003\,1$ MeV
Masse du muon	m_μ	$105,658\,374\,5 \pm 0,000\,002\,4$ MeV
Masse du tau	m_τ	$1776,86 \pm 0,12$ MeV
Angle de mélange CKM I-II	θ_{12}	$13,01 \pm 0,03$ °
Angle de mélange CKM II-III	θ_{23}	$2,35 \pm 0,09$ °
Angle de mélange CKM I-III	θ_{13}	$0,20 \pm 0,04$ °
Phase de violation CP CKM	δ_{CKM}	70 ± 3 °
Phase de violation CP forte	θ_{QCD}	$< 10^{-10}$
Constante de couplage $U(1)_Y$	g_Y	$0,349\,70 \pm 0,000\,19$
Constante de couplage $SU(2)_L$	g_I	$0,652\,95 \pm 0,000\,12$
Constante de couplage $SU(3)_C$	g_s	$0,1182 \pm 0,000\,12$
Condensat du champ de Higgs	v	$246 \pm 6 \times 10^{-5}$ GeV
Masse du boson de Higgs	m_h	$125,18 \pm 0,16$ GeV

Tableau 2.3 – Valeurs expérimentales des 19 paramètres libres du modèle standard [4].

Higgs. C'est pourquoi l'étude du boson de Higgs est un enjeu majeur en physique des particules.

Notons également que l'introduction de neutrinos massifs, précédemment évoquée, apporte trois nouveaux paramètres libre, les masses des trois neutrinos. De plus, la matrice PMNS permettant de décrire leurs oscillation demande quatre paramètres libres, analogues aux quatre paramètres reliés à la matrice CKM dans le tableau 2.3. Il y a donc potentiellement 26 paramètres libres pour un modèle standard incluant les neutrinos massifs.

Ajustement fin Le calcul de la masse du boson de Higgs demande d'introduire des diagrammes de Feynman avec des boucles, comme ceux de la figure 2.13.

Dans ce cas, la masse effective du boson de Higgs m_h s'exprime à partir de la masse « nue » m_{h0} à

12. La matrice CKM, introduite dans la section 2.3.4, relie les états propres de l'interaction faible aux états propres de masse des quarks.

13. Ces 15 paramètres sont les masses des 6 quarks et des 3 leptons chargés, la masse du Higgs, son condensat dans le vide et les quatre paramètres de la matrice CKM.

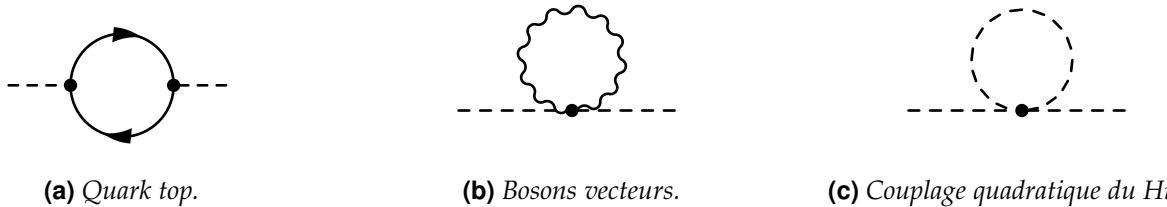


Figure 2.13 – Diagrammes de Feynman des contributions aux corrections radiatives à la masse du boson de Higgs.

laquelle sont apportées des corrections [34] :

$$\text{du top, figure 2.13a} \quad -\frac{3}{8\pi^2} y_t^2 \Lambda^2 \quad \sim -(2 \text{ TeV})^2 \quad (2.82)$$

$$\text{des bosons vecteurs, figure 2.13b} \quad +\frac{1}{16\pi^2} g^2 \Lambda^2 \quad \sim +(0,7 \text{ TeV})^2 \quad (2.83)$$

$$\text{du Higgs, figure 2.13c} \quad +\frac{1}{16\pi^2} \lambda^2 \Lambda^2 \quad \sim +(0,5 \text{ TeV})^2 \quad (2.84)$$

(2.85)

où y_t^2 est la constante de couplage de Yukawa du quark top défini équation (2.71), g la constante de couplage de l'interaction associée au boson vecteur considéré, λ la paramètre du terme quadratique du potentiel de Higgs (2.56) et Λ l'échelle d'énergie de la « nouvelle physique », c'est-à-dire l'échelle d'énergie où le modèle standard n'est plus valable.

La masse du boson de Higgs s'exprime alors

$$m_h^2 = m_{h0}^2 - \frac{3}{8\pi^2} y_t^2 \Lambda^2 + \frac{1}{16\pi^2} g^2 \Lambda^2 + \frac{1}{16\pi^2} \lambda^2 \Lambda^2 + \dots \quad (2.86)$$

Le boson de Higgs a été observé avec une masse de $125,18 \pm 0,16 \text{ GeV}$. Or, les corrections sont de l'ordre du TeV. Les paramètres dont dépendent ces corrections devraient donc être ajustés jusqu'à la 32^e décimale, ce qui semble peu naturel.

Gravitation Le modèle standard ne propose aucune description de la gravitation. La relativité générale permet de décrire la gravitation à l'échelle macroscopique avec succès, mais cette théorie n'est pas quantifiée. En l'état actuel, l'ajout de la gravitation au modèle standard introduit des infinis qui le rendent non renormalisable. Le modèle standard est donc valide uniquement pour des échelles où la gravitation est négligeable face aux autres interactions (électromagnétique, faible et forte). C'est le cas dans les expériences de physique des particules ; aucune d'entre elles n'a observé d'effet gravitationnel dans ses résultats.

Matière noire et énergie noire La matière noire est, par hypothèse, de la matière interagissant gravitationnellement mais pas électromagnétiquement. Son existence est postulée suite à l'observation des galaxies, dont les courbes de vitesses de rotation ne peuvent être expliquées à ce jour avec la relativité générale et la matière ordinaire seulement. Des effets de lentille gravitationnelle vont également en ce sens [35]. Le modèle standard ne propose aucun candidat pour la matière noire. D'autres observations cosmologiques montrent que l'expansion de l'Univers s'accélère. Cette accélération implique l'existence d'une énergie, l'énergie noire, inexplicable par le modèle standard. Les mesures cosmologiques [36] indiquent que l'Univers est ainsi composé de 68 % d'énergie noire et 27 % de matière noire. Le modèle standard ne décrit donc que 5 % du contenu de l'Univers.

Asymétrie matière-antimatière Pour chaque particule de matière, il existe une antiparticule, dont les nombres quantiques sont opposés. Or, nous vivons dans un Univers composé presque exclusivement de matière. La force électrofaible propose un mécanisme violant la symétrie CP pouvant mener à une asymétrie entre matière et antimatière, lié à la phase complexe de la matrice CKM, δ_{CKM} . Cependant, cet effet est trop faible pour expliquer à lui seul l'asymétrie effectivement observée.

4 Au-delà du modèle standard

Le modèle standard souffre ainsi de lacunes malgré ses prédictions précises. Des modèles sont développés afin de les combler, ils sont dits « au-delà » du modèle standard (BSM, *Beyond Standard Model*). Un des modèles BSM les plus prometteurs est la supersymétrie (SUSY), présentée dans la section 4.1. Nous y verrons la nécessité d'introduire un second doublet de Higgs. La SUSY est ainsi un cas particulier de modèle à deux doublets de Higgs (2HDM, *2 Higgs Doublets Model*). Les 2HDM sont abordés dans la section 4.2. Puis, le modèle le plus simple de SUSY, l'extension supersymétrique minimale du modèle standard (MSSM, *Minimal Supersymmetric extension of Standard Model*), est présenté section 4.3.

4.1 La supersymétrie

La supersymétrie (SUSY) [37] introduit une nouvelle symétrie entre fermions et bosons. Ces deux types de particules ne sont plus indépendants, ce sont des saveurs, ou manifestations, d'un champ quantique plus complexe. À chaque particule du modèle standard correspond alors une nouvelle particule du fait de cette symétrie, nommée « superpartenaire ». Les fermions du modèle standard ont des superpartenaires de spin entier, c'est-à-dire des bosons, les « sfermions ». Les bosons du modèle standard ont des superpartenaires de spin demi-entier, c'est-à-dire des fermions, les « bosinos ». Une particule et son superpartenaire ont les mêmes nombres quantiques à l'exception de leurs spins.

De nouvelles interactions sont potentiellement possibles, dans lesquelles les nombres baryonique B et leptonique L ne sont pas conservés et $B - L$ non plus. Or, ce type d'interactions rendent le proton instable, ce qui n'est pas observé expérimentalement. Une nouvelle symétrie est ainsi introduite afin de supprimer ces interactions violant la conservation de $B - L$, la parité R . L'opérateur de parité R est défini comme

$$P_R = (-1)^{3(B-L)-2s} \quad (2.87)$$

où s correspond au spin de la particule. Les particules du modèle standard possèdent une parité R égale à 1, leurs superpartenaires une parité R égale à -1 . La conservation de cette nouvelle parité permet non seulement de garder le proton stable, mais rend également stable la particule supersymétrique de plus basse masse, notée LSP (*Lightest Supersymmetric Particle*).

La SUSY est un des modèles BSM les plus prometteurs. Ce type de modèle permet en effet de résoudre, s'il est confirmé expérimentalement, de nombreuses lacunes du modèle standard. Les trois forces fondamentales décrites par le modèle standard pourraient être unifiées grâce à ce modèle. Comme nous l'avons vu dans la section 2, les forces électromagnétique et faible sont déjà unifiées. Toutefois, la force électrofaible et la force forte ne semblent pas s'unifier à haute énergie. Or, les interactions avec les superpartenaires introduits par la SUSY modifient le comportement des constantes de couplage des trois forces fondamentales de manière à les unifier à haute énergie. La SUSY propose également un candidat pour la matière noire dans le cas où la LSP est de charge électrique nulle, potentiellement un neutralino ou un sneutrino. De plus, la SUSY permet de résoudre le problème de l'ajustement fin. La divergence quadratique de la masse du Higgs est naturellement supprimée par les diagrammes à boucles des superpartenaires dont les contributions ont des signes opposés à celles des particules, les fermions ayant des contributions positives et les bosons des contributions négatives [38].

Toutefois, il est impossible de mettre en place la SUSY sans un second doublet de Higgs. Dans le modèle standard, la masse des quarks d'isospin faible haut est obtenue dans la section 2.4.3 à l'aide du conjugué de charge du doublet de Higgs. Cependant, le potentiel supersymétrique contenant les termes de Yukawa, nécessaires à l'obtention des masses des fermions, n'autorise pas l'utilisation du conjugué de charge du doublet de Higgs afin de donner une masse aux quarks d'isospin faible haut [34]. Un second doublet de Higgs, couplé aux fermions d'isospin faible haut, doit nécessairement être introduit [34, 38]. La SUSY est donc un cas particulier de modèle à deux doublets de Higgs.

4.2 Modèles à deux doublets de Higgs

Les modèles à deux doublets de Higgs (2HDM, *2 Higgs Doublets Model*) introduisent un second doublet de Higgs. Ainsi, au lieu d'avoir uniquement le doublet ϕ défini par (2.52), il en existe deux, ϕ_1 et ϕ_2 . Le potentiel de Higgs (2.56) du modèle standard est remplacé par le potentiel scalaire le plus général possible¹⁴ brisant spontanément $SU(2)_L \times U(1)_Y$ en $U(1)_{em}$ [38, 39],

$$\begin{aligned} V(\phi_1, \phi_2) = & \lambda_1 \left(\phi_1^\dagger \phi_1 - \frac{1}{2} v_1^2 \right)^2 + \lambda_2 \left(\phi_2^\dagger \phi_2 - \frac{1}{2} v_2^2 \right)^2 \\ & + \lambda_3 \left[\left(\phi_1^\dagger \phi_1 - \frac{1}{2} v_1^2 \right) + \left(\phi_2^\dagger \phi_2 - \frac{1}{2} v_2^2 \right) \right]^2 + \lambda_4 \left[(\phi_1^\dagger \phi_1)(\phi_2^\dagger \phi_2) - (\phi_1^\dagger \phi_2)(\phi_2^\dagger \phi_1) \right] \\ & + \lambda_5 \left[\Re(\phi_1^\dagger \phi_2) - \frac{1}{2} v_1 v_2 \cos \xi \right]^2 + \lambda_6 \left[\Im(\phi_1^\dagger \phi_2) - \frac{1}{2} v_1 v_2 \sin \xi \right]^2 \\ & + \lambda_7 \left[\Re(\phi_1^\dagger \phi_2) - \frac{1}{2} v_1 v_2 \cos \xi \right] \left[\Im(\phi_1^\dagger \phi_2) - \frac{1}{2} v_1 v_2 \sin \xi \right]. \end{aligned} \quad (2.88)$$

Le dernier terme de (2.88) peut être éliminé en redéfinissant les phases des champs scalaires. Les paramètres λ_i sont réels et dans le cas de la SUSY, $\lambda_5 = \lambda_6$. Dans le cas $\sin \xi \neq 0$, le secteur de Higgs du modèle viole la symétrie CP . Le minimum du potentiel ainsi construit est tel que

$$\langle \phi_1 \rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix}, \quad \langle \phi_2 \rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 e^{i\xi} \end{pmatrix}. \quad (2.89)$$

Il est possible de définir, à ce stade, une variable importante dans la suite, le rapport des condensats des doublets de Higgs dans le vide,

$$\tan \beta = \frac{\langle \phi_2 \rangle_0}{\langle \phi_1 \rangle_0} = \frac{v_2}{v_1} \quad (2.90)$$

avec $0 \leq \beta \leq \pi/2$. Il est aussi possible de définir

$$v^2 = v_1^2 + v_2^2. \quad (2.91)$$

De ce formalisme découle l'existence de cinq bosons de Higgs massifs,

$$\text{deux Higgs chargés : } H^\pm = -\phi_1^\pm \sin \beta + \phi_2^\pm \cos \beta, \quad m_{H^\pm}^2 = \frac{1}{2} \lambda_4 v^2, \quad (2.92)$$

$$\text{un Higgs pseudo-scalaire : } A = \sqrt{2} (-\Im(\phi_1^0) \sin \beta + \Im(\phi_2^0) \cos \beta), \quad m_A^2 = \frac{1}{2} \lambda_6 v^2, \quad (2.93)$$

ainsi que deux bosons de Higgs scalaires neutres dont les champs quantiques sont mélangés par la matrice

$$\mathcal{M} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 4v_1^2(\lambda_1 + \lambda_3) + v_2^2 \lambda_5 & (4\lambda_3 + \lambda_5)v_1 v_2 \\ (4\lambda_3 + \lambda_5)v_1 v_2 & 4v_2^2(\lambda_2 + \lambda_3) + v_1^2 \lambda_5 \end{pmatrix}. \quad (2.94)$$

Ces deux bosons de Higgs sont

$$h = \sqrt{2} \left(-\Re(\phi_1^0 - v_1/\sqrt{2}) \sin \alpha + \Re(\phi_2^0 - v_2/\sqrt{2}) \cos \alpha \right), \quad (2.95)$$

$$H = \sqrt{2} \left(\Re(\phi_1^0 - v_1/\sqrt{2}) \cos \alpha + \Re(\phi_2^0 - v_2/\sqrt{2}) \sin \alpha \right), \quad (2.96)$$

où l'angle de mélange α s'obtient par

$$\sin 2\alpha = \frac{2\mathcal{M}_{12}}{\sqrt{(\mathcal{M}_{11} - \mathcal{M}_{22})^2 + 4\mathcal{M}_{12}^2}}, \quad \cos 2\alpha = \frac{\mathcal{M}_{11} - \mathcal{M}_{22}}{\sqrt{(\mathcal{M}_{11} - \mathcal{M}_{22})^2 + 4\mathcal{M}_{12}^2}} \quad (2.97)$$

14. Des facteurs $\frac{1}{2}$ ont été introduits par rapport à [38, 39] afin de conserver une cohérence sur les définitions de v_1 et v_2 vis-à-vis de la section 2.4 tout en conservant la physique inchangée.

avec $-\pi/2 \leq \alpha \leq 0$ et dont les masses à l'ordre le plus bas s'expriment, avec $m_h \leq m_H$,

$$m_{h,H}^2 = \frac{1}{2} \left(\mathcal{M}_{11} + \mathcal{M}_{22} \mp \sqrt{(\mathcal{M}_{11} - \mathcal{M}_{22})^2 + 4\mathcal{M}_{12}^2} \right). \quad (2.98)$$

Enfin, v est fixée par la masse du W ,

$$m_W = \frac{1}{2} v g_I. \quad (2.99)$$

Le 2HDM ainsi construit possède 6 paramètres libres :

- m_h, m_H, m_A, m_{H^\pm} les masses des bosons de Higgs;
- $\tan \beta$ le rapport des condensats des doublets de Higgs dans le vide;
- α l'angle de mélange des Higgs.

Ce modèle peut être affiné par les observations expérimentales. Par exemple, le changement de saveur par courant neutre (FCNC, *Flavor-Changing Neutral Currents*), n'est pas observé expérimentalement Afin d'être compatible avec ce fait expérimental [38],

- soit les masses des bosons de Higgs sont élevées, de l'ordre du TeV, supprimant ainsi suffisamment le FCNC pour rester dans les limites observées;
- soit tous les fermions portant une même charge électrique ne sont couplés qu'à un seul doublet de Higgs au plus.

La masse du Higgs du modèle standard n'étant pas de l'ordre du TeV, la seconde option est choisie.

Dans le cas des modèles de type II¹⁵, les fermions d'isospin faible bas sont ainsi couplés à ϕ_1 et ceux d'isospin faible haut à ϕ_2 . Les intensités des couplages des fermions et des bosons avec h, H et A ainsi obtenues, par rapport à celles avec le boson de Higgs du modèle standard, sont présentées dans le tableau 2.4.

Couplage avec	h	H	A
Bosons vecteurs	$\sin(\beta - \alpha)$	$\cos(\beta - \alpha)$	0
Fermions hauts	$\frac{\cos \alpha}{\sin \beta}$	$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta}$	$\cot \beta$
Fermions bas	$\frac{-\sin \alpha}{\cos \beta}$	$\frac{\cos \alpha}{\cos \beta}$	$\tan \beta$

Tableau 2.4 – Couplages des bosons de Higgs neutres des modèles de type II par rapport aux couplages du boson de Higgs du modèle standard [38].

Les modèles à deux doublets de Higgs sont donc une extension du modèle standard ajoutant une nouvelle physique, par exemple l'existence de nouveaux bosons de Higgs. Ces modèles, par rapport à d'autres possibilités explorées, apportent le moins de nouveaux paramètres arbitraires possibles, ce qui est un critère important dans l'élaboration d'une nouvelle théorie. Enfin, ils doivent être introduits dans les modèles supersymétriques pour que ceux-ci respectent les observations expérimentales. Nous avons à présent le formalisme nécessaire pour discuter de l'extension supersymétrique minimale du modèle standard.

4.3 L'extension supersymétrique minimale du modèle standard

L'extension supersymétrique minimale du modèle standard ou MSSM est un modèle supersymétrique et donc, à ce titre, un cas particulier de modèle à deux doublets de Higgs. Il s'agit du modèle le plus simple permettant d'introduire la supersymétrie tout en étant compatible avec les observations expérimentales à ce jour. Dans le MSSM, les deux doublets de Higgs s'expriment en fonction de ϕ_1 et ϕ_2 introduits dans la section traitant de la supersymétrie comme [38]

$$H_d = \begin{pmatrix} \phi_1^{0*} \\ -\phi_1^- \end{pmatrix}, \quad H_u = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \phi_2^0 \end{pmatrix}. \quad (2.100)$$

15. Dans les modèles de type I, les fermions ne sont pas couplés à ϕ_1 , mais le sont à ϕ_2 .

L'expression du potentiel de Higgs général des 2HDM (2.88) devient

$$V(H_d, H_u) = \mu_d^2 H_d^\dagger H_d + \mu_u^2 H_u^\dagger H_u - \mu^2 (H_d \wedge H_u + \text{h.c.}) + \frac{g_I^2 + g_Y^2}{8} (H_d^\dagger H_d - H_u^\dagger H_u)^2 + \frac{g_I^2}{2} (H_d^\dagger H_u)^2 \quad (2.101)$$

en posant [34, 38, 39]

$$\lambda_2 = \lambda_1, \quad (2.102\text{a})$$

$$\lambda_3 = \frac{1}{8}(g_I^2 + g_Y^2) - \lambda_1, \quad (2.102\text{b})$$

$$\lambda_4 = 2\lambda_1 - \frac{1}{2}g_Y^2, \quad (2.102\text{c})$$

$$\lambda_5 = \lambda_6 = 2\lambda_1 - \frac{1}{2}(g_I^2 + g_Y^2), \quad (2.102\text{d})$$

$$\mu_d^2 = \mu^2 \tan \beta - \frac{1}{2} m_Z^2 \cos(2\beta), \quad (2.102\text{e})$$

$$\mu_u^2 = \mu^2 \cot \beta + \frac{1}{2} m_Z^2 \cos(2\beta), \quad (2.102\text{f})$$

$$\mu^2 = -\frac{1}{2} v_1 v_2 (g_I^2 + g_Y^2 - 4\lambda_1). \quad (2.102\text{g})$$

Afin d'assurer la stabilité du vide, le potentiel ne doit pas pouvoir être infiniment bas, ce qui implique $\mu_u^2 + \mu_d^2 > 2\mu^2$ si $|\phi_1^0| = |\phi_2^0|$. La brisure spontanée de symétrie donnant leurs masses aux bosons de l'interaction faible est présente si $\mu^4 > \mu_u^2 \mu_d^2$. Alors, les condensats dans le vide des deux doublets de Higgs sont

$$\langle H_d \rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v_1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \langle H_u \rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}. \quad (2.103)$$

Les masses des bosons de Higgs s'expriment alors à l'ordre le plus bas

$$m_A^2 = \mu^2 (\tan \beta + \cot \beta) = \frac{2\mu^2}{\sin 2\beta}, \quad (2.104)$$

$$m_{H^\pm}^2 = m_A^2 + m_W^2, \quad (2.105)$$

$$m_{h,H}^2 = \frac{1}{2} \left(m_A^2 + m_Z^2 \mp \sqrt{(m_A^2 + m_Z^2)^2 - 4m_A^2 m_Z^2 \cos^2 2\beta} \right), \quad (2.106)$$

et l'angle de mélange des Higgs scalaires neutres vérifie

$$\cos 2\alpha = -\frac{m_A^2 - m_Z^2}{m_H^2 - m_h^2} \cos 2\beta, \quad \sin 2\alpha = -\frac{m_A^2 + m_Z^2}{m_H^2 - m_h^2} \sin 2\beta. \quad (2.107)$$

Enfin, la masse du W vérifie toujours (2.99) et celle du Z peut être exprimée en fonction des paramètres du MSSM. Ainsi,

$$m_W = \frac{1}{2} v g_I \Leftrightarrow m_W^2 = \frac{1}{4} v^2 g_I^2, \quad m_Z^2 = \frac{\mu_d^2 - \mu_u^2 \tan^2 \beta}{\tan^2 \beta - 1}. \quad (2.108)$$

À l'ordre le plus bas, les masses des bosons de Higgs dépendent donc seulement de deux paramètres libres, m_A et $\tan \beta$ défini par (2.90). Il est à noter que l'équation (2.106) implique l'existence d'un boson de Higgs neutre de masse inférieure à $m_Z = 91,19 \text{ GeV}$. Toutefois, ceci n'est vrai qu'à l'ordre le plus bas. La prise en compte des corrections radiatives change les expressions de ces masses, en particulier les corrections dues au quark top et à son superpartenaire le stop. La correction à la masse du boson de Higgs léger est ainsi donnée par [34]

$$m_h^2 \rightarrow m_h^2 + \delta m_h^2 \simeq m_Z^2 + \frac{3m_t^4}{2\pi^2 v^2} \left[\ln \frac{m_S^2}{m_t^2} + \frac{X_t^2}{m_S^2} \left(1 - \frac{X_t^2}{12m_S^2} \right) \right] \quad (2.109)$$

où

$$X_t = A_t - \mu \cot \beta \quad (2.110)$$

est le paramètre de mélange du stop avec A_t la constante de couplage entre les Higgs et le stop et

$$m_S = \sqrt{m_{\tilde{t}_1} m_{\tilde{t}_2}}. \quad (2.111)$$

est l'échelle d'énergie de la SUSY, définie comme la moyenne géométrique des masses des stops. Il existe en effet deux états propres de masse du stop, \tilde{t}_1 et \tilde{t}_2 , mélanges des stops de chiralité droite

et gauche. La présence de nombreux paramètres libres du MSSM mène à proposer des « scénario » dans lesquels les paramètres intervenant dans les corrections d'ordres supérieurs sont fixés [40]. Il ne reste alors que deux paramètres libres, m_A et $\tan \beta$. Les valeurs des masses corrigées de h , H et H^\pm sont tracées sur la figure 2.14 en fonction de m_A pour $\tan \beta = 3$ et 30 dans le cas de mélange maximal du stop avec $m_{\tilde{t}} = 2$ TeV et les autres paramètres de la SUSY fixés à 1 TeV [34]. Ainsi, pour $m_A \lesssim 125$ GeV, H joue le rôle du modèle standard et il existe un Higgs léger. Pour $m_A \gtrsim 125$ GeV, h joue le rôle du modèle standard et les bosons de Higgs supplémentaires sont de masses plus élevées.

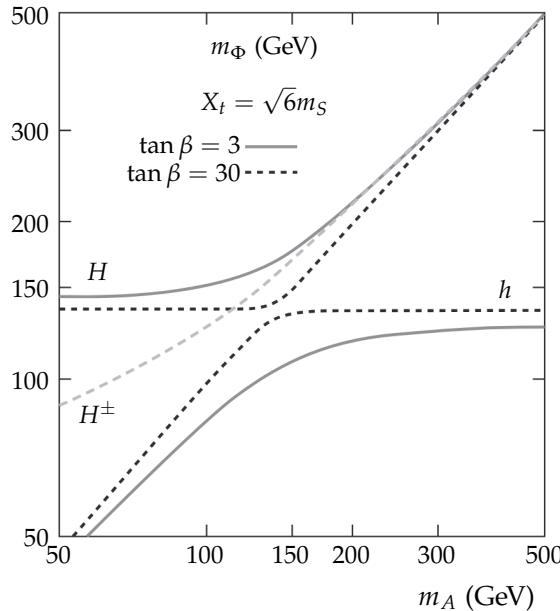


Figure 2.14 – Masses des bosons de Higgs du MSSM en fonction de m_A pour $\tan \beta = 3$ et 30 dans le cas de mélange maximal du stop avec $m_{\tilde{t}} = 2$ TeV et les autres paramètres de la SUSY fixés à 1 TeV [34].

Les particules du MSSM et leurs superpartenaires sont résumés dans le tableau 2.5. Un test expérimental est possible par la recherche d'un signal correspondant aux bosons de Higgs supplémentaires, ce qui est un des sujets de cette thèse. L'étude de la phénoménologie de ces bosons de Higgs, présentée ci-après, nous permet de déterminer les conditions favorables à la recherche d'un tel signal.

Particules				Superpartenaires			
Type	Spin	Particules	Symboles	Type	Spin	Particules	Symboles
Fermions	$\frac{1}{2}$	quarks leptons	q ℓ	Sfermions	0	squarks sleptons	\tilde{q} $\tilde{\ell}$
Bosons	$\frac{1}{2}$	gluon bosons W^\pm photon boson Z	g W^+, W^- γ Z	Bosinos	$\frac{1}{2}$	gluino winos photino zino	\tilde{g} \tilde{W}^+, \tilde{W}^- $\tilde{\gamma}$ \tilde{Z}
	1	Higgs	h, H, A, H^\pm			Higgsinos	$\tilde{h}, \tilde{H}, \tilde{A}, \tilde{H}^\pm$
	0						

Tableau 2.5 – Particules et leurs superpartenaires. La présence de plusieurs bosons de Higgs est justifiée par la nécessité d'un second doublet de Higgs. Ce formalisme est décrit dans la section 4.2.

5 Phénoménologie des bosons de Higgs du MSSM

Pour concevoir une analyse de physique des particules à même de tester le MSSM, il nous faut dans un premier temps déterminer la manifestation du MSSM à observer. Comme cela a été développé dans la section précédente, le MSSM implique l'existence de quatre bosons de Higgs supplémentaires, en particulier deux nouveaux bosons de Higgs neutres, H et A . Si de tels bosons existent, un signal leur correspondant doit pouvoir être observé. Dans la suite, nous nous concentrerons donc sur la phénoménologie des trois bosons de Higgs neutres.

Nous avons vu qu'au premier ordre, les masses des bosons de Higgs s'expriment en fonction de deux paramètres uniquement, m_A et $\tan \beta$. Les couplages des trois bosons de Higgs neutres du MSSM aux autres particules, par rapport aux couplages du boson de Higgs du modèle standard, sont présentés dans le tableau 2.4 en fonction de α et β . Or, α et β sont reliés par les équations (2.107), donnant

$$\tan 2\alpha = \frac{m_A^2 + m_Z^2}{m_A^2 - m_Z^2} \tan 2\beta. \quad (2.112)$$

Les observations expérimentales semblent favoriser $m_A \gg m_Z$ [19, 20, 41]. Dans ce cas, H et A sont de masses similaires et h doit jouer le rôle du boson de Higgs du modèle standard observé expérimentalement en 2012 [16-18]. Cette situation correspond à la limite découpée, dans laquelle

$$\lim_{m_A \gg m_Z} \tan 2\alpha = \tan 2\beta \quad (2.113)$$

d'après (2.112). Alors, dans la limite découpée, $\alpha \sim \beta$ ou $\alpha \sim \beta \pm \frac{\pi}{2}$. Or, $\beta \geq 0$ et $\alpha \leq 0$ et $\tan \beta$ est contraint par [42]

$$1 < \tan \beta \lesssim \frac{m_t}{m_b} \simeq 42. \quad (2.114)$$

Il ne reste donc plus que la possibilité $\alpha \sim \beta - \frac{\pi}{2}$. Dans la limite découpée, les couplages du tableau 2.4 deviennent alors ceux du tableau 2.6.

Couplage avec	h	H	A
Bosons vecteurs	~ 1	~ 0	0
Fermions hauts	~ 1	$\sim -\cot \beta$	$\cot \beta$
Fermions bas	~ 1	$\sim \tan \beta$	$\tan \beta$

Tableau 2.6 – Couplages des bosons de Higgs neutres dans la limite découpée du MSSM par rapport aux couplages du boson de Higgs du modèle standard.

Les couplages ainsi obtenus dans le tableau 2.6 présentent trois caractéristiques d'intérêt :

- le boson de Higgs le plus léger, h , se comporte comme le boson de Higgs du modèle standard, ce qui le rend tout à fait cohérent avec les observations actuelles ;
- les bosons de Higgs neutres massifs H et A présentent peu voire aucun couplage aux bosons vecteurs, par exemple la désintégration $A \rightarrow ZZ$ est impossible mais $A \rightarrow Zh$ est possible ;
- les bosons de Higgs neutres massifs H et A sont couplés de manières similaires aux fermions.

Lorsque $\tan \beta$ augmente, les couplages de H et A aux fermions d'isospin faible bas sont augmentés et ceux aux fermions d'isospin faible haut supprimés. La production des bosons de Higgs neutres supplémentaires, tout comme leurs désintégrations, s'en trouvent donc intrinsèquement liées à la présence de fermions d'isospin faible bas.

5.1 Production de bosons de Higgs

La production de bosons de Higgs au LHC peut être réalisée selon plusieurs modes dont une mesure précise des sections efficaces a pu être réalisée dans le cadre du modèle standard [43-46]. Ces sections efficaces sont représentées en fonction de l'énergie de collision dans le centre de masse sur la figure 2.15. Les processus correspondants à ces différents modes sont présentés dans la section 5.1.1 ci-après. Puis, la production des bosons de Higgs du MSSM est discutée dans la section 5.1.2.

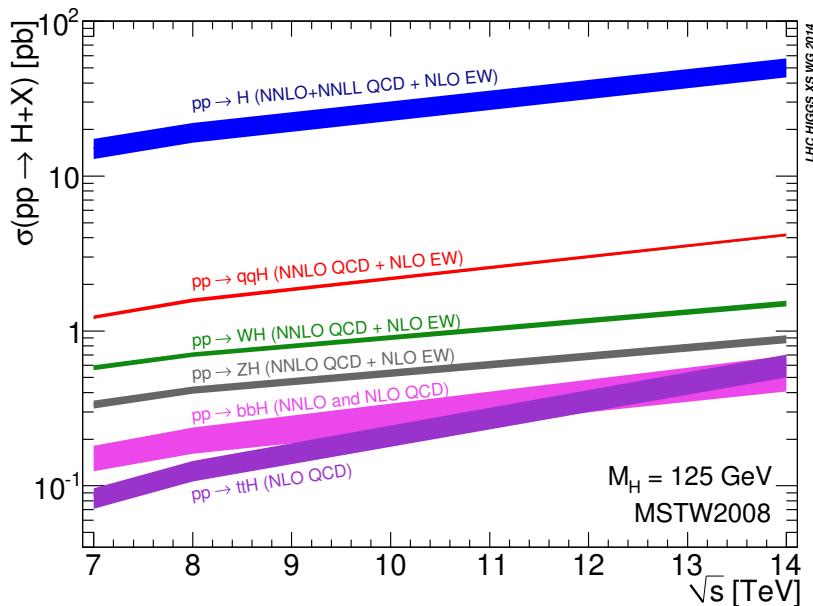


Figure 2.15 – Sections efficaces des modes de production du boson de Higgs du modèle standard [43-46].

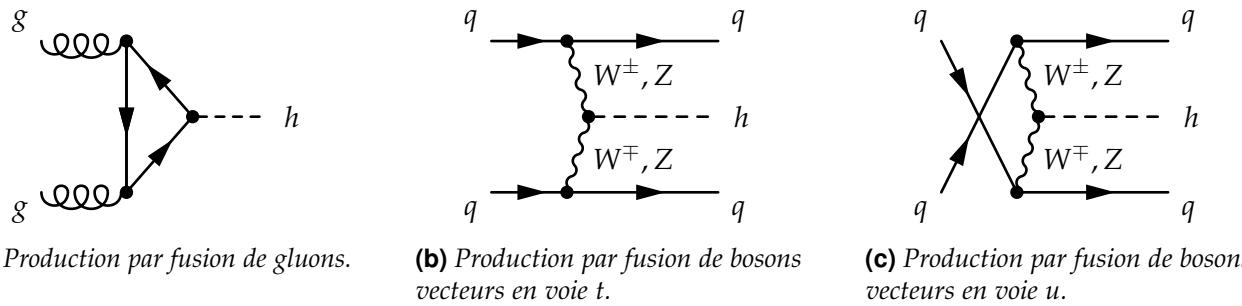


Figure 2.16 – Diagrammes de Feynman de production de boson de Higgs dans le cadre du modèle standard par fusion de gluons (ggh) et fusion de bosons vecteurs (VBF).

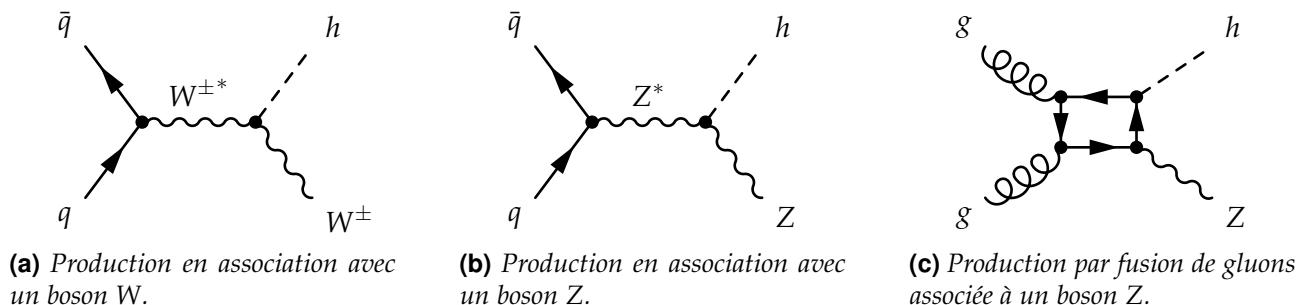


Figure 2.17 – Diagrammes de Feynman de production de boson de Higgs dans le cadre du modèle standard en association avec un boson.



Figure 2.18 – Diagrammes de Feynman de production de boson de Higgs dans le cadre du modèle standard en association avec un quark t .

5.1.1 Dans le cadre du modèle standard

Le mode de production principal du boson de Higgs du modèle standard h au LHC est la fusion de gluon, avec près de 85 % des bosons de Higgs produits ainsi. Ce mode est noté ggh et est représenté figure 2.16a. L’interaction entre gluons et Higgs est réalisée par une boucle de quarks. Le couplage du Higgs aux fermions étant proportionnel à la masse du fermion¹⁶, le quark top est dominant dans cette boucle.

Le second mode de production de Higgs le plus important au LHC est la fusion de boson vecteur, noté VBF (*Vector Boson Fusion*) et représenté sur les figures 2.16b et 2.16c. Deux quarks produisent chacun un boson vecteur (W^+ et W^- ou deux Z). Ces deux bosons fusionnent en un boson de Higgs. Bien que la section efficace du VBF soit dix fois moindre que celle du ggh , les deux quarks de l’état final donnent deux jets¹⁷ très caractéristiques. Le calcul de la section efficace de ce processus inclut les corrections QCD¹⁸ au NNLO¹⁹ et les corrections électrofaibles au NLO [46, 47].

La production d’un boson de Higgs peut également se faire en association avec un boson vecteur, c’est le mode VH. Une paire quark-antiquark produit un boson vecteur de haute énergie (W sur la figure 2.17a ou Z sur la figure 2.17b). Ce boson radie alors un Higgs, d’où la dénomination « Higgs-strahlung » parfois utilisée pour le mode VH. Les sections efficaces de ces processus sont calculées en prenant en compte les corrections QCD NNLO et les corrections électrofaibles au NLO [46]. Une fusion de gluons peut également amener à une production d’un Higgs en association avec un Z , c’est le cas du processus de la figure 2.17c.

Enfin, il est possible de produire un Higgs en association avec des fermions lourds, en particulier des quarks top ($t\bar{t}h$) ou bottom ($b\bar{b}h$). Le cas $t\bar{t}h$ est illustré sur la figure 2.18. Ces processus contribuent peu à la production de boson de Higgs au LHC dans le cadre du modèle standard. Cependant, la phénoménologie du MSSM peut rendre les modes de production en association avec des quarks b significatifs voire dominants.

5.1.2 Dans le cadre du MSSM

Dans la limite découpée du MSSM, compte-tenu des couplages des bosons de Higgs h , H et A du tableau 2.6, les processus présentés dans la section précédente sont modifiés. Ainsi, la fusion de gluons de la figure 2.16a permet, dans le MSSM, de produire h , H et A . Il s’agit toujours du mode dominant tant que $\tan \beta$ ne prend pas de valeur élevée. Dans le cas de la production de h et H , la boucle peut également contenir des contributions des squarks stop et sbottom s’ils ont des masses suffisamment basses [48]. Le mode VBF, dont les processus sont présentés sur les figures 2.16b et 2.16c, permet de produire h et H , mais pas A . Les corrections aux ordres supérieurs de ces diagrammes dues à la QCD supersymétrique sont faibles et celles dues à la force électrofaible supersymétrique de l’ordre du pourcent [43]. Ces nouveaux processus sont représentés sur la figure 2.19.



(a) Production par fusion de gluons.

(b) Production par fusion de bosons vecteurs en voie t.

Figure 2.19 – Diagrammes de Feynman de production de boson de Higgs dans le cadre du MSSM par fusion de gluons (ggH) et fusion de bosons vecteurs (VBF).

Dans le mode VH, le Higgs radié peut également être un H . Les processus de la figure 2.17 sont

- 16. Le lecteur pourra se référer à la section 2.4.3, page 16.
- 17. Le processus de formation de jets à partir de quarks est abordé dans le chapitre 4.
- 18. La chromodynamique quantique (*Quantum ChromoDynamic*) est abordée dans la section 2.5.
- 19. Les notations NLO, NNLO, N^3LO , etc. signifient *next-to-leading order*, c'est-à-dire jusqu'à l'ordre suivant le premier degré non nul; *next-to-next-to-leading order*, un ordre de plus que NLO; etc.

ainsi modifiés en ceux de la figure 2.20. Les corrections aux ordres supérieurs de ces diagrammes dues à la QCD supersymétrique sont faibles et celles dues à la force électrofaible supersymétrique ne sont pas connues [43].



(a) Production en association avec un boson W .

(b) Production en association avec un boson Z .

Figure 2.20 – Diagrammes de Feynman de production de boson de Higgs dans le cadre du MSSM en association avec un boson.

Pour de grandes valeurs de $\tan \beta$, la production de Higgs lourds en association avec des quarks b est un mode dominant. Plusieurs processus participent à ce mode. Sur les figures 2.21a et 2.21b se trouvent les processus analogues à ceux du mode $t\bar{t}h$ du modèle standard présentés figures 2.18a et 2.18b. Des processus comme ceux des figures 2.21c et 2.21d sont également envisageables si le quark b est considéré comme présent au sein du proton, c'est le « schéma à cinq saveurs » ou 5fs (5-flavor scheme). Les sections efficaces des processus du mode $b\bar{b}h$ sont calculées au NLO dans le 4fs et au NNLO pour le 5fs.

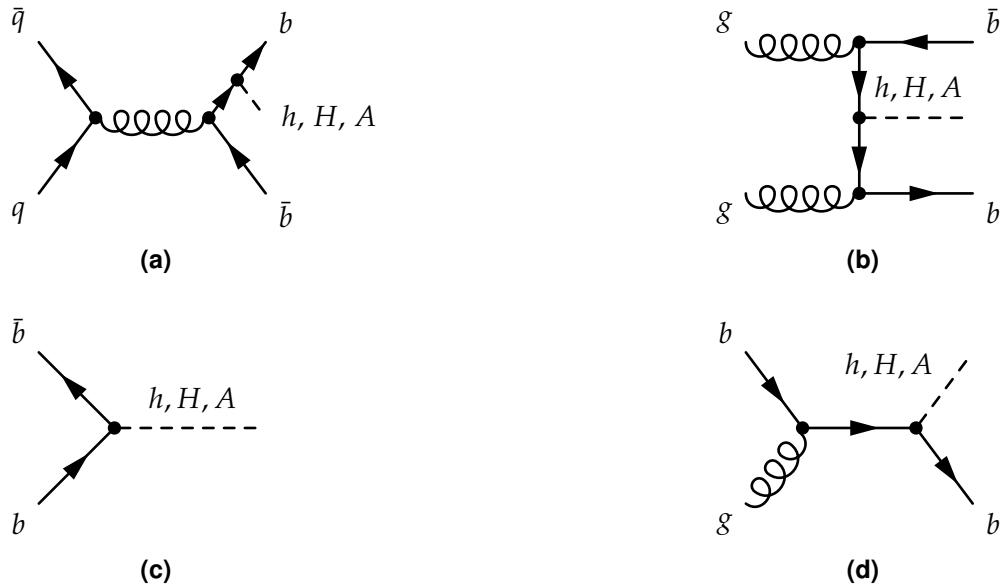


Figure 2.21 – Diagrammes de Feynman de production de boson de Higgs dans le cadre du MSSM en association avec un quark b .

5.2 Désintégration de bosons de Higgs

Les bosons de Higgs ont une durée de vie très courte, de l'ordre de 10^{-22} s pour le boson de Higgs du modèle standard par exemple [4]. Leur propagation se fait ainsi sur des distances ne pouvant excéder quelques dizaines de femtomètres, c'est-à-dire 10^{-14} m, soit moins que le diamètre du noyau d'un atome d'or. Il est donc impossible d'observer directement la présence d'un boson de Higgs, comme cela peut se faire avec d'autres particules plus stables comme les kaons, les muons, les électrons ou les protons pour ne citer qu'eux. Pour détecter ces bosons, il faut donc détecter leurs produits de désintégration.

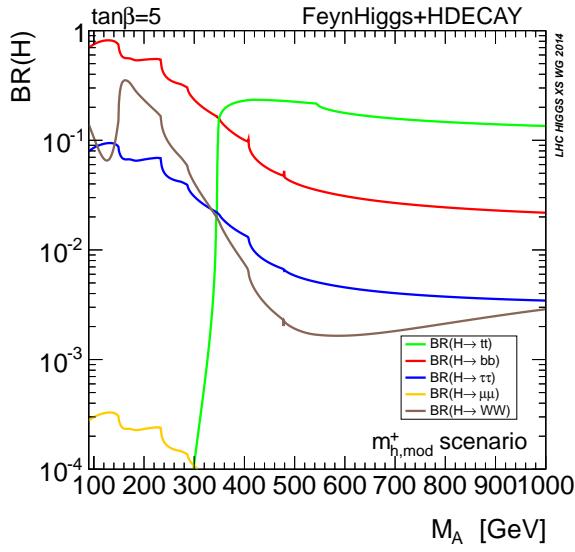
La désintégration des bosons de Higgs peut se faire sous différentes formes ayant différents rapports de branchement ou BR (Branching Ratio), c'est-à-dire différentes probabilités de survenir vis-à-



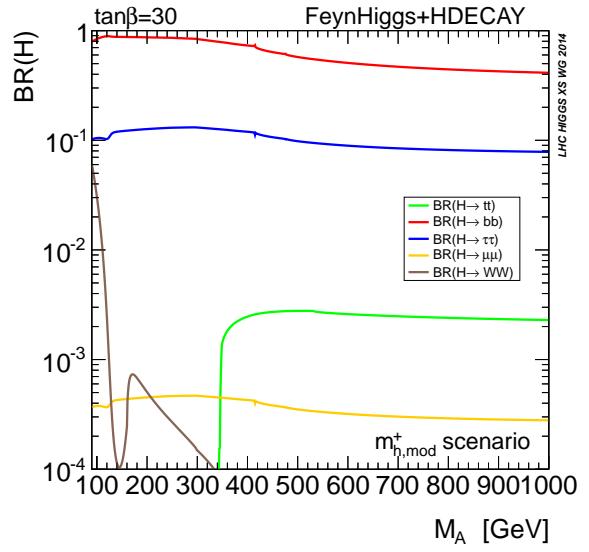
(a) Rapports de branchement à $\tan \beta = 5$ pour h .



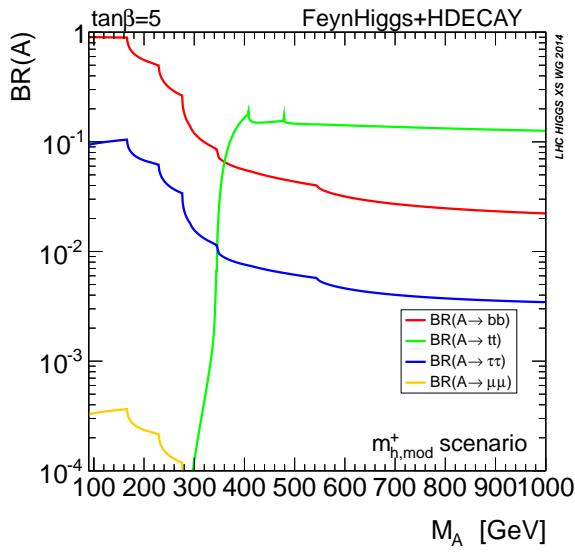
(b) Rapports de branchement à $\tan \beta = 30$ pour h .



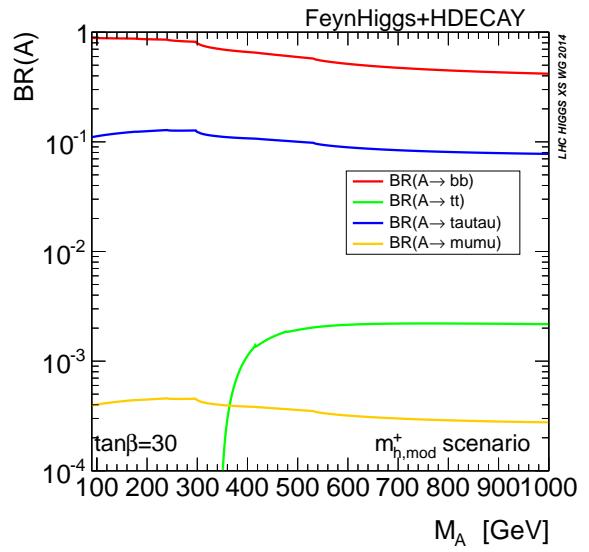
(c) Rapports de branchement à $\tan \beta = 5$ pour H .



(d) Rapports de branchement à $\tan \beta = 30$ pour H .



(e) Rapports de branchement à $\tan \beta = 5$ pour A .



(f) Rapports de branchement à $\tan \beta = 30$ pour A .

Figure 2.22 – Rapports de branchement des bosons de Higgs du MSSM en fonction de m_A pour $\tan \beta = 5$ et 30 [44, 45]. L'effet de $\tan \beta$ sur les couplages de H et A aux fermions est bien visible avec l'augmentation des rapports de branchement au bottom (en rouge) et au tau (en bleu) et la diminution du rapport de branchement au top (en vert).

vis des autres formes. La topologie des événements correspondants est également fortement affectée par les produits de désintégration des bosons de Higgs.

Les bosons de Higgs supplémentaires H et A voient leurs couplages aux bosons vecteurs supprimés dans la limite découpée du MSSM. Leurs couplages sont proportionnels à $\tan \beta$ avec les fermions d'isospin faible bas et inversement proportionnels à $\tan \beta$ avec les fermions d'isospin faible haut par rapport au couplage de h avec ces mêmes fermions. Les couplages des bosons de Higgs aux fermions sont de plus proportionnels aux masses de ces fermions. Ces rapports de branchement sont représentés sur la figure 2.22, page 32, pour les trois bosons de Higgs neutres du MSSM et pour $\tan \beta = 5$ et 30 . Pour des masses de H et A suffisamment grandes pour leur permettre de se désintégrer en paire de quarks t , malgré la masse élevée de ce dernier, la suppression des couplages aux fermions d'isospin faible haut par $\tan \beta$ laisse le quark b et le lepton τ avec les rapports de branchement les plus élevés à haut $\tan \beta$. Les rapports de branchement du boson de Higgs h correspondant au boson de Higgs du modèle standard sont peu affectés par $\tan \beta$.

La valeur de $\tan \beta$ est un paramètre libre du MSSM pouvant être grand. À haut $\tan \beta$ le quark b et le lepton τ proposent les rapports de branchement les plus grands à H et A . Pour des valeurs modérées voire basses de $\tan \beta$, le quark top peut éventuellement proposer un rapport de branchement plus grand, mais seulement pour $m_A \gtrsim 350$ GeV. Les désintégrations en $b\bar{b}$ et en $\tau^+\tau^-$ sont donc les plus prometteuses pour la recherche de bosons de Higgs supplémentaires de haute masse.

Bien que le canal de désintégration $h, H, A \rightarrow b\bar{b}$ possède un rapport de branchement 5 à 10 fois supérieur à celui du canal $h, H, A \rightarrow \tau^+\tau^-$, il est sujet à de nombreuses sources de bruit de fond au LHC où les collisions ont lieu entre protons. C'est pourquoi le sujet de cette thèse est la recherche d'un boson de Higgs de haute masse se désintégrant en paire de taus, dont l'accessibilité expérimentale est meilleure. La présence de deux leptons tau de haute énergie dans l'état final est en effet une signature bien plus claire que la présence de quarks b . Le diagramme de Feynman correspondant à cette désintégration est présenté sur la figure 2.23. Toutefois, les taus ne sont pas des particules stables et ils se désintègrent avant d'entrer dans les parties sensibles du détecteur. Seuls leurs produits de désintégration sont observés.

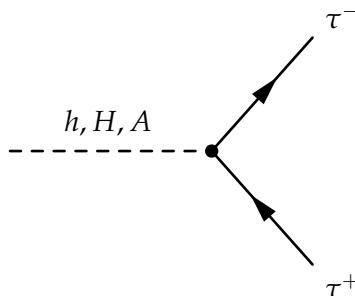


Figure 2.23 – Diagramme de Feynman d'une désintégration $h, H, A \rightarrow \tau^+\tau^-$.

5.3 Désintégration des leptons tau

La durée de vie du lepton τ est de 290 fs. Ils se propage ainsi sur des distances inférieures à 87 μm . Le τ n'est donc pas directement observé dans le détecteur, ses produits de désintégration le sont.

Les leptons τ se désintègrent par interaction faible selon $\tau^- \rightarrow W^-\nu_\tau$. Le boson W , virtuel, se désintègre ensuite :

- leptoniquement selon $W^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e$ dans 17,82 % des cas ;
- leptoniquement selon $W^- \rightarrow \mu^-\bar{\nu}_\mu$ dans 17,39 % des cas ;
- hadroniquement selon $W^- \rightarrow q\bar{q}'$ dans 64,79 % des cas.

Dans le cas de la désintégration hadronique, le phénomène de hadronisation²⁰ a lieu et les deux quarks donnent un ensemble constitué de quelques hadrons, en général trois ou moins, et éventuellement des particules neutres comme des π^0 , ces derniers se désintégrant majoritairement en deux photons. L'ensemble des particules issues de la désintégration du W forme ainsi un petit jet. Il s'agit d'un « tau hadronique », noté τ_h dans la suite.

20. L'hadronisation est présenté dans la section 2.2 du chapitre 4.

Les diagrammes de Feynman correspondant aux désintégrations leptonique et hadronique du τ sont représentés figures 2.24a et 2.24b. Le tableau 2.7a résume plus en détails les rapports de branchements des différents modes de désintégration du τ .



(a) Désintégration leptonique d'un τ^- . Le lepton ℓ peut être un électron ou un muon.

(b) Désintégration hadronique d'un τ^- .

Figure 2.24 – Diagrammes de Feynman de désintégration d'un τ^- .

Mode de désintégration	BR (%)
$\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \bar{\nu}_\tau$	17,82
$\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \bar{\nu}_\tau$	17,39
$\tau^- \rightarrow h^- \bar{\nu}_\tau$	11,51
$\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \bar{\nu}_\tau$	25,93
$\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \pi^0 \bar{\nu}_\tau$	9,48
$\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \bar{\nu}_\tau$	9,80
$\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \pi^0 \bar{\nu}_\tau$	4,76
Autres modes hadroniques	3,31
$\tau^- \rightarrow \tau_h^- \bar{\nu}_\tau$	64,79

Canal	BR (%)
$\tau_h^- \tau_h^-$	41,98
$\mu \tau_h^-$	22,53
$e \tau_h^-$	23,09
$\mu \mu$	3,02
ee	3,18
$e \mu$	6,20

(a) Rapports de branchements des différents modes de désintégration du τ [4].

(b) Rapports de branchements des six canaux des événements $h \rightarrow \tau\tau$.

Tableau 2.7 – Rapports de branchements des différents modes de désintégration du τ [4] et des différents canaux des événements $h \rightarrow \tau\tau$.

La désintégration d'un τ peut donc se faire selon trois modes différents, $\tau \rightarrow \tau_h \nu_\tau$, $\tau \rightarrow \mu \nu_\mu \nu_\tau$ et $\tau \rightarrow e \nu_e \nu_\tau$. Dans tous les cas, les neutrinos sont invisibles pour le détecteur. Les deux leptons τ issus de la désintégration du boson de Higgs se désintègrent indépendamment l'un de l'autre. Il existe donc six canaux différents pour les événements où un boson de Higgs se désintègre en paire de τ , listés avec leurs rapports de branchements dans le tableau 2.7b.

Dans le cadre de cette thèse, les canaux semi-leptoniques, c'est-à-dire $\mu \tau_h$ et $e \tau_h$ représentant respectivement 22,53 et 23,09 % des événements $h \rightarrow \tau\tau$, sont analysés dans le chapitre 5.

6 Conclusion

Chapitre 3

Dispositif expérimental

Sommaire

1	Le LHC : <i>Large Hadron Collider</i>	35
1.1	Collisions de protons	35
1.2	Accélération de protons	35
1.3	Luminosité et nombre d'événements	35
1.4	L'empilement	35
1.5	Les expériences du LHC	35
2	L'expérience CMS : <i>Compact Muon Solenoïde</i>	36
2.1	Vue d'ensemble et système de coordonnées	36
2.2	Le solénoïde	36
2.3	Le trajectographe ou <i>tracker</i>	36
2.4	Le calorimètre électromagnétique ou ECAL	36
2.5	Le calorimètre hadronique ou HCAL	36
2.6	Les chambres à muons	36
2.7	Prise de données à CMS	36
3	Événements simulés	37
3.1	Génération d'événements	37
3.2	Simulation du détecteur	37
4	Reconstruction des événements	37
4.1	L'algorithme de <i>Particle Flow</i>	37
4.2	Identification et reconstruction des particules	37
4.3	Objets de haut niveau	37
4.4	Énergie transverse manquante	37
5	Conclusion	37

1 Le LHC : *Large Hadron Collider*

1.1 Collisions de protons

1.2 Accélération de protons

1.3 Luminosité et nombre d'événements

1.4 L'empilement

1.5 Les expériences du LHC

Quatre grandes expériences sont présentes sur le LHC. Elles se situent chacune à un des points d'interaction de l'anneau afin d'étudier les collisions qui y sont produites.

ALICE [49], A Large Ion Collider Experiment, est une expérience conçue pour étudier le déconfinement des quarks et des gluons à l'aide de collisions d'ions lourds. Ces études permettent de mieux comprendre le fonctionnement de la chromodynamique quantique ou QCD.

ATLAS [50], A Toroidal LHC ApparatuS, est une expérience généraliste avec un éventail d'études très large, allant des mesures de précision des paramètres du modèle standard à la recherche de nouvelle physique.

CMS [51], Compact Muon Solenoid, est également une expérience généraliste dont les objectifs sont similaires à ceux d'ATLAS. Les détecteurs d'ATLAS et de CMS étant conçus différemment, ces deux expériences peuvent valider leurs résultats de manière indépendante.

LHCb [52], Large Hadron Collider beauty, se concentre sur l'étude de la violation de la symétrie CP avec le quark b , qui lui donne son nom. Cette expérience réalise également des mesures de précision de certains paramètres du modèle standard.

2 L'expérience CMS : *Compact Muon Solenoïd*

2.1 Vue d'ensemble et système de coordonnées

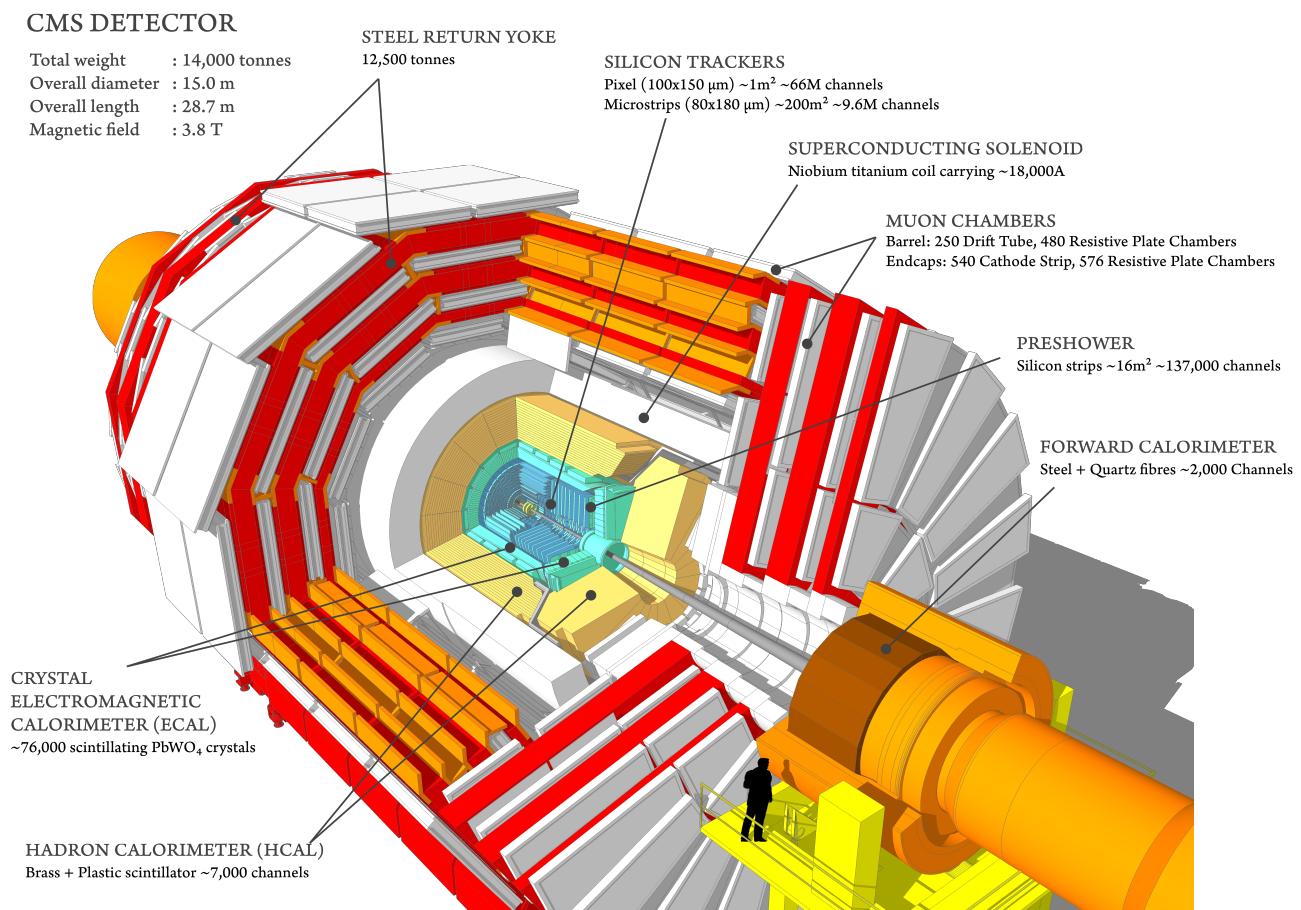


Figure 3.1 – Vue éclatée du détecteur CMS [53].

2.2 Le solénoïde

2.3 Le trajectographe ou *tracker*

2.4 Le calorimètre électromagnétique ou ECAL

2.5 Le calorimètre hadronique ou HCAL

2.6 Les chambres à muons

2.7 Prise de données à CMS

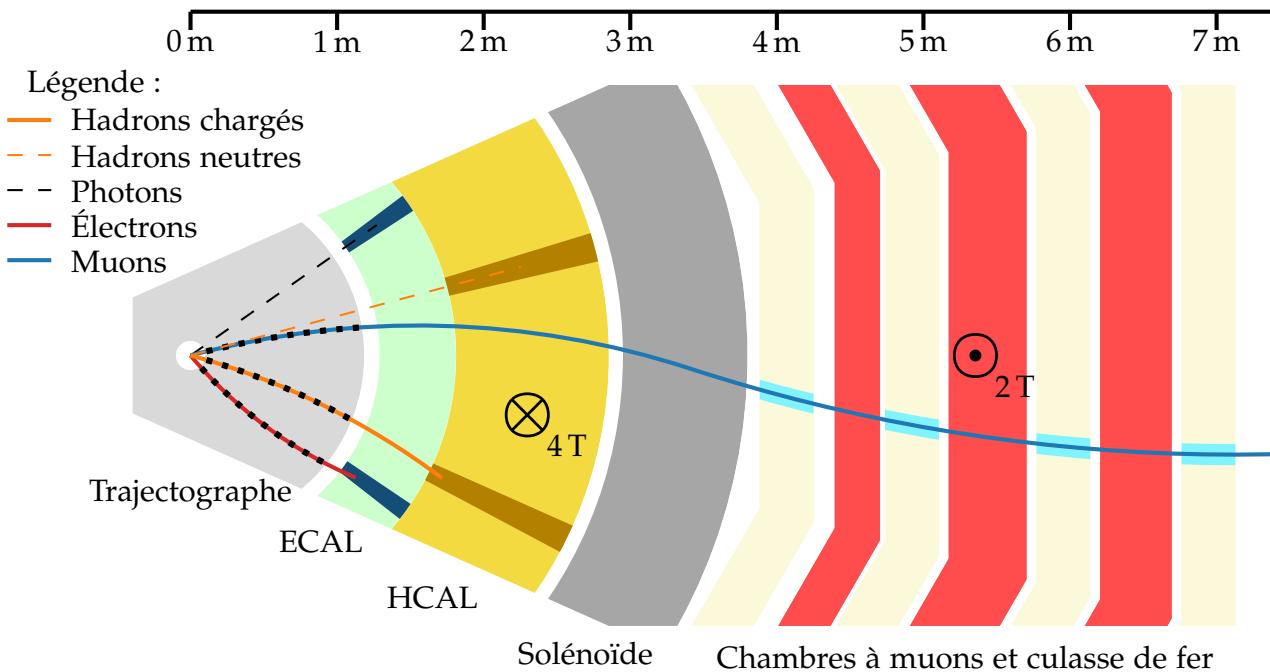


Figure 3.2 – Coupe transverse schématique du détecteur CMS et signaux caractéristiques laissés par les particules.

3 Événements simulés

3.1 Génération d'événements

3.2 Simulation du détecteur

4 Reconstruction des événements

4.1 L'algorithme de *Particle Flow*

4.2 Identification et reconstruction des particules

4.3 Objets de haut niveau

4.4 Énergie transverse manquante

5 Conclusion

Chapitre 4

Calibration en énergie des jets

Sommaire

1	Introduction	39
2	Formation des jets	40
2.1	Gerbe partonique	40
2.2	Hadronisation	41
3	Reconstruction des jets	42
3.1	Algorithmes de regroupement	43
3.2	Identification des jets dans CMS	44
3.3	Saveur des jets	45
4	Calibration en énergie des jets dans CMS	50
4.1	Correction de l'empilement	51
4.2	Correction de la réponse du détecteur en p_T et en η	53
4.3	Propagation à la MET	53
4.4	Corrections résiduelles	53
4.5	Incertitude sur la correction en énergie des jets	56
4.6	Correction de la résolution en énergie	58
5	Phénoménologie des événements $\gamma + \text{jets}$	58
5.1	Principe des événements $\gamma + \text{jets}$ et réponse balancée	59
5.2	Effets radiatifs et activité additionnelle	60
5.3	Utilisation conjointe de la réponse MPF	61
6	Correction résiduelle absolue en p_T avec les événements $\gamma + \text{jets}$	61
6.1	Événements utilisés	61
6.2	Analyse	65
6.3	Résultats	69
7	Correction de la résolution en énergie avec les événements $\gamma + \text{jets}$	76
7.1	Définition de la résolution en énergie des jets	77
7.2	Analyse	78
7.3	Résultats	79
8	Conclusion	79

1 Introduction

Dans le chapitre 2, nous avons traité de l'interaction forte. 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, nous conservons ici la notation g_s introduite dans le chapitre 2.

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 4.1a 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 4.1b et 4.1c, par exemple.

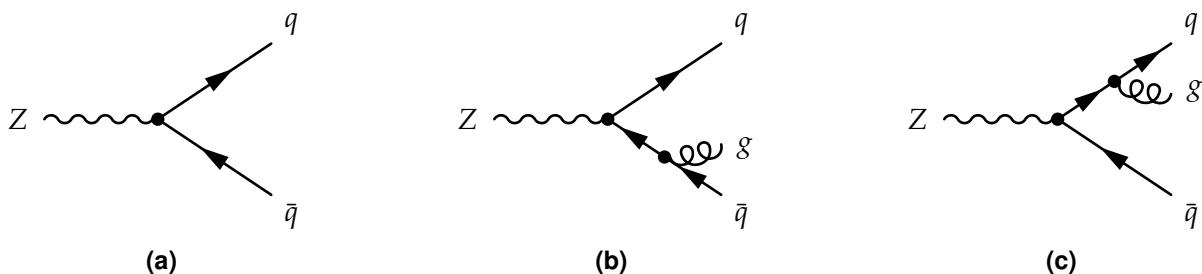


Figure 4.1 – Un boson Z se désintègre en paire quark-antiquark. Dans les cas des figures 4.1b et 4.1c, un gluon supplémentaire est radié.

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 [22], pour un état initialement à X partons dont

un parton i radie un parton j ,

$$d\sigma_{X+j} \simeq \sigma_X \sum_{i \in \{X\}} \frac{g_s}{2\pi} \frac{d\theta^2}{\theta^2} dz P_{ij}(z) \quad (4.1)$$

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

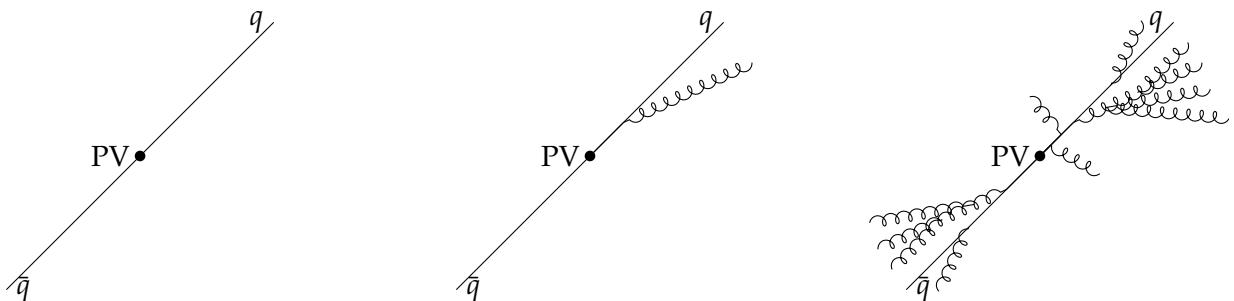
$$P_{qq}(z) = C_F \frac{1+z^2}{1-z}, \quad P_{qg}(z) = C_F \frac{1+(1-z)^2}{z}, \quad (4.2)$$

$$P_{gg}(z) = C_A \frac{z^4 + 1 + (1-z)^4}{z(1-z)}, \quad P_{gq}(z) = T_R(z^2 + (1-z)^2), \quad (4.3)$$

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. Nous obtenons alors, pour un unique parton directement issu de la collision, une gerbe partonique, c'est-à-dire un ensemble collimé de partons, comme illustré sur la figure 4.2. 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 4.1a.

(b) Un des quarks peut radier un gluon, ce qui correspond au diagramme de la figure 4.1c.

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

Figure 4.2 – Illustration de la formation de deux gerbes partoniques à partir d'une paire de quarks.

2.2 Hadronisation

Lorsque des partons en rident d'autres, la conservation de l'énergie implique que chaque particule, individuellement, possède une énergie de plus en plus petite. Dans le chapitre 2, nous avons vu que 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. Nous en décrivons ici deux, le modèle des cordes de Lund [54] et le modèle d'agglomération hadronique [55].

2.2.1 Modèle des cordes de Lund

Dans le modèle des cordes de Lund [54], 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 4.3b. Les gluons sont décrits comme des noeuds des cordes de couleur.

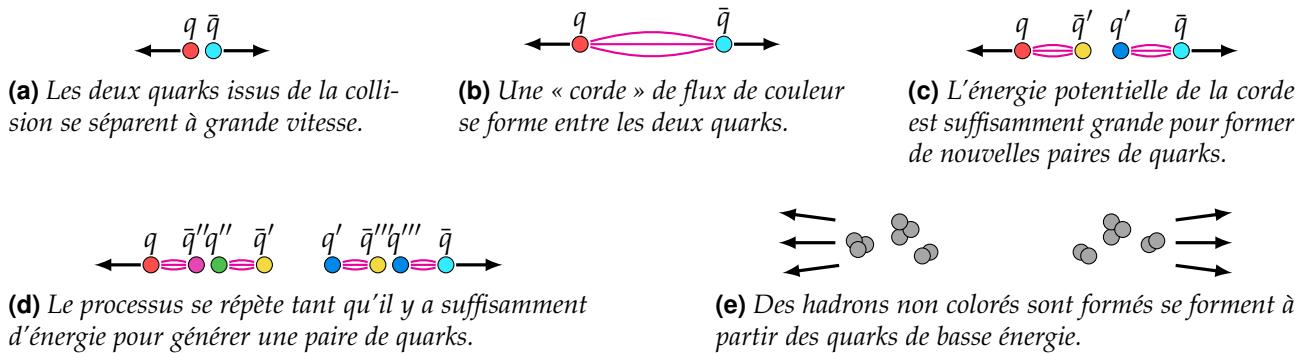


Figure 4.3 – Processus de formation de deux jets dans le cadre du modèle des cordes de Lund.

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. 4.3c), 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

Le modèle d'agglomération hadronique [55] 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 4.4.

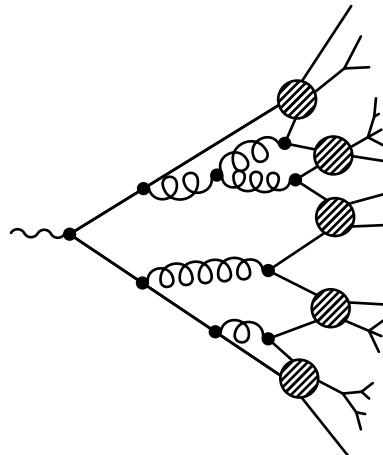


Figure 4.4 – Schématisation de l'hadronisation dans le cadre du modèle d'agglomération hadronique.

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 4.1a produit seulement quelques particules, en l'occurrence deux, et non des ensembles de particules, comme sur la figure 4.4 qui pourrait correspondre à l'état effectivement observé pour le processus de la figure 4.1a. 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. Dans la section 2, nous avons vu que les radiations de partons sont plus importantes pour de basses énergies (limite infrarouge) ou pour un parton radié colinéaire au parton initial (limite colinéaire). 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

$$\Delta R_{pa}^2 = (\eta_p - \eta_a)^2 + (\phi_p - \phi_a)^2 < R_c^2. \quad (4.4)$$

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 [56] 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 4.5.

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

$$d_{ij} = \min(p_{T_i}^2, p_{T_j}^2) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}, \quad \Delta R_{ij}^2 = (\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2 \quad (4.5)$$

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 4.5.

2. L'algorithme de *Particle Flow* est décrit dans la section 4.1 du chapitre 3.

3. Les coordonnées η et ϕ sont définies dans la section 2.1 du chapitre 3.

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

$$d_{ij} = \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}, \quad \Delta R_{ij}^2 = (\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2 \quad (4.6)$$

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

Algorithme anti- k_T [57] La distance d_{ij} entre deux jets i et j est

$$d_{ij} = \min \left(\frac{1}{p_{T_i}^2}, \frac{1}{p_{T_j}^2} \right) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}, \quad \Delta R_{ij}^2 = (\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2 \quad (4.7)$$

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 4.5.

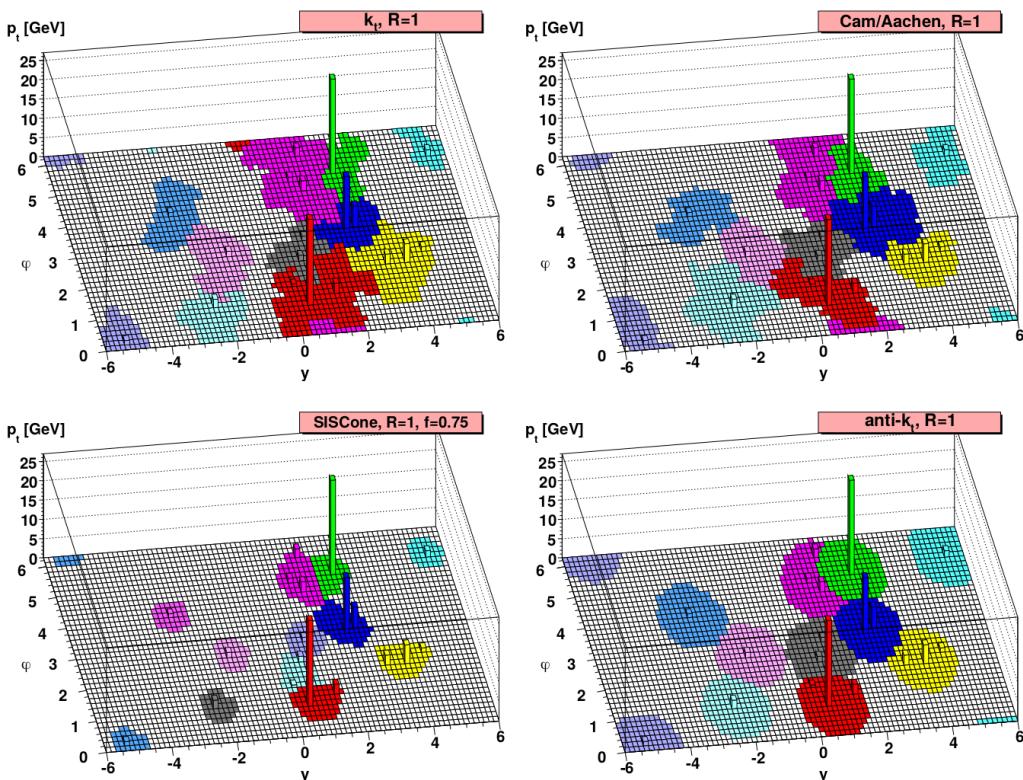


Figure 4.5 – Formes des jets reconstruits à partir de différents algorithmes pour un même événement [57]. En haut à gauche, k_T ; en haut à droite, C/A; en bas à gauche, SIScone; en bas à droite, anti- k_T . L'algorithme anti- k_T permet d'obtenir des jets de forme régulière, conique.

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 4.6. 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 4.7 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.

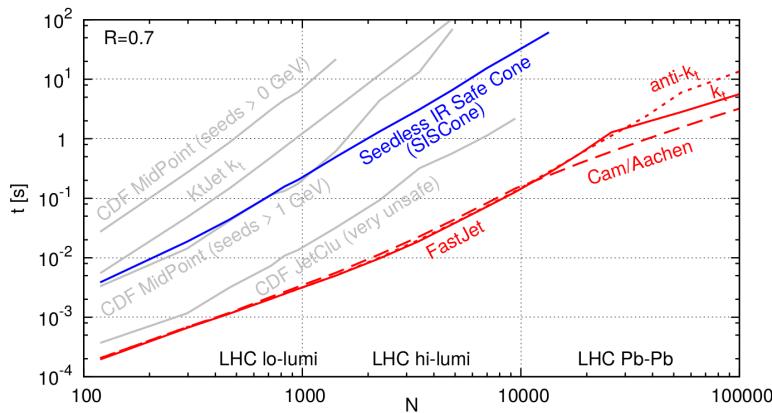


Figure 4.6 – Temps de recombinaison d'un événement dijet simulé de 50 GeV contenant N interactions d'empilement pour différents algorithmes de reconstruction des jets [58].

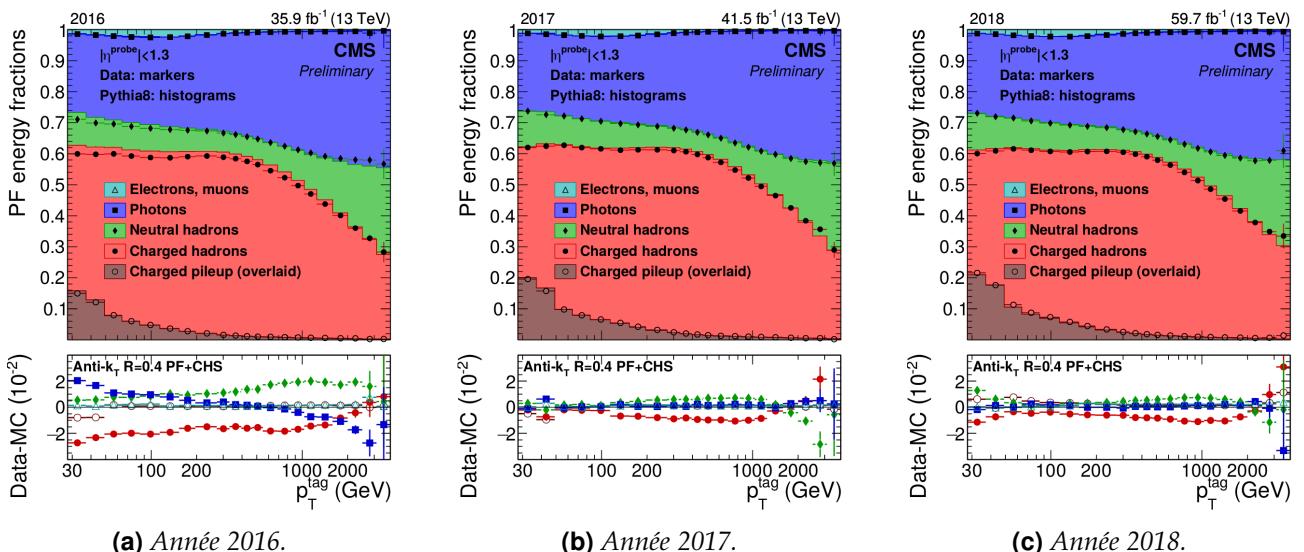


Figure 4.7 – Composition des jets reconstruits à l'aide de l'algorithme anti- k_T lors du Run II [59] en fonction de l'impulsion transverse du jet. La partie Charged pileup (overlaid) en brun correspond à la fraction du jet retirée par la procédure CHS décrite section 4.1.

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 46, 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 4.1 – 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 4.2 – 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 4.3 – 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 4.4 – 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

$$b \rightarrow cW^-, \quad \bar{b} \rightarrow \bar{c}W^+, \quad b \rightarrow uW^-, \quad \bar{b} \rightarrow \bar{u}W^+. \quad (4.8)$$

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 [60, 61] 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 4.8.

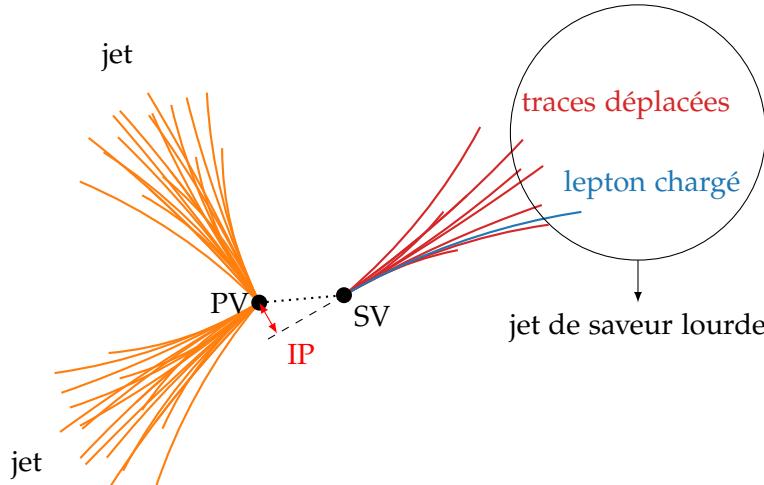


Figure 4.8 – Illustration d'un jet de saveur lourde. Les particules composant ce jet proviennent d'un vertex secondaire (SV), différent du vertex primaire (PV) où a lieu la collision entre les protons et la formation du hadron lourd à l'origine du SV. Le paramètre d'impact (IP) est également indiqué.

Le boson W issu du changement de saveur du quark b se désintègre leptoniquement dans 30 % des cas [4] selon

$$W^\pm \rightarrow \ell^\pm \nu_\ell. \quad (4.9)$$

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

$$W^\pm \rightarrow q\bar{q}. \quad (4.10)$$

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

$$c \rightarrow sW^+, \quad \bar{c} \rightarrow \bar{s}W^-, \quad (4.11)$$

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 [61] 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 2.

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 [62].

3.3.2 Identification de la saveur des jets

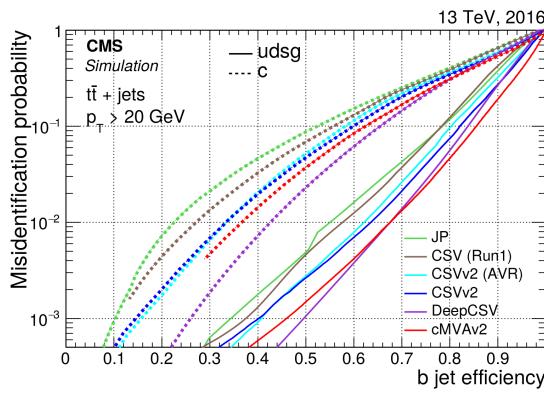
Les jets présentent ainsi des propriétés caractéristiques, selon qu'il s'agisse de jets légers (quarks d , u ou s), de jets lourds (quarks c ou b) ou de jets issus d'un gluon. En utilisant ces propriétés, des algorithmes d'identification de la saveur des jets ont été mis au point par la collaboration CMS [63]. Les avancées récentes dans le domaine du *Deep Learning*, appliquées à l'identification des jets [64], ont permis l'amélioration de ces algorithmes. L'algorithme DEEPCSV [65] a ainsi été développé.

Les variables utilisées dans cet algorithme sont décrites dans la référence [65]. 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 [66] et TENSORFLOW [67].

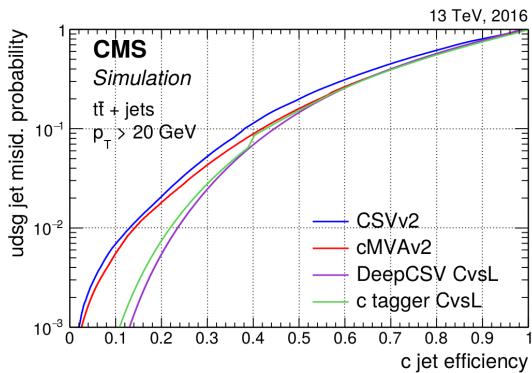
Les performances ainsi obtenues pour l'algorithme DEEPCSV sont comparées à d'autres algorithmes d'identification de la saveur des jets sur la figure 4.9. Les algorithmes CMVAV2 et DEEPCSV présentent les meilleures performances en termes d'identification des jets de quark b . Pour le traitement des jets 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 [62] 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 4.10.

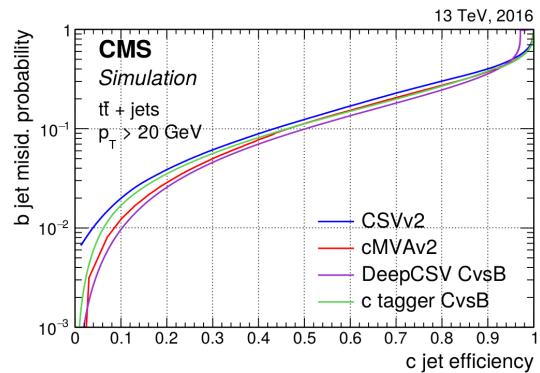
6. Les quarks portent une couleur, les antiquarks une anticoloreur et les gluons portent une couleur et une anticoloreur.



(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 4.9 – Comparaison des performances des algorithmes d'identification de la saveur des jets [65].

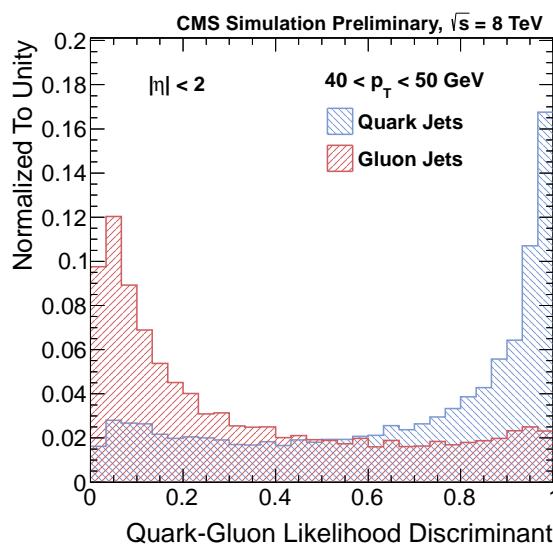


Figure 4.10 – Densité de probabilité de la fonction de vraisemblance utilisée pour discriminer les jets issus de gluons de ceux issus de quarks [62]. En rouge, pour les jets issus de gluons. En bleu, pour des jets issus de quarks.

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 [68].

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 [68]. La figure 4.11 résume ces étapes, décrites plus en détails dans les sections qui suivent.

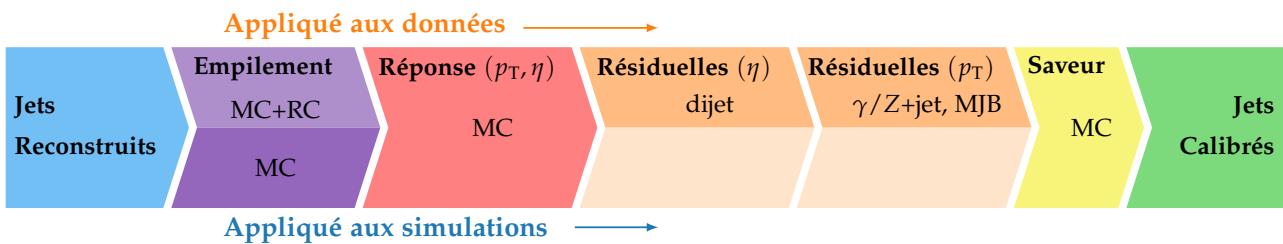


Figure 4.11 – Étapes successives de la JEC pour les données et les simulations [68]. Les corrections des étapes marquées « MC » sont obtenues par l'étude de simulations, celles marquées « RC » par une méthode de cône aléatoire (Random Cone). Les types d'événements utilisés dans les corrections résiduelles sont également indiqués.

Distinguons trois stades ou « niveaux » de connaissance sur les particules.

- Le niveau « particule », noté p_{T} , 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.

Définissons également une variable importante pour ce chapitre, la réponse d'un jet,

$$R = \frac{p_{\text{T}}}{p_{\text{T}_{\text{ptcl}}}}. \quad (4.12)$$

La réponse peut être définie à différents niveaux, et par définition $R_{\text{ptcl}} = 1$. Si la JEC est correcte, alors les variables corrigées doivent correspondre sensiblement aux variables au niveau particule, c'est-à-dire $R_{\text{corr}} \simeq 1$. Sur la figure 4.12 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 4.12c, 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 [68]. 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.

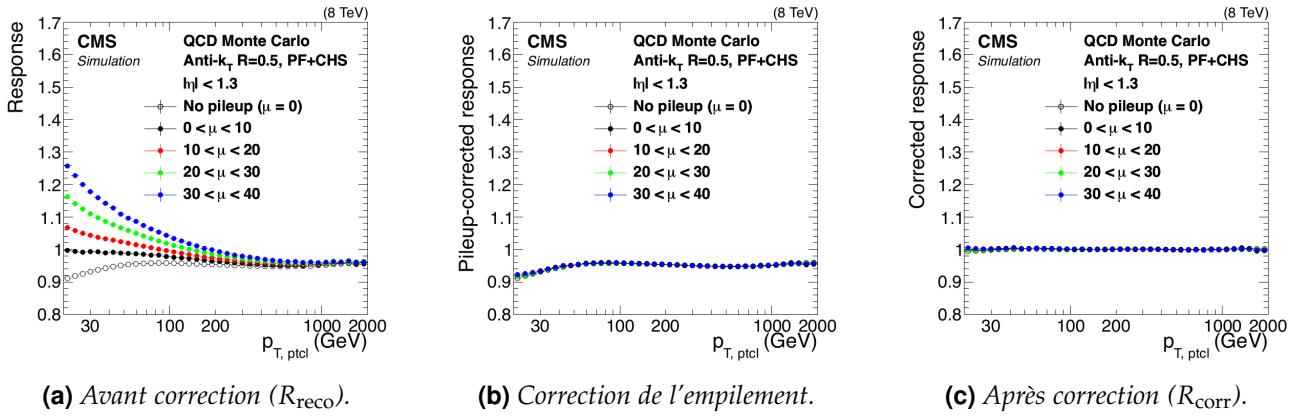


Figure 4.12 – Valeur moyenne de la réponse de jets d'événements QCD simulés en fonction de p_T, ptcl à différentes étapes de la JEC [68] et pour différentes valeurs d'interactions d'empilement μ .

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, $p_{T, \text{reco}}^{\text{CHS}}$.

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

$$\mathcal{C}_{\text{PU}}(p_{T, \text{reco}}^{\text{CHS}}, \eta, A_j, \rho) = 1 - \frac{[\rho_0(\eta) + \rho \beta(\eta)(1 + \gamma(\eta) \log p_{T, \text{reco}}^{\text{CHS}})] A_j}{p_{T, \text{reco}}^{\text{CHS}}} \quad (4.13)$$

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 $p_{T, \text{ptcl}}^{\text{add}}$, estimée à partir d'événements QCD multijet simulés avec et sans empilement, telle que

$$\langle p_{T, \text{ptcl}}^{\text{add}} \rangle(\rho, \eta, p_{T, \text{reco}}^{\text{CHS}}) = \langle p_{T, \text{ptcl}}^{\text{avec PU}} - p_{T, \text{ptcl}}^{\text{sans PU}} \rangle, \quad (4.14)$$

7. Le phénomène d'empilement est décrit dans la section 1.4 du chapitre 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 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 (4.13) qui peut se réécrire

$$\mathcal{C}_{\text{PU}}(p_{T\text{reco}}^{\text{CHS}}, \eta, A_j, \rho) = 1 - \frac{\langle p_{T\text{ptcl}}^{\text{add}} \rangle}{p_{T\text{reco}}^{\text{CHS}}}. \quad (4.15)$$

La figure 4.13 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 4.13b 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 [68].

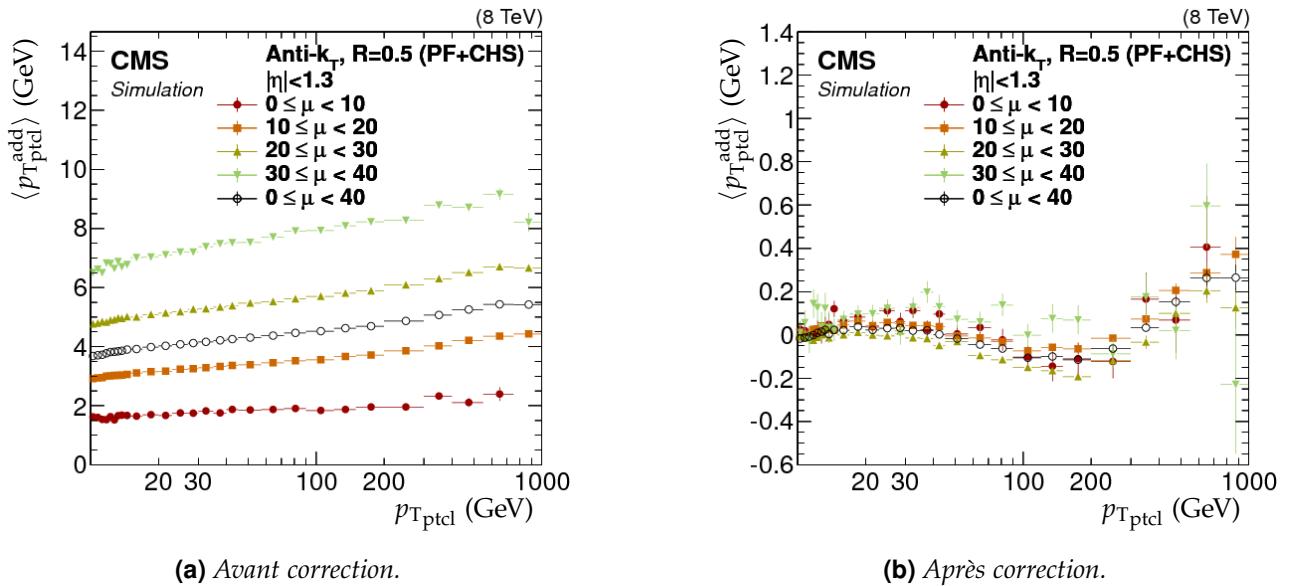


Figure 4.13 – Contribution additionnelle de l'empilement au niveau particule telle que définie dans l'équation (4.14) pour $|\eta| < 1,3$ en fonction de l'impulsion du jet au niveau particule pour différentes valeurs du nombre d'interaction d'empilement (μ) [68].

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

$$\langle p_{T\text{add}} \rangle^{\text{RC}} = \langle p_{T\text{cône}} \rangle. \quad (4.16)$$

Il est alors possible de définir un facteur d'échelle à appliquer aux paramètres ρ_0 et β de l'équation (4.13) lorsque cette correction est appliquée aux données. Ce facteur d'échelle s'exprime

$$\frac{\langle p_{T\text{add}} \rangle_{\text{données}}^{\text{RC}}(\eta, \rho_{\text{données}})}{\langle p_{T\text{add}} \rangle_{\text{simulation}}^{\text{RC}}(\eta, \rho_{\text{simulation}})}. \quad (4.17)$$

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 [69], combinée à PYTHIA 6.4 [70] avec les réglages Z2* [71], est représentée sur la figure 4.14 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.

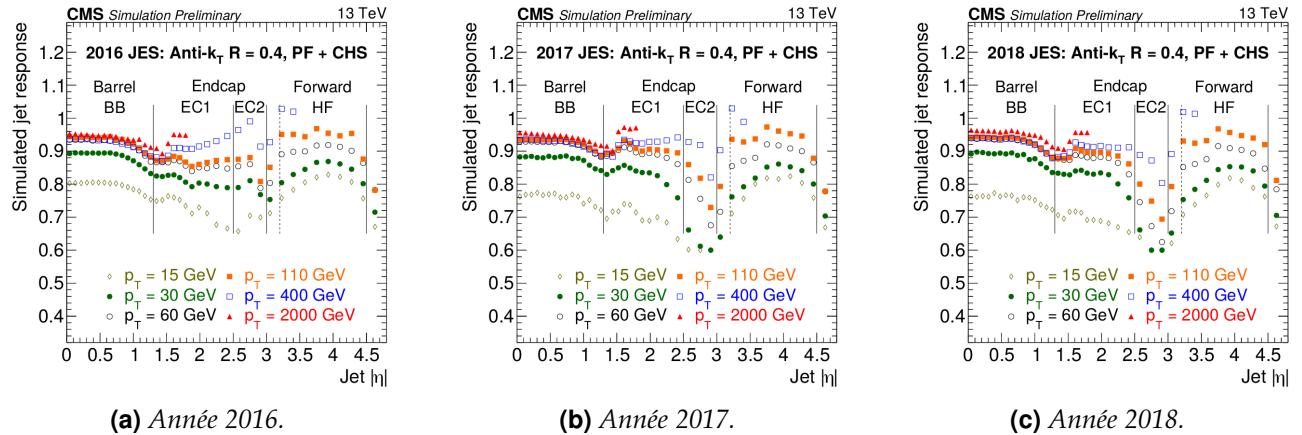


Figure 4.14 – Réponse des jets reconstruits en fonction de p_T et η lors du Run II [59]. La chute de la réponse des jets dans la région $|\eta| \simeq 3$ est due à la transition entre le bouchon (Endcap) et la partie avancée (Forward) du détecteur. Pour $|\eta| > 4,5$, les limites du détecteur en termes 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

$$\mathcal{C}_{\text{R}\bar{\text{e}}\text{p}}(p_{T_{\text{reco}}}, \eta) = \frac{\langle p_{T_{\text{ptcl}}} \rangle}{\langle p_{T_{\text{reco}}} \rangle} = \frac{1}{\langle R'_{\text{reco}} \rangle} \quad (4.18)$$

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 [68].

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 »,

$$\vec{E}_T^{\text{miss, type-I}} = \vec{E}_T^{\text{miss, reco}} + \sum_{\substack{\text{jets} \\ p_{T_{\text{reco}}} > 15 \text{ GeV}}} (\vec{p}_{T_{\text{reco}}} - \vec{p}_{T_{\text{corr}}}) - \vec{\mathcal{O}}_{\text{RC}} \quad (4.19)$$

où $\vec{p}_{T_{\text{corr}}}$ correspond à l'impulsion transverse du jet après correction de la réponse du détecteur et $\vec{\mathcal{O}}_{\text{RC}}$ 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

$$\mathcal{C}_{\text{Res}} = \frac{R_{\text{simulations}}}{R_{\text{données}}}. \quad (4.20)$$

8. L'impulsion transverse manquante est définie dans la section 4.4 du chapitre 3.

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 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

$$\vec{p}_{T\text{ptcl}}^{\text{réf}} + \vec{p}_{T\text{ptcl}}^{\text{jet}} = \vec{0} \Rightarrow p_{T\text{ptcl}}^{\text{jet}} = p_{T\text{ptcl}}^{\text{réf}}. \quad (4.21)$$

Ainsi, au niveau reconstruit⁹,

$$\vec{p}_{\text{reco}}^{\text{réf}} + \vec{p}_{\text{reco}}^{\text{jet}} = \vec{0} \Leftrightarrow \vec{p}_{T\text{ptcl}}^{\text{réf}} + R_{\text{bal}} \vec{p}_{T\text{ptcl}}^{\text{jet}} = \vec{0} \quad (4.22)$$

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

$$\vec{p}_{\text{reco}}^{\text{réf}} \simeq \vec{p}_{T\text{ptcl}}^{\text{réf}} = \vec{p}_T^{\text{réf}}. \quad (4.23)$$

La réponse balancée R_{bal} est alors définie comme

$$R_{\text{bal}}(p_T, \eta) = \frac{p_{T\text{reco}}^{\text{jet}}}{p_T^{\text{réf}}} \quad (4.24)$$

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

$$\vec{p}_{T\text{ptcl}}^{\text{réf}} + \vec{p}_{T\text{ptcl}}^{\text{recul}} = \vec{0} \Rightarrow \vec{p}_{\text{reco}}^{\text{réf}} + \vec{p}_{\text{reco}}^{\text{recul}} = -\vec{E}_T^{\text{miss}} \Leftrightarrow \vec{p}_{\text{reco}}^{\text{réf}} + R_{\text{MPF}} \vec{p}_{T\text{ptcl}}^{\text{recul}} = -\vec{E}_T^{\text{miss}}. \quad (4.25)$$

En appliquant (4.23) à l'équation précédente, il est possible d'écrire

$$\vec{p}_T^{\text{réf}} - R_{\text{MPF}} \vec{p}_T^{\text{réf}} = -\vec{E}_T^{\text{miss}}, \quad (4.26)$$

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

$$R_{\text{MPF}}(p_T, \eta) = 1 + \frac{\vec{p}_T^{\text{réf}} \cdot \vec{E}_T^{\text{miss}}}{|\vec{p}_T^{\text{réf}}|^2}. \quad (4.27)$$

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 4.15 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 + 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 $p_T < 200$ GeV ;

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

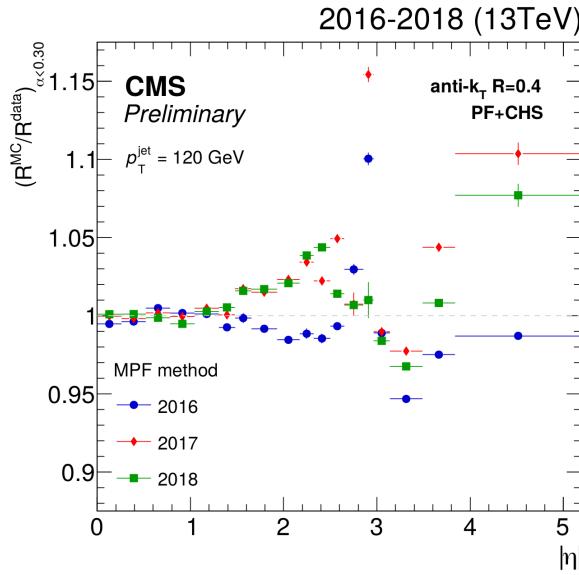


Figure 4.15 – Correction résiduelle relative en η lors du Run II obtenue avec des événements dijet et la méthode MPF [59].

- 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 + 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 4.16 dans le cas des jets de pseudo-rapidité $|\eta| < 1,3$.

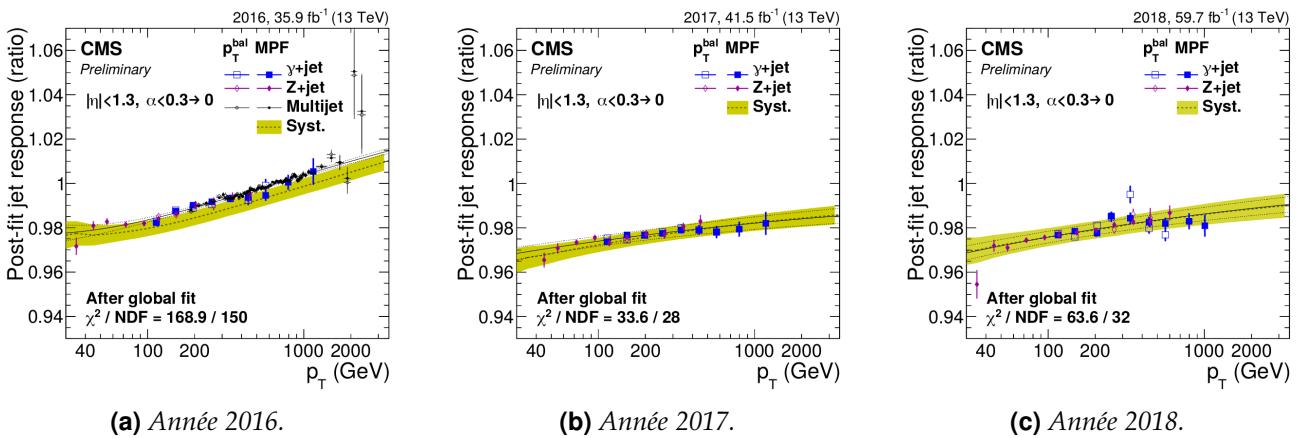


Figure 4.16 – Correction résiduelle absolue en p_T pour $|\eta| < 1,3$ lors du Run II obtenue par ajustement global sur les événements $\gamma + \text{jets}$, Z + jets et multijet [59].

L'analyse des événements $\gamma + \text{jets}$ utilisés dans ces ajustements globaux pour les années 2018, utilisés dans la figure 4.16c, 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 [68]. 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 \mathcal{C}_{Sav} à appliquer aux données et aux simulations, obtenue à l'aide de PYTHIA 6.4 [70] avec les réglages Z2* [71] sur des événements di-jet, $Z + \text{jets}$ et $\gamma + \text{jets}$ simulés, est représentée sur la figure 4.17. Elle est de moins de 2 % en-deçà de 100 GeV mais peut atteindre 4 % à bas p_T .

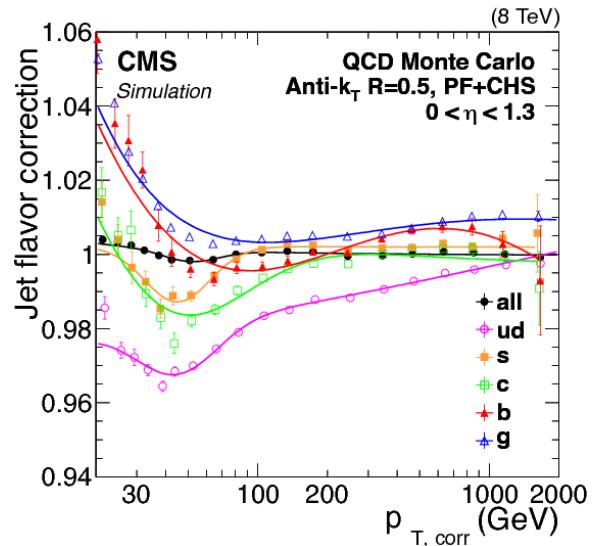


Figure 4.17 – Correction résiduelle de saveur en fonction de l'impulsion du jet préalablement corrigée par les corrections décrites dans les sections précédentes, $p_{T,\text{corr}}$, pour des jets de pseudo-rapidité $|\eta| < 1,3$ [68].

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 [59] :

Échelle absolue ou *Absolute scale* sur les légendes des figures 4.18a à 4.18f. 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 4.18a à 4.18f. 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 4.18a à 4.18f. 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.

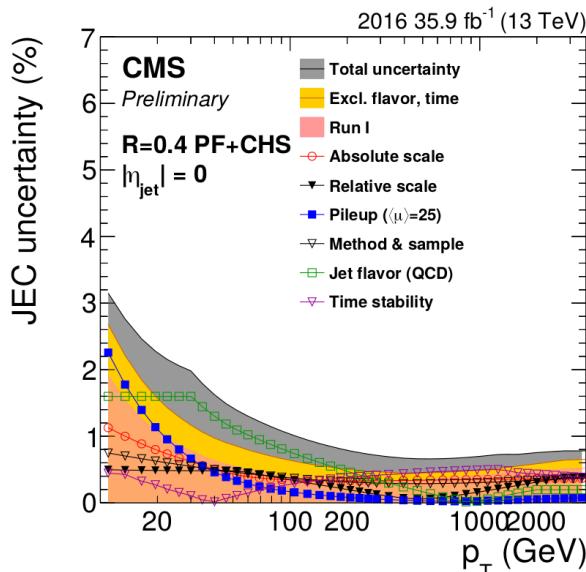
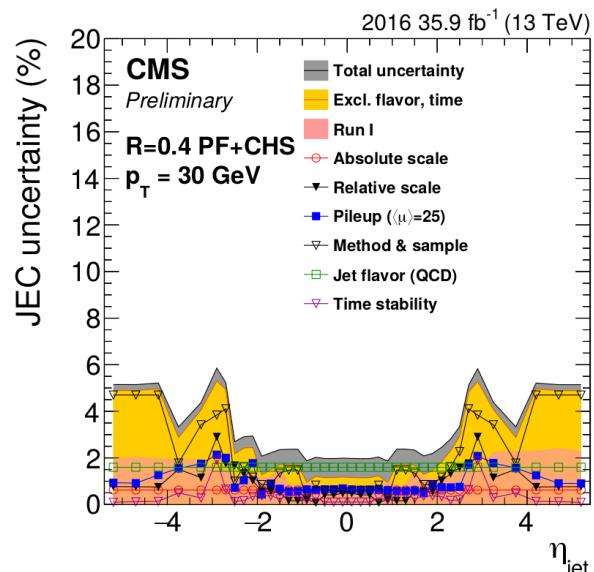
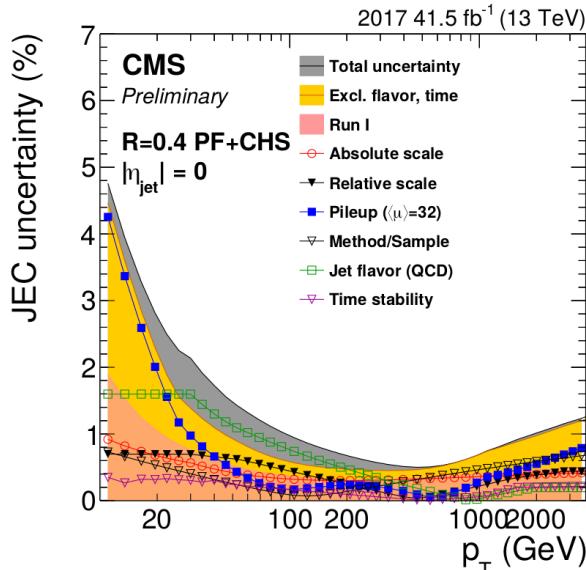
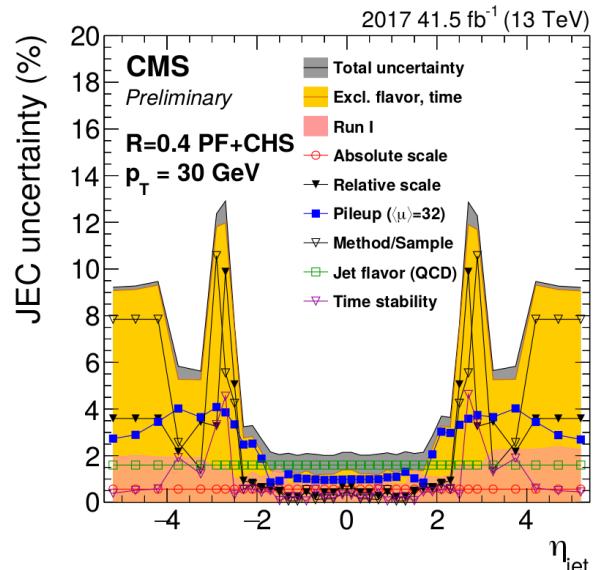
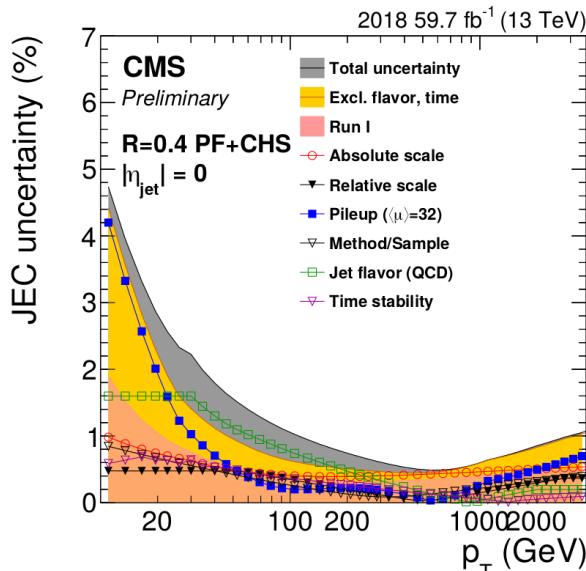
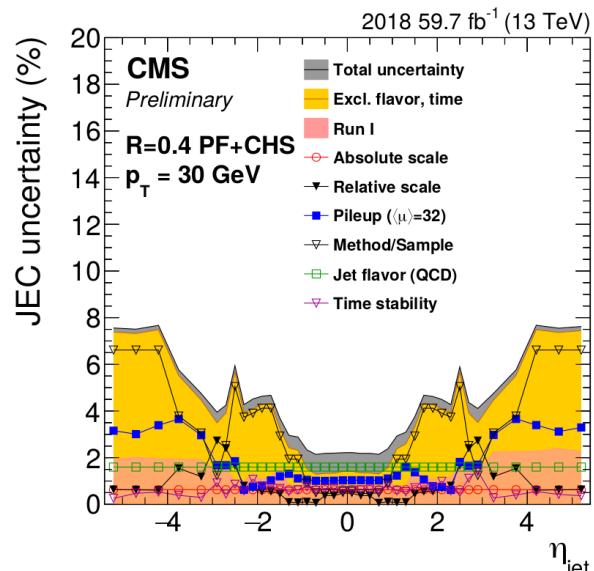
Méthode et jeux de données ou *Method & sample* sur les légendes des figures 4.18a à 4.18f. Cette incertitude correspond aux écarts observés entre les méthodes utilisant les réponses R_{bal} et R_{MPF} d'une part et entre les analyses utilisant les événements $Z + \text{jets}$, $\gamma + \text{jets}$ et dijet d'autre part.

Saveur ou *Jet flavor* sur les légendes des figures 4.18a à 4.18f. 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 [70] et HERWIG [72].

Stabilité temporelle ou *Time stability* sur les légendes des figures 4.18a à 4.18f. 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 $p_T = 30$ 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 4.18 – Incertitudes relatives sur la JEC lors du Run II [59].**

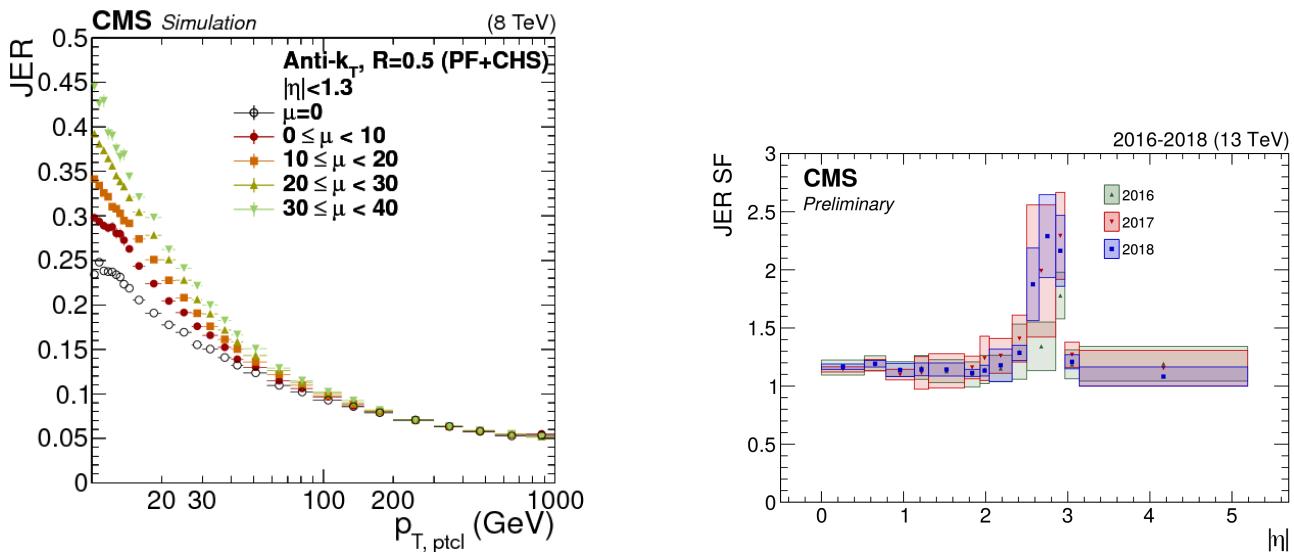
La figure 4.18 résume les valeurs de ces incertitudes pour les trois années du Run II. L'incertitude globale sur la JEC est généralement inférieure à 2 %, excepté pour les cas $p_T \leq 30 \text{ GeV}$ ou $|\eta| \geq 2$ où elle peut être de l'ordre de 10 %.

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 [68]. 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 4.19a. 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 4.19b. 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 [68].*

(b) *Facteurs d'échelle de la résolution en énergie des jets en fonction de η lors du Run II [59].*

Figure 4.19 – 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 4.20, 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 4.19a, la résolution minimale est de 5 %. L'utilisation de photons comme objet de référence est donc justifiée.

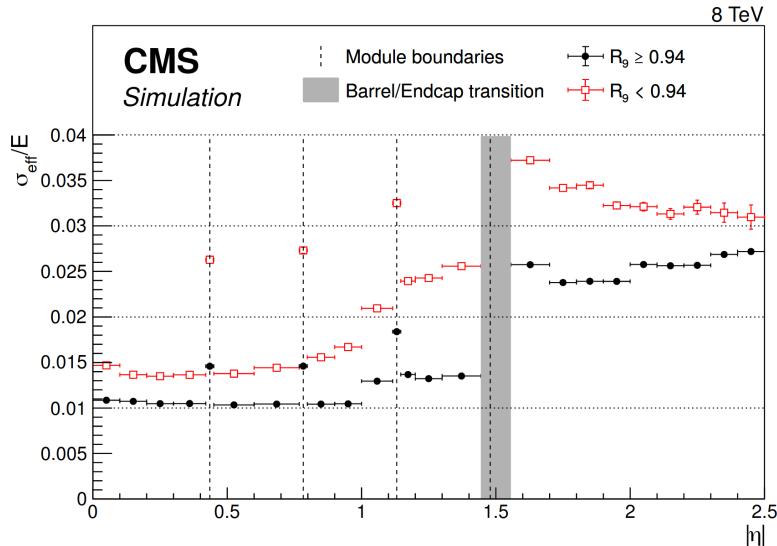


Figure 4.20 – Résolution relative en énergie des photons en fonction de η pour des événements simulés $h \rightarrow \gamma\gamma$ [73]. La variable R_9 est définie page 63.

Des diagrammes de Feynman correspondant à des événements $\gamma + \text{jets}$ sont présentés sur la figure 4.21. 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

$$\vec{p}_{\text{T ptcl}} + \vec{p}_{\text{T ptcl}}^{\text{jet}} = \vec{0} \Rightarrow p_{\text{T ptcl}} = p_{\text{T ptcl}}^{\text{jet}}. \quad (4.28)$$

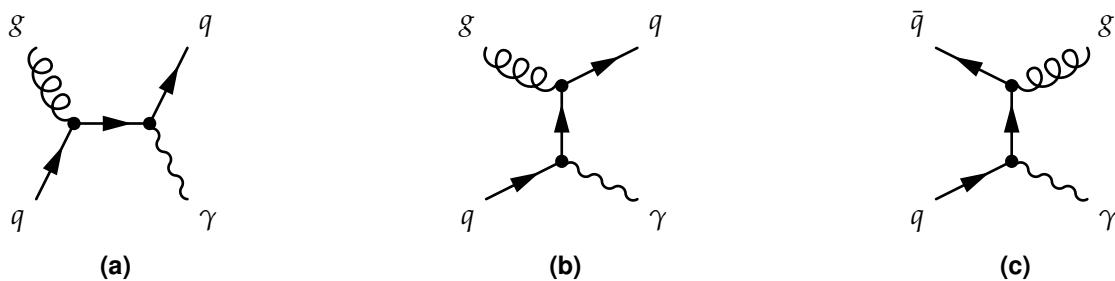


Figure 4.21 – Exemples de diagrammes de Feynman de processus physiques donnant un photon et un jet dans l'état final.

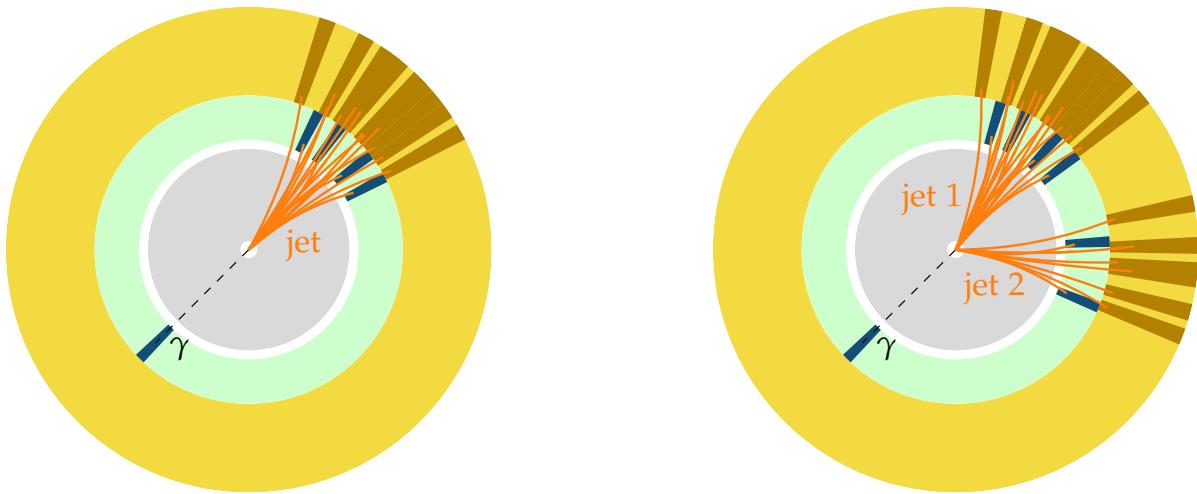
L'impulsion transverse du jet doit donc être égale à celle du photon, objet de référence. La bonne résolution en énergie sur les photons permet de considérer que leur impulsion transverse au niveau reconstruit est égale à leur impulsion transverse au niveau particule. Ainsi, la méthode de la balance¹³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

$$R_{\text{bal}} = \frac{p_{\text{T reco}}^{\text{jet}}}{p_{\text{T}}^{\gamma}}, \quad (4.29)$$

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 4.22a.

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 4.21.

(b) Topologie typique des événements correspondant au diagramme de la figure 4.23c.

Figure 4.22 – 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 4.23b et 4.23d. 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 [74], il est donc possible de sélectionner de manière stricte les événements afin d'obtenir une bonne pureté tout en conservant une statistique suffisante.

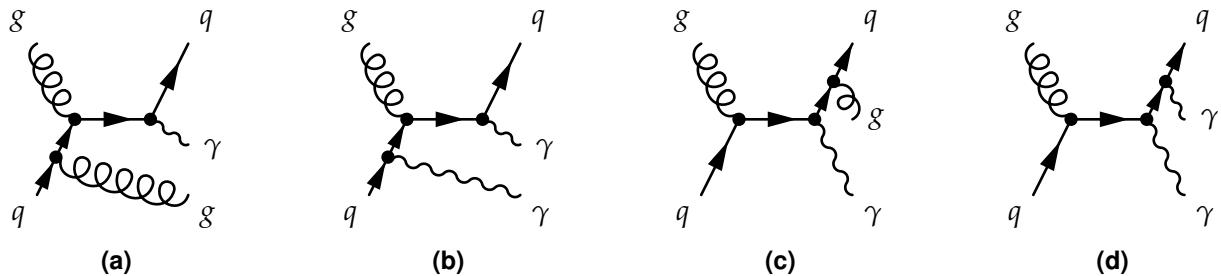


Figure 4.23 – Exemples de diagrammes de Feynman de processus avec ISR (4.23a, 4.23b) ou FSR (4.23c, 4.23d) donnant des événements avec deux jets (4.23a, 4.23c) ou deux photons (4.23b, 4.23d) dans l'état final.

L'ISR et le FSR peuvent aussi produire un gluon, ce qui correspond aux diagrammes de Feynman des figures 4.23a et 4.23c. Plusieurs jets sont alors présents dans l'état final et sont ordonnés par impulsion transverse décroissante. Le cas de la figure 4.23a, 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 4.23c, 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 4.22b. 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,

$$R_{bal} = \frac{p_{T\text{reco}}^{\text{jet } 1}}{p_{T\gamma}}. \quad (4.30)$$

La présence d'un jet secondaire, comme sur la figure 4.22b, 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 4.22a.

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

$$\alpha = \frac{p_{T\text{reco}}^{\text{jet } 2}}{p_T^\gamma}. \quad (4.31)$$

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

$$R_{MPF} = 1 + \frac{\vec{p}_T^\gamma \cdot \vec{E}_T^{\text{miss}}}{|\vec{p}_T^\gamma|^2}, \quad (4.32)$$

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 4.30, page 71, 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 4.30 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 4.5a et 4.5b.

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 4.5 – Liste des périodes de prise de données considérées et luminosités correspondantes.

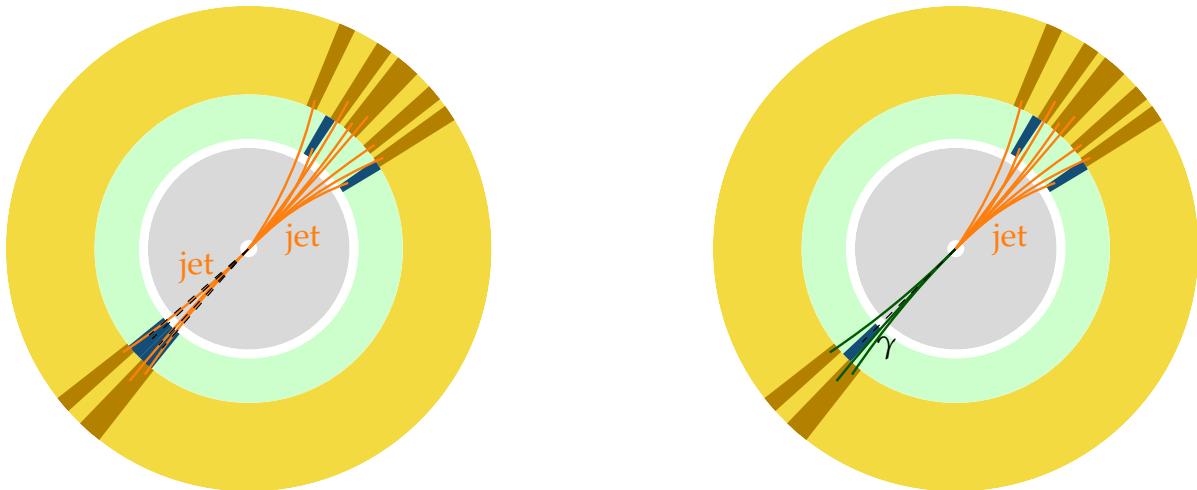
Simulations Les simulations utilisées contiennent des événements $\gamma + \text{jets}$ de type $qg \rightarrow q\gamma$, comme ceux des figures 4.21a et 4.21b, et $qq \rightarrow g\gamma$, comme celui de la figure 4.21c. Pour l'année 2018, les événements sont générés en un seul jeu de données à l'aide de PYTHIA 8 [75] avec les réglages CP5-Flat [76] 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 [75] avec les réglages CP5 [76] et MADGRAPH 5 [77] 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 4.6.

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 4.6 – 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 [4]. 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 4.24.



(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 4.24 – 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

$$R_9 = \frac{E_{3\times 3}}{E_{SC}} \quad (4.33)$$

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* [73]. 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

$$I^{\text{corr}} = \max(I - \rho \times \mathcal{E}_A, 0) \quad (4.34)$$

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 4.7. Les coupures définissant les différents critères d'identification des photons ainsi que leurs efficacités d'identification et de réjection sont résumées dans le tableau 4.8.

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
$2,0 < \eta \leq 2,2$	0,01002	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 4.7 – 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 4.20, page 59, 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 [57] avec un paramètre $R = 0,4$ et respectant les critères définis dans le tableau 4.3 pour les données de 2018 et ceux du tableau 4.4 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 3.

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 4.8 – 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 4.22a, 4.22b et 4.24b.

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 (4.31), page 61. 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 [78]. 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 4.25.

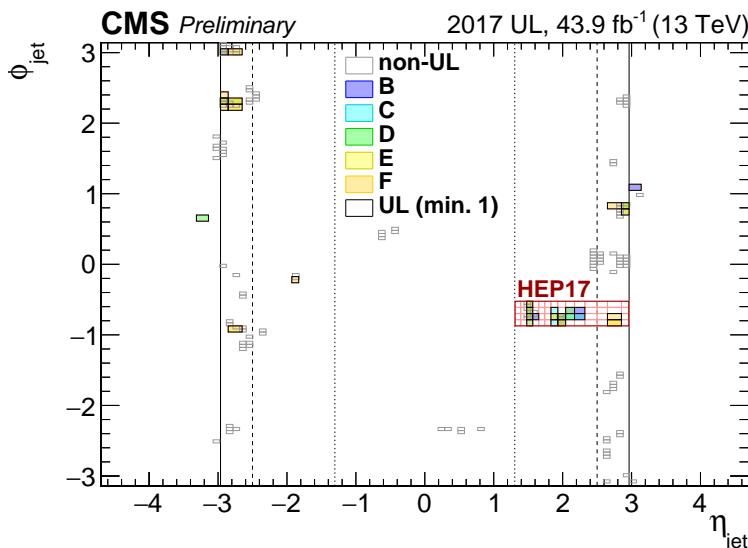


Figure 4.25 – Régions des calorimètres à exclure de l’analyse dans le plan (η, ϕ) pour les événements de 2017-UL. Certaines régions ne concernent que certaines périodes de l’année (en couleur). La région « HEP17 » correspond à l’emplacement du système de lecture expérimental « SiPM » [78].

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 4.9 – 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 sauvagardé 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 4.9.

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 4.10. Ils sont une subdivision des intervalles définis pour les chemin de déclenchement dans le tableau 4.9.

[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 4.10 – 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 4.14 en page 53. Cet effet est dû aux différentes technologies utilisées ainsi qu’au vieillissement non uniforme du détecteur. Des intervalles de pseudo-rapidité du jet sont ainsi définis dans le tableau 4.11 afin de séparer le traitement de ces différentes régions.

15. Le chemin de déclenchement est abordé dans la section 2.7 du chapitre 3.

[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 4.11 – 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 4.26 et 4.27. 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 4.28 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 4.12. 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, 0,10[[0, 0,15[[0, 0,20[[0, 0,25[[0, 0,30[
-----------	-----------	-----------	-----------	-----------

Tableau 4.12 – 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 4.12, de p_T^γ défini dans le tableau 4.10 et de η^{jet} défini dans le tableau 4.11, les distributions des réponses balancée et MPF des données et des simulations sont déterminées. Certaines de ces distributions sont représentées sur la figure 4.29.

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 représentées sur la figure 4.29. 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.

16. Voir page 60.

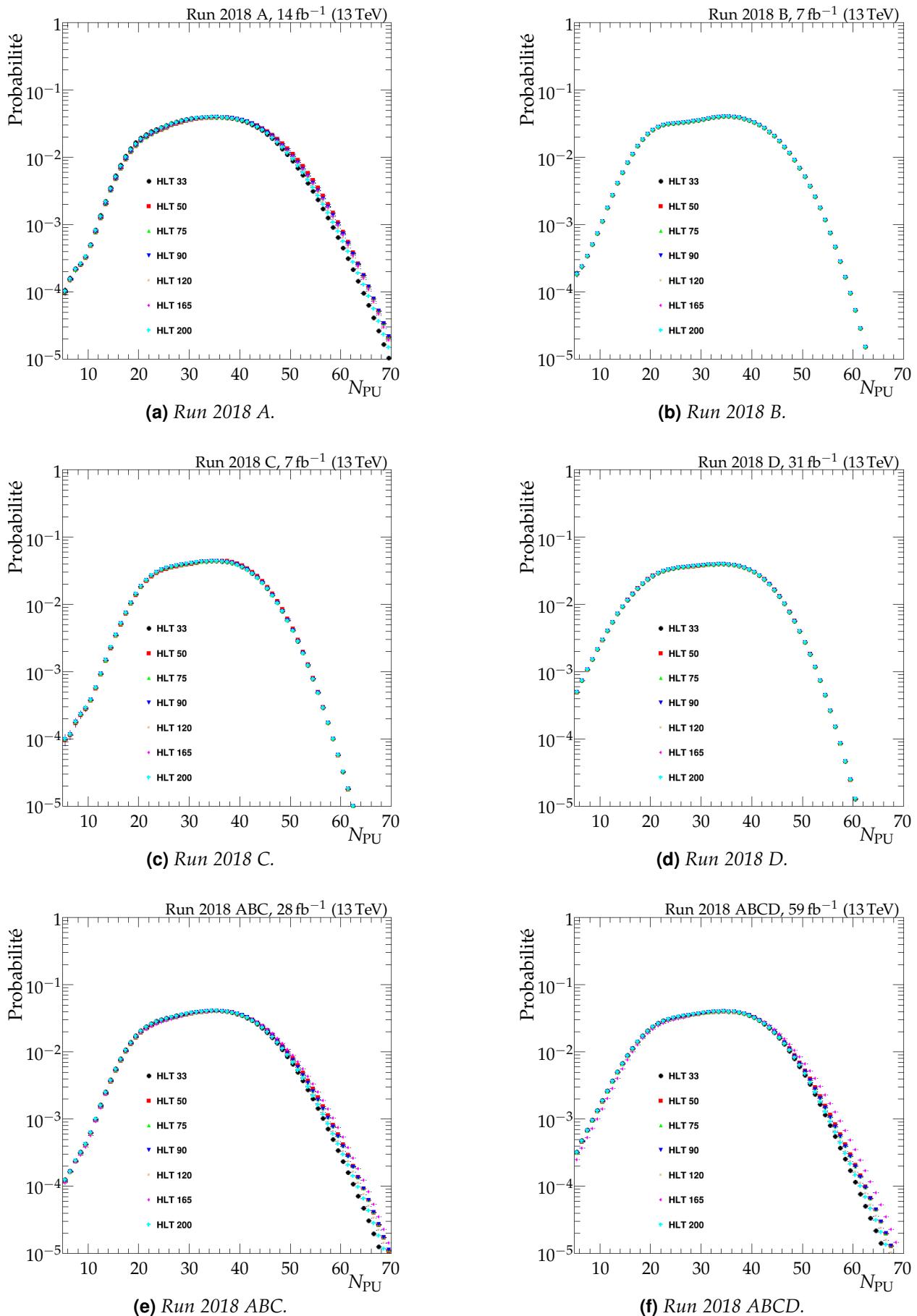


Figure 4.26 – Densités de probabilité du nombre d’interactions d’empilement N_{PU} pour les périodes de prises de données de 2018.

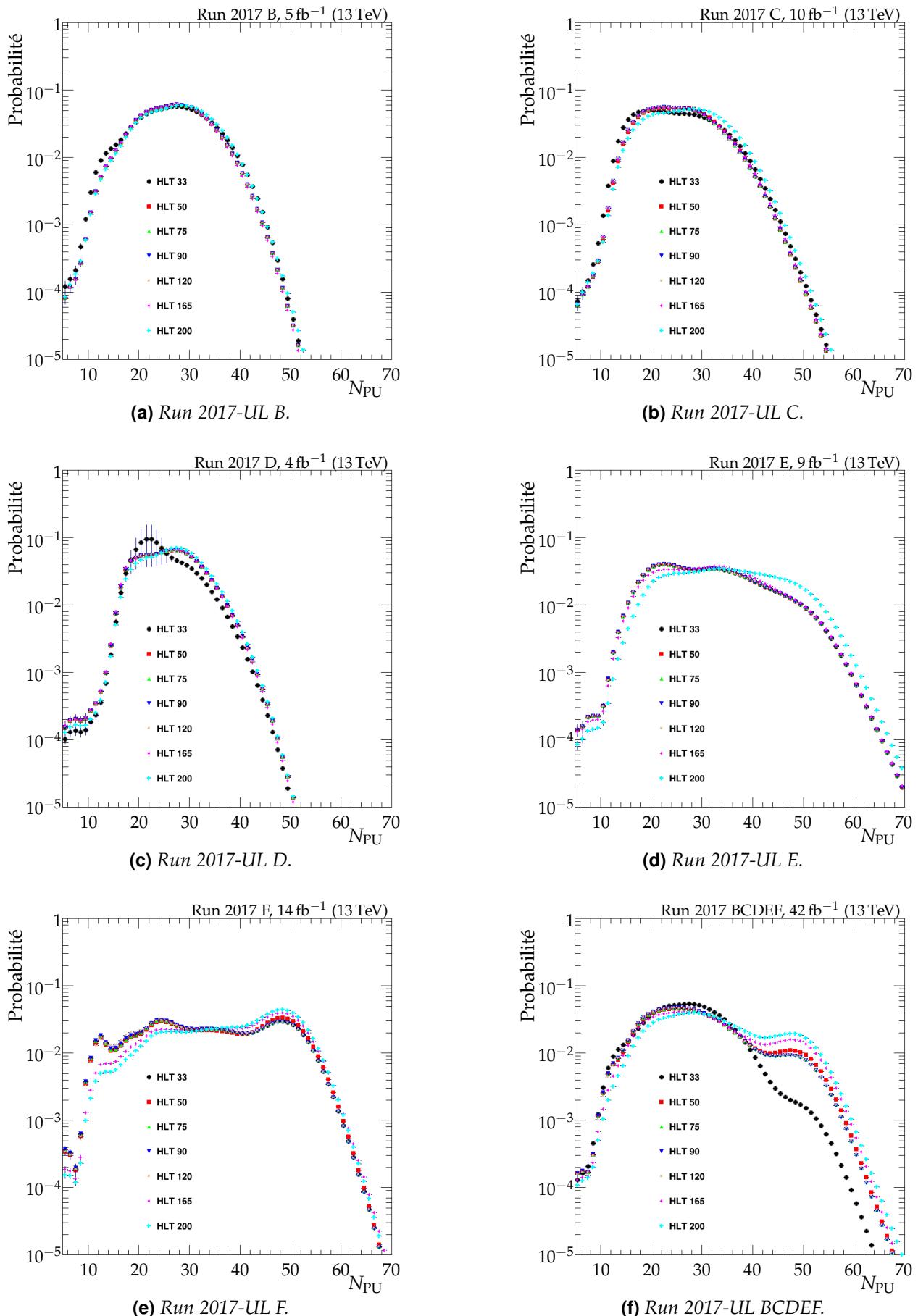


Figure 4.27 – Densités de probabilité du nombre d'interactions d'empilement N_{PU} pour les périodes de prises de données de 2017-UL.

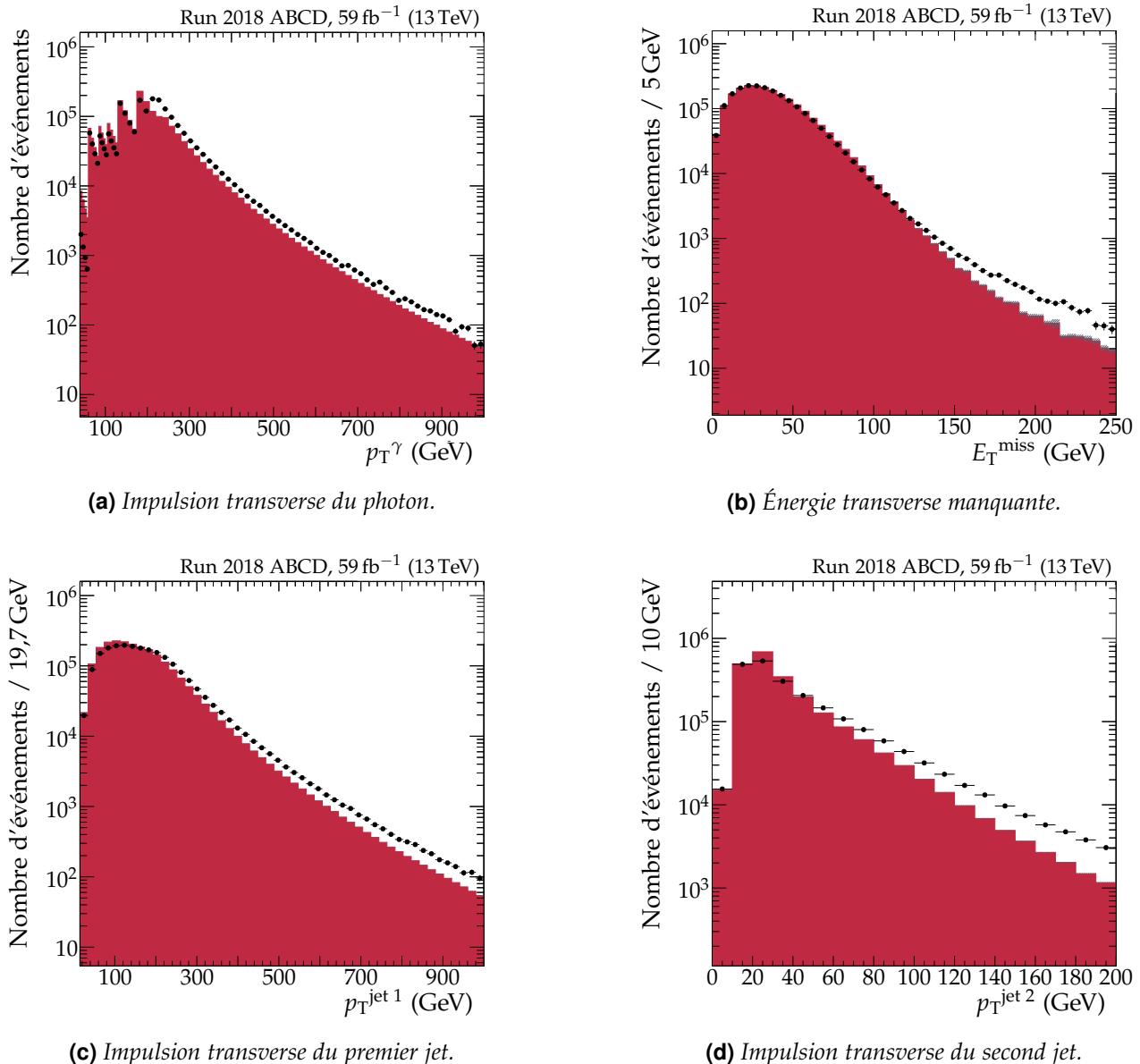


Figure 4.28 – Distributions d’observables dans les données (points noirs) et les simulations (histogramme en rouge) pour l’année 2018. Sur la figure 4.28a, l’effet des prescales (voir page 65) donnant une distribution en dents de scie est clairement visible.

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 4.12. L’utilisation des ces intervalles inclusifs permet une extrapolation linéaire en α , ce qui est réalisé sur la figure 4.30.

6.3 Résultats

La correction à appliquer aux données, définie par la formule (4.20) 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 $p_T\gamma$ défini dans le tableau 4.10 et de η^{jet} défini dans le tableau 4.11. Elle permet de ramener la réponse moyenne des jets dans les données à celle constatée dans les simulations.

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 $p_T\gamma$ dans les données et les simulations, ainsi que leurs rapports, y sont représentés.

17. Ces effets sont décrits dans la section 5.2.

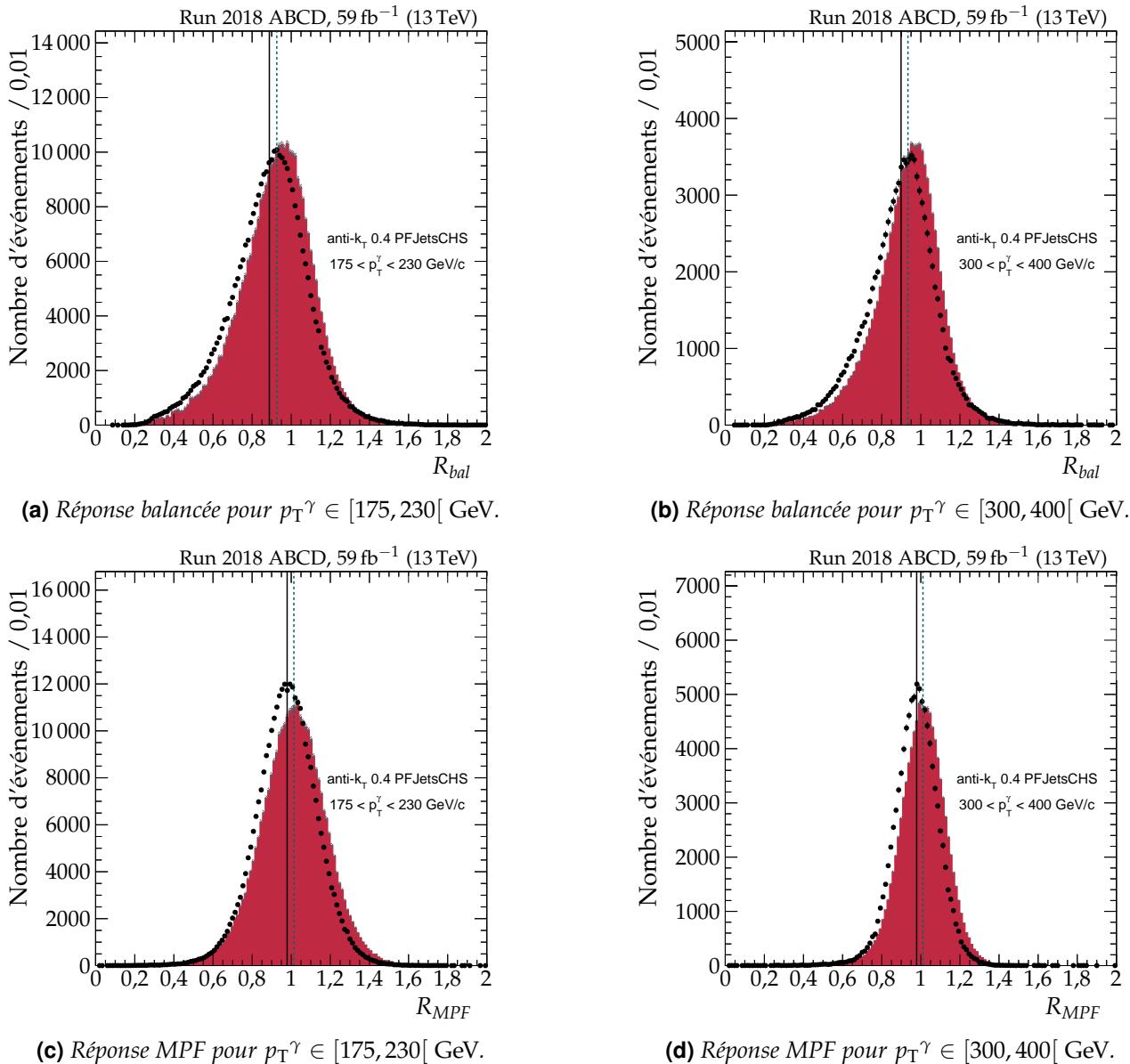


Figure 4.29 – Réponses balancée et MPF dans les données (points noirs) et simulations (histogramme en rouge) pour $\alpha < 0,3$, $|\eta^{\text{jet}}| < 1,3$ et deux intervalles de p_T^γ en 2018.

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 4.31, page 72. 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 4.32, page 73. 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 extrapolation a un effet plus important sur la réponse balancée que sur la réponse MPF.

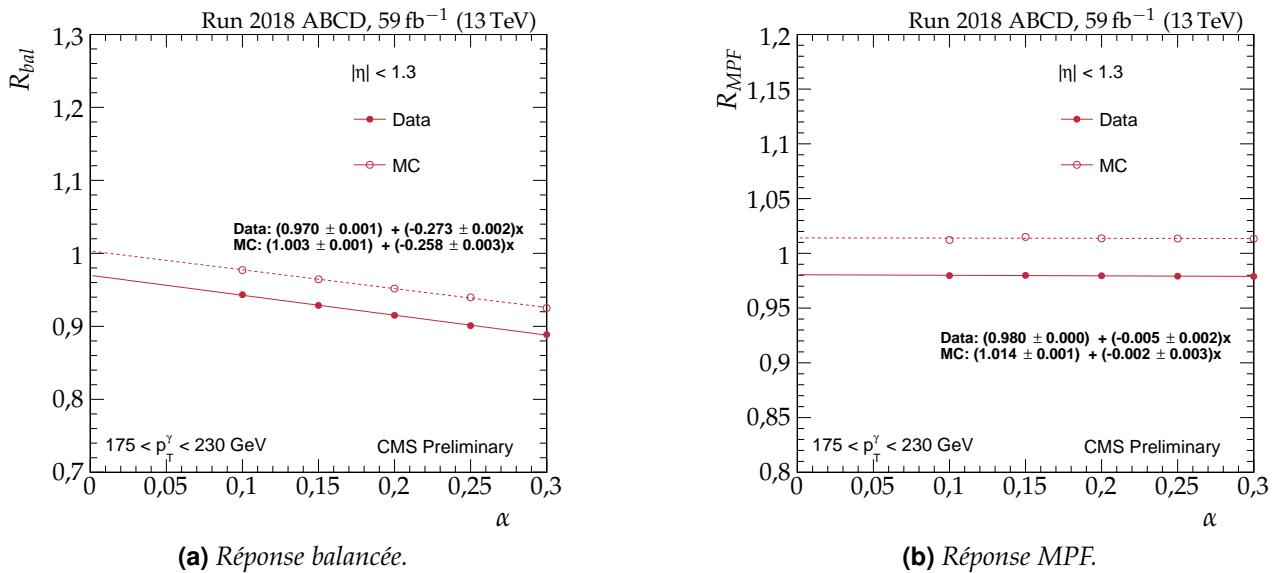


Figure 4.30 – Extrapolation vers $\alpha = 0$ de la réponse des jets pour $|\eta| < 1,3$ et $175 < p_T^\gamma < 230 \text{ GeV}$ en 2018.

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 4.33, page 74. 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 4.34, page 75. 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 4.13. 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 4.13 – 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.

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

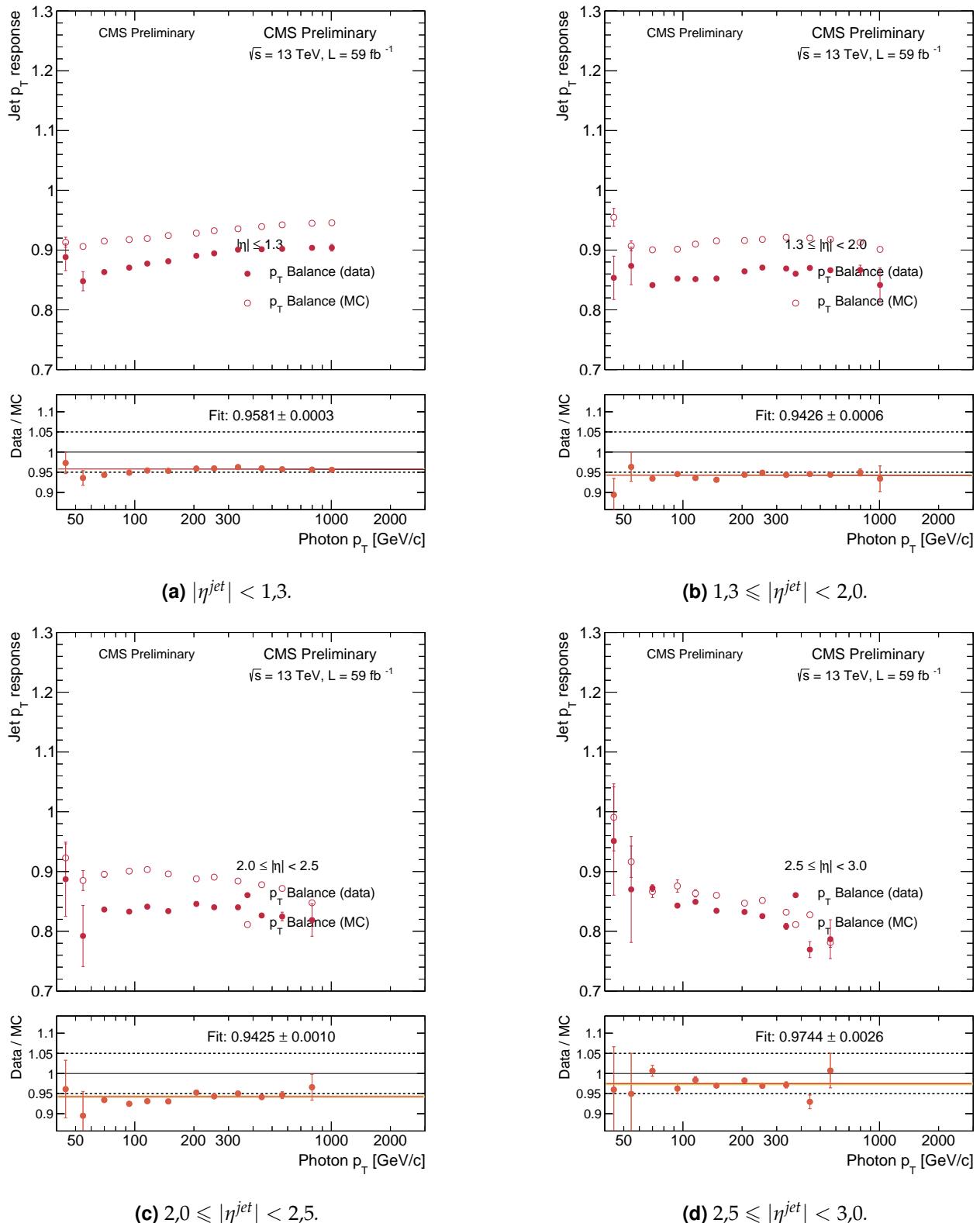


Figure 4.31 – Distributions des réponses balancées moyennes en fonction de p_T^γ pour différents intervalles de $|\eta^{jet}|$ en 2018 avant extrapolation. Le rapport données sur simulations est présenté dans chaque cas ainsi qu'un ajustement à une constante donnant l'ordre de grandeur de la correction résiduelle à appliquer.

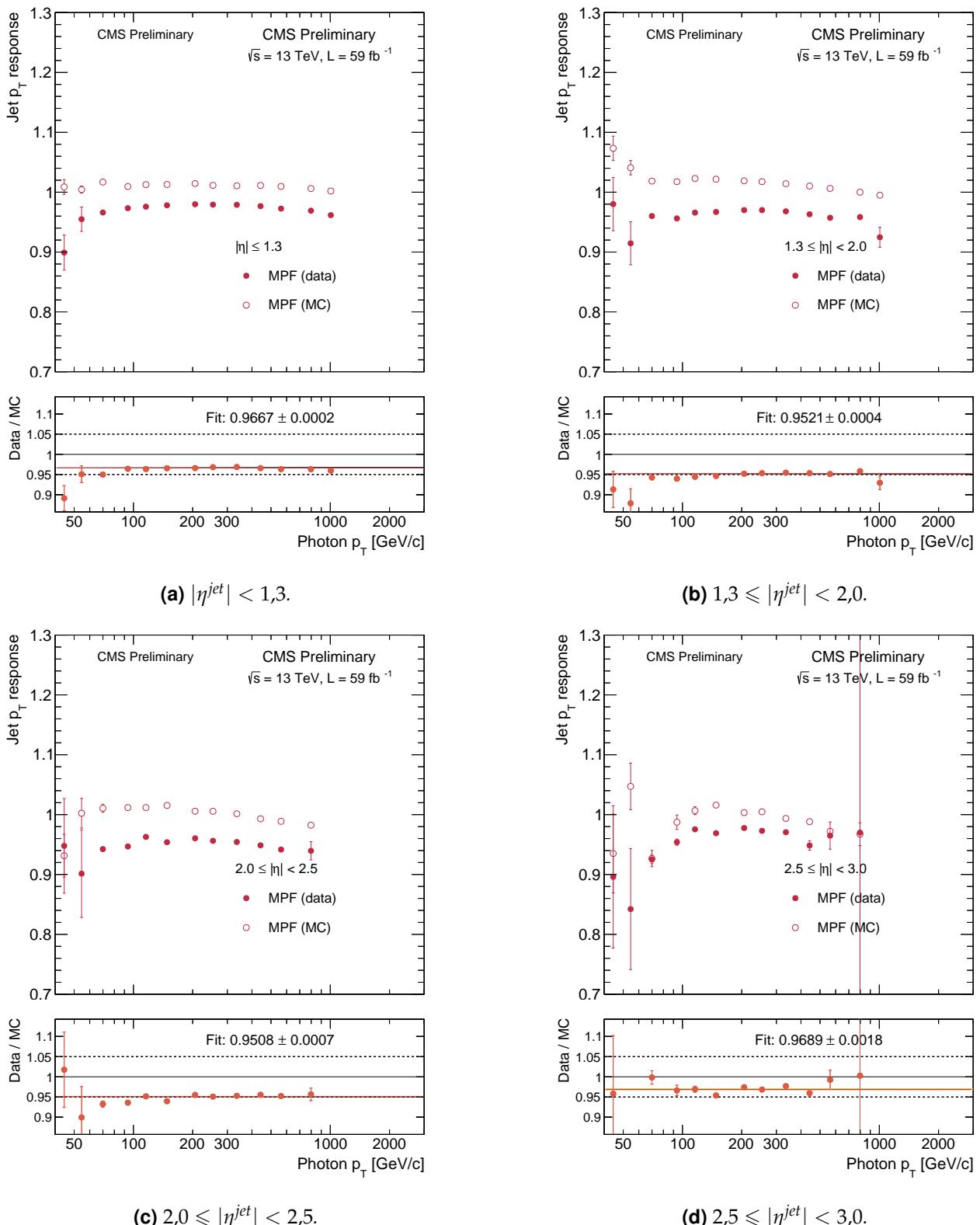


Figure 4.32 – Distributions des réponses MPF moyennes en fonction de p_T^γ pour différents intervalles de $|\eta^{jet}|$ en 2018 avant extrapolation. Le rapport données sur simulations est présenté dans chaque cas ainsi qu'un ajustement à une constante donnant l'ordre de grandeur de la correction résiduelle à appliquer.

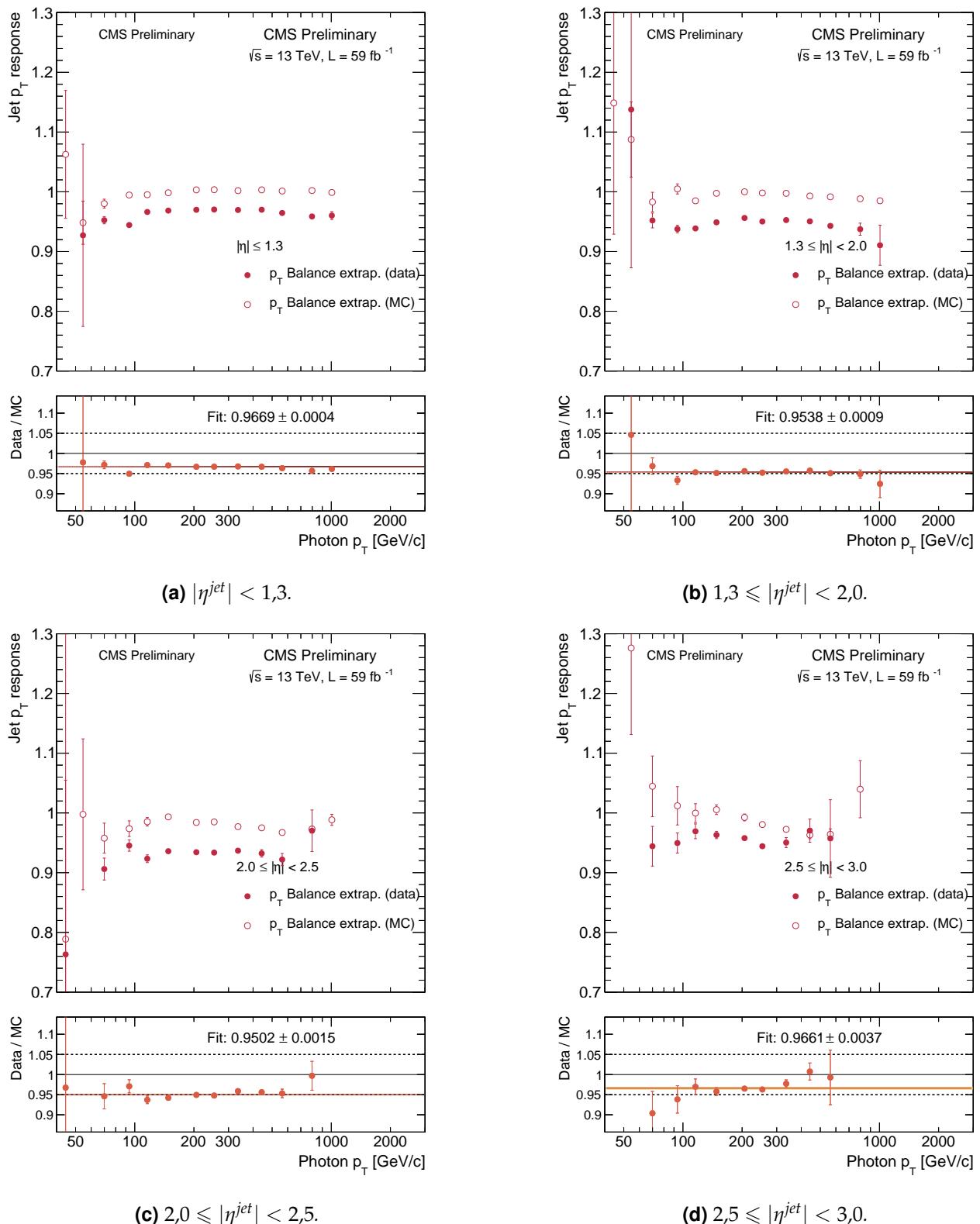


Figure 4.33 – Distributions des réponses balancées moyennes en fonction de p_T^γ pour différents intervalles de $|\eta^{jet}|$ en 2018 après extrapolation. Le rapport données sur simulations est présenté dans chaque cas ainsi qu'un ajustement à une constante donnant l'ordre de grandeur de la correction résiduelle à appliquer.

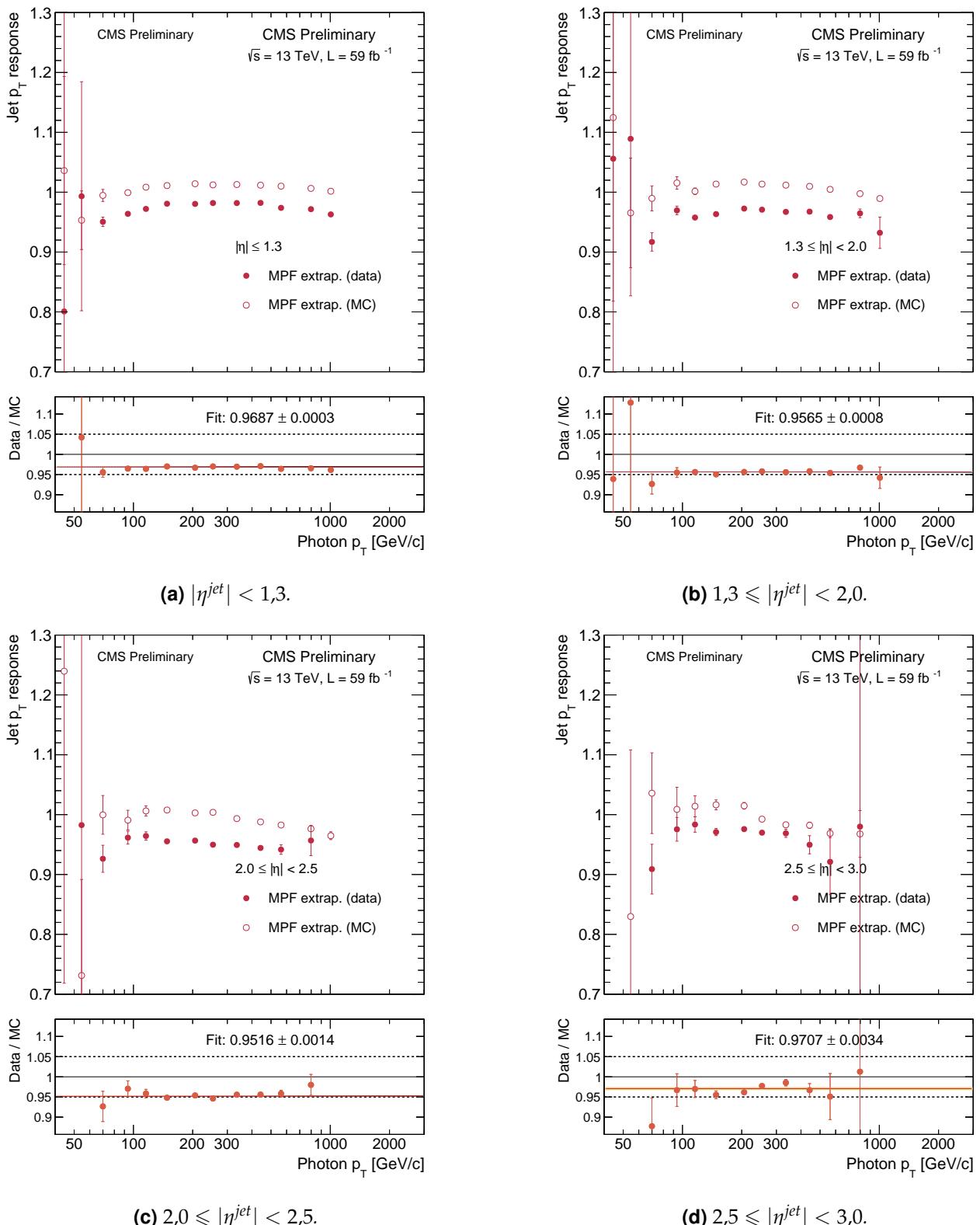
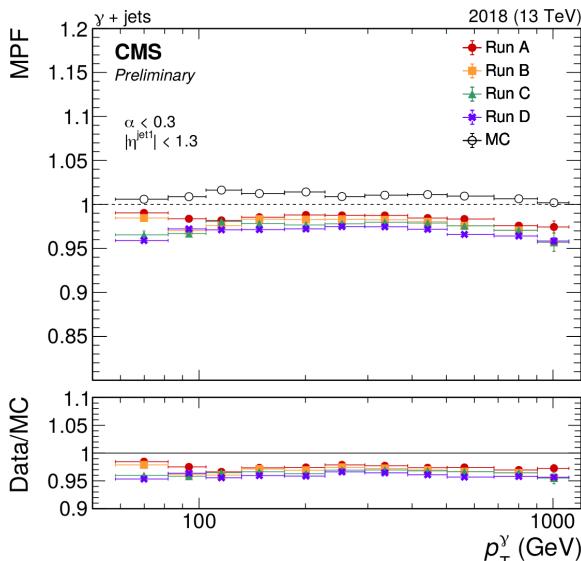


Figure 4.34 – Distributions des réponses MPF moyennes en fonction de p_T^γ pour différents intervalles de $|\eta^{jet}|$ en 2018 après extrapolation. Le rapport données sur simulations est présenté dans chaque cas ainsi qu'un ajustement à une constante donnant l'ordre de grandeur de la correction résiduelle à appliquer.

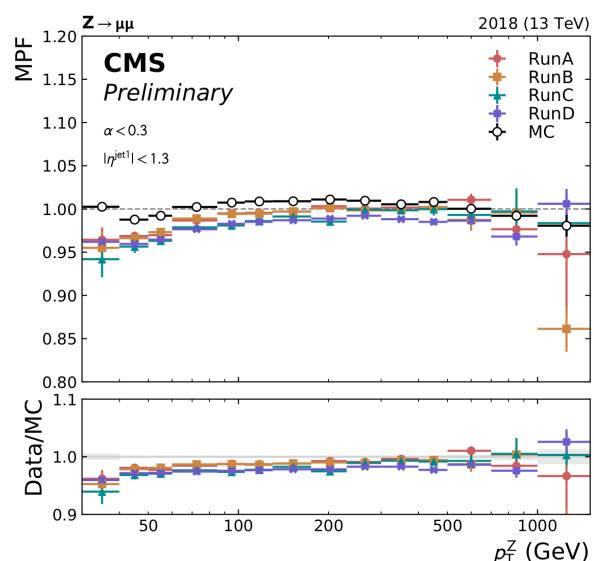
d'une fonction paramétrique. Les incertitudes présentes dans les différentes analyses sont considérées comme des paramètres de nuisance pour l'ajustement. Ces incertitudes sont :

- 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 56;
- 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 4.35. Une dépendance temporelle des réponses 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 4.35 – 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 [59].

L'ajustement global sur les résultats des différentes analyses est illustré, pour les trois années du Run II, sur la figure 4.16 en page 55. 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 4.14. 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 4.36 où les deux distributions sont plus proches l'une de l'autre après correction complète.

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

$ \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 4.14 – Rapports données sur simulations des réponses balancée et MPF obtenus en 2018 après extrapolation vers $\alpha = 0$.

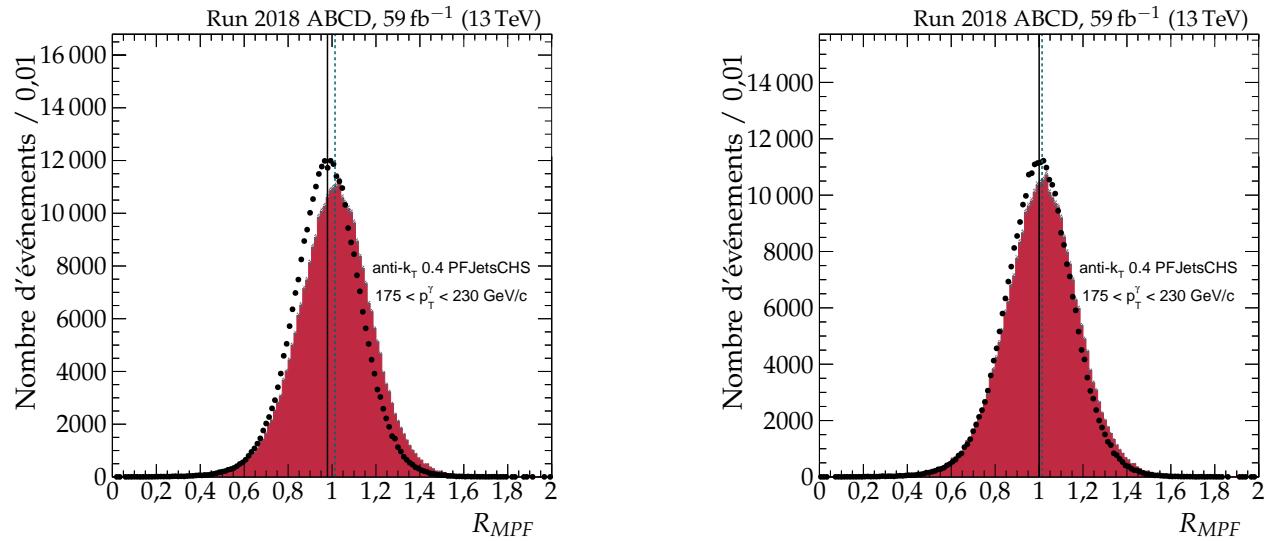


Figure 4.36 – Comparaison des réponses MPF avant et après correction résiduelle absolue pour $p_T^\gamma \in [175, 230[\text{ GeV en 2018.}$

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 54, il est possible d'écrire dans le cas des événements $\gamma + \text{jets}$

$$R_{\text{bal}} = \frac{p_{\text{Treco}}^{\text{jet } 1}}{p_T^\gamma} = \frac{p_{\text{Treco}}^{\text{jet } 1}}{p_{\text{Treco}}^\gamma} = \frac{p_{\text{Treco}}^{\text{jet } 1}}{p_{\text{ptcl}}^{\text{jet } 1}} \times \frac{p_{\text{Tptcl}}^{\text{jet } 1}}{p_{\text{Tptcl}}^\gamma} \times \frac{p_{\text{Tptcl}}^\gamma}{p_{\text{Treco}}^\gamma}, \quad (4.35)$$

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

$$\sigma_{R_{\text{bal}}} = \sigma \left(\frac{p_{\text{Treco}}^{\text{jet } 1}}{p_{\text{Tptcl}}^{\text{jet } 1}} \right) \oplus \sigma \left(\frac{p_{\text{Tptcl}}^{\text{jet } 1}}{p_{\text{Tptcl}}^\gamma} \right) \oplus \sigma \left(\frac{p_{\text{Tptcl}}^\gamma}{p_{\text{Treco}}^\gamma} \right), \quad (4.36)$$

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 (4.36) se réécrit alors, en utilisant les notations introduites,

$$\sigma_{R_{\text{bal}}} = \sigma_{\text{JER}} \oplus \sigma_{\text{PLI}} \oplus \sigma_\gamma, \quad (4.37)$$

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

$$\sigma_{\text{JER}} = \sigma_{R_{\text{bal}}} \ominus \sigma_{\text{PLI}} \ominus \sigma_\gamma. \quad (4.38)$$

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 4.15, 4.16 et 4.17. 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 4.15 – 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 4.16 – 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 4.17 – 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 4.17, de p_T^γ défini dans le tableau 4.15 et de η^{jet} défini dans le tableau 4.16, 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} .

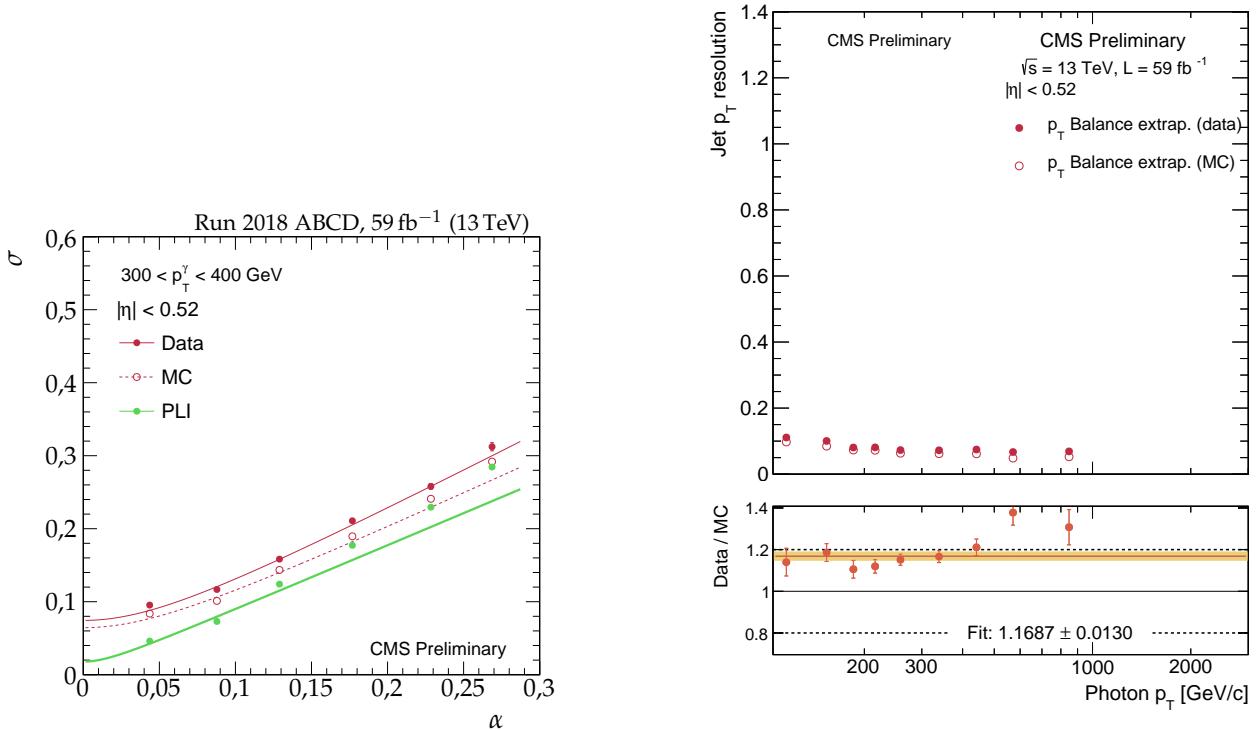
Extrapolation vers $\alpha = 0$ Une extrapolation vers $\alpha = 0$ est réalisée afin de s'affranchir des effets radiatifs et de l'activité additionnelle des jets¹⁸. Les intervalles de α utilisés pour la JER sont présentés dans le tableau 4.17. L'extrapolation n'est plus linéaire comme dans le cas de la JES. Une fonction de la forme

$$\sigma_i = \sqrt{(a_i \alpha)^2 + b_i^2} \quad (4.39)$$

est utilisée pour $\sigma_{R_{\text{bal}}}^{\text{données}}$, $\sigma_{R_{\text{bal}}}^{\text{simulations}}$ et σ_{PLI} . L'extrapolation est illustrée sur la figure 4.37a.

18. Ces effets sont décrits dans la section 5.2.

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 $\sigma_{R_{\text{bal}}}$ afin d'obtenir σ_{JER} en suivant l'équation (4.38). 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 4.37b. 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 4.37 – 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 56.

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

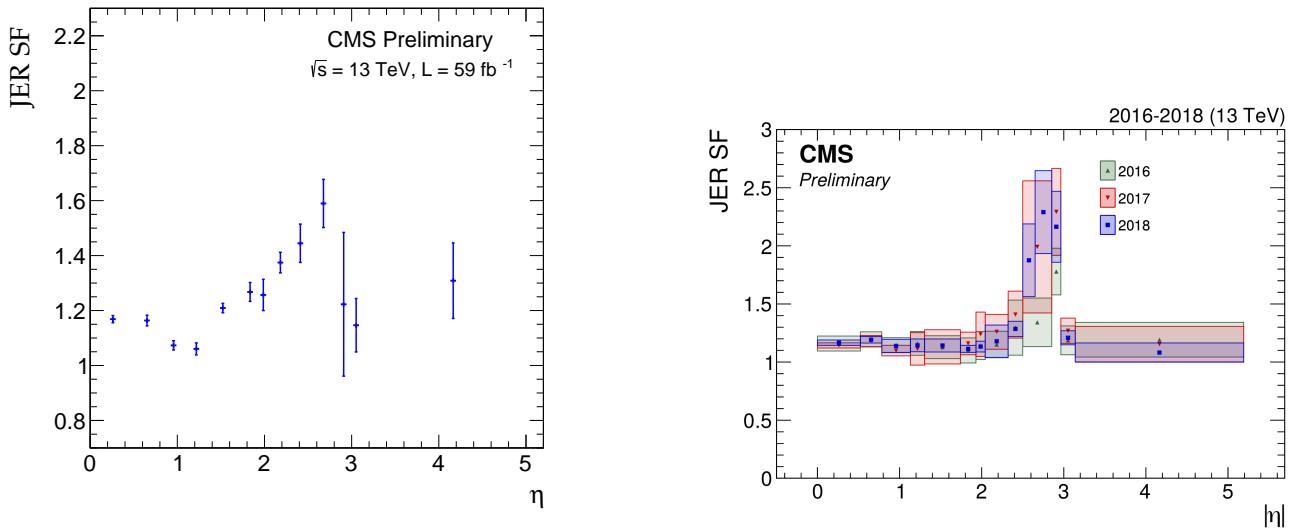
7.3 Résultats

Les résultats issus de l'analyse des événements $\gamma + \text{jets}$ pour l'année 2018 sont présentés sur la figure 4.38a. La combinaison avec l'analyses des événements dijet permet d'obtenir les facteurs correctifs utilisés par la collaboration, présentés sur la figure 4.38b. Ces facteurs sont de l'ordre de 1,2 dans le bâillet et peuvent atteindre 2,3 dans les bouchons.

8 Conclusion

Ce chapitre a abordé le sujets 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.



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

(b) Facteurs correctifs utilisés par la collaboration lors du Run II [59].

Figure 4.38 – Facteurs correctifs de la résolution en énergie des jets.

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.

Nous avons également abordé le sujet de la saveur des jets. 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 5.

Chapitre 5

Recherche d'un boson de Higgs de haute masse

Sommaire

1	Introduction	81
2	Sélection d'événements et catégorisation	81
2.1	Données	81
2.2	Simulation	81
2.3	Catégorisation	81
3	Chaîne d'analyse	81
4	Estimation du bruit de fond	81
4.1	Estimations de bruits de fond à partir de simulations	81
4.2	Estimations de bruits de fond à partir de données	81
5	Incertitudes systématiques	81
5.1	Incertitudes de normalisation	81
5.2	Incertitudes de forme	81
6	Résultats et interprétations	82
7	Conclusion	82

1 Introduction

2 Sélection d'événements et catégorisation

2.1 Données

2.2 Simulation

2.3 Catégorisation

3 Chaîne d'analyse

4 Estimation du bruit de fond

4.1 Estimations de bruits de fond à partir de simulations

4.2 Estimations de bruits de fond à partir de données

4.2.1 Méthode de l'encapsulement ou *embedding*

4.2.2 Méthode du facteur de faux ou *fake factor*

5 Incertitudes systématiques

5.1 Incertitudes de normalisation

5.2 Incertitudes de forme

gen_match	Type de particule	Propriétés de l'objet au niveau générateur
1	électron natif	$ pdgID = 11, p_T > 8 \text{ GeV}, \text{IsPrompt} == \text{True}$
2	muon natif	$ pdgID = 13, p_T > 8 \text{ GeV}, \text{IsPrompt} == \text{True}$
3	$\tau \rightarrow e$	$ pdgID = 11, p_T > 8 \text{ GeV},$ <code>IsDirectPromptTauDecayProduct == True</code>
4	$\tau \rightarrow \mu$	$ pdgID = 13, p_T > 8 \text{ GeV},$ <code>IsDirectPromptTauDecayProduct == True</code>
5	$\tau \rightarrow \tau_h$	Tau hadronique généré
6	Faux τ_h , τ_h de l'empilement	Tout objet ne rentrant pas dans les catégories 1 à 5

Tableau 5.1 – Valeurs prises par `gen_match`, variable de correspondance des taus hadroniques à l'objet généré dans les événements simulés.

6 Résultats et interprétations

7 Conclusion

Chapitre 6

Reconstruction de la masse d'une résonance à l'aide d'un réseau de neurones profond

☞ *Citations incontournables :*

- DELPHES 3.4.2 [[79](#), [80](#)]
- PYTHIA 8.235 [[75](#)]
- FASTJET [[81](#), [82](#)]
- KERAS [[66](#)]
- TENSORFLOW [[67](#)]
- [[64](#)] for an example of nn use in HEP
- [[83](#)]
- [[84](#)]

Chapitre 7

Conclusion

Annexe A

Notions mathématiques

Convention de sommation d'Einstein Il s'agit d'un raccourci de notation allégeant les équations. Ainsi, pour un espace de Minkowski de métrique η ,

$$a_\mu b^\mu = a^\mu b_\mu = a^\mu \eta_{\mu\nu} b^\nu = a_\mu \eta^{\mu\nu} b_\nu = a^0 b^0 - \sum_{i=1}^3 a^i b^i \quad (\text{A.1})$$

car la métrique de Minkowski est ici

$$\eta = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.2})$$

Matrices de Pauli

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.3})$$

Matrices de Dirac ou matrices gamma

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} \mathbb{1}_{2 \times 2} & 0_{2 \times 2} \\ 0_{2 \times 2} & -\mathbb{1}_{2 \times 2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \gamma^1 = \begin{pmatrix} 0_{2 \times 2} & \sigma_1 \\ -\sigma_1 & 0_{2 \times 2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\gamma^2 = \begin{pmatrix} 0_{2 \times 2} & \sigma_2 \\ -\sigma_2 & 0_{2 \times 2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & i & 0 \\ 0 & i & 0 & 0 \\ -i & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma^3 = \begin{pmatrix} 0_{2 \times 2} & \sigma_3 \\ -\sigma_3 & 0_{2 \times 2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.4})$$

Projecteur chiral

$$\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.5})$$

Matrices de Gell-Mann

$$\lambda_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\lambda_4 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\lambda_7 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.6})$$

Annexe B

Diagrammes de Feynman

Il s'agit de représentations graphiques des interactions entre particules. Dans ce manuscrit, le temps s'écoule de gauche à droite sur un diagramme de Feynman, ainsi l'état initial se trouve à gauche, et l'état final à droite.

La propagation d'une particule est modélisée par un trait et une interaction a lieu au niveau des connexions entre ces traits, nommés « vertex ».

Cas de l'interaction électromagnétique.

$$\bar{\psi} \gamma^\mu e Q A_\mu \psi = \bar{\psi}_a [\gamma^\mu]_{ab} e Q A_\mu \psi_b \quad (\text{B.1})$$

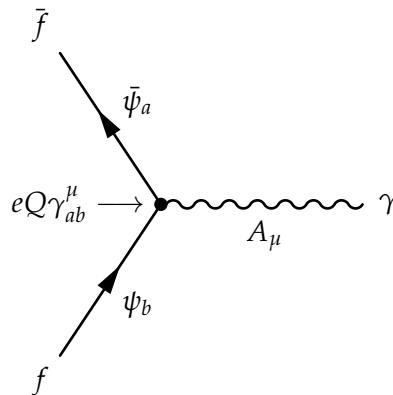


Figure B.1 – Diagramme de Feynman issu du terme du lagrangien du modèle standard de l'équation (B.1). Un fermion f et un antifermion \bar{f} sont présent dans l'état initial et sont décrits par un champ fermionique ψ et son adjoint $\bar{\psi}$. Le champ ψ interagit par ses composantes a et b avec le champ vectoriel A_μ au vertex, avec un couplage donné par $eQ\gamma^\mu_{ab}$. Il en résulte un photon γ , décrit par ce champ A_μ .

Bibliographie

- [1] N. CABIBBO. « Unitary Symmetry and Leptonic Decays ». *Physical Review Letters* **10** (12 juin 1963), p. 531-533. DOI : [10.1103/PhysRevLett.10.531](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.10.531). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.10.531>.
- [2] N. CABIBBO. « Unitary Symmetry and Nonleptonic Decays ». *Physical Review Letters* **12** (2 jan. 1964), p. 62-63. DOI : [10.1103/PhysRevLett.12.62](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.12.62). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.12.62>.
- [3] M. KOBAYASHI & T. MASKAWA. « CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction ». *Progress of Theoretical Physics* **49**.2 (fév. 1973), p. 652-657. DOI : [10.1143/PTP.49.652](https://doi.org/10.1143/PTP.49.652). eprint : <https://academic.oup.com/ptp/article-pdf/49/2/652/5257692/49-2-652.pdf>. URL : <https://doi.org/10.1143/PTP.49.652>.
- [4] Particle Data Group. « Review of Particle Physics ». *Physical Review* **D98** (août 2018). DOI : [10.1103/PhysRevD.98.030001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.030001).
- [5] F. ENGLERT & R. BROUT. « Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons ». *Physical Review Letters* **13**.9 (9 août 1964), p. 321-323. DOI : [10.1103/PhysRevLett.13.321](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.321). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.321>.
- [6] P. W. HIGGS. « Broken symmetries, massless particles and gauge fields ». *Physics Letters* **12**.2 (sept. 1964). DOI : [10.1016/0031-9163\(64\)91136-9](https://doi.org/10.1016/0031-9163(64)91136-9). URL : <https://cds.cern.ch/record/641590>.
- [7] P. W. HIGGS. « Broken symmetries and the masses of gauge bosons ». *Physics Letters* **13**.16 (oct. 1964). DOI : [10.1103/physrevlett.13.508](https://doi.org/10.1103/physrevlett.13.508).
- [8] G. S. GURALNIK, C. R. HAGEN & T. W. B. KIBBLE. « Global Conservation Laws and Massless Particles ». *Physical Review Letters* **13**.20 (20 nov. 1964), p. 585-587. DOI : [10.1103/PhysRevLett.13.585](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.585). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.585>.
- [9] S. L. GLASHOW. « Partial-symmetries of weak interactions ». *Nuclear Physics* **22**.4 (1961), p. 579-588. DOI : [https://doi.org/10.1016/0029-5582\(61\)90469-2](https://doi.org/10.1016/0029-5582(61)90469-2).
- [10] S. WEINBERG. « A model of leptons ». *Physical Review Letters* **19** (21 nov. 1967), p. 1264-1266. DOI : [10.1103/PhysRevLett.19.1264](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.19.1264). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.19.1264>.
- [11] G. ARNISON & coll. « Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $\sqrt{s} = 540 \text{ GeV}$ ». *Physics Letters* **B122**.1 (1983), p. 103-116. DOI : [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(83\)91177-2](https://doi.org/10.1016/0370-2693(83)91177-2). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269383911772>.
- [12] M. BANNER & coll. « Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the CERN pp collider ». *Physics Letters* **B122**.5 (1983), p. 476-485. DOI : [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(83\)91605-2](https://doi.org/10.1016/0370-2693(83)91605-2). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269383916052>.
- [13] G. ARNISON & coll. « Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around $95 \text{ GeV} \cdot c^{-2}$ at the CERN SPS collider ». *Physics Letters* **B126**.5 (1983), p. 398-410. DOI : [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(83\)90188-0](https://doi.org/10.1016/0370-2693(83)90188-0). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269383901880>.

- [14] P. BAGNAIA & coll. « Evidence for $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ at the CERN pp collider ». *Physics Letters* **B129**.1 (1983), p. 130-140. DOI : [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(83\)90744-X](https://doi.org/10.1016/0370-2693(83)90744-X). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037026938390744X>.
- [15] G. ARNISON & coll. « Further evidence for charged intermediate vector bosons at the SPS collider ». *Physics Letters* **B129**.3 (1983), p. 273-282. DOI : [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(83\)90860-2](https://doi.org/10.1016/0370-2693(83)90860-2). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269383908602>.
- [16] The ATLAS Collaboration. « Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC ». *Physics Letters* **B716**.1 (2012), p. 1-29. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020>. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037026931200857X>.
- [17] The CMS Collaboration. « Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC ». *Physics Letters* **B716**.1 (2012), p. 30-61. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021>. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269312008581>.
- [18] The CMS Collaboration. « Observation of a new boson with mass near 125 GeV in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV ». *Journal of High Energy Physics* **06** (juin 2013). DOI : [10.1007/jhep06\(2013\)081](10.1007/jhep06(2013)081).
- [19] G. AAD & coll. « Combined measurement of the Higgs boson mass in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV with the ATLAS and CMS Experiments ». *Physical Review Letters* **114**.19 (mai 2015). DOI : <10.1103/physrevlett.114.191803>. URL : <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.114.191803>.
- [20] G. AAD & coll. « Measurements of the Higgs boson production and decay rates and constraints on its couplings from a combined ATLAS and CMS analysis of the LHC pp collision data at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV ». *Journal of High Energy Physics* **08** (août 2016). DOI : [10.1007/jhep08\(2016\)045](10.1007/jhep08(2016)045). URL : [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP08\(2016\)045](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP08(2016)045).
- [21] S. DÜRR & coll. « Ab Initio Determination of Light Hadron Masses ». *Science* **322**.5905 (nov. 2008), p. 1224-1227. DOI : <10.1126/science.1163233>.
- [22] G. P. SALAM. *Elements of QCD for hadron colliders*. 2010. arXiv : [1011.5131 \[hep-ph\]](1011.5131). URL : <https://arxiv.org/pdf/1011.5131.pdf>.
- [23] The CDF Collaboration. « Observation of top quark production in $p\bar{p}$ collisions with the collider detector at Fermilab ». *Physical Review Letters* **74**.14 (avr. 1995), p. 2626-2631. DOI : <10.1103/physrevlett.74.2626>. URL : <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.74.2626>.
- [24] The DØ Collaboration. « Observation of the top quark ». *Physical Review Letters* **74**.14 (avr. 1995), p. 2632-2637. DOI : <10.1103/physrevlett.74.2632>. URL : <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.74.2632>.
- [25] S. MELE. « The Measurement of the Number of Light Neutrino Species at LEP ». *Advanced Series on Directions in High Energy Physics* **23** (2015), p. 89-106. DOI : 10.1142/9789814644150_0004. URL : <http://cds.cern.ch/record/2103251>.
- [26] The Super-Kamiokande Collaboration. « Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos ». *Physical Review Letters* **81** (8 août 1998), p. 1562-1567. DOI : <10.1103/PhysRevLett.81.1562>. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.81.1562>.
- [27] The SNO Collaboration. « Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory ». *Physical Review Letters* **89** (1 juin 2002). DOI : <10.1103/PhysRevLett.89.011301>. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.89.011301>.
- [28] J. SCHECHTER & J. W. F. VALLE. « Neutrino masses in $SU(2) \times U(1)$ theories ». *Physical Review* **D22** (9 nov. 1980), p. 2227-2235. DOI : <10.1103/PhysRevD.22.2227>. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.22.2227>.

- [29] A. DAVIDSON & K. C. WALI. « Family mass hierarchy from universal seesaw mechanism ». *Physical Review Letters* **60** (18 mai 1988), p. 1813-1816. doi : [10.1103/PhysRevLett.60.1813](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.60.1813). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.60.1813>.
- [30] R. N. MOHAPATRA & G. SENJANOVIĆ. « Neutrino masses and mixings in gauge models with spontaneous parity violation ». *Physical Review* **D23** (1 jan. 1981), p. 165-180. doi : [10.1103/PhysRevD.23.165](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.23.165). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.23.165>.
- [31] R. N. MOHAPATRA & G. SENJANOVIĆ. « Neutrino Mass and Spontaneous Parity Nonconservation ». *Physical Review Letters* **44** (14 avr. 1980), p. 912-915. doi : [10.1103/PhysRevLett.44.912](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.44.912). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.44.912>.
- [32] M. GELL-MANN, P. RAMOND & R. SLANSKY. « Complex Spinors and Unified Theories » (1979). URL : <http://cds.cern.ch/record/133618>.
- [33] Z. MAKI, M. NAKAGAWA & S. SAKATA. « Remarks on the Unified Model of Elementary Particles ». *Progress of Theoretical Physics* **28.5** (nov. 1962), p. 870-880. doi : [10.1143/PTP.28.870](https://doi.org/10.1143/PTP.28.870). eprint : <https://academic.oup.com/ptp/article-pdf/28/5/870/5258750/28-5-870.pdf>. URL : <https://doi.org/10.1143/PTP.28.870>.
- [34] Y. NAGASHIMA. *Beyond the Standard Model of Elementary Particle Physics*. Weinheim : Wiley-VCH, juin 2014. URL : <http://cds.cern.ch/record/1620277>.
- [35] D. CLOWE & coll. « A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter ». *Astrophysical Journal* **648.2** (août 2006). doi : [10.1086/508162](https://doi.org/10.1086/508162). URL : <http://dx.doi.org/10.1086/508162>.
- [36] P. A. R. ADE & coll. « Planck 2013 results. I. Overview of products and scientific results ». *Astronomy & Astrophysics* **571** (oct. 2014). doi : [10.1051/0004-6361/201321529](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201321529). URL : <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/201321529>.
- [37] S. P. MARTIN. « A Supersymmetry primer ». *Advanced Series on Directions in High Energy Physics* (juil. 1998), p. 1-98. doi : [10.1142/9789812839657_0001](https://doi.org/10.1142/9789812839657_0001). URL : http://dx.doi.org/10.1142/9789812839657_0001.
- [38] J. F. GUNION & coll. *The Higgs hunter's guide*. T. **80**. Upton, NY : Brookhaven Nat. Lab., 1989. URL : <https://cds.cern.ch/record/425736>.
- [39] J. F. GUNION & coll. *Errata for "The Higgs Hunter's Guide"*. Rapp. tech. hep-ph/9302272. Fév. 1993. URL : <https://cds.cern.ch/record/559892>.
- [40] M. CARENA & coll. « MSSM Higgs boson searches at the LHC : benchmark scenarios after the discovery of a Higgs-like particle ». *European Physical Journal* **C73.9** (sept. 2013). doi : [10.1140/epjc/s10052-013-2552-1](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-013-2552-1). URL : <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-013-2552-1>.
- [41] The CMS Collaboration. « Search for neutral MSSM Higgs bosons decaying to a pair of tau leptons in pp collisions ». *Journal of High Energy Physics* **10** (oct. 2014). doi : [10.1007/jhep10\(2014\)160](https://doi.org/10.1007/jhep10(2014)160). URL : [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP10\(2014\)160](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP10(2014)160).
- [42] G. RIDOLFI, G. Ross & F. ZWIRNER. « Supersymmetry ». *Large Hadron Collider Workshop Proceedings*. II. CERN. Geneva : CERN, oct. 1990, p. 606-683.
- [43] LHC Higgs Cross Section Working Group. « Inclusive Observables ». *Handbook of LHC Higgs Cross Sections*. 1. CERN Yellow Reports : Monographs. Geneva : CERN, 2011. doi : [10.5170/CERN-2011-002](https://doi.org/10.5170/CERN-2011-002). URL : <https://cds.cern.ch/record/1318996>.
- [44] LHC Higgs Cross Section Working Group. « Differential Distributions ». *Handbook of LHC Higgs Cross Sections*. 2. CERN Yellow Reports : Monographs. Geneva : CERN, 2012. doi : [10.5170/CERN-2012-002](https://doi.org/10.5170/CERN-2012-002). URL : <https://cds.cern.ch/record/1416519>.
- [45] LHC Higgs Cross Section Working Group. « Higgs Properties ». *Handbook of LHC Higgs Cross Sections*. 3. CERN Yellow Reports : Monographs. Geneva : CERN, 2013. doi : [10.5170/CERN-2013-004](https://doi.org/10.5170/CERN-2013-004). URL : <https://cds.cern.ch/record/1559921>.

- [46] LHC Higgs Cross Section Working Group. « Deciphering the Nature of the Higgs Sector ». *Handbook of LHC Higgs Cross Sections*. 4. CERN Yellow Reports : Monographs. Geneva : CERN, oct. 2016. doi : [10.23731/CYRM-2017-002](https://doi.org/10.23731/CYRM-2017-002). URL : <http://cds.cern.ch/record/2227475>.
- [47] P. BOLZONI & coll. « Vector boson fusion at next-to-next-to-leading order in QCD : Standard model Higgs boson and beyond ». *Physical Review D* **85** (3 fév. 2012). doi : [10.1103/PhysRevD.85.035002](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.85.035002). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.85.035002>.
- [48] S. DAWSON, A. DJOUADI & M. SPIRA. « QCD Corrections to Supersymmetric Higgs Boson Production : The Role of Squark Loops ». *Physical Review Letters* **77**.1 (juil. 1996), p. 16-19. doi : [10.1103/physrevlett.77.16](https://doi.org/10.1103/physrevlett.77.16). URL : <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.77.16>.
- [49] The ALICE Collaboration. « The ALICE experiment at the CERN LHC. A Large Ion Collider Experiment ». *Journal of Instrumentation* **3**.S08002 (2008). doi : [10.1088/1748-0221/3/08/S08002](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08002). URL : <http://cds.cern.ch/record/1129812>.
- [50] The ATLAS Collaboration. « The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider ». *Journal of Instrumentation* **3**.S08003 (2008). doi : [10.1088/1748-0221/3/08/S08003](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08003). URL : <http://cds.cern.ch/record/1129811>.
- [51] The CMS Collaboration. « The CMS experiment at the CERN LHC. The Compact Muon Solenoid experiment ». *Journal of Instrumentation* **3**.S08004 (2008). doi : [10.1088/1748-0221/3/08/S08004](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08004). URL : <http://cds.cern.ch/record/1129810>.
- [52] The LHCb Collaboration. « The LHCb Detector at the LHC ». *Journal of Instrumentation* **3**.S08005 (2008). doi : [10.1088/1748-0221/3/08/S08005](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08005). URL : <http://cds.cern.ch/record/1129809>.
- [53] The CMS Collaboration. « CMS set of posters (En & Fr) updated 2019 » (mar. 2020). URL : <https://cds.cern.ch/record/2712624>.
- [54] B. ANDERSSON & coll. « Parton fragmentation and string dynamics » (avr. 1983). URL : <http://cds.cern.ch/record/143980>.
- [55] 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>.
- [56] 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>.
- [57] 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).
- [58] 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>.
- [59] 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>.
- [60] 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).
- [61] 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>.
- [62] 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>.
- [63] 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>.

- [64] D. GUEST & coll. « Jet flavor classification in high-energy physics with deep neural networks ». *Physical Review D* **94**.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>.
- [65] 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>.
- [66] F. CHOLLET & coll. KERAS. <https://keras.io>. 2015.
- [67] M. ABADI & coll. TENSORFLOW : *Large-scale machine learning on heterogeneous distributed systems*. Software available from tensorflow.org. 2015. URL : <https://www.tensorflow.org/>.
- [68] 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>.
- [69] 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).
- [70] 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). URL : <http://dx.doi.org/10.1088/1126-6708/2006/05/026>.
- [71] 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](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-3988-x). arXiv : [1512.00815 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1512.00815).
- [72] 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).
- [73] 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](https://doi.org/10.1088/1748-0221/10/08/P08010). URL : <https://cds.cern.ch/record/1988093>.
- [74] 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](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-6482-9). URL : [http://cds.cern.ch/record/2628267](https://cds.cern.ch/record/2628267).
- [75] 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 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1410.3012).
- [76] 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](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7499-4). URL : <https://cds.cern.ch/record/2669320>.
- [77] 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 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1106.0522).
- [78] The CMS Collaboration. « First results from the CMS SiPM-based hadronic endcap calorimeter ». Geneva, août 2018. DOI : [10.1088/1742-6596/1162/1/012009](https://doi.org/10.1088/1742-6596/1162/1/012009). URL : <https://cds.cern.ch/record/2636475>.
- [79] J. de FAVEREAU & coll. « DELPHES 3 : a modular framework for fast simulation of a generic collider experiment ». *Journal of High Energy Physics* **2** (fév. 2014). DOI : [10.1007/jhep02\(2014\)057](https://doi.org/10.1007/jhep02(2014)057). URL : [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP02\(2014\)057](https://doi.org/10.1007/JHEP02(2014)057).
- [80] A. MERTENS. « New features in DELPHES 3 ». *Journal of Physics : Conference Series* **608**.1 (2015). Sous la dir. de L. FIALA, M. LOKAJICEK & N. TUMOVA. DOI : [10.1088/1742-6596/608/1/012045](https://doi.org/10.1088/1742-6596/608/1/012045).
- [81] M. CACCIARI, G. P. SALAM & G. SOYEZ. « FASTJET user manual ». *European Physical Journal* **C72** (nov. 2012). DOI : [10.1140/epjc/s10052-012-1896-2](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-012-1896-2). arXiv : [1111.6097 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1111.6097).
- [82] M. CACCIARI & G. P. SALAM. « Dispelling the N^3 myth for the k_T jet-finder ». *Physics Letters B* **641**.1 (sept. 2006), p. 57-61. DOI : [10.1016/j.physletb.2006.08.037](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2006.08.037). URL : <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2006.08.037>.

- [83] W. SARLE. « Neural Networks and Statistical Models ». 1994.
- [84] P. BÄRTSCHI & coll. « Reconstruction of τ lepton pair invariant mass using an artificial neural network ». *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **929** (2019), p. 29-33. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.03.029>. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900219303377>.

