

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	10
2.4	Mécanisme de Higgs	10
2.5	Interaction forte	10
3	Succès et limites du modèle standard	10
3.1	Succès	10
3.2	Limites	10
4	Au-delà du modèle standard	10
4.1	Modèles à deux doublets de Higgs	10
4.2	La supersymétrie	10
4.3	L'extension supersymétrique minimale du modèle standard ou MSSM	10
5	Phénoménologie des bosons de Higgs du MSSM	10
5.1	Production de bosons de Higgs	10
5.2	Désintégration de bosons de Higgs	12
5.3	Désintégration des leptons tau	12
6	Conclusion	12
3	Dispositif expérimental	13
1	Le LHC : <i>Large Hadron Collider</i>	13
1.1	Collisions de protons	13
1.2	Accélération de protons	13
1.3	Luminosité et nombre d'événements	13
1.4	L'empilement	13
1.5	Les expériences du LHC	13
2	L'expérience CMS : <i>Compact Muon Solenoid</i>	14
2.1	Le solénoïde	14
2.2	Le trajectographe ou <i>tracker</i>	14
2.3	Le calorimètre électromagnétique ou ECAL	14
2.4	Le calorimètre hadronique ou HCAL	14
2.5	Les chambres à muons	14
2.6	Prise de données à CMS	14
3	Événements simulés	14
3.1	Génération d'événements	14
3.2	Simulation du détecteur	14
4	Reconstruction des événements	14
4.1	L'algorithme de <i>Particle Flow</i>	14

4.2	Identification et reconstruction des particules	14
4.3	Objets de haut niveau	14
4.4	Énergie transverse manquante	14
5	Conclusion	14
4	Calibration en énergie des jets	15
1	Introduction	15
2	Formation des jets	15
2.1	Gerbe partonique	15
2.2	Hadronisation	16
3	Reconstruction des jets	16
3.1	Algorithmes de reconstruction	16
3.2	Identification des jets dans CMS	16
3.3	Saveur des jets	16
4	Calibration en énergie des jets dans CMS	16
4.1	Correction de l'empilement	16
4.2	Correction de la réponse du détecteur en p_T et en η	17
4.3	Propagation à la MET	17
4.4	Corrections résiduelles	17
4.5	Correction de la résolution en énergie	17
4.6	Incertitudes	17
5	Phénoménologie des événements photon + jets	17
6	Corrections résiduelles absolues des jets	17
6.1	Méthode de la balance	17
6.2	Méthode de la projection de la fraction d'énergie transverse manquante	17
6.3	Analyse	17
6.4	Résultats	18
7	Correction de la résolution en énergie des jets	18
7.1	•	18
7.2	•	18
7.3	•	18
7.4	•	18
8	Conclusion	18
5	Recherche d'un boson de Higgs de haute masse	19
1	Introduction	19
2	Sélection d'événements et catégorisation	19
2.1	Données	19
2.2	Simulation	19
2.3	Catégorisation	19
3	Chaîne d'analyse	19
4	Estimation du bruit de fond	19
4.1	Estimations de bruits de fond à partir de simulations	19
4.2	Estimations de bruits de fond à partir de données	19
5	Incertitudes systématiques	19
5.1	Incertitudes de normalisation	19
5.2	Incertitudes de forme	19
6	Résultats et interprétations	20
7	Conclusion	20
6	Conclusion	21
A	Notions mathématiques	23

Table des figures

2.1	Les particules fondamentales du modèle standard.	4
2.2	Une particule se déplace au cours du temps d'un point A à un point B le long d'une dimension x	6
2.3	Variation de la trajectoire d'une particule se déplaçant au cours du temps d'un point A à un point B	6
2.4	Diagrammes de Feynman possibles à partir du terme $\bar{\psi}\gamma^\mu eQA_\mu\psi$ du lagrangien \mathcal{L}_{QED}	9
2.5	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).	10
2.6	Diagrammes de Feynman de production de boson de Higgs dans le cadre du modèle standard en association avec un boson.	11
2.7	Diagrammes de Feynman de production de boson de Higgs dans le cadre du modèle standard en association avec un quark b	11
4.1	Procédé de calibration des jets. Plusieurs corrections sont appliquées pour obtenir les jets calibrés à partir des jets reconstruits.	16
4.2	Exemples de diagrammes de Feynman de processus physiques donnant un photon et un jet dans l'état final.	17
4.3	•	17
B.1	Diagramme de Feynman issu du terme du lagrangien du modèle standard de l'équation (B.1). Un fermion f et un anti-fermion \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 $eQ\gamma_{ab}^\mu$. Il en résulte un photon γ , décrit par ce champ A_μ	25

Liste des tableaux

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 »

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	10
2.4	Mécanisme de Higgs	10
2.5	Interaction forte	10
3	Succès et limites du modèle standard	10
3.1	Succès	10
3.2	Limites	10
4	Au-delà du modèle standard	10
4.1	Modèles à deux doublets de Higgs	10
4.2	La supersymétrie	10
4.3	L'extension supersymétrique minimale du modèle standard ou MSSM	10
5	Phénoménologie des bosons de Higgs du MSSM	10
5.1	Production de bosons de Higgs	10
5.2	Désintégration de bosons de Higgs	12
5.3	Désintégration des leptons tau	12
6	Conclusion	12

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 dits « 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.

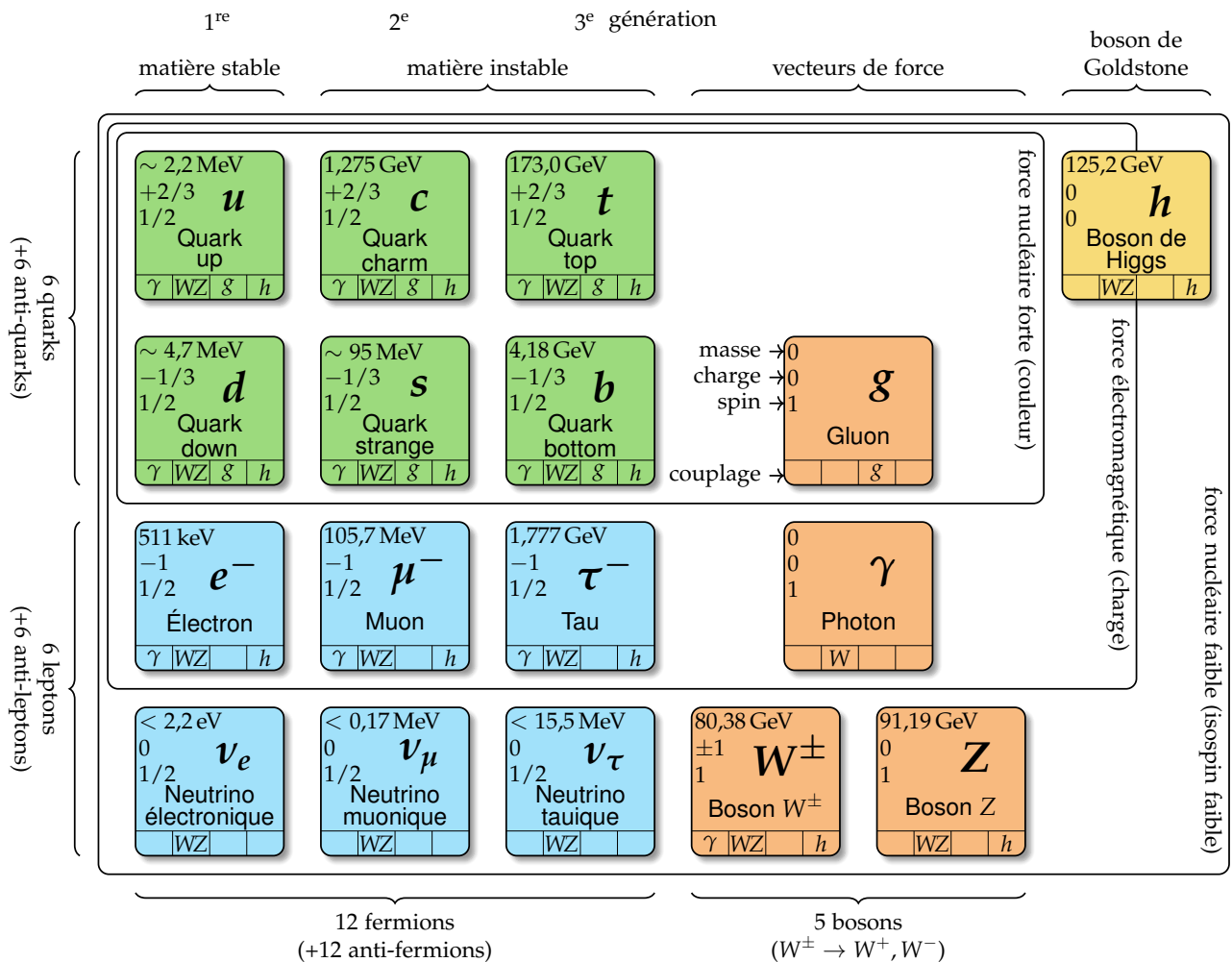


Figure 2.1 – Les particules fondamentales du modèle standard.

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 anti-fermions correspondants pour l'anti-matière.

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 faible. 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 anti-quarks 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 la couleur*.

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 anti-quark ; il s'agit d'un *méson*. En effet, un anti-quark porte une *anti-couleur*. Ainsi, un quark up (u) rouge et un anti-quark down (\bar{d}) « anti-rouge » forment un pion neutre π^0 .

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 *up* sont l'électron (e^-), le muon (μ^-) et le tau (τ^-), ils portent une charge électrique $-e$ ($+e$ pour les anti-particules correspondantes). Les leptons d'isospin *down* 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 fermions sont les particules fondamentales de spin entier et suivent alors la statistique de Bose-Einstein.

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 chiralité¹ gauche et les anti-particules 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 et une charge d'anti-couleur. Un gluon peut donc être chargé « rouge et anti-bleu ». Si un tel gluon interagit avec un quark bleu, par conservation, ce quark sera rouge après interaction.

1. La chiralité est définie dans la section 2.3.

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

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

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,

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

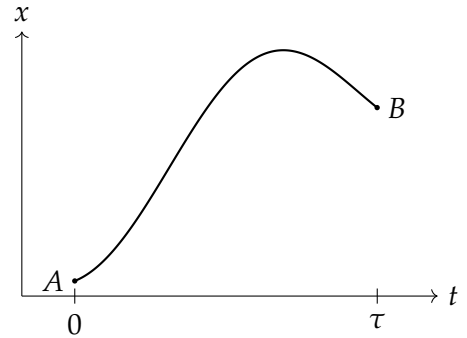


Figure 2.2 – Une particule se déplace au cours du temps d'un point A à un point B le long d'une dimension x .

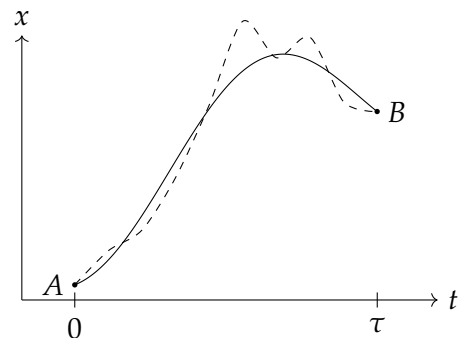


Figure 2.3 – Variation de la trajectoire d'une particule se déplaçant au cours du temps d'un point A à un point B .

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

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

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

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

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

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

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

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

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 cette densité lagrangienne,

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

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 jauges locales du groupe de symétrie

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

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

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

où la notation « slash » pour un objet k signifie $\not{k} = \gamma^\mu k_\mu$, i est l'unité imaginaire ($i^2 = -1$), ψ le spineur 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 valeurs de μ .

Le lagrangien $\mathcal{L}_{\text{fermion libre}}$ est invariant sous une transformation globale du groupe $U(1)_{em}$ ², c'est-à-dire lorsque l'on applique la transformation suivante au spineur ψ

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

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

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

et

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

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

En revanche, pour une transformation locale,

$$i\bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi \rightarrow i\bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi + ie^{-ieQ\alpha} \bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu (e^{ieQ\alpha}) \psi = i\bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi - \bar{\psi} \gamma^\mu eQ \partial_\mu \alpha \psi \quad (2.21)$$

2. 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.

ce qui fait apparaître un terme supplémentaire, $\bar{\psi}\gamma^\mu eQ\partial_\mu\psi$, 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 l'on introduit un *champ de jauge* A_μ , 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

$$A_\mu \rightarrow A_\mu - \partial_\mu\alpha. \quad (2.23)$$

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

$$-\bar{\psi}\gamma^\mu eQA_\mu\psi \rightarrow -\bar{\psi}e^{-ieQ\alpha}\gamma^\mu eQ(A_\mu - \partial_\mu\alpha)e^{ieQ\alpha}\psi = -\bar{\psi}\gamma^\mu eQA_\mu\psi + \bar{\psi}\gamma^\mu eQ\partial_\mu\alpha\psi \quad (2.25)$$

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 électromagnétique³ s'exprime alors

$$\mathcal{L}_{QED} = \underbrace{\bar{\psi}(i\not{D} - m)\psi}_{\text{fermions}} - \underbrace{\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}}_{\text{photons}} = \underbrace{\bar{\psi}(i\not{\partial} - m)\psi}_{\mathcal{L}_{\text{fermion libre}}} - \underbrace{\bar{\psi}\gamma^\mu eQA_\mu\psi}_{\text{interaction}} - \underbrace{\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}}_{\mathcal{L}_{\text{photon libre}}}. \quad (2.27)$$

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 anti-fermion sortant (ψ) et d'un fermion sortant ou d'un anti-fermion entrant ($\bar{\psi}$). Nous obtenons alors les diagrammes de la figure 2.4.

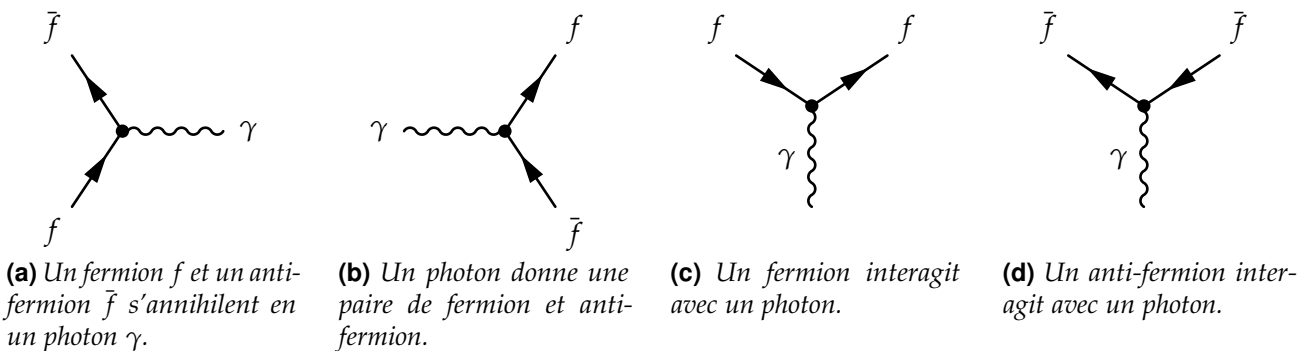


Figure 2.4 – Diagrammes de Feynman possibles à partir du terme $\bar{\psi}\gamma^\mu eQA_\mu\psi$ du lagrangien \mathcal{L}_{QED} .

Noether et qté conservée ?

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.

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

2.3 Interaction électrofaible

2.4 Mécanisme de Higgs

2.5 Interaction forte

3 Succès et limites du modèle standard

3.1 Succès

3.2 Limites

Gravitation

Masse des neutrinos

Matière noire bullet cluster![1]

Énergie noire

Asymétrie matière-antimatière

4 Au-delà du modèle standard

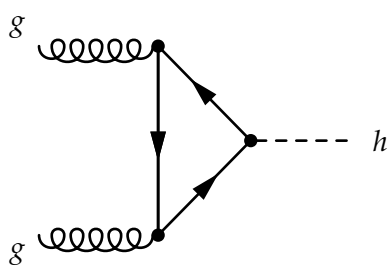
4.1 Modèles à deux doublets de Higgs

4.2 La supersymétrie

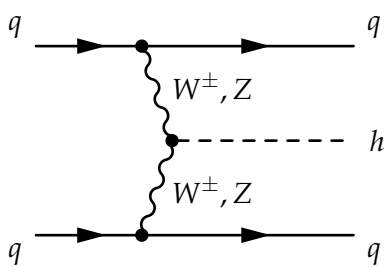
4.3 L'extension supersymétrique minimale du modèle standard ou MSSM

5 Phénoménologie des bosons de Higgs du MSSM

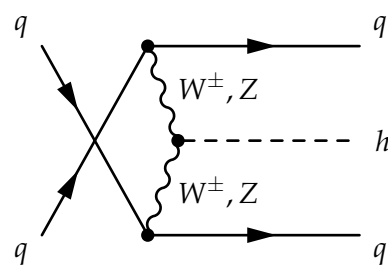
5.1 Production de bosons de Higgs



(a) Production par fusion de gluons.

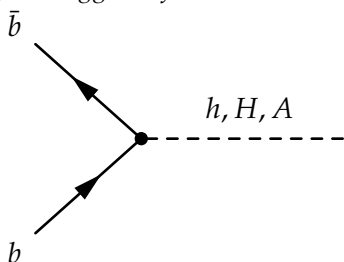


(b) Production par fusion de bosons vecteurs en voie t .



(c) Production par fusion de bosons vecteurs en voie u .

Figure 2.5 – 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).



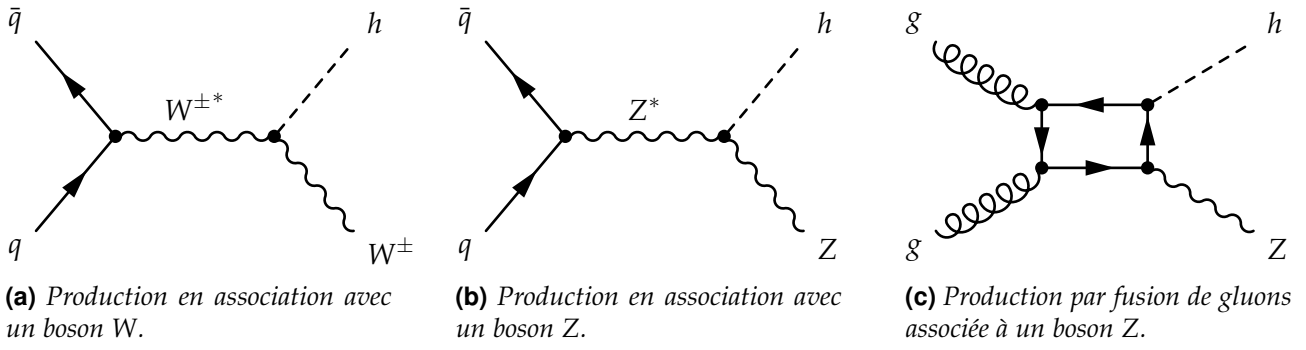


Figure 2.6 – Diagrammes de Feynman de production de boson de Higgs dans le cadre du modèle standard en association avec un boson.

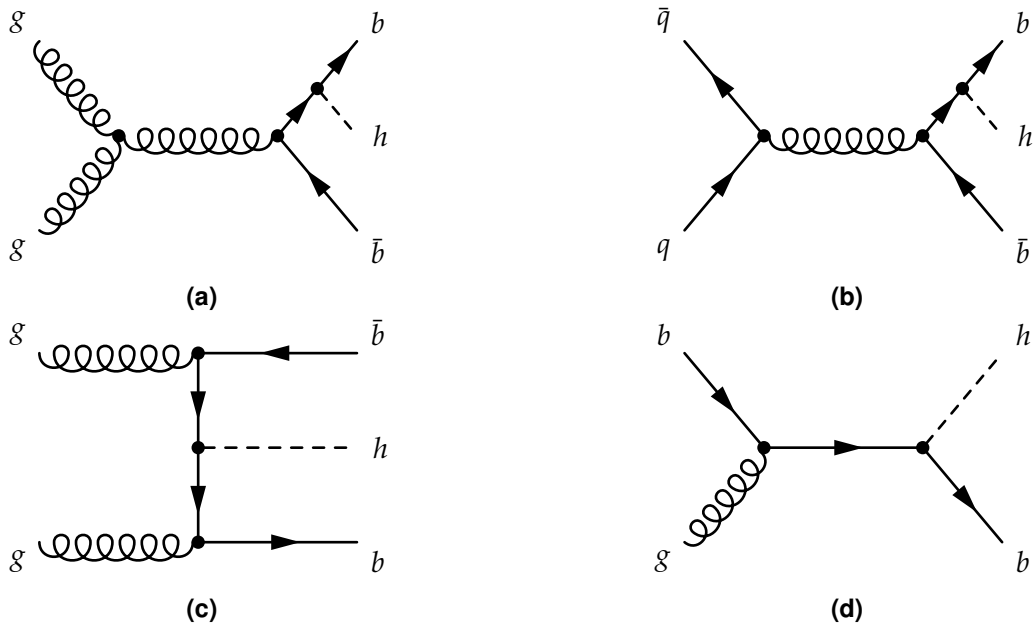
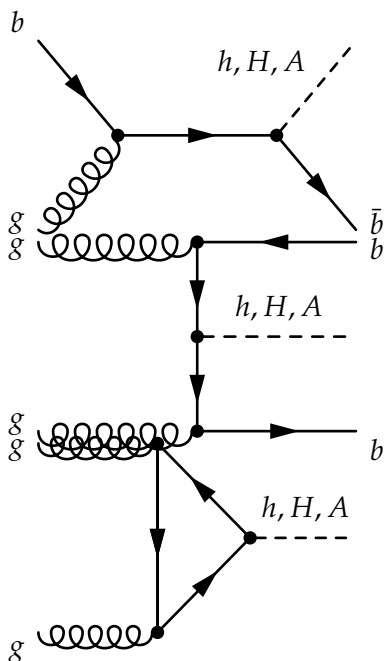
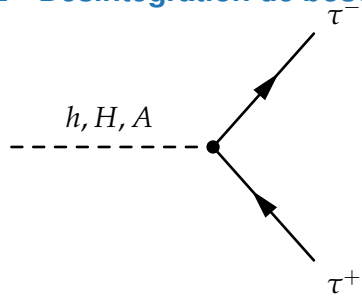


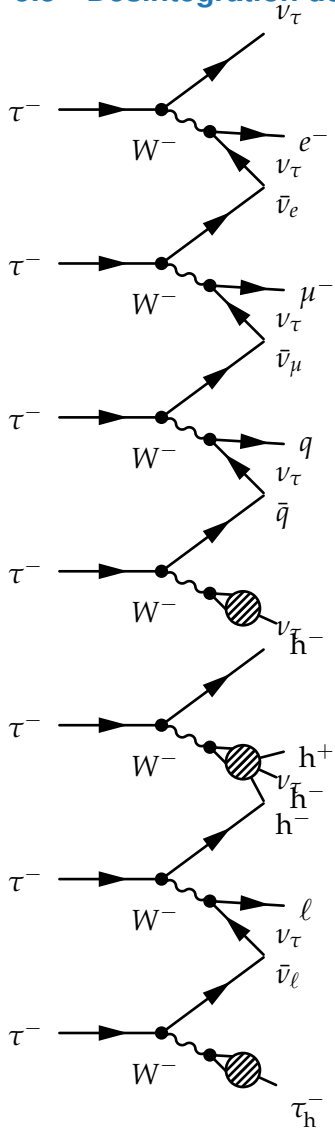
Figure 2.7 – Diagrammes de Feynman de production de boson de Higgs dans le cadre du modèle standard en association avec un quark b.



5.2 Désintégration de bosons de Higgs



5.3 Désintégration des leptons tau



6 Conclusion

Chapitre 3

Dispositif expérimental

Sommaire

1	Le LHC : <i>Large Hadron Collider</i>	13
1.1	Collisions de protons	13
1.2	Accélération de protons	13
1.3	Luminosité et nombre d'événements	13
1.4	L'empilement	13
1.5	Les expériences du LHC	13
2	L'expérience CMS : <i>Compact Muon Solenoid</i>	14
2.1	Le solénoïde	14
2.2	Le trajectographe ou <i>tracker</i>	14
2.3	Le calorimètre électromagnétique ou ECAL	14
2.4	Le calorimètre hadronique ou HCAL	14
2.5	Les chambres à muons	14
2.6	Prise de données à CMS	14
3	Événements simulés	14
3.1	Génération d'événements	14
3.2	Simulation du détecteur	14
4	Reconstruction des événements	14
4.1	L'algorithme de <i>Particle Flow</i>	14
4.2	Identification et reconstruction des particules	14
4.3	Objets de haut niveau	14
4.4	Énergie transverse manquante	14
5	Conclusion	14

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 [2], 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 [3], 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 [4], 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 [5], Large Hadron Collider beauty, se concentre sur l'étude de la violation de la symétrie CP avec la 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 Solenoid*

2.1 Le solénoïde

2.2 Le trajectographe ou *tracker*

2.3 Le calorimètre électromagnétique ou ECAL

2.4 Le calorimètre hadronique ou HCAL

2.5 Les chambres à muons

2.6 Prise de données à CMS

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	15
2	Formation des jets	15
2.1	Gerbe partonique	15
2.2	Hadronisation	16
3	Reconstruction des jets	16
3.1	Algorithmes de reconstruction	16
3.2	Identification des jets dans CMS	16
3.3	Saveur des jets	16
4	Calibration en énergie des jets dans CMS	16
4.1	Correction de l'empilement	16
4.2	Correction de la réponse du détecteur en p_T et en η	17
4.3	Propagation à la MET	17
4.4	Corrections résiduelles	17
4.5	Correction de la résolution en énergie	17
4.6	Incertitudes	17
5	Phénoménologie des événements photon + jets	17
6	Corrections résiduelles absolues des jets	17
6.1	Méthode de la balance	17
6.2	Méthode de la projection de la fraction d'énergie transverse manquante	17
6.3	Analyse	17
6.4	Résultats	18
7	Correction de la résolution en énergie des jets	18
7.1	•	18
7.2	•	18
7.3	•	18
7.4	•	18
8	Conclusion	18

1 Introduction

radiation de q et g par des q et g, chute de l'énergie et lpus possible de faire des calculs perturbatifs
 qcd car α_s (commande?) tend vers 1 (perte de la liberté asymptotique) + confinement
 flux collimé de ptes stables = jet, en grosse qté au LHC car collisions pp
 calibrer?

2 Formation des jets

2.1 Gerbe partonique

A. J. Larkoski. An Unorthodox Introduction to QCD. 2017. 1709.06195

2.2 Hadronisation

cordes de Lund e. a. B. Andersson. Parton fragmentation and string dynamics. Phys. Rep., 1983. doi :97 :31.

agglomération hadronique J.-C. Winter, et al. A Modified cluster hadronization model. Eur. Phys. J., C36 :381–395, 2004. doi :10.1140/epjc/s2004-01960-8. hep-ph/0311085.

3 Reconstruction des jets

$q, g \rightarrow$ jet dans détecteur

3.1 Algorithmes de reconstruction

anti- k_T (cmd k_T)

M. Cacciari, et al. The anti- k_T jet clustering algorithm. JHEP, 04 :063, 2008. doi :10.1088/1126-6708/2008/04/063. 0802.1189.

$$d_{ij} = \min\left(\frac{1}{p_{Ti}^2}, \frac{1}{p_{Tj}^2}\right) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2} \quad (4.1)$$

voir le cours de GGrenier

produit des jets de forme régulière, plutôt conique

moins sensible aux perturbations dues aux partons spectateurs

regroupement autour des particules de plus haute énergie en utilisant les écarts angulaires

moins proche de l'évolution du parton shower

3.2 Identification des jets dans CMS

quels critères ?

3.3 Saveur des jets

b-tagging

4 Calibration en énergie des jets dans CMS

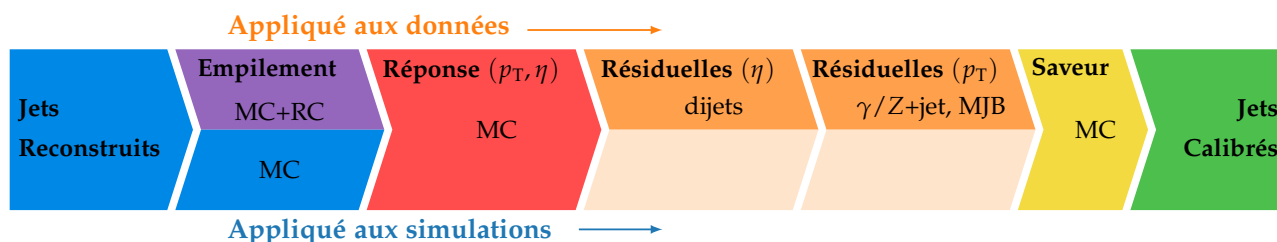


Figure 4.1 – Procédé de calibration des jets. Plusieurs corrections sont appliquées pour obtenir les jets calibrés à partir des jets reconstitués.

4.1 Correction de l'empilement

offset en énergie d'empilement

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

non uniformité de la réponse de CMS

4.3 Propagation à la MET

4.4 Corrections résiduelles

une fois le ECAL calibré (test de presque chaque cristal en faisceau), calibration du HCAL.

4.5 Correction de la résolution en énergie

4.6 Incertitudes

5 Phénoménologie des événements photon + jets

γ + jet donne beaucoup de stats, donc on peut sélectionner beaucoup et obtenir une bonne pureté.

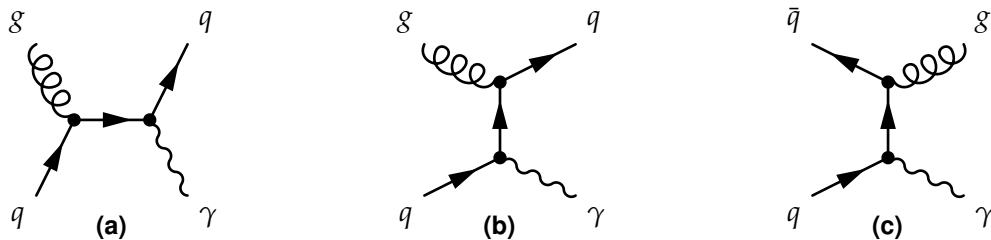


Figure 4.2 – Exemples de diagrammes de Feynman de processus physiques donnant un photon et un jet dans l'état final.

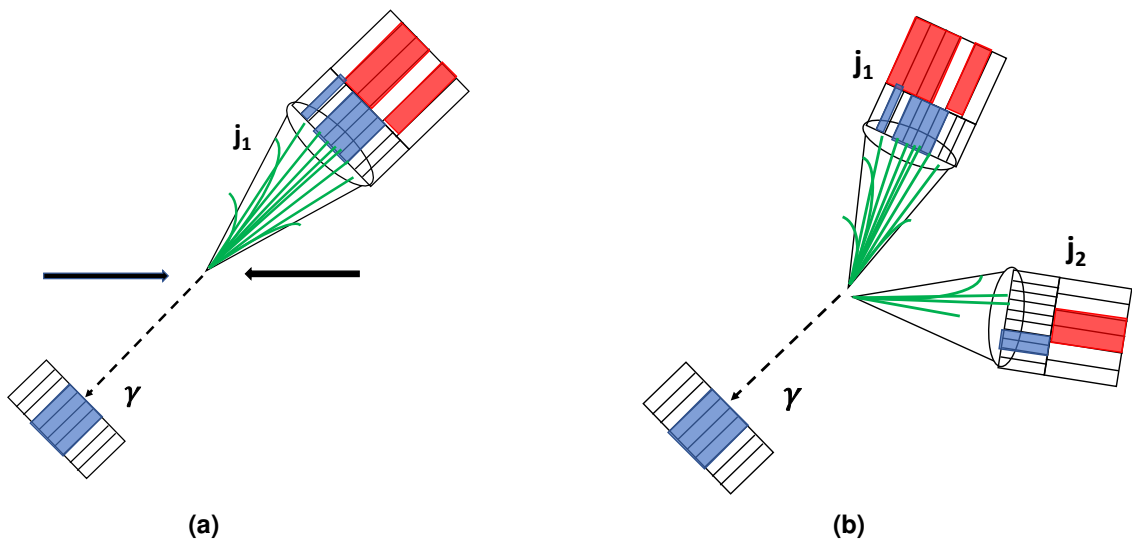


Figure 4.3 – •

initial state radiation : réjection par la condition back-to-back.

6 Corrections résiduelles absolues des jets

6.1 Méthode de la balance

6.2 Méthode de la projection de la fraction d'énergie transverse manquante

6.3 Analyse

6.4 Résultats

7 Correction de la résolution en énergie des jets

7.1 •

7.2 •

7.3 •

7.4 •

8 Conclusion

Chapitre 5

Recherche d'un boson de Higgs de haute masse

Sommaire

1	Introduction	19
2	Sélection d'événements et catégorisation	19
2.1	Données	19
2.2	Simulation	19
2.3	Catégorisation	19
3	Chaîne d'analyse	19
4	Estimation du bruit de fond	19
4.1	Estimations de bruits de fond à partir de simulations	19
4.2	Estimations de bruits de fond à partir de données	19
5	Incertitudes systématiques	19
5.1	Incertitudes de normalisation	19
5.2	Incertitudes de forme	19
6	Résultats et interprétations	20
7	Conclusion	20

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'encapsulation 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

6 Résultats et interprétations

7 Conclusion

Chapitre 6

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

$$\begin{aligned} \gamma^0 &= \begin{pmatrix} \mathbb{1}_{2 \times 2} & 0_{2 \times 2} \\ 0_{2 \times 2} & -\mathbb{1}_{2 \times 2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, & \gamma^1 &= \begin{pmatrix} 0_{2 \times 2} & \sigma_1 \\ -\sigma_1 & 0_{2 \times 2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \\ \gamma^2 &= \begin{pmatrix} 0_{2 \times 2} & \sigma_2 \\ -\sigma_2 & 0_{2 \times 2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & i & 0 \\ 0 & i & 0 & 0 \\ -i & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \gamma^3 &= \begin{pmatrix} 0_{2 \times 2} & \sigma_3 \\ -\sigma_3 & 0_{2 \times 2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

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

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_2 &= \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_3 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \\ \lambda_4 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_5 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_6 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \\ \lambda_7 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_8 &= \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

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.

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

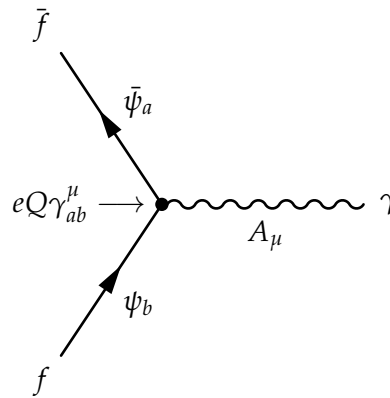


Figure B.1 – Diagramme de Feynman issu du terme du lagrangien du modèle standard de l'équation (B.1). Un fermion f et un anti-fermion \bar{f} sont présent dans l'état initial et sont décrits par un champ fermionique ψ et son adjoint $\bar{\psi}$. Le champ ψ interagit par ses composantes a et b avec le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

Bibliographie

- [1] D. CLOWE & coll. « A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter ». *The Astrophysical Journal* **648.2** (août 2006). DOI : [10.1086/508162](https://doi.org/10.1086/508162). URL : <http://dx.doi.org/10.1086/508162>.
- [2] 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>.
- [3] 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>.
- [4] 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>.
- [5] 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>.

